

# 在 ATLAS 探测器中标定高横动量 希格斯粒子和寻找新物理

(申请清华大学理学博士学位论文)

培 养 单 位 ： 物理系

学 科 ： 物理学

研 究 生 ： 丁 伟

指 导 教 师 ： 陈 新 副教授

副 指 导 教 师 ： Shih-Chieh Hsu 副教授

联 合 指 导 教 师 ： 高 永 生 教 授

二〇二一年六月





**Boosted  $H \rightarrow b\bar{b}$  Tagging and  
Search for New Resonances in Mass  
Distributions of Jet Pairs  
with the ATLAS Detector**

Thesis Submitted to

**Tsinghua University**

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

**Doctor of Philosophy**

in

**Physics**

by

**Ding Wei**

Thesis Supervisor: Associate Professor Chen Xin

Associate Supervisor: Associate Professor Shih-Chieh Hsu

Cooperate Supervisor: Professor Gao Yongsheng  
**June, 2021**



## 关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》及上级教育主管部门具体要求，向国家图书馆报送相应的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

作者签名： 丁伟

日 期： 2021年3月25日

导师签名： 彭新

日 期： 2021年3月25日



## 摘 要

位于欧洲的大型强子对撞机 (LHC) 的两个主要的目标是标准模型的精确测量和寻找超出标准模型的新物理。随着 2012 年标准模型中最后一个粒子希格斯玻色子的发现, 与希格斯玻色子相关的性质测量变得非常重要, 其中  $H \rightarrow b\bar{b}$  是希格斯玻色子主要的衰变模式, 所占分支比达到 58%。在 LHC 上的 ATLAS 实验中, 高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变过程是通过一个距离参数  $R=1$  的大喷注重建出来的, 用于俘获整个希格斯玻色子的衰变, 随后在这个大喷注中重建出带有味标定信息的小喷注, 对应于衰变而来的  $b$  夸克。由于来自强相互作用过程和高横动量的  $t$  夸克衰变的本底比较高, 使得探测器中这个过程的精确标定变得非常困难。这篇论文展示了一种用于标定高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例的新算法, 新算法基于一个前馈型神经网络, 以大喷注的动力学变量以及其中小喷注的味标定区分因子为输入进行训练, 研究表明, 它不仅对大喷注的质量分布没有明显的影响, 而且相比于 ATLAS 合作组目前所使用的其他算法, 它能更有效的排除来自强相互作用过程和高横动量的  $t$  夸克衰变的本底。

同时, 在寻找超出标准模型的新物理方面, 许多超出标准模型的新物理都预言了能与标准模型中夸克或者胶子耦合的新的重粒子的存在, 这些新粒子如果存在的话能在 LHC 上通过高能质子对撞产生, 并衰变成两个高能夸克或胶子, 以双喷注的形式被 ATLAS 探测到。这篇论文还展示了, 利用 ATLAS 从 2015 年到 2018 年在质心系能量为  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$  下收集到的总积分亮度为  $139\text{fb}^{-1}$  的质子-质子对撞数据, 在事例中两个横动量最高的喷注的不变质量谱中寻找衰变末态为两个喷注的新共振态, 其中包含了末态喷注中至少一个或者两个被标记为  $b$  强子喷注的信号区。在平滑下降的标准模型本底上, 没有发现显著的新物理信号, 并对一系列基准信号以及模型无关的高斯信号在 95% 置信度下设置了更强的排除限。在衰变末态包含  $b$  强子喷注的信号区, 除了因积分亮度提高带来的增益之外, 相对于上一轮分析, 得益于  $b$  强子喷注标定算法的显著改进, 灵敏度在此基础上有了更大的提升。

**关键词:** 大型强子对撞机; ATLAS 实验; 标准模型; 希格斯玻色子; 超出标准模型的新物理

## Abstract

Two of the most important targets of the Large Hadron Collider(LHC) is the precision measurement of the Standard Model and the search for Beyond Standard Model particles and interactions. In 2012, the ATLAS and CMS experiments completed the search for Standard Model particles with the discovery of the Higgs boson, then the precision measurement of the properties of the Higgs boson becomes really important. Boosted Higgs bosons decaying via the dominant  $H \rightarrow b\bar{b}$  mode are an essential ingredient to a number of LHC physics signatures, ATLAS identifies these hadronic Higgs bosons by reconstructing a large-R jet with  $R=1$ , associating variable-radius subjets to the large-R jet, and then assigning a flavor discriminant to each of the subjets using standard flavor tagging. This thesis presents an algorithm to select boosted Higgs bosons that combines flavor discriminants from up to three subjets using a feed-forward neural network. In addition to the decorrelation from the large-R jet mass, a comparison of several algorithms that combine individual subjet discriminants show that the neural network-based algorithm is the most powerful, assessed on its ability to reject both boosted top quark jets and jets arising from QCD processes.

In the meantime, for the Beyond Standard Model search, this thesis also presents a search for new resonances decaying into a pair of jets using the dataset of proton–proton collisions recorded at  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$  with the ATLAS detector at the LHC between 2015 and 2018, corresponding to an integrated luminosity of  $139\text{fb}^{-1}$ . The distribution of the invariant mass of the two leading jets is examined for local excesses above a data-derived estimate of the Standard Model background. In addition to an inclusive search, events with jets identified as containing  $b$ -hadrons are examined specifically, no significant excess of events above the smoothly falling background spectra is observed. The results are used to set cross-section upper limits at 95% confidence level on a range of new physics scenarios, model-independent limits on Gaussian-shaped signals are also reported. The analysis looking at jets containing  $b$ -hadrons benefits from improvements in the jet flavour identification at high transverse momentum, which increases its sensitivity relative to the previous analysis beyond that expected from the higher integrated luminosity.

**Keywords:** LHC; ATLAS; the Standard Model; Higgs; Beyond Standard Model

# 目 录

|                                       |     |
|---------------------------------------|-----|
| 摘 要.....                              | I   |
| Abstract.....                         | II  |
| 目 录.....                              | III |
| 插图和附表清单.....                          | VII |
| 符号和缩略语说明.....                         | XVI |
| 第 1 章 绪论 .....                        | 1   |
| 第 2 章 理论 .....                        | 3   |
| 2.1 标准模型.....                         | 3   |
| 2.1.1 最小作用量原理.....                    | 4   |
| 2.1.2 对称性和守恒律.....                    | 4   |
| 2.1.3 基本粒子.....                       | 5   |
| 2.1.4 量子电动力学.....                     | 6   |
| 2.1.5 量子色动力学.....                     | 7   |
| 2.1.6 电弱理论.....                       | 9   |
| 2.1.7 对称性自发破缺.....                    | 12  |
| 2.2 希格斯玻色子.....                       | 16  |
| 2.2.1 希格斯玻色子的产生.....                  | 16  |
| 2.2.2 希格斯玻色子的衰变.....                  | 17  |
| 2.2.3 高横动量希格斯玻色子衰变到双 $b$ 夸克的标定动机..... | 19  |
| 2.3 超出标准模型的新物理.....                   | 20  |
| 2.3.1 在双喷注末态的不变质量谱中寻找新物理的动机.....      | 21  |
| 2.3.2 暗物质 $Z'$ 模型.....                | 21  |
| 2.3.3 Kaluza-Klein 引力子和量子黑洞.....      | 22  |
| 2.3.4 重规范玻色子.....                     | 22  |
| 2.3.5 激发态夸克.....                      | 23  |
| 2.3.6 手征激发态玻色子 $W^*$ .....            | 23  |
| 第 3 章 实验 .....                        | 24  |
| 3.1 大型强子对撞机.....                      | 24  |

|       |                        |    |
|-------|------------------------|----|
| 3.2   | ATLAS 探测器              | 26 |
| 3.2.1 | 坐标系                    | 29 |
| 3.2.2 | 磁系统                    | 30 |
| 3.2.3 | 内部探测器                  | 31 |
| 3.2.4 | 量能器                    | 34 |
| 3.2.5 | $\mu$ 子谱仪              | 37 |
| 3.2.6 | 触发和数据采集系统              | 40 |
| 3.2.7 | 亮度探测器系统                | 41 |
| 3.3   | MC 模拟                  | 42 |
| 3.3.1 | 硬散射和部分子簇射              | 42 |
| 3.3.2 | 强子化                    | 42 |
| 3.3.3 | 探测器模拟                  | 43 |
| 3.4   | 物理对象的重建                | 43 |
| 3.4.1 | 径迹和顶点的重建               | 44 |
| 3.4.2 | 量能器中拓扑集群的重建            | 45 |
| 3.4.3 | Jet 的重建                | 45 |
| 3.4.4 | 轻子和光子的重建               | 48 |
| 3.4.5 | 丢失横动量的重建               | 49 |
| 第 4 章 | 机器学习                   | 50 |
| 4.1   | 神经网络                   | 50 |
| 4.1.1 | 训练                     | 52 |
| 4.1.2 | 反向传播算法                 | 53 |
| 4.2   | 提升决策树                  | 54 |
| 第 5 章 | 高横动量希格斯玻色子衰变到双 b 夸克的标定 | 56 |
| 5.1   | 研究背景                   | 57 |
| 5.2   | MC 样本                  | 59 |
| 5.2.1 | 信号                     | 59 |
| 5.2.2 | 本底                     | 60 |
| 5.3   | 事例重建和筛选                | 60 |
| 5.3.1 | LR-jet 的重建和筛选          | 61 |
| 5.3.2 | subjett 的重建和筛选         | 63 |
| 5.3.3 | 味标签                    | 64 |
| 5.3.4 | LR-jet 与 subjett 的匹配   | 65 |

|       |                                          |     |
|-------|------------------------------------------|-----|
| 5.3.5 | b-jet 标定算法.....                          | 65  |
| 5.3.6 | LR-jet 的结构变量 .....                       | 66  |
| 5.4   | 高横动量 $H \rightarrow b\bar{b}$ 标定算法 ..... | 70  |
| 5.4.1 | 输入变量控制.....                              | 70  |
| 5.4.2 | 优化器.....                                 | 72  |
| 5.4.3 | 输入 subjet 个数 .....                       | 72  |
| 5.4.4 | 加权策略.....                                | 74  |
| 5.4.5 | 结构参数优化.....                              | 76  |
| 5.5   | 算法性能 .....                               | 78  |
| 5.5.1 | 去质量关联.....                               | 79  |
| 5.5.2 | 味标签.....                                 | 80  |
| 5.5.3 | 区分因子.....                                | 82  |
| 5.5.4 | 本底排除率与信号效率.....                          | 84  |
| 5.5.5 | 本底排除率与 LR-jet 横动量 .....                  | 85  |
| 5.5.6 | 本底排除率与信号效率和 LR-jet 横动量 .....             | 86  |
| 5.6   | 本章小结 .....                               | 87  |
| 第 6 章 | 在双喷注末态事例中寻找超出标准模型的新物理 .....              | 89  |
| 6.1   | 研究背景 .....                               | 89  |
| 6.2   | 数据和 MC 样本.....                           | 90  |
| 6.2.1 | 数据样本.....                                | 90  |
| 6.2.2 | MC 样本 .....                              | 91  |
| 6.3   | 事例重建和筛选 .....                            | 94  |
| 6.3.1 | 事例重建.....                                | 94  |
| 6.3.2 | 事例筛选.....                                | 94  |
| 6.3.3 | 信号接收度.....                               | 95  |
| 6.3.4 | $m_{jj}$ 分辨率.....                        | 96  |
| 6.4   | b-jet 标定算法.....                          | 99  |
| 6.4.1 | 算法优化.....                                | 99  |
| 6.4.2 | $ y^* $ 优化 .....                         | 100 |
| 6.4.3 | 算法性能.....                                | 100 |
| 6.4.4 | 算法校准.....                                | 101 |
| 6.5   | $m_{jj}$ 本底估计和新物理搜索 .....                | 102 |
| 6.5.1 | $m_{jj}$ 本底估计.....                       | 102 |

|                                                             |     |
|-------------------------------------------------------------|-----|
| 6.5.2 新物理搜索.....                                            | 104 |
| 6.5.3 有效性验证.....                                            | 105 |
| 6.5.4 搜索结果.....                                             | 110 |
| 6.6 系统误差.....                                               | 110 |
| 6.6.1 本底误差.....                                             | 110 |
| 6.6.2 信号误差.....                                             | 112 |
| 6.7 上限设置.....                                               | 113 |
| 6.7.1 统计方法.....                                             | 113 |
| 6.7.2 上限设置结果.....                                           | 115 |
| 6.8 本章小结.....                                               | 119 |
| 第 7 章 工作总结及展望 .....                                         | 123 |
| 参考文献.....                                                   | 126 |
| 附录 A 模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的<br>性能对比 ..... | 147 |
| 附录 B 基于分布采样和分布加权的模型的性能对比 .....                              | 149 |
| 附录 C 对照组和优化组的模型的性能对比 .....                                  | 151 |
| 附录 D 利用 DM $Z'$ 信号进行算法优化 .....                              | 153 |
| 附录 E 利用 $b^*$ 信号进行算法优化.....                                 | 157 |
| 致 谢.....                                                    | 159 |
| 声 明.....                                                    | 160 |
| 个人简历、在学期间完成的相关学术成果.....                                     | 161 |

## 插图和附表清单

|        |                                                                                                                                                                                                       |    |
|--------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 图 2.1  | 标准模型中的基本粒子。图中还显示了各个粒子的质量、电荷和自旋。                                                                                                                                                                       | 6  |
| 图 2.2  | 对称性自发破缺。                                                                                                                                                                                              | 13 |
| 图 2.3  | 希格斯玻色子产生模式：领头阶胶子融合。                                                                                                                                                                                   | 16 |
| 图 2.4  | 希格斯玻色子产生模式：领头阶矢量玻色子融合。                                                                                                                                                                                | 17 |
| 图 2.5  | 希格斯玻色子产生模式：领头阶矢量玻色子联合产生道。                                                                                                                                                                             | 17 |
| 图 2.6  | 希格斯玻色子产生模式：领头阶 $t$ 夸克联合产生道。                                                                                                                                                                           | 18 |
| 图 2.7  | LHC 上质子-质子对撞的质心系能量固定为 $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ 时，不同产生模式的截面随着希格斯玻色子质量的变化关系 (左图)，以及希格斯玻色子质量为 $M_H = 125\text{GeV}$ 时，不同产生模式的截面随着质心系能量的变化关系 (右图) <sup>[49]</sup> 。                                      | 18 |
| 图 2.8  | 希格斯玻色子不同模式的衰变分支比与希格斯玻色子质量 $M_H$ 的关系。左图对应的质量区间为 $[80, 200]\text{GeV}$ ，右图是 $[120, 130]\text{GeV}$ <sup>[49]</sup> 。                                                                                    | 19 |
| 图 2.9  | 来自高横动量希格斯玻色子衰变的两个 $b$ 夸克接近准直，从而合并到一个大喷注当中。                                                                                                                                                            | 20 |
| 图 2.10 | 新粒子的产生模式。其中 $X$ 表示新粒子。                                                                                                                                                                                | 21 |
| 图 2.11 | 暗物质媒介子 $Z'$ 的两种衰变模式。左图对应于 $Z' \rightarrow \chi + \bar{\chi}$ 。右图对应于 $Z' \rightarrow q + \bar{q}$ 。                                                                                                    | 22 |
| 图 3.1  | CERN 加速器系统的结构 <sup>[80]</sup> 。首先质子会被注入到直线加速器 Linac2 当中，然后将它们注入到环形加速器 Booster 当中，随后，会将它们送入环形加速器 PS 当中，接着，在经过环形加速器 SPS 加速之后，最后进入 LHC 大环，此时质子能量可以达到 $7\text{TeV}$ 。                                     | 25 |
| 图 3.2  | Run-2 计划期间 LHC 上质子-质子对撞数据的总积分亮度 <sup>[81]</sup> 。到 2018 年底，LHC 实现的数据总积分亮度为 $156\text{fb}^{-1}$ ，ATLAS 探测器所收集的数据总积分亮度为 $147\text{fb}^{-1}$ ，在设备运转正常和数据采集稳定的情况下可用于实际物理分析的数据总积分亮度为 $139\text{fb}^{-1}$ 。 | 26 |
| 图 3.3  | Run-2 计划期间 ATLAS 实验记录的每个质子束碰撞产生的平均事例数的分布图 <sup>[81]</sup> 。在 2017 年的分布中有两个峰是因为年中 LHC 操作方案的调整。                                                                                                         | 27 |
| 图 3.4  | ATLAS 探测器的截面图 <sup>[16]</sup> 。                                                                                                                                                                       | 27 |
| 图 3.5  | ATLAS 探测器中物理对象的鉴别和重建的过程简图 <sup>[93]</sup> 。                                                                                                                                                           | 29 |

|        |                                                                                                                                |    |
|--------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 图 3.6  | ATLAS 合作组所使用的坐标系。 .....                                                                                                        | 29 |
| 图 3.7  | 坐标平面中不同的赝快度 $\eta$ 所对应的极角 $\theta$ 。 .....                                                                                     | 30 |
| 图 3.8  | ATLAS 探测器的磁系统布局 <sup>[94]</sup> 。 .....                                                                                        | 31 |
| 图 3.9  | ATLAS 内部探测器的截面图和它的子结构 <sup>[16]</sup> 。 .....                                                                                  | 31 |
| 图 3.10 | ATLAS 内部探测器的桶部截面图 <sup>[16]</sup> 。灰色的小圆柱是 LHC 的束流管。32                                                                         |    |
| 图 3.11 | ATLAS 内部探测器中安装和未安装嵌入式 B 层探测器 (IBL) 的情况下, $\mu$ 子碰撞参数 $d_0$ 的分辨率随着赝快度 $\eta$ 的变化关系对比 <sup>[95]</sup> 。 .....                    | 33 |
| 图 3.12 | ATLAS 内部探测器沿 $R$ - $z$ 平面的截面图 <sup>[16]</sup> 。图中展示了其中各个子探测器的位置、结构和尺寸等, 左下部分是像素探测器的放大图。 .....                                  | 33 |
| 图 3.13 | ATLAS 的量能器系统的截面图 <sup>[16]</sup> 。 .....                                                                                       | 35 |
| 图 3.14 | ATLAS 量能器系统所使用的采样式量能器 <sup>[16]</sup> 。它们由吸收材料和活性材料交替组成, 可测量信号由活性材料与高能粒子的相互作用形成。 ....                                          | 35 |
| 图 3.15 | ATLAS 桶部电磁量能器的模块示意图 <sup>[16]</sup> 。其中 $X_0$ 为辐射长度, 定义为粒子在其能量减小到初始能量的 $1/e$ 时所经过的平均距离。各部分在 $\eta$ 和 $\phi$ 方向的粒度也显示在图中。 ..... | 36 |
| 图 3.16 | ATLAS 端盖强子量能器沿 $R$ - $\phi$ 平面 (左图) 和 $R$ - $z$ 平面 (右图) 的截面图 <sup>[16]</sup> , 单位是 mm。 .....                                   | 37 |
| 图 3.17 | ATLAS 前端量能器的示意图 <sup>[16]</sup> 。其中包含三个模块, 依次是一个电磁量能模块 (FCal1) 和两个强子量能模块 (FCal2, FCal3)。 .....                                 | 38 |
| 图 3.18 | $\mu$ 子穿过 $\mu$ 子谱仪的可监控漂移腔室中压力漂移管的示意图 <sup>[16]</sup> 。漂移管中混合气体被 $\mu$ 子电离之后, 产生的电子会向阳极漂移。 .....                               | 39 |
| 图 3.19 | $\mu$ 子谱仪中的阴极丝腔室的截面图 <sup>[16]</sup> 。 .....                                                                                   | 39 |
| 图 3.20 | $\mu$ 子谱仪中的电阻板腔室的结构示意图 <sup>[103]</sup> 。 .....                                                                                | 39 |
| 图 3.21 | $\mu$ 子谱仪中的薄隙腔室的结构示意图 <sup>[16]</sup> 。 .....                                                                                  | 40 |
| 图 3.22 | ATLAS 的触发和数据采集系统的结构示意图 <sup>[107]</sup> 。 .....                                                                                | 41 |
| 图 3.23 | ATLAS 的亮度探测器系统 <sup>[108]</sup> 。 .....                                                                                        | 42 |
| 图 3.24 | Lund 弦模型中的强子化过程。 .....                                                                                                         | 43 |
| 图 3.25 | 像素传感器上的单粒子点簇 (左) 和合并点簇 (右) 示意图 <sup>[122]</sup> 。 .....                                                                        | 45 |
| 图 3.26 | 利用 anti- $k_t$ 算法重建出来的 jet 的示意图 <sup>[128]</sup> 。 .....                                                                       | 46 |
| 图 3.27 | jet 能量校准流程图 <sup>[130]</sup> 。 .....                                                                                           | 47 |
| 图 3.28 | b-jet 标定示意图。图中红点表示第二顶点, $L_{xy}$ 表示主顶点和第二顶点的距离, $d_0$ 是径迹的碰撞参数。 .....                                                          | 48 |

|        |                                                                                                                                                                                                                               |    |
|--------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 图 4.1  | 前馈的密集连接型神经网络示意图。每个节点代表一个输入或者输出，每条线代表一个权重因子。其中反向传播算法的学习过程由两个过程组成：(a) 正向传播过程；(b) 反向传播过程。.....                                                                                                                                   | 51 |
| 图 4.2  | 二维特征输入 $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ 的二进制决策树示例 (左图)，其中包含一个根节点、三个决策节点和五个叶节点，并将输入特征空间分为五个不相交的决策区间 (右图)。.....                                                                                                                        | 55 |
| 图 5.1  | 在被基于 DNN 和 BDT 的高级算法标定前后，信号和本底中 LR-jet 的质量分布 <sup>[203]</sup> 。左图对应于 W 玻色子标定，右图对应于 t 夸克标定。.....                                                                                                                               | 58 |
| 图 5.2  | 对于不同的去质量关联算法，在高横动量的 W 玻色子标定中，本底排除率随着信号标定效率的变化关系 <sup>[218]</sup> 。其中 $Z_{\text{ANN}}$ 是基于对抗性神经网络的去质量关联算法，而 $Z_{\text{NN}}$ 是基于神经网络，与 LR-jet 的质量有非常大的相关性。左图为低横动量区间 [200,500]GeV，右图为横高动量区间 [500,1000]GeV。.....                  | 59 |
| 图 5.3  | Multijet 样本中领头 LR-jet 的横动量分布 <sup>[17]</sup> 。分布已经归一化。.....                                                                                                                                                                   | 61 |
| 图 5.4  | 通过量能器质量 $m^{\text{calo}}$ 、径迹质量 $m^{\text{track}}$ 和径迹关联质量 $m^{\text{TA}}$ 三种方式重建出来的 LR-jet 质量分布在校准前后的对比 <sup>[233]</sup> 。虚线代表校准前的分布，实线代表校准后的分布，黑线代表 $m^{\text{TA}}$ ，红线代表 $m^{\text{calo}}$ ，蓝线代表 $m^{\text{track}}$ 。..... | 62 |
| 图 5.5  | 利用 FR-jet(左图) 和 VR-jet(右图) 算法重建 LR-jet 中 subjet 的对比示意图。.....                                                                                                                                                                  | 64 |
| 图 5.6  | 对于 MV2、DL1 和 DL1r 三种算法，利用 VR-jet 重建的 subjet 中 b-jet 标定效率与 c-jet 排除率和 light-jet 排除率的关系 <sup>[141]</sup> 。.....                                                                                                                 | 65 |
| 图 5.7  | 模型 DLS、JKDLS 和 JSJKDLS 对 multijet 样本中领头 LR-jet 的质量分布的影响。图中红线表示样本中 LR-jet 质量分布，橘色、绿色和蓝色分别表示被模型 JSJKDLS、JKDLS 和 DLS 标定之后的 LR-jet 质量分布，所有分布都已经归一化。.....                                                                          | 72 |
| 图 5.8  | 以 multijet 样本作为本底时，基于优化器 Adam 和 SGD 的两种模型的本底排除率随着信号效率的变化关系对比。.....                                                                                                                                                            | 73 |
| 图 5.9  | 模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。左图对应于模型 JKDLS(3-subjets)，右图对应于模型 JKDLS(2-subjets)。.....                                                                                                 | 73 |
| 图 5.10 | 两种不同的加权策略。左图表示分布采样，右图表示分布加权。.....                                                                                                                                                                                             | 75 |

|        |                                                                                                                                                                                                                               |    |
|--------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 图 5.11 | 基于分布采样 (左图) 和分布加权 (右图) 的模型中训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。.....                                                                                                                                                                | 75 |
| 图 5.12 | 对照组 (左图) 和优化组 (右图) 中训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。.....                                                                                                                                                                       | 77 |
| 图 5.13 | 对照组和优化组中验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化关系对比。.....                                                                                                                                                                                    | 77 |
| 图 5.14 | 在 $D_{Xbb}$ 算法的标定效率为 60% 的工作点下, 样本中事例的领头 LR-jet 质量分布在 $D_{Xbb}$ 标定之前和之后的形状对比 <sup>[17]</sup> 。左图对应于 multijet 样本和信号样本, 右图对应于 t 夸克样本和信号样本。.....                                                                                 | 79 |
| 图 5.15 | 在 DL1r 算法的标定效率为 60% 的工作点下, 样本中事例的领头 LR-jet 质量分布在 DL1r 标定之前和之后的形状对比 <sup>[17]</sup> 。左图对应于 multijet 样本和信号样本, 右图对应于 t 夸克样本和信号样本。.....                                                                                           | 80 |
| 图 5.16 | 事例中领头 LR-jet 质量分布在 $D_{Xbb}$ 和 DL1r 标定之后的形状对比 <sup>[17]</sup> 。(a) 对应于 multijet 样本; (b) 对应于 t 夸克样本; (c) 对应于信号样本。...                                                                                                           | 81 |
| 图 5.17 | 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中, DL1r 的三个输出值 $p_b$ 、 $p_c$ 和 $p_u$ 在领头 LR-jet 中领头 VR-jet 中的分布。其中左图代表 $p_b$ 的分布, 中间的图代表 $p_c$ 的分布, 右图代表 $p_u$ 的分布, 橙色线代表信号样本, 蓝色线代表 multijet 样本, 绿色线代表 t 夸克样本。.....                                 | 83 |
| 图 5.18 | 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中, DL1r 的三个输出值 $p_b$ 、 $p_c$ 和 $p_u$ 在领头 LR-jet 中次领头也就是横动量第二高的 VR-jet 中的分布。其中左图代表 $p_b$ 的分布, 中间的图代表 $p_c$ 的分布, 右图代表 $p_u$ 的分布, 橙色线代表信号样本, 蓝色线代表 multijet 样本, 绿色线代表 t 夸克样本。...                        | 83 |
| 图 5.19 | 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中, $D_{Xbb}$ 的三个输出值 $p_{Higgs}$ 、 $p_{multijet}$ 和 $p_{top}$ 在领头 LR-jet 中的分布。其中左图代表 $p_{Higgs}$ 的分布, 中间的图代表 $p_{multijet}$ 的分布, 右图代表 $p_{top}$ 的分布, 橙色线代表信号样本, 蓝色线代表 multijet 样本, 绿色线代表 t 夸克样本。..... | 83 |
| 图 5.20 | 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中, 由 $D_{Xbb}$ (左图) 和 DL1r(右图) 提供的领头 LR-jet 的区分因子的分布, 分别以橙色、蓝色和绿色线表示。所有分布都已经归一化。.....                                                                                                                | 84 |

|        |                                                                                                                                                                                                                  |    |
|--------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 图 5.21 | 在事例中领头 LR-jet 满足 $p_T > 250 \text{ GeV}$ 的情况下, $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着信号效率的变化关系 <sup>[17]</sup> 。分别对 multijet 本底 (左图) 和 t 夸克本底 (右图) 进行了评估, 图中还展示了在信号效率相同时, 算法的本底排除率与基于 VR-jet 的 MV2 算法的本底排除率的比值。..... | 85 |
| 图 5.22 | 在事例中领头 LR-jet 满足 $p_T > 500 \text{ GeV}$ 的情况下, $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着信号效率的变化关系 <sup>[17]</sup> 。分别对 multijet 本底 (左图) 和 t 夸克本底 (右图) 进行了评估。.....                                                       | 85 |
| 图 5.23 | 在信号标定效率为 60% 的工作点下, $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着领头 LR-jet 横动量的变化关系 <sup>[17]</sup> 。分别对 multijet 样本 (左图) 和 t 夸克样本 (右图) 进行了评估, 误差棒对应于统计误差。.....                                                             | 86 |
| 图 5.24 | 在信号标定效率为 80% 的工作点下, $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着领头 LR-jet 横动量的变化关系 <sup>[17]</sup> 。分别对 multijet 样本 (左图) 和 t 夸克样本 (右图) 进行了评估。.....                                                                         | 87 |
| 图 5.25 | $D_{Xbb}$ 的本底排除率相对于 DL1r 的提升随着领头 LR-jet 横动量下限和信号标定效率的变化关系 <sup>[17]</sup> 。分别对 multijet 样本 (左图) 和 t 夸克样本 (右图) 进行了评估, 其中 $\epsilon$ 表示效率, 它是排除率的倒数。.....                                                          | 87 |
| 图 5.26 | $D_{Xbb}$ 的本底排除率相对于 MV2 的提升随着领头 LR-jet 横动量下限和信号标定效率的变化关系 <sup>[17]</sup> 。分别对 multijet 样本 (左图) 和 t 夸克样本 (右图) 进行了评估。.....                                                                                         | 88 |
| 图 6.1  | 在全包含信号区, 基准信号的散射截面与信号质量的关系: (a) $q^*$ ; (b) $m_{QBH}$ ; (c) $W'$ ; (d) $W^*$ 。.....                                                                                                                              | 92 |
| 图 6.2  | 在 $g_{SM}$ 取不同值的情况下, 散射截面与 DM $Z'$ 质量的关系。.....                                                                                                                                                                   | 93 |
| 图 6.3  | 在 1b 和 2b 信号区, $b^* \rightarrow bg$ 、DM $Z' \rightarrow b\bar{b}$ 、SSM $Z' \rightarrow b\bar{b}$ 和 KK $G \rightarrow b\bar{b}$ 的散射截面乘以分支比与信号质量的关系。.....                                                          | 94 |
| 图 6.4  | $W^*$ 信号样本和 QCD 样本中两个领头 jet 的快度之差 $ y_1 - y_2 $ 分布的对比 (左图) 和信号显著性随着 $ y_1 - y_2 $ 截断值的变化关系 (右图)。.....                                                                                                            | 95 |
| 图 6.5  | 在全包含信号区, 不同信号的接收度与信号质量的关系: (a) $q^*$ ; (b) QBH; (c) $W'$ ; (d) $W^*$ 。.....                                                                                                                                      | 97 |
| 图 6.6  | 在全包含信号区, DM $Z'$ 的接收度与信号质量的关系。.....                                                                                                                                                                              | 98 |
| 图 6.7  | 在 1b 和 2b 信号区, 信号接收度乘以 b-jet 标定效率与信号质量的关系, 其中圆点代表信号接收度与信号质量的关系, 黑色代表 $b^* \rightarrow bg$ , 红色代表 DM $Z' \rightarrow b\bar{b}$ , 绿色代表 SSM $Z' \rightarrow b\bar{b}$ , 蓝色代表 KK $G \rightarrow b\bar{b}$ 。.....     | 98 |

- 图 6.8 在 b-jet 标定算法 DL1r 的工作点在 77% 的条件下, 2b 信号区中  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号的灵敏度随着  $|y^*|$  截断值的变化关系。分别展示了信号质量为 1.5TeV、2TeV、2.5TeV 和 3TeV 的情形。..... 100
- 图 6.9 在 77% 的工作点下, DL1、DL1r 和 DL1rmu 在  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号中的 b-jet 标定效率 (左上图)、c-jet 误判率 (右上图) 和 light-jet 误判率 (中下图) 随着 jet 横动量的变化关系。..... 101
- 图 6.10 在 77% 的工作点下, DL1、DL1r 和 DL1rmu 在 QCD 本底中的 b-jet 标定效率 (左上图)、c-jet 误判率 (右上图) 和 light-jet 误判率 (中下图) 随着 jet 横动量的变化关系。..... 102
- 图 6.11 应用完整的事例筛选之后, DL1r 在 77% 的工作点下的性能表现。DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  和  $b^* \rightarrow bg$  信号的事例标定效率随着两个领头 jet 的不变质量的变化关系<sup>[18]</sup>。..... 103
- 图 6.12 在 77% 的工作点下, DL1r 的校准因子与 jet 横动量的关系<sup>[284]</sup>。在  $p_T > 400\text{GeV}$  时, 通过在模拟中变化那些会影响 b-jet 标定性能的基本量来评估外推误差, 对应于图中深绿色部分。..... 103
- 图 6.13 滑动窗口拟合方法示意图。图中绿色的垂线表示窗口中心, 由低质量区向高质量区移动, 灰色框表示相应的窗口。..... 104
- 图 6.14 ABCD 方法中三个映射关系: (a)  $\epsilon_{j1}$ ; (b)  $\epsilon_{j2}$ ; (c)  $\epsilon_{j1j2}$ 。在第 6.5.3 小节中有相应的定义。..... 107
- 图 6.15 ABCD 方法的有效性验证: 利用 ABCD 方法得到的信号区  $m_{jj}$  本底和实际数据中  $m_{jj}$  的对比。左图是对应于 1b 信号区, 右图是对应于 2b 信号区。..... 108
- 图 6.16 拟合本底策略的有效性验证。左图是对应于 1b 信号区, 右图是对应于 2b 信号区, 蓝色的垂线标记的是数据相对于本底中差异最显著的局部小段, 该小段的统计显著性即 BumpHunter 算法 p-value 显示在左下方。图中还显示了由 z-value 表征的每个 bin 中数据与本底之间差异的显著性。..... 108
- 图 6.17 全包含信号区中拟合本底策略的有效性验证。蓝色的垂线标记的是数据相对于本底中差异最显著的局部小段, 其显著性显示在左下方。..... 109

- 图 6.18 三个不同的信号区所观测到的  $m_{jj}$  分布及相应的搜索结果<sup>[18]</sup>: (a) 全包含信号区,  $|y^*| < 0.6$  的筛选条件; (b) 全包含信号区,  $|y^*| < 1.2$  的筛选条件; (c) 1b 信号区; (d) 2b 信号区。蓝色的垂线标记的是数据相对于本底中差异最显著的局部小段, 其统计显著性即 BumpHunter 算法 p-value 显示在右下方。图中还显示了由 z-value 表征的每个 bin 中数据与本底之间差异的显著性。..... 111
- 图 6.19 不同信号区中影响本底估计的两种系统误差: (a) 全包含信号区,  $|y^*| < 0.6$  的筛选条件; (b) 全包含信号区,  $|y^*| < 1.2$  的筛选条件; (c) 1b 信号区; (d) 2b 信号区。其中深蓝色的虚线表示由数据样本大小限制所带来的拟合误差, 浅蓝色虚线表示由拟合函数的选择所带来的选择误差。..... 112
- 图 6.20 用  $CL_s$  方法对信号强度  $\mu$  设置上限。图中用统计检验量的概率分布函数形象表示  $CL_s$ 。..... 114
- 图 6.21 上限设置中渐近近似方法的有效性验证。 (a) 使用渐近近似方法得到的 95% 置信度上限; (b) 使用赝实验得到的 95% 置信度上限; (c) 两种结果中期望上限的比值。..... 116
- 图 6.22 全包含信号区中, 不同信号  $\sigma \times A \times BR$  的 95% 置信度上限随着信号质量的变化<sup>[18]</sup>: (a)  $q^*$ ; (b) QBH; (c)  $W'$ ; (d)  $W^*$ 。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm\sigma$  和  $\pm2\sigma$  误差带, 蓝色的虚线对应于理论预期线。..... 117
- 图 6.23 全包含信号区中, DM  $Z'$  信号中耦合常数  $g_q$  即  $g_{SM}$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系<sup>[18]</sup>。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm\sigma$  和  $\pm2\sigma$  误差带。..... 118
- 图 6.24 1b 信号区中,  $b^* \rightarrow bg$  信号  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系<sup>[18]</sup>。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm\sigma$  和  $\pm2\sigma$  误差带, 蓝色的虚线对应于理论预期线。..... 119
- 图 6.25 2b 信号区中, 不同信号  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系<sup>[18]</sup>: (a) DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ,  $g_q = 0.25$ ; (b) SSM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ; (c) KK  $G \rightarrow b\bar{b}$ ,  $k/\overline{M}_{PL} = 0.2$ 。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm\sigma$  和  $\pm2\sigma$  误差带, 蓝色的虚线对应于理论预期线。..... 120

|        |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 |     |
|--------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 图 6.26 | 一般高斯信号有效散射截面 $\sigma \times A \times BR$ 或 $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$ 的 95% 置信度上限与信号质量 $m_X$ 的关系 <sup>[18]</sup> : (a) 全包含信号区; (b) 1b 信号区; (c) 2b 信号区。这里考虑了相对宽度从 0% 到 15% 的高斯信号, 并且在 1b 和 2b 信号区, 上限中还包含了 b-jet 标定效率 $\epsilon$ 。其中宽度为 0% 的高斯信号对应于相对宽度小于探测器分辨率的高斯信号, 而对于 15% 的高斯信号, 当信号注入测试结果失败时, 上限将被截断。..... | 121 |
| 图 6.27 | DM $Z' \rightarrow b\bar{b}$ 信号 $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$ 的 95% 置信度上限在当前和上一轮分析的期望值 <sup>[18]</sup> 。蓝色虚线表示在假定分析策略和系统误差不变的情况下, 由上一轮分析 $36.1\text{fb}^{-1}$ 数据的结果按统计量放大到当前 $139\text{fb}^{-1}$ 数据的预期上限值, 红色虚线表示当前我们所得到的结果。除去积分亮度增加的因素, 得益于 b-jet 标定算法 DL1r 和与之相关的系统误差的显著改进, 预期上限值的相对提升最大有 3.5 倍。.....           | 122 |
| 图 7.1  | 利用 $Z' \rightarrow H + A \rightarrow b\bar{b} + \chi\bar{\chi}$ 衰变来寻找暗物质。其中是 $Z'$ 暗物质媒介子, H 为标准模型中希格斯玻色子, A 为赝标量粒子, $\chi$ 为暗物质费米子。.....                                                                                                                                                                                        | 124 |
| 图 7.2  | 利用 $Y \rightarrow H + X \rightarrow b\bar{b} + q\bar{q}$ 衰变来寻找超出标准模型的重规范玻色子。其中 Y 是所寻找的重规范玻色子, H 为标准模型中希格斯玻色子, X 为一个新粒子。.....                                                                                                                                                                                                    | 124 |
| 图 7.3  | ATLAS 合作组不同分析中得到的强子型衰变的轴矢量 $Z'$ 模型中耦合常数 $g_q$ 即 $g_{SM}$ 的 95% 置信度上限与信号质量的关系 <sup>[308]</sup> 。实线表示观测到的排除限, 虚线表示预期的排除限。.....                                                                                                                                                                                                    | 125 |
| 图 7.4  | 高亮度大型强子对撞机 (HL-LHC) 计划 <sup>[297]</sup> 。.....                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 125 |
| 表 2.1  | 在希格斯玻色子质量为 $m_H = 125\text{GeV}$ 时, 标准模型中希格斯玻色子各个衰变模式的衰变分支比 <sup>[49]</sup> 。.....                                                                                                                                                                                                                                              | 19  |
| 表 3.1  | ATLAS 的子探测器的主要性能目标 <sup>[16]</sup> 。.....                                                                                                                                                                                                                                                                                       | 28  |
| 表 3.2  | $\mu$ 子谱仪的各个子结构的主要参数 <sup>[16]</sup> 。.....                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 40  |
| 表 5.1  | ATLAS 实验和 CMS 实验进行的与希格斯玻色子产生和衰变相关的一系列最新测量结果 <sup>[179-180]</sup> 。.....                                                                                                                                                                                                                                                         | 56  |
| 表 5.2  | 用于高横动量 W 玻色子和 t 夸克标定的各种低级算法和对应的变量 <sup>[203]</sup> 。称为 LR-jet 的结构变量。.....                                                                                                                                                                                                                                                       | 58  |
| 表 5.3  | 用于高横动量 $H \rightarrow b\bar{b}$ 标定算法的研究和设计的部分 LR-jet 结构变量。.....                                                                                                                                                                                                                                                                 | 66  |

---

|        |                                                                                     |     |
|--------|-------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 表 5.4  | 基于控制变量，用神经网络训练出来的不同模型和与之对应的输入变量集。 .....                                             | 71  |
| 表 5.5  | 用于对照组算法训练的神经网络的结构参数。 .....                                                          | 76  |
| 表 5.6  | 用于算法训练的神经网络结构参数优化的参数空间。 .....                                                       | 76  |
| 表 5.7  | 新算法训练的结构参数以及输入变量和加权策略。 .....                                                        | 78  |
| 表 5.8  | 对于三个样本，事例的领头 LR-jet 中 VR-jet 的个数多样性 <sup>[17]</sup> 。 .....                         | 81  |
| 表 5.9  | 对于三个样本，事例的领头 LR-jet 中 VR-jet 的真实味标签分布 <sup>[17]</sup> 。 ...                         | 82  |
| 表 5.10 | 在 $D_{Xbb}$ 的标定效率为 60% 的工作点下， $D_{Xbb}$ 标定之后的样本中真实味标签分布的多样性 <sup>[17]</sup> 。 ..... | 82  |
| 表 6.1  | 不同信号区的筛选条件及相应的基准信号的总结 <sup>[18]</sup> 。 .....                                       | 96  |
| 表 6.2  | 在 95% 置信度下，各个基准信号的质量下限的总结 <sup>[18]</sup> 。 .....                                   | 118 |

## 符号和缩略语说明

|        |                                                                    |
|--------|--------------------------------------------------------------------|
| ATLAS  | 环形 LHC 设备 (A Toroidal LHC ApparatuS)                               |
| b-jet  | 含 b 强子的喷注                                                          |
| BDT    | 提升决策树 (Boosted Decision Tree)                                      |
| BR     | 分支比 (Branching ratio)                                              |
| BSM    | 超出标准模型的新物理 (Physics beyond the Standard Model)                     |
| CERN   | 欧洲核子研究中心 (The European Organization for Nuclear Research)          |
| CKM    | Cabibbo-Kobayashi-Maskawa                                          |
| CMS    | 紧凑型 $\mu$ 子螺线管 (The Compact Muon Solenoid)                         |
| CPT    | 电荷、宇称和时间反演对称 (Charge, parity and time reversal symmetry)           |
| dijet  | 双喷注                                                                |
| DM     | 暗物质 (Dark Matter)                                                  |
| DNN    | 深度学习神经网络 (Deep Neural Network)                                     |
| EW     | 电弱理论 (Electroweak theory)                                          |
| FR-jet | 由距离参数 $R=0.2$ 的 anti- $k_t$ 算法基于径迹重建出来的喷注 (Fixed radius track jet) |
| g      | 胶子 (Gluon)                                                         |
| G      | 引力子 (Graviton)                                                     |
| ggF    | 胶子融合 (Gluon-gluon fusion)                                          |
| JER    | 喷注能量分辨率 (Jet energy resolution)                                    |
| JES    | 喷注能量刻度 (Jet energy scale)                                          |
| jet    | 喷注                                                                 |
| JSS    | LR-jet 的结构变量 (Jet substructure)                                    |
| KK     | Kaluza-Klein                                                       |
| LHC    | 大型强子对撞机 (The Large Hadron Collider)                                |
| LO     | 领头阶 (Leading order)                                                |
| LR-jet | 距离参数 $R=1$ 的大喷注 (Large-R jet)                                      |
| MC     | 蒙特卡罗 (Monte Carlo)                                                 |
| PD     | 像素探测器 (The Pixel Detector)                                         |
| PDF    | 部分子分布函数 (Parton Distribution Functions)                            |

|                    |                                                                    |
|--------------------|--------------------------------------------------------------------|
| q                  | 夸克 (Quark)                                                         |
| QCD                | 量子色动力学 (Quantum chromodynamics)                                    |
| QED                | 量子电动力学 (Quantum electrodynamics)                                   |
| QFT                | 量子场论 (Quantum Field Theory)                                        |
| SCT                | 硅微条径迹探测器 (The SemiConductor Tracker)                               |
| SM                 | 标准模型 (The Standard Model)                                          |
| SSB                | 对称性自发破缺 (Spontaneous symmetry breaking)                            |
| SSM                | 连续标准模型 (The Sequential Standard Model)                             |
| subj <sub>et</sub> | 包含在距离参数 $R=1$ 的大喷注内部的小喷注                                           |
| TH-jet             | 由 anti- $k_t$ 算法基于产生子层面真实粒子的径迹重建出来的喷注 (Truth jet)                  |
| VBF                | 矢量玻色子融合 (Vector-boson fusion)                                      |
| VR-jet             | 由距离参数 $R$ 可变的 anti- $k_t$ 算法基于径迹重建出来喷注 (Variable radius track jet) |



## 第 1 章 绪论

一直以来，很多物理学家在尝试找到一个可以统一自然界和整个宇宙的所有物质和现象的“终极理论”，并希望它能解释所有已知的物质和相互作用及其基本结构，小到质子中子，大到银河系或者整个宇宙；它能追溯宇宙的起源，关于宇宙的存在和宇宙是怎么产生的；它也能对某些现象进行预测等等。

早在二十世纪初，随着爱因斯坦狭义相对论的提出<sup>[1]</sup>和量子力学<sup>[2]</sup>的建立，经典物理的基础被动摇。狭义相对论迫使科学家改变了他们对时间和空间的认知，时间和空间是交织在一起的，是单一现实的两个方面，即时空；量子力学让科学家们看到微观世界的运动规律和宏观世界如此的不同，粒子的行为表现得像波，而波的行为也类似于粒子。到二十世纪中期，狄拉克将量子力学和狭义相对论融合在了一起<sup>[2]</sup>，随后科学家们将它们与经典场论结合起来形成了一种功能强大的物理框架，量子场论<sup>[3]</sup>。同时，以量子场论作为基本框架，标准模型<sup>[4]</sup>也随之萌芽，一个与“终极理论”最为接近的物理模型，二十世纪后半叶便是标准模型随着各式的高能物理实验一起发展、逐渐完善的过程。

对称性在标准模型的发展过程中一直扮演着重要角色，这起源于早期外尔发现了电磁相互作用中的规范对称性<sup>[5]</sup>。在科学家们发现夸克之后，一种隐藏在夸克内部的“颜色”对称性逐渐浮出水面<sup>[6]</sup>，对应于束缚质子和中子中夸克的作用力，强相互作用。随后的一个重大突破便是对称性自发破缺<sup>[7-9]</sup>，二十世纪末期 W、Z 玻色子和 2012 年“上帝粒子”希格斯玻色子的发现<sup>[10-14]</sup>，验证了对称性自发破缺这个设想的正确性，这也代表着标准模型的巨大成功，到目前为止，几乎所有已知的粒子都具有该模型所精确预测的性质。

与此同时，科学家们对标准模型也提出了很多新问题：暗物质从何而来；为什么不同夸克之间的质量差异如此之大；等等。因此对超出标准模型的新物理的研究仍然具有重要的意义。

目前，欧洲核子研究中心 (The European Organization for Nuclear Research, CERN) 的大型强子对撞机 (The Large Hadron Collider, LHC)<sup>[15]</sup> 作为全世界最大的粒子物理实验室，开展着一系列该领域的前沿研究，其中两个重要的方面就是与希格斯玻色子相关的性质测量和超出标准模型的新物理的寻找，而探测器中希格斯玻色子的精确标定对其性质测量来说至关重要，双喷注共振态新物理也是超出标准模型的新物理中的重要组成部分。这篇论文的研究工作便是在这个背景下完成的，论文工作主要集中在两个方面：基于 LHC 的 ATLAS(A Toroidal LHC Ap-

paratuS) 探测器<sup>[16]</sup>, 利用神经网络标定高横动量希格斯玻色子衰变到双  $b$  夸克, 以及在双喷注末态的不变质量谱中寻找超出标准模型的新物理。

具体的章节安排为: 第 1 章是绪论; 第 2 章介绍研究工作的理论背景, 包括标准模型、希格斯玻色子的性质、研究工作的动机和与研究工作相关的超出标准模型的新物理模型; 第 3 章着重于实验技术, 首先会简要介绍一下 LHC, 然后详细介绍 LHC 上的 ATLAS 探测器及其各个组成部分, 随后简要介绍模拟实现技术和 ATLAS 探测器中物理对象的重建技术; 第 4 章会简要介绍高能物理实验领域常用的两种机器学习算法: 神经网络和提升决策树; 第 5 章详细介绍了高横动量希格斯玻色子衰变到双  $b$  夸克的标定算法的开发动机、研究现状、设计思路、性能及其与 ATLAS 合作组已有算法的对比等, 这部分研究工作已经以公告文章 (ATLAS public note) 的形式发表出来<sup>[17]</sup>; 第 6 章详细介绍了物理分析在双喷注末态的不变质量谱中寻找超出标准模型的新物理的动机、研究现状、技术手段和实验结果等, 这部分研究工作的结果最近发表在《高能物理杂志》(Journal of High Energy Physics, JHEP) 上面<sup>[18]</sup>; 第 7 章是研究工作的总结和展望。

## 第2章 理论

粒子物理是物理学的一个分支，是研究组成物质世界的最基本的粒子和它们之间相互作用的一门学科，目前解释已知的基本粒子和它们之间相互作用的动力学的最成功的理论是标准模型 (The Standard Model, SM) <sup>[4,7-9,19-24]</sup>。从 1897 年 J.J.Thomson 首次在实验中发现电子<sup>[25]</sup>，到 2012 年标准模型中最后一个粒子希格斯玻色子的发现<sup>[13-14]</sup>，标准模型经过几十年的发展逐渐完善，其不仅理论上自治，而且在实验预测上也非常的成功。尽管如此，物理学家在试图将其扩展成为一个包含所有常数和物理现象的“终极理论”的时候，发现仍有一些不足之处亟待解决，比如标准模型没有解释暗物质<sup>[26-27]</sup> 从何而来，没有包含引力子<sup>[28]</sup>，也没有解释宇宙中正反物质不对称<sup>[29]</sup> 和中微子质量起源<sup>[30-31]</sup> 等问题。

本章第 2.1 小节将简要介绍标准模型，包括各种相互作用、对称性自发破缺和希格斯玻色子，接着在第 2.2 小节会介绍希格斯玻色子的性质和高横动量希格斯玻色子衰变到双  $b$  夸克的标定动机，最后第 2.3 小节简要介绍在双喷注末态的不变质量谱中寻找超出标准模型的新物理的动机和所用到的基准新物理模型。

### 2.1 标准模型

由于覆盖范围广、预测能力强以及对已知的基本粒子之间相互作用的精确描述，粒子物理中的标准模型被认为是现有最全面而且最强大的理论之一。它的目标是对亚原子粒子进行分类，并准确描述它们之间的相互作用和自相互作用，类似于元素周期表，标准模型可以根据其属性对所有已知的基本粒子进行排布。量子场论 (Quantum Field Theory, QFT)<sup>[3]</sup> 是严格描述和构建标准模型的数学基础，它协调了量子力学<sup>[2]</sup> 和狭义相对论<sup>[1]</sup>，在这个基础之上，粒子被视为相应场的量子化激发，相互作用可以通过各种场的理论来描述。标准模型的构建遵循对称性原则，而拉格朗日量是描述物理系统动力学的基本手段，又称拉氏量，因此物理体系的对称性可以通过体系拉氏量的对称性来体现。与理论相联系的实验观测量比如散射截面和衰变宽度等可以利用微扰论的方法得到<sup>[3]</sup>。

### 2.1.1 最小作用量原理

类似于经典力学，物理系统的动力学特征可以由最小作用量原理<sup>[32-33]</sup> 得到，首先，定义一个体系的作用量  $S$ ：

$$S = \int d^4x \quad \mathcal{L} [\phi_i(x), \partial_\mu \phi_i(x)] \quad (2.1)$$

其中四维时空的积分  $\int d^4x$  保持洛伦兹不变性，体系的拉氏量密度  $\mathcal{L}$  是场  $\phi_i(x)$  和它们的偏导  $\partial_\mu \phi_i(x)$  的函数，它也具有洛伦兹不变性。最小作用量原理要求作用量的变化  $\delta S$  在场的微小变化  $\delta \phi_i$  之下为零，假设  $\delta \phi_i$  是可微的并且在时空的某个有界区域之外为零，由  $\delta S = 0$  可以得到场的欧拉-拉格朗日运动方程：

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} - \partial^\mu \left( \frac{\mathcal{L}}{\partial(\partial^\mu \phi_i)} \right) = 0 \quad (2.2)$$

### 2.1.2 对称性和守恒律

假设在一组连续的变化下：

$$\phi_i(x) \rightarrow \phi'_i(x) = \phi_i(x) + \epsilon \delta_\epsilon \phi_i(x) + O(\epsilon^2) \quad (2.3)$$

体系的拉氏量保持不变：

$$\mathcal{L} [\phi_i(x), \partial_\mu \phi_i(x)] = \mathcal{L} [\phi'_i(x), \partial_\mu \phi'_i(x)] \quad (2.4)$$

那么可以得到：

$$\delta_\epsilon \mathcal{L} = 0 = \sum_i \left\{ \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} - \partial^\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial^\mu \phi_i)} \right) \right] \delta_\epsilon \phi_i + \partial^\mu \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial^\mu \phi_i)} \delta_\epsilon \phi_i \right] \right\} \quad (2.5)$$

上式右边第一项便是欧拉-拉格朗日运动方程 2.2，其值为零，化简之后，体系有一个守恒流：

$$J_\mu \equiv \sum_i \frac{\mathcal{L}}{\partial(\partial^\mu \phi_i)} \delta_\epsilon \phi_i, \quad \partial^\mu J_\mu = 0 \quad (2.6)$$

其中第一项定义为守恒荷：

$$Q \equiv \int d^3x J^0 \quad (2.7)$$

式 2.6 中的条件  $\partial^\mu J_\mu = 0$  保证了  $\frac{dQ}{dt} = 0$ ，因此  $Q$  是个守恒量。这种关系被称为 Noether 定理<sup>[34]</sup>，在涉及时空坐标的一般变换中，对于每一个使作用量保持不变的连续对称变换，都会出现一个相应的守恒流，因此也会有一个守恒荷。

标准模型包含了三种基本的相互作用：强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用。这三种基本相互作用的构建是基于三种不同的对称性，与基本的相互作用关联的这些对称性被称为局部规范对称性，对称性的数学基础是群论<sup>[35]</sup>，从而，标

准模型是通过三个对称群  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  构建起来的：强相互作用的对称群是  $SU(3)$ ，由量子色动力学描述，与这个对称性相对应的守恒荷为色荷；电磁和弱相互作用的对称群  $SU(2) \otimes U(1)$ ，用电弱理论描述；电磁相互作用的对称群为  $U(1)$ ，由量子电动力学描述，与这个对称性相对应的守恒荷为电荷。

另外，由狭义相对论的要求，标准模型需满足最基本的洛伦兹对称性，这种对称性是全局对称性，相应的对称性群为洛伦兹群，由于洛伦兹群特殊的拓扑性质，标准模型对基本粒子分类时需引入一个被称为自旋的内禀属性<sup>[3]</sup>，它只能取整数或者半整数，自旋为半整数的粒子被称为费米子，自旋为整数的粒子被称为玻色子。标准模型中的质量也是粒子的一个内禀属性，它是由粒子所对应的场与希格斯玻色子所对应的场的耦合引起的，其中希格斯玻色子是标准模型中唯一一个自旋为 0 的基本粒子，后文将会介绍。这里引入这些基本属性是为了在下一小节对基本粒子进行分类。

### 2.1.3 基本粒子

标准模型中基本粒子没有内部结构，不可再分。如图 2.1 所示，它们可以分为自旋为  $\frac{1}{2}$  的费米子、自旋为 1 的规范玻色子和自旋为 0 的标量玻色子希格斯玻色子三部分。费米子遵循费米-狄拉克统计<sup>[36-37]</sup>，又可以分为夸克 (q) 和轻子两部分，其中轻子按其质量和相互作用特点可以分为三代：

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

轻子可以参与电磁和弱相互作用，它们之中的  $(e^-, \mu^-, \tau^-)$  既能参与电磁相互作用又能参与弱相互作用，因此带有电荷，且所带电荷量相等都为  $-e$ ，它们的质量都不为 0 并依次递增； $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$  被称为中微子，与三个轻子有一一对应的关系，它们仅参与弱相互作用，实验上观测到了中微子振荡的现象，表明中微子质量不为 0<sup>[30-31]</sup>。

夸克按其质量分为三代共 6 个：

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

它们能同时参与电磁、弱和强相互作用，因此它们都带有电荷和色荷，其中  $(u, c, t)$  所带电荷量为  $\frac{2}{3}e$ ， $(d, s, b)$  所带电荷量为  $-\frac{1}{3}e$ ，色荷共有三种，它们能带其中的任意一种。

玻色子遵从玻色-爱因斯坦统计<sup>[38]</sup>，规范玻色子共  $(g, \gamma, Z, W)$  四种，它们用于传递费米子之间的基本相互作用：光子  $\gamma$  是无质量粒子，用于传递带电荷粒子

之间的电磁相互作用；W 和 Z 玻色子质量比较大，可以传递弱相互作用；胶子 g 是强相互作用的媒介子，无质量。标量玻色子希格斯玻色子不带电荷，质量大约在 125GeV，它与标准模型中其他基本粒子的质量起源有关，在第 2.1.7 小节将会介绍。另外，根据 CPT 定理<sup>[39-40]</sup>，每个粒子都会有一个与之对应的反粒子，它们之间质量和自旋都相等，所带电荷和色荷相反。

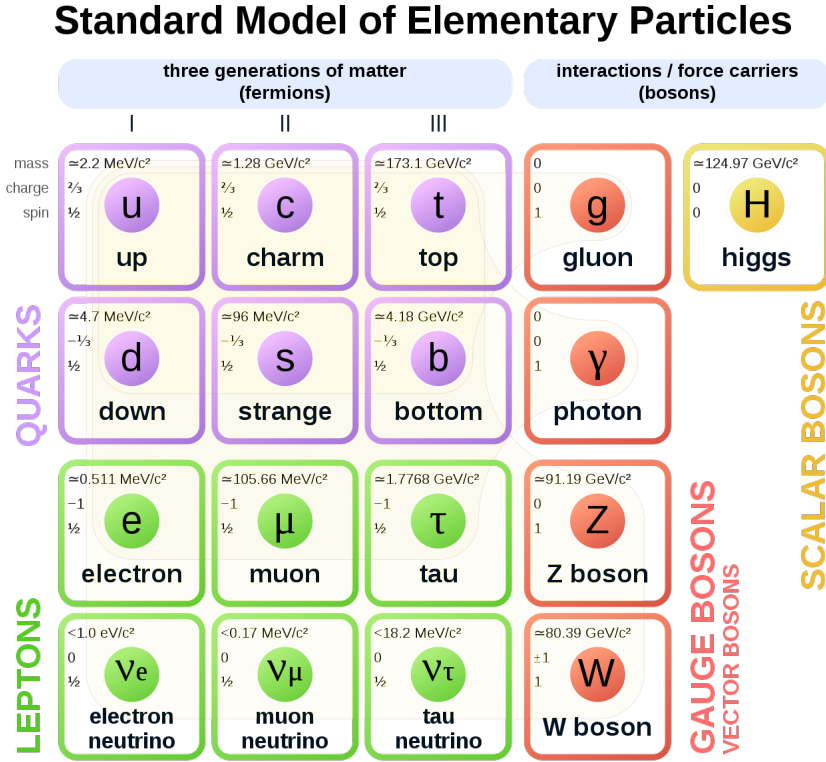


图 2.1 标准模型中的基本粒子。图中还显示了各个粒子的质量、电荷和自旋。

### 2.1.4 量子电动力学

量子电动力学 (Quantum electrodynamics, QED) 是量子场论中最为成功的理论之一，它描述了带电粒子之间的电磁相互作用，是一个阿贝尔规范理论<sup>[41]</sup>，建立在对称群 U(1) 之上，规范场即为电磁场。对于一个自由的狄拉克费米子  $\psi(x)$ ，其拉氏量  $\mathcal{L}_0$  为：

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (2.10)$$

它在全局 U(1) 对称变换下是不变的：

$$\psi(x) \rightarrow (\psi(x))' = \exp\{i\theta\}\psi(x) \quad (2.11)$$

其中  $\exp\{i\theta\}$  是 U(1) 的表示,  $\theta$  为任意实数常数, 当重新定义这个变换使它依赖于时空坐标  $\theta = \theta(x)$ , 即局部 U(1) 规范变换, 则破坏了拉氏量  $\mathcal{L}_0$  的不变性:

$$\partial_\mu \psi(x) \rightarrow \exp\{i\theta(x)\}(\partial_\mu + i\partial_\mu \theta(x))\psi(x) \quad (2.12)$$

规范原理要求拉氏量  $\mathcal{L}_0$  此时仍然保持不变性, 则需要引入一个自旋为 1 的矢量场  $A_\mu(x)$ , 即电磁场, 来抵消上述第二项, 它服从变换:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu \theta(x) \quad (2.13)$$

其中  $e$  是耦合常数, 由此在偏微分基础上定义协变微分  $D_\mu$ :

$$D_\mu \psi(x) \equiv [\partial_\mu + ieA_\mu(x)]\psi(x) \quad (2.14)$$

它的变换可以与费米场的变换相互抵消:

$$D_\mu \psi(x) \rightarrow (D_\mu \psi)'(x) = \exp\{i\theta(x)\} D_\mu \psi(x) \quad (2.15)$$

另外矢量场  $A_\mu(x)$  的自由拉氏量  $\mathcal{L}_1$  是:

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (2.16)$$

结合上述, 可以得到最终的 QED 拉氏量  $\mathcal{L}_{\text{QED}}$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QED}} &= i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu D_\mu \psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) + \mathcal{L}_1 \\ &= i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu \partial_\mu \psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \\ &\quad - eA_\mu(x)\bar{\psi}(x)\gamma^\mu \psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \end{aligned} \quad (2.17)$$

它在局部 U(1) 规范变换下保持不变, 其中第一项和第二项是狄拉克费米子场的自由拉氏量; 第三项是带电费米子与电磁场的电磁相互作用项; 第四项是电磁场的动能项, 由于电磁场的质量项  $\frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$  在局部规范变换下不具有不变性, 因此光子没有质量。

### 2.1.5 量子色动力学

量子色动力学 (Quantum chromodynamics, QCD) 是描述由胶子  $g$  作为媒介子的夸克之间强相互作用的理论, 它是一个非阿贝尔规范理论<sup>[6]</sup>, 建立在局部规范对称群 SU(3) 的基础上。对于夸克场  $q_f^\alpha$ , 其中  $\alpha$  是色荷指标,  $f$  为夸克的味指标, 体系自由拉氏量  $\mathcal{L}_0$  为:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)q_f \quad (2.18)$$

其在色荷空间中任意的全局对称变换  $SU(3)$  下是不变的：

$$\begin{aligned} q_f^\alpha &\rightarrow (q_f^\alpha)' = U^\alpha_\beta q_f^\beta \\ UU^\dagger &= U^\dagger U = 1, \quad \det U = 1 \end{aligned} \quad (2.19)$$

其中  $U$  是  $SU(3)$  的矩阵表示，可以写成如下形式：

$$U = \exp\left\{i\frac{\lambda^a}{2}\theta_a\right\} \quad (2.20)$$

这里  $\frac{\lambda^a}{2} (a = 1, 2, \dots, 8)$  是李代数  $SU(3)$  基础表示中的八个生成元， $\theta_a$  是任意参数。生成元  $\frac{\lambda^a}{2}$  之间满足如下代数关系：

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2}\right] = if^{abc}\frac{\lambda^c}{2} \quad (2.21)$$

其中  $f^{abc}$  是李代数  $SU(3)$  的结构参数。

类似量子电动力学，当要求自由拉氏量  $\mathcal{L}_0$  在  $SU(3)$  局部规范变换下保持不变：

$$U(x) = \exp\left\{i\frac{\lambda^a}{2}\theta_a(x)\right\} \quad (2.22)$$

由于  $U(x)$  包含八个独立的规范参数，需要将偏微分  $\partial_\mu$  换成协变微分  $D_\mu$  并引入八个独立的规范场以保证拉氏量  $\mathcal{L}_0$  的不变性：

$$D^\mu q_f = \left[\partial^\mu + ig_s\frac{\lambda^a}{2}G_a^\mu(x)\right] q_f \equiv [\partial^\mu + ig_s G^\mu(x)] q_f \quad (2.23)$$

其中  $g_s$  为耦合常数，八个规范场  $G_a^\mu(x)$  即对应于八个不同的规范玻色子，胶子。这里引入了一个缩写表示：

$$[G^\mu(x)]_{\alpha\beta} \equiv \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} G_a^\mu(x) \quad (2.24)$$

当要求协变微分项  $D^\mu q_f$  与色荷矢量  $q_f$  以完全相同的方式进行变换，可以得到规范场  $G^\mu$  的变换属性：

$$D^\mu \rightarrow (D^\mu)' = U D^\mu U^\dagger, \quad G^\mu \rightarrow (G^\mu)' = U G^\mu U^\dagger + \frac{i}{g_s}(\partial^\mu U)U^\dagger \quad (2.25)$$

由此，在  $SU(3)$  局部规范变换下有：

$$\begin{aligned} q_f^\alpha &\rightarrow (q_f^\alpha)' = q_f^\alpha + i\left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} \delta\theta_a q_f^\beta \\ G_a^\mu &\rightarrow (G_a^\mu)' = G_a^\mu - \frac{1}{g_s}\partial^\mu(\delta\theta_a) - f^{abc}\delta\theta_b G_c^\mu \end{aligned} \quad (2.26)$$

由于李代数  $SU(3)$  的非交换性，使得 QCD 中规范场的规范变换比 QED 中规范场光子的变换要复杂很多，拉氏量中会出现涉及胶子场自相互作用的附加项，并且带有不同色荷的夸克都以完全相同的耦合强度  $g_s$  与胶子场耦合。

为了构建胶子场的动力学，引入相应的场强  $G^{\mu\nu}(x)$ ：

$$G^{\mu\nu}(x) \equiv -\frac{i}{g_s} [D^\mu, D^\nu] = \partial^\mu G^\nu - \partial^\nu G^\mu + ig_s [G^\mu, G^\nu] \equiv \frac{\lambda^a}{2} G_a^{\mu\nu}(x) \quad (2.27)$$

$$G_a^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu$$

在 SU(3) 规范变化下有：

$$G^{\mu\nu} \rightarrow (G^{\mu\nu})' = U G^{\mu\nu} U^\dagger \quad (2.28)$$

并且  $\frac{1}{2} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a = \text{Tr}(G^{\mu\nu} G_{\mu\nu})$  是不变的，最终可以得到完整的 SU(3) 局部规范不变的 QCD 拉氏量：

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \equiv -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f \quad (2.29)$$

由式 2.25 可知胶子场的质量项  $\frac{1}{2} m_G^2 G_a^\mu G_\mu^a$  在 SU(3) 规范变换下不是不变的，因此它不会出现在拉氏量  $\mathcal{L}_{\text{QCD}}$  中，这表明胶子是无质量的规范玻色子。

将拉氏量  $\mathcal{L}_{\text{QCD}}$  展开之后：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QCD}} = & -\frac{1}{4} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f^\alpha \\ & - g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma^\mu \left( \frac{\lambda^a}{2} \right)_{\alpha\beta} q_f^\beta \\ & + \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \end{aligned} \quad (2.30)$$

其中第一行第一项是胶子的动能项，第二项是夸克场的自由拉氏量；第二行是夸克和胶子之间的耦合项；第三行是胶子的自相互作用项，包括三个胶子耦合和四个胶子耦合。伴随着 SU(3) 规范群的特殊性，使得 QCD 还有一些独特的性质比如渐近自由<sup>[42-43]</sup> 和色禁闭<sup>[44]</sup>，渐近自由是指在能量较高时，夸克之间的强相互作用很弱，而在低能情况下，相互作用变强；色禁闭指带有色荷的夸克或胶子不能单独存在，它们只能通过结合形成不带色荷的强子。

### 2.1.6 电弱理论

为了描述弱相互作用，需要更精细的结构。手征是基本粒子的一个属性，它只能取两个分立的值，对应于  $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$  的两个本征值，按本征值不同可以分为左手和右手，并且弱相互作用的规范理论需要结合电磁相互作用的规范理论一起描述，称为电弱理论 (Electroweak theory, EW)<sup>[4]</sup>，首先，考虑如下对称性：

$$G \equiv \text{SU}(2) \otimes \text{U}(1) \quad (2.31)$$

为了简便起见, 这里仅考虑第一代夸克 ( $u, d$ ) 和轻子 ( $\nu_e, e^-$ ), 其他代情形类似, 电弱相互作用有一些特殊的性质, 1956 年, 吴健雄引导的钴原子衰变实验说明<sup>[45]</sup>, 只有左手费米子和右手反费米子能参与弱相互作用, 而弱相互作用的规范群是  $SU(2)$ , 对于第一代夸克 ( $u, d$ ), 用  $L$  表示左手场,  $R$  表示右手场, 由此引入如下记号:

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = u_R, \quad \psi_3 = d_R \quad (2.32)$$

同样对于第一代轻子 ( $\nu_e, e^-$ ), 有如下表示:

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = \nu_{eR}, \quad \psi_3 = e_R^- \quad (2.33)$$

由此, 体系的自由拉氏量  $\mathcal{L}_0$  可表示成:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{u}(x)\gamma^\mu\partial_\mu u(x) + i\bar{d}(x)\gamma^\mu\partial_\mu d(x) = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j(x) \quad (2.34)$$

它在全局对称变换  $G$  下是不变的:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\rightarrow \psi'_1(x) = \exp\{iy_1\beta\}U_L\psi_1(x) \\ \psi_2(x) &\rightarrow \psi'_2(x) = \exp\{iy_2\beta\}\psi_2(x) \\ \psi_3(x) &\rightarrow \psi'_3(x) = \exp\{iy_3\beta\}\psi_3(x) \end{aligned} \quad (2.35)$$

其中  $SU(2)$  的表示有如下形式:

$$U_L = \exp\left\{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i\right\} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.36)$$

$\sigma_i$  为泡利矩阵,  $U_L$  仅作用在双重态  $\psi_1$  上. 参数  $y_i$  被称为超荷, 是与对称性  $G$  相关的一个守恒荷. 式 2.34 中没有引入质量项, 因为这一项会引入左手场  $\psi_1(x)$  和右手场  $\psi_2(x)$ 、 $\psi_3(x)$  的混合项, 它在  $SU(2) \times U(1)$  规范变换下不具有不变性, 质量项将在后面介绍希格斯机制之后给出.

同 QED 和 QCD, 当要求拉氏量  $\mathcal{L}_0$  满足  $SU(2) \otimes U(1)$  局部规范不变性, 即令  $\alpha^i = \alpha^i(x)$  和  $\beta = \beta(x)$ , 需要用协变微分  $D_\mu$  代替偏微分  $\partial_\mu$ , 因为有四个规范参数  $\alpha^i(x)$  和  $\beta(x)$ , 这里引入四个规范场  $W_\mu^i(x)$  和  $B_\mu(x)$ :

$$\begin{aligned} D_\mu\psi_1(x) &\equiv \left[\partial_\mu + ig\widetilde{W}_\mu(x) + ig'y_1B_\mu(x)\right]\psi_1(x) \\ D_\mu\psi_2(x) &\equiv \left[\partial_\mu + ig'y_2B_\mu(x)\right]\psi_2(x) \\ D_\mu\psi_3(x) &\equiv \left[\partial_\mu + ig'y_3B_\mu(x)\right]\psi_3(x) \end{aligned} \quad (2.37)$$

其中:

$$\widetilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2}W_\mu^i(x) \quad (2.38)$$

$g$  和  $g'$  是耦合常数, 到此, 有了四个规范场用来构建四种玻色子  $W^\pm$ 、 $Z$  和  $\gamma$ 。当要求协变微分项  $D_\mu \psi_j(x)$  与  $\psi_j(x)$  以相同的方式进行变换, 可以得到规范场  $B_\mu(x)$  和  $\widetilde{W}_\mu(x)$  的变换方式:

$$\begin{aligned} B_\mu(x) &\rightarrow B'_\mu(x) = B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x) \\ \widetilde{W}_\mu(x) &\rightarrow \widetilde{W}'_\mu(x) = U_L(x) \widetilde{W}_\mu(x) U_L^\dagger(x) + \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x) \end{aligned} \quad (2.39)$$

其中:

$$U_L(x) = \exp \left\{ i \frac{\sigma_i}{2} \alpha^i(x) \right\} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.40)$$

可以看到  $B_\mu$  的变换方式与 QED 中电磁场的变换方式相同, 而对应于 SU(2) 的场  $W_\mu^i$  的变换方式与 QCD 中胶子场的变换方式类似。

因此, 可以得到在 SU(2)  $\otimes$  U(1) 局部规范变换下不变的拉氏量  $\mathcal{L}_1$ :

$$\mathcal{L}_1 = \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) \quad (2.41)$$

接下来是构建协变的规范场动能项:

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ \widetilde{W}_{\mu\nu} &\equiv -\frac{i}{g} \left[ \left( \partial_\mu + ig \widetilde{W}_\mu \right), \left( \partial_\nu + ig \widetilde{W}_\nu \right) \right] = \partial_\mu \widetilde{W}_\nu - \partial_\nu \widetilde{W}_\mu + ig \left[ \widetilde{W}_\mu, \widetilde{W}_\nu \right] \end{aligned} \quad (2.42)$$

其中:

$$\widetilde{W}_{\mu\nu} \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.43)$$

这里  $B_{\mu\nu}$  在局部规范变换下是不变的, 而  $\widetilde{W}_{\mu\nu}$  是协变的:

$$B_{\mu\nu} \rightarrow B_{\mu\nu}, \quad \widetilde{W}_{\mu\nu} \rightarrow U_L \widetilde{W}_{\mu\nu} U_L^\dagger \quad (2.44)$$

最后, 得到的在 SU(2)  $\otimes$  U(1) 局部规范变换下不变的完整 EW 拉氏量  $\mathcal{L}_{EW}$  可以表示成:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} &= \mathcal{L}_1 - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \text{Tr} \left[ \widetilde{W}_{\mu\nu} \widetilde{W}^{\mu\nu} \right] \\ &= \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.45)$$

其中电磁场  $A_\mu$  和弱相互作用中的中性流  $Z^0$  是场  $B_\mu$  和场  $W_\mu^3$  的混合:

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

玻色子场  $W^\pm$  是  $W^1$  和  $W^2$  的线性组合:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 \mp iW^2) \quad (2.47)$$

并且式 2.46 中参数  $\theta_W$  与式 2.37 中耦合参数  $g$ 、 $g'$  和 QED 中耦合参数  $e$  有如下关系:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \equiv e \quad (2.48)$$

EW 拉氏量 2.45 中包括费米子与四个玻色子场  $W^\pm$ 、 $Z$  和  $\gamma$  的相互作用项、四个玻色子场的自相互作用和动能项。体系的规范对称性要求费米子场和玻色子场都是无质量的,需要引入对称性破缺和希格斯机制赋予它们相应的质量,将在第 2.1.7 小节介绍。其中三代夸克的弱相互作用本征态  $d'$ 、 $s'$ 、 $b'$  并不是它们的质量本征态  $d$ 、 $s$ 、 $b$ , 它们之间是通过一个的西矩阵  $V$ , 称为 CKM 矩阵<sup>[46]</sup> 联系起来的:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad VV^\dagger = V^\dagger V = 1 \quad (2.49)$$

### 2.1.7 对称性自发破缺

在规范原理的基础上,电弱理论很好的描述了电磁相互作用和弱相互作用,也包含了规范玻色子的自相互作用项,这是由对称群的非交换性引起的,规范对称性也保证了拉氏量的可重整性。但是,在这个理论框架下,四种规范玻色子都是无质量的粒子,对于光子来说确实如此,但是实验上观测到的  $W^\pm$  和  $Z$  玻色子都是大质量粒子,为了赋予它们质量,在保证拉氏量的整体对称性的同时,需要以某种方式破坏其对称性,即对称性自发破缺 (Spontaneous symmetry breaking, SSB)<sup>[7-9]</sup>。考虑一个复标量场  $\phi(x)$ , 其拉氏量  $\mathcal{L}_0$  为:

$$\mathcal{L}_0 = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.50)$$

它在全局 U(1) 对称变换下具有不变性:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \exp\{i\theta\} \phi(x) \quad (2.51)$$

为了确保基态存在,参数  $h$  需满足  $h > 0$ 。对于二次项  $\mu^2 \phi^\dagger \phi$ , 如图 2.2 所示,有两种可能:当  $\mu^2 > 0$  时,势能项  $V(\phi)$  在  $\phi = 0$  时有平凡的最小值,它描述的是一个质量为  $\mu$  并具有四顶点自相互作用的标量粒子;当  $\mu^2 < 0$  时,势能项  $V(\phi)$  在如下条件下有极小值:

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} > 0, \quad V(\phi_0) = -\frac{h}{4} v^4 \quad (2.52)$$

由于拉氏量具有  $U(1)$  对称性，体系具有无穷多个简并基态：

$$\phi_0(x) = \frac{v}{\sqrt{2}} \exp \{i\theta\} \quad (2.53)$$

当选择一个特定的解作为基态，体系的对称性自发的被破坏了，如果将激发态在基态的基础上参数化：

$$\phi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \varphi_1(x) + i\varphi_2(x)] \quad (2.54)$$

其中  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  是实标量场，势能项  $V(x)$  可以化为如下形式：

$$V(\phi) = V(\phi_0) - \mu^2 \phi^2 + hv\varphi_1(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) + \frac{h}{4}(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 \quad (2.55)$$

这里，实标量场  $\varphi_1$  是有质量的  $m_{\varphi_1}^2 = -2\mu^2$ ，场  $\varphi_2$  是无质量的。

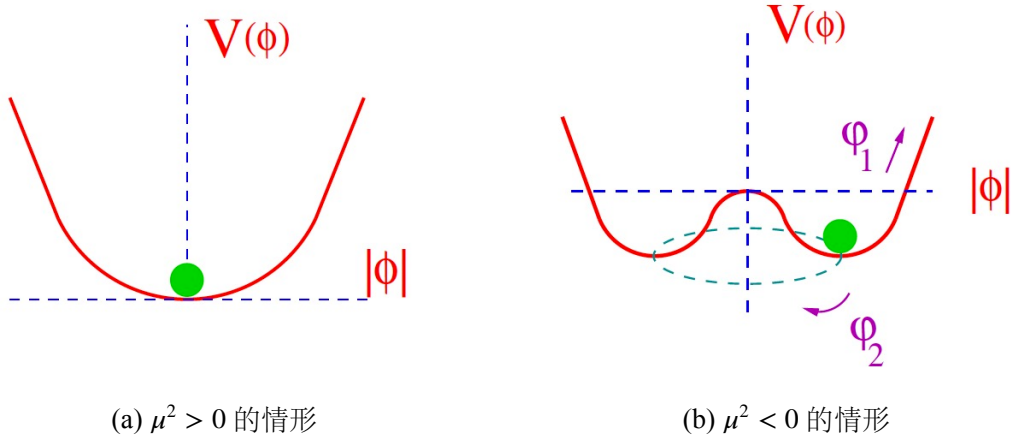


图 2.2 对称性自发破缺。

第一种可能  $\mu^2 > 0$  是仅具有单个基态的简单情形。第二种情形  $\mu^2 < 0$  即对称性自发破缺，过程中会出现一个无质量的粒子  $\varphi_2$ 。对称性自发破缺是物理系统的对称性自发破坏的过程，它可以描述那些体系拉氏量的对称性和体系基态对称性不一致的物理系统。无质量粒子的出现是一个与对称性自发破缺机制相关的一般性结果，称为 **Goldstone 定理**：如果体系拉氏量在连续对称变换  $G$  作用下是不变的，但是基态仅在  $G$  的子群  $H$  的作用下才具有不变性，那么体系会存在与破缺的对称性相对应的多个无质量的 **Goldstone 玻色子**，玻色子的个数等于  $G$  的生成元个数减去  $H$  的生成元个数。

2.1.7.1  $W^\pm$  和  $Z$  玻色子质量

在第二种情况  $\mu^2 < 0$  下，对于拉氏量 2.50，当考虑一个  $SU(2)$  双重态的复标量场：

$$\phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

类似电弱理论，利用规范原理构建一个在  $SU(2) \otimes U(1)$  局部规范变换下具有不变性的拉氏量  $\mathcal{L}_S$ ：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &= (D_\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 < 0) \\ D^\mu \phi &= \left[ \partial^\mu + ig \widetilde{W}^\mu(x) + ig' y_\phi B^\mu(x) \right] \phi, \quad y_\phi = \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (2.57)$$

根据标量场  $\phi(x)$  与电磁场  $A^\mu(x)$  的耦合情况，即场  $\phi^{(0)}(x)$  不带电荷，场  $\phi^{(+)}(x)$  带有正电荷，可以确定标量场的超荷  $y_\phi$ 。其中势能项与式 2.50 类似，体系具有无穷多个简并基态，满足：

$$|\langle 0 | \phi^{(0)} | 0 \rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.58)$$

当体系处于某个特定的基态， $SU(2) \otimes U(1)$  规范对称性会自发的破缺到电磁相互作用的  $U(1)$  规范对称性，根据 Goldstone 定理，会出现三个无质量的 Goldstone 玻色子。

当用四个实场  $\theta^i(x)$  和  $H(x)$  和基态来一般性的表示双重态的复标量场  $\phi(x)$ ：

$$\phi(x) = \exp \left\{ i \frac{\sigma_i}{2} \theta^i(x) \right\} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

这样表示的目的是利用拉氏量的  $SU(2)$  局部规范对称性来消除对  $\theta^i(x)$  的依赖性，这三个场就是与对称性自发破缺机制相关联的三个无质量的 Goldstone 玻色子场。协变微分项 2.57 中包含标量场和  $SU(2) \otimes U(1)$  规范玻色子的耦合，当选取物理的规范，即单位规范令  $\theta^i(x) = 0$ ，并结合式 2.46，标量场拉氏量 2.57 的动能项可以化为：

$$(D_\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi \xrightarrow{\theta^i=0} \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left\{ \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right\} \quad (2.60)$$

中性标量场  $H(x)$  为  $W^\pm$  和  $Z$  玻色子分别提供了一个二次项，即这三个规范玻色子有了质量：

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2} v g \quad (2.61)$$

到此，可以看到对称性自发破缺机制怎样巧妙地为弱相互作用的中间玻色子  $W^\pm$

和  $Z$  赋予质量。当要求拉氏量  $\mathcal{L}_S$  满足  $SU(2) \otimes U(1)$  局部规范对称，可以保证相应量子场论的可重整性，引入对称性自发破缺机制之后，三个无质量的 Goldstone 玻色子会伴随着破缺的对称性而出现，由于体系已有的规范对称性，可以通过选取单位规范将它们安全的从拉氏量中移除，从而  $W^\pm$  和  $Z$  玻色子成功获得了质量。

### 2.1.7.2 标量玻色子

拉氏量 2.57 中引入对称性自发破缺机制后，模型中出现了一个新的标量玻色子：希格斯玻色子  $H$ 。在单位规范下，拉氏量  $\mathcal{L}_S$  可以化简为如下形式：

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{4} h v^4 + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HG} \quad (2.62)$$

其中：

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4 \quad (2.63)$$

$$\mathcal{L}_{HG} = \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (2.64)$$

并且  $H$  玻色子具有质量：

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2} h v \quad (2.65)$$

式 2.64 中希格斯玻色子的相互作用项有一个典型的特征：它们总是与耦合在一起的玻色子的质量的平方成正比，由  $M_H$ ， $M_W$ ， $M_Z$  和真空期望值  $v/\sqrt{2}$  决定。

### 2.1.7.3 费米子质量

由于规范对称性的要求，费米子质量项：

$$\mathcal{L}_F = -m \bar{\phi} \phi = -m(\bar{\phi}_L \phi_R + \bar{\phi}_R \phi_L) \quad (2.66)$$

是不允许存在的。但是，由于在模型中已经引入了新的双重态复标量场，于是可以构建如下规范对称的费米子-标量场耦合项，也称为 Yukawa 耦合：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & -c_1(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R - c_2(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R \\ & -c_3(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.67)$$

其中第二项涉及标量场的电荷共轭项  $\phi^c \equiv i\sigma_2 \phi^*$ ，引入对称性自发破缺并选取单位规范之后，上述 Yukawa 耦合的拉氏量可以化简为：

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) (c_1 \bar{d} d + c_2 \bar{u} u + c_3 \bar{e} e) \quad (2.68)$$

因此，费米子在对称性自发破缺机制下也获得了质量：

$$m_d = c_1 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = c_2 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_e = c_3 \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.69)$$

其中  $c_i$  为任意常数，用质量项表示拉氏量得：

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v}) (m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u + m_e \bar{e}e) \quad (2.70)$$

可以看到轻子和夸克质量在标准模型中是自由参数，而且费米子与希格斯玻色子之间的耦合强度与费米子质量成正比。

## 2.2 希格斯玻色子

对称性自发破缺机制中的关键标量玻色子，希格斯玻色子的寻找已经在粒子物理领域持续了数十年。理论提出来之后二十多年，CERN 的大型正负电子对撞机和 Tevatron 的质子-反质子对撞机都没有发现希格斯玻色子<sup>[47-48]</sup>，在 2010 年，LHC 以比之前更高的质心能量和总积分亮度开始取数，将会在第 3 章介绍 LHC，最后在 2012 年，LHC 上的两个大型探测器 ATLAS 和 CMS(The Compact Muon Solenoid) 终于发现了一个与标准模型中希格斯玻色子相符合的粒子<sup>[13-14]</sup>，其质量在 125GeV 左右，这是粒子物理学史上一个重大的里程碑。在发现希格斯玻色子之后，接下来实验上非常重要的一个任务便是对希格斯玻色子的性质进行精确测量，包括自旋、宇称、耦合和产生机制等，这些都是对标准模型必不可少的检验。

### 2.2.1 希格斯玻色子的产生

标准模型中希格斯玻色子主要有以下几种产生模式<sup>[49]</sup>：图示 2.3 胶子融合 (Gluon-gluon fusion, ggF)；图示 2.4 矢量玻色子融合 (Vector-boson fusion, VBF)；图示 2.5 矢量玻色子联合产生道 (WH+ZH, VH)；图示 2.6 t 夸克联合产生道 ( $tH+t\bar{t}H$ )。

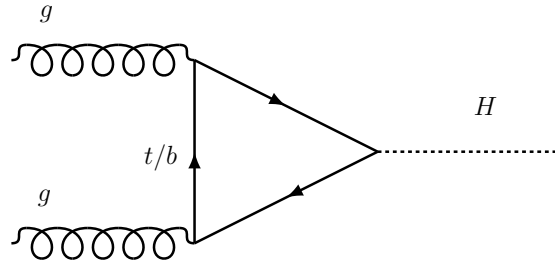


图 2.3 希格斯玻色子产生模式：领头阶胶子融合。

各个产生模式的截面的大小取决于希格斯玻色子质量、碰撞强子的类型和质心系能量。结合 Run-1 计划期间 ATLAS 和 CMS 所收集的所有数据，测得希格斯玻色子的质量为  $m_H = 125.09 \pm 0.21(stat.) \pm 0.11(syst.)GeV$ <sup>[50]</sup>。图 2.7 中左图给

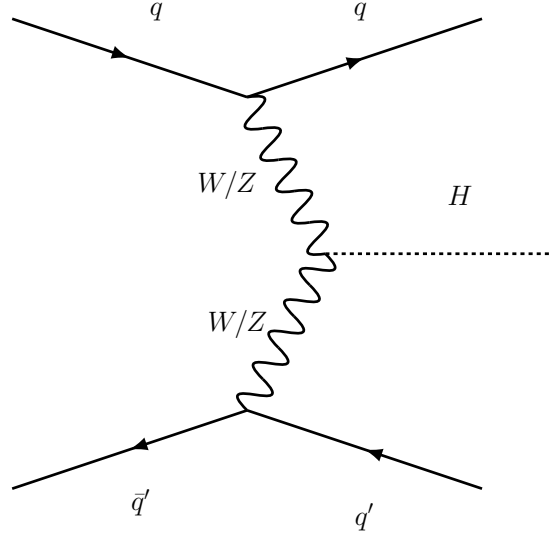


图 2.4 希格斯玻色子产生模式：领头阶矢量玻色子融合。

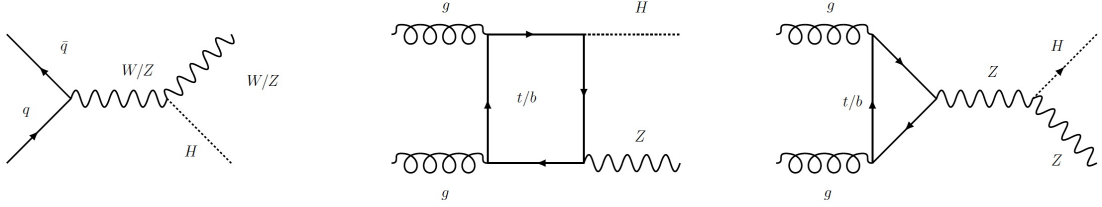


图 2.5 希格斯玻色子产生模式：领头阶矢量玻色子联合产生道。

出了 LHC 上质子-质子对撞的质心系能量固定为  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  时，不同产生模式的截面随着希格斯玻色子质量的变化关系，而右图展示了在希格斯玻色子质量为  $M_H = 125\text{GeV}$  情况下，不同产生模式的截面随着质心系能量的变化关系。

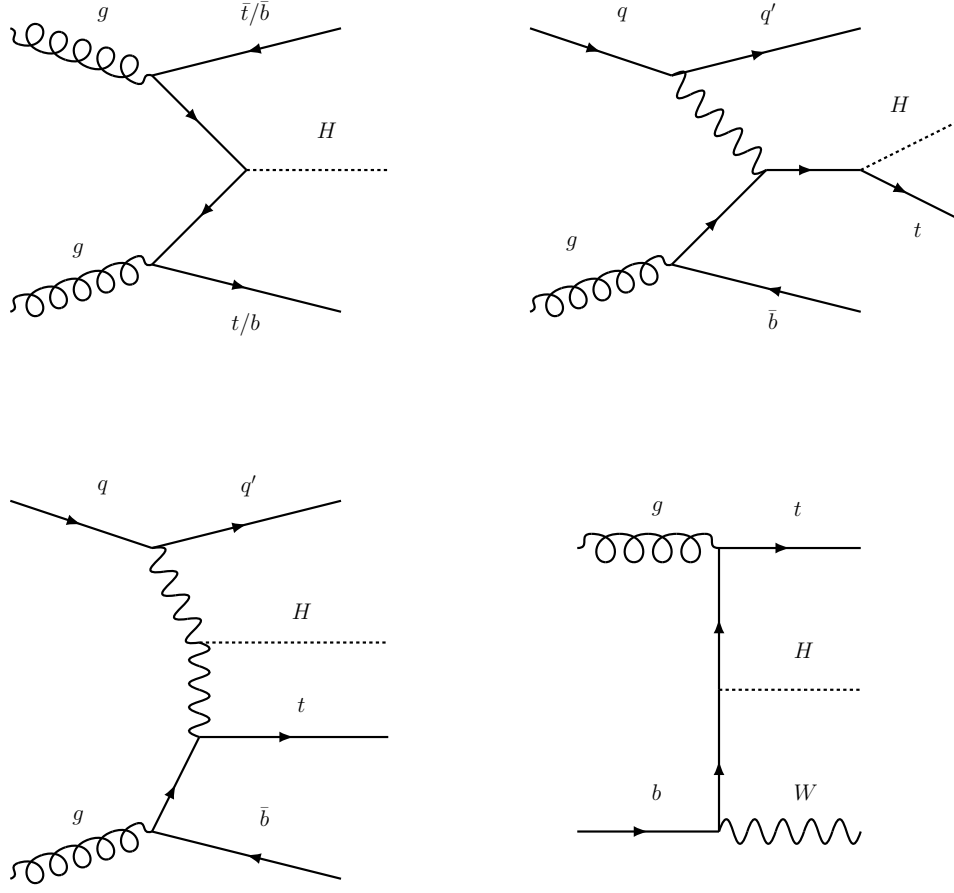
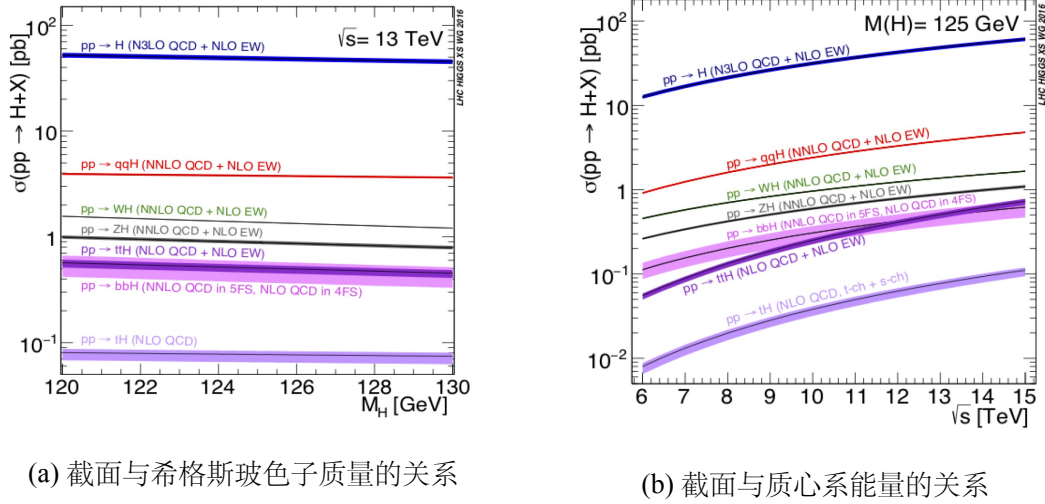
### 2.2.2 希格斯玻色子的衰变

为了表征不同衰变模式的相对强度，引入衰变分支比 (Branching ratio, BR)，它是指相对于衰变粒子的总数，以单独的衰变模式  $f$  进行衰变的粒子所占的分数，它与部分衰变宽度和总衰变宽度  $\Gamma$  有关：

$$BR(H \rightarrow f) = \frac{\Gamma(H \rightarrow f)}{\sum_f \Gamma(H \rightarrow f)} \quad (2.71)$$

如图 2.8 所示，是标准模型预言的希格斯玻色子不同模式的衰变分支比与希格斯玻色子质量的关系<sup>[49]</sup>，左图对应的质量区间为  $[80, 200]\text{GeV}$ ，右图是  $[120, 130]\text{GeV}$ 。

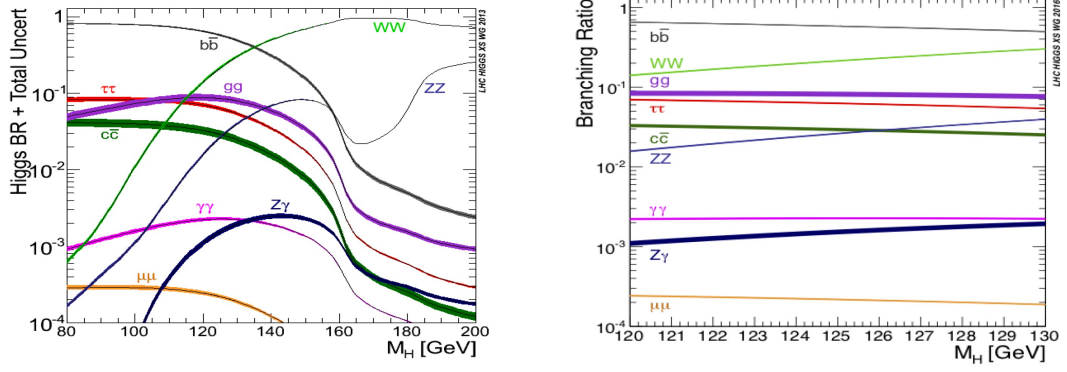
表 2.1 列出了当希格斯玻色子质量取  $M_H = 125\text{GeV}$  时，各个可能衰变模式的衰变分支比。如前面所指出的，由于费米子与希格斯玻色子的耦合强度与费米子质量成正比，因此在末态为费米子的衰变模式中，希格斯玻色子更加倾向于衰变成质量较大的费米子。


 图 2.6 希格斯玻色子产生模式：领头阶  $t$  夸克联合产生道。


(a) 截面与希格斯玻色子质量的关系

(b) 截面与质心系能量的关系

 图 2.7 LHC 上质子-质子对撞的质心系能量固定为  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  时，不同产生模式的截面随着希格斯玻色子质量的变化关系 (左图)，以及希格斯玻色子质量为  $M_H = 125\text{GeV}$  时，不同产生模式的截面随着质心系能量的变化关系 (右图)<sup>[49]</sup>。


 (a) 分支比与  $M_H \in [80, 200]\text{GeV}$  的关系

 (b) 分支比与  $M_H \in [120, 130]\text{GeV}$  的关系

 图 2.8 希格斯玻色子不同模式的衰变分支比与希格斯玻色子质量  $M_H$  的关系。左图对应的质量区间为  $[80, 200]\text{GeV}$ ，右图是  $[120, 130]\text{GeV}$ <sup>[49]</sup>。

 表 2.1 在希格斯玻色子质量为  $m_H = 125\text{GeV}$  时，标准模型中希格斯玻色子各个衰变模式的衰变分支比<sup>[49]</sup>。

| Decay channel ( $H \rightarrow$ ) | Branching ratio       |
|-----------------------------------|-----------------------|
| $b\bar{b}$                        | $5.81 \times 10^{-1}$ |
| $W^+W^-$                          | $2.15 \times 10^{-1}$ |
| $gg$                              | $8.18 \times 10^{-2}$ |
| $\tau^+\tau^-$                    | $6.26 \times 10^{-2}$ |
| $ZZ$                              | $2.64 \times 10^{-2}$ |
| $\gamma\gamma$                    | $2.27 \times 10^{-3}$ |
| $Z\gamma$                         | $1.54 \times 10^{-3}$ |
| $\mu^+\mu^-$                      | $2.17 \times 10^{-4}$ |

### 2.2.3 高横动量希格斯玻色子衰变到双 $b$ 夸克的标定动机

对于实验测定的希格斯质量，从表 2.1 中可以看到  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变道是希格斯玻色子的主要衰变模式，所占分支比高达 58%，但也由于来自 QCD 过程和  $t$  夸克衰变的本底非常大，使得在 LHC 上面观测这个衰变模式变得很困难。通过要求事例中包含孤立的轻子，可以显著地降低 QCD 本底，因此寻找  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变道灵敏度最高的产生模式是  $VH$ ，在 2018 年，ATLAS 合作组和 CMS 合作组分别利用  $79.8\text{fb}^{-1}$  和  $41.3\text{fb}^{-1}$  的数据通过  $VH$  产生模式观测到显著的  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例，显著性分别达到了 4.9 和 4.8 倍的标准差<sup>[51-52]</sup>，随后在 2020 年，ATLAS 合作组利用  $139\text{fb}^{-1}$  的数据观测到了更加丰富的  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例<sup>[53]</sup>。但是也有一部分研究通过其他产生模式来测定  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变道，比如  $t\bar{t}H$ <sup>[51,54-55]</sup>、VBF<sup>[56]</sup> 和高横动量区的

$ggF^{[52]}$ 。

而高横动量的  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变与低横动量的  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变的拓扑性质不一样，如图 2.9 所示，在探测器中，来自高横动量希格斯玻色子衰变的两个  $b$  夸克接近准直，会合并到一个大的喷注即 LR-jet 当中，将会在第 3.4.3 小节介绍 LR-jet 的概念，通过其整体性可以更加容易的鉴定  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例。而且在许多超出标准模型的新物理模型中<sup>[57-59]</sup> 都引入了能与标准模型中希格斯玻色子耦合的新粒子，这些新粒子的质量都很大，衰变产生的希格斯玻色子将会具有很高的横动量。因此对高横动量的  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变的标定对希格斯玻色子性质的精确测量和新物理的寻找都有着重要意义。这篇论文第 5 章中便介绍了一种基于机器学习的标定算法，用于标定高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变。

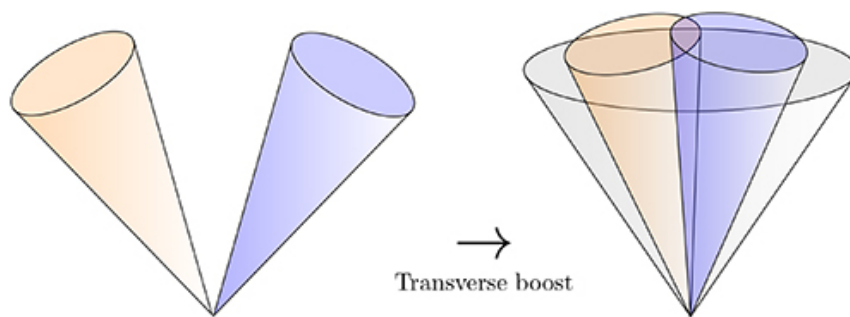


图 2.9 来自高横动量希格斯玻色子衰变的两个  $b$  夸克接近准直，从而合并到一个大喷注当中。

## 2.3 超出标准模型的新物理

在标准模型建立的过程中，实验上不断地以极高的精度验证了其正确性，并且在理论预测和实验观测之间也保持着高度的一致。但是，仍然存在一部分标准模型不能解释的现象。

标准模型未能解释暗物质<sup>[26]</sup> 从何而来，也没有提供暗物质的候选粒子。在 1930 年，F. Zwicky 观测到后发星系团 (Coma cluster) 中星系的速度弥散 (Velocity dispersion) 约为  $1000\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ，这比根据实际发光物质所估计的速度弥散  $80\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  要大的多，这表明存在“看不见”的物质即暗物质为星系团提供额外的吸引力将星系保持在星系团内部<sup>[27]</sup>。在那以后，有更多的实验证据为暗物质提供了有力的支持<sup>[26]</sup>，根据宇宙学观测的结果，暗物质贡献了宇宙总物质的 27%，而标准模型所描述的基本粒子仅占 5%。

标准模型中未包含引力。引力作为一种基本的相互作用，可以由广义相对论<sup>[60]</sup> 来描述，标准模型虽然统一了强、弱和电磁相互作用，但是它不能在量子场论的框架下诠释引力的规范理论。其中重要的原因是，标准模型中引入引力子之后将

不具有可重整性<sup>[61]</sup>，而且电弱对称破缺的能标 ( $\sim 10^2 \text{GeV}$ ) 比引力的基础能标即普朗克能标 ( $\sim 10^{19} \text{GeV}$ ) 小多个数量级。

还有希格斯玻色子自能的层级问题 (The hierarchy problem)<sup>[62]</sup>、中微子质量起源和宇宙中正反物质不对称等问题。都表明了标准模型本身并不是完整的，不能作为物质世界的终极理论。

### 2.3.1 在双喷注末态的不变质量谱中寻找新物理的动机

为了解决这些问题，理论物理学家发展了许多超出标准模型的新物理理论 (Physics beyond the Standard Model, BSM)。其中的一部分新物理模型<sup>[63-77]</sup> 预言了能与标准模型中夸克或者胶子耦合的新的重粒子的存在，这些新粒子如果存在的话能通过高能质子-质子对撞产生，并衰变成两个能量很高的夸克或者胶子，以两个喷注即 jet 的形式被探测器探测到，将会在第 3.4.3 小节介绍 jet 的概念，图 2.10 为该过程所对应的费曼图<sup>[78]</sup>。在标准模型中，双喷注末态事例主要来自于 QCD 过程，而 QCD 预言的双喷注末态的不变质量谱  $m_{jj}$ <sup>①</sup> 是平滑下降的，若是有一个非标准模型的新粒子衰变到两个夸克或者胶子，在 QCD 预言的平滑下降的  $m_{jj}$  上便会出现一个共振峰，对应于新粒子的质量，可以通过这个手段来寻找新物理<sup>[79]</sup>。这篇论文第 6 章介绍的物理分析便是通过在双喷注末态的不变质量谱上搜索局部突出的共振峰，在 TeV 量级的高质量区间寻找超出标准模型的新粒子。这里选取了其中一部分新物理模型作为基准模型来优化分析，同时用来评估同类型分析的进展。

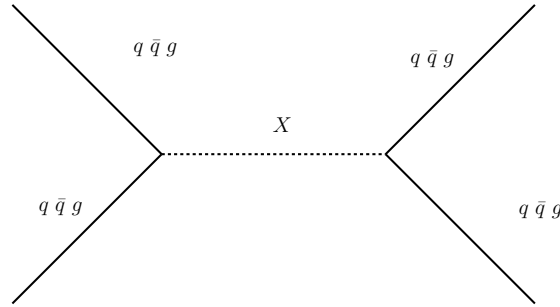


图 2.10 新粒子的产生模式。其中 X 表示新粒子。

### 2.3.2 暗物质 $Z'$ 模型

暗物质  $Z'$  模型<sup>[70-72]</sup> 是将标准模型中的基本粒子与暗物质 (Dark Matter, DM) 媒介子  $Z'$  和暗物质候选粒子  $\chi$  联系起来的一个模型，其中暗物质媒介子  $Z'$  是一

① 自然单位制下，两个物理对象的不变质量定义为  $m_{12} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$ ，其中  $(E_1, \vec{p}_1)$ 、 $(E_2, \vec{p}_2)$  分别为两个物理对象的能量和动量。

个来自额外 U(1) 规范群的轴矢量玻色子，如图 2.11 所示，它能与暗物质费米子  $\chi$  耦合，也可以与标准模型中夸克耦合，对应的拉氏量为：

$$\mathcal{L}_{\text{axial-vector}} = g_\chi Z'_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi + g_{\text{SM}} \sum_{q=u,d,s,c,b,t} (Z'_\mu \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 q) \quad (2.72)$$

其中  $g_{\text{SM}}$  是 DM  $Z'$  与标准模型中夸克的耦合常数， $g_\chi$  是 DM  $Z'$  与  $\chi$  之间的耦合常数，DM  $Z'$  和  $g_\chi$  的质量也是模型中的未知参数。通过 DM  $Z'$  与夸克之间的耦合可以在探测器上寻找 DM  $Z'$ 。

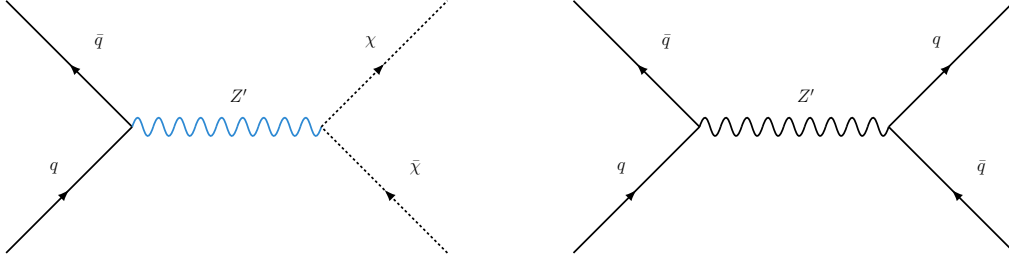


图 2.11 暗物质媒介子  $Z'$  的两种衰变模式。左图对应于  $Z' \rightarrow \chi + \bar{\chi}$ 。右图对应于  $Z' \rightarrow q + \bar{q}$ 。

### 2.3.3 Kaluza-Klein 引力子和量子黑洞

引力比其他相互作用弱很多，可能的一个解释是，引力本来与其他相互作用有着比较接近的强度，但是因为它可以在更高维的时空中传播，在可观测的四维时空中就表现很弱。基于这种猜想，有两种主流的额外维理论模型：Randall-Sundrum 模型<sup>[75-76]</sup> 和 Arkani-Hamed Dimopoulos Dvali 模型<sup>[77]</sup>。模型中高维时空的引入可以将引力的基础能标 (The fundamental scale of gravity) 降低到 TeV 的量级，相应 Randall-Sundrum 模型中的 Kaluza-Klein(KK) 引力子 (Graviton, G) 便可以在 LHC 上产生并衰变成两个夸克或者胶子，同时 Arkani-Hamed Dimopoulos Dvali 模型中质量在 TeV 量级的量子黑洞<sup>[73-74]</sup> 也可以在 LHC 上形成并衰变成两个夸克或者胶子，在一定的质量范围内被探测器探测到。

### 2.3.4 重规范玻色子

在许多 BSM 理论中，都引入了额外的规范对称性，从而会出现新的规范玻色子。这里考虑了连续标准模型 (The Sequential Standard Model, SSM)<sup>[65-67]</sup> 中质量比较大的两种规范玻色子  $W'$  和  $Z'$ ，它们的质量也在 TeV 尺度，能衰变到两个夸克。

### 2.3.5 激发态夸克

激发态夸克  $q^*(q = (u, d, c, s, b))$ <sup>[63-64]</sup> 来自于一种复合夸克模型，模型中  $q^*$  的不是基本粒子，而是具有内部结构的束缚态，能衰变到一个夸克和一个胶子。模型的出发点是为了解释不同夸克的质量差距问题。

### 2.3.6 手征激发态玻色子 $W^*$

手征激发态玻色子  $W^*$ <sup>[68-69]</sup> 来自于一个拓展模型，其将标准模型中弱相互作用的规范群 SU(2) 扩展成 SU(3)，相应的对称性自发破缺的能标在 TeV 量级。

## 第3章 实验

标准模型和超出标准模型的新物理所预测的基本粒子和基本相互作用的强度能在自然界中得以体现。因此，需要通过实验对比数据中的观测量和理论的预测值，用以验证理论的有效性。而由欧洲核子研究中心 (CERN) 建造的大型强子对撞机 (LHC) 就是用于检验这些理论有效性的装置。

本章第 3.1 小节将简要介绍 LHC 和它的运行计划。第 3.2 小节则会简要介绍 LHC 上 ATLAS 探测器及其各个组成部分，因为这篇论文的研究工作都是基于 ATLAS 实验。第 3.3 小节会简要介绍一下模拟的实现技术，第 3.4 小节将介绍 ATLAS 探测器中物理对象的重建技术，尤其是喷注的重建过程。

### 3.1 大型强子对撞机

LHC<sup>[15]</sup> 是至今为止人类建造的规模最大的、功能最强的粒子加速器。为了减少来自宇宙射线的辐射，它被建于 CERN 地下约 100 米的混凝土内衬隧道当中。LHC 是一个圆形的粒子对撞机，总周长约为 26.7 千米，穿过欧洲日内瓦中心、法国侏罗山脉以及法国和瑞士的边界等地区。根据实验设计，LHC 可以将两个束流中的质子加速到高达 7TeV 的能量，随后两束反向的质子束流会在四个相互作用点相交并发生碰撞。其中大约有 1232 个由 Nb 和 Ti 组成的偶极超导磁铁，处于 1.9K 的工作温度下，为质子束流提供高达 8.3T 的磁场，并使它们沿特定的圆形轨道运动。另外有大约 392 个四极磁铁负责束流的聚焦，16 个射频腔为束流加速。

在进入 LHC 大环之前，质子束流会经历多个加速阶段，如图 3.1 所示是 CERN 整个加速器系统的结构<sup>[80]</sup>。首先，将氢原子中的电子剥离之后，剩下的质子会被注入到直线加速器 Linac2 当中，在这里质子的能量可以达到 50MeV。然后将它们注入到环形加速器 Booster 当中，加速至 1.4GeV 的能量。随后，会将它们送入环形加速器 PS 当中，此时质子束流能量可以达到 25GeV。接着，经过环形加速器 SPS 加速之后，束流能量达到 450GeV。最后进入 LHC 大环。

在质子束流由环形加速器 SPS 向 LHC 大环转移的过程中，束流会被分成两个单独的束流，分别沿着相反的方向注入到 LHC 大环当中，然后进行碰撞。束流中的质子束是以非连续的形式组合在一起的，每个质子束大约含有  $10^{11}$  个质子。而单个束流最多包含 2808 个质子束，质子束与质子束之间碰撞的时间间隔为 25ns，碰撞频率高达 40MHz。根据设计，束流能达到最高 7TeV 的能量，对应的质心系能量为  $\sqrt{s}=14\text{TeV}$ 。瞬时亮度 (Instantaneous luminosity) 能达到  $\mathcal{L} = 10^34\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ <sup>[15]</sup>。

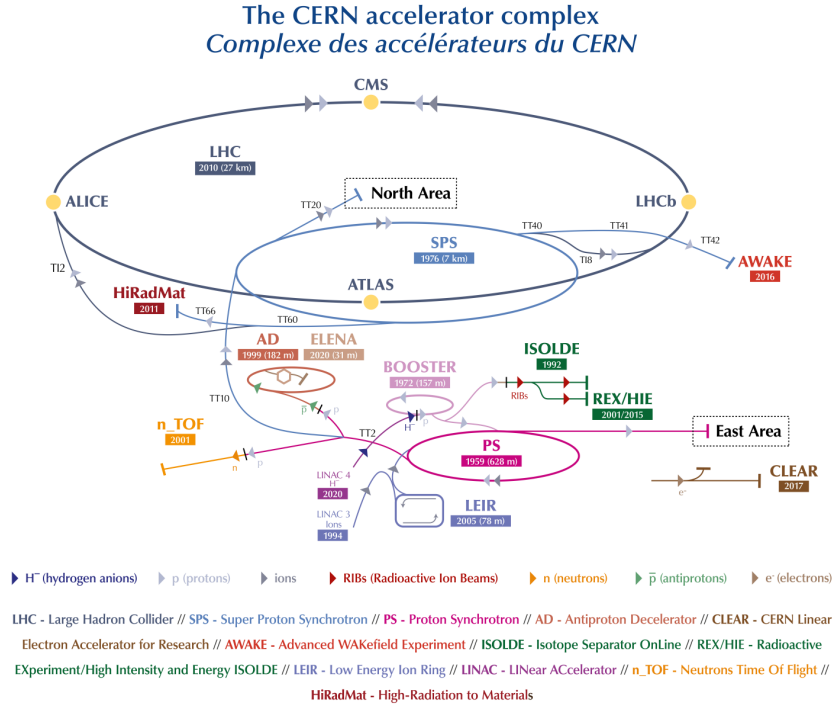


图 3.1 CERN 加速器系统的结构<sup>[80]</sup>。首先质子会被注入到直线加速器 Linac2 当中，然后将它们注入到环形加速器 Booster 当中，随后，会将它们送入环形加速器 PS 当中，接着，在经过环形加速器 SPS 加速之后，最后进入 LHC 大环，此时质子能量可以达到 7TeV。

LHC 于 2008 年 9 月正式开始运行，但是在开始调试阶段，由于其中两个磁铁之间的电气故障，对整个机器造成了严重的损坏。经过一段时间的修复之后，2010 年 3 月，Run-1 计划正式启动，LHC 首次以 7TeV 的质心系能量实现了质子-质子对撞，这样一直持续到 2011 年底，对撞数据总积分亮度 (Integrated luminosity) 达到了  $5.5\text{fb}^{-1}$ 。在 2012 年，束流能量提升到了 4TeV，在质心系能量为 8TeV 的条件下成功运行了一年，这一年里数据总积分亮度大约为  $23\text{fb}^{-1}$ 。到此，Run-1 计划顺利结束。LHC 经过两年的设备维修和加速器升级之后，Run-2 计划于 2015 年 3 月正式开始，此时质子束流的能量达到了 6.5TeV，从而质心系能量高达 13TeV。仅在 2015 年底因为重离子碰撞实验的进行有短暂的停机之外，对撞数据的采集一直持续到 2018 年底，这也标志着 Run-2 计划的结束。如图 3.2 所示，从 2015 年到 2018 年，LHC 实现了数据总积分亮度为  $156\text{fb}^{-1}$  的质子-质子对撞<sup>[81]</sup>。

高能量和高密度的质子束流对撞为基本粒子的研究提供了可能。LHC 上有四个束流对撞点，每个对撞点都有一个实验，共四个实验分别用于高能物理领域不同方面的研究：其中 ATLAS<sup>[16]</sup> 和 CMS<sup>[82]</sup> 是两个大型的通用型探测器，用于标准模型的精确测量和寻找超出标准模型的新物理；LHCb(Large Hadron Collider beauty)<sup>[83]</sup> 是一个用于研究 B 介子物理的正向探测器；ALICE(A Large Ion Collider

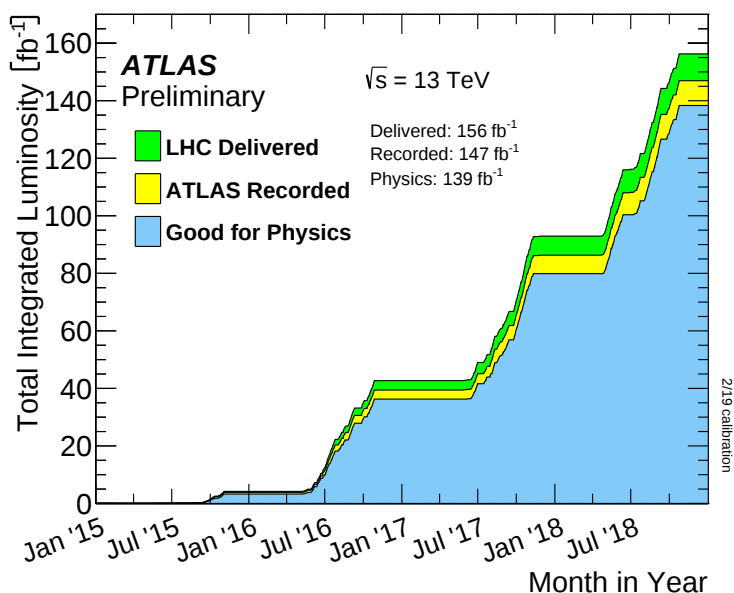


图 3.2 Run-2 计划期间 LHC 上质子-质子对撞数据的总积分亮度<sup>[81]</sup>。到 2018 年底, LHC 实现的数据总积分亮度为  $156\text{fb}^{-1}$ , ATLAS 探测器所收集的数据总积分亮度为  $147\text{fb}^{-1}$ , 在设备运转正常和数据采集稳定的情况下可用于实际物理分析的数据总积分亮度为  $139\text{fb}^{-1}$ 。

Experiment)<sup>[84]</sup> 是一个用于研究重离子碰撞的探测器。其中 ATLAS 实验在 Run-2 计划期间所收集的数据总积分亮度为  $147\text{fb}^{-1}$ , 在设备运转正常和数据采集稳定的情况下可用于实际物理分析的数据总积分亮度为  $139\text{fb}^{-1}$ <sup>[81]</sup>。高频率的碰撞事例和高密度的质子束碰撞产生的堆积事例 (Pileup)<sup>[85]</sup> 给探测器和其中事例的重建带来了极大的挑战。图 3.3 展示的是 ATLAS 实验在 Run-2 计划期间记录的每个质子束碰撞产生的平均事例数 (Mean number of interactions per crossing) 的分布图<sup>[81]</sup>。第 6 章所介绍的物理分析所用到的数据便是 ATLAS 实验在 Run-2 计划期间收集的, 接下来将对 ATLAS 实验做简要介绍。

## 3.2 ATLAS 探测器

ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)<sup>[16,86-87]</sup> 探测器是用于粒子物理研究的一个通用型探测器, 也是有史以来人类建造的体积最大的粒子探测器。如图 3.4 所示是探测器的一张截面图, 它关于对撞点前后对称, 其圆柱形桶身几乎覆盖了整个  $4\pi$  立体角。整个探测器长 44m, 宽 25m, 重达 7000 吨, 位于 LHC 其中一个质子-质子对撞点。

LHC 上高亮度和高能量的质子束流对撞使得探索 TeV 能标的物理学成为可能, 其中 ATLAS 的设计初衷主要基于以下几个目标: 希格斯玻色子的寻找及其基本性质的测量; 量子色动力学、电弱相互作用、味物理等标准模型的精确测量; 超出标准模型的新物理的寻找, 比如暗物质、新的重玻色子等; t 夸克性质的精确测

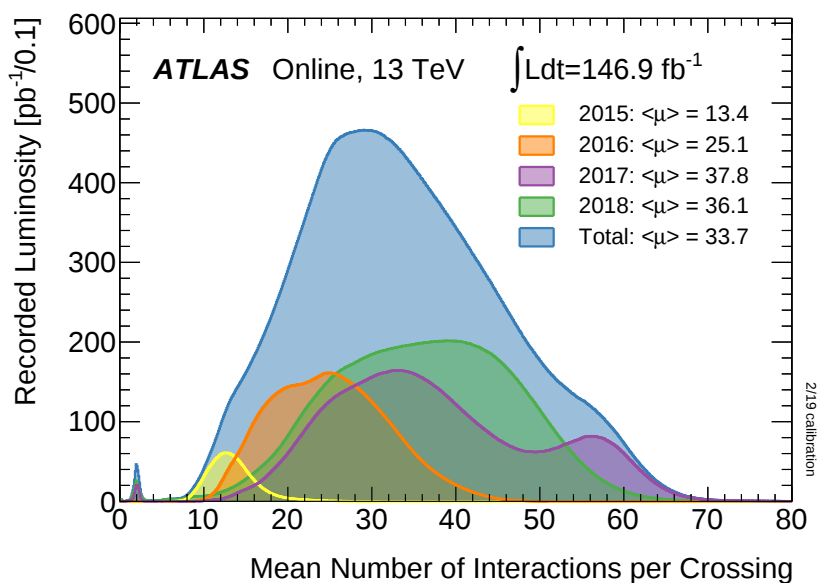


图 3.3 Run-2 计划期间 ATLAS 实验记录的每个质子束碰撞产生的平均事例数的分布图<sup>[81]</sup>。在 2017 年的分布中有个两个峰是因为年中 LHC 操作方案的调整。

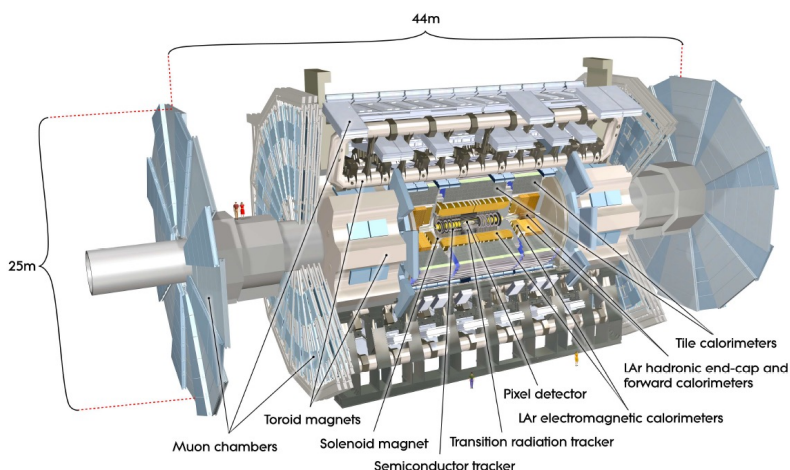


图 3.4 ATLAS 探测器的截面图<sup>[16]</sup>。

量，比如质量、耦合常数和自旋等；寻找超对称等标准模型的延拓理论。

为了处理高达约  $6 \times 10^8 \text{s}^{-1}$  的事例产生率，探测器的设计需要满足以下几个条件：抗辐照且高速的电子设备和传感器元件、高粒度的探测器材料，用于处理高通量的粒子和减小堆积事例带来的影响；覆盖几乎整个  $4\pi$  立体角的高接收度；能精确追踪带电粒子，要求具有高的动量分辨率、径迹重建效率和第二顶点重建效率等；高粒度的电磁量能器和强子量能器，用于电子、光子和喷注等能量测量；能精确的识别  $\mu$  子和高的  $\mu$  子动量分辨率。因此，ATLAS 采用层叠式设计，从里到外由不同的子探测器组成，覆盖在束流管和对撞点周围，它们依次是内部探测器

(The Inner Detector, ID)<sup>[88]</sup>、电磁量能器 (The Electromagnetic Calorimeter, ECal)、强子量能器 (The Hadronic Calorimeter, HCal)、前端量能器 (The Forward Calorimeter, FCal)<sup>[89-90]</sup>、 $\mu$  子谱仪 (The Muon Spectrometer, MS)<sup>[91]</sup> 和亮度探测器 (The Luminosity Detectors)<sup>[92]</sup>。其中，内部探测器处于一个平行于束流轴的最大强度为 2T 的恒定磁场中，它可以测量带电粒子的运动方向、动量和电荷，也可以用来重建碰撞顶点。量能器用来吸收光子、电子和强子并测量它们的能量，它能吸收除  $\mu$  子和中微子之外的所有已知粒子。 $\mu$  子谱仪位于探测器的最外面，它也被包围在一个恒定的强磁场中，磁场由超导磁铁产生，使它能以非常高的精度测量  $\mu$  子的轨迹和动量。三个亮度探测器位于 ATLAS 探测器前端，用来测量束流亮度。表 3.1 总结了 ATLAS 的子探测器的主要性能目标。

表 3.1 ATLAS 的子探测器的主要性能目标<sup>[16]</sup>。

| Detector component                                        | Required resolution                                                        | $\eta$ coverage<br>(Measurements) | $\eta$ coverage<br>(Trigger)      |
|-----------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| Tracking                                                  | $\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%/\sqrt{p_T} + 0.01\%$                            | $\pm 2.5$                         |                                   |
| EM calorimetry                                            | $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} + 0.7\%$                                       | $\pm 3.2$                         | $\pm 2.5$                         |
| Hadronic calorimetry (jets) barrel<br>and end-cap forward | $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} + 3\%$<br>$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} + 10\%$ | $\pm 3.2$<br>$3.1 <  \eta  < 4.9$ | $\pm 3.2$<br>$3.1 <  \eta  < 4.9$ |
| Muon spectrometer                                         | $\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1\text{TeV}$                           | $\pm 2.7$                         | $\pm 2.4$                         |

物理对象的重建是基于物理对象或者它们的衰变产物与探测器材料的相互作用，如图 3.5 所示，展示的是 ATLAS 探测器中物理对象的鉴别和重建的过程简图<sup>[93]</sup>。带电粒子在 ATLAS 的内部探测器中会留下电离信息，以此来重建它们的径迹，其中的磁场会使带电粒子发生偏转，由此来重建它们的动量和电荷。除中微子之外，所有粒子都会在电磁量能器和强子量能器中沉积一部分或者全部的能量，电磁量能器主要用于沉积光子和电子的能量，强子量能器主要用于沉积强子的能量。电子、光子、质子和中子等寿命较长的粒子会在量能器中产生一团簇射并停留在里面，而  $\mu$  子会穿过内部探测器和量能器，在量能器中沉积一小部分能量之后，最终被  $\mu$  子谱仪探测到。中微子因为其独特的性质不能被 ATLAS 探测到，可以通过事例中动量守恒来推断它们的存在。接下来将对 ATLAS 的各个子探测器和物理对象的重建过程做更加详细的描述。

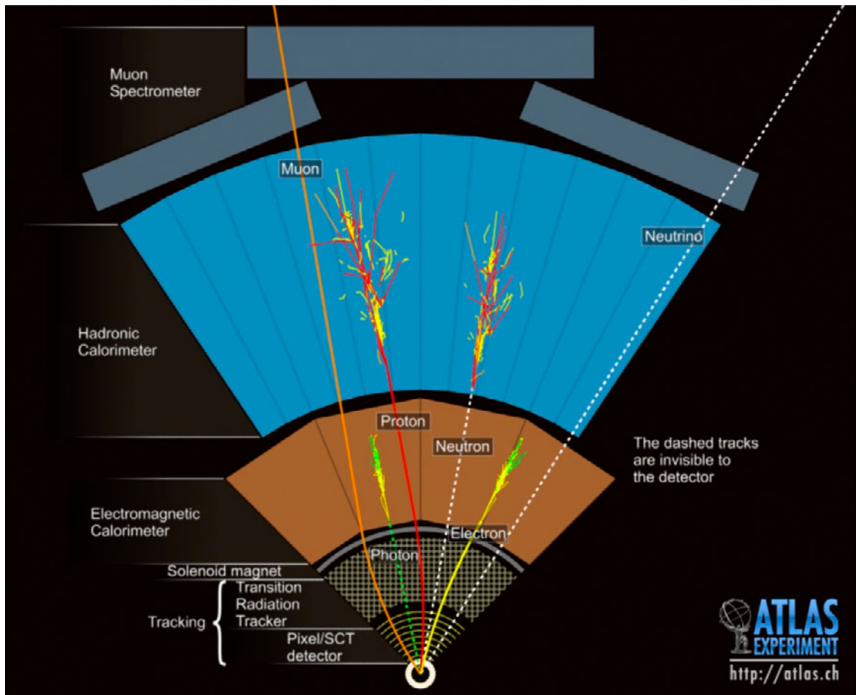


图 3.5 ATLAS 探测器中物理对象的鉴别和重建的过程简图<sup>[93]</sup>。

### 3.2.1 坐标系

在 ATLAS 合作组所使用的坐标系中，原点位于束流碰撞中心， $z$  轴指向束流方向， $x$  轴指向 LHC 大环的中心， $y$  轴垂直于  $x$ - $z$  平面向上。如图 3.6 所示为 ATLAS 坐标系简图， $x$ - $y$  平面是束流的横截面。

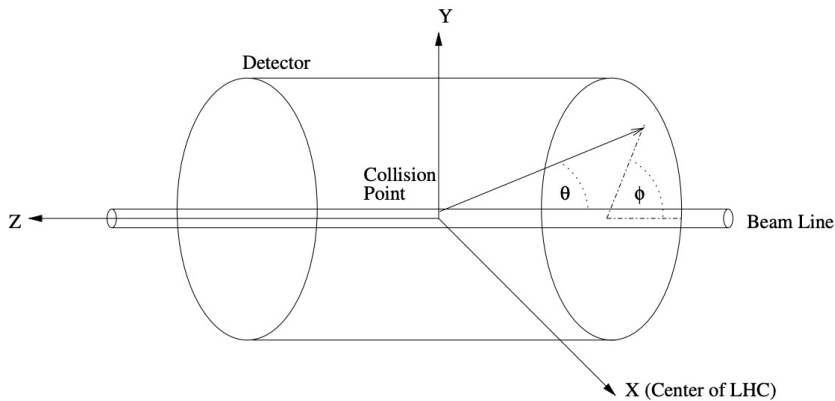


图 3.6 ATLAS 合作组所使用的坐标系。

根据 ATLAS 探测器的对称性,也可以使用柱坐标系  $(R, \phi, \theta)$ , 其中  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\theta$  是粒子与  $z$  轴所形成的极角,  $\phi$  是粒子绕  $z$  轴的方位角。这里引入快度  $y$ , 定义为:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.1)$$

其中  $E$  和  $p_z$  分别是粒子的能量和粒子的动量沿  $z$  轴方向的分量。可以证明  $\Delta y$  在沿  $z$  轴方向的洛伦兹变换下是不变的。如果粒子的质量相对于粒子的能量可以忽略不计，那么快度  $y$  可以近似成赝快度  $\eta$ ：

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.2)$$

其中  $\theta$  为极角， $\eta$  是高能物理领域中描述粒子极角的常用空间坐标，图 3.7 展示了坐标平面中不同的  $\eta$  值所对应的  $\theta$  值。横动量  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  是粒子沿  $x$ - $y$  平面的动量。 $\Delta R$  定义为粒子在  $\eta$ - $\phi$  空间的距离：

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.3)$$

其中  $\Delta\eta$  和  $\Delta\phi$  分别为粒子的赝快度  $\eta$  之差和方位角  $\phi$  之差。

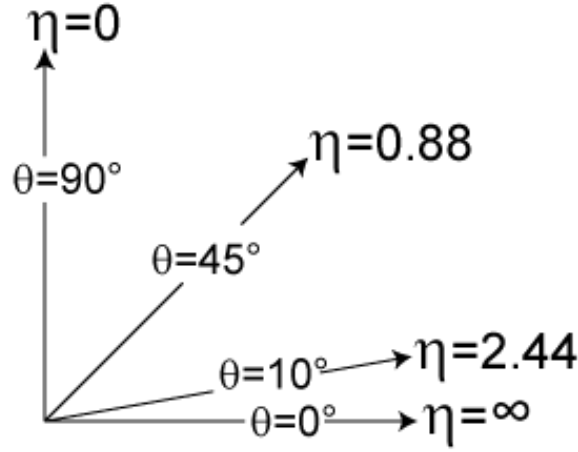


图 3.7 坐标平面中不同的赝快度  $\eta$  所对应的极角  $\theta$ 。

### 3.2.2 磁系统

为了精确地重建带电粒子的径迹以及测量带电粒子的动量和电荷，探测器需要一个非常强的磁场。当一个动量为  $p$ 、带电量为  $q$  的粒子垂直进入一个强度为  $B$  的磁场时，在洛伦兹力的作用下，粒子会做圆周运动，运动的曲率半径  $\rho$  为：

$$\rho = \frac{p}{q \cdot B} \quad (3.4)$$

因此，为了确定带电粒子的动量，需要测量其通过探测器中磁场时的曲率半径。如图 3.8 所示，ATLAS 探测器中包含两个独立的磁系统<sup>[94]</sup>，由以下四个大型超导磁体提供：位于内部探测器和电磁量能器之间的中心螺线管 (The Central Solenoid, CS)，它与  $z$  轴对齐，直径为 2.4m，长 5.3m，能为内部探测器提供一个强度为 2T 的轴向磁场，同时能减小桶部电磁量能器前端的辐射厚度；25m 长的桶部环形磁体 (The Barrel Toroid, BT) 和两组 5m 长的端盖环形磁体 (The End-Cap Toroids, ECT)，

它们能为  $\mu$  子谱仪提供一个强度为 4T 的环形磁场，磁场方向与  $\mu$  子轨迹接近垂直。

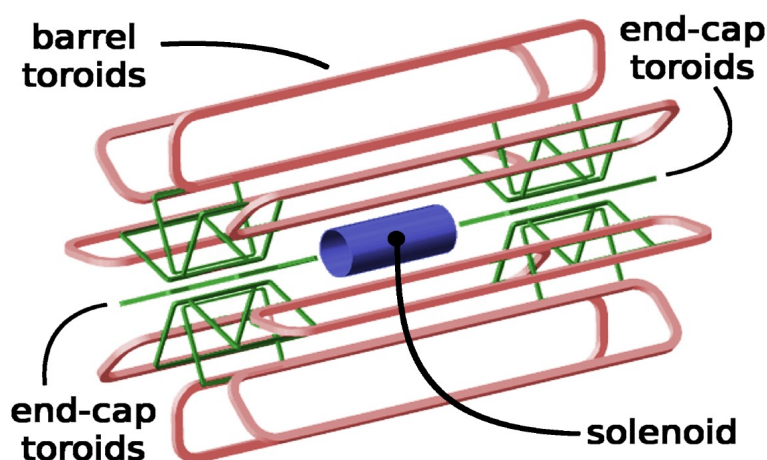


图 3.8 ATLAS 探测器的磁系统布局<sup>[94]</sup>。

### 3.2.3 内部探测器

如图 3.9 所示，是 ATLAS 内部探测器的截面图，它是由桶部和端盖部分同心的多层探测材料组成，离对撞点最近，长 6.2m，端盖半径为 1.1m，处于一个强度为 2T 的螺线管磁场中。主要用于高精度的重建带电粒子的动量、径迹和事例的主顶点、第二顶点等信息，覆盖了  $|\eta| < 2.5$  的范围。

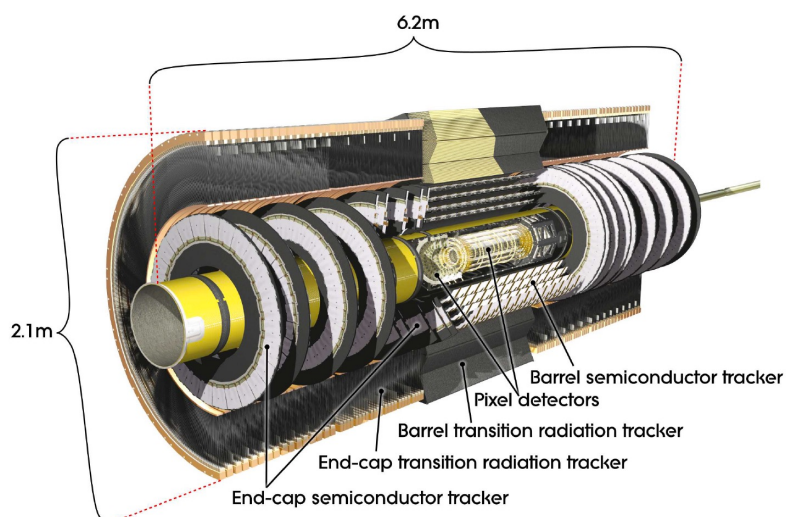


图 3.9 ATLAS 内部探测器的截面图和它的子结构<sup>[16]</sup>。

为了实现高精度的径迹和顶点重建，它是由四个高粒度且功能互补的子探测

器组成，如图 3.10，从里到外，依次是嵌入式 B 层探测器、像素探测器、硅微条径迹探测器和跃迁辐射径迹探测器。

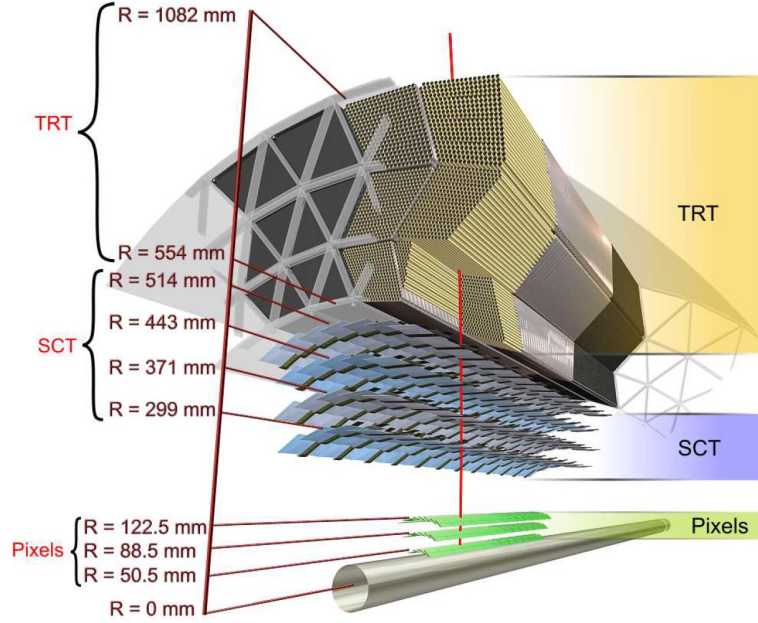


图 3.10 ATLAS 内部探测器的桶部截面图<sup>[16]</sup>。灰色的小圆柱是 LHC 的束流管。

嵌入式 B 层探测器 (The Insertable B-Layer, IBL)<sup>[95]</sup> 是内部探测器中离束流管最近的一个子探测器。Run-2 计划所面临的其中一个重要问题是总积分亮度的显著增加会给内部探测器带来很大的辐照损伤，进而会导致内部探测器的径迹重建效率下降，尤其是 b-jet 的重建效率，第 3.4.3 小节将会介绍 b-jet 的概念。嵌入式 B 层探测器正是在这样的背景之下安装到 ATLAS 内部探测器中的，它呈柱状，半径 33.2mm，长 3.5m，覆盖在束流管外面。它不仅抗辐照，而且每个像素传感器单元的尺寸都很小，仅有  $50\mu\text{m} \times 250\mu\text{m} (R-\phi \times z)$ ，固有精度是  $8\mu\text{m} (R-\phi)$  和  $40\mu\text{m} (z)$ ，覆盖了  $0 \leq \phi < 2\pi$  的范围。嵌入式 B 层探测器对测量精确的提升非常显著，图 3.11 展示是碰撞参数  $d_0$  的分辨率的前后对比图，其中碰撞参数  $d_0$  是带电粒子的径迹在  $x-y$  平面上的投影离主顶点最短的距离，它是影响 b-jet 标定性能的关键参数。除此之外，嵌入式 B 层探测器也会显著地提升顶点重建效率和 b-jet 标定性能<sup>[96]</sup>。

像素探测器 (The Pixel Detector, PD) 为对撞点附近的模式识别提供关键的径迹信息。如图 3.12 所示，它是由三个桶层结构和左右两个端盖结构组成，其中桶层结构分别位于以  $z$  轴为中心的半径 51mm、89mm 和 123mm 处，每个端盖具有三个圆盘层，分别位于  $|z|=495\text{mm}$ 、 $|z|=580\text{mm}$  和  $|z|=650\text{mm}$  处。端盖和桶层结构中硅像素传感器<sup>[97]</sup> 的尺寸都是  $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m} (R-\phi \times z)$ ，固有精度为  $10\mu\text{m} (R-\phi)$  和  $115\mu\text{m} (z)$ 。像素探测器能为  $|\eta| < 2.5$ 、 $0 \leq \phi < 2\pi$  范围内的带电粒子提供三个或

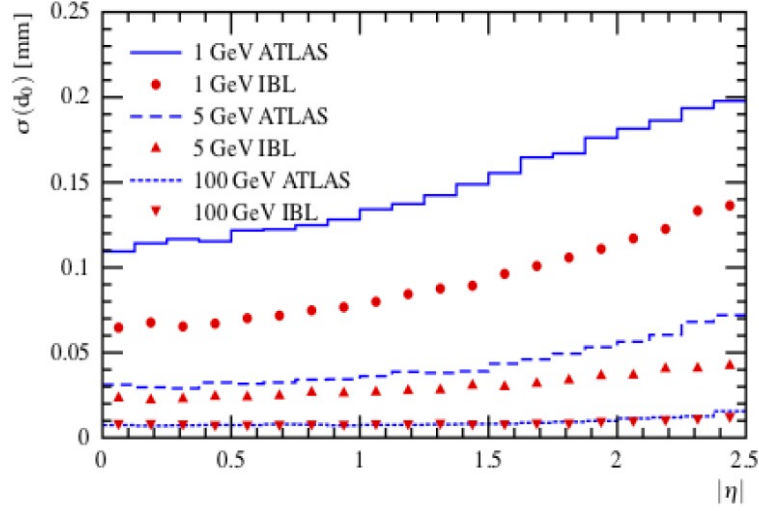


图 3.11 ATLAS 内部探测器中安装和未安装嵌入式 B 层探测器 (IBL) 的情况下,  $\mu$  子碰撞参数  $d_0$  的分辨率随着赝快度  $\eta$  的变化关系对比<sup>[95]</sup>。

者更多个径迹测量点, 总共有大约 80 万个读出信道。它在粒子动量测量、径迹重建和事例的主顶点、第二顶点的重建中起着至关重要的作用。

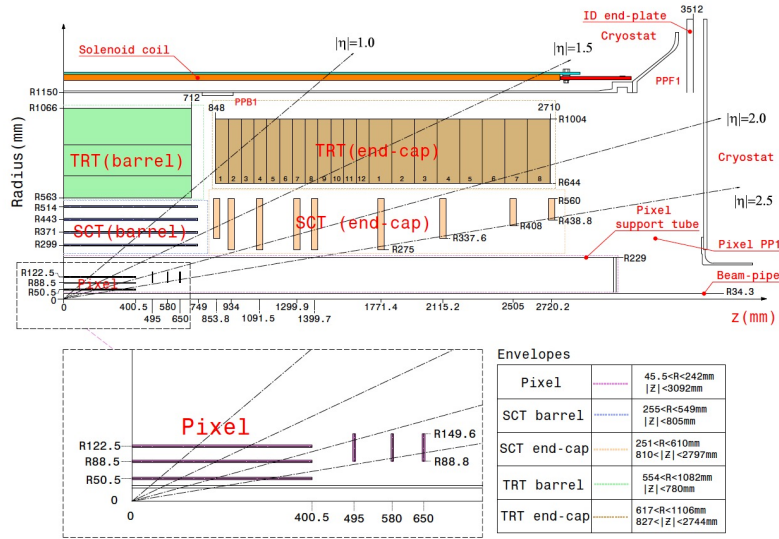


图 3.12 ATLAS 内部探测器沿  $R$ - $z$  平面的截面图<sup>[16]</sup>。图中展示了其中各个子探测器的位置、结构和尺寸等, 左下部分是像素探测器的放大图。

硅微条径迹探测器 (The SemiConductor Tracker, SCT) 位于内部探测器的中间位置, 采用了与像素探测器相同的半导体技术。它使用条间距为  $80\mu\text{m}$  的硅微条<sup>[98]</sup>作为测量元件, 覆盖了  $|\eta| < 2.5$ 、 $0 \leq \phi < 2\pi$  的范围。如图 3.12 所示, 它是由四个桶层结构和左右两个端盖结构组成, 其中四个桶层结构分别位于以束流轴为中

心的半径 30cm、37cm、44cm 和 51cm 处，每个桶层结构由两层传感器组成，每个端盖结构具有九个圆盘层，位于  $850\text{mm} < z < 2730\text{mm}$  的区域，端盖和桶层结构的固有精度都是  $17\mu\text{m}(R-\phi)$  和  $580\mu\text{m}(z)$ 。整个硅微条径迹探测器共有 6.3 万个读出信道，能在  $R$  坐标和  $z$  坐标上为带电粒子提供四个额外的径迹测量点，它的测量精度略低于像素探测器的精度，但在粒子动量测量、径迹重建和事例的主顶点、第二顶点的重建中仍发挥着重要的作用。

跃迁辐射径迹探测器 (The Transition Radiation Tracker, TRT) 位于内部探测器的最外层，它是一个组合型探测器<sup>[99]</sup>，一方面有径迹探测的功能，可以将内部探测器的径迹追踪能力扩展到径向大约 1m 处的位置，也能像漂移室那样测量带电粒子的漂移时间；另一方面可以作为跃迁辐射探测器用于模式识别，区分轻粒子和重粒子，比如利用电磁辐射区分电子和  $\pi$  介子。其组件元是一个直径为 4mm、长度为 144mm 的聚酰胺细管，在每个细管中心，有一根直径为  $31\mu\text{m}$  的钨丝作为阳极连接到前段电子设备，管壁和金属丝之间被 Xe、O<sub>2</sub>、CO<sub>2</sub> 混合气体填充，当带电粒子使混合气体电离时，电子会向金属丝漂移，并在阳极触发一个低振幅的电信号。而且由于介质的不均匀性，带电粒子在穿过聚酰胺管壁和混合气体的交界处时，会发生跃迁辐射，辐射出来的光子会被混合气体中Xe吸收，Xe退激发时会会在阳极触发一个高振幅的电信号，可以与气体电离触发的低振幅电信号区分开。

### 3.2.4 量能器

如图 3.13 所示，ATLAS 的量能器系统<sup>[89-90]</sup> 包围在内部探测器的外面，覆盖了整个  $0 \leq \phi < 2\pi$  的范围。它主要由电磁量能器、强子量能器和前端量能器三大部分组成，分别覆盖了  $|\eta| < 3.2$ 、 $|\eta| < 3.9$  和  $3.1 < |\eta| < 4.9$  的范围。整个量能器系统处于桶部和左右端盖处三个低温恒温箱中，高能粒子在与量能器中致密物质相互作用时会产生很多次级粒子，并且数量沿着入射粒子的方向成指数型增长，同时粒子的能量越来越低，最终停留在量能器中，这个过程称为簇射<sup>[100]</sup>。量能器便是通过高能粒子形成的簇射来测量其能量，其中电磁量能器和前端量能器的电磁量能模块用于测量电子和光子因电磁簇射而沉积的能量，强子量能器和前端量能器的强子量能模块用于测量强子因强子簇射而沉积的能量。

ATLAS 的量能器系统使用的是采样式量能器，如图 3.14 所示，它们由吸收材料和活性材料交替组成。其中吸收材料由铅、铜或者铁制成，用来降低入射粒子的能量，液氩或者乙烯闪烁体用作活性材料，活性材料与高能粒子相互作用能产生电离或者闪烁并形成可测量的信号，然后利用测量的小部分能量可以推断出完整的簇射能量。

电磁量能器长 6.65m，外径为 2.25m，分别由铅和液氩作为吸收材料和活性材

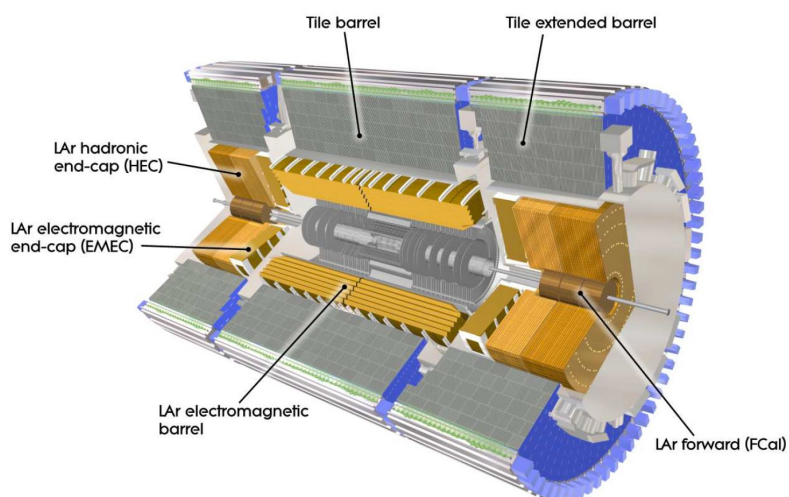


图 3.13 ATLAS 的量能器系统的截面图<sup>[16]</sup>。

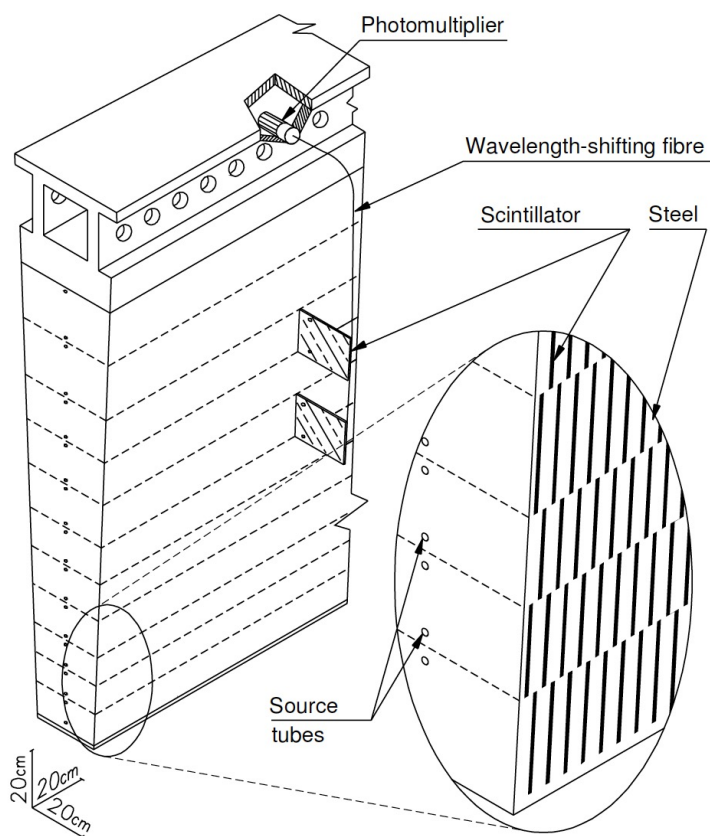


图 3.14 ATLAS 量能器系统所使用的采样式量能器<sup>[16]</sup>。它们由吸收材料和活性材料交替组成，可测量信号由活性材料与高能粒子的相互作用形成。

料，其能量分辨率为：

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} + 0.7\% \quad (3.5)$$

覆盖整个方位角  $0 \leq \phi < 2\pi$ 。它可以分为桶部和左右端盖三部分，分别覆盖了  $|\eta| < 1.475$  和  $1.375 < |\eta| < 3.2$  的范围。为了能够完全的吸收入射电子和光子产生电磁簇射，桶部和端盖的厚度分别大于  $22X_0$  和  $24X_0$ ，其中  $X_0$  为辐射长度，定义为粒子在其能量减小到初始能量的  $1/e$  时所经过的平均距离，它可以用原子序数  $Z$  和原子质量数  $A$  近似的表示成<sup>[10]</sup>：

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (3.6)$$

图 3.15 是桶部电磁量能器的模块示意图，其中靠对撞点最近的第一层粒度较小，用于电子和光子的识别，后面两层粒度较大，以保证电子和光子产生的电磁簇射能被完全吸收，各部分在  $\eta$  和  $\phi$  方向的粒度也显示在图中。

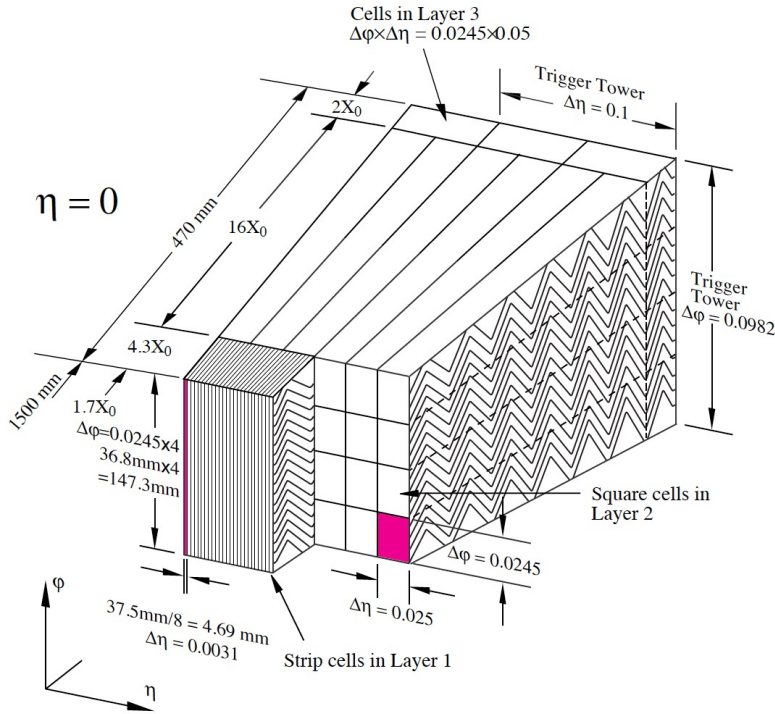


图 3.15 ATLAS 桶部电磁量能器的模块示意图<sup>[16]</sup>。其中  $X_0$  为辐射长度，定义为粒子在其能量减小到初始能量的  $1/e$  时所经过的平均距离。各部分在  $\eta$  和  $\phi$  方向的粒度也显示在图中。

强子量能器紧靠在电磁量能器外面，长 6.10m，外径 4.25m，其能量分辨率为：

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} + 3\% \quad (3.7)$$

同样由桶部和左右端盖三部分组成。桶部强子量能器分别用铁和闪烁体作为吸收材料和活性材料，粒度为  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ，覆盖了  $|\eta| < 1.7$  的部分。端盖强子量能器分别用铜和液氩作为吸收材料和活性材料，粒度随着  $\eta$  变化，在  $1.5 < |\eta| < 2.5$

的范围为  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ，在  $2.5 < |\eta| < 3.2$  的范围为  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ ，覆盖了  $1.5 < |\eta| < 3.2$  的部分。图 3.16 展示了端盖强子量能器在  $R-\phi$  平面和  $R-z$  平面的视图。

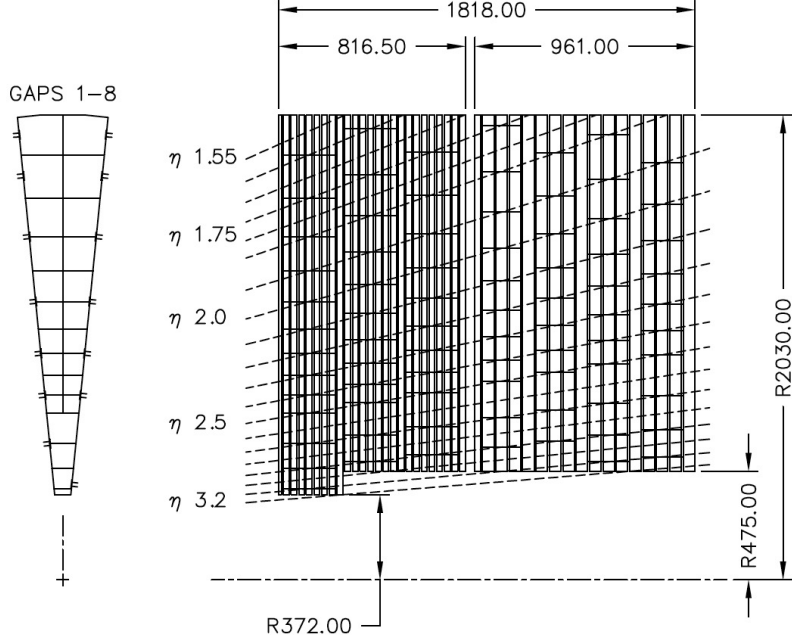


图 3.16 ATLAS 端盖强子量能器沿  $R-\phi$  平面 (左图) 和  $R-z$  平面 (右图) 的截面图<sup>[16]</sup>，单位是 mm。

前端量能器是一个组合型量能器，能同时测量因电磁簇射和强子簇射而沉积的能量。它距对撞点仅 4.7m，分为左右两部分，覆盖了  $3.1 < |\eta| < 4.9$  的范围，能量分辨率为：

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} + 10\% \quad (3.8)$$

由于其所处位置的粒子通量较大，因此采用了密封式设计，这样能使粒子在各个量能器模块间的隙缝中的能量损失降到最低，还能限制簇射粒子到达  $\mu$  子谱仪。如图 3.17 所示，每个部分又可以分为三个紧密相连的模块，依次是一个电磁量能模块 (FCal1) 和两个强子量能模块 (FCal2, FCal3)。三个模块都用液氙作为活性材料，为了优化分辨率和快速散热，电磁量能模块用铜作为吸收材料，强子量能模块用钨作为吸收材料，钨能有效的防止来自强子簇射的粒子从侧面扩散出去。

### 3.2.5 $\mu$ 子谱仪

$\mu$  子谱仪<sup>[91]</sup> 位于 ATLAS 探测器的最外部，由精密室 (The precision measurement tracking chambers) 和触发室 (The trigger chambers) 两大部分组成，用于重建  $\mu$

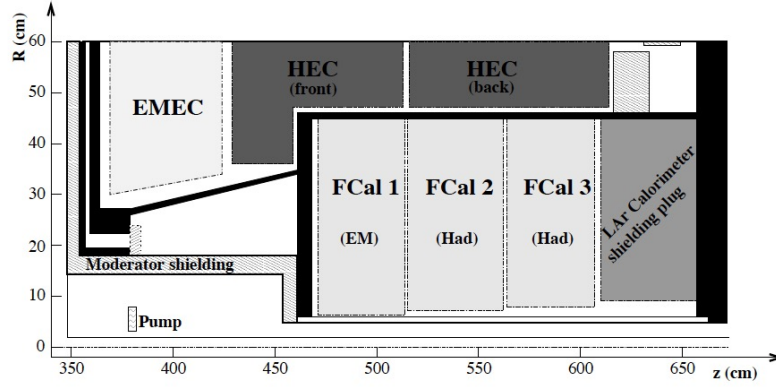


图 3.17 ATLAS 前端量能器的示意图<sup>[16]</sup>。其中包含三个模块，依次是一个电磁量能模块 (FCal1) 和两个强子量能模块 (FCal2, FCal3)。

子的径迹和动量。由于  $\mu$  子与量能器材料的相互作用截面极低，它们在穿过量能器时仅损失很小的一部分能量，在离开量能器之后被  $\mu$  子谱仪探测到。精密室用于在  $|\eta| < 2.7$  的范围内重建离开量能器之后的  $\mu$  子动量，结合内部探测器中的信息，可以重建出完整的  $\mu$  子动量，触发室能在  $|\eta| < 2.4$  的范围快速触发  $\mu$  子的径迹。

精密室由可监控漂移腔室 (The Monitored Drift Tubes, MDT)<sup>[102]</sup> 和阴极丝腔室 (The Cathode Strip Chambers, CSC) 两部分组成。可监控漂移腔室用于测量桶部覆盖的  $z$  坐标和端盖覆盖的  $|\eta| < 2.7$  范围内的  $\mu$  子动量，它的基本组件元是压力漂移管，每个压力漂移管直径为 30mm，管内充满了 Ar/CO<sub>2</sub> 混合气体，管壁作为阴极，管内中心有一根直径为 50 $\mu$ m 的钨铼合金丝作为阳极。如图 3.18 所示， $\mu$  子穿过压力漂移管时会使管内混合气体电离，产生的电子和正离子分别向合金丝和阴极漂移，从而触发电信号。精密室总共包含 1150 个可监控漂移腔室，可监控漂移腔室的平均分辨率为 35 $\mu$ m( $z$ )，每个腔室由 3 到 8 层压力漂移管组成。高横动量  $\mu$  子的动量测量精度取决于弧矢的分辨率，即  $R$ - $z$  平面上  $\mu$  子圆弧径迹相对于弦的偏差，对于横动量为 1TeV 的  $\mu$  子，对应的弧矢大约为 500 $\mu$ m，而可监控漂移腔室对横动量在 10GeV 和 1TeV 之间的  $\mu$  子的测量精度  $\sigma_{p_T}/p_T$  在 2% 到 10% 之间。

阴极丝腔室是多线程腔室，如图 3.19 所示，它是由沿径向的阳极线阵和包围它们的铜质阴极组成，其间充满了 Ar、CO<sub>2</sub> 和 CF<sub>4</sub> 混合气体，用来测量前向区域  $2 < |\eta| < 2.7$  范围内的  $\mu$  子动量。精密室总共包含 32 个阴极丝腔室，腔室的分辨率为 40 $\mu$ m  $\times$  5mm( $R \times \phi$ )。

$\mu$  子谱仪非常重要的一个性能指标是其触发  $\mu$  子径迹的能力，为了弥补精密室的功能，触发室可以用于  $\mu$  子触发，它能在  $\mu$  子通过之后的几十纳秒内传递该  $\mu$

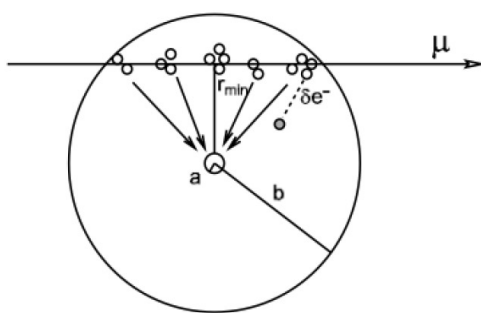


图 3.18  $\mu$  子穿过  $\mu$  子谱仪的可监控漂移腔室中压力漂移管的示意图<sup>[16]</sup>。漂移管中混合气体被  $\mu$  子电离之后，产生的电子会向阳极漂移。

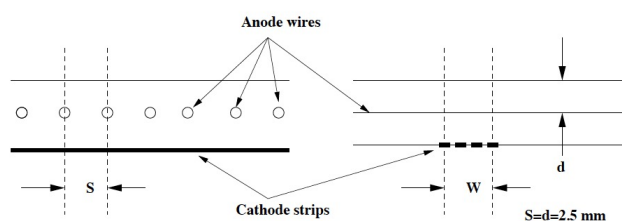


图 3.19  $\mu$  子谱仪中的阴极丝腔室的截面图<sup>[16]</sup>。

子的径迹信息。触发室可以分为电阻板腔室 (The Resistive Plate Chambers, RPC)<sup>[103]</sup> 和薄隙腔室 (The Thin Gap Chambers, TGC)<sup>[104]</sup>，其中电阻板腔室由两个高电阻率的平行塑料板组成，一个带正电的阳极和一个带负电的阴极，两极板之间中间充满了  $C_2H_2F_4$ 、 $C_4H_{10}$  和  $SF_6$  混合气体。如图 3.20 所示，每个极板有两个正交的读出信道： $\eta$  信道平行于可监控漂移腔室的阳极合金丝； $\phi$  信道垂直于可监控漂移腔室的阳极合金丝。电阻板腔室覆盖了  $|\eta| < 1.05$  的范围，其空间分辨率为  $10mm \times 10mm(z \times \phi)$ ，时间分辨率达到了 1.5ns。

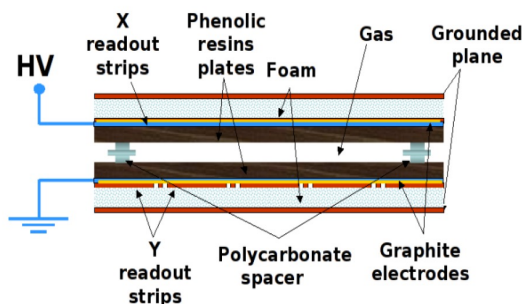


图 3.20  $\mu$  子谱仪中的电阻板腔室的结构示意图<sup>[103]</sup>。

薄隙腔室由两块电阻板和位于中间的一排导线阵列组成，如图 3.21 所示，其

中两块电阻板接地作为阴极，相距 2.8mm，其间充满了  $\text{CO}_2/\text{n-C}_5\text{H}_{12}$  混合气体，导线阵列中导线间隔为 1.8mm，带有正高压，作为阳极，它平行于可监控漂移腔室的阳极合金丝，并接有读出信道，能用于信号触发。薄隙腔室覆盖了  $1.05 < |\eta| < 2.4$  的范围，也具有非常好的时间和空间分辨率，其空间分辨率主要由阴极导线的数量决定。

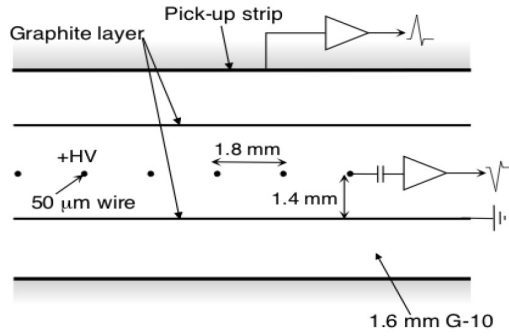


图 3.21  $\mu$  子谱仪中的薄隙腔室的结构示意图<sup>[16]</sup>。

表 3.2 总结了  $\mu$  子谱仪的各个子结构的主要参数。

表 3.2  $\mu$  子谱仪的各个子结构的主要参数<sup>[16]</sup>。

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

### 3.2.6 触发和数据采集系统

触发和数据采集系统<sup>[105]</sup> 是 ATLAS 探测器的重要组成部分，它负责有选择性的将庞大的数据中一小部分保存下来用于后续的离线分析。Run-2 计划相对于 Run-1 计划有着更高的亮度和对撞能量，因此 Run-2 计划之前，必须对 ATLAS 的触发和数据采集系统进行升级，升级之后的系统需要将质子束碰撞频率 (The bunch crossing rate) 高达 40MHz 的数据减小到 1kHz 并记录下来，这也是数据处理所能达到的最高频率。

如图 3.22 所示，升级之后，ATLAS 的触发系统<sup>[106]</sup> 由基于硬件的一级触发器

(First Level Trigger) 和基于软件的高级触发器 (High Level Trigger) 组成。一级触发器有量能器一级触发和  $\mu$  子一级触发两种类型，它可以访问粗粒度量能器和  $\mu$  子谱仪中的原始数据，并基于粒子的多样性和  $\mu$  子横动量等信息作出决策，进行事例的初步筛选。一级触发器能将 40MHz 的数据降低到 100kHz，筛选出来的信息随后会被送到高级触发器，进一步将数据降低到 1kHz。高级触发器用于进一步的离线筛选和对象重建，为后续的物理分析做准备。

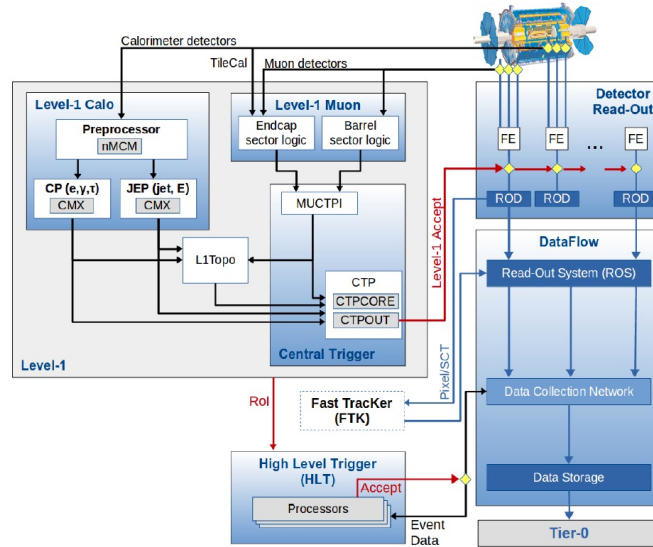


图 3.22 ATLAS 的触发和数据采集系统的结构示意图<sup>[107]</sup>。

### 3.2.7 亮度探测器系统

ATLAS 的亮度探测器系统<sup>[92]</sup> 用来测量束流亮度，并通过比较几个不同的亮度探测器的测量结果来确定亮度的误差。如图 3.23 所示<sup>[108]</sup>，整个系统位于 ATLAS 探测器的前端，由切伦科夫亮度探测器 (The Luminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector, LUCID)、零能探测器 (The Zero-Degree Calorimeter, ZDC) 和绝对亮度探测器 (The Absolute Luminosity For ATLAS, ALFA) 三个子探测器依次排列组成。切伦科夫探测器离对撞点最近，仅  $\pm 17\text{m}$ ，覆盖了  $5.6 < \eta < 6$  的范围，它可以通过在接收范围内计数每次对撞中产生的带电粒子数来计算非弹性质子-质子对撞的平均次数，从而监控前端的非弹性质子-质子散射率，它既可以测量积分亮度，也可以在线监控瞬时亮度。零能探测器位于离对撞点  $\pm 140\text{m}$ 、 $\eta < 8.3$  的位置，它主要通过探测对撞过程中产生的正向中子来测量相对亮度，它可以测量质子-质子对撞的亮度，也可以测量重离子对撞的亮度，绝对亮度探测器距离对撞点  $\pm 240\text{m}$ ，覆盖了  $10.6 < \eta < 13.5$  的范围，它是由闪烁体纤维组成，通过在小角度上探测质

子-质子散射来确定绝对亮度和总的质子-质子散射截面。

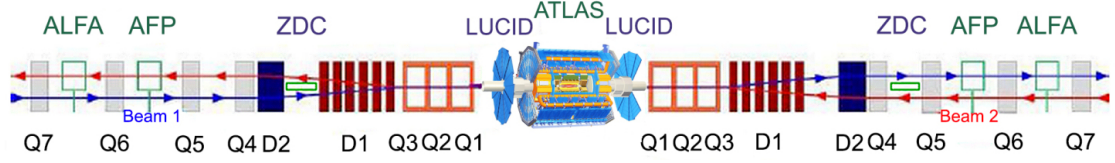


图 3.23 ATLAS 的亮度探测器系统<sup>[108]</sup>。

### 3.3 MC 模拟

为了对理论模型进行有效的验证，需要对碰撞事例的产生及粒子与探测器的相互作用过程进行精确的蒙特卡罗 (Monte Carlo, MC) 模拟，MC 模拟是高能物理中非常关键的一步，ATLAS 合作组有一套完善的模拟系统<sup>[109]</sup>，用于实验分析的诸多方面，包括与模型对应的实验可观测量的预测、分析优化和系统误差的确定等。

#### 3.3.1 硬散射和分子簇射

MC 模拟中关键的一环是硬散射 (Hard scattering) 过程的截面计算，而截面计算主要依赖于 QCD 因子化定理 (Factorization theorem)<sup>[110]</sup>。结合部分子分布函数 (Parton Distribution Functions, PDF)<sup>[111]</sup>，该定理可以将低横动量部分子相互作用与代表硬散射过程的高横动量部分子相互作用过程分离，其中低横动量部分子相互作用产生的事例被称为潜在事例 (The underlying event)<sup>[112]</sup>，对于特定的过程，硬散射过程的截面与矩阵元模的平方成正比，对于这部分，可以使用微扰论进行计算，并且展开后的每一项都可以用费曼规则<sup>[78]</sup> 进行计算。

其中部分子分布函数是一个经验式函数，在不同的实验合作组有不同的结果，它给出了部分子携带入射质子纵向动量的分数  $x$  的概率，并且依赖于硬散射过程中的动量传递，利用它可以实现质子的动量和参与硬散射过程的部分子动量之间的转换<sup>[110]</sup>。出射的部分子，都会辐射其他部分子，这个过程称为部分子簇射<sup>[113]</sup>，它和硬散射过程都可以由部分子簇射模拟器 Pythia<sup>[114]</sup> 来模拟。

#### 3.3.2 强子化

如第 2 章所述，由于 QCD 中色禁闭的性质，夸克或胶子在产生之后会通过强子化形成不带色荷的强子束缚态。由于渐近自由的性质，强子化过程不能用微扰论进行计算，需要建模对其进行描述，主流的强子化模型有两种：Lund 弦模型 (The Lund string model)<sup>[115]</sup> 和簇模型 (The cluster model)<sup>[116]</sup>。在 Lund 弦模型中，如

图 3.24 所示，夸克通过随着夸克分离而拉伸的弦连接在一起，这些弦可以被拉断，同时会在新弦的末端产生一个夸克-反夸克对，过程一直持续到能量不足以拉断夸克之间的弦，并且所有的夸克都通过弦的断裂形成强子为止。

Lund 弦模型可以由 Pythia<sup>[114]</sup> 来模拟，它可以同时用于事例产生和矩阵元产生。对于矩阵元的计算和不稳定强子的衰变过程，分别可以由 MadGraph5<sup>[117]</sup> 和 Evtgen<sup>[118]</sup> 来模拟。

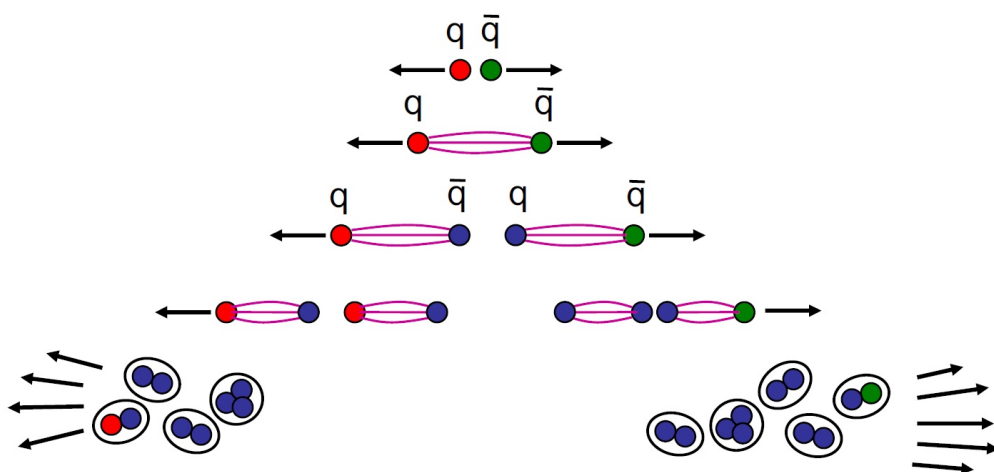


图 3.24 Lund 弦模型中的强子化过程。

### 3.3.3 探测器模拟

MC 模拟的质子-质子对撞事例产生的长寿命粒子与探测器材料的相互作用和最终的电子学读出是用 Geant4<sup>[119]</sup> 模拟的，它能准确模拟 ATLAS 探测器中的各种材料的性质和几何形状，并完整的重现粒子与探测器材料的相互作用行为。传统的模拟过程以非常精确的方式模拟探测器的响应，对可能影响粒子的任何微小结构都会进行建模，称为全模拟 (Full simulation)，这种方法非常耗时，也非常耗费资源。因此，为了节省时间和资源，同时满足不同粒子在特定物理分析中的重要程度以及过程对不同子探测器的精度要求，构建了一种快模拟 (Fast simulation)<sup>[120]</sup> 的方法，它能将粒子对探测器材料和探测器元件的响应参数化，这种方法的明显缺点是降低了精度，但对于某些研究过程是可以接受的。

## 3.4 物理对象的重建

数据采集完成之后，接下来的任务便是重建用于实际物理分析的物理对象。质子-质子对撞产生的粒子中仅有一小部分寿命足够长到能被 ATLAS 探测到，大部分粒子产生之后都会衰变或级联衰变成更轻、更稳定的粒子。在已知的所有基本

粒子和复合粒子中<sup>[101]</sup>，只有一部分粒子的平均自由程大于  $500\mu\text{m}$ ，能与探测器材料相互作用并被探测到，包括  $\mu$  子 ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ )、电子 ( $e^+$ ,  $e^-$ )、光子 ( $\gamma$ )、 $\pi$  介子 ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ )、K 介子 ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K_L^0$ )、质子 ( $p^+$ ,  $p^-$ ) 和中子 ( $n^+$ ,  $n^-$ ) 等强子。在第 3.3.2 小节中提到，夸克或胶子产生之后会经过强子化过程形成色中性的强子束缚态，并在探测器中产生高度准直的圆锥形粒子簇射，称为喷注或 jet<sup>[121]</sup>，其中包含 b 强子的 jet 具有独特的内部性质，记为 b-jet，上述长寿命粒子中的强子便是夸克或胶子在强子化过程中产生的。由于中微子仅参与弱相互作用，而且相互作用截面极小，因此不能被 ATLAS 探测到，它的存在是通过在碰撞前后事例整体的横动量守恒来推断的。 $\tau$  子的寿命为  $2.9 \times 10^{-13}\text{s}$ ，在进入内部探测器之前就会衰变，可以通过它的衰变产物来进行重建。接下来将会简要介绍这些物理对象的重建过程。

### 3.4.1 径迹和顶点的重建

径迹可以用于识别带电粒子的类型和重建碰撞顶点，它是通过一系列算法从内部探测器中重建出来的<sup>[122]</sup>。首先，将带电粒子在 PD 和 SCT 探测器中留下的电信号转化成三维的空间位置信息，如图 3.25 所示，由单个带电粒子形成的点簇称为单粒子点簇，由多个带电粒子形成的点簇称为合并点簇。然后在空间位置信息中构建径迹种子池，种子池中径迹由三个位置点组成，其动量和碰撞参数满足一定条件，而且要求种子池中还包含与其兼容的第四个位置点，其中合并点簇的识别和分离是通过一个基于机器学习的集群算法实现的<sup>[123]</sup>。随后通过结合来自内部探测器中其他子探测器的空间位置信息，利用 KalmanFilter<sup>[124]</sup> 从种子池中构建候选径迹，候选径迹构建完成之后，会引入一个解决歧义的算法<sup>[122]</sup> 来修正部分候选径迹的所属点有重叠或者分配错误的问题。最后，便是对候选径迹中的点进行高分辨率的拟合。

硬散射的顶点也就是主顶点和次级顶点的重建<sup>[125-126]</sup> 对于实际的物理分析来说至关重要，它们不仅有助于后续物理对象的重建，还能有效的压低堆积事例。顶点是利用内部探测器中的径迹重建出来的，首先按一定条件从候选径迹中筛选出一部分用于顶点重建，并为这些径迹分配一个合适的候选顶点，然后通过对候选顶点和径迹进行一个迭代拟合过程来寻找最优的顶点位置，在每次迭代中，会减小兼容性较低的径迹的权重，并重新计算顶点位置，最优顶点确定之后，与其不相关联的径迹会被筛选出来用于确定下一个顶点，重复之前的操作，直到所有径迹都有与之关联的顶点或者在剩下的径迹中不能找到更多的顶点。

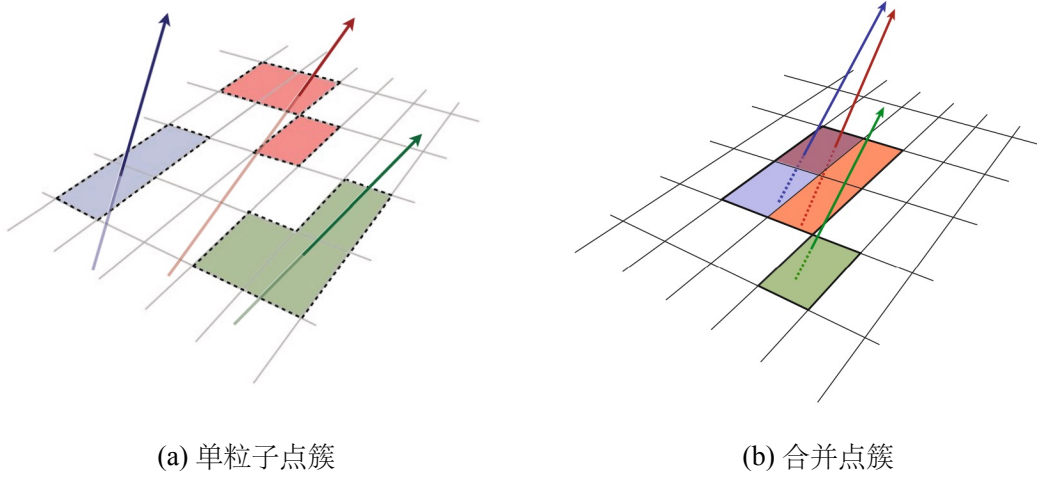


图 3.25 像素传感器上的单粒子点簇 (左) 和合并点簇 (右) 示意图<sup>[122]</sup>。

### 3.4.2 量能器中拓扑集群的重建

拓扑集群<sup>[127]</sup>用于表征量能器中来自硬散射的高能粒子的能量沉积。为了抑制来自于电子元件和堆积事例的噪声，引入量能器单元的能量沉积信噪比  $\zeta_{cell}$  用于后续拓扑集群的重建，其定义为：

$$\zeta_{cell} = \frac{E_{cell}}{\sigma_{noise, cell}} \quad (3.9)$$

其中  $E_{cell}$  是量能器单元中沉积的能量， $\sigma_{noise, cell}$  是量能器单元中噪声的期望值。首先，选取满足  $|\zeta_{cell}| > 4$  的量能器单元作为集群种子池，对于这些集群，与其相邻并且满足  $|\zeta_{cell}| > 2$  的量能器单元将会被合并到对应集群当中，构成新的集群种子池，重复这个过程，直到没有这样的邻近量能器单元。这个过程是在三维空间上完成的，因此每个集群中的单元可能位于同一个量能器的同一模块，也可能位于同一个量能器的不同模块或者不同的量能器。最后，对于新的种子池中集群，与其相邻并且满足  $|\zeta_{cell}| > 0$  的量能器单元将会被合并到对应集群当中，这个过程可能导致集群合并，如果一个集群内存在多个明显的局部能量极大，将会对其进行拆分<sup>[127]</sup>，到此，拓扑集群的重建便完成了。

### 3.4.3 Jet 的重建

前面提到，夸克或胶子是以 **jet** 的形式被探测到，**jet** 中带电粒子可以在内部探测器中留下径迹信息，随后连同其他中性粒子一起沉积在量能器中，因此，**jet** 一般是从量能器的拓扑集群中重建出来的。以拓扑集群为单元，**jet** 重建是通过 **anti- $k_t$**  算法<sup>[128]</sup> 实现的，该算法定义了一个单元之间的距离度量  $d_{ij}$  和一个单元与束流之

间的距离度量  $d_{iB}$ :

$$d_{ij} = \min(p_T^{2a}(i), p_T^{2a}(j)) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (3.10)$$

$$d_{iB} = p_T^{2a}(i)$$

其中  $p_T(i)$  和  $p_T(j)$  分别是单元  $i$  和单元  $j$  的横动量,  $\Delta R_{ij}$  是单元  $i$  和单元  $j$  在  $\eta$ - $\phi$  平面的距离, 如式 3.3 中的定义,  $a = -1$ ,  $R$  为距离参数。然后, 对于每个单元  $i$ , 比较两种度量  $d_{ij}$  和  $d_{iB}$  的大小, 如果  $d_{ij}$  较小, 则将单元  $i$  和单元  $j$  合并成一个单元, 如果  $d_{iB}$  较小, 那么将单元  $i$  认定为一个 jet 并从单元集中移除, 重复上述过程直到单元集为空集。图 3.26 展示了利用 anti- $k_t$  算法重建出来的 jet 的示意图, 可以看到它们的形状都比较接近圆锥形。jet 重建完成之后, 会通过一个“鬼”关联 (Ghost association) 的算法<sup>[129]</sup> 将内部探测器中带电粒子的径迹与 jet 进行匹配, 其中“鬼”是指径迹的横动量被设置成无穷小之后的四矢量, 基本只保留了径迹的方向信息, 随后再用 anti- $k_t$  算法将这个“鬼”和 jet 中的拓扑集群重新会聚到这个 jet 中, 这样保证了重建出来的 jet 与原来的 jet 是一致的, 如果此时“鬼”也是该 jet 的组成部分, 那么相应的径迹就和 jet 匹配上了。

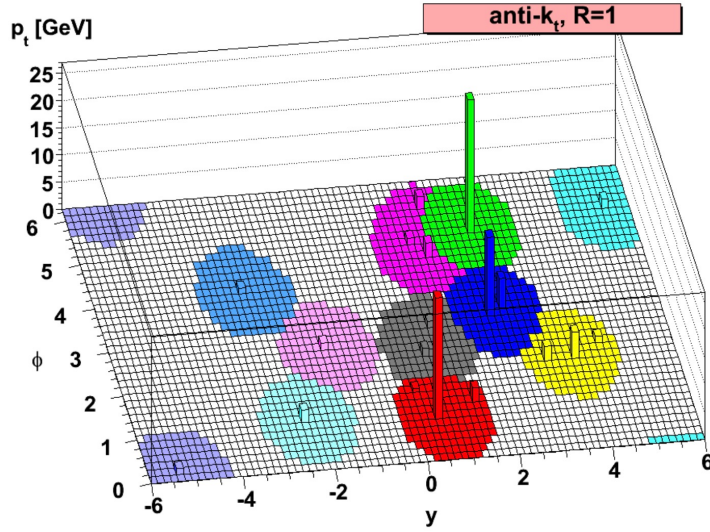


图 3.26 利用 anti- $k_t$  算法重建出来的 jet 的示意图<sup>[128]</sup>。

常用的距离参数  $R$  有两个:  $R=0.4$  所对应的是夸克或胶子形成的 jet, 记为 SR-jet, 第 6 章中的物理分析所使用的 jet 便是 SR-jet;  $R=1$  所对应的是强子型衰变的高横动量且大质量粒子所形成的 jet, 记为 LR-jet, 比如希格斯玻色子, 这也是第 5 章中标定算法的开发所使用的一种 jet。

由于 jet 是一个由多粒子簇射形成的复杂对象, 因此需要通过参考 MC 模拟的真实对象和探测器的响应来校准它的能量。如图 3.27 所示, jet 能量的校准主要分

为以下几步<sup>[130]</sup>：首先将 **jet** 的方向校准到事例的主顶点，而不是探测器的中心，这样能显著提高  $\eta$  的分辨率<sup>[131]</sup>；然后基于 **jet** 在  $\eta$ - $\phi$  平面覆盖的区域和该区域中 **jet** 的横动量密度，从 **jet** 能量中移除来自堆积事例的贡献<sup>[132]</sup>；然后基于 MC 模拟的堆积事例和真实对象的主顶点信息，修正 **jet** 能量<sup>[133]</sup>；接着在 **jet** 中粒子的层面上校准 **jet** 的能量和方向<sup>[131]</sup>；随后结合量能器、内部探测器和  $\mu$  子谱仪中的观测量进一步校准 **jet** 能量，称为全局顺序校准<sup>[134]</sup>，这一步可以消除 **jet** 能量对味信息和 **jet** 内部能量分布的依赖性；最后是原位校准，用来解决数据和 MC 模拟中 **jet** 能量不匹配的问题<sup>[130]</sup>。

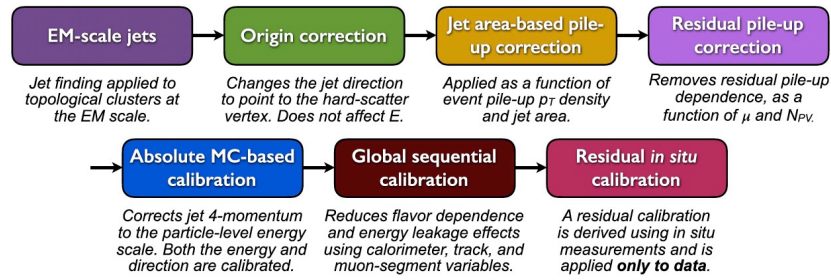


图 3.27 **jet** 能量校准流程图<sup>[130]</sup>。

### 3.4.3.1 b-jet

相对于其他类型的 **jet**，来自 **b** 夸克的 **jet** 具有独特的性质，记为 **b-jet**。如图 3.28 所示，**b** 夸克强子化之后，产生的 **b** 强子寿命比较长，约为  $1.5 \times 10^{-12} \text{s}$ <sup>[101]</sup>，在 ATLAS 内部探测器中有明显的飞行距离，因此可以通过 **b** 强子衰变的第二顶点和径迹的碰撞参数来识别 **b-jet**。ATLAS 合作组中 **b-jet** 的标定<sup>[135]</sup> 分为两步，第一步是重建 **b-jet** 中 **b** 强子的衰变特征，这个过程包含三个低级算法：

- (1) 基于径迹的碰撞参数以它们之间的关联性构建的 IP2D 和 IP3D 算法<sup>[136]</sup>；
- (2) 基于第二顶点的信息构建的 SV1 算法<sup>[137]</sup>；
- (3) 算法 JetFitter<sup>[138]</sup> 用于完整重建 **b** 强子的衰变链。

第二步是将这些互补算法的输出合并到一个基于机器学习的高级算法中，可以得到功能更强大的 **b-jet** 标定算法。

ATLAS 合作组常用的两种机器学习算法是提升决策树和神经网络，这两种机器学习算法将在第 4 章中简要介绍。合并上述三种低级算法的输出并用提升决策树训练出来的 **b-jet** 标定算法是 MV2<sup>[136]</sup>。而利用神经网络构建的 **b-jet** 标定算法是 DL1<sup>[136]</sup>。在 2017 年，合作组发展了一种基于递归神经网络的低级算法 RNNIP<sup>[139]</sup>，用于发掘 **b** 强子衰变径迹之间的空间和运动学关联性，DL1r<sup>[140-141]</sup> 是合并上述四种低级算法的输出并利用神经网络构建的一种新的 **b-jet** 标定算法，由于性能优异，

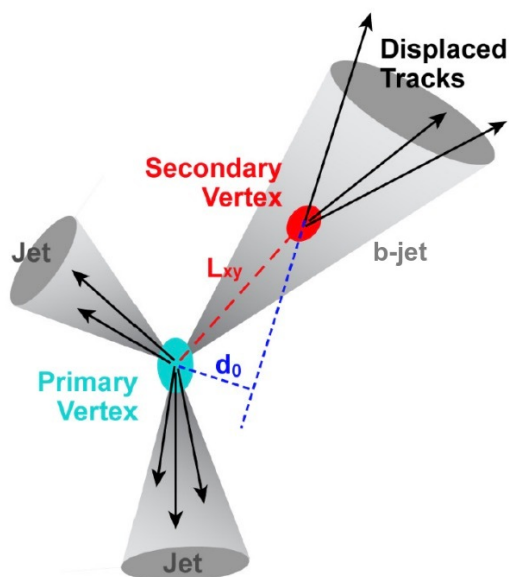


图 3.28 b-jet 标定示意图。图中红点表示第二顶点， $L_{xy}$  表示主顶点和第二顶点的距离， $d_0$  是径迹的碰撞参数。

尤其是在高横动量区间表现更好，它是合作组内部推荐的味标定算法，也是第 5 章中新算法开发和第 6 章中物理分析所用到的算法。另外，b-jet 中 b 强子半轻子衰变产生的  $\mu$  子对于 b-jet 的重建也有一定帮助，SMT(Soft muon tagger) 便是基于这个性质构建的另一种低级算法<sup>[136]</sup>。DL1rmu 是结合上述五种低级算法的输出利用神经网络构建的另一种高级算法。基于神经网络的高级算法的输出都有三个  $p_b$ 、 $p_c$  和  $p_u$ ，分别代表 jet 被判定为 b-jet、c-jet 或者 light-jet 的概率，其中来自 c 夸克的 jet 记为 c-jet，来自轻质量夸克比如 u、d 夸克的 jet 记为 light-jet，c 夸克强子化之后，产生的 c 强子中一部分寿命在  $1 \times 10^{-13}\text{s}$ <sup>[101]</sup> 的量级，比 b 强子寿命短一点，但也可以在探测器中有明显的飞行距离，而且 b 强子产生之后有一定概率会衰变成 c 强子，因此在探测器中区分 b-jet 和 c-jet 也是 b-jet 重建的重要部分。

#### 3.4.4 轻子和光子的重建

电子的重建是通过内部探测器中孤立的径迹与电磁量能器中的拓扑集群之间的匹配实现的<sup>[142-144]</sup>。对于光子的重建，一部分高能光子会在内部探测器中转化成正负电子对，这部分光子的重建是通过内部探测器中的两条转化径迹与电磁量能器中的拓扑集群之间的匹配实现的，而另一部分未转化的光子的重建是通过电磁量能器中孤立的拓扑集群实现的，要求该拓扑集群在内部探测器中没有与之匹配的径迹<sup>[143-144]</sup>。除了径迹与拓扑集群之间的匹配要求，为了进一步抑制本底，还要求电磁辐射强度和 TRT 中的跃迁辐射强度与重建出来的电子和光子的预期表现一致。

$\mu$  子的重建是通过内部探测器中的径迹与  $\mu$  子谱仪中的径迹之间的匹配来完成的，而内部探测器接收不到的  $\mu$  子仅由  $\mu$  子谱仪中的径迹来重建<sup>[145-146]</sup>。 $\tau$  子寿命很短，产生之后有 65% 的概率以强子末态的形式衰变，35% 的概率衰变成更轻的轻子，由于来自轻子型衰变  $\tau$  子的电子和  $\mu$  子在探测器中很难与其他过程产生的高能电子和  $\mu$  子区分开，因此  $\tau$  子的重建主要集中在强子型衰变的  $\tau$  子，它是通过 jet 重建出来的<sup>[147-149]</sup>。

### 3.4.5 丢失横动量的重建

由动量守恒，硬散射末态粒子的横动量矢量和为零，但是由于中微子不能被 ATLAS 探测到，使得探测器中重建出来的部分事例中粒子横动量矢量和不为零，缺失的那部分即对应产生的中微子的动量，称为丢失横动量  $E_T^{\text{miss}}$ 。丢失横动量的重建过程需要用到探测器中诸多信息<sup>[150]</sup>，它的贡献可以分为两部分：第一部分是硬贡献项 (Hard term)，这部分包含已经重建和校准完成的 jet、电子、光子、 $\mu$  子和  $\tau$  子；第二部分是软贡献项 (Soft term)，这部分由与硬散射顶点相关联但与硬贡献项不相关的带电粒子径迹组成，这样做的目的是为了减小来自堆积事例的影响。考虑上述两部分贡献， $E_T^{\text{miss}}$  是各个贡献项的矢量和的负数：

$$E_T^{\text{miss}} = - \underbrace{\sum_{\text{electrons}} p_T^e - \sum_{\text{photons}} p_T^\gamma - \sum_{\tau\text{-leptons}} p_T^{\tau\text{had}} - \sum_{\text{muons}} p_T^\mu}_{\text{hard term}} - \underbrace{\sum_{\text{unused-tracks}} p_T^{\text{track}}}_{\text{soft term}} \quad (3.11)$$

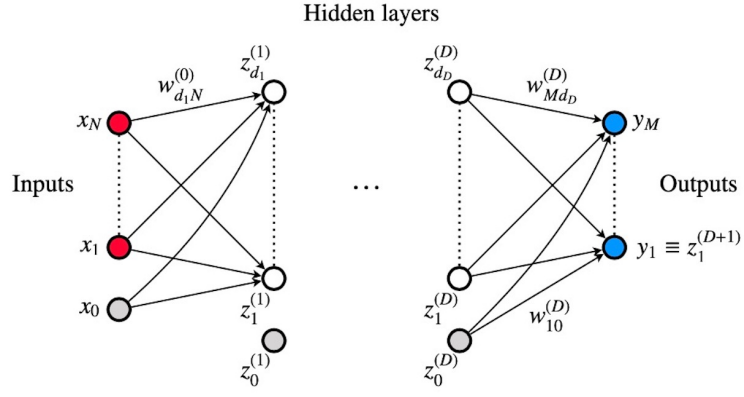
## 第4章 机器学习

LHC 上的 ATLAS 实验接收质子-质子对撞事例的速率约为 1kHz，每个事例所占的内存大小约为 1.3MB，这些原始的对撞数据将会被用于后续的粒子重建、校准、分析等工作<sup>[16]</sup>。而这个大型实验装置的目标主要分为两类，第一类是标准模型的精确测量，第二类是寻找超出标准模型的新物理，无论哪个目标都要求我们在如此庞大的数据体系中将所需要的信号和本底提取和区分开来。这就使得机器学习<sup>[151]</sup>能作为一种非常有用的技术手段被应用到高能物理实验领域中来，机器学习旨在降低数据的复杂性和发现数据中新的特征，最早是在二十世纪末，一部分物理学家将简单的前馈神经网络用于事例分类，而后慢慢的由决策树代替<sup>[152-154]</sup>，这样长达十年之久，从 2014 年开始，随着深度学习的崛起，物理学家发现它应用在事例分类等方面相比之前的效果有了显著地提升<sup>[155-156]</sup>，Baldi 等人在 2014 年将深度学习神经网络第一次用于事例筛选，用于标定超出标准模型的新粒子，结合 MC 模拟，发现它不仅优于决策树，而且不需要那些精心设计过的事例变量作为输入<sup>[157]</sup>，紧接着，他们又引入了参数化的分类器<sup>[158]</sup>，随后深度学习神经网络接连被用于 jet 的标定<sup>[159-161]</sup>和 jet 味信息的标定<sup>[162]</sup>，而且，依赖各种不同的物理模型，不同模式的深度学习神经网络也发展了起来<sup>[163-166]</sup>，除了与 jet 相关的方面，机器学习在高能物理实验的其他许多方面都有了比较成功的应用，比如说粒子鉴定、堆积事例压低等<sup>[167]</sup>。而当前高能物理实验领域使用最广的两种机器学习算法是深度学习神经网络 (Deep Neural Network, DNN) 和提升决策树 (Boosted Decision Tree, BDT)，本章将对它们做简要介绍，读者可以参考书目<sup>[168-169]</sup>了解更多相关内容。

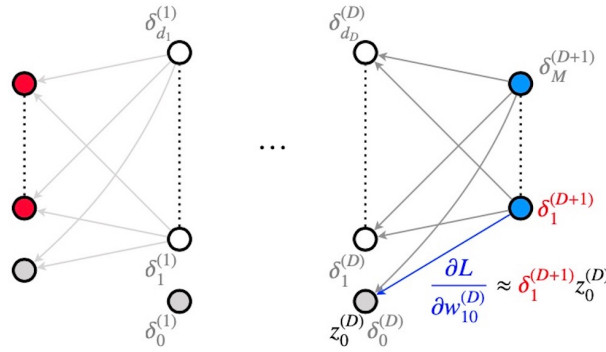
### 4.1 神经网络

神经网络是一种一般性的多元函数  $f: \mathbb{R}^N \rightarrow \mathbb{R}^M$ ，将一个代表输入特征的向量  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_N)$  映射到一个有代表性的输出向量  $\mathbf{y} = (y_1, y_2, \dots, y_M)$ 。这种映射通常可以被用于分类或者回归问题。如图 4.1 所示，在一个前馈 (Feed-forward) 的密集连接型 (Densely connected) 神经网络<sup>[170]</sup>当中，这类多元函数是通过用一系列隐层 (Hidden layers) 的结构将输入层  $\mathbf{x}$  (Input layers) 和输出层  $\mathbf{y}$  (Output layers) 连接而构建起来的。

相邻层之间的连接是通过一个线性变换和一个非线性的激活函数  $h: \mathbb{R}^N \rightarrow$



(a) 正向传播过程



(b) 反向传播过程

图 4.1 前馈的密集连接型神经网络示意图。每个节点代表一个输入或者输出，每条线代表一个权重因子。其中反向传播算法的学习过程由两个过程组成：(a) 正向传播过程；(b) 反向传播过程。

$\mathbb{R}^M$ (Activation function) 实现的：

$$a_i^{(l+1)} = \sum_{j=1}^{d_l} w_{ij}^{(l)} z_j^{(l)} + b_i^{(l)} = \sum_{j=0}^{d_l} w_{ij}^{(l)} z_j^{(l)}, \quad z_i^{(l)} = h(a_i^{(l)}) \quad (4.1)$$

其中， $l$  是层指标， $\mathbf{z}^{(l)} = z_i^{(l)}$  是第  $l$  层中每个节点 (Node) 的值， $d_l = \|\mathbf{z}^{(l)}\|$  是第  $l$  层中总的节点数目， $\mathbf{W}^{(l)} = w_{ij}^{(l)}$  是  $d_{l+1} \times d_l$  权重矩阵， $\mathbf{b}^{(l)} = b_i^{(l)}$  是长度为  $\|\mathbf{b}^{(l)}\| = d_{l+1}$  的偏移向量， $\mathbf{a}^{(l)} = a_i^{(l)}$  是第  $l$  层中节点的线性组合或者输出，作为非线性激活函数的输入。输入和输出层分别对应于  $\mathbf{x} = \mathbf{z}^{(0)}$  和  $\mathbf{y} = \mathbf{z}^{(D+1)}$ 。这里将神经网络的整个参数集记为  $\theta$ 。

神经网络的体系结构是由隐层和每个隐层的节点配置所决定的，通常会作为训练阶段的一部分得到优化。每个附加的隐层和隐层中每个附加的节点都会为神经网络增加可调参数，从而增加神经网络的容量。这就使得神经网络能近似成任意复杂的连续函数。通常，神经网络也被称为通用型估计器 (Universal approximators)，

这意味着,在容量足够大的情况下,它能以任意的精度近似成任意的连续函数<sup>[171]</sup>。因此,在用于调整神经网络参数的数据量足够大的情况下,这个性质使得它非常适合复杂的计算任务。

#### 4.1.1 训练

神经网络中信息流是以输入到输出的方式前向传播的,比较关键的一点是对神经网络的训练,即针对一个特定的分类或者回归任务,调整网络的结构参数 $\theta$ ,这便是机器学习中“学习”的过程。在训练开始的时候,网络的结构参数 $\theta$ 不是已知的,通常是从某个分布比如说高斯分布中随机取样进行初始化的。在标准的 $\chi^2$ 回归分析法<sup>[172]</sup>当中,可以精确的计算目标函数相对于每个拟合参数的梯度,从而可以使用一定的梯度下降算法来最小化目标函数。然而对于神经网络,可能有数百万个结构参数,从而参数空间维数太大,使得上述方法不可行,因此需要一种新的方法来实现结构参数的调节,将会在第4.1.2小节中介绍。

与函数优化相似的是,神经网络的训练是通过最小化某个特定任务的目标函数来实现的,即损失函数(Loss function,  $L$ )。对于回归任务,在给定输入集 $X$ 和目标集 $Y$ 的情况下,损失函数是它们的均方差(The mean squared error, MSE):

$$L_{\text{MSE}}(\theta) = \mathbb{E}_{\mathbf{x} \sim X, \mathbf{y} \sim Y} \left[ \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (y_i - p_i(\mathbf{x} | \theta))^2 \right] \quad (4.2)$$

其中 $\mathbb{E}$ 表示一组相关联的输入集和回归目标的平均, $\theta$ 是神经网络的结构参数集, $p_i(\mathbf{x} | \theta)$ 是给定结构参数集 $\theta$ 条件下神经网络对应于输入集 $\mathbf{x}$ 的第 $i$ 个预测输出。这个损失函数是神经网络的预测输出与相对应的回归目标之间的平均欧式距离。

对于带有关联标记 $y \in \{[1, 0, 0], [0, 1, 0], [0, 0, 1]\}$ 的输入集 $\mathbf{x}$ 的多分类任务,在神经网络的最后一层通常会使用SoftMax<sup>[169]</sup>作为激活函数,用以确保将神经网络的三个输出变量都限制在开区间 $(0, 1)$ 内。这种情况下,可以使用多分类交叉熵(Categorical cross-entropy, CCE)作为损失函数:

$$L_{\text{CCE}}(\theta) = \mathbb{E}_{\mathbf{x} \sim X, \mathbf{y} \sim Y} \left[ - \sum_{i=1}^3 (y_i \log p_i(\mathbf{x} | \theta)) \right] \quad (4.3)$$

同样,这里 $p(\mathbf{x} | \theta)$ 是给定结构参数集 $\theta$ 条件下神经网络对应于输入集 $\mathbf{x}$ 的预测输出。此处的多分类交叉熵对应于体系的似然函数的对数的负数值,因此可以将其理解为在给定结构参数集 $\theta$ 和输入集 $\mathbf{x}$ 的情况下标记 $y$ 出现的概率<sup>[171]</sup>。这也是第5章中新算法开发所使用的损失函数。

### 4.1.2 反向传播算法

在根据式 4.2 或 4.3 中损失函数来训练神经网络时，由于参数空间维数太大，需要一种不依赖结构参数空间中每个参数独立变化的方法来估计梯度  $\partial L / \partial w_{ij}^{(l)}$ 。因为式 4.1 中带有  $D$  个隐层的标准神经网络就是  $D + 1$  个非线性可微函数的组合，于是，可以通过链式法来估计梯度，从而可以用近似梯度下降算法来训练神经网络<sup>[173]</sup>。

在一个密集连接型神经网络<sup>[174]</sup>中，式 4.1 中  $a^{(l-1)}$  的变化是通过它们与  $a^{(l)}$  的连接而引起  $L_{\text{MSE}}$  或  $L_{\text{CCE}}$  的变化。如图 4.1，中间输出层  $a^{(l)}$  也直接依赖于第  $l$  层中的权重因子  $w_{ij}^{(l-1)}$ 。由于神经网络中所有线性变换以及损失函数相对于线性变换中的权重都是可微的，因此可以在此处用到链式法则：

$$\left. \frac{\partial L}{\partial w_{ij}^{(l)}} \right|_{\{\mathbf{x}, \mathbf{y}\}} \equiv \frac{\partial L}{\partial w_{ij}^{(l)}} \equiv \underbrace{\frac{\partial L}{\partial a_i^{(l+1)}}}_{\equiv \delta_i^{(l+1)}} \frac{\partial a_i^{(l+1)}}{\partial w_{ij}^{(l)}} = \delta_i^{(l+1)} z_j^{(l)} \quad (4.4)$$

其中  $\delta_i^{(l+1)}$  是为代替  $\frac{\partial L}{\partial a_i^{(l+1)}}$  而引入的缩写，称之为误差，右边第二项由式 4.1 得到。这就表示，损失函数相对于权重因子的梯度是由输入节点的值和这个权重因子所连接的误差决定的，如图 4.1 所示。这种梯度计算方法和依赖关系适用于任意一组输入集  $\mathbf{x}$  和目标集  $\mathbf{y}$ 。为了方便起见，可以利用链式法则进一步对隐层中的误差进行分解：

$$\delta_i^{(l)} = \frac{\partial L}{\partial a_i^{(l)}} = \sum_k \underbrace{\frac{\partial L}{\partial a_k^{(l+1)}}}_{\equiv \delta_k^{(l+1)}} \underbrace{\frac{\partial a_k^{(l+1)}}{\partial a_i^{(l)}}}_{= w_{ki}^{(l)} h'(a_i^{(l)})} \approx h'(a_i^{(l)}) \sum_k \delta_k^{(l+1)} w_{ki}^{(l)} \quad (4.5)$$

这里再次用到了式 4.4 中误差的定义和式 4.1，其中  $h'$  是激活函数的一阶微分。式 4.5 将第  $l$  层每个节点的误差和第  $l + 1$  层节点的误差联系了起来。初始条件由含  $D$  个隐层的神经网络的输出层  $l = D + 1$  的误差给出：

$$\delta_i^{(D+1)} = \frac{\partial L}{\partial a_i^{(D+1)}} = \frac{\partial L}{\partial z_i^{(D+1)}} \frac{\partial z_i^{(D+1)}}{\partial a_i^{(D+1)}} = \frac{\partial L}{\partial p_i} h'(a_i^{(D+1)}) \quad (4.6)$$

通过递归运用式 4.6 可以将误差从输出层  $l = D + 1$  反向传播到输入层  $l = 0$ ，给定这些误差之后，损失函数相对于神经网络中各个权重因子的微分由式 4.4 给出。因此，对于每个输入集  $\mathbf{x}$  和对应的目标集  $\mathbf{y}$ ，最简单的情况是通过以下方法更新神经网络中的权重，从而达到最小化损失函数的目的：

$$w_{ij}^{(l)} \leftarrow w_{ij}^{(l)} - \eta \left. \frac{\partial L}{\partial w_{ij}^{(l)}} \right|_{\{\mathbf{x}, \mathbf{y}\}} = w_{ij}^{(l)} - \eta \delta_i^{(l+1)} \quad (4.7)$$

其中  $\eta$  是学习速率 (Learning rate), 用于控制每次权重更新的尺度, 从而控制随机梯度下降 (Stochastic gradient descent) 的速率。通过迭代权重更新式 4.7, 可以在训练神经网络时实现最小化损失函数  $L(\theta)$ 。

## 4.2 提升决策树

决策树<sup>[175-176]</sup>是另一种机器学习算法。与神经网络类似, 它可以将一个  $N$  维特征输入向量  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_N)$  映射到一个代表特征类的概率值或一个函数值, 这取决于具体任务是分类问题还是回归问题。这里以二进制分类 (Binary classification) 问题为例来具体说明。为了构建二进制决策树, 标准的分类和回归决策树算法 (The standard classification and regression tree, CART) 通过在单个特征上进行二进制筛选来顺序划分输入特征空间。首先, 决策树从包含整个训练数据的单个节点开始, 这个起始节点被称为根节点  $R$ , 在最简单的情况下, 任务会对数据进行一次拆分, 使得数据被最优地分为两个类, 成为两个部分, 分类之后会出现两个子节点  $N$ , 分别代表被分开的两部分。为了找到最佳分类, 算法会对每个特征输入  $\mathbf{x}$  进行扫描, 并根据代表具体任务的某些度量来评估该分割, 一种常用的度量称为基尼指数<sup>[176]</sup>。

在根节点进行第一次拆分之后, 这个拆分过程会递归应用到每个子节点上面, 根据具体任务, 每次拆分都会使得局部类纯度最大化。这种顺序的二进制拆分会形成一个“二进制树”, 其中每个内部节点都对应一个特定的决策, 因此被命名为“决策树”。后续的每一步都是为了提高类纯度, 当训练数据中每个样本都被正确的归类或者达到某些停止条件的时候, 拆分便会停止, 比如限制决策树的最大节点层数。分类结束后, 决策树的最后一层节点称为叶节点, 从根节点到叶节点的每条路径称为分支。决策树中的这些属性便是其结构参数, 会根据每个实际的任务得到优化。图 4.2 展示的是一个简单的二进制决策树及其特征空间划分示例。

在单个决策树中, 每个叶节点表示的特征子空间内的样本将具有相同的预测输出值, 对于分类问题, 预测值是叶节点上每个相同类上的训练样本所占的比例, 而对于回归问题, 预测值是目标函数的平均值。从这里可以看出决策树的决策功能不连续, 这对于大多数关系都是连续的高能物理领域来说是不理想的, 于是在此基础上引入了称为提升的方法。该方法的出发点是通过组合一系列较弱的学习本领而得到一个较强的学习本领,

提升决策树<sup>[177-178]</sup>算法会按顺序训练一系列的决策树, 记为提升梯级  $t$ 。在每个提升梯级中, 分配给在上一梯级中修改过的每个训练样本的权重都会增加, 从而增加它的重要性。然后根据提升梯级  $t$  中错误分类的训练样本的加权比例来计

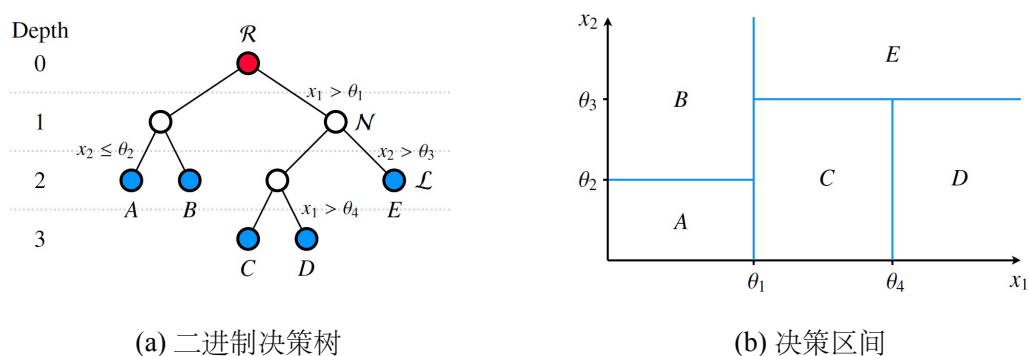


图 4.2 二维特征输入  $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$  的二进制决策树示例 (左图), 其中包含一个根节点、三个决策节点和五个叶节点, 并将输入特征空间分为五个不相交的决策区间 (右图)。

算一个决策树权重  $a^t$ , 最后通过加权平均将所有的决策树组合在一起:

$$BDT(\mathbf{x}) = \sum_t a^t DT^t(\mathbf{x}) \quad (4.8)$$

通过这种决策树的提升方法, 可以得到一个更强大的提升决策树算法, 它能为样本进行更好的分类, 而且不容易过拟合, 也不会像单个决策树那样出现决策不连续的问题。

## 第 5 章 高横动量希格斯玻色子衰变到双 b 夸克的标定

ATLAS 和 CMS 的其中一项重要任务就是对希格斯玻色子的性质进行精确的测量, 在 2015 年到 2018 年 Run-2 计划期间, LHC 将质心系能量提高到了 13TeV, ATLAS 探测器和 CMS 探测器在这期间收集到的可用于物理分析的数据总积分亮度分别为  $139\text{fb}^{-1}$  和  $137\text{fb}^{-1}$ , 并开展一系列与希格斯玻色子相关的研究, 标准模型中希格斯玻色子的产生和衰变在第 2.2 小节中有简要介绍, 这里在表 5.1 中总结了与希格斯玻色子产生和衰变相关的一系列最新测量结果<sup>[179-180]</sup>, ATLAS 合作组和 CMS 合作组测得的希格斯玻色子相对信号强度<sup>①</sup> 分别为  $1.06 \pm 0.07$  和  $1.02^{+0.07}_{-0.06}$ , 并且由不同的产生和衰变模式测得的信号强度都与标准模型的预期一致。

表 5.1 ATLAS 实验和 CMS 实验进行的与希格斯玻色子产生和衰变相关的一系列最新测量结果<sup>[179-180]</sup>。

| Analysis                     | ATLAS                                |                                                                    | CMS                       |                                                                       |
|------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------------------------------------|---------------------------|-----------------------------------------------------------------------|
|                              | Production tags                      | Luminosity( $\text{fb}^{-1}$ )<br>and References                   | Production tags           | Luminosity( $\text{fb}^{-1}$ )<br>and References                      |
| $H \rightarrow \gamma\gamma$ | ggF,VBF,WH<br>ZH, $t\bar{t}H$ , $tH$ | 139 <sup>[181]</sup>                                               | ggF,VBF, $t\bar{t}H$      | 35.9 <sup>[182]</sup> ,41.5 <sup>[183]</sup> ,77.4 <sup>[184]</sup>   |
| $H \rightarrow ZZ^*$         | ggF,VBF,WH<br>ZH, $t\bar{t}H$ , $tH$ | 36.1 <sup>[185-186]</sup> ,139 <sup>[187]</sup>                    | ggF,VBF,VH<br>$t\bar{t}H$ | 137 <sup>[188]</sup>                                                  |
| $H \rightarrow WW^*$         | ggF,VBF, $t\bar{t}H$                 | 36.1 <sup>[185-186,189]</sup>                                      | ggF,VBF,VH<br>WH,ZH       | 35.9 <sup>[190]</sup>                                                 |
| $H \rightarrow \tau\tau$     | ggF,VBF, $t\bar{t}H$                 | 36.1 <sup>[185-186,191]</sup>                                      | ggF,VBF,VH                | 35.9 <sup>[192]</sup> ,77.4 <sup>[193]</sup>                          |
| $H \rightarrow b\bar{b}$     | VBF,WH,ZH<br>$t\bar{t}H$             | 30.6 <sup>[56]</sup> ,36.1 <sup>[51,54]</sup> ,139 <sup>[53]</sup> | ggF,WH,ZH<br>$t\bar{t}H$  | 35.9 <sup>[52]</sup> ,41.5 <sup>[194-195]</sup> ,77.4 <sup>[55]</sup> |
| $H \rightarrow \mu\mu$       | ggF,VBF,VH<br>$t\bar{t}H$            | 139 <sup>[196]</sup>                                               | ggF,VBF                   | 35.9 <sup>[197]</sup>                                                 |

其中  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变道是希格斯玻色子的主要衰变模式, 在探测器中, 来自高横动量希格斯玻色子衰变的两个 b-jet 接近准直, 会合并到一个 LR-jet 当中, 但是, 来自 QCD 过程和 t 夸克衰变的本底非常大。对高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变的精确标定可以显著提升 ggF 和  $tH$  产生模式中  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变的测量精度, 并有望能填补 ATLAS 合作组在这一块测量的空缺, 而且许多超出标准模型的新物理<sup>[57-59]</sup> 也预言了能与标准模型中希格斯玻色子耦合的新粒子的存在, 对高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变的精确标定对新物理的寻找也有着重要意义。

① 相对信号强度定义为测得的信号量与标准模型所预测的信号量的比值。

## 5.1 研究背景

ATLAS 合作组很早就开始研究强子型衰变的 LR-jet 标定算法。包括高横动量的希格斯玻色子的标定, 最早在 2014 年, 合作组利用 LR-jet 中 subjet 的味标定信息对 LR-jet 进行标定, 并使用了基于内部探测器中径迹的 subjet 重建算法, 同时优化了距离参数<sup>[198]</sup>, 与第 3.4.3 小节中介绍的基于量能器拓扑集群的重建算法相比, 由于 b-jet 标定算法仅使用径迹的信息, 基于径迹的 subjet 可以针对 b-jet 标定性能进行独立的优化和校准, 并通过“鬼”关联与基于拓扑集群的 jet 匹配。随后在 Run-2 计划期间合作组沿用了这一标定方法并开始使用优化后的距离参数<sup>[199]</sup>, 并且后续为了更好的提高高横动量希格斯玻色子标定的性能, 合作组进一步优化了基于径迹的 subjet 重建算法<sup>[200]</sup>, 将在第 5.3.2 小节中介绍。

而在 2015 年左右高横动量的  $W$  玻色子<sup>[201]</sup> 和  $t$  夸克的标定<sup>[202]</sup> 中, 它们利用 LR-jet 的整体和内部性质发展了一系列低级算法和相应的变量 (Jet substructure, JSS) 用于 LR-jet 的标定, 称为 LR-jet 的结构变量, 表 5.2 总结了这些标定技术和相应的变量, 第 5.3.6 小节将对其中一部分做简要介绍。后来合作组利用神经网络和提升决策树将这些结构变量整合到更高级的 LR-jet 标定算法当中<sup>[203]</sup>, 这个算法的性能有了显著地提升, 但是也引入了一个困难, 如图 5.1 所示, 其中绿色实线表示 QCD 样本中 LR-jet 的质量分布, 而深红色虚线表示被基于神经网络的高级算法标定之后的 LR-jet 质量分布, 可以看到基于神经网络的高级算法学会了利用 LR-jet 质量来区分信号和本底, 在被高级算法标定后, QCD 样本中的 LR-jet 的质量分布会失真, 变成了类似于  $W$  玻色子的质量分布的形状, 这种高级算法与 LR-jet 的质量表现出非常大的非线性相关性, 这在利用质量谱测定散射截面或寻找新物理的分析中是不允许出现的。

针对这一问题, 合作组在 2018 年提出了多种去质量关联的技术<sup>[218]</sup>: 专用去相关标定算法 (Designed decorrelated taggers, DDT)<sup>[219]</sup>、 $k$  近邻回归方法 (Fixed-efficiency  $k$ -nearest neighbours regression,  $k$ -NN)<sup>[220]</sup> 和卷积结构方法 (Convolved substructure, CSS)<sup>[221]</sup> 提供了三种解除 JSS 与 LR-jet 质量之间关联性的解析方法; 而对抗性神经网络 (Adversarial neural networks, ANN)<sup>[222]</sup> 和自适应增强方法 (Adaptive boosting for uniform efficiency, uBoost)<sup>[223]</sup> 则是通过降低高级算法与 LR-jet 质量之间的相关性来解决这个问题。其中基于对抗性神经网络的算法能比较成功的实现去质量关联性, 但是区分精度却明显的降低了, 图 5.2 展示了对于上述几种去质量关联的算法, 在高横动量的  $W$  玻色子标定中, 本底排除率<sup>①</sup> 随着信号标定效率<sup>②</sup> 的变化关系<sup>[218]</sup>, 左图为低横动量区间  $[200, 500]\text{GeV}$ , 右图为高横动量区

① 排除率定义为用到的物理对象总数与算法标定的物理对象数目的比值。

② 效率定义为算法标定的物理对象数目与用到的物理对象总数的比值。

表 5.2 用于高横动量  $W$  玻色子和  $t$  夸克标定的各种低级算法和对应的变量<sup>[203]</sup>。称为 LR-jet 的结构变量。

| Observable                 | Variable                                                                       | Tagging and reference                               |
|----------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------|
| Energy correlation ratios  | $ECF_1, ECF_2$<br>$ECF_1, C_2, D_2, e_3$                                       | $t, W$ <sup>[204-205]</sup>                         |
| N-subjettiness             | $\tau_1, \tau_2, \tau_3$<br>$\tau_{21}, \tau_{32}$                             | $t, W$ <sup>[206-207]</sup>                         |
| Center of mass observables | Fox Wolfram( $R_2^{FW}$ )<br>Sphericity( $S$ )<br>Thrust( $T_{MIN}, T_{MAJ}$ ) | $W$ <sup>[208-210]</sup>                            |
| Splitting Measures         | $Z_{cut12}, \mu_{12}$<br>$\sqrt{d_{12}}, \sqrt{d_{23}}$                        | $W$ <sup>[211-212]</sup><br>$t, W$ <sup>[213]</sup> |
| Planar Flow                | $\mathcal{P}$                                                                  | $W$ <sup>[214]</sup>                                |
| Dipolarity                 | $\mathcal{D}$                                                                  | $W$ <sup>[215]</sup>                                |
| Angularity                 | $a_3$                                                                          | $W$ <sup>[216]</sup>                                |
| Aplanarity                 | $A$                                                                            | $W$ <sup>[209]</sup>                                |
| KtDR                       | $KtDR$                                                                         | $W$ <sup>[217]</sup>                                |
| Qw                         | $Q_w$                                                                          | $W$ <sup>[211]</sup>                                |

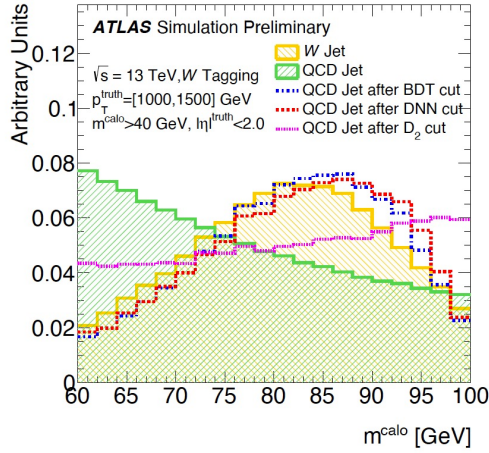
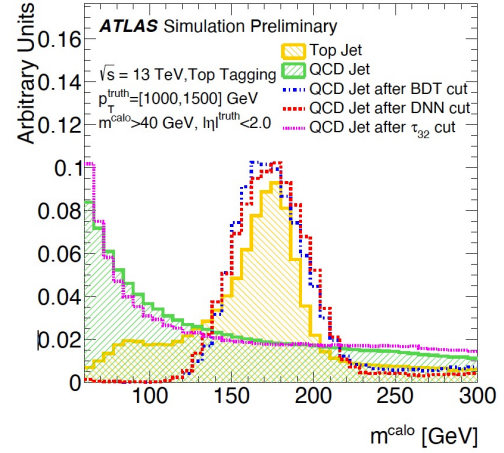

 (a)  $W$  玻色子质量分布

 (b)  $t$  夸克质量分布

 图 5.1 在被基于 DNN 和 BDT 的高级算法标定前后，信号和本底中 LR-jet 的质量分布<sup>[203]</sup>。左图对应于  $W$  玻色子标定，右图对应于  $t$  夸克标定。

间  $[500, 1000] \text{ GeV}$ ，不同颜色的虚线对应不同的去质量关联算法，在信号效率相等的情况下，本底排除率越高说明算法的性能越好，可以看到， $Z_{ANN}$  相对于  $Z_{NN}$  来

说, 存在一定程度的性能损失, 其中  $Z_{\text{ANN}}$  是基于对抗性神经网络的去质量关联算法, 而  $Z_{\text{NN}}$  是基于神经网络, 与 LR-jet 的质量有非常大的相关性。

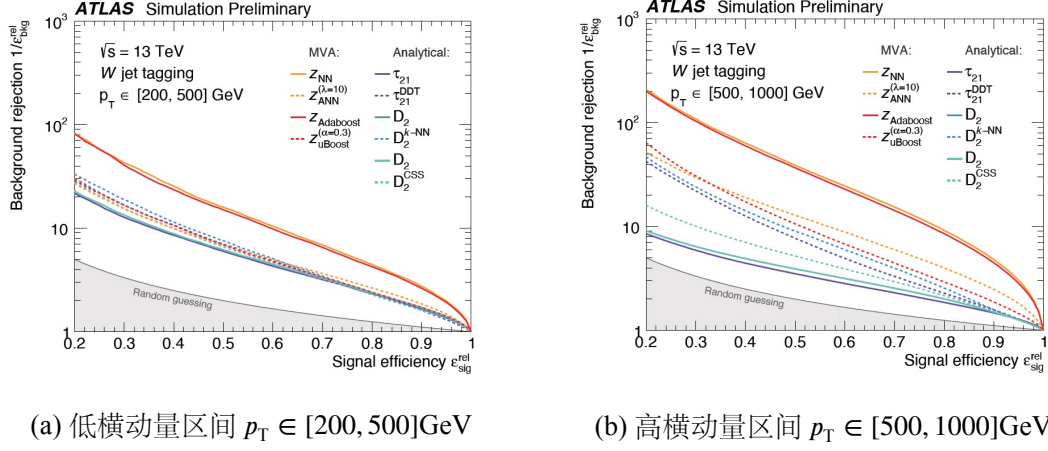


图 5.2 对于不同的去质量关联算法, 在高横动量的 W 玻色子标定中, 本底排除率随着信号标定效率的变化关系<sup>[218]</sup>。其中  $Z_{\text{ANN}}$  是基于对抗性神经网络的去质量关联算法, 而  $Z_{\text{NN}}$  是基于神经网络, 与 LR-jet 的质量有非常大的相关性。左图为低横动量区间  $[200, 500]$  GeV, 右图为横高动量区间  $[500, 1000]$  GeV。

同时, 在高横动量希格斯玻色子的标定方面, 合作组希望结合之前沿用的技术和高横动量 W 玻色子、t 夸克的标定技术, 发展一种既能实现去质量关联又能保持高区分精度的高级算法。

本章将会展示, 基于前馈型深度学习神经网络<sup>[170]</sup>和变量控制的方法, 利用 LR-jet 的运动学变量和其中 subjet 的味标定信息, 实现一种既能实现去质量关联又能保持高区分精度的高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  标定算法。相关成果已经以公告文章的形式发表出来<sup>[17]</sup>。其中第 5.2.1 小节将会介绍新算法开发所用到的 MC 样本, 包括高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  信号和来自 t 夸克和 QCD 过程的两种主要本底; 第 5.3 小节将会介绍事例的重建和筛选技术, 也包括 LR-jet 与 subjet 的匹配、所使用的 b-jet 标定算法和 LR-jet 的结构变量等; 第 5.4 小节则会详细介绍新算法的设计思路, 包括输入变量控制、加权策略分析和结构参数优化等; 第 5.5 小节将介绍新算法的性能及其与 ATLAS 合作组最新算法的对比, 包括质量关联性、区分因子和本底排除率随信号效率的变化关系对比等; 第 5.6 小节是章节总结。

## 5.2 MC 样本

### 5.2.1 信号

为了产生丰富的信号事例, 高横动量的  $H \rightarrow b\bar{b}$  是由 MC 模拟的 Randall-Sundrum 额外维模型<sup>[224]</sup>产生。模型中的 KK 引力子能与标准模型中希格斯玻色

子耦合，并衰变成两个希格斯玻色子，希格斯玻色子的质量设置为  $125\text{GeV}$ ，两个希格斯玻色子随后均衰变成  $b\bar{b}$  夸克对。其中耦合参数设置为  $k/\overline{M}_P = 1$ ， $k$  是曲率参数 (The curvature parameter)， $\overline{M}_P$  是普朗克质量刻度 (The Planck mass scale)。

事例是由 Pythia 8.186<sup>[225]</sup> 和 MadGraph5<sup>[117]</sup> 模拟产生，模拟过程中使用领头阶 NNPDF2.3 部分子分布函数<sup>[226]</sup> 和 ATLAS A14 潜在事例校准参数集<sup>[227]</sup>。当 KK 引力子和希格斯玻色子之间的质量差距足够大，可使得衰变出来的希格斯玻色子具有高横动量，因此，这里模拟的 KK 引力子质量有：300、400、500、600、700、800、900、1000、1100、1200、1300、1400、1500、1600、1800、2000、2250、2500、2750、3000、3500、4000、4500、5000、6000GeV。信号样本以合适的比例覆盖了感兴趣的高横动量区域，并且，模拟过程中要求希格斯玻色子只衰变到  $b\bar{b}$  夸克对。为了减小样本之间的运动学差异带来的影响，所有样本最后会合并在一起重新加权，使得事例中横动量最高即领头 LR-jet 的横动量分布与 QCD 本底中的分布一致，用于后续算法性能的评估和对比。接下来将会介绍 QCD 本底的模拟和产生。

### 5.2.2 本底

这里考虑了两种本底：一种是来自 QCD 过程的高能轻夸克或胶子辐射，记为 multijet，样本中事例的领头 LR-jet 的横动量分布如图 5.3 所示，这也是真实数据中的分布形状，这种分布的样本之后会用于第 5.4 小节和第 5.5 小节中新算法性能的评估和对比；另一种是来自于高横动量的  $t$  夸克衰变， $t$  夸克主要的衰变模式<sup>[101]</sup> 是  $t \rightarrow bW^+$ 、 $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ 。为了产生丰富的  $t$  夸克，样本是由高质量  $Z' \rightarrow t\bar{t}$  衰变产生<sup>[228]</sup>，模拟的  $Z'$  质量有：400、500、750、1000、1250、1500、1750、2000、2250、2500、2750、3000、4000、5000GeV。同样，所有样本最后会合并在一起并重新加权，使事例中领头 LR-jet 的横动量分布与 QCD 本底中的分布一致。模拟过程中要求  $t$  夸克以强子型末态模式衰变，即衰变产生的  $W$  玻色子会衰变成两个夸克。这两种本底都是由 Pythia 8.186 模拟产生，使用领头阶 NNPDF2.3 部分子分布函数和 ATLAS A14 校准参数集。

所有信号和本底样本中的堆积事例都是用 Pythia 8 模拟实现的， $b$  强子和  $c$  强子的衰变的建模由 Evtgen<sup>[118]</sup> 完成，并且，所有事例都会经过 ATLAS 探测器的全模拟过程进行处理<sup>[229-230]</sup>。

## 5.3 事例重建和筛选

事例的重建分为三步：第一步是重建距离参数  $R=1$  的 LR-jet，这样可以俘获整个大质量粒子的衰变，比如希格斯玻色子、 $t$  夸克；第二步是重建 LR-jet 中的

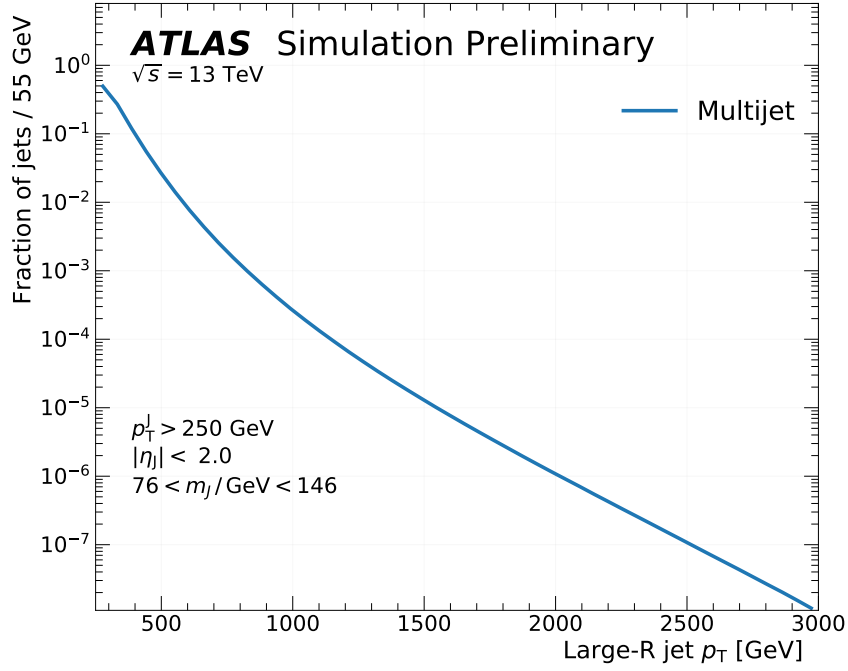


图 5.3 Multijet 样本中领头 LR-jet 的横动量分布<sup>[17]</sup>。分布已经归一化。

subject，目的是分辨和识别由大质量粒子衰变而来的产物，比如识别由希格斯玻色子衰变而来的 b 夸克；第三步是将 LR-jet 与 subject 进行有效的匹配。

### 5.3.1 LR-jet 的重建和筛选

对于 LR-jet 的重建，如第 3.4.3 小节所述，首先重建量能器单元中具有噪声抑制功能的拓扑集群，然后用 anti- $k_t$  算法将这些拓扑集群重建为距离参数  $R=1$  的 LR-jet，接着通过“鬼”关联将内部探测器中径迹与 LR-jet 匹配起来。随后通过修剪技术<sup>[231]</sup> 消除堆积事例和潜在事例的影响，在这个修剪过程中，先使用距离参数  $R=0.2$  的  $k_t$  算法<sup>[232]</sup> 重建 LR-jet 中可能的 subject，对每个 subject，判断它携带的横动量是否小于 LR-jet 横动量的 5%，如果小于，则将这个 subject 从 LR-jet 中移除。

为了克服量能器有限的角分辨率，合作组用一种独立的方法来评估 LR-jet 的质量<sup>[233-234]</sup>，首先定义量能器质量  $m^{\text{calo}}$  和径迹质量  $m^{\text{track}}$ ：

$$\begin{aligned} m^{\text{calo}} &= \sqrt{\left(\sum_{i \in \text{calo}} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i \in \text{calo}} \vec{p}_i\right)^2} \\ m^{\text{track}} &= \sqrt{\left(\sum_{i \in \text{tracks}} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i \in \text{tracks}} \vec{p}_i\right)^2} \end{aligned} \quad (5.1)$$

其中  $m^{\text{calo}}$  和  $m^{\text{track}}$  中的  $(E_i, \vec{p}_i)$  分别是与 LR-jet 关联的量能器拓扑集群和带电粒子径迹的能量、动量，在  $m^{\text{track}}$  的定义中径迹的质量设为  $\pi$  介子的质量。结合与 LR-jet 关联的量能器拓扑集群和带电粒子径迹，定义一个径迹关联质量  $m^{\text{TA}}$ ，即这

里所使用的 LR-jet 质量：

$$m^{\text{TA}} = \frac{p_T^{\text{calo}}}{p_T^{\text{track}}} \times m^{\text{track}}, \quad (5.2)$$

$$p_T^{\text{track}} = \sum_{i \in \text{tracks}} \vec{p}_T^i, \quad p_T^{\text{calo}} = \sum_{i \in \text{calo}} \vec{p}_T^i$$

其中  $p_T^{\text{calo}}$  是与 LR-jet 关联的拓扑集群的横动量的矢量和， $p_T^{\text{track}}$  是与 LR-jet 关联的径迹的横动量的矢量和。比率  $p_T^{\text{calo}}/p_T^{\text{track}}$  可以修正来自 LR-jet 的中性成分的贡献，从而提高 LR-jet 质量的分辨率。图 5.4 展示了利用上述三种方式重建出来的 LR-jet 质量分布在校准前和校准后的对比，虚线代表校准前的分布，实线代表校准后的分布，黑线代表  $m^{\text{TA}}$ ，红线代表  $m^{\text{calo}}$ ，蓝线代表  $m^{\text{track}}$ ，从峰值位置和宽度可以看出由  $m^{\text{TA}}$  重建出来的 LR-jet 更接近真实的分布。

最后会对 LR-jet 的能量和质量进行校准，以解决 MC 模拟中的建模偏差<sup>[235]</sup>。重建和校准完成之后，领头 LR-jet 满足如下筛选条件的事例将会用于后续分析： $p_T > 250 \text{ GeV}$ 、 $p_T < 3000 \text{ GeV}$  和  $|\eta| < 2.0$ 。

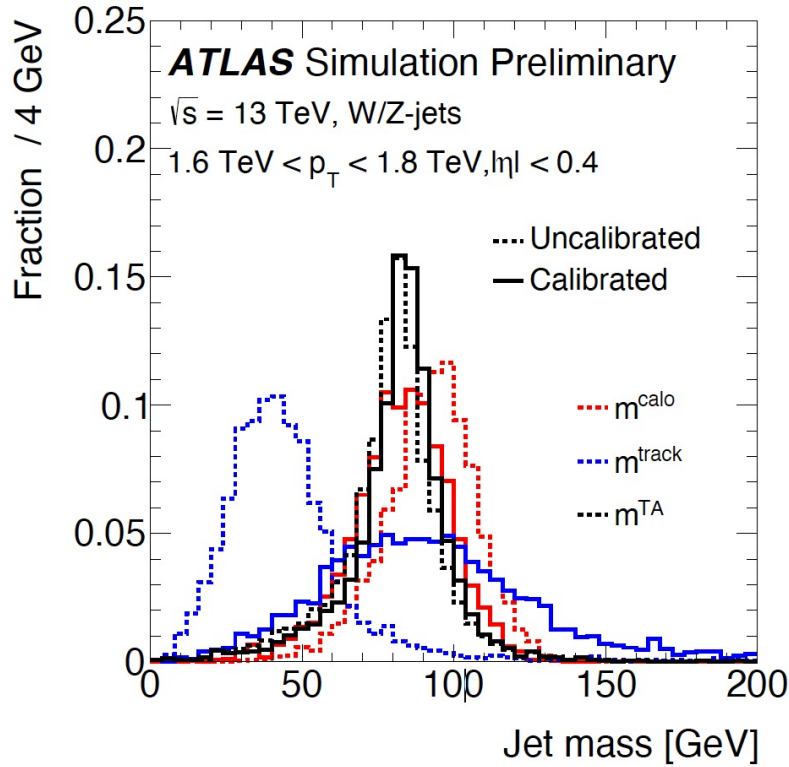


图 5.4 通过量能器质量  $m^{\text{calo}}$ 、径迹质量  $m^{\text{track}}$  和径迹关联质量  $m^{\text{TA}}$  三种方式重建出来的 LR-jet 质量分布在校准前后的对比<sup>[233]</sup>。虚线代表校准前的分布，实线代表校准后的分布，黑线代表  $m^{\text{TA}}$ ，红线代表  $m^{\text{calo}}$ ，蓝线代表  $m^{\text{track}}$ 。

### 5.3.2 subjet 的重建和筛选

对于 LR-jet 中 subjet 的重建，最初是基于内部探测器中的径迹<sup>[198-199]</sup>，与第 3.4.3 小节中做法不同的是，基于径迹的重建算法是以内部探测器中径迹为单元，固定距离参数  $R=0.2$ ，用 anti- $k_t$  算法将这些径迹会聚成 subjet，记为 FR-jet。

当希格斯玻色子的横动量没有足够高时，FR-jet 算法能非常有效的重建其中的  $b$ -jet，但是，当横动量足够高到使得衰变而来的两个  $b$ -jet 重叠的时候，FR-jet 算法便不能分辨这两个  $b$ -jet 了，为了解决这个问题，在 2017 年经过性能优化之后，合作组引入了一种距离参数  $R$  可变的 subjet 重建算法<sup>[236-237]</sup>，记为 VR-jet，在这个算法当中，距离参数  $R$  是 subjet 横动量  $p_T$  的函数：

$$R_{\text{eff}}(p_T) = \frac{\rho}{p_T} \quad (5.3)$$

其中参数  $\rho$  决定了 subjet 的有效尺寸随着横动量减小的速度。为了使  $b$  强子方向与 subjet 轴向的匹配效率最大化，这个参数固定为  $\rho = 30\text{GeV}$ ，在使用 anti- $k_t$  算法将径迹和 VR-jet 匹配的过程中，有效距离参数  $R_{\text{eff}}$  会随着 subjet 横动量的增大而减小，从而使低横动量 subjet 的缔合锥 (Association cone) 更宽，高横动量 subjet 的缔合锥体更窄。另外，为了防止 subjet 在低横动量时变得太大或者在高横动量时收缩到探测器分辨率以下，算法中还引入了两个参数，分别是 subjet 尺寸的上限  $R_{\text{max}} = 0.4$  和下限  $R_{\text{min}} = 0.02$ 。

上述两种 subjet 重建算法中都包含以下对径迹的筛选要求： $p_T > 0.5\text{GeV}$  和  $|\eta| < 2.5$ ；其在 PD 和 SCT 上至少留下七个探测点 (Hits)；PD 上最多缺少一个预期的探测点，SCT 上最多缺少两个预期的探测点，并且与其他径迹最多共享一个探测点，这些筛选要求可以大大的减少来自堆积事例的径迹。随后，为了更完整的收集  $b$ -jet 标定算法用到的径迹，会将不满足上述筛选条件的径迹与 subjet 进行匹配<sup>[238]</sup>，匹配过程是基于 subjet 轴线与径迹之间的角距  $\Delta R$ <sup>①</sup>，其阈值也会随着 subjet 横动量的增大而减小，从而使得低横动量 subjet 的缔合锥更宽，高横动量 subjet 的缔合锥体更窄，准直性更好，一个径迹最多与一个 subjet 匹配，当多个 subjet 满足要求时，选取  $\Delta R$  最小的那个 subjet 进行匹配。最后，要求重建好的 subjet 满足  $p_T > 7\text{GeV}$  和  $|\eta| < 2.5$ ，且至少有两条与之关联的径迹。

图 5.5 展示了利用 FR-jet 和 VR-jet 算法重建 LR-jet 中的 subjet 的对比示意图，可以看到，当两个  $b$ -jet 快要重叠时，VR-jet 对它们的分辨率更好。其中，VR-jet 是本章第 5.4 小节中用于高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  标定算法的开发和研究的基础算法，另一种算法 FR-jet 也会用于第 5.5 小节中标定算法的性能对比，如果没有特别指出，

① 如式 3.3 所示，角距  $\Delta R$  定义为两个物理对象在  $\eta$ - $\phi$  平面内的距离。

研究中所使用的 subjet 重建算法都是 VR-jet。

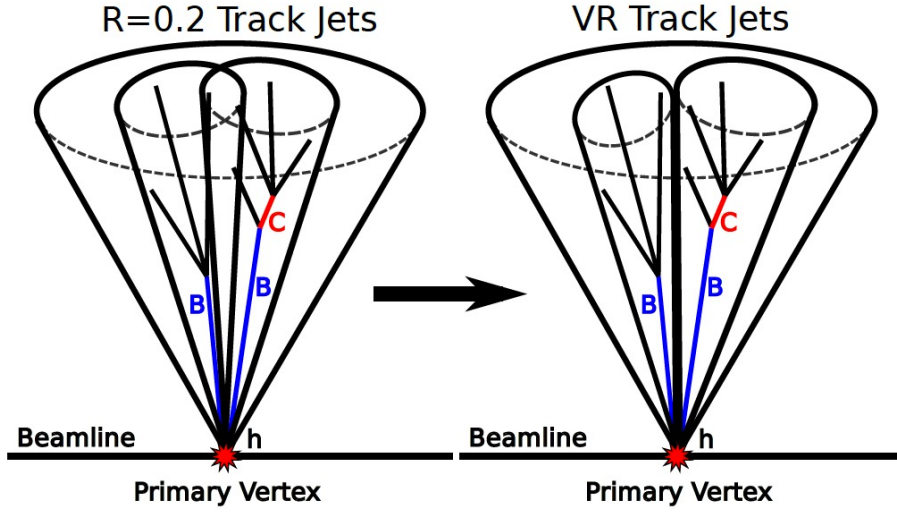


图 5.5 利用 FR-jet(左图) 和 VR-jet(右图) 算法重建 LR-jet 中 subjet 的对比示意图。

### 5.3.3 味标签

样本中 FR-jet 和 VR-jet 的真实味标签是通过与产生子层面的真实强子进行几何匹配来确定的。基于事例中 b 强子或 c 强子与 subjet 轴线之间的角距  $\Delta R$ ：如果在  $\Delta R < 0.3$  的范围内有一个 b 强子，那么这个 subjet 会被标签为 b-jet，若是按这种方式一个 b 强子可以匹配多个 subjet，那么只有与这个 b 强子最近的 subjet 才会被标签为 b-jet；如果在  $\Delta R < 0.3$  的范围内没有 b 强子但是有一个 c 强子，那么这个 subjet 会被标签为 c-jet，同样当一个 c 强子可以匹配多个 subjet 时，只有与这个 c 强子最近的 subjet 才会被标签为 c-jet；如果在  $\Delta R < 0.3$  的范围内即没有 b 强子也没有 c 强子，那么将这个 subjet 标签为 light-jet。

给 LR-jet 贴上正确的味标签对于后续标定算法的性能分析至关重要，它是通过与真实 jet 之间的匹配实现的，这里将真实 jet 记为 TH-jet。在 MC 样本中，TH-jet 是通过产生子层面的真实粒子构建的，为了与探测器响应相对应，要求这些真实粒子的寿命大于 10ps，且不包含  $\mu$  子和中微子，随后以这些真实粒子的径迹为单元，用 anti- $k_t$  算法将这些径迹重建为距离参数  $R=1$  的 TH-jet，再利用角距匹配将 TH-jet 和真实的希格斯玻色子或者 t 夸克对应起来。有了 TH-jet 之后，基于事例中 TH-jet 轴线与 LR-jet 轴线之间的角距  $\Delta R$  给 LR-jet 贴上真实的味标签：如果在  $\Delta R < 1$  的范围内有一个来自希格斯玻色子的 TH-jet，并且 TH-jet 中还包含两个 b 强子，那么这个 LR-jet 会被标签为来自希格斯玻色子的 LR-jet，记为 Higgs-jet，若是按这种方式一个 TH-jet 可以匹配多个 LR-jet，那么只有与这个 TH-jet 最近的

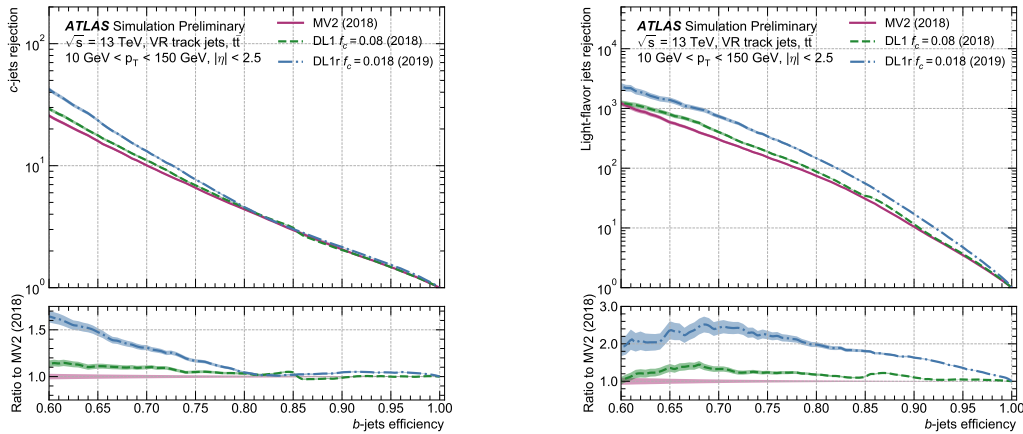
LR-jet 才会被标签为 Higgs-jet; 如果在  $\Delta R < 1$  的范围内有一个来自  $t$  夸克的 TH-jet, 那么这个 LR-jet 会被标签为来  $t$  夸克的 LR-jet, 记为 Top-jet, 同样当一个 TH-jet 可以匹配多个 LR-jet, 只有与这个 TH-jet 最接近的 LR-jet 才会被标签为 Top-jet; 其余的 LR-jet 都被标签为 QCD-jet。对于信号样本, 要求事例中至少包含一个 Higgs-jet, 对于  $t$  夸克样本, 要求事例中至少包含一个 Top-jet。

### 5.3.4 LR-jet 与 subjet 的匹配

重建完成之后, 便是 subjet 与 LR-jet 之间的匹配, 它也是通过“鬼”关联的算法实现的, 在第 3.4.3 小节有该算法的简要描述。与简单的角距匹配相比, “鬼”关联算法的匹配功能更强大, 它可以实现具有不规则边界的 jet 之间的匹配。

### 5.3.5 $b$ -jet 标定算法

如第 3.4.3.1 小节所述, 对于 subjet, 这里使用的  $b$ -jet 标定算法有 MV2 和 DL1r, 这也是 ATLAS 合作组在上一轮和目前推荐的算法, 它们都是利用一些低级算法发展而来的高级算法, 其中低级算法是利用  $b$ -jet 独特的性质构建起来的, MV2 基于提升决策树, DL1r 基于神经网络。图 5.6 展示的是对于 MV2、DL1 和 DL1r 三种算法, 利用 VR-jet 重建的 subjet 中  $b$ -jet 标定效率与  $c$ -jet 排除率和 light-jet 排除率的关系<sup>[141]</sup>, 可以看到 DL1r 的性能更优于 MV2, 因此, DL1r 算法将会用于后续高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  标定算法的开发, 而 MV2 和 DL1r 都将用作基线算法来研究这个新算法的性能。



(a)  $b$ -jet 标定效率与  $c$ -jet 排除率的关系

(b)  $b$ -jet 标定效率与 light-jet 排除率的关系

图 5.6 对于 MV2、DL1 和 DL1r 三种算法, 利用 VR-jet 重建的 subjet 中  $b$ -jet 标定效率与  $c$ -jet 排除率和 light-jet 排除率的关系<sup>[141]</sup>。

### 5.3.6 LR-jet 的结构变量

前面提到, 合作组引入了一部分用于高横动量  $W$  玻色子和  $t$  夸克标定的 LR-jet 的结构变量, 用来研究高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  的标定算法。如表 5.3 所示, 在新算法的研究和设计过程中, 我们使用了这 14 个典型的结构变量, 这里将做简要介绍。

表 5.3 用于高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  标定算法的研究和设计的部分 LR-jet 结构变量。

| Observable                 | Variable                                  | Tagging and reference |
|----------------------------|-------------------------------------------|-----------------------|
| Energy correlation ratios  | $C_2, D_2, e_3$                           | $t, W^{[204-205]}$    |
| N-subjettiness             | $\tau_{21}, \tau_{32}$                    | $t, W^{[206-207]}$    |
| KtDR                       | $KtDR$                                    | $W^{[217]}$           |
| Qw                         | $Q_w$                                     | $W^{[211]}$           |
| Splitting Measures         | $Z_{cut12}, \sqrt{d_{12}}, \sqrt{d_{23}}$ | $t, W^{[211,213]}$    |
| Center of mass observables | Fox Wolfram( $R_2^{FW}$ )                 | $W^{[208]}$           |
| Aplanarity                 | $A$                                       | $W^{[209]}$           |
| Angularity                 | $a_3$                                     | $W^{[216]}$           |
| Planar Flow                | $\mathcal{P}$                             | $W^{[214]}$           |

第一组变量是 LR-jet 的能量关联比, 为了表征 LR-jet 内部的辐射结构, 利用 LR-jet 组成成分的能量和相对角距, 研究<sup>[204-205]</sup> 引入了一般性的能量关联函数:

$$\begin{aligned}
 E_{CF1} &= \sum_{i \in J} p_T^i \\
 E_{CF2}(\beta) &= \sum_{i < j \in J} p_T^i p_T^j (R_{ij})^\beta \\
 E_{CF3}(\beta) &= \sum_{i < j < k \in J} p_T^i p_T^j (R_{ij})^\beta
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

其中  $i, j, k$  是 LR-jet 的组份,  $p_T^i$  是第  $i$  个组份的横动量,  $R_{ij}$  是第  $i$  个组份与第  $j$  个组份之间的角距,  $\beta$  取正整数, 用于给组份的角距加权。接着可以定义两组比率:

$$\begin{aligned}
 e_2^{(\beta)} &= \frac{E_{CF2}(\beta)}{E_{CF1}^2} \\
 e_3^{(\beta)} &= \frac{E_{CF3}(\beta)}{E_{CF1}^3}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

然后可以更进一步的定义：

$$\begin{aligned} C_2^{(\beta)} &= \frac{e_3^{(\beta)}}{(e_2^{(\beta)})^2} \\ D_2^{(\beta)} &= \frac{e_3^{(\beta)}}{(e_2^{(\beta)})^3} \end{aligned} \quad (5.6)$$

研究表明它们对于 LR-jet 内部结构的识别有一定作用, 其中  $e_3 = e_3^{(\beta=1)}$ 、 $C_2 = C_2^{(\beta=1)}$  和  $D_2 = D_2^{(\beta=1)}$  在 W 玻色子标定和 t 夸克标定中都表现出一定的区分能力<sup>[239]</sup>。

第二组变量用于表征 LR-jet 中的 subjet 多样性<sup>[206-207]</sup>, 基于  $k_t$  算法<sup>[217,240]</sup>, 可以将 LR-jet 的组份会聚成 N 个 subjet, 然后可以定义一个变量  $\tau_N$ , 用于量化这 N 个 subjet 能够多么合适的描述 LR-jet:

$$\tau_N = \frac{\sum_{i \in J} p_T^i \min\{\Delta R_{1i}, R_{2i}, \dots, R_{Ni}\}}{R \sum_{i \in J} p_T^i} \quad (5.7)$$

其中  $p_T^i$  是第 i 个组份的横动量,  $\min\{\Delta R_{1i}, R_{2i}, \dots, R_{Ni}\}$  是第 i 个组份与距离这个组份最近的 subjet 轴线的角距,  $R=1$  是 LR-jet 的距离参数。当  $\tau_N \approx 0$  时, 表明 LR-jet 中的每个组份都有与之共线的 subjet 相对应, 当  $\tau_N \approx 1$  时, 表明在靠近 subjet 轴线外的其他方向仍有显著的能量辐射, 也就是这 N 个 subjet 不能合适的描述这个 LR-jet。为了区分两体衰变和三体衰变, 引入比率  $\tau_{21} = \tau_2/\tau_1$  和  $\tau_{32} = \tau_3/\tau_2$ , 它们在 W 玻色子标定和 t 夸克标定中也表现出一定的区分能力<sup>[206]</sup>。

第三组变量 KtDR 也是基于对 LR-jet 组份的重新会聚, 在距离参数  $R=0.4$  的情况下可以通过  $k_t$  算法将 LR-jet 的组份会聚成两个 subjet, 而变量 KtDR 便是这两个 subjet 轴线之间的角距<sup>[217]</sup>。对于质量为 m 横动量为  $p_T$  的 LR-jet 的两体衰变, 这个变量有一个特征值  $KtDR \approx 2m/p_T$ 。

第四组变量  $Q_w$  同样是基于对 LR-jet 组份的重新会聚, 通过  $k_t$  算法将 LR-jet 的组份会聚成三个 subjet, 变量  $Q_w$  表示其中两个 subjet 的不变质量中最小的值<sup>[211]</sup>。它是针对三体衰变过程优化的变量, 在由 t 夸克衰变而来的 W 玻色子的标定中有一定的作用。

第五组变量是基于  $k_t$  算法在会聚 LR-jet 组份过程中所形成的中间 subjet, 定义两个与式 3.10 类似的分离比例  $\sqrt{d_{12}}$  和  $\sqrt{d_{23}}$ <sup>[213]</sup>:

$$\sqrt{d_{ij}} = \min(p_T^i, p_T^j) \Delta R_{ij} \quad (5.8)$$

$\sqrt{d_{12}}$  代表  $k_t$  算法在最后一步合并过程中从 2 个 subjet 到 1 个 subjet 的分离比例,  $\sqrt{d_{23}}$  代表  $k_t$  算法在倒数第二步合并过程中从 3 个 subjet 到 2 个 subjet 的分离比例。其中  $p_T^i$  是利用  $k_t$  算法会聚过程中的第 i 个 subjet 的横动量, 是  $\Delta R_{ij}$  第 i 个

subject 和第 j 个 subject 的角距。对于高横动量强子型衰变的 t 夸克,  $\sqrt{d_{12}}$  的期望值约为 t 夸克质量的一半  $m_t/2$ , 对于高横动量强子型衰变的 W 玻色子,  $\sqrt{d_{23}}$  的期望值约为 W 玻色子质量的一半  $m_W/2$ 。但是对于来自 QCD 过程的轻夸克或者胶子辐射, 分离比例  $\sqrt{d_{12}}$  和  $\sqrt{d_{23}}$  都较小<sup>[241]</sup>。在此基础上可以定义一个与分离比例相关的变量<sup>[211]</sup>:

$$Z_{\text{cut12}} = \frac{d_{12}}{d_{12} + m^2} \quad (5.9)$$

其中  $d_{12}$  是式 5.8 中定义的最后一步合并过程中的分离比例,  $m$  是最后一步合并过程中由第 1 个和第 2 个 subject 重新会聚而成的 subject 的质量。对于两体衰变,  $m$  代表 LR-jet 的质量,  $Z_{\text{cut12}}$  也是和  $d_{12}$  类似的子结构变量, 但是通过对  $m$  进行归一化, 可以减少它对 LR-jet 质量的依赖性。

第六组变量是二阶与零阶 Fox-Wolfram 矩的比率<sup>[208]</sup>, 最开始提出的 Fox-Wolfram 矩是用来表征正负电子碰撞事例的形状, 随后也用来研究 LR-jet 的形状, 它是在 LR-jet 的质心系下定义的, 首先将 LR-jet 的组份利用洛伦兹变换提升到质心系:

$$\begin{aligned} \tilde{E} &= \gamma(E + \vec{\beta} \cdot \vec{p}) \\ \tilde{\vec{p}} &= \vec{p} + \frac{\gamma - 1}{|\vec{\beta}|^2}(\vec{\beta} \cdot \vec{p})\vec{\beta} + \gamma E \vec{\beta} \end{aligned} \quad (5.10)$$

其中  $\vec{\beta} = \vec{p}_J/E_J$  是 LR-jet 的速度矢量与真空光速的比值,  $\gamma$  是洛伦兹变换因子。接下来可以在质心系下定义 1 阶 Fox-Wolfram 矩:

$$H_l = \sum_{1 \leq i < j \leq n_J} \frac{|\tilde{\vec{p}}_i| |\tilde{\vec{p}}_j|}{s} P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (5.11)$$

其中  $\tilde{\vec{p}}_i$  是 LR-jet 第 i 个组份的动量,  $s = (\sum_i E_i)^2$  是组份的能量和的平方,  $P_l$  是第 l 阶勒让德多项式,  $\theta_{ij}$  是第 i 个组份与第 j 个组份之间的夹角, 上述与 LR-jet 组份相关的变量都是质心系下的变量。随后可以定义归一化的二阶 Fox-Wolfram 矩, 即二阶与零阶 Fox-Wolfram 矩的比率:

$$R_2^{\text{FW}} = \frac{H_2}{H_0} = \frac{\sum_{1 \leq i < j \leq n_J} |\tilde{\vec{p}}_i| |\tilde{\vec{p}}_j| (3 \cos^2 \theta_{ij} - 1)/2}{\sum_{1 \leq i < j \leq n_J} |\tilde{\vec{p}}_i| |\tilde{\vec{p}}_j|} \quad (5.12)$$

归一化的二阶 Fox-Wolfram 矩对在质心系下对称的结构即背对背的辐射结构比较敏感, 使得它可以用于区分两体衰变和三体衰变。

第七组变量平面度 A 也是一个形状变量, 它也是在 LR-jet 的质心系下定义的<sup>[209]</sup>, 将 LR-jet 的组份利用洛伦兹变换 5.10 提升到质心系之后, 首先定义一个

$3 \times 3$  的球形矩阵:

$$S^{k,l} = \frac{\sum_{1 \leq i < j \leq n_J} \tilde{p}_i^k \tilde{p}_j^l}{\sum_{i=1}^{n_J} |\tilde{\vec{p}}_i|^2}, \quad k, l \in \{x, y, z\} \quad (5.13)$$

其中  $n_J$  是 LR-jet 的组份数量,  $\tilde{\vec{p}}_i$  是第  $i$  个组份的动量,  $\tilde{p}_j^l$  和  $\tilde{p}_i^k$  是第  $i$  个组份的动量分量, 上述与 LR-jet 组份相关的变量都是质心系下的变量。这个球形矩阵  $S^{k,l}$  有三个本征值  $\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$ , 它们的和为 1, 利用本征值  $\lambda_3$  可以定义平面度:

$$A = \frac{3\lambda_3}{2} \quad (5.14)$$

它满足  $0 \leq A \leq 1/2$ , 在质心系下, 对于 QCD 过程中轻夸克或胶子各向同性的弥散辐射,  $A \approx 1/2$ , 对于背对背的两体衰变,  $A \approx 0$ 。

第八组变量倾斜度  $a_3$  由以下式子定义<sup>[216,242]</sup>:

$$a_3 = \frac{1}{m_J} \sum_{i=1}^{n_J} E_i \sin^{-2} \theta_i (1 - \cos \theta_i)^3 \quad (5.15)$$

其中  $m_J$  为 LR-jet 的质量,  $n_J$  是其组份数量,  $E_i$  是第  $i$  个组份的能量,  $\theta_i$  是第  $i$  个组份相对于 LR-jet 轴线的夹角。 $a_3$  测量了广角辐射在 LR-jet 中所占的比重。对于对称的两体衰变,  $a_3$  趋向于较小的值, 对于 QCD 过程中轻夸克或者胶子辐射,  $a_3$  趋向于较大的值。

第九组变量平面流  $\mathcal{P}$  用于衡量 LR-jet 中能量在垂直于其轴线方向的平面上的分布, 以及沿平行于其轴线方向的分布情况<sup>[214]</sup>。将 LR-jet 动量  $\vec{P}$  以及其组份的动量  $\vec{p}_i$  先绕  $z$  轴旋转  $-\phi$ :

$$\mathbf{R}_\phi = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.16)$$

然后再绕  $y$  轴旋转  $-\theta$ :

$$\mathbf{R}_\eta = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tanh \eta & 0 & -\text{sech } \eta \\ 0 & 1 & 0 \\ \text{sech } \eta & 0 & \tanh \eta \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

其中  $\phi$  和  $\eta$  分别是 LR-jet 轴线的方位角和赝快度。两次旋转操作之后, LR-jet 的动量方向会指向  $z$  轴正向:

$$\tilde{\vec{P}} = \mathbf{R}_\eta \mathbf{R}_\phi \vec{P} = \begin{bmatrix} \tanh \eta \cos \phi & \tanh \eta \sin \phi & -\text{sech } \eta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \text{sech } \eta \cos \phi & \text{sech } \eta \sin \phi & \tanh \eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ |\vec{P}| \end{bmatrix} \quad (5.18)$$

这样便于研究 LR-jet 组份的动量  $\vec{p}_i$  在垂直于 LR-jet 轴线方面的平面上的分布情况。利用上述旋转矩阵将其组份  $i$  随着 LR-jet 轴线变换：

$$\tilde{\vec{p}}_i = R_\eta R_\phi \vec{p}_i \quad (5.19)$$

其中  $\vec{p}_i$  是 LR-jet 第  $i$  个组份的动量，接着可以定义一个  $2 \times 2$  的动量矩阵  $I_E$ ：

$$I_E^{kl} = \frac{1}{m_J} \sum_{i=1}^{n_J} \frac{\tilde{p}_i^k \tilde{p}_i^l}{E_i}, \quad k, l \in \{x, y\} \quad (5.20)$$

其中  $m_J$  是 LR-jet 的质量， $n_J$  是其组份数量， $E_i$  是第  $i$  个组份的能量， $\tilde{p}_i^k$  是第  $i$  个组份在旋转之后的动量分量。随后平面流可以通过矩阵  $I_E$  的两个本征值  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  来定义：

$$\mathcal{P} = \frac{3 \det I_E}{\text{tr}(I_E)^2} = \frac{4\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2)^2} \quad (5.21)$$

如果能量在垂直于 LR-jet 轴线方向的平面上分布比较均匀，会使  $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1/2$ ，从而平面流  $\mathcal{P} \approx 1$ ；如果能量沿平行于 LR-jet 轴线的方向分布比较均匀，则  $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ，平面流  $\mathcal{P} \approx 0$ 。由于两体衰变趋向于产生沿着 LR-jet 轴线方面的线性能量分布，而 QCD 过程中轻夸克或者胶子更趋向于产生各向同性的弥散辐射，因此平面流  $\mathcal{P}$  可以作为一个很好的区分变量。

## 5.4 高横动量 $H \rightarrow b\bar{b}$ 标定算法

新算法设计是基于神经网络，设计的目的是为了在不引入质量关联的同时，提高来自高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例与来自 QCD 过程的 multijet 事例和来自强子型衰变的  $t$  夸克事例的区分精度。神经网络的训练是在 TensorFlow<sup>[243]</sup> 的平台上以 Keras<sup>[244]</sup> 为框架完成的。训练所用的结构参数如表 5.5 所示，为了防止过拟合 (Overfitting)，用于训练、验证和测试的样本是分开的，其中用于训练的样本容量为  $6 \times 10^6$ 。算法的输出有  $p_{\text{Higgs}}$ 、 $p_{\text{multijet}}$  和  $p_{\text{top}}$  三个，分别代表事例是来自 Higgs-jet、QCD-jet 和 Top-jet 事例的概率，在这一小节的新算法开发过程所使用的区分因子是  $p_{\text{Higgs}}/p_{\text{multijet}}$  和  $p_{\text{Higgs}}/p_{\text{top}}$ ，其中  $p_{\text{Higgs}}/p_{\text{multijet}}$  用来区分来自高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例与来自 QCD 过程的 multijet 事例， $p_{\text{Higgs}}/p_{\text{top}}$  用来区分来自高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例与来自强子型衰变的  $t$  夸克事例。

### 5.4.1 输入变量控制

每个事例中用于训练的可选输入变量可以分为三类，它们分别是：

(1) JS：代表第 5.3.6 小节中介绍的 LR-jet 的结构变量，如表 5.3 中所列举的；

(2) JK: 代表 LR-jet 的运动学变量, 包括  $p_T$  和  $\eta$ ;

(3) DLS: 代表领头 LR-jet 中的横动量最高的三个  $\text{subjett}$  的味标定信息, 由算法 DL1r 提供, 对于每个  $\text{subjett}$ , DL1r 的输出值有三个  $p_b$ 、 $p_c$  和  $p_u$ , 分别代表该  $\text{subjett}$  被标定为  $b$ -jet、 $c$ -jet 或者  $\text{light-jet}$  的概率, 总共 9 个变量。

其中  $\text{subjett}$  是利用 VR-jet 算法重建出来的, 为了不引入质量关联, 可选变量中没有包含 LR-jet 的质量。

首先, 基于变量控制的方法, 我们用这三类输入变量集自由组合, 在保持神经网络的结构参数相同的情况下, 训练出了七种不同的模型。表 5.4 展示了训练出来的不同模型和与之对应的输入变量集。对于 DLS 变量集, 如果事例中领头 LR-jet 中包含的  $\text{subjett}$  个数小于三个, 那么缺失的  $\text{subjett}$  味标定信息将会由训练样本中这个变量的平均值来代替。

表 5.4 基于控制变量, 用神经网络训练出来的不同模型和与之对应的输入变量集。

| Model           | JS | JK | DLS | JSJK  | JSDLS  | JKDLS  | JSJKDLS   |
|-----------------|----|----|-----|-------|--------|--------|-----------|
| Set combination | JS | JK | DLS | JS+JK | JS+DLS | JK+DLS | JS+JK+DLS |

然后用测试样本对这七个模型逐个检验, 观察它们是否与 LR-jet 质量表现出非线性相关性。结果表明, 包含 JS 变量集的模型都会引入质量关联, 而其他模型 JK、DLS 和 JKDLS 则对样本中 LR-jet 的质量分布没有明显的影响。图 5.7 展示了其中三个模型 DLS、JKDLS 和 JSJKDLS 对 multijet 样本中领头 LR-jet 的质量分布的影响, 图中红线表示样本中 LR-jet 的质量分布, 橘色、绿色和蓝色分别表示被模型 JSJKDLS、JKDLS 和 DLS 标定之后的 LR-jet 质量分布, 所有分布都已经归一化。从图中可以看出被模型 JSJKDLS 标定之后的 LR-jet 质量分布出现了明显的变形, 其他两个模型 DLS 和 JKDLS 则对 LR-jet 的质量分布没有明显的影响。

随后, 对于 JS 中的变量, 我们也重新利用了上述变量控制的方法进行逐个和组合检验, 发现其中只有少数不会引入质量关联, 于是将这部分变量和 JK、DLS 变量集结合在一起, 训练出一个新模型, 并将这个新模型与 JKDLS 进行性能对比, 发现它们之间的性能非常接近, 于是在后续分析中, 我们将 JK 和 DLS 作为最终用于算法训练的输入变量集, 对应模型为 JKDLS。

质量关联主要是由于对 JS 变量集的训练引起的, 因为 JS 依赖 LR-jet 的整体和内部性质, 而 LR-jet 的质量又是一个很典型的特征量, 很容易通过 JS 中直接或者间接包含 LR-jet 质量信息的变量被神经网络识别出来。

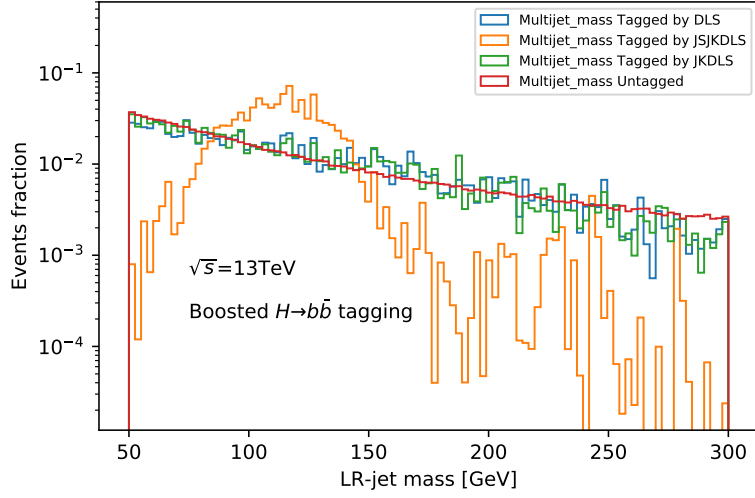


图 5.7 模型 DLS、JKDLS 和 JSJKDLS 对 multijet 样本中领头 LR-jet 的质量分布的影响。图中红线表示样本中 LR-jet 质量分布，橘色、绿色和蓝色分别表示被模型 JSJKDLS、JKDLS 和 DLS 标定之后的 LR-jet 质量分布，所有分布都已经归一化。

#### 5.4.2 优化器

确定算法训练的输入变量之后，接下来我们通过优化神经网络的结构参数来提高信号和本底的区分精度，研究发现，结构参数中优化器的选择对模型的性能有着比较显著地影响，这一小节将会介绍，而其他结构参数对模型性能的影响非常小，将会在第 5.4.5 小节中介绍。

这里主要考虑了两种常用的的优化器 Adam<sup>[245]</sup> 和 SGD<sup>[246]</sup>。通过控制其他结构参数一致，我们对基于这两种优化器的模型进行了性能对比，图 5.8 展示了两种模型的本底排除率随着信号效率的变化关系对比，其中以 multijet 样本作为本底进行评估。可以看到，使用优化器 Adam 可以显著提升模型的性能。于是，我们将 Adam 作为最终用于算法训练的优化器。

#### 5.4.3 输入 subjet 个数

为了说明算法训练的输入中包含领头 LR-jet 中的横动量最高的三个 subjet 的味标定信息相对于仅包含两个 subjet 的信息，能为算法性能带来显著地提升，这里分别在这两种情况下进行训练，并对比了相应的模型的性能，将这两个模型分别记为 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets)。

如图 5.9 所示，在性能对比之前，我们首先检查了两种模型中训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中的变化趋势，左图展示的是模型 JKDLS(3-subjets) 训练过程中损失函数随着训练时期 (Epoch) 的变化，右图对应于模型 JKDLS(2-subjets)。图中训练时期没有到达 200 是因为训练过程采用了 EarlyStop<sup>[247]</sup> 的技术，

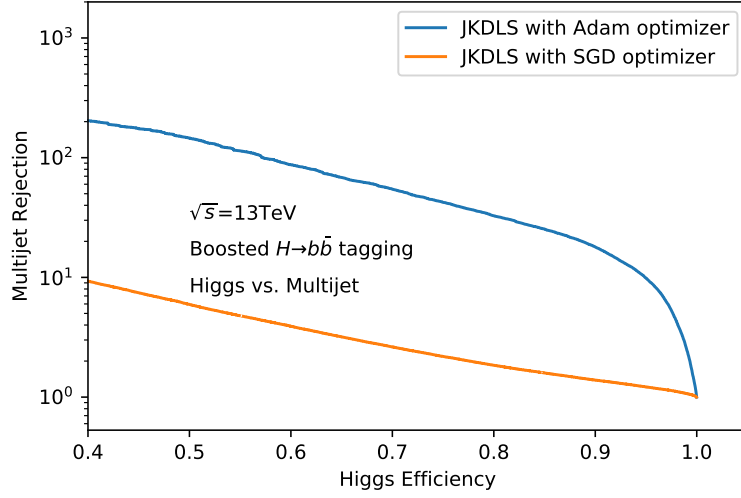


图 5.8 以 multijet 样本作为本底时，基于优化器 Adam 和 SGD 的两种模型的本底排除率随着信号效率的变化关系对比。

它是通过监督训练过程中验证样本的损失函数的变化来判断训练是否终止，这种技术可以有效的防止过拟合，也可以节省时间。可以看到两种模型中训练样本和验证样本的损失函数都是收敛的，这表明训练过程都是可接受的，没有出现过拟合的现象。

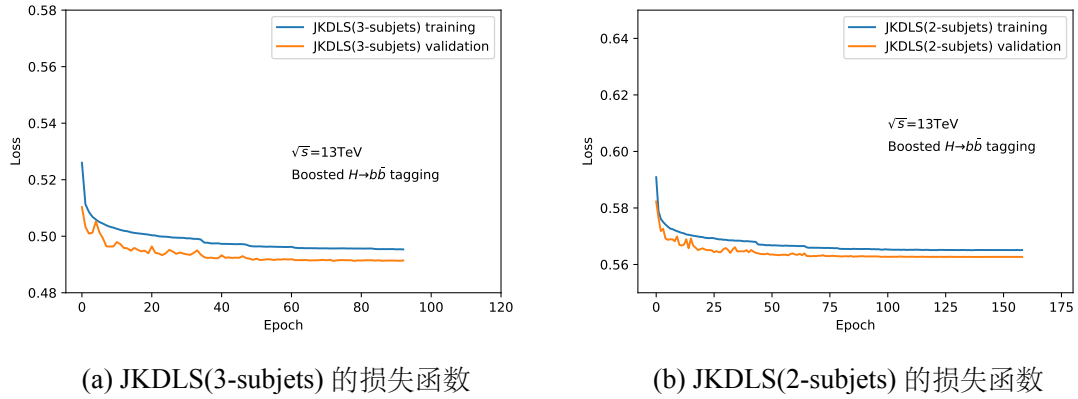


图 5.9 模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。左图对应于模型 JKDLS(3-subjets)，右图对应于模型 JKDLS(2-subjets)。

接着对两种模型的性能进行了对比，在信号效率与 multijet 和  $t$  夸克两种本底的排除率的变化关系的对比中，我们选取了以下五个区间进行全方位的对比：

- (1) 仅包含第 5.3 小节中筛选条件的全包含区间，记为 **Inclusive**；
- (2) 除了第 5.3 小节描述的筛选条件之外，还要求事例中领头 LR-jet 的质量在 76GeV 和 146GeV 之间，即  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ，在上一轮研究<sup>[199]</sup>当中，

在 LR-jet 横动量大于 250GeV 的情况下, 这个质量区间所包含的 Higgs-jet 的数量占总数的 90%;

- (3) 除了第 5.3 小节描述的筛选条件和  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , 还要求事例中领头 LR-jet 的横动量在 250GeV 和 500GeV 之间, 即低横动量区间  $p_T^J \in [250, 500]\text{GeV}$ ;
- (4) 除了第 5.3 小节描述的筛选条件和  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , 还要求事例中领头 LR-jet 的横动量在 500GeV 和 1000GeV 之间, 即中横动量区间  $p_T^J \in [500, 1000]\text{GeV}$ ;
- (5) 除了第 5.3 小节描述的筛选条件和  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , 还要求事例中领头 LR-jet 的横动量在 1000GeV 和 3000GeV 之间, 即高横动量区间  $p_T^J \in [1000, 3000]\text{GeV}$ 。

附录 A 展示了模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的性能对比, 左排的图展示的是 multijet 本底排除率随着信号效率的变化关系的对比, 右排的图展示的是 t 夸克本底排除率随着信号效率的变化关系的对比, 从上到下依次对应于五个区间 Inclusive、 $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ 、 $m_J \in [76, 146]\text{GeV}, p_T^J \in [250, 500]\text{GeV}$ 、 $m_J \in [76, 146]\text{GeV}, p_T^J \in [500, 1000]\text{GeV}$ 、 $m_J \in [76, 146]\text{GeV}, p_T^J \in [1000, 3000]\text{GeV}$ , 图中还展示了在信号效率相同时, 两种模型对应的本底排除率的比值。可以看到模型 JKDLS(3-subjets) 相对于模型 JKDLS(2-subjets) 的性能提升非常明显, 尤其是在 t 夸克本底的排除率与信号效率的变化关系的对比中, 在高横动量区间更为显著, 在信号效率为 60% 的情况下, 模型 JKDLS(3-subjets) 的 t 夸克本底排除率大约为模型 JKDLS(2-subjets) 的 1.8 倍。

这主要依赖于 t 夸克的性质, t 夸克主要的衰变模式是  $t \rightarrow b+W^+, \bar{t} \rightarrow \bar{b}+W^-$ , 而强子型衰变的 t 夸克产生的 W 玻色子随后衰变成两个夸克, 即在 t 夸克样本中, 领头 LR-jet 包含三个 subjet 的事例占主导, 因此模型 JKDLS(3-subjets) 的性能更优。

#### 5.4.4 加权策略

接下来, 通过在训练时引入不同的加权策略, 我们比较了两种加权方式对模型性能的影响。第一种称为分布采样 (Resampling), 在不给样本中事例赋予权重的情况下, 同时对三个样本进行采样, 使得领头 LR-jet 的横动量分布中每个 bin 的事例数等于三个样本中最小的事例数, 如图 5.10 中左图所示, 分布采样的结果是三个样本中领头 LR-jet 的横动量分布都是相同的, 随后, 同样在不赋予权重的情况下进行训练。第二种称为分布加权 (Reweighting), 给信号样本和 t 夸克样本中每个事例重新赋予权重, 如图 5.10 中右图所示, 在包含事例权重的情况下, 分布加

权的结果是信号样本和  $t$  夸克样本中领头 LR-jet 的横动量分布与 **multijet** 样本中领头 LR-jet 的横动量分布是一致的，随后，在包含事例权重的情况下进行训练。这两种加权方式都能防止模型在训练时学会识别样本中 LR-jet 的运动学特性。

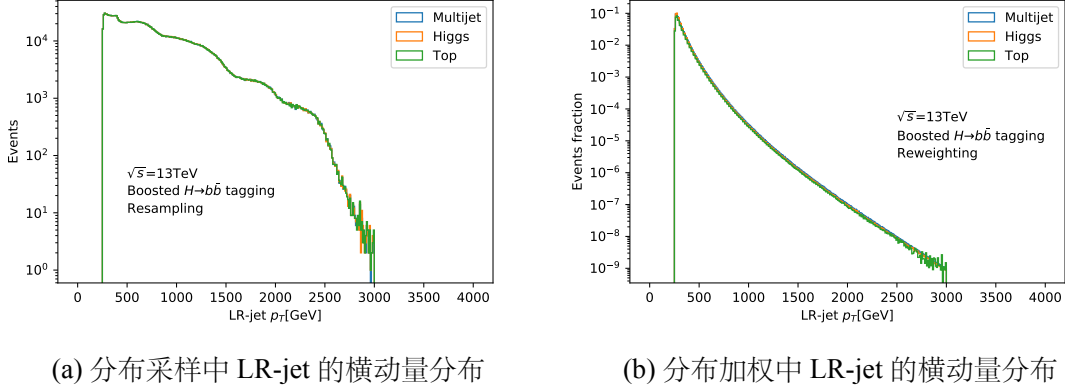


图 5.10 两种不同的加权策略。左图表示分布采样，右图表示分布加权。

如图 5.11 所示，同样，我们先检查了上述两种模型中训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。左图对应于基于分布采样的模型，右图对应于基于分布加权的模型。图中训练时期没有到达 200 是因为训练过程采用了 **EarlyStop** 的技术。可以看到训练样本和验证样本的损失函数都是收敛的，这表明没有出现过拟合的现象。

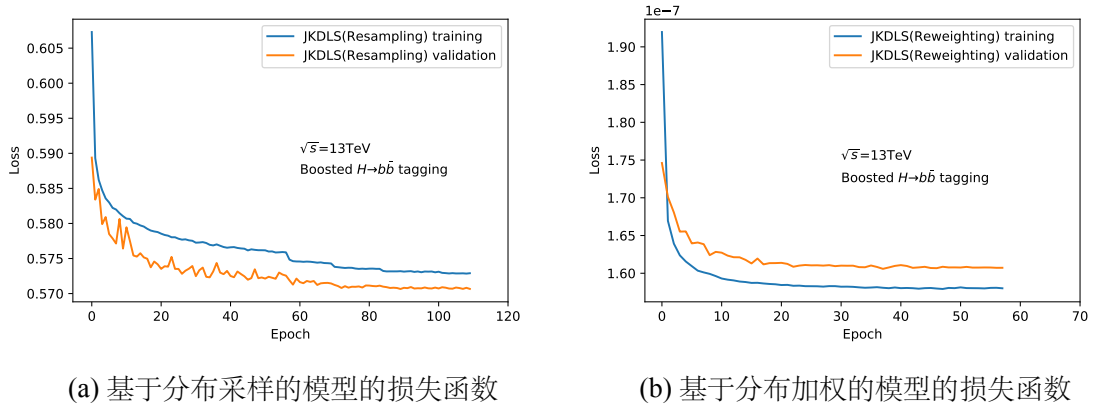


图 5.11 基于分布采样 (左图) 和分布加权 (右图) 的模型中训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。

接着对比了上述两种模型的性能，附录 B 展示了基于分布采样和分布加权的模型的性能对比，左排的图展示的是 **multijet** 本底排除率随着信号效率的变化关系对比，右排的图展示的是  $t$  夸克本底排除率随着信号效率的变化关系对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义的五個区间。从图中可以看出基于分布采样的模

型的性能更优，尤其是在高横动量区间，在信号效率为 60% 的情况下，基于分布采样的模型的本底排除率大约为基于分布加权的模型的 2 倍。于是，在最终训练中，我们采用的分布采样的加权策略。

#### 5.4.5 结构参数优化

在输入变量、优化器和加权策略得到优化之后，我们利用 Talos<sup>[248]</sup> 对神经网络的其他结构参数进行了优化。首先，将表 5.5 中的结构参数作为对照组 (Monitored)，这也是前四个小节的研究所使用的结构参数。

表 5.5 用于对照组算法训练的神经网络的结构参数。

| Parameter                            | Value or type            |
|--------------------------------------|--------------------------|
| Loss                                 | Categorical crossentropy |
| Hidden layers                        | 6                        |
| Nodes per hidden layers              | 250                      |
| Learning rate                        | $10^{-2}$                |
| Learning rate decay                  | $10^{-5}$                |
| Activation of inner layers           | ReLU <sup>[249]</sup>    |
| Activation of outer layers           | SoftMax <sup>[169]</sup> |
| Batch normalization <sup>[250]</sup> | $10^4$                   |
| Epoch                                | 200                      |

在优化过程中，我们扫描了表 5.6 中分立的参数空间，总共有 108 个实验。在训练的过程中，验证样本的损失函数的变化对于训练好坏的判定来说更具有参考价值，因此我们选取了验证样本的损失函数最小的那组结构作为优化后的结构参数，称为优化组 (Optimized)，并对比了对照组模型和优化组模型的性能。

表 5.6 用于算法训练的神经网络结构参数优化的参数空间。

| Parameter               | Search space                  |
|-------------------------|-------------------------------|
| Hidden layers           | [4,6,8]                       |
| Nodes per hidden layers | [50,120,250,500]              |
| Learning rate           | $[10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}]$ |
| Learning rate decay     | $[10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}]$ |

结果表明，优化组与对照组的结构参数相比，仅隐层数目和学习速率不同，对

于优化组，它们分别为 4 层和 0.1。

在性能对比前，如图 5.12 所示，首先检查了对照组和优化组中训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。左图对应于对照组，右图对应于优化组。可以看到训练样本和验证样本的损失函数都是收敛的，这表明没有出现过拟合的现象。

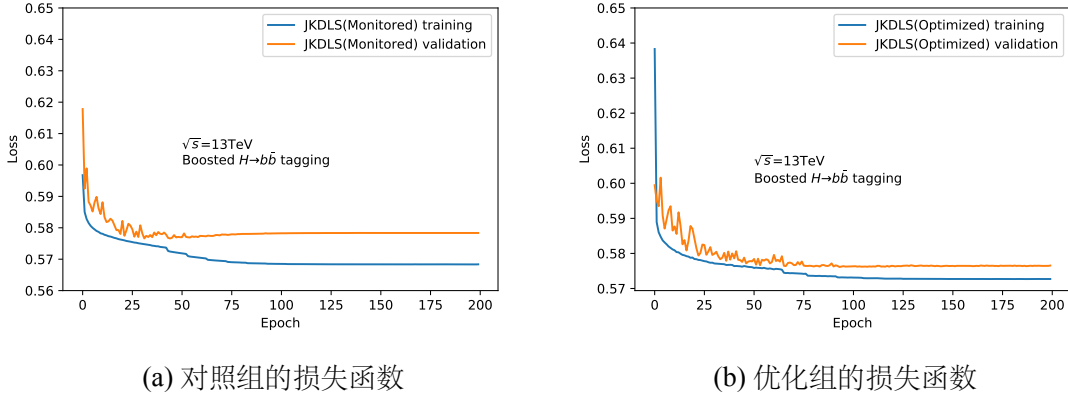


图 5.12 对照组 (左图) 和优化组 (右图) 中训练样本和验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化。

如图 5.13 所示，随后我们对比了对照组和优化组中验证样本的损失函数在训练过程中的变化，可以看到两组模型中验证样本的损失函数非常接近，这表明对照组的训练已经接近饱和，结构参数的优化对模型性能可能没有显著地提升。

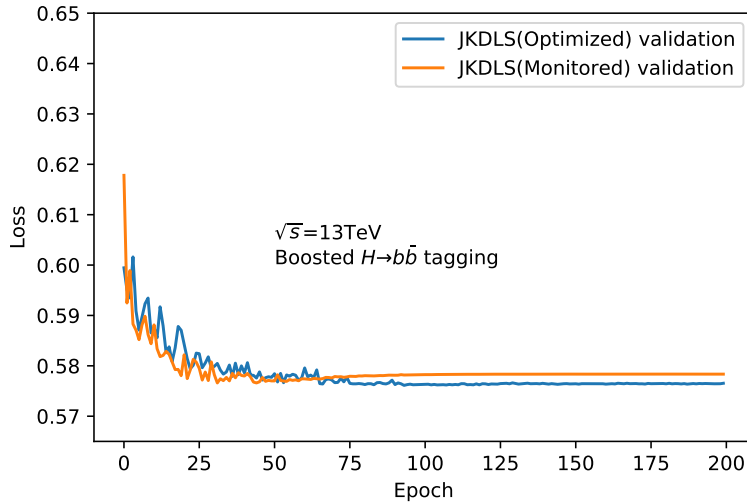


图 5.13 对照组和优化组中验证样本的损失函数在训练过程中随着训练时期的变化关系对比。

接下来，为了证实这一推断，我们比较了两组模型的性能，附录 C 展示了对

照组和优化组的模型的性能对比，左排的图展示的是 **multijet** 本底排除率随着信号效率的变化关系对比，右排的图展示的是  $t$  夸克本底排除率随着信号效率的变化关系对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义五个区间。可以看到，优化组和对照组的模型性能非常接近，尤其是在信号效率比较高的区域，这也是算法工作点所在的区域，这个结果证实了前面所提到的，对照组的训练已经接近饱和，结构参数的优化对模型性能没有显著地提升。于是我们保留了对照组的模型用于后续性能研究。

综上所述，基于神经网络，我们用变量控制的方法成功实现了新算法的去质量关联，而且新算法的性能在一定程度上得到了提升，表 5.7 是用于新算法训练的结构参数以及输入变量和加权策略。下一小节将会看到，与 ATLAS 合作组目前所使用的基线算法相比，新算法显著提高了来自高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例与来自 QCD 过程的 **multijet** 事例和来自强子型衰变的  $t$  夸克事例的区分精度。

表 5.7 新算法训练的结构参数以及输入变量和加权策略。

| Parameter                            | Value or type                    |
|--------------------------------------|----------------------------------|
| Loss                                 | Categorical crossentropy         |
| Optimizer                            | Adam <sup>[245]</sup>            |
| Hidden layers                        | 6                                |
| Nodes per hidden layers              | 250                              |
| Learning rate                        | $10^{-2}$                        |
| Learning rate decay                  | $10^{-5}$                        |
| Activation of inner layers           | ReLU <sup>[249]</sup>            |
| Activation of outer layers           | SoftMax <sup>[169]</sup>         |
| Batch normalization <sup>[250]</sup> | $10^4$                           |
| Epoch                                | 200                              |
| Inputs                               | JK from LR-jet + DLS from VR-jet |
| Weighting strategy                   | resampling                       |

## 5.5 算法性能

通过 Lwtnn<sup>[251]</sup> 将上一小节的高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  标定算法合并到 ATLAS 合作组内部的软件系统中之后，记为  $D_{Xbb}$ ，我们将其性能与 ATLAS 合作组目前所使用的基线算法的性能做了详细对比。新算法  $D_{Xbb}$  的区分因子是通过它的三个输出

变量  $p_{\text{Higgs}}$ 、 $p_{\text{multijet}}$  和  $p_{\text{top}}$  来定义的：

$$D_{\text{Xbb}} = \ln \frac{p_{\text{Higgs}}}{f_{\text{Top}} \cdot p_{\text{top}} + (1 - f_{\text{Top}}) \cdot p_{\text{multijet}}} \quad (5.22)$$

其中  $f_{\text{Top}}$  决定了 t 夸克本底的比例，在这一小节的研究当中，取  $f_{\text{Top}} = 0.25$ 。新算法的工作点是通过在区分因子  $D_{\text{Xbb}}$  上的一个截断值来定义的，所选择的截断值对应于它在信号样本中对 Higgs-jet 事例的一个特定的标定效率，其中信号样本是满足第 5.3 小节中筛选条件的样本。而 ATLAS 合作组的基线算法由 DL1r 和 MV2 提供，定义方式与上一轮研究<sup>[199]</sup> 类似，DL1r 或 MV2 要求 LR-jet 中包含至少两个 subjet，对于其中两个横动量最高的 subjet，由 DL1r 或 MV2 提供的区分因子都要高于某个给定的阈值，也就是对应于这两个 subjet 的区分因子中最小的那个要高于某一阈值，满足上述条件的 LR-jet 才会被 DL1r 或 MV2 标定为 Higgs-jet。

### 5.5.1 去质量关联

首先，我们对  $D_{\text{Xbb}}$  算法与事例中领头 LR-jet 质量的关联性进行了研究，在这一小节的研究当中，对于 t 夸克样本，没有要求事例中至少包含一个 Top-jet，其他筛选条件相同。在  $D_{\text{Xbb}}$  算法的标定效率为 60% 的工作点下，如图 5.14 所示，我们对比了样本中事例的领头 LR-jet 质量分布在  $D_{\text{Xbb}}$  标定之前和之后的形状，左图对应于 multijet 样本和信号样本，右图对应于 t 夸克样本和信号样本，图中还展示了分布在标定前后的比值。可以看出， $D_{\text{Xbb}}$  对 LR-jet 质量分布的影响非常小。

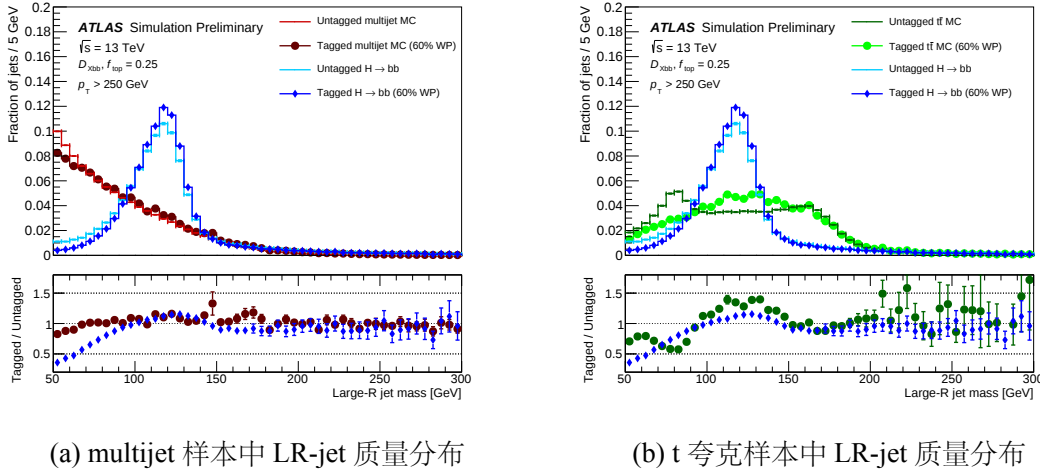


图 5.14 在  $D_{\text{Xbb}}$  算法的标定效率为 60% 的工作点下，样本中事例的领头 LR-jet 质量分布在  $D_{\text{Xbb}}$  标定之前和之后的形状对比<sup>[17]</sup>。左图对应于 multijet 样本和信号样本，右图对应于 t 夸克样本和信号样本。

同样在 DL1r 算法的标定效率为 60% 的工作点下，如图 5.15 所示，我们还研究了 DL1r 对事例中领头 LR-jet 质量分布的影响，左图是对应于 multijet 样本，右

图是对应于  $t$  夸克样本，可以看到 DL1r 对 LR-jet 质量分布的影响也非常小，这是我们所预期的。

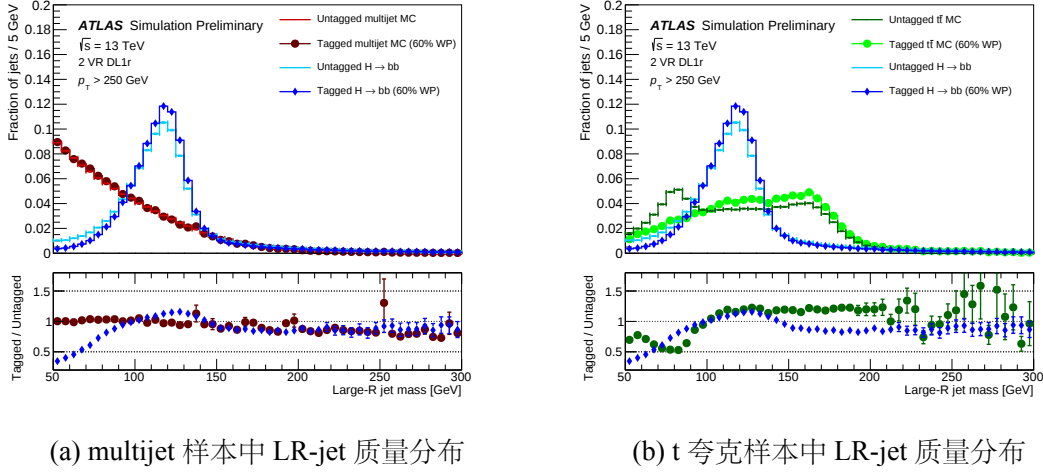


图 5.15 在 DL1r 算法的标定效率为 60% 的工作点下，样本中事例的领头 LR-jet 质量分布在 DL1r 标定之前和之后的形状对比<sup>[17]</sup>。左图对应于 multijet 样本和信号样本，右图对应于  $t$  夸克样本和信号样本。

为了进一步说明  $D_{Xbb}$  算法对 LR-jet 质量分布的影响足够小，如图 5.16 所示，我们还对比了事例中领头 LR-jet 质量分布在  $D_{Xbb}$  和 DL1r 标定之后的形状，图 5.16(a) 是对应于 multijet 样本，图 5.16(b) 是对应于  $t$  夸克样本，图 5.16(c) 是对应于信号样本。可以看到在三个样本中两者的差异都非常小，这是我们所能接受的。

### 5.5.2 味标签

为了更好的测试算法性能，除了第 5.3 小节描述的筛选条件之外，我们还要求事例中领头 LR-jet 的质量在 76GeV 和 146GeV 之间，前面提到，这个质量区间所包含的 Higgs-jet 的数量占总数的 90%。随后，我们对样本的多样性和其中真实味标签的分布进行了研究，表 5.8 展示了事例的领头 LR-jet 中 VR-jet 的个数多样性，在信号样本和  $t$  夸克样本中，有超过 99% 的事例的领头 LR-jet 中包含至少两个 VR-jet，而对于 multijet 样本，这个比例在 97.5%。

表 5.9 展示了事例的领头 LR-jet 中 VR-jet 的真实味标签分布，信号样本中约有 92% 的事例有如下特点，领头 LR-jet 中包含至少两个真实味标签为  $b$ -jet 的 VR-jet，而在 multijet 样本中，大约有 80% 的事例的领头 LR-jet 中既不包含真实味标签为  $b$ -jet 的 VR-jet，也不包含真实味标签为  $c$ -jet 的 VR-jet，而  $t$  夸克样本主要由领头 LR-jet 中包含单个真实味标签为  $b$ -jet 的 VR-jet 的事例主导，这是由  $t$  夸克的性质决定的。

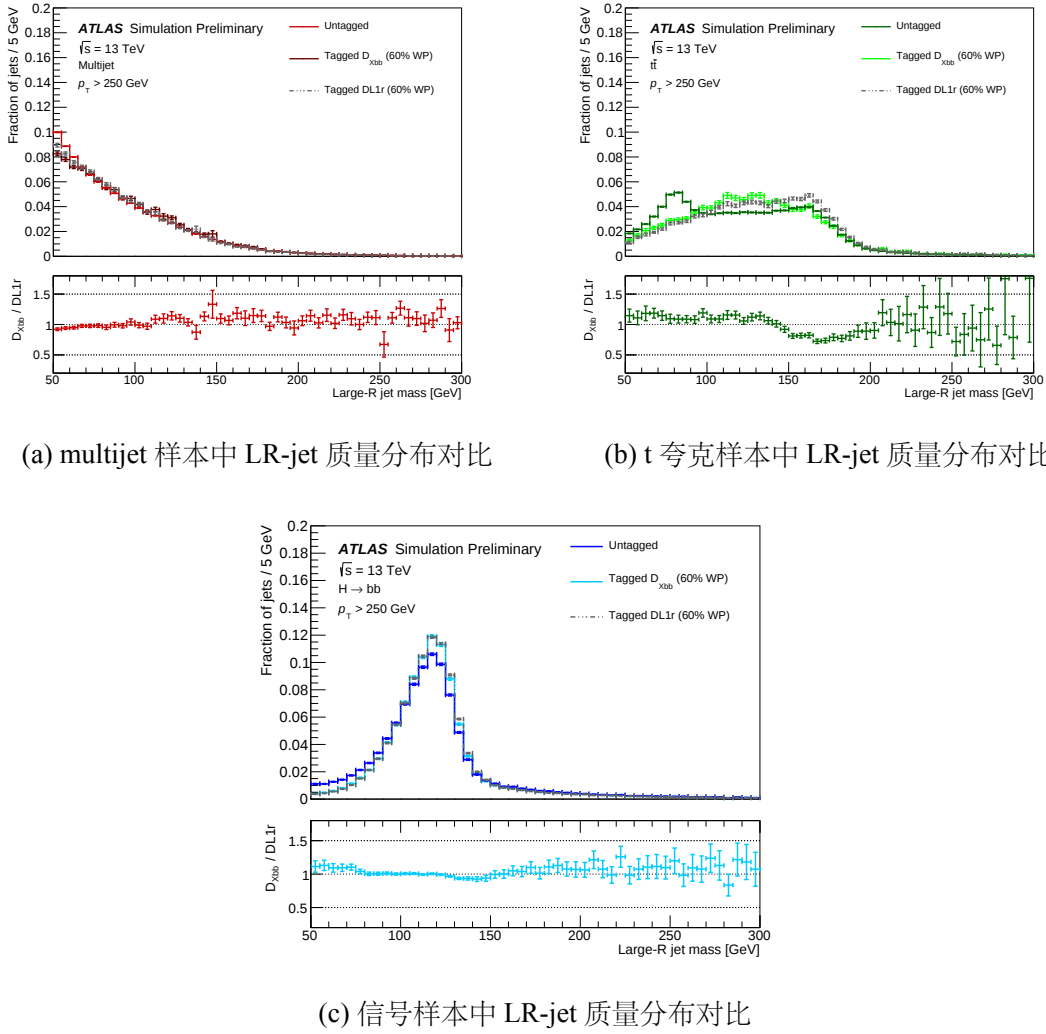


图 5.16 事例中领头 LR-jet 质量分布在  $D_{Xbb}$  和 DL1r 标定之后的形状对比<sup>[17]</sup>。(a) 对应于 multijet 样本；(b) 对应于 t 夸克样本；(c) 对应于信号样本。

表 5.8 对于三个样本，事例的领头 LR-jet 中 VR-jet 的个数多样性<sup>[17]</sup>。

| Category        | Multijet | Top   | Higgs |
|-----------------|----------|-------|-------|
| = 1 VR-jet      | 0.025    | 0.009 | 0.005 |
| = 2 VR-jet      | 0.469    | 0.463 | 0.585 |
| $\geq 3$ VR-jet | 0.505    | 0.528 | 0.410 |

为了测试  $D_{Xbb}$  的作用效果，同样在  $D_{Xbb}$  的标定效率为 60% 的工作点下，我们研究了  $D_{Xbb}$  标定之后的样本中真实味标签分布的多样性。如表 5.10 所示，对比标定之前表 5.9 的结果，可以看出，multijet 样本和 t 夸克样本中具有以下特点的事例的比例得到了显著地提升，领头 LR-jet 中包含至少一个真实味标签为 b-jet 的 VR-jet，分别达到了约 95% 和 99%，这表明  $D_{Xbb}$  可以有效的排除领头 LR-jet 中

表 5.9 对于三个样本，事例的领头 LR-jet 中 VR-jet 的真实味标签分布<sup>[17]</sup>。

| Category       | Multijet | Top   | Higgs |
|----------------|----------|-------|-------|
| $\geq 2b$      | 0.022    | 0.019 | 0.922 |
| $1b + \geq 1c$ | 0.005    | 0.221 | 0.007 |
| $1b + 0c$      | 0.039    | 0.481 | 0.070 |
| $0b + \geq 2c$ | 0.036    | 0.007 | -     |
| $0b + 1c$      | 0.098    | 0.109 | -     |
| $0b + 0c$      | 0.801    | 0.162 | 0.001 |

VR-jet 真实味标签为 light-jet 的事例。

 表 5.10 在  $D_{Xbb}$  的标定效率为 60% 的工作点下， $D_{Xbb}$  标定之后的样本中真实味标签分布的多样性<sup>[17]</sup>。

| Category       | Multijet | Top   | Higgs |
|----------------|----------|-------|-------|
| $\geq 2b$      | 0.871    | 0.229 | 0.997 |
| $1b + \geq 1c$ | 0.041    | 0.551 | 0.001 |
| $1b + 0c$      | 0.046    | 0.216 | 0.002 |
| $\geq 2c + 0b$ | 0.033    | 0.001 | -     |
| $1c + 0b$      | 0.008    | 0.003 | -     |
| $0b + 0c$      | 0.002    | -     | -     |

### 5.5.3 区分因子

在区分因子对比之前，我们先研究了 DL1r 的三个输出值  $p_b$ 、 $p_c$  和  $p_u$  在样本中的分布，以及  $D_{Xbb}$  的三个输出值  $p_{Higgs}$ 、 $p_{multijet}$  和  $p_{top}$  在样本中的分布：

- (1) 图 5.17 分别展示了在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中，DL1r 的三个输出在领头 LR-jet 中领头 VR-jet 中的分布。其中左图代表  $p_b$  的分布，中间的图代表  $p_c$  的分布，右图代表  $p_u$  的分布，橙色线代表信号样本，蓝色线代表 multijet 样本，绿色线代表 t 夸克样本。所有分布都已经归一化。
- (2) 图 5.18 分别展示了在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中，DL1r 的三个输出在领头 LR-jet 中次领头也就是横动量第二高的 VR-jet 中的分布。
- (3) 图 5.19 分别展示了在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中， $D_{Xbb}$  的三个输出在领头 LR-jet 中的分布。其中左图代表  $p_{Higgs}$  的分布，中间的图代表  $p_{multijet}$  的分布，右图代表  $p_{top}$  的分布，橙色线代表信号样本，蓝色线代

表 multijet 样本, 绿色线代表 t 夸克样本。

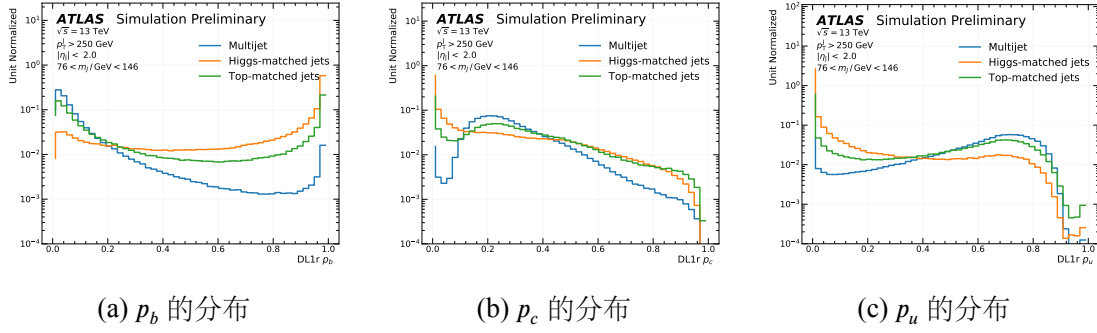


图 5.17 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中, DL1r 的三个输出值  $p_b$ 、 $p_c$  和  $p_u$  在领头 LR-jet 中领头 VR-jet 中的分布。其中左图代表  $p_b$  的分布, 中间的图代表  $p_c$  的分布, 右图代表  $p_u$  的分布, 橙色线代表信号样本, 蓝色线代表 multijet 样本, 绿色线代表 t 夸克样本。

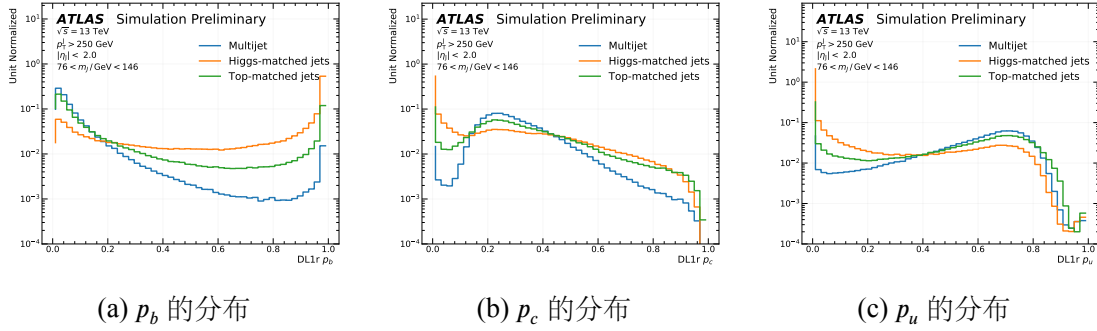


图 5.18 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中, DL1r 的三个输出值  $p_b$ 、 $p_c$  和  $p_u$  在领头 LR-jet 中次领头也就是横动量第二高的 VR-jet 中的分布。其中左图代表  $p_b$  的分布, 中间的图代表  $p_c$  的分布, 右图代表  $p_u$  的分布, 橙色线代表信号样本, 蓝色线代表 multijet 样本, 绿色线代表 t 夸克样本。

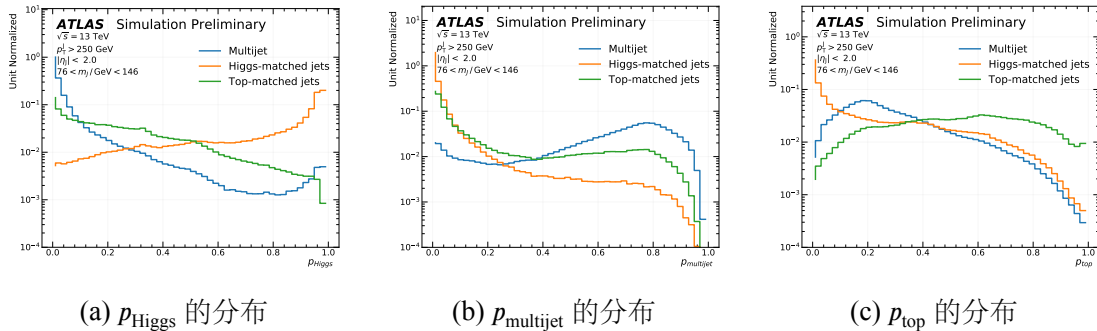


图 5.19 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中,  $D_{Xbb}$  的三个输出值  $p_{Higgs}$ 、 $p_{multijet}$  和  $p_{top}$  在领头 LR-jet 中的分布。其中左图代表  $p_{Higgs}$  的分布, 中间的图代表  $p_{multijet}$  的分布, 右图代表  $p_{top}$  的分布, 橙色线代表信号样本, 蓝色线代表 multijet 样本, 绿色线代表 t 夸克样本。

接下来我们对比了  $D_{Xbb}$  和 DL1r 在样本中的区分因子的分布。如图 5.20 所示,

左图 5.20(a)展示的是，在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中，由  $D_{Xbb}$  提供的领头 LR-jet 的区分因子的分布，分别以橙色、蓝色和绿色线表示，所有分布都已经归一化；而右图 5.20(b) 对应于 DL1r 的情形。可以看到，相对于 DL1r， $D_{Xbb}$  能将信号和两种本底比较明显的区分开。

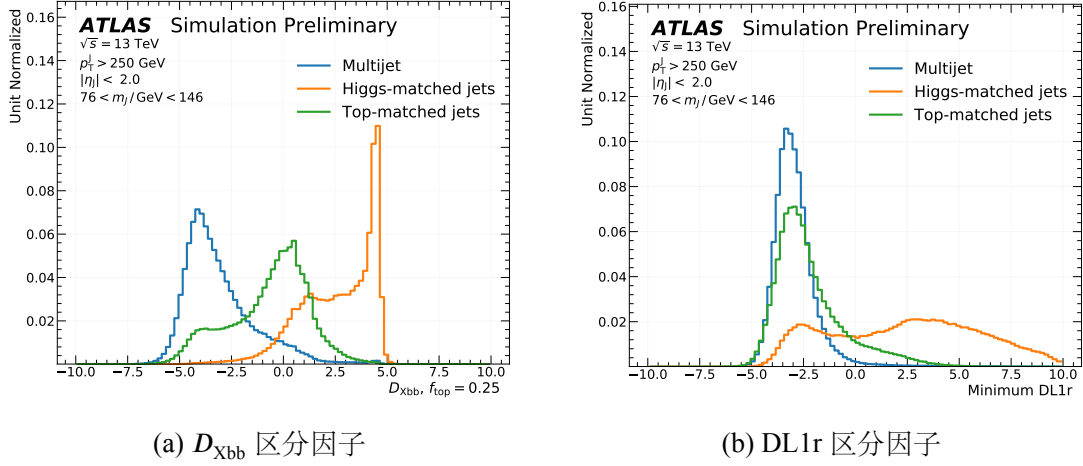


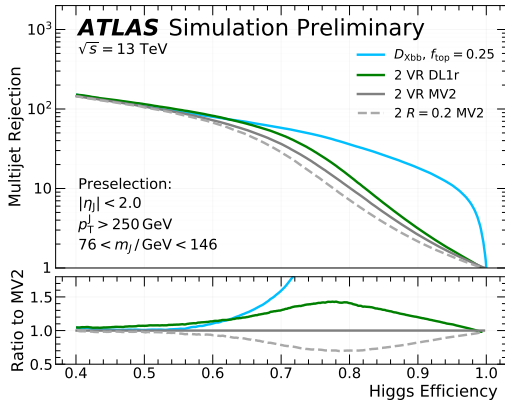
图 5.20 在信号样本、multijet 样本和 t 夸克样本中，由  $D_{Xbb}$ (左图) 和 DL1r(右图) 提供的领头 LR-jet 的区分因子的分布，分别以橙色、蓝色和绿色线表示。所有分布都已经归一化。

#### 5.5.4 本底排除率与信号效率

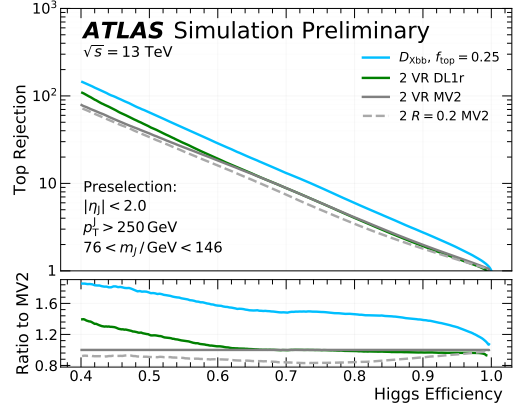
然后我们对比了在区分因子取不同截断值的情况下， $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着信号效率的变化关系。如图 5.21 所示，分别对 multijet 本底和 t 夸克本底进行了评估。图中蓝色线代表  $D_{Xbb}$  的性能，绿色线和灰色线分别代表 DL1r 和 MV2 的性能，相应的 subjet 是利用 VR-jet 算法重建出来的。灰色虚线代表 MV2 的性能，与之对应的 subjet 是利用 FR-jet 算法重建出来的。图中还展示了在信号效率相同时，算法的本底排除率与基于 VR-jet 的 MV2 算法的本底排除率的比值。可以看到，在信号效率相同的情况下， $D_{Xbb}$  能够实现相同或相对更高的本底排除率，尤其是在高信号效率区间。

为了凸显  $D_{Xbb}$  在高横动量区间的性能优势，在提高 LR-jet 横动量的筛选条件到 500GeV 之后，我们重新评估了  $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着信号效率的变化。如图 5.22 所示，同样分别对 multijet 本底和 t 夸克本底进行了评估，可以看到，在信号效率为 60% 的情况下，对于 multijet 本底， $D_{Xbb}$  的本底排除率达到了 92，是 MV2 的 1.4 倍，与 DL1r 的大致相等；对于 t 夸克本底， $D_{Xbb}$  的本底排除率达到了 31，是 MV2 的 2 倍，DL1r 的 1.6 倍。

可以看到，在对 multijet 样本进行评估时，在低信号效率区间， $D_{Xbb}$  的本底



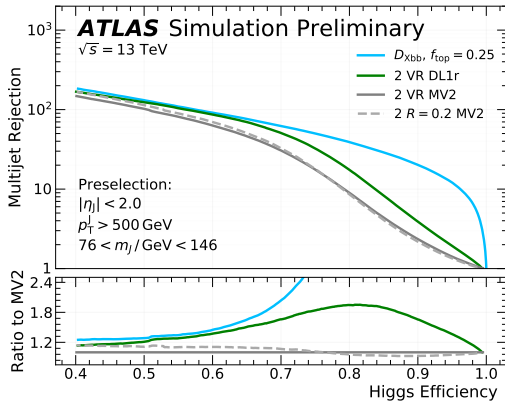
(a) multijet 本底排除率与信号效率



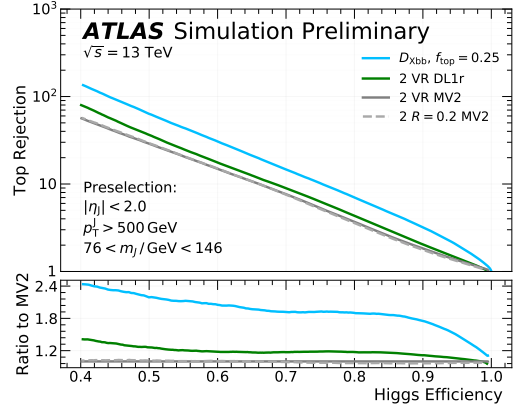
(b) t 夸克本底排除率与信号效率

图 5.21 在事例中领头 LR-jet 满足  $p_T > 250 \text{ GeV}$  的情况下,  $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着信号效率的变化关系<sup>[17]</sup>。分别对 multijet 本底 (左图) 和 t 夸克本底 (右图) 进行了评估, 图中还展示了在信号效率相同时, 算法的本底排除率与基于 VR-jet 的 MV2 算法的本底排除率的比值。

排除率与 DL1r 的大致相等, 在下一轮算法设计过程中, 可以着重从这方面进行改善。



(a) multijet 本底排除率与信号效率



(b) t 夸克本底排除率与信号效率

图 5.22 在事例中领头 LR-jet 满足  $p_T > 500 \text{ GeV}$  的情况下,  $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着信号效率的变化关系<sup>[17]</sup>。分别对 multijet 本底 (左图) 和 t 夸克本底 (右图) 进行了评估。

### 5.5.5 本底排除率与 LR-jet 横动量

随后, 我们还研究了在信号标定效率为 60% 的工作点下, 三种算法的本底排除率随着领头 LR-jet 横动量的变化关系。如图 5.23 所示, 分别对 multijet 样本和 t 夸克样本进行了评估, 误差棒对应于统计误差。图中蓝色点代表  $D_{Xbb}$  的性能, 绿色点和灰色实心点分别代表 DL1r 和 MV2 的性能, 它们都是基于 VR-jet 重建算法。

灰色空心点代表基于 FR-jet 重建算法的 MV2 的性能。在大部分横动量区间,  $D_{Xbb}$  的本底排除率要高于 DL1r, 随着横动量的增加, 希格斯玻色子和  $t$  夸克的衰变产物更加接近准直, 此时  $D_{Xbb}$  带来的性能提升变得更加显著。在高横动量区间, 基于 FR-jet 重建算法的 MV2 的本底排除率明显降低了, 这是由于 FR-jet 重建算法对来自高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  衰变的两个接近重叠的  $b$ -jet 分辨能力不足。

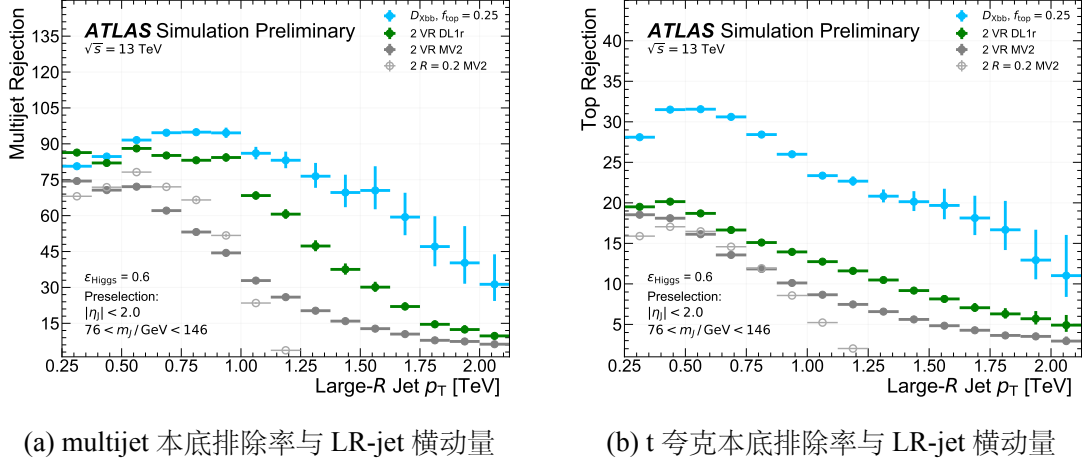


图 5.23 在信号标定效率为 60% 的工作点下,  $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着领头 LR-jet 横动量的变化关系<sup>[17]</sup>。分别对 multijet 样本 (左图) 和  $t$  夸克样本 (右图) 进行了评估, 误差棒对应于统计误差。

同样, 为了凸显  $D_{Xbb}$  在高标定效率的工作点下的性能优势, 我们也研究了在信号标定效率为 80% 的工作点下, 三种算法的本底排除率随着领头 LR-jet 横动量的变化关系。如图 5.24 所示, 也分别对 multijet 样本和  $t$  夸克样本进行了评估。在整个 LR-jet 横动量大于 250GeV 的区间,  $D_{Xbb}$  的本底排除率都显著高于 DL1r 和 MV2。

### 5.5.6 本底排除率与信号效率和 LR-jet 横动量

为了对比算法的整体性质, 这一小节我们研究了  $D_{Xbb}$  的本底排除率的相对提升随着领头 LR-jet 横动量下限和信号标定效率的变化关系。图 5.25 展示的是  $D_{Xbb}$  的本底排除率相对于 DL1r 的提升, 左图对应于 multijet 样本, 右图对应于  $t$  夸克样本, 其中  $\epsilon$  表示效率, 它是排除率的倒数。可以看到  $D_{Xbb}$  相对于 DL1r 有着显著地提升, 第 5.2 小节中提到, 用于性能评估的样本, 在加权之后其领头 LR-jet 的横动量如图 5.3 中所示平滑下降分布, 这使得  $D_{Xbb}$  的性能主要受低横动量区 LR-jet 的表现影响。

图 5.26 中展示了  $D_{Xbb}$  的本底排除率相对于 MV2 的提升, 可以看到  $D_{Xbb}$  相对于 MV2 的提升也是非常显著地。

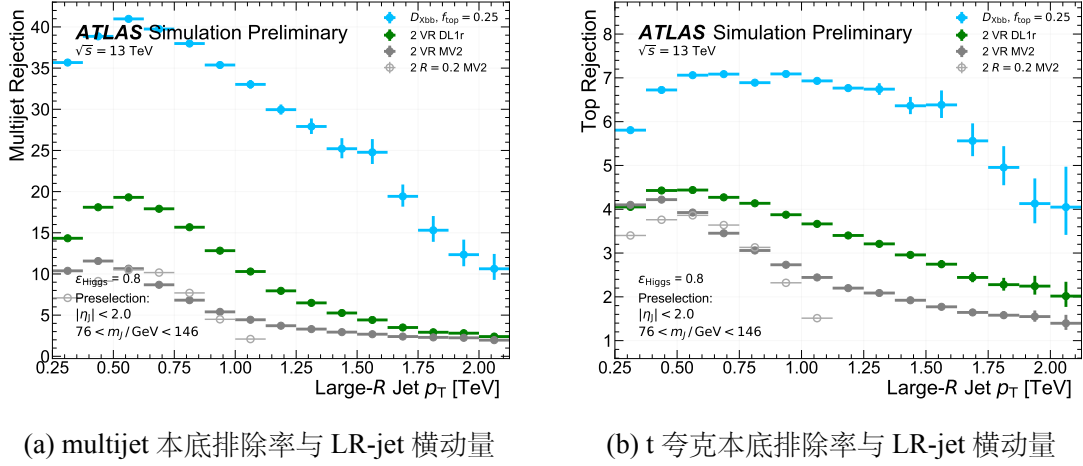


图 5.24 在信号标定效率为 80% 的工作点下， $D_{Xbb}$ 、DL1r 和 MV2 三种算法的本底排除率随着领头 LR-jet 横动量的变化关系<sup>[17]</sup>。分别对 multijet 样本 (左图) 和 t 夸克样本 (右图) 进行了评估。

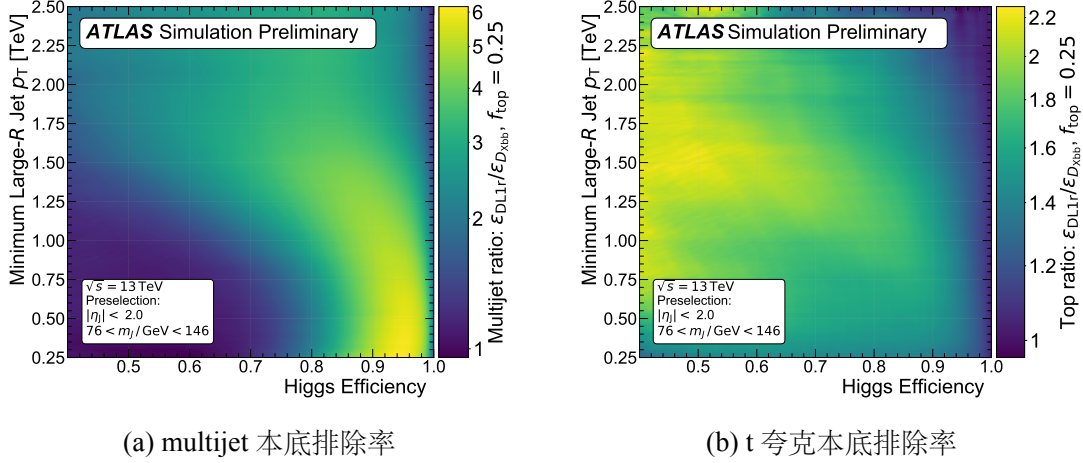


图 5.25  $D_{Xbb}$  的本底排除率相对于 DL1r 的提升随着领头 LR-jet 横动量下限和信号标定效率的变化关系<sup>[17]</sup>。分别对 multijet 样本 (左图) 和 t 夸克样本 (右图) 进行了评估，其中  $\epsilon$  表示效率，它是排除率的倒数。

综合上述性能研究，新算法  $D_{Xbb}$  在成功实现了去质量关联的同时，相对于 ATLAS 合作组目前所使用的基线算法 DL1r 和 MV2，它也显著提升了高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  的标定性能。

## 5.6 本章小结

这一章中，我们提出了一种用于标定高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例的新算法  $D_{Xbb}$ 。 $D_{Xbb}$  基于神经网络，以事例中领头 LR-jet 的  $p_T$ 、 $\eta$  和其中横动量最高的三个 VR-jet 的 DL1r 区分因子做为输入进行训练，用以区分高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  信号事例和两种本底，这两种本底分别是来自 QCD 过程的多事例和来自强子型衰变的 t

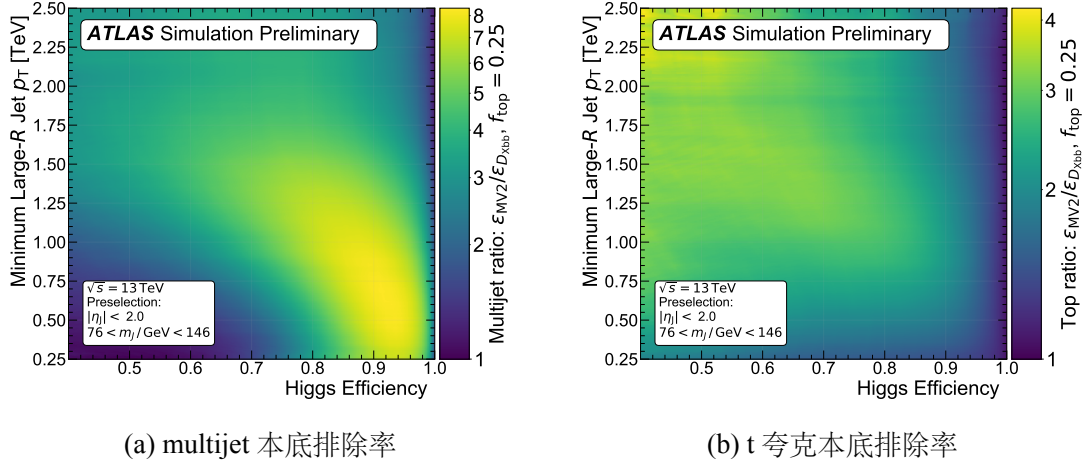


图 5.26  $D_{Xbb}$  的本底排除率相对于 MV2 的提升随着领头 LR-jet 横动量下限和信号标定效率的变化关系<sup>[17]</sup>。分别对 multijet 样本 (左图) 和 t 夸克样本 (右图) 进行了评估。

夸克事例，其中 DL1r 是合作组目前所使用的 b-jet 标定算法。 $D_{Xbb}$  不仅对 LR-jet 的质量分布没有明显的影响，而且与 ATLAS 合作组在 Run-2 期间使用基线算法 DL1r 和 MV2 相比，它对信号和本底的区分精度也有着显著地提升。当样本中领头 LR-jet 横动量大于 500GeV 时，在信号标定效率为 60% 的工作点下，对于 multijet 样本， $D_{Xbb}$  的本底排除率达到了 92，是基于 VR-jet 的 MV2 的本底排除率的 1.4 倍，与基于 VR-jet 的 DL1r 的本底排除率大致相等；对于 t 夸克样本， $D_{Xbb}$  的本底排除率达到了 31，是基于 VR-jet 的 MV2 的本底排除率的 2 倍，是基于 VR-jet 的 DL1r 的本底排除率的 1.6 倍。

## 第 6 章 在双喷注末态事例中寻找超出标准模型的新物理

许多超出标准模型<sup>[63-76]</sup>的新物理都预言了能与标准模型中夸克或者胶子耦合的新的重粒子的存在, 这些新粒子如果存在的话能在 LHC 上通过高能质子对撞产生, 并衰变成两个能量很高的夸克或者胶子, 以双喷注末态即 **dijet** 的形式被探测到, 并在标准模型预言的平滑下降的不变质量谱上出现一个共振峰, 对应于新粒子的质量。

### 6.1 研究背景

最早的双喷注共振态新物理的寻找是 1988 年由 UA1 实验引导的, 当时的质子-反质子对撞的质心系能量为  $0.63\text{TeV}$ , 数据总积分亮度为  $0.26\text{pb}^{-1}$ , 寻找的质量区间为  $0.07\text{-}0.3\text{TeV}$ , 并使用领头阶 (Leading order, LO)QCD 做本底估计, 结果发现数据与标准模型的预期一致<sup>[252]</sup>。在数据总积分亮度达到  $0.49\text{pb}^{-1}$  之后又更新了一次结果, 未发现超出标准模型的新粒子<sup>[253]</sup>。随后在 1990 年, 同样是质子-反质子对撞实验, CDF 实验使用总积分亮度为  $0.026\text{pb}^{-1}$ , 质心系能量为  $1.8\text{TeV}$  的数据, 使用同样的方法进行了寻找, 寻找的质量区间上限有了提升, 达到  $0.06\text{-}0.5\text{TeV}$ , 未发现新粒子<sup>[254]</sup>。紧接着, UA2 实验在数据总积分亮度提升到  $4.7\text{pb}^{-1}$  之后, 使用函数拟合的方法做本底估计进行了寻找, 未发现新粒子<sup>[79]</sup>。在之后的二十年内, CDF 实验、UA2 实验和 D0 实验陆续更新了不同亮度的寻找结果, 仍未发现新粒子<sup>[255-260]</sup>, 其中在 2009 年 CDF 实验中<sup>[260]</sup>, 质心系能量为  $1.96\text{TeV}$ , 数据总积分亮度达到了  $1130\text{pb}^{-1}$ 。

从 2010 年开始, 随着 LHC 的成功运转, 使用高能质子-质子对撞, 在 Run-1 计划期间, 质心系能量得到显著地提升, 达到了  $7\text{TeV}$ , ATLAS 实验和 CMS 实验在此基础上更新了更宽的质量区间的寻找结果<sup>[261-266]</sup>, 其中 ATLAS 合作组在 2013 年的实验结果中使用的数据总积分亮度达到了  $4.8\text{fb}^{-1}$ , 寻找的质量区间上限达到了约  $4.0\text{TeV}$ <sup>[264]</sup>, CMS 合作组在 2011 年的实验结果中数据总积分亮度为  $2.9\text{pb}^{-1}$ , 寻找的质量区间上限在  $2\text{TeV}$  左右<sup>[266]</sup>, 未发现新粒子。随后, 在质心系能量升级到  $8\text{TeV}$  之后, ATLAS 实验和 CMS 实验分别在 2015 年和 2013 年更新了新的寻找结果<sup>[267-268]</sup>, 总积分亮度分别达到了  $20.3\text{fb}^{-1}$  和  $4.0\text{fb}^{-1}$ , 搜索的质量上限分别在  $4.5\text{TeV}$  和  $4.8\text{TeV}$ , 也未发现新粒子。

接着, 在 LHC 升级改造之后, 在 Run-2 计划期间, 他们将质心系能量提升到了  $13\text{TeV}$ , 并且总积分亮度也有显著提高。于是, ATLAS 实验和 CMS 实验在最近

几年更新了更为丰富的实验结果<sup>[269-275]</sup>，其中，ATLAS 合作组在 2017 年的实验结果中数据总积分亮度达到了  $37\text{fb}^{-1}$ ，实现了更高更宽质量区间 1.1-8.2TeV 的寻找<sup>[271]</sup>；而且在 2018 年还对衰变末态中的一个或者两个 jet 被标定为 b-jet 的新粒子进行了搜索<sup>[272]</sup>，如果新粒子与  $b$  夸克的耦合强度比较大，并衰变到  $b\bar{b}$ 、 $bq$  或者  $bg$  对，则对衰变末态进行 b-jet 标定可以显著地提升寻找这类新粒子的灵敏度，同年，CMS 合作组也更新了质心系能量为 8TeV 下含味标定末态的新粒子的搜索结果<sup>[276]</sup>；同时，CMS 合作组在 2018 年的实验结果中数据总积分亮度达到了  $36\text{fb}^{-1}$ ，搜索的质量上限也提升到了接近 8TeV<sup>[275]</sup>，都未发现新粒子。

前面在第 3 章中提到，ATLAS 在 Run-2 计划中收集的可用于物理分析的数据总积分亮度高达  $139\text{fb}^{-1}$ 。为了更进一步地提高 dijet 末态新粒子的搜索灵敏度和部分新物理模型的排除上限，在这个分析中，我们使用这些数据通过在 dijet 末态事例的不变质量谱  $m_{jj}$  上搜寻局部突出的共振峰，在 TeV 量级的高质量区间寻找超出标准模型的新粒子。其中  $m_{jj}$  为事例中两个横动量最高的 jet 的不变质量谱，搜索的信号区有三个，包括不区分末态 jet 味信息的全包含信号区，以及区分末态 jet 味信息的信号区：末态两个横动量最高的 jet 中至少一个被标定为 b-jet 的 1b 信号区和两个 jet 都被标定为 b-jet 的 2b 信号区。相关成果已经发表在高能物理杂志上面<sup>[18]</sup>。搜索的基准信号包括第 2.3.1 小节中提到的激发态夸克  $q^*$ 、重规范玻色子  $Z'$  和  $W'$ 、手征激发态玻色子  $W^*$ 、暗物质媒介子  $Z'$ 、量子黑洞、以及 KK 引力子，除此之外，我们还考虑了一般的高斯信号<sup>[277]</sup>。

本章的安排如下：第 6.2 小节将会介绍这个分析所用的数据和 MC 样本；第 6.3 小节会介绍事例的重建技术和针对基准信号优化过的事例筛选条件，也包括不变质量谱的分辨率；第 6.4 小节介绍分析中 b-jet 标定算法的优化和选择；第 6.5 小节则会介绍分析所用的  $m_{jj}$  本底估计方法和新物理搜索技术以及搜索结果；第 6.7 小节将介绍所使用的统计方法和上限设置结果；第 6.8 小节是章节总结。

## 6.2 数据和 MC 样本

### 6.2.1 数据样本

实验数据来自于 LHC 上 ATLAS 探测器从 2015 年到 2018 年收集的质心系能量为  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  的质子-质子对撞数据，在设备运转正常和数据采集稳定的情况下，可用于实际物理分析的数据总积分亮度为  $139\text{fb}^{-1}$ <sup>[81]</sup>。

### 6.2.2 MC 样本

来自标准模型的本底和预期的基准信号是通过 MC 模拟产生的，MC 样本的产生过程在第 3.3 小节有简要介绍。除非另外说明，在大部分的 MC 样本产生过程中，我们使用领头阶 NNPDF2.3 部分子分布函数和 ATLAS A14 校准参数集来模拟硬散射、部分子簇射、强子化和潜在事例。

#### 6.2.2.1 本底

来自 QCD 过程的轻夸克或胶子辐射事例是由 Pythia 8.186 模拟产生的，为了验证本底建模方法的有效性，MC 样本被归一到和数据相同的积分亮度，并且我们比较了 MC 和数据之间不同运动学变量的分布，发现它们吻合的很好，仅在尾部有大概高达 20% 的差异。

由于 MC 模拟的 QCD 过程中样本容量大小的限制和非常大的理论误差，来自 QCD 过程的 dijet 末态事例的不变质量谱是通过对实际数据的  $m_{jj}$  进行拟合得到的，将会在第 6.5 小节中介绍。

#### 6.2.2.2 信号

在全包含信号区，激发态夸克  $q^*$ <sup>[63-64]</sup> 同样是由 Pythia 8.186 模拟产生的，其中  $q^*$  的自旋设置为  $\frac{1}{2}$ ，并且与标准模型中夸克具有相同的耦合常数，模型的复合刻度 (Compositeness scale) 被设置成  $q^*$  的质量。在事例产生阶段，我们同时考虑了轻夸克态 (u,d,s) 和重夸克态 (c,b)，所模拟的  $q^*$  质量范围从 2TeV 变化到 8TeV。这里仅仅模拟了 dijet 末态主导的过程，即衰变末态为胶子、u 夸克或者 d 夸克的情形，其分支比达到了 85%，图示 6.1(a) 为各个不同质量点所对应的散射截面。

在 Arkani-Hamed Dimopoulos Dvali 模型<sup>[77]</sup> 中，引力的基础能标  $M_D$  被设置在几个 TeV 量级，与这个能标对应的量子黑洞<sup>[73-74]</sup> 可以在 LHC 上产生，并衰变成两个夸克或者胶子，以 dijet 末态形式被探测到。这里来自量子黑洞的事例是用 BlackMax<sup>[278]</sup> 模拟产生的，其中包含六个额外维度，量子黑洞的质量  $m_{\text{QBH}}$  变化范围从 4TeV 变化到 10TeV，所使用的部分子分布函数为 CTEQ6L1<sup>[279]</sup>，图示 6.1(b) 为各个不同的  $m_{\text{QBH}}$  所对应的散射截面。

重规范玻色子  $W'^{[67]}$  也是用 Pythia 8.186 模拟产生的，精确到领头阶。这里仅模拟了强子型衰变，可能的末态包括标准模型中全部的六种夸克， $W'$  质量范围为 1TeV 到 6.5TeV，图示 6.1(c) 为不同  $W'$  质量所对应的散射截面。

手征激发态玻色子  $W^{*[68-69]}$  是用 CalcHep v3.6<sup>[280]</sup> 模拟产生的，随后用 Pythia 8.210 模拟事例中的非微扰过程，其中仅模拟了  $W^*$  的强子型衰变，可能的末态包

括全部的六种夸克，质量范围从 1.8TeV 变化到 6.0TeV，图示 6.1(d) 为不同的  $W^*$  质量所对应的散射截面。由于异常的磁矩型耦合， $W^*$  的衰变产物的角分布比较特殊，与其他模型的情形有很大差别，使得寻找该信号的筛选条件和其他信号的不一样，将会在第 6.3.2 小节中介绍。

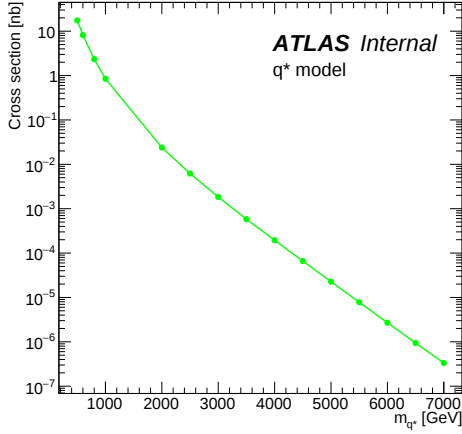
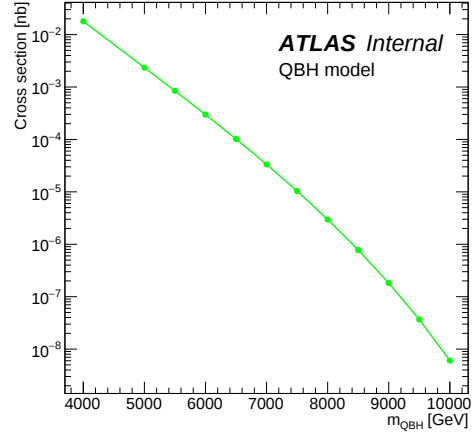
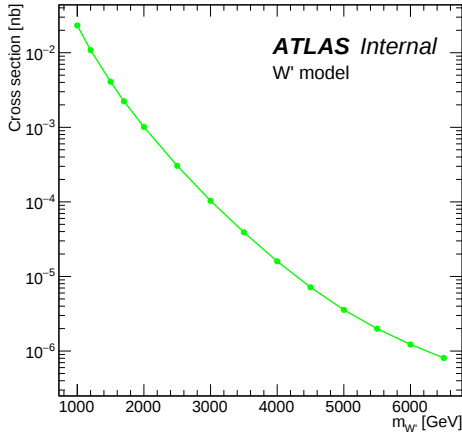
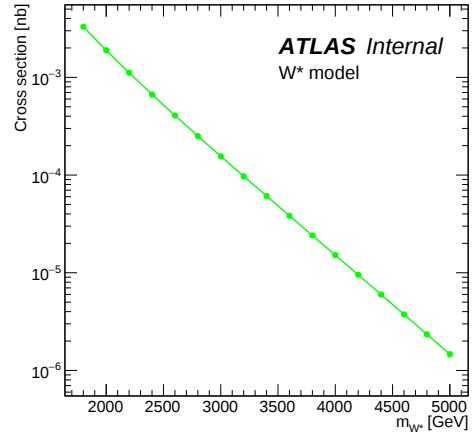

 (a)  $q^*$  散射截面与信号质量的关系

 (b)  $m_{QBH}$  散射截面与信号质量的关系

 (c)  $W'$  散射截面与信号质量的关系

 (d)  $W^*$  散射截面与信号质量的关系

图 6.1 在全包含信号区，基准信号的散射截面与信号质量的关系：(a)  $q^*$ ；(b)  $m_{QBH}$ ；(c)  $W'$ ；(d)  $W^*$ 。

暗物质媒介子  $Z'^{[72]}$  是由 MadGraph5\_aMC@NLO 2.4.3<sup>[117]</sup> 模拟产生的，其中暗物质费米子  $\chi$  的质量固定为 10TeV，其与  $Z'$  的耦合常数  $g_\chi$  固定为 1.5。DM  $Z'$  的质量范围从 1TeV 变化到 7TeV，其与标准模型中夸克的耦合常数  $g_{SM}$  范围从 0.1 变化到 0.5，图示 6.2 是在  $g_{SM}$  取不同值的情况下，不同 DM  $Z'$  质量所对应的散射截面。我们仅模拟了 DM  $Z'$  衰变到夸克的过程， $g_{SM} = 0.5$  时所对应的 DM  $Z'$  衰

变宽度是其质量的 12%，接近这个分析所能达到最大灵敏度。

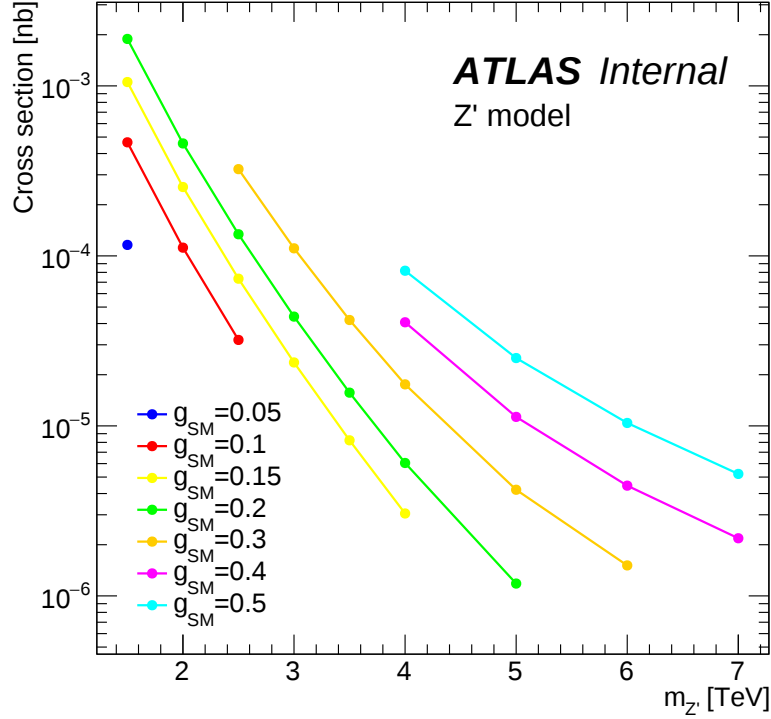


图 6.2 在  $g_{SM}$  取不同值的情况下，散射截面与 DM  $Z'$  质量的关系。

在 1b 信号区，激发态夸克  $b^*$  也是由 Pythia 8.186 模拟产生的， $b^*$  的质量范围从 2TeV 变化到 8TeV，我们模拟了  $b^*$  的所有衰变道，其中最主要的衰变道是  $b^* \rightarrow bg$ ，所占分支比达到了 85%。

在 2b 信号区，DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  事例的模拟与全包含信号区中 DM  $Z'$  的模拟设置相同，其衰变分支比为 18.9%。重规范玻色子  $Z'$  与标准模型中  $Z$  玻色子具有相同的耦合常数，双  $b$  夸克末态的衰变分支比  $\mathcal{B}(\text{SSM} Z' \rightarrow b\bar{b}) = 13.8\%$ ，衰变宽度大约是其质量的 3%，这里 SSM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  事例也是由 Pythia 8.186 模拟产生的，精确到领头阶，随后进行了一个修正<sup>[117]</sup>。在 Randall-Sundrum 模型<sup>[75-76]</sup>中，KK 引力子会优先衰变成夸克和胶子，我们使用 Pythia 8.212 模拟产生了 KK  $G \rightarrow b\bar{b}$  事例，KK 引力子的质量在 1.25TeV 到 7TeV 之间，其中耦合参数设置为  $k/\overline{M}_P = 0.2$ 。

图示 6.3 总结了 1b 和 2b 信号区中基准信号的散射截面乘以分支比与信号质量的关系。

来自 QCD 过程的 MC 样本随后会通过一个全模拟的过程，来模拟事例的探测器响应。而所有信号的 MC 样本随后会通过一个参数化的快模拟过程，来模拟探测器响应。 $b$  强子和  $c$  强子的衰变过程是由 EvtGen 1.2.0 模拟实现的。堆积事例是

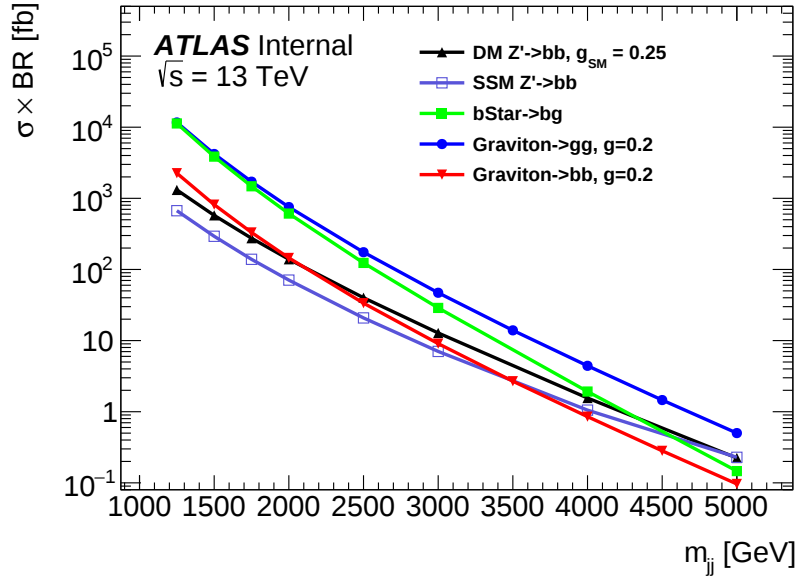


图 6.3 在 1b 和 2b 信号区,  $b^* \rightarrow bg$ 、 $DM Z' \rightarrow b\bar{b}$ 、 $SSM Z' \rightarrow b\bar{b}$  和  $KK G \rightarrow b\bar{b}$  的散射截面乘以分支比与信号质量的关系。

使用领头阶部分子分布函数 NNPDF2.3 和 ATLAS A3 校准参数集<sup>[281]</sup>, 并由 Pythia 8.186 模拟产生的。

## 6.3 事例重建和筛选

### 6.3.1 事例重建

对于 jet 的重建, 如第 3.4.3 小节所述, 首先重建量能器单元中具有噪声抑制功能的拓扑集群, 然后用 anti- $k_t$  算法将这些拓扑集群重建为距离参数  $R=0.4$  的 SR-jet, 接着通过“鬼”关联将内部探测器中径迹与 jet 匹配起来, 随后对 jet 的能量和方向进行修正<sup>[282]</sup>。

事例的初步筛选是通过基于软件的高级触发器来实现的, 触发要求是事例中至少包含一个横动量大于 420 GeV 的 jet, 它由一个未预分频 (Non-prescaled) 的 single-jet 最小横动量触发器<sup>[106]</sup>来完成。而且我们还排除了那些可能来自于突发噪声、束流诱发的背景或宇宙射线的事例<sup>[283]</sup>。

### 6.3.2 事例筛选

我们要求事例中至少要包含两个横动量都大于 150 GeV 的 jet, 而且其中两个领头 jet 之间的方位角满足  $|\Delta\phi(jj)| > 1.0$ , 在 1b 和 2b 信号区, 两个领头 jet 的赝快度都满足  $|\eta| < 2.0$ , 可以减少来自高赝快度区间的系统误差。

为了降低来自 QCD 过程的本底贡献, 我们引入一个针对事例中两个领头 jet

快度之差的二分之一  $y^* = |y_1 - y_2|/2$  的筛选条件，其中  $y_1$  和  $y_2$  分别为两个领头 jet 的快度。信号是通过 s 散射道产生的，事例中相应的  $y^*$  都偏小，而大部分来自于 QCD 过程的本底事例都是  $y^*$  偏大的 t 散射道过程，因此可以通过优化  $|y^*|$  的筛选条件来提高搜索灵敏度。

在全包含信号区，除了  $W^*$ ，对于其他所考虑到的信号，我们都要求  $|y^*| < 0.6$ ，由于  $W^*$  更加青睐于  $|y^*|$  较大的衰变模式，图 6.4 展示了  $W^*$  信号样本和 QCD 样本中两个领头 jet 的快度之差  $|y_1 - y_2|$  的分布对比和信号显著性随着  $|y_1 - y_2|$  截断值的变化关系，可以看到  $|y_1 - y_2|$  在 2.4 左右显著性最高，因此对于  $W^*$ ，我们要求  $|y^*| < 1.2$ 。

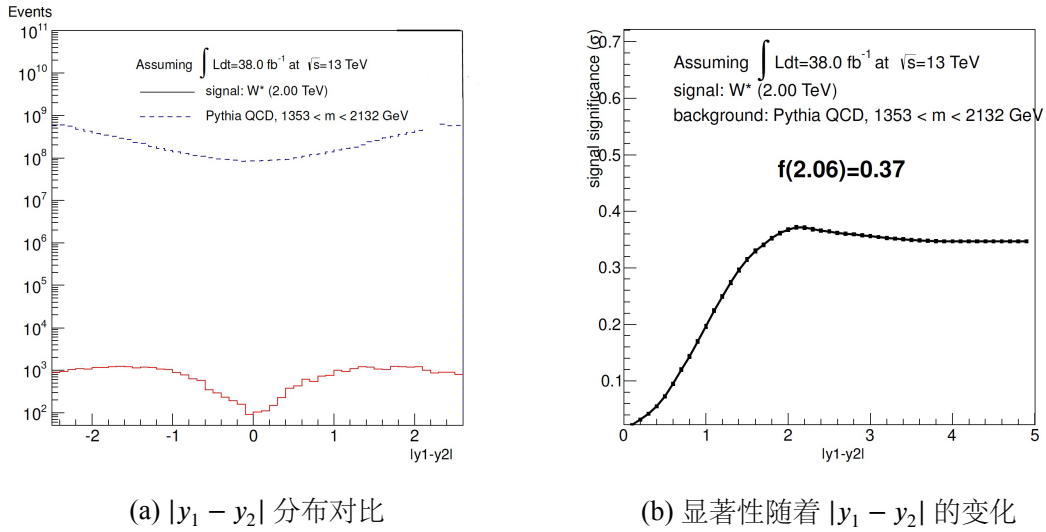


图 6.4  $W^*$  信号样本和 QCD 样本中两个领头 jet 的快度之差  $|y_1 - y_2|$  分布的对比 (左图) 和信号显著性随着  $|y_1 - y_2|$  截断值的变化关系 (右图)。

在  $1b$  和  $2b$  信号区，我们要求  $|y^*| < 0.8$ ，这是基于分析所使用的 b-jet 标定算法优化过的筛选条件，在第 6.4.2 小节将会介绍。

为了消除由 jet 横动量截断而带来的运动学偏差，我们对  $m_{jj}$  设置了一个下限。表 6.1 总结了在这个分析在不同信号区所使用的筛选条件及相应的基准信号。

### 6.3.3 信号接收度

事例筛选条件确定之后，我们研究了不同信号的接收度<sup>①</sup>，在全包含信号区，图 6.5 展示了  $q^*$ 、QBH、 $W'$  和  $W^*$  的接收度与信号质量的关系，对于考虑到的质量点， $q^*$  和 QBH 的接收度约为 55%， $W'$  的接收度取决于信号质量，介于近似 20% 和 45% 之间，对于  $W^*$ ，随着信号质量从 2TeV 到 6TeV 变化，其接收度由

① 接收度定义为通过筛选条件的信号事例数与总的信号事例数的比值。

表 6.1 不同信号区的筛选条件及相应的基准信号的总结<sup>[18]</sup>。

| Category     | Inclusive                |                    | 1b                    | 2b                              |
|--------------|--------------------------|--------------------|-----------------------|---------------------------------|
| Jet $p_T$    | $> 150\text{GeV}$        |                    |                       |                                 |
| Jet $\phi$   | $ \Delta\phi(jj)  > 1.0$ |                    |                       |                                 |
| Jet $ \eta $ | -                        |                    | $< 2.0$               |                                 |
| $ y^* $      | $< 0.6$                  | $< 1.2$            | $< 0.8$               |                                 |
| $m_{jj}$     | $> 1100\text{GeV}$       | $> 1717\text{GeV}$ | $> 1133\text{GeV}$    |                                 |
| b-tagging    | no requirement           |                    | $\geq 1$ b-tagged jet | 2 b-tagged jets                 |
| Signal       | DM mediator $Z'$         | $W^*$              | $b^*$                 | DM mediator $Z'$ ( $b\bar{b}$ ) |
|              | $W'$                     |                    | Generic Gaussian      | SSM $Z'$ ( $b\bar{b}$ )         |
|              | $q^*$                    |                    |                       | graviton ( $b\bar{b}$ )         |
|              | QBH                      |                    |                       | Generic Gaussian                |
|              | Generic Gaussian         |                    |                       |                                 |

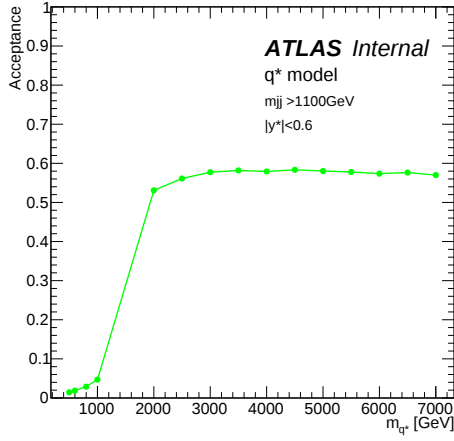
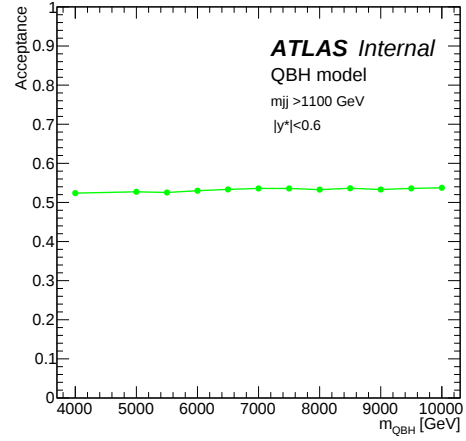
30% 增加到 70%。图 6.6 展示了 DM  $Z'$  的接收度与信号质量的关系，其接收度同样取决于信号质量，并介于近似 20% 和 45% 之间。

图 6.7 展示了 1b 和 2b 信号区的信号接收度乘以 b-jet 标定效率与信号质量的关系，这个分析所使用的 b-jet 标定算法将在下一小节 6.4 详细介绍。其中圆点代表信号接收度与信号质量的关系，黑色代表  $b^* \rightarrow bg$ ，红色代表 DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ，绿色代表 SSM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ，蓝色代表 KK  $G \rightarrow b\bar{b}$ 。在 1b 和 2b 信号区， $b^* \rightarrow bg$ 、DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  和 KK  $G \rightarrow b\bar{b}$  的接收度从 20% 开始增加，并在质量为 2.5TeV 时达到一个平稳值 70% 左右，而 SSM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  在高质量区的接收度较低，主要是由于在高质量区时，SSM  $Z'$  的不变质量的分布在低质量区的尾部拖的比较长。

#### 6.3.4 $m_{jj}$ 分辨率

对于  $m_{jj}$  的分 bin，我们希望 bin 的宽度越小越好，从而能够探测到尽可能窄的新共振态，但是，为了限制 bin 到 bin 之间事例的迁移带来的影响，bin 的宽度需要大于探测器的分辨率。

为了找到探测器的分辨率，我们在多个  $m_{jj}^{\text{truth}}$  区间，对  $m_{jj}^{\text{reco}}/m_{jj}^{\text{truth}}$  的分布用一个高斯分布进行拟合，然后，探测器的分辨率 R 可以由拟合出来的标准差除以均值  $R = \sigma/\mu$  得到。其中  $m_{jj}^{\text{reco}}$  是从来自 QCD 过程的 MC 样本中重建出来的事例中两个领头 jet 的不变质量，利用与其相关联的 TH-jet，可以计算相应的不变质量  $m_{jj}^{\text{truth}}$ ，其中 TH-jet 是通过产生子层面的真实粒子构建的，与第 5.3.3 小节中提到的


 (a)  $q^*$  接收度与信号质量的关系


(b) QBH 接收度与信号质量的关系

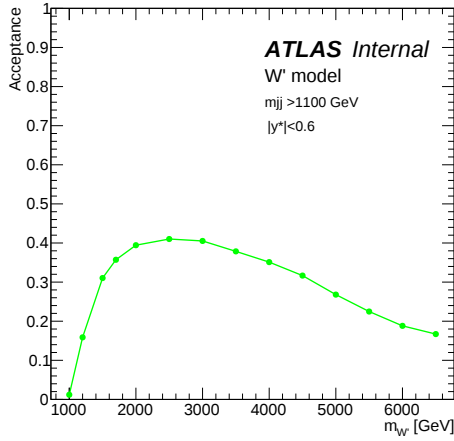
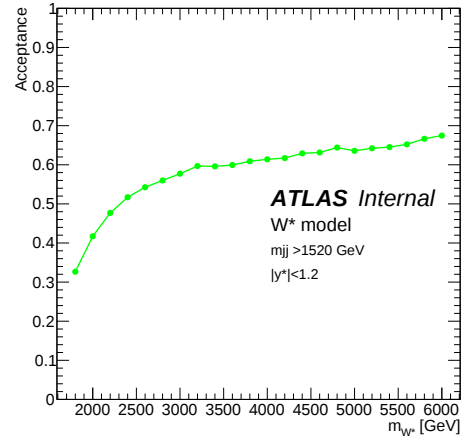

 (c)  $W'$  接收度与信号质量的关系

 (d)  $W^*$  接收度与信号质量的关系

 图 6.5 在全包含信号区，不同信号的接收度与信号质量的关系：(a)  $q^*$ ；(b) QBH；(c)  $W'$ ；(d)  $W^*$ 。

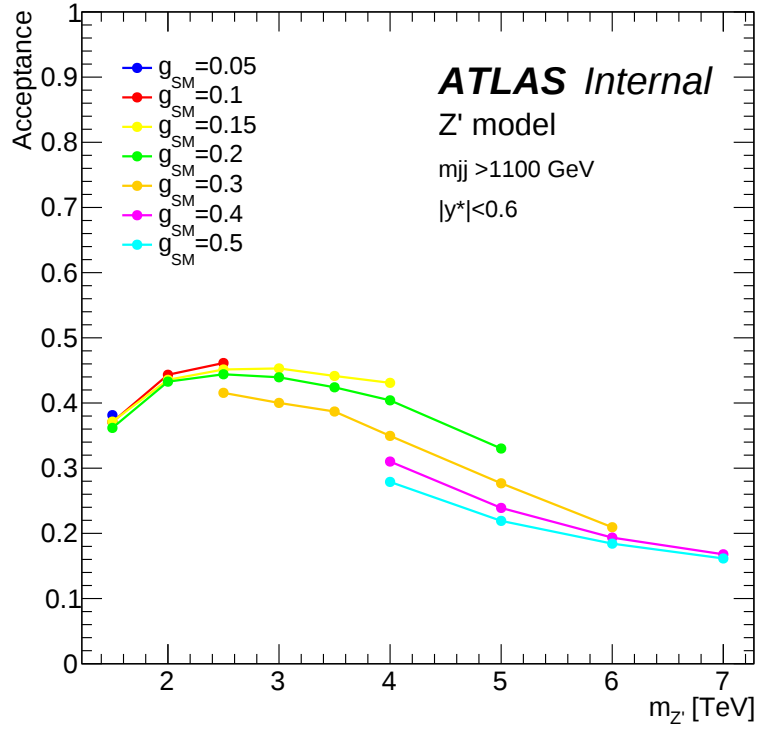
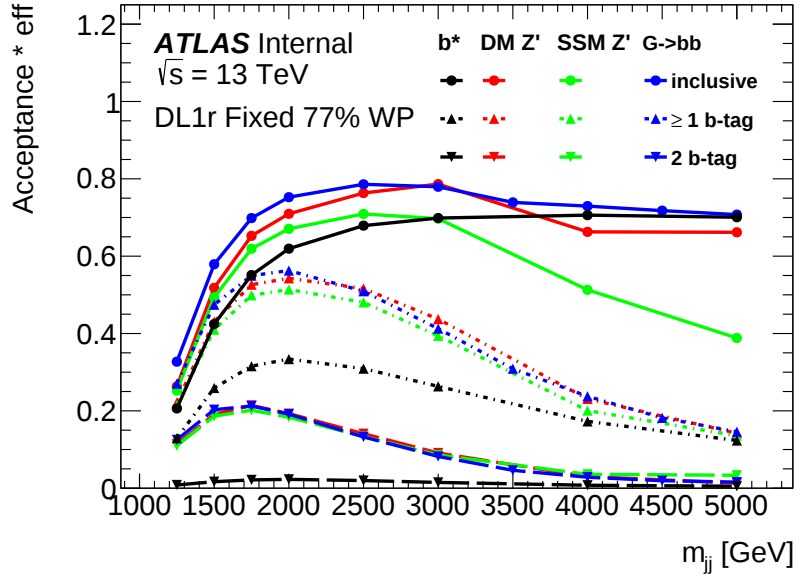
过程类似，基于产生子层面真实粒子的径迹，利用第 3.4.3 小节中与 SR-jet 相同的重建算法构建 TH-jet，随后通过“鬼”关联将 MC 样本中的 jet 与 TH-jet 的关联起来。

接下来，将探测器的分辨率  $R$  随着  $m_{jj}^{\text{truth}}$  变化的分布用函数：

$$R(m_{jj}^{\text{truth}}) = \frac{a}{m_{jj}^{\text{truth}}} + \frac{b}{\sqrt{m_{jj}^{\text{truth}}}} + c \quad (6.1)$$

进行拟合，用于对分辨率  $R$  与  $m_{jj}^{\text{truth}}$  的关系建模。

在两个领头 jet 横动量  $p_T > 150\text{GeV}$  的初始筛选条件下，边界  $946\text{GeV}$  略高于 MC 样本中  $m_{jj}$  分布的峰值，而且远低于分析中  $m_{jj}$  的截断值。于是，我们设定一个 bin 的初始边界  $m_{\text{initial}} = 946\text{GeV}$  之后，用以下方法决定其他更高质量区的 bin


 图 6.6 在全包含信号区，DM  $Z'$  的接收度与信号质量的关系。

 图 6.7 在 1b 和 2b 信号区，信号接收度乘以 b-jet 标定效率与信号质量的关系，其中圆点代表信号接收度与信号质量的关系，黑色代表  $b^* \rightarrow bg$ ，红色代表 DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ，绿色代表 SSM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ，蓝色代表 KK  $G \rightarrow b\bar{b}$ 。

的边界：

- (1) 对于给定的 bin 初始边界  $m_{initial}$ ，计算相应的分辨率  $R(m_{initial})$ ，然后推断

该 bin 中心值为  $m_{centre} = m_{initial}(1 + \frac{1}{2}R(m_{initial}))$ ;

- (2) 由推断的 bin 中心值  $m_{center}$  反过来计算 bin 左边的边界值  $m_{lower} = m_{centre}(1 - \frac{1}{2}R(m_{centre}))$ ;
- (3) 检查  $m_{initial}$  和  $m_{lower}$  之间的相对差异是否小于 0.1%，如果差异大于 0.1% 且  $m_{lower} > m_{initial}$ ，则使  $m_{centre} = m_{centre} - 0.01\text{GeV}$ ，然后重复步骤 (2) 中的过程，如果差异大于 0.1% 且  $m_{lower} < m_{initial}$ ，则使  $m_{centre} = m_{centre} + 0.01\text{GeV}$ ，然后重复步骤 (2) 中过程；
- (4) 一旦  $m_{initial}$  和  $m_{lower}$  之间的相对差异小于 0.1%，固定  $m_{centre}$ ，并计算该 bin 右边的边界值  $m_{upper} = m_{centre}(1 + \frac{1}{2}R(m_{centre}))$ ，并四舍五入到最接近的整数 GeV；
- (5) 然后使  $m_{initial} = m_{upper}$ ，并重复以上过程。

## 6.4 b-jet 标定算法

这个分析所使用的 b-jet 标定算法是 DL1r，DL1r 是基于 b-jet 在内部探测器中重建时一些独特的性质而构建的高级算法，在第 3.4.3.1 小节有简要介绍，基于对信号灵敏度的优化，我们选取的工作点是 77%。这是 DL1r 第一次以 77% 的工作点用于 ATLAS 的实际分析当中。

### 6.4.1 算法优化

在最初的算法和工作点的选取阶段，我们选择了三个高级标定算法 DL1、DL1r 和 DL1rmu，在四个不同的工作点 60%、70%、77% 和 85% 下进行信号灵敏度<sup>①</sup>的对比研究。DL1 和 DL1rmu 在第 3.4.3 小节也有简要介绍。利用 2b 信号区中的  $DM Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号，附录 D 展示了在不同信号质量下，信号灵敏度与算法和工作点的关系，从表中可以看出性能最好的 b-jet 标定算法是 DL1r，而且大部分情况下，DL1r 的工作点为 77% 时，信号灵敏度最高。

接下来，选定 DL1r 之后，我们对比了 1b 信号区中  $b^*$  在不同工作点下的信号灵敏度，附录 E 展示了在不同信号质量下，信号灵敏度与工作点的关系，可以看到，对于  $b^*$  信号，DL1r 在 77% 的工作点下仍具有很好的性能，其中在信号质量为 2TeV 和 2.5TeV 时，77% 的工作点是最优的。

① 这里信号灵敏度定义为  $S/\sqrt{B}$ ，其中 S 和 B 分别是区间中信号和本底的事例数。

### 6.4.2 $|y^*|$ 优化

在 b-jet 标定算法和相应的工作点选定之后，基于  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号的灵敏度，我们对 1b 和 2b 信号区中  $|y^*|$  的筛选条件进行了优化。图 6.8 展示了  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号的灵敏度随着  $|y^*|$  截断值的变化关系，在  $|y^*| < 0.8$ ，信号灵敏度达到最优。

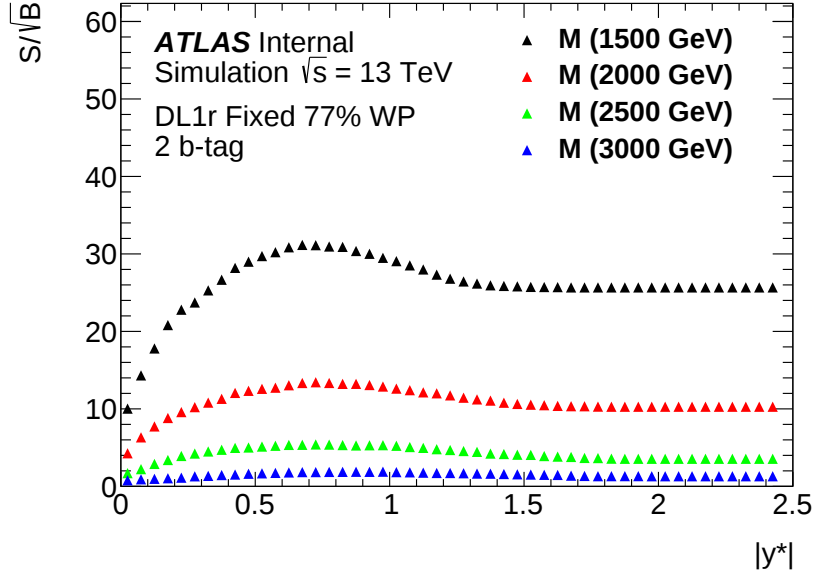


图 6.8 在 b-jet 标定算法 DL1r 的工作点在 77% 的条件下，2b 信号区中  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号的灵敏度随着  $|y^*|$  截断值的变化关系。分别展示了信号质量为 1.5TeV、2TeV、2.5TeV 和 3TeV 的情形。

### 6.4.3 算法性能

另外，我们还对 DL1r 在 77% 的工作点下的性能进行了研究，并以 DL1 和 DL1rmu 作为对比。使用  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号，图 6.9 展示了它们的 b-jet 标定效率、c-jet 误判率和 light-jet 误判率随着 jet 横动量的变化关系。图 6.10 是使用 QCD 本底的情形。可以看出，在大部分横动量区间，DL1r 的 b-jet 标定效率略优于 DL1 和 DL1rmu，但是 c-jet 误判率和 light-jet 误判率也要高于另外两种算法。随着 b-jet 横动量增大，由 b-jet 中 b 强子衰变而来的径迹的碰撞参数会越小，当小于内部径迹探测器的分辨率，会使得 b-jet 重建更加困难，因此 b-jet 标定效率会随着 jet 横动量的增大而降低。在  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号中，对于 DL1r 算法，在 jet 横动量接近 500GeV 时，标定效率在 65% 左右，并在 jet 横动量接近 2TeV 时，下降到 10% 左右。随着横动量的增大，c-jet 的误判率由 15% 下降至 2%，而 light-jet 的误判率保持在 1% 左右。

随后，对信号应用完整的事例筛选之后，我们对 DL1r 在 77% 的工作点下的性能进行了研究。图 6.11 展示了不同信号的事例标定效率随着两个领头 jet 的不变

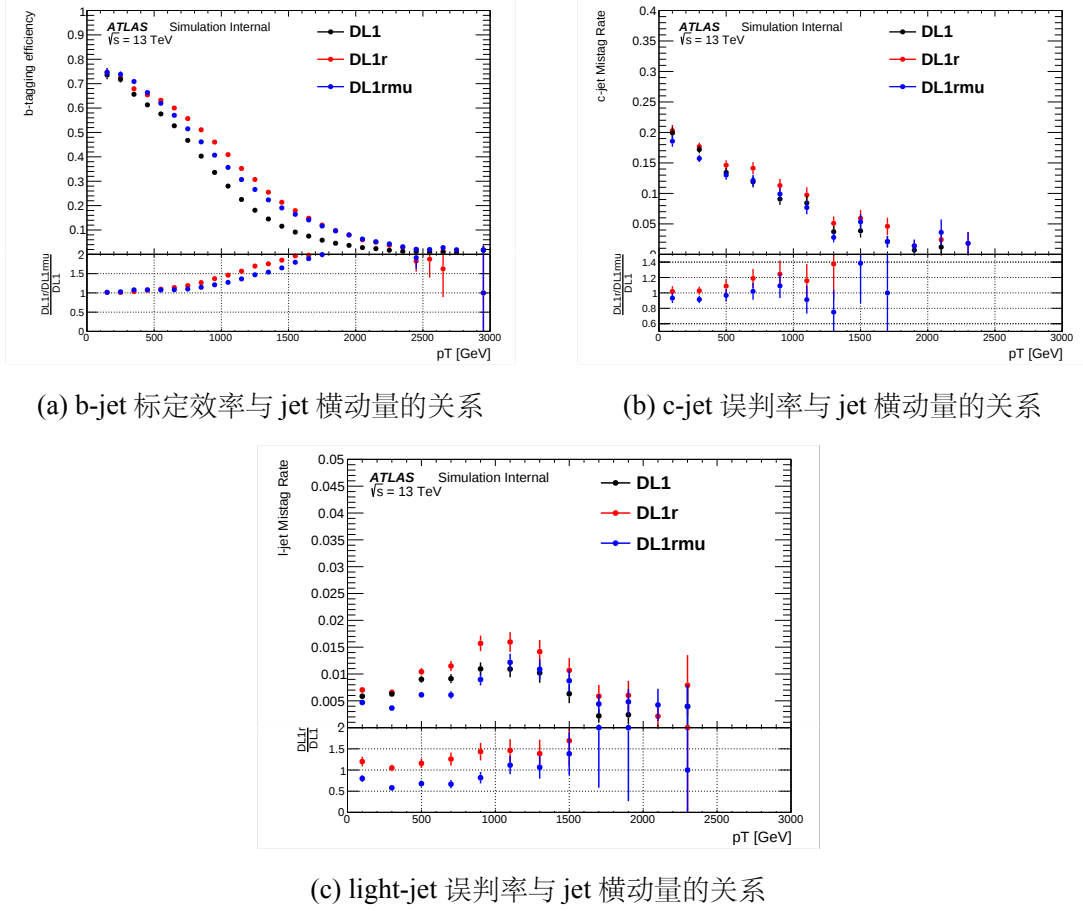


图 6.9 在 77% 的工作点下, DL1、DL1r 和 DL1rmu 在  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号中的 b-jet 标定效率 (左上图)、c-jet 误判率 (右上图) 和 light-jet 误判率 (中下图) 随着 jet 横动量的变化关系。

质量的变化关系。由于 b-jet 标定效率会随着 jet 横动量的增加而减小, 因此也会随着不变质量的增大而减小。在  $1b$  信号区中,  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号的事例标定效率比  $b^* \rightarrow bg$  信号的高, 在高质量区间, 由  $b^*$  衰变而来的胶子更有可能衰变成  $b\bar{b}$  对, 所以  $b^* \rightarrow bg$  信号的事例标定效率会得到相对加强从而接近  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号的效率。

#### 6.4.4 算法校准

为了弥补 b-jet 标定效率在数据和 MC 中的差异, 我们引入了基于似然方法并且依赖于 jet 横动量的校准因子 (Scale factor), 并将它作用于 MC 样本 [284]。鉴于数据中 b-jet 的数量在  $p_T > 400\text{GeV}$  时极少, 于是通过在模拟中变化那些会影响 b-jet 标定性能的基本量来评估额外的误差, 然后为了在这个分析中将校准因子的有效性扩展到更高的横动量区间, 并构建相应的误差, 会将这个额外的误差作为外推误差考虑进去, 由此得到的 DL1r 在 77% 的工作点下的校准因子与 jet 横动量的关系如图 6.12 所示。

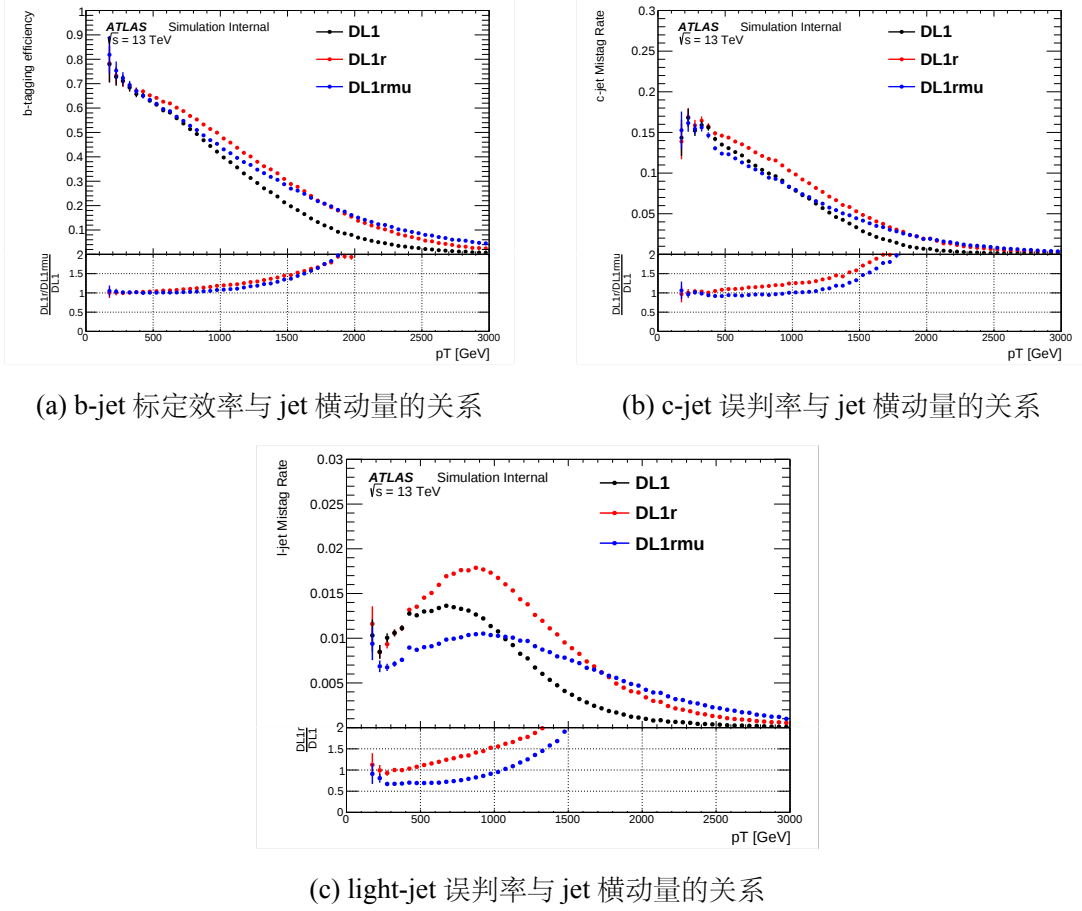


图 6.10 在 77% 的工作点下, DL1、DL1r 和 DL1rmu 在 QCD 本底中的 b-jet 标定效率 (左上图)、c-jet 误判率 (右上图) 和 light-jet 误判率 (中下图) 随着 jet 横动量的变化关系。

## 6.5 $m_{jj}$ 本底估计和新物理搜索

### 6.5.1 $m_{jj}$ 本底估计

标准模型所预言的 dijet 末态事例主要来自 QCD 过程, 而 QCD 预言的 dijet 末态事例的不变质量谱是平滑下降的, 因此可以用一个解析函数拟合来自实际数据的不变质量谱  $m_{jj}$  来确定来自 QCD 过程的本底<sup>[79]</sup>, 以往的研究<sup>[261-262,267]</sup> 发现下列形式的参数函数:

$$f(x) = p_1(1-x)^{p_2}x^{p_3+p_4\ln x} \quad (6.2)$$

可以很好的描述来自领头阶和次领头阶 QCD 过程的不变质量谱, 其中  $x = m_{jj}/\sqrt{s}$ ,  $p_{1,2,3,4}$  是四个拟合参数。随着 Run-2 计划中数据的总积分亮度显著增加, 来自实际数据的不变质量谱  $m_{jj}$  的统计量也会明显增加, 为了防止式 6.2 中参数函数对数据的  $m_{jj}$  拟合失败, 我们使用滑动窗口拟合方法 (The sliding-window fitting method) 来代替全局拟合<sup>[271]</sup>。

滑动窗口拟合是一种通过移动拟合中心依次在较小的  $m_{jj}$  范围内局部拟合的

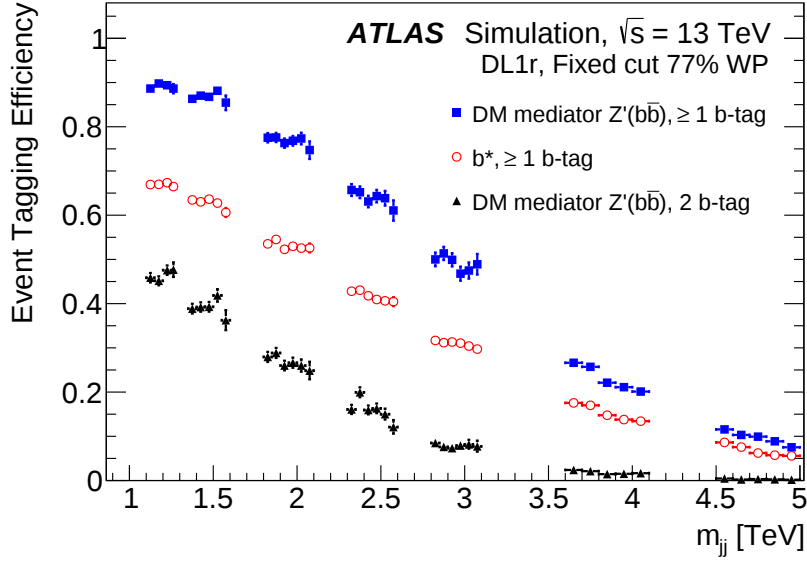


图 6.11 应用完整的事例筛选之后，DL1r 在 77% 的工作点下的性能表现。DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  和  $b^* \rightarrow bg$  信号的事例标定效率随着两个领头 jet 的不变质量的变化关系<sup>[18]</sup>。

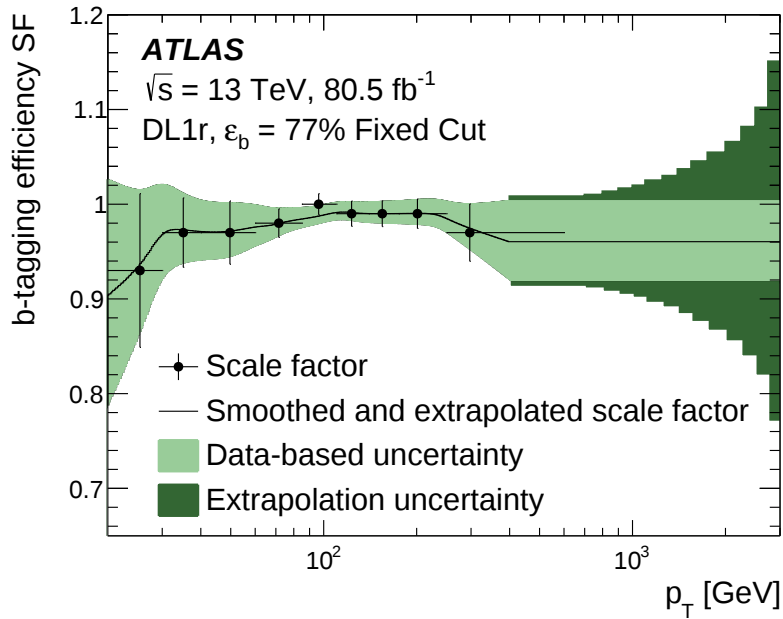


图 6.12 在 77% 的工作点下，DL1r 的校准因子与 jet 横动量的关系<sup>[284]</sup>。在  $p_T > 400 \text{ GeV}$  时，通过在模拟中变化那些会影响 b-jet 标定性能的基本量来评估外推误差，对应于图中深绿色部分。

方法。如图 6.13 所示，将  $m_{jj}$  低质量区的一个 bin 作为窗口中心，然后围绕这个窗口中心，以左右 bin 数为单位选择一个的大小固定的窗口，并在窗口内进行拟合，拟合完成之后，窗口中心向右滑动一个 bin，然后重新选择窗口，重复上述过程，直到拟合完成。在这个分析当中，我们使用的窗口大小为 48 个 bin，这个大

小足以完全覆盖我们要搜索的信号，为了防止边缘效应，前面几个 bin 和最后几个 bin 都不作为窗口中心，且同时保证第一个窗口和最后一个窗口大小都能覆盖我们要搜索的信号。 $m_{jj}$  上每个 bin 的本底是通过对该 bin 为窗口中心的窗口进行拟合得到的，对于高质量区的 bin 和低质量区的 bin，我们将第一个窗口的低质量区 bin 的拟合结果和最后一个窗口的高质量区 bin 的拟合结果作为本底，这样合并在一起构成一个非参数化的全局  $m_{jj}$  本底。如果全局的  $\chi^2$  p-value<sup>[285]</sup> 大于 0.05，我们则认为这种拟合方法对 QCD 本底的建模是合适的。

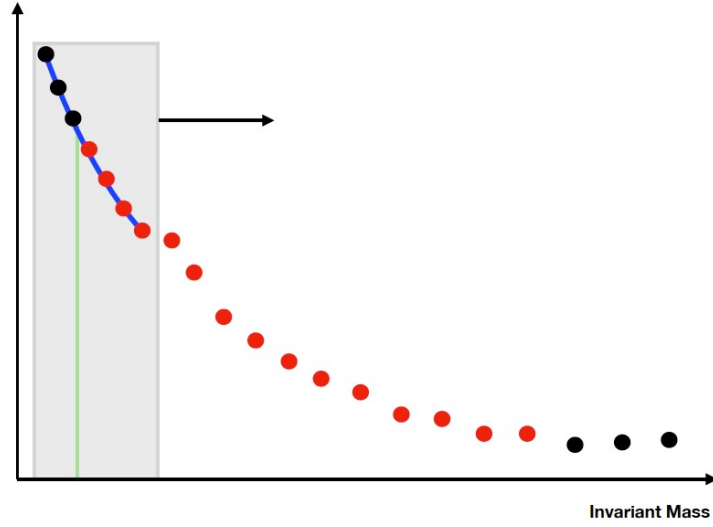


图 6.13 滑动窗口拟合方法示意图。图中绿色的垂线表示窗口中心，由低质量区向高质量区移动，灰色框表示相应的窗口。

### 6.5.2 新物理搜索

在确定来自 QCD 过程的  $m_{jj}$  本底之后，数据的  $m_{jj}$  相对于本底的局部突出的统计显著性是由 BumpHunter 算法<sup>[286-287]</sup> 定量描述的。

BumpHunter 计算了分 bin 的  $m_{jj}$  分布中质量连续的最突出的局部小段的统计显著性，其中小段的宽度可以由分布中的两个 bin 变化到总 bin 数的一半，对于扫描到的每一个小段，BumpHunter 首先会利用泊松随机涨落计算数据与本底之间差异的显著性，以局部 p-value 来表征：

$$p - value = \begin{cases} \sum_{n=D}^{\infty} \frac{B^n e^{-B}}{n!}, & \text{for } D \geq B \\ \sum_{n=0}^D \frac{B^n e^{-B}}{n!}, & \text{for } D < B \end{cases} \quad (6.3)$$

其中  $D$  是小段中数据的事例数， $B$  是小段中本底的事例数。随后利用局部 p-value

构造一个统计检验量  $t$ :

$$t = -\log(p - value_{min}) \quad (6.4)$$

其中  $p - value_{min}$  是所有扫描到的情形中, 局部  $p$ -value 的最小值, 即对应于显著性最高的局部小段, 随后, 这个统计检验量  $t$  会用于评估分布中显著性最高的局部小段的全局  $p$ -value。局部  $p$ -value 考虑的是特定小段的显著性, 而与它不同的是, 全局  $p$ -value 考虑的是分布中任意局部突出的显著性, 这也是“别处效应”(The look elsewhere effect) 的基本思想<sup>[288]</sup>。

由 BumpHunter 算法标记的数据相对于本底中差异最显著的局部小段是通过这样一组 bin 来定义的, 由本底泊松涨落造成该组 bin 出现的概率最小, 即局部  $p$ -value 最小。而这个小段的在整个  $m_{jj}$  分布中的显著性是通过全局  $p$ -value 来评估的, 记为 BumpHunter 算法  $p$ -value, 它是通过在  $10^4$  个由本底得到的赝实验 (Pseudo-experiments) 上重复执行上述搜索过程得到的, 由此得到统计检验量  $t$  的分布之后, 可以计算出相应的 BumpHunter 算法  $p$ -value, 其含义是, 在全本底假设下, 得到的统计检验量比实际数据的观测值更加极端的几率。在一个好的拟合当中, 任何局部突出都是由本底的随机涨落引起的。这里也可以通过 BumpHunter 的来评估拟合质量, 在决定滑动窗口拟合方法的窗口长度时, 如果对应的 BumpHunter 算法  $p$ -value 大于 0.01, 我们则认为这个拟合是可以被接受的。

除此之外,  $m_{jj}$  分布的每个 bin 中数据与本底之间差异的显著性也非常重要, 为了显示这些差异, 我们使用了标准偏差中的显著性<sup>[289]</sup>。首先按式 6.3 计算每个 bin 中的  $p$ -value, 这里  $D$  和  $B$  分别表示这个 bin 里的数据事例数和本底事例数。这里计算出来的  $p$ -value 跨越多个数量级, 为了方便, 将它转化为  $z$ -value,  $z$ -value 和  $p$ -value 在表示显著性方面是等效的, 它表示一个高斯分布在右侧的标准偏差, 转化关系如下:

$$p - value = \sum_{z-value}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (6.5)$$

这里仅  $z$ -value 为正数的情况被考虑进来, 相应的  $p$ -value  $\leq 0.5$ , 其他情况的偏差都极小。随后根据 bin 中数据和本底的大小关系为  $z$ -value 附加一个正负号, 当本底事例数大于数据事例数时,  $z$ -value 取正号, 当本底事例数小于数据事例数时,  $z$ -value 取负号。 $z$ -value 比较大就表明相应的 bin 里数据和本底之前存在显著的偏差。

### 6.5.3 有效性验证

在搜索实际的数据之前, 我们使用了多个由数据驱动 (Data-driven) 方法得到的  $m_{jj}$  本底来验证这种拟合本底策略的有效性。在 1b 和 2b 信号区, 由于来自 QCD

过程的 MC 样本的统计量较低, 我们使用 ABCD 方法来获取用于验证的  $m_{jj}$  本底, 这种方法已经在上一轮的类似分析中得到成功应用<sup>[272]</sup>, 这里使用 DL1r 在 77% 的工作点下再次应用。首先, 根据事例中两个不相关的变量  $|y^*|$  和 **b-jet** 标定数目将数据分为四个区域:

- (1) 区域 A: 事例中两个领头 jet 满足  $|y^*| > 0.8$ , 对于 1b 信号区, 被标定的 **b-jet** 有一个, 对于 2b 信号区, 两个都被标定为 **b-jet**;
- (2) 区域 B: 事例中两个领头 jet 满足  $|y^*| < 0.8$ , 对于 1b 信号区, 被标定的 **b-jet** 有一个, 对于 2b 信号区, 两个都被标定为 **b-jet**;
- (3) 区域 C: 事例中两个领头 jet 满足  $|y^*| > 0.8$ ;
- (4) 区域 D: 事例中两个领头 jet 满足  $|y^*| < 0.8$ 。

通过反转  $|y^*|$  的筛选条件, 区域 A 和 C 中的信号残余可以忽略不计, 信号区即区域 B 中的数据可以通过以下式子推断:

$$N_B = N_D \epsilon \quad (6.6)$$

其中  $N_B$  和  $N_D$  分别是区域 B 和区域 D 中相应事例数,  $\epsilon$  是通过区域 A 和 C 得到的 **b-jet** 标定效率, 它主要和 jet 的  $p_T$  和  $\eta$  相关, 因此这里使用了二维效率映射, 映射关系是通过反转分析中  $|y^*|$  的筛选条件得到的。这里首先需要定义如下三个映射关系才能充分考虑到领头 jet 和次领头 jet 之间的关联性:

- (1) 要求事例中领头 jet 被标定为 **b-jet**, 同时对次领头 jet 没有标定要求。这个映射关系记为  $\epsilon_{j1}$ 。
- (2) 要求事例中次领头 jet 被标定为 **b-jet**, 同时对领头 jet 没有标定要求。这个映射关系记为  $\epsilon_{j2}$ 。
- (3) 要求事例中领头 jet 和次领头 jet 都被标定为 **b-jet**。这个映射关系记为  $\epsilon_{j1j2}$ 。

图 6.14 展示了从区域 A 和 C 得到的这三个映射关系, 随后, 对于 1b 信号区, 式 6.6 中效率映射关系  $\epsilon_{1b}$  由如下式子计算得到:

$$\epsilon_{1b} = \epsilon_{j1} + \epsilon_{j2} - \epsilon_{j1}\epsilon_{j1j2} \quad (6.7)$$

而对于 2b 信号区, 式 6.6 中效率映射关系  $\epsilon_{2b}$  由以下式子计算:

$$\epsilon_{2b} = \epsilon_{j1}\epsilon_{j1j2} \quad (6.8)$$

接着, 可以用这个映射关系来给区域 D 中相应  $p_T$ - $\eta$  区间的事例赋予权重, 并得到我们所估计的区域 B 也就是 1b 和 2b 信号区的  $m_{jj}$  本底。

为了验证 ABCD 方法, 我们使用 ATLAS 在 2016 年收集的已发表结果的且未发现显著的新物理信号的数据<sup>[271-272]</sup> 中一小部分进行了测试, 如图 6.15 所示, 是利用 ABCD 方法得到的信号区  $m_{jj}$  本底和实际数据中  $m_{jj}$  的对比, 左图对应于 1b

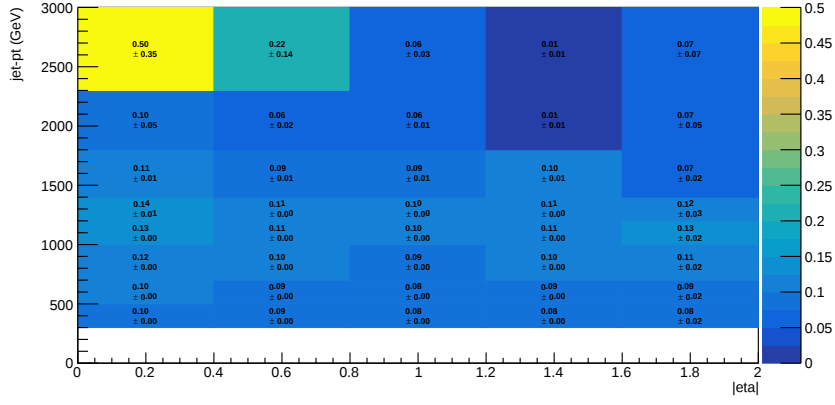
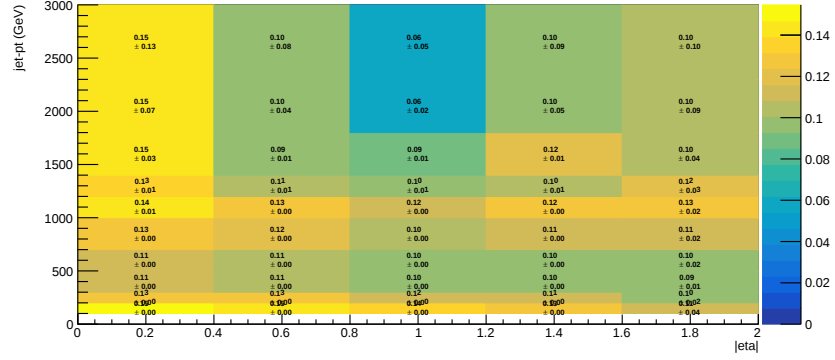
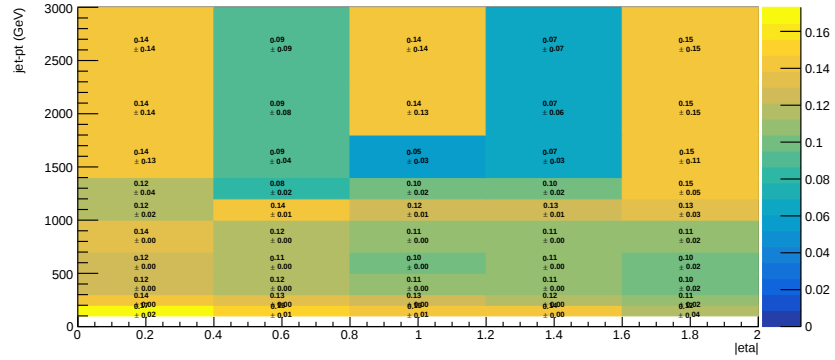

 (a) 映射关系  $\epsilon_{j1}$ 

 (b) 映射关系  $\epsilon_{j2}$ 

 (c) 映射关系  $\epsilon_{j1j2}$ 

图 6.14 ABCD 方法中三个映射关系: (a)  $\epsilon_{j1}$ ; (b)  $\epsilon_{j2}$ ; (c)  $\epsilon_{j1j2}$ 。在第 6.5.3 小节中有相应的定义。

信号区, 右图对应于 2b 信号区。可以看到它们之间符合的非常好, 这也表明 ABCD 方法得到了有效的验证。

随后, 通过在全部的数据上应用 ABCD 方法, 我们得到了 1b 和 2b 信号区的

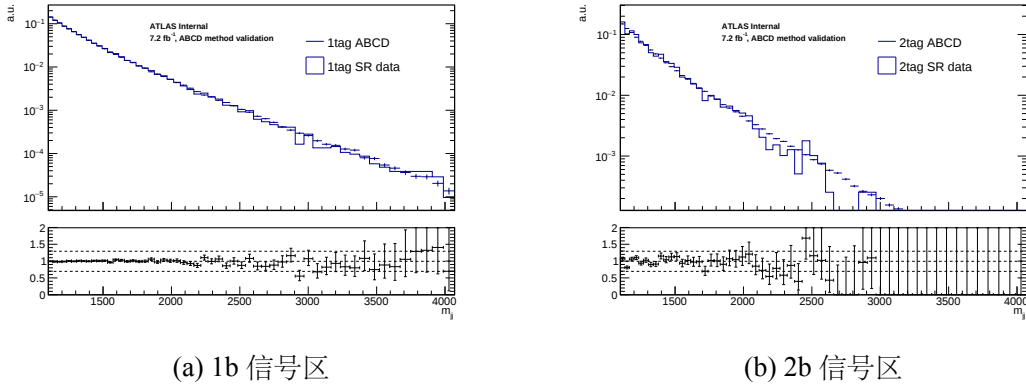


图 6.15 ABCD 方法的有效性验证：利用 ABCD 方法得到的信号区  $m_{jj}$  本底和实际数据中  $m_{jj}$  的对比。左图是对应于 1b 信号区，右图是对应于 2b 信号区。

$m_{jj}$  本底，用来验证拟合本底策略的有效性。应用 BumpHunter 算法之后，图 6.16 展示了验证结果，左图对应于 1b 信号区，右图对应于 2b 信号区。其中全局的  $\chi^2$  p-value 都远大于 0.05。蓝色的垂线标记的是数据相对于本底中差异最显著的局部小段，该小段的统计显著性即 BumpHunter 算法 p-value 分别显示在图中左下方，为 0.49 和 0.91，远高于我们设定的阈值 0.01，这表明我们的拟合本底策略在 1b 和 2b 信号区是有效的。图中还显示了由 z-value 表征的每个 bin 中数据与本底之间差异的显著性。

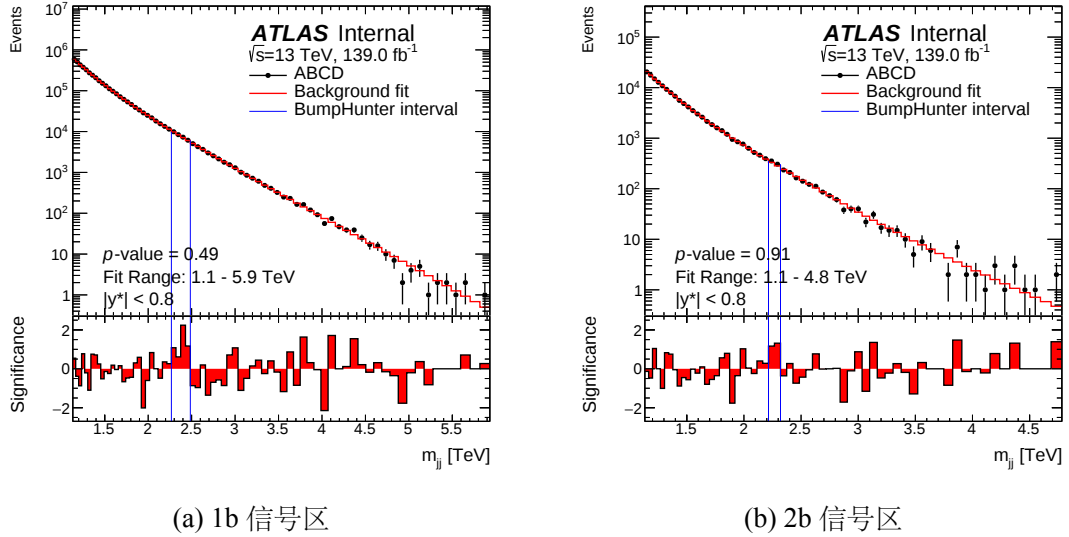


图 6.16 拟合本底策略的有效性验证。左图是对应于 1b 信号区，右图是对应于 2b 信号区，蓝色的垂线标记的是数据相对于本底中差异最显著的局部小段，该小段的统计显著性即 BumpHunter 算法 p-value 显示在左下方。图中还显示了由 z-value 表征的每个 bin 中数据与本底之间差异的显著性。

在全包含信号区，由于没有一个合适的由本底主导的控制区，于是我们将上

一轮分析<sup>[290]</sup>中  $37\text{fb}^{-1}$  数据的  $m_{jj}$  本底按比例放大到  $139\text{fb}^{-1}$ ，然后对每个 bin 进行泊松随机涨落，得到一个用于验证的  $m_{jj}$  本底，图 6.17 展示了验证结果，其中 BumpHunter 算法 p-value 是 0.94，这表明我们的拟合本底策略在全包含信号区也是有效的。

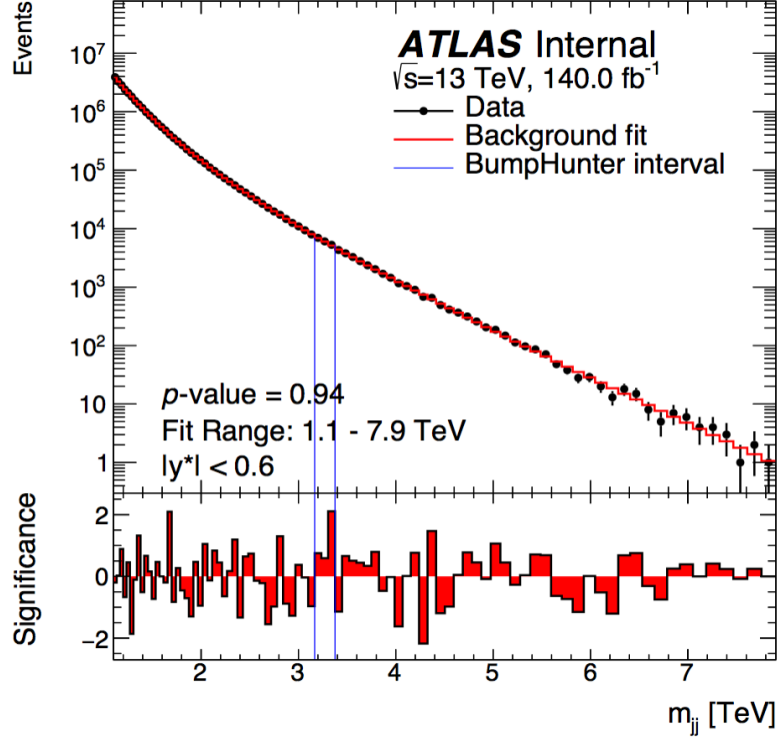


图 6.17 全包含信号区中拟合本底策略的有效性验证。蓝色的垂线标记的是数据相对于本底中差异最显著的局部小段，其显著性显示在左下方。

在这些  $m_{jj}$  本底上，我们还进行了信号注入测试和假信号测试来验证拟合方法的有效性。在信号注入测试中，我们将不同信号的不变质量和这些  $m_{jj}$  本底分布叠加，然后用拟合本底策略和 BumpHunter 算法来测试其对信号的灵敏度，结果发现，除了对于高质量区相对宽度<sup>①</sup>为 15% 的高斯信号，其他信号都能成功的被定位。对于那些定位失败的高斯信号，我们在第 6.7.2 小节中上限设置阶段进行了相应的截断。接着，对于那些能被成功定位的信号，我们会评估在信号注入的窗口中用信号加本底拟合能否成功的将信号提取出来，结果表明，提取出来的信号量在统计误差范围内与注入的信号量一致。

在假信号测试中，对于不同质量的信号，我们用信号加本底拟合这些  $m_{jj}$  本底，所提取出来的信号量作为假信号的评估标准，这些测试是为了评估拟合本底

① 相对宽度定义为  $\frac{\sigma_x}{m_x}$ ， $\sigma_x$  其中是信号宽度， $m_x$  为信号质量。

策略的稳定性和拟合函数对本底的建模能力。在全包含信号区，除了相对宽度为 15% 的高斯信号，其他信号的测试都没有表现出显著的偏差。对于相对宽度为 15% 的高斯信号，在数据量很小的高质量区间，提取出来的信号量高达拟合本底的统计误差的 12%。在 1b 和 2b 信号区，对于所有的信号，提取出来的信号量都在拟合本底的统计误差的 10% 到 20% 之间。对于这些受影响较大的信号，我们会引入一个相应的系统误差，在第 6.6.1 小节将会提到。

#### 6.5.4 搜索结果

图 6.18 展示了三个不同的信号区所观测到的  $m_{jj}$  分布及相应的搜索结果。为了显示直观，我们将预期的信号放大了 10 倍到 1000 倍不等，并堆叠在拟合本底上。在全包含信号区，对于  $|y^*| < 0.6$  和  $|y^*| < 1.2$  的筛选条件，全局的  $\chi^2$  p-value 分别为 0.08 和 0.078，在 1b 和 2b 信号区，全局的  $\chi^2$  p-value 分别是 0.92 和 0.16。图中蓝色的垂线是 BumpHunter 算法标记的数据相对于本底中差异最显著的局部小段，该小段的统计显著性分别显示在图中右下方，对于全包含信号区  $|y^*| < 0.6$  和  $|y^*| < 1.2$  的情形，分别为 0.49 和 0.91，对于 1b 和 2b 信号区，分别为 0.69 和 0.83，它们都远高于我们设定的阈值 0.01，因此我们并没有观测到显著的新物理信号。图中还显示了由 z-value 表征的每个 bin 中数据与本底之间差异的显著性。

### 6.6 系统误差

#### 6.6.1 本底误差

我们考虑了两种影响本底估计的系统误差，它们分别是由数据样本大小限制所带来的拟合误差和由拟合函数的选择所带来的选择误差。为了估计这些误差，我们使用拟合  $m_{jj}$  本底通过柏松随机涨落产生了  $\sim 10^4$  个赝实验，本节中提到的所有误差都是指相对于拟合  $m_{jj}$  本底的差异。通过在这些赝实验上重复第 6.5 小节中描述的本底估计方法， $m_{jj}$  中每个 bin 的拟合误差是所有赝实验在对应的 bin 中拟合本底的均方根，除了对于全包含信号区  $|y^*| < 1.2$  的情形，其在  $m_{jj} = 2\text{TeV}$  时大约为 0.1%，在高质量的尾部区域增加到 30%–40%，对于全包含信号区  $|y^*| < 1.2$  的情形，尾部比较长，在高质量区间  $m_{jj} = 9.6\text{TeV}$  左右有一个孤立的事例，拟合误差较大，但是在  $m_{jj} = 8\text{TeV}$  左右，拟合误差也在 30%–40%。

而选择误差是通过用标准函数和备选函数分别拟合那些赝实验得到的，本节中所说的拟合是指滑动窗口拟合。标准函数指式 6.2 中定义的参数函数，为了决定备选函数的形式，我们进行了多种尝试，每次拟合的函数相对于标准函数最多具有一个附加的自由参数，在要求其满足拟合标准的同时，拟合结果与标准函数的

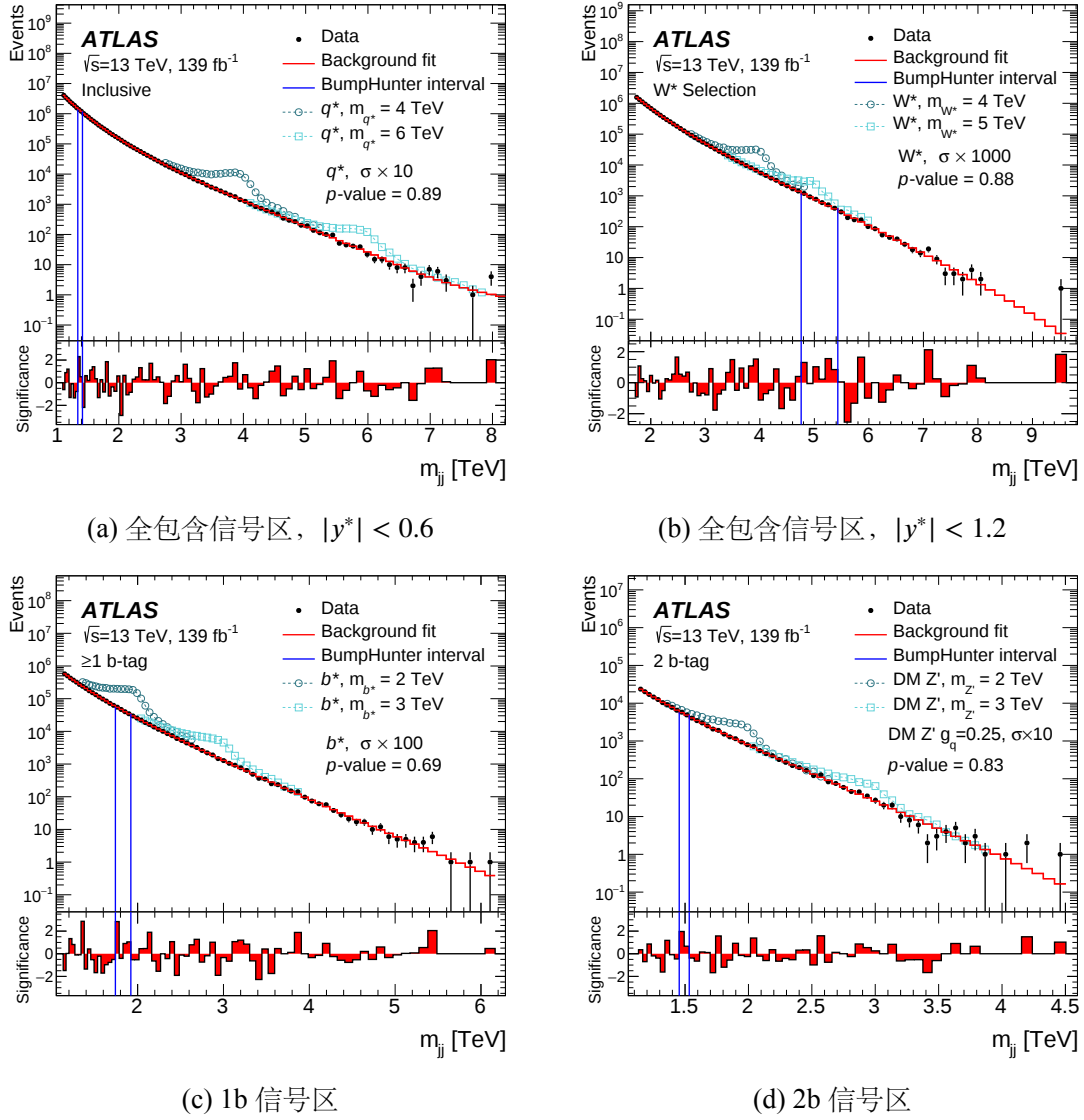


图 6.18 三个不同的信号区所观测到的  $m_{jj}$  分布及相应的搜索结果<sup>[18]</sup>: (a) 全包含信号区,  $|y^*| < 0.6$  的筛选条件; (b) 全包含信号区,  $|y^*| < 1.2$  的筛选条件; (c) 1b 信号区; (d) 2b 信号区。蓝色的垂线标记的是数据相对于本底中差异最显著的局部小段, 其统计显著性即 BumpHunter 算法 p-value 显示在右下方。图中还显示了由 z-value 表征的每个 bin 中数据与本底之间差异的显著性。

拟合结果差异最大的那个函数将作为用来评估选择误差的备选函数。在全包含信号区, 所决定的备选函数形式是  $f(x) = p_1(1-x)^{p_2}x^{p_3+p_4 \ln x+p_5x}$ , 在 1b 和 2b 信号区, 所决定的备选函数都为  $f(x) = p_1(1-x)^{p_2+p_3x}x^{p_4+p_5 \ln x}$ , 随后, 我们将用两种函数分别拟合的结果之间差异的平均值作为选择误差, 其在高质量区域达到了 10%。

图 6.19 总结了三个信号区中影响本底估计的两种系统误差。其中底部深蓝色虚线表示拟合误差, 浅蓝色虚线表示选择误差。

另外, 基于第 6.5.3 小节中假信号测试的结果, 我们还考虑了一种影响本底建模的系统误差。在全包含信号区, 仅对于相对宽度为 15% 的高斯信号, 这种系统

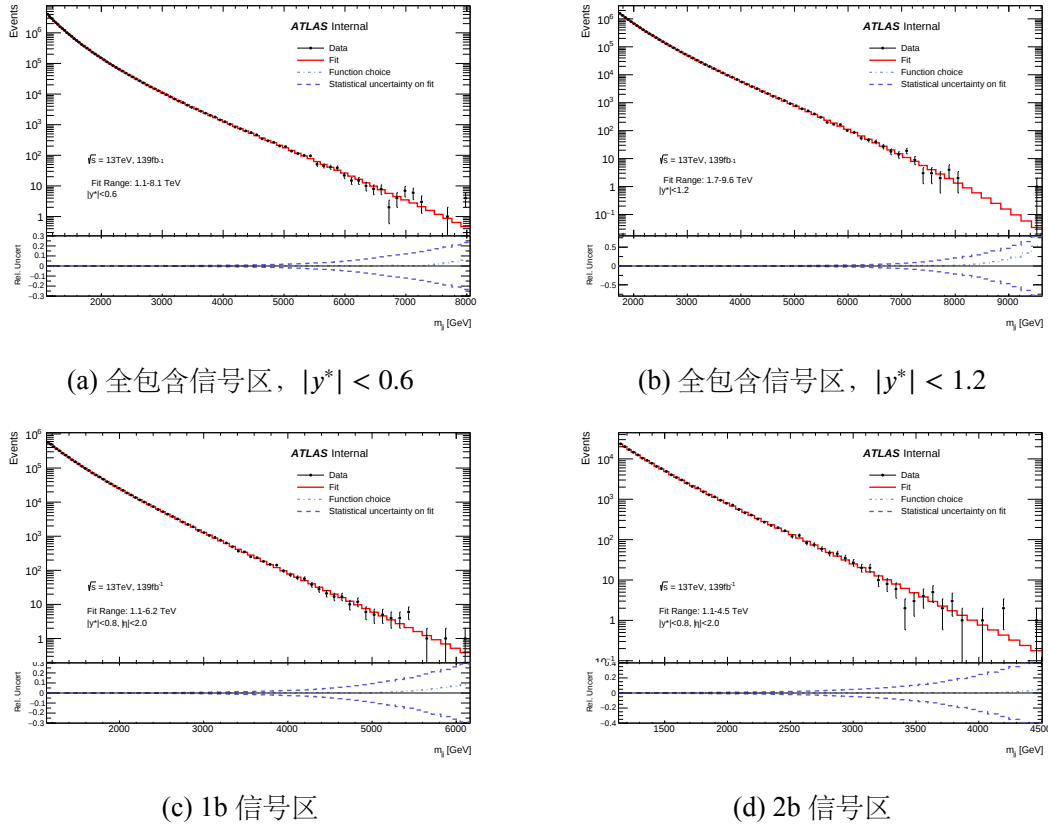


图 6.19 不同信号区中影响本底估计的两种系统误差：(a) 全包含信号区， $|y^*| < 0.6$  的筛选条件；(b) 全包含信号区， $|y^*| < 1.2$  的筛选条件；(c) 1b 信号区；(d) 2b 信号区。其中深蓝色的虚线表示由数据样本大小限制所带来的拟合误差，浅蓝色虚线表示由拟合函数的选择所带来的选择误差。

误差才被考虑进去。在 1b 和 2b 信号区，根据所观测到的影响大小，我们针对每个不同的信号，分别考虑了这种系统误差。

### 6.6.2 信号误差

由 MC 模拟产生的信号的主要系统误差包括与 jet 建模相关的 jet 能量刻度 (Jet energy scale, JES) 和分辨率 (Jet energy resolution, JER) 误差、b-jet 标定效率误差、PDF 选择误差和积分亮度误差。利用质心系能量为 13TeV 的数据和 MC 样本中的 jet，ATLAS 合作组用各种不同的方法估计了相应的 JES 和 JER 误差<sup>[282]</sup>。这里我们将它们都应用到所有信号当中，来评估它们对信号的影响，结果发现，在不变质量小于 5TeV 时，JES 误差小于 jet 横动量的 2%，在不变质量较高的区间，JES 误差在 jet 横动量的 4% 左右，而 JER 误差在整个不变质量区间都是在 3% 和 6% 之间变化。

在 1b 和 2b 信号区，b-jet 标定效率误差占主导地位，在 jet  $p_T < 400\text{GeV}$  的情况下，它是用  $t\bar{t}$  事例丰富的数据来测量的，随后，用 MC 样本将测得的误差外推

到感兴趣的高横动量区间<sup>[284]</sup>。这里我们考虑了多种贡献，包括与径迹和 jet 重建、b 强子建模以及探测器材料与 b 强子之间的相互作用相关的贡献。结果发现，在 jet 横动量为 90GeV 左右，这个误差为 2%，而在 jet 横动量为 3TeV 左右，增加到 20%，如图 6.12 所示。

对于大部分信号，与 PDF 选择和潜在事例校准方法选择相关的信号接收度误差接近 1%，在高质量区达到 4%。对于积分亮度误差，ATLAS 使用切伦科夫亮度探测器作为主要的亮度探测器，得到的总积分亮度的误差为 1.7%<sup>[291]</sup>，这个误差也被应用到了信号的归一化当中。

## 6.7 上限设置

### 6.7.1 统计方法

由于在预期的本底上没有观察到显著的偏差，我们在频率论框架下<sup>[292]</sup>用  $CL_s$  方法<sup>[293]</sup>对这些基准信号进行了约束。在  $CL_s$  方法当中，当考虑一个具体的信号模型和数据的兼容性，在信号加本底假设下，第  $i$  个 bin 中的事例期望值为：

$$v_i(\vec{\theta}, \theta_{sp}) = \mu s_i(\vec{\theta}) + b_i(\vec{\theta}) + m_i(\theta_{sp}) \quad (6.9)$$

其中  $\mu$  是信号强度，它是主要参数， $s_i(\vec{\theta})$  和  $b_i(\vec{\theta})$  分别是在给定次要参数  $\vec{\theta}$  的情况下期望的信号和本底事例数， $\theta_{sp}$  是基于第 6.5.3 小节中假信号测试引入的系统误差， $m_i(\theta_{sp})$  是对应的期望事例数。通过引入按高斯分布  $C(\vec{\theta})$  变化次要参数  $\vec{\theta}$ ，可以将第 6.6 节中考虑的本底和信号误差计入到上限设置当中。在期望值  $v_i$  给定之后，对于一个总 bin 数为  $N$  的分布，观测到第  $i$  个 bin 的事例数为  $n_i$  的概率由似然函数来表征：

$$\begin{aligned} L(\mu, \vec{\theta}, \theta_{sp}) &= \prod_{i=1}^N P_{pois}(n_i | v_i(\vec{\theta}, \theta_{sp})) \times C(\vec{\theta}) \\ &= \prod_{i=1}^N \frac{(\mu s_i(\vec{\theta}) + b_i(\vec{\theta}) + m_i(\theta_{sp}))^{n_i}}{n_i!} e^{-(\mu s_i(\vec{\theta}) + b_i(\vec{\theta}) + m_i(\theta_{sp}))} \times C(\vec{\theta}) \end{aligned} \quad (6.10)$$

接着定义一个用于对信号强度  $\mu$  进行假设检验的似然比函数：

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\vec{\theta}})}{L(\hat{\mu}, \hat{\vec{\theta}})} \quad (6.11)$$

分子中  $\hat{\vec{\theta}}$  是在  $\mu$  给定情况下的极大似然估计，因此是  $\mu$  的函数，而分母  $L(\hat{\mu}, \hat{\vec{\theta}})$  不受限制， $\lambda(\mu)$  的值可以从 0 变化到 1，取 1 时表示给定的  $\mu$  值假设与数据很吻合。

随后可以定义一个用于给信号强度  $\mu$  设置上限的统计检验量  $q_\mu$ ：

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \text{if } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{if } \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (6.12)$$

对于一个所观测到的统计检验量  $q_{\mu,obs}$ ，相应的 p-value 为：

$$p_\mu = \int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu | \mu, \hat{\theta}_\mu) dq_\mu \quad (6.13)$$

其中  $f(q_\mu | \mu, \hat{\theta}_\mu)$  是在假设信号强度为  $\mu$  并且  $\hat{\theta}_\mu$  为其极大似然估计时的概率分布函数。最后，为了设置上限，定义如下置信度变量：

$$CL_s \equiv \frac{CL_{s+b}}{CL_b} = \frac{p_\mu}{1 - p_0} = \frac{\int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu | \mu, \hat{\theta}_\mu) dq_\mu}{\int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu | 0, \hat{\theta}_0) dq_\mu} \quad (6.14)$$

这种上限计算方式在处理本底上出现少量信号的情形下的置信度上限时有一定优势<sup>[293]</sup>，图 6.20 是用统计检验量的概率分布函数形象表示  $CL_s$ ，信号强度  $\mu$  的 95% 的置信度上限可以由式：

$$CL_s = 1 - 0.95 = 0.05 \quad (6.15)$$

的解给出。

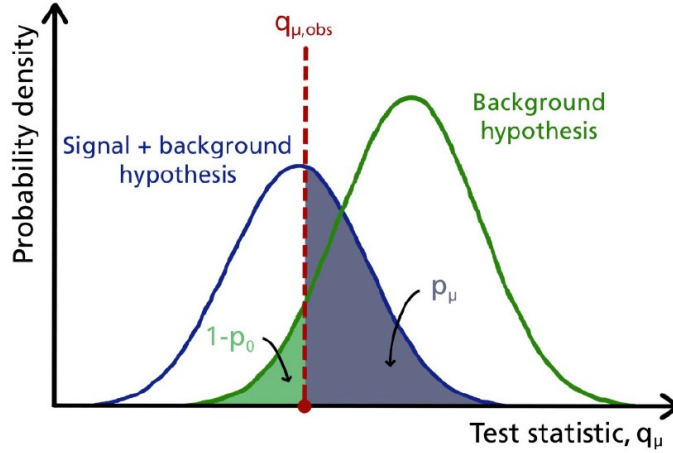


图 6.20 用  $CL_s$  方法对信号强度  $\mu$  设置上限。图中用统计检验量的概率分布函数形象表示  $CL_s$ 。

这个分析当中，信号强度  $\mu$  的上限会转换为给定数据积分亮度下信号  $\sigma \times A \times$

$BR$  或者  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限：

$$\sigma \times A \times \epsilon \times BR = \frac{\mu \times N_s}{L} \quad (6.16)$$

其中  $\sigma$  是信号的散射截面， $A$  是接收度， $BR$  是衰变成两个 jet 的分支比， $\epsilon$  是 b-jet 标定效率， $N_s$  是总的信号事例数， $L$  是数据总积分亮度。统计检验量的概率分布函数可以通过渐近近似 (The asymptotic approximation) 的解析公式来近似描述<sup>[294]</sup>，它能大大减少计算上限所需要的时间，这里我们用 2015 年和 2016 年 ATLAS 收集的总积分亮度为  $36.1\text{fb}^{-1}$  的数据和  $q^*$  信号对这种渐近近似方法进行了验证，如图 6.21 所示，我们对比了用渐近近似方法得到的信号上限和用传统的产生赝实验的方法得到的信号上限，左上图对应于渐进近似方法，右上图对应于赝实验方法，中下图是期望上限的比值。结果并没有发现显著的偏差，因此分析中采用了渐近近似的方法来描述概率分布函数。其中信号散射截面的理论误差没有考虑进来。为了保证连续性，我们会在已设置上限的质量点之间进行连续的对数插值。对于我们考虑到的信号模型，新粒子的耦合强度要比微扰 QCD 项的尺度大得多，因此其与 QCD 的干涉项可以忽略。

### 6.7.2 上限设置结果

在全包含信号区，我们对信号  $\sigma \times A \times BR$  设置了排除上限。得到的  $q^*$ 、QBH、 $W'$  和  $W^*$  信号的排除上限如图 6.22 所示，图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限，黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限，绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm\sigma$  和  $\pm2\sigma$  误差带，蓝色的虚线对应于理论预期线。

图 6.23 展示了对 DM  $Z'$  的约束结果，图中展现的是 DM  $Z'$  模型中耦合常数  $g_q$  即  $g_{SM}$  的上限，所模拟的 DM  $Z'$  信号质量和耦合常数  $g_q$  的间隔分别为  $0.5\text{TeV}$  和  $0.05$ 。通过先在  $g_q$  之间进行插值然后在 DM  $Z'$  质量之间进行插值，我们在点与点之间绘制一条平滑的曲线。在给定的质量点，散射截面会随着  $g_q$  的增加而增大，因此上方未被填充的区域将会被排除。

在 1b 和 2b 信号区，我们对信号  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  设置了排除上限。图 6.24 展示了 1b 信号区中  $b^*$  信号的排除上限，然后图 6.25 展示的是 2b 信号区中 DM  $Z'$ 、SSM  $Z'$  和 KK 引力子信号的排除上限。

表 6.2 总结了我们得到的不同基准信号的质量下限。对于 DM  $Z'$  模型，在信号质量  $1.5\text{TeV}$  为左右，来自 2b 信号区的约束与全包含信号区的约束是相当的，但是在高质量区，由于 b-jet 重建效率的损失，使得来自 2b 信号区的约束比全包含信号区的约束要弱。对于衰变到 b 夸克末态分支比更大的新共振态，1b 和 2b 信号区将会具有更高的灵敏度。

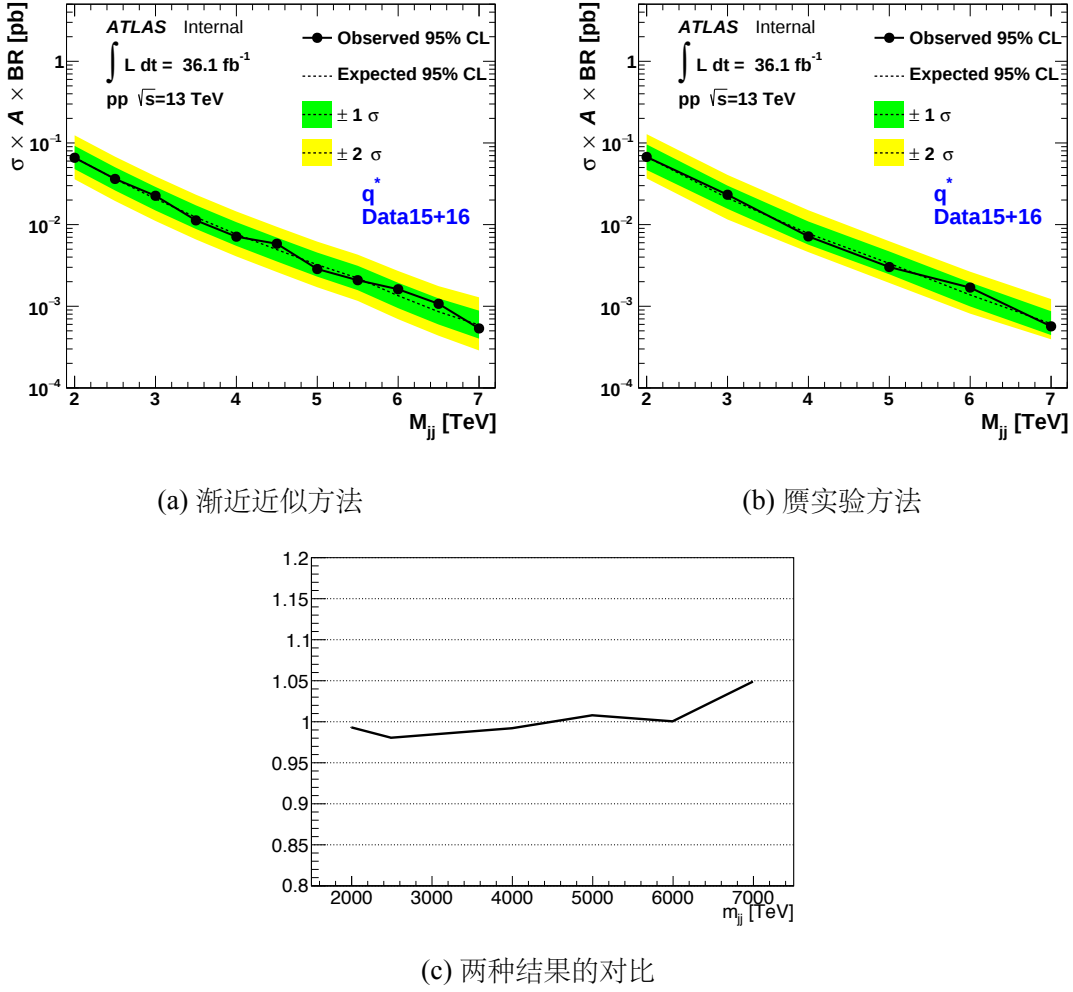


图 6.21 上限设置中渐近近似方法的有效性验证。(a) 使用渐近近似方法得到的 95% 置信度上限；(b) 使用实验得到的 95% 置信度上限；(c) 两种结果中期望上限的比值。

在图 6.26 中，我们也对以 dijet 末态形式衰变的一般高斯信号的有效散射截面  $\sigma \times A \times BR$  或  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  设置了排除上限，这里的 BR 是指衰变末态为两个 jet 所占的分支比，在 1b 和 2b 信号区，上限中还包含了 b-jet 标定效率  $\epsilon$ 。并且，我们在探测器重建的水平上测试了信号质量和宽度不同的高斯信号，信号宽度的范围从接近探测器分辨率大约 3% 的相对宽度变化到 15% 的相对宽度，由于滑动窗口拟合方法对信号的灵敏度有限，因此这里并未考虑更宽的信号。同时我们引入了一个基于 MC 的转移矩阵来联系粒子层面的观测值和重建层面的观测值，并用它来弥补探测器响应带来的影响<sup>[290]</sup>。对于 15% 的高斯信号，在高质量区，基于第 6.5.3 小节中信号注入测试的结果，我们对排除限进行了相应的截断。在全包含信号区，质量为 1.5TeV 的高斯信号的有效散射截面的排除上限大约在 30-70fb 之间，质量为 6TeV 的高斯信号的有效散射截面的上限大约在 0.08-0.2fb 之间。在 1b 和 2b 信号区，高斯信号质量为 1.5TeV 时，有效散射截面的上限分别约在 5-20fb 和

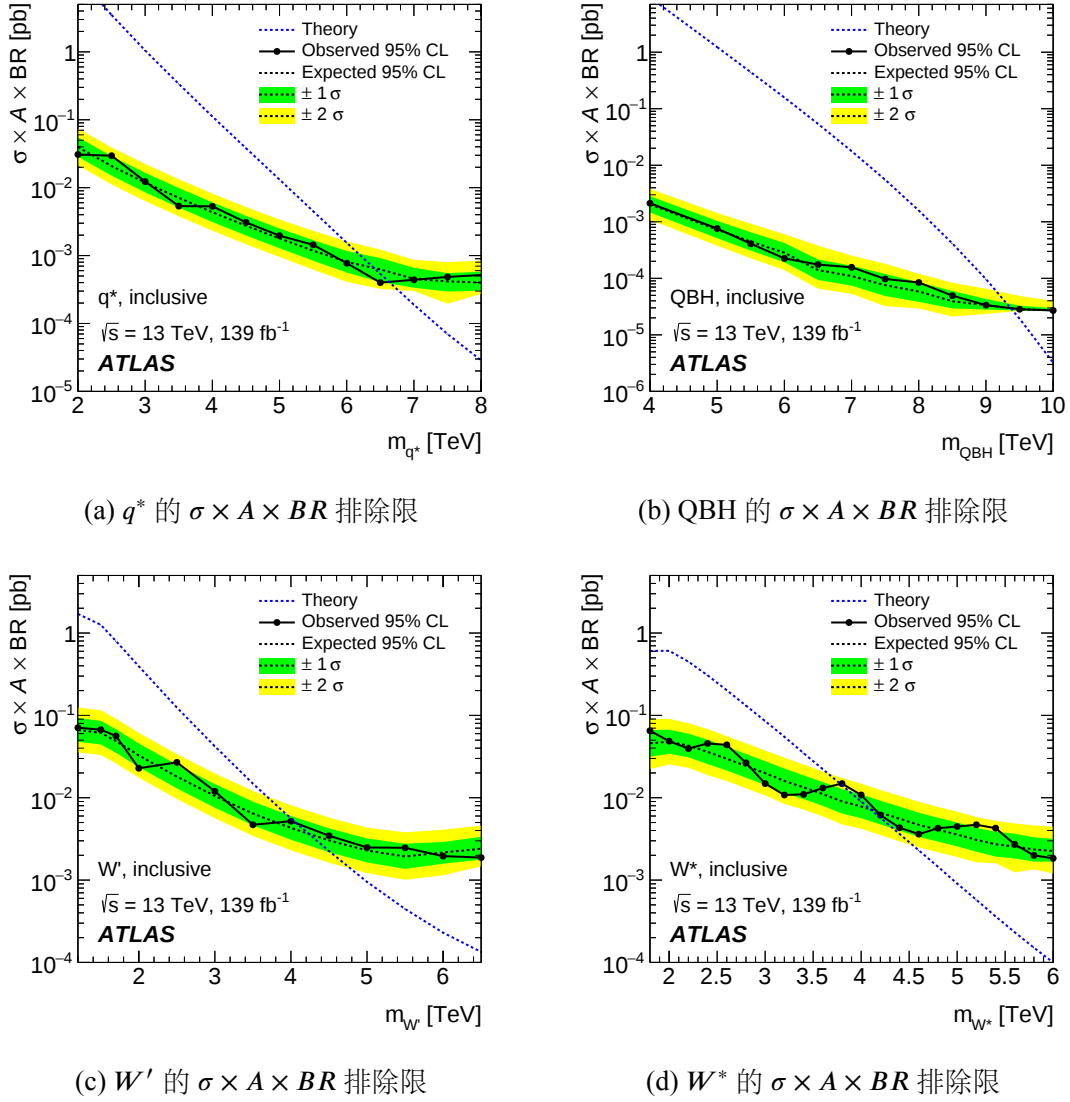


图 6.22 全包含信号区中, 不同信号  $\sigma \times A \times BR$  的 95% 置信度上限随着信号质量的变化<sup>[18]</sup>: (a)  $q^*$ ; (b) QBH; (c)  $W'$ ; (d)  $W^*$ 。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm 1\sigma$  和  $\pm 2\sigma$  误差带, 蓝色的虚线对应于理论预期线。

4-6fb 之间。在 1b 信号区, 最高的质量点在 5TeV, 对应的上限在 0.1-0.4fb 之间, 在 2b 信号区, 最高的质量点在 4.5TeV, 对应的上限约为 0.04fb。

与 ATLAS 合作组上一轮分析使用贝叶斯方法<sup>[295]</sup>得到的结果<sup>[296]</sup>相比, 这个分析受益于 b-jet 标定算法 DL1r 和与之相关的系统误差的显著改进。图 6.27 展示了 DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限在当前和上一轮分析的期望值, 其中蓝色虚线表示在假定分析策略和系统误差不变的情况下, 由上一轮分析 36.1fb<sup>-1</sup> 数据的结果按统计量放大到当前 139fb<sup>-1</sup> 数据的预期上限值, 红色虚线表示当前我们所得到的结果, 可以看到, 在我们所研究的质量范围内, 除去积分亮

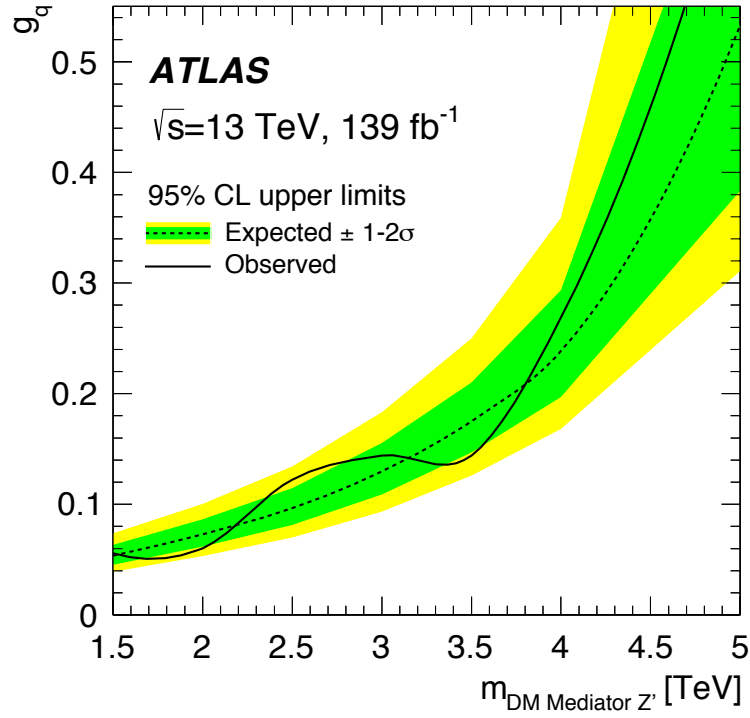


图 6.23 全包含信号区中, DM  $Z'$  信号中耦合常数  $g_q$  即  $g_{SM}$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系<sup>[18]</sup>。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm\sigma$  和  $\pm 2\sigma$  误差带。

表 6.2 在 95% 置信度下, 各个基准信号的质量下限的总结<sup>[18]</sup>。

| Category  | Model                                 | Lower limit on signal mass at 95% CL |          |
|-----------|---------------------------------------|--------------------------------------|----------|
|           |                                       | Observed                             | Expected |
| Inclusive | $q^*$                                 | 6.7 TeV                              | 6.4 TeV  |
|           | QBH                                   | 9.4 TeV                              | 9.4 TeV  |
|           | $W'$                                  | 4.0 TeV                              | 4.2 TeV  |
|           | $W^*$                                 | 3.9 TeV                              | 4.1 TeV  |
|           | DM mediator $Z'$ , $g_q = 0.20$       | 3.8 TeV                              | 3.8 TeV  |
|           | DM mediator $Z'$ , $g_q = 0.50$       | 4.6 TeV                              | 4.9 TeV  |
| 1b        | $b^*$                                 | 3.2 TeV                              | 3.1 TeV  |
| 2b        | DM mediator $Z'$ , $g_q = 0.20$       | 2.8 TeV                              | 2.8 TeV  |
|           | DM mediator $Z'$ , $g_q = 0.25$       | 2.9 TeV                              | 3.0 TeV  |
|           | SSM $Z'$ ,                            | 2.7 TeV                              | 2.7 TeV  |
|           | graviton, $k/\overline{M}_{PL} = 0.2$ | 2.8 TeV                              | 2.9 TeV  |

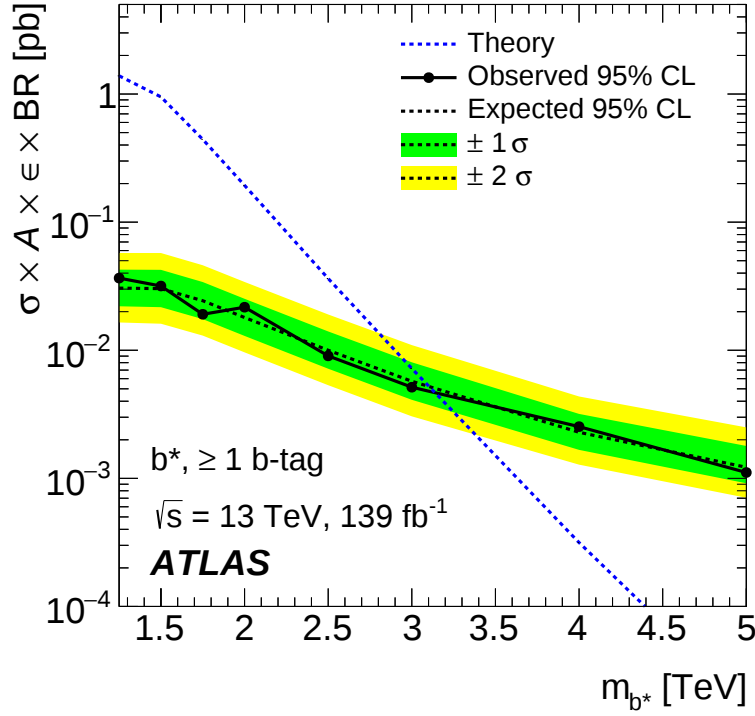
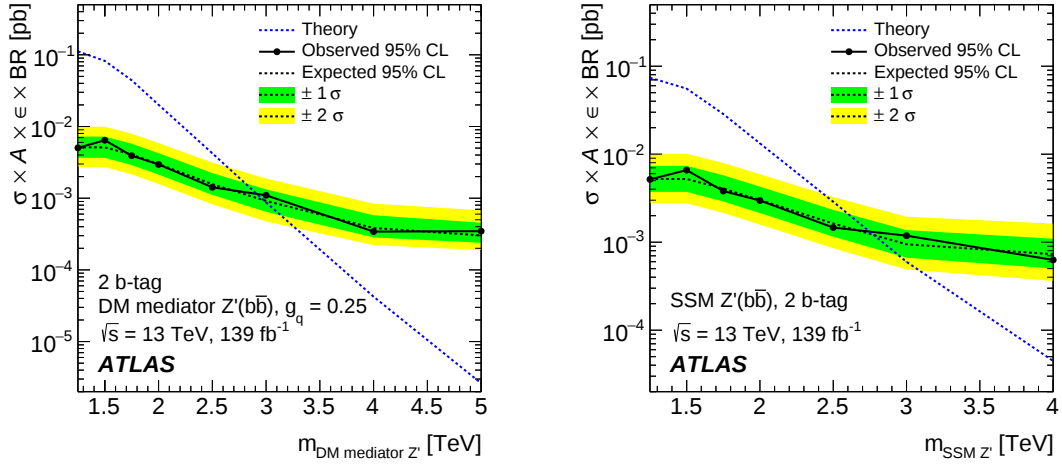


图 6.24 1b 信号区中,  $b^* \rightarrow bg$  信号  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系<sup>[18]</sup>。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm 1\sigma$  和  $\pm 2\sigma$  误差带, 蓝色的虚线对应于理论预期线。

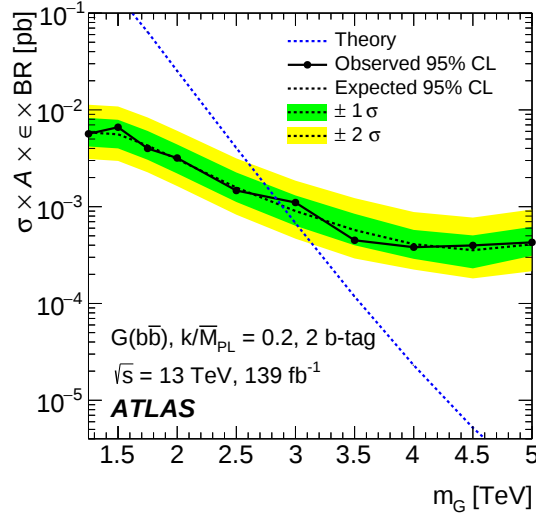
度增加的因素, 预期上限值的相对提升最大有 3.5 倍。

## 6.8 本章小结

利用由 LHC 上 ATLAS 探测器在 2015 年到 2018 年记录的质心系能量为  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  的总积分亮度为  $139\text{fb}^{-1}$  的质子-质子对撞数据, 我们通过分析事例中两个横动量最高的 jet 的不变质量谱  $m_{jj}$ , 在全包含、1b 和 2b 三个信号区中搜寻了能衰变到两个 jet 的新共振态, 在标准模型所预言的用数据驱动方法估计的平滑下降的本底上没有发现显著的新物理信号。于是我们对各种信号模型和一般的高斯信号进行了约束。比如, 在 95% 置信度下, 质量低于  $6.7\text{TeV}$  的激发态  $q^*$  信号会被排除, 对于 SSM  $Z'$  模型, 在 95% 置信度下质量低于  $2.7\text{TeV}$  的 SSM  $Z'$  信号被排除。在 1b 和 2b 信号区, 除了因积分亮度的增加带来的提升之外, 相对于上一轮类似的分析, 得益于 b-jet 标定算法 DL1r 的显著改进, 我们的灵敏度在此基础上有了更大的提升。



(a) DM  $Z'(b\bar{b})$  的  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的排除限 (b) SSM  $Z'(b\bar{b})$  的  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的排除限



(c) KK  $G(b\bar{b})$  的  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的排除限

图 6.25 2b 信号区中, 不同信号  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系<sup>[18]</sup>: (a) DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ,  $g_q = 0.25$ ; (b) SSM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$ ; (c) KK  $G \rightarrow b\bar{b}$ ,  $k/\overline{M}_{\text{PL}} = 0.2$ 。图中黑色实线表示我们观测到的 95% 置信度排除上限, 黑色的虚线表示预期的 95% 置信度排除上限, 绿色和黄色的区域表示相应的  $\pm 1\sigma$  和  $\pm 2\sigma$  误差带, 蓝色的虚线对应于理论预期线。

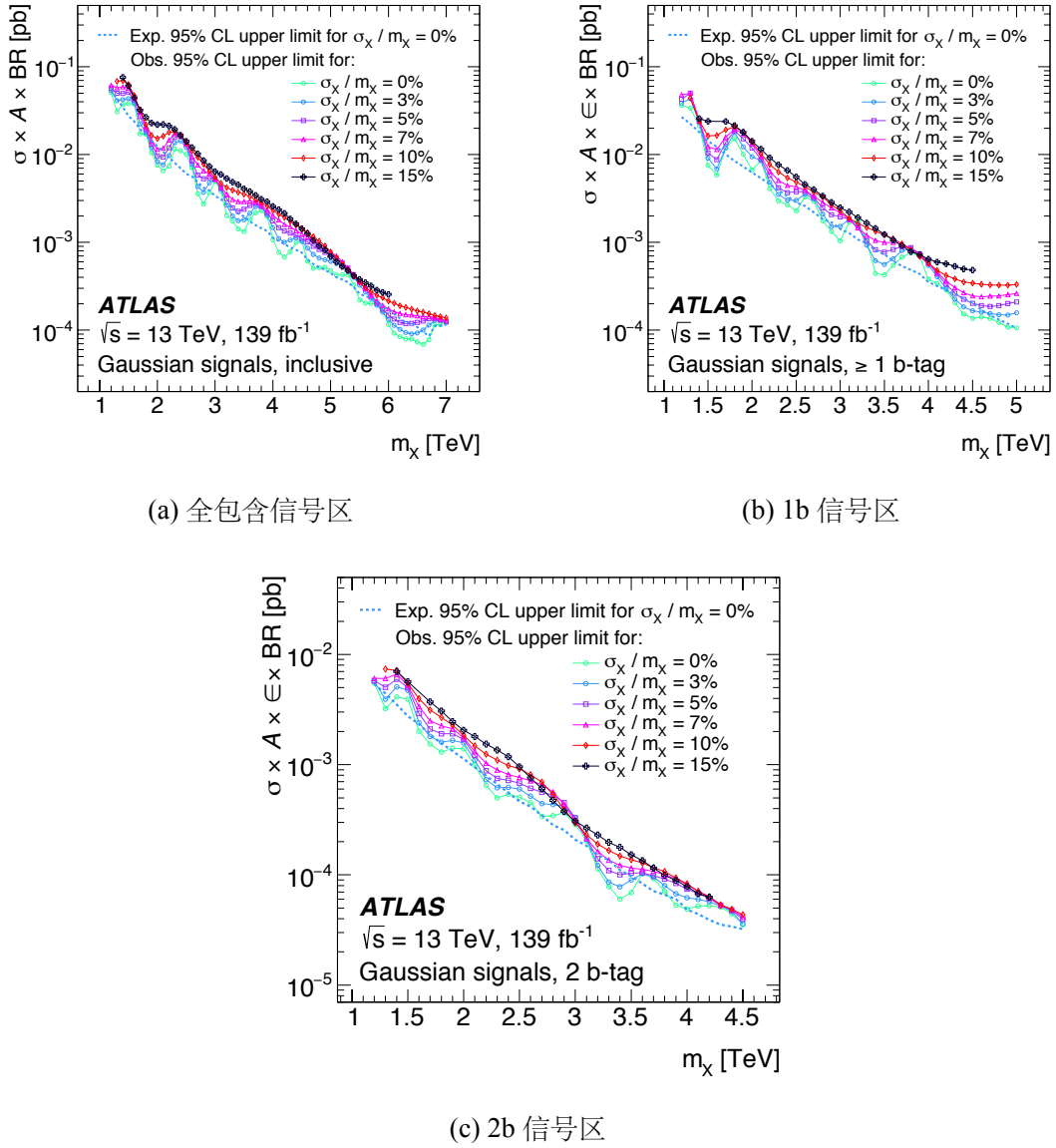


图 6.26 一般高斯信号有效散射截面  $\sigma \times A \times BR$  或  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限与信号质量  $m_X$  的关系<sup>[18]</sup>: (a) 全包含信号区; (b) 1b 信号区; (c) 2b 信号区。这里考虑了相对宽度从 0% 到 15% 的高斯信号, 并且在 1b 和 2b 信号区, 上限中还包含了 b-jet 标定效率  $\epsilon$ 。其中宽度为 0% 的高斯信号对应于相对宽度小于探测器分辨率的高斯信号, 而对于 15% 的高斯信号, 当信号注入测试结果失败时, 上限将被截断。

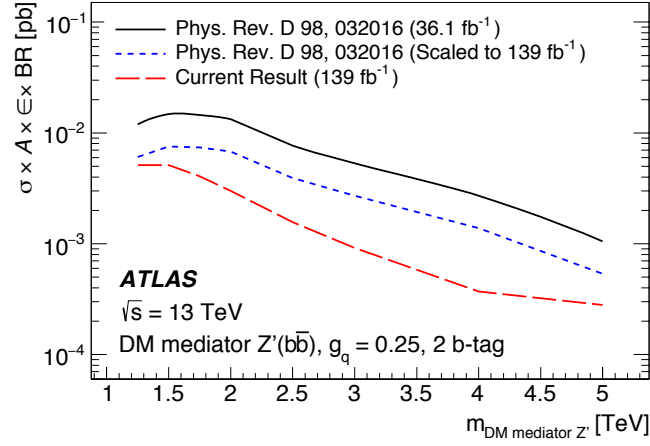


图 6.27 DM  $Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号  $\sigma \times A \times \epsilon \times BR$  的 95% 置信度上限在当前和上一轮分析的期望值<sup>[18]</sup>。蓝色虚线表示在假定分析策略和系统误差不变的情况下，由上一轮分析  $36.1\text{fb}^{-1}$  数据的结果按统计量放大到当前  $139\text{fb}^{-1}$  数据的预期上限值，红色虚线表示当前我们所得到的结果。除去积分亮度增加的因素，得益于 b-jet 标定算法 DL1r 和与之相关的系统误差的显著改进，预期上限值的相对提升最大有 3.5 倍。

## 第 7 章 工作总结及展望

这篇论文前四章描述了研究工作的理论和实验背景以及相应的物理动机。论文第 5 章展示了一种用于高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  事例标定的去质量关联算法  $D_{Xbb}$ ，从研究背景、事例产生、设计思路到算法性能做了详细的介绍。它是 ATLAS 合作组内部推荐使用的第一个高横动量  $X \rightarrow b\bar{b}$  事例的标定算法。在 ATLAS 合作组内部，这个新算法的设计方式不仅为以后高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  标定算法的开发展现了一种全新的设计方向，比如即将到来的 Run-3 计划<sup>[297]</sup>。也为其他去质量关联的标定算法提供了崭新的思路，比如  $t$  夸克和  $W$  玻色子标定<sup>[203]</sup>。而且它可以用于将来与高横动量  $H \rightarrow b\bar{b}$  过程相关的一系列分析当中，包括标准模型中希格斯玻色子性质的精确测量<sup>[51,53-54,56]</sup>，它可以显著提升高横动量区间  $H \rightarrow b\bar{b}$  过程的信号灵敏度。它也可以用于一部分与超出标准模型的新物理<sup>[57-59,298-299]</sup> 相关的分析当中，这些新物理模型能与标准模型中希格斯玻色子耦合，部分模型中的新粒子质量比较大，能衰变产生高横动量的希格斯玻色子，更能发挥新算法  $D_{Xbb}$  的优势。

其中正在使用这个新算法  $D_{Xbb}$  的物理分析有两个：其中一个是通过在衰变末态中包含一个标准模型中希格斯玻色子的衰变道来寻找暗物质媒介子  $Z'$ <sup>[298,300-301]</sup>，如图 7.1 所示是过程所对应的费曼图，产生的暗物质媒介子  $Z'$  会衰变成一个赝标量粒子  $A$  和一个标准模型的希格斯玻色子，其中  $A$  随后衰变成两个暗物质费米子  $\chi$ ，而希格斯玻色子随后衰变成  $b\bar{b}$  夸克对，在上一轮类似分析的基础上<sup>[302]</sup>，这一轮分析将会用到 Run-2 计划期间收集的全部数据和新算法  $D_{Xbb}$ ；另一个是通过在衰变末态中包含一个标准模型中希格斯玻色子的衰变道寻找超出标准模型的重规范玻色子  $Y$ <sup>[299,303-306]</sup>，图 7.2 为相应的费曼图，重粒子  $Y$  可以衰变道一个新玻色子  $X$  和一个标准模型的希格斯玻色子，其中  $X$  随后衰变成标准模型的两个夸克，而希格斯玻色子随后衰变成  $b\bar{b}$  夸克对，同样基于上一轮类似的分析<sup>[307]</sup>，现在的这个分析会使用 Run-2 计划期间的所有数据和新算法  $D_{Xbb}$ 。基于新算法  $D_{Xbb}$  优异的性能，有望能显著提高新物理信号的搜索灵敏度。

论文第 6 章呈现了物理分析在双喷注末态事例中寻找新物理的动机、事例重建和筛选过程、 $b$ -jet 标定算法、本底估计策略和搜索技术以及结果。这是  $b$ -jet 标定算法 DL1r 以 77% 的工作点第一次用于 ATLAS 实际的物理分析当中，利用 ATLAS 探测器在 Run-2 计划期间收集的所有数据，我们并没有发现显著的新物理信号，并且对多个基准模型设置了更加严格的排除限。对于大部分基准模型，这个分析的结果给出了目前为止最严格的限制<sup>[308]</sup>，比如对于暗物质  $Z'$  模型，图 7.3 展示的

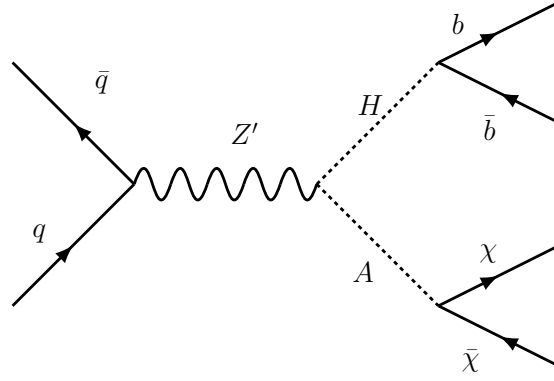


图 7.1 利用  $Z' \rightarrow H + A \rightarrow b\bar{b} + \chi\bar{\chi}$  衰变来寻找暗物质。其中是  $Z'$  暗物质媒介子，H 为标准模型中希格斯玻色子，A 为赝标量粒子， $\chi$  为暗物质费米子。

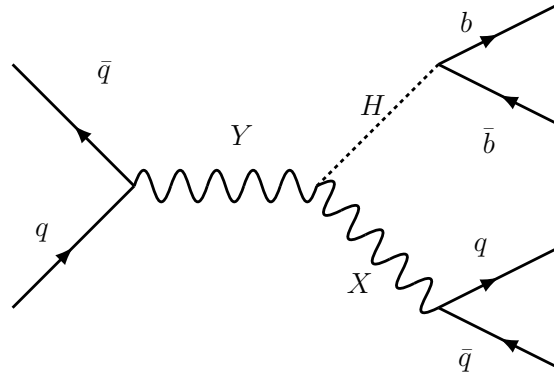


图 7.2 利用  $Y \rightarrow H + X \rightarrow b\bar{b} + q\bar{q}$  衰变来寻找超出标准模型的重规范玻色子。其中 Y 是所寻找的重规范玻色子，H 为标准模型中希格斯玻色子，X 为一个新粒子。

是 ATLAS 合作组不同分析中得到的强子型衰变的轴矢量  $Z'$  模型中耦合常数  $g_q$  即  $g_{SM}$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系，深橙色的线表示我们得到的排除限结果，上方的区域在 95% 的置信度下将会被排除，可以看到这个结果比之前的结果更加严格。

随着 Run-3 计划的到来和将来 LHC 的升级改造<sup>[297]</sup>，如图 7.4 所示，在 2027 年，高亮度大型强子对撞机 (High Luminosity Large Hadron Collider, HL-LHC) 将正式开始运转，并计划将质心系能量提高到 14TeV，而且数据总积分亮度将大大增加，达到  $3000\text{fb}^{-1}$ ，同时， $D_{Xbb}$  算法也可以用于在高横动量区间搜索衰变末态两个 jet 都被标定为 b-jet 的新粒子，这都将大大提升双喷注末态新物理的搜索灵敏度。

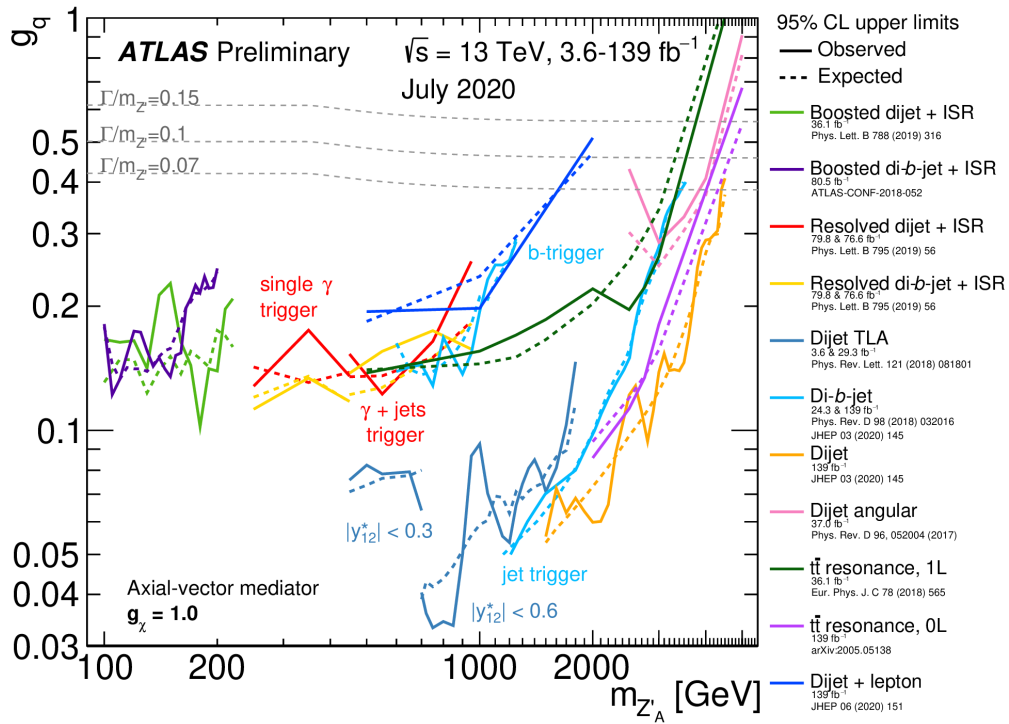


图 7.3 ATLAS 合作组不同分析中得到的强子型衰变的轴矢量  $Z'$  模型中耦合常数  $g_q$  即  $g_{SM}$  的 95% 置信度上限与信号质量的关系<sup>[308]</sup>。实线表示观测到的排除限，虚线表示预期的排除限。

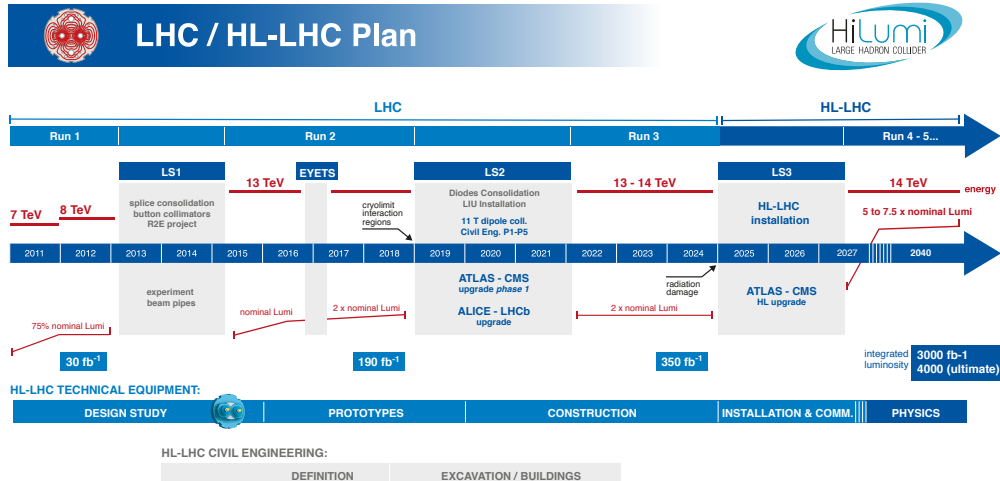


图 7.4 高亮度大型强子对撞机 (HL-LHC) 计划<sup>[297]</sup>。

## 参考文献

- [1] Einstein A. Zur elektrodynamik bewegter körper[J/OL]. Annalen der Physik, 1905, 322(10): 891-921. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19053221004>. DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19053221004>.
- [2] Dirac P A M. International series of monographs on physics 27: The principles of quantum mechanics (fourth edition, revised)[M]. Oxford University Press, 1967.
- [3] Weinberg S. Quantum theory of fields. foundations: Volume 1[M]. 1st ed. Cambridge University Press, 1995.
- [4] 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>.
- [5] Weyl H. Raum · zeit · materie: Vorlesungen über allgemeine relativitätstheorie[M]. Springer Berlin Heidelberg, 1921.
- [6] 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>.
- [7] Higgs P W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13:508-509. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [8] Higgs P W. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons[J/OL]. Phys. Rev., 1966, 145:1156-1163. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156>.
- [9] Englert F, Brout R. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13:321-323. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [10] Hasert F J, et al. Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment[J/OL]. Phys. Lett. B, 1973, 46:138-140. DOI: 10.1016/0370-2693(73)90499-1.
- [11] Banner M, Battiston R, Bloch P, et al. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the cern pp collider[J/OL]. Physics Letters B, 1983, 122(5):476 - 485. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).
- [12] Arnison G, Astbury A, Aubert B, et al. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s}=540$  gev[J/OL]. Physics Letters B, 1983, 122(1):103 - 116. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
- [13] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc[J/OL]. Physics Letters B, 2012, 716(1):1 – 29. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [14] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc[J/OL]. Physics Letters B, 2012, 716(1):30–61. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.

- 
- [15] Evans L, Bryant P. LHC Machine[J/OL]. JINST, 2008, 3:S08001. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
  - [16] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider[J/OL]. JINST, 2008, 3:S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
  - [17] ATLAS Collaboration. Identification of Boosted Higgs Bosons Decaying Into  $b\bar{b}$  With Neural Networks and Variable Radius Subjets in ATLAS: ATL-PHYS-PUB-2020-019[R/OL]. Geneva: CERN, 2020. <http://cds.cern.ch/record/2724739>.
  - [18] ATLAS Collaboration. Search for new resonances in mass distributions of jet pairs using  $139\text{ fb}^{-1}$  of pp collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{ tev}$  with the atlas detector[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2020, 2020(3). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03\(2020\)145](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03(2020)145). DOI: 10.1007/jhep03(2020)145.
  - [19] Glashow S L. Partial-symmetries of weak interactions[J/OL]. Nuclear Physics, 1961, 22(4): 579 - 588. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
  - [20] Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L. Weak interactions with lepton-hadron symmetry[J/OL]. Phys. Rev. D, 1970, 2:1285-1292. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.2.1285>.
  - [21] Salam A. Weak and electromagnetic interactions[M/OL]. 244-254. [https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812795915\\_0034](https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812795915_0034).
  - [22] Weinberg S. The making of the standard model[J/OL]. The European Physical Journal C, 2004, 34(1):5-13. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2004-01761-1>.
  - [23] Pich A. The standard model of electroweak interactions[Z]. 2012.
  - [24] Kane G. Modern elementary particle physics: Explaining and extending the standard model[M]. 2nd. ed. Cambridge University Press, 2017.
  - [25] F.R.S. J J T M. XI. cathode rays[J/OL]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1897, 44(269):293-316. <https://doi.org/10.1080/14786449708621070>.
  - [26] Van den Bergh S. The early history of dark matter[J/OL]. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 1999, 111(760):657-660. <http://dx.doi.org/10.1086/316369>.
  - [27] Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln[J/OL]. Helv. Phys. Acta, 1933, 6:110-127. DOI: 10.1007/s10714-008-0707-4.
  - [28] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2016, 116:061102. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>.
  - [29] Canetti L, Drewes M, Shaposhnikov M. Matter and antimatter in the universe[J/OL]. New Journal of Physics, 2012, 14(9):095012. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/9/095012>.
  - [30] Fukuda Y, Hayakawa T, Ichihara E, et al. Measurements of the solar neutrino flux from super-kamiokande's first 300 days[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1998, 81:1158-1162. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1158>.

- 
- [31] Capozzi F, Lisi E, Marrone A, et al. Neutrino masses and mixings: Status of known and unknown 3v parameters[J/OL]. Nuclear Physics B, 2016, 908:218 - 234. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316000602>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.02.016>.
- [32] Dirac P A. The Lagrangian in quantum mechanics[J]. Phys. Z. Sowjetunion, 1933, 3:64-72.
- [33] Schwinger J. Quantum kinematics and dynamics[M]. Westview Press, 2000.
- [34] Noether E. Invariante variationsprobleme[J/OL]. Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse, 1918, 1918:235-257. <http://eudml.org/doc/59024>.
- [35] Hall B C. Graduate texts in mathematics 222: Lie groups, lie algebras, and representations: An elementary introduction[M]. 1st ed. Springer-Verlag New York, 2003.
- [36] Dirac P A M, Fowler R H. On the theory of quantum mechanics[J/OL]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1926, 112(762):661-677. <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1926.0133>.
- [37] Fermi E. On the Quantization of the Monoatomic Ideal Gas[J]. 1999.
- [38] Ziff R M, Uhlenbeck G E, Kac M. The ideal bose-einstein gas, revisited[J/OL]. Physics Reports, 1977, 32(4):169 - 248. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157377900527>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(77\)90052-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(77)90052-7).
- [39] Schwinger J. The theory of quantized fields. i[J/OL]. Phys. Rev., 1951, 82:914-927. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.82.914>.
- [40] Luders G. On the Equivalence of Invariance under Time Reversal and under Particle-Antiparticle Conjugation for Relativistic Field Theories[J]. Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med., 1954, 28N5(5):1-17.
- [41] Pauli W. Relativistic field theories of elementary particles[J/OL]. Rev. Mod. Phys., 1941, 13: 203-232. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.13.203>.
- [42] Gross D J, Wilczek F. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1343-1346. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [43] Politzer H D. Reliable perturbative results for strong interactions?[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1346-1349. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346>.
- [44] Greensite J. Lecture notes in physics 821: An introduction to the confinement problem[M]. 1st ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011.
- [45] 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>.
- [46] Kobayashi M, Maskawa T. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction[J/OL]. Progress of Theoretical Physics, 1973, 49(2):652-657. <https://doi.org/10.1143/PTP.49.652>.
- [47] The TEVNPH Working Group. Combined cdf and d0 search for standard model higgs boson production with up to 10.0 fb<sup>-1</sup> of data[Z]. 2012.

- 
- [48] ALEPH Collaboration. Search for the standard model higgs boson at lep[J/OL]. Physics Letters B, 2003, 565:61 - 75. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303006142>. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(03\)00614-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00614-2).
  - [49] De Florian D, Grojean C, Maltoni F, et al. Cern yellow reports: Monographs: Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector[M/OL]. 2016. <https://cds.cern.ch/record/2227475>. DOI: 10.23731/CYRM-2017-002.
  - [50] ATLAS Collaboration. Combined measurement of the higgs boson mass in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 tev with the atlas and cms experiments[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2015, 114: 191803. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.191803>.
  - [51] ATLAS Collaboration. Observation of  $h \rightarrow b\bar{b}$  decays and  $vh$  production with the atlas detector[J/OL]. Physics Letters B, 2018, 786:59 - 86. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318307056>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.013>.
  - [52] CMS Collaboration. Observation of higgs boson decay to bottom quarks[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121:121801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.121801>.
  - [53] ATLAS Collaboration. Measurements of  $wh$  and  $zh$  production in the  $h \rightarrow b\bar{b}$  decay channel in  $pp$  collisions at 13 tev with the atlas detector[J]. 2020.
  - [54] ATLAS Collaboration. Search for the standard model higgs boson produced in association with top quarks and decaying into a  $b\bar{b}$  pair in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the atlas detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 97:072016. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.072016>.
  - [55] CMS Collaboration. Measurement of  $t\bar{t}H$  production in the  $H \rightarrow b\bar{b}$  decay channel in  $41.5 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV: CMS-PAS-HIG-18-030[R/OL]. Geneva: CERN, 2019. <https://cds.cern.ch/record/2675023>.
  - [56] ATLAS Collaboration. Search for higgs bosons produced via vector-boson fusion and decaying into bottom quark pairs in  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions with the atlas detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98:052003. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.052003>.
  - [57] Randall L, Sundrum R. Large mass hierarchy from a small extra dimension[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1999, 83:3370-3373. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.3370>.
  - [58] Matchev K T, Thomas S. Higgs and z-boson signatures of supersymmetry[J/OL]. Phys. Rev. D, 2000, 62:077702. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.62.077702>.
  - [59] Branco G, Ferreira P, Lavoura L, et al. Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models[J/OL]. Physics Reports, 2012, 516(1):1 - 102. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157312000695>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002>.
  - [60] Albert Einstein R L. Relativity: the special and general theory[M]. free web version ed. bn-publishing.com, 2005.
  - [61] Zee A. Quantum field theory in a nutshell[M]. illustrated edition ed. Princeton University Press, 2003.
  - [62] Giudice G F. Naturally speaking: The naturalness criterion and physics at the lhc[J/OL]. Perspectives on LHC Physics, 2008:155–178. [http://dx.doi.org/10.1142/9789812779762\\_0010](http://dx.doi.org/10.1142/9789812779762_0010).

- 
- [63] Baur U, Hinchliffe I, Zeppenfeld D. Excited quark production at hadron colliders[J/OL]. Int. J. Mod. Phys. A, 1987, 02:1285. DOI: 10.1142/S0217751X87000661.
  - [64] Baur U, Spira M, Zerwas P. Excited-quark and -lepton production at hadron colliders[J/OL]. Phys. Rev. D, 1990, 42:815. DOI: 10.1103/PhysRevD.42.815.
  - [65] Langacker P. The physics of heavy  $z'$  gauge bosons[J/OL]. Rev. Mod. Phys., 2009, 81:1199. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.1199.
  - [66] Eichten E, Hinchliffe I, Lane K, et al. Supercollider physics[J/OL]. Rev. Mod. Phys., 1984, 56: 579. DOI: 10.1103/RevModPhys.56.579.
  - [67] Altarelli G, Mele B, Ruiz-Altaba M. Searching for new heavy vector bosons in  $p\bar{p}$  colliders[J/OL]. Z. Phys. C, 1989, 45:109. DOI: 10.1007/BF01556677.
  - [68] Chizhov M V, Dvali G. Origin and phenomenology of weak-doublet spin-1 bosons[J/OL]. Phys. Lett. B, 2011, 703:593-598. DOI: 10.1016/j.physletb.2011.08.056.
  - [69] Chizhov M V, Bednyakov V A, Budagov J A. A unique signal of excited bosons in dijet data from pp-collisions[J/OL]. Phys. Atom. Nucl., 2012, 75:90-96. DOI: 10.1134/S1063778812010061.
  - [70] Abdallah J, et al. Simplified models for dark matter searches at the lhc[J/OL]. Phys. Dark Universe, 2015, 9:8. DOI: 10.1016/j.dark.2015.08.001.
  - [71] Fairbairn M, Heal J, Kahlhoefer F, et al. Constraints on  $z'$  models from lhc dijet searches and implications for dark matter[J/OL]. JHEP, 2016, 09:018. DOI: 10.1007/JHEP09(2016)018.
  - [72] Abercrombie D, et al. Dark matter benchmark models for early lhc run-2 searches: Report of the atlas/cms dark matter forum[J]. 2015.
  - [73] Gingrich D. Quantum black holes with charge, colour and spin at the lhc[J/OL]. J. Phys. G, 2010, 37:105008. DOI: 10.1088/0954-3899/37/10/105008.
  - [74] Calmet X, Gong W, Hsu S. Colorful quantum black holes at the lhc[J/OL]. Phys. Lett. B, 2008, 668:20. DOI: 10.1016/j.physletb.2008.08.011.
  - [75] Randall L, Sundrum R. Large mass hierarchy from a small extra dimension[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1999, 83:3370. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.3370.
  - [76] Allanach B C, et al. Exploring small extra dimensions at the large hadron collider[J/OL]. JHEP, 2002, 12:039. DOI: 10.1088/1126-6708/2002/12/039.
  - [77] Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter[J/OL]. Phys. Lett. B, 1998, 429:263-272. DOI: 10.1016/S0370-2693(98)00466-3.
  - [78] Veltman M. Diagrammatica: The Path to Feynman rules: volume 4[M]. Cambridge University Press, 2012.
  - [79] Alitti J, et al. A Measurement of two jet decays of the  $W$  and  $Z$  bosons at the CERN  $p\bar{p}$  collider[J/OL]. Z. Phys. C, 1991, 49:17-28. DOI: 10.1007/BF01570793.
  - [80] Mobs E. The CERN accelerator complex - 2019. Complexe des accélérateurs du CERN - 2019[J/OL]. 2019. <https://cds.cern.ch/record/2684277>.
  - [81] ATLAS Collaboration. Luminosity Public Results Run 2[J/OL]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.

- [82] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC[J/OL]. *Journal of Instrumentation*, 2008, 3(08):S08004-S08004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08004>.
- [83] LHCb Collaboration. The LHCb detector at the LHC[J/OL]. *Journal of Instrumentation*, 2008, 3(08):S08005-S08005. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08005>.
- [84] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC[J/OL]. *Journal of Instrumentation*, 2008, 3(08):S08002-S08002. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08002>.
- [85] Marshall Z. Simulation of pile-up in the ATLAS experiment[J/OL]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, 513(2):022024. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/513/2/022024>.
- [86] ATLAS Collaboration. Technical design report atlas: ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1[M/OL]. Geneva: CERN, 1999. <https://cds.cern.ch/record/391176>.
- [87] ATLAS Collaboration. Technical design report atlas: ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 2[M/OL]. Geneva: CERN, 1999. <https://cds.cern.ch/record/391177>.
- [88] ATLAS Collaboration. Technical design report atlas: ATLAS inner detector: Technical Design Report, 1[M/OL]. Geneva: CERN, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331063>.
- [89] ATLAS Collaboration. Technical design report atlas: ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report[M/OL]. Geneva: CERN, 1996. <https://cds.cern.ch/record/331061>.
- [90] ATLAS Collaboration. Technical design report atlas: ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report[M/OL]. Geneva: CERN, 1996. <https://cds.cern.ch/record/331062>.
- [91] ATLAS Collaboration. Technical design report atlas: ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report[M/OL]. Geneva: CERN, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331068>.
- [92] Fabbri L. Forward Detectors in ATLAS: LUCID, ZDC and ALFA[J/OL]. 2009:166. 5 p. <http://cds.cern.ch/record/2626986>.
- [93] Kourkoumelis C, Vourakis S. HYPATIA—an online tool for ATLAS event visualization[J/OL]. *Physics Education*, 2013, 49(1):21-32. <https://doi.org/10.1088/0031-9120/49/1/21>.
- [94] ATLAS Collaboration. Technical design report atlas: ATLAS magnet system: Technical Design Report, 1[M/OL]. Geneva: CERN, 1997. <https://cds.cern.ch/record/338080>.
- [95] ATLAS Collaboration. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report: CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19[R/OL]. 2010. <https://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [96] Pires S. Impact of the Insertable B-Layer on b-tagging performance for ATLAS Run-II: ATLAS-PHYS-PROC-2014-026[R/OL]. Geneva: CERN, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1694146>. DOI: 10.5506/APhysPolB.45.1567.
- [97] ATLAS Collaboration. ATLAS pixel detector electronics and sensors[J/OL]. *Journal of Instrumentation*, 2008, 3(07):P07007-P07007. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/07/p07007>.
- [98] Ahmad A, Albrechtskirchinger Z, Allport P, et al. The silicon microstrip sensors of the atlas semiconductor tracker[J/OL]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2007, 578(1):98 - 118. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207007644>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.157>.

- 
- [99] Vogel A. ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT): Straw Tube Gaseous Detectors at High Rates: ATL-INDET-PROC-2013-005[R/OL]. Geneva: CERN, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1537991>.
- [100] Wigmans R. International series of monographs on physics: Calorimetry: Energy measurement in particle physics[M/OL]. OUP Oxford, 2017. <https://books.google.com/books?id=vJc4DwAAQBAJ>.
- [101] Tanabashi M, Hagiwara K, Hikasa K, et al. Review of particle physics[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98:030001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [102] Bauer F, Blum W, Bratzler U, et al. Construction and test of the precision drift chambers for the atlas muon spectrometer[J/OL]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2001, 48(3):302-307. DOI: 10.1109/23.940070.
- [103] Cattani G. The resistive plate chambers of the ATLAS experiment: performance studies[J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2011, 280:012001. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/280/1/012001>.
- [104] Etzion E, Benhammou Y, Ginzburg J, et al. The certification of atlas thin gap chambers produced in israel and china[J/OL]. IEEE Symposium Conference Record Nuclear Science 2004. <http://dx.doi.org/10.1109/NSSMIC.2004.1462188>. DOI: 10.1109/nssmic.2004.1462188.
- [105] ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System[M/OL]. CERN, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1602235>.
- [106] ATLAS Collaboration. The run-2 ATLAS trigger system[J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2016, 762:012003. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/762/1/012003>.
- [107] ATLAS Collaboration. Approved plots daq[EB/OL]. 2019. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsDAQ>.
- [108] ATLAS Collaboration. ATLAS Forward Detectors[J/OL]. 2018. <https://cds.cern.ch/record/2627582>.
- [109] ATLAS Collaboration. The atlas simulation infrastructure[J/OL]. The European Physical Journal C, 2010, 70(3):823–874. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9>.
- [110] Collins J C, Soper D E, Sterman G. Factorization of hard processes in qcd[M/OL]. 1-91. [https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814503266\\_0001](https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814503266_0001).
- [111] Martin A D, Stirling W J, Thorne R S, et al. Parton distributions for the lhc[J/OL]. The European Physical Journal C, 2009, 63(2):189–285. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1072-5>.
- [112] Tricoli A. Underlying Event Studies at ATLAS: ATL-PHYS-PROC-2009-048. ATL-COM-PHYS-2009-149[R/OL]. Geneva: CERN, 2009. <http://cds.cern.ch/record/1168736>.
- [113] Höche S. Introduction to parton-shower event generators[Z]. 2015.
- [114] Sjöstrand T, Mrenna S, Skands P. A brief introduction to pythia 8.1[J/OL]. Computer Physics Communications, 2008, 178(11):852 - 867. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465508000441>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036>.
- [115] Andersson B, Gustafson G, Ingelman G, et al. Parton fragmentation and string dynamics[J/OL]. Physics Reports, 1983, 97(2):31 - 145. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157383900807>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(83\)90080-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(83)90080-7).

- 
- [116] Webber B. A qcd model for jet fragmentation including soft gluon interference[J/OL]. Nuclear Physics B, 1984, 238(3):492 - 528. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032138490333X>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(84\)90333-X](https://doi.org/10.1016/0550-3213(84)90333-X).
- [117] 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.
- [118] 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.
- [119] Agostinelli S, Allison J, Amako K, et al. Geant4—a simulation toolkit[J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 506(3):250 - 303. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [120] Lukas W. Fast simulation for ATLAS: Atlfast-II and ISF[J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2012, 396(2):022031. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/396/2/022031>.
- [121] Salam G P. Towards jetography[J/OL]. The European Physical Journal C, 2010, 67(3-4):637–686. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6>.
- [122] ATLAS Collaboration. Performance of the atlas track reconstruction algorithms in dense environments in lh run 2[J/OL]. The European Physical Journal C, 2017, 77(10). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5225-7>.
- [123] ATLAS Collaboration. A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector[J/OL]. Journal of Instrumentation, 2014, 9(09):P09009-P09009. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/p09009>.
- [124] Frühwirth R. Application of kalman filtering to track and vertex fitting[J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1987, 262(2):444 - 450. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900287908874>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4).
- [125] Piacquadio G, Prokofiev K, Wildauer A. Primary vertex reconstruction in the ATLAS experiment at LHC[J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2008, 119(3):032033. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/119/3/032033>.
- [126] Boutle S, Casper D, Hooberman B, et al. Primary vertex reconstruction at the ATLAS experiment[J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2017, 898:042056. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/898/4/042056>.
- [127] ATLAS Collaboration. Topological cell clustering in the atlas calorimeters and its performance in lh run 1[J/OL]. The European Physical Journal C, 2017, 77(7). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5004-5>.
- [128] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. The anti-kt jet clustering algorithm[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2008, 2008(04):063-063. <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>.
- [129] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. The Catchment Area of Jets[J/OL]. JHEP, 2008, 04:005. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/005.

- [130] 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. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.072002>.
- [131] ATLAS Collaboration. Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev with the atlas detector[J/OL]. The European Physical Journal C, 2015, 75(1). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3190-y>.
- [132] Cacciari M, Salam G P. Pileup subtraction using jet areas[J/OL]. Physics Letters B, 2008, 659 (1):119 - 126. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307011094>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.09.077>.
- [133] ATLAS Collaboration. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in in proton – proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  using the atlas detector[J/OL]. The European Physical Journal C, 2016, 76(11). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4395-z>.
- [134] ATLAS Collaboration. Jet energy measurement with the atlas detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV[J/OL]. The European Physical Journal C, 2013, 73(3). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2304-2>.
- [135] ATLAS Collaboration. Atlas b-jet identification performance and efficiency measurement with  $t\bar{t}$  events in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  tev[J/OL]. The European Physical Journal C, 2019, 79 (11). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7450-8>.
- [136] ATLAS Collaboration. Optimisation and performance studies of the ATLAS  $b$ -tagging algorithms for the 2017-18 LHC run: ATL-PHYS-PUB-2017-013[R/OL]. Geneva: CERN, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2273281>.
- [137] ATLAS Collaboration. Secondary vertex finding for jet flavour identification with the ATLAS detector: ATL-PHYS-PUB-2017-011[R/OL]. Geneva: CERN, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2270366>.
- [138] ATLAS Collaboration. Topological  $b$ -hadron decay reconstruction and identification of  $b$ -jets with the JetFitter package in the ATLAS experiment at the LHC: ATL-PHYS-PUB-2018-025[R/OL]. Geneva: CERN, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2645405>.
- [139] ATLAS Collaboration. Identification of Jets Containing  $b$ -Hadrons with Recurrent Neural Networks at the ATLAS Experiment: ATL-PHYS-PUB-2017-003[R/OL]. Geneva: CERN, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2255226>.
- [140] ATLAS Collaboration. Expected performance of the 2019 ATLAS  $b$ -taggers: FTAG-2019-005[R/OL]. Geneva: CERN, 2019. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/FTAG-2019-005/>.
- [141] ATLAS Collaboration. Performance of 2019 recommendations of ATLAS Flavor Tagging algorithms with Variable Radius track jets: FTAG-2019-006[R/OL]. Geneva: CERN, 2019. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/FTAG-2019-006/>.
- [142] 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(arXiv:1902.04655. 8):639. 40 p. <https://cds.cern.ch/record/2657964>. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7140-6.

- [143] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the atlas detector using lh run 1 data[J/OL]. The European Physical Journal C, 2014, 74(10). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3071-4>.
- [144] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton-proton collision data[J/OL]. Journal of Instrumentation, 2019, 14(12):P12006-P12006. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/p12006>.
- [145] ATLAS Collaboration. Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74(11):3130. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3130-x.
- [146] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at  $\sqrt{s}=13$  TeV[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2016, 76(5):292. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4120-y.
- [147] ATLAS Collaboration. Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV: ATLAS-CONF-2017-029[R/OL]. Geneva: CERN, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2261772>.
- [148] ATLAS Collaboration. Identification and energy calibration of hadronically decaying tau leptons with the atlas experiment in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  tev[J/OL]. The European Physical Journal C, 2015, 75(7). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3500-z>.
- [149] ATLAS Collaboration. Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the atlas experiment[J/OL]. The European Physical Journal C, 2016, 76(5). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4110-0>.
- [150] Aaboud M, et al. 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(11): 903. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-6288-9.
- [151] Carleo G, Cirac I, Cranmer K, et al. Machine learning and the physical sciences[J/OL]. Rev. Mod. Phys., 2019, 91:045002. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.91.045002>.
- [152] Breiman L, Friedman J, Olshen R A, et al. The wadsworth statistics / probability series: Classification and regression trees[M]. CRC, 1984.
- [153] Freund Y, Schapire R E. A Decision-Theoretic Generalization of On-Line Learning and an Application to Boosting[J/OL]. J. Comput. Syst. Sci., 1997, 55(1):119-139. DOI: 10.1006/jcss.1997.1504.
- [154] Roe B P, Yang H J, Zhu J, et al. Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification[J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2005, 543(2-3): 577–584. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.12.018>.
- [155] Guest D, Cranmer K, Whiteson D. Deep learning and its application to lh physics[J/OL]. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2018, 68(1):161–181. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-021019>.
- [156] Radovic A, Williams M, Rousseau D, et al. Machine learning at the energy and intensity frontiers of particle physics[J/OL]. Nature, 2018, 560(PRESSCUT-H-2018-405):pp. 41–48. <http://cds.cern.ch/record/2647378>. DOI: DOI:10.1038/s41586-018-0361-2.

- [157] Baldi P, Sadowski P, Whiteson D. Searching for exotic particles in high-energy physics with deep learning[J/OL]. *Nature Communications*, 2014, 5(1). <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms5308>.
- [158] Baldi P, Cranmer K, Faucett T, et al. Parameterized neural networks for high-energy physics[J/OL]. *The European Physical Journal C*, 2016, 76(5). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4099-4>.
- [159] Baldi P, Bauer K, Eng C, et al. Jet substructure classification in high-energy physics with deep neural networks[J/OL]. *Phys. Rev. D*, 2016, 93:094034. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.094034>.
- [160] de Oliveira L, Kagan M, Mackey L, et al. Jet-images —deep learning edition[J/OL]. *Journal of High Energy Physics*, 2016, 2016(7). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07\(2016\)069](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07(2016)069). DOI: 10.1007/jhep07(2016)069.
- [161] Larkoski A J, Moulton I, Nachman B. Jet substructure at the large hadron collider: A review of recent advances in theory and machine learning[J/OL]. *Physics Reports*, 2020, 841:1–63. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2019.11.001>.
- [162] Guest D, Collado J, Baldi P, et al. Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks[J/OL]. *Physical Review D*, 2016, 94(11). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.112002>. DOI: 10.1103/physrevd.94.112002.
- [163] Louppe G, Cho K, Becot C, et al. Qcd-aware recursive neural networks for jet physics[J/OL]. *Journal of High Energy Physics*, 2019, 2019(1). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01\(2019\)057](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01(2019)057). DOI: 10.1007/jhep01(2019)057.
- [164] Komiske P T, Metodiev E M, Thaler J. Energy flow polynomials: a complete linear basis for jet substructure[J/OL]. *Journal of High Energy Physics*, 2018, 2018(4). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2018\)013](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2018)013). DOI: 10.1007/jhep04(2018)013.
- [165] Komiske P T, Metodiev E M, Thaler J. Energy flow networks: deep sets for particle jets[J/OL]. *Journal of High Energy Physics*, 2019, 2019(1). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01\(2019\)121](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01(2019)121). DOI: 10.1007/jhep01(2019)121.
- [166] Kasieczka G, Plehn T, Butter A, et al. The machine learning landscape of top taggers[J/OL]. *SciPost Physics*, 2019, 7(1). <http://dx.doi.org/10.21468/SciPostPhys.7.1.014>. DOI: 10.21468/scipostphys.7.1.014.
- [167] Albertsson K, Alton P, Anderson D, et al. Machine learning in high energy physics community white paper[J/OL]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2018, 1085:022008. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1085/2/022008>. DOI: 10.1088/1742-6596/1085/2/022008.
- [168] 周志华. 机器学习 [M]. 1 版. 清华大学出版社, 2016.
- [169] Bengio Y, Courville A, Goodfellow I J. Adaptive computation and machine learning series: Deep learning: adaptive computation and machine learning[M]. The MIT Press, 2016.
- [170] Schmidhuber J. Deep learning in neural networks: An overview[J/OL]. *Neural Networks*, 2015, 61:85–117. <http://dx.doi.org/10.1016/j.neunet.2014.09.003>.

- [171] Bishop C M. Information science and statistics: Pattern recognition and machine learning[M]. 1st ed. 2006. corr. 2nd printing ed. Springer, 2006.
- [172] Wendt I, Carl C. The statistical distribution of the mean squared weighted deviation[J/OL]. Chemical Geology: Isotope Geoscience section, 1991, 86(4):275 - 285. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016896229190010T>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9622\(91\)90010-T](https://doi.org/10.1016/0168-9622(91)90010-T).
- [173] Rumelhart D E, Hinton G E, Williams R J. Learning Representations by Back-propagating Errors[J/OL]. Nature, 1986, 323(6088):533-536. <http://www.nature.com/articles/323533a0>. DOI: 10.1038/323533a0.
- [174] Huang G, Liu Z, Van Der Maaten L, et al. Densely connected convolutional networks[C/OL]// 2017 IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR). 2017:2261-2269. DOI: 10.1109/CVPR.2017.243.
- [175] Breiman L. Classification and regression trees[M]. Hardcover ed. CRC Press, 2017.
- [176] Bishop C M. Information science and statistics: Pattern recognition and machine learning[M]. 1st ed. 2006. corr. 2nd printing ed. Springer, 2006.
- [177] Freund Y, Schapire R E. A decision-theoretic generalization of on-line learning and an application to boosting[J/OL]. Journal of Computer and System Sciences, 1997, 55(1):119 - 139. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S002200009791504X>. DOI: <https://doi.org/10.1006/jcss.1997.1504>.
- [178] Freund Y, Schapire R. A short introduction to boosting[C]//1999.
- [179] ATLAS Collaboration. A combination of measurements of Higgs boson production and decay using up to 139 fb<sup>-1</sup> of proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV collected with the ATLAS experiment[J]. 2020.
- [180] CMS Collaboration. Combined Higgs boson production and decay measurements with up to 137 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV[J]. 2020.
- [181] ATLAS Collaboration. Measurement of the properties of Higgs boson production at  $\sqrt{s}=13$  TeV in the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  channel using 139 fb<sup>-1</sup> of  $pp$  collision data with the ATLAS experiment[J]. 2020.
- [182] CMS Collaboration. Measurements of higgs boson properties in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2018, 2018 (11). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11\(2018\)185](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11(2018)185). DOI: 10.1007/jhep11(2018)185.
- [183] CMS Collaboration. Measurement of the associated production of a Higgs boson and a pair of top-antitop quarks with the Higgs boson decaying to two photons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV[J]. 2018.
- [184] CMS Collaboration. Measurements of Higgs boson production via gluon fusion and vector boson fusion in the diphoton decay channel at  $\sqrt{s} = 13$  TeV[J]. 2019.
- [185] ATLAS Collaboration. Evidence for the associated production of the higgs boson and a top quark pair with the atlas detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 97:072003. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.072003>.

- [186] ATLAS Collaboration. Observation of higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector[J/OL]. *Physics Letters B*, 2018, 784:173 - 191. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318305732>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.07.035>.
- [187] ATLAS Collaboration. Higgs boson production cross-section measurements and their EFT interpretation in the  $4\ell$  decay channel at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector[J/OL]. *Eur. Phys. J. C*, 2020, 80(10):957. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-8227-9.
- [188] CMS Collaboration. Measurements of properties of the Higgs boson in the four-lepton final state in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV[J]. 2019.
- [189] ATLAS Collaboration. Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the  $h \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\nu\mu\nu$  decay channel in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector[J/OL]. *Physics Letters B*, 2019, 789:508 - 529. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318309936>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.11.064>.
- [190] CMS Collaboration. Measurements of properties of the Higgs boson decaying to a  $W$  boson pair in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV[J/OL]. *Physics Letters B*, 2019, 791:96-129. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2018.12.073>.
- [191] ATLAS Collaboration. Cross-section measurements of the Higgs boson decaying into a pair of  $\tau$ -leptons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector[J/OL]. *Phys. Rev. D*, 2019, 99:072001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.072001>.
- [192] CMS Collaboration. Measurement of Higgs boson production and decay to the  $\tau\tau$  final state[J]. 2019.
- [193] CMS Collaboration. Search for the associated production of the Higgs boson and a vector boson in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV via Higgs boson decays to  $\tau$  leptons[J/OL]. *Journal of High Energy Physics*, 2019, 2019(6). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2019\)093](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2019)093). DOI: 10.1007/jhep06(2019)093.
- [194] CMS Collaboration. Inclusive search for a highly boosted Higgs boson decaying to a bottom quark-antiquark pair[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120:071802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.071802>.
- [195] CMS Collaboration. Evidence for the Higgs boson decay to a bottom quark-antiquark pair[J/OL]. *Physics Letters B*, 2018, 780:501 - 532. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318301618>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.02.050>.
- [196] ATLAS Collaboration. A search for the dimuon decay of the standard model Higgs boson with the ATLAS detector[J/OL]. *Physics Letters B*, 2021, 812:135980. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135980>.
- [197] CMS Collaboration. Search for the Higgs boson decaying to two muons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(2). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.021801>. DOI: 10.1103/physrevlett.122.021801.
- [198] ATLAS Collaboration. Flavor Tagging with Track Jets in Boosted Topologies with the ATLAS Detector: ATL-PHYS-PUB-2014-013[R/OL]. Geneva: CERN, 2014. <https://cds.cern.ch/reco rd/1750681>.

- 
- [199] ATLAS Collaboration. Identification of boosted higgs bosons decaying into b-quark pairs with the atlas detector at  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$ [J/OL]. The European Physical Journal C, 2019, 79(10). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7335-x>.
  - [200] ATLAS Collaboration. Variable Radius, Exclusive- $k_T$ , and Center-of-Mass Subjet Reconstruction for Higgs( $\rightarrow b\bar{b}$ ) Tagging in ATLAS[M/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2268678>.
  - [201] ATLAS Collaboration. Identification of boosted, hadronically decaying w bosons and comparisons with atlas data taken at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [J/OL]. The European Physical Journal C, 2016, 76(3). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3978-z>.
  - [202] ATLAS Collaboration. Identification of high transverse momentum top quarks in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the atlas detector[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2016, 2016(6). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2016\)093](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2016)093). DOI: 10.1007/jhep06(2016)093.
  - [203] ATLAS Collaboration. Identification of Hadronically-Decaying  $W$  Bosons and Top Quarks Using High-Level Features as Input to Boosted Decision Trees and Deep Neural Networks in ATLAS at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ [M/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2259646>.
  - [204] Larkoski A J, Salam G P, Thaler J. Energy correlation functions for jet substructure[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2013, 2013(6). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2013\)108](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2013)108). DOI: 10.1007/jhep06(2013)108.
  - [205] Larkoski A J, Moult I, Neill D. Power counting to better jet observables[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2014, 2014(12). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP12\(2014\)009](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP12(2014)009). DOI: 10.1007/jhep12(2014)009.
  - [206] Thaler J, Van Tilburg K. Identifying boosted objects with n-subjettiness[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2011, 2011(3). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03\(2011\)015](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03(2011)015). DOI: 10.1007/jhep03(2011)015.
  - [207] Thaler J, Van Tilburg K. Maximizing boosted top identification by minimizing n-subjettiness[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2012, 2012(2). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP02\(2012\)093](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP02(2012)093). DOI: 10.1007/jhep02(2012)093.
  - [208] Fox G C, Wolfram S. Observables for the analysis of event shapes in  $e^+e^-$  annihilation and other processes[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1978, 41:1581-1585. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.41.1581>.
  - [209] Chen C. New approach to identifying boosted hadronically decaying particles using jet substructure in its center-of-mass frame[J/OL]. Physical Review D, 2012, 85(3). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.85.034007>. DOI: 10.1103/physrevd.85.034007.
  - [210] Brandt S, Peyrou C, Sosnowski R, et al. The principal axis of jets —an attempt to analyse high-energy collisions as two-body processes[J/OL]. Physics Letters, 1964, 12(1):57 - 61. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003191636491176X>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)91176-X](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91176-X).
  - [211] Thaler J, Wang L T. Strategies to identify boosted tops[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2008, 2008(07):092–092. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/07/092>.
  - [212] Butterworth J M, Davison A R, Rubin M, et al. Jet substructure as a new higgs search channel at the lhc[J/OL]. AIP Conference Proceedings, 2008. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3051904>.

- 
- [213] ATLAS Collaboration. Measurement of  $k_t$  splitting scales in  $w \rightarrow \ell \nu$  events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the atlas detector[J/OL]. The European Physical Journal C, 2013, 73(5). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2432-8>.
  - [214] Almeida L G, Lee S J, Perez G, et al. Top quark jets at the lhc[J/OL]. Physical Review D, 2009, 79(7). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.79.074012>. DOI: 10.1103/physrevd.79.074012.
  - [215] Hook A, Jankowiak M, Wacker J G. Jet dipolarity: top tagging with color flow[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2012, 2012(4). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2012\)007](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2012)007). DOI: 10.1007/jhep04(2012)007.
  - [216] ATLAS Collaboration. Atlas measurements of the properties of jets for boosted particle searches[J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 86:072006. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.072006>.
  - [217] Catani S, Dokshitzer Y L, Seymour M H, et al. Longitudinally-invariant  $k_{\perp}$ -clustering algorithms for hadron-hadron collisions[J/OL]. Nucl. Phys. B, 1993, 406(CERN-TH-6775-93. LU-TP-93-2):187-224. 38 p. <https://cds.cern.ch/record/246812>. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90166-M.
  - [218] ATLAS Collaboration. Performance of mass-decorrelated jet substructure observables for hadronic two-body decay tagging in ATLAS[M/OL]. 2018. <https://cds.cern.ch/record/2630973>.
  - [219] Dolen J, Harris P, Marzani S, et al. Thinking outside the rocs: Designing decorrelated taggers (ddt) for jet substructure[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2016, 2016(5). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05\(2016\)156](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05(2016)156). DOI: 10.1007/jhep05(2016)156.
  - [220] Dudani S A. The distance-weighted k-nearest-neighbor rule[J/OL]. IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics, 1976, SMC-6(4):325-327. DOI: 10.1109/TSMC.1976.5408784.
  - [221] Moutl I, Nachman B, Neill D. Convolved substructure: analytically decorrelating jet substructure observables[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2018, 2018(5). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05\(2018\)002](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05(2018)002). DOI: 10.1007/jhep05(2018)002.
  - [222] Goodfellow I, Pouget-Abadie J, Mirza M, et al. Generative adversarial nets[C/OL]// Ghahramani Z, Welling M, Cortes C, et al. Advances in Neural Information Processing Systems: volume 27. Curran Associates, Inc., 2014:2672-2680. <https://proceedings.neurips.cc/paper/2014/file/5ca3e9b122f61f8f06494c97b1afccf3-Paper.pdf>.
  - [223] Stevens J, Williams M. uboost: a boosting method for producing uniform selection efficiencies from multivariate classifiers[J/OL]. Journal of Instrumentation, 2013, 8(12):P12013–P12013. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/12/P12013>. DOI: 10.1088/1748-0221/8/12/p12013.
  - [224] Randall L, Sundrum R. A Large mass hierarchy from a small extra dimension[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1999, 83:3370-3373. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.3370.
  - [225] Sjöstrand T, Mrenna S, Skands P Z. A brief introduction to PYTHIA 8.1[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2008, 178:852-867. DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036.
  - [226] Martin A D, Stirling W, 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.

- [227] ATLAS Collaboration. ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data[M/OL]. 2014. <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
- [228] Harris R M, Hill C T, Parke S J. Cross-Section for Topcolor  $Z'_t$  Decaying to  $t\bar{t}$ [J]. 1999.
- [229] ATLAS Collaboration. The ATLAS Simulation Infrastructure[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2010, 70: 823. DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1429-9.
- [230] ATLAS Collaboration. Athena[CP/OL]. Zenodo, 2019. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3933810>.
- [231] Krohn D, Thaler J, Wang L T. Jet Trimming[J/OL]. JHEP, 2010, 02:084. DOI: 10.1007/JHEP02(2010)084.
- [232] Catani S, Dokshitzer Y, Seymour M, et al. Longitudinally-invariant  $k_T$ -clustering algorithms for hadron-hadron collisions[J/OL]. Nuclear Physics B, 1993, 406(1):187 - 224. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139390166M>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(93\)90166-M](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90166-M).
- [233] ATLAS Collaboration. Jet mass reconstruction with the ATLAS Detector in early Run 2 data: ATLAS-CONF-2016-035[R/OL]. Geneva: CERN, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2200211>.
- [234] ATLAS Collaboration. Boosted Higgs ( $\rightarrow b\bar{b}$ ) Boson Identification with the ATLAS Detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV: ATLAS-CONF-2016-039[R/OL]. Geneva: CERN, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2206038>.
- [235] ATLAS Collaboration. In situ calibration of large-radius jet energy and mass in 13 TeV proton–proton collisions with the ATLAS detector[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79:135. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6632-8.
- [236] Krohn D, Thaler J, Wang L T. Jets with variable  $r$ [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2009, 2009(06):059–059. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2009/06/059>.
- [237] ATLAS Collaboration. Variable Radius, Exclusive- $k_T$ , and Center-of-Mass Subjet Reconstruction for Higgs( $\rightarrow b\bar{b}$ ) Tagging in ATLAS: ATL-PHYS-PUB-2017-010[R/OL]. Geneva: CERN, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2268678>.
- [238] ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS  $b$ -tagging algorithms in Run-2: ATL-PHYS-PUB-2015-022[R/OL]. Geneva: CERN, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037697>.
- [239] ATLAS Collaboration. Performance of top-quark and w-boson tagging with atlas in run 2 of the lh[cJ/OL]. The European Physical Journal C, 2019, 79(5). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6847-8>.
- [240] Ellis S D, Soper D E. Successive combination jet algorithm for hadron collisions[J/OL]. Physical Review D, 1993, 48(7):3160–3166. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3160>. DOI: 10.1103/physrevd.48.3160.
- [241] ATLAS Collaboration. Performance of jet substructure techniques for large- $r$  jets in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev using the atlas detector[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2013, 2013(9). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09\(2013\)076](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09(2013)076). DOI: 10.1007/jhep09(2013)076.
- [242] Almeida L G, Lee S J, Perez G, et al. Substructure of high-pt jets at the lh[cJ/OL]. Physical Review D, 2009, 79(7). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.79.074017>. DOI: 10.1103/physrevd.79.074017.

- [243] Abadi M, Agarwal A, Barham P, et al. TensorFlow: Large-scale machine learning on heterogeneous systems[EB/OL]. 2015. <http://tensorflow.org/>.
- [244] Chollet F, et al. Keras[EB/OL]. 2015. <https://keras.io>.
- [245] Kingma D P, Ba J. Adam: A method for stochastic optimization[J]. CoRR, 2014.
- [246] Sutskever I, Martens J, Dahl G, et al. On the importance of initialization and momentum in deep learning[J/OL]. 2013, 28(3):1139-1147. <http://proceedings.mlr.press/v28/sutskever13.html>.
- [247] Yao Y, Rosasco L, Caponnetto A. On early stopping in gradient descent learning[J/OL]. Constructive Approximation, 2007, 26(2):289-315. DOI: 10.1007/s00365-006-0663-2.
- [248] Kotila M. Autonomio talos[EB/OL]. 2019. <http://github.com/autonomio/talos>.
- [249] Glorot X, Bordes A, Bengio Y. Deep sparse rectifier neural networks[C/OL]//Proceedings of Machine Learning Research: volume 15 Proceedings of the Fourteenth International Conference on Artificial Intelligence and Statistics. Fort Lauderdale, FL, USA: PMLR, 2011:315-323. <http://proceedings.mlr.press/v15/glorot11a.html>.
- [250] Ioffe S, Szegedy C. Batch normalization: Accelerating deep network training by reducing internal covariate shift[J]. CoRR, 2015.
- [251] Guest D H, Smith J W, Paganini M, et al. lwttn/lwttn: Version 2.9[CP/OL]. Zenodo, 2019. <https://doi.org/10.5281/zenodo.3249317>.
- [252] Bagger J, Schmidt C, King S. Axigluon production in hadronic collisions[J/OL]. Phys. Rev. D, 1988, 37:1188-1196. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.37.1188>.
- [253] UA1 Collaboration. Two-jet mass distributions at the cern proton-antiproton collider[J/OL]. Physics Letters B, 1988, 209(1):127 - 134. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269388918436>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)91843-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91843-6).
- [254] CDF Collaboration. Two-jet invariant mass distribution at  $\sqrt{s} = 1.8$  tev[J/OL]. Phys. Rev. D, 1990, 41:1722-1725. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.41.1722>.
- [255] CDF Collaboration. Search for quark compositeness, axigluons, and heavy particles using the dijet invariant mass spectrum observed in  $pp^-$  collisions[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1993, 71: 2542-2546. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.2542>.
- [256] UA1 Collaboration. A search for new intermediate vector bosons and excited quarks decaying to two-jets at the cern  $\bar{p}p$  collider[J/OL]. Nuclear Physics B, 1993, 400(1):3 - 22. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321393903956>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(93\)90395-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90395-6).
- [257] CDF Collaboration. Search for new particles decaying to dijets in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  tev[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:3538-3543. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.3538>.
- [258] CDF Collaboration. Search for new particles decaying to dijets at cdf[J/OL]. Phys. Rev. D, 1997, 55:R5263-R5268. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.55.R5263>.
- [259] DØ Collaboration. Search for new particles in the two-jet decay channel with the dØ detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 69:111101. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.69.111101>.

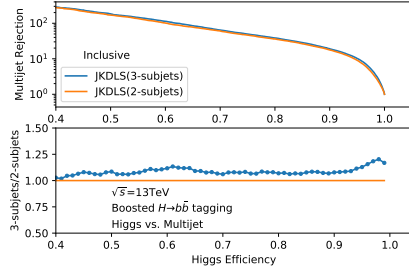
- [260] CDF Collaboration. Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV[J/OL]. Phys. Rev. D, 2009, 79:112002. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.112002>.
- [261] ATLAS Collaboration. Search for new particles in two-jet final states in 7 tev proton-proton collisions with the atlas detector at the lhc[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2010, 105:161801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.161801>.
- [262] ATLAS Collaboration. A search for new physics in dijet mass and angular distributions in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  tev measured with the ATLAS detector[J/OL]. New Journal of Physics, 2011, 13(5):053044. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/5/053044>.
- [263] ATLAS Collaboration. Search for new physics in the dijet mass distribution using 1 fb<sup>-1</sup> of pp collision data at  $\sqrt{s}=7$  tev collected by the atlas detector[J/OL]. Physics Letters B, 2012, 708(1):37 - 54. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312000482>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.01.035>.
- [264] ATLAS Collaboration. ATLAS search for new phenomena in dijet mass and angular distributions using  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV[J/OL]. JHEP, 2013, 01:029. DOI: 10.1007/JHEP01(2013)029.
- [265] CMS Collaboration. Search for dijet resonances in 7 tev  $pp$  collisions at cms[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2010, 105:211801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.211801>.
- [266] CMS Collaboration. Search for resonances in the dijet mass spectrum from 7 tev pp collisions at cms[J/OL]. Physics Letters B, 2011, 704(3):123 - 142. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931101077X>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.09.015>.
- [267] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in the dijet mass distribution using  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the atlas detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 91:052007. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.052007>.
- [268] CMS Collaboration. Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV[J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 87:114015. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.114015>.
- [269] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in dijet mass and angular distributions from pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  tev with the atlas detector[J/OL]. Physics Letters B, 2016, 754:302–322. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.032>.
- [270] ATLAS Collaboration. Search for resonances in the mass distribution of jet pairs with one or two jets identified as b-jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  tev with the atlas detector[J/OL]. Physics Letters B, 2016, 759:229–246. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2016.05.064>.
- [271] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in dijet events using 37 fb<sup>-1</sup> of  $pp$  collision data collected at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the atlas detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96:052004. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.052004>.
- [272] ATLAS Collaboration. Search for resonances in the mass distribution of jet pairs with one or two jets identified as  $b$ -jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the atlas detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98:032016. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.032016>.

- 
- [273] CMS Collaboration. Search for narrow resonances decaying to dijets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2016, 116:071801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.071801>.
  - [274] CMS Collaboration. Search for dijet resonances in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$  and constraints on dark matter and other models[J/OL]. Physics Letters B, 2017, 769:520 – 542. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2017.02.012>.
  - [275] CMS Collaboration. Search for narrow and broad dijet resonances in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  and constraints on dark matter mediators and other new particles[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2018, 2018(8). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2018\)130](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2018)130). DOI: 10.1007/jhep08(2018)130.
  - [276] CMS Collaboration. Search for narrow resonances in the  $b$ -tagged dijet mass spectrum in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2018, 120:201801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.201801>.
  - [277] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in the dijet mass distribution using  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 91:052007. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.052007.
  - [278] Dai D C, Starkman G, Stojkovic D, et al. Blackmax: A black-hole event generator with rotation, recoil, split branes, and brane tension[J/OL]. Phys. Rev. D, 2008, 77:076007. DOI: 10.1103/PhysRevD.77.076007.
  - [279] Pumplin J, et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis[J/OL]. JHEP, 2002, 07:012. DOI: 10.1088/1126-6708/2002/07/012.
  - [280] Belyaev A, Christensen N D, Pukhov A. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2013, 184:1729-1769. DOI: 10.1016/j.cpc.2013.01.014.
  - [281] ATLAS Collaboration. The Pythia 8 A3 tune description of ATLAS minimum bias and inelastic measurements incorporating the Donnachie–Landshoff diffractive model[M/OL]. 2016. <https://cds.cern.ch/record/2206965>.
  - [282] 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.
  - [283] ATLAS Collaboration. Selection of jets produced in 13 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector[M/OL]. 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037702>.
  - [284] ATLAS Collaboration. ATLAS  $b$ -jet identification performance and efficiency measurement with  $t\bar{t}$  events in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV[J]. 2019.
  - [285] Cochran W G. The  $\chi^2$  test of goodness of fit[J/OL]. Ann. Math. Statist., 1952, 23(3):315-345. <https://doi.org/10.1214/aoms/1177729380>.
  - [286] CDF Collaboration. Global search for new physics with  $2.0\text{ fb}^{-1}$  at CDF[J/OL]. Phys. Rev. D, 2009, 79:011101. DOI: 10.1103/PhysRevD.79.011101.
  - [287] Choudalakis G. On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the BumpHunter[M]. 2011.

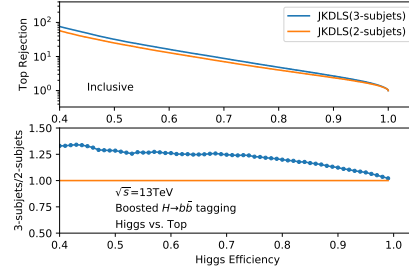
- [288] Gross E, Vitells O. Trial factors for the look elsewhere effect in high energy physics[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2010, 70:525. DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1470-8.
- [289] Choudalakis G, Casadei D. Plotting the differences between data and expectation[J/OL]. The European Physical Journal Plus, 2012, 127(2). <http://dx.doi.org/10.1140/epjp/i2012-12025-y>.
- [290] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in dijet events using  $37\text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data collected at  $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$  with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96:052004. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.052004.
- [291] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$  using the ATLAS detector at the LHC[M/OL]. 2019. <https://cds.cern.ch/record/2677054>.
- [292] Baak M, Besjes G J, Côté D, et al. HistFitter software framework for statistical data analysis[J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2015, 75:153. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3327-7.
- [293] Read A L. Presentation of search results: the  $CL_s$  technique[J/OL]. J. Phys. G, 2002, 28:2693. DOI: 10.1088/0954-3899/28/10/313.
- [294] 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.
- [295] Caldwell A, Kollar D, Kroninger K. BAT – The Bayesian Analysis Toolkit[J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2009, 180:2197-2209. DOI: 10.1016/j.cpc.2009.06.026.
- [296] ATLAS Collaboration. Search for resonances in the mass distribution of jet pairs with one or two jets identified as  $b$ -jets in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$  with the ATLAS detector[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98:032016. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.032016.
- [297] Rossi L. The hl-lhc project[EB/OL]. 2020. <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>.
- [298] Branco G, Ferreira P, Lavoura L, et al. Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models[J/OL]. Physics Reports, 2012, 516(1-2):1–102. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002>.
- [299] Galloway J, Kagan A L, Martin A. UV complete partially composite pseudo-nambu goldstone boson higgs[J/OL]. Physical Review D, 2017, 95(3). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.95.035038>. DOI: 10.1103/physrevd.95.035038.
- [300] ATLAS Collaboration. Dark matter benchmark models for early lhc run-2 searches: Report of the atlas/cms dark matter forum[J/OL]. Physics of the Dark Universe, 2020, 27:100371. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dark.2019.100371>.
- [301] Berlin A, Lin T, Wang L T. Mono-higgs detection of dark matter at the lhc[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2014, 2014(6). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2014\)078](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2014)078). DOI: 10.1007/jhep06(2014)078.
- [302] ATLAS Collaboration. Search for dark matter produced in association with a higgs boson decaying to  $b\bar{b}$  using  $36\text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=13\text{ tev}$  with the atlas detector[J/OL]. Physical Review Letters, 2017, 119(18). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.181804>. DOI: 10.1103/physrevlett.119.181804.
- [303] Ellwanger U, Rodríguez-Vázquez M. Simultaneous search for extra light and heavy higgs bosons via cascade decays[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2017, 2017(11). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11\(2017\)008](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11(2017)008). DOI: 10.1007/jhep11(2017)008.

- 
- [304] Agashe K S, Collins J H, Du P, et al. Lhc signals from cascade decays of warped vector resonances[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2017, 2017(5). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05\(2017\)078](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05(2017)078). DOI: 10.1007/jhep05(2017)078.
- [305] Pappadopulo D, Thamm A, Torre R, et al. Heavy vector triplets: bridging theory and data[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2014, 2014(9). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09\(2014\)060](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09(2014)060). DOI: 10.1007/jhep09(2014)060.
- [306] De Blas J, Lizana J M, Pérez-Victoria M. Combining searches of  $z'$  and  $w'$  bosons[J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2013, 2013(1). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01\(2013\)166](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01(2013)166). DOI: 10.1007/jhep01(2013)166.
- [307] ATLAS Collaboration. A search for resonances decaying into a higgs boson and a new particle  $x$  in the  $xh \rightarrow qqbb$  final state with the atlas detector[J/OL]. Physics Letters B, 2018, 779:24-45. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318300509>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.01.042>.
- [308] ATLAS Collaboration. Summary plots from the atlas exotic physics group[EB/OL]. 2020. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/EXOTICS/>.
- [309] 薛瑞尼. ThuThesis: 清华大学学位论文模板 [EB/OL]. 2017[2019-04-27]. <https://github.com/xueruini/thuthesis>.

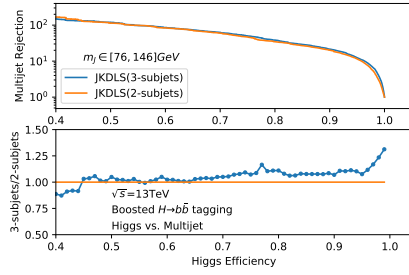
## 附录 A 模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的 性能对比



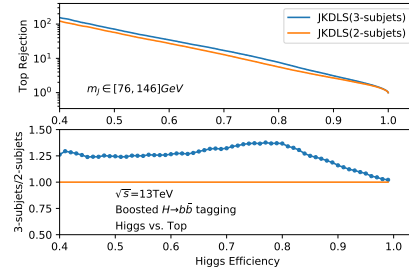
(a) Higgs vs. multijet: Inclusive



(b) Higgs vs. Top: Inclusive



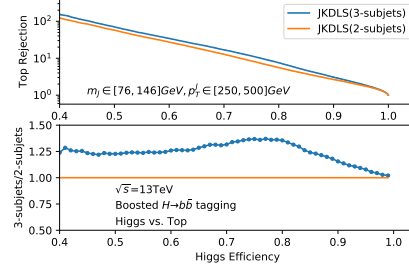
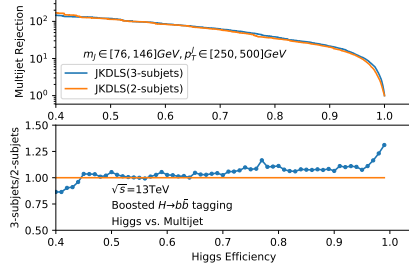
(c) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$



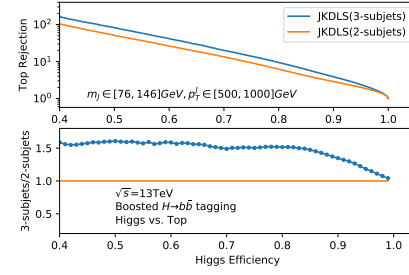
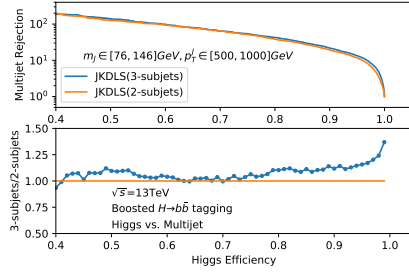
(d) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$

图 A.1 模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的性能对比。左排的图展示的是 multijet 本底排除率随着信号效率的变化关系的对比，右排的图展示的是  $t$  夸克本底排除率随着信号效率的变化关系的对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义五个区间。

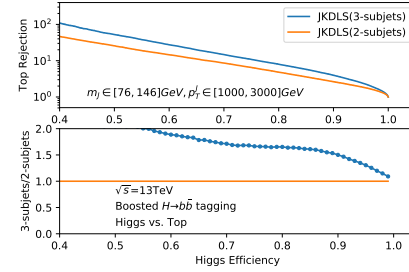
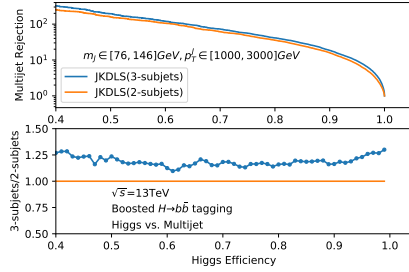
附录 A 模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的性能对比



(a) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (b) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [250, 500]\text{GeV}$



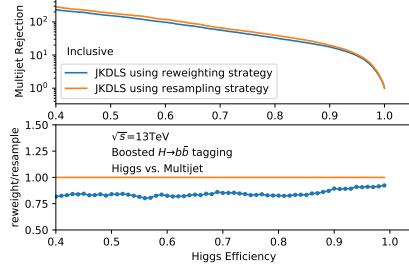
(c) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (d) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [500, 1000]\text{GeV}$



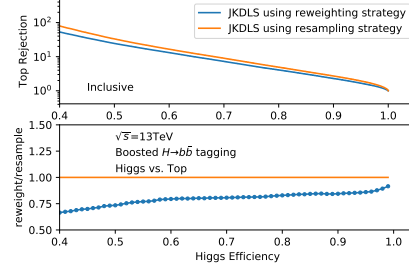
(e) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (f) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [1000, 3000]\text{GeV}$

图 A.2 模型 JKDLS(3-subjets) 和 JKDLS(2-subjets) 的性能对比。左排的图展示的是 multijet 本底排除率随着信号效率的变化关系的对比，右排的图展示的是 t 夸克本底排除率随着信号效率的变化关系的对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义五个区间。

## 附录 B 基于分布采样和分布加权的模型的性能对比



(a) Higgs vs. multijet: Inclusive



(b) Higgs vs. Top: Inclusive

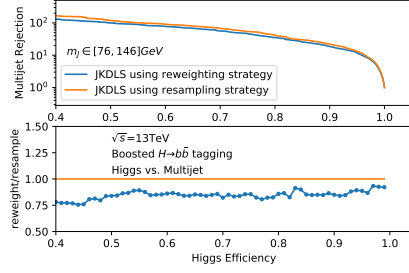
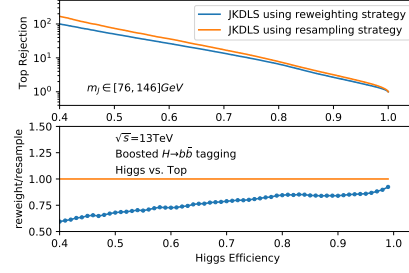
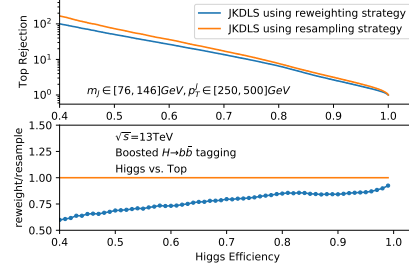
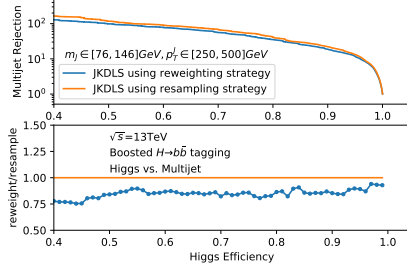
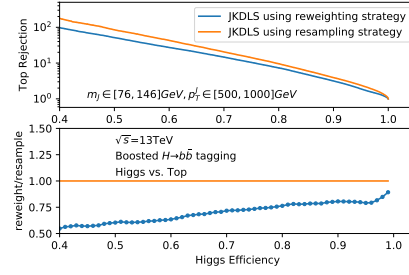
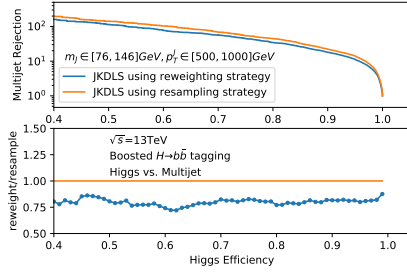
(c) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ (d) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ 

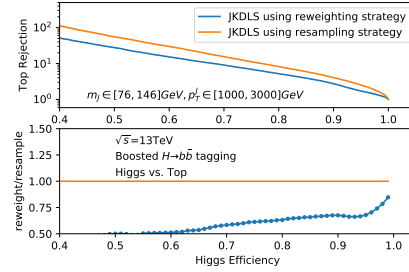
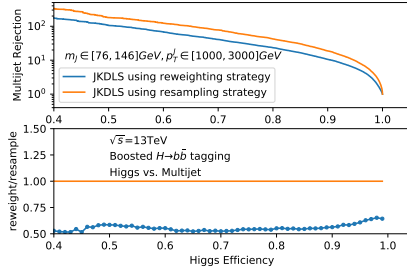
图 B.1 基于分布采样和分布加权的模型的性能对比。左排的图展示的是 multijet 本底排除率随着信号效率的变化关系对比，右排的图展示的是 t 夸克本底排除率随着信号效率的变化关系对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义的五個区间。



(a) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (b) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [250, 500]\text{GeV}$



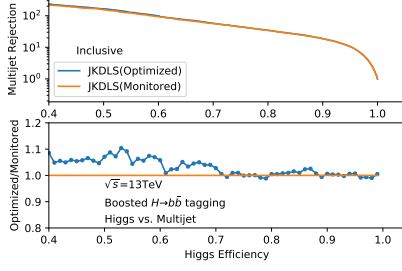
(c) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (d) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [500, 1000]\text{GeV}$



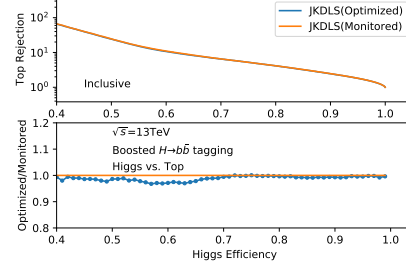
(e) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (f) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [1000, 3000]\text{GeV}$

图 B.2 基于分布采样和分布加权的模型的性能对比。左排的图展示的是 **multijet** 本底排除率随着信号效率的变化关系对比，右排的图展示的是 **t** 夸克本底排除率随着信号效率的变化关系对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义的五個区间。

## 附录 C 对照组和优化组的模型的性能对比



(a) Higgs vs. multijet: Inclusive



(b) Higgs vs. Top: Inclusive

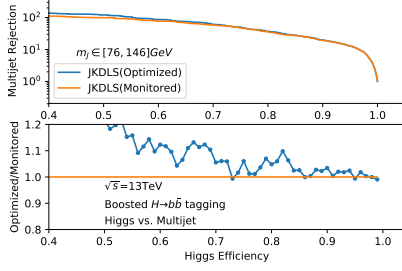
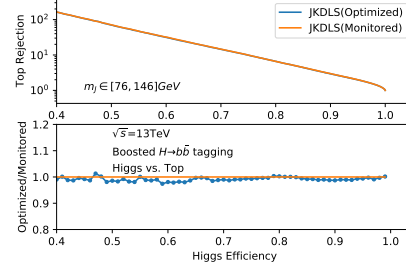
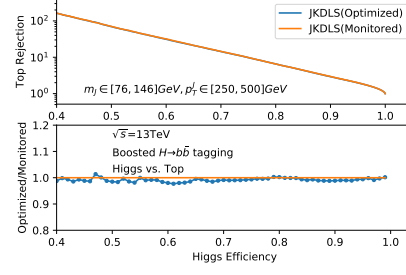
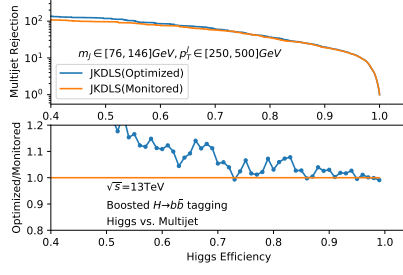
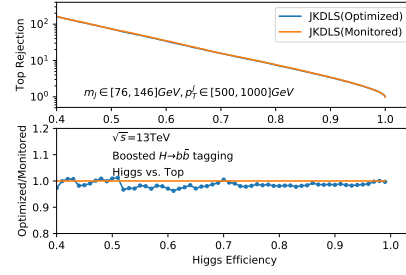
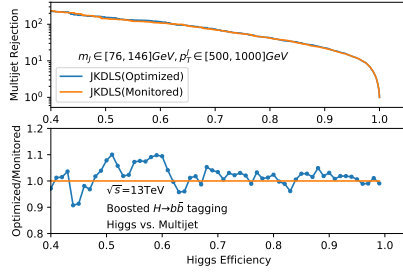
(c) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ (d) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ 

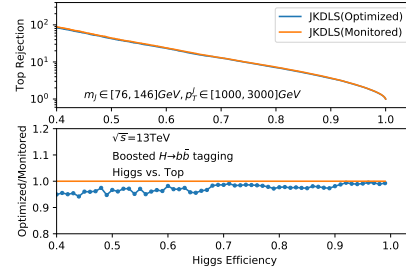
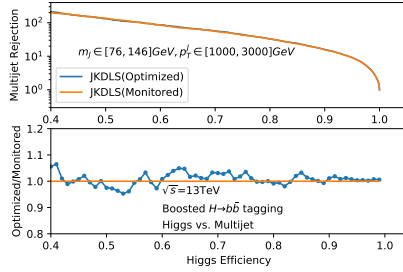
图 C.1 对照组和优化组的模型的性能对比。左排的图展示的是 **multijet** 本底排除率随着信号效率的变化关系对比，右排的图展示的是 **t** 夸克本底排除率随着信号效率的变化关系对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义五个区间。



(a) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (b) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [250, 500]\text{GeV}$



(c) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (d) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [500, 1000]\text{GeV}$



(e) Higgs vs. multijet:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ , (f) Higgs vs. Top:  $m_J \in [76, 146]\text{GeV}$ ,  $p_T^J \in [1000, 3000]\text{GeV}$

图 C.2 对照组和优化组的模型的性能对比。左排的图展示的是 **multijet** 本底排除率随着信号效率的变化关系对比，右排的图展示的是 **t** 夸克本底排除率随着信号效率的变化关系对比，从上到下依次对应于第 5.4.3 小节中定义五个区间。

附录 D 利用  $DM\ Z'$  信号进行算法优化

对于 DL1、DL1r 和 DL1rmu，在四个不同的工作点 60%、70%、77% 和 85% 下， $2b$  信号区中的  $DM\ Z' \rightarrow b\bar{b}$  信号的灵敏度：

- (1) 表 D.1 是在  $DM\ Z'$  信号质量为 1.5TeV 时，信号灵敏度与算法和工作点的关系，考虑的质量区间为 1.378-1.573TeV；
- (2) 表 D.2 对应的  $DM\ Z'$  信号质量为 2TeV，考虑的质量区间为 1.785 - 2.114TeV；
- (3) 表 D.3 对应的  $DM\ Z'$  信号质量为 2.5TeV，考虑的质量区间为 2.267 - 2.659TeV；
- (4) 表 D.4 对应的  $DM\ Z'$  信号质量为 3TeV，考虑的质量区间为 2.719 - 3.1TeV；
- (5) 表 D.5 对应的  $DM\ Z'$  信号质量为 4TeV，考虑的质量区间为 3.672 - 4.07TeV；
- (6) 表 D.6 对应的  $DM\ Z'$  信号质量为 5TeV，考虑的质量区间为 4.595 - 5.074TeV。

表 D.1  $2b$  信号区中，在  $DM\ Z'$  信号质量为 1.5TeV 时，信号灵敏度与  $b$ -jet 标定算法和工作点的关系，考虑的质量区间为 1.378-1.573TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1    | Fix 85 | 7239.83   | 352.07                 | 20.56        |
| DL1    | Fix 77 | 4151.16   | 148.90                 | 27.88        |
| DL1    | Fix 70 | 2655.21   | 98.01                  | 27.09        |
| DL1    | Fix 60 | 1445.55   | 65.57                  | 22.04        |
| DL1r   | Fix 85 | 8477.72   | 390.54                 | 21.71        |
| DL1r   | Fix 77 | 5159.21   | 166.65                 | 30.96        |
| DL1r   | Fix 70 | 3399.15   | 112.75                 | 30.15        |
| DL1r   | Fix 60 | 1556.43   | 68.59                  | 22.69        |
| DL1rmu | Fix 85 | 6945.48   | 281.68                 | 24.66        |
| DL1rmu | Fix 77 | 4302.37   | 143.26                 | 30.03        |
| DL1rmu | Fix 70 | 2796.34   | 101.68                 | 27.50        |
| DL1rmu | Fix 60 | 1330.63   | 60.88                  | 21.86        |

表 D.2 2b 信号区中, 在 DM  $Z'$  信号质量为 2TeV 时, 信号灵敏度与 b-jet 标定算法和工作点的关系, 考虑的质量区间为 1.785-2.114TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1    | Fix 85 | 1775.24   | 205.23                 | 8.65         |
| DL1    | Fix 77 | 686.94    | 65.90                  | 10.42        |
| DL1    | Fix 70 | 362.93    | 38.38                  | 9.46         |
| DL1    | Fix 60 | 152.28    | 21.58                  | 7.06         |
| DL1r   | Fix 85 | 2364.88   | 233.62                 | 10.12        |
| DL1r   | Fix 77 | 1074.68   | 80.53                  | 13.34        |
| DL1r   | Fix 70 | 583.31    | 47.80                  | 12.20        |
| DL1r   | Fix 60 | 218.93    | 24.55                  | 8.92         |
| DL1rmu | Fix 85 | 1726.10   | 160.96                 | 10.72        |
| DL1rmu | Fix 77 | 805.64    | 65.94                  | 12.22        |
| DL1rmu | Fix 70 | 468.50    | 41.88                  | 11.19        |
| DL1rmu | Fix 60 | 161.03    | 20.07                  | 8.02         |

表 D.3 2b 信号区中, 在 DM  $Z'$  信号质量为 2.5TeV 时, 信号灵敏度与 b-jet 标定算法和工作点的关系, 考虑的质量区间为 2.267-2.659TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1    | Fix 85 | 333.68    | 100.46                 | 3.32         |
| DL1    | Fix 77 | 78.90     | 23.40                  | 3.37         |
| DL1    | Fix 70 | 35.46     | 12.02                  | 2.95         |
| DL1    | Fix 60 | 11.07     | 6.21                   | 1.78         |
| DL1r   | Fix 85 | 527.50    | 115.69                 | 4.56         |
| DL1r   | Fix 77 | 170.98    | 31.73                  | 5.39         |
| DL1r   | Fix 70 | 74.14     | 16.60                  | 4.47         |
| DL1r   | Fix 60 | 20.46     | 7.33                   | 2.79         |
| DL1rmu | Fix 85 | 346.72    | 78.48                  | 4.42         |
| DL1rmu | Fix 77 | 116.18    | 26.19                  | 4.44         |
| DL1rmu | Fix 70 | 55.77     | 14.72                  | 3.79         |
| DL1rmu | Fix 60 | 14.29     | 6.24                   | 2.29         |

表 D.4 2b 信号区中, 在 DM  $Z'$  信号质量为 3TeV 时, 信号灵敏度与 b-jet 标定算法和工作点的关系, 考虑的质量区间为 2.719-3.1TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1    | Fix 85 | 69.86     | 49.39                  | 1.41         |
| DL1    | Fix 77 | 9.09      | 8.98                   | 1.01         |
| DL1    | Fix 70 | 3.49      | 4.17                   | 0.84         |
| DL1    | Fix 60 | 0.90      | 1.98                   | 0.45         |
| DL1r   | Fix 85 | 129.02    | 58.66                  | 2.20         |
| DL1r   | Fix 77 | 26.42     | 13.70                  | 1.93         |
| DL1r   | Fix 70 | 8.82      | 6.29                   | 1.40         |
| DL1r   | Fix 60 | 2.06      | 2.84                   | 0.73         |
| DL1rmu | Fix 85 | 78.06     | 39.00                  | 2.00         |
| DL1rmu | Fix 77 | 18.45     | 11.33                  | 1.63         |
| DL1rmu | Fix 70 | 7.12      | 5.94                   | 1.20         |
| DL1rmu | Fix 60 | 1.43      | 2.38                   | 0.60         |

表 D.5 2b 信号区中, 在 DM  $Z'$  信号质量为 4TeV 时, 信号灵敏度与 b-jet 标定算法和工作点的关系, 考虑的质量区间为 3.672-4.07TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1    | Fix 85 | 2.434     | 10.898                 | 0.22         |
| DL1    | Fix 77 | 0.148     | 1.144                  | 0.13         |
| DL1    | Fix 70 | 0.045     | 0.350                  | 0.13         |
| DL1    | Fix 60 | 0.0065    | 0.133                  | 0.05         |
| DL1r   | Fix 85 | 6.389     | 14.145                 | 0.45         |
| DL1r   | Fix 77 | 0.561     | 2.341                  | 0.24         |
| DL1r   | Fix 70 | 0.116     | 0.876                  | 0.13         |
| DL1r   | Fix 60 | 0.0153    | 0.308                  | 0.05         |
| DL1rmu | Fix 85 | 3.583     | 8.894                  | 0.40         |
| DL1rmu | Fix 77 | 0.480     | 2.094                  | 0.23         |
| DL1rmu | Fix 70 | 0.107     | 1.027                  | 0.10         |
| DL1rmu | Fix 60 | 0.0153    | 0.346                  | 0.04         |

表 D.6 2b 信号区中, 在 DM  $Z'$  信号质量为 5TeV 时, 信号灵敏度与 b-jet 标定算法和工作点的关系, 考虑的质量区间为 4.595-5.074TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1    | Fix 85 | 0.0698    | 2.2834                 | 0.03         |
| DL1    | Fix 77 | 0.0022    | 0.1990                 | 0.01         |
| DL1    | Fix 70 | 0.0003    | 0.0643                 | 0.005        |
| DL1    | Fix 60 | 0.0003    | 0                      | –            |
| DL1r   | Fix 85 | 0.2751    | 3.4954                 | 0.08         |
| DL1r   | Fix 77 | 0.0097    | 0.4109                 | 0.02         |
| DL1r   | Fix 70 | 0.0028    | 0.1440                 | 0.02         |
| DL1r   | Fix 60 | 0.0003    | 0.0483                 | 0.006        |
| DL1rmu | Fix 85 | 0.1580    | 2.1432                 | 0.073        |
| DL1rmu | Fix 77 | 0.0097    | 0.4667                 | 0.02         |
| DL1rmu | Fix 70 | 0.0025    | 0.2434                 | 0.01         |
| DL1rmu | Fix 60 | 0.0013    | 0.1386                 | 0.01         |

附录 E 利用  $b^*$  信号进行算法优化

对于 DL1r, 1b 信号区中  $b^*$  在不同工作点下的信号灵敏度:

- (1) 表 E.1 是在  $b^*$  信号质量为 1.5TeV 时, 信号灵敏度与工作点的关系, 考虑的质量区间为 1.378 - 1.573TeV;
- (2) 表 E.2 对应的  $b^*$  信号质量为 2TeV, 考虑的质量区间为 1.785 - 2.114TeV;
- (3) 表 E.3 对应的  $b^*$  信号质量为 2.5TeV, 考虑的质量区间为 2.267 - 2.659TeV;
- (4) 表 E.4 对应的  $b^*$  信号质量为 5TeV, 考虑的质量区间为 4.595 - 5.074TeV。

表 E.1 1b 信号区中, 对于 b-jet 标定算法 DL1r, 在  $b^*$  信号质量为 1.5TeV 时, 信号灵敏度与工作点的关系, 考虑的质量区间为 1.378-1.573TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1r   | Fix 85 | 62822.3   | 1427.81                | 44.0         |
| DL1r   | Fix 77 | 48707.9   | 897.43                 | 54.28        |
| DL1r   | Fix 70 | 9488.9    | 697.08                 | 56.65        |
| DL1r   | Fix 60 | 27044.6   | 513.68                 | 52.65        |

表 E.2 1b 信号区中, 对于 b-jet 标定算法 DL1r, 在  $b^*$  信号质量为 2TeV 时, 信号灵敏度与工作点的关系, 考虑的质量区间为 1.785-2.114TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1r   | Fix 85 | 13414.8   | 814.838                | 16.46        |
| DL1r   | Fix 77 | 9123.77   | 469.647                | 19.43        |
| DL1r   | Fix 70 | 6751.46   | 346.79                 | 19.41        |
| DL1r   | Fix 60 | 4163.57   | 239.386                | 17.39        |

表 E.3 1b 信号区中, 对于 b-jet 标定算法 DL1r, 在  $b^*$  信号质量为 2.5TeV 时, 信号灵敏度与工作点的关系, 考虑的质量区间为 2.267-2.659TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1r   | Fix 85 | 2380.96   | 403.956                | 5.89         |
| DL1r   | Fix 77 | 1350.94   | 212.474                | 6.36         |
| DL1r   | Fix 70 | 891.97    | 149.332                | 5.97         |
| DL1r   | Fix 60 | 488.16    | 97.5462                | 5.0          |

表 E.4 1b 信号区中, 对于 b-jet 标定算法 DL1r, 在  $b^*$  信号质量为 5TeV 时, 信号灵敏度与工作点的关系, 考虑的质量区间为 4.595-5.074TeV。

| Tagger | WP     | Signal(S) | $\sqrt{Background(B)}$ | $S/\sqrt{B}$ |
|--------|--------|-----------|------------------------|--------------|
| DL1r   | Fix 85 | 0.8067    | 18.0767                | 0.045        |
| DL1r   | Fix 77 | 0.1602    | 6.360                  | 0.025        |
| DL1r   | Fix 70 | 0.0694    | 3.774                  | 0.018        |
| DL1r   | Fix 60 | 0.0218    | 1.980                  | 0.011        |

## 致 谢

在这个特殊的时期，我终于完成了毕业论文的撰写，回顾五年博士生涯，收获颇丰。在此，衷心地感谢我的指导老师陈新副教授，陈老师的言传身教使我终身受益，在学术上给予我悉心的指导和全力的支持，在生活学习中给予我贴心的关怀，才使得我顺利的完成本论文的研究内容。陈老师渊博的学识和细致严谨的科学精神将会是我未来的道路上一直追求的目标。

在美国加利福尼亚州州立大学弗雷斯诺分校交流访学期间，感谢高永生教授和 Harinder Singh Bawa 博士在实验和理论上给予我耐心的指导和帮助，在生活上给予我悉心的照顾。

感谢华盛顿大学的 Shih-Chieh Hsu 教授、加州大学尔湾分校的 Danial Guest 博士、哥伦比亚大学 Ines Ochoa 博士和 Julia Lynne Gonski 博士在科研上给予我耐心的指导，感谢意大利国家核物理研究院的 Francesco Armando Di Bello 博士、上海交通大学的周宁教授和 Nishu 博士、山东大学的张登峰博士在科研上给予的指导和帮助。

感谢组里的同学张刚、李博洋、许悦、夏明明在学习、生活以及科研上给予的帮助和鼓励，感谢物理系的同学徐旭升、孔祥宇、刘洋、范嘉琪、叶张东、郭铁城、董彬彬、王楚慧在学习和生活上给予的帮助和鼓励，也感谢你们陪我度过了这一段愉快的校园时光。

感谢 L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 和 ThuThesis<sup>[309]</sup>，帮我节省了不少时间。

最后感谢清华大学对我的培养，以后必将回馈母校，报效祖国，做一个对国家对社会有用的人，善良诚信做人，公正严谨做事，自强不息，厚德载物。感谢我的父母和亲人这二十七年来对我含辛茹苦的培养和无微不至的照顾，我爱你们。

## 声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名： 丁伟 日 期： 2021年3月25日

## 个人简历、在学期间完成的相关学术成果

### 个人简历

1993 年 03 月 02 日出生于湖北省荆州市公安县。

2011 年 09 月考入武汉大学物理科学与技术学院物理学专业，2016 年 07 月本科毕业并获得理学学士学位。

2016 年 09 月免试进入清华大学理学院物理系攻读理学博士学位至今。

### 在学期间完成的相关学术成果

#### 学术论文：

- [1] ATLAS Collaboration. Search for new resonances in mass distributions of jet pairs using  $139\text{fb}^{-1}$  of pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2020, 2020(3):145-145. (核心期刊, SCI 收录, 检索号: WOS:000524489600001)
- [2] ATLAS Collaboration. Identification of boosted Higgs bosons decaying into  $b\bar{b}$  with Neural Networks and variable radius subjects in ATLAS: ATL-PHYS-PUB-2020-019 [R/OL]. Geneva: CERN, 2020.