



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

ATLAS 实验含 τ 末态超对称粒子的寻找

作者姓名: 蔡雨辰

指导教师: 庄胥爱 研究员 中国科学院高能物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2024 年 6 月

Search for supersymmetric particles in final states with
tau-leptons with the ATLAS detector

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

By

CAI Yuchen

Supervisor: Professor Zhuang Xuai

Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences

June, 2024

中国科学院大学 学位论文原创性声明

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

作者签名：

日 期：

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

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

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘 要

标准模型是目前成功描述微观粒子及其相互作用的理论，但它仍有很多不足，比如标准模型的中微子没有质量、无法提供暗物质粒子、不能在高能标时统一相互作用耦合常数等等，所以当前的物理学需要构建超出标准模型理论来解释这些问题。超对称理论是超出标准模型理论中的热门候选者，它可以解释粒子物理中存在的绝大多数问题，实验中可以通过寻找其理论预言的超对称粒子来寻找新物理。

目前世界上能量最高的大型强子对撞机 (LHC) 实验没有观测到超出标准模型存在的迹象，LHC 实验对强相互作用产生的超对称粒子 ($\tilde{g}$ 、 $\tilde{q}$) 的质量排除限已经很强，但对电弱相互作用产生的超对称粒子 (带电的 Chargino 粒子 $\tilde{\chi}^\pm$ 和中性的 Neutralino 粒子 $\tilde{\chi}^0$) 的质量排除限较弱，所以电弱相互作用产生的超对称粒子还有很大的探索空间。本文利用 ATLAS 实验在 2015 至 2018 年第二轮取数期间获得的质心能量为 13 TeV 下总积分亮度为 139 fb^{-1} 的质子-质子对撞数据，开展了四个分析。前两个分析是对关于电弱相互作用产生最轻的 Chargino 粒子和次轻的 Neutralino 粒子对 ($\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$) 通过不同衰变过程的研究，第三个分析是利用 ATLAS 已发表分析的信号区对 R 宇称破坏的信号模型进行了诠释，最后一个分析对包含 19 个自由参数的唯象最小超对称标准模型 (pMSSM-19) 进行限制。

第一个分析是 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 W 、 h 玻色子衰变至单轻子和双陶子末态过程的寻找，这是 ATLAS 首次对此过程进行寻找。此过程中 W 玻色子衰变的轻子可以有效压低强相互作用过程产生的本底， h 玻色子衰变至双陶子末态的分支比相对较高。本研究使用数据驱动的 Fake Factor 方法估计不可约本底，使得相关本底估计的误差降低约 3 倍，从而有效提高了信号灵敏度。由于本研究在信号区中没有发现明显超出标准模型的现象，因此在 95% 置信度下给出了 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 的质量排除限。当 $\tilde{\chi}_1^0$ 质量为 0 时， $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量低于 330 GeV 的区域在 95% 置信度下被排除。

第二个分析是 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 通过 $\tilde{\tau}$ 或 $\tilde{\nu}$ 衰变至含有两个陶子末态过程的寻找。该过程可以合理解释宇宙学实验观测到的暗物质遗留密度以及实验观测到的缪子反常磁矩超出。本研究首次通过加入末态陶子电荷同号的信号区大幅提高了质量压缩区域的显著性，同时通过横动量最高和次高陶子携带的电荷同号、异号末态的联合拟合大幅提高了整个质量区域的显著性。由于信号区中没有发现明显超出标准模型的现象，本研究在 95% 置信度下给出了相关粒子的质量排除限，当 $\tilde{\chi}_1^0$ 质量为 0 时， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 质量低于 970 GeV 的区域被排除；对于质量简并的 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 的产生过程， $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量低于 1160 GeV 的区域被排除，这是 ATLAS 实验目前最强的 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 排除限。

第三个分析利用 ATLAS 实验 Run2 期间针对双陶子末态和多轻子末态的分

析对 R 宇称破坏下 Higgsino 成对产生的模型进行了诠释。超对称寻找实验通常针对超对称粒子迅速衰变的模型，但理论上超对称粒子的寿命可以较长，目前对相关模型的限制较弱，所以研究超对称寻找实验对不同寿命的模型的显著性变化并对这些模型进行限制是十分重要的。本文详细研究了 R 宇称破坏项耦合系数 λ_{i33} 对 Higgsino 寿命和分支比的影响，这是 ATLAS 首次研究此模型，同时本文给出了目前最新的 λ_{i33} 耦合系数的理论上限。在系统误差方面，本文详细研究了移位陶子的重建、鉴别和相关触发器的系统误差，这是 ATLAS 首次对相关误差进行研究，得到了 ATLAS Tau 工作组的认可。本研究在 95% 置信度下给出了质量简并的 Higgsino 在不同寿命下的质量排除限，当耦合系数较大，Higgsino 衰变至标准模型粒子的分支比较高时，Higgsino 质量低于 800 GeV 的区域被排除。

第四个分析是对 pMSSM-19 模型进行限制。此分析利用了 ATLAS 实验在 Run2 期间的超对称寻找实验、希格斯粒子衰变宽度的测量、超出标准模型希格斯粒子的寻找实验和非 ATLAS 实验进行约束。基于简化模型的质量排除限在更真实地超对称模型上的限制较弱，可能仍存在超对称粒子质量较低的模型未被排除，所以检验目前超对称实验对较真实的模型的限制十分重要。本分析不仅是对 ATLAS 实验 Run2 期间实验结果的系统性总结，更为未来超对称寻找实验提供了重要参考。本分析发现 ATLAS 实验对 pMSSM-19 模型中超对称粒子质量参数的限制普遍低于基于简化模型的排除限，尤其是对 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 粒子质量的限制，质量谱处于质量压缩区域的超对称模型仍有较大的可能未被排除。对于暗物质粒子候选者来说，基于 Z/h -funnel 湮灭机制的 Bino 型 LSP (Lightest SUSY Particle, 最轻超对称粒子) 作为暗物质粒子的可能性较低，但质量较高的基于 A/H -funnel 和 $\tilde{q}$ 、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 联合湮灭机制的 Bino 暗物质仍可能存在。

总而言之，本文的研究内容涵盖了 Wino 型 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 对产生过程并通过标准模型玻色子和超对称轻子衰变这两种衰变模式的研究，同时涵盖 R 宇称守恒和破坏的 SUSY 模型的研究、简化 SUSY 模型和非简化模型的 pMSSM-19 模型的研究，几乎涵盖了 SUSY 的大部分研究方向。本文研究的 $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\mp$ 模型可以自然解释缪子反常磁矩的超出和暗物质遗留密度，其中通过 W 、 h 玻色子衰变的过程是 ATLAS 上首次寻找，通过 $\tilde{\tau}$ 或 $\tilde{\nu}$ 衰变过程首次研究了同号双陶子过程从而大幅度提升了质量压缩区域的信号灵敏度，研究中研发并使用了 Fake Factor 和 ABCD 等多种数据驱动的本底估计方法有效降低了本底估计误差从而大幅提升了信号灵敏度。本文考虑的 R 宇称破坏的 Higgsino 模型也是 ATLAS 上首次研究，同时本文对 pMSSM-19 模型的研究是 Run2 首次限制此模型的全部自由参数。

关键词： 超对称物理, R 宇称, 最小超对称标准模型, 大型强子对撞机, ATLAS 探测器

Abstract

The Standard Model (SM) is a successful theory describing the fundamental particles and their interactions. However, it is still imperfect due to some limitations: the neutrinos are considered massless, dark matter particles are absent, and the interaction coupling constants do not unify at high energy scales. Clearly, new theories beyond the Standard Model (BSM) are needed to resolve these issues. Supersymmetry (SUSY) is one of the most popular BSM theories aiming to solve most of the big questions in particle physics. SUSY models predict supersymmetric particles, which can be searched for by experiments at the Large Hadron Collider (LHC).

While the current exclusion limits on the strong production of SUSY particles ($\tilde{g}, \tilde{q}$) are stringent, the limits on the electroweak production of SUSY particles (electroweakinos, Chargino $\tilde{\chi}^\pm$ and Neutralino $\tilde{\chi}^0$) are relatively weak. Therefore, chargino and neutralino production could play a significant role at the LHC. In light of this, four analyses are performed in this thesis utilizing a dataset of pp collisions corresponding to an integrated luminosity of 139 fb^{-1} , recorded with the ATLAS detector at a centre-of-mass energy of 13 TeV during the Run 2 period from 2015 to 2018. Searches for chargino and neutralino productions via intermediate W/h boson or $\tilde{\tau}$ or $\tilde{\nu}$ decay are considered in the first two analyses. The third analysis reinterprets a selection of ATLAS SUSY searches, optimized for R-parity conserving (RPC) and R-parity-violating (RPV) models, in SUSY models with variable RPV-coupling strength. The last analysis provides constraints on the 19-parameter phenomenological Minimal Supersymmetric Standard Model (pMSSM-19).

The $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ production via W/h boson decay to a final state of at least one light lepton and two tau-leptons has been studied in the first analysis. The multi-jet background can be strongly suppressed by requiring one light lepton from the W decay, and the analysis also benefits from the higher branching ratio of higgs decay to two tau-leptons. The analysis is expected to be sensitive to light electroweakinos, which are strong candidates to explain the excess from the Fermilab Muon $g-2$ Experiment and can also provide an excellent dark matter candidate. To estimate the reducible background, a data-driven Fake Factor method is developed and implemented. This method has reduced the uncertainty of the reducible background estimation by a factor of three, consequently increasing the signal significance. Since no significant deviation from the expected SM background is observed, SUSY particle mass limits at 95% confidence level are obtained in simplified models. For a massless $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ masses up to 330 GeV are excluded.

The $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ and $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ production via $\tilde{\tau}$ or $\tilde{\nu}$ decay with a final state of at least

two tau-leptons has been studied in the second analysis. This model not only satisfies the requirements of relic density measurements but also offers an explanation for the observed excess in the Muon g-2 experiments. The same sign (SS) two tau-lepton events are studied to improve the sensitivity, especially at a very compressed mass spectrum, which is the first study in such analyses. No significant deviation from the expected SM background is observed and SUSY particle mass limits at 95% confidence level are obtained in simplified models. In the scenario of direct production of $\tilde{\chi}_1^\pm$ pairs, $\tilde{\chi}_1^\pm$ masses up to 970 GeV for a massless $\tilde{\chi}_1^0$ are excluded. In the case of associated production of pairs of $\tilde{\chi}_1^\pm$ and pairs of degenerate $\tilde{\chi}_1^\pm$ and $\tilde{\chi}_2^0$, masses up to 1160 GeV are excluded for a massless $\tilde{\chi}_1^0$. These limits improve upon previous results by around 340 to 400 GeV.

The third analysis reinterprets ATLAS SUSY searches from di-tau and multi-lepton analyses in RPV higgsino pair production models. The SUSY models considered in ATLAS SUSY searches mostly assume prompt decay of SUSY particles, while they could be long-lived. The current constraints on the models with long-lived SUSY particles remain relatively weak. Therefore, it is crucial to reinterpret the public SUSY searches targeting prompt decay models in SUSY models with varying lifetimes or decay branching ratios. The study explores the impact of λ_{i33} coupling strengths on the lifetimes and branching ratios of the higgsino and provides the latest theoretical upper limits for these strengths, which is the first result of its kind for ATLAS. Specifically, the systematics of displaced tau reconstruction, identification, and triggers have been studied for this analysis, which is the first such study in the ATLAS experiment and has been approved by the ATLAS Tau Performance group. The exclusion limits on higgsino masses reach up to 800 GeV in scenarios with lifetimes below 10^{-3} ns.

The final analysis provides a summary of the constraints from SUSY and BSM Higgs searches performed by the ATLAS Collaboration in the context of the pMSSM-19 model. External constraints from previous electroweak, flavour and dark matter related measurements are also considered. Whilst exclusion limits using simplified models provide an easily interpretable picture of the sensitivity of analyses to specific areas of parameter space, they are far from an exhaustive exploration of the MSSM. Thus, it is important to recast or validate existing exclusion limits derived from the simplified models against more intricate SUSY models. This study not only serves as a systematic summary of ATLAS Run 2 searches but also stands as an important reference for future SUSY searches. In general, the bounds on SUSY particle masses from the ATLAS searches are weaker in the pMSSM when assumptions entering the simplified models are relaxed, especially in the compressed regime. The Higgs boson and Z boson funnel regions, where a low-mass neutralino would not oversaturate the dark matter relic abundance, are almost completely excluded by the considered constraints. However, models

with A/H -funnel or $\tilde{q}/\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ co-annihilation as the dominant mode are still viable.

In summary, the studies in this thesis have comprehensively covered nearly most of the aspects of SUSY searches, they include studies on R -parity conserving and R -parity violating models, on simplified models and the pMSSM-19 models, and on the boson decay mode and slepton decay modes of the wino-like gaugino pair production. The models involving light electroweakino $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$ and $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^\mp$ productions can explain the observed excess in the Muon $g-2$ experiment and the observed dark matter relic density. Notably, it is the first time that the channel decay via W/h boson with two tau-leptons has been explored within the ATLAS experiment. The combination of same-sign and opposite-sign two tau finals states has significantly improved signal sensitivity, particularly in the mass compressed regime. The data-driven methods employed in the analyses, such as the Fake Factor method and the ABCD method, have effectively mitigated uncertainties in background estimations. Furthermore, the exploration of higgsino R -parity violation models is the first of its kind for the ATLAS experiment. This thesis also provides a summary of the constraints from searches performed by the ATLAS experiments on the 19-parameter pMSSM, which is an important reference for future SUSY searches.

Key Words: Supersymmetry, R -parity, MSSM, LHC, ATLAS detector

目 录

第 1 章 引言	3
第 2 章 粒子物理标准模型与超对称模型	5
2.1 标准模型	5
2.1.1 基本粒子	5
2.1.2 基本相互作用	6
2.1.3 标准模型的缺陷	11
2.2 超对称模型	13
2.2.1 超对称理论简介	13
2.2.2 最小超对称标准模型	15
2.2.3 超对称理论相关的超出标准模型理论	18
2.2.4 ATLAS 实验寻找超对称物理现状	19
第 3 章 大型强子对撞机与 ATLAS 实验	21
3.1 大型强子对撞机	21
3.2 ATLAS 实验	25
3.2.1 超环面仪器 (ATLAS) 与探测器坐标系	25
3.2.2 内部径迹探测器	26
3.2.3 量能器	28
3.2.4 缪子谱仪	33
3.2.5 磁铁系统	33
3.2.6 触发与数据获取系统	34
3.2.7 ATLAS 探测器性能	36
3.3 ATLAS 实验的蒙特卡洛模拟	36
3.3.1 部分子模型	36
3.3.2 质子-质子对撞的蒙特卡洛模拟	37
3.3.3 ATLAS 探测器的模拟	38
第 4 章 粒子重建与鉴别	39
4.1 径迹/顶点	39
4.2 电子/光子	41
4.2.1 电子/光子的重建	41
4.2.2 电子/光子的鉴别和孤立度	42
4.3 缪子	45

4.3.1 缪子的重建	45
4.3.2 缪子的鉴别和孤立度	46
4.4 喷注	48
4.4.1 喷注的重建	48
4.4.2 重味喷注 (b -jet) 的标记	49
4.5 陶子	49
4.5.1 陶子的重建	50
4.5.2 陶子的鉴别	52
4.6 陶子的 in-situ 能量修正	55
4.7 横能量丢失	61
第 5 章 单轻子双陶子末态 gaugino 粒子的寻找	63
5.1 研究动机和信号模型	63
5.2 事例重建	65
5.2.1 事例和物理对象的重建	65
5.2.2 去重合策略	66
5.2.3 横能量丢失的重建和触发器的选择	67
5.3 信号区定义	68
5.3.1 事例初选	68
5.3.2 信号区定义	69
5.4 本底估计	74
5.4.1 含有两个误重建 τ_{had} 本底的本底估计	74
5.4.2 Top 夸克过程的本底估计	77
5.4.3 Multi-boson 过程的本底估计	77
5.5 系统误差分析	78
5.5.1 实验误差	79
5.5.2 理论误差	79
5.5.3 纯本底拟合与系统误差	80
5.6 实验结果	82
5.6.1 无模型依赖拟合	82
5.6.2 模型依赖拟合	82
5.7 本章小结	84

第 6 章 双陶子末态 gaugino 粒子的寻找	85
6.1 研究动机和信号模型	85
6.2 事例重建和选择	87
6.3 信号区定义	87
6.3.1 事例初选	87
6.3.2 信号区定义	88
6.4 本底估计	90
6.4.1 多喷注过程本底估计和 ABCD 方法	90
6.4.2 W+jets 本底估计	92
6.4.3 Top 夸克过程在 SR-C1N2SS-HM 的估计	93
6.4.4 不可约本底的本底估计	93
6.5 误差分析	97
6.5.1 信号理论误差	97
6.5.2 多喷注过程的系统误差	97
6.5.3 其他本底误差	99
6.5.4 纯本底拟合与系统误差	99
6.6 实验结果	101
6.6.1 无模型依赖拟合	101
6.6.2 多过程联合的模型依赖拟合	102
6.7 本章小结	104
第 7 章 轻子数不守恒的 R 宇称破坏过程的诠释	105
7.1 R 宇称破坏的 SUSY 模型和研究动机	105
7.2 模型研究	106
7.2.1 λ_{133} 和 λ_{233} 的耦合系数上限	107
7.2.2 Higgsino 模型的参数设置	108
7.2.3 模拟样本	108
7.3 诠释使用的 ATLAS 分析	113
7.3.1 四轻子分析	113
7.4 系统误差分析	114
7.4.1 移位 τ_{had} 的重建和鉴别误差	114
7.4.2 移位 τ_{had} 的触发器的系统误差	114
7.4.3 信号的理论误差	116
7.5 实验结果	116
7.6 本章小结	119

第 8 章 唯象最小超对称标准模型的诠释	121
8.1 研究动机	121
8.2 分析策略	121
8.2.1 软件框架和间接探测实验的约束	121
8.2.2 信号模型与扫描取样	125
8.2.3 诠释使用的 ATLAS 分析	126
8.3 分析结果	128
8.3.1 LSP 质量的约束	128
8.3.2 超对称胶子和超对称夸克的约束	128
8.3.3 第三代超对称夸克的质量约束	133
8.3.4 超对称电弱规范子和第一至三代超对称轻子的约束	140
8.3.5 暗物质唯象学	140
8.3.6 重中性希格斯粒子的约束	146
8.3.7 ATLAS 实验约束和其他实验约束的互补与重叠	146
8.4 实验结果	150
8.5 本章小结	151
第 9 章 总结与展望	153
参考文献	157
附录一 双读出量能器的束流测试和缪子响应	171
附录二 pMSSM-19 模型参数分布与排除比例	181
附录三 pMSSM-19 模型中超对称粒子质量分布与排除比例	193
附录四 非 ATLAS SUSY 实验对 pMSSM-19 模型的约束	201
作者贡献	207
致谢	209
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果	211

图目录

图 2-1 引入超对称性的耦合常数 (实线) 与标准模型的耦合常数 (虚线) 随能标的跑动, 不同颜色代表不同规范场, 计算精度为两圈 [9]。...	15
图 2-2 质心能量 13 TeV 下 pp 对撞产生超对称粒子的截面 [60, 61]。...	19
图 2-3 ATLAS 上超对称粒子寻找实验的排除质量区间 [14]。.....	20
图 3-1 LHC 束流环布局, 按顺时针排序八个直线区域 [11]。.....	22
图 3-2 LHC 束流注入与加速系统示意图 [11]。.....	23
图 3-3 (a) LHC 历年积分亮度收集情况与 (b) 瞬时亮度峰值情况 [66]。.....	25
图 3-4 LHC 第三轮取数与 HL-LHC 取数的时间规划 (规划修订于 2022 年 2 月)。.....	25
图 3-5 ATLAS 探测器的各级子系统 [12]。.....	26
图 3-6 内部径迹探测器的内部结构, 图上并未标出 IBL [12]。.....	27
图 3-7 ATLAS 量能器系统示意图 [12]。.....	29
图 3-8 桶部液氙电磁量能器的结构 [70]。.....	29
图 3-9 液氙电磁量能器的电极分布 [12]。.....	30
图 3-10 瓦片状采样型量能器的结构示意图 [12]。.....	31
图 3-11 Tile 桶部与延长部分的三层结构示意图 [12]。.....	31
图 3-12 液氙强子量能器 (HEC) 结构示意图 [12]。.....	32
图 3-13 液氙前向量能器 (FCal) 结构示意图 [12]。.....	32
图 3-14 缪子谱仪 (MS) 结构示意图 [12]。.....	34
图 3-15 ATLAS 触发与数据获取系统示意图 [71]。.....	35
图 3-16 ATLAS 在 Run-2 阶段取数积分亮度示意图 (a) 与束团间平均相互作用次数的分布 (b) [74]。.....	36
图 4-1 电子/光子的鉴别工作点的选择效率与动力学变量的关系 [105]。...	44
图 4-2 缪子 Loose、Medium、Tight 工作点的选择效率与 (a) p_T 和 (b) η 的关系 [108]。.....	47
图 4-3 粒子流的重建流程 [112]。.....	48
图 4-4 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 过程的末态 τ 通过 τ 顶点和初级顶点进行径迹选择的选择效率与 p_T 的关系 [120], (a) 为 1-prong τ , (b) 为 3-prong τ 。...	51
图 4-5 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 过程的混淆矩阵, 横轴为径迹真实的类型, 纵轴为基于 RNN 算法的分类结果 [120], (a) 为 1-prong τ , (b) 为 3-prong τ 。...	51
图 4-6 通过第一步能量刻度 (baseline) 和通过第一、二步能量刻度 (BRT) 的 τ_{had} 能量分辨 [121]。.....	52

图 4-7 τ_{had} 鉴别工作点的选择效率和本底压制率 [122]。	53
图 4-8 τ_{had} 鉴别效率、重建 + 鉴别效率和误重建 τ_{had} 拒绝率随 p_T 的分布 [120]。	54
图 4-9 Medium 工作点下, 1-prong 的中心区域、前向区域 m_{vis} 的拟合前、后分布。	58
图 4-10 Medium 工作点下, 3-prong 的中心区域、前向区域 m_{vis} 的拟合前、后分布。	59
图 4-11 (a) Loose、(b) Medium 和 (c) Tight 鉴别工作点下的 in-situ TES 拟合结果总结。	60
图 4-12 E_T^{miss} 分辨率与 $\langle \mu \rangle$ 的关系, 其中 fJVT [128] 是重建前向喷注 (Forward jet) 的算法 [126]。	62
图 5-1 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 Wh 衰变过程示意图。	64
图 5-2 Wh 研究的信号质量参数分布。	64
图 5-3 Wh 的事例初选动力学变量分布。	70
图 5-4 SR-Wh-LM 信号区定义的 N-1 分布。	72
图 5-5 SR-Wh-HM 信号区定义的 N-1 分布。	73
图 5-6 Wh 过程 Fake factor 的参数和误差的分布。	76
图 5-7 FFVR-Wh 中 τ_{had} p_T (a) 与 m_{T2} (b) 经过纯本底拟合后的分布。 ..	76
图 5-8 (a) TCR-Wh 未经纯本底拟合的和 (b) TVR-Wh 经过纯本底拟合后的 m_{T2} 分布。	77
图 5-9 MBVR-Wh 的 (a) m_{T2} 和 (b) $m(\tau_1, \tau_2)$ 经过纯本底拟合后的分布。	78
图 5-10 Wh 过程中, 实验数据与 SM 本底估计在 TVR-Wh、MBVR-Wh 和 SR 中通过纯本底拟合后的分布和比较, 其中误差部分包含了全部的系统误差。	81
图 5-11 95% 置信度下 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 Wh 衰变的质量排除限。	84
图 6-1 Gaugino 对产生并通过 $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau$ 衰变的示意图。	86
图 6-2 信号点质量参数分布。	86
图 6-3 ABCD 方法示意图。	91
图 6-4 各验证区的动力学变量分布。	95
图 6-5 SR-C1C1-LM 信号区的 Matching and Merging Schema 的误差。 ..	97
图 6-6 分析样本和理论误差样本的事例分布, 以 OS 末态 LM 信号区的 Matching and Merging Schema 模式误差为例。	99
图 6-7 各个区间中实验数据、SM 过程和信号的事例分布。	100
图 6-8 信号区中误差的分布, 前四个信号区不在本文的讨论范围内。 ..	100
图 6-9 Stau 分析的质量排除限。	103
图 7-1 LSP 通过 RPV 项衰变的费曼图。	107

图 7-2 Higgsino 衰变道的费曼图, 其中 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 会衰变到 $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^0$ 继续衰变至 SM 粒子。	109
图 7-3 Higgsino 衰变道的费曼图, 其中 higgsino 会直接衰变到标准模型粒子。	109
图 7-4 Higgsino 的衰变分支比随 λ_{i33} ($i \in \{1, 2\}$) 的变化分布。	110
图 7-5 $\tilde{\chi}_1^-$ 通过 RPV 项衰变的过程, $\tilde{\chi}_1^+$ 为电荷共轭的过程。	110
图 7-6 Higgsino 质量为 600 GeV 时, RPV 耦合项为 λ_{233} 时的变量分布。	112
图 7-7 τ_{had} 重建和鉴别效率。	115
图 7-8 Higgsino 模型的排除限	118
图 8-1 pMSSM 研究工作流程, 从模型取样至判断模型是否被排除。 ...	122
图 8-2 Bino-DM 模型的 LSP 质量分布与被排除的比例。	129
图 8-3 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例($m(\tilde{g})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{q})-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。	131
图 8-4 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例在 $m(\tilde{g})-m(\tilde{q})$ 平面的投影。	132
图 8-5 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{g})-\Delta X$ 、 $m(\tilde{q})-\Delta X$)。	134
图 8-6 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例($m(\tilde{q}_L)-\Delta X$ 、 $m(\tilde{q}_R)-\Delta X$)。	135
图 8-7 Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{g}$ 衰变分支比的关系。	136
图 8-8 Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{q}_L$ 衰变分支比的关系。	137
图 8-9 Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{q}_R$ 衰变分支比的关系。	138
图 8-10 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{t})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{b})-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。	139
图 8-11 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{\chi}_1^\pm)-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{\chi}_2^0)-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。	141
图 8-12 Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变分支比的关系。	142
图 8-13 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{\ell})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{\tau})-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。	143
图 8-14 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例在 $m(\tilde{\chi}_1^0)-\Omega h^2$ 平面的投影。	144
图 8-15 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例($m(\tilde{\chi}_1^0)-\sigma_{\text{SI}}$ 、 $m(\tilde{\chi}_1^0)-\sigma_{\text{SD}}$)。	145

图 8-16 Bino-DM 扫描在被 $m(\tilde{\chi}_1^0)-\Omega h^2$ 平面上的散点图, 每个点的颜色代表不同的联合湮灭机制。	147
图 8-17 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例在 $m(A)-\tan\beta$ 平面的投影。	148
图 8-18 约束的重合度分布图。	149
图 8-19 Bino-DM 被 ATLAS 实验约束排除的比例在 SUSY 粒子质量一维分布上的投影, 考虑了所有通过了非 ATLAS 实验约束的模型。 ..	150
附图 2-0 量能器的能量响应分布, 能量响应已刻度到 MIP, 其中 h 代表 non-em 的响应, e 代表 em 的响应 [225]。	172
附图 2-1 双读出量能器中 S/E 、 C/E 和 f_{em} 的关系 [225]。	173
附图 2-2 毛细管型双读出量能器模块原型铜细管排布, 其中 (b) 展示了闪烁体光纤和塑料无掺杂光纤分布 [227]。	173
附图 2-3 M1 模块切伦科夫光的 ADC 分布。	175
附图 2-4 M1 模块切伦科夫光的基准事例 ADC 分布, 横坐标为事例编号。	175
附图 2-5 缪子计数器中物理事例 ADC 减去基准事例 ADC 的分布。 ...	176
附图 2-6 通过 DWC 信息计算事例的集中位置和 SiPM 相应能量中心的关系。	177
附图 2-7 缪子通过闪烁体 (a) 和塑料无掺杂光纤 (b) 收集到的能量分布。	178
附图 2-8 量能器所在平台的绝对角度和 (a) 单光纤最高能量和 (b) 闪烁体能量分布均方根的关系。	178
附图 3-1 Bino-DM 的 M_1 的分布与被排除的比例。	181
附图 3-2 Bino-DM 的 M_2 的分布与被排除的比例。	182
附图 3-3 Bino-DM 的 M_3 的分布与被排除的比例。	183
附图 3-4 Bino-DM 的 μ 的分布与被排除的比例。	184
附图 3-5 Bino-DM 被 ATLAS 的 SUSY 研究约束排除的比例在 M_1-M_2 平面的投影。	185
附图 3-6 Bino-DM 被 ATLAS 的 SUSY 研究约束排除的比例在 M_1-M_3 平面的投影。	186
附图 3-7 Bino-DM 被 ATLAS 的 SUSY 研究约束排除的比例在 $M_1-\mu$ 平面的投影。	187
附图 3-8 Bino-DM 的 M_A 的分布与被排除的比例。	188
附图 3-9 Bino-DM 的 $\tan\beta$ 的分布与被排除的比例。	189
附图 3-10 Bino-DM 的 A_t 的分布与被排除的比例。	190
附图 3-11 Bino-DM 的 A_b 的分布与被排除的比例。	191
附图 3-12 Bino-DM 的 A_τ 的分布与被排除的比例。	192

附图 4-2	Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{\chi}_2^\pm$ 的分布。	194
附图 4-3	Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{\chi}_2^0$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{\chi}_3^0$ 的分布。	195
附图 4-4	Bino-DM, $\tilde{\chi}_4^0$ 的分布。	196
附图 4-5	Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{\ell}$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{\tau}$ 的分布。	197
附图 4-6	Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{g}$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{q}$ 的分布。	198
附图 4-7	Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{t}$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{b}$ 的分布。	199
附图 4-8	Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{q}_L$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{q}_R$ 的分布。	200
附图 5-3	Bino-DM, 味物理相关分布。	202
附图 5-4	Bino-DM, 电弱精确测量值相关分布。	203
附图 5-5	Bino-DM, 暗物质遗留密度的分布, 不同颜色代表不同湮灭机制, 机制为 NLSP 粒子成对衰变的模型并未在图中展示。	204
附图 5-6	Bino-DM, 希格斯物理相关变量的分布。	205

表目录

表 2-1	标准模型玻色子的性质 [21]。	6
表 2-2	标准模型费米子的性质 [21]。	7
表 2-3	最小超对称标准模型的表示, 表中并未列出超引力子 [21]。	16
表 3-1	历年的束流参数 [66]。	23
表 3-2	本文所使用的 PDF、ME 与 PS 产生子和 Tune。	38
表 4-1	电子/光子不同孤立度工作点 [105], p_T 单位为 GeV。	43
表 4-2	常用的缪子的孤立度工作点, p_T 表示重建缪子的横动量, 单位为 GeV [109]。	47
表 4-3	In-situ TES 的信号区 (SR)、W+jets 过程控制区 (W-CR) 和多喷注过程控制区 (QCD-CR) 的定义。	56
表 5-1	Wh 过程的喷注重建标准。	65
表 5-2	Wh 过程的 e 、 μ 、 τ 的重建标准	66
表 5-3	Wh 过程的去重合过程, rad 表示随 p_T 变化的标准, ID track 表示利用 ID 的信息。用于本底估计的样本中只有 p_T 最高和次高的 τ_{had} 参与对喷注的去重合。	67
表 5-4	Wh 过程的触发器选择, Offline p_T cut 表示离线阈值。	68
表 5-5	Wh 过程的事例初选。	69
表 5-6	Wh 过程的信号参考点。	70
表 5-7	Wh 过程 “Cut and Count” 方法所用的扫描设置。	71
表 5-8	Wh 过程的信号区定义。	71
表 5-9	Wh 过程信号区的未进行本底拟合的事例数。	72
表 5-10	Wh 过程的 fake factor 方法所用的控制区和检验区的定义。	75

表 5-11	$TCR\text{-}Wh$ 与 $TVR\text{-}Wh$ 的定义。	77
表 5-12	$MBVR\text{-}Wh$ 的定义。	78
表 5-13	$SR\text{-}Wh\text{-}LM$ 和 $SR\text{-}Wh\text{-}HM$ 中的主要的系统误差。	81
表 5-14	$SR\text{-}Wh\text{-}LM$ 和 $SR\text{-}Wh\text{-}HM$ 中的观测数据和预期值。	83
表 6-1	$Stau$ 过程的触发器的 p_T 与 E_T^{miss} 的离线阈值。	87
表 6-2	$Stau$ 过程的事例初选条件。	88
表 6-3	$Stau$ 过程的信号区定义。	89
表 6-4	$Stau$ 过程的未进行本底拟合前的事例含量。	89
表 6-5	$Stau$ 过程的 ACBD 方法中, CR 和 VR 的定义。其中 $CR\text{-}B$ 、 $VR\text{-}E$ 和 $CR\text{-}A$ 的定义使用了 very loose ID。	92
表 6-6	$Stau$ 过程的 WCR 和 WVR 的定义。	93
表 6-7	$Stau$ (SS) 过程的 $TCR\text{-}SS\text{-}HM$ 和 $TVR\text{-}SS\text{-}HM$ 的定义。	94
表 6-8	$Stau$ 过程不可约本底的验证区定义。	96
表 6-9	$Stau$ 过程 OS 信号区对应的 $CR\text{-}A$ 的主要系统误差。	98
表 6-10	$SR\text{-}C1C1$ 和 $SR\text{-}C1N2$ 的观测数据和 SM 过程预期值。	101
表 7-1	信号模型的设置。	106
表 7-2	$4L$ 分析的信号区定义和物理目标。	113
表 8-1	非 ATLAS 实验对 $pMSSM$ 模型参数的约束, 分别来自味物理分 支比、电弱精确观测物理量和暗物质直接探测实验。	124
表 8-2	$pMSSM$ 模型取样的参数范围。	125
表 8-3	$pMSSM$ 模型取样的参数范围和经过不同选择条件的事例数。 ...	127
表 8-4	$pMSSM$ 分析采用的 ATLAS 实验分析。	127

符号列表

字符

tau 陶子

缩写

LHC 大型强子对撞机 (Large Hadron Collider)
HL-LHC 高亮度大型强子对撞机 (High Luminosity LHC)
ATLAS 超环面仪器 (A Toroidal LHC ApparatuS)
SM 标准模型 (Standard Model)
SUSY 超对称 (Supersymmetry)
EWKino 超电弱规范子 (Electroweakino)

第 1 章 引言

目前，标准模型是粒子物理学中描述基本粒子及其相互作用的最成功的理论。当 2012 年欧洲核子中心发现希格斯玻色子后 [1, 2]，所有标准模型预言的基本粒子已全部被找到。然而，粒子物理实验和宇宙学观测实验发现仍有很多现象无法用标准模型解释，例如中微子的质量问题 [3, 4]、暗物质与暗能量的存在 [5–7]，此外，希格斯玻色子的质量也导致了自然性问题 [8]。这些问题的存在让物理学家们认为标准模型是一个更高能标的超出标准模型理论的低能近似。

在众多超出标准模型的理论模型中，超对称理论是最优美的理论之一。超对称理论 [9] 是一类包含超对称性的理论的总称，超对称性指的是玻色子与费米子处于同一个超多重态中，一个超多重态中费米子和玻色子的自由度相等，超多重态系统的拉氏量在超对称变换下保持不变。超对称理论要求超对称性在低能下破缺，导致标准模型粒子和超对称粒子的基本物理量不同。超对称模型可以提供暗物质粒子候选者，提供中微子质量来源，解决部分自然性问题，此外，它可以在大统一能标下统一基本相互作用的耦合常数，更可以作为超弦理论与 M 理论的低能近似 [10]。

粒子物理学是实验与理论紧密结合的学科，虽然超对称理论非常优美，但是如果如果没有实验支持也只是“纸上谈兵”。位于欧洲核子中心的大型粒子对撞机是目前世界上能量最高的环形质子-质子对撞机 [11]，其上开展的 ATLAS 实验 [12] 和 CMS 实验 [13] 是探索高能量前沿的重要实验，ATLAS 实验和 CMS 实验的物理目标之一就是寻找超出标准模型的新物理现象，特别是寻找超对称粒子。ATLAS 实验在第一轮取数期间分别取得质心能量为 7 TeV、积分亮度为 4.5 fb^{-1} 的实验数据和质心能量为 8 TeV、积分亮度为 20.3 fb^{-1} 的实验数据，在 2015 年至 2018 年的第二轮取数期间，ATLAS 实验取得了质心能量为 13 TeV、积分亮度为 139 fb^{-1} 的实验数据。但通过对这些实验数据的分析，ATLAS 实验并没有找到超对称粒子存在的迹象。因此，ATLAS 实验在 95% 的置信度下基于简化模型对超对称粒子的质量进行了排除，若最轻的超对称粒子的质量接近于 0 GeV，则通过强相互作用产生的超对称粒子 ($\tilde{g}$ 、 $\tilde{q}$) 的质量排除限普遍为 2 TeV 左右，接近 LHC 的探测范围上限，通过电弱相互作用产生的超对称粒子 ($\tilde{\chi}^\pm$ 、 $\tilde{\chi}^0$ 和 $\tilde{\ell}$) 的质量排除限相对较低，约为几百 GeV 至 1 TeV 左右，还有较大的可探索空间 [14]，CMS 实验得到了类似的结论 [15, 16]。此外，其他的直接或间接探测超对称粒子的物理实验也没找到超对称粒子存在的迹象。

鉴于目前并没有任何实验直接观测到超对称粒子存在的迹象，本文从以下三个方向进行了研究：

(1) 强相互作用过程产生超对称粒子 $\tilde{g}$ 和 $\tilde{q}$ 的截面较高，由于未观测到 $\tilde{g}$ 和 $\tilde{q}$ 的存在，所以实验对他们的限制极强，但对于截面较低的电弱相互作用过程产生的超对称规范子 (gaugino) $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 的限制较弱，在当前 LHC 的质心能量下

仍有很大的可探索空间，所以针对 gaugino 的寻找至关重要。

(2) 在大部分实验使用的超对称模型中，最轻的超对称粒子稳定存在或者通过选取较高的 R 宇称破坏项耦合参数而迅速衰变。但超对称模型中最轻的超对称粒子也可以有相对较长的寿命，可以在飞行一段距离后衰变，这些模型受到的实验限制较弱。但由于此类模型的数量众多，寻找长寿命粒子的研究无法对模型一一排除，所以研究一般分析的信号区在寿命、分支比连续变化下的排除能力格外重要。

(3) 大部分实验得到的排除限针对的是简化超对称模型，简化模型通常只有两、三个自由参数，所以实验对简化模型的限制非常严格，但最小超对称标准模型的参数较多，则仍可能存在未被排除甚至未被研究的超对称粒子质量较低的超对称模型。

本文主要基于 ATLAS 实验在第二轮取数期间质心能量为 13 TeV、积分亮度为 139 fb^{-1} 的实验数据在以上三个方向进行了研究，本文的主要结构如下：

第 2 章主要介绍标准模型及其缺陷，并简要介绍超对称理论和最小扩展的超对称标准模型，涉及他们的物理学动机和意义。

第 3 章主要介绍大型强子对撞机和 ATLAS 探测器，并包含对撞机物理的基本概念、质子对撞的模拟和 ATLAS 探测器的模拟。

第 4 章主要介绍 ATLAS 实验的数据获取和数据处理，物理对象的重建和刻度，以及陶子的 in-situ 能量修正。陶子的 in-situ 能量修正研究将为未来涉及陶子的研究提供更精准的陶子模拟。

第 5 章介绍在电弱相互作用产生 gaugino 粒子对并通过 W 、 h 玻色子衰变至一轻子双陶子末态的寻找，此研究的信号区优化采用了“cut and count”方法，对主要不可约本底采用了“Fake factor”方法进行估计。

第 6 章介绍电弱相互作用产生 gaugino 粒子对并通过 stau 或者 sneutrino 中间态衰变至双陶子末态的寻找，此研究的信号区优化采用了“cut and count”方法，对主要不可约本底采用了“ABCD”方法进行估计，并采用了多衰变道联合拟合进行统计诠释。

第 7 章介绍通过利用已发表的 ATLAS 实验寻找电弱相互作用产生超对称粒子并衰变到多轻子和双陶子末态过程的研究，对 R 宇称破坏模型进行限制。此模型中的超对称粒子具有相对较长的寿命。

第 8 章介绍目前的实验结果对唯象最小超对称标准模型的限制。此研究通过在模型参数空间均匀取样的方式产生信号模型，利用 ATLAS 实验在第二轮取数期间对超出标准模型物理的寻找和其他非 ATLAS 实验，对 Bino 型 LSP 模型进行限制。

第 9 章包含研究的总结和对未来超对称粒子寻找的展望。

此外，未来对撞机的研究和发展也是未来寻找超出标准模型物理的重要组成部分，附录一介绍双读出量能器的束流测试和缪子响应的研究。

第 2 章 粒子物理标准模型与超对称模型

本章将简要介绍本文的理论背景，主要包含标准模型、超对称理论和最小超对称标准模型，并在本章最后部分简要介绍 ATLAS 实验上超对称物理寻找的现状。

2.1 标准模型

粒子物理的标准模型 (Standard model, SM) 是目前最成功的描述基本粒子及其相互作用的理论。标准模型主要包含两个部分：描述电弱相互作用的电弱统一理论和描述强相互作用的量子色动力学 (Quantum chromodynamics, QCD)。物理学家们普遍认为这个宇宙存在四种基本相互作用，即强、弱、电磁与引力相互作用。我们对引力相互作用的理解并不全面，无法得到一个在高能标下完备 (Ultraviolet completion) 同时又在低能标下近似为广义相对论的理论。但对于其他三种相互作用，标准模型可以精确地描述这三种相互作用和参与其中的基本粒子场。

1961 年，格拉肖提出了标准模型的核心理论之一：电弱统一理论。格拉肖引入了 $SU(2) \otimes U(1)$ 的规范群结构，通过直接引入质量项预言了传递弱相互作用的中性粒子 Z_0 的存在 [17]。在这之后，沃德和萨拉姆利用类似的结构，预言了传递弱相互作用的带电粒子 W 具有和电子、缪子相同的电荷，并成功估计了这种粒子的质量 [18]。在强相互作用方面，盖尔曼和茨威格在 1964 年各自提出夸克模型 [19, 20]，人类开始深入探索强子的内部结构。基于前人的贡献，物理学家们逐步建立了以规范场理论为基础的标准模型，统一了三种相互作用，通过布劳特-恩格勒-希格斯机制 (Brout-Englert-Higgs 机制, Higgs 机制) 解释了基本粒子质量的来源。在实验方面，物理学家们在 19 世纪 70 年代末发现了 c 夸克、 b 夸克、胶子和 τ 轻子的存在，在 1983 年发现了 W 和 Z 玻色子，在 90 年代发现了 t 夸克和 τ 中微子，最终在 2012 年发现了希格斯粒子 h 的存在。至此，标准模型被实验完整验证。

2.1.1 基本粒子

在标准模型中，基本粒子及其相互作用可以大致描述为自旋为 1/2 的费米子通过传递自旋为 1 的玻色子相互作用。

标准模型利用一个具有 $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 规范不变性的拉氏量描述真实世界。规范对称性的生成元对应着传递相互作用的玻色子。 $SU(3)_c$ 用于描述强相互作用，下角标 c 代表“颜色”，其八维表示 G^a ($a \in [1, 8]$) 用于描述具有八种颜色状态的胶子场，胶子在标准模型中是无质量粒子。 $SU(2)_L$ 的生成元 W^α ($\alpha \in [1, 3]$) 与 $U(1)_Y$ 的生成元 B 在自发对称性破缺后混合成为描述传

递电弱相互作用的 $W^\pm$ 、 Z 玻色子和光子场 (γ)，其中角标 L 代表弱同位旋量子数， Y 代表弱超荷量子数。与胶子场情况类似，规范场理论中的 W^α 和 B 不能拥有质量项，所以标准模型引入了 Higgs 机制通过混合使 $W^\pm$ 、 Z 玻色子获得质量。Higgs 机制的引入预言了希格斯玻色子的存在，希格斯玻色子的自旋为 0，用标量场 ϕ 表示其粒子场。它们的性质如表 2-1 [21] 所示，标准模型有 12 种中间玻色子和 1 种希格斯玻色子。

表 2-1 标准模型玻色子的性质 [21]。
Table 2-1 The properties of bosons in the SM [21].

玻色子	质量	电荷 [e]	自旋	相互作用	相对相互作用强度
胶子 (g)	0 $\leq 1 \text{ MeV}$ [22]	0	1	强相互作用	1
光子 (γ)	0 $< 10^{-18} \text{ eV}$ [21]	0 $< 10^{-46}$ [21]	1	电磁相互作用	10^{-2}
W 玻色子	$80.377 \pm 0.012 \text{ GeV}$ [21]	± 1	1	弱相互作用	10^{-6}
Z 玻色子	$91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ [21]	0	1	弱相互作用	10^{-6}
希格斯玻色子 (h)	$125.25 \pm 0.17 \text{ GeV}$ [21]	0	0	-	-

费米子是构成物质世界的基本粒子，他们被分类为参与强相互作用的夸克和不参与强相互作用的轻子。目前实验观测到的夸克和轻子共有三代，其名称和基本性质如表 2-2 [21] 所示，考虑到每种费米子均有一个对应的反粒子，同时夸克携带三种颜色，所以标准模型共包含 12 种轻子与 36 种夸克。在标准模型中，右手单态带电轻子场由 E 表示，左手部分和中微子场构成的 $SU(2)_L$ 二重态用 L 表示 [23]：

$$E = \ell_R, L = \begin{pmatrix} \nu \\ \ell_L \end{pmatrix} \quad (2-1)$$

其中 ℓ 和 ν 分别表示带电轻子和中微子的旋量场。类似的，夸克场的右手单态由 U 和 D 表示，左手部分构成 $SU(2)_L$ 二重态由 Q 表示 [23]：

$$U = u_R, D = d_R, Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

其中 u 和 d 分别表示 (u 、 c 、 t) 和 (d 、 s 、 b) 夸克的旋量场。

2.1.2 基本相互作用

标准模型的拉氏量由描述电弱相互作用和强相互作用的规范场部分 ($\mathcal{L}_{\text{EW, Strong}}$) 和包含希格斯场的汤川耦合项和希格斯项部分 ($\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$) 组成：

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{EW, Strong}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} \quad (2-3)$$

表 2-2 标准模型费米子的性质 [21]。

Table 2-2 The properties of fermions in the SM [21].

种类	代	质量	自旋	电荷 [e]	寿命
电子 (e^-)	第一代	0.5101 ± 10^{-10} MeV	1/2	-1	$> 6.6 \times 10^{28}$ 年
电子中微子 (ν_e)	第一代	< 0.8 eV	1/2	0	寿命/质量 > 300 s/eV
缪子 (μ^-)	第二代	105.6 ± 10^{-6} MeV	1/2	-1	$(2.196 \pm 10^{-6}) \times 10^{-6}$ s
缪子中微子 (ν_μ)	第二代	< 0.19 MeV	1/2	0	寿命/质量 > 15.4 s/eV
陶子 (τ^-)	第三代	1776.86 ± 0.12 MeV	1/2	-1	$(2.903 \pm 0.005) \times 10^{-13}$ s
陶子中微子 (ν_τ)	第三代	< 18.2 MeV	1/2	0	-
上夸克 (u)	第一代	$2.16^{+0.49}_{-0.26}$ MeV	1/2	2/3	-
下夸克 (d)	第一代	$4.67^{+0.48}_{-0.17}$ MeV	1/2	-1/3	-
粲夸克 (c)	第二代	1.27 ± 0.02 GeV	1/2	2/3	-
奇异夸克 (s)	第二代	$93.4^{+8.6}_{-3.4}$ MeV	1/2	-1/3	-
顶夸克 (t)	第三代	172.69 ± 0.30 GeV	1/2	2/3	$\sim 10^{-24}$ s
底夸克 (b)	第三代	$4.18^{+0.03}_{-0.02}$ GeV	1/2	-1/3	-

2.1.2.1 规范场部分的拉氏量

规范场部分的电弱与强相互作用项描述了规范玻色子的动能和自相互作用项，以及费米子动能和规范相互作用项 [23]：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{EW, Strong}} = & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^\alpha W^{\alpha\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\ & + \sum_{\text{generation}} (i\bar{L}\mathcal{D}_L L + i\bar{E}\mathcal{D}_E E + i\bar{Q}\mathcal{D}_Q Q + i\bar{U}\mathcal{D}_U U + i\bar{D}\mathcal{D}_D D) \end{aligned} \quad (2-4)$$

其中第二行各项的费曼标记 (Feynman slash notation) 协变微分 ($\mathcal{D} = \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu$) 分别是 [23]：

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{L\mu} &= \partial_\mu + \frac{i}{2}g\tau_\alpha W_\mu^\alpha - \frac{i}{2}g'Y B_\mu \\ \mathcal{D}_{E\mu} &= \partial_\mu - \frac{i}{2}g'Y B_\mu \\ \mathcal{D}_{Q\mu} &= \partial_\mu + \frac{i}{2}g_s\lambda_\alpha G_\mu^a + \frac{i}{2}g\tau_\alpha W_\mu^\alpha - \frac{i}{6}g'Y B_\mu \\ \mathcal{D}_{U\mu} &= \partial_\mu + \frac{i}{2}g_s\lambda_\alpha G_\mu^a - \frac{2i}{3}g'Y B_\mu \\ \mathcal{D}_{D\mu} &= \partial_\mu + \frac{i}{2}g_s\lambda_\alpha G_\mu^a + \frac{i}{3}g'Y B_\mu \end{aligned} \quad (2-5)$$

其中 g 、 g' 、 g_s 分别是 $SU(2)_L$ 、 $U(1)_Y$ 和 $SU(3)_c$ 规范场的耦合常数， τ_α 为泡利矩阵， λ_α 为盖尔曼矩阵。

电弱相互作用：

拉氏量 2-4 中，电弱规范玻色子动能项 $W_{\mu\nu}$ 、 $B_{\mu\nu}$ 分别写为 [23]:

$$W_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu W_\nu^\alpha - \partial_\nu W_\mu^\alpha + g\epsilon_{\alpha\beta\gamma} W_\mu^\beta W_\nu^\gamma \quad (2-6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

其中 $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ 表示列维-奇维塔符号。标准模型中描述电弱相互作用的部分便由电弱规范玻色子的动能项、公式 2-5 协变微分中的费米子动能项、协变微分中费米子-规范场的耦合项构成。

量子色动力学 (QCD) 理论:

拉氏量 2-4 中，胶子规范场的动能项与自相互作用项 $G_{\mu\nu}^a$ 写为 [23]:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f_{\beta\gamma}^a G_\mu^\beta G_\nu^\gamma \quad (2-7)$$

其中 g_s 为强耦合常数, $f_{\beta\gamma}^a$ 为 $SU(3)_c$ 的盖尔曼矩阵的对易关系的结构常数 (structure constants)。此项描述了胶子场的动能与自相互作用，同协变微分项 2-5 的费米子动能项和费米子-胶子规范场耦合项构成了标准模型的 QCD 模型。QCD 模型精确地描述了强相互作用的两个特点，其一是自相互作用项中出现三胶子和四胶子的相互作用顶点；其二是核子的深度非弹性散射实验的结果要求理论描述具有渐近自由的性质：在高能标时，夸克间的相互作用强度会减弱。构建标准模型的 QCD 理论使用的非阿贝尔规范场是唯一满足渐近自由要求的理论 [24]，这个性质反应在耦合常数随能标的升高而降低上。

实验中没有观测到任何单独存在的夸克或胶子，这个现象被解释为“色禁闭”，对此的唯象解释是，单独的夸克被分离时，真空中会产生一对带相反色荷的夸克对，最终呈现色荷为零的末态。目前实验观测到的强子包含介子与重子，介子含有一对色荷相同的正反价夸克，重子含有色荷各不相同的三个价夸克，两者均呈现“无色”的状态。在微扰法适用的低能标区，QCD 理论的强相互作用耦合常数随着能量的降低而升高，所以 QCD 理论也能部分解释渐近自由和色禁闭现象，但如何在不适用微扰法的能区从第一性原理解释色禁闭仍是一个难题。此外，对撞机实验中，高能夸克或胶子可以形成一团以无色强子为主的出射粒子，这种现象称为喷注 (jet)。

2.1.2.2 希格斯项与汤川耦合的拉氏量

规范对称性要求拉氏量中不包含规范场的质量项，对于无质量的胶子，并不需要引入胶子场质量项，但对于 W、Z 玻色子，他们被实验观测到为有质量的粒子。为了解决如何在满足规范对称性的拉氏量中加入质量项的问题，理论家们提出了 Higgs 机制 (BEH 机制)。Higgs 机制可以被描述为：希格斯场的真空自发对称性破缺产生了标准模型中 W、Z 玻色子的质量项，同时包含希格斯场的汤

川耦合项解释了费米子的质量来源。包含希格斯场的汤川耦合项和希格斯项部分的表达式为 [23]:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^2 - \lambda \phi^4 + 2\mu^2 \phi^2 \quad (2-8)$$

$$- \sum_{\text{generation}} (\lambda_e \bar{L} \phi E + \lambda_d \bar{Q} \phi D + \lambda_u \bar{Q} \phi U + \text{h.c.})$$

其中, ϕ 的协变微分为: $D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2} g \tau_a W_\mu^\alpha - \frac{i}{2} g' B_\mu$ 以满足规范不变性。

布劳特-恩格勒-希格斯机制与电弱统一理论:

如果 $\mu^2 < 0$, 公式 2-8 的希格斯势能项的最小值并不在原点, 而是在复平面的以 $\phi^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$ 为半径的一个圆上, 因此真空期望值 $v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$ 。考虑到这个世界的真空处于圆上的某个确定的点, 且规范变换可以将在圆上选取的任意一点变成另一点, 为了方便起见可以选取:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \Phi(x) \end{pmatrix} \quad (2-9)$$

将此项带入拉氏量中, 动能项部分可以被展开为 [23]:

$$(D_\mu \phi)^2 = \frac{1}{2} (\partial \Phi)^2 + \frac{1}{8} (v + \Phi)^2 g^2 |W_1 - iW_2|^2 + \frac{1}{8} (v + \Phi)^2 (gW_3 + g'B)^2 \quad (2-10)$$

可以发现公式 2-10 后两项包含质量项, 定义温伯格角 $\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$, 通过对比质量项的形式, 最终可以得到:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \mp iW_2)$$

$$Z = \cos \theta_W \cdot W_3 - \sin \theta_W \cdot B \quad (2-11)$$

$$A = \sin \theta_W \cdot W_3 + \cos \theta_W \cdot B$$

即 Z 玻色子与 γ 是中性 W 规范场与 B 规范场通过温伯格角混合后的结果。同时 Higgs 机制在不破坏规范对称性的前提下自然地引入了了玻色子的质量项, 从而得到:

$$M_W = \frac{gv}{2}$$

$$M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2} v}{2} \quad (2-12)$$

$$M_A = 0$$

实验中, 由于 W 与 Z 玻色子质量的测量精度较高, 所以他们质量的比值被用来

确定温伯格角。

在得到由规范场表达的玻色子与 γ 场的表达式后，重新整理规范场部分的费米子动能项 2-4，可以得到流耦合的形式 [23]：

$$\mathcal{L}_{\text{Fermion}} = -e[J_{\text{EW}}^\mu A_\mu + \frac{1}{\sqrt{2}\sin\theta_W}(\bar{\ell}_L\gamma^\mu\nu_L W_\mu^- + \bar{\nu}_L\gamma^\mu\ell_L W_\mu^+) + \frac{1}{\sin\theta_W\cos\theta_W}J_{\text{NC}}^\mu Z_\mu] \quad (2-13)$$

其中 $J_{\text{EW}}^\mu = \bar{f}\gamma^\mu(T_3 + Y)f$ 描述了电磁流， f 代表任意费米子场，可以看到电磁流耦合与量子电动力学的描述完全相同。第二项描述了弱带电流和 $W^\pm$ 玻色子的相互作用，只有左手的轻子或夸克费米子场构成的弱带电流可以与 $W^\pm$ 场耦合。表达式最后一项描述了弱中性流和 Z 玻色子的相互作用，其中 $J_{\text{NC}}^\mu = \bar{f}\gamma^\mu T_3 f - Q_f \sin^2\theta_W \bar{f}\gamma^\mu f$ 。重新整理规范场部分的规范场动能项与自相互作用表达式 2-4，可以得到一对 W 玻色子与单个或两个 Z 玻色子或光子的相互作用顶点，这描述了玻色子间的相互作用。

拉氏量表达式 2-8 的势能部分展开后可以得到：

$$V = \frac{\lambda}{4}\Phi^4 + \lambda v\Phi^3 + \lambda v^2\Phi^2 \quad (2-14)$$

其中最后一项为质量项，希格斯玻色子的质量为 $M_{\text{Higgs}} = \sqrt{2\lambda v^2}$ 。其余两项为希格斯自耦合项，标准模型预言存在三希格斯作用顶点与四希格斯作用顶点。

汤川耦合与 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa 矩阵：

拉氏量表达式 2-8 的第二行描述了希格斯场与费米子场的汤川耦合项，通过考虑共轭部分并展开为狄拉克旋量的表示，可以得到形如： $\mathcal{L} = \frac{-1}{\sqrt{2}}v(\lambda_e \bar{e}e + \lambda_u \bar{u}u + \lambda_d \bar{d}d)$ 的形式，由此，真空对称性破缺后的汤川耦合可以描述费米子的质量，质量为 $\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda v$ ，并且费米子的质量与费米子-希格斯玻色子的耦合强度成线性关系。汤川耦合项还可以表达为更紧凑形式：

$$\mathcal{L} = -(\bar{e}_R, \bar{\mu}_R, \bar{\tau}_R) Y_\ell \begin{pmatrix} \phi \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \\ \phi \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix} \\ \phi \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} \end{pmatrix} - (\bar{d}'_R, \bar{s}'_R, \bar{b}'_R) Y_q \begin{pmatrix} \phi \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix} \\ \phi \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix} \\ \phi \begin{pmatrix} t_{\tau L} \\ ' \\ L \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad (2-15)$$

$$+ \left(\bar{u}_R, \bar{c}_R, \bar{t}_R \right) Y'_q \begin{pmatrix} \phi^T i \sigma_2 \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix} \\ \phi^T i \sigma_2 \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix} \\ \phi^T i \sigma_2 \begin{pmatrix} t_{\tau L} \\ b'_L \end{pmatrix} \end{pmatrix}$$

其中 Y_ℓ 、 Y_q 和 Y'_q 为汤川矩阵，通过选取对汤川矩阵合适的对角化，可以引入矩阵 V ，其满足如下条件：

$$Y_q = V \begin{pmatrix} y_u & 0 & 0 \\ 0 & y_c & 0 \\ 0 & 0 & y_t \end{pmatrix} V^\dagger$$

并且可以描述夸克的质量本征态与弱相互作用本征态的混合，因此 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 矩阵也被纳入了标准模型，并由矩阵 V 表示：

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

2.1.3 标准模型的缺陷

标准模型是迄今为止最成功的描述微观尺度物理的低能有效理论，其在较高的 TeV 能标上仍然可以准确描述实验结果。标准模型虽然没有将引力纳入理论框架，但它描述了电弱与强相互作用，还解释了基本粒子的质量来源，并自然地引入了 CKM 矩阵。但是，标准模型也存在如下问题或缺陷：

首先，标准模型中并没有对中微子的质量与味混合矩阵 (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 矩阵) 进行描述。目前，太阳中微子实验 [25]、反应堆中微子实验 [3]、大气中微子实验 [26] 和中微子束流实验 [27] 等均证明了中微子振荡的存在，并测量了三代中微子的质量差异的绝对值 [3, 4]。实验结果表明中微子具有微小质量，这与标准模型的描述不一致。

其次，标准模型并没有解释暗物质与暗能量的存在。物理学家们发现星系的可观测重子物质密度结合牛顿经典引力理论的平方反比关系无法解释星系团过快的旋转速度 [28]，这说明星系团内有额外的物质通过引力束缚着星系，从而揭示了暗物质的存在。同时，如果宇宙学的“标准模型” Λ CDM 模型 [29] 的描述正确，那么宇宙中必须存在着某种暗能量才能满足实验观测到的宇宙加速膨胀现象 [30]。目前，宇宙微波背景辐射 (CMB) [5]、宇宙学大尺度结构 [6] 和宇宙学重子声学振荡 [7] 等实验均表明暗物质与暗能量的存在，并发现宇宙中约 27% 的能量来自暗物质，约 68% 的能量来自暗能量，而标准模型理论描述的物质只占 5%。

最后，标准模型并不是大统一理论 (Grand Unified Theory, GUT)。大统一

理论指的是满足如下条件的理论：在高能标时，电弱相互作用与强相互作用被统一成同一种相互作用，在低能标时，这三种相互作用破缺成三种可区分的相互作用。规范场论的成功促使着物理学家们相信这一理论的存在，他们尝试将标准模型的 $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 对称性放入更大的对称性中。大统一理论包含很多模型，其中较著名的有 $SU(5)$ 理论 [31, 32] 和 $SO(10)$ 理论 [33, 34]。这些理论预言了质子衰变和基本粒子电偶极矩的存在，然而实验上并没有观测到此类现象，并在 90% 的置信度下得到了质子寿命大于 0.96×10^{30} 年 [35]，对于电子的电偶极矩 (nEDM) 测量实验也未发现电偶极矩的存在，并在 90% 的置信度下排除了 $|d_e| > 4.1 \times 10^{-30} e \text{ cm}$ 的范围 [36]。此外， $SU(5)$ 与 $SO(10)$ 理论与标准模型一样，均无法在高能标时统一 G_μ^a 、 B_μ 、 W_μ^a 这三种规范场的耦合常数 (Gauge Coupling Unification)。

此外，标准模型的等级问题 (Hierarchy Problem) 也是一个标准模型不完美的地方。标准模型存在着一些等级问题，比如为什么 t 夸克的质量比 u 夸克的质量重四个量级等味物理相关的问题，这些味物理相关的问题与能标选取的关联性不大，不属于自然性 (Naturalness) 问题。标准模型中最大的自然性问题是希格斯玻色子的质量。由于希格斯标量场和费米子的汤川耦合，希格斯粒子的物理质量 (Physical Mass) 将得到一个与能标呈平方关系圈图修正 [8]：

$$\delta m_{h,f}^2 = \frac{\lambda_H - \lambda_f^2}{8\pi^2} \Lambda^2 + (\log. \text{div.}) + \text{finite terms.} \quad (2-16)$$

其中 f 代表费米子， λ_H 为希格斯自耦合系数， λ_f 为汤川耦合系数， Λ 为截断能标。可见希格斯玻色子的质量十分依赖能标的选取，这便是自然性问题。实验观测到的希格斯质量约为 125 GeV，如果选取 Λ 在 TeV 能标附近，圈图修正可以满足实验观测，但这意味着标准模型在 TeV 能标之上将被更高能标的理论取代，而目前的实验并没有在 TeV 能级发现超出标准模型的新粒子。另一方面，电弱对称性破缺产生的 W 玻色子质量约为 80 GeV，而引力相互作用的普朗克能标 $m_{\text{Pl}} \sim 10^{19}$ GeV，考虑到标准模型是可重整的理论，将能标选取到接近普朗克能标也是合理的，那希格斯玻色子的质量也将接近普朗克能标。目前，在不引入新物理的情况下，可以通过对理论参数进行精细调节 (Fine Tuning) 得到观测到的希格斯玻色子质量，但这又引入一个哲学或美学上的问题：为什么人类所处的宇宙的参数处于如此恰当的值？这就是精细调节问题 (Fine Tuning Problem)。除此之外，比较常见的处理方法还有承认标准模型不适用于 TeV 能标，在 TeV 能标之上标准模型将被新理论取代，例如超对称理论或类似彩色理论 (Technicolor-like Theory) 等物理模型 [37]。另外还可以通过降低普朗克能标的方法解决自然性问题，例如引入额外维，其有效普朗克能标 (Effective Planck Scale) 可以低至 TeV 量级 [8]。

2.2 超对称模型

超对称性 (Supersymmetry) [38–41] 的提出、发展与成熟发生在 20 世纪 70 年代。超对称理论首次被提出时指的是介子与重子的对称性，与时空无关 [38]。在其后的发展中，基于时空坐标系与量子场论的超对称理论被搭建起来，超对称性成为了描述费米子场与玻色子场对称性的理论。此后，超对称性与规范场论结合，成为了可重整化的理论 [42]。1977 年，费耶特将超对称理论与标准模型结合，提出了最小超对称标准模型 [43]，这是首个标准模型的相对论性质的超对称拓展。目前，超对称性仍是受理论学家欢迎的理论，他有着如下主要优点 [10]：

- 超对称理论可以完美与量子场论结合，满足洛伦兹不变性和定域规范不变性。
- 由于超对称理论中依赖于截断能标的二次发散可以被抵消掉，所以超对称理论在高能标时更自然。
- 超对称理论可以在大统一能标时使三个规范场的相互作用耦合常数更加一致。
- 超对称理论是超弦 (Superstrings) 理论与 M 理论 (M -theory) 的低能近似。

2.2.1 超对称理论简介

超对称性指的是一个联系着费米子与玻色子的对称性，超对称理论将费米子与玻色子看作某个超空间中的一个超多重态 (Supermultiplets)，对超多重态进行超对称变换可以保持系统的拉氏量不变。超对称变换 Q 满足 [9]：

$$\hat{Q} |\text{boson}\rangle = |\text{fermion}\rangle, \quad \hat{Q} |\text{fermion}\rangle = |\text{boson}\rangle \quad (2-17)$$

其中旋量 $|\text{boson/fermion}\rangle$ 代表纯玻色子/费米子态。理论家们发现，如果一个对称性可以将时空对称性的庞加莱群与粒子内禀对称性联系起来，并且考虑玻色子与费米子自旋相差 $1/2$ ，那么这种对称性的生成元也要携带 $1/2$ 的自旋，这种情况下对称性的代数形式是唯一确定的 [44, 45]：

$$\{Q_\alpha^N, Q_\beta^{\dagger M}\} = 2\gamma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu \delta^{NM} \quad (2-18)$$

其中 α 为旋量指标， N 是自由指标， γ 为狄拉克矩阵， δ 为克罗内克 δ 函数， P_μ 则是可以产生时空平移的四维矢量。同时可以得到：

$$\{Q^\dagger, Q^\dagger\} = \{Q, Q\} = 0, \quad (2-19)$$

$$[P^\mu, Q^\dagger] = [P^\mu, Q] = 0,$$

在得到 p^μ 与 Q 的对易关系后，质量平方算符 $-P^2$ 也自然与 Q 对易，所以处于同一个超多重态的粒子的质量都是相同的。同时 Q 也与标准模型的生成元

对易，所以处于同一个超多重态的粒子的弱同位旋、弱超荷和色荷也是一致的。考虑自旋统计算符 $(-1)^{2s}$ ，其中 s 代表自旋，算符作用在玻色子态的本征值为 1，费米子态为 -1，结合公式 2-18，则有如下推论 [9]：

$$Q(-1)^{2s} |\text{boson}\rangle = |\text{fermion}\rangle = -(-1)^{2s} Q |\text{boson}\rangle \quad (2-20)$$

$$\begin{aligned} \sum_i i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle &= \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | i \rangle + \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q^\dagger Q | i \rangle \\ &= \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | i \rangle + \sum_{ij} \langle i | (-1)^{2s} Q^\dagger | j \rangle \langle j | Q | i \rangle \\ &= \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | i \rangle + \sum_j \langle i | Q (-1)^{2s} Q^\dagger | i \rangle \\ \sum_i i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle &= 0 \\ p^\mu \sum_i \langle i | (-1)^{2s} | i \rangle &= 0 \end{aligned}$$

所以一个超对称多重态中费米子和玻色子的自由度相等。

综上，如果超对称性存在，那么每一种标准模型粒子都会有相应的超对称伴子 (Superpartner)，但我们既没有在标准模型内找到满足这种对称性的一对粒子，也没有探测到质量和量子数与标准模型一致的新粒子。所以如果超对称性存在，那超对称性一定在某个能标下破缺了。由于目前无法得知超对称伴子具体的质量与性质，所以无法得知超对称性破缺的方式。目前简单的做法是引入“软破缺” (Soft Breaking) 项，即 [9]：

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (2-21)$$

其中 $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ 包含所有超对称性不变的规范场耦合项和汤川耦合项， $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ 包含超对称性破缺后的超对称伴子质量项。唯象地分析超对称性破缺项，它的形式应该与低能下电弱破缺后的拉氏量接近，即 [9]：

$$\mathcal{L} \simeq M_a \lambda^a \lambda^a + a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + b^{ij} \phi_i \phi_j + c^{ijk} \phi^{*i} \phi_j \phi_k - (m^2) \phi^{*i} \phi_j \quad (2-22)$$

这个表达式在构建最小超对称标准模型时将会很有帮助。

超对称模型通过引入超对称性与软破缺，可以解释许多标准模型理论并不完善的地方。一方面是希格斯玻色子质量的等级问题。软破缺项中，超对称伴子汤川耦合项对希格斯质量的贡献可以写为 [9]：

$$\delta m_h^2 = m_{\text{soft}}^2 \left[\frac{\lambda}{16\pi^2} \ln(\Lambda_{\text{UV}}/m_{\text{soft}}) + \dots \right] \quad (2-23)$$

其中 m_{soft} 是超对称伴子的质量，代表超对称性破缺的能标。可以看到，如果破缺能标与标准模型粒子质量接近，则可以抵消标准模型费米子在对希格斯玻色

子质量的发散。但实验中，我们并没有在 TeV 能标下观测到超对称伴子，所以即使超对称性存在，那么也只能解决部分的等级问题，精细调节仍然存在，而这个部分等级问题被称为小等级问题（Little Hierarchy Problem）。另一方面，在大统一能标下，超对称理论还能统一标准模型中的三个规范场的耦合常数。图 2-1 [9] 展示了两圈图修正下耦合常数的跑动，其中实线代表引入超对称性后的耦合常数，虚线代表标准模型的耦合常数。因此，超对称理论是很热门的理论。

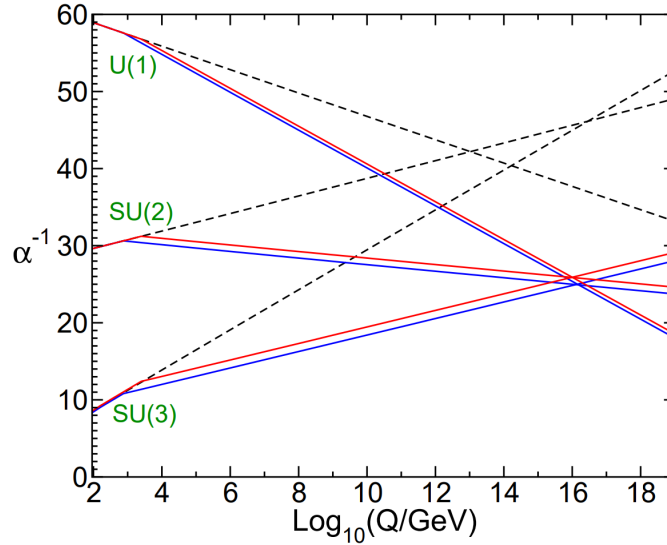


图 2-1 引入超对称性的耦合常数（实线）与标准模型的耦合常数（虚线）随能标的跑动，不同颜色代表不同规范场，计算精度为两圈 [9]。

Figure 2-1 The coupling constants after introducing SUSY (solid line) and those only considering SM (dashed line) vary with the energy scale. Different colours represent different gauge fields. The calculations are conducted with a precision of up to two loops [9].

2.2.2 最小超对称标准模型

最小超对称标准模型（Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM）结合了超对称伴子数量为一的超对称理论和标准模型理论。除了要求每个标准模型粒子都有一个超对称伴子，它还使用两个复二重态希格斯场（ $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ 、 $H_d = (H_d^+, H_d^0)$ ）扩展了标准模型的希格斯标量场从而消除了规范反常（Gauge anomaly）[46] 并赋予粒子质量。在 CP（电荷共轭宇称）本征态下，MSSM 引入了两个电量为一旦异号的玻色子（ $H^\pm$ ）、两个 CP 变换为偶的中性玻色子（ H^0 ， h^0 ）和一个 CP 变换为奇的中性玻色子（ A^0 ），一般认为实验中发现的质量为 125 GeV 的希格斯玻色子为 h^0 。此外，标准模型中自旋为 1/2 的夸克和轻子的超对称伴子自旋为 0，标准模型中的矢量玻色子的超对称伴子自旋为 1/2，他们各自组成超多重态。另外，如果超对称性是全局对称性，在自发对称性破缺时，会产生戈德斯通费米子（Goldstino, $\tilde{G}_{1/2}$ ）。反之，如果超对称性是定域的，则必须与引力理论结合在一起 [21]，形成超引力理论（Supergravity），产生超引力子（Gravitino, $\tilde{G}_{3/2}$ ）。表 2-3 [21] 总结了上述超对称粒子场在本文的符号与性质。

表 2-3 最小超对称标准模型的表示，表中并未列出超引力子 [21]。

Table 2-3 The fields of MSSM and representations of the gauge groups, graviton is not listed [21].

超多重态	超场	玻色子场	费米子场	SU(3) 表示	SU(2) 表示	U(1) 表示
gluon/gluino	$\hat{V}_8$	g	$\tilde{g}$	8	1	0
gaugino boson	$\hat{V}$	$W^\pm, W^0$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	1	3	0
gaugino	$\hat{V}'$	B	$\tilde{B}$	1	1	0
slepton/lepton	$\hat{L}$	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L^-)$	$(\nu, e^-)_L$	1	2	-1
	$\hat{E}^c$	$\tilde{e}_R^+$	$\tilde{e}_L^c$	1	1	2
squark/quark	$\hat{Q}$	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L^-)$	$(u, d)_L$	3	2	1/3
	$\hat{U}^c$	$\tilde{u}_R^*$	u_L^c	$\bar{3}$	1	-4/3
	$\hat{D}^c$	$\tilde{d}_R^*$	d_L^c	$\bar{3}$	1	2/3
Higgs boson/higgsino	$\hat{H}_d$	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	1	2	-1
	$\hat{H}_u$	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	1	2	1

MSSM 理论中，希格斯势可以展开为 [21]:

$$\begin{aligned}
V = & (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2) + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)(|H_d^0|^2 + |H_d^-|^2) \\
& + [b(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0) + \text{c.c.}] \\
& + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2 - |H_d^0|^2 - |H_d^-|^2)^2 \\
& + \frac{1}{2}g^2|H_u^+ H_d^{0*} + H_u^0 H_d^{-*}|^2
\end{aligned} \tag{2-24}$$

其中 m_{H_u} 、 m_{H_d} 与 b 为质量项系数。定义 v_u 与 v_d 分别代表 H_u^0 和 H_d^0 的真空期望值，定义 $\tan \beta$ 代表 v_u 与 v_d 的比值。在电弱对称性破缺后，除了产生 W 、 Z 玻色子，此希格斯势还额外产生前文提到的五个希格斯玻色子，其质量分别为 [9]:

$$\begin{aligned}
m_A^2 &= m_{H_d}^2 + m_{H_u}^2 + 2|\mu|^2 \\
m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2 \\
m_{H,h}^2 &= \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta})
\end{aligned} \tag{2-25}$$

在质量本征态上，处于相互作用本征态的表 2-3 的粒子将发生混合。一个 2×2 的矩阵 M_C 会描述带电超规范玻色子 $\tilde{W}^\pm$ 与带电希格斯玻色子 $\tilde{H}^\pm$ 的混合，在质量本征态上形成 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 与 $\tilde{\chi}_2^\pm$ (Chargino)， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的质量轻于 $\tilde{\chi}_2^\pm$ 。 M_C 在树图精度的表达式如下 [9]:

$$M_C = \begin{pmatrix} M_2 & \frac{1}{\sqrt{2}}g v_u \\ \frac{1}{\sqrt{2}}g v_d & \mu \end{pmatrix} \tag{2-26}$$

其中 M_2 为 SU(2) 规范场的超规范玻色子 $\tilde{W}$ 的质量参数，Chargino 的质量与混

合可以通过对角化 M_C 得到，即：

$$U^* M_C V^{-1} = \begin{pmatrix} M_{\tilde{\chi}_1^\pm} & 0 \\ 0 & M_{\tilde{\chi}_2^\pm} \end{pmatrix} \quad (2-27)$$

中性的超规范玻色子 $\tilde{B}$ 、 $\tilde{W}^0$ 与希格斯玻色子 $\tilde{H}_d^0$ 、 $\tilde{H}_u^0$ 的混合由 M_N 描述，在树图精度的下的表达式如下 [9]：

$$M_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{1}{2}g'v_d & \frac{1}{2}g'v_u \\ 0 & M_2 & \frac{1}{2}g'v_d & -\frac{1}{2}g'v_u \\ -\frac{1}{2}g'v_d & \frac{1}{2}g'v_d & 0 & -\mu \\ \frac{1}{2}g'v_u & -\frac{1}{2}g'v_u & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2-28)$$

其中 M_1 为 U(1) 规范场的超规范玻色子 $\tilde{B}$ 的质量参数。混合后的四个质量本征态的粒子为 $\tilde{\chi}_i^0$ (Neutralino)， i 取 1 至 4，按质量从轻到重排序。他们的质量可以通过对角化 M_N 得到，即：

$$N^T M_N N = \begin{pmatrix} M_{\tilde{\chi}_1^0} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{\tilde{\chi}_2^0} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{\tilde{\chi}_3^0} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{\tilde{\chi}_4^0} \end{pmatrix} \quad (2-29)$$

按照 $\tilde{W}$ 、 $\tilde{B}$ 、 $\tilde{H}$ 的混合比例，可以定义一个 Chargino 或 Neutralino 是 Wino 型 ($\tilde{W}$ 占绝大部分)、Bino 型 ($\tilde{B}$ 占绝大部分) 还是 Higgsino 型 ($\tilde{H}$ 占绝大部分)。MSSM 理论中，超对称轻子与超对称夸克也可以混合，一般情况下，第三代超对称轻子 ($\tilde{\tau}$) 的混合和第三代超对称夸克 ($\tilde{t}$ 、 $\tilde{b}$) 的混合较大。

MSSM 的拉氏量中允许存在破坏轻子数或重子数守恒的超势 (Superpotential) 项，并且这些项满足规范不变和可重整的要求。为了限制这些破坏项，一个新的对称性： R 宇称可以被人为引入，其定义如下：

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2-30)$$

其中 B 、 L 分别为轻子数与重子数， S 为自旋。如果 R 宇称守恒，那么最轻的超对称粒子 (Lightest SUSY Particle, LSP) 将是稳定的，可以作为暗物质粒子候选者，同时， R 宇称守恒也要求超对称粒子一定成对产生或湮灭，一个超对称粒子衰变后一定只能产生奇数个超对称粒子。

完整的 MSSM 理论有 124 个自由的参数 [21]，过高的自由度促使理论家们提出了一些简化 MSSM 参数的理论，下面将简要介绍本文涉及的两个理论：

唯象最小超对称标准模型 (Phenomenological MSSM, pMSSM)

pMSSM 理论由 19 个参数描述 [47, 48] (由于缪子反常磁矩的超出, 也有 20 个参数的版本)。它将第一代和第二代轻子与夸克的描述分别合并以进行简化, 不引入新的 CP 相角, 不引入味改变的中性流, 不引入轻子数代带破坏, 最终简化为 19 个参数: M_1 、 M_2 、 M_3 分别为 U(1)、SU(2)、SU(3) 规范场的超规范玻色子质量参数, m_A 、 μ 为希格斯场质量参数, $\tan \beta$ 为真空期望值 v_u 与 v_d 的比值, A_t 、 A_b 、 A_τ 分别描述第三代夸克和轻子与希格斯场汤川耦合的 A 参数, 标准模型费米子的超对称伴子的质量参数为 $M_{\tilde{Q}}^2$ 、 $M_{\tilde{U}}^2$ 、 $M_{\tilde{D}}^2$ 、 $M_{\tilde{L}}^2$ 和 $M_{\tilde{E}}^2$ 。

简化模型 (Simplified models)

简化模型 [49–54] 是目前实验最广泛使用的模型之一。在简化模型中, 一般只有两到三个超对称粒子可以在实验中被产生, 其余超对称粒子并不参与反应, 并且超对称粒子的质量与衰变分支比被大幅简化。简化模型在实验中很有帮助, 它的末态特征明显, 有助于实验寻找, 但这种简化得到的超对称粒子的质量排除限可能和 MSSM 的理论的排除限有较大差距。

2.2.3 超对称理论相关的超出标准模型理论

超对称理论不仅发展出了基于标准模型的 MSSM 理论, 也常与一些其他超出标准模型理论 (Beyond the Standard Model, BSM) 有联系。其中, 双希格斯二重态模型 (two-Higgs-doublet models, 2HDM) [55] 是目前热门的模型, 它预言了两个 SU(2) 二重态希格斯场的存在。2HDM 是最简单的 SM 拓展, 它可以作为 SUSY 模型预言的一部分, 也可以脱离 SUSY, 例如作为支持轴子模型的关键理论 [56], 此外, 它还可以解释正反物质不对称性 [55]。最普适的 2HDM 包含 14 个自由参数, 其可以是 CP 宇称守恒的模型, 也可以是 CP 宇称破缺的模型, 甚至可以是电荷不守恒的模型 [55]。目前, 最常见的是 CP 宇称守恒的模型, 此类模型预言了标量希格斯玻色子和赝标量希格斯玻色子的不同。此外, 根据希格斯场和费米子场的耦合形式的不同, 2HDM 模型还可以进一步划分, 每类 2HDM 模型均有丰富的理论预言, 例如 type-3 模型可以包含树图层面的味改变中性流 (Flavor-changing neutral current, FCNC) [55]。

超对称性大统一理论 (supersymmetric GUT, SUSY GUT) 也是超对称性的延申, 由于超对称性的引入, SUSY GUT 可以解决等级问题, 并在大统一能标统一三种相互作用常数 [21], 还有潜力解释费米子场和希格斯场汤川耦合强度的来源以及中微子质量的来源 [57]。根据 GUT 引入的对称性的不同, GUT 理论预言的现象也不同, 常见的有新的规范玻色子的存在。

如果额外维理论 (Extra dimensions, ED) 和弦论有关联, 那么额外维理论也会和超对称理论有关联, [8]。由 Arkani-Hamed、Dimopoulos 和 Dvali 提出的 ADD 模型 [58] 是 ED 中较受欢迎的理论, 它预言了 TeV 量级的引力子, 还预言了在对撞机上可能产生寿命极短的微型黑洞 [8]。

此外, MSSM 模型可以被标准模型有效场论 (the Standard Model Effective Field Theory, SMEFT) [59] 描述, 一些超对称理论预言了长寿命粒子的存在。对

SMEFT 的研究和寻找长寿命粒子正逐渐成为对撞机实验的热门课题。

2.2.4 ATLAS 实验寻找超对称物理现状

寻找超对称粒子一直是 ATLAS 实验的重要物理目标之一。在 ATLAS 探测器中，超对称粒子的产生一般可分为两种产生过程。第一种是强相互作用产生一对超对称胶子 ($\tilde{g}$) 或超对称夸克 ($\tilde{q}$)，或者一个超对称胶子与一个超对称夸克。第二种是电弱相互作用产生一对超对称轻子 ($\tilde{\ell}$) 或 Chargino 与 Neutralino。在 13 TeV 质心能量的 pp 对撞下，强相互作用的截面远高于电弱相互作用的截面，这两种过程的截面随 SUSY 粒子质量的变化如图 2-2 [60, 61] 所示。此外，ATLAS 实验分别对 R 宇称是否守恒的模型进行了寻找。对于 R 宇称守恒的情况， pp 对撞产生的一对超对称粒子最终会衰变为至少两个 LSP。如果 LSP 为电中性粒子并且不发生强相互作用，则其无法在探测器内留下响应，最终表现为较高的横能量丢失 (E_T^{miss})，此类分析较为常见。对于 R 宇称破坏的情况，LSP 最终会衰变出多个轻子或夸克，形成多轻子或者喷注的末态，同时 E_T^{miss} 较低，例如四轻子分析针对的就是这类模型 [62]。ATLAS 还对长寿命粒子进行了寻找，根据模型中长寿命粒子的寿命和电量的不同，这些实验也会对超对称模型进行限制。例如， R 宇称破坏耦合系数较低时，LSP 会在探测器中飞行一段距离再衰变，从而产生移位 (Displaced) 顶点、轻子或喷注末态，相关分析也较多 [63]。

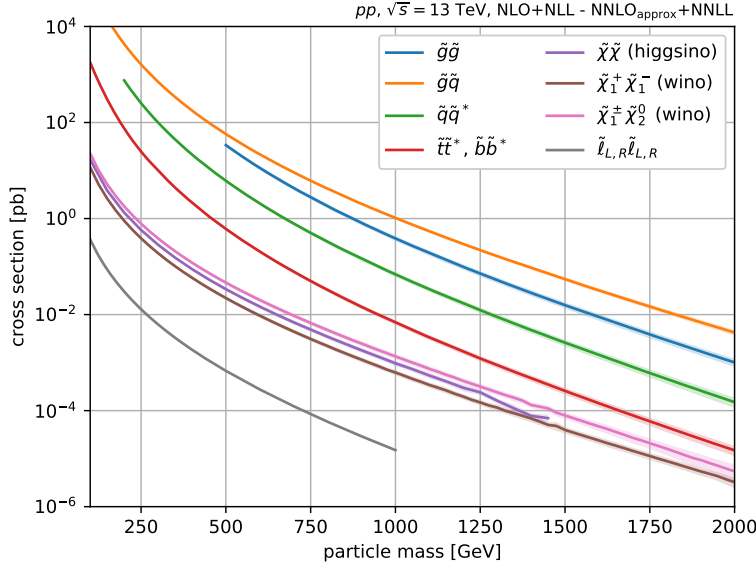


图 2-2 质心能量 13 TeV 下 pp 对撞产生超对称粒子的截面 [60, 61]。

Figure 2-2 The cross-section of sparticles production for 13 TeV pp collision [60, 61].

目前，实验中并没有找到明显的超对称粒子存在的迹象，因此，ATLAS 实验在 95% 置信度下对超对称粒子的质量进行排除。图 2-3 [14] 展示了目前各个超对称粒子的质量排除区间。首先是 R 宇称守恒的情况。对于 $\tilde{g}$ 粒子，质量小于约 2.45 TeV 的参数空间已经被排除。对于前两代 $\tilde{q}$ ，考虑左、右手和第一、二代质量简并的情况，质量小于 1 TeV 的参数空间已被排除。对于第三代 $\tilde{q}$ ，即 $\tilde{t}$

与 $\tilde{b}$ ，质量低于约 1.25 ~ 1.35 TeV 的范围已被排除。在电弱产生过程中，质量约为 1 TeV 以下的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 已被排除，质量约为 0.7 TeV 以下的第一、二代 $\tilde{e}$ 以及质量约为 0.4 TeV 以下的 $\tilde{\tau}$ 已被排除。此外，对于 R 宇称破坏的情况，因为拉氏量中破坏项不止一个且每个破坏项都有多个参数描述，所以难以给出统一的排除限。可以看到，虽然各个实验考虑的模式不同，但在大部分利用部分 Run2 实验数据的研究中， $\tilde{t}$ 的排除限达到了 0.5 TeV，一些研究的 $\tilde{t}$ 排除限也达到了 1 TeV。同时 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 在一些模型下的排除限也接近 1 TeV。

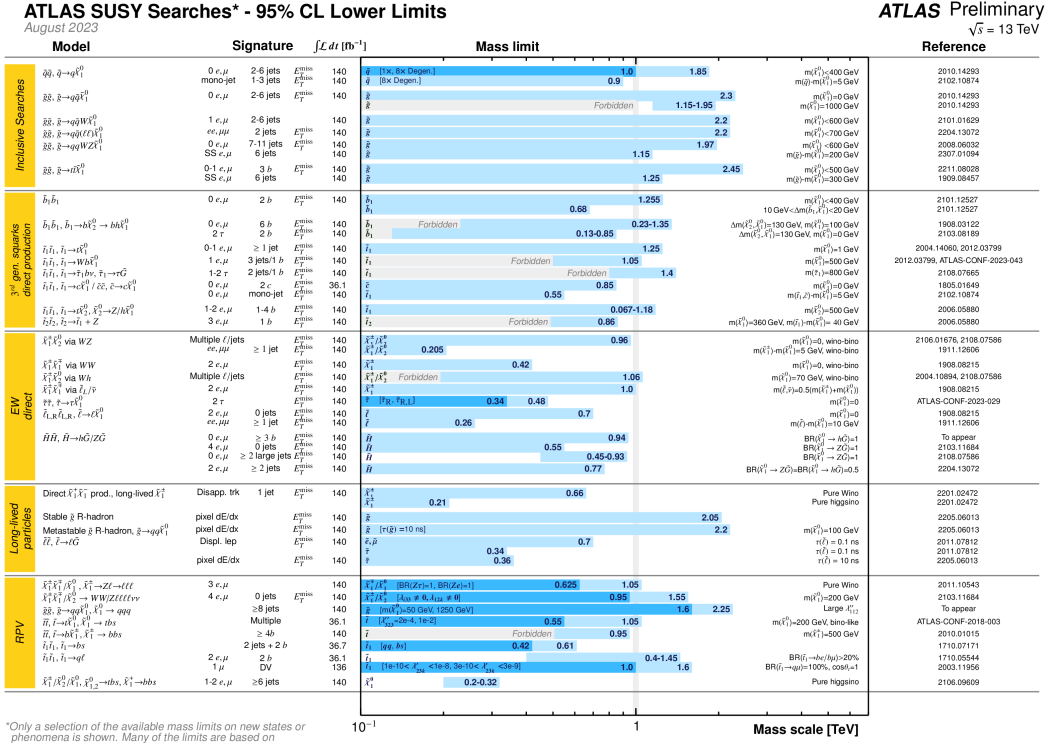


图 2-3 ATLAS 上超对称粒子寻找实验的排除质量区间 [14]。

Figure 2-3 The mass exclusion limits of sparticles from ATLAS SUSY searches [14].

第3章 大型强子对撞机与 ATLAS 实验

粒子物理的发展离不开理论与实验的密切结合，上一章介绍了当前粒子物理领域最成功的标准模型理论和优美的超对称理论，本章将介绍本文所用的实验数据来源——ATLAS 实验。本章首先介绍大型强子对撞机及相关的对撞机物理基础，其后介绍大型强子对撞机上的 ATLAS 实验。ATLAS 实验部分的介绍包含 ATLAS 探测器的结构、性能和实验数据的获取。

3.1 大型强子对撞机

大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) [11] 是世界上最大的粒子加速器，其位于瑞士与法国交界处的欧洲核子中心 (European Organization for Nuclear Research, CERN)，周长 26.7 公里，地下深度为 50 米至 175 米。LHC 共有 1232 个超导偶极电磁铁管道约束或偏转质子或者重离子束团 (Bunch) 在管道内的运动，还有 392 个超导四极电磁铁管道用于聚焦束团。所有管道内均为真空环境，以防止束团与空气分子相互作用。为了约束高能束团，管道采用可以提供高达 8.33 T 磁场的超导磁铁，超导磁铁的运行温度约为 1.9K，由液氮冷却。超导磁铁管道构成了两个平行的束流环 (Beam Ring)，间距为 192 毫米，两个束流环内束流 (Beam) 运动方向相反，束流中的束团能量为 6.5 TeV。每个束流环包含八个直线区域与八个弧线区域，每个直线区域长度约为 528 米，用于放置探测器与设备，如图 3-1 [11] 所示。

八个直线区域中，有四个区域的束流环有交叉以便束团对撞，其上安装有四个大型探测器进行物理实验。ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [12] 实验与 CMS (Compact Muon Solenoid) [13] 实验分别位于一号和五号区域，他们为多用途探测器，主要实验目标为标准模型的精确测量、寻找与测量标准模型中的希格斯玻色子及其性质以及寻找超出标准模型的新物理现象。二号区域内为 ALICE (A Large Ion Collider) 实验 [64]，是 LHC 上唯一通过重离子对撞产生的夸克胶子等离子体研究高能量密度强相互作用物质性质的实验。八号区域内为 LHCb (Large Hadron Collider beauty) 实验 [65]，主要科学目标为精确测量重味强子的衰变性质与奇特强子态。同时，二号与八号区域还包含多个束流注入系统。其余四个直线区域并不包含交叉点，其内共有两组 400 MHz 超导射频腔加速系统、两组束流准直系统和一组束流清除系统。射频腔加速系统共包含 16 套射频腔 (Radiofrequency Cavity)，射频腔利用微波在每个射频腔内产生周期性的沿束流方向的谐振电磁场，单个射频腔的电场峰值为 2 MV，理想状态下，一组射频腔加速系统可以产生 16 MV 的峰值电场。当电磁场频率与束团速率和到达时间匹配时，电磁场的方向与束团运动方向相同，从而加速束团。此外，射频腔内周期性的电磁场还会进一步沿束流方向压缩束团。

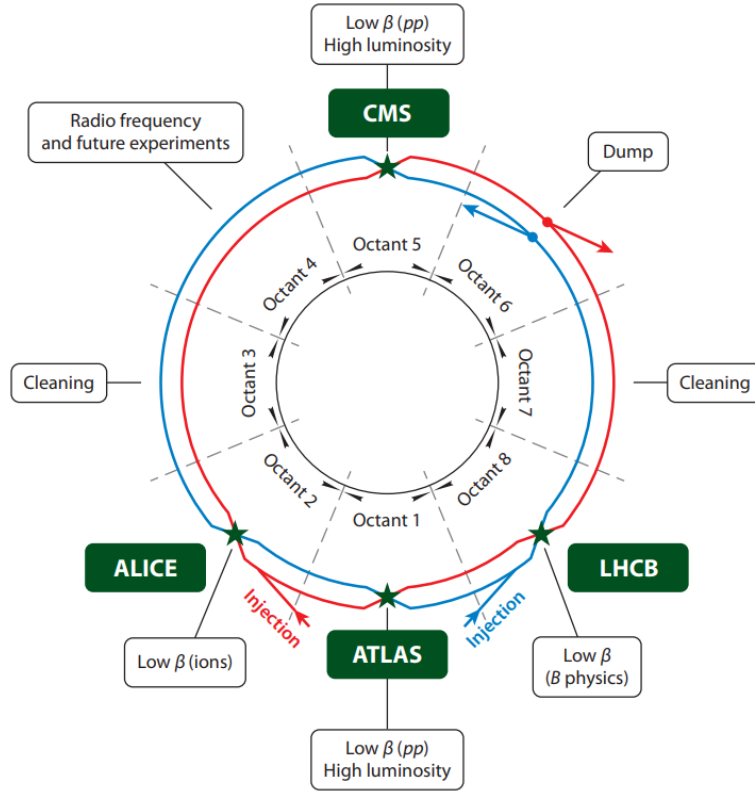


图 3-1 LHC 束流环布局，按顺时针排序八个直线区域 [11]。

Figure 3-1 The layout of the LHC beam rings, with eight straight sections sorted clockwise [11].

在进入 LHC 束流环前，质子会在其他设施内被逐级加速，如图 3-2 [11] 所示。束团中的质子来自氢原子电离，通过 LINAC 2 直线加速器加速后进入 Booster (Proton Synchrotron Booster, PSB) 系统，质子在 Booster 内被加速至 1.4 GeV 后进入 CPS (Circle Proton Synchrotron, PS) 系统并被加速至 26 GeV。同时，CPS 内的质子会被压缩成束团，束团随后进入 SPS (Super Proton Synchrotron) 系统，并被加速至 450 GeV。束团通过长达三公里的直线输送通道，从 SPS 进入 LHC 中，并由 LHC 的超导射频系统逐渐加速至 6.5 TeV，这个过程最短耗时 20 分钟，需要在环内加速一千多万次，最终在束流交叉点进行对撞，由探测器记录以进行物理实验。

在 LHC 内，每个束流环包含约 2000 个束团，束团内部的质子近似高斯分布，单个束团包含多达 10^{11} 个质子 [66]，纵向能量分布长度约为 10cm，初期横向能量分布宽度约为 3.5 微米，在 2016 年采用 BCMS (Batch Compression Merging and Splitting) [67] 模式升级后约为 2 微米，其后因为降低热负载的工作模式而略有波动。束团前后间距为 25 ns，表 3-1 [66] 记录了历年的束流参数。

在实验中，束团对撞的频率被称为瞬时亮度 (Luminosity)，是对撞机性能的关键指标，为了增加瞬时亮度，束团会在对撞点处被进一步压缩。瞬时亮度 L 可以表示为：

$$L = f_{\text{coll}} \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} F \quad (3-1)$$

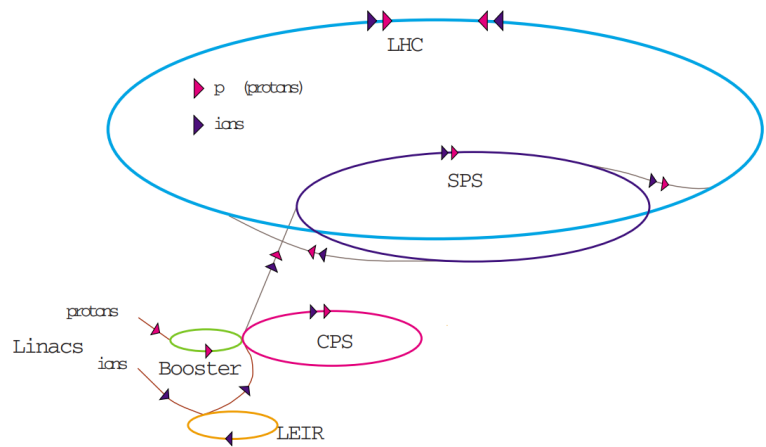


图 3-2 LHC 束流注入与加速系统示意图 [11]。

Figure 3-2 The schematic diagram of the LHC beam injection and acceleration system [11].

表 3-1 历年的束流参数 [66]。

Table 3-1 The LHC beam parameters of each year [66].

历年参数	预期	2015	2016	2017			2018
稳定束流时长占比	-	33%	49%	49%			49%
工作模式	标准	标准	标准/BCMS	BCMS	降低热负载模式 1	降低热负载模式 2	BCMS
束流能量 [TeV]	标准	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5
束团数量	2808	2244	2040/2076	2556	1916	1868	2556
束团间距 [ns]	25	25	25	25	25	25	25
束团内质子数量 [10^{11}]	1.15	1.15	1.2	1.2	1.2	1.25	1.1
横向能量分布 [mm·mrad]	3.75	3.5	3.5/2.1	2.1	2.3	1.8	2
瞬时亮度峰值 [$10^{34}\text{cm}^2/\text{s}$]	1	0.55	0.83/1.4	1.74	1.9	2.06	2.1

其中 N_1 与 N_2 代表束团内粒子的数量, σ_x^* 与 σ_y^* 表示对撞点处束团的水平方向与垂直分布的均方根, 频率因子 f_{coll} 可以展开为 $f_{\text{coll}} = n_b f_0$, 其中 n_b 为束流内束团数量, f_0 为束流在 LHC 内的绕转频率 (Revolution Frequency)。亮度衰减因子 F 描述了由于两个束流的夹角、束团纵向长度和束流聚焦性能造成的效率衰减, 可以表示为:

$$F = \sqrt{1 + \frac{(\theta_c \sigma_z^*)^2}{4\sigma_x^* \sigma_y^*}} \quad (3-2)$$

其中 θ_c 为束流的夹角, σ_z^* 为束团纵向长度分布的均方根, 可以发现压缩束团或者提高束团密度与对撞频率可以增加瞬时亮度。在实验中, 对撞机在运行一段时间后得到的总束团对撞数被称为积分亮度 (Integrated Luminosity):

$$L_{\text{int}} = \int L(t) dt \quad (3-3)$$

束团对撞时, 束团内的质子发生相互作用, 可以通过微分散射截面 $d\sigma/d\Omega$ 得到总散射截面, 对撞机实验中, 总截面的大小几乎只取决于散射振幅 $|M|$:

$$\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \propto |M|^2 \quad (3-4)$$

一段时间内, 束团间的总相互作用数为:

$$N_{\text{exp}} = \sigma_{\text{tot}} \cdot L_{\text{int}} \quad (3-5)$$

所以在 LHC 实验中可以用截面的倒数表示总积分亮度, 常用的单位有 fb^{-1} (inverse femtobarn), 其换算关系为 $1 \text{ fb}^{-1} = 10^{39} \text{ cm}^2$ 。1 fb^{-1} 代表产生一个截面为 1 fb 的过程的事例所需的总积分亮度, 所以瞬时亮度单位可以写为 cm^2/s 。

在设计 LHC 实验时, 质子对撞质心能量的预期为 14 TeV, 在 2010 至 2012 年的第一轮取数期间 (Run1), LHC 共产生质心能量为 7 TeV 至 8 TeV, 总积分亮度为 28.3 fb^{-1} 的实验数据。在 2015 至 2018 年的第二轮取数 (Run2) 期间, LHC 的实际质心能量为 13 TeV, 总共获取约 156 fb^{-1} 的数据, 其中 ATLAS 实验收集到了 139 fb^{-1} 的可用于物理分析的数据, 图 3-3 [66] 总结了 Run1 与 Run2 历年的积分亮度收集情况与最高瞬时积分亮度, 本文使用的是 ATLAS 实验全部 139 fb^{-1} 的实验数据。LHC 实验仍将持续运行很长时间, 目前正在进行第三轮取数 (Run3), 质心能量提升至 13.6 TeV, 运行周期计划为 2023 年至 2025 年, 预期总积分亮度为 260 fb^{-1} 。在第三轮取数结束后, LHC 将升级至高亮度大型强子对撞机 (HL-LHC), 计划在 2029 年运行取数, 预计质心能量为 14 TeV, 图 3-4 为 LHC 第三轮取数与 HL-LHC 取数开始时间的规划 (规划修订于 2022 年 2 月)。

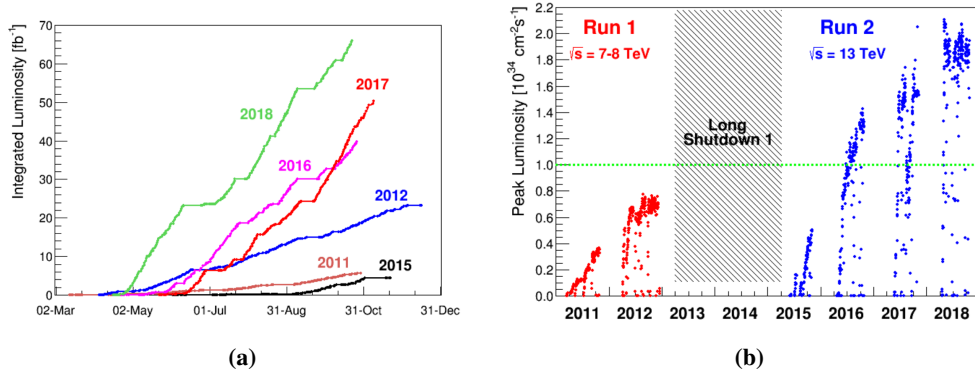


图 3-3 (a) LHC 历年积分亮度收集情况与 (b) 瞬时亮度峰值情况 [66]。

Figure 3-3 The situations of (a) integrated luminosity and (b) peak of instantaneous luminosity over the years [66].

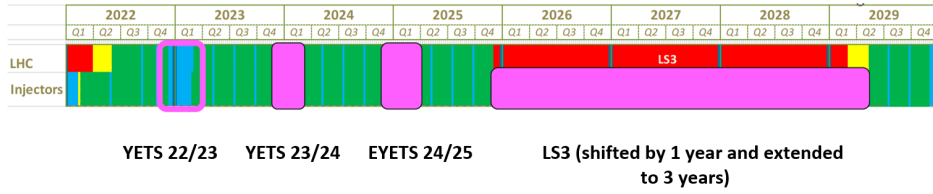


图 3-4 LHC 第三轮取数与 HL-LHC 取数的时间规划 (规划修订于 2022 年 2 月)。

Figure 3-4 The schedule of LHC Run3 and HL-LHC Run (revised in February 2022).

3.2 ATLAS 实验

ATLAS 实验使用的 ATLAS 探测器是 LHC 上最大的多用途探测器，位于地下 100 米处。ATLAS 探测器为一个前后对称的圆筒状探测器，长度约 46 米，束流管道贯穿前后两端。ATLAS 的直径为 25 米，重约 7 千吨，由内至外共有六个不同的子探测系统，实现了几乎 4π 的立体角覆盖，同时有巨大的磁铁系统以偏转带电粒子从而进行能动量测量。图 3-5 [12] 展示了 ATLAS 探测器的各级子探测系统。在探测器最内部的是内部径迹探测器 (Inner Detector, ID)，主要用于测量带电粒子的径迹，整体处于 2 T 的磁场中。其外是量能器系统，主要有两层，内层为液氙量能器，可以同时探测电磁簇射与强子簇射的能量，外层为强子量能器，由瓦状闪烁体层与钢层组成。ATLAS 的最外层是缪子谱仪 (Muon Spectrometer, MS)，主要由气体飘逸室组成。同时 ATLAS 内部还有复杂且巨大的超导磁铁系统，运行温度为 4.5 K，为内部径迹探测器、端盖 (End-cap) 和缪子谱仪提供磁场。

3.2.1 超环面仪器 (ATLAS) 与探测器坐标系

ATLAS 采用右手系构建坐标系，原点取为对撞点， z 轴平行于束流方向， x - y 平面垂直于束流方向， x 轴指向束流环圆心方向， y 轴指向地表，随后通过右手系确定 z 轴方向。处于 z 轴正半部分的探测器被称为 A 端，另半部分被称为 C 端。考虑到 ATLAS 探测器以 z 轴轴对称，所以也可以使用柱坐标系， r - ϕ 平面用以表示 x - y 平面， ϕ 定义为与 x 轴的夹角， θ 定义为与 z 轴的夹角。

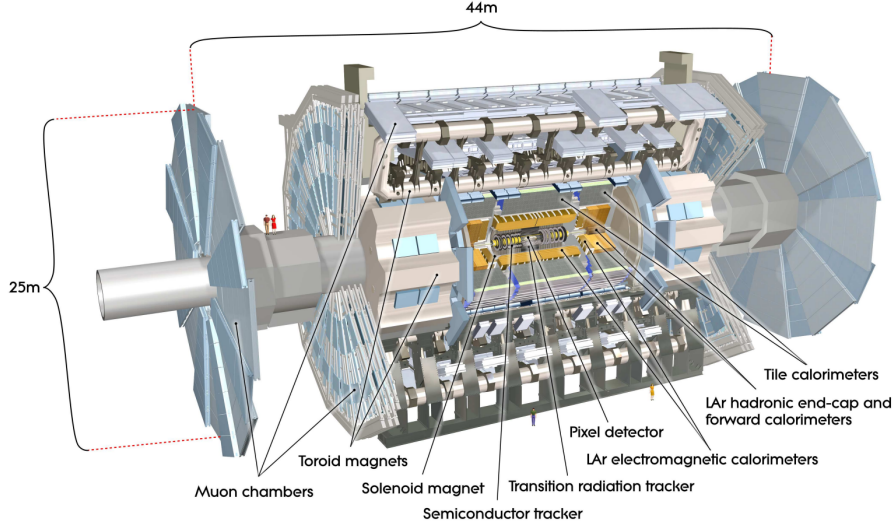


图 3-5 ATLAS 探测器的各级子系统 [12]。

Figure 3-5 Sub-detectors of the ATLAS detector [12].

粒子物理实验中常用的快度定义为: $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, y 大幅简化了沿粒子束方向 (z 轴) 的洛伦兹变换, 将矩阵变换简化为简单的加减法, 例如: $y' = y - \tanh^{-1} \beta$, 同时不难发现 Δy 是洛伦兹不变的。ATLAS 实验中更常使用赝快度 η 代替 θ 角, 其关系为: $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ 。对于接近光速运动的粒子, 赝快度约等于快度, 对于无质量的粒子, 赝快度等于快度。所以赝快度简化了快度的计算, 并近似保留了快度的优点。在替换了 η 后, 需要引入新的角距离计算方法: $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ 。

考虑到 ATLAS 实验所有初、末态粒子投影在 $r-\phi$ 平面上的动量守恒, 所以横动量 $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ 与横能量 $E_T = E/\cosh \eta$ 是 ATLAS 实验中重要的动力学变量。对于中微子等与探测器物质作用截面较小粒子, 其难以在探测器内留下信号, 最终表现为横能量丢失 (Missing Transverse Momentum, E_T^{miss}), 理论上 E_T^{miss} 与所有可探测的粒子的横动量的矢量和的模一致, 方向相反, 即: $E_T^{\text{miss}} = -\sum \vec{p}_T$ 。

3.2.2 内部径迹探测器

内部径迹探测器 (Inner Detector, ID) 是 ATLAS 探测器最内部的子探测系统, 负责测量带电粒子的径迹和 pp 对撞的初级与次级顶点。内部径迹探测器内有磁铁系统提供 2 T 磁场, 可以测量 p_T 大于 500 MeV 的带电粒子。ID 总长约 6.2 米, 直径 2.1 米, 覆盖 $|\eta| < 2.5$ 的区域, 主要包含像素探测器 (Pixel Detector, Pixel)、半导体径迹探测器 (Semiconductor Tracker, SCT) 和穿越辐射径迹探测器 (Transition Radiation Tracker, TRT) 这三个不同但互补的子系统, 这些子系统覆盖桶部 (Barrel) 与端盖部分, 图 3-6 [12] 分别展示了 ID 在径向与轴向的截面。

像素探测器 (Pixel)

Pixel 是颗粒度最高的探测系统, 长约 1.4 米, 直径约 0.4 米, 包含三层 N 型硅像素探测器与最内层的 IBL (Insertable B-Layer) [68], 共有 2024 个探测模块,

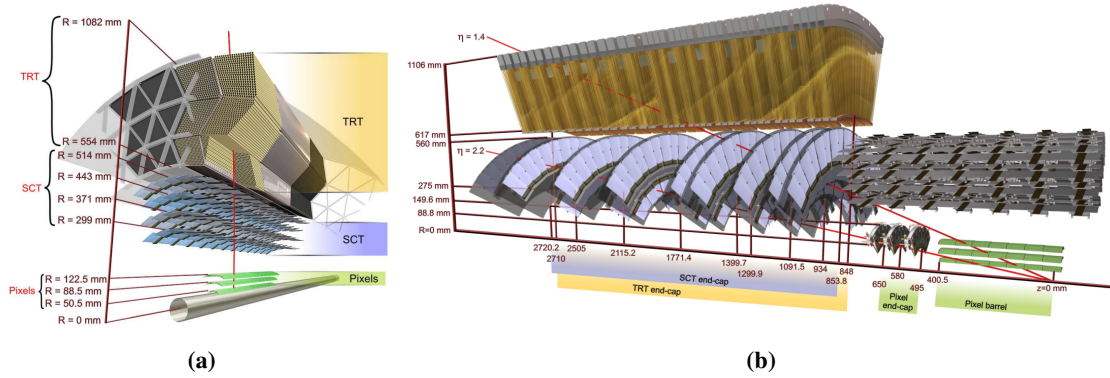


图 3-6 内部径迹探测器的内部结构，图上并未标出 IBL [12]。

(a) 展示内部径迹探测器径向结构，(b) 为内部径迹探测器轴向结构。

Figure 3-6 The structures of the Inner Tracker, IBL is not shown on the figure [12].

Figure (a) shows the radial structure and (b) shows the axial structure.

总共包含约 9200 万个像素，可以提供至少三组位置信息与过阈时间。

IBL 是第一个大范围应用三维探测技术的探测系统 [69]，由 14 个长 64 厘米的长条型 IBL 单元组成，位于距离束流管约 33 毫米处。每个单元包含 20 个 IBL 模块，包含中部的 12 个厚度为 200 微米的平面硅像素探测器与两端各 4 个厚度为 230 微米的三维硅像素探测器。每个 IBL 模块总计有 1200 万个像素，分辨率为 250×50 微米，提供横向 ($r - \phi$ 平面) 10-45 微米、纵向 (z 轴) 60-180 微米的位置分辨率。IBL 在第二轮取数前被加入到 ATLAS 探测器内以弥补其他探测器层因辐照损伤造成的效率下降，IBL 提升了短寿命粒子与顶点的鉴别和重建效率。

三层硅像素探测器从内向外分别被命名为 Layer-0、Layer-1 和 Layer-2，其中位于桶部部分的三层探测器位于约 50.5 毫米至 122.5 毫米的范围，端盖部分的三层位于 $|z|$ 为 495 毫米至 650 毫米的范围。三层硅像素探测器共有 1744 个面积为 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 的探测模块，每个模块厚 250 微米，包含 47232 个像素，由于空间限制，有效像素降低至 46080 个。每个探测模块内的像素宽 50 微米，长 400 微米，覆盖前端的芯片模组单元的像素长度增加至 600 微米，提供周向 10 微米、轴向 110 微米的分辨率。

半导体径迹探测器 (SCT)

SCT 为硅微条探测器，桶部共有 4 层，位于 299 毫米至 514 毫米的范围，端盖各有 9 层，位于 934 毫米至 2720 毫米的范围。SCT 包围了 Pixel，可以提供四至九组位置信息。四层桶部 SCT 共有 2112 个探测模块，每个端盖的九层 SCT 共有 988 个探测模块，每个探测模块厚度约为 285 微米，包含 4 个矩形硅微条传感器。每两个传感器间有多个硅微条首尾相连组成一个长约 6 厘米，宽 80 微米的探测单元，两个探测单元再连接在一起组成一个长约 12 厘米的探测模块，单个探测模块包含 768 个硅微条。每两个探测模块背对背组成一组，夹角约为 40 mrad ，理想状态下可以提供带电粒子的三维信息。每组探测器模块可以提供横向 17 微米、纵向 580 微米的位置分辨率。

穿越辐射径迹探测器 (TRT)

TRT 是位于 ID 最外部的子探测系统，总长约 6.8 米，外径约为 1.1 米，内径约为 0.55 米，覆盖 $|\eta| < 2$ 的区域，由直径 4 毫米充满气体的稻草形漂移管计数器组成，桶部处的计数器长 144 厘米，端盖处的计数器长 37 厘米，TRT 总计包含约 35 万个计数器。稻草形漂移管计数器的中心为直径约 31 微米的镀金钨丝作为阳极，管壁为两面多层结构膜背对背热熔粘贴，每面厚 35 微米，内含有一层镀铝层作为阴极。计数器内气体压强为 5-10 毫帕，成分为 70% 氩气、27% 二氧化碳和 3% 的氧气。桶部的 TRT 分为三层，每层包含 32 个探测模块，共含有 73 层计数器。端盖的 TRT 包含 20 个盘状结构，每个结构含有 8 层探测单元，每层探测单元内有 768 个径向排列的计数器。TRT 可以探测低动量带电粒子的最小电离能损，也可以探测高动量粒子的穿越辐射，同时可以记录过阈时间。此外，由于桶部部分的漂移管计数器沿束流方向放置，所以只能提供横向位置信息，而端盖处的漂移管计数器沿径向排列，所以只能提供 $z - \phi$ 的位置信息，桶部部分和端盖部分的探测器的分辨率均约为 130 微米，一般可以提供 36 组位置信息。

3.2.3 量能器

ATLAS 的量能器系统均为取样型量能器，可以测量强子、电子与光子的能量，覆盖 $|\eta| < 4.9$ 的区域。图 3-7 [12] 展示了量能器系统的结构，其共有两个子系统。内部的子系统为液氩电磁量能器，由桶部部分最内侧的液氩电磁量能器与每个端盖最内侧的液氩电磁量能器 (Electromagnetic End-cap Calorimeter, EMEC) 组成。包围电磁量能器的另一个子系统是强子量能器，由位于端盖处 EMEC 后侧的液氩强子量能器 (Hadronic End-cap Calorimeter, HEC)、中心处的液氩前向量能器 (Forward Calorimeter, FCal) 和位于桶部液氩电磁量能器外侧的取样型强子量能器组成。取样型强子量能器由闪烁体与钢组成的，包含一个桶部部分以及 A 端、C 端各一个延长的桶部部分。

液氩电磁量能器

液氩电磁量能器的模块由铅作为吸收体，由液氩作为采样体，模块内具有手风琴型的几何结构，可以测量电磁簇射与强子簇射。液氩电磁量能器的能量分辨设计值为 $\sigma_E/E = 9\% \sqrt{E} \oplus 0.3\%$ 。桶部的液氩电磁量能器被 $\eta = 0$ 的平面分割成两个部分，每部分长 3.2 米，内径 1.35 米，外径 2 米，两部分间间距 4 毫米，共覆盖 $|\eta| < 1.475$ 的区域。每部分按 ϕ 角划分为 16 个探测模块，共 1024 层铅吸收体，吸收体间的放置有铜电极以读出信号，电极与吸收体间距约 2 毫米，其间填充液氩吸收簇射能量，液氩产生的电信号传导至电极读出，他们的位置排布如图 3-8 [70] 所示。桶部的电极分布如图 3-9 [12] 的上半部分所示，电极分布可以分为颗粒度不同的三层，最内层颗粒度最高，提供最精确的能量与位置信息，最外层的颗粒度最低，主要负责吸收剩余电磁簇射的能量，图中可以看到不同 $|\eta|$ 方向的量能器长度不同，提供从 22 个辐射长度 (X_0) 至 33 个不等的吸收长度。

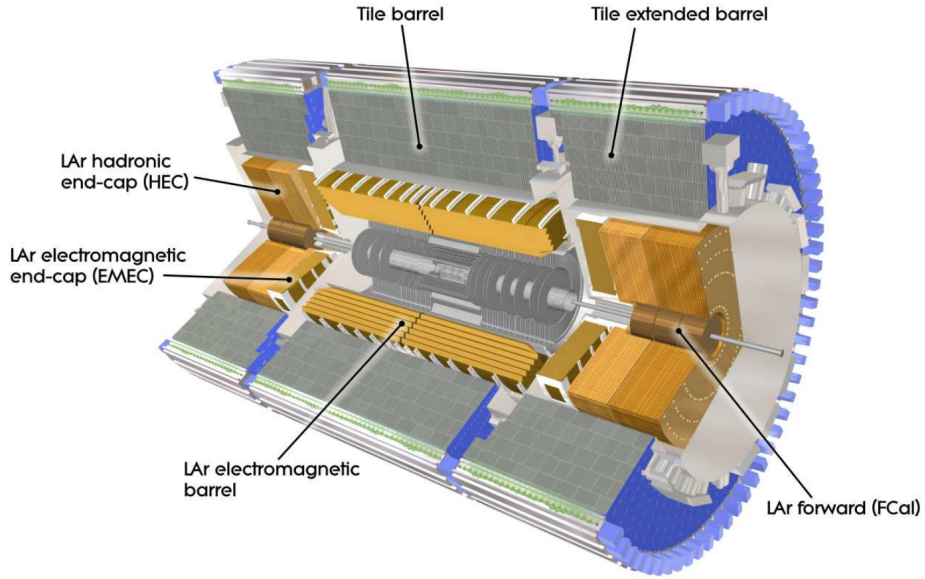


图 3-7 ATLAS 量能器系统示意图 [12]。

Figure 3-7 Structure of the ATLAS calorimeter system [12].

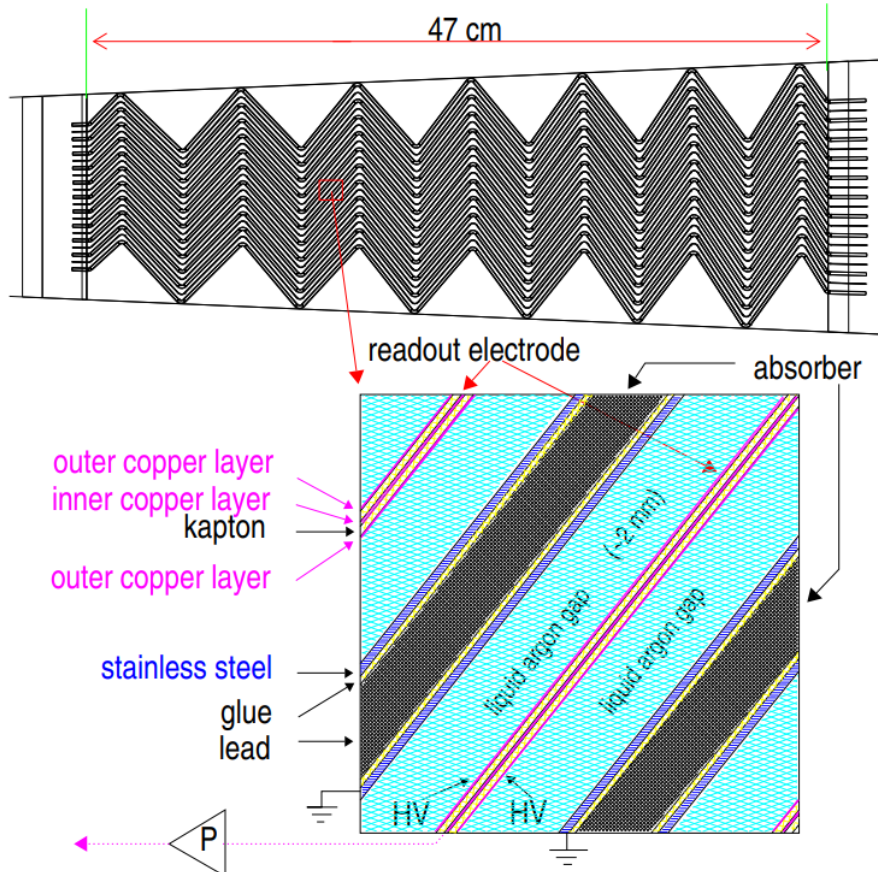


图 3-8 桶部液氩电磁量能器的结构 [70]。

上图展示了横截面的手风琴结构，下图展示了吸收体、采样体和电极的结构。

Figure 3-8 Structure of the barrel liquid argon electromagnetic calorimeter [70].

The upper figure shows the accordion structure and the lower figure shows the structure of the absorber, sampling element and electrode.

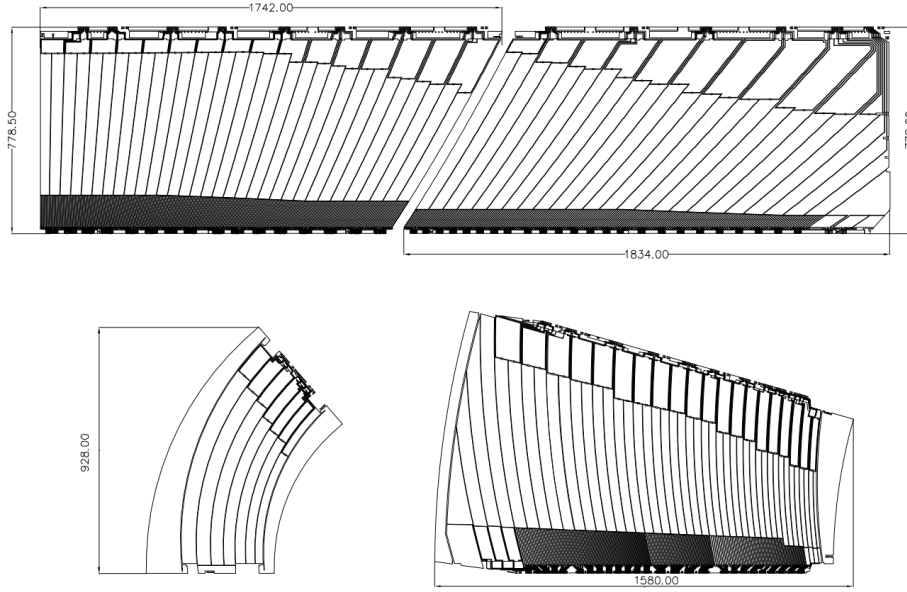


图 3-9 液氩电磁量能器的电极分布 [12]。

上图展示了桶部部分的结构，左下图展示了端盖“内轮”的结构，右下展示了“外轮”的结构。

Figure 3-9 The electrode distributions of the liquid argon electromagnetic calorimeter [12]. The upper figure shows the structure of the barrel part, the lower left figure shows the structure of the endcap ‘inner wheel’, and the lower right shows the structure of the ‘outer wheel’.

端盖处的 EMEC 在每端各有一个“轮子” (Wheel)，轮子厚 63 厘米，内径约 0.3 米，外径约 2.1 米，覆盖 $|\eta|$ 处于 1.375 至 3.2 的区域，按 ϕ 角各分为 8 个模组。每个轮子各包含一个“外轮”和一个“内轮”，内外间隙位于 $|\eta| = 2.5$ 处，间距三毫米。每个内轮共有 256 个吸收体，分为颗粒度不同的两层，外轮共有 768 个吸收体，与桶部一样分为颗粒度不同的三层。端盖提供从 $24 X_0$ 至 $38 X_0$ 不等的吸收长度。

强子量能器

强子量能器由瓦片状采样型量能器 (The Tile Calorimeter, Tile) 组成，覆盖 $|\eta|$ 小于 1.7 的范围。强子量能器的桶部部分长 5.8 米，A 端和 C 端的延长部分各长 2.6 米。强子量能器内径 2.28 米，外径 4.25 米，各有 64 个探测模块。探测模块内由瓦片状的钢与闪烁体层组成周期性的结构，两层的厚度比值约为 4.7: 1，钢作为吸收体产生的簇射能量会由闪烁体吸收，闪烁体吸收产生的光信号由光纤传输至顶部的光电倍增管读出，其结构如图 3-10 [12] 所示。Tile 从内至外分为三层结构，其结构如图 3-11 [12]，提供至少 7.4 个相互作用长度 (λ)。

液氩强子量能器 (HEC) 由铜作为吸收体，由液氩作为采样体，覆盖 $|\eta|$ 处于 1.5 至 3.2 的区域。与 EMEC 类似，每个端盖上的 HEC 也包含“近轮” (HEC1) 与“远轮” (HEC2)，间距约 8 毫米，他们的读出颗粒度相同，半径均为 2 米，各含有 32 个模块，其结构如图 3-12 [12] 所示。

液氩前向量能器 (FCal)，覆盖 $|\eta|$ 为 3.1 至 4.9 的区域。前向出射的粒子通常具有很高的能量，粒子的数密度也很高，所以 FCal 需要特殊的设计。FCal 被

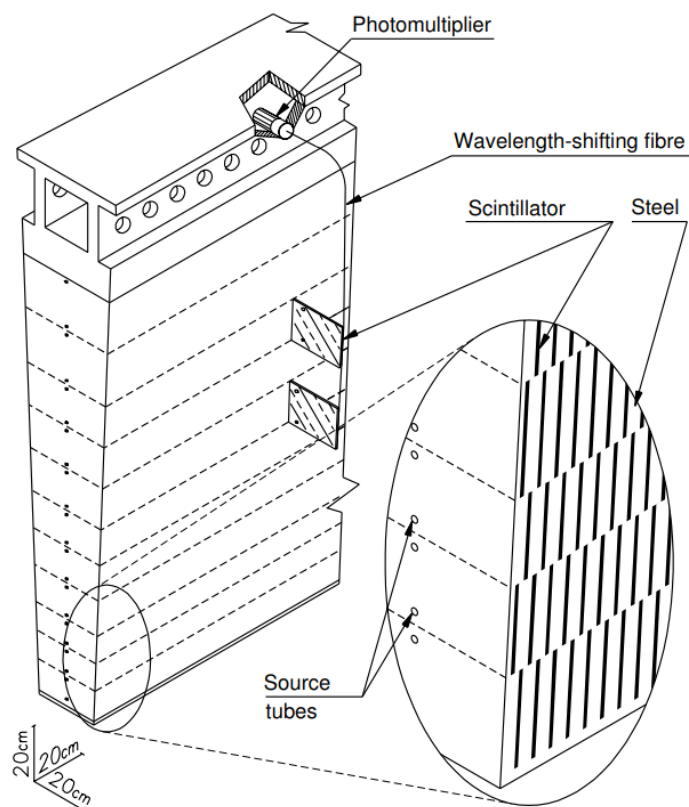


图 3-10 瓦片状采样型量能器的结构示意图 [12]。
Figure 3-10 Structure of the Tile Calorimeter [12].

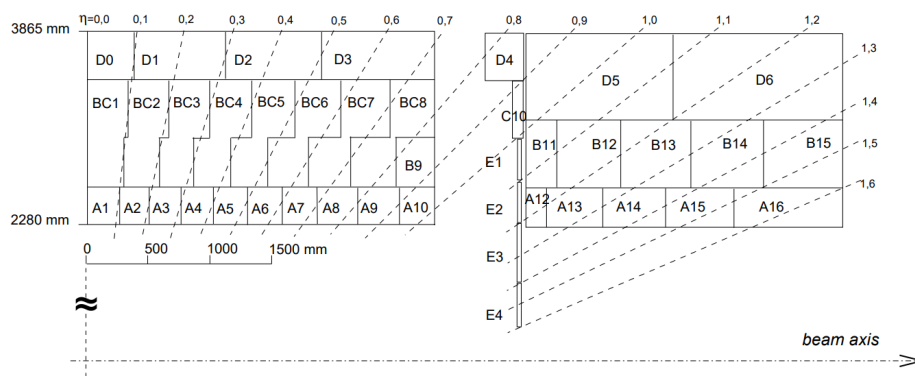


图 3-11 Tile 桶部与延长部分的三层结构示意图 [12]。
Figure 3-11 Structure of the three-layer structure of the ATLAS Tile calorimeter in the barrel region and the extended region [12].

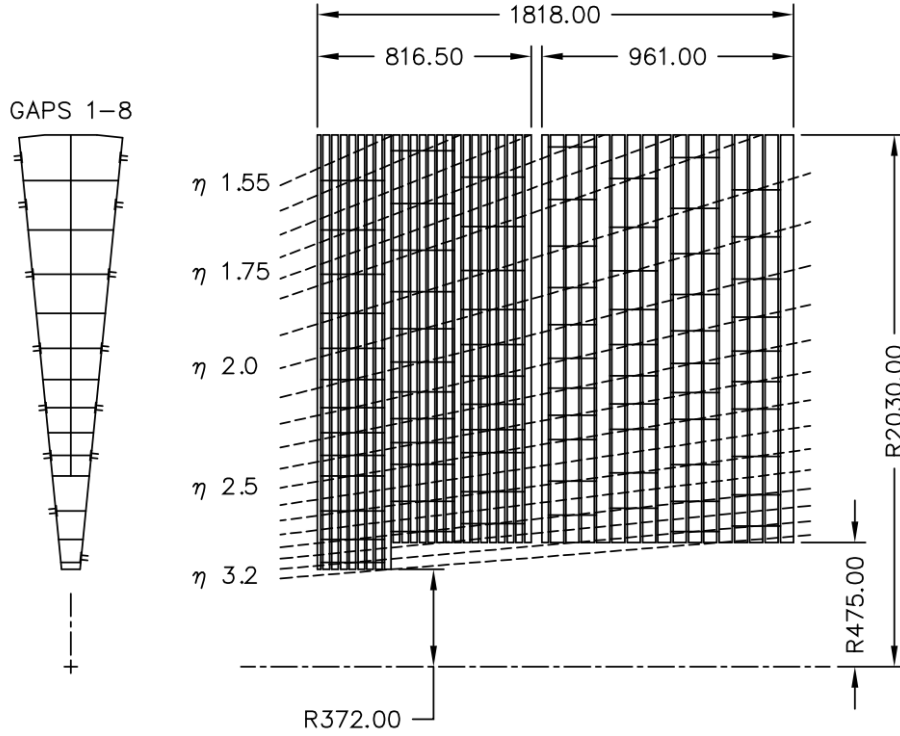


图 3-12 液氩强子量能器 (HEC) 结构示意图 [12]。

Figure 3-12 Structure of the liquid argon hadronic calorimeter (HEC) [12].

划分为三层模块，其结构如图 3-13 [12] 所示，每层厚 45 厘米，最内层的吸收体使用铜，对电磁簇射有较好的性能，外部两层使用密度较高的钨。FCal 的每层模块都有均匀钻孔的铜板用于支撑吸收体和采样体，孔内有柱状吸收体与铜外壳，其间填充液氩，并由置于其中光纤导出信号。此外，外部两层模块的铜外壳外还有厚度约 1 厘米钨以增加物质量。

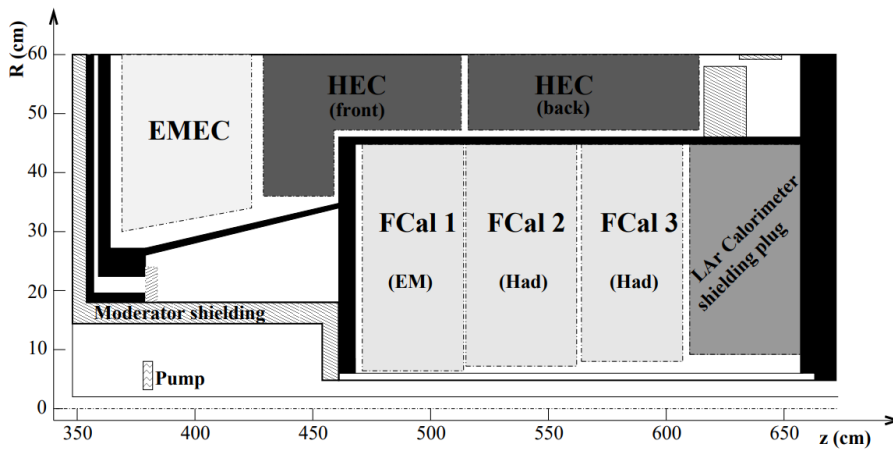


图 3-13 液氩前向量能器 (FCal) 结构示意图 [12]。

Figure 3-13 Structure of the Liquid argon forward calorimeter (FCal) [12].

桶部的强子量能器系统总共可提供 9.7λ 的吸收距离，能量分辨率为 $\sigma_E/E = 50\%\sqrt{E} \oplus 3\%$ 。前向量能器总共可提供 10λ 的吸收距离，能量分辨率为 $\sigma_E/E =$

$100\%\sqrt{E} \oplus 10\%$ 。

3.2.4 缪子谱仪

缪子谱仪 (MS) 位于 ATLAS 探测器最外层, 可以测量 $|\eta| < 2.7$ 内的缪子动量信息, 同时可以提供 $|\eta| < 2.4$ 范围的缪子触发系统。MS 包含四个气体探测器子系统, 分别为: 监控漂移管室 (Monitored Drift Tubes Chambers, MDT)、阴极条室 (Cathode Strip Chambers, CSC)、阻性板室 (Resistive Plate Chambers, RPC) 和窄间隙室 (Thin-gap Chambers, TGC), 他们的原理为通过带电粒子穿过气体产生的气体电离与雪崩放大测量粒子的位置信息, 同时 MS 内有磁铁系统提供的磁场以弯曲粒子径迹而测量动量。 $|\eta| < 1.4$ 的范围内的磁场由大型桶部环形磁铁提供, $1.6 < |\eta| < 2.7$ 的范围内的磁场由端盖磁铁提供, 1.4 至 1.6 之间的区域的磁场由桶部与端盖同时提供。四个子系统共同组成桶部的三层探测器与每个端盖的三层盘状探测器, 结构如图 3-14 [12] 所示, 其中, MDT 与 CSC 可以提供高精度的动量测量, RPC 与 TGC 负责提供缪子的触发系统。

MDT 覆盖 $|\eta| < 2.7$ 的区域, 覆盖桶部与端盖, 每个 MDT 包含三至八层漂移管, 漂移管直径约 3 厘米, 内部气体压强为 3 帕, 气体组成为 93% 的氩气与 7% 的二氧化碳。漂移管的位置分辨率为 80 微米, 由多层漂移管组成的 MDT 的分辨率降低至 35 微米。CSC 覆盖 $2 < |\eta| < 2.7$ 的区域, 位于端盖部的最内层, 由多丝正比室组成。多丝正比室的阳极丝间距和阳极丝与阴极条的间距均为 2.5 毫米, 内部气体也为氩气与二氧化碳。CSC 的死时间与时间分辨率均优于 MDT, 横向空间分辨率约为 5 微米, 径向分辨率约为 40 微米。

RPC 覆盖 $|\eta| < 1.05$ 的桶部区域, TGC 覆盖 $1.05 < |\eta| < 2.4$ 的端盖区域, 他们的响应时间为 15 至 25 纳秒, 适合在高亮度下快速筛选事例。RPC 共有 3 层, 部分区域因为端盖与桶部的重叠从而共有 4 层, 每层 RPC 包含两层独立的探测单元, 每个探测单元由两面阻性板组成, 间距 2 毫米, 内部充有 94.7% 的 $C_2H_2F_4$ 、5% 的 $Iso-C_4H_{10}$ 和 0.3% 的 SF_6 。两层靠内的 RPC 可以很好地排除低动量的假径迹, 结合外层的 RPC 可以排除高动量的假径迹, 提升了触发系统的选择效率。TGC 的结构和 CSC 类似, 也为多丝正比室, 但丝间距和丝与读出的间距均更小, 所以不仅可以提供触发系统, 还能提供更好的空间分辨。

3.2.5 磁铁系统

ATLAS 的磁铁系统主要分成两部分, 第一部分为包围 ID 的中心电磁铁 (Central Solenoid Magnet), 长约 5.8 米, 直径 2.56 米。为了减少物质量, 它厚度仅为 4.5 厘米, 吸收长度仅为 $0.66X_0$, 但提供了高达 2 T 的平行于束流方向的磁场。第二部分为环形磁铁 (Toroid Magnet), 包含桶部的八个大型磁铁与每个端盖部分共一个端盖磁铁, 提供环绕束流方向的磁场。八个大型磁铁长 25.3 米, 内径 4.7 米, 外径约 10 米, 提供 0.5 T 磁场; 端盖磁铁厚 5 米, 直径 10.7 米, 提供 1 T 磁场。总体上, 磁铁系统负责偏转带电粒子的运动轨迹, 从而使中心径迹室与缪子谱仪可以测量带电粒子动量并进行粒子鉴别。

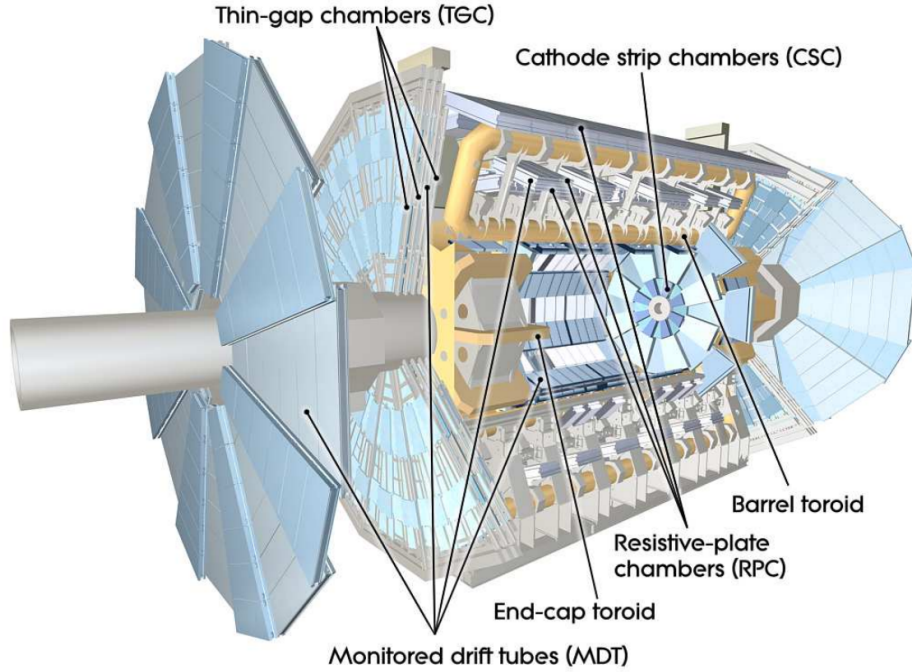


图 3-14 缪子谱仪 (MS) 结构示意图 [12].

Figure 3-14 Structure of the Muon spectrometer (MS) [12].

3.2.6 触发与数据获取系统

图 3-3 [66] 展示了历年 LHC 的瞬时亮度的峰值，为了匹配如此高的瞬时亮度，ATLAS 探测器在设计时要求可以处理每秒 17 亿的 pp 对撞的实验数据。而且 ATLAS 的子探测器共有超过一亿的电子学读出，如此高的对撞频率与如此多的电子学读出通道数量每秒能产生 600 亿 MB 的电子学数据。将 600 亿 MB/S 的实验数据全部记录下来是不可能的，所以 ATLAS 的触发与数据获取系统 (The Trigger and Data Acquisition systems, TDAQ) 被用来筛选、初步处理和保存海量数据中感兴趣的部分。TDAQ 系统处理实验数据总体包含两个步骤，第一个步骤是基于硬件的 L1 触发器，第二步是主要基于软件的 HLT 触发器 (High Level Trigger)，L1 触发器的处理结果会作为 HLT 触发器的输入数据。HLT 可以继续划分为 L2 触发器与 EF (Event Filter) 系统，图 3-15 [71] 展示了 TDAQ 各级触发器与策略。

L1 触发器的一个子系统是 L1 量能器触发器 (L1 Calorimeter Trigger, L1Calo)，它负责处理所有量能器系统的信息，最终筛选出有着较高 p_T 电子、光子、喷注与强衰变的陶子 (τ_{had}) 的事例，根据需求也可以对他们的孤立度 (isolation) 进行要求。L1Calo 也能筛选出含有较高 E_T^{miss} 、较高总横动量或多喷注的事例。L1 的另一个子系统是缪子触发器，负责筛选出 RPC 与 TGC 中探测到的 p_T 较高的缪子。这两部分触发器只对数量进行筛选，并不考虑空间位置信息。通过这两个触发器的对撞信息将传递至中央触发处理器 (Central Trigger Processor, CTP) 进行 L1 层面的筛选。与此同时，探测器信息将继续被处理以提供精确的空间位置信息。在事例通过 L1 筛选后，其空间位置信息会被作为感兴趣的区域 (Regions-

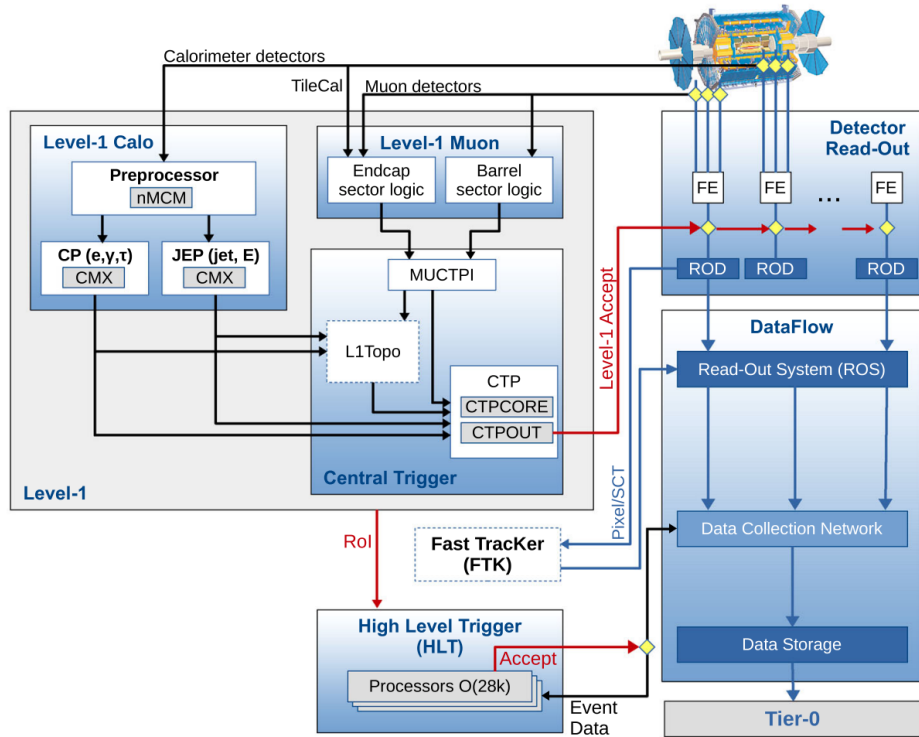


图 3-15 ATLAS 触发与数据获取系统示意图 [71]。

Figure 3-15 Schematic diagram of the ATLAS trigger and data acquisition system [71].

of-Interest, RoI) 传递给 L2 触发器。L1 触发器会在 2.5 微秒完成决策，事例的频率被降至 100 kHz。

L2 触发器主要基于软件算法，它由 4 万多个 CPU 核心组成，在接收到 RoI 信息后，会根据 RoI 提供的空间位置信息、能量信息与候选者类型做进一步筛选。L2 会使用全精度的探测器信息，并在 40 毫秒内完成决策，事例的频率会被降至 3 kHz。DAQ 系统会暂时储存所有通过 L1 的事例的子探测器信息，如果事例通过了 L2 触发，DAQ 系统会把储存的信息进行完整事例重建，再将重建事例信息传给 EF。EF 会筛选出会用于离线物理分析的事例，事例频率会进一步降低至 200 HZ。ATLAS 在第二轮取数前安装了快速径迹重建系统 (Fast TracKer, FTK)，它基于可编程逻辑芯片 (FPGA)，通过查表法对径迹进行模式识别，期望的处理频率是 L1 触发器的筛选频率 (100 kHz)，处理后得到的径迹信息将提供给 HLT 使用。

如果在 L1 或 HLT 阶段，某个触发策略的效率过低，超过了 TDAQ 系统的处理上限，TDAQ 会使用预压缩 (Prescale) 策略：每多个固定数量的事例中只取一个进行储存。在事例通过上述所有触发器策略后，所有的信息会被储存在 CERN 的 Tier-0 数据中心中供后续物理分析使用。此外还有一些元数据 (Metadata) 也会被储存起来，一般为 ATLS 探测器产生的数据的信息，即“数据的数据”。Metadata 有很多种类与来源 [72]，比如某段取数时间内的积分亮度 (Luminosity Blocks) 和记录了高质量取数时间的 GRL (Good Run List)，他们对物理分析十分重要。

3.2.7 ATLAS 探测器性能

在 2015 年 4 月至 2018 年 10 月间, ATLAS 实验进行了第二轮取数。Run2 所用束流为质子束流, 束团间距为 25 ns, 质心能量为 13 TeV。LHC 获取了 156 fb^{-1} 的实验数据, 其中的 0.6% 用于亮度刻度, 0.4% 由于 L1 触发器的性能问题而未被记录, 147 fb^{-1} 的实验数据被 ATLAS 实验记录了下来, 而其中 139 fb^{-1} 的实验数据被用于物理分析。可以发现 ATLAS 实验的数据利用率是极高的。本文涉及的物理分析所用的实验数据就是 Run2 全部的 139 fb^{-1} 的实验数据。图 3-16a 展示了 ATLAS 在 Run2 期间的累积亮度随时间的分布。

ATLAS 实验记录了高亮度的数据, 但高亮度也意味着高堆积效应 (Pile-up)。堆积效应是高亮度对撞机实验难以避免的缺点, 它有两个主要来源: (1) In-time pile-up: 单束团对撞时有多个 pp 相互作用; (2) Out-of-time pile-up: 连续发生多个 pp 相互作用, 虽然前后时间有差距, 但仍造成了干扰, 这种情况多发生于多束团对撞, 是由于探测器性能引起的。堆积效应会产生大量本底, 对物理分析造成困扰。实验中, 通常通过软件算法降低堆积效应, 并通过调节不同子探测系统的时间窗口降低 Out-of-time pile-up [73]。实验中一般用 $\langle\mu\rangle$ 表示某个时间段内束团的平均相互作用次数, 图 3-16b [74] 展示了 ATLAS 实验历年与整个 Run-2 期间的 $\langle\mu\rangle$ 值分布, 整体上 $\langle\mu\rangle$ 处于 10 至 70 之间。分析所用的蒙特卡洛模拟样本会通过改变事例权重的方式使模拟符合真实实验数据中 $\langle\mu\rangle$ 带来的影响。

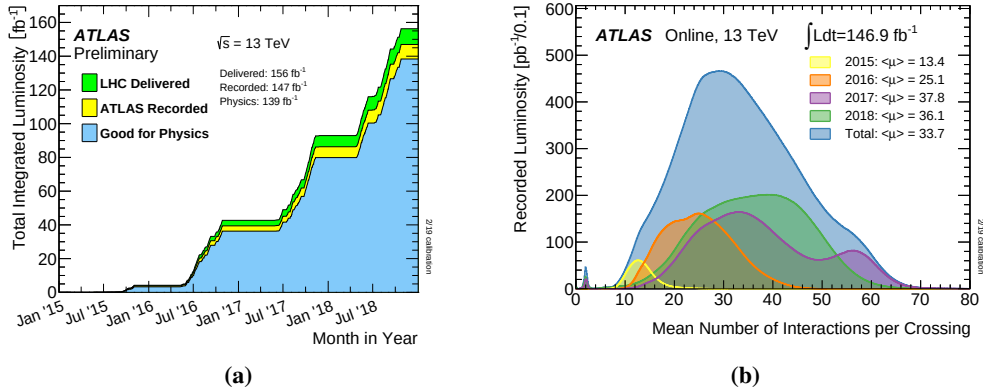


图 3-16 ATLAS 在 Run-2 阶段取数积分亮度示意图 (a) 与束团间平均相互作用次数的分布 (b) [74]。

Figure 3-16 The integrated luminosity (a) and mean number of interactions per bunch crossing (b) of the ATLAS detector in Run2 [74].

3.3 ATLAS 实验的蒙特卡洛模拟

3.3.1 部分子模型

电子-质子深度非弹实验 [75] 揭示了核子内部存在带电自由粒子, 因此部分子模型 (Parton Model) 被提出来解释这个现象 [76, 77]。部分子模型认为 pp 对撞过程本质是每个质子内部的部分子相互作用, 部分子携带一部分质子的动量,

可以表示为: $p_{T,\text{parton}} = xp$, 其中 x 为携带动量的比例, 处于 0 至 1 之间, p 为质子动量。而 x 的密度分布函数 $f(x)$ 被称为部分子分布函数 (Parton Distribution Function, PDF), 核子的部分子求和后的积分值为 1: $\sum_i \int x f_i(x) dx = 1$ 。中微子-质子的深度非弹实验表明部分子的同位旋和电荷与夸克相同, 同时发现核子内部还有中性部分子, 所以胶子也携带核子动量。 pp 对撞的相互作用截面可以写为:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a(x_1) f_b(x_2) \sigma_{ab \rightarrow X(x_1, x_2)} \quad (3-6)$$

其中等式右边的 a, b 为不同的部分子组分的求和, $\sigma_{ab \rightarrow X(x_1, x_2)}$ 为部分子 a, b 相互作用产生 X 的截面, 可以由微扰论计算给出, 而等式左边为实验测得的截面, 由此通过 Global fitting 反解出部分子分布函数。通过实验数据与理论预期对 PDF 进行不断调整是很复杂的课题, 实验中会使用一些国际上专门研究 LHC 的 PDF 分布的课题组的结果来模拟对撞过程, 比较常用的有: MSTW [78]、CT [79] 和 NNPDF [80], 他们提供了 ATLAS 所用的次领头阶与更高阶的 PDF 分布。

3.3.2 质子-质子对撞的蒙特卡洛模拟

寻找超出标准模型的物理过程需要精确模拟标准模型过程与超出标准模型过程, ATLAS 实验使用蒙特卡洛算法软件框架 (蒙特卡洛产生子) 进行模拟。公式 3-6 描述了硬散射 (Hard Scattering) 过程, 在确定了部分子分布函数后, 等号右侧的 $\sigma_{ab \rightarrow X(x_1, x_2)}$ 将由矩阵元方法 (Matrix Elements, ME) 计算, 此计算是质子对撞模拟中唯一基于第一性原理的计算。ME 的计算依赖 μ_f (Factorisation scale) 与 μ_r (Renormalisation scale) 的选取, 不同选取造成的分布变化被作为系统误差考虑。ME 方法最终可以得到出射的部分子的动力学分布, 此过程的计算需要确定计算的阶数, 所以无法计算含有数量可变的初态辐射 (ISR) 和末态辐射 (FSR) 过程, 而且对于低动量的部分子的模拟性能并不好, 因此, 部分子簇射方法 (Parton Showers, PS) 被提出来模拟辐射产生的部分子, PS 方法在模拟低动量部分子时的精度优于 ME 方法。合并 ME 与 PS 方法可以同时模拟硬散射与辐射出的部分子, 并提高低动量与高动量的部分子计算精度, 考虑到两个方法有部分重合, 所以匹配与合并模式 (Matching and Merging Schema) 被提出以解决 ME 与 PS 的过渡与重合问题, 例如 CKKW 模式 [81] 与 MLM 模式 [82], 不同的模式所带来的误差会被作为系统误差的一部分。

ME 与 PS 方法产生的部分子簇射是带色荷的, 为了得到色单态的出射强子, 需要对部分子簇射进行强子化模拟。由于目前没有基于第一性原理对强子化过程进行描述的理论, 所以对强子化的描述都是唯象的。目前实验中用到的 PS 产生子均采用隆德弦模型 (Lund String Model) [83] 或簇团模型 (Cluster Model) [84], 最终 PS 产生子可以模拟进入探测器的末态粒子。

此外, 在质子对撞过程中, 除了一对部分子间的相互作用, 还存在着不可忽略的潜在事例 (Underlying Event, UE)。UE 主要由质子的剩余部分子产生, 剩余

部分子间可以继续发生相互作用，也可以直接强子化，前者被称为多部分子相互作用 (Multiple Parton Interactions, MPI)，后者被称为剩余束流 (Beam remnants)。剩余部分子是强子对撞机的本底比轻子对撞机的本底更复杂的主要原因，同样也没有完备的理论描述，由 PS 产生子模拟。

在 pp 对撞模拟中，除了硬散射来自基于第一性原理的计算，其余过程均依赖于实验结果所提供的参数，所以需要额外的调节 (Tune) 以使模拟结果更接近真实实验数据。ATLAS 常用的调节有针对 UE 的 A2 调节 [85]，针对 MPI 和 PS 的 A14 调节 [86]，以及针对 $t\bar{t}$ 过程的次领头阶调节 [87, 88] 等。

表 3-2 展示了本文所用的模拟样本的 PDF、ME 与 PS 产生子和 Tune，除了表上列出的部分，所有样本针对 UE 使用了 A3 调节 [89]。

表 3-2 本文所使用的 PDF、ME 与 PS 产生子和 Tune。
Table 3-2 The PDF, ME and PS generators, and the Tunes used in this thesis.

Process	PDF	ME Generator	PS Generator	Tune
SUSY Signals	NNPDF2.3LO [90]	MadGRAPH5_aMC@NLO 2.2.3 [91]	PYTHIA 8.186 [92]	A14 [86]
$t\bar{t}$	NNPDF2.3LO	POWHEG-Box v2 [93–96]	PYTHIA 8.186	A14
单 top 夸克 Wt 、 s/t 通道	NNPDF2.3LO	POWHEG-Box v2	PYTHIA 8.186	A14
$t\bar{t}W/Z$	NNPDF2.3LO	MadGRAPH5_aMC@NLO 2.2.2	PYTHIA 8.186	A14
Z+jets, W+jets	NNPDF3.0NNLO [80]	SHERPA 2.2.1 [97, 98]	SHERPA 2.2.1	SHERPA
Multi-boson	NNPDF3.0NNLO	SHERPA 2.2.1/2.2.2	SHERPA 2.2.1/2.2.2	SHERPA
ggh , VBF- h	NNPDF3.0NNLO	POWHEG-Box v2	PYTHIA 8.186	AZNLO/NNLOPS
tth , $h+W/Z$	NNPDF3.0NNLO	MadGRAPH5_aMC@NLO 2.2.2	PYTHIA 8.186	AZNLO

3.3.3 ATLAS 探测器的模拟

样本在模拟了对撞过程后，还需要通过探测器模拟，它主要模拟出射粒子与探测器的相互作用和出射粒子的进一步衰变。探测器模拟将给出粒子在各个子探测沉积的能量。随后，样本将进行电子学模拟，此步的输入信息为探测器模拟的沉积能量，输出为模拟的探测器电子学读出。最后是事例的重建与鉴别模拟，与真实实验的取数一样，模拟的电子学信号将通过重建与触发系统得到重建的事例。

ATLAS 的探测器模拟主要有两种方法，第一种是基于 Geant4 [99–101] 的全模拟 (Full Simulation, FS)，它的精度最高，但消耗很大的计算资源，所以还存在着另一种快速模拟 (AtlasFastII, AF2) [102]，它使用了简化的量能器模拟 (FastCaloSim) 与径迹模拟 (Fatras)，使模拟所需时间降低了一个数量级 [102]。本文所用的标准模型样本均采用 FS 模拟，信号样本均为 AF2 模拟。

第4章 粒子重建与鉴别

本文在第3.2.6节介绍了 ATLAS 探测器的数据筛选，除了对电子学信号的处理，数据筛选还需要利用事例重建的信息。重建后的事例不仅包含重建的基本粒子，还包含带电粒子的径迹和相互作用顶点，也包含强子衰变产生的喷注以及未被探测到的粒子产生的横能量丢失。其中径迹的重建是事例重建的起点，几乎所有物理对象的重建都依赖径迹的重建。在得到径迹信息后，质子对撞的顶点就可以被重建出来，再结合量能器和缪子谱仪的信息，其余的物理对象就可以被重建、鉴别和刻度。此外，事例重建的最后一步还需对重建对象去重合化，以防一个粒子被重建成两个重建对象。

本章将介绍 ATLAS 实验 Run2 期间常用的径迹/顶点、电子/光子、缪子、喷注、陶子和横能量丢失的重建、鉴别和刻度的方法。

4.1 径迹/顶点

ATLAS 实验在 2018 年取数时单个束团 pp 对撞数 $\langle\mu\rangle$ 的峰值约为 40，每次对撞平均产生 15 条径迹，所以每次束团对撞将产生约 600 条径迹，如何处理如此庞大数量的径迹与质子对撞顶点依赖于软件与硬件的精妙设计。本节将简要介绍软件上的重建策略。由于本文的研究并不涉及短径迹（short tracklet）和大半径径迹（Large Radius Tracking）的重建，所以本节只介绍普通的径迹重建和质子对撞顶点的重建。

带电粒子受到内部径迹探测器中磁场的影响会在 x-y 平面上发生偏转，在 z 轴方向的运动则不受磁场的影响。对于这种类似螺旋管形的径迹，ATLAS 实验采用五个参数进行描述，其中坐标参数的原点为质子对撞的平均位置：

$$(d_0, z_0, \phi, \theta, \frac{Q}{p_T}) \quad (4-1)$$

d_0 被称为横向碰撞参数（Transverse impact parameter），表示径迹上离 z 轴（束流）最近的点与 z 轴的距离，此点到 x-y 平面的距离为 z_0 ， z_0 被称为纵向碰撞参数（Longitudinal impact parameter），可以发现 z_0 并不一定是径迹离 x-y 平面最近的点的距离。 ϕ 是径迹在此点的切向的横动量分量与 x 轴的夹角，即径迹切向的方位角， θ 是径迹在此点切向与 z 轴的夹角，即径迹切向的极角。

径迹重建可以分为两类，第一类是初级径迹重建（Primary tracking），主要目标是硬散射产生的带电粒子，第二类是次级径迹重建（Secondary tracking），主要目标是长寿命粒子的带电衰变产物和探测器物质与粒子相互作用产生的次级粒子转化径迹（Conversion）。虽然他们的物理过程不同，但重建思路是类似的：找到径迹的“种子”，从种子扩展径迹，重新拟合完整的径迹。

初级径迹的种子来自 Pixel 和 SCT 总共八层的硅探测器，如果存在连续三层的三个空间点（space-point）的位置形似带电粒子的运动轨迹，则可以作为种子。随后通过种子的信息估计径迹在其他层的击中范围作为搜索路径（Search road），在搜索路径内使用复合卡尔曼滤波法（Combinatorial Kalman Filter, CKF）向探测器内外延长径迹，搜索路径内没有找到击中点的层称为未击中（Holes）。对于无法继续延长径迹的种子，算法会检查它是否处于量能器信号的 RoI 中，如果是的话，那它的径迹延长将允许存在一个转折点，并作为潜在的轫致辐射（Bremsstrahlung radiation）过程用于电子的重建。完整的径迹候选者还需要通过消除模糊（Ambiguity solving）的步骤，一个神经网络（Neural Networks, NN）模型会给径迹候选者打分，移除有过多共享击中点（Shared hits, SH）的低分径迹。如果多个径迹共享小部分的击中点，那他们可能来自高能喷注衰变出的多个径迹接近的产物，此时会有另一套 NN 用于估计喷注可能的簇射范围。最后，最小二乘法拟合被用于计算径迹候选者的参数，参数将用于估计候选径迹在 TRT 内的搜索路径，CKF 方法将再次被用于延长径迹至 TRT，如果 TRT 内没有对应的响应，径迹将被标记为硅探测器径迹（Si-only track），反之，则再次对径迹进行最小二乘法拟合得到最终的径迹参数。次级径迹的种子来自电磁量能器的 RoI 内的 TRT 响应，且要求 TRT 的响应不在初级径迹的 TRT 延长内。TRT 的响应将向内扩展至最外侧的两层 SCT 的击中点，并逐步向 Pixel 延长，后续重建过程与初级径迹类似。

为了降低堆积效应与击中点误组合造成的假径迹，重建径迹要求至少包含 7 个硅探测器的击中、最多一个共享击中和最多两个未击中，而且 Pixel 的未击中不能多于一个。这一组条件被定义为宽松工作点（Loose working point, Loose WP）。Loose WP 的重建效率高于 80%，粒子 $p_T > 5 \text{ GeV}$ 时则高达 90% [103]。假径迹含量（Fake rate）与 $\langle \mu \rangle$ 成正比， $\langle \mu \rangle = 30$ 时，Fake rate 接近 5% [103]。通过 $Z \rightarrow \mu\mu$ 过程测得的碰撞参数 d_0 、 z_0 的分辨率低于 20% [103]。

质子对撞的顶点重建是通过迭代算法实现的。重建的第一步是寻找“种子”，假设重建径迹的碰撞参数符合高斯分布，那么重建径迹沿束流方向分布的概率密度就可以被计算出来，而概率密度高的地方将被作为顶点的种子。确定了种子后，一个基于自适应卡尔曼滤波的算法（Weighted adaptive Kalman filtering）会估计种子附件的径迹是否属于种子，每轮迭代的最后一步会通过预先设计的条件（比如种子至少含有两条径迹）判断种子是否为重建顶点或应该丢弃，经过多轮迭代，最终可以得到一组重建对撞顶点。

产生至少三条径迹的对撞顶点的重建效率高达 95%，四条则接近 100% [104]。顶点位置的分辨率是 $\mathcal{O}(10)$ 微米量级，并随径迹数量增加而减小 [104]，其中径迹横动量标量和最大的顶点被选为初级顶点（Primary vertex, PV），其他顶点被标记为堆积顶点（Pile-up vertices）。

4.2 电子/光子

由于电子 (e) 与光子 (γ) 均可以在电磁量能器内留下电磁簇射, 并且光子与 ID 中的物质作用可以衰变成正负电子对, 这类光子被称为转化光子 (Converted photon), 所以在 ATLAS 实验中, 光子和电子的重建算法关联度很高。本节将介绍 ATLAS 的重建算法中对到达电磁量能器的电子、光子的重建和在 ID 内完成转化的转化光子的重建。

4.2.1 电子/光子的重建

电子与光子的重建依赖于“超级簇团” (Supercluster)。本文 3.2.3 节提到, 电磁量能器的颗粒度很高, 所以电子和光子在 ECal 的簇射能量会沉积在多个探测单元内, 这种能量沉积的分布被称为簇团 (Cluster)。超级簇团指的是重建算法使用簇团构建尺寸可变的超级簇团, 相比于传统的滑窗算法 (Sliding window algorithm), 新的方法能考虑更宽的电磁簇射。整体上, 超级簇团方法提高了分布更宽的转化光子约 15% 的重建效率, 同时电子的能量分辨率提升了 15% 至 25%。

标准簇团重建 标准簇团为超级簇团的种子。为了减少本底涨落的影响, 只有第二层 ECal 探测单元的信息被用于簇团的重建。簇团的重建从沉积能量高于本底噪音四倍的开始, 向外拓展至所有相连的沉积能量高于本底噪音两倍的探测单元, 最后再将簇团扩展一个沉积能量高于本底噪音的相邻单元, 如果单个簇团内有多个清晰且可分辨的峰值能量沉积, 则单个簇团会被分为多个簇团 [105]。

电子的簇团-径迹匹配 重建所用的径迹基本遵循标准的径迹重建算法, 但使用最小二乘法拟合计算参数时允许更多的能量损失。接下来是“粗略”的簇团-径迹配对, 延长径迹至 ECal 的第二层探测单元, 如果延长径迹与簇团的 $\Delta R(q)$ 小于 0.05, 则进行径迹动量和簇团能量的匹配。如果多个径迹指向同一个簇团, 则优先采用 Pixel 击中层数多的径迹, 如果 Pixel 击中数相同, 则采用 ΔR 最小的径迹。

转化光子的簇团-径迹匹配 可以设想, 转化光子在 ID 内的表现应该是一对曲率半径方向相反的次级径迹, 所以重建算法挑选一对系统总静质量几乎为 0 的电荷异号的径迹, 或者一条不在 Pixel 内留下任何信息的次级径迹, 并由基于 TRT 的信息的算法判断径迹来源是否大概率为电子 [106], 如果是, 在经过一系列的选择条件后, 这些径迹的顶点被定义为转化顶点。从转化顶点出发的径迹会进行和电子重建类似的簇团-径迹匹配。

超级簇团的重建 此前通过粗略的电子匹配的簇团与未通过电子或转化光子匹配的簇团分别作为电子与非转化光子的超级簇团候选者。此后, 一个固定大小的 $\Delta\eta \times \Delta\phi$ 窗口会在候选者周围寻找卫星簇团 (Satellite cluster), 他们的来源通常是轫致辐射或簇射分裂, 窗口大小与物理过程相关。同样的, 径迹信息也需要用来匹配卫星簇团防止其来自堆积效应或其他电磁簇射。簇团与卫星簇团构成了超级簇团, 超级簇团将从 ECal 第二层向内外各扩展一层, 所以超级簇团的能量来自是最内侧的三层 ECal 探测单元的沉积能量。

重建电子/光子 在得到超级簇团后，重建策略会进行一个粗略的能量刻度与位置修正 [105]，再使用初步刻度后的信息进行和簇团-径迹匹配方法一致的方法进行超级簇团-径迹匹配。如果电子的超级簇团与径迹匹配，则得到重建电子，如果转化顶点与光子的超级簇团匹配，则得到重建的转化光子，如果超级簇团无法和径迹信息匹配，则得到重建的非转化光子。此外，对于匹配有重叠而无法分辨的情况，单个超级簇团可能被同时重建为电子与光子。最后通过基于径迹和超级簇团信息的能量刻度 [107] 对重建电子/光子进行最后的修正，并计算他们的动力学变量以便进行粒子鉴别。

4.2.2 电子/光子的鉴别和孤立度

为了区分重建电子是否来自真的电子，还是来自光子转化，抑或是喷注在 ECal 内的能量沉积构造了一个假电子，一个基于径迹信息、簇团形状和径迹-簇团 η - ϕ 匹配度的似然函数被用来判断电子的重建性能 [105]。本底与信号的似然函数的表达式如下 [105]：

$$L_{S(B)}(x) = \prod_i P_{S(B),i}(x_i) \quad (4-2)$$

其中 x_i 为第 i 个用于判断重建性能的变量， $P_{S(B),i}$ 表示信号（本底）的概率密度函数分布（PDF），信号的 PDF 取自 $Z \rightarrow ee$ 或 $J/\psi \rightarrow ee$ 过程，本底的 PDF 主要取自 di-jet 过程。在得到本底和信号的 PDF 后，可以计算得到似然函数的分布 $d_{L,(S/B)} = \log L_S/L_B$ 。电子的鉴别主要通过对事例的 d_L 和似然函数的分布来判断事例更接近真电子还是更接近假电子，最终以 d_L 为主要变量定义了较为常用的 Loose、Medium、Tight 三个标准工作点。图 4-1a、4-1b [105] 分别展示了不同工作点的选择效率随 E_T 与 η 的变化，可以发现 $E_T > 40$ GeV 时，Tight 的选择效率可以高达 80%，桶部的选择效率远远高于端盖部分。光子鉴别的 Tight 工作点利用了类似电子的输入变量作为 TMVA 算法的输入 [105]，并且针对不同的 E_T 范围分别进行了 TMVA 优化，图 4-1c、4-1d [105] 分别展示了转化光子和非转化光子 Tight 工作点的选择效率随 E_T 的变化，空心点（实心点）表示对（未对）不同的 E_T 范围分别优化的工作点，可以发现 $E_T > 40$ GeV 时，Tight 的选择效率高达 85% 以上。由于 ATLAS 的触发系统并不区分转化光子与非转化光子，所以 Medium 与 Loose 的定义只用到了簇团信息，因此这两个工作点并不区分这两种重建光子。

为了进一步压低本底，基于 ECal 簇团孤立度的 E_T^{cone20} 和基于径迹孤立度的 $p_T^{(\text{var})\text{cone20}}$ 两个变量被用来衡量重建粒子的孤立度。 E_T^{cone20} 表示的是在距簇团中心 $\Delta R < 0.2$ 的范围内，除了围绕簇团中心 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ 个 ECal 探测单元范围外的能量沉积，同时考虑了堆积效应、UE 和簇射泄露的影响，所以簇团的能量越集中， E_T^{cone20} 越小。 $p_T^{(\text{var})\text{cone20}}$ 表示的距匹配径迹的 $\Delta R < 0.2$ ($\Delta R < \min(10/p_T[\text{GeV}], 0.2)$) 的范围内，所有未匹配的重建径迹的横动量分布，

可以发现径迹越孤立， ΔR 内的其他径迹就越少， $p_T^{(\text{var})\text{cone20}}$ 会越低。光子与电子的孤立度的工作点与对 E_T^{cone20} 、 $p_T^{(\text{var})\text{cone20}}$ 的要求如表 4-1 所示，其中 E_T^{cone40} 表示将 ΔR 标准放宽至 0.4。电子的 Gradient 工作点表示对 E_T^{cone20} 、 $p_T^{\text{varcone20}}$ 的要求会随 p_T 变化， $p_T = 25 \text{ GeV}$ 时，Gradient 的选择效率 ϵ 为 90%， $p_T = 60 \text{ GeV}$ 时， ϵ 高达 99%。其余的工作点对孤立度的要求均为固定值，其中根据需求设计的 FCHighPtCaloOnly/FixedCutTightCaloOnly 只要求高 p_T 的重建电子/光子的 ECal 孤立度。每一个 Tight 工作点的整体选择效率均在 90% 以上，Loose 工作点的整体选择效率约在 99% 左右 [105]。

表 4-1 电子/光子不同孤立度工作点 [105]， p_T 单位为 GeV。

Table 4-1 Isolation criteria of electron and photon [105], p_T is in the unit of GeV.

重建粒子	工作点	簇团孤立度	径迹孤立度
电子	Gradient	$\epsilon = 0.1143 \times p_T + 92.14\%$	$\epsilon = 0.1143 \times p_T + 92.14\%$
	FCHighPtCaloOnly	$E_T^{\text{cone20}} < \max(0.015 \times p_T, 3.5 \text{ GeV})$	-
	FCLoose	$E_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.20$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.15$
	FCTight	$E_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.06$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.06$
光子	FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone20}} < 0.065 \times E_T$	$p_T^{\text{cone20}}/E_T < 0.05$
	FixedCutTight	$E_T^{\text{varcone40}} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{cone20}}/E_T < 0.05$
	FixCutTightCaloOnly	$E_T^{\text{varcone40}} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	-

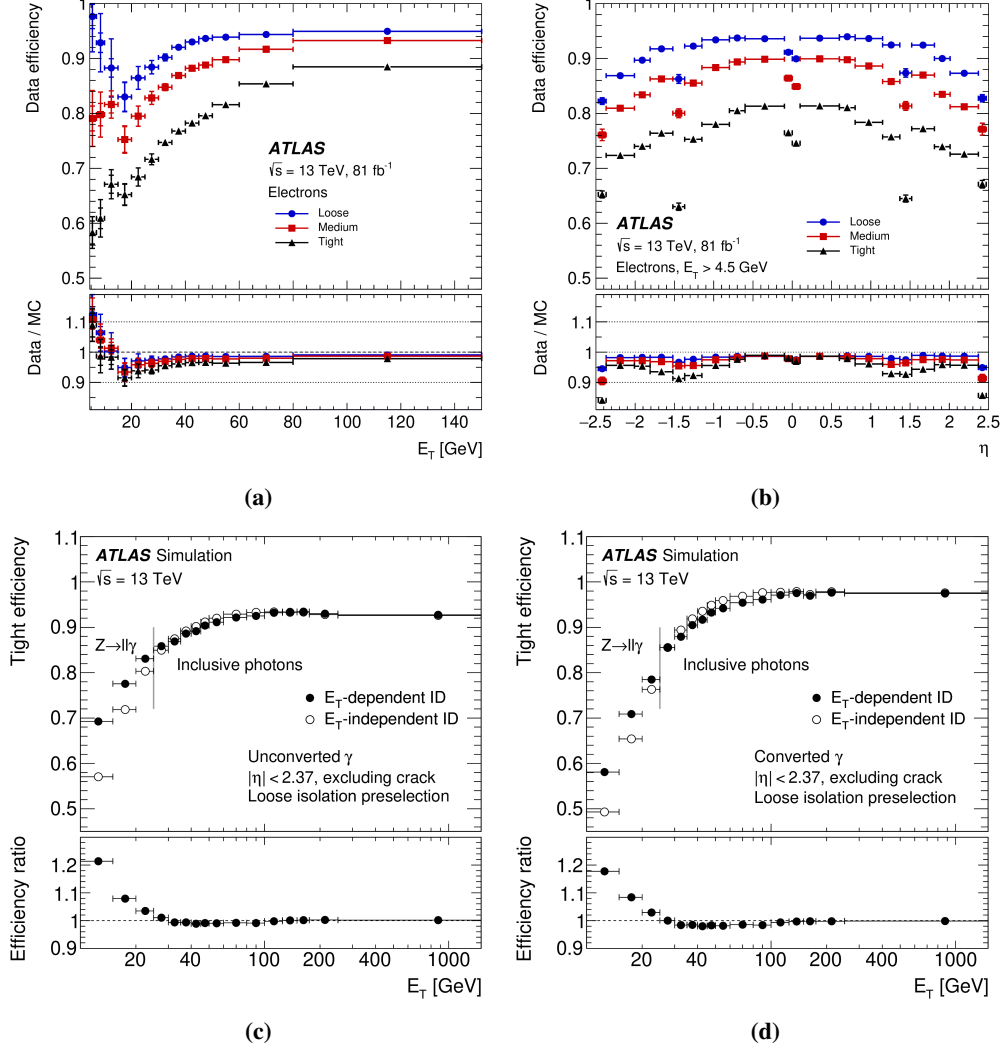


图 4-1 电子/光子的鉴别工作点的选择效率与动力学变量的关系 [105]。

- (a) 展示了电子鉴别工作点的选择效率与 E_T 的关系，(b) 展示了电子鉴别工作点的选择效率与 η 的关系，(c) 展示了非转化光子鉴别 Tight 工作点的选择效率与 E_T 的关系，(d) 展示了转化光子鉴别 Tight 工作点的选择效率与 E_T 的关系。

Figure 4-1 The selection efficiency of

electron/photon identification working points as a function of kinematic variables [105].

- (a) shows the relationship between the selection efficiency of electron identification working points and E_T , (b) shows the relationship between the selection efficiency of electron identification working points and η , (c) shows the relationship between the selection efficiency of non-converted photon identification Tight working points and E_T , and (d) shows the relationship between the selection efficiency of converted photon identification Tight working points and kinematic variables.

4.3 缪子

理想状态中的缪子 (μ) 从对撞顶点产生后, 穿越 ID 留下径迹信息, 穿越量能器留下电离能损, 最后在 MS 内再次留下径迹信息。而考虑到缪子的截面较小, 运动轨迹较长, 以及 ID 的几何结构, 缪子可能无法在三个子探测系统均留下显著的特征, 所以 ATLAS 有五种较常见的缪子重建策略以增加重建效率。

4.3.1 缪子的重建

缪子谱仪内径迹的重建 本文的 3.2.4 节提到, 虽然 MS 内精度较高的缪子探测器 (MDT 和 CSC) 只有三层, 但每层都有多面探测单元, 所以理论上每层探测器都能探测到缪子留下的较短的径迹 (segment)。MS 内的径迹重建从这些短径迹出发, 通过霍夫变换 (Hough transform) 确定每层探测器的多面探测单元的击中是否能构成径迹, 并排除噪声引起的假击中。然后通过将每组三层的短径迹用通过原点的二次函数拟合, 初步建立缪子的轨迹。再结合 MS 内用于触发器的探测单元 (RPC 和 TGC) 的信息构建三维的径迹信息。最后, 通过最小二乘法拟合三维的径迹信息, 拟合会考虑磁场构型与可能的缪子-探测器物质相互作用等影响因素, 最终得到描述候选径迹的参数。在确定候选径迹后, 还需要遍历候选径迹击中点附近的击中点, 检查更换击中点能否得到更好的重建径迹。此外, 如果两条径迹共享过多的击中点, 质量较低的径迹会被移出候选径迹 [108]。

缪子的重建

缪子的五种重建策略对应五种不同的缪子与探测器的相互作用结果, 其分类与重建方法如下 [108]:

- CB (Combined) 缪子: 这是理想状态下的缪子重建。 $|\eta| < 2.5$ 的区域内, 如果 ID 的径迹与 MS 的径迹可以由同一组径迹参数描述, 则使用他们击中信息拟合一条从 ID 至 MS 的完整径迹。由于此时的缪子也会穿过探测器, 所以径迹的拟合也考虑到了缪子在量能器的电离能损信息。由于 ID 提供的径迹精度更高, 所以根据拟合结果, 可能还会调整 MS 内的击中点的选取并重新拟合。当 $|\eta| > 2.5$ 时, 由于 ID 的几何结构, 可能无法找到对应的 ID 径迹, 此时重建将考虑 Pixel 与 SCT 上的击中点而非径迹以重复上述策略, 这种重建缪子被称为 SiF (Silicon-associated Forward) 缪子。

- IO (Inside-out combined) 缪子: 对于横动量较低或径迹穿过 MS 的缝隙的缪子, 可能无法在 MS 留下径迹, 这时 IO 策略可以提高其重建效率。对于无法匹配到 MS 径迹的 ID 径迹, 如果可以在 MS 内匹配到至少三个可以构成“粗略”径迹的对撞点, 并得到较好的拟合结果, 也可以作为 IO 缪子的候选者。在获得了完整的 ID 径迹、MS 的对撞点和量能器电离能损的信息后, IO 缪子会通过类似 CB 缪子重建的方法被重建出来。

- ME (Muon-spectrometer extrapolated) 缪子: 由于 ID 的结构限制, 端盖部分的径迹重建效率较低, 所以 $|\eta|$ 较大的缪子有概率产生完整的 MS 径迹, 但无法产生完整的 ID 径迹, 这时 ME 策略可以提高其重建效率。如果 MS 的径迹无

法找到匹配的 ID 径迹，则会内延至束流上检查与顶点的匹配，从而重建出 $|\eta|$ 较高的 ME 缪子。

- ST (Segment-tagged) 缪子：这种重建策略针对的是在 ID 内有完整径迹且 MS 内有至少一个完整短径迹的情况。重建的标准是 ID 径迹与 MS 的短径迹在方向角上一致，ID 的径迹参数将被直接用于计算重建缪子的参数。

- CT (Calorimeter-tagged) 缪子：这种情况针对的是未能在 MS 留下径迹的缪子，例如 MS 在 $|\eta| < 0.1$ 的区域内有缝隙，可能无法探测到这个范围内的缪子。此时会用完整的 ID 径迹匹配量能器中最小电离能损的信号，如果可以匹配，ID 的径迹参数将被直接用于重建缪子的参数，但候选 ID 径迹需要满足 $p_T > 5$ GeV 以减少本底污染。

4.3.2 缪子的鉴别和孤立度

缪子鉴别的主要目标是将来自强子半轻子衰变和重味强子衰变产生的缪子标记出来，这类缪子被称为 non-prompt 缪子，本节提到的本底均指 non-prompt 缪子。由于强子衰变到缪子的过程中，径迹在衰变处有转折的，所以径迹质量较差，可以通过径迹的质量区分。而重味强子的寿命较短，径迹质量较高，所以需要通过对顶点重建和 ID 与量能器的 isolation 进行区分。缪子鉴别的输入变量总体可以分成四类，第一类是对径迹的要求，包括对 ID 的击中点与 MS 短径迹的要求，其中 MS 短径迹需要一层探测器中至少有三个击中点。第二类是 ID 径迹与 MS 径迹的匹配，有两个变量用于描述匹配的优劣，第一个是基于 q/p 测量的匹配：

$$q/p \text{ compatibility} = \frac{|q/p_{ID} - q/p_{MS}|}{\sqrt{\sigma^2(q/p_{ID}) + \sigma^2(q/p_{MS})}} \quad (4-3)$$

第二个是基于 p_T 的测量：

$$\rho' = \frac{|p_{T,ID} - p_{T,MS}|}{p_{T,CB}} \quad (4-4)$$

第三类变量是对 ID 与 MS 击中点做总体拟合后的径迹的参数性能，一般使用归一后的 χ^2 检验计算，用于定义 Tight 工作点。第四类是对重建径迹的顶点的要求，一般要求 $|d_0|/\sigma(d_0) < 3$ 和 $z_0 \sin \theta < 0.5\text{mm}$ ，前一项是对顶点测量的精度要求，后一项是要求顶点位置应靠近初级顶点。

通过对这四类变量的要求，最终定义了五种较为常用的缪子工作点，它们分别为：Loose, Medium, Tight, High- p_T , Low- p_T 。其中 Loose 包含 CT、ST、CB、IO 缪子，所以重建效率最高，但本底压制的性能也最低，主要为了多缪子末态的分析。Medium 只包含 ME、CB、IO 缪子，所以在具有较高重建效率时，本底压制性能也较好。而 Tight 只包含 CB 和 IO 缪子，并对径迹的 χ^2 检验有严格要求，所以重建效率较低，主要适合用于本底与信号较难区分的物理分析。这三个工作点的重建效率如图 4-2 [108] 所示，可以发现即使是 Tight 工作点，效率也能达到 90%。此外，High- p_T 只包含通过 Medium 鉴别的 CB 和 IO 的 $p_T > 100$ GeV 的缪子，由于缪子的 p_T 越高，径迹的曲率半径越大，分辨率也越低，所以

需要独立的工作点负责高动量缪子的重建。 $p_T > 100$ GeV 时, High- p_T 工作点的效率能达到 80%, $p_T \sim 1$ TeV 时效率达到最大, 约为 99%, 之后逐渐降低 [108]。而 Low- p_T 是为低动量缪子设计的, 低动量缪子在 MS 内可能无法留下完整的径迹, 所以此工作点额外要求 ID 的径迹不能有转折从而压低来自半轻子衰变的缪子, 并使用选择条件 (cut-based) 或者多变量分析 (MVA) 压低本底提高效率。对于 $p_T < 5$ GeV 的低横动量缪子, 此工作点的效率可以达到 86% 以上 [108]。

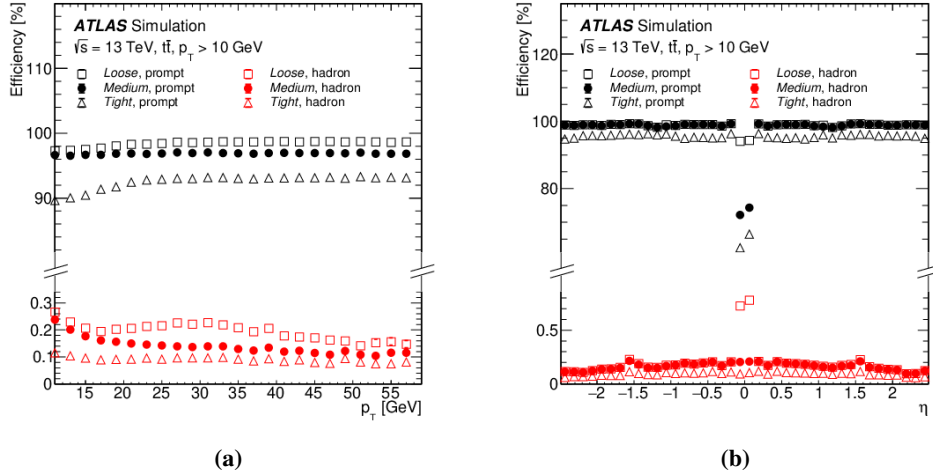


图 4-2 缪子 Loose、Medium、Tight 工作点的选择效率与 (a) p_T 和 (b) η 的关系 [108]。
Figure 4-2 The selection efficiencies of Loose, Medium, and Tight working point as a function of (a) p_T and (b) η [108].

缪子的孤立度标准与电子/光子的标准类似, 可以分别通过径迹的孤立度与量能器的响应的孤立度判断, 也可以通过将径迹与量能器信息结合成粒子流 (Particle flow) [109] 后, 对粒子流的孤立度进行判断。表 4-2 [109] 总结了常用的孤立度工作点的选择条件, 其中 p_T 与 E_T 的规则与电子/光子的定义一致, 表示 ΔR 范围内其他径迹或量能器的能量和, 与电子孤立度不同的地方是 varcone30 的定义是当 $p_T < 50$ GeV 时, $\Delta R = \min(10 \text{ GeV}/p_T, 0.3)$, 反之则 $\Delta R = 0.2$ 。总体上, 当缪子 $p_T > 50$ GeV 时, 各个工作点的选择效率均接近 100%, $p_T \sim 10$ GeV 时, Tight 工作点的效率只有 65% 左右, 但 Loose 的工作点仍维持在 80% 以上。

表 4-2 常用的缪子的孤立度工作点, p_T 表示重建缪子的横动量, 单位为 GeV [109]。
Table 4-2 Commonly used muon isolation working points, where p_T represents the transverse momentum of the reconstructed muon in the unit of GeV [109].

工作点名称	孤立度要求	径迹 p_T 限制
PflowLoose	$(p_T^{\text{varcone30}} + 0.4 \cdot E_T^{\text{neflow20}}) < 0.16 \cdot p_T$	$p_T > 500 \text{ MeV}$
PflowTight	$(p_T^{\text{varcone30}} + 0.4 \cdot E_T^{\text{neflow20}}) < 0.045 \cdot p_T$	
Loose	$p_T^{\text{varcone30}} < 0.15 \cdot p_T, E_T^{\text{topocone20}} < 0.3 \cdot p_T$	$p_T > 1 \text{ GeV}$
Tight	$p_T^{\text{varcone30}} < 0.04 \cdot p_T, E_T^{\text{topocone20}} < 0.15 \cdot p_T$	
HightPtTrackOnly	$p_T^{\text{cone20}} < 1.25 \text{ GeV}$	$p_T > 1 \text{ GeV}$
TightTrackOnly	$p_T^{\text{varcone30}} < 0.06 \cdot p_T$	

4.4 喷注

喷注 (Jet) 是 ATLAS 实验的最主要末态产物。喷注的来源不仅有从初级顶点产生的夸克与胶子，还有 UE 过程的部分子。在强子化过程后，这些粒子会产生大量的强子，而每个强子都会在量能器内留下簇团，所以重建喷注就是重建多个簇团的集合。一般情况下，喷注产生的强子在角分布上较为集中，在量能器内形成多个较为集中的簇团，带电强子还会在 ID 内留下径迹信息，这是喷注重建常用的特征。ATLAS 实验使用粒子流算法重建带电强子产生的簇团，再使用 FAST JET 软件 [110] 提供的 anti- k_T 算法 [111] 重建喷注。

4.4.1 喷注的重建

本节将主要介绍基于粒子流 (ParticleFlow) 的 anti- k_T 算法。本文在第 4.2.1 节介绍了簇团的重建，电中性的强子只能在量能器内留下簇团信息，但带电强子可以在 ID 内留下径迹，考虑到 ID 的能量分辨更强，所以结合了径迹信息和量能器信息的粒子流算法被提出了。图 4-3 [112] 概括了粒子流算法的步骤，首先要选择通过 Tight 工作点但未被重建为电子或缪子的径迹，同时还额外要求径迹的横动量低于 40 GeV 防止末态强子被 boost 导致沉积能量的孤立度过低。接下来通过 η 与 ϕ 角匹配径迹和簇团，并要求簇团能量高于 10% 的径迹动量。在进行重建前，基于 MC 模拟的研究预先得到了径迹动量和 $\Delta R = 0.4$ 范围内的簇团沉积能量的对应关系，在进行重建时将使用这个对应关系得到预期的簇团沉积能量。考虑到单个强子的簇射可以产生多个簇团，通过对比簇团能量和预期的沉积能量可以确定是否需要将 $\Delta R = 0.2$ 范围内的其他簇团纳入簇射的重建中。如果预期能量高于簇射的能量，则将其他簇团纳入簇射重建的簇团中，反之，则需要进行能量移除。能量移除会从沉积能量密度最高的探测单元为中心向外扩展，直到将要移除的簇团的能量高于剩余的预期能量，此时只会移除等于剩余预期能量的簇团沉积能量。完成移除步骤后的簇团残留部分会与预期能量的误差值对比，如果残留部分小于 1.5 倍的预期能量误差值，则认为移除残留部分属于重建簇射，反之，则认为残留部分是另一个簇射引起的，并将残留部分再次放入迭代中。这个步骤会进行多轮迭代，从而获得多个的簇射与径迹匹配的粒子流。

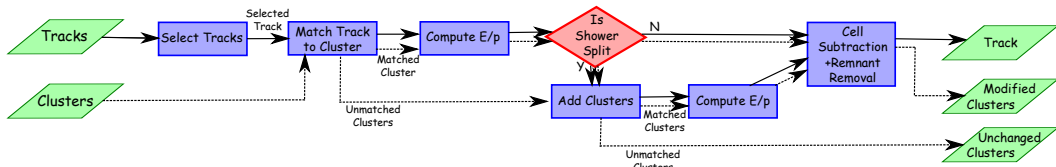


图 4-3 粒子流的重建流程 [112]。

Figure 4-3 Workflow of ParticleFlow reconstruction algorithm [112]。

anti- k_T 算法使用粒子流与簇团重建出喷注。算法的核心是判断第 i 与 j 个粒子流/簇团的横动量 (k_T) 的差距和空间角差距 (ΔR) 是否可以源于同一个喷注，

具体定义如下 [111]:

$$d_{i,j} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (4-5)$$

其中 p 与 R 是需要预先确定的, ATLAS 实验的喷注重建算法采用 $p = -1$, $R = 0.4$ 。 $p = -1$ 是算法中 “anti” 的来源, anti- k_t 算法可以较好地从高本底中重建喷注, 但其较差的扩展簇团的能力使其不适合研究喷注的结构 [111]。 $p = 1$ 时这套算法被称为 k_t 算法, 其性能在高 UE 和堆积效应的环境中较差 [111]。 $p = 0$ 时回归 Cambridge/Aachen 算法, 适合用于研究喷注的结构 [111]。此外, 一般分析使用的 Jet 需要通过 Jet 顶点标记 (jet-vertex-tagger, JVT), 这是一个基于多变量分析的策略, 目的是压低堆积效应造成的本底 [113]。

由于喷注并不是基本粒子, 而是夸克或胶子强子化后的现象, 其重建依赖于喷注的模型和重建策略, 所以重建算法需要进行多种能量刻度 [112, 114]。喷注的能量刻度主要包含这四个环节 [114]: 以 μ 和初级顶点数量为参数的移除堆积效应影响的能量刻度; 将重建喷注的能量响应修正至 Truth-level 的能量响应以获得更准确的能量和方向重建; 通过 ID 与 MS 的信息进行全局顺序修正以处理强子量能器厚度不足造成的能量泄露; 经历了上述三个修正后, 为防止 Data 和 MC 仍有差距, 会对 Data 进行快速修正 (in-situ calibration) 以接近 MC。

4.4.2 重味喷注 (b -jet) 的标记

含 b 夸克的强子的寿命 $c\tau$ 可以达到 $450 \mu\text{m}$, 这将产生一个远离初级顶点的移位顶点 (Displaced vertex)。移位顶点的特征可以被用于标记源于 b 强子的重建喷注, 这个标记被称为 b -tag。 b -tag 的本底是含有 c 夸克的重强子喷注和不含 c 、 b 的轻强子喷注, ATLAS 在 Run2 期间采用了低级别策略和高级别的多变量分析策略以实现 b 喷注标记。低级别策略通过似然比进行决策, 根据重建目标不同, 低级别策略可以分为三种: (1) IP2D 和 IP3D [115]: 输入变量为径迹的碰撞参数; (2) SV1 [116]: 通过最小二乘法拟合的优劣作为径迹匹配的标准以重建出移位顶点; (3) JETFITTER 的拓扑多顶点重建 (topological multi-vertex algorithm) [117]: 通过基于卡尔曼滤波法重建出喷注的纵向发展, 得到联级衰变的结构。高级别策略主要是使用增强决策树 (Boosted Decision Tree, BDT) 模型的 MV2 策略 [115] 和使用 NN 的 DL1 策略 [115], 他们的输入变量使用了低级别策略的输出变量, 并根据 b 喷注的标记效率定义了四个工作点, 效率分别为 85%、77%、70% 和 60% [118]。

4.5 陶子

陶子 (τ) 是比较特殊的轻子, 较大的质量可以使陶子衰变到以 π 介子为主的强子末态 (τ_{had}), 也可以衰变到轻子末态 (τ_{lep}), 同时由于其寿命 $c\tau \sim 80 \mu\text{m}$ 较短, 在 ID 内迅速衰变, 所以只能通过末态强子或轻子对 τ 进行重建。本节将介绍 ATLAS 实验的 τ_{had} 重建策略, τ_{had} 的寿命虽短, 但仍可产生较小距离的移

位顶点，同时 τ_{had} 喷注结构包含一或三个 $\pi^\pm$ 介子也是其主要特征之一。

4.5.1 陶子的重建

τ_{had} 重建算法的基本流程是先确定 τ_{had} 的方向，通过方向重建出 τ 顶点 (Tau vertex, TV)，根据顶点寻找 $\pi^\pm$ 在 ID 内留下的径迹，最后再进行能量刻度 [119]。由于 τ_{had} 主要衰变至单强子末态 (1-prong) 或三强子末态 (3-prong)，其中强子以 $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ 介子为主，所以 τ_{had} 的重建依赖于喷注。 τ_{had} 重建所用的“种子”是 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 、 $|\eta| < 2.5$ 且不考虑处于量能器“裂隙”区域 ($1.37 < |\eta| < 1.52$) 的 anti- k_t 喷注。重建算法首先以喷注的簇团沉积能量为权重，从喷注顶点至簇团沉积能量方向的加权平均位置的定义为粗略的 τ_{had} 方向。在以 τ_{had} 方向为轴、 $\Delta R < 0.2$ 为夹角的范围内通常存在多条 $p_T > 0.5 \text{ GeV}$ 的径迹，通过利用与重建初级顶点类似的方法，这些径迹可以被重建出多个顶点。其中顶点连接的径迹 p_T 标量平方和最大的顶点被作为 τ 顶点。图 4-4 [120] 分别展示了 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 过程 1-prong 和 3-prong τ 通过 τ 顶点和初级顶点进行径迹选择的选择效率和 p_T 的关系，可以看到相比于使用初级顶点重建 τ ，使用独立的 τ 顶点重建算法的效率更高，尤其是对于低动量的 τ 。在构建出 TV 和 τ_{had} 方向后，一个循环神经网络 (Recurrent Neural Network, RNN) 算法会对所有 $\Delta R < 0.4$ 的径迹分类，径迹主要分为四类，前两类是核心径迹 (Core Track) 和孤立径迹 (Isolation Track, IT)，核心径迹的主要来源是与 TV 相关的 $\pi^\pm$ 介子的径迹，也被称为 τ 径迹 (Tau Track, TT)，而孤立径迹的来源是与 τ_{had} 无关的强子。第三类径迹被称为转化径迹 (Conversion Tracks, CT)，考虑到光子可以和探测器物质作用产生电子，电子是 τ_{had} 重建的主要本底之一，并且 τ_{had} 衰变的 π^0 主要衰变至双光子末态，所以鉴别光子转化出的电子的径迹格外重要，这类电子的径迹被称呼为转化径迹。最后一类是所有未被归类于 IT 和 CT 的本底径迹，这类被称为假径迹 (Fake Tracks, FT)，主要来源是堆积效应。图 4-5 [120] 展示了径迹分类算法的混淆矩阵 (Confusion Matrix)，可以发现径迹分类效率是很高的。由于 τ 子强衰变时不只产生 $\pi^\pm$ ，也产生探测器无法测量的 ν 等粒子，所以强子的沉积能量无法反应 τ_{had} 的能量，能量刻度就十分重要。

ATLAS 的 τ_{had} 能量刻度共有两个步骤。第一步 (baseline) 是针对堆积效应和量能器的响应进行修正 [119]，可以被表示为

$$E_{\text{calib}} = \frac{E_{\text{LC}} - E_{\text{pileup}}}{R(E_{\text{LC}} - E_{\text{pileup}}, |\eta|, n_p)} \quad (4-6)$$

分子部分表示从簇团沉积能量中减去堆积效应的影响，分母部分为量能器的响应，是以修正后的沉积能量、 η 角和 prong 数量为变量的函数。经过模拟， E_{pileup} 可以表示为以初级顶点数量、 η 角和 prong 数量为变量的函数：

$$E_{\text{pileup}} = A(|\eta|, n_p) \times (N_{\text{PV}} - \langle N_{\text{PV}} \rangle) \quad (4-7)$$

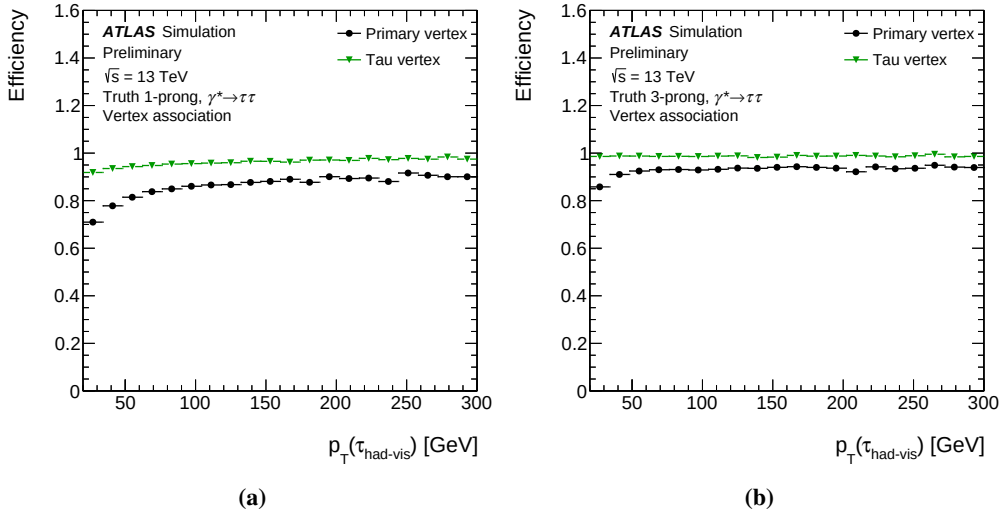


图 4-4 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 过程的末态 τ 通过 τ 顶点和初级顶点进行径迹选择的选择效率与 p_T 的关系 [120], (a) 为 1-prong τ , (b) 为 3-prong τ 。

Figure 4-4 The efficiency to select the correct τ production vertex using TJVA or the default primary vertex in $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ events as a function of p_T for truth 1-prong τ (left) and truth 3-prong τ (right) [120].

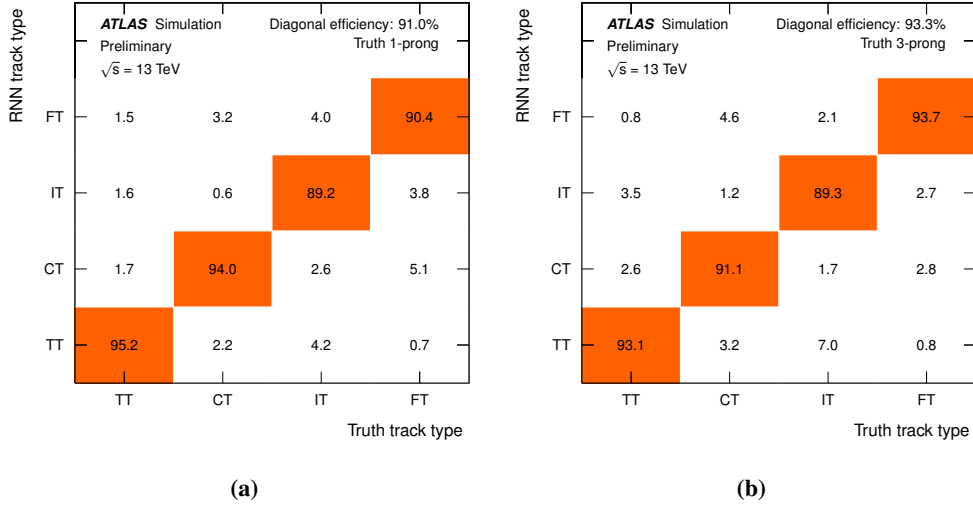


图 4-5 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 过程的混淆矩阵，横轴为径迹真实的类型，纵轴为基于 RNN 算法的分类结果 [120], (a) 为 1-prong τ , (b) 为 3-prong τ 。

Figure 4-5 The confusion matrices of the classification of a track by the RNN and its truth classification, measured with $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ events for truth 1-prong τ (left) and truth 3-prong τ (right) [120].

其中 A 函数通过 MC 模拟得到。量能器的响应函数通过计算每个 bin 内 $(E_{\text{LC}} - E_{\text{pileup}})/E_{\text{true}}^{\text{vis}}$ 的类高斯分布的平均值得到，其中 $E_{\text{true}}^{\text{vis}}$ 为 Truth-level 的 τ_{had} 沉积能量，每个 bin 内的分布同样是来自 MC 模拟。能量刻度的第二步采用了提升回归树（Boosted Regression Tree, BRT）算法 [121]，输入变量为 N_{PV} 、 μ 、簇团结构相关变量和径迹相关变量，训练样本为 $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ 的 MC 模拟样本。通过训练的模型对重建的 τ_{had} 进行修正使其能量接近真实的能量，图 4-6 [121] 分别展示了通过 baseline 和通过了 baseline+BRT 后的能量分辨与 p_T 的关系，可以发现 BRT 算法对能量分辨提升很大。

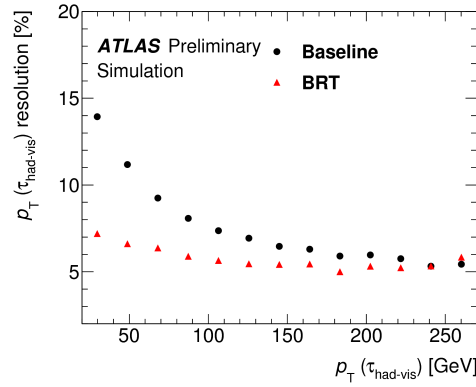


图 4-6 通过第一步能量刻度（baseline）和通过第一、二步能量刻度（BRT）的 τ_{had} 能量分辨 [121]。

Figure 4-6 The τ_{had} energy resolution of Baseline energy scale and Baseline+BRT energy scale [121].

4.5.2 陶子的鉴别

τ_{had} 的鉴别分为两个部分，第一部分是与电子进行区分 [121]，因为电子的带电径迹和在量能器内沉积的簇团与 1-prong τ 特征一致；第二部分是与非 τ_{had} 产生的喷注进行区分，ATLAS 采用了循环神经网络（Recurrent Neural Network, RNN）算法 [122]。

区分电子与 1-prong τ 的方式接近于对孤立度的要求，所有 $\Delta R < 0.4$ 范围内包含一个重建电子的 τ_{had} 将被拒绝。本章的 4.2.1 节提到电子的重建标准依赖于似然函数，在电子与 1-prong τ 的区分算法内，重建电子的似然函数的工作点被调节到使 1-prong τ 通过效率达到 95% [121]，这个工作点的具体参数会根据不同 p_T 和 η 范围浮动。

τ_{had} 鉴别所用的 RNN 算法使用的输入参数考虑了候选者的径迹和簇团等基本信息，同时也考虑了根据基本信息计算出的高级变量，例如喷注的横动量与径迹的最大空间夹角等 [122]。训练样本采用 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 的 MC 模拟样本作为本底、di-jet 过程作为本底，对 1-prong 和 3-prong τ 分别进行训练，并最终根据选择效率确定了四个工作点，分别为 Very Loose、Loose、Medium 和 Tight。这四个工作点对 1-prong (3-prong) τ 的通过效率从高到低分别为 95% (95%)、85% (75%)、

75% (60%) 和 60% (45%)。图 4-7 [122] 分别展示了 1-prong 和 3-prong τ 的效率随 p_T 与 η 的分布, 可以发现大部分区域效率与 p_T 的 η 依赖较弱, 但 p_T 极低时效率也会降低。图 4-8 [120] 分别展示了 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 过程的 1-prong 和 3-prong τ 鉴别效率和重建 + 鉴别效率随 p_T 的分布, 以及 di-jet 过程的 1-prong 和 3-prong τ 拒绝率随 p_T 的分布, 其中拒绝率定义为效率的倒数。可以发现 3-prong τ_{had} 的重建 + 鉴别效率随 p_T 增加而下降, 同时误重建 τ_{had} 的拒绝率随 p_T 的升高而增加。

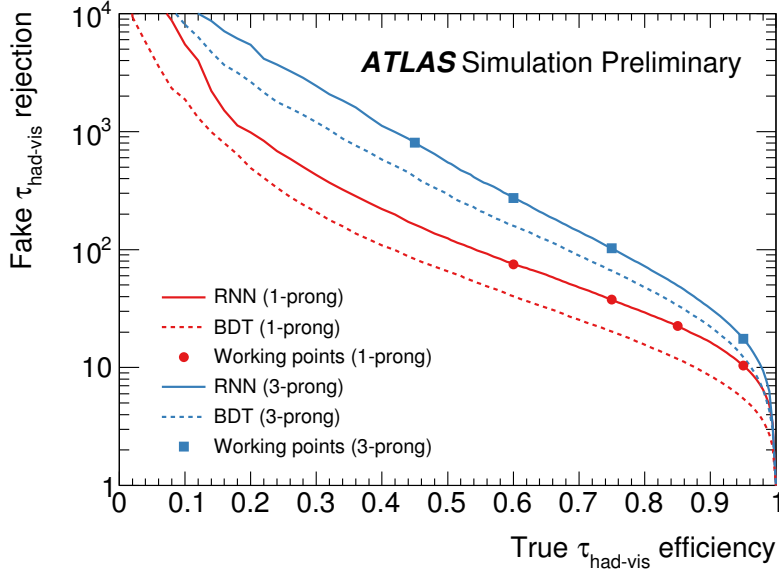


图 4-7 τ_{had} 鉴别工作点的选择效率和本底压制率 [122]。

虚线为此前基于 BDT 模型的分布, 实线为目前基于 RNN 模型的分布, 工作点从左至右分别为 tight、medium、loose 和 veryloose。

Figure 4-7 Rejection power for misidentified τ_{had} depending on the true τ_{had} efficiency [122]. Shown are the curves for τ_{had} candidates using the RNN-based (full line) and the BDT-based (dashed line) identification algorithms. The markers indicate the four defined working points tight, medium, loose and veryloose.

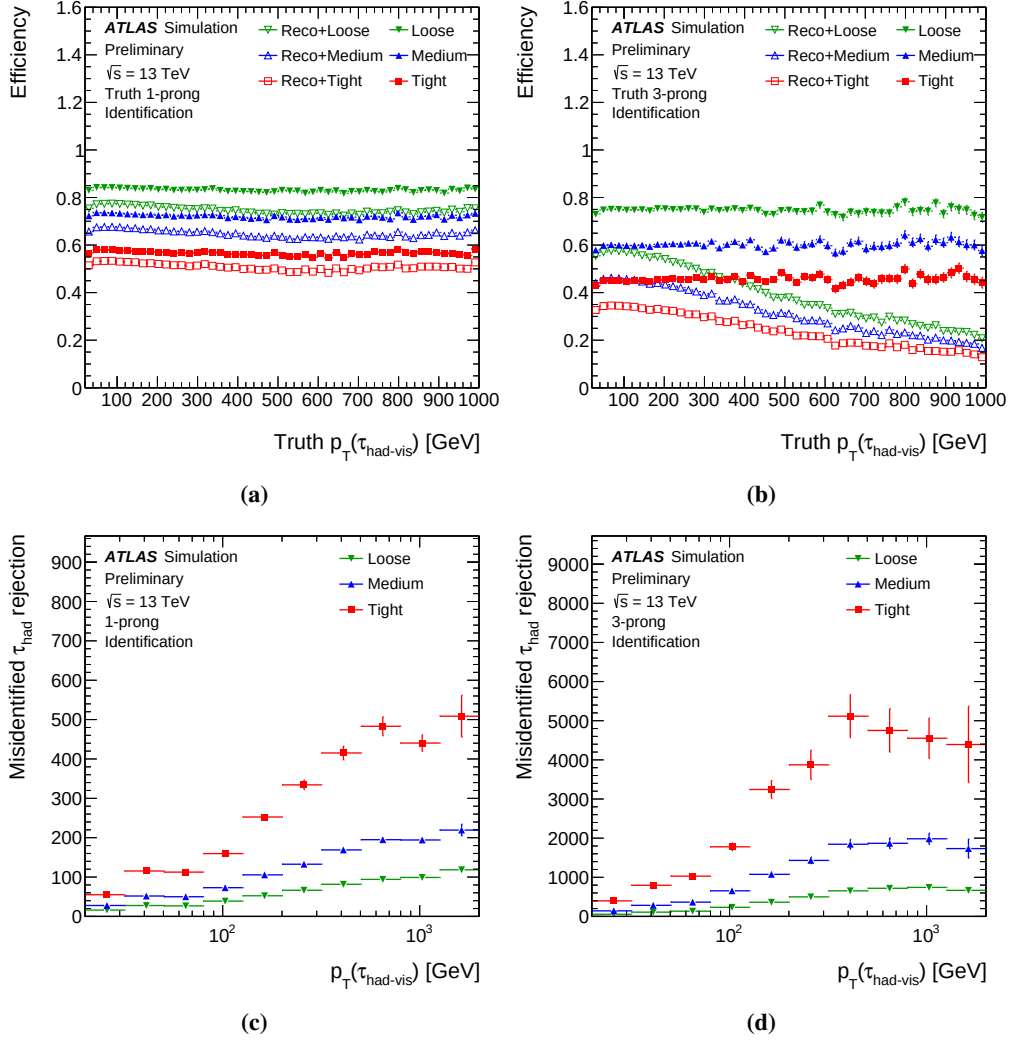


图 4-8 τ_{had} 鉴别效率、重建 + 鉴别效率和误重建 τ_{had} 拒绝率随 p_T 的分布 [120]。
 (a) (b) 分别为 1-prong 和 3-prong 的鉴别效率和重建 + 鉴别效率，所用样本为 $\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ 过程。
 (c) (d) 分别为 1-prong 和 3-prong 的误重建 τ_{had} 拒绝率，定义为鉴别效率的倒数，所用样本为 di-jet 样本。

Figure 4-8 [Efficiency for τ_{had} identification, combined reconstruction + identification efficiency, and the inverse of the efficiency (rejection) as a function of the τ_{had} p_T [120].

Efficiency for τ_{had} identification, combined reconstruction + identification efficiency for 1-prong (a) and for 3-prong (b), and the inverse of the efficiency (rejection) for misidentified 1-prong and 3-prong τ_{had} candidates from di-jet events as a function of the τ_{had} p_T for 1-prong (c) and 3-prong (d).

4.6 陶子的 in-situ 能量修正

τ_{had} 重建算法层面的能量刻度利用 MC 模拟信息修正重建算法的偏差，此外， τ_{had} 的完整重建还需再进行一次 in-situ 能量修正 (in-situ TES) 以修正实验数据和 MC 模拟样本的差距。In-situ TES 的目的是修正实验数据和 MC 样本通过相同的重建算法后 τ_{had} 的能量差距，并得到一个对 MC 模拟的修正参数。In-situ TES 使用了基于 $Z \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\mu}$ 过程的“tag and probe”方法：标记来自 τ 轻子化衰变的通过单缪子触发器的 μ 以选择来自 τ 强子化衰变的 τ_{had} ，通过对比实验数据和 MC 样本的 τ_{had} 和 μ 的系统不变质量 m_{vis} 得到修正参数。本研究参数化 τ_{had} 的变量为 prong 数量 (1-prong 或 3-prong)、 $|\eta|$ 在中心区 (Central region) 还是前向区 (Forward region)、与 p_T 高度关联的 m_{vis} 和鉴别工作点 (loose、medium、tight)。

表 4-3 总结了此研究的信号区、W+jets 过程控制区 (W-CR) 和多喷注过程控制区 (QCD-CR) 的定义，其中 $\Sigma \cos \Delta\phi = \cos \Delta\phi(\mu, E_T^{\text{miss}}) + \cos \Delta\phi(\tau_{\text{had}}, E_T^{\text{miss}})$ 为 τ_{had} 或 μ 与 E_T^{miss} 的夹角。本分析用于“tag”的 μ 需要通过单缪子触发器，达到 medium 鉴别工作点，并在桶部区域 ($|\eta| < 2.5$)。而孤立度的要求在信号区 (SR) 和控制区 (CR) 中各不相同。 τ_{had} 要求携带单位电量， p_T 高于 20 GeV，并通过 crack region veto，由于末态并不需要 b 喷注的参与，所以 SR 和 CR 均要求 b -jet veto。SR 的目标信号为 $Z \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\mu}$ ，所以要求 SR 中的 μ 满足孤立度要求，并与 τ_{had} 带电异号。此外，考虑到 W 玻色子衰变出缪子和中微子，而中微子构成 E_T^{miss} ，所以通过要求 μ 与 E_T^{miss} 系统的横质量低于 60 GeV 以压低 W+jets 过程。考虑到 W+jets 和多喷注过程的误重建 τ_{had} 来自喷注，喷注与 E_T^{miss} 的关联度较低、夹角较大，所以 SR 通过要求 $\Sigma \cos \Delta\phi > -0.2$ 以进一步提高信号纯度 (Purity)。

SR 内的主要本底为 W+jets 过程、QCD 产生的多喷注末态、top 夸克相关过程和 multi-boson 过程，其中前两个过程的 τ_{had} 大概率来自喷注误重建，所以对他们的本底估计采用了半数据驱动的办法。W+jets 过程的估计采用了在控制区内得到修正参数以修正 SR 和 QCD-CR 内 W+jets 含量的方法，修正参数为 $k_{\text{W+jets}}^{\text{SS/OS}} = (\text{Data} - \text{MC}_{\text{not W+jets}})^{\text{SS/OS}} / \text{MC}_{\text{W+jets}}^{\text{SS/OS}}$ 。而多喷注过程的估计采用了 SS-OS 方法，考虑到 μ 和喷注误重建 τ_{had} 关联度较低，所以采用 SS 的多喷注过程估计 OS 过程的分布。考虑到电荷的关联性 (Residual charge correlation)，OS 过程的本底比 SS 过程的本底更多，所以还需在 QCD-CR 内得到 μ 、 τ_{had} 同号和异号的比值，从而使用同号的多喷注过程估计异号的信号区内多喷注过程的贡献，多喷注过程的事例数是通过去除实验数据中其他本底过程的贡献得到的。W-CR 与 SR 类似，要求了末态 μ 满足孤立度要求，并要求 μ 与 E_T^{miss} 系统的横质量高于 60 GeV 和 $\Sigma \cos \Delta\phi < 0$ 以提高纯度，同时要求 $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV 以进一步减少 E_T^{miss} 较低的多喷注过程含量。QCD-CR 的定义选择 μ 未满足孤立度条件的事例从而选择喷注活动较强的事例，其余的变量要求则较为简单以增加统计量。

在进行本底估计后，in-situ TES 采用了最小二乘法拟合的方法计算对 MC 样

表 4-3 In-situ TES 的信号区 (SR)、W+jets 过程控制区 (W-CR) 和多喷注过程控制区 (QCD-CR) 的定义。

Table 4-3 Signal region (SR), W+jets control region (W-CR), and multi-jet control region (QCD-CR) definitions of In-situ TES.

选择条件	信号区	W+jets 控制区	多喷注控制区
μ 孤立度 (PflowTight_VarRad)	pass	pass	fail
μ - τ_{had} 携带电荷	OS	OS SS	OS SS
b -jet 标记 (DL1dv01, $\epsilon = 70\%$)	b -jet veto		
$m_T(\mu, E_T^{\text{miss}})$	$< 60 \text{ GeV}$	$> 60 \text{ GeV}$	-
E_T^{miss}	-	$> 30 \text{ GeV}$	-
$\Sigma \cos \Delta\phi$	> -0.2	< 0	-
m_{vis}	1-prong central: $\in (46, 86) \text{ GeV}$ 1-prong forward: $\in (50, 90) \text{ GeV}$ 3-prong: $\in (50, 92) \text{ GeV}$	$\in (40, 90) \text{ GeV}$	

本的修正程度。本分析通过引入作用于 τ_{had} 的 TES 修正参数 α 以修正 p_T 分布: $p_T \rightarrow (1 + \alpha)p_T$, 并保持 μ 的相关变量不变以防止重复修正, 从而得到对 m_{vis} 的修正为:

$$m_{\text{vis}} \rightarrow \sqrt{1 + \alpha} \cdot m_{\text{vis}} \quad (4-8)$$

基于 m_{vis} 分布的最小二乘法拟合可以写为:

$$\chi^2(\alpha, f) = \sum_i \frac{(N_i^{\text{Data}} - f N_i^{\text{sig}}(\alpha) - N_i^{\text{bkg}})^2}{(\sqrt{N_i^{\text{Data}}})^2 + f^2(\Delta N_i^{\text{sig}}(\alpha))^2 + (\Delta N_i^{\text{bkg}})^2} \quad (4-9)$$

其中 $N_i^{\text{Data/sig/bkg}}$ 分别为 m_{vis} 分布中实验数据、真实的 τ_{had} (truth τ_{had}) 和误重建 τ_{had} 在第 i 个 bin 的事例数。 f 为浮动参数, 用以减低来自其他方面的实验数据和 MC 样本的整体差距对 TES 修正的影响, 例如实验数据和 MC 样本的鉴别效率的差距。 α 只施加于所有的 truth τ_{had} , 绝大部分 truth τ_{had} 来自 $Z \rightarrow \tau_{\text{had}} \tau_{\mu}$ 过程。 $\Delta N_i^{\text{sig/bkg}}$ 为相应过程的统计误差和本底估计误差。 In-situ TES 的拟合分为两步, 第一步需要扫描 α 处于 $[-2, 2]\%$ 范围的工作空间, 扫描 α 的步长为 0.1% , 对于每一个 α_{fixed} , $\chi^2(\alpha_{\text{fixed}}, f)$ 的最优化采用了梯度下降方法 (Gradient descent method) 并结合了动量优化 (Momentum), 最终得到 α_{fixed} 对应的最小 $\chi^2(\alpha_{\text{fixed}}, f_{\text{min}})$ 。第二步的拟合输入参数为以 α_{fixed} 为横坐标、对应的最小 $\chi^2(\alpha_{\text{fixed}}, f_{\text{min}})$ 为纵坐标的数据点, 通过最小二乘法拟合这些数据点可以得到一个二次函数, 二次函数的最小值点的横坐标即为最终修正参数 α_{nom} , 对应的最小值记为 χ_{min}^2 , 而二次函数上纵坐标等于 $\chi_{\text{min}}^2 + 1$ 的点的横坐标值被作为 α 的拟合误差。

本研究针对不同的 inclusive 鉴别工作点、prong 数量、 $|\eta|$ 区域分别进行了拟合测量。由于 prong 数量和 $|\eta|$ 对 τ_{had} 的重建有较大影响, 所以本研究还针对不同的 prong 和 $|\eta|$ 区域进行了 m_{vis} 分布范围和 bin 宽度的优化。通过拟合不同的 m_{vis} 分布范围和 bin 宽度的组合, 并从中选取 χ^2/NDF 最低的组合, 以确定最优的拟合方案, 其中 NDF 为拟合自由度, 在本研究中为 bin 的数量加二。最终, 对

于 1-prong 中心区域, m_{vis} 分布范围为 [46, 86] GeV, 宽度为 8 GeV; 1-prong 前向区域的范围为 [50, 90] GeV, 宽度为 8 GeV; 3-prong 所有区域的范围为 [50, 92] GeV, 宽度为 6 GeV。此前的研究中将拟合范围与 bin 宽度作为误差的一部分, 本研究对此进行了优化, 所以并不将拟合方案的变化作为系统误差。

In-situ TES 的系统误差主要包含以下几个部分: W+jets 修正参数的误差、SS-OS 方法的传递参数的误差、Run2 总亮度的误差、堆积效应的误差、喷注重建的系统误差、 b -jet 标记的系统误差、缪子重建的系统误差和单缪子触发器的误差。由于最小二乘法拟合较难将系统误差加入拟合, 所以本研究采取如下方式计算每一个系统误差对 α 的影响: 针对每一个误差, 通过修改事例权重使 m_{vis} 变为 $\pm 1\sigma$ 系统误差下的分布, 对 $+1\sigma$ 误差和 -1σ 误差下的分布分别重复最小二乘法拟合以得到系统误差修正参数 $\alpha_{+\text{syst}}$ 和 $\alpha_{-\text{syst}}$, 最后将 $|\alpha_{\pm\text{syst}} - \alpha_{\text{nom}}|$ 中差距较大的误差方向和误差值作为系统误差。实验中发现最主要的系统误差为喷注重建的误差。

图 4-9、4-10 分别展示了 medium 下的 1-prong、3-prong 的前向、中心区域的拟合前和拟合后的 m_{vis} 分布, 可以发现拟合后的 SM 过程和实验数据符合很好, χ^2/N_{bins} 均小于 1, SM 过程和实验数据的差距均在误差范围内。图 4-11 分别展示了 loose、medium 和 tight 下的 α 的分布, 可以发现不同 ID 下的修正参数较为接近, 不同 ID 下的修正参数的差距被作为系统误差的一部分。1-prong 的 τ_{had} 的 α 接近于 0%, 而 3-prong 的 α 较大, 高于 1%, 这可能是因为多个 $\pi^\pm$ 介子的 MC 模拟与实验数据有一定差距。

本次研究采用了最小二乘法拟合的方式, 并将所有的系统误差作为独立的分布进行独立的拟合, 所以研究过程较麻烦。本研究在后期尝试使用了基于 Morphing 方法 [123] 的最大似然拟合。Morphing 方法是一种插值 (interpolation) 方法, 将离散变量的模板参数化为依赖于此变量的分布函数。通过 Morphing 方法将横向作用于 m_{vis} 分布的 α 和其他作用于 m_{vis} 分布的系统误差与 f 放入同一个似然函数中, 从而将 α 、系统误差和 f 相关联, 并通过最小化似然函数得到拟合结果。基于 Morphing 的最大似然拟合使用了 TRExFitter 软件包 [124]。Morphing 方法的实验结果与基于最小二乘法拟合的实验结果接近: 1-prong 中心区域的结果为 $\alpha = -0.56^{+0.09}_{-0.13}\%$; 1-prong 前向区域的结果为 $\alpha = -0.22^{+0.06}_{-0.08}\%$; 3-prong

中心区域的结果为 $\alpha = 0.75^{+0.10}_{-0.18}\%$; 3-prong 前向区域的结果为 $\alpha = 0.59^{+0.28}_{-0.14}\%$ 。

但实验最终未采用 Morphing 方法, 主要原因如下: 由于计算性能有限分析并未使用全部的系统误差, 整体系统误差较低, 导致 SM 过程和实验数据的差距无法被误差覆盖, 最终导致 W+jets 的 SF 的误差、SS-OS 方法的 TF 的误差和其他实验误差的 pulling 均较大且关联度很高。

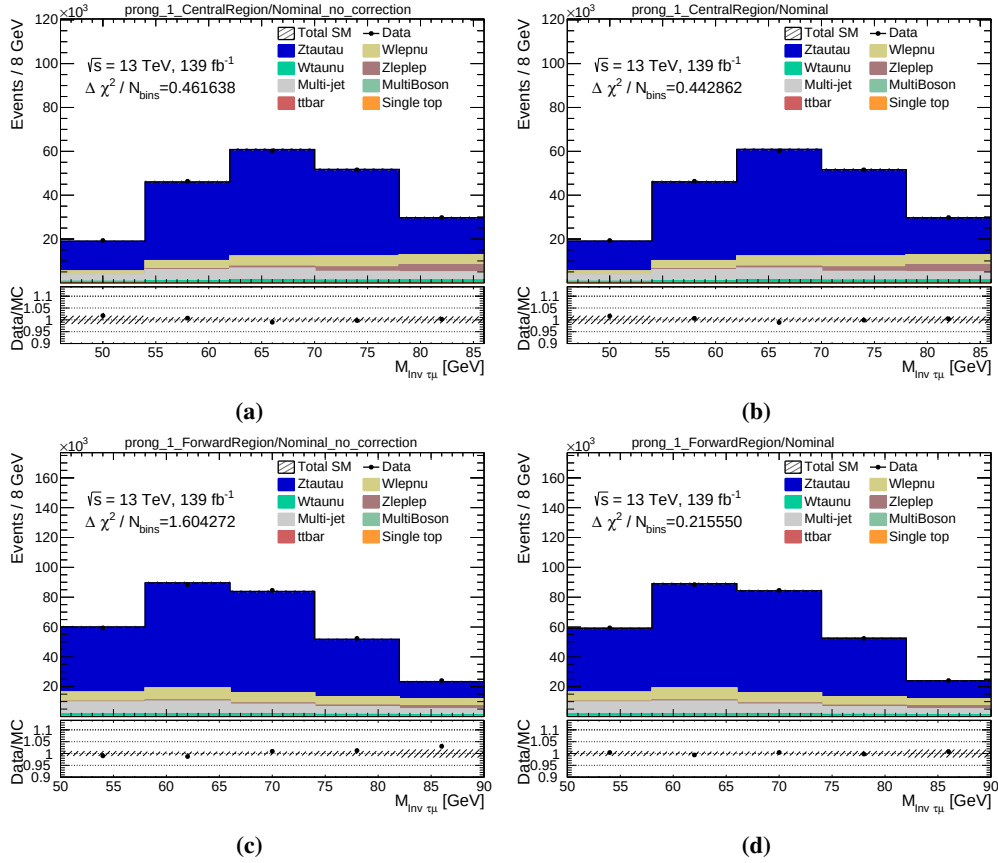


图 4-9 Medium 工作点下，1-prong 的中心区域、前向区域 m_{vis} 的拟合前、后分布。左列 (a) 和 (c) 为拟合前分布，右列 (b) 和 (d) 为拟合后分布，(a-b) 为 1-prong 中心区域，(c-d) 为 1-prong 前向区域。

Figure 4-9 Pre-fit and post-fit distributions of m_{vis} for the 1-prong central and forward regions of Medium working point.
 The left column, (a) and (c), shows the pre-fit distributions, and the right column, (b) and (d), shows the post-fit distributions. (a-b) are for the 1-prong central region, and (c-d) are for the 1-prong forward region.

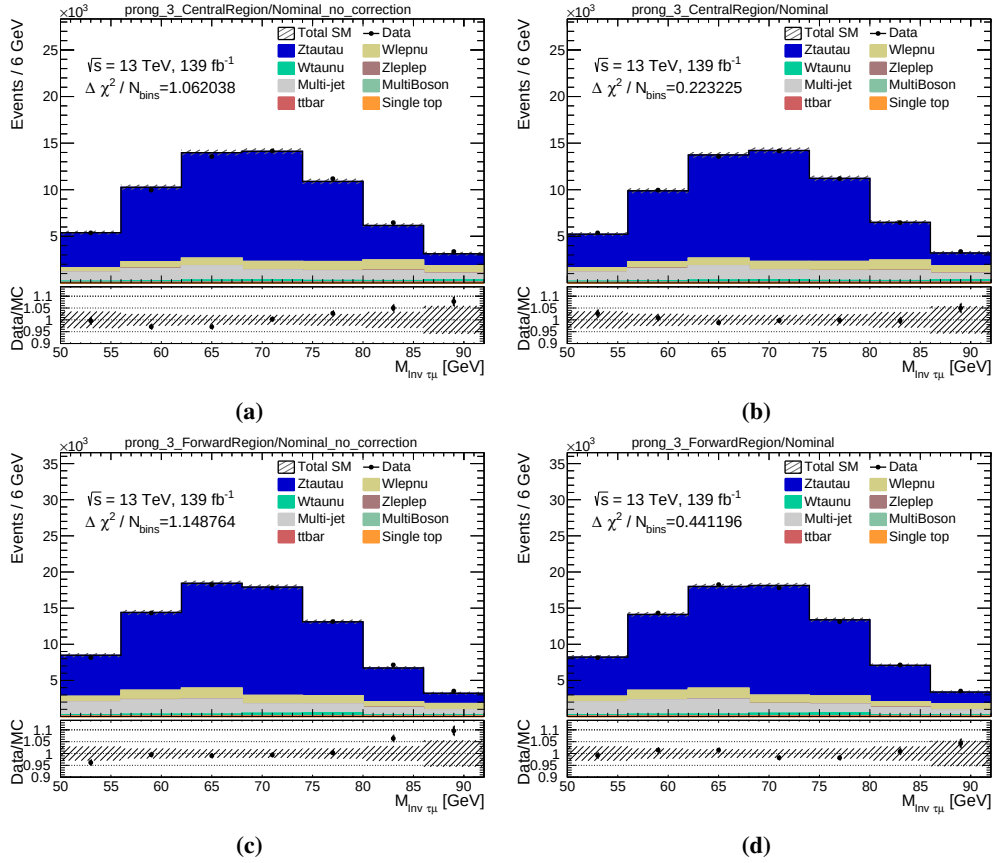


图 4-10 Medium 工作点下，3-prong 的中心区域、前向区域 m_{vis} 的拟合前、后分布。左列 (a) 和 (c) 为拟合前分布，右列 (b) 和 (d) 为拟合后分布，(a-b) 为 3-prong 中心区域，(c-d) 为 3-prong 前向区域。

Figure 4-10 Pre-fit and post-fit distributions of m_{vis} for the 3-prong central and forward regions of Medium working point.
 The left column, (a) and (c), shows the pre-fit distributions, and the right column, (b) and (d), shows the post-fit distributions. (a-b) are for the 3-prong central region, and (c-d) are for the 3-prong forward region.

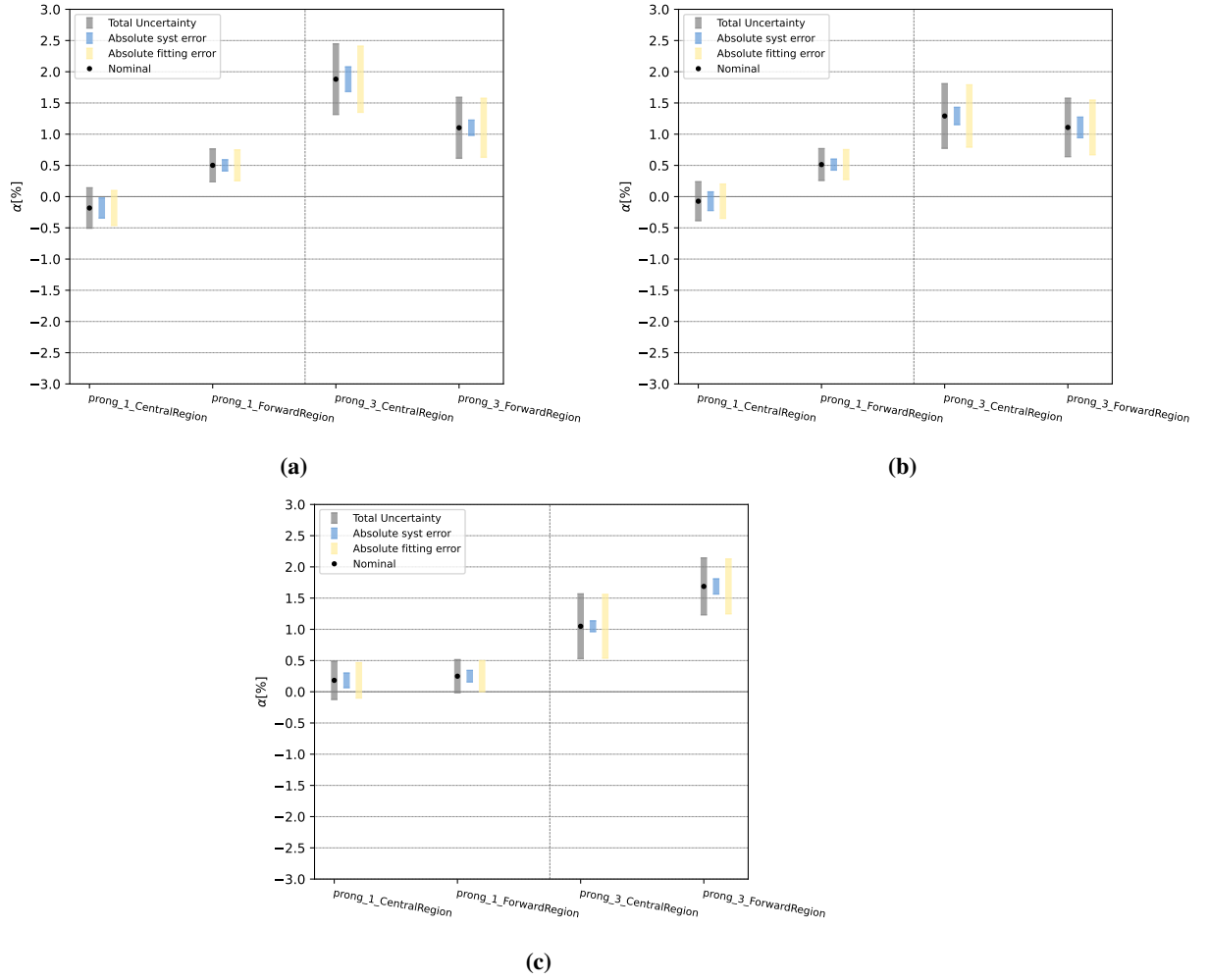


图 4-11 (a) Loose、(b) Medium 和 (c) Tight 鉴别工作点下的 in-situ TES 拟合结果总结。
Figure 4-11 Summary of the in-situ TES scale factors for (a) Loose, (b) Medium, and (c) Tight working point.

4.7 横能量丢失

本文在第3.2.1节介绍了理想状态下的 E_T^{miss} 定义，除了中微子，某些超出标准模型粒子，例如 LSP 也会产生可观的 E_T^{miss} ，所以 E_T^{miss} 的重建对新物理寻找至关重要。

E_T^{miss} 的重建依赖于其他物理末态的重建以及对未参与其他物理末态重建的径迹和簇团，此外，由于其他重建可能会将一组探测器信号重建为多个粒子从而降低 E_T^{miss} 的准确性，所以去重合过程（Overlap Removal, OR）也是 E_T^{miss} 重建的关键步骤。 E_T^{miss} 在 x 、 y 方向分量的重建公式如下：

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss},\mu} + E_{x(y)}^{\text{miss},e} + E_{x(y)}^{\text{miss},\gamma} + E_{x(y)}^{\text{miss},\tau_{\text{had}}} + E_{x(y)}^{\text{miss},\text{jets}} + E_{x(y)}^{\text{miss},\text{soft}} \quad (4-10)$$

等号右侧的前五项是“硬末态”，指的是被重建出来的物理末态，等式各项的顺序也是 E_T^{miss} 重建的计算顺序，分析所用的硬末态重建必须和计算 E_T^{miss} 时所用的一致以保证事例重建的一致性。等式的最后一项被称为 soft 项，主要来源是未被重建成硬末态的簇团和径迹，以及作为本底的堆积效应和 UE。Soft 项的重建有两种方法，第一种是基于簇团信息的 CST [125] 方法，由于 CST 方法受对堆积效应的影响较大，第二种基于径迹的 TST 方法是 ATLAS 的主要重建算法 [126]。TST 方法考虑所有未被重建为硬末态的径迹，根据碰撞参数选取距离初级顶点较近的径迹，依据这些径迹的 p_T 重建出 soft 项。

在 ATLAS 实验中，即使采用了 TST 方法，堆积效应对 E_T^{miss} 的重建仍有较大影响，图 4-12 [126] 展示了 $Z \rightarrow \mu\mu$ 过程中 E_T^{miss} 分辨率与 $\langle \mu \rangle$ 的关系，由于 E_T^{miss} 的分布非高斯分布，所以均方根被用于计算分辨率 [126]。此图的物理过程主要是 $Z \rightarrow \mu\mu$ 过程，truth-level 的 E_T^{miss} 为 0，可以发现 $\langle \mu \rangle$ 越高， E_T^{miss} 的分辨率越差。Run2 整体的 $\langle \mu \rangle$ 峰值约为 33.7，本文分析定义的信号区的 E_T^{miss} 系统误差为 5% 至 7%，而对于使用部分 Run2 数据且信号区采用相同 E_T^{miss} 触发器和 E_T^{miss} 选择条件的研究 [127]，其所用的实验数据的 $\langle \mu \rangle$ 峰值低于 25.1，虽然其 soft 项采用的重建算法是性能相对较差的 CST，但其 E_T^{miss} 系统误差仅为 2% 至 6%。此外，图上的前向喷注（Forward jet）指的是事例中 $|\eta| > 2.5$ 的喷注，fJVT 重建算法 [128] 可以有效提升前向喷注的重建性能，可以发现硬末态重建性能的提升也会提升 E_T^{miss} 的重建性能，这是因为 E_T^{miss} 的重建高度依赖于硬末态的重建。

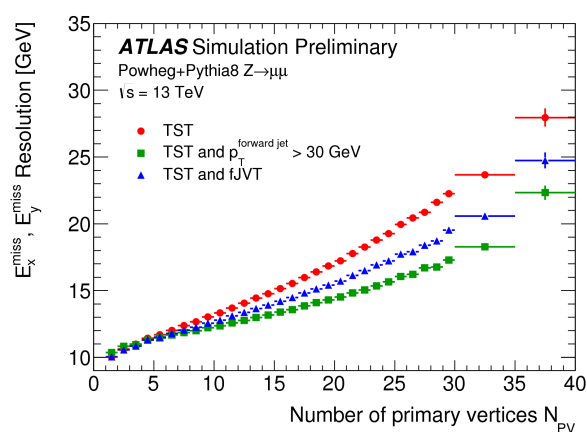


图 4-12 E_T^{miss} 分辨率与 $\langle \mu \rangle$ 的关系，其中 fJVT [128] 是重建前向喷注 (Forward jet) 的算法 [126]。

Figure 4-12 E_T^{miss} resolution as a function of $\langle \mu \rangle$, where fJVT [128] represents Forward jet reconstruction algorithm [126].

第 5 章 单轻子双陶子末态 gaugino 粒子的寻找

本章介绍 ATLAS 实验上使用 Run2 期间 139 fb^{-1} 的实验数据对 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 成对产生并通过 Wh 衰变到一个轻子 (ℓ) 和两个 τ_{had} 末态的寻找。本章所使用的简化模型中的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 是 Wino 型，而 $\tilde{\chi}_1^0$ 是 Bino-LSP，他们作为规范玻色子 B 、 W 的超对称伴子，被统称为超规范玻色子 (gaugino)。

5.1 研究动机和信号模型

在 2.2.4 节中提到， $\tilde{q}$ 和 $\tilde{g}$ 粒子在 LHC 上主要通过强相互作用产生，所以产生截面较大，目前质量排除限已经达到 TeV 量级，所以即使 $\tilde{q}$ 和 $\tilde{g}$ 存在，他们的质量也非常可能超出当前 LHC 的探测范围。而对于电弱作用产生 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 的过程来说，它们的截面较小，所以在当前 LHC 质心能量下，仍有很大的未被研究的质量参数空间。同时，Bino 型 $\tilde{\chi}_1^0$ 是暗物质粒子的主要候选者，如果 $\tilde{\tau}$ 或 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 与 Bino 型 LSP 的质量接近，LSP 可以通过与次轻的超对称粒子 (NLSP) 的联合湮灭 (co-annihilation) 或者自湮灭 (self-annihilation) 降低暗物质遗留密度以符合宇宙学观测 [21]。此外，较轻的 $\tilde{\tau}$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 可以解释实验观测到的缪子反常磁矩超出 [129]。综上，寻找 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 参与的电弱过程是 ATLAS 上超对称粒子寻找的重要研究方向之一。图 5-1 展示了本章研究的 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 Wh 衰变的过程，此模型是 R 宇称守恒的简化模型。 pp 对撞产生一对 wino- $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ ， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 衰变到 LSP 和在壳的 W 玻色子， W 轻子衰变产生 e 或 μ (ℓ)， $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变到 LSP 和在壳 h 玻色子， h 衰变到两个强衰变 tau 子 (τ_{had})，最终形成 $1\ell 2\tau_{\text{had}}$ 的末态，且两个 τ_{had} 的电荷异号。本章研究的过程在下文简称为“ Wh 过程”或“ Wh 分析” (Intermediate Wh analysis)。

ATLAS 实验在 Run2 阶段分别对 $\tilde{\chi}_2^0$ 通过 h 衰变到双光子、 $b\bar{b}$ 和 $\ell\bar{\ell}$ 过程进行过寻找，并未找到明显超出标准模型的实验现象，并在 95% 置信度下对质量进行了限制 [130–133]，当 LSP 质量接近于 0 时，质量低于 740 GeV 的 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 被排除了。本研究是 ATLAS 实验上首次考虑 h 衰变到双陶子的过程，补全了 Wino 型 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 Wh 衰变的主要衰变过程。

本研究中 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变道分支比 (Branching fraction, B) 均设置为 100% 以降低模型参数， $B(h \rightarrow \tau\tau)$ 和 $B(W \rightarrow \ell\nu)$ 使用 PDG 提供的相关实验测量值的全局拟合结果。 $\tilde{\chi}_1^0$ 的质量范围为 0 至 160 GeV， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 质量简并，范围为 126 GeV 至 500 GeV，其中 126 GeV 的最低值可以保证在壳 h 的产生，其余所有超对称粒子质量设置至 $\mathcal{O}(10 \text{ TeV})$ 从而不参与信号过程 (去耦合)。图 5-2 总结了研究所用的信号质量分布，LSP 与 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 的质量远离对角线从而避免离壳 h 的产生。

信号样本的相互作用截面计算使用了 RESUMMINO 框架，使用了 CTEQ6.6 和

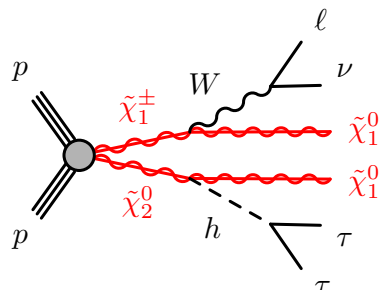


图 5-1 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 Wh 衰变过程示意图。
Figure 5-1 Representative diagram of $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via Wh decay process.

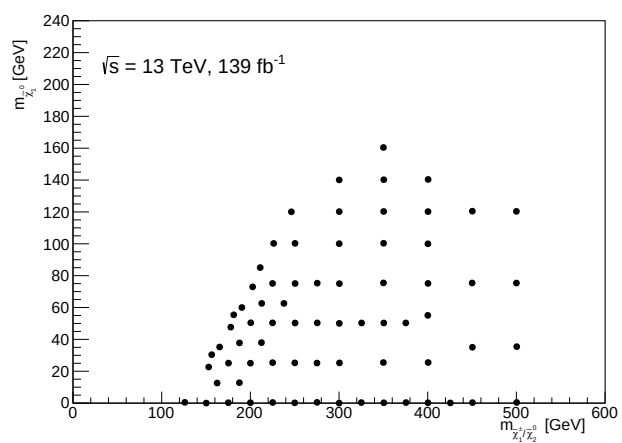


图 5-2 Wh 研究的信号质量参数分布。
Figure 5-2 Mass grid of the Wh signal points.

MSTW2008nlo90cl 的 PDF, 计算精度为次领头阶 (NLO), 利用了 NLL (Next-to-leading logarithmic) 算法对计算中出现的对数发散修正 (NLO+NLL) [61, 134–136]。

5.2 事例重建

5.2.1 事例和物理对象的重建

考虑到 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 粒子寿命极短, 在对撞顶点附近瞬时衰变 (prompt decay), 而且 Wh 的末态有两个 τ , 所以要求每个重建的事例至少有一个使用标准算法重建的初级顶点, 而且初级顶点至少包含两条 $p_T > 400$ MeV 的带点径迹。

由于本文的信号并没有显著的喷注特征, 所以喷注和 b -喷注的定义各只有一个基本标准, 表 5-1 总结了喷注的重建标准。

表 5-1 Wh 过程的喷注重建标准。

Table 5-1 Summary of the selections for jets in the Intermediate Wh analysis.

	喷注 (jets)	b 喷注 (b -jets)
基本标准 (Baseline)	Anti- k_t EMPFlow $p_T > 20$ GeV $ \eta < 2.8$ JVT _{ID} = Tight JVT _{$p_{T\max}$} = 60 GeV	anti- k_t EMPFlow $p_T > 20$ GeV $ \eta < 2.5$ DL1r algorithm 77% 工作点

即使信号过程不包含信号喷注, 但堆积效应与 UE 造成的本底喷注仍无可避免, 而且 τ_{had} 的重建也需要喷注的参与, 所以喷注的选择至关重要。喷注重建采用了标准的 anti- k_t 粒子流算法, ΔR 设定为 0.4, 能量刻度采用电磁簇射的标准。重建后的喷注候选者需要满足 $p_T > 20$ GeV 和 $|\eta| < 2.8$ 的基本条件, 因为信号并不能产生较大比例的前向喷注, 所以 $|\eta|$ 采用 2.8 的上限可以满足分析的需求。在重建喷注时, 同时移除掉包含可能来自宇宙射线或者探测器噪音造成的假喷注的重建事例。此外, 为了进一步降低本底喷注, 在研究中还要求 p_T 低于 60 GeV 的喷注的 JVT 达到最严格的 Tight 标准。

重味喷注的重建采用了 DL1 标准的 b -tag 算法, 并使用了标记效率为 77% 的工作点, 除了 $|\eta|$ 被进一步限制在小于 2.5 的桶部区域外, 其余重建标准与喷注的标准一致。

由于 Wh 过程末态含有多个轻子, 所以 e 、 μ 、 τ 的重建各有两个标准, 一种被称为基本标准 (baseline), 他们将用于物理对象的去重合与横能量丢失的重建, 其较宽松的选择条件有着较高的信号事例的选择效率。另一种被称为信号标准 (signal), 用于在 baseline 的基础上进一步对物理对象进行要求, 压低本底, 表 5-2 总结了轻子的重建标准。

τ_{had} 的重建使用了基于 RNN 的标准重建方法, 种子为重建的 p_T 高于 10 GeV 的喷注。重建的 τ_{had} 需满足 p_T 高于 20 GeV, $|\eta|$ 低于 2.5, 这是最松的重建标准, 包含了标准重建算法的所有重建 τ_{had} 。由于量能器的在 $1.37 < |\eta| < 1.52$ 区间

表 5-2 Wh 过程的 e 、 μ 、 τ 的重建标准Table 5-2 Summary of the selections for e , μ , and τ in the Intermediate Wh analysis.

	τ_{had}	e	μ
基本标准 (Baseline)	$p_T > 20 \text{ GeV}$ Crack region veto Tau Track = 1 或 3 $\text{BDT}_{\text{Ele OR}} = \text{medium}$ $\text{RNN-ID} = \text{medium}$	$p_T > 4.5 \text{ GeV}$ $ \eta < 2.47$ LooseAndBLayerLLH $d_0 \text{ significance} < 5 \text{ mm}$ $z_0 \sin \theta < 0.5 \text{ mm}$	$p_T > 3 \text{ GeV}$ $ \eta < 2.7$ $\text{ID} = \text{medium}$ $z_0 \sin \theta < 0.5 \text{ mm}$
信号标准 (Signal)	$\text{RNN-ID} = \text{medium}$ 或 tight	$p_T > 25 \text{ GeV}$ $\text{FCLoose} (p_T < 200 \text{ GeV})$ $\text{FCHighPtCaloOnly} (p_T > 200 \text{ GeV})$ TightLLH	$p_T > 25 \text{ GeV}$ $d_0 \text{ significance} < 3 \text{ mm}$ FCLoose

内有缝隙，这个区间被称为 crack region，处于 crack 区间内的 τ_{had} 的重建效率较低，所以丢掉了 $|\eta|$ 处于这部分的 τ_{had} (crack region veto)。此外，还要求 τ_{had} 为 1-prong 或 3-prong，携带单位电量，并且通过了基于 BDT 的电子-陶子去重合算法，其工作点为 medium。对于 baseline τ_{had} ，基于 RNN 算法的鉴别工作点为 medium，对于 signal τ_{had} ，根据具体情况可能提高至 tight 工作点。

为了提高 Wh 过程的选择效率，baseline e 的重建较松。除了 $p_T > 4.5 \text{ GeV}$ 和 $|\eta| < 2.47$ 这两个基本要求外，由于信号都是 prompt 过程，所以还要求径迹的 d_0 显著性 (d_0/σ_{d_0}) 和 $z_0 \sin \theta$ 较小，并且通过基于似然函数的鉴别策略的 loose 工作点 (LooseAndBLayerLLH)。Signal e 的要求较为严格，除了将 p_T 要求提高至 25 GeV ，基于不同的 p_T 范围， e 的孤立度也有要求，鉴别算法的工作点也提高至包含 MVA 算法参与的 tight 工作点。

μ 的策略与 e 类似，对于 baseline μ ， p_T 要求只有 3 GeV ， $|\eta|$ 小于 2.7，并满足 medium 鉴别工作点和 $z_0 \sin \theta$ 要求。但对于 signal μ ，孤立度和 p_T 的要求与 signal e 的类似，并且对 d_0 显著性要求小于 3 mm ，从而提高本底压制率。

5.2.2 去重合策略

由于在事例重建时，并不是所有物理对象都有相对于其他重建对象的孤立度要求，所以还需进行离线的物理对象去重合 (Overlap Removal) 以消除事例重建时的重叠和“模糊”，表 5-3 总结了去重合过程，从上至下的排列表示去重合步骤的前后顺序，例如第一步是移除和 μ 重合的喷注。可以看到大部分去重合标准是基于固定的 ΔR 标准的，除了 e 和 μ 的去重合还利用了 ID 的信息。 e 、 μ 与喷注去重合的 ΔR 标准会随轻子 p_T 而变化，因为 p_T 越低，穿越探测器时的经过的空间角越大，越容易造成重合。此外，本研究在进行在某些本底的本底估计时，会将 baseline τ_{had} 的标准降低至 loose 或 veryloose，导致误重建的 τ_{had} 数量大幅增加，如果仍沿用此表，会去除大部分喷注，所以进行本底估计的样本中只有 p_T 最高和次高的 τ_{had} 会和喷注进行去重合。

表 5-3 Wh 过程的去重合过程，rad 表示随 p_T 变化的标准，ID track 表示利用 ID 的信息。用于本底估计的样本中只有 p_T 最高和次高的 τ_{had} 参与对喷注的去重合。

Table 5-3 Consecutive steps of the overlap-removal procedure for the Intermediate Wh analysis, where ‘rad’ represents the standard that varies with p_T and ‘ID track’ represents the use of ID information. For the samples used in the background estimation, only τ_{had} of the highest and second highest p_T are involved in the overlap-removal with jets.

步骤	被移除的物理对象	被保留的物理对象	判断条件	注释
1.	jet	muons	various criteria	Removes p-Flow jets based on various criteria including delta-R, jet track multiplicity, mu_ID_pt/jet_SumTrkPt ratio and muon calo isolation.
2.	tau	electron	$\Delta R < 0.2$	
3.	tau	muon	$\Delta R < 0.2$	
4.	electron	muon	shared ID track	
5.	jet	electron	$\Delta R < 0.2$	
6.	electron	jet	$\Delta R < \text{rad}$	Variable “rad” is based on the electron pt: $\text{rad} = 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_{T_e}$. If rad is larger than 0.4, rad will be 0.4.
7.	jet	muon	NumTrack < 3 and (ghost-associated or $\Delta R < 0.2$)	
8.	muon	jet	$\Delta R < \text{rad}$	“rad” definition same as the “rad” in step 6 but use muon p_T
9.	jet	tau	$\Delta R < 0.2$	Only leading and sub leading τ_{had} if τ_{had} ID is loose or veryloose

5.2.3 横能量丢失的重建和触发器的选择

在得到去重合后的 baseline 物理对象后，基于事例的算法会利用这些物理对象计算每个事例的离线 E_T^{miss} ，本分析采用 TST 算法重建 soft-term 的贡献。

触发器的选择除了基于末态的物理对象的数量，还要针对他们的动力学变量的分布。触发器的选择效率并不是固定的，大部分触发器的效率随 p_T 变化，当 p_T 大于某个阈值后，效率会固定在一个值，此时重建效率较高，本底压制能力较强，而且系统误差的研究也更详细，相应的 p_T 被称为离线阈值 (Plateau)。

对于 Wh 过程，其末态包含一个轻子，而单轻子触发器的 p_T 阈值较低，所以使用单电子/缪子触发器的效率相对使用 τ_{had} 相关的触发器的效率较高。 Wh 过程同时使用了电子和缪子触发器，这两者是“或”的关系。不同的取数时间，阈值也有变化，表 5-4 总结了历年使用的 HLT 的 p_T 选择条件和 p_T 阈值 (Offline p_T cut)，其中三个针对不同 p_T 的电子触发器也为“或”的关系。

表 5-4 Wh 过程的触发器选择，Offline p_T cut 表示离线阈值。Table 5-4 The triggers for the Intermediate Wh analysis, ‘Offline p_T cut’ represents the offline thresholds.

触发器类型	触发器名称	年份	p_T 在线选择 [GeV]	p_T 离线选择 [GeV]
Single electron	HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH	2015	24	25
	HLT_e60_lhmedium	2015	60	61
	HLT_e120_lhloose	2015	120	121
	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose	2016-2018	26	27
	HLT_e60_lhmedium_nod0	2016-2018	60	61
	HLT_e140_lhloose_nod0	2016-2018	140	141
Single muon	HLT_mu20_iloose_L1MU15	2015	20	21
	HLT_mu26_ivarmmedium	2016-2018	26	27.3
	HLT_mu50	2015-2018	50	52.5

5.3 信号区定义

5.3.1 事例初选

得到经过事例重建的事例后，需要进行事例初选以尽量保留所有信号事例的同时去除大部分本底事例。事例初选依赖 MC 模拟样本，主要针对信号末态的显著特征（Event Topology）进行筛选。 Wh 过程的事例初选依赖于以下变量：

m_T ：SUSY 分析中的横质量的定义与对撞机物理中间常见的定义略有不同，考虑到 SUSY 粒子的衰变可以产生无法被探测器直接探测的 LSP，LSP 的信号特征是 E_T^{miss} ，所以 SUSY 分析中的横质量指的是可见物理对象和 E_T^{miss} 系统的横质量： $m_T(p_T, q_T) = \sqrt{2(p_T^\mu q_{T,\mu})}$ ，可以看到 m_T 的上限是 SUSY 母粒子的横质量。

m_{T2} （Stransverse mass）[137, 138]： m_{T2} 针对的一对母粒子各自衰变至一个可被探测的粒子和一个不可探测的粒子、而后不可探测的粒子组成 E_T^{miss} 的绝大部分的过程。对于末态包含两个 τ_{had} 和 E_T^{miss} 的末态， m_{T2} 的定义为：

$$m_{T2} = \min_{q_T} [\max(m_{T,\tau1}(p_T, q_T), m_{T,\tau2}(p_T, E_T^{\text{miss}} - q_T))] \quad (5-1)$$

其中 q_T 代表来自 $\tau1$ 的不可探测粒子的横动量。所以 m_{T2} 通过将 E_T^{miss} 划分成来自于两个不可见粒子的 p_T 的贡献，从而构建出接近母粒子的横质量，因此， m_{T2} 的上限为母粒子质量。

m_{T2}^{max} ：在计算所有一对 ℓ 或 τ_{had} 与 E_T^{miss} 的组合的 m_{T2} 后，选出的最大的 m_{T2} ，对于 Wh 过程，这变量的计算用到了末态的单轻子与两个 τ_{had} 。

$m(\tau_1, \tau_2)$ ：末态的双 τ_{had} 构成的不变质量。

表 5-5 总结了 Wh 过程的事例初选。首先事例需要通过单轻子触发器与 p_T 阈值，且要求一个 signal lepton，由于信号不涉及 t 、 b 夸克，所以选择不包含 b -jet 的事例。此外，考虑到信号末态有两个来自 h 衰变的 tau 轻子，所以要求事例至少包含两个 signal τ_{had} ，并且 p_T 最高和次高的 τ_{had} 电荷相反，不变质量处于 $m(h)$ 附近，考虑到 tau 轻子衰变产生的中微子的不可见能量无法重建，所以 $m(\tau_1, \tau_2)$

的窗口选择较宽，为 40 GeV 至 160 GeV 之间，这样可以保留大部分信号，并去除部分来自 t 夸克过程和 W +jets 过程的本底。此外，由于 MC 模拟样本中 W +jets 在两个喷注方向相反且共线时的准确度较低，所以限制两个 τ_{had} 的夹角 $|\Delta\phi(\tau_1\tau_2)| < 3$ 。由于大部分信号点中 NLSP 和 LSP 的质量差异较大，所以 NLSP 衰变的 h 的 p_T 较高，boost 后的 h 衰变出的 τ_{had} 夹角较小，所以 $|\Delta\phi(\tau_1\tau_2)| < 3$ 对信号效率影响很低。最后，考虑到 Z +jets 过程和 W +jets 过程的 m_{T2}^{max} 的理论上限分别为 91 GeV 和 80 GeV 左右，而信号的 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量均高于 126 GeV，所以要求 $m_{T2}^{\text{max}} > 30 \text{ GeV}$ 。

表 5-5 Wh 过程的事例初选。Table 5-5 Summary of preselection requirements for the Intermediate Wh analysis.

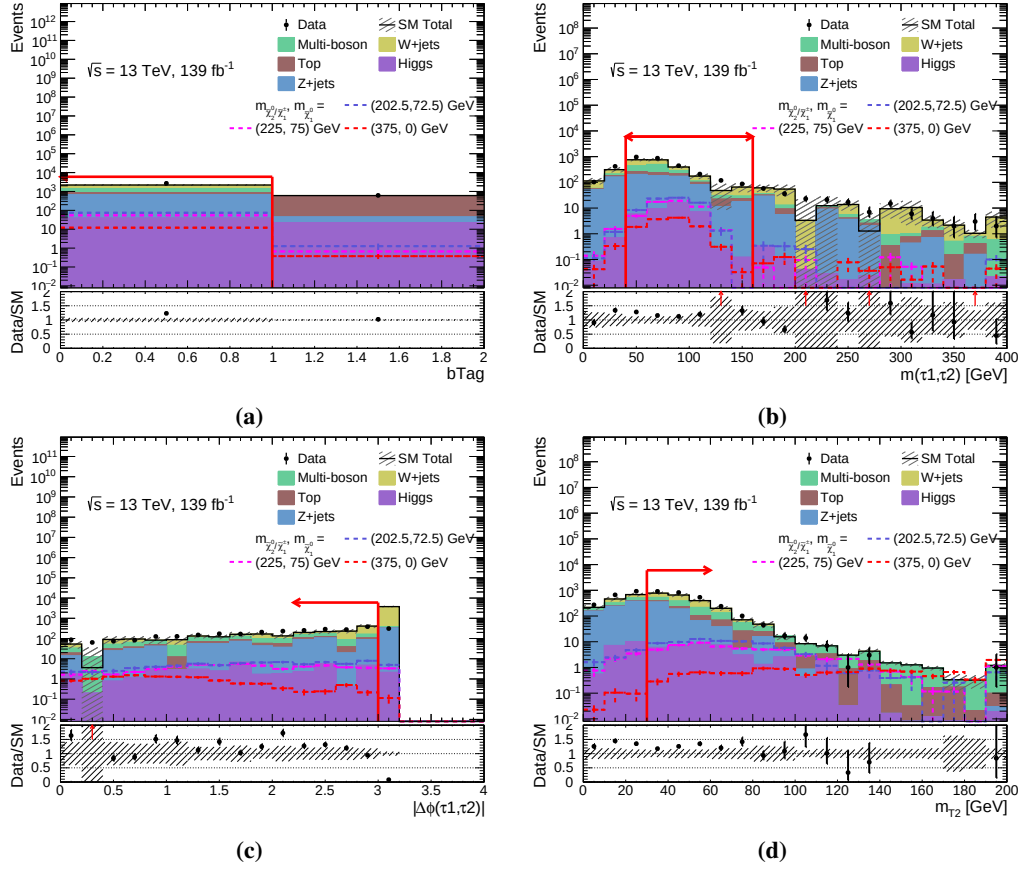
Single lepton trigger and offline p_T cut
$= 1$ signal lepton
≥ 2 medium τ_{had} (OS)
b -jet veto
Higgs requirement ($40 \text{ GeV} < m(\tau_1, \tau_2) < 160 \text{ GeV}$)
$ \Delta\phi(\tau_1, \tau_2) < 3$
$m_{T2}^{\text{max}} > 30 \text{ GeV}$

图 5-3展示了事例初选的“N-1”分布，N-1 分布展示了施加除图上涉及变量外的其他选择条件后的分布。图上包含三个信号点的分布用以检验选择条件的合理性，可以发现选择条件对信号的选择效率较高，同时又有效压低了本底，每张图片的下部分是实验数据与 MC 模拟本底样本的对比图，可以发现符合程度很好，说明 SM 本底过程的 MC 模拟是可靠的。

5.3.2 信号区定义

在经过事例初选后，总事例数和本底相对信号的比例降低至可接受的水平，为了进一步提升信号本底比例，还需要进一步定义信号事例占主导的信号区 (Signal region, SR)。信号区的定义可以较强地依赖于模型 (Exclusion SR)，也可以较低地或甚至不依赖于模型 (Discovery SR)。衡量信号区性能的变量是信号显著性 (Signal significance)，为了整体上各个信号模拟样本在信号区均获得最大显著性，所以选择参考信号样本十分重要。 Wh 的模型只有两个可变参数，因此信号参考点的选取主要考虑以下两点：(1) 覆盖较广的 Gaugino 质量范围，同时覆盖较广的 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 和 LSP 的质量差异。(2) 处于预期排除限附近，为了满足此要求，可能会对参考点的选择进行多轮迭代。最终三个信号点被选作参考，他们的质量参数与截面如表 5-6所示。

确定信号参考点后，“Cut and Count”方法被用来确定最终的信号区。此方法扫描了多个动力学变量所有不同选择条件的组合，最终选择信号显著性与信号统计量较高的组合作为 SR 定义。 Wh 过程使用的变量总结在表 5-7中，除了对在初选阶段已经使用的 $m(\tau_1, \tau_2)$ 和 m_{T2}^{max} 等相关的变量进行进一步限制外，还利用了如下的新变量：

图 5-3 Wh 的事例初选动力学变量分布。

(a) b -jet 数量、(b) $m(\tau_1, \tau_2)$ 、(c) $|\Delta\phi(\tau_1, \tau_2)|$ 和 (d) m_{T2} 。

Figure 5-3 The distributions of relevant

kinematic variables from the pre-selection requirements in the Intermediate Wh analysis.

(a) shows the number of b -jet, (b) shows $m(\tau_1, \tau_2)$, (c) shows $|\Delta\phi(\tau_1, \tau_2)|$, and (d) shows m_{T2} .

表 5-6 Wh 过程的信号参考点。Table 5-6 The signal reference points for the Intermediate Wh analysis.

信号参考点, $m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0)$ [GeV]	信号截面 [pb]
(202.5, 72.5)	1.726134
(275.0, 75.0)	1.165122
(375.0, 0.0)	0.1580759

(1) m_{Tsum} : 末态信号对象 (e 或 μ 和双 τ_{had}) 的 m_T 标量和, m_{Tsum} 的上限和母粒子的质量相关。

(2) $m_{T(lep)}$: p_T 最高的 e 或 μ 的横质量。

最终由于本底事例统计量的限制, Wh 过程定义了两个不正交的信号区 (SR- Wh -LM、SR- Wh -HM) 同时作为的 discovery 和 exclusion SRs, 其中 SR- Wh -LM 用于寻找 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量较低区域和 NLSP-LSP 的质量压缩区域的信号, SR- Wh -HM 用于寻找 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量较高的区域, 他们的定义如表 5-8 所示。SR- Wh -LM (SR- Wh -HM) 将 $m(\tau_1, \tau_2)$ 的选择窗口进一步限制至 90 至 130 GeV (80 至 160 GeV), 使其更接近 h 的质量, 从而压低质量较低的 W+jets、Z+jets 和 top 过程。在

表 5-7 Wh 过程 “Cut and Count” 方法所用的扫描设置。Table 5-7 Cut combinations of ‘Cut and Count method’ for the Intermediate Wh analysis.

动力学变量	选择条件
$m(\tau_1, \tau_2)$	$\geq 40., 50., 60., 70., 80., 90., 100., 110. \text{ GeV}$
$m(\tau_1, \tau_2)$	$\leq 80., 90., 100., 110., 120., 130., 140., 150., 160. \text{ GeV}$
$m_{T2}^{\max}$	$\geq 30., 40., 50., 60., 70., 80., 90., 100., 110. \text{ GeV}$
$p_T(\tau_1)$	$\geq 20., 30., 40., 50., 60., 70., 80. \text{ GeV}$
$p_T(\tau_2)$	$\geq 20., 30., 40., 50. \text{ GeV}$
$m_T(\tau_1)$	$\geq 0., 20., 30., 40., 50. \text{ GeV}$
$m_T(\text{lep})$	$\geq 0., 20., 40., 60., 80., 100. \text{ GeV}$
$m_{T\text{sum}}$	$\geq 0., 300., 350., 400., 450., 500., 550. \text{ GeV}$
N_{TightTau}	$\geq 0, 1, 2$
$\Delta R(\tau_1, \tau_2)$	$\leq 2.0, 2.2, 2.3, 2.4, 2.5, 2.6., 3., 100.$

SR-Wh-HM 中，末态双 τ_{had} 夹角 $\Delta R(\tau_1, \tau_2) < 2.2$ 的限制可以压低误重建 τ 的贡献，因为误重建 τ 的喷注之间并没有动力学关联，角度分布更随机，分布更宽。同时为了进一步筛选信号过程， $m_{T2}^{\max}$ 在 SR-Wh-LM (SR-Wh-HM) 被进一步限制在不低于 100 (80) GeV。考虑到 SR-Wh-HM 针对的信号过程的 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量较高，所以末态粒子的能量也会较高，因此在 SR-Wh-HM 中利用 $m_T(\text{lep}) > 80 \text{ GeV}$ 和 $m_{T\text{sum}} > 450 \text{ GeV}$ 选择条件可以进一步提高信号显著性。

表 5-8 Wh 过程的信号区定义。Table 5-8 SR definitions of the Intermediate Wh analysis.

	SR-Wh-LM	SR-Wh-HM
触发器	Single e or μ trigger	
Medium τ 数量	≥ 2	
e/μ 数量	$= 1$	
τ_{had} Charge combination	OS	
b -jets 数量	$= 0$	
$ \Delta\phi(\tau_1, \tau_2) $	< 3	
$\Delta R(\tau_1, \tau_2)$	–	< 2.2
$m(\tau_1, \tau_2) [\text{GeV}]$	$\in [90, 130]$	$\in [80, 160]$
$m_{T2} [\text{GeV}]$	> 100	> 80
$m_{T,\ell} [\text{GeV}]$	–	> 80
$m_{T\text{sum}} [\text{GeV}]$	–	> 450

图 5-4、5-5 分别展示了 SR-Wh-LM 和 SR-Wh-HM 中各个变量的 N-1 分布，N-1 分布展示了施加除图上涉及变量外的其他信号区选择条件后，信号显著性随图上变量在不同选择条件下的分布。可以发现对于 SR-Wh-HM，本底模拟样本的统计量是不足的，这也是导致 SR-Wh-LM 和 SR-Wh-HM 并不正交的因素之一。每张分布图的下部分展示了图中动力学变量选取横坐标对应值作为选择条件时的信号显著性，可以发现 SR 的选择条件几乎都在显著性最高的位置。表 5-9 总结了各个信号区中 MC 样本的未经过纯本底拟合事例数。

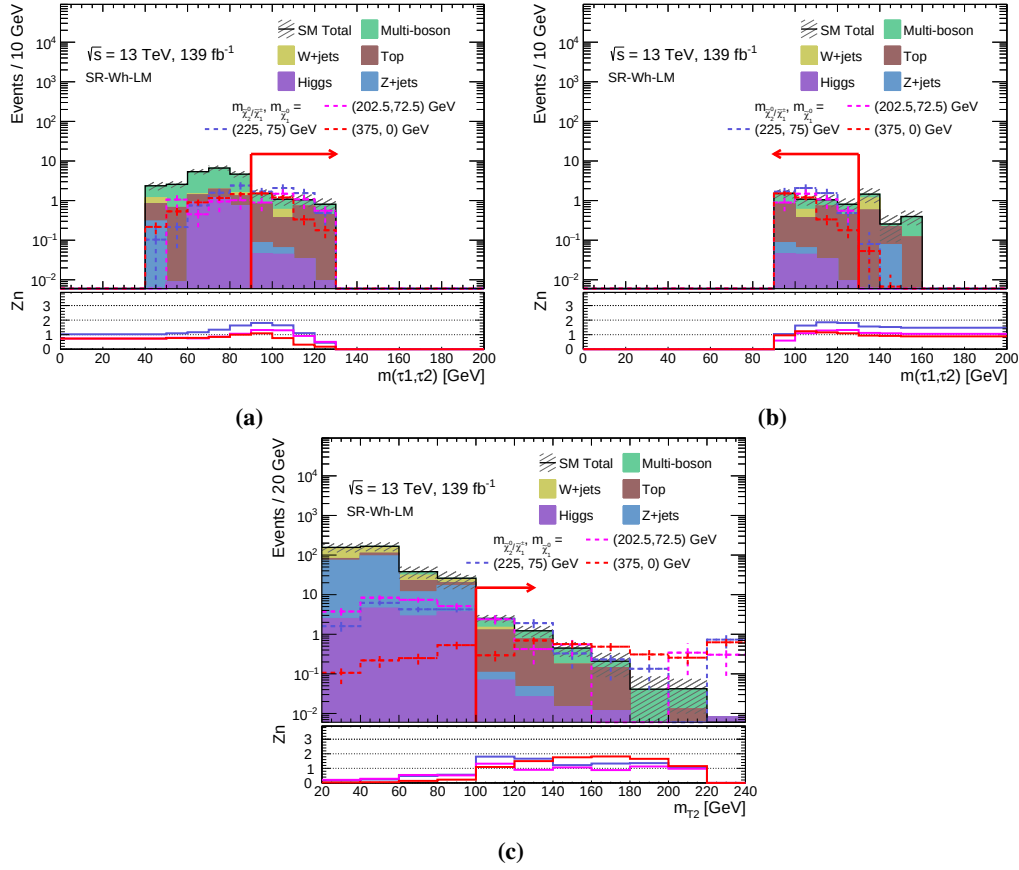


图 5-4 SR-Wh-LM 信号区定义的 N-1 分布。

除图上变量涉及的选择条件外，其他 SR-Wh-LM 的选择条件已全部考虑，图上变量的选择条件分别为：(a) $m(\tau_1, \tau_2)$ 下限的选择条件、(b) $m(\tau_1, \tau_2)$ 上限的选择条件和 (c) m_{T2} 下限的选择条件。

Figure 5-4 “N-1” distributions of relevant kinematic variables.

The distributions after SR-Wh-LM requirements, except the one on the shown variable, have been applied: (a) $m(\tau_1, \tau_2)$ lower cut, (b) $m(\tau_1, \tau_2)$ upercut, and (c) m_{T2} lower cut.

表 5-9 Wh 过程信号区的未进行本底拟合的事例数。

Table 5-9 Event yields in the Wh SRs. All SM background yields are before the background-only fit.

物理过程	SR-Wh-LM	SR-Wh-HM
Top	2.16 ± 0.60	0.16 ± 0.12
Multi-boson	1.87 ± 0.28	1.07 ± 0.16
W+jets	0.23 ± 0.22	0.062 ± 0.062
Higgs	0.131 ± 0.013	0.059 ± 0.0082
Z+jets	0.061 ± 0.030	0.030 ± 0.022
SM Total	4.45 ± 0.70	1.38 ± 0.21
$m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (202.5, 72.5) \text{ GeV}$	4.01 ± 0.80	-
$m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (225.0, 75.0) \text{ GeV}$	5.79 ± 0.82	-
$m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (375.0, 0) \text{ GeV}$	-	4.02 ± 0.33

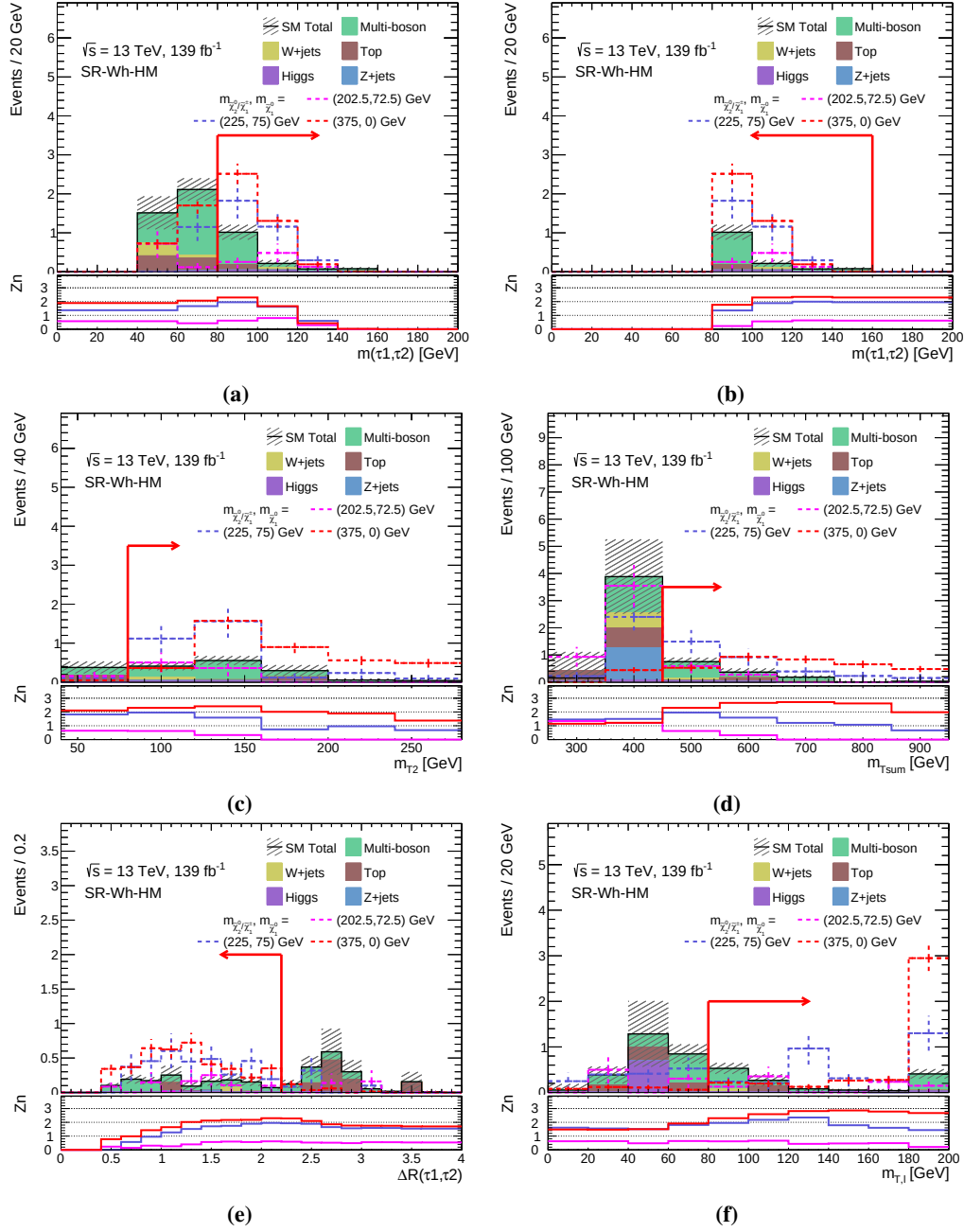


图 5-5 SR-Wh-HM 信号区定义的 N-1 分布。

除图上变量涉及的选择条件外，其他 SR-Wh-HM 的选择条件已全部考虑，图上变量的选择条件分别为：(a) $m(\tau_1, \tau_2)$ 下限的选择条件、(b) $m(\tau_1, \tau_2)$ 上限的选择条件、(c) m_{T2} 下限的选择条件、(d) m_{Tsum} 下限的选择条件、(e) $\Delta R(\tau_1, \tau_2)$ 上限的选择条件和 (f) $m_{T\ell}$ 下限的选择条件。

Figure 5-5 “N-1” distributions of relevant kinematic variables.

The distributions after SR-Wh-HM requirements, except the one on the shown variable, have been applied: (a) $m(\tau_1, \tau_2)$ lower cut, (b) $m(\tau_1, \tau_2)$ upper cut, (c) m_{T2} lower cut, (d) m_{Tsum} lower cut, (e) $\Delta R(\tau_1, \tau_2)$ upper cut, and (f) $m_{T\ell}$ lower cut.

5.4 本底估计

从表 5-9 可以看到, Wh 信号区内的主要本底是 multi-boson、top 夸克相关的过程和 W +jets, 多喷注误重建 τ_{had} 过程、 Z +jets 和 higgs 相关本底也有贡献。为了估计 MC 模拟性能较差的本底, 并进一步提高其余本底估计的准确度, Wh 分析对不同的本底过程共采用了三种不同的方法进行本底估计。 Wh 过程的末态为一个轻子与两个 τ_{had} , 根据轻子和 τ_{had} 的来源, 可以分为以下三类: (1) 轻子与两个 τ_{had} 均来自正确重建的物理对象 (Truth) 的本底 (不可约本底), 主要来源是 multi-boson 过程, 尤其是 WZ 玻色子同时产生的过程。此外, $t\bar{t}$ 、 Wt 和 Z +jets 过程也贡献了小部分不可约本底。(2) 末态包含正确重建的轻子与一个误重建的 τ_{had} (fake- τ_{had}), 误重建的 τ_{had} 的来源主要是喷注, 主要本底过程是 t 夸克 (Top) 相关过程, 少部分来自 Z +jets 和 multi-boson 过程。(3) 末态的两个 τ_{had} 均来自喷注误重建, 主要本底来源是 W +jets 过程。

对于第 (1) 类本底, 因为模拟正确重建的物理对象的精度较高, 本分析直接使用 MC 模拟样本, 并定义了验证区 (Validation region, VR) 以检验 MC 模拟的准确性。对于第 (2) 类本底, 本分析定义了由 top 过程为主要贡献的控制区 (Control region, CR) 进行本底估计, 通过控制区得到对 top 过程的修正参数, 并定义了 VR 进行验证。第 (3) 类本底的本底估计采用了数据驱动 (data-driven) 的 fake factor 方法, 定义了相应的 CR 和 VR。本底在信号区中的最终贡献将有本底拟合得到, 本文第 5.5.3 节详细了本文所用的本底拟合方法。

5.4.1 含有两个误重建 τ_{had} 本底的本底估计

Fake factor 方法的目标是利用未通过 medium 鉴别工作点的 fake- τ_{had} (anti-tau) 的分布信息进行外推以估计通过 medium 工作点的 fake- τ_{had} (medium-tau) 的分布。用于外推至 SR 的比值被称为转换因子 (transfer factor, TF), 在 fake factor 方法中记为 fake factor (FF)。为了估计包含两个 medium fake- τ_{had} 的过程, 需要在 anti-tau 含量较高的 CR 内定义如下三个区域以计算 FF: (1) p_T 最高和次高的 τ_{had} 均是 anti-tau (AA 区域); (2) p_T 最高的 τ_{had} 是 medium-tau 而次高的是 anti-tau (MA 区域); (3) p_T 最高和次高的 τ_{had} 均是 medium-tau (MM 区域); 因此, 计算 SR 中的 MM 类型本底的事例数 (N_{fakes}) 时, 会先对 AA 类型的本底 ($N_{\text{AA, fakes}}$) 中 p_T 最高的 τ_{had} 分布进行外推, 再对次高的 τ_{had} 外推, 外推所用的 FF 记为 $\text{FF}_{\tau 1}^{\text{CR}}$ 和 $\text{FF}_{\tau 2}^{\text{CR}}$:

$$N_{\text{fakes}} = N_{\text{AA, fakes}} \times \text{FF}_{\tau 1}^{\text{CR}} \times \text{FF}_{\tau 2}^{\text{CR}} \quad (5-2)$$

其中 FF 的计算方式为:

$$\text{FF}_{\tau 1}^{\text{CR}} = \frac{N_{\text{data, MA}} - N_{\text{MC, MA}}^{\geq 1 \text{ truth tau}}}{N_{\text{data, AA}} - N_{\text{MC, AA}}^{\geq 1 \text{ truth tau}}} \quad (5-3)$$

$$FF_{\tau 2}^{CR} = \frac{N_{\text{data,MM}} - N_{MC,MM}^{\geq 1 \text{ truth tau}}}{N_{\text{data,MA}} - N_{MC,MA}^{\geq 1 \text{ truth tau}}} \quad (5-4)$$

其中 N_{data} 为实验数据 (Data), $N_{MC}^{\geq 1 \text{ truth tau}}$ 表示至少包含一个 truth τ_{had} 的 MC 模拟本底样本事例数, 所以计算 FF 时完全去除了包含 truth τ_{had} 的本底的影响。

Wh 过程的 FF 在 W+jets 过程为主的控制区 FFCR-Wh 内计算。除了 W+jets 过程, FFCR-Wh 内的 top 过程的事例数占比约为 6% 至 7%。为了使 SR 的本底估计更准确, FFCR-Wh 的定义与 SR 类似, 但为了提高 anti-tau 含量, 要求两个 τ_{had} 的电荷种类相同, 并降低了部分变量的要求。此外, 为了验证 FF 的准确性, Wh 分析还定义了检验区 FFVR-Wh。FFVR-Wh 的定义与 SR-Wh-LM 一致, 但放宽了 $m(\tau_1, \tau_2)$ 和 m_{T2}^{max} 的选择条件以提高统计量。FFCR-Wh 和 FFVR-Wh 的定义如表 5-10 所示。

表 5-10 Wh 过程的 fake factor 方法所用的控制区和检验区的定义。
Table 5-10 The definition of the fake factor control and validation regions.

FFCR-Wh	FFVR-Wh
≥ 2 very loose τ (SS)	≥ 2 medium τ (OS)
$m(\tau_1, \tau_2) > 20 \text{ GeV}$	$40 < m(\tau_1, \tau_2) < 160 \text{ GeV}$
$m_{T2}^{\text{max}} > 20 \text{ GeV}$	$m_{T2}^{\text{max}} > 30 \text{ GeV}$
b -jet veto	
$ \Delta\phi(\tau_1, \tau_2) < 3$	
$= 1$ signal light lepton (e or μ)	

本分析参数化 τ_{had} 主要依赖于三个独立变量, 他们分别是 p_T 、 η 和 prong 数量。考虑到选取的变量需使 τ_1 、 τ_2 的 FF 对变量的依赖性较高, τ_1 采用 p_T 分 bin, τ_2 采用 η 分 bin, bin 的宽度也因统计量的限制而进行了优化。同时考虑到误重建为 τ_{had} 的喷注来源有夸克 (q) 和胶子 (g) 等不同的物理对象, 所以可以将喷注类型作为新的独立参数。因为统计量的限制, 最终将 FFCR-Wh 和 SR 内 fake- τ_{had} 的喷注类型的事例数比例 (q/g) 作为 FF 的系统误差, 结果表明 W+jets 的 q/g 的差别在统计误差范围内, top 过程的 q/g 差别在 20% 以内。通过在 FFCR-Wh 中计算 FF, 最终发现 1-prong τ_{had} 的 FF 在 0.4 左右, 3-prong 的 FF 在 0.1 左右, 他们在各 bin 的中心值与误差如图 5-6 所示, 其中 FF 的系统误差包含统计误差和 MC 样本中 $N_{MC}^{\geq 1 \text{ truth tau}}$ 部分的系统误差。由于拟合策略的限制, MC 样本中 $N_{MC}^{\geq 1 \text{ truth tau}}$ 部分的系统误差采用了保守估计, 因为 SR 最后的系统误差约为 30%, 所以本研究采用了 30% 的相对误差作为系统误差。

在得到完整的 FF 后, 本分析还使用验证区 FFVR-Wh 检验 FF 的准确性, 图 5-7 展示了 FFVR-Wh 内 τ_{had} 的 p_T 与 m_{T2} 分布, 其中灰色的直方图来自 fake factor 本底估计, 可以发现实验数据和本底估计的结果相符。由于 fake factor 方法估计了误重建 τ_{had} 的贡献, 所以其余本底的 MC 模拟样本均要求事例中至少含有一个 Truth τ_{had} 以避免于 fake factor 估计的本底重叠。

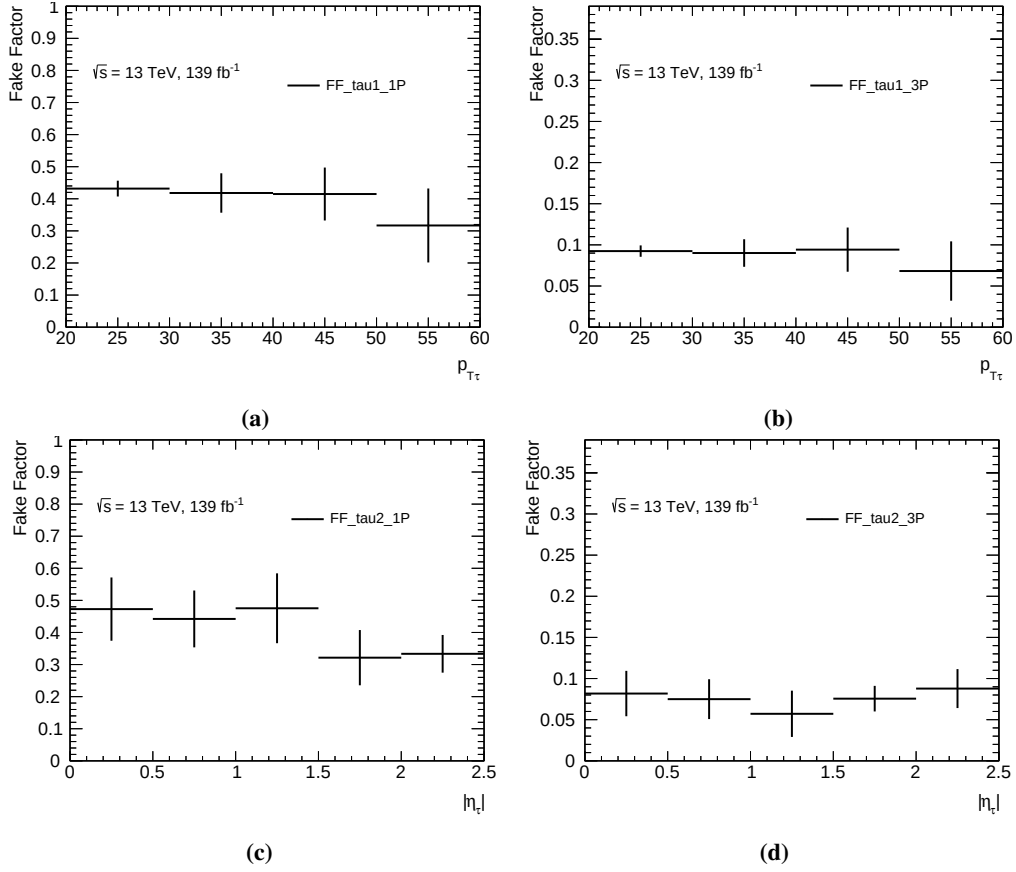


图 5-6 Wh 过程 Fake factor 的参数和误差的分布。

其中 (a) 为 p_T 最高的 1-prong τ_{had} p_T , (b) 为 p_T 最高的 3-prong τ_{had} p_T , (c) 为 p_T 次高的 1-prong τ_{had} $|\eta|$, (d) 为 p_T 次高的 3-prong τ_{had} $|\eta|$ 。

Figure 5-6 The Fake Factors and uncertainties.

The Fake Factors and uncertainties as a function of (a) 1-prong leading τ_{had} p_T , (b) 3-prong leading τ_{had} p_T , (c) 1-prong sub-leading τ_{had} $|\eta|$, and (d) 3-prong sub-leading τ_{had} $|\eta|$ for the Intermediate Wh analysis.

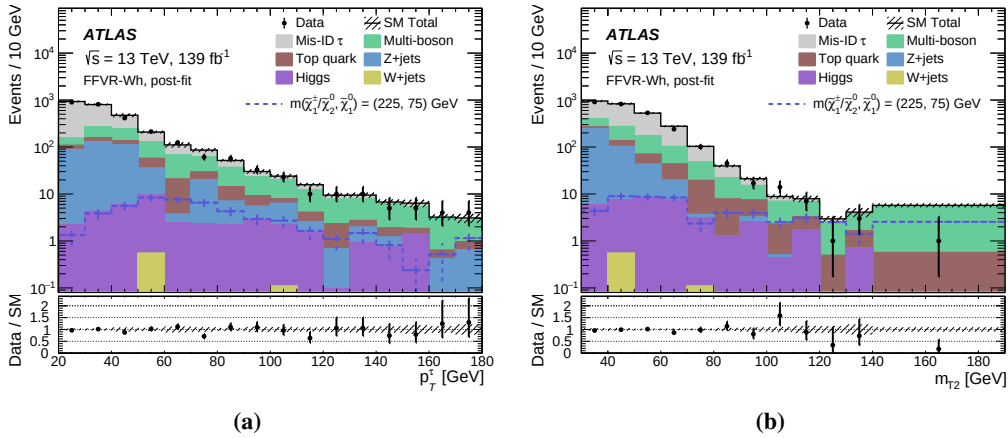


图 5-7 FFVR-Wh 中 τ_{had} p_T (a) 与 m_{T2} (b) 经过纯本底拟合后的分布。

Figure 5-7 The post-fit distributions of (a) τ_{had} p_T and (b) m_{T2} in FFVR-Wh region.

5.4.2 Top 夸克过程的本底估计

Top 夸克过程是 SR-Wh-LM 中占比次高的本底，主要来自 $t\bar{t}$ 过程，其中一个 t 夸克衰变产生的 W 玻色子衰变至一个轻子，另一个 t 夸克衰变至 τ_{had} ，同时一个喷注被误重建为 τ_{had} 。Top 过程主要通过 MC 模拟样本获得，为了更加准确地估计 top 过程，本分析在 top 过程含量较高的控制区 TCR-Wh 中得到修正参数 (Scale factor, SF)，同时建立控制区 TVR-Wh 验证 SF 的合理性。TCR-Wh 和 TVR-Wh 的定义接近于 SR 的定义，为了提高 top 过程的统计量，SR 中的 b -jet veto 被替换为 $1 \leq N_{b\text{-jets}} \leq 2$ ，移除了末态两个 τ_{had} 电荷异号的要求，同时 $m(\tau_1, \tau_2)$ 的质量窗口要求也被放宽至 40 GeV 至 160 GeV。为了降低其他本底过程的含量以进一步提升 top 过程的含量， m_{Tsum} 的要求提高至 250 GeV。表 5-11 展示了 TCR-Wh 与 TVR-Wh 的定义，top 过程的含量分别约为 73% 和 81%。图 5-8 分别展示了拟合前的 TCR-Wh 的 m_{T2} 分布和施加 SF 后的 TVR-Wh 的 m_{T2} 分布，可以发现实验数据与标准模型过程符合得很好。

表 5-11 TCR-Wh 与 TVR-Wh 的定义。
Table 5-11 Definitions of TCR-Wh and TVR-Wh.

TCR-Wh	TVR-Wh
= 1 light lepton (e or μ)	
≥ 2 medium τ	
$40 < m(\tau_1, \tau_2) < 160$ GeV	
$1 \leq N_{b\text{-jets}} \leq 2$	
$\Delta\phi(\tau_1, \tau_2) < 3$	
$m_{\text{Tsum}} > 250$ GeV	
$20 \text{ GeV} < m_{\text{T2}}^{\text{max}} < 80 \text{ GeV}$	$m_{\text{T2}}^{\text{max}} > 80 \text{ GeV}$

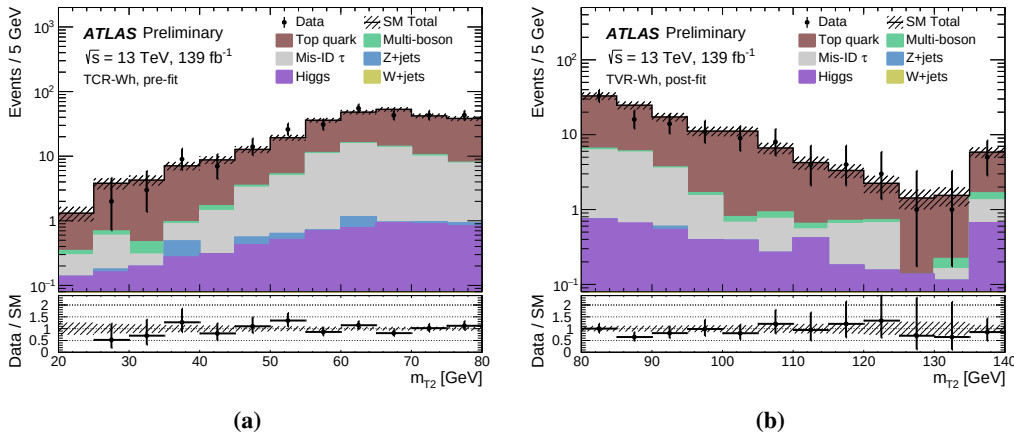


图 5-8 (a) TCR-Wh 未经纯本底拟合的和 (b) TVR-Wh 经过纯本底拟合后的 m_{T2} 分布。
Figure 5-8 The m_{T2} distributions of (a) pre-fit TCR-Wh and (b) post-fit TVR-Wh.

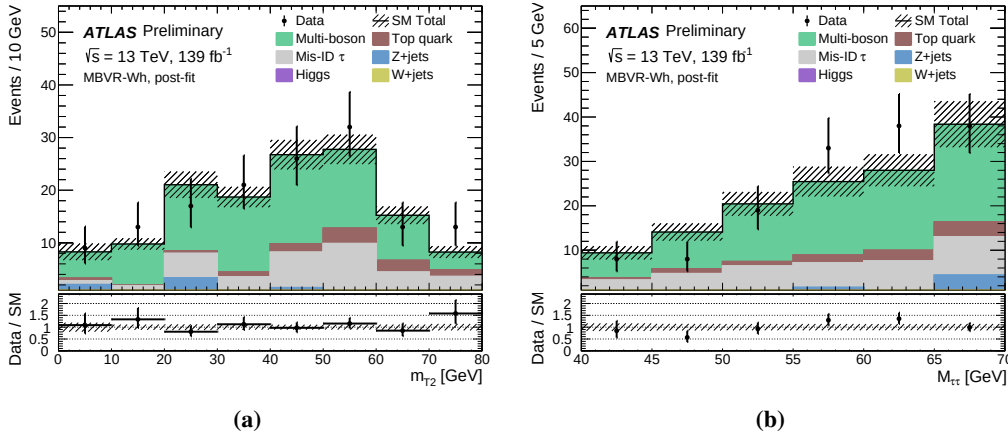
5.4.3 Multi-boson 过程的本底估计

Multi-boson 过程是 SR 的主要本底之一，主要来源是 WZ 玻色子衰变至单轻子和两个 τ_{had} 。此外，SR-Wh-LM 中也有少部分的 multi-boson 的贡献来自 WW

或者 ZZ 玻色子产生过程，其中包含一个误重建的 τ_{had} 。Multi-boson 的本底估计主要使用 MC 模拟样本，因此本分析定义了验证区 $MBVR\text{-}Wh$ 对其进行验证。为了增加 multi-boson 过程的含量并与 SR 统计学正交 (Orthogonal)，考虑到 W 、 Z 玻色子质量较低而 m_{T2} 上限为 W 、 Z 的质量，所以 $m(\tau_1, \tau_2)$ 窗口选择在 40 GeV 至 70 GeV 之间， m_{T2} 选择为 $m_{T2} < 80$ GeV。为了压低 W +jets 和 Z +jets 过程， $MBVR\text{-}Wh$ 对 p_T 次高的 τ_{had} 还要求 $p_{T\tau_2} > 30$ GeV，这个选择条件可以降低包含喷注误重建 τ_{had} 的过程。为了进一步降低 Z +jets 过程的影响，轻子的横质量需要高于 70 GeV。表 5-12 总结了 $MBVR\text{-}Wh$ 的定义，其内 multi-boson 过程的含量约为 61%。图 5-9 展示了 m_{T2} 和 $m(\tau_1, \tau_2)$ 分布，可以发现实验数据和 SM 过程符合程度很好。

表 5-12 $MBVR\text{-}Wh$ 的定义。Table 5-12 Definition of $MBVR\text{-}Wh$.

$MBVR\text{-}Wh$
$= 1 \text{ light lepton } (e \text{ or } \mu)$
$\geq 2 \text{ medium } \tau \text{ (OS)}$
$40 \text{ GeV} < m(\tau_1, \tau_2) < 70 \text{ GeV}$
$p_{T\tau_2} > 30 \text{ GeV}$
$m_{T,\ell} > 70 \text{ GeV}$
$m_{T2} < 80 \text{ GeV}$
$b\text{-jet veto}$
$ \Delta\phi(\tau_1, \tau_2) < 3$

图 5-9 $MBVR\text{-}Wh$ 的 (a) m_{T2} 和 (b) $m(\tau_1, \tau_2)$ 经过纯本底拟合后的分布。Figure 5-9 The (a) m_{T2} and (b) $m(\tau_1, \tau_2)$ distributions of $MBVR\text{-}Wh$.

5.5 系统误差分析

实验的系统误差有多个来源，主要有来自物理对象重建的实验误差，积分亮度的误差，SM 和信号模拟的理论误差，以及本底估计方法带来的误差，其中 fake factor 方法的误差在 5.4.1 中已经介绍，本章不再重复，本章主要介绍 Wh 过程其余部分的系统误差。

5.5.1 实验误差

本分析所用的实验误差使用 ATLAS 实验官方推荐的实验误差估计方法，按照物理对象的不同，具体误差来源也不一致：

- e 、 μ 的误差包含能量刻度与能量分辨率的误差，鉴别效率、重建效率和孤立度要求带来的误差，触发器的效率与修正的误差。
- τ_{had} 的误差包括 jet 种子的能量刻度和 jet 种子的重建与鉴别的误差，区分电子算法带来的误差， τ_{had} 的重建、鉴别和刻度的误差。
- **jets**、 **b -jets** 的误差主要来源是 jet 的能量刻度与能量分辨的误差，同时还包括 JVT 重建的误差。此外， **b -jets** 的误差还包含 **b -tagging** 算法的误差。
- $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 的误差包含两个部分，一部分是重建 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 时的物理对象的误差被传递至 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 的重建，另一部分是 soft-term 的误差，这部分的误差包含能量刻度与分辨率的误差。
- **积分亮度**的误差主要由前端探测器提供，ATLAS 实验 Run-2 期间的相对误差为 $\pm 1.7\%$ 。
- **堆积效应**的误差源于将参数 $\langle \mu \rangle$ 的误差传递至事例的权重。

5.5.2 理论误差

理论误差包含本底和信号的理论误差两部分，他们的主要通过计算在各个 region 内分析采用的 MC 样本 (nominal sample, Nom) 和作为误差的 MC 样本 (variation sample, Var) 的接受度 (acceptance, Acc) 的相对差别来确定的：

$$\sigma_{\text{Var}} = \frac{\text{Acc}_{\text{Nom}} - \text{Acc}_{\text{Var}}}{\text{Acc}_{\text{Nom}}} \quad (5-5)$$

对于定义了控制区的过程，由于进行本底拟合时，在控制区拟合得到的 Scale factor (SF) 会传递到信号区中，所以计算控制区内的理论误差时会计算好传递至 scale factor 的理论误差从而提高拟合的效率，计算公式如下：

$$\sigma_{\text{SF}} = \frac{\text{Acc}_{\text{SR,Var}}}{\text{Acc}_{\text{SR,Nom}}} \cdot \frac{\text{Acc}_{\text{CR,Nom}}}{\text{Acc}_{\text{CR,Var}}} - 1 \quad (5-6)$$

不同 SM 过程本底的产生子和模拟方法带来的误差种类各不相同，除了下面所列举的理论误差外，所有直接采用 MC 模拟样本进行估计的 SM 本底过程均考虑了反应截面的误差：

- **multi-boson** 的理论误差包含：(1) ME 计算依赖的 μ_R (Renormalisation scale)、 μ_F (Factorisation scale) 和 μ_{R+F} (同时改变 μ_R 和 μ_F)；(2) PDF 的误差，通过选取 100 个不同的 PDF 变化对事例造成的最大偏差作为误差；(3) 初态演化常数 α_S 对事例权重的影响；(4) Matching and Merging Schema 的 CKKW 误差，检查不同的 Matching and Merging 能量参数的 MC 样本在信号区内的变化；(5) QSF 误差：计算胶子辐射采用的 resummation 的误差；(6) CSS_KIN：PS 方法的

反冲效应 (Recoil scheme) 的误差。

- **W+jets/ Z+jets** 的理论误差与 multi-boson 的类似, 除了 CKKW 和 QSF 的计算方法采用的是物理模型研究组给出的参数化估计误差的方法。

- **$t\bar{t}$ / single top / $t\bar{t}V$** : (1) ISR 误差和 FSR 的误差, 通过比较使用不同参数的样本得到; (3) PDF 的误差, 通过选取 30 个不同的 PDF 变化对事例造成的最大偏差作为误差; (4) Wt 过程的干涉, 通过研究 DR schemes 和 DS schemes 的不同的 MC 样本计算; (5) 强散射和强子化误差, 各自分别通过对比不同的 MC 样本计算。

- **$t\bar{t}h$** 的理论误差与 $t\bar{t}$ 过程的类似, 唯一不同是因为样本限制没有考虑 PDF 误差。

信号的理论误差包含信号反应截面的误差和如下这四个部分: (1) PDF 的误差来自 100 个不同的 PDF 变化; (2) μ_R 和 μ_F 的误差; (3) Matching and Merging Schema 误差; (4) 初态/末态辐射的误差。

5.5.3 纯本底拟合与系统误差

为了检验本底估计和误差估计的合理性, 在进行包含信号样本的拟合前, 物理分析会先进行纯本底拟合 (Background-only fit)。纯本底拟合使用的输入数据为控制区内的真实实验数据, 只考虑 SM 本底过程, 忽略信号的在各个区的贡献。信号区被作为验证区, 根据分析的不同阶段信号区的实验数据可能是揭盲后的真实实验数据。拟合采用的方法是最大似然拟合 (Profile likelihood fit), 使用了 HistFitter 软件 [139]。拟合中使用高斯分布 G 模型化系统误差, 高斯分布的宽度为拟合前的系统误差的大小, 最终可以得到似然函数的表达式:

$$L(n, \theta^0 | \mu, k, \theta) = \prod_{\text{bin-}i} P(n_i | \mu \cdot S_i(\theta) + k \cdot B_i(\theta) + B_i'(\theta)) \times \prod_{\text{syst-}j} G(\theta_j^0 | \theta_j, \Delta\theta) \quad (5-7)$$

其中 P 是泊松分布, n_i 为第 i 个 bin 观测到的事例数, μ 用于衡量信号强度, 在纯本底拟合中设为 0, S_i 为信号的事例数, k 代表 SF, $B_i^{(r)}$ 为 (不) 包含 SF 修正的本底事例数, 而 G 为描述系统误差高斯分布, 其中 θ^0 为系统误差的误差中心值, $\Delta\theta$ 是系统误差的大小 (高斯分布的宽度), 统计误差也被作为独立的高斯分布。纯本底拟合的结果是通过最大化似然函数得到的。

Wh 研究中定义了控制区 TCR-Wh, 通过纯本底拟合后得到的 SF 为 1.00 ± 0.14 。图 5-10 展示了除控制区 TCR-Wh 以外的各个区中 SM 本底的分布, 图上的蓝色虚线为质量参数为 (225,75) GeV 的信号点, 可以发现本底预期值和实验观测值在各个验证区内符合得很好。

表 5-13 展示了纯本底拟合后信号区中主要系统误差的相对大小, 可以发现在这两个信号区中, 统计误差是主要误差之一。此外, multi-boson 过程的理论误差也是这个两个信号区的主要误差之一, 一部分原因是 multi-boson 过程在信号区中含量较高, 另一部分原因是计算 multi-boson 理论误差的 MC 样本统计量

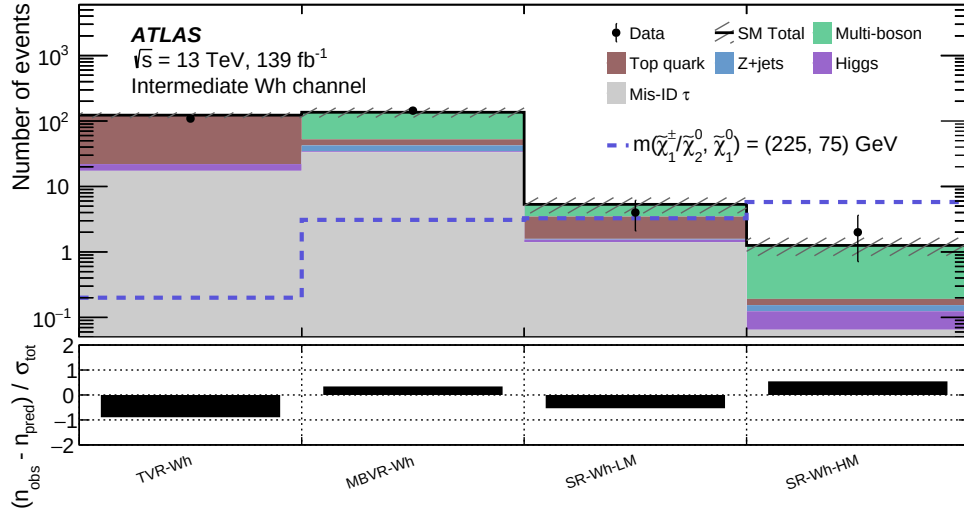


图 5-10 Wh 过程中，实验数据与 SM 本底估计在 $TVR-Wh$ 、 $MBVR-Wh$ 和 SR 中通过纯本底拟合后的分布和比较，其中误差部分包含了全部的系统误差。

Figure 5-10 Comparison of the observed and expected event yields in the $TVR-Wh$, $MBVR-Wh$, and two SRs after the background-only fit, where the hatched band represents the combined statistical and systematic uncertainties of the total SM background.

有限、统计误差较大，尤其是 $SR-Wh-HM$ 。其次是喷注的能量分辨和 τ_{had} 的能量刻度与鉴别效率的系统误差，这是因为信号区的定义非常依赖于 τ_{had} 的重建，而 τ_{had} 的重建与喷注的重建密切相关。此外， E_T^{miss} 的系统误差也不可忽视，信号区的定义依赖于 E_T^{miss} 变量。积分亮度的误差在两个信号区中也有不低的贡献。最后，可以注意到 top 相关的误差以及与之相关联的 b -tag 的误差在 $SR-Wh-LM$ 中较高，这是因为 $SR-Wh-LM$ 中 top 过程事例数较高。

表 5-13 $SR-Wh-LM$ 和 $SR-Wh-HM$ 中的主要的系统误差。

Table 5-13 The dominant systematics in $SR-Wh-LM$ and $SR-Wh-HM$.

系统误差	SR-Wh-LM	SR-Wh-HM
总系统误差	26.6%	30.4%
统计误差	14.1%	13.5%
Multi-boson 的喷注 modelling 理论误差	7.1%	21.8%
Top 理论误差	4.6%	<1.0%
Factor factor 误差	11.1%	2.5%
Top SF 误差	5.0%	<1.0%
E_T^{miss} 系统误差	2.5%	7.4%
b -jet 标记系统误差	7.6%	1.5%
Jet 能量分辨系统误差	17.6%	9.7%
τ_{had} 能量刻度	1.7%	8.6%
τ_{had} 鉴别效率	1.2%	2.9%
积分亮度误差	1.1%	1.6%

5.6 实验结果

本节将介绍本研究的实验结果，为了检验信号区中是否存在超出标准模型过程，本研究进行了无模型依赖拟合，并给出了超出标准模型过程在信号区的截面上限，为了检验 SUSY 过程和实验数据的兼容情况，本文进行了模型依赖拟合，并给出了相关的质量排除限。

5.6.1 无模型依赖拟合

无模型依赖拟合 (model-independent fit) 使用了纯本底拟合得到的 SR 内的 SM 本底预期值，通过对比 SM 本底的预期值和实验观测到的实验数据，检验信号区中是否有超出标准模型的信号事例数。为了确定超出标准模型过程存在的概率，需要定义似然函数比 (profile likelihood ratio, PLR):

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\theta}_\mu)}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (5-8)$$

其中分母部分为已经最大化的似然函数，分子部分的信号强度 μ 是自由参数。PLR 的检验统计量定义为 $t_\mu = -2 \ln \lambda(\mu)$ 。在确定检验统计量 t_μ 后，p-value 可以表示为：

$$p = \int_{t_\mu}^{\infty} f(t_\mu) dt_\mu \quad (5-9)$$

其中 t_μ 的分布函数 $f(t_\mu)$ 在事例数较多时 (≥ 10) 可以采用自由度为一的 χ^2 检验，在事例数较低时应采用使用 Toy model 根据事例数分布的概率密度函数产生假数据点计算检验统计量的分布。由此得到显著性 Z 为 $Z = \Phi^{-1}(1 - p)$ ，其中 Φ 是正态分布的分位函数 (quantile of the normal distribution)。

无模型依赖拟合的假设 (Hypothesis) 是信号的贡献为 0，即： $p(\mu = 0)$ (p_0)，所以 p_0 越小，不存在信号的概率越低，超出标准模型过程的存在概率越高。表 5-14 总结了信号区的 p_0 、观测到的实验数据和 SM 本底预期值。其中预期值的事例数为纯本底拟合后的结果。可以发现在各个信号区中，观测数据和 SM 预期值符合程度很好，表中还给出了 95% 置信度下超出标准模型的信号的截面上限 (σ_{vis}^{95})。

5.6.2 模型依赖拟合

模型依赖拟合 (model-dependent fit) 的假设是信号存在 (p_{s+b})，并定义置信度 $\text{CLs} = p_{s+b}/p_0$ 。模型依赖拟合考虑了各个信号模型在 SR 内的事例数，结合信号强度 μ 对模型进行假设检验，SM 本底的 SF 与 μ 同时进行拟合。如果一个信号模型的信号强度 $\mu \geq 1$ 的假设在 95% 的置信度下被排除，则信号模型被排除 [140]。

由于 SR 中并没有显著超出标准模型的现象，本分析计算了 SR-Wh-LM 和 SR-Wh-HM 在 95% 置信度下的质量排除限。由于 SR-Wh-LM 和 SR-Wh-HM 的定

表 5-14 SR-Wh-LM 和 SR-Wh-HM 中的观测数据和预期值。

Table 5-14 Observed and expected numbers of events in SR-Wh-LM and SR-Wh-HM. The one-sided p_0 -values, and the observed and expected 95% CL upper limits on the visible non-SM cross-section (σ_{vis}^{95}) from the model-independent fit are given. Values of $p_0 > 0.5$ are truncated to $p_0 = 0.5$.

SM process	SR-Wh-LM	SR-Wh-HM
Multi-boson	1.85 ± 0.5	1.1 ± 0.4
Misidentified processes	1.4 ± 0.6	0.06 ± 0.03
Top quark	1.9 ± 0.6	$0.04^{+0.06}_{-0.04}$
Z+jets	0.05 ± 0.02	0.03 ± 0.01
Higgs	$0.13^{+0.99}_{-0.13}$	0.06 ± 0.02
SM total	5.3 ± 1.4	1.3 ± 0.4
Observed	4	2
$m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (225, 75) \text{ GeV}$	5.8 ± 1.5	3.3 ± 0.9
p_0	0.5	0.3
Expected $\sigma_{\text{vis}}^{95} [\text{fb}]$	0.05	0.03
Observed $\sigma_{\text{vis}}^{95} [\text{fb}]$	0.04	0.03

义不是正交的, 所以最终的排除限选择每个 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Wh$ 模型在两个信号区中预期显著性较大的, 图 5-11展示了质量排除限, 可以发现 SR-Wh-LM 和 SR-Wh-HM 针对的质量范围不同。最终, 当 LSP 质量为 0 时, 本分析排除了 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量低于 330 GeV 的区域。

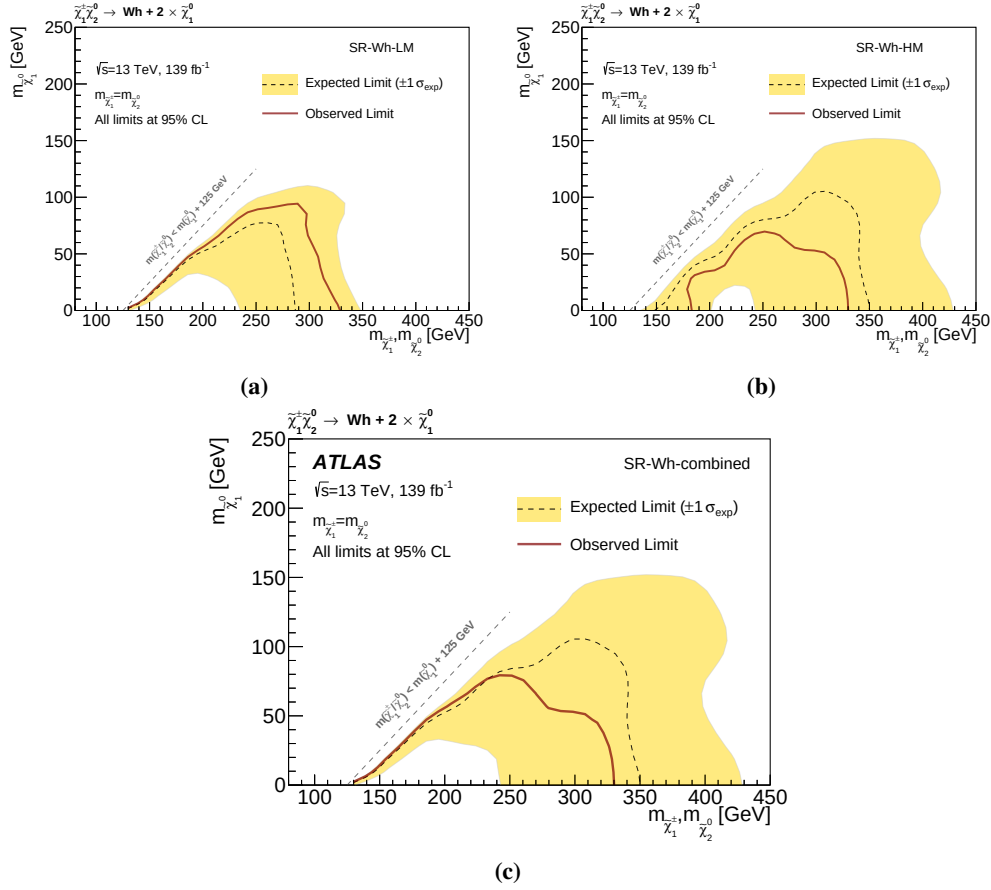


图 5-11 95% 置信度下 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 Wh 衰变的质量排除限。

- (a) 只考虑 SR-Wh-LM; (b) 只考虑 SR-Wh-HM; (c) SR-Wh-LM 和 SR-Wh-HM 联合排除限, 联合排除限利用了预期显著性更大的信号区。

Figure 5-11 The 95% CL exclusion

contours for simplified models of $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ production decaying via an intermediate Wh .

- (a) SR-Wh-LM, (b) SR-Wh-HM, and (c) the combined contour where the best expected limits for SR-Wh-LM and SR-Wh-HM are used. The solid (dashed) lines show the observed (expected) exclusion contours. The band around the expected limit shows the $\pm 1\sigma$ variations, including all uncertainties except theoretical uncertainties in the signal cross-section.

5.7 本章小结

本研究利用 ATLAS 实验 Run2 期间完整的实验数据研究了 Gaugino 成对产生并通过 W 、 h 衰变至单轻子双陶子末态的过程, 本分析定义的信号区对所有相似的、末态为 $1\ell 2\tau_{\text{had}}$ 的新物理过程均有一定的灵敏度。由于信号区中未观测到明显超出标准模型的现象, 所以本分析给出了 95% 置信度下各个信号区的超出标准模型信号接收度 $\times$ 截面的上限, 新物理过程在 SR-Wh-LM (SR-Wh-HM) 的接收度 $\times$ 截面应低于 0.04 fb (0.03 fb)。同时, 在简化模型的假设下, 本分析给出了 $m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$ 质量参数空间排除限, 当 LSP 质量为 0 时, 本分析排除了 $m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0)$ 低于 330 GeV 的区域, 这是 ATLAS 实验首次给出此过程的排除限。

第 6 章 双陶子末态 gaugino 粒子的寻找

本章介绍 ATLAS 实验上使用 Run2 期间 139 fb^{-1} 的实验数据对 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ 产生过程通过 $\tilde{\tau}$ 或 $\tilde{\nu}_\tau$ 衰变到至少两个 τ_{had} 末态的寻找。

6.1 研究动机和信号模型

本分析的信号模型如图 6-1 所示，这两个过程均源于 R 宇称守恒的简化模型。图 6-1(a) 和 6-1(b) 分别展示了 gaugino 通过 $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau$ 中间态衰变的两个过程，以下统称为“Stau 过程” (Intermediate Stau analysis)。本分析的实验动机与第 5.1 章的研究基本一致。本研究是 gaugino 对产生过程，产生截面比 slepton 产生过程相对要高；在一些模型中，第三代 slepton ($\tilde{\tau}$) 比第一、二代 slepton ($\tilde{\ell}$) 更轻 [141]，因而可以通过 $\tilde{\tau}$ 中间态研究质量相对较低的 gaugino 粒子；此外，质量较低的 gaugino 和 $\tilde{\tau}$ 可以解释缪子反常磁矩实验观测到的超出 [129]，而且该研究提供与宇宙观测值自洽的暗物质候选者。因而本分析研究过程具有很强的物理动机和意义。

ATLAS 实验在 Run1 阶段和 Run2 初期对 gaugino 对产生过程进行过寻找，并未发现明显超出标准模型的实验现象，给出了 95% 置信度下的质量排除限 [142–144]。如果 LSP 的质量为 0， $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ 产生过程中， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 质量低于 630 GeV 的参数空间被排除，在 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 成对产生过程中， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 质量在 760 GeV 以下的区域被排除 [144]。与此同时，CMS 实验使用完整的 Run2 实验数据对 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 $\tilde{\tau}$ 衰变的过程进行了寻找，gaugino 质量排除限达到了 980 GeV [145]。可以发现 ATLAS 实验排除限距离 TeV 量级仍有较大空间，所以使用完整的 ATLAS Run2 实验数据进行寻找十分重要。此外，相比于之前的研究，本次研究考虑了同号陶子的末态，可以有效提高质量压缩区域的信号灵敏度，本次研究还采用了基于 RNN 模型的 τ_{had} 鉴别工作点，大幅提升了 τ_{had} 的重建效率并压低了相关本底。

在本研究中，为了简化模型所需参数，对于中间态 $\tilde{\tau}$ 与 $\tilde{\nu}_\tau$ ，其衰变分支比分别固定为 $B(\tilde{\tau} \rightarrow \tau \tilde{\chi}_1^0) = B(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \nu \tilde{\chi}_1^0) = 1$ ，最终， $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ 过程末态包含两个 τ_{had} 、两个 ν_τ 和一对 LSP， $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 的末态包含三个（一个） τ_{had} 、一个（三个） ν_τ 和一对 LSP，本章主要研究末态至少有两个 τ_{had} 的过程。在质量参数方面， $\tilde{\nu}_\tau$ 、 $\tilde{\tau}_L$ 和 $\tilde{\tau}_R$ 是质量简并的，并且满足质量条件： $m(\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau) = [m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0) + m(\tilde{\chi}_1^0)]/2$ 。本分析选取的信号模型的 $\tilde{\chi}_1^0$ 质量范围为 0 至 800 GeV， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 质量范围为 100 至 1500 GeV。其余超对称粒子的设置与 Wh 过程一致，均为去耦合状态。图 6-2 展示了具体的信号质量参数分布。考虑到 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 是 wino 型，而且 $\tilde{\tau}$ 和 $\tilde{\nu}_\tau$ 的质量一致，所以进行如下简化： $B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau} \nu) = B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \tau) = B(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau} \tau) = B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \nu) = 0.5$ 。信号样本的相互作用截面计算同样使用了 RESUMMINO 框架，利用了 CTEQ6.6 和 MSTW2008nlo90cl 的 PDF，得到了 NLO+NNL 的精度。

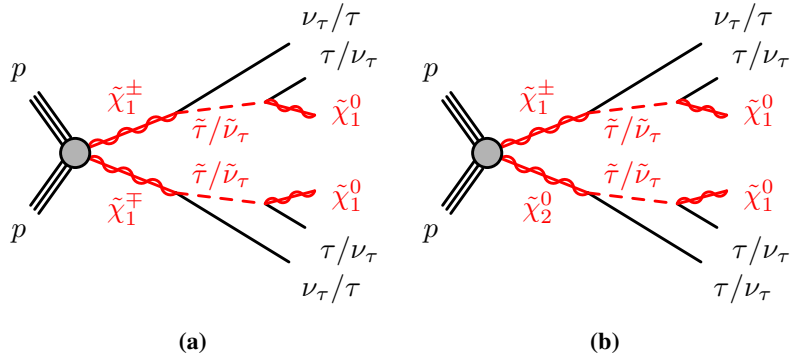


图 6-1 Gaugino 对产生并通过 $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau$ 衰变的示意图。

(a) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 通过 $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau$ 衰变过程，(b) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 通过 $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau$ 衰变过程。

Figure 6-1 Representative diagrams of Gaugino pair productions via $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau$ decay.

(a) shows $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ and (b) shows $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$.

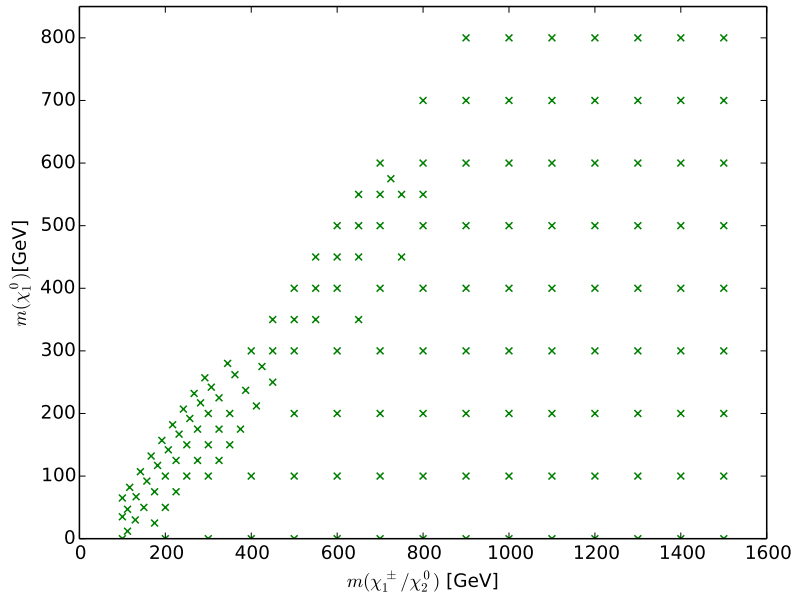


图 6-2 信号点质量参数分布。

Figure 6-2 The mass grid of the signal points.

6.2 事例重建和选择

Stau 过程的物理对象重建、事例重建和去重合过程与 Wh 过程一致，可参考第 5.2.1 章，本章不再赘述。但 Stau 过程的触发器选择与 Wh 过程完全不同。

对于 Stau 过程，由于 τ_{had} 的重建需要喷注的参与，而 LHC 上事例的喷注数量较高，所以针对 $\text{di-}\tau_{\text{had}}$ 未压缩 (un-prescale) 触发器的阈值通常较高，因此降低了事例选择效率。同时，考虑到 Stau 信号点的质量范围较大，不同信号点的 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 分布峰值的变化很大，所以 Stau 过程同时采用了基于两个 τ_{had} 高横动量要求的 asymmetric di- τ 触发器和基于高 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 要求的 di- $\tau + E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 触发器以提高信号的选择效率。表 6-1 总结了这两个触发器历年采用的触发阈值要求，可以发现这两个触发器针对了不同的末态动力学相空间，asymmetric di- τ 触发器对 p_{T} 要求较高。2018 年的触发器包含 “tracktwoEF”，而 2015 年至 2017 年的触发器名称只包含 “tracktwo”，这是由于一个基于完整径迹信息的算法替代了快速径迹重建系统。

表 6-1 Stau 过程的触发器的 p_{T} 与 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 的离线阈值。

Table 6-1 The triggers and the offline thresholds of p_{T} and $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ for the Intermediate Stau analysis.

触发器类型	触发器选择条件	年份	p_{T} 在线选择条件 [GeV]	p_{T} 离线选择条件 [GeV]
Di- $\tau + E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ trigger	leading tau p_{T} [GeV]	2015-2017	35	50
		2018	60	75
	2nd leading tau p_{T} [GeV]	2015-2018	25	40
	$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ [GeV]	2015-2018	50	150
Asymmetric di- τ trigger	leading tau p_{T} [GeV]	2015-2018	80	95
	2nd leading tau p_{T} [GeV]	2015-2017	50	60
		2018	60	75

6.3 信号区定义

6.3.1 事例初选

本研究中 gaugino 成对产生并通过 $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_{\tau}$ 衰变的过程有两个机制： $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_1^{\mp}$ (C1C1) 和 $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ (C1N2) 产生过程。C1C1 过程末态最多有两个 τ_{had} ，并且电荷异号。C1N2 过程的末态有一个或三个 τ_{had} ，本文只考虑最终包含至少两个 τ_{had} 的末态，并且 p_{T} 最高和次高的 τ_{had} 的电荷可以同号 (C1N2SS) 或异号 (C1N2OS)。具体分析中，考虑到 OS 和 SS 的主要本底并不一致，所以 C1C1、C1N2OS 和 C1N2SS 作为三个不同的过程分别研究。

在事例初选阶段，考虑到 C1C1 和 C1N2 的信号质量参数分布范围较大，并且采用的两种触发器末态相空间差别较大，所以分别定义了低质量 (LM) 和高质量 (HM) 信号区。其中高质量信号区的主要目的是拓展此前用部分 Run2 数据得到的探索范围，低质量信号区的主要目的是研究 gaugino 质量较低和 NSLP-LSP 质量差异较小的区域。表 6-2 展示了 OS 和 SS 过程的事例初选条件，每个过程都

要求末态至少含有两个 τ_{had} ，C1C1 和 C1N2OS 要求两个 τ_{had} 异号，C1N2SS 要求同号。考虑到信号末态没有 b -jet 相关的物理对象，所以加入了 b -jets veto 的选择条件压低 top 相关本底。为了降低 OS 末态中 Z 或 h 玻色子相关本底的贡献，本分析在 OS 过程要求了末态 τ_{had} 的不变质量 $m(\tau_1, \tau_2)$ 高于 120 GeV 以压低相关本底 (Z/h-veto)。此外，为了和 HM 信号区正交，LM 信号区要求 $E_T^{\text{miss}} < 150$ GeV。

表 6-2 Stau 过程的事例初选条件。

Table 6-2 Summary of preselection requirements for the Intermediate Stau analysis.

低质量信号区	高质量信号区
≥ 2 medium taus	
b -jet veto	
Z/h-veto ($m(\tau_1, \tau_2) > 120$ GeV) (only for OS channel)	
Asymmetric di-tau trigger	di-tau+ E_T^{miss} trigger
$E_T^{\text{miss}} < 150$ GeV	$E_T^{\text{miss}} > 150$ GeV
表 6-1 展示了 τ_1 和 τ_2 的 p_T 的要求	

6.3.2 信号区定义

为了定义信号区，C1C1、C1N2OS 和 C1N2SS 这三个过程采用了 “Cut and Count” 方法，每个过程都定义了针对 LM 和针对 HM 的两个正交的信号区，使得统计解释可以联合使用这两个信号区。信号区的定义同样利用了信号显著性。由于信号质量参数范围较广，所以使用了三种不同质量参数设置的信号参考点：

- $m(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0) = (700, 400)$ GeV: $\sigma = 4.4387$ [fb]，针对 LM 和 HM 的过渡区域。
- $m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (1100, 400)$ GeV: $\sigma = 0.740372$ [fb]，针对 HM 区域。
- $m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (157, 92)$ GeV: $\sigma = 4389.25$ [fb]，针对 LM 区域。

经过 Cut and Count 方法得到的 C1N2OS (C1N2SS) 信号区要求末态至少含有两个 OS (SS) 的通过了 medium 工作点的 τ_{had} ，C1C1 要求末态只能有两个 OS 的 medium- τ_{had} 。

在 LM 信号区方面，C1C1 的 LM 信号区 (SR-C1C1-LM) 和 C1N2OS 的 LM 信号区 (SR-C1N2OS-LM) 都要求末态的 medium- τ_{had} 中至少有一个 τ_{had} 通过了 tight 工作点。这是因为 LM 信号区的 E_T^{miss} 要求较低、喷注较多，所以对 τ_{had} 的鉴别要求严格，以压低喷注造成的误重建 τ_{had} 。SR-C1C1-LM 和 SR-C1N2OS-LM 还要求 $E_T^{\text{miss}} > 60$ GeV 以进一步压低喷注误重建 τ_{had} 的贡献。同时，SR-C1C1-LM (SR-C1N2SS-LM) 要求了 $|\Delta\phi(\tau_1, \tau_2)| > 1.5$ (> 1.6)，SR-C1N2OS-LM 和 SR-C1N2SS-LM 要求了喷注数量小于三个，均用于压低 QCD 过程本底。此外，SR-C1N2SS-LM 利用 $m_{T\text{sum}} > 200$ GeV 进一步压低 W、Z 玻色子相关的本底。

所有 HM 信号区都对 $m_{T\text{sum}}$ 进行了要求以压低本底。所有的信号区都对 m_{T2} 进行了要求以进一步压低 $t\bar{t}$ 和 WW 过程本底。表 6-3 总结了信号区的定义，未经过本底拟合的事例数在表 6-4 进行了总结。

表 6-3 Stau 过程的信号区定义。

Table 6-3 SR definitions of the Intermediate Stau analysis.

信号区: SR-	C1C1-LM	C1N2OS-LM	C1N2SS-LM	C1C1-HM	C1N2OS-HM	C1N2SS-HM
触发器 E_T^{miss} [GeV]	asymmetric di- τ < 150			di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$ > 150		
Medium τ 数量	= 2	≥ 2	≥ 2	= 2	≥ 2	≥ 2
Tight τ 数量	≥ 1	≥ 1	–	–	–	–
τ_{had} 携带电荷	OS	OS	SS	OS	OS	SS
b -jets 数量	= 0	= 0	= 0	= 0	= 0	= 0
Jets 数量	–	< 3	< 3	–	–	–
$ \Delta\phi(\tau_1, \tau_2) $	> 1.6	–	> 1.5	–	–	–
$m(\tau_1, \tau_2)$ [GeV]	> 120	> 120	–	> 120	> 120	–
E_T^{miss} [GeV]	> 60	> 60	–	–	–	–
m_{Tsum} [GeV]	–	–	> 200	> 400	> 400	> 450
m_{T2} [GeV]	> 80	> 70	> 80	> 85	> 85	> 80

表 6-4 Stau 过程的未进行本底拟合前的事例含量。

Table 6-4 The event yields in the SRs, The yields are before the background-only fit.

物理过程	SR-C1C1-LM	SR-C1N2OS-LM	SR-C1C1-HM	SR-C1N2OS-HM
Top	0.95 ± 0.38	1.08 ± 0.40	0.36 ± 0.22	0.36 ± 0.22
W+jets	0.43 ± 0.50	0.62 ± 1.18	0.30 ± 0.17	0.30 ± 0.17
Z+jets	1.42 ± 0.51	2.46 ± 1.43	0.78 ± 0.56	0.86 ± 0.56
Multi-boson	1.65 ± 0.36	3.18 ± 0.47	2.19 ± 0.42	2.43 ± 0.44
Higgs	0.27 ± 0.26	0.39 ± 0.27	0.011 ± 0.003	0.73 ± 0.72
Multi-jet	1.86 ± 0.19	4.51 ± 0.29	0.77 ± 0.20	0.72 ± 0.19
SM total	6.58 ± 0.95	12.24 ± 2.00	4.41 ± 0.78	5.40 ± 1.07
物理过程	SR-C1N2SS-LM	SR-C1N2SS-HM		
Top	0.01 ± 0.01	0.84 ± 0.36		
W+jets	0.32 ± 0.32	0.10 ± 0.10		
Z+jets	0.20 ± 0.20	0.59 ± 0.56		
Multi-boson	0.47 ± 0.11	0.81 ± 0.21		
Higgs	0.00 ± 0.00	0.02 ± 0.00		
Multi-jet	0.94 ± 0.27	0.0 ± 0.0		
SM total	1.95 ± 0.48	2.35 ± 0.80		

6.4 本底估计

Stau 过程的主要本底可以按照“真实”(truth)或“误重建”(fake) τ_{had} 进行分类,前者被称为不可约本底,后者被称为可约本底。可约本底中的 Fake τ_{had} 主要来自前两代夸克或胶子强子化过程产生的喷注,以及 e 或 μ 误重建为 1-prong τ_{had} 。Stau 过程中可约本底的主要来源是多喷注过程 (multi-jet)、W+jets 和 top 夸克相关过程,其中多喷注过程的喷注误重建率虽然较低,但由于截面较大,所以总事例数仍较高,LM 信号区的 multi-jet 比例为 28% 至 48%,HM 信号区的 multi-jet 比例低于 17%。对于多喷注过程,Stau 分析采用了数据驱动的 ABCD 方法进行估计。

大部分的 W+jets 过程含有一个 W 玻色子衰变的 truth τ_{had} 和至少一个喷注造成的 fake τ_{had} , 因此 Stau 分析采用了半数据驱动的方法,定义了 W+jets 为主的控制区 (WCR) 并修正 W+jets 过程至真实数据。W+jets 约占总本底事例数的 4% 至 16%。SS 末态信号区的 top 过程造成的 fake- τ_{had} 也是主要本底来源,因此针对此末态同样对 top 过程定义相关控制区进行修正。

在不可约本底方面,对于 multi-boson 过程,OS 末态的主要本底过程是 WW 或者 ZZ 产生过程,而 SS 末态的主要来源是 WZ 产生的 truth τ_{had} 。此外, Z+jets 过程也是 truth τ_{had} 为主。Z+jets 和 multi-boson 过程中 truth τ_{had} 的含量高达 85% 至 90%。OS 末态中 top 过程的 truth τ_{had} 含量也高达 80%。对于 truth τ_{had} 为主的过程,Stau 分析直接使用了 MC 模拟样本进行估计并分别定义验证区检验模型性能。

6.4.1 多喷注过程本底估计和 ABCD 方法

图 6-3 是 ABCD 方法的示意图。ABCD 方法首先需要针对信号区定义三个相互正交的控制区,约定俗成地将这三个控制区和信号区命名为 A、B、C (控制区) 和 D (信号区),这四个区间一般通过两个或两组几乎没有任何关联度的动力学变量进行定义。

ABCD 方法的核心假设是认为多喷注过程本底在控制区 C (CR-C)、B (CR-B) 的比例和在信号区 D (SR-D) 和控制区 A (CR-A) 的比例一样,从而得到 SR-D 中的多喷注过程事例数 $N_D = N_A \times (N_C/N_B)$, 其中定义 N_C/N_B 为转移系数 (Transfer factor, TF), SR-D 对应了 Stau 分析的六个信号区。除了这四个 CR (SR) 外,ABCD 方法还定义了验证区 VR-E 和 VR-F,来验证 TF 的合理性,并估计由动力学变量的关联度造成的系统误差。如图 6-3 所示,验证区 VR-F (VR-E) 靠近 SR-D (CR-C) 并在 SR-D 和 CR-C (CR-A 和 CR-B) 之间以确保两个区域的正交性。

分析中用 τ_{had} 鉴别工作点和 m_{T2} (或 $m_{T\text{sum}}$) 两组相关性较小的变量来定义控制区、验证区和信号区。两组变量相关性带来的不确定性也考虑进系统误差。其中,CR-C、VR-F 和 SR-D 用了 medium 或 tight 鉴别工作点,且 τ_{had} 的电荷要求和信号区一致,而 CR-B、VR-E 和 CR-A 用了 very loose 工作点并与 SR-D 正

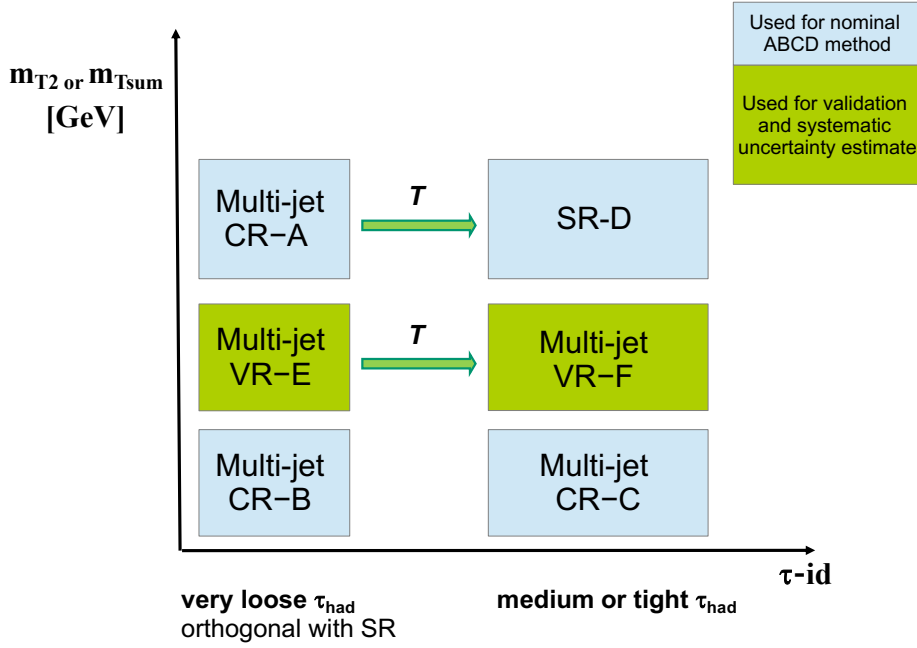


图 6-3 ABCD 方法示意图。

Figure 6-3 Illustration of the ABCD method.

交。其他变量的选择条件见表 6-5。此外，因为多喷注过程主要由强相互作用产生，末态 E_T^{miss} 较低，所以降低 E_T^{miss} 的选择条件对 TF 的影响非常小，为了提高控制区与验证区中多喷注过程的纯度和统计量，所有 CR-B、C 和 VR-E、F 的触发器均采用 di-tau 触发器，但仍采用了 di-tau+ E_T^{miss} 触发器的 p_T 阈值，所以并没有大幅改变 τ_{had} 的末态相空间，对 TF 影响较低。

除了 SR-D 外，ABCD 方法的各个区域中多喷注过程的事例数的计算方式是通过实验数据减去其他 SM 过程的 MC 模拟样本实现的。最终发现三个过程的信号区对应的 CR-B 和 VR-E 中多喷注过程的含量高达 90%，CR-A 的多喷注过程含量为 41% 至 95%，CR-C 的多喷注过程含量为 26% 至 54%。

ABCD 方法的系统误差有多个来源，主要包括：

- τ_{had} 鉴别工作点和 m_{T2} ($m_{T\text{sum}}$) 的相关性 (correlation) 带来的系统误差。误差的计算方法为检查 CR-B、C 的 TF 和 VR-E、F 的 TF 的差异。
- CR-A 内其他 SM 过程带来的系统误差：因为多喷注过程的计算方式是使用实验数据减去其他本底过程的 MC 模拟样本，所以需要考虑被减去的其他本底的 MC 模拟样本的系统误差的影响。这项误差的具体计算是通过纯本底拟合实现的，在拟合阶段额外定义一个针对多喷注过程的 SF，并考虑 CR-A 作为其控制区，计算系统误差对 SF 的影响，由于拟合中 CR-A 和 SR-D 共享同一个 SF，所以系统误差的影响会以 SF 的误差的形式传递至 SR 的多喷注过程中。
- 控制区的样本统计量：CR-B 和 CR-C 的统计误差对 TF 的影响也是一个独立的系统误差。

表 6-5 Stau 过程的 ACBD 方法中, CR 和 VR 的定义。其中 CR-B、VR-E 和 CR-A 的定义使用了 very loose ID。

Table 6-5 The definition of the ABCD regions for all channels, where the definitions of CR-B, VR-E, and CR-A use very loose ID.

相关信号区	动力学变量	CR-B / CR-C	VR-E / VR-F	CR-A / SR
C1C1-LM	m_{T2} [GeV]	$\in [15, 35]$	$\in [35, 80]$	> 80
	E_T^{miss} [GeV]	$\in [10, 150]$	$\in [10, 150]$	$\in [60, 150]$
C1C1-HM	m_{T2} [GeV]	$\in [35, 60]$	$\in [60, 85]$	> 85
	$m_{T\text{sum}}$ [GeV]	$\in [100, 300]$	$\in [200, 400]$	> 400
	E_T^{miss} [GeV]	> 50	> 50	> 150
C1N2OS-LM	m_{T2} [GeV]	$\in [15, 35]$	$\in [35, 70]$	> 70
	E_T^{miss} [GeV]	$\in [10, 150]$	$\in [10, 150]$	$\in [60, 150]$
C1N2OS-HM	m_{T2} [GeV]	$\in [35, 60]$	$\in [60, 85]$	> 85
	$m_{T\text{sum}}$ [GeV]	$\in [150, 300]$	$\in [200, 400]$	> 400
	E_T^{miss} [GeV]	> 50	> 50	> 150
C1N2SS-LM	$m_{T\text{sum}}$ [GeV]	< 100	$\in [100, 200]$	> 200
	$ \Delta\phi(\tau_1, \tau_2) $	< 1.5	< 1.5	> 1.5
C1N2SS-HM	$m_{T\text{sum}}$ [GeV]	$\in [100, 200]$	$\in [200, 450]$	> 450
	E_T^{miss} [GeV]	> 50	> 50	> 150

6.4.2 W+jets 本底估计

Stau 过程的各个信号区中, 绝大部分 W+jets 本底至少含有一个 fake τ_{had} , 为了修正误重建 τ_{had} 的模型性能并减小 W+jets 过程的理论误差, 本研究分别针对 C1C1、C1N2OS (C1N2SS) 过程定义了 WCR-OS (WCR-SS) 控制区, 以修正 W+jets 的事例数。WCR 的定义通过标记 $W \rightarrow \mu\nu$ 过程得到喷注误重建的 τ_{had} 。WCR 的触发器选择单缪子触发器, WCR-OS (WCR-SS) 考虑了 μ 和 fake τ_{had} 的电荷 OS (SS) 的末态。为了减少其他本底的影响, 缪子的 p_T 要求高于 40 GeV, τ_{had} 的 p_T 要求高于 50 GeV。此外, 因为 top 夸克衰变可以产生 W 玻色子并伴随多喷注的产生, 所以 WCR 的定义也利用了 b -jet veto 和 m_{CT} (Cotransverse mass) [146] 压低 top 过程。 m_{CT} 的变量定义的思路是: 假设末态 E_T^{miss} 的来源是 $t\bar{t}$ 成对产生并通过 $t \rightarrow b/s + W$ 衰变时 W 玻色子衰变产生的中微子, 同时假设 μ 和 τ_{had} 各来自一个 W 玻色子衰变, 最后假设末态喷注来自 b/s 夸克, 那么理论上可以通过遍历所有末态喷注的组合确定喷注 $+\mu/\tau_{\text{had}}$ + 部分 E_T^{miss} 组成的系统的不变质量中最接近 top 夸克质量的组合, 从而判断事例来自 $t\bar{t}$ 的可能性以最大程度地压低 $t\bar{t}$ 过程。此外, 为了进一步压低 single top 和 Z+jets 本底, OS 的 CR 和 VR 的定义还要求缪子的 $m_T < 140$ GeV 以压低横动量较高的 Z+jets 过程。因为 SS 末态来自 Z 玻色子的贡献较低, 所以的 CR 和 VR 定义的 m_T 放宽至 150 GeV, 但要求 $m_{T,\mu} + m_{T,\tau} > 80$ GeV 以压低多喷注本底。最后, 考虑到 W 衰变产生的中微子可以产生可观的贡献 E_T^{miss} , OS (SS) 使用了 $E_T^{\text{miss}} > 60$ GeV ($E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV) 的选择条件在不大幅影响 W+jets 过程的同时压低其他本底。

由于 W+jets 过程末态的 fake τ_{had} 和 μ 没有关联，所以通过 fake τ_{had} 和 μ 计算所得的 m_{T2} 并不会在 W 玻色子质量处截断，所以基本不用考虑 m_{T2} 对 W+jets 过程的影响。为了使 WCR 和 WVR 的定义接近 SR，OS 额外要求 $m_{T2} > 40$ GeV，并且 OS (SS) 采用 $m_{T2} = 70$ GeV ($m_{T2} = 60$ GeV) 划分 CR 和 VR。各个 WCR、WVR 的定义如表 6-6 所示。

表 6-6 Stau 过程的 WCR 和 WVR 的定义。
Table 6-6 The definition of WCR and WVR.

WCR-OS	WVR-OS	WCR-SS	WVR-SS
Baseline electron veto			
b -jet veto			
$p_{T\tau} > 50$ GeV, $p_{T\mu} > 40$ GeV		$p_{T\tau} > 50$ GeV, $p_{T\mu} > 40$ GeV	
$= 1$ medium τ , $= 1$ isolated μ (OS)		$= 1$ medium τ , $= 1$ isolated μ (SS)	
m_{CT} top-tagged events veto		-	
$m_{T,\mu} < 140$ GeV		$50 < m_{T,\mu} < 150$ GeV	
-		$m_{T,\mu} + m_{T,\tau} > 80$ GeV	
$E_T^{\text{miss}} > 60$ GeV		$E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV	
$40 < m_{T2}(\tau, \mu) < 70$ GeV	$m_{T2}(\tau, \mu) > 70$ GeV	$m_{T2}(\tau, \mu) < 60$ GeV	$m_{T2}(\tau, \mu) > 60$ GeV

WCR 和 WVR 中的多喷注过程的本底估计方法为 OS-SS 方法，此方法利用了 SS (OS) 末态的多喷注过程的事例数估计 OS (SS) 末态的多喷注过程的事例数。以 WCR-OS 为例，更改 WCR-OS 的定义中的 OS 电荷要求为 SS 电荷要求，在 SS 末态用实验数据减去其他本底的 MC 模拟样本得到的分布被直接作为 OS 末态的多喷注过程分布。这个方法依赖于多喷注过程的 SS 和 OS 比例期望值为 1，考虑到真实情况中比例可能变化，比如 p_T 较大的粒子在径迹室中的电荷测量精度较低，所以对多喷注过程加入了 100% 的保守系统误差，由于 WCR 和 WVR 中多喷注过程含量很低，故该误差对 W+jets 本底估计的影响很小。在各 WCR 和 WVR 中，W+jets 的纯度 (purity) 高达 73% 至 85%。

6.4.3 Top 夸克过程在 SR-C1N2SS-HM 的估计

Top 相关过程在 SR-C1N2SS-LM 含量低于 1%，但在 SR-C1N2SS-HM 中较大，考虑到绝大部分 top 相关过程至少有一个 fake τ_{had} ，Stau 分析定义了控制区 TCR-SS-HM 和验证区 TVR-SS-HM 来更好地估计 top 本底，如表 6-7 所示。为了增加 fake τ_{had} 含量， τ_{had} 的鉴别工作点的要求被降低至 veryloose 和 loose，工作点的降低会增加多喷注过程本底，所以 CR 和 SR 的定义采用要求较高的 $E_T^{\text{miss}} > 150$ GeV 降低本底，最终 CR 和 VR 中 top 过程含量高达 83%。

6.4.4 不可约本底的本底估计

Stau 分析的不可约本底包括 multi-boson 过程，以及 OS 信号区中的 top 过程 (例如 $t\bar{t}$ 衰变产生两个 W 玻色子) 和 Z+jets 过程，表 6-8 总结各个验证区的定义。

表 6-7 Stau (SS) 过程的 TCR-SS-HM 和 TVR-SS-HM 的定义。

Table 6-7 The definition of TCR-SS-HM and TVR-SS-HM.

TCR-SS-HM	TVR-SS-HM
Di- τ + E_T^{miss} trigger	
≥ 2 very loose τ , ≥ 1 loose τ	
$N_{\text{medium-}\tau} < 2$	
≥ 1 b -jet	
$E_T^{\text{miss}} > 150$ GeV	
$m_{\text{Tsum}} \leq 400$ GeV	$m_{\text{Tsum}} \geq 400$ GeV

• OS 末态中 top 过程含量为 7% 至 14%，分析中采用 MC 模拟直接估计，并定义了 TVR-OS-LM 和 TVR-OS-HM 验证区来验证 MC 模拟估计的可靠性。定义中要求至少一个 b -jet 以增加 top 过程含量并与信号区正交， m_{Tsum} 和 m_{T2} 的要求和 SR 相比略有变更以压低 W+jets 和 Z+jets。此外，考虑到 boost Z/h 衰变出的两个 τ_{had} 夹角较小，所以加入了 $|\Delta\phi(\tau_1, \tau_2)| > 1.0$ 的要求，并要求 $m(\tau_1, \tau_2)$ 避开 Z/h 窗口，从而压低 Z+jets 和 h 相关过程。

• OS 末态中 Z+jets 过程的含量在 16% 至 21% 之间，multi-boson 过程占比为 25% 至 50%，所以定义了 ZVR-OS-LM (MBVR-OS-LM) 和 ZVR-OS-HM (MBVR-OS-HM) 验证 Z+jets (multi-boson) 的 MC 模拟估计的可靠性。VR 的定义使用 $\Delta R(\tau_1, \tau_2) < 1$ ($\Delta R(\tau_1, \tau_2) < 1.2$ 且 $\Delta\phi(\tau_1, \tau_2) < 1.1$) 标记 boost Z (Z、W) 玻色子的产物以提高 Z+jets (multi-boson) 的含量。考虑到 multi-boson 末态的 τ_{had} 可能来自多个玻色子， m_{Tsum} 较大，因而加入了 $m_{\text{Tsum}} > 150$ GeV 以选择来自多个玻色子同时衰变的过程。由于 $Z \rightarrow \tau\tau$ 过程的 m_{T2} 分布在 Z 玻色子质量处有截断，所以利用 $m_{\text{T2}} = 60$ GeV 划分 Z+jets 和 multi-boson 的验证区。

• SS 末态的 multi-boson 过程中 73% 的事例为 truth τ_{had} 事例，验证区 MBVR-SS 的定义使用了单缪子触发器，选择通过选择两个 OS 的 μ 从而标记 Z 玻色子，通过 $|\Delta\phi(\tau_1, E_T^{\text{miss}})| < 1.75$ 选择 W 玻色子衰变出的 τ_{had} 和 ν ，从而提高 multi-boson 过程的含量。此外， $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV 被用于压低多喷注过程。

图 6-4 分别展示了 TVR-OS-LM、TVR-OS-HM、ZVR-OS-LM、ZVR-OS-HM、MBVR-OS-LM 和 MBVR-OS-HM 的相关变量分布。可以看到，各验证区的本底过程的纯度较高，而且数据和 MC 模拟本底估计符合得较好，说明了相关本底的 MC 模拟估计是可靠的。

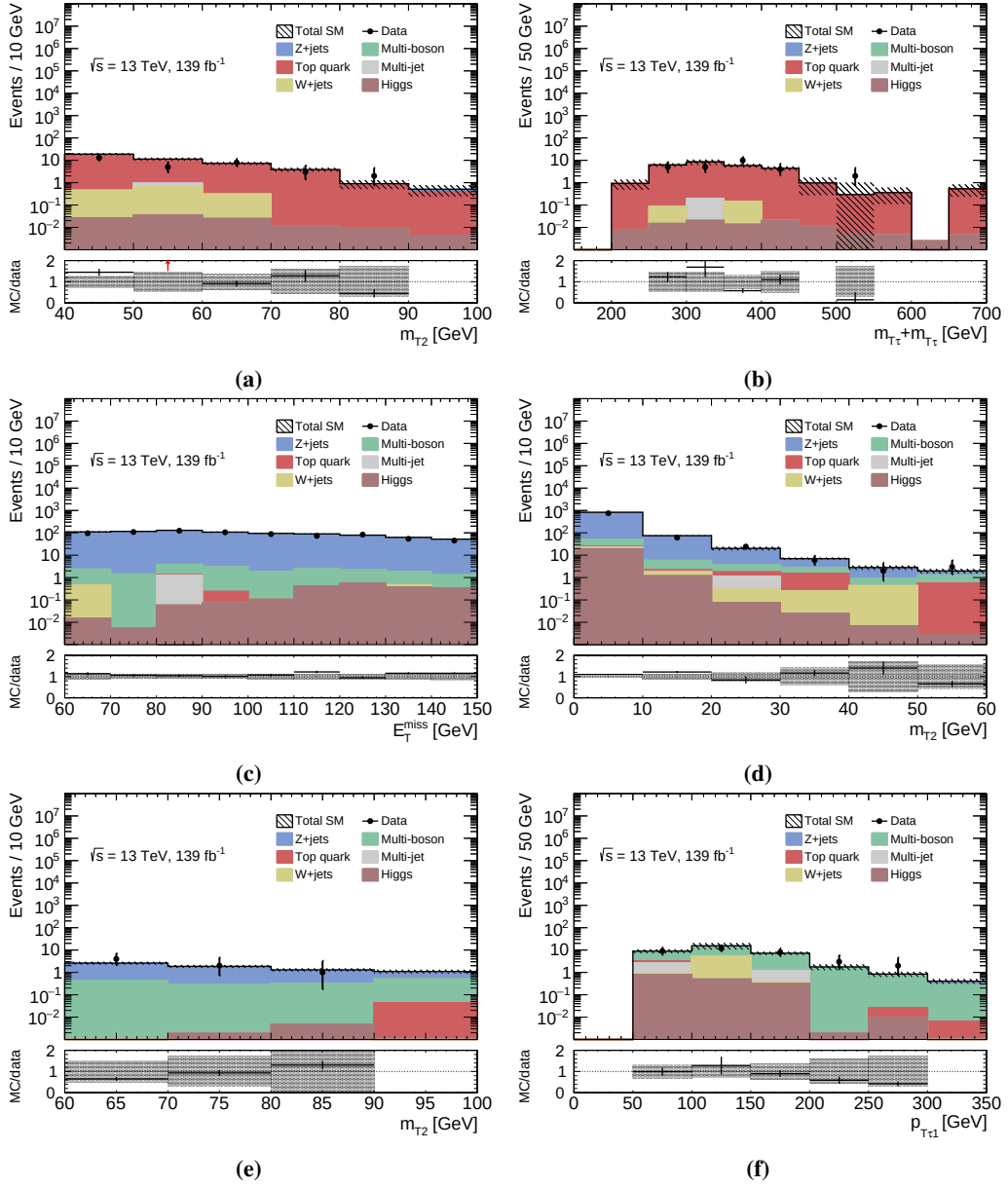


图 6-4 各验证区的动力学变量分布。

(a) TVR-OS-LM 的 m_{T2} 分布, (b) TVR-OS-HM 的 m_{Tsum} 分布, (c) ZVR-OS-LM 的 E_T^{miss} 分布, (d) ZVR-OS-HM 的 m_{T2} 分布, (e) MBVR-OS-LM 的 m_{T2} 分布, (f) MBVR-OS-HM 的 $p_{T, \tau 1}$ 分布。

Figure 6-4 Kinematic variable distributions of each validation region.

(a) m_{T2} distribution for TVR-OS-LM, (b) m_{Tsum} distribution for TVR-OS-HM, (c) E_T^{miss} distribution for ZVR-OS-LM, (d) m_{T2} distribution for ZVR-OS-HM, (e) m_{T2} distribution for MBVR-OS-LM, and (f) $p_{T, \tau 1}$ distribution for MBVR-OS-HM.

表 6-8 Stau 过程不可约本底的验证区定义。

Table 6-8 The definition of validation regions for irreducible background.

Process	Top			Z+jets			Multi-bosons		
Region	TVR-OS-LM	TVR-OS-HM	ZVR-OS-LM	ZVR-OS-HM	asymm. di- τ	di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$	asymm. di- τ	di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$	SS single μ
Charge combination				OS					
Trigger	asymm. di- τ	di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$	asymm. di- τ	di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$				di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$	SS single μ
N medium τ			≥ 2						$= 1$
N tight τ			≥ 1						-
N μ			-						$= 2$
N b -jets	≥ 1				$= 0$				$= 0$
E_T^{miss} [GeV]	$\in (20, 150]$	> 150	$\in (40, 150]$	> 150	$\in (70, 150]$	> 150		> 150	> 100
$m(\tau_1, \tau_2)$ [GeV]	> 120	> 120	< 70	< 60	< 80	< 60		< 90	-
m_{T2} [GeV]	> 40	> 30	< 60	< 60	> 60	< 60		> 60	-
$m_{T\text{sum}}$ [GeV]	> 150	> 150	-	-	> 180	-		> 180	-
$ \Delta\phi(\tau_1, \tau_2) $	> 1.0	> 1.0	-	-	< 1.0	-		< 1.0	-
$ \Delta\phi(\tau_1, E_T^{\text{miss}}) $	-	-	-	-	-	-		-	≤ 1.75
$\Delta R(\tau_1, \tau_2)$	-	-	< 1.0	< 1.0	< 1.2	< 1.0		< 1.2	-

6.5 误差分析

此分析中的系统误差来源与第 5.5 节介绍的 Wh 研究基本一致，总体上可以分为实验误差和理论误差。实验误差包含事例重建误差、本底估计方法的误差和统计误差。由于 $Stau$ 的信号样本质量参数覆盖范围较大，所以信号样本的理论误差计算和 Wh 研究不同。

6.5.1 信号理论误差

由于信号的质量参数覆盖范围较大，涵盖了低 gaugino 质量区、高 gaugino 质量区和质量压缩区域 (Compressed region)，而 OS 信号区在低质量区和 compressed 区的信号接受度低，并且低质量区信号截面较大，需要极高的样本事例数，所以本文选择了 $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (267.0, 232.0)$ GeV, $(232.0, 167.0)$ GeV, $(225.0, 125.0)$ GeV 和 $(200.0, 50.0)$ GeV 这四个信号点的理论误差作为 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0} < 500$ GeV 或 $\Delta m(\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0) < 150$ GeV 的信号的误差的估计，最终低质量区和 compressed 区的信号理论误差均在 10% 左右，其余信号点的理论误差均在 5% 左右，例如图 6-5 展示了 SR-C1C1-LM 信号区的 Matching and Merging Schema 误差。

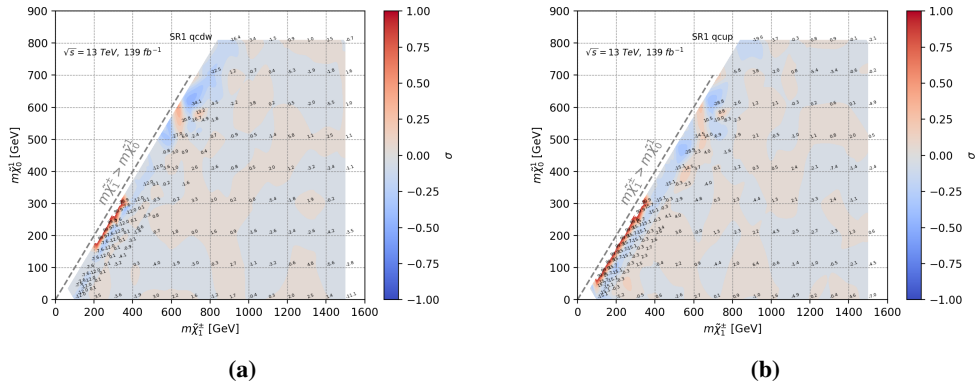


图 6-5 SR-C1C1-LM 信号区的 Matching and Merging Schema 的误差。
(a) 是误差的下限，(b) 是误差的上限。

Figure 6-5 The uncertainty of Matching and Merging Schema in SR-C1C1-LM.

(a) shows the down uncertainty and (b) shows the up uncertainty.

6.5.2 多喷注过程的系统误差

在 ABCD 方法中，CR-A 中其他 SM 本底过程从数据中扣除了，因而其他 SM 本底过程的系统误差也会影响多喷注过程的 ABCD 估计。在纯本底拟合中，多喷注过程引入了 SF (mu_QCD)，并与其他区域同时拟合的方式将 SF 的误差传递至信号区。表 6-9 展示了经过纯本底拟合后 OS 衰变道每个 CR-A 的主要系统误差。各个控制区中，由于 $W+jets$ 过程含量较高且统计误差较大，所以的控制区总统计误差较大，并且 $W+jets$ 的理论误差较大。此外，喷注的能量分辨系统误差和 τ_{had} 的能量刻度误差也较大。最终各个过程的 SF 的误差在 20% 至 30% 之间。

表 6-9 Stau 过程 OS 信号区对应的 CR-A 的主要系统误差。
Table 6-9 The dominant systematics of CR-A for the OS SRs.

相对误差	Multijet-CR-A, C1C1-LM
本底总事例数	98.00
$\mu_{\text{QCD_OS}}$	± 28.06 [28.6%]
$\alpha_{\text{FakeTauBGQCR1}}$	± 21.21 [21.6%]
$\gamma_{\text{stat_MultiJetCR_C1C1_LM_cuts_bin_0}}$	± 12.45 [12.7%]
$\alpha_{\text{W_PDF_Theo}}$	± 8.91 [9.1%]
$\alpha_{\text{JET_JER_EffectiveNP_1}}$	± 3.23 [3.3%]
$\mu_{\text{W_OS}}$	± 2.61 [2.7%]
$\alpha_{\text{JET_JER_EffectiveNP_6}}$	± 1.24 [1.3%]
$\alpha_{\text{JET_JER_EffectiveNP_7}}$	± 1.08 [1.1%]
$\alpha_{\text{W_CKKW_Theo}}$	± 1.06 [1.1%]
相对误差	Multijet-CR-A, C1N2OS-LM
本底总事例数	245.01
$\mu_{\text{QCD_OS}}$	± 58.95 [24.1%]
$\alpha_{\text{FakeTauBGQCR2}}$	± 51.22 [20.9%]
$\gamma_{\text{stat_MultiJetCR_C1N2OS_LM_cuts_bin_0}}$	± 17.95 [7.3%]
$\alpha_{\text{W_PDF_Theo}}$	± 11.67 [4.8%]
$\alpha_{\text{TAUS_TRUEHADTAU_SME_TES_DETECTOR}}$	± 4.71 [1.9%]
$\mu_{\text{W_OS}}$	± 4.10 [1.7%]
$\alpha_{\text{JET_Flavor_Composition}}$	± 3.12 [1.3%]
$\alpha_{\text{JET_Pileup_RhoTopology}}$	± 2.69 [1.1%]
$\alpha_{\text{JET_JER_EffectiveNP_5}}$	± 2.31 [0.94%]
相对误差	Multijet-CR-A, C1C1-HM
本底总事例数	14.99
$\gamma_{\text{stat_MultiJetCR_C1C1_HM_cuts_bin_0}}$	± 4.13 [27.6%]
$\alpha_{\text{FakeTauBGQCR3}}$	± 3.09 [20.6%]
$\mu_{\text{QCD_OS}}$	± 2.88 [19.2%]
$\alpha_{\text{W_QSF_Theo}}$	± 1.61 [10.8%]
$\alpha_{\text{Z_PDF_Theo}}$	± 0.90 [6.0%]
$\alpha_{\text{W_PDF_Theo}}$	± 0.72 [4.8%]
$\alpha_{\text{TAUS_TRUEHADTAU_SME_TES_INSITUFIT}}$	± 0.63 [4.2%]
$\alpha_{\text{Z_CKKW_Theo}}$	± 0.54 [3.6%]
$\alpha_{\text{JET_JER_EffectiveNP_9}}$	± 0.46 [3.1%]
相对误差	Multijet-CR-A, C1C1-HM
本底总事例数	14.99
$\gamma_{\text{stat_MultiJetCR_C1C1_HM_cuts_bin_0}}$	± 4.13 [27.6%]
$\alpha_{\text{FakeTauBGQCR3}}$	± 3.09 [20.6%]
$\mu_{\text{QCD_OS}}$	± 2.88 [19.2%]
$\alpha_{\text{W_QSF_Theo}}$	± 1.61 [10.8%]
$\alpha_{\text{Z_PDF_Theo}}$	± 0.90 [6.0%]
$\alpha_{\text{W_PDF_Theo}}$	± 0.72 [4.8%]
$\alpha_{\text{TAUS_TRUEHADTAU_SME_TES_INSITUFIT}}$	± 0.63 [4.2%]
$\alpha_{\text{Z_CKKW_Theo}}$	± 0.54 [3.6%]
$\alpha_{\text{JET_JER_EffectiveNP_9}}$	± 0.46 [3.1%]

6.5.3 其他本底误差

由于 OS 的信号区，尤其是 HM 信号区内 SM 本底的统计误差较大，为了降低统计量影响带来的系统误差，在计算信号区中的本底理论误差时，暂时降低了一些选择条件的要求。SR-C1C1-LM 和 SR-C1N2OS-LM 的 E_T^{miss} 被降至 30 GeV，SR-C1C1-HM 和 SR-C1N2OS-HM 的 $m_{T\text{sum}}$ 被降至 200 GeV。图 6-6 分布展示了分析所用样本和理论误差样本的事例数随变量的分布，图上展示了 multi-boson 的 CKKW 的误差，通过底部的比较可以发现样本的差别在统计误差内，说明上述选择条件的降低是合理的。

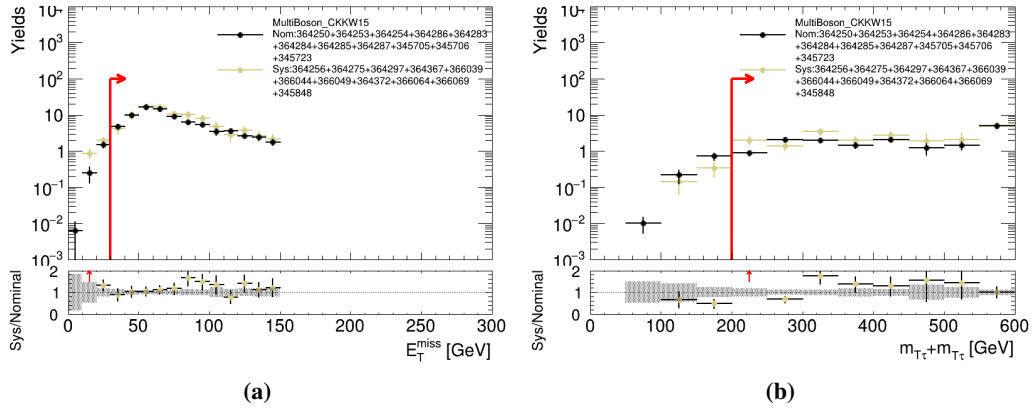


图 6-6 分析样本和理论误差样本

的事例分布，以 OS 末态 LM 信号区的 Matching and Merging Schema 模式误差为例。CKKW 误差随 (a) E_T^{miss} 和 (b) $m_{T\text{sum}}$ 的变化。

Figure 6-6 The kinematic variable distributions of the nominal sample and variation sample for the CKKW uncertainty of the OS-LM SRs.
(a) is E_T^{miss} and (b) is $m_{T\text{sum}}$.

6.5.4 纯本底拟合与系统误差

Stau 分析的中 WCR-OS 得到的 W+jets 的 SF 为 0.98 ± 0.12 ，WCR-SS 得到的 W+jets 的 SF 为 1.04 ± 0.09 ，TCR-SS-HM 得到的 top 过程 SF 为 0.71 ± 0.11 ，图 6-7 展示了经过纯本底拟合后各个验证区和信号区中 SM 预期值、实验数据和信号参考点的分布情况，在所有的验证区中，SM 预期值和实验数据符合程度很好。

图 6-8 展示了各 SR 中的系统误差大小，可以发现 C1C1、C1N2OS 和 C1N2SS 的主要系统误差为 MC 样本的统计误差、多喷注过程本底估计的误差、 τ_{had} 的鉴别和能量刻度误差、喷注的能量刻度和分辨率的误差和 multi-boson 过程的理论误差。其中 multi-boson 过程的理论误差较大的原因为：(1) multi-boson 过程在信号区中为主要本底，但并没有相应的控制区降低误差；(2) multi-boson 过程的统计量较低，一些对动力学变量依赖较高的误差无法通过降低选择条件的方式提高统计量，所以理论误差受统计量的影响较大。

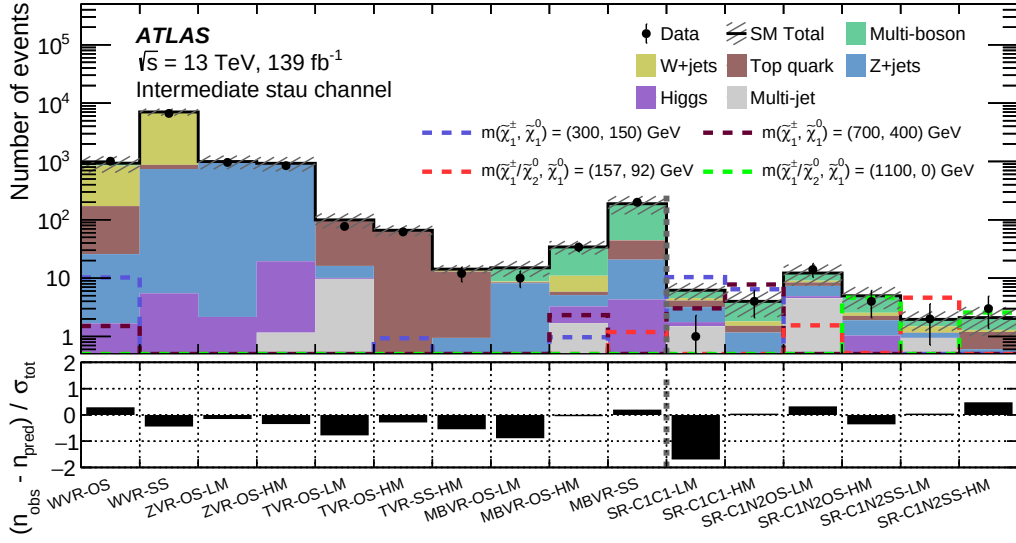


图 6-7 各个区间中实验数据、SM 过程和信号的事例分布。

Figure 6-7 Comparison of the observed and expected event yields in all VRs and SRs after the background-only fit.

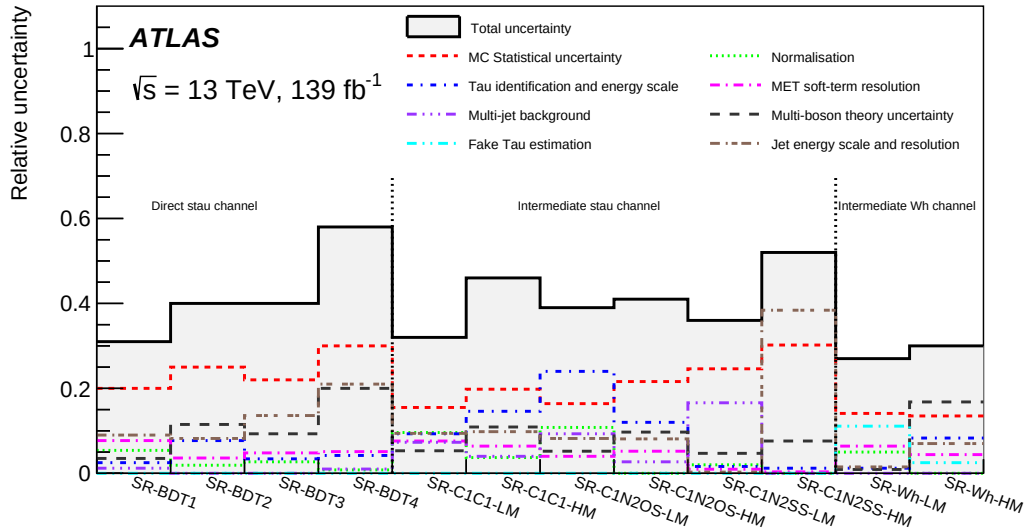


图 6-8 信号区中误差的分布，前四个信号区不在本文的讨论范围内。

Figure 6-8 Summary of the total uncertainty in the predictions of the background event yields of each SR. The first four SRs are not involved in this thesis.

6.6 实验结果

6.6.1 无模型依赖拟合

表 6-10总结了信号区中观测到的实验数据和 SM 本底预期值。其中预期值的事例通过了纯本底拟合。可以发现在各个信号区中，观测到的实验数据和 SM 预期值符合程度很好，表中给出了 95% 置信度下超出标准模型信号的截面上限 (σ_{vis}^{95})。

表 6-10 SR-C1C1 和 SR-C1N2 的观测数据和 SM 过程预期值。

Table 6-10 Observed and expected numbers of events for the background-only fit in the SR-C1C1 and SR-C1N2. The one-sided p_0 -values, and the observed and expected 95% CL upper limits on the visible non-SM cross-section (σ_{vis}^{95}) from the model-independent fit are given. Values of $p_0 > 0.5$ are truncated to $p_0 = 0.5$.

SM 物理过程	SR-C1C1-LM	SR-C1C1-HM	SR-C1N2OS-LM	SR-C1N2OS-HM
Multi-boson	1.6 ± 0.6	2.2 ± 1.6	3.2 ± 1.2	2.4 ± 1.6
W +jets	0.4 ± 0.4	$0.29^{+0.35}_{-0.29}$	$0.6^{+2.2}_{-0.6}$	$0.29^{+0.35}_{-0.29}$
Top quark	1.0 ± 0.5	0.36 ± 0.13	$1.1^{+1.2}_{-1.1}$	0.36 ± 0.14
Z +jets	$1.4^{+1.5}_{-1.4}$	0.78 ± 0.34	2.5 ± 1.7	0.9 ± 0.4
Higgs	0.27 ± 0.06	$0.01^{+0.13}_{-0.01}$	0.40 ± 0.22	0.73 ± 0.23
Multi-jet	1.5 ± 0.5	0.37 ± 0.21	4.5 ± 1.0	0.31 ± 0.17
SM total	6.2 ± 2.0	4.0 ± 1.8	12.2 ± 4.8	5.0 ± 2.0
Observed	1	4	14	4
$m(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0) = (700, 400)$ GeV	3.0 ± 0.6	7.8 ± 1.6	4.7 ± 1.0	14.1 ± 2.8
$m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (1100, 0)$ GeV	0.20 ± 0.05	3.1 ± 0.6	0.39 ± 0.11	4.6 ± 1.0
p_0	0.5	0.5	0.4	0.5
Expected σ_{vis}^{95} [fb]	0.04	0.05	0.10	0.05
Observed σ_{vis}^{95} [fb]	0.02	0.05	0.10	0.05

SM 物理过程	SR-C1N2SS-LM	SR-C1N2SS-HM
Multi-boson	0.47 ± 0.20	0.8 ± 0.4
W +jets	0.33 ± 0.25	0.10 ± 0.05
Top quark	$0.01^{+0.02}_{-0.01}$	0.59 ± 0.20
Z +jets	0.20 ± 0.15	$0.6^{+0.8}_{-0.6}$
Higgs	< 0.01	0.02 ± 0.01
Multi-jet	0.9 ± 0.5	0.00 ± 0.00
SM total	2.0 ± 0.7	2.1 ± 1.1
Observed	2	3
$m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (157, 92)$ GeV	4.6 ± 1.3	0.00 ± 0.00
$m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0) = (900, 300)$ GeV	0.84 ± 0.07	6.23 ± 0.21
p_0	0.4	0.3
Expected σ_{vis}^{95} [fb]	0.03	0.04
Observed σ_{vis}^{95} [fb]	0.03	0.04

6.6.2 多过程联合的模型依赖拟合

由于 SR 中并没有显著超出标准模型的现象，本分析计算了 95% 置信度下的质量参数排除限。 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程和 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程是简化的 Wino-Bino 模型，所以 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 的质量简并，并且产生过程各自独立，所以可以直接将信号样本合并以获得 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp + \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 的产生过程。SR-C1C1-LM 和 SR-C1C1-HM 是正交的，所以可以联合拟合得到 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程的排除限。SR-C1N2OS-LM、SR-C1N2OS-HM、SR-C1N2SS-LM 和 SR-C1N2SS-HM 是正交的，所以也可以进行联合拟合得到 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程的排除限。由于 SR-C1C1-LM (SR-C1C1-HM) 和 SR-C1N2OS-LM (SR-C1N2OS-HM) 并不正交，所以对 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp + \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程的拟合需要从 SR-C1C1-LM (SR-C1C1-HM) 和 SR-C1N2OS-LM (SR-C1N2OS-HM) 中选择一个信号区，最终选择所有组合中排除能力最强的，本研究采用了 SR-C1N2OS-LM 和 SR-C1N2OS-HM 的组合排除 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp + \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程。Stau 分析的 workspace 的合并与拟合使用了 pyhf 软件包 [147, 148]。

图 6-9(a) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程在 OS 信号区的质量排除限，当 LSP 质量为 0 时，对 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 质量的排除限达到 1060 GeV。图 6-9(b) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程的质量排除限，当 LSP 质量为 0 时，对 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 质量的排除限达到 970 GeV。图 6-9(c) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp + \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程的质量排除限和 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程在 SS 信号区得到的质量排除限，以及 SS-OS 联合拟合的结果，图 6-9(d) 和 6-9(c) 一致，但纵坐标变更为 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 和 LSP 的质量差异，显示了本分析对 compressed 区域的排除能力，可以发现 SS 信号区对 compressed 区域的排除能力很强。当 LSP 质量为 0 时，本分析对质量简并的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 质量的排除限达到 1160 GeV，本分析得到的排除限相比之前的研究提高了 340 GeV 至 400 GeV，主要原因是使用完整的 Run2 数据带来的统计量提升以及利用 RNN 的 τ_{had} 重建算法的重建和鉴别性能的提升。

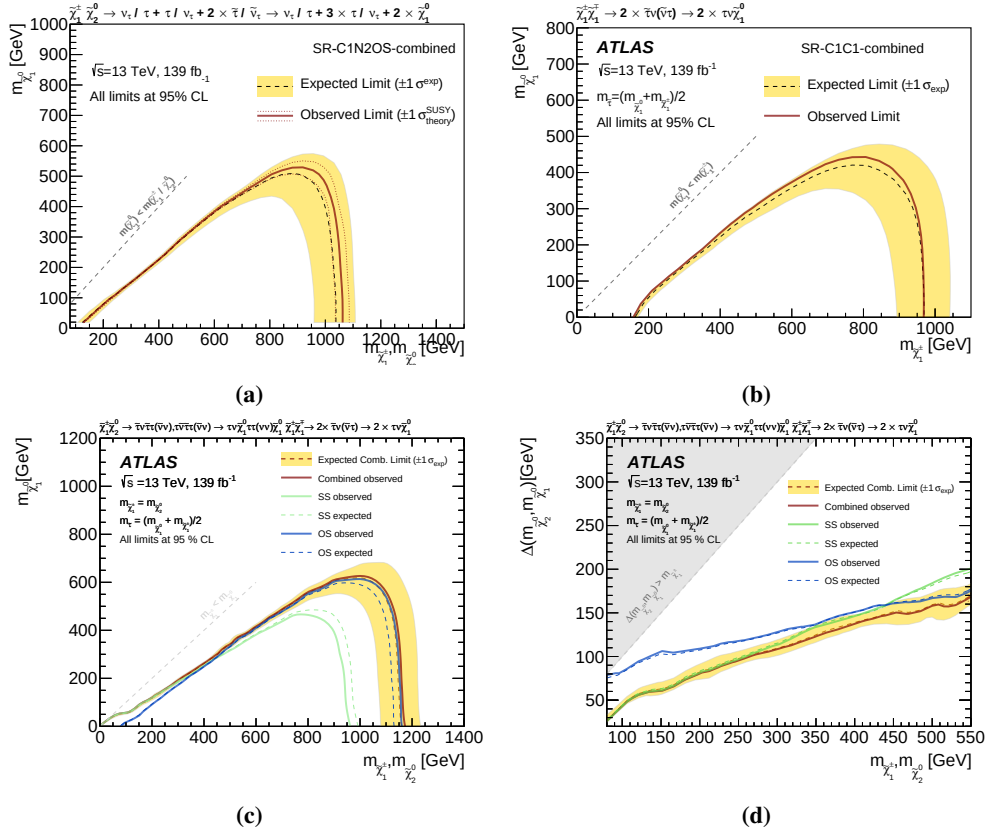


图 6-9 Stau 分析的质量排除限。

- (a) 只考虑了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程在 C1N2OS 信号区的质量排除限, (b) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程的质量排除限, (c) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp + \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程的质量排除限、 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 过程在 SS 信号区得到的质量排除限和 SS-OS 联合拟合的结果, (d) 展示了质量压缩区域的排除限。

Figure 6-9 The 95% CL exclusion contours for simplified models.

- (a) $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ production only considering C1N2OS-SRs, (b) $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ production, (c-d) $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp + \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ production considering the combination of the channels, where (d) shows the details of the compressed region. The solid (dashed) lines show the observed (expected) exclusion contours. The band around the expected limit shows the $\pm 1\sigma$ variations, including all uncertainties except theoretical uncertainties in the signal cross-section.

6.7 本章小结

本研究利用 ATLAS 实验 Run2 期间完整的实验数据研究了 Gaugino 成对产生并通过 $\tilde{\tau}$ 或 $\tilde{\nu}_\tau$ 衰变至多 τ_{had} 末态的过程，本分析定义的信号区对多 τ_{had} 末态的新物理过程均有一定的灵敏度。由于信号区中未观测到明显超出标准模型的现象，所以本分析给出了 95% 置信度下各个信号区的超出标准模型信号接收度 $\times$ 截面的上限。同时，在简化模型的假设下，本分析给出了 $m(\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$ 质量参数空间排除限，当 LSP 质量为 0 时，本分析对质量简并的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 质量的排除限达到 1160 GeV，这是 ATLAS 实验目前最强的 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 通过第三代超对称轻子衰变的质量排除限。此外，本分析充分展示了同号末态在质量压缩区域的灵敏度，为后续相关分析提供了优化策略的参考。

第 7 章 轻子数不守恒的 R 宇称破坏过程的诠释

本文第 5 章和第 6 章展示了两个 R 宇称守恒的 SUSY 粒子寻找实验，没有观测到超出标准模型的现象。而 ATLAS 其他 R 宇称守恒的 SUSY 粒子寻找实验也没有观测到任何超出标准模型的现象，这不禁让人思考，如果 SUSY 物理存在，那会以什么形式存在。其中一个可能是 R 宇称破坏的 SUSY 模型。 R 宇称破坏会导致 LSP 的衰变，如果 LSP 在探测器内远离对撞顶点的位置衰变，将产生移位粒子 (displaced particle) 或长寿命粒子 (Long-lived particle)。目前针对此类模型的研究很多，例如针对长寿命带电粒子的最小电离能损分析 [149]、针对处于极端质量压缩区域的 disappearing-track 研究 [150] 和针对次轻的 SUSY 粒子的移位顶点分析 [151] 等等精妙的研究。但是耦合常数的变化会导致 SUSY 粒子寿命和分支比的变化，一一排除 R 宇称破坏的模型是不可能的。所以检查已发表的针对粒子瞬时衰变信号过程的分析对这类寿命、分支比可变的 R 宇称破坏模型的排除能力是十分重要的。

7.1 R 宇称破坏的 SUSY 模型和研究动机

SUSY 模型的超势中存在如下可引起轻子数或重子数不守恒的表达式 [152]:

$$W_{\text{RPV}} = \frac{\lambda_{ijk}}{2} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \frac{\lambda''_{ijk}}{2} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k + k_i L_i H_u \quad (7-1)$$

其中 i, j 和 k 代表轻子或夸克的代数， L_i 和 E_i 分别代表轻子的 SU(2) 的左手二重态和右手单态， Q_i 、 U_i 和 D_i 分表夸克的左手二重态、右手 up 型夸克单态和右手 down 型夸克单态。 H_u 为希格斯超场并只与 up 型夸克耦合。由于这些项破坏了 R 宇称，所以包含这些项的模型被称为 R 宇称破坏 (RPV) 模型。其中三线性耦合项的常数 λ_{ijk} 和 λ''_{ijk} 为反对称张量，例如 λ_{ijk} 满足： $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$ ，所以原本的 27 个自由的参数简并至 9 个独立的参数。而三线性耦合常数 λ'_{ijk} 则有 27 个独立的参数。此外，双线性耦合常数 k_i 有三个独立参数。 R 宇称守恒的 SUSY 模型 (RPC) 有着更广泛的研究，而 RPV 模型的研究相对较少，但 RPV 模型仍可能存在。RPC 模型中，LSP 是稳定粒子，而在 RPV 模型中，LSP 是可以衰变的，其寿命 (τ_{LSP}) 由耦合常数的强度和参与 LSP 衰变的超对称费米子的质量决定。

本研究的信号模型是 higgsino 型的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^0$ 成对产生并通过 λ_{133} 或 λ_{233} 衰变，其中耦合常数 λ_{133} 或 λ_{233} 是可变的。 λ_{133} 和 λ_{233} 项可以导致中微子质量的产生，这种产生机制不需要引入跷跷板机制 (seesaw mechanism) [153, 154]。同时， λ_{133} 和 λ_{233} 项可以同时解释缪子反常磁矩的超出 [129, 155] 和重味物理中分支比的超出 [156, 157]。此外，RPV 项的存在导致 LSP 衰变从而降低信号末态

的 E_T^{miss} ，因而减轻目前的研究对 SUSY 粒子的质量限制，另外较轻的 higgsino 或 stop 可以满足自然性 (Naturalness) 的要求 [158]。

如果 τ_{LSP} 足够长，LSP 可以飞出探测器后衰变，从而产生接近于 RPC 模型的信号末态。如果 τ_{LSP} 处于 $\mathcal{O}(10^{-3} - 1)$ ns 之间，LSP 的衰变会产生移位顶点 (displaced vertex)，寻找移位粒子的研究 [159] 的目标就是这类模型。如果耦合常数继续增加，NLSP 则有可能会立刻衰变为标准模型粒子而非衰变至 LSP。本研究的信号的耦合常数涵盖从 $\tau_{\text{LSP}} \sim \mathcal{O}(1)$ ns 至 NLSP 立即衰变的范围。

ATLAS 合作组此前利用 Run2 期间 139 fb^{-1} 的完整实验数据对 higgsino 的 RPC 模型和 RPV 模型都进行了研究。其中 higgsino 直接 RPV 衰变的研究的耦合常数为 λ''_{ijk} 和 k_i [160]，而针对 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 产生的 λ_{ijk} 的研究只有 wino-bino 的模型 [62]。所以目前 ATLAS 的研究并没有覆盖所有的 RPV 模型。同时，虽然 ATLAS 合作组针对不同范围的 τ_{LSP} 的显著特点分别进行了研究，但并没有覆盖 τ_{LSP} 较低但不立刻衰变的情况，所以传统的 SUSY 研究仍可能存在显著性。本研究便利用了第 6 章的 di- τ 分析和四轻子 (4L) 分析 [62] 研究了这两个分析在 higgsino 的 RPV 模型的排除能力。Di- τ 分析末态只要求两个 τ_{had} 和较高的 E_T^{miss} ，所以理论上对 τ_{LSP} 较高时的显著性较大，而 4L 分析的末态要求至少四个轻子，所以对 τ_{LSP} 较低、LSP 直接衰变的情况显著性较高。本研究将利用这些分析对 higgsino 质量和耦合常数 λ_{133} 和 λ_{233} 进行限制。

7.2 模型研究

表 7-1 总结了本分析的信号模型的设置。

表 7-1 信号模型的设置。
Table 7-1 Summary of signal models.

模型名称	Higgsino pair production
耦合项	λ_{i33} , where $i \in \{1, 2\}$
λ_{i33} 耦合强度较低	$\tilde{\chi}_1^\pm / \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq(\ell\nu/\ell\ell)\tilde{\chi}_1^0$
λ_{i33} 耦合强度适中	$\tilde{\chi}_1^\pm / \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow qq(\ell\nu/\ell\ell)\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell\tau\nu/\tau\tau\nu$
λ_{i33} 耦合强度较大	$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \ell\tau\tau/\tau\nu\nu/\ell\nu\nu$ and $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell\tau\nu/\tau\tau\nu$
其他超对称粒子质量	$m(\tilde{\tau}) = 2 \text{ TeV}$ $m(\tilde{\ell}) = 5 \text{ TeV}$
LSP 物理属性	higgsino-like $\tilde{\chi}_1^0$ $m(\tilde{\chi}_1^\pm) - m(\tilde{\chi}_1^0) = 0.25 \text{ GeV}$ $m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) = 0.5 \text{ GeV}$

本分析研究了 λ_{133} 和 λ_{233} 模型并考虑了反对称的情况，同时所有其他的三线性和双线性的 RPV 耦合均设置为 0。Higgsino 过程中， $\tilde{\chi}_1^\pm$ ($\tilde{\chi}_2^0$) 和 $\tilde{\chi}_1^0$ 的质量差异为 0.25 GeV (0.5 GeV)，较小的质量差异可以保证 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 或 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变至 $\tilde{\chi}_1^0$ 时产生一个离壳的玻色子，同时质量差异的存在也符合 higgsino 模型的预言。虽然 higgsino 过程的产生并不涉及 $\tilde{\tau}$ 粒子，但是 $\tilde{\tau}$ 粒子会以离壳中间态粒子参与 LSP 的衰变，从而影响 LSP 的衰变分支比和寿命 (见图 7-1)。考虑到本研究的

模型的 higgsino 质量上限为 1 TeV， $\tilde{\tau}$ 的质量被设置为 2 TeV，以保证其不作为 NLSP 衰变至 LSP 的中间态粒子，又能参与至 LSP 衰变，其他不相关的粒子都设置为 5 TeV 从而去耦合。耦合常数 λ_{i33} ($i \in \{1, 2\}$) 和 higgsino 的衰变分支比与寿命的关系是通过 SPheno 4.0.2 [161, 162] 并结合 SARAH 4.12.0 [163] 计算的。图 7-1 展示了 higgsino 型 LSP 的衰变道，由于 higgsino 型 LSP 与 $\tilde{\nu}$ 和 ν 的耦合较低，所以 LSP 只通过离壳的 $\tilde{\tau}$ 衰变。

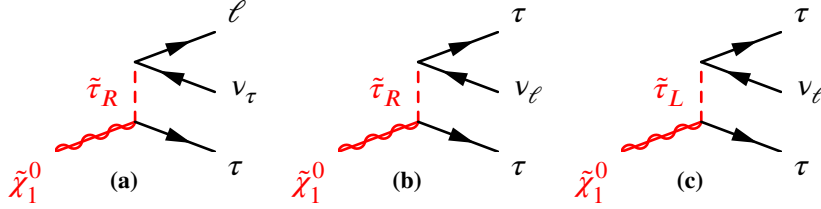


图 7-1 LSP 通过 RPV 项衰变的费曼图。

Figure 7-1 LSP possible decay channels.

7.2.1 λ_{133} 和 λ_{233} 的耦合系数上限

由于 RPV 项的存在不仅会导致 LSP 的衰变，还会对其他物理学测量值造成影响，所以可以通过其他非 SUSY 直接寻找实验对 RPV 项的耦合系数进行限制。

对 λ_{133} 的限制主要利用了电子中微子的质量测量。如果 λ 项的存在，RPV 的超势可以展开为 [164]：

$$W_\lambda = \lambda_{ijk} [\tilde{\nu}_{L,i} \bar{e}_{R,k} e_{L,j} + \bar{e}_{L,j} \bar{e}_{R,k} \nu_{L,i} + \bar{e}_{R,k} \bar{\nu}_{L,i} e_{L,j} - \text{antisymmetry terms}] \quad (7-2)$$

如果 λ_{133} 耦合强度非零，则公式中的第二项描述了 ν_e 、 τ 和 $\tilde{\tau}$ 的耦合。因此 ν_e 可以通过涉及 $\tau\tilde{\tau}$ 的单圈图获得马约拉纳质量，具体表达式为 [165]：

$$\delta m_{\nu_e} \sim \frac{\lambda_{133}^2}{8\pi^2} \frac{1}{m_{\tilde{\tau}}^2} M_{\text{SUSY}} m_{\tilde{\tau}}^2 \quad (7-3)$$

其中 M_{SUSY} 为超对称能标，可以理解为在此能量下，超对称性发生破缺，超对称粒子和标准模型粒子的质量出现差异。在 higgsino 研究中，不考虑去耦合的 SUSY 粒子，最重的 SUSY 粒子是 $\tilde{\tau}$ ，所以 $\tilde{\tau}$ 的质量被作为 M_{SUSY} 。本研究采用的电子中微子的质量上限为 2022 年的卡尔斯鲁厄氚中微子实验（KATRIN, Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment）的测量值：0.8 eV [166]，最终 λ_{133} 的上限为：

$$\lambda_{133} < 0.0014 \sqrt{\frac{m_{\tilde{\tau}}}{100 \text{ GeV}}} \quad (7-4)$$

由于缪子中微子的质量上限较高，约为 0.2 MeV 以上 [167]，所以 ν_μ 测量实验无法提供对 λ_{233} 的最严格限制， λ_{233} 的严格限制来自轻子普适性相关的测量。

考虑 τ 的衰变分支比 R_τ 的定义如下：

$$R_\tau = \Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})/\Gamma(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}) \quad (7-5)$$

标准模型的理论预测值 R_τ^{SM} 为 1.0282 [168]，而任何 λ_{13k} 和 λ_{23k} 的耦合系数可以导致测量值 R_τ^{exp} 和理论值具有偏差 [168]：

$$R_\tau^{\text{exp}}/R_\tau^{\text{SM}} = \frac{|1 + r_{13k}|^2}{|1 + r_{23k}|^2} \quad (7-6)$$

其中 r_{ijk} 的定义为：

$$r_{ijk} = \frac{M_W^2}{g^2} \frac{|\lambda_{ijk}|^2}{m_{\tilde{f}}^2} \quad (7-7)$$

本研究采用的测量值来自 PDG 的拟合结果 [167]，并考虑了一倍 σ 误差： $1/R_\tau = (97.62 \pm 0.28) \times 10^{-2}$ 。此外，由于 $m(\nu_e)$ 对 λ_{133} 的限制很强，所以 λ_{133} 在计算中可以忽略，最后通过对比测量值和理论值，可以得到 λ_{233} 的上限为：

$$\lambda_{233} < 0.047 \frac{m_{\tilde{\tau}}}{100 \text{ GeV}}. \quad (7-8)$$

7.2.2 Higgsino 模型的参数设置

本研究包含如下四个质量简并的 higgsino 成对产生道： $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 和 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ ，并分别对 λ_{133} 和 λ_{233} 进行了研究。实验中发现 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ 过程的差异可以忽略，因为他们的信号产生截面相同，并且 $\tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^0$ 的衰变后的末态动力学变量分布接近，所以最后的排除限也一致。图 7-2 展示了如果 NLSP 全部衰变至 LSP 的各个衰变道的费曼图，而图 7-3 展示了如果所有 higgsino 都直接通过 RPV 过程衰变的费曼图，由于离壳玻色子衰变出的粒子动量较低，无法被正确重建出来，所以这些过程最终的末态都至少包含四个轻子。

Higgsino 信号的质量范围为 100 GeV 至 950 GeV，图 7-4 分别展示了不同质量下的 $\tilde{\chi}_1^0$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的衰变分支比与耦合常数的关系。因为 $\tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^0$ 的质量简并且均为 higgsino 类型，所以他们的 RPV 衰变的分支比一致。而 $\tilde{\chi}_1^0$ 的衰变分支比 $B(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell\tau\nu)/B(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau\tau\nu)$ 接近 1/2，这是因为图 7-1 的每个衰变道的衰变宽度相近。图 7-5 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 通过 RPV 项衰变的费曼图，由于 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 衰变到 $\tilde{\tau}$ 和 $\tilde{\nu}_\tau$ 衰变分支比 $B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}\nu)/B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\nu}_\tau\tau)$ 接近于 1，而且 $\tilde{\tau}$ 衰变到 $\ell\nu$ 和 $\tau\nu$ 的分支比也接近 1，所以最终 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 通过 RPV 项衰变的分支比为： $B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tau\nu\nu) : B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \ell\nu\nu) : B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tau\tau\ell) = 1 : 1 : 2$ 。

7.2.3 模拟样本

此研究的信号模拟样本和信号的截面计算和第 5、6 章一致。图 7-6 展示了 LSP 寿命对 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ 产生过程末态产物的影响，图中末态粒子的重建和第 6 章分析

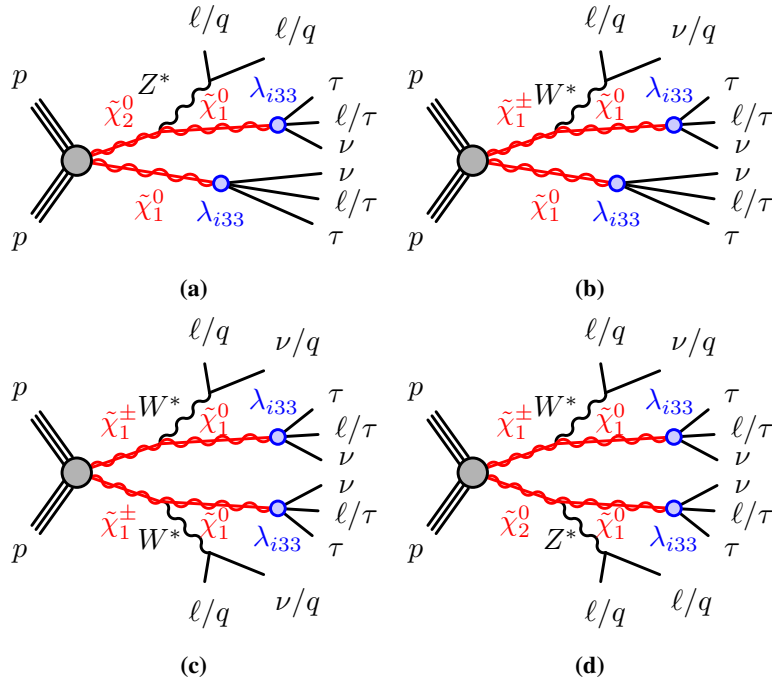


图 7-2 Higgsino 衰变道的费曼图，其中 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 会衰变到 $\tilde{\chi}_1^0$ ， $\tilde{\chi}_1^0$ 继续衰变至 SM 粒子。

Figure 7-2 Higgsino pair production channels, where NLSP decays to the LSP.

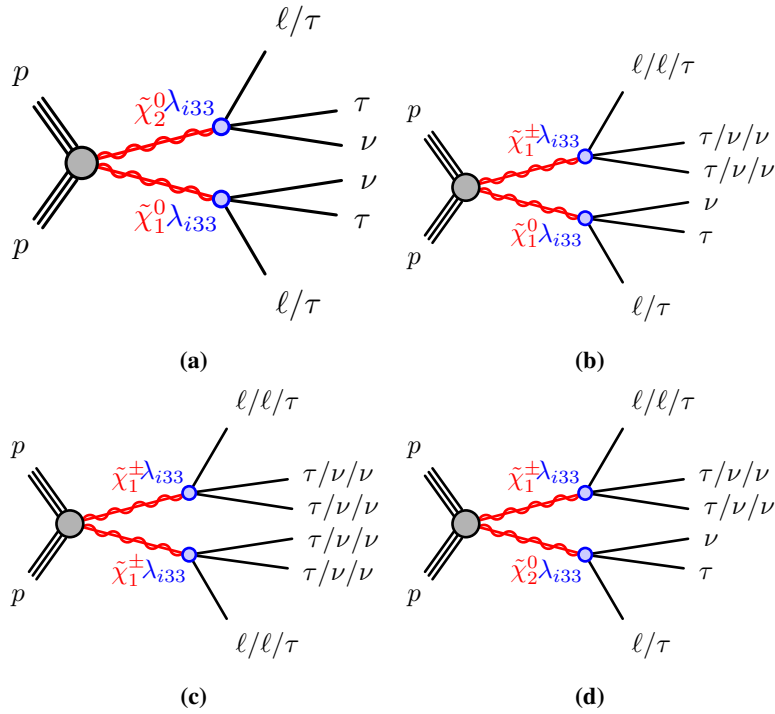


图 7-3 Higgsino 衰变道的费曼图，其中 higgsino 会直接衰变到标准模型粒子。

Figure 7-3 Higgsino pair production channels, the NLSP decays to SM particles.

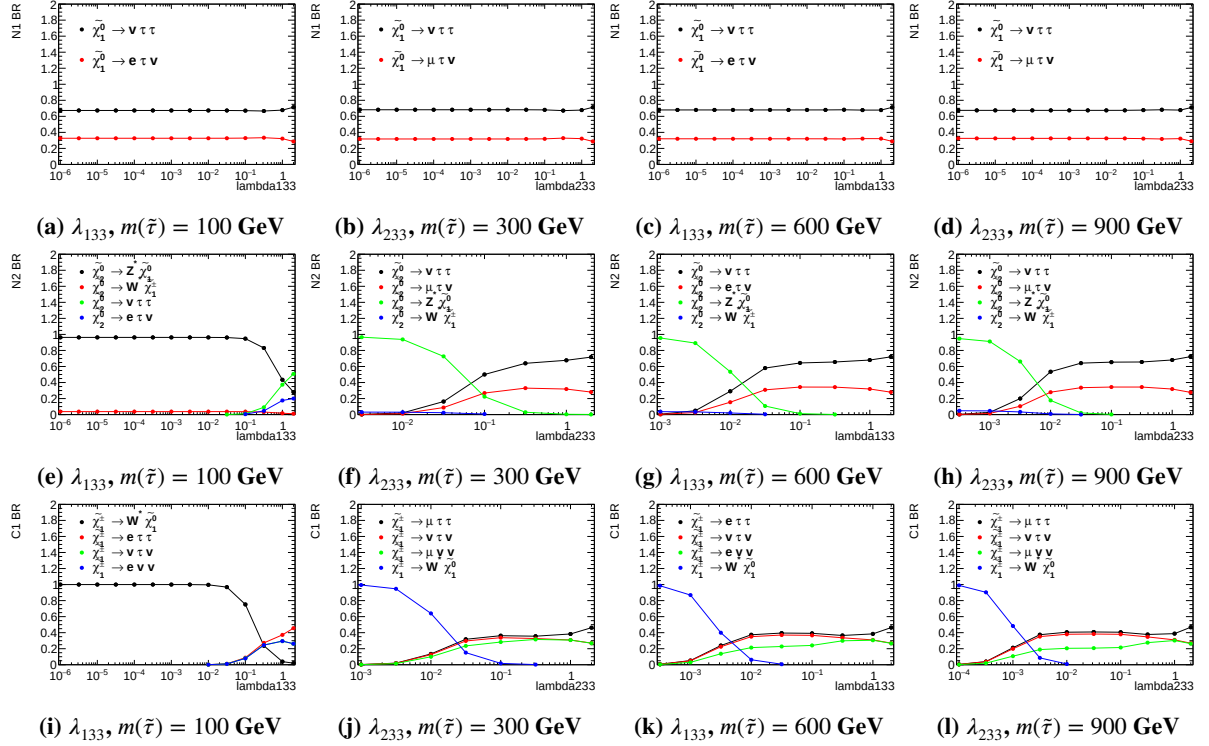


图 7-4 Higgsino 的衰变分支比随 λ_{i33} ($i \in \{1, 2\}$) 的变化分布。
(a-d) 为 $\tilde{\chi}_1^0$ ，图 (e-h) 为 $\tilde{\chi}_2^0$ ，图 (e-h) 为 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 。

Figure 7-4 The branching fractions of Higgsion as a function of λ_{i33} ($i \in \{1, 2\}$).
(a-d) show $\tilde{\chi}_1^0$, (e-h) show $\tilde{\chi}_2^0$, and (e-h) show $\tilde{\chi}_1^\pm$.

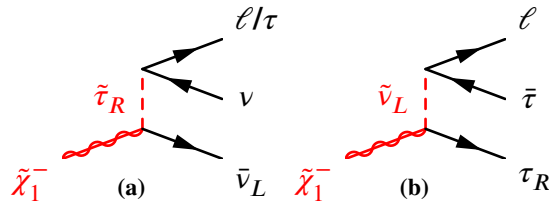


图 7-5 $\tilde{\chi}_1^-$ 通过 RPV 项衰变的过程， $\tilde{\chi}_1^+$ 为电荷共轭的过程。
Figure 7-5 $\tilde{\chi}_1^-$ possible decay channels, $\tilde{\chi}_1^+$ is the conjugation.

的类似，唯一的区别是将 baseline τ_{had} 的鉴别工作点改至 veryloose，从而在 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 的重建中考虑了更多的疑似 τ_{had} 的物理对象。此外，信号样本都要求至少有一个 baseline τ_{had} ，考虑到 di- τ 分析对 signal τ_{had} 更高的 p_{T} 要求可以移除动量较低的轻子，降低假重建对分布的影响，所以图中的物理对象重建标准和 di- τ 分析一致。可以发现对于末态 e 和 μ 数量的分布中，LSP 寿命越长，数量相对越低，这是因为他们远离顶点后被重建成信号粒子的效率降低。对于 τ_{had} 的数量，情况较为复杂， $\tau_{\text{LSP}} = 1 \text{ ns}$ 的样本的 τ_{had} 数量高于寿命更短的样本， $\tau_{\text{LSP}} = 0.01 \text{ ns}$ 的样本的 τ_{had} 数量也高于 $\tau_{\text{LSP}} = 0.0001 \text{ ns}$ 的样本，这是由于不同样本 τ_{had} 事例分布和 τ_{had} 重建效率分布的相对关系引起的。以 1-prong τ_{had} 的情况为例，如果使用 p_{T} 最高的径迹的碰撞参数 d_0 和 τ_{had} 的衰变顶点 L_{xy} 参数化 τ_{had} ，那么在 $\tau_{\text{LSP}} = 0.0001 \text{ ns}$ 的样本中，LSP 衰变出的 τ_{had} 主要集中在 $\log d_0/[\text{mm}] \in (-2, -1)$ 且 $\log L_{xy}/[\text{mm}] \in (0, 1)$ 的区域中。对于 $\tau_{\text{LSP}} = 0.01 \text{ ns}$ 的样本中，LSP 衰变出的 τ_{had} 的峰值移动到 $\log d_0/[\text{mm}] \in (-1, 0)$ 且 $\log L_{xy}/[\text{mm}] \in (0, 2)$ 的区域中，如果寿命进一步提升至 $\tau_{\text{LSP}} = 1 \text{ ns}$ ，那么峰值将移动到 $\log d_0/[\text{mm}] \in (1, 2)$ 且 $\log L_{xy}/[\text{mm}] \in (1, 3)$ 的区域。同时， τ_{had} 重建峰值在 $\log d_0/[\text{mm}] \in (-2, 0)$ 且 $\log L_{xy}/[\text{mm}] \in (0, 2)$ 的区域中，并且效率会在 $\log d_0/[\text{mm}] > 0$ 或 $\log L_{xy}/[\text{mm}] > 2$ 时急剧下降。另一方面，如果 τ_{had} 满足 $\log d_0/[\text{mm}] < -2$ 或 $\log L_{xy}/[\text{mm}] < 0$ ，虽然效率仍会下降，但下降率较慢。所以对于 $\tau_{\text{LSP}} = 0.0001 \text{ ns}$ 的样本来说，其中较多的事例含有至少一个 baseline τ_{had} ，对于 $\tau_{\text{LSP}} = 0.01 \text{ ns}$ 或 1 ns 的样本，含有至少一个 baseline τ_{had} 的事例数比例较低，尤其是对于 $\tau_{\text{LSP}} = 1 \text{ ns}$ 的情况，几乎所有事例都无法满足此条件。同时，在考虑含有至少一个 baseline τ_{had} 的选择条件后，由于长寿命的事例的 τ_{had} 更接近效率峰值，所以“幸存”的事例的 τ_{had} 重建效率相对更高，导致长寿命样本“幸存”事例的 τ_{had} 的数量相对更多。 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 则随着 LSP 的寿命增长而增长，这是因为 LSP 衰变出的轻子无法被重建出来，未被重建的动量成为了 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 重建的一部分。 m_{eff} 的定义是所有末态轻子的 p_{T} 与 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 的标量和，可以看到这个变量随着寿命增加而变低，这是因为 LSP 寿命较短时，更多末态产物能被重建出来，而末态产物的 p_{T} 标量和大于他们未被重建出来时贡献到 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 中的矢量和。

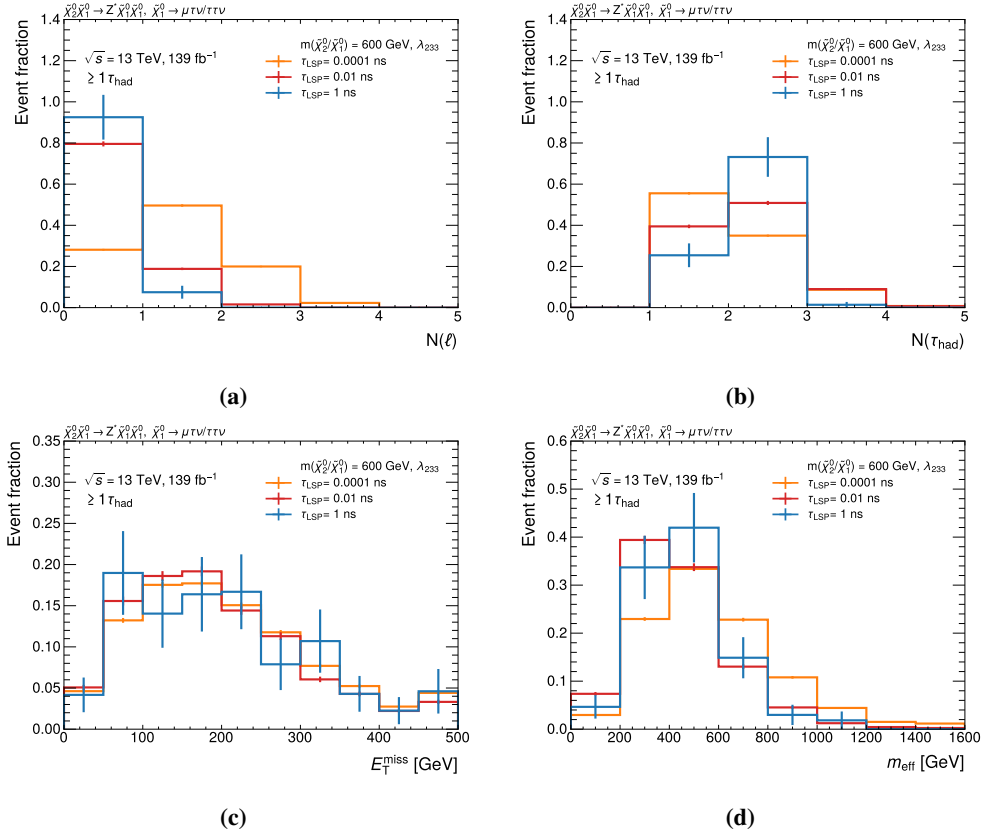


图 7-6 Higgsino 质量为 600 GeV 时, RPV 耦合项为 λ_{233} 时的变量分布。

(a) e 和 μ 的数量; (b) τ_{had} 的数量; (c) E_T^{miss} ; (d) m_{eff} 。

Figure 7-6 Distributions for the scenarios with the higgsino masses of 600 GeV and λ_{233} .

(a) lepton multiplicity, (b) τ_{had} multiplicity, (c) E_T^{miss} , and (d) m_{eff} .

7.3 诠释使用的 ATLAS 分析

本研究使用了两个 ATLAS 合作组已发表的分析，其中之一是第 6 章中 OS 末态的研究 (di- τ 分析)，另一个是四轻子分析 (4L 分析) [62]。这两个分析均没有发现超出标准模型的现象，考虑到 di- τ 分析已经详细记录在本文中，所以本节将简要介绍 4L 分析。REANA 软件 [169] 被用来复现这两个分析。这两个分析各自的信号区统计学联合测量策略被保留，但由于这两个分析的信号区定义有重叠，所以无法进行联合测量。

7.3.1 四轻子分析

四轻子分析研究的 SUSY 过程包含两个部分，(1) λ_{12k} 和 λ_{i33} 模型，其中 LSP 为瞬时衰变；(2) RPC 下的最普遍规范传递模型 (General Gauge Mediation, GGM) 产生的多轻子末态 [170]，其中 GGM 模型是一个普适的描述如何通过规范相互作用将超对称破缺传递至 SUSY 粒子使其和标准模型粒子去简并的理论。4L 分析的信号区要求至少四个 e 、 μ 或 τ_{had} ，并按照 $e + \mu$ 的数量、 b -jet 的数量和一对轻子是否可以重建 Z 玻色子的不变质量划分不同的信号区，表 7-2 总结了最终的 13 个信号区定义。

表 7-2 4L 分析的信号区定义和物理目标。

Table 7-2 SR definition and physical motivation of 4L analysis.

类型	$N(e, \mu)$	$N(\tau_{\text{had}})$	$N(b - \text{tagged jets})$	Z 玻色子候选者	选择条件	物理目标
4L0T	≥ 4	≥ 0	$= 0$	require 2 candidates	$E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$	higgsino GGM
			$= 0$	require 2 candidates	$E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$	higgsino GGM
			≥ 0	require 2 candidates	$E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$	Excess
			≥ 0	require 2 candidates	$E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$	Excess
			$= 0$	veto	$m_{\text{eff}} > 600 \text{ GeV}$	General
			$= 0$	veto	$m_{\text{eff}} > 1250 \text{ GeV}$	RPV $LL\tilde{E}i2k$
			≥ 1	veto	$m_{\text{eff}} > 1300 \text{ GeV}$	RPV $LL\tilde{E}i2k$
3L1T	$= 3$	≥ 1	$= 0$	veto	$m_{\text{eff}} > 600 \text{ GeV}$	General
			$= 0$	veto	$m_{\text{eff}} > 1000 \text{ GeV}$	RPV $LL\tilde{E}i33$
			≥ 1	veto	$m_{\text{eff}} > 1300 \text{ GeV}$	RPV $LL\tilde{E}i33$
2L2T	$= 2$	≥ 2	$= 0$	veto	$m_{\text{eff}} > 600 \text{ GeV}$	General
			$= 0$	veto	$m_{\text{eff}} > 1000 \text{ GeV}$	RPV $LL\tilde{E}i33$
			≥ 1	veto	$m_{\text{eff}} > 1100 \text{ GeV}$	RPV $LL\tilde{E}i33$

其中前四个信号区针对的信号是 GGM 模型的 higgsino 成对产生过程，同时要求末态粒子可以重建出在壳 Z 玻色子，并按照 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 划分正交的两个信号区以针对不同的 SUSY 粒子质量。其中两个额外的信号区是为了检验部分 Run-2 数据时发现的可能超出 [171]。其余针对 RPV 模型信号区要求无法通过末态粒子重建出在壳 Z 玻色子，且由于 LSP 的衰变导致了较低的 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ ，所以 m_{eff} 被用于划分正交的信号区以针对不同的 SUSY 粒子质量。由于此分析同时考虑了强和电弱相互作用产生 SUSY 粒子的过程，所以 b veto 被用于标记来自 $\tilde{g}$ 衰变产生的 b -jets。最终在 RPV 模型中，当 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ 处于 400 GeV 至 700 GeV 之间时，4L 分

析排除了质量低于 980 GeV 的 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 粒子成对产生过程。考虑到本研究中 $\tilde{\chi}_1^\pm / \tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^0$ 质量差异很低, 会导致末态粒子数量和 m_{eff} 较低, 所以显著性会相对降低。

7.4 系统误差分析

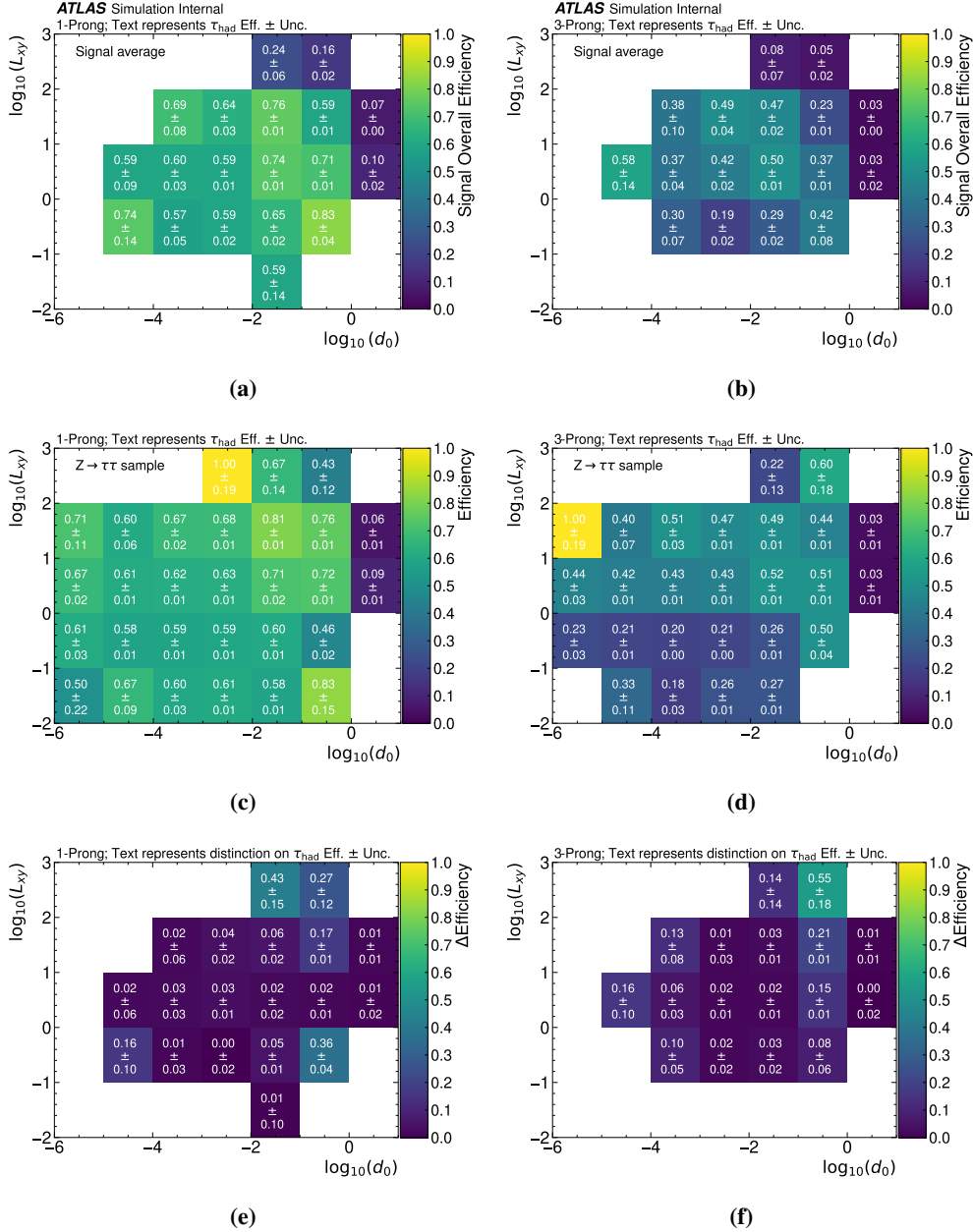
本研究所使用的工作流包含完整的标准模型本底的系统误差, 所以本研究只额外考察了信号的系统误差。由于 di- τ 和 4L 分析是针对瞬时衰变的 τ_{had} , 使用的是常规的 τ_{had} 重建和鉴别策略, 针对的是寿命较短的 τ_{had} 进行优化, 而本文研究的信号中 LSP 可以飞行一段距离后再衰变从而产生移位 τ_{had} 。由于瞬时衰变的 τ_{had} 和移位 τ_{had} 的重建和鉴别可能不同, 所以本文通过对比 $Z \rightarrow \tau\tau$ 过程产生的瞬时衰变的 τ_{had} 和 RPV 信号产生的移位 τ_{had} 从而得到针对移位 τ_{had} 的系统误差。最终, 信号的系统误差包含 ATLAS 合作组推荐的实验误差、移位 τ_{had} 造成的系统误差和理论误差。

7.4.1 移位 τ_{had} 的重建和鉴别误差

参数化 τ_{had} 所用的变量为 τ_{had} 的 p_T 最高的径迹的碰撞参数 d_0 、 τ_{had} 的顶点 L_{xy} 和 prong 数量, 而 p_T 和 η 对重建效率的影响远远低于 d_0 对重建效率的影响, 所以最终选择 d_0 、 L_{xy} 和 prong 数量划分 bin。考虑到单个信号样本的寿命分布较集中而整体信号样本的寿命覆盖范围较大, 所以最终只在 $Z \rightarrow \tau\tau$ 样本重建效率不为 0% 且至少有两个信号样本的统计误差低于 50% 的 bin 中计算系统误差。最后通过比较 $Z \rightarrow \tau\tau$ 样本重建效率和信号样本效率的平均值作比较, 其中信号样本效率的平均值采用最小二乘法拟合得到, 相应的效率差别作为当前 bin 的系统误差。图 7-7 分别展示了信号平均值、 $Z \rightarrow \tau\tau$ 的重建效率和最后的效率差别, 并按 1-prong 和 3-prong τ_{had} 划分。可以发现 τ_{had} 的重建效率的峰值在 $\log_{10}(d_0/[\text{mm}]) \in [-2, -1]$ 、 $\log_{10}(L_{xy}/[\text{mm}]) \in [0, 2]$ 的区域内, 绝大部分的 1-prong τ_{had} 的效率差别在 5% 以内, 3-prong τ_{had} 则为 20%。如果 τ_{had} 处于并没有效率差别结果的 bin 内, 则按照距离其最近的 bin 的效率差别作为误差。

7.4.2 移位 τ_{had} 的触发器的系统误差

由于 di- τ 分析所用的 asymmetric di- τ 和 di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$ 触发器是针对瞬时衰变的 τ_{had} 进行优化, 所以需要研究这两个 di- τ 触发器在瞬时衰变的 τ_{had} 和位移 τ_{had} 上的差别作为系统误差。本研究仍然采用 $Z \rightarrow \tau\tau$ 过程和信号样本的对比, 为了避免重复计算误差, 所以此误差的参数化使用的变量为所有 τ_{had} 的次高 p_T , 对于 di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$ 触发器还考虑了 E_T^{miss} 作为第二个参数。在 asymmetric di- τ 触发器中, $Z \rightarrow \tau\tau$ 过程和信号样本的效率分布以 τ_{had} 的次高 p_T 为变量的分布是平坦的, 整体效率差为 6% 左右, 作为 asymmetric di- τ 触发器的额外误差。在 di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$ 触发器中, 当 E_T^{miss} 高于 130 GeV 时, 效率比随次高 p_T 的分布或 E_T^{miss} 的分布也是平坦的, 整体效率差为 12% 左右, 此值被作为 di- $\tau + E_T^{\text{miss}}$ 触发器的额外误差。


 图 7-7 τ_{had} 重建和鉴别效率。

(a)、(b) 分别为来自信号的 1-prong、3-prong τ_{had} 的加权平均效率，(c)、(d) 分别为来自 $Z \rightarrow \tau\tau$ 过程的 1-prong、3-prong τ_{had} 的效率，(e)、(f) 分别为 1-prong、3-prong τ_{had} 的信号与 $Z \rightarrow \tau\tau$ 的效率差别。

Figure 7-7 The Reco+Medium-ID efficiency.

(a) 1-prong τ_{had} in signal samples, (b) 3-prong τ_{had} in signal samples, (c) 1-prong τ_{had} in $Z \rightarrow \tau\tau$ samples, and (d) 3-prong τ_{had} in $Z \rightarrow \tau\tau$ samples, where the efficiency of the signal samples is the weighted mean. Figure (e) and (f) shows the efficiency difference between $Z \rightarrow \tau\tau$ and signal samples of 1-prong and 3-prong τ_{had} separately.

7.4.3 信号的理论误差

与 di- τ 和 4L 分析类似的，信号理论误差也主要为截面误差、PDF 误差、 μ_R, μ_F 误差、Matching and Merging Schema 误差和初态/末态辐射的误差。其中截面误差使用了 ATLAS 合作组推荐值，其他误差的计算方法在两个分析重新诠释中略有不同：

- PDF 误差：对于 di- τ 分析的重新诠释的 PDF 误差，本研究采用了和 Wh 分析一致的选择 100 个 NNPDF 中 (PDF260000-PDF260100) 的 LHE 权重在信号区接收度中差别最大的作为误差，最终发现大部分信号点都在 10% 以内。由于 4L 分析的工作流限制，无法直接计算 PDF 对接受度的影响，所以采用了 10% 的保守估计

- μ_R, μ_F 误差、Matching and Merging Schema 误差和初态/末态辐射的误差：对于 di- τ 分析的重新诠释，本研究利用了 truth-level 的分析所用样本和误差样本的差别作为误差，最终发现大部分误差都在 20% 以内；4L 分析的已经对信号区加入了根据信号去估计的误差，本分析直接采用他们的结论，大部分信号区的误差都在 20% 以内 [62]。

7.5 实验结果

本研究使用 pyhf [147, 148] 软件进行统计诠释。利用 di- τ 分析和 4L 分析，本研究最终在 95% 置信度下对 higgsino 成对产生过程进行了排除。图 7-8 分别展示了 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程且 λ_{133} 或 λ_{233} 耦合非零的排除限，排除限的参数为 higgsino 质量和耦合强度。图上的虚线分别展示了 τ_{LSP} 和分支比 $B(\tilde{\chi}_1^\pm / \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$ 的等高线，最右侧灰色区域的耦合上限来自 $m(\nu_e)$ 和 R_τ 的测量实验。当耦合强度较低时，di- τ 分析的排除能力高于 4L 分析，反之则 4L 分析较强。4L 分析排除能力低于预期的原因主要是：(1) 轻子的重建效率随 τ_{LSP} 的升高而迅速降低，从而降低 4L 信号区的接收度；(2) Higgsino 模型较小的质量差异导致动量较高的轻子含量较低，而 di- τ 分析只要求两个 τ_{had} 所以在 τ_{LSP} 较大时接收度较高；但是在 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程中， $B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$ 较高时，4L 分析比 di- τ 分析更强。这主要是因为 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 通过 RPV 项衰变时较大概率产生三个轻子，而 di- τ 分析信号区定义中的 m_{Tsum} 只考虑了 p_T 最高和次高的 τ_{had} ，且 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 随着末态粒子的重建率提高而降低。当 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 信号的末态产生较多轻子且重建效率较高时，di- τ 分析的显著性会略微下降。

当 $\tau_{\text{LSP}} = 0.01$ ns 时，higgsino 质量排除限处于 200 GeV 至 600 GeV 之间。当 $\tau_{\text{LSP}} = 0.001$ ns 时，higgsino 质量低于 800 GeV 的区域被排除。如果耦合强度更高，higgsino 的质量排除限会提升至 900 GeV。 λ_{i33} 低于 10^{-4} 或 $\tau_{\text{LSP}} \geq 0.01$ ns 时，di- τ 和 4L 分析无法得到排除限。

在被 di- τ 分析排除的事例中，SR-C1N2OS-HM 信号区的信号灵敏度最高，这是因为 higgsino 衰变产生的 boosted τ_{had} 和中微子可以构成较大的 m_{Tsum} 和 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$

以满足信号区定义。

被 4L 分析排除的事例的信号灵敏度情况较为复杂，不同的产生过程有着不同的最灵敏信号区：(1) 对于 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ 过程， $2L2T$ 且 $m_{\text{eff}} > 600$ GeV 的信号区的灵敏度最高的，这是因为 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ 衰变产生的 e 、 μ 相对更少，所以对 e 、 μ 数量要求较低的信号区的灵敏度更高。(2) 对于 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ 过程， $2L2T$ 且 $m_{\text{eff}} > 600$ GeV 或 $m_{\text{eff}} > 1000$ GeV 的信号区灵敏度最高，但是对于 higgsino 质量在 200 GeV 左右的信号来说， $4L0T$ 中要求 $E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV 且重建两个在壳 Z 玻色子候选者的信号区灵敏度更高。对于前一种情况，由于 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 衰变为三轻子末态的分支比为 50%，所以 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的衰变产物相比 $\tilde{\chi}_2^0$ 的衰变产物有着更高的 m_{eff} ，所以对 m_{eff} 要求更严的信号区也可以对 higgsino 质量较高的样本有着相对最高的灵敏度。对于后一种情况，当 higgsino 质量较低时， m_{eff} 也会降低，但末态轻子的数量有 50% 的概率达到五个，更多的轻子和更低的 p_T 意味着末态轻子有更高的概率可以误重建出两对满足在壳 Z 玻色子质量的轻子。(3) 对于 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程， $3L1T$ 且 $m_{\text{eff}} > 600$ GeV 的信号区排除能力最强，这主要是因为 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的衰变可以产生相对更多的轻子和更少的 τ_{had} 。此外， $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 过程衰变产生的末态含有超过四个轻子的概率远远低于 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ 过程，所以 $4L0T$ 信号区在低 higgsino 质量区的信号灵敏度反而较弱。

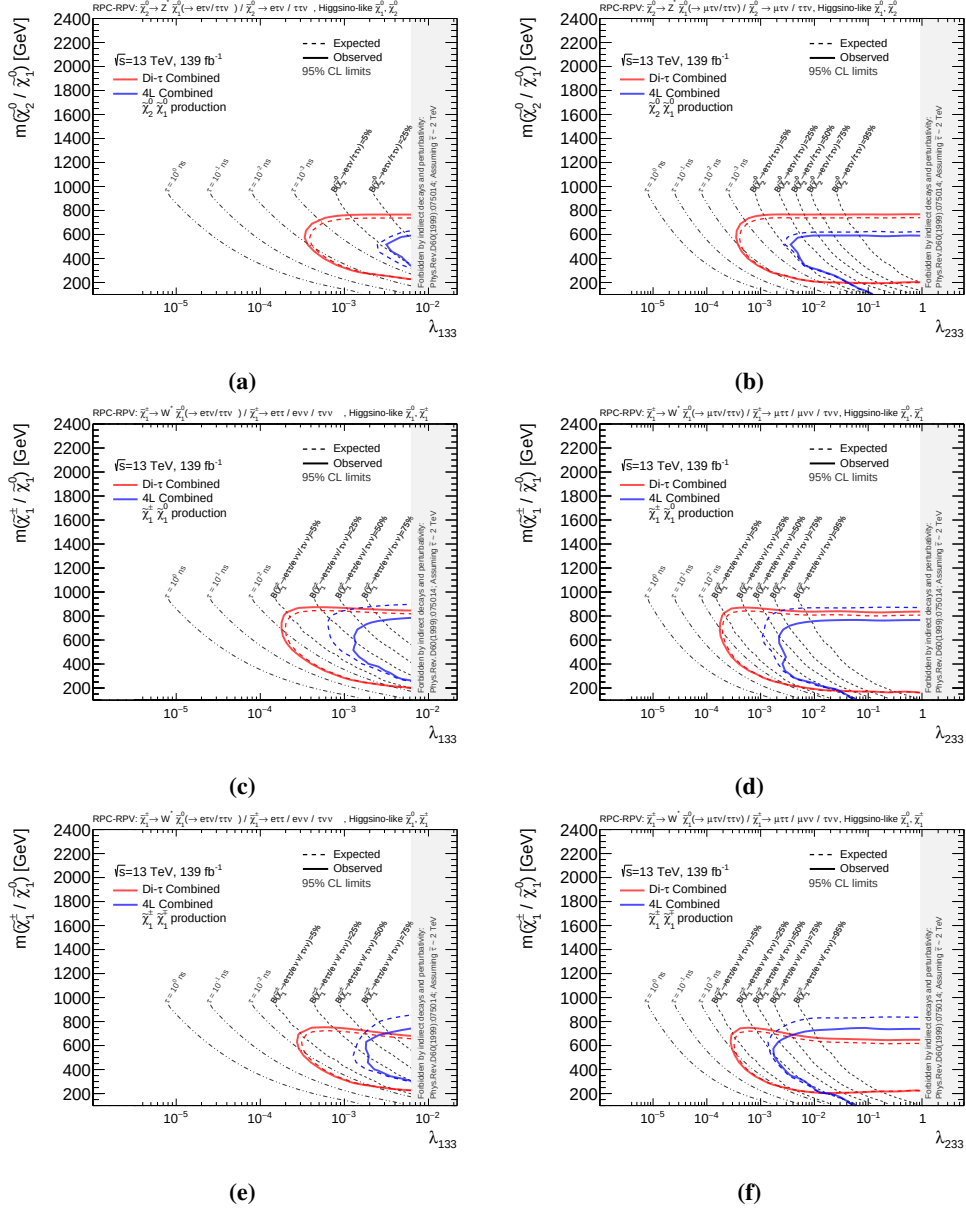


图 7-8 Higgsino 模型的排除限。

图 (a-b) 为 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ 产生过程、图 (c-d) 为 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 产生过程、图 (e-f) 为 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 产生过程。其中，图 (a)、(c) 和 (e) 为 λ_{133} 耦合，图 (b)、(d) 和 (f) 为 λ_{233} 耦合。预期排除限为虚线，观测排除限为实线，灰色区域的限制 $m(\nu_e)$ 和 R_τ 的测量实验。

Figure 7-8 Exclusion limits for the higgsino model.

(a-b) $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ production, (c-d) $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ production, and (e-f) $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ production as a function of λ_{133} and higgsino mass. Among them, (a), (c), and (e) correspond to λ_{133} , while (b), (d), and (f) correspond to λ_{233} . Expected limits are shown with dashed lines, and observed as solid. The grey region is forbidden by constraints from $m(\nu_e)$ and R_τ measurement.

7.6 本章小结

本文详细研究了 R 宇称破坏项耦合系数 λ_{133} 和 λ_{233} 对 Higgsino 寿命和分支比的影响, 这是 ATLAS 首次研究此模型, 同时本文给出了目前最新的 λ_{133} 和 λ_{233} 耦合系数的理论上限。在系统误差方面, 本文详细研究了移位陶子的重建、鉴别和相关触发器的系统误差, 这是 ATLAS 首次对相关误差进行研究。本研究在 95% 置信度下给出了质量简并的 Higgsino 在不同寿命下的质量排除限, 当耦合系数较大, Higgsino 衰变至标准模型粒子的分支比较高时, Higgsino 质量低于 800 GeV 的区域被排除, 同时侧面说明了传统的信号区对粒子具有一定寿命的模型仍有显著度。

第 8 章 唯象最小超对称标准模型的诠释

8.1 研究动机

在 LHC 的 Run1 和 Run2 阶段, ATLAS 和 CMS 实验分别对 SUSY 模型进行了细致的寻找, 因为没有找到明显超出标准模型的现象, 所以对简化模型的参数进行了严格的约束。但这类简化模型的自由参数只有个位数, 并未覆盖完整的 MSSM 参数相空间, 所以实际的排除能力与较复杂的模型仍有差距。由第 2.2.2 节介绍可知, MSSM 的参数相空间自由度极高, 直接对 MSSM 模型参数进行排除是不可能的, 但 pMSSM-19 模型可以将 MSSM 合理简化至 19 个自由参数, 所以对 pMSSM-19 模型进行限制是可能的。对 pMSSM-19 模型的约束不仅可以检查 ATLAS 实验对更真实的 SUSY 模型的约束与排除情况, 还对未来的 SUSY 寻找有重要参考意义。

在 Run1 阶段, ATLAS 实验通过在 19 维相空间取 30,0000 个 pMSSM 模型, 对 SUSY 寻找实验重新诠释 [172], CMS 实验也使用了全局贝叶斯统计对相空间进行取样并重新诠释 [173], 结果显示 Squark 和 Gluino 粒子的质量被较强的约束。在 Run2 阶段, 针对 Run1 阶段约束较弱的电弱超对称粒子, ATLAS 实验在五维相空间中进行了重新诠释, 结果显示对质量较低的电弱超对称粒子的排除能力仍然有限 [174]。本文使用 ATLAS 实验 Run2 期间对电弱过程或强过程产生 SUSY 粒子寻找实验的结果, 对 pMSSM 模型进行约束。相较于 Run1 的研究, 本次研究利用的 Run2 阶段的分析在 MC 样本模拟、物理对象重建、探测器性能方面均有提升, 并且 Run2 的质心能量更高、积分亮度更多。此外, 本次研究利用了 ATLAS 合作组开发的新软件: SIMPLEANALYSIS 框架 [175]、workspace 的储存 [176]、RECAST [177, 178] 及 REANA [169] 重新诠释框架。

本文主要针对 LSP 为 Bino 型 $\tilde{\chi}_1^0$ 的模型, 这类模型的暗物质遗留密度 (Relic density) 较高, LSP 作为暗物质粒子就可以满足实验观测值: $\Omega h^2 = 0.12$ [5], 所以是较为热门的模型。

8.2 分析策略

本节将介绍本研究的分析策略, 包含软件框架、模拟样本、pMSSM 模型参数的扫描、采用的实验约束等内容。

8.2.1 软件框架和间接探测实验的约束

本文对 pMSSM 参数空间的取样策略为在感兴趣的参数空间中均匀取样, 图 8-1 展示了判断取样得到的 pMSSM 模型是否被排除的工作流程。

pMSSM 模型首先会通过几个程序计算分析所用的物理学变量:

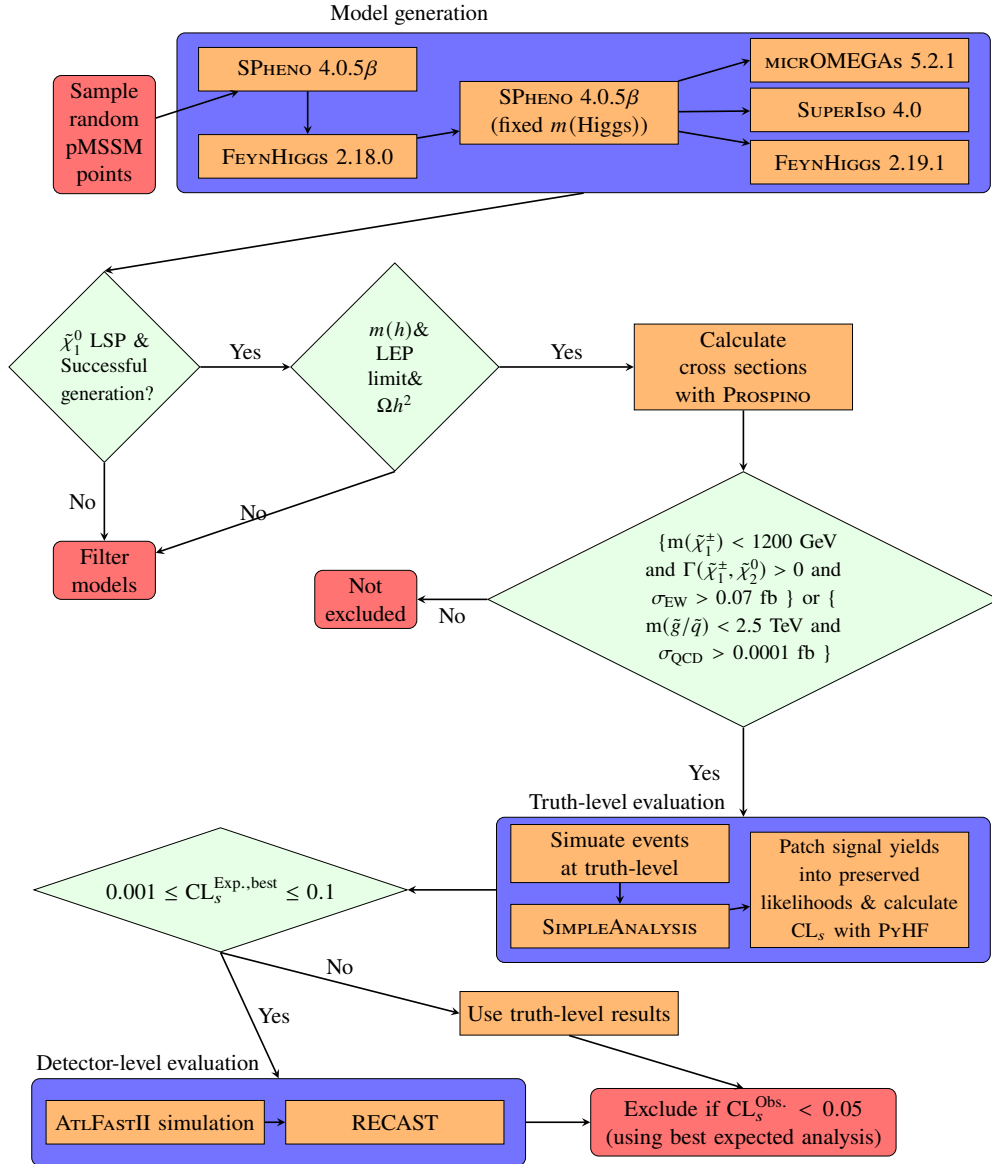


图 8-1 pMSSM 研究工作流程，从模型取样至判断模型是否被排除。

Figure 8-1 Workflow for the pMSSM scan, starting from sampling the pMSSM parameter space and ending at the determination of whether each model is excluded or not.

- SPHENO 4.0.5 [179, 180] 用于计算 SUSY 粒子的质量谱和衰变分支比，记录为 SLHA 文件 [181]。

- FEYNHIGGS 2.18.0/2.19.1 [182–189]：2.18.0 版本用于计算 MSSM 模型中希格斯物理 (Higgs sector) 相关的变量，比如 SM 中和 SUSY 中的希格斯粒子的质量和衰变分支比。FEYNHIGGS 得到的质量和分支比会用于修改 SLHA 文件中的相关信息，考虑到 higgs sector 的变化也会影响 SUSY 粒子的质量和分支比，所以经过修改的 SLHA 文件会再次通过 SPHENO 进行更新。2.19.1 版本用于计算 MSSM 中 W 玻色子的质量。

- MICRAMEGAS 5.2.1 [190, 191] 用于计算 Ωh^2 、LSP 作为暗物质粒子湮灭的通道与截面和 LSP 作为 WIMP 粒子 (Weakly interacting massive particle) 与核子的自旋依赖 (Spin dependent, SD) 和自旋无关 (Spin independent, SI) 散射截面。暗物质直接探测实验采用的模型中假设了 WIMP 的 $\Omega h^2 = 0.12$ ，考虑到 LSP 作为 WIMP 粒子时 Ωh^2 可能较低，所以 WIMP-核子散射截面的计算结果将被降低至 $\Omega h^2 / 0.12$ 倍。

- SUPERISO 4.0 [192] 用于计算 MSSM 模型中味物理涉及的分支比。

如果一个模型在运行上述任一程序时出现报错，就会被移出分析所用的模型，这种报错大概率是 SUSY 质量谱不满足理论要求引起的。此后，分析将筛选出 Bino 型 (Bino 混合比例高于 50%) $\tilde{\chi}_1^0$ 作为 LSP 的模型，并判断模型中最轻的希格斯玻色子是否满足在 SM 希格斯玻色子质量附近： $m(h) \in [120, 130]$ GeV。可以发现这个质量范围较大，主要是由于 $\tilde{g}$ 质量较大时， $\tilde{t}$ 和 $\tilde{b}$ 对 $m(h)$ 有贡献的圈图的理论误差可能高于 3 GeV [193]。此外，移除已经被其他对撞机实验排除的模型也很重要，本文采用 LEP 实验和 D0 实验的结果进行预排除。在 EWKino (Electroweakino) 方面，如果质量差异 $\Delta m(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0) \geq 3$ GeV，则满足 $m(\tilde{\chi}_1^\pm) < 103$ GeV 的模型被移除，如果质量差异小于 3 GeV，则移除 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 质量低于 91.9 GeV 的模型。在 $\tilde{g}$ 方面，D0 实验采用的模型是 cMSSM [194, 195]，pMSSM-19 模型的参数相空间包含了 cMSSM 模型的相空间，如果直接使用 D0 的实验结果可能会造成误排除，最终选择保守的移除 $\tilde{g}$ 质量低于 100 GeV 的模型。

除了 ATLAS 实验对 pMSSM 模型的约束，本文还考虑了非 ATLAS 实验的约束，其中包含例如 W 玻色子质量等非直接寻找实验对 pMSSM 模型的约束。表 8-1 总结了各个约束的范围。味物理方面考虑了三个分支比作为约束： $B(b \rightarrow s\gamma)$ 、 $B(B_s \rightarrow \mu\mu)$ 和 $B(B^+ \rightarrow \tau\nu)$ ，实验约束分别来自 PDG 的全局拟合 [167] 和最新的 LHCb 实验结果 [196]，并考虑了 2σ 的误差范围。电弱精确测量 (Electroweak Precision observables, EWPO) 方面分别考虑了 ρ 参数、Z 玻色子衰变至不可探测粒子的宽度 ($\Gamma_{\text{inv}}(Z)$) 和 W 玻色子质量 ($m(W)$)。 ρ 参数的定义为 $\rho = m_W^2/m_Z^2 \cos^2 \theta_W$ ，可见 SM 模型在树图精度下的 ρ 为 1，SUSY 过程可以通过圈图贡献到这个变量， ρ 的约束采用了 GFITTER 合作组的结果 [197]。 $\Gamma_{\text{inv}}(Z)$ 采用了 SLC 和 LEP 实验的结果 [198]。 $m(W)$ 采用了 PDG 的全局拟合，拟合并未考虑 CDF 实验的结果 [199]，

因为 CDF 实验的结果与其他实验的结果偏差较大。此外，由于计算 MSSM 模型中的 $m(W)$ 理论误差较大，所以 $m(W)$ 的约束范围除了考虑 2σ 误差外，还额外扩展了 6 MeV 的窗口范围。暗物质直接探测实验 SI 和 SD 的约束分别采用了目前约束最强的 LZ 合作组 [200] 和 PICO-60 实验 [201] 的结果。

表 8-1 非 ATLAS 实验对 pMSSM 模型参数的约束，分别来自味物理分支比、电弱精确观测物理量和暗物质直接探测实验。

Table 8-1 Constraints from non-ATLAS experiments. They are electroweak precision measurements, flavour physics observables and direct-detection DM searches.

类型	限制	下限	上限	注释
Flavour	$B(b \rightarrow sy)$	3.11×10^{-4}	3.87×10^{-4}	2022 PDG average (2σ window) [167]
	$B(B_s \rightarrow \mu\mu)$	1.87×10^{-9}	4.31×10^{-9}	Most recent LHCb result (2σ window) [196]
	$B(B^+ \rightarrow \tau\nu)$	6.10×10^{-5}	1.57×10^{-4}	2022 PDG average (2σ window) [167]
EWPO	$\delta\rho$	-0.0004	0.0018	Updated global electroweak fit by GFITTER group [197] (not including CDF W -mass measurement [199])
	$\Gamma_{\text{inv}}(Z)$	--	2 MeV	Beyond-the-Standard Model contributions to precision electroweak measurements on the Z-resonance from experiments at the SLC and LEP colliders [198].
	$m(W)(\text{extended})$	80.347 GeV	80.407 GeV	2022 PDG result (excluding CDF W mass measurement [199]) [167] but with the 2σ window expanded by 6 MeV to allow for uncertainty due to the top-quark mass in the MSSM Higgs calculation [202]
DM	Relic density	--	0.12	Latest bound from Planck [5]
	Direct detection σ_{SI}			Exclusion contour on direct detection of DM from the LZ collaboration [200]
	Direct detection σ_{SD}			Exclusion contour on direct detection of DM from PICO-60 [201]

对于通过预筛选的 pMSSM 模型，分析将使用 PROSPINO 软件计算模型在 LHC 上的截面，精度为次领头阶。接下来，pMSSM 模型将被再次进行基于实验预期的预筛选，预先将一部分 SUSY 粒子质量较高的模型标记为未被排除的模型，具体标准为：如果模型中 $m(\tilde{\chi}_1^\pm) > 1.2$ TeV，则电弱作用产生 SUSY 粒子的过程被标记为未被排除，如果模型中 $m(\tilde{g})$ 和 $m(\tilde{q})$ 均高于 2.5 TeV，则强作用产生 SUSY 粒子的过程被标记为未被排除。此外，如果模型包含寿命较长甚至稳定的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ ，相应的产生过程也将被标记为未被排除。对此类长寿命模型的排除需要利用本分析暂未考虑的长寿命粒子寻找实验，例如 ATLAS 实验中通过最小电离能损寻找带电长寿命粒子 [149]。

pMSSM 模型的信号样本的 MC 产生子是 MADGRAPH5_AMC@NLO2.9.5，PS 产生子是 PYTHIA 8.306。根据情况不同，一个信号样本可能对应两种探测器模拟，一种是基于 Geant4 或 AF-II 的常规模拟，这种模拟消耗的计算资源较高，所以只有少部分信号样本采用了此种模拟。另一种模拟利用了粒子层面的信息，通过使用 SIMPLEANALYSIS 框架 [175]，将参数化的探测器响应函数施加到末态粒子中模拟重建效率与分辨率 (Smearing)。为了验证 SIMPLEANALYSIS 的合理性，本分析挑选了部分信号点同时产生常规探测器模拟和 Smear 模拟，并在本分析采用的信号区中比较事例数的差别，最终发现大部分的误差低于 20%。

经过了两步预筛选的模型在完成信号样本的产生后，本分析使用 PyHF 框架 [147, 148]，利用 HepData [176] 中储存的 workspace，对 pMSSM 模型进行排除。如果一个模型在所有分析中最低的预期置信度 CLs_{exp} 处于 0.001 和 0.1 之间，则需要进一步进行 AF-II 模拟，并使用 RECAST [177, 178] 和 REANA [169] 框架进行完

整的分析复现。最终 $CL_{s_{\text{obs}}}$ 低于 0.05（在 95% 的置信度下）的模型会被 ATLAS 实验排除。

8.2.2 信号模型与扫描取样

表 8-2 展示了针对 Bino 型 LSP 的 pMSSM 模型参数扫描范围，以下记为 Bino-DM 扫描。为了提高 Bino 型 LSP 的取样效率，Bino 质量参数 M_1 被设置为在 0 至 2 TeV 之间，Wino 的质量参数 M_2 和 Higgsino 的质量参数 μ 的扫描上限为 5 TeV。考虑到 ATLAS 实验对 $\tilde{g}$ 和 $\tilde{q}$ 的排除能力较强，所以 $\tilde{g}$ 质量参数 M_3 和左、右手 $\tilde{q}$ 质量参数 $m_{\tilde{Q}_i}$ 、 $m_{\tilde{u}_i/\tilde{d}_i}$ 的上限均被设置为 5 TeV。考虑到 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ 可以经过中间态 EWKino 衰变产生 $\tilde{\ell}$ ，所以左、右手 $\tilde{\ell}$ 的质量参数 $m_{\tilde{L}_i}$ 、 $m_{\tilde{e}_i}$ 扫描上限也高至 5 TeV。在 Higgs sector 方面，三线性的耦合常数的扫描范围设置为较广的 8 TeV，赝标量希格斯玻色子 A 的质量参数设置为 5 TeV，真空期望值比例 $\tan \beta$ 为较普遍的 1 至 60 之间。

表 8-2 pMSSM 模型取样的参数范围。

Table 8-2 Parameter ranges that are randomly sampled for the pMSSM scan.

模型参数	扫描下限	扫描上限	注释
$m_{L_1} (=m_{L_2})$	0 TeV	5 TeV	左手第一、二代 slepton 质量
$m_{\tilde{e}_1} (=m_{\tilde{e}_2})$	0 TeV	5 TeV	右手第一、二代 slepton 质量
m_{L_3}	0 TeV	5 TeV	左手 stau 质量
$m_{\tilde{e}_3}$	0 TeV	5 TeV	右手 stau 质量
$m_{\tilde{Q}_1} (=m_{\tilde{Q}_2})$	0 TeV	5 TeV	左手第一、二代 squark 质量
$m_{\tilde{u}_1} (=m_{\tilde{u}_2})$	0 TeV	5 TeV	右手第一、二代 up 型 squark 质量
$m_{\tilde{d}_1} (=m_{\tilde{d}_2})$	0 TeV	5 TeV	右手第一、二代 down 型 squark 质量
$m_{\tilde{Q}_3}$	0 TeV	5 TeV	左手第三代 squark 质量
$m_{\tilde{u}_3}$	0 TeV	5 TeV	右手第三代 up 型 squark 质量
$m_{\tilde{d}_3}$	0 TeV	5 TeV	右手第三代 down 型 squark 质量
M_1	-2 TeV	2 TeV	Bino 质量参数
M_2	-5 TeV	5 TeV	Wino 质量参数
μ	-5 TeV	5 TeV	双线性 Higgs 质量参数
M_3	0 TeV	5 TeV	Gluino 质量参数
A_t	-8 TeV	8 TeV	Top 三线性耦合强度
A_b	-8 TeV	8 TeV	Bottom 三线性耦合强度
A_τ	-8 TeV	8 TeV	Tau 三线性耦合强度
M_A	0 TeV	5 TeV	赝标量 Higgs 质量参数
$\tan \beta$	1	60	Higgs 真空期望值比值

表 8-3 展示了 Bino-DM 扫描的经过各个步骤的筛选后的信号点数量。Bino-DM 扫描在初始阶段均匀取样了 800 万个信号点，最终符合 MSSM 模型要求、LSP 为 $\tilde{\chi}_1^0$ 且 Bino 混合比高于 50% 的模型仅占 10% 左右。较低的效率在实验预期之中，因为均匀采样虽然减少了其他取样方法造成的偏差 (bias)，但效率确实较低。在 82 万个模型中，最终满足 Ωh^2 条件的仅为其中的三万两千个模型，这是因为 Bino 型 LSP 和其他 SUSY 粒子联合湮灭的截面较低，对于 Bino 混合比

例较高的 LSP，只有在 LSP 质量接近 Z 、 h 玻色子质量的一半时，一对 LSP 才能通过 Z/h 通道衰变至 SM 粒子 (Z/h -funnel)，从而降低 Ωh^2 。如果 LSP 的质量高于 Z 、 h 玻色子质量，只有 LSP 的质量接近 A/H 玻色子质量的一半时或 Bino 的混合比较低、Wino/Higgsino 的混合比较高时，LSP 才能满足 Ωh^2 条件，此时的 LSP 可以通过成对衰变至 A/H 粒子 (A/H -funnel) 或者与 NLSP 联合衰变降低 Ωh^2 。

在通过 $m(h)$ 要求后，只有约两万个模型幸存，这主要是因为本分析采用的均匀取样导致 $\tilde{t}$ 对 higgs 的质量贡献较低。由于 M_A 的质量参数上限为 5 TeV，所以大部分模型中， $m(A)$ 远远高于 $m(Z)$ ，此时单圈图精度下 $\tilde{t}$ 对 higgs 的质量贡献可以表示为 [203]：

$$m(h)^2 = m(h)^{2,\text{tree}} + \Delta m(h)^{2,1\text{-loop}} \quad (8-1)$$

其中单圈图贡献为 [203]：

$$\Delta m(h)^{2,1\text{-loop}} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{m(t)^2}{v^2} \left(\log \frac{M_S^2}{m(t)^2} + \frac{X_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_S^2} \right) \right) \quad (8-2)$$

其中 $X_t = A_t - \mu \cot \beta$ 为 $\tilde{t}$ 混合参数， $M_S = \sqrt{m(\tilde{t}_1) \cdot m(\tilde{t}_2)}$ 为 SUSY 能标。可以发现单圈图精度下 $|X_t/M_S| \sim \sqrt{6}$ 时， $\tilde{t}$ 对 $m(h)$ 的圈图贡献最大，但本分析的 pMSSM 模型中有较大比例的模型其混合参数低于 1，导致 $m(h)$ 分布偏低。所以最终 $m(h)$ 的约束移除了约 1/3 的模型。通过 $m(h)$ 约束的模型为本分析最终使用的模型，约两万个。

在经过其他非暗物质的约束后，约九千个模型幸存，这其中大部分被 $B(b \rightarrow s\gamma)$ 约束，这是因为 $\tan \beta$ 的扫描上限较高， $\tan \beta$ 对 $B(b \rightarrow s\gamma)$ 的影响很强 [204]。最终约四千个模型可以通过暗物质直接探测实验的约束，其中约束最强的是 σ_{SI} 。

8.2.3 诠释使用的 ATLAS 分析

本分析采用了 ATLAS 实验中对超对称粒子寻找的结果和对超出标准模型希格斯物理寻找的结果。表 8-4 总结了 ATLAS 实验的约束。其中第一部分为寻找电弱过程产生的超对称粒子，第二部分为寻找强过程产生的超对称粒子，他们的研究是针对简化模型特定末态的寻找，并假设 EWKino 为纯 gaugino 混合，所以 SUSY 粒子的衰变分支比和 gaugino 混合的变化将大幅影响他们的显著性。此外，对于“Disappearing Track”分析，由于完整的复现需要使用精度最高的探测器模拟，所以本分析最终采用判断 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 粒子的产生截面、质量和寿命是否位于排除限内的方式判断是否被此分析排除。在 Higgs 实验方面，第一个约束来自 h 玻色子衰变至不可探测粒子的分支比，本分析直接判断 $B(h \rightarrow \nu\nu) + B(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$ 是否小于 0.107 [205] 进行约束。第二个约束为赝标量希格斯玻色子的质量测量，采用 480 GeV 质量下限 [206] 的约束。最后的约束来自赝标量希格斯玻色子衰变

表 8-3 pMSSM 模型取样的参数范围和经过不同选择条件的事例数。

Table 8-3 Set-ups for the pMSSM scan performed and the number of models passing each step and constraint.

扫描名称	Bino-DM	
$ M_1 $ range	0 – 2 TeV	
LSP type	Bino-like $\tilde{\chi}_1^0$	
模型产生		
Sampled	8,000,000	
Successful generation	1,354,670	
Bino-like LSP type	824,891	
Satisfy DM relic density constraint $\Omega h^2 \leq 0.12$	32,846	
选择条件	强相互作用 电弱相互作用	
Pass pre-filter	30,971	18,808
Successful particle-level evaluation	30,954	18,789
选择条件		
Satisfy LEP and D0 constraint	31,908	
$120 \text{ GeV} < m(h) < 130 \text{ GeV}$	19,249	
Satisfy non-DM external constraints	8,937	
Satisfy all external constraints	4,412	

到 $\tau\tau$ 末态的截面，本分析采用 SUSHi [207] 框架计算胶子聚合 (ggH) 和 b 夸克相关 (bbH) 重中性希格斯粒子的产生截面，并考虑其衰变至 $\tau\tau$ 末态的分支比，通过判断质量和截面与分支比的乘积是否处于排除限内 [208] 进行约束。

表 8-4 pMSSM 分析采用的 ATLAS 实验分析。

Table 8-4 List of ATLAS analyses considered in this analysis.

分析名称	目标 SUSY 简化模型
FullHad [209]	Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via WZ, Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via Wh , Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ via WW, Higgsino GGM
1Lbb [210]	Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via Wh
2L0J [211]	Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ via WW, slepton pairs
2L2J [212]	Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via WZ, Higgsino GGM
3L [213]	Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via WZ, Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via Wh , Higgsino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$, Higgsino GGM
4L [214]	Higgsino GGM
Compressed [215]	Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ via WZ, Higgsino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$
Disappearing Track [150]	Wino $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ and $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$
Strong 1L [216]	$\tilde{g}\tilde{g}/\tilde{q}\tilde{q}$ via $\tilde{\chi}_1^\pm$
Strong 2L2J [212]	$\tilde{g}\tilde{g}/\tilde{q}\tilde{q}$ via $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{g}\tilde{g}$ via $\tilde{\chi}_2^0$ then $\tilde{\ell}$
Strong SS/3L [217]	$\tilde{g}\tilde{g}$ via $\tilde{\chi}_1^\pm$ then $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{g}\tilde{g}$ via $\tilde{t}$ in λ_{313}'' , $\tilde{t}/\tilde{b}$ via $\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm$
Strong MultiJets [218]	$\tilde{g}\tilde{g}$ via $\tilde{\chi}_1^\pm$ then $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{g}\tilde{g}$ to $\tilde{\chi}_1^0$ directly, $\tilde{g}\tilde{g}$ vis $\tilde{t}$ in λ_{323}''
Strong 0L [219]	BDT, Discovery, and Multibin analyses
	$\tilde{g}\tilde{g}/\tilde{q}\tilde{q}$ via $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{g}\tilde{g}/\tilde{q}\tilde{q}/\tilde{g}\tilde{q}$ to $\tilde{\chi}_1^0$ directly
$B(h \rightarrow \text{inv})$ measurement [205]	-
$m(A)$ measurement [206]	-
$\sigma_{\phi \rightarrow \tau\tau}$ measurement [208]	-

8.3 分析结果

本节将总结分析结果,方便起见,下文与图片中出现的“ATLAS Run2 searches”表示同时包括 SUSY 和 Higgs 研究的约束,“ATLAS SUSY (Higgs) searches”则表示只考虑来自 ATLAS SUSY (Higgs) 研究实验的约束。“EWK (Strong) Prod.”表示只考虑模型中的电弱过程(强过程)产生 SUSY 粒子,“Strong+EWK Prod.”表示从这两个产生过程得到的 CLs 中选择其中较好的(CLs 较小的)。“all non-DM constraints”表示考虑除了暗物质直接探测实验的约束以外的所有非 ATLAS 实验的约束,“all constraints”表示考虑所有非 ATLAS 实验的约束。本节将展示 ATLAS 实验和非 ATLAS 实验对 pMSSM 模型中 SUSY 粒子的质量和衰变分支比的约束,由于篇幅所限,实验约束对 pMSSM-19 参数的限制在附录二展示,对 SUSY 粒子质量一维分布的排除能力在附录三展示,除 ATLAS 的 SUSY 研究外的实验约束对 pMSSM 模型的限制的分布在附录四中展示。

8.3.1 LSP 质量的约束

图 8-2 分别展示了模型的 LSP 质量分布与被排除的比例,图 8-2(a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验约束前后的分布,其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束;图 8-2(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。可以看到 ATLAS 实验对 LSP 的质量约束主要集中在低质量区域,LSP 质量低于 100 GeV 的范围几乎被 ATLAS 实验所排除,90% 以上的 LSP 质量低于 500 GeV 的模型也被 ATLAS 实验排除。如果同时考虑非 ATLAS 实验约束,则质量低于 550 GeV 的 LSP 粒子几乎被全部排除,而 90% 的质量处于 1.1 TeV 以下的模型被 ATLAS 和非 ATLAS 实验约束所排除。

8.3.2 超对称胶子和超对称夸克的约束

图 8-3 展示了分别展示了 ATLAS 的 SUSY 研究对 Bino-DM 模型的排除比例,其中第一列为 $m(\tilde{g})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 的分布,第二列为 $m(\tilde{q})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 的分布, $\tilde{q}$ 表示第一、二代左、右手超对称夸克中质量最轻的超对称夸克 ($\min[\tilde{q}_L, \tilde{q}_R]$, $q \in u, d, c, s$),同时还分别展示了全部的模型、通过非 ATLAS 约束的模型和通过非 ATLAS 约束以及 ATLAS 的 Higgs 研究约束的模型各自被排除情况。图上的 ATLAS 排除限来自本分析所用的相关分析的基于简化模型的排除限。

可以发现,ATLAS 的 SUSY 研究对质量较轻的 $\tilde{g}$ 在模型被施加不同约束下均有极高的排除比例,同时 pMSSM 模型被排除的范围与简化模型排除限范围较为接近,说明简化模型很好的捕获了 pMSSM 模型的 $\tilde{g}$ 的特征, $m(\tilde{g}) \leq 1$ TeV 的范围几乎被全部排除。此外,处于简化模型排除限内的一部分 pMSSM 模型仍未被排除,他们主要集中在两个区域,第一个区域为 $m(\tilde{g})$ 在 ~ 200 GeV 附近且与 LSP 的质量差异 $\Delta m(\tilde{g}, \tilde{\chi}_1^0) \leq 15$ GeV,第二个区域为 $m(\tilde{g})$ 较重,但是与 LSP 的质量差异 $\Delta m(\tilde{g}, \tilde{\chi}_1^0) \leq 1$ GeV。如果 $\tilde{g}$ 质量较低,产生 $\tilde{g}$ 的部分子动量峰值也

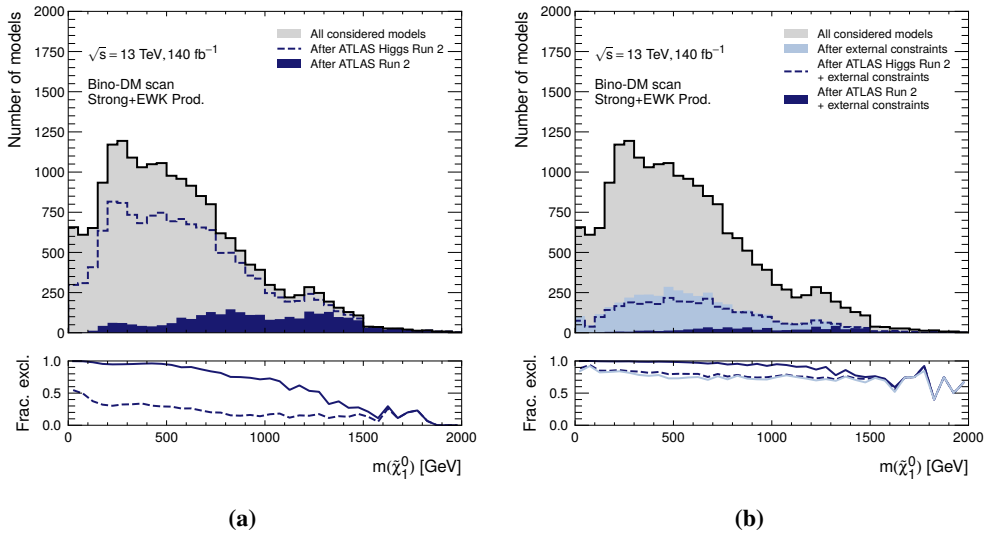


图 8-2 Bino-DM 模型的 LSP 质量分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

Figure 8-2 Distributions of the LSP mass.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

会较低, 所以即使 $\Delta m(\tilde{g}, \tilde{\chi}_1^0)$ 较大, $\tilde{g}$ 的衰变产物的 p_T 仍可能较低。而如果 $\tilde{g}$ 质量较高但质量差异低于 1 GeV, 在这种极端的质量压缩区域中, 末态产物的 p_T 会非常低, 从而也影响信号接收度。预计对这两个区域的排除能力将随着未来加入 Mono-jet 分析而改善。此外, 还可以发现 $m(\tilde{g}) \sim 2$ TeV 而 LSP 质量相对较低时, pMSSM 模型的被排除范围也逊于简化模型范围, 这是因为 $\tilde{g}$ 质量较高且 $\tilde{g}$ 和 $\tilde{\chi}_1^0$ 的质量差异较大时, 其他 SUSY 粒子可以加入 $\tilde{g}$ 的衰变过程, 形成联级衰变, 造成末态产物数量多但 p_T 低的情况, 从而降低信号接受度。本研究还在相关区域的未被排除模型中发现 $\tilde{g}$ 通过 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变至 $\tilde{\chi}_1^0$ 的模型, 但衰变分支比 $B(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \gamma)$ 接近于 1, 预计此类模型会在引入光子相关的信号区后被排除。此外, ATLAS 的 SUSY 分析约束在 $\tilde{g}$ 质量接近 4 TeV 时仍排除了接近 50% 的模型, 这是由于本分析采用的模型并没有对 $\tilde{q}$ 去耦合, 模型中质量较低的 $\tilde{q}$ 在成对产生后被 SUSY 分析排除, 从而导致模型在投影到 $m(\tilde{g})$ - $m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面时显示为被排除的状态。

在 $m(\tilde{q})$ - $m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面上, $m(\tilde{q}) \leq 400$ GeV 的范围几乎被全部排除, 同时在 $\tilde{q}$ 质量高于 2 TeV 时仍有大部分模型被排除, 这是因为 $\tilde{g}\tilde{g}$ 过程或 $\tilde{g}\tilde{q}$ 过程导致的。可以看到有两个部分的 pMSSM 模型在简化模型排除限内但未被全部排除, 其一是处于虚线和实线之间的部分。这是由于实线排除限依赖的简化模型设置 $\tilde{q}_L$ 和 $\tilde{q}_R$ 的质量一致, 造成了 $\tilde{q}$ 质量的八重简并, 而虚线排除限去耦合了 $\tilde{q}_R$, 只形成了四重简并, 对于 pMSSM-19 模型来说, 由于只有第一、二代的 $\tilde{q}_L$ 共享一个质量参数, 所以四重简并是较常见的状态, 八重简并是较罕见的情况, 所以位于虚线排除限内的模型几乎被全部排除, 但虚线和实线之间的区域的排除依赖于 $\tilde{g}$ 。第二个未被全部排除的区域接近于质量压缩区域, 这部分模型中最轻的 $\tilde{q}$ 为 $\tilde{q}_R$, 而第一、二代的 $\tilde{q}_R$ 的质量参数各自独立, 所以较大概率形成二重质量简并的状态, 其散射截面是四重简并的一半, 较低的截面导致其未被排除。

图 8-4 展示了 ATLAS 的 SUSY 实验的排除比例在 $m(\tilde{g})$ - $m(\tilde{q})$ 平面的投影, 简化模型的排除限为八重质量简并的模型, 并考了 $\tilde{g}\tilde{q}$ 产生过程。可以看到 $\tilde{g}$ 质量低于 1 TeV 的范围被完全排除, 且排除能力与 $\tilde{q}$ 的质量无关。同时较轻的 $\tilde{q}$ 也被 ATLAS 的 SUSY 研究强烈约束, $\tilde{g}$ 质量较低时, 质量低于 1 TeV 的 $\tilde{q}$ 被完全排除, 而随着 $\tilde{g}$ 质量升高, 对 $\tilde{q}$ 质量的约束也减轻了, 这是因为 $\tilde{g}$ 较高时, 通过 $\tilde{g}$ 的 t-channel 产生 $\tilde{q}\tilde{q}$ 的截面以及 $\tilde{g}\tilde{q}$ 产生的截面会被压制, 导致被排除能力下降。总体上看, $\tilde{q}$ 质量低于 400 GeV 的区域完全被排除了, 对比图 8-4(a) 和 8-4(b) 可以发现非 ATLAS 实验的约束对这部分限制也很强, 这部分约束的主要来源是暗物质直接探测实验的截面上限, 较轻的 $\tilde{q}$ 可以增强 LSP 和夸克的 t-channel 截面。此外, 可以发现一些位于简化模型排除限外的 pMSSM 模型也被排除了, 这些模型的特征是 LSP 质量较轻, 且 $\tilde{q}$ 、 $\tilde{t}$ 和 $\tilde{b}$ 质量较为接近, 最终形成高于八重的质量简并从而提升强作用产生的截面。最后, 可以发现 $m(\tilde{g})$ 和 $m(\tilde{q})$ 接近的区域中 pMSSM 模型被排除的比例相对较高, 这是由于 $m(\tilde{g})$ 和 $m(\tilde{q})$ 接近时 $\tilde{g}\tilde{q}$ 产生的散射截面相对较高。

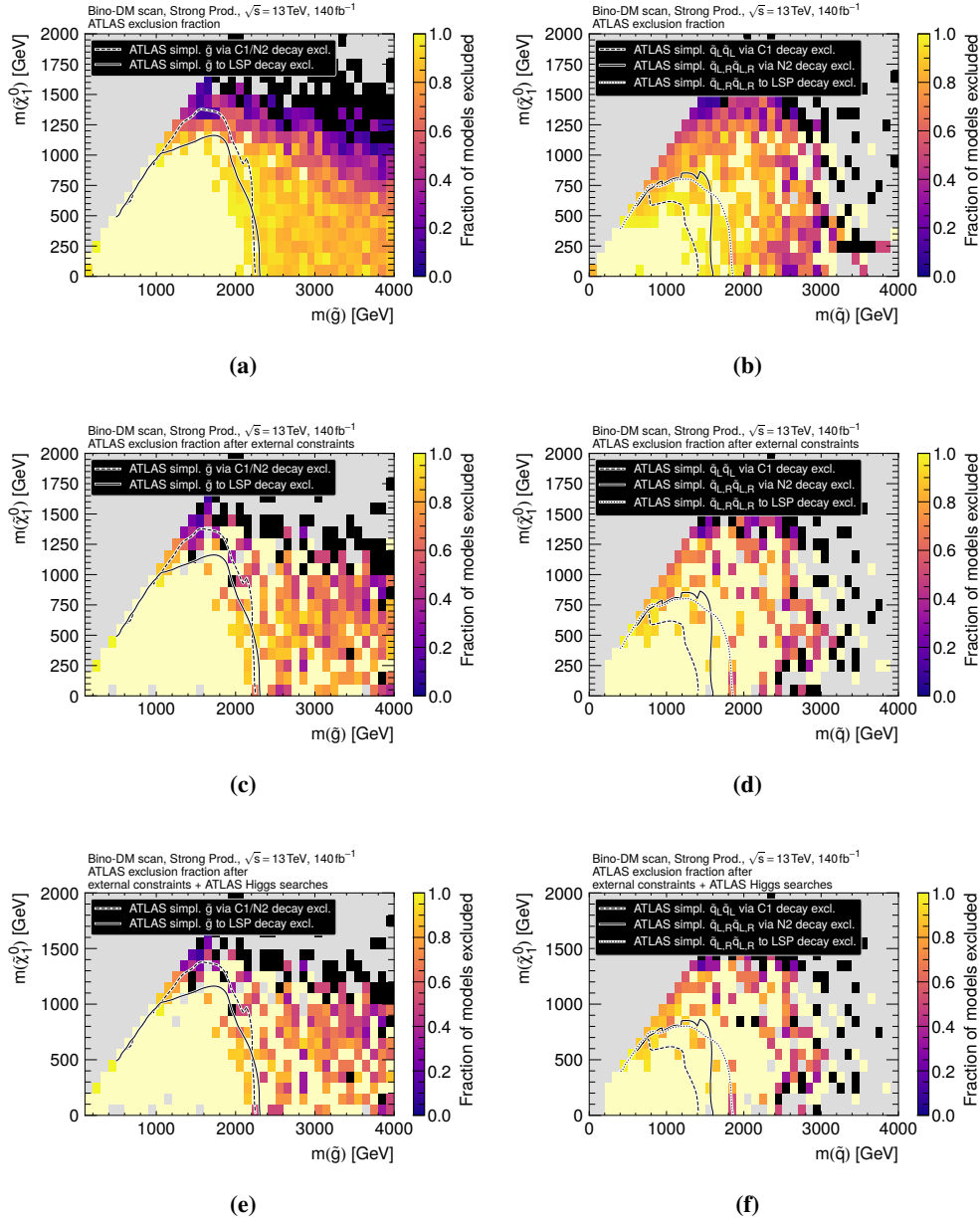


图 8-3 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{g})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{q})-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。(a,c,e) 展示了模型在 $m(\tilde{g})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影；(b,d,f) 展示了模型在模型在 $m(\tilde{q})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影。(a-b) 考虑了全部的 Bino-DM 模型，(c-d) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型，(e-f) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-3 The fraction of the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results ($m(\tilde{g})-m(\tilde{\chi}_1^0)$, $m(\tilde{q})-m(\tilde{\chi}_1^0)$). The first column shows the $m(\tilde{g})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ plane and the second column the $m(\tilde{q})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ plane. The first row includes all considered models, the second includes models that satisfy all external constraints and the third row includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

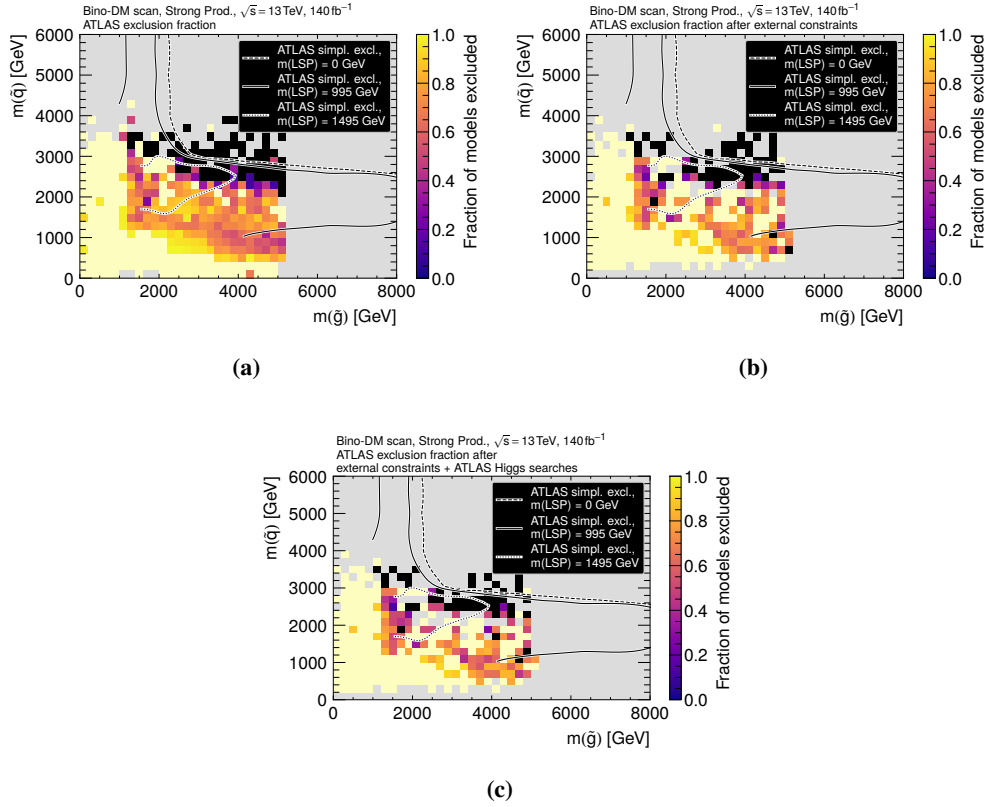


图 8-4 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例在 $m(\tilde{g})$ - $m(\tilde{q})$ 平面的投影。

(a) 考虑了全部的 Bino-DM 模型, (b) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型, (c) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-4 The fraction of the

Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results shown on the $m(\tilde{g})$ - $m(\tilde{q})$ plane.

(a) includes all considered models, (b) includes models that satisfy all external constraints, and (c) includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

图 8-5 展示了 ATLAS SUSY 实验的排除比例在 $m(\tilde{g})-\Delta X$ 和 $m(\tilde{q})-\Delta X$ 平面的投影, 其中 ΔX 定义为 $\Delta X = \Delta m(\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0)/\Delta m(\tilde{g} - \tilde{\chi}_1^0)$ 或 $\Delta m(\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0)/\Delta m(\tilde{q} - \tilde{\chi}_1^0)$ 。简化模型的排除限为 $\tilde{q}$ 四重质量兼并, $\tilde{q}$ 或 $\tilde{g}$ 通过 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 衰变。可以发现图中 pMSSM 模型的排除范围与简化模型的差距较大, 其原因如下: (1) 对于 pMSSM 模型来说, 如果 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ 质量较大, 即使其质量处于简化模型排除限范围内, 仍可以进行联级衰变或通过 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变而不是只通过 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 一步衰变; (2) pMSSM 模型中 $\tilde{g}$ 和 $\tilde{q}$ 并没有去耦合。

图 8-6 分别展示了 $\tilde{q}_L$ 和 $\tilde{q}_R$ 的排除情况, 其中 $\tilde{q}_L$ ($\tilde{q}_R$) 的排除限只使用了 $\tilde{q}_L$ ($\tilde{q}_R$) 为最轻的 $\tilde{q}$ 的模型。通过对比左右两列, 可以清晰的看到 pMSSM-19 模型中左、右手 $\tilde{q}$ 的差距。第一、二代的 $\tilde{q}_L$ 来自同一个质量参数, 所以其质量是四重简并, 但对 $\tilde{q}_R$ 来说只是二重简并, 所以 SUSY 分析对 $\tilde{q}_L$ 的排除能力更强。此外, 在 Bino-DM 模型中, $\tilde{\chi}_1^\pm$ 中 Wino 的比例较高, 而 Wino 与 $\tilde{q}_R$ 的耦合强度相对较, 所以如果 SUSY 分析采用的简化模型中分支比 $B(\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm) = 100\%$, 则对 $\tilde{q}_R$ 的排除能力将进一步降低。

SUSY 简化模型常使用简化的分支比, 例如将某个 SUSY 粒子衰变的分支比固定为 100%。但 pMSSM 模型中的分支比会随模型参数的不同而不同。图 8-7 展示了 $\tilde{g}$ 衰变至 EWKino ($\tilde{\chi}_1^0$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm$)、 $\tilde{q}_L$ 、 $\tilde{q}_R$ 和 $\tilde{t}\tilde{b}$ 的分支比。由于 $\tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_1^+$ 和 $\tilde{\chi}_1^-$ 中 wino 混合比例较高, 并且 $\tilde{g}$ 衰变至这三个粒子的分支比接近, 所以 $B(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$ 和 $B(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$ 很难接近 100%。虽然在所有分支比分布中, ATLAS 实验 SUSY 研究的排除比例均很高, 但仍可发现一些随分支比变化的排除比例。当 $\tilde{g}$ 衰变至 EWKino 的分支比较高时, ATLAS 分析的排除比例也较高, 这是因为 SUSY 分析往往选择通过 EWKino 一步衰变的简化模型作为信号模型, 所以对分支比较高的 pMSSM 模型排除能力也较强。此外, 排除比例会随着 $B(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{b})$ 的降低或者 $B(\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_L/\tilde{q}_R)$ 的升高而升高, 这主要是因为本分析暂未考虑针对第三代超对称夸克的分析, 对 $B(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{b})$ 较高的过程排除能力较弱, 并且这两个分支比有“竞争”关系。

图 8-8、8-9 分别展示了排除比例与 $\tilde{q}_L$ 、 $\tilde{q}_R$ 衰变分支比的关系。其中 $B(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$ 和 $B(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$ 的分支比也有截断点, 这与 $\tilde{g}$ 分支比截断点的原因一致。而 $\tilde{q}_R$ 与 Wino 型 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的耦合很弱, 所以分支比几乎均为 0。分支比 $B(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$ 的截断点是因为 pMSSM 模型中的 $\tilde{\chi}_2^0$ 的 Higgsino 混合比例和 $\tilde{\chi}_3^0$ 中 Bino 的混合比例均不可忽略, 所以 $B(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_3^0)$ 与 $B(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$ 呈现“竞争”关系。最后, 可以发现 pMSSM 模型的排除比例与 $\tilde{q}$ 的分支比的关联较弱。

8.3.3 第三代超对称夸克的质量约束

第三代超对称夸克 ($\tilde{t}$ 、 $\tilde{b}$) 作为最轻的超对称夸克 SUSY 模型较为受欢迎, 因为较轻的 $\tilde{t}$ 可以解决自然性问题。图 8-10 展示了 $\tilde{t}$ 、 $\tilde{b}$ 的质量排除比例, $\tilde{t}$ ($\tilde{b}$) 的排除比例只使用了最轻的超对称夸克为 $\tilde{t}$ ($\tilde{b}$) 的 pMSSM 模型。图中的简化模型排除限依然来自目标为寻找第一、二代 $\tilde{q}$ 的 ATLAS 分析, 而 $\tilde{t}$ 、 $\tilde{b}$ 大

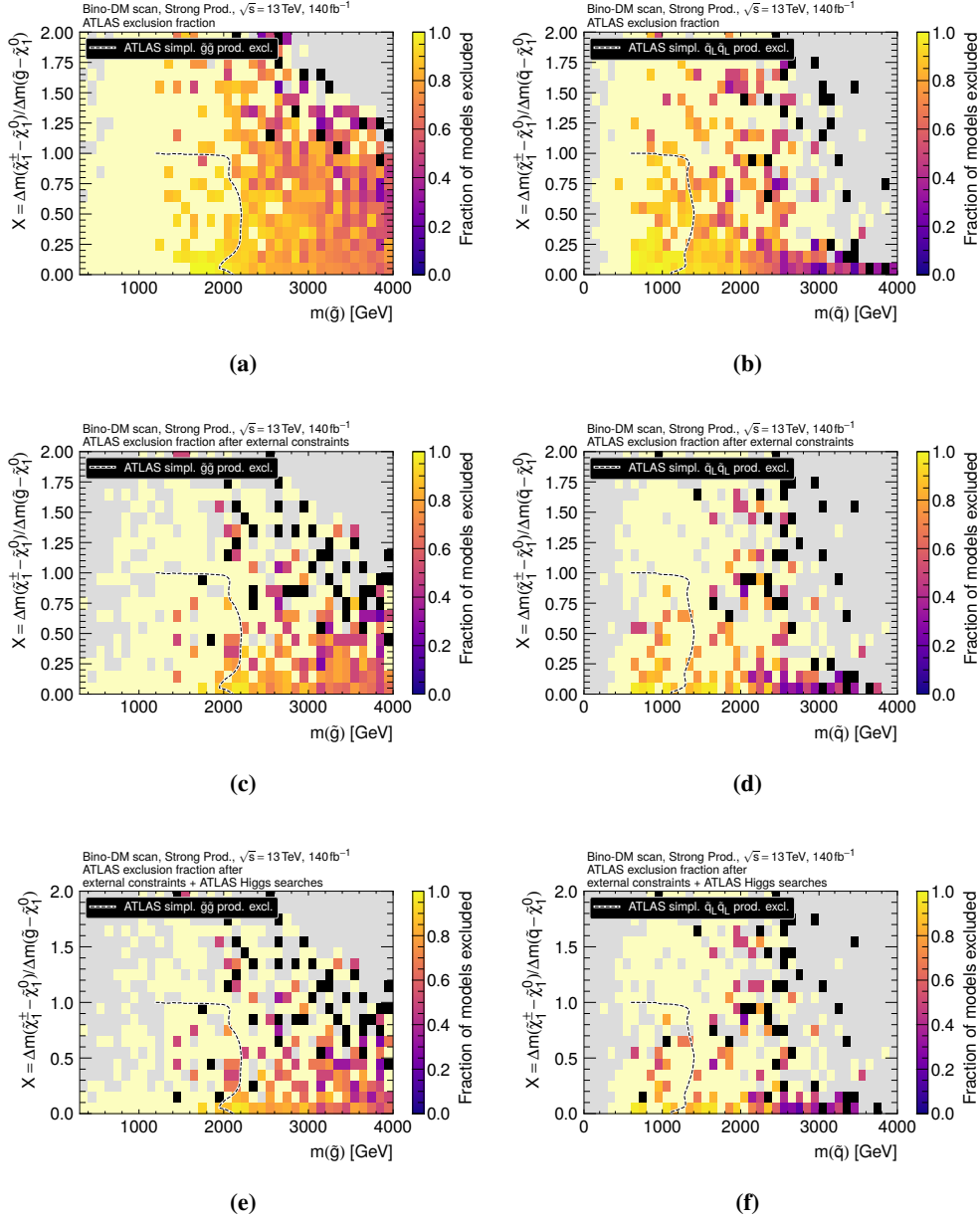


图 8-5 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{g})-\Delta X$ 、 $m(\tilde{q})-\Delta X$)。 (a,c,e) 展示了模型在 $m(\tilde{g})-\Delta X$ 平面的投影；(b,d,f) 展示了模型在模型在 $m(\tilde{q})-\Delta X$ 平面的投影。(a-b) 考虑了全部的 Bino-DM 模型，(c-d) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型，(e-f) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-5 The fraction of the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results ($m(\tilde{g})-\Delta X$, $m(\tilde{q})-\Delta X$). The first column shows the $m(\tilde{g})-\Delta X$ plane and the second column the $m(\tilde{q})-\Delta X$ plane. The first row includes all considered models, the second includes models that satisfy all external constraints and the third row includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

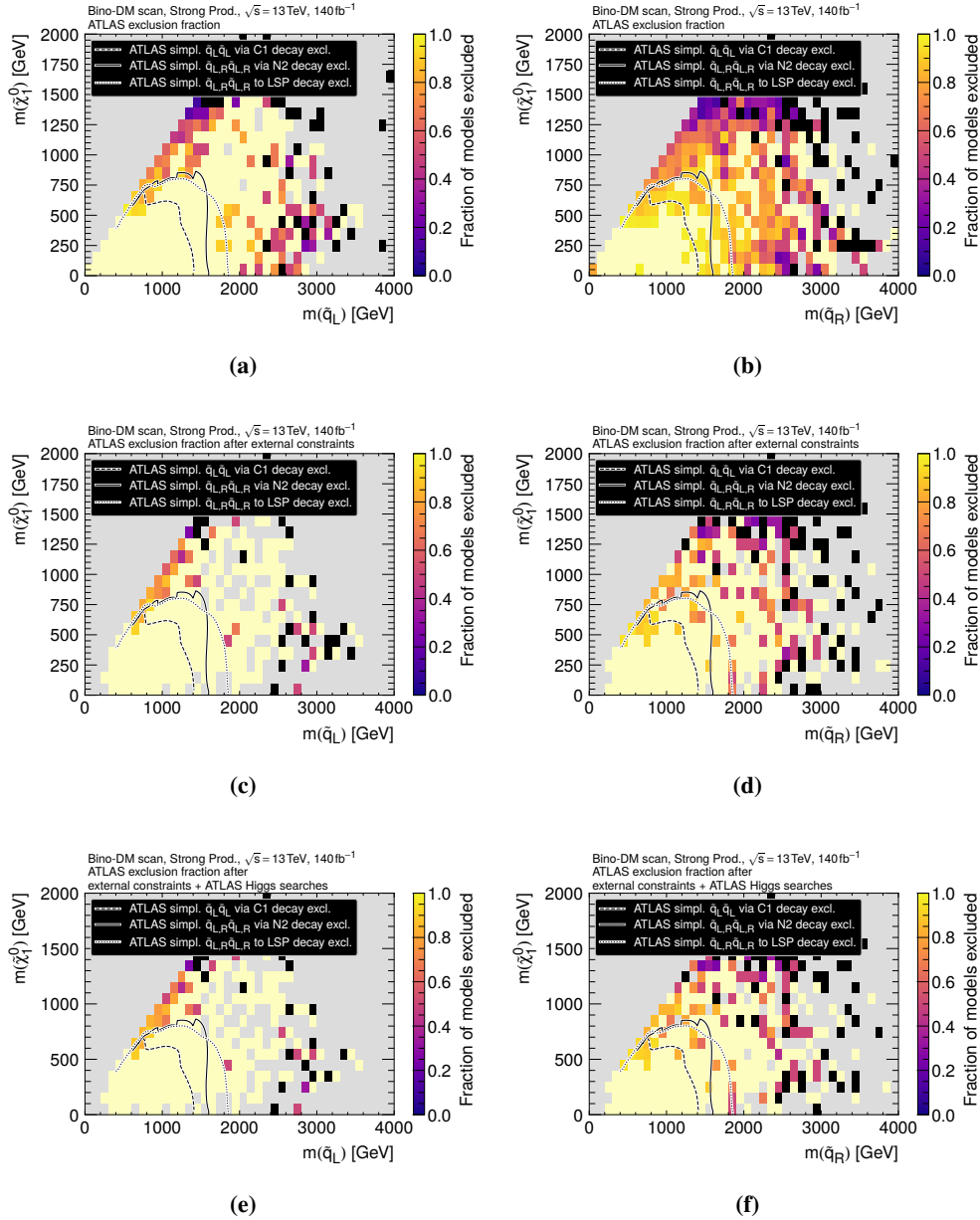


图 8-6 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{q}_L)-\Delta X$ 、 $m(\tilde{q}_R)-\Delta X$)。(a,c,e) 展示了模型在 $m(\tilde{q}_L)-\Delta X$ 平面的投影；(b,d,f) 展示了模型在模型在 $m(\tilde{q}_R)-\Delta X$ 平面的投影。(a-b) 考虑了全部的 Bino-DM 模型，(c-d) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型，(e-f) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-6 The fraction of the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results ($m(\tilde{q}_L)-\Delta X$, $m(\tilde{q}_R)-\Delta X$). The first column shows the $m(\tilde{q}_L)-\Delta X$ plane and the second column the $m(\tilde{q}_R)-\Delta X$ plane. The first row includes all considered models, the second includes models that satisfy all external constraints and the third row includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

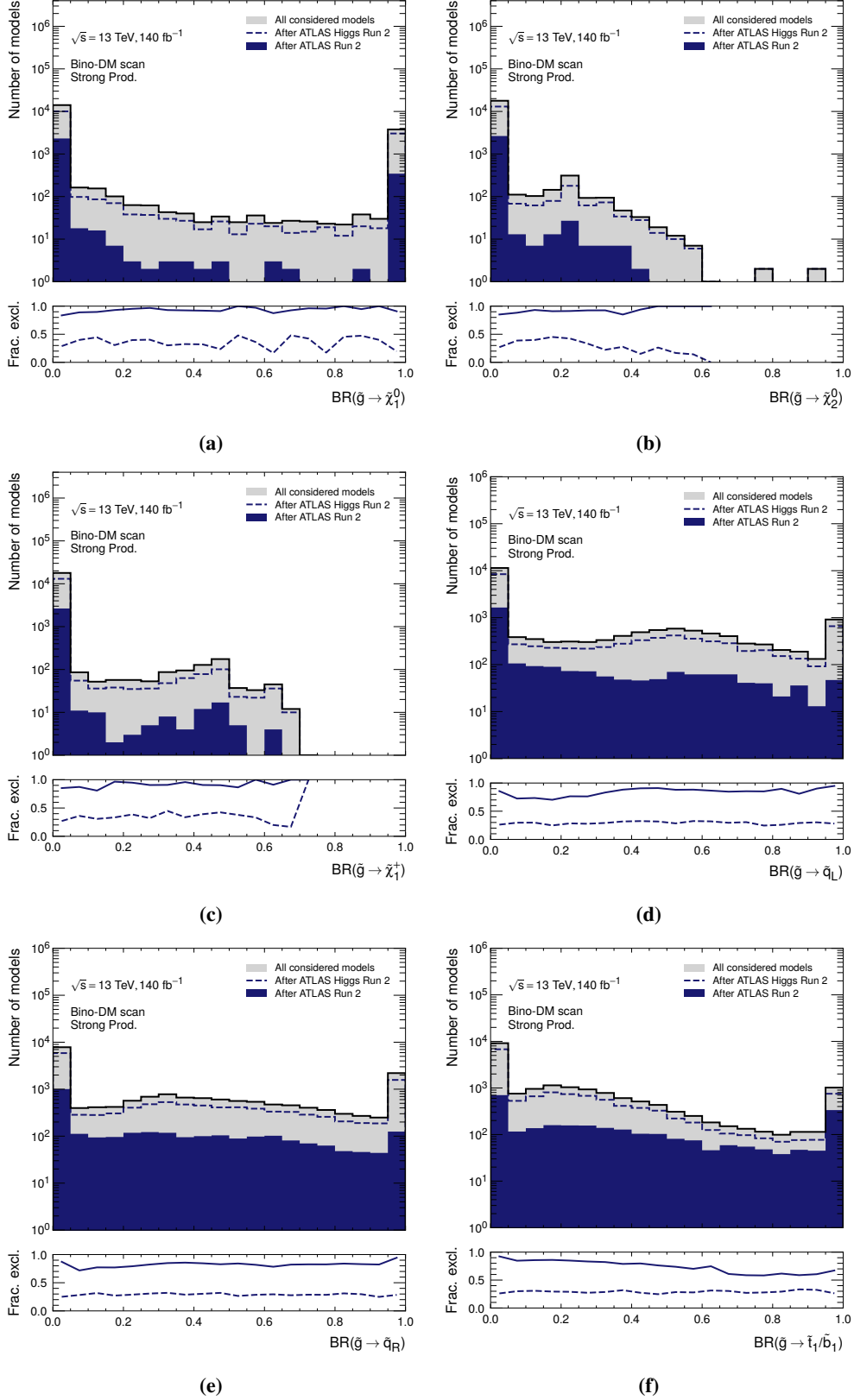


图 8-7 Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{g}$ 衰变分支比的关系。
 (a) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$; (b) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$; (c) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$; (d) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_L)$; (e) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R)$; (f) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}/\tilde{b})$ 。

Figure 8-7 Distributions of the $\tilde{g}$ branching ratios before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.
 (a) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$, (b) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$, (c) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$, (d) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_L)$, (e) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}_R)$, and (f) $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}/\tilde{b})$.

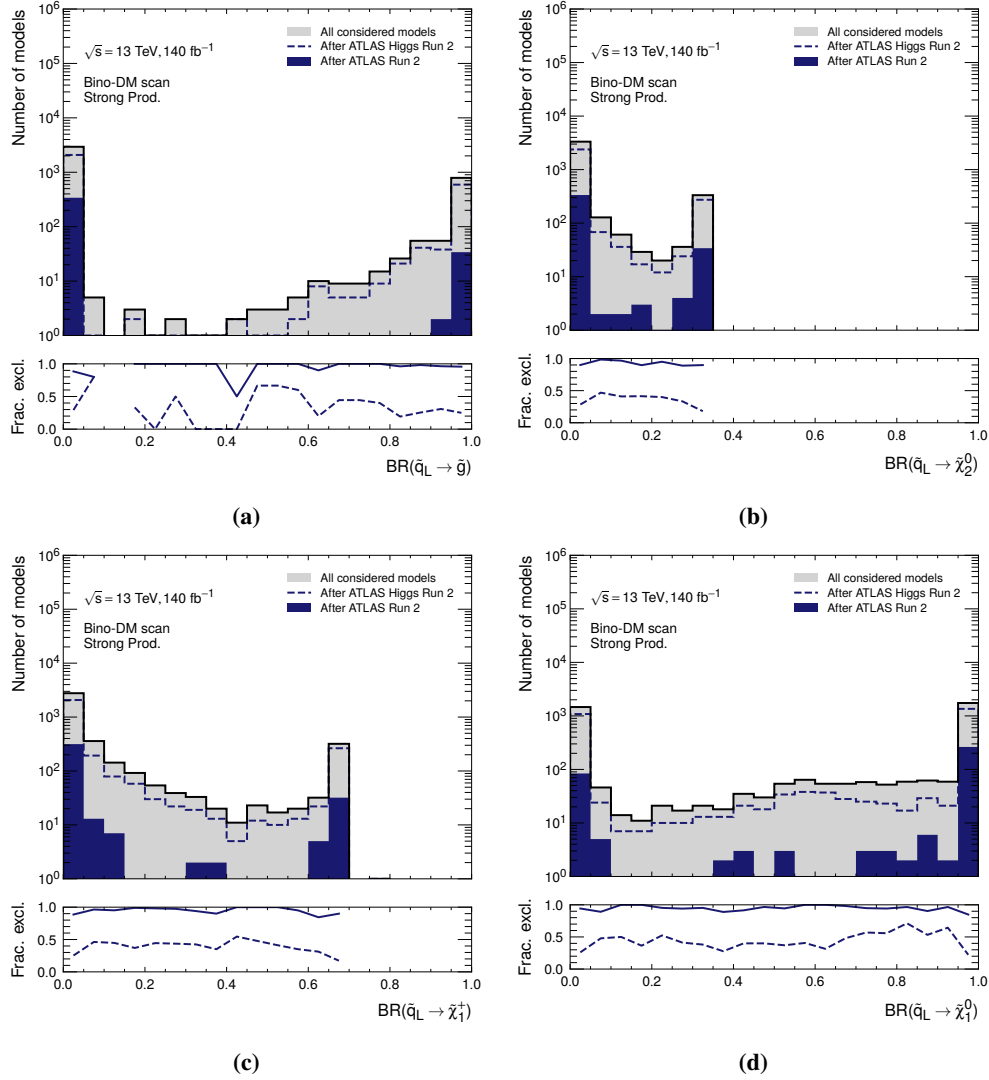


图 8-8 Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{q}_L$ 衰变分支比的关系。
 (a) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{g})$; (b) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$; (c) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$; (d) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$ 。

Figure 8-8 Distributions of

the $\tilde{q}_L$ branching ratios before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

(a) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{g})$, (b) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$, (c) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$, and (d) $BR(\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$.

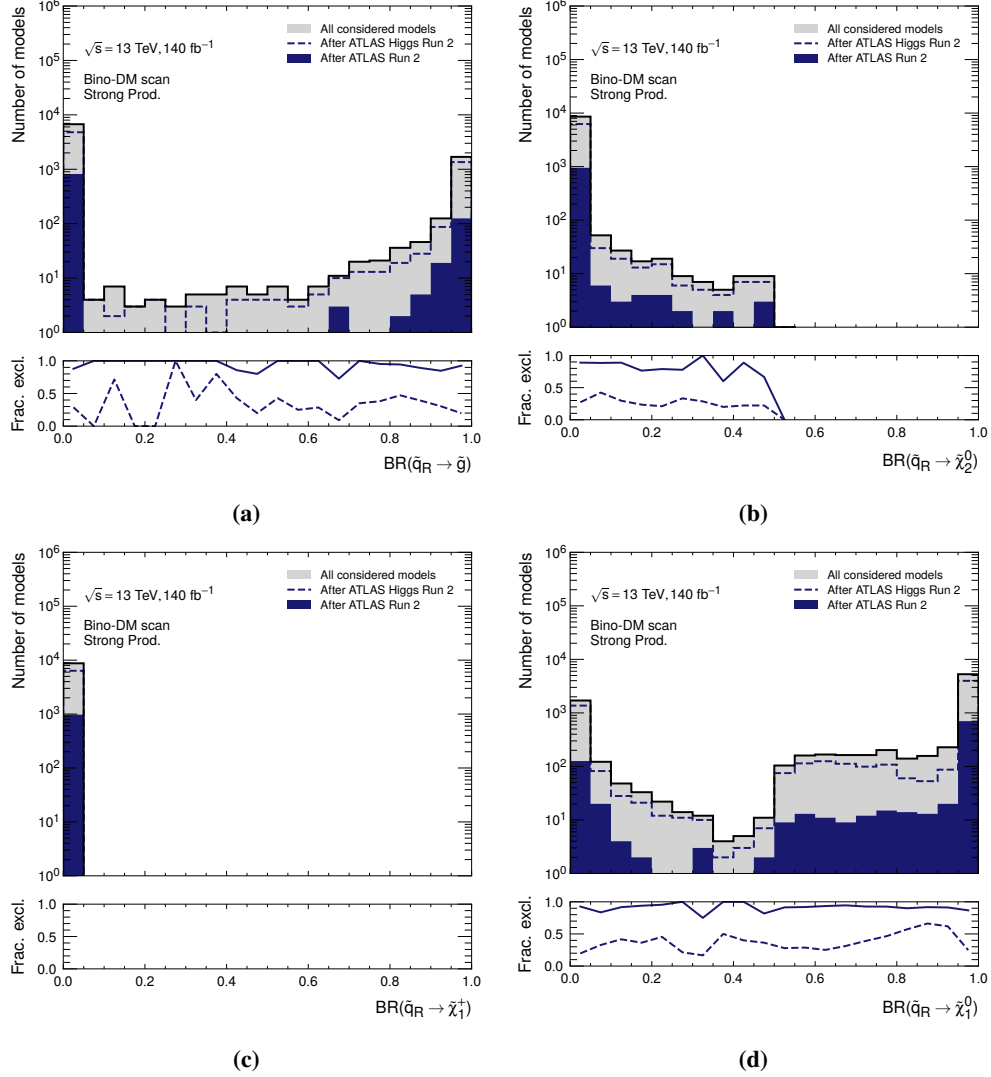


图 8-9 Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{q}_R$ 衰变分支比的关系。
 (a) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{g})$; (b) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$; (c) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$; (d) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$ 。

Figure 8-9 Distributions of the

$\tilde{q}_R$ branching ratios before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

(a) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{g})$, (b) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_2^0)$, (c) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm)$, and (d) $BR(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0)$.

部分情况中并没有质量简并，所以 pMSSM 模型的排除区域和简化模型排除限差距较大。由于本分析未考虑针对第三代超对称夸克的分析，所以对 pMSSM 的排除比例较低。 $m(h)$ 的约束导致了 $\tilde{t}$ 较低的模型数量。即使如此，可以发现质量低于 600 GeV 的 $\tilde{t}$ 或 $\tilde{b}$ 几乎被完全排除。

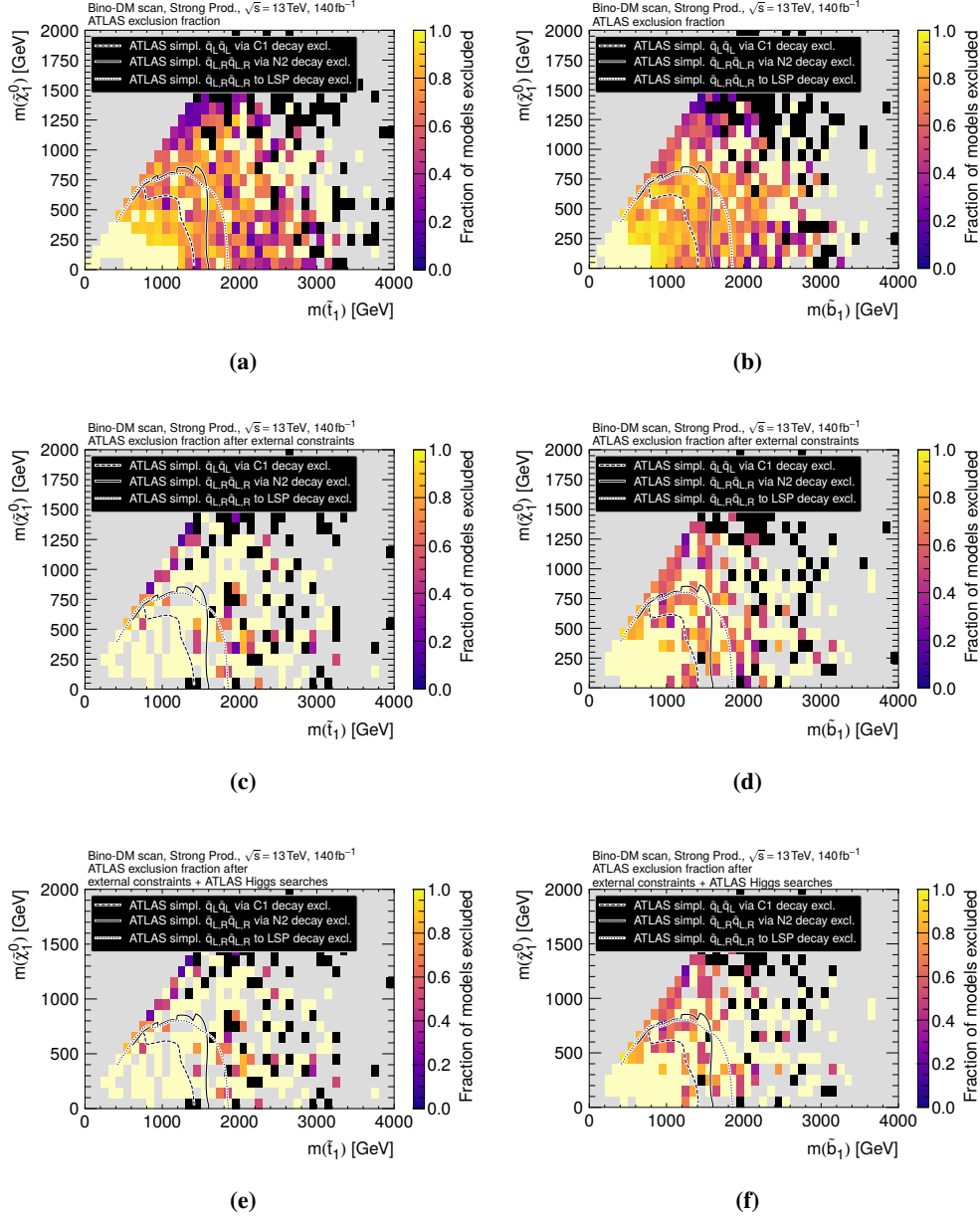


图 8-10 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{t})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{b})-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。 (a,c,e) 展示了模型在 $m(\tilde{t})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影；(b,d,f) 展示了模型在模型在 $m(\tilde{b})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影。(a-b) 考虑了全部的 Bino-DM 模型，(c-d) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型，(e-f) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-10 The fraction

of the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results ($m(\tilde{t})-m(\tilde{\chi}_1^0)$, $m(\tilde{b})-m(\tilde{\chi}_1^0)$).

The first column shows the $m(\tilde{t})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ plane and the second column the $m(\tilde{b})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ plane. The first row includes all considered models, the second includes models that satisfy all external constraints and the third row includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

8.3.4 超对称电弱规范子和第一至三代超对称轻子的约束

图 8-11 展示了 ATLAS 的 SUSY 研究对 pMSSM 模型的排除比例在 EWKino 中的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 与 LSP 质量平面的投影，考虑到 EWKino 可以参与到强作用产生的 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ 衰变，所以如果 EWKino 参与到了衰变中，强作用产生过程的排除置信度和电弱作用产生过程的排除置信度中较好的置信度将被用于判断模型是否被排除。图中简化模型的排除限来自相关的针对电弱过程 SUSY 分析。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 质量低于 200 GeV 的区域几乎被完全排除。如果 LSP 质量相对较低，ATLAS 实验对 pMSSM 的约束可以达到 TeV 的量级，这部分排除能力的来源主要是 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ 通过 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 或 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变导致的。与之相对的，可以发现简化模型排除限中有很多的 bin 的排除比例远远低于 100%，其原因主要是简化模型的排除限往往设置了 100% 的衰变分支比，但 pMSSM 模型中 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 或 $\tilde{\chi}_2^0$ 的衰变道的数量较多。此外，图 8-11(c)、8-11(d) 显示在（接近）质量压缩区域，有两个质量区域中的 pMSSM 模型被排除比例较高且在简化模型排除限之外。在极端质量压缩区域，排除比例接近 80%，排除的来源主要是 disappearing-track 分析和更高质量的 EWKino 的产生，比如 $\tilde{\chi}_2^\pm$ 或 $\tilde{\chi}_4^0$ 。其中，质量压缩区域的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 寿命较长，可以留下一段径迹后衰变，衰变产物 $\tilde{\chi}_1^0$ 无法产生径迹信息，信号末态表现为突然消失的径迹，所以 disappearing-track 分析对质量压缩区域的信号灵敏。另一部分是质量差异 $\Delta m(\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0) \sim 100$ GeV 的区域，排除比例接近 100%，这部分的排除能力主要来自强作用产生 $\tilde{q}$ 或 $\tilde{g}$ 并通过 EWKino 衰变。

图 8-12 展示了排除比例在 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变分支比的分布的投影，可以发现 ATLAS 的 SUSY 实验约束在 $B(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z)$ 较高时最强，这主要是因为本研究使用的分析针对此分支比进行了详尽的寻找，而 $B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W)$ 和 $B(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h)$ 与排除比例的关联相对较低，其中 $B(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W) = 1$ 时排除能力最强，这也是因为一部分分析针对此过程的简化模型进行了优化。

图 8-13 展示了 ATLAS 的 SUSY 分析的排除比例在第一、二代超对称轻子 $\tilde{\ell}$ 和第三代超对称轻子 $\tilde{\tau}$ 质量与 LSP 质量平面上的投影。图上简化模型考虑了第一代和第二代的左、右手 $\tilde{\ell}$ 。由于 pMSSM 模型中 EWKino 没有和 $\tilde{\ell}$ 或 $\tilde{\tau}$ 去耦合，所以对 $\tilde{\ell}$ 和 $\tilde{\tau}$ 的约束主要来源仍是截面较高 EWKino 产生过程，而且对 $\tilde{\ell}$ 约束范围远远大于简化模型的排除限。同时有一些在简化模型排除限内 pMSSM 模型并没有被排除，原因是 pMSSM 模型的左、右手 $\tilde{\ell}$ 质量参数不同，模型中的左手 $\tilde{\ell}$ 质量较高。此外， $\tilde{\ell}$ 的排除比例略高于 $\tilde{\tau}$ ，主要原因是本文未考虑针对 $\tilde{\tau}$ 的分析，而且 $\tilde{\ell}$ 衰变产生的轻子比例相对 $\tilde{\tau}$ 更高。

8.3.5 暗物质唯象学

图 8-14 展示了 ATLAS 的 SUSY 研究在 $m(\tilde{\chi}_1^0)-\Omega h^2$ 平面的约束，对比图 8-14(b)、8-14(c) 可以发现直接探测实验对处于 Z/h-funnel 区域的约束较强，在同时考虑 ATLAS 实验约束后，处于 Z/h-funnel 区域的模型几乎全被排除。与之相反的是，ATLAS 实验和其他实验对高质量的 LSP 粒子约束都较低，质量接近 2

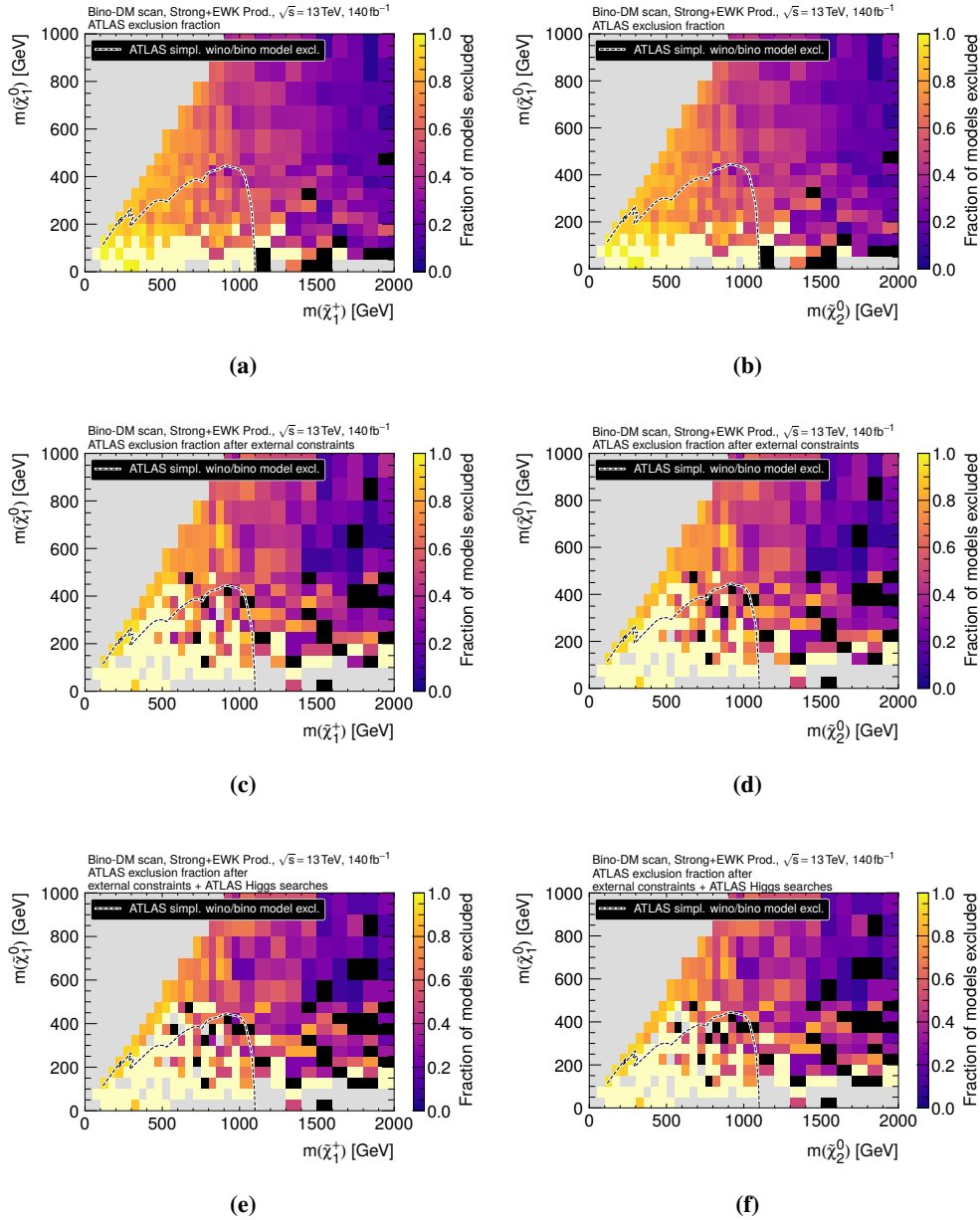


图 8-11 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{\chi}_1^+)-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{\chi}_2^0)-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。(a,c,e) 展示了模型在 $m(\tilde{\chi}_1^+)-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影；(b,d,f) 展示了模型在模型在 $m(\tilde{\chi}_2^0)-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影。(a-b) 考虑了全部的 Bino-DM 模型，(c-d) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型，(e-f) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-11 The fraction of

the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results ($m(\tilde{\chi}_1^+)-m(\tilde{\chi}_1^0)$, $m(\tilde{\chi}_2^0)-m(\tilde{\chi}_1^0)$).

The first column shows the $m(\tilde{\chi}_1^+)-\Delta X$ plane and the second column the $m(\tilde{\chi}_2^0)-\Delta X$ plane. The first row includes all considered models, the second includes models that satisfy all external constraints and the third row includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

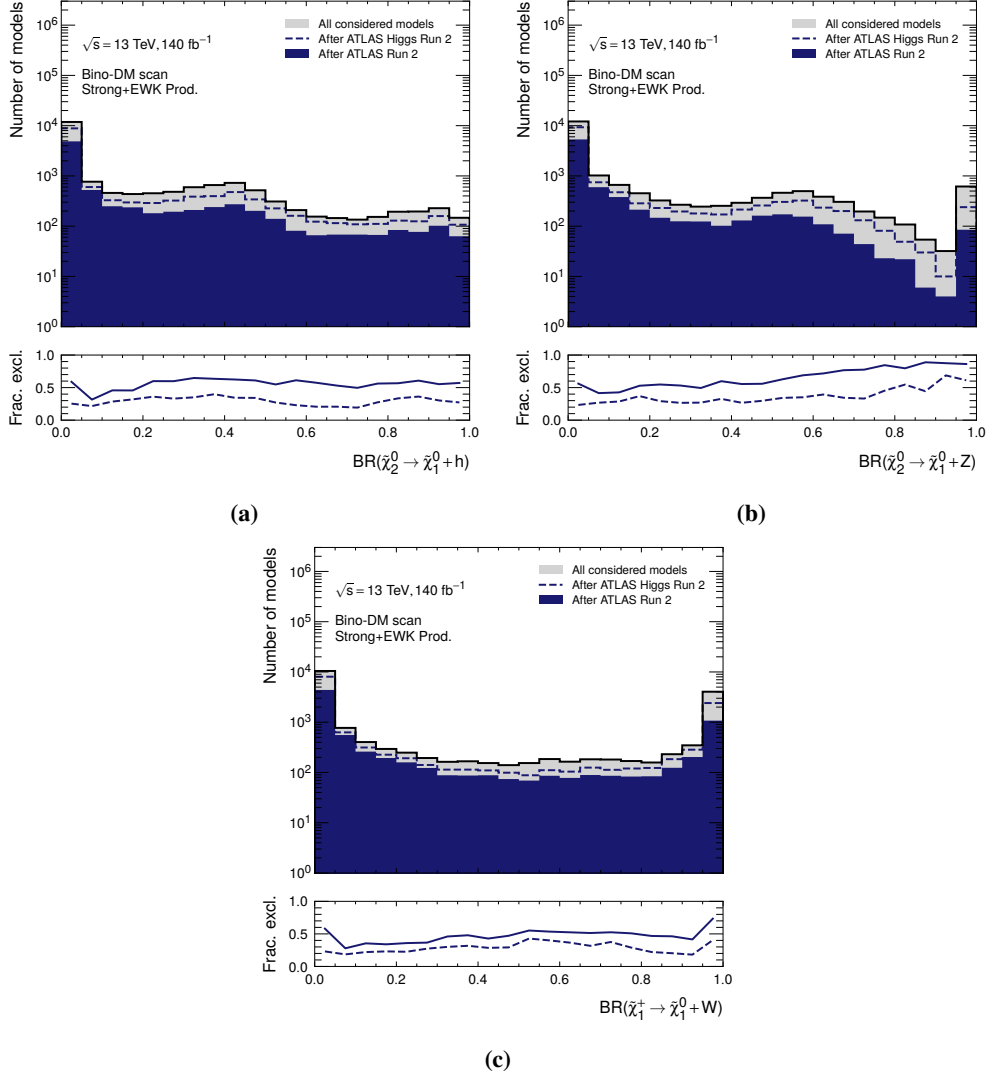


图 8-12

Bino-DM 模型中被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例和 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 衰变分支比的关系。
 (a) $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h)$; (b) $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + Z)$; (c) $BR(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W)$ 。

Figure 8-12 Distributions of the $\tilde{\chi}_1^\pm$ and $\tilde{\chi}_2^0$ branching ratios before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.
 (a) $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h)$, (b) $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + Z)$, and (c) $BR(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W)$.

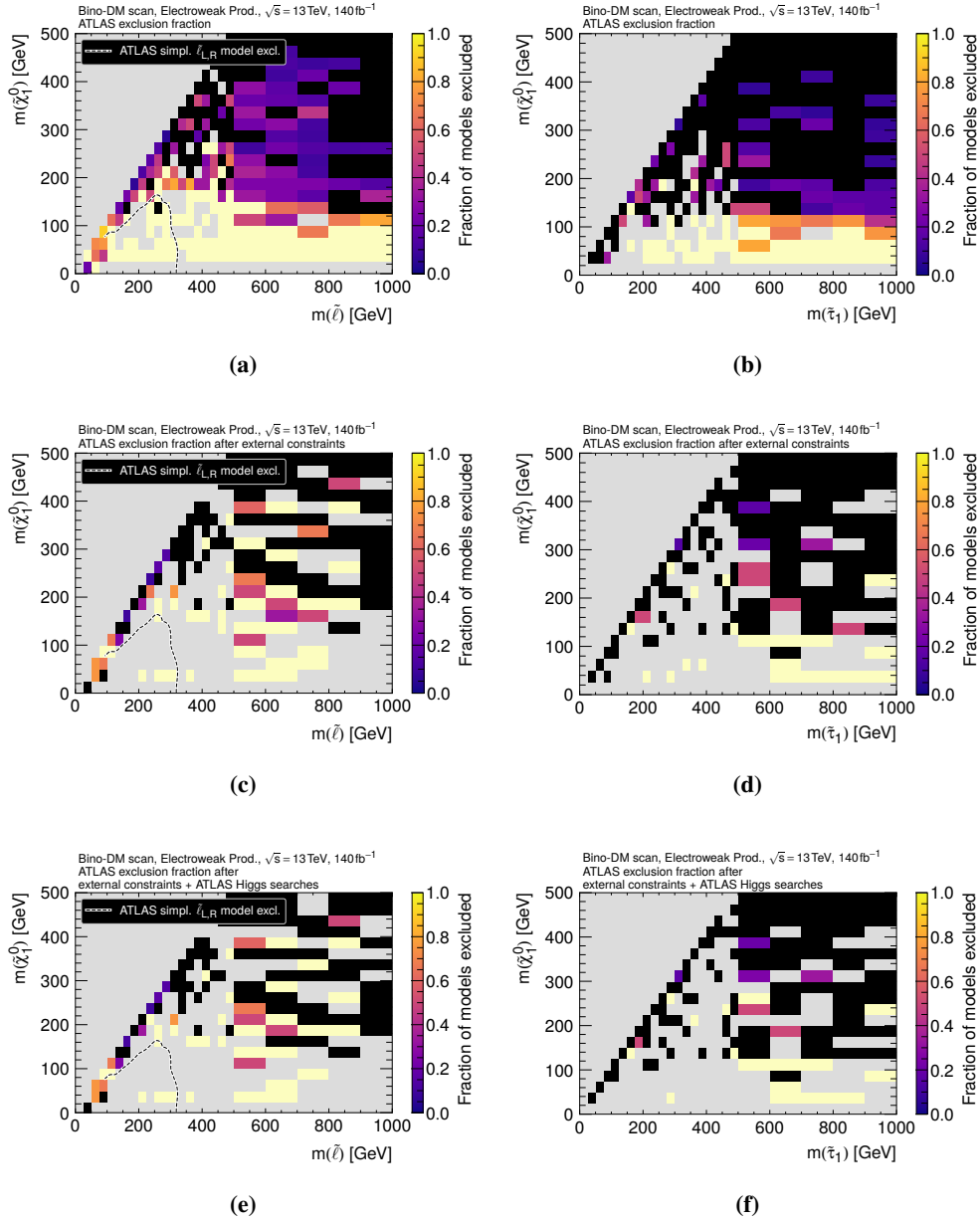


图 8-13 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{\ell})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 、 $m(\tilde{\tau})-m(\tilde{\chi}_1^0)$)。 (a,c,e) 展示了模型在 $m(\tilde{\ell})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影；(b,d,f) 展示了模型在模型在 $m(\tilde{\tau})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ 平面的投影。(a-b) 考虑了全部的 Bino-DM 模型，(c-d) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型，(e-f) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-13 The fraction of the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results ($m(\tilde{\ell})-m(\tilde{\chi}_1^0)$, $m(\tilde{\tau})-m(\tilde{\chi}_1^0)$). The first column shows the $m(\tilde{\ell})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ plane and the second column the $m(\tilde{\tau})-m(\tilde{\chi}_1^0)$ plane. The first row includes all considered models, the second includes models that satisfy all external constraints and the third row includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

TeV 的 bino 型 LSP 粒子可以通过所有的实验约束，但质量处于 $1 \sim 100$ GeV 的 bino 型 LSP 粒子作为暗物质粒子的可能性较低。

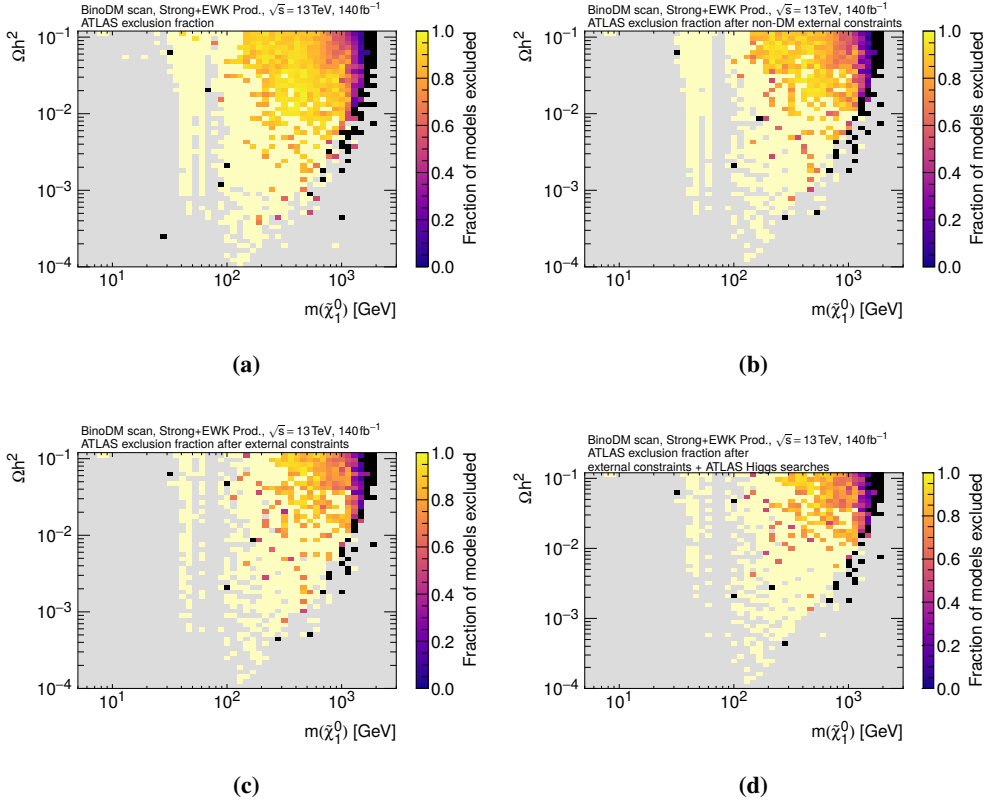


图 8-14 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例在 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - Ωh^2 平面的投影。

- (a) 全部模型，(b) 考虑了通过除暗物质探测实验约束外的非 ATLAS 实验约束的模型，(c) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型，(d) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-14 Exclusion of models from the Bino-DM scan in the $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - Ωh^2 plane.

- (a) all models, (b) models with all non-DM external constraints applied, (c) models with all external constraints applied, and (d) models with all external constraints and ATLAS Run 2 Higgs constraints applied.

为了更进一步研究实验约束对 bino 型 LSP 的影响，图 8-15 分别展示了 SUSY 约束在全部模型，满足除暗物质直接探测实验外非 ATLAS 实验约束的模型，和通过所有非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 的 Higgs 研究约束后的模型上的排除比例。可以发现 ATLAS 的实验约束可以排除暗物质直接探测实验无法排除的区域，对于 σ_{SI} 来说，反之亦然， σ_{SI} 可以排除质量较高的 LSP 粒子，而质量较高的 LSP 粒子无法被 ATLAS 实验约束排除。

此外，图 8-16 展示了在 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - Ωh^2 平面上的散点图，每个点的颜色代表不同的 LSP 联合湮灭机制。降低 LSP 密度的方式不止有 LSP 联合湮灭，如果 NLSP 可以成对湮灭至标准模型粒子而不是衰变到 LSP 粒子，也可以有效降低 Ωh^2 。Bino-DM 扫描中约一半的模型降低 Ωh^2 的主要机制是 NLSP 成对湮灭至 SM 粒子，图上并未考虑这类粒子的分布，这类模型数量约占全部模型的 1/3。通过对比图 8-16(a)、8-16(c) 和 8-16(d)，他们分别为全部的模型、通过非 ATLAS 约束

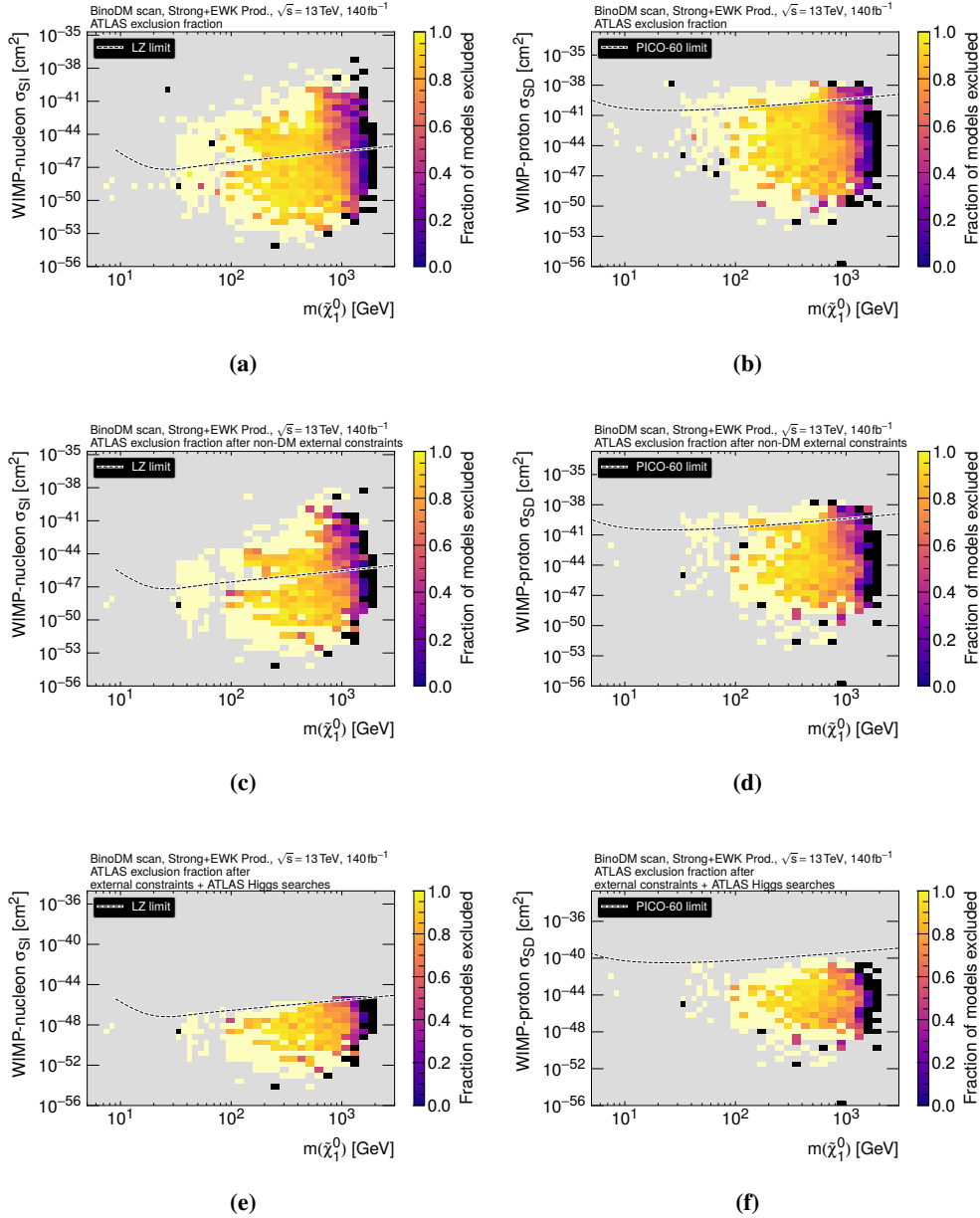


图 8-15 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例 ($m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SI} 、 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SD})。 (a,c,e) 展示了模型在 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SI} 平面的投影；(b,d,f) 展示了模型在模型在 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SD} 平面的投影。(a-b) 考虑了所有模型，(c-d) 考虑了通过除暗物质直接探测实验外非 ATLAS 约束的模型，(e-f) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-15 The fraction

of the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results ($m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SI} , $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SD}). The first column shows the $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SI} plane and the second column the $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - σ_{SD} plane. The first row includes all considered models, the second includes models that satisfy all non-DM external constraints and the third row includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

的模型和通过非 ATLAS 约束与 ATLAS 的 SUSY 约束的模型，可以发现实验约束几乎排除了所有 LSP 质量低于 100 GeV 的模型。在剩余的 LSP 质量较高的模型中，除了 NLSP 成对湮灭机制外，LSP 的 Ωh^2 的降低主要通过 A/H -funnel、与 $\tilde{q}$ 联合湮灭和与 EWKino 联合湮灭机制实现。

8.3.6 重中性希格斯粒子的约束

图 8-17 展示了 SUSY 研究约束排除的比例在 $m(A)$ - $\tan \beta$ 平面的投影，其中虚线来自 ATLAS 的重中性希格斯粒子的寻找实验 [208]。可以发现非 ATLAS 实验约束对 $\tan \beta$ 较高的区域约束较强，主要源于 $B(b \rightarrow s\gamma)$ 约束。ATLAS 的 SUSY 研究在 $m(A)$ 较低的区域排除能力较强，但大部分排除比例较高的区域也被 Higgs 相关研究所排除。由于 A/H -funnel 机制的存在，部分模型中 $m(A)$ 和 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ 的关联较大，由于 SUSY 研究对 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ 较低的区域有更强的约束，因而在 $m(A)$ 较低的区域约束也较强。

8.3.7 ATLAS 实验约束和其他实验约束的互补与重叠

图 8-18 总结了各个实验约束的重合度，对角线上的数字代表模型被对应约束排除的比例，而非对角线上的数字表示被纵坐标对应的约束排除的模型中有多少比例的模型也被横坐标对应的约束所排除。通过图 8-18(a) 可以发现针对强作用产生 SUSY 粒子的分析排除的模型和同时被 2L、3L、4L 分析排除的重叠较大，这主要是由于 pMSSM 模型中 SUSY 粒子的衰变分支比较复杂，衰变至夸克的分支比和衰变至轻子的分支比可以同时存在，且 Strong 2L 和 SS/3L 分析与 2L、3L 分析的末态相空间有重叠。同时，由于 Disappearing-track 分析针对的模型和其他所有分析均有很大不同，所以和其他约束的重叠最低。从图 8-18(b) 中可以看到 Strong 0L 分析和其他分析均有大部分重叠，其原因来自两方面，其一是 pMSSM 模型中较复杂的分支比导致 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ 通过 $\tilde{\chi}_1^0$ 或 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 衰变至 $\tilde{\chi}_1^0$ 的过程中，强子末态的分支比和轻子末态的分支比可以同时存在；其二是 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ 衰变产生的中间玻色子都有强子化衰变的末态，而 Strong 0L 分析对强子末态的排除能力极强。此外，Strong 1L、2L2J、SS/3L 和 Multi-jet 之间均有很多的重叠，除了由于分支比的原因外，末态相空间的重叠也是部分原因。图 8-18(c) 展示了 ATLAS SUSY 研究的约束、Higgs 研究的约束和非 ATLAS 约束之间的重叠。首先可以注意到 $B(h \rightarrow \text{inv})$ 约束、SUSY 实验的约束和暗物质直接探测实验三者的重叠较高，这主要是因为 $B(h \rightarrow \text{inv})$ 在 Z/h -funnel 的区域限制较强，这也是 SUSY 研究和暗物质直接探测实验的约束较强的地方。ATLAS 的对重中性希格斯粒子寻找的约束和味物理约束的重叠也较高，其来源是在 $\tan \beta$ 上的依赖， $\tan \beta$ 较高时，味物理约束和重中性希格斯粒子寻找的约束均较强。

图 8-19 总结了 ATLAS 实验的约束在 SUSY 粒子质量上的投影，图中的模型均通过了非 ATLAS 实验约束。图 8-19(a) 和 8-19(b) 展示了 ATLAS 实验约束在 EWKino 和三代 $\tilde{\ell}$ 上的排除能力，其中 EWKino 在图 8-19(a) 中只考虑了电弱过程产生，而图 8-19(b) 中考虑了通过 $\tilde{g}$ 或 $\tilde{q}$ 衰变产生的情况。可以发现考虑强作

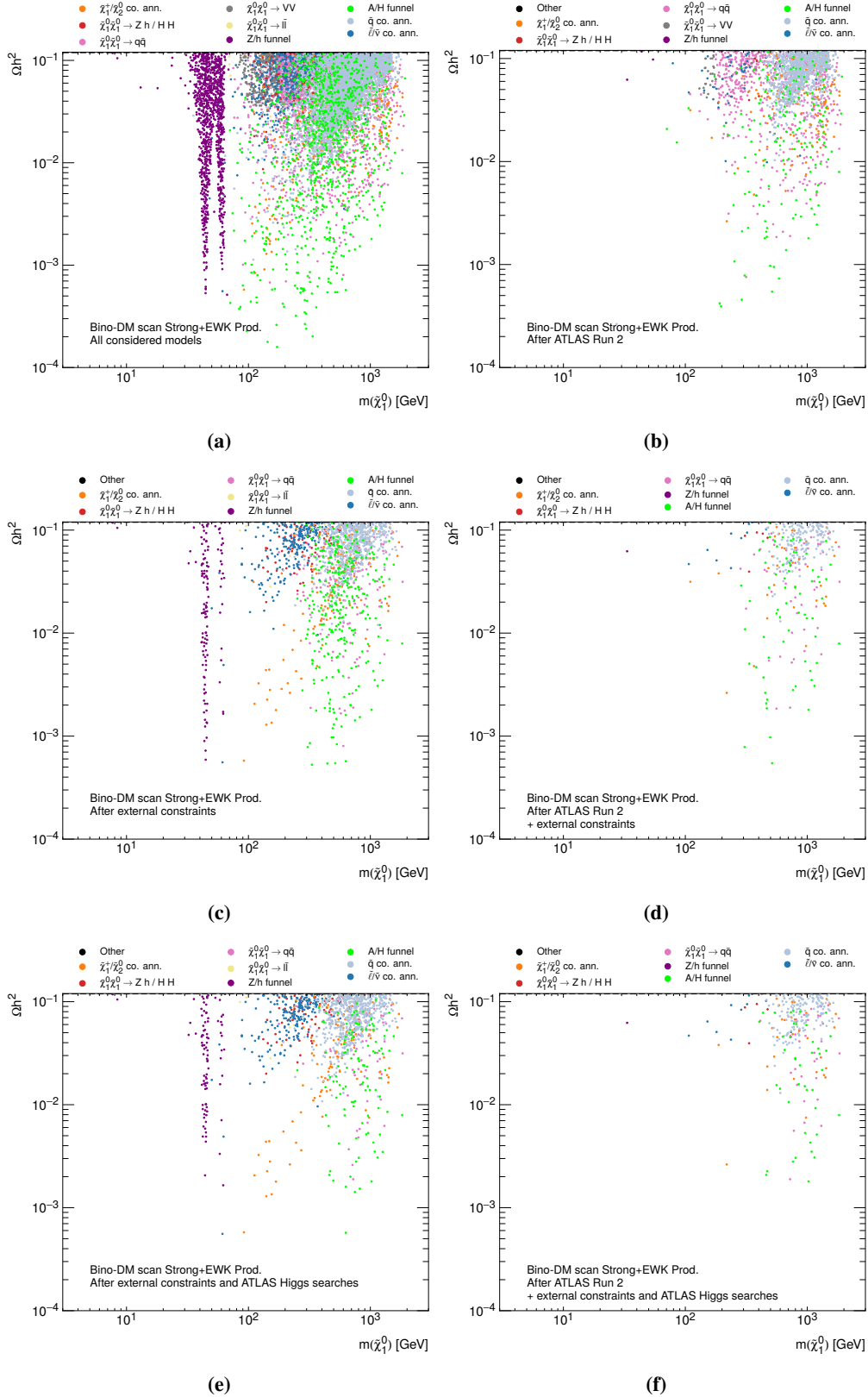


图 8-16 Bino-

DM 扫描在被 $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - Ωh^2 平面上的散点图，每个点的颜色代表不同的联合湮灭机制。(a-b) 所有的模型在通过 ATLAS SUSY 研究约束前后的分布；(c-d) 通过非 ATLAS 约束的模型在通过 ATLAS SUSY 实验约束前后的分布；(e-f) 通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究约束的模型在通过 ATLAS SUSY 研究约束前后的分布。

Figure 8-16 Scatter plots of models from the Bino-

DM scan in the $m(\tilde{\chi}_1^0)$ - Ωh^2 plane, coloured by the dominant annihilation mechanism.

Each row shows the considered models before and after ATLAS Run 2 SUSY constraints: (a-b) for all models. (c-d) for models that passed all external constraints, and (e-f) for models that passed all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

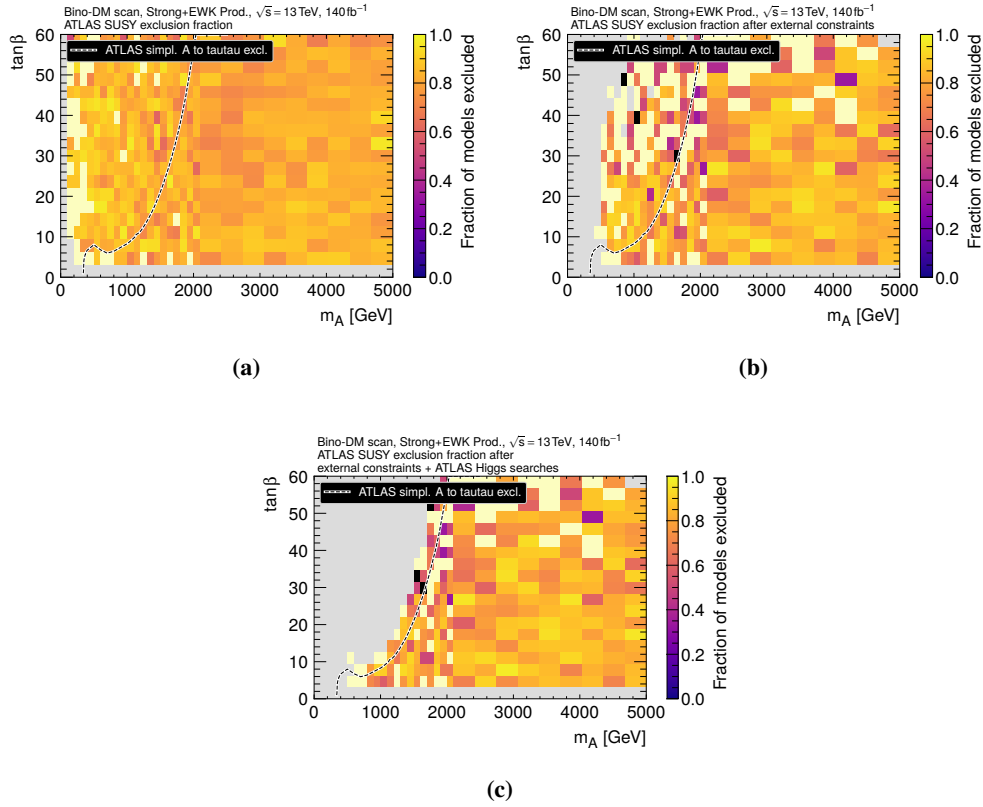


图 8-17 Bino-DM 被 ATLAS SUSY 研究约束排除的比例在 $m(A)$ - $\tan \beta$ 平面的投影。
 (a) 考虑了全部的 Bino-DM 模型, (d) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型, (c) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS Higgs 研究的约束的模型。

Figure 8-17 The fraction of the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results shown in the $m(A)$ - $\tan \beta$ plane.
 (a) includes all considered models, (b) includes models that satisfy all external constraints, and (c) includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.

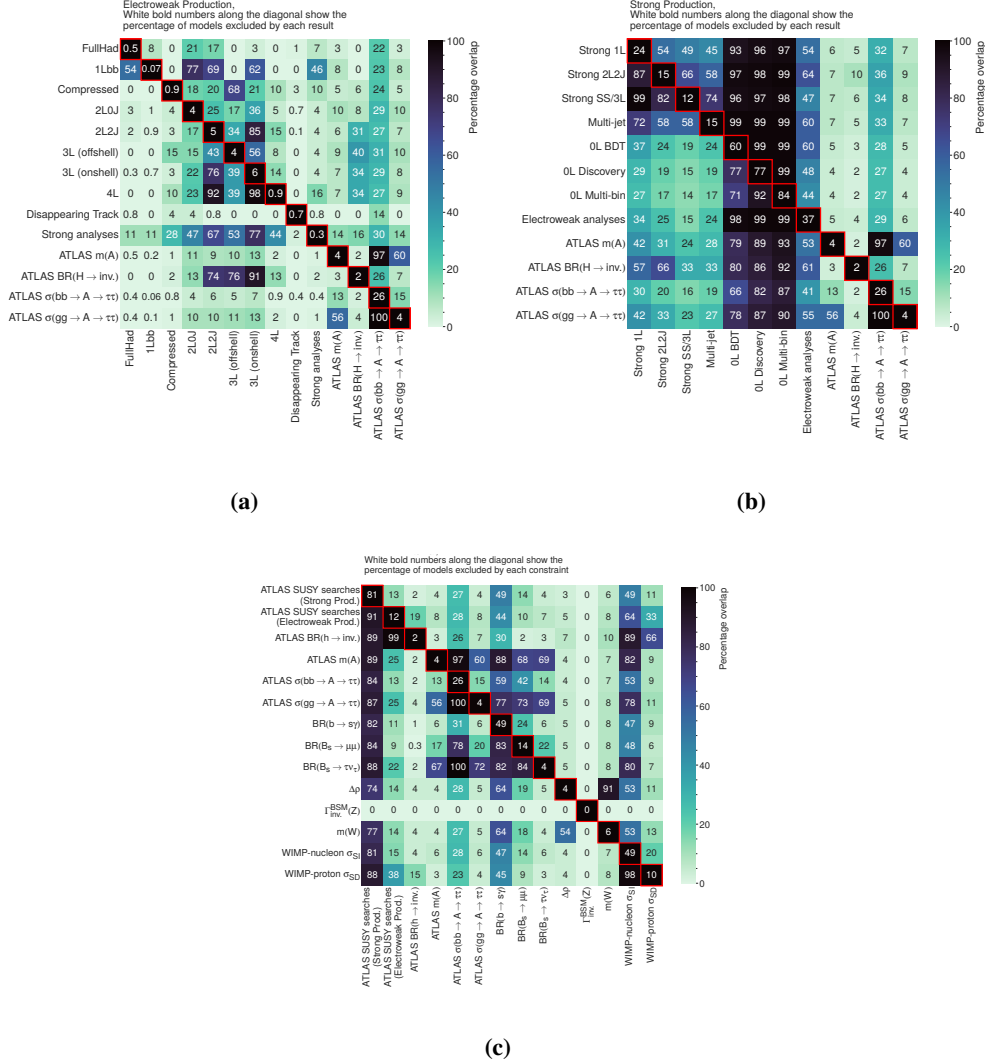


图 8-18 约束的重合度分布图。

对角线上的数字代表模型被此约束排除的比例，非对角线上的数字表示被纵坐标对应的约束排除的模型中有多少比例的模型也被横坐标对应的约束所排除：数字 = $100 \times N_{xy}/N_y$ ，其中 N_{xy} 表示同时被横、纵约束排除的模型数量， N_y 表示被纵坐标对应的约束排除的模型数量。

Figure 8-18 Percentage overlaps in the models excluded by each search and constraint.

For the diagonal entries, the number shows the percentage of all considered models excluded by that search/constraint. For each off-diagonal square, the number and bin colour indicates the percentage of the models excluded by the result on the x-axis that was also excluded by the result on the y-axis, i.e. $= 100 \times N_{xy}/N_y$ where N_{xy} is the number of models excluded by the results on the x- and y-axes and N_y is the number of models excluded by the result on the y-axis.

用产生的过程可以大幅扩展对 pMSSM 模型的约束范围，但未扩展几乎完全排除 pMSSM 的范围，较轻的 EWKino 仍未被彻底排除。图 8-19(c) 显示 $m(\tilde{g}) \leq 1$ TeV 和 $m(\tilde{q}) \leq 550$ GeV 的范围内的 pMSSM 模型几乎被完全排除。

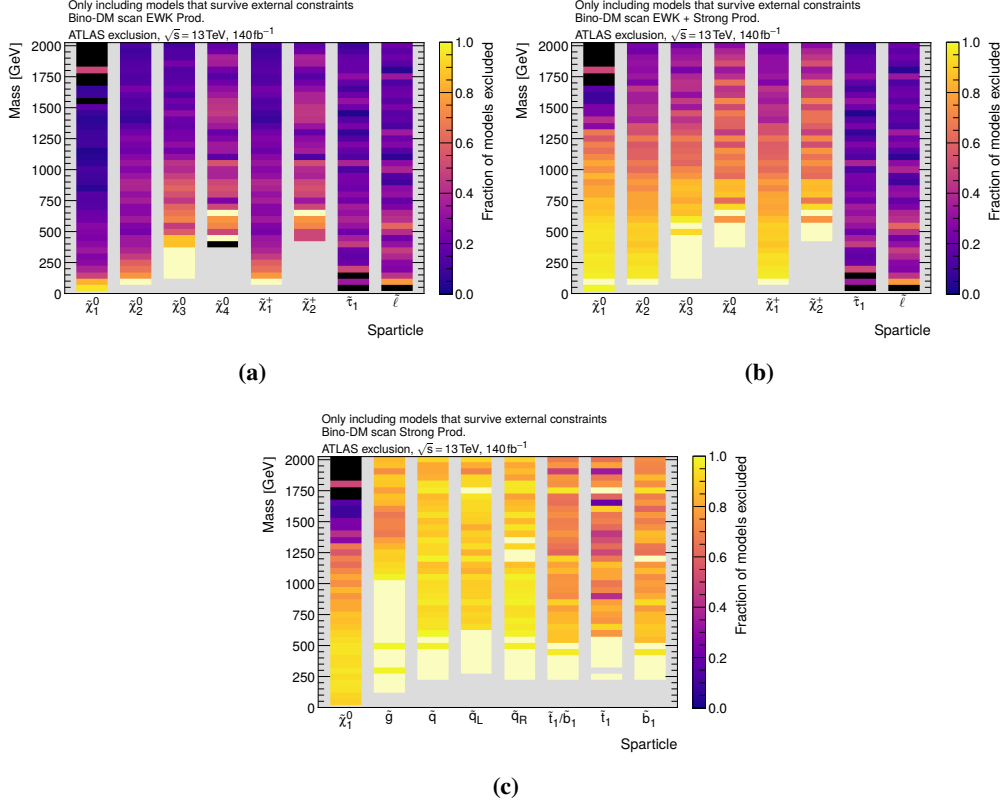


图 8-19 Bino-DM 被 ATLAS 实验约束排除的比例

在 SUSY 粒子质量一维分布上的投影，考虑了所有通过了非 ATLAS 实验约束的模型。(a) 展示了 EWKino 和三代 $\tilde{\ell}$ 只通过电弱过程产生的模型；(b) 展示了展示了 EWKino 和三代 $\tilde{\ell}$ 的情况，其中 EWKino 包括电弱过程产生和强过程产生的模型， $\tilde{\ell}$ 只考虑电弱过程产生的模型；(c) 展示了 $\tilde{\chi}_1^0$ 、 $\tilde{g}$ 和三代 $\tilde{q}$ 。

Figure 8-19 Summary plots showing the fraction of models excluded by ATLAS across the masses of each SUSY particles for models that satisfy external constraints.

(a) shows the EWKinos and sleptons of EWK production, (b) considers EWK and Strong production for EWKinos, and (c) shows the summary of $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{g}$, and third-generation $\tilde{q}$.

8.4 实验结果

本分析展示了 ATLAS 在 Run2 阶段的 SUSY 研究、希格斯粒子宽度的测量和超出标准模型的希格斯粒子的研究对 pMSSM-19 模型的限制，本分析只考虑了 LSP 为 Bino 混合为主的 $\tilde{\chi}_1^0$ 的 pMSSM 模型，其能提供较高的暗物质遗留密度而较受欢迎。本分析研究了 ATLAS 实验约束对 pMSSM 模型中 SUSY 粒子质量的限制及对暗物质唯象学的影响，对撞机实验与非对撞机实验对 pMSSM 模型限制的关系，研究表明：(1) ATLAS 实验对 pMSSM 模型中 SUSY 粒子质量参数完全排除的区域普遍小于基于简化模型的约束，而对 pMSSM 模型中 $\tilde{q}_L$ 的质量约束略强于对简化模型的约束，这主要是因为 pMSSM 模型中 $\tilde{g}$ 未去耦合，

所以 $\tilde{g}\tilde{q}$ 或 $\tilde{g}\tilde{g}$ 产生过程的贡献较高；(2) 基于 Z/h -funnel 的湮灭机制的 Bino 型 LSP 作为暗物质粒子的假设几乎被完全排除；(3) 质量压缩区域的 SUSY 模型仍有较大的概率未被排除，未来的 SUSY 分析仍需继续针对此方面进行研究，尤其是处于质量压缩区域的 EWKino 粒子。

8.5 本章小结

此分析利用了 ATLAS 实验在 Run2 期间的超对称寻找实验、希格斯粒子衰变宽度的测量、超出标准模型希格斯粒子的寻找实验和非 ATLAS 实验对 pMSSM 模型进行约束。本分析不仅是对 ATLAS 实验 Run2 期间实验结果的系统性总结，更为未来超对称寻找实验提供了重要参考。本分析发现 ATLAS 实验对 pMSSM-19 模型中超对称粒子质量参数的限制普遍低于基于简化模型的排除限，质量谱处于质量压缩区域的超对称模型仍有较大的可能未被排除。对于暗物质粒子候选者来说，基于 Z/h -funnel 湮灭机制的 Bino 型 LSP 作为暗物质粒子的可能性较低，但质量较高的基于 A/H-funnel 和 $\tilde{q}$ 、 $\tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_2^\pm$ 联合湮灭机制的 Bino 暗物质仍可能存在。

第9章 总结与展望

在所有超出标准模型的理论中，超对称模型的优势无出其右，它和量子场论完美适配，在大统一能标时使得三个规范场相互作用耦合常数一致，并且可作为超弦理论与 M 理论预言的一部分。超对称模型的主要缺点是，当前对超对称粒子的寻找实验并没有发现任何迹象，当然也未发现其他新物理预言的粒子。对此，本文进行了三个相关方面的研究：(1) 寻找超对称电弱规范子，因为他们的质量排除限较低，仍有较大的可探索空间；(2) 研究双陶子或四轻子分析对超对称粒子寿命、分支比可变的 R 宇称破坏超对称模型的限制，本文选取了耦合强度可变的 λ_{i33} 项；(3) 研究参数更复杂的超对称模型的被排除情况，主要关注 pMSSM-19 模型中以 Bino 型 $\tilde{\chi}_1^0$ 作为 LSP 的模型。

本文的第一部分利用 ATLAS 实验在 2015 年至 2018 年的 Run2 期间收集到的质心能量 13 TeV、总积分亮度 139 fb^{-1} 的质子对撞数据，对 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ 成对产生并分别通过 W 、 h 粒子衰变至单轻子双陶子末态的过程和 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 / \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ 成对产生并通过 $\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau$ 衰变至双陶子末态的过程进行了寻找。因为这两个分析的超对称粒子质量参数范围较广，所以每个分析都分别针对低质量区、质量压缩区域和高质量区定义了信号区。在本底估计方面，对含有两个喷注误重建的 τ_{had} 过程为主的不可约本底分别采用了 Fake factor 方法和 ABCD 方法进行本底估计并详细研究了相关误差，对其余本底采用定义控制区或用验证区检验 MC 模拟样本性能的方式进行了估计。由于未在各个信号区中发现明显超出标准模型的现象，本文给出了基于简化模型的质量排除限，对于 gaugino 通过 W 、 h 衰变的过程，当 $\tilde{\chi}_1^0$ 质量为 0 时， $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量低于 330 GeV 的区域在 95% 置信度下被排除，这是 ATLAS 实验首次寻找此过程并得到质量排除限。对于 gaugino 通过 $\tilde{\tau}$ 、 $\tilde{\nu}_\tau$ 衰变的过程，当 $\tilde{\chi}_1^0$ 质量为 0 时， $\tilde{\chi}_1^\pm$ 质量低于 970 GeV 的区域和质量简并的 $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ 质量低于 1160 GeV 的区域在 95% 置信度下被排除，此外，同号过程的加入大幅提升了对质量压缩区域的排除能力。

本文的第二部分利用了 ATLAS 实验在 Run2 期间寻找双陶子末态的分析结果和多轻子末态的分析结果对 R 宇称破坏过程进行了诠释。本文详细研究了 λ_{i33} 耦合对 Higgsino 寿命和分支比的影响，并给出了当前最新的 λ_{i33} 耦合系数理论上限。在系统误差方面，文本详细研究了移位 τ_{had} 重建、鉴别和相关触发器的系统误差。最终本文给出了基于 λ_{i33} 简化模型的质量排除限，在 $\tau_{\text{LSP}} = 0.01 \text{ ns}$ 时，Higgsino 质量处于 200 GeV 至 600 GeV 的范围在 95% 置信度下被排除； τ_{LSP} 降低至 0.001 ns 时，Higgsino 质量低于 800 GeV 的区域被排除；如果耦合强度继续提升，Higgsino 的质量排除限最高为 900 GeV。可以看到传统的信号区对具有一定寿命与分支比变化的 SUSY 模型仍有一定的约束能力，并随着寿命的增加而迅速下降。

在本文的最后部分，本文描述了利用 ATLAS 实验在 Run2 期间的 SUSY 研

究、希格斯粒子宽度的测量、超出标准模型的希格斯粒子的研究和非 ATLAS 实验的约束，对 pMSSM-19 模型进行了约束。本文关注的模型是以 Bino 型 $\tilde{\chi}_1^0$ 为 LSP 的模型，通过对 19 维参数相空间的均匀取样，本文发现 ATLAS 实验对 pMSSM 模型中 SUSY 粒子的质量参数的限制普遍低于基于简化模型的结果，质量谱处于质量压缩区域 SUSY 模型仍有较大的可能未被排除，基于 Z/h-funnel 湮灭机制的 Bino 型 LSP 作为暗物质粒子的可能性较低。此外，pMSSM 模型中的 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 被限制的范围远远小于简化模型的排除限，未来 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 和 $\tilde{\chi}_2^0$ 的寻找仍有非常大的探索空间。

在当前结果的基础上，上述研究在未来都值得进一步研究。对于 gaugino 对产生过程的研究，加入 ATLAS 实验 Run3 的实验数据将大幅提升高质量区域的可探索范围，同时利用 Run3 的实验数据向质量压缩区域扩展探索范围也是非常有意义的课题，pMSSM 研究也表明当前的 SUSY 研究在质量压缩区域的显著性很差。可以设想的是，质量压缩区域的 E_T^{miss} 和末态物理对象的 p_T 均相对较低，所以如何降低相关本底将成为最大挑战。提升低 p_T 物理对象的重建性能、研究可以提高本底估计精准度的方法和引入更高效的可以压低本底的机器学习算法会很有帮助。对于 R 宇称破坏过程的诠释来说，目前对 τ_{LSP} 较高的区域完全没有排除能力，所以引入长寿命粒子寻找实验不仅可以限制 τ_{LSP} 较高的区域，更可以验证长寿命粒子寻找实验和传统实验是否互补覆盖所有 τ_{LSP} 范围。如果这两个分析互补，则能进一步提高信号显著性，反之，则说明 ATLAS 实验有一个未被考虑的 τ_{LSP} 区域，未来如何研究相关区域将是很有意思的课题。对于 pMSSM-19 模型的诠释来说，目前本文暂未考虑针对第三代超对称夸克和超对称轻子的分析，未来在加入他们后将会得到更完整的 pMSSM-19 模型的限制，从而得到更精确的 ATLAS 实验的 Run2 总结。

二十世纪九十年代，理论家们发现最小超对称标准模型预言最轻的希格斯玻色子的质量将低于 135 GeV [220, 221]，2012 年 ATLAS 和 CMS 实验发现质量约 125 GeV 的希格斯玻色子，LHC 失去了排除最小超对称标准模型的机会。三十多年过去，未来如何在质心能量提升有限的情况下寻找超对称粒子是值得探讨的话题。

(1) $\tilde{g}$ 和 $\tilde{q}$ 的产生截面随其质量的升高而迅速下降，在未来 HL-LHC 质心能量提升幅度有限的情况下 ($\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$)，由于 PDF 的限制，对较高质量的 $\tilde{g}$ 和 $\tilde{q}$ 的寻找能力仍较弱，但对 $\tilde{\chi}_i^0$ 、 $\tilde{\chi}_i^\pm$ 和 $\tilde{\ell}$ 的寻找能力仍较强，待探索空间较大，本文的 pMSSM 研究也证明目前实验对 $\tilde{\chi}_2^0$ 和 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的限制范围远远小于基于简化模型的诠释，所以应继续寻找电弱作用产生的超对称粒子。同时，因为较轻的 ewkino、smuon 和 stau 均可以解释一些目前实验观测到的“反常”现象，例如缪子反常磁矩超出或者暗物质粒子，所以寻找电弱作用产生过程的物理动机也更强。

(2) 在寻找稳定 LSP 的 SUSY 模型方面，当前分析针对质量压缩区域和联级衰变的模型排除能力较弱，其中质量压缩区域被一部分非对撞机实验的结果青

睐，应优先考虑质量压缩区域的模型，尤其是 Higgsino 模型对应的“Compressed Higgsino Scenario”。对此类模型的信号区优化很难，需要开发更适用的机器学习算法，同时需要提高物理对象在低动量时的重建和鉴别性能。

(3) 本文对 R 宇称破坏过程的诠释说明传统信号区对一定寿命范围内的模型仍可以进行限制，但信号显著性随超对称粒子寿命的提升而迅速下降，所以当前大部分 SUSY 实验对寿命较长的模型的限制较弱，寻找不同特征的长寿命粒子是很重要的研究方面。目前有不少理论倾向于存在长寿命的 SUSY 粒子，例如 GMSB 模型或 RPV 模型，同时，很多其他的新物理模型也预言了长寿命粒子的存在 [222]。

(4) 开发和完善可以将 ATLAS 和 CMS 等合作组的分析复现在其他新物理模型上的工具是一个很有意义的事情，如果理论家们可以使用复现工具对新的模型进行限制，将会对理论工作很有帮助，ATLAS 合作组正在持续开发的 Recast 和 Reana 平台就是很好的软件，本文的 pMSSM 模型研究已经使用了这些软件。

参考文献

- [1] 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]. Phys. Lett. B, 2012, 716: 1-29. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020).
- [2] CMS Collaboration. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC [J/OL]. Phys. Lett. B, 2012, 716: 30-61. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- [3] NOvA Collaboration. Improved measurement of neutrino oscillation parameters by the NOvA experiment [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 106(3): 032004. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.032004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.032004).
- [4] KamLAND Collaboration. Reactor On-Off Antineutrino Measurement with KamLAND [J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 88(3): 033001. DOI: [10.1103/PhysRevD.88.033001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.033001).
- [5] Aghanim N, Akrami Y, Ashdown M, et al. Planck2018 results: VI. Cosmological parameters [J/OL]. Astronomy ; Astrophysics, 2020, 641: A6. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.
- [6] Dark Energy Survey Collaboration. Dark Energy Survey year 1 results: Cosmological constraints from galaxy clustering and weak lensing [J/OL]. Physical Review D, 2018, 98(4). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.98.043526>. DOI: [10.1103/physrevd.98.043526](https://doi.org/10.1103/physrevd.98.043526).
- [7] Alam S, Ata M, Bailey S, et al. The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample [J/OL]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2017, 470(3): 2617–2652. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stx721>.
- [8] Pérez-Lorenzana A. An introduction to extra dimensions [J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2005, 18: 224–269. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/18/1/006>.
- [9] MARTIN S P. A SUPERSYMMETRY PRIMER [M/OL]. WORLD SCIENTIFIC, 1998: 1–98. http://dx.doi.org/10.1142/9789812839657_0001.
- [10] Kaku M. Highlights of supersymmetry, superstrings, and M-theory [J/OL]. Found. Phys., 2003, 33: 689-706. DOI: [10.1023/A:1025688621477](https://doi.org/10.1023/A:1025688621477).
- [11] Evans L. The Large Hadron Collider [J/OL]. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2011, 61(1): 435-466. <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102010-130438>.
- [12] The ATLAS Collaboration, Aad G, Abat E, et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider [J/OL]. Journal of Instrumentation, 2008, 3(08): S08003. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>.
- [13] The CMS Collaboration, Chatrchyan S, Hmayakyan G, et al. The CMS experiment at the CERN LHC [J/OL]. Journal of Instrumentation, 2008, 3(08): S08004. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>.
- [14] ATLAS Collaboration. SUSY August 2023 Summary Plot Update [R/OL]. Geneva: CERN, 2023. <https://cds.cern.ch/record/2871728>.
- [15] CMS Collaboration. Combined search for electroweak production of winos, binos, higgsinos, and sleptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J]. 2023.
- [16] CMS Collaboration. Search for new physics in multijet events with at least one photon and large missing transverse momentum in proton-proton collisions at 13 TeV [J]. 2023.

- [17] Glashow S L. Partial-symmetries of weak interactions [J/OL]. Nuclear Physics, 1961, 22 (4): 579-588. <https://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).
- [18] Salam A, Ward J. Electromagnetic and weak interactions [J/OL]. Physics Letters, 1964, 13 (2): 168-171. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364907115>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)90711-5](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)90711-5).
- [19] Gell-Mann M. A schematic model of baryons and mesons [J/OL]. Physics Letters, 1964, 8 (3): 214-215. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031916364920013>. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [20] Zweig G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1 [J]. 1964.
- [21] Particle Data Group, Workman R L, Burkert V D, et al. Review of Particle Physics [J/OL]. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2022, 2022(8): 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [22] Yndurain F J. Limits on the mass of the gluon [J/OL]. Phys. Lett. B, 1995, 345: 524-526. DOI: [10.1016/0370-2693\(94\)01677-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)01677-5).
- [23] 肖振军, 吕才典. 现代物理基础丛书: 粒子物理学导论 [M/OL]. 科学出版社, 2016. <https://books.google.com.sg/books?id=aoNhAQAACAAJ>.
- [24] Coleman S, Gross D J. Price of Asymptotic Freedom [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 31: 851-854. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.31.851>.
- [25] Super-Kamiokande Collaboration. Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-IV [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 94(5): 052010. DOI: [10.1103/PhysRevD.94.052010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.052010).
- [26] Super-Kamiokande Collaboration. Measurements of the atmospheric neutrino flux by Super-Kamiokande: energy spectra, geomagnetic effects, and solar modulation [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 94(5): 052001. DOI: [10.1103/PhysRevD.94.052001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.052001).
- [27] T2K Collaboration. T2K results on long-baseline oscillations [J/OL]. PoS, 2023, NOW2022: 002. DOI: [10.22323/1.421.0002](https://doi.org/10.22323/1.421.0002).
- [28] Zwicky F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae [J/OL]. Astrophys. J., 1937, 86: 217-246. DOI: [10.1086/143864](https://doi.org/10.1086/143864).
- [29] Turner M S. The Road to Precision Cosmology [J/OL]. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2022, 72(1): 1-35. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-111119-041046>.
- [30] Turner M S. Dark Matter and Dark Energy in the Universe [J/OL]. Physica Scripta, 2000, T85(1): 210. <http://dx.doi.org/10.1238/Physica.Topical.085a00210>. DOI: [10.1238/physica.topical.085a00210](https://doi.org/10.1238/physica.topical.085a00210).
- [31] Pati J C, Salam A. Lepton Number as the Fourth Color [J/OL]. Phys. Rev. D, 1974, 10: 275-289. DOI: [10.1103/PhysRevD.10.275](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.10.275).
- [32] Georgi H, Glashow S L. Unity of All Elementary Particle Forces [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1974, 32: 438-441. DOI: [10.1103/PhysRevLett.32.438](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.438).
- [33] Fritzsch H, Minkowski P. Unified Interactions of Leptons and Hadrons [J/OL]. Annals Phys., 1975, 93: 193-266. DOI: [10.1016/0003-4916\(75\)90211-0](https://doi.org/10.1016/0003-4916(75)90211-0).
- [34] Georgi H. The State of the Art—Gauge Theories [J/OL]. AIP Conf. Proc., 1975, 23: 575-582. DOI: [10.1063/1.2947450](https://doi.org/10.1063/1.2947450).
- [35] SNO+ Collaboration. Improved search for invisible modes of nucleon decay in water with the SNO+detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(11): 112012. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.112012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.112012).

- [36] Roussy T S, Caldwell L, Wright T, et al. An improved bound on the electron' s electric dipole moment [J/OL]. Science, 2023, 381(6653): 46-50. <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.adg4084>.
- [37] Cacciapaglia G, Cot C, Sannino F. Naturalness of lepton non-universality and muon $g-2$ [J/OL]. Physics Letters B, 2022, 825: 136864. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269321008042>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136864>.
- [38] Miyazawa H. Baryon Number Changing Currents [J/OL]. Prog. Theor. Phys., 1966, 36(6): 1266-1276. DOI: [10.1143/PTP.36.1266](https://doi.org/10.1143/PTP.36.1266).
- [39] Gervais J L, Sakita B. Field Theory Interpretation of Supergauges in Dual Models [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1971, 34: 632-639. DOI: [10.1016/0550-3213\(71\)90351-8](https://doi.org/10.1016/0550-3213(71)90351-8).
- [40] Golfand Y A, Likhtman E P. Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance [J]. JETP Lett., 1971, 13: 323-326.
- [41] Volkov D V, Akulov V P. Possible universal neutrino interaction [J]. JETP Lett., 1972, 16: 438-440.
- [42] Wess J, Zumino B. Supergauge Transformations in Four-Dimensions [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1974, 70: 39-50. DOI: [10.1016/0550-3213\(74\)90355-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(74)90355-1).
- [43] Fayet P. Spontaneously Broken Supersymmetric Theories of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions [J/OL]. Phys. Lett. B, 1977, 69: 489. DOI: [10.1016/0370-2693\(77\)90852-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90852-8).
- [44] Coleman S, Mandula J. All Possible Symmetries of the S Matrix [J/OL]. Phys. Rev., 1967, 159: 1251-1256. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.159.1251>.
- [45] Haag R, Lopuszanski J T, Sohnius M. All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix [J/OL]. Nucl. Phys. B, 1975, 88: 257. DOI: [10.1016/0550-3213\(75\)90279-5](https://doi.org/10.1016/0550-3213(75)90279-5).
- [46] Georgi H, Glashow S L. Gauge Theories Without Anomalies [J/OL]. Phys. Rev. D, 1972, 6: 429-431. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.6.429>.
- [47] Berger C F, Gainer J S, Hewett J L, et al. Supersymmetry Without Prejudice [J/OL]. JHEP, 2009, 02: 023. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/023](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/023).
- [48] Allanach B, Badziak M, Hugonie C, et al. Light Sparticles from a Light Singlet in Gauge Mediation [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92(1): 015006. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.015006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.015006).
- [49] LHC New Physics Working Group. Simplified Models for LHC New Physics Searches [J/OL]. J. Phys. G, 2012, 39: 105005. DOI: [10.1088/0954-3899/39/10/105005](https://doi.org/10.1088/0954-3899/39/10/105005).
- [50] Alves D S M, Izaguirre E, Wacker J G. Where the Sidewalk Ends: Jets and Missing Energy Search Strategies for the 7 TeV LHC [J/OL]. JHEP, 2011, 10: 012. DOI: [10.1007/JHEP10\(2011\)012](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2011)012).
- [51] Alves D S M, Izaguirre E, Wacker J G. It's On: Early Interpretations of ATLAS Results in Jets and Missing Energy Searches [J/OL]. Phys. Lett. B, 2011, 702: 64-68. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.06.067](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.06.067).
- [52] Alwall J, Schuster P, Toro N. Simplified Models for a First Characterization of New Physics at the LHC [J/OL]. Phys. Rev. D, 2009, 79: 075020. DOI: [10.1103/PhysRevD.79.075020](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.075020).
- [53] Alwall J, Le M P, Lisanti M, et al. Model-Independent Jets plus Missing Energy Searches [J/OL]. Phys. Rev. D, 2009, 79: 015005. DOI: [10.1103/PhysRevD.79.015005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.015005).
- [54] Arkani-Hamed N, Schuster P, Toro N, et al. MARMOSSET: The Path from LHC Data to the New Standard Model via On-Shell Effective Theories [J]. 2007.
- [55] Branco G C, Ferreira P M, Lavoura L, et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models [J/OL]. Phys. Rept., 2012, 516: 1-102. DOI: [10.1016/j.physrep.2012.02.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002).

- [56] Kim J E. Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology [J/OL]. Phys. Rept., 1987, 150: 1-177. DOI: [10.1016/0370-1573\(87\)90017-2](https://doi.org/10.1016/0370-1573(87)90017-2).
- [57] Croon D, Gonzalo T E, Graf L, et al. GUT Physics in the era of the LHC [J/OL]. Front. in Phys., 2019, 7: 76. DOI: [10.3389/fphy.2019.00076](https://doi.org/10.3389/fphy.2019.00076).
- [58] Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G R. 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](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3).
- [59] Falkowski A. Lectures on SMEFT [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2023, 83(7): 656. DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-11821-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11821-3).
- [60] Borschensky C, Krämer M, Kulesza A, et al. Squark and gluino production cross sections in p p collisions at $\sqrt{s} = 13, 14, 33$ and 100 TeV [J/OL]. The European Physical Journal C, 2014, 74(12). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3174-y>.
- [61] Fuks B, Klasen M, Lamprea D R, et al. Precision predictions for electroweak superpartner production at hadron colliders with Resummino [J/OL]. The European Physical Journal C, 2013, 73(7). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2480-0>.
- [62] ATLAS Collaboration. Search for supersymmetry in events with four or more charged leptons in 139 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2021, 2021(7): 167. [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2021\)167](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2021)167).
- [63] ATLAS Collaboration. Highlights from Long-Lived Particle Searches at ATLAS [C]//56th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions . 2022.
- [64] The ALICE Collaboration, Aamodt K, Quintana A A, et al. The ALICE experiment at the CERN LHC [J/OL]. Journal of Instrumentation, 2008, 3(08): S08002. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>.
- [65] The LHCb Collaboration, Jr A A A, Filho L M A, et al. The LHCb Detector at the LHC [J/OL]. Journal of Instrumentation, 2008, 3(08): S08005. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>.
- [66] Steerenberg R, Albert M, Alemany-Fernández R, et al. Operation and performance of the CERN Large Hadron Collider during proton Run 2 [J/OL]. 2019: MOPMP031. <https://cds.cern.ch/record/2696126>. DOI: [10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPMP031](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPMP031).
- [67] Steerenberg R. Batch Compression Merging and Splitting (BCMS). Batch Compression Merging and Splitting (BCMS) [J/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2259071>.
- [68] La Rosa A. The ATLAS Insertable B-Layer: from construction to operation [J/OL]. JINST, 2016, 11(12): C12036. DOI: [10.1088/1748-0221/11/12/C12036](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/C12036).
- [69] Mandelli B. The Pixel Detector of the ATLAS Experiment for the Run 2 at the Large Hadron Collider [J/OL]. Nuclear and Particle Physics Proceedings, 2016, 273-275: 1166-1172. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415006720>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.183>.
- [70] Gabaldón C, ATLAS Liquid Argon Calorimeter Group. Drift Time measurement in the ATLAS Liquid Argon electromagnetic calorimeter using cosmic muons [J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2011, 293(1): 012050. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012050>.
- [71] ATLAS Collaboration. Performance of the ATLAS Trigger System in 2015 [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(5): 317. <https://cds.cern.ch/record/2235584>. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3).

- [72] Gallas E J, Malon D, Hawkings R J, et al. An integrated overview of metadata in ATLAS [J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, 219(4): 042009. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/219/4/042009>.
- [73] Marshall Z, the ATLAS Collaboration. Simulation of Pile-up in the ATLAS Experiment [J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2014, 513(2): 022024. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/513/2/022024>.
- [74] ATLAS Collaboration. ATLAS Luminosity Results for Run-2 of the LHC [EB/OL]. 2022. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [75] Panofsky W K H. Low q electrodynamics, elastic and inelastic electron (and muon) scattering [J/OL]. 1968. <https://cds.cern.ch/record/871460>.
- [76] Feynman R P. The behavior of hadron collisions at extreme energies [J]. Conf. Proc. C, 1969, 690905: 237-258.
- [77] Bjorken J D, Paschos E A. Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon [J/OL]. Phys. Rev., 1969, 185: 1975-1982. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.185.1975>.
- [78] Harland-Lang L A, Martin A D, Motylinski P, et al. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs [J/OL]. The European Physical Journal C, 2015, 75(5). <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3397-6>.
- [79] Pumplin J, Stump D R, Huston J, et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2002, 2002(07): 012–012. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012>.
- [80] Ball R D, Bertone V, Carrazza S, et al. Parton distributions for the LHC run II [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2015, 2015(4). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2015\)040](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040). DOI: 10.1007/jhep04(2015)040.
- [81] Catani S, Krauss F, Webber B R, et al. QCD Matrix Elements + Parton Showers [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2001, 2001(11): 063–063. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2001/11/063>.
- [82] Hoeche S, Krauss F, Lavesson N, et al. Matching Parton Showers and Matrix Elements [Z]. 2006.
- [83] Andersson B, Gustafson G, Ingelman G, et al. Parton Fragmentation and String Dynamics [J/OL]. Phys. Rept., 1983, 97: 31-145. DOI: 10.1016/0370-1573(83)90080-7.
- [84] Corcella G, Knowles I G, Marchesini G, et al. HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) [J/OL]. JHEP, 2001, 01: 010. DOI: 10.1088/1126-6708/2001/01/010.
- [85] ATLAS Collaboration. Summary of ATLAS Pythia 8 tunes [R/OL]. Geneva: CERN, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1474107>.
- [86] ATLAS Collaboration. ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data [R/OL]. Geneva: CERN, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
- [87] ATLAS Collaboration. A study of the sensitivity to the Pythia8 parton shower parameters of $t\bar{t}$ production measurements in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS experiment at the LHC [R/OL]. Geneva: CERN, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2004362>.
- [88] ATLAS Collaboration. A study of optimal parameter setting for MADGRAPH5_AMC@NLO + PYTHIA 8 matched setup [R/OL]. Geneva: CERN, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2103221>.

- [89] ATLAS Collaboration. The Pythia 8 A3 tune description of ATLAS minimum bias and inelastic measurements incorporating the Donnachie-Landshoff diffractive model [J]. 2016.
- [90] Ball R D, et al. Parton distributions with LHC data [J/OL]. Nucl. Phys. B, 2013, 867: 244-289. DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003).
- [91] Alwall J, Frederix R, Frixione S, et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations [J/OL]. JHEP, 2014, 07: 079. DOI: [10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079).
- [92] Sjostrand 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](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036).
- [93] Frixione S, Ridolfi G, Nason P. A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2007, 2007(09): 126. <https://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/09/126>.
- [94] Nason P. A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2004, 2004(11): 040. <https://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040>.
- [95] Frixione S, Nason P, Oleari C. Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2007, 2007(11): 070. <https://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>.
- [96] Alioli S, Nason P, Oleari C, et al. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX [J/OL]. JHEP, 2010, 06: 043. DOI: [10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043).
- [97] Gleisberg T, Hoeche S, Krauss F, et al. Event generation with SHERPA 1.1 [J/OL]. JHEP, 2009, 02: 007. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007).
- [98] Hoeche S, Krauss F, Schonherr M, et al. QCD matrix elements + parton showers: The NLO case [J/OL]. JHEP, 2013, 04: 027. DOI: [10.1007/JHEP04\(2013\)027](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2013)027).
- [99] Allison J, Amako K, Apostolakis J, et al. Recent developments in Geant4 [J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2016, 835: 186-225. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>.
- [100] Allison J, Amako K, Apostolakis J, et al. Geant4 developments and applications [J/OL]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2006, 53(1): 270-278. DOI: [10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
- [101] 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. <https://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).
- [102] Lukas W. Fast Simulation for ATLAS: Atlfast-II and ISF [R/OL]. Geneva: CERN, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1458503>. DOI: [10.1088/1742-6596/396/2/022031](https://doi.org/10.1088/1742-6596/396/2/022031).
- [103] ATLAS Collaboration. Early Inner Detector Tracking Performance in the 2015 data at $\sqrt{s} = 13$ TeV [R/OL]. Geneva: CERN, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2110140>.
- [104] ATLAS Collaboration. Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV [R/OL]. Geneva: CERN, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037717>.
- [105] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015-2017 LHC proton-proton collision data [J/OL]. JINST, 2019, 14 (12): P12006. <https://cds.cern.ch/record/2684552>. DOI: [10.1088/1748-0221/14/12/P12006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/P12006).

- [106] ATLAS Collaboration. Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker [R/OL]. Geneva: CERN, 2011. <https://cds.cern.ch/record/1383793>.
- [107] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton-proton collision data [J/OL]. Journal of Instrumentation, 2019, 14(03): P03017–P03017. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/14/03/P03017>. DOI: 10.1088/1748-0221/14/03/p03017.
- [108] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision data set at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Eur. Phys. J., C, 2021, 81: 578. <https://cds.cern.ch/record/2746302>. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09233-2.
- [109] ATLAS Collaboration. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(7): 466. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5031-2.
- [110] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. FastJet user manual [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2012, 72: 1896. <https://cds.cern.ch/record/1402449>. DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-1896-2.
- [111] Atkin R. Review of jet reconstruction algorithms [J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2015, 645(1): 012008. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/645/1/012008>.
- [112] ATLAS Collaboration. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(7): 466. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5031-2.
- [113] ATLAS Collaboration. Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector [R/OL]. Geneva: CERN, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1700870>.
- [114] ATLAS Collaboration. Jet energy scale and resolution measured in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81(8): 689. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09402-3.
- [115] ATLAS Collaboration. Optimisation and performance studies of the ATLAS b -tagging algorithms for the 2017-18 LHC run [J]. 2017.
- [116] ATLAS Collaboration. Secondary vertex finding for jet flavour identification with the ATLAS detector [J]. 2017.
- [117] ATLAS Collaboration. Topological b -hadron decay reconstruction and identification of b -jets with the JetFitter package in the ATLAS experiment at the LHC [J]. 2018.
- [118] ATLAS Collaboration. ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(11): 970. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7450-8.
- [119] ATLAS Collaboration. Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC [R/OL]. Geneva: CERN, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2064383>.
- [120] ATLAS Collaboration. Reconstruction, Identification, and Calibration of hadronically decaying tau leptons with the ATLAS detector for the LHC Run 3 and reprocessed Run 2 data [J]. 2022.
- [121] ATLAS Collaboration. Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [R/OL]. Geneva: CERN, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2261772>.
- [122] ATLAS Collaboration. Identification of hadronic tau lepton decays using neural networks in the ATLAS experiment [J]. 2019.

- [123] Baak M, Gadatsch S, Harrington R, et al. Interpolation between multi-dimensional histograms using a new non-linear moment morphing method [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2015, 771: 39-48. DOI: [10.1016/j.nima.2014.10.033](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.033).
- [124] Alexander M, Tomas, et al. TRExFitter [J/OL]. GitHub repository, 2019. <https://gitlab.cern.ch/TRExStats/TRExFitter>.
- [125] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J]. 2015.
- [126] ATLAS Collaboration. E_T^{miss} performance in the ATLAS detector using 2015-2016 LHC pp collisions [J]. 2018.
- [127] ATLAS Collaboration. Search for the direct production of charginos and neutralinos in final states with tau leptons in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(2): 154. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5583-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5583-9).
- [128] ATLAS Collaboration. Forward Jet Vertex Tagging: A new technique for the identification and rejection of forward pileup jets [J]. 2015.
- [129] Gomez M E, Shafi Q, Tiwari A, et al. Muon $\mathbf{g} - 2$, neutralino dark matter and stau NLSP [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2022, 82(6): 561. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10507-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10507-6).
- [130] ATLAS Collaboration. Search for charginos and neutralinos in final states with two boosted hadronically decaying bosons and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2021, 104(11): 112010. DOI: [10.1103/PhysRevD.104.112010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.112010).
- [131] ATLAS Collaboration. Search for chargino-neutralino pair production in final states with three leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81(12): 1118. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09749-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09749-7).
- [132] ATLAS Collaboration. Search for direct production of electroweakinos in final states with missing transverse momentum and a Higgs boson decaying into photons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. JHEP, 2020, 10: 005. DOI: [10.1007/JHEP10\(2020\)005](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2020)005).
- [133] ATLAS Collaboration. Search for direct production of electroweakinos in final states with one lepton, missing transverse momentum and a Higgs boson decaying into two b -jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80(8): 691. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-8050-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8050-3).
- [134] Fuks B, Klasen M, Lamprea D R, et al. Gaugino production in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 8 TeV [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2012, 2012(10). [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2012\)081](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2012)081). DOI: [10.1007/jhep10\(2012\)081](https://doi.org/10.1007/jhep10(2012)081).
- [135] Debove J, Fuks B, Klasen M. Threshold resummation for gaugino pair production at hadron colliders [J/OL]. Nuclear Physics B, 2011, 842(1): 51-85. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2010.08.016>.
- [136] Fiaschi J, Klasen M. Neutralino-chargino pair production at NLO+NLL with resummation-improved PDFs for LHC Run II [J/OL]. Physical Review D, 2018, 98(5). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.98.055014>. DOI: [10.1103/physrevd.98.055014](https://doi.org/10.1103/physrevd.98.055014).
- [137] Lester C G, Summers D J. Measuring masses of semiinvisibly decaying particles pair produced at hadron colliders [J/OL]. Phys. Lett., 1999, B463: 99-103. DOI: [10.1016/S0370-2693\(99\)00945-4](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00945-4).

- [138] Barr A, Lester C, Stephens P. $m(T_2)$: The Truth behind the glamour [J/OL]. J. Phys., 2003, G29: 2343-2363. DOI: [10.1088/0954-3899/29/10/304](https://doi.org/10.1088/0954-3899/29/10/304).
- [139] Baak M, Besjes G J, Côte 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](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3327-7).
- [140] Read A L. Presentation of search results: The CL_s technique [J/OL]. J. Phys. G, 2002, 28: 2693-2704. DOI: [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
- [141] Du G, Li T, Nanopoulos D V, et al. Super-Natural MSSM [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92(2): 025038. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.025038](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.025038).
- [142] ATLAS Collaboration. Search for the direct production of charginos, neutralinos and staus in final states with at least two hadronically decaying taus and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. JHEP, 2014, 10: 096. DOI: [10.1007/JHEP10\(2014\)096](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)096).
- [143] ATLAS Collaboration. Search for the electroweak production of supersymmetric particles in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 93: 052002. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.052002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.052002).
- [144] ATLAS Collaboration. Search for the direct production of charginos and neutralinos in final states with tau leptons in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78: 154. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5583-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5583-9).
- [145] CMS Collaboration. Search for electroweak production of charginos and neutralinos in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J]. 2021.
- [146] Lester C G, Summers D J. Measuring masses of semiinvisibly decaying particles pair produced at hadron colliders [J/OL]. Phys. Lett. B, 1999, 463: 99-103. DOI: [10.1016/S0370-2693\(99\)00945-4](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00945-4).
- [147] Heinrich L, Feickert M, Stark G. pyhf: v0.7.6 [CP/OL]. <https://doi.org/10.5281/zenodo.1169739>.
- [148] Heinrich L, Feickert M, Stark G, et al. pyhf: pure-Python implementation of HistFactory statistical models [J/OL]. Journal of Open Source Software, 2021, 6(58): 2823. <https://doi.org/10.21105/joss.02823>.
- [149] ATLAS Collaboration. Search for heavy, long-lived, charged particles with large ionisation energy loss in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS experiment and the full Run 2 dataset [J/OL]. JHEP, 2023, 2306: 158. DOI: [10.1007/JHEP06\(2023\)158](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2023)158).
- [150] ATLAS Collaboration. Search for long-lived charginos based on a disappearing-track signature using 136 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2022, 82(7): 606. DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10489-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10489-5).
- [151] ATLAS Collaboration. Search for long-lived, massive particles in events with displaced vertices and multiple jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. JHEP, 2023, 2306: 200. DOI: [10.1007/JHEP06\(2023\)200](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2023)200).
- [152] Dreiner H K. An introduction to explicit R-parity violation [J/OL]. Pramana, 1998, 51: 123-133. DOI: [10.1007/BF02827485](https://doi.org/10.1007/BF02827485).
- [153] Romao J C. Neutrino masses from broken R-parity [J/OL]. Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 2000, 81: 231-241. DOI: [10.1016/S0920-5632\(99\)00881-6](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(99)00881-6).
- [154] Grossman Y, Rakshit S. Neutrino masses in R-parity violating supersymmetric models [J/OL]. Phys. Rev. D, 2004, 69: 093002. DOI: [10.1103/PhysRevD.69.093002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.093002).
- [155] Aguillard D P, Albahri T, Allspach D, et al. Measurement of the positive muon anomalous

- magnetic moment to 0.20 ppm [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2023, 131: 161802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.161802>.
- [156] Hu Q Y, Yang Y D, Zheng M D. Revisiting the B -physics anomalies in R -parity violating MSSM [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80(5): 365. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-7940-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7940-8).
- [157] Altmannshofer W, Dev P S B, Soni A, et al. Addressing $R_{D^{(*)}}$, $R_{K^{(*)}}$, muon $g - 2$ and ANITA anomalies in a minimal R -parity violating supersymmetric framework [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 102(1): 015031. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.015031](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.015031).
- [158] Evans J A, Kats Y, Shih D, et al. Toward Full LHC Coverage of Natural Supersymmetry [J/OL]. JHEP, 2014, 07: 101. DOI: [10.1007/JHEP07\(2014\)101](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)101).
- [159] ATLAS Collaboration. Search for massive, long-lived particles using multitrack displaced vertices or displaced lepton pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92: 072004. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.92.072004>.
- [160] ATLAS Collaboration. Search for direct production of winos and higgsinos in events with two same-charge leptons or three leptons in pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J]. 2023.
- [161] Porod W. SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e+e- colliders [J/OL]. Computer Physics Communications, 2003, 153(2): 275–315. [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(03\)00222-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(03)00222-4). DOI: [10.1016/S0010-4655\(03\)00222-4](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(03)00222-4).
- [162] Porod W, Staub F. SPheno 3.1: extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM [J/OL]. Computer Physics Communications, 2012, 183(11): 2458–2469. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2012.05.021>.
- [163] Staub F. SARAH 4: A tool for (not only SUSY) model builders [J/OL]. Computer Physics Communications, 2014, 185(6): 1773–1790. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2014.02.018>.
- [164] Barger V, Giudice G F, Han T. Some new aspects of supersymmetry R -parity violating interactions [J/OL]. Phys. Rev. D, 1989, 40: 2987–2996. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.40.2987>.
- [165] Godbole R M, Roy P, Tata X. Tau signals of R -parity breaking at LEP 200 [J/OL]. Nuclear Physics B, 1993, 401(1): 67–92. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321393902984>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(93\)90298-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90298-4).
- [166] KATRIN Collaboration. Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity [J/OL]. Nature Phys., 2022, 18(2): 160–166. DOI: [10.1038/s41567-021-01463-1](https://doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1).
- [167] Particle Data Group Collaboration. Review of Particle Physics [J/OL]. PTEP, 2022, 2022: 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [168] Ledroit F, Sajot G. Indirect limits on SUSY R_p violating couplings λ and λ' [R/OL]. 1998. <https://hal.in2p3.fr/in2p3-00362621>.
- [169] Šimko T, Heinrich L, Hirvonsalo H, et al. REANA: A system for reusable research data analyses [J/OL]. EPJ Web Conf., 2019, 214: 06034. <https://cds.cern.ch/record/2652340>. DOI: [10.1051/epjconf/201921406034](https://doi.org/10.1051/epjconf/201921406034).
- [170] Meade P, Seiberg N, Shih D. General Gauge Mediation [J/OL]. Progress of Theoretical Physics Supplement, 2009, 177: 143–158. <http://dx.doi.org/10.1143/PTPS.177.143>. DOI: [10.1143/ptps.177.143](https://doi.org/10.1143/ptps.177.143).
- [171] ATLAS Collaboration. Search for supersymmetry in events with four or more leptons in

- $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with ATLAS [J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98: 032009. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.032009>.
- [172] ATLAS Collaboration. Summary of the ATLAS experiment's sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 — interpreted in the phenomenological MSSM [J/OL]. JHEP, 2015, 10: 134. DOI: [10.1007/JHEP10\(2015\)134](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2015)134).
- [173] CMS Collaboration. Phenomenological MSSM interpretation of CMS searches in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV [J/OL]. JHEP, 2016, 10: 129. DOI: [10.1007/JHEP10\(2016\)129](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2016)129).
- [174] ATLAS Collaboration. ATLAS Run 2 searches for electroweak production of supersymmetric particles interpreted within the pMSSM [J]. 2024.
- [175] ATLAS Collaboration. SimpleAnalysis: Truth-level Analysis Framework [J/OL]. 2022. DOI: [10.17181/CERN.R6S3.0QKV](https://doi.org/10.17181/CERN.R6S3.0QKV).
- [176] Šimko T, Heinrich L A, Lange C, et al. Scalable Declarative HEP Analysis Workflows for Containerised Compute Clouds [J/OL]. Front. Big Data, 2021, 4: 661501. DOI: [10.3389/fdata.2021.661501](https://doi.org/10.3389/fdata.2021.661501).
- [177] Cranmer K, Yavin I. RECAST: Extending the Impact of Existing Analyses [J/OL]. JHEP, 2011, 04: 038. DOI: [10.1007/JHEP04\(2011\)038](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2011)038).
- [178] ATLAS Collaboration. RECAST framework reinterpretation of an ATLAS Dark Matter Search constraining a model of a dark Higgs boson decaying to two b -quarks [J]. 2019.
- [179] Porod W. SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at $e+e-$ colliders [J/OL]. Computer Physics Communications, 2003, 153(2): 275-315. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465503002224>. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(03\)00222-4](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(03)00222-4).
- [180] Porod W, Staub F. SPheno 3.1: extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM [J/OL]. Computer Physics Communications, 2012, 183(11): 2458-2469. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465512001907>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2012.05.021>.
- [181] Allanach B C, et al. SUSY Les Houches Accord 2 [J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2009, 180: 8-25. DOI: [10.1016/j.cpc.2008.08.004](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.08.004).
- [182] Bahl H, Hahn T, Heinemeyer S, et al. Precision calculations in the MSSM Higgs-boson sector with FeynHiggs 2.14 [M/OL]. arXiv, 2018. <https://arxiv.org/abs/1811.09073>. DOI: [10.48550/ARXIV.1811.09073](https://doi.org/10.48550/ARXIV.1811.09073).
- [183] Bahl H, Heinemeyer S, Hollik W, et al. Reconciling EFT and hybrid calculations of the light MSSM Higgs-boson mass [J/OL]. The European Physical Journal C, 2018, 78(1). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5544-3>. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5544-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5544-3).
- [184] Bahl H, Hollik W. Precise prediction for the light MSSM Higgs-boson mass combining effective field theory and fixed-order calculations [J/OL]. The European Physical Journal C, 2016, 76(9). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4354-8>. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4354-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4354-8).
- [185] Hahn T, Heinemeyer S, Hollik W, et al. High-Precision Predictions for the light CP-Even Higgs Boson Mass of the Minimal Supersymmetric Standard Model [J/OL]. Physical Review Letters, 2014, 112(14). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.141801>. DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.141801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.141801).
- [186] Frank M, Hahn T, Heinemeyer S, et al. The Higgs boson masses and mixings of the complex MSSM in the Feynman-diagrammatic approach [J/OL]. Journal of High Energy Physics,

- 2007, 2007(02): 047-047. <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/02/047>. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/02/047.
- [187] Degraasi G, Heinemeyer S, Hollik W, et al. Towards high-precision predictions for the MSSM Higgs sector [J/OL]. The European Physical Journal C, 2003, 28(1): 133-143. <https://doi.org/10.1140/epjc/s2003-01152-2>. DOI: 10.1140/epjc/s2003-01152-2.
- [188] Heinemeyer S, Hollik W, Weiglein G. The masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the MSSM: Accurate analysis at the two-loop level [J/OL]. The European Physical Journal C, 1999, 9(2): 343-366. <https://doi.org/10.1007/s100529900006>. DOI: 10.1007/s100529900006.
- [189] Heinemeyer S, Hollik W, Weiglein G. FeynHiggs: a program for the calculation of the masses of the neutral -even Higgs bosons in the MSSM [J/OL]. Computer Physics Communications, 2000, 124(1): 76-89. [https://doi.org/10.1016/s0010-4655\(99\)00364-1](https://doi.org/10.1016/s0010-4655(99)00364-1). DOI: 10.1016/s0010-4655(99)00364-1.
- [190] Barducci D, Belanger G, Bernon J, et al. Collider limits on new physics within micrOMEGAs4.3 [M/OL]. arXiv, 2016. <https://arxiv.org/abs/1606.03834>. DOI: 10.48550/ARXIV.1606.03834.
- [191] Belanger G, Mjallal A, Pukhov A. Recasting direct detection limits within micrOMEGAs and implication for non-standard dark matter scenarios [J/OL]. The European Physical Journal C, 2021, 81(3). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09012-z>. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09012-z.
- [192] Mahmoudi F. SuperIso v2.3: A program for calculating flavor physics observables in supersymmetry [J/OL]. Computer Physics Communications, 2009, 180(9): 1579-1613. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.02.017>. DOI: 10.1016/j.cpc.2009.02.017.
- [193] Bahl H, Sobolev I, Weiglein G. Precise prediction for the mass of the light MSSM Higgs boson for the case of a heavy gluino [J/OL]. Phys. Lett. B, 2020, 808: 135644. DOI: 10.1016/j.physletb.2020.135644.
- [194] Peters K. Searches for squarks and gluinos at D0 [C]//34th International Conference on High Energy Physics. 2008.
- [195] D0 Collaboration. Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collision data at $\sqrt{s} = 1.96$ - TeV [J/OL]. Phys. Lett. B, 2008, 660: 449-457. DOI: 10.1016/j.physletb.2008.01.042.
- [196] LHCb Collaboration. Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay properties and search for the $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ decays [J/OL]. Phys. Rev. D, 2022, 105(1): 012010. DOI: 10.1103/PhysRevD.105.012010.
- [197] Haller J, Hoecker A, Kogler R, et al. Update of the global electroweak fit and constraints on two-Higgs-doublet models [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78(8): 675. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-6131-3.
- [198] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group. Precision electroweak measurements on the Z resonance [J/OL]. Phys. Rept., 2006, 427: 257-454. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.12.006.
- [199] CDF Collaboration. High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector [J/OL]. Science, 2022, 376(6589): 170-176. DOI: 10.1126/science.abk1781.
- [200] LZ Collaboration. First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment [J]. 2022.

- [201] PICO Collaboration. Dark Matter Search Results from the Complete Exposure of the PICO-60 C₃F₈ Bubble Chamber [J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 100(2): 022001. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.022001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022001).
- [202] Heinemeyer S, Hollik W, Weiglein G, et al. Implications of LHC search results on the W boson mass prediction in the MSSM [J/OL]. JHEP, 2013, 12: 084. DOI: [10.1007/JHEP12\(2013\)084](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2013)084).
- [203] Brummer F, Kraml S, Kulkarni S. Anatomy of maximal stop mixing in the MSSM [J/OL]. JHEP, 2012, 08: 089. DOI: [10.1007/JHEP08\(2012\)089](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2012)089).
- [204] Carena M, Garcia D, Nierste U, et al. $b \rightarrow s\gamma$ and supersymmetry with large $\tan \beta$ [J/OL]. Phys. Lett. B, 2001, 499: 141-146. DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00009-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00009-0).
- [205] ATLAS Collaboration. Combination of searches for invisible decays of the Higgs boson using 139 fb⁻¹ of proton-proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV collected with the ATLAS experiment [J/OL]. Phys. Lett. B, 2023, 842: 137963. DOI: [10.1016/j.physletb.2023.137963](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137963).
- [206] ATLAS Collaboration. Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb⁻¹ of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 101(1): 012002. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.012002).
- [207] Harlander R V, Liebler S, Mantler H. SusHi: A program for the calculation of Higgs production in gluon fusion and bottom-quark annihilation in the Standard Model and the MSSM [J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2013, 184: 1605-1617. DOI: [10.1016/j.cpc.2013.02.006](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2013.02.006).
- [208] ATLAS Collaboration. Search for heavy Higgs bosons decaying into two tau leptons with the ATLAS detector using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2020, 125(5): 051801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.125.051801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.051801).
- [209] ATLAS Collaboration. Search for charginos and neutralinos in final states with two boosted hadronically decaying bosons and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2021, 104: 112010. DOI: [10.1103/PhysRevD.104.112010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.112010).
- [210] ATLAS Collaboration. Search for direct production of electroweakinos in final states with one lepton, missing transverse momentum and a Higgs boson decaying into two b -jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80: 691. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-8050-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8050-3).
- [211] ATLAS Collaboration. Search for electroweak production of charginos and sleptons decaying into final states with two leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80: 123. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7594-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7594-6).
- [212] ATLAS Collaboration. Searches for new phenomena in events with two leptons, jets, and missing transverse momentum in 139 fb⁻¹ of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J]. 2022.
- [213] ATLAS Collaboration. Search for chargino-neutralino pair production in final states with three leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81: 1118. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09749-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09749-7).
- [214] ATLAS Collaboration. Search for supersymmetry in events with four or more charged leptons in 139 fb⁻¹ of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. JHEP, 2021, 07: 167. DOI: [10.1007/JHEP07\(2021\)167](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2021)167).

- [215] ATLAS Collaboration. Searches for electroweak production of supersymmetric particles with compressed mass spectra in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2020, 101: 052005. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.052005).
- [216] ATLAS Collaboration. Search for squarks and gluinos in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81: 600. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09344-w](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09344-w).
- [217] ATLAS Collaboration. Search for pair production of squarks or gluinos decaying via sleptons or weak bosons in final states with two same-sign or three leptons with the ATLAS detector [J]. 2023.
- [218] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in final states with large jet multiplicities and missing transverse momentum using $\sqrt{s} = 13$ TeV proton–proton collisions recorded by ATLAS in Run 2 of the LHC [J/OL]. JHEP, 2020, 10: 062. DOI: [10.1007/JHEP10\(2020\)062](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2020)062).
- [219] ATLAS Collaboration. Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum using 139 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data with the ATLAS detector [J/OL]. JHEP, 2021, 02: 143. DOI: [10.1007/JHEP02\(2021\)143](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2021)143).
- [220] Carena M, Heinemeyer S, Wagner C E M, et al. Suggestions for improved benchmark scenarios for Higgs boson searches at LEP-2 [C]//Workshop on New Theoretical Developments for Higgs Physics at LEP-2. 1999.
- [221] Heinemeyer S, Hollik W, Weiglein G. Precise calculations for the neutral Higgs boson masses in the MSSM [C]//4th International Workshop on Linear Colliders (LCWS 99). 1999: 141-144.
- [222] Curtin D, et al. Long-Lived Particles at the Energy Frontier: The MATHUSLA Physics Case [J/OL]. Rept. Prog. Phys., 2019, 82(11): 116201. DOI: [10.1088/1361-6633/ab28d6](https://doi.org/10.1088/1361-6633/ab28d6).
- [223] FCC collaboration. FCC-ee: The Lepton Collider [J/OL]. The European Physical Journal Special Topics, 2019, 228(2): 261-623. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2019-900045-4>.
- [224] CEPC Study Group. CEPC Conceptual Design Report: Volume 2 - Physics & Detector [J]. 2018.
- [225] Lee S, Livan M, Wigmans R. On the limits of the hadronic energy resolution of calorimeters [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2018, 882: 148-157. DOI: [10.1016/j.nima.2017.10.087](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.10.087).
- [226] Lee S, Livan M, Wigmans R. Dual-Readout Calorimetry [J/OL]. Rev. Mod. Phys., 2018, 90(2): 025002. DOI: [10.1103/RevModPhys.90.025002](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.025002).
- [227] Ampilogov N, et al. Exposing a fibre-based dual-readout calorimeter to a positron beam [J/OL]. JINST, 2023, 18(09): P09021. DOI: [10.1088/1748-0221/18/09/P09021](https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/09/P09021).
- [228] Antonello M, et al. Tests of a dual-readout fiber calorimeter with SiPM light sensors [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2018, 899: 52-64. DOI: [10.1016/j.nima.2018.05.016](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.05.016).

附录一 双读出量能器的束流测试和缪子响应

未来正负电子对撞机上开展的物理实验需要精确测量喷注四动量，例如 FCC-ee 项目 [223] 和 CEPC 项目 [224]。目前，基于粒子流算法导向的探测器设计和双读出量能器 (Dual-readout calorimeter) 是两种较受欢迎的可以提高喷注测量精度的探测器方案，本章将简要介绍基于后者的 IDEA 探测器 (Innovative Detector for Electron-positron Accelerator) 的双读出量能器的预研工作，主要包含 2023 年的束流测试和相关数据分析工作。

双读出量能器的探测原理

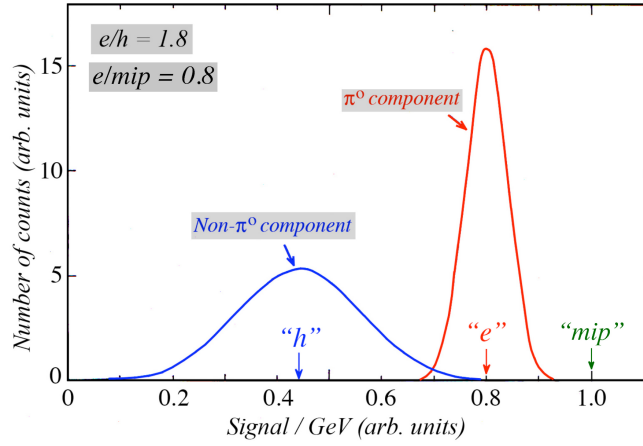
量能器的能量响应定义为粒子沉积能量和产生信号的效率比，并将效率比刻度到量能器对最小电离粒子 (MIP) 的效率比 (e/mip)，所以量能器的能量响应为一个介于 0 至 1 的值，MIP 的能量响应为 1。

当喷注进入探测器后，其包含或次级衰变产生的 π^0 或 η 介子与量能器物质作用产生电子和光子，光子和电子将产生电磁簇射，这部分能量为喷注的电磁部分 (Electromagnetic component, 以下简称为 em)，而剩余部分的能量为喷注的非电磁部分 (Non-electromagnetic component, 以下简称为 non-em)。Non-em 中超过 40% 的能量被量能器物质吸收为核子的结合能，从而通过原子核反应产生更多的次级粒子，并且 non-em 的能量涨落很大。

对于非补偿型量能器来说，em 的能量响应较高、能量分辨较好，而 non-em 的能量响应较低，能量分辨较差，图 2-0 [225] 形象展示了 em 和 non-em 的能量响应的分布，其中 h 代表 non-em 的响应， e 代表 em 的响应。因为非补偿型量能器中 em 和 non-em 的能量响应不同 ($e/h \neq 1$)，所以他们叠加一起时会造成比 non-em 响应更宽的分布，导致能量分辨进一步下降，如果将强子中 em 能量比例的平均值记为 $\langle f_{em} \rangle$ ， $\langle f_{em} \rangle$ 与探测器材料性质和入射粒子有关，则量能器对强子的总响应可以表示为： $[\langle f_{em} \rangle + (1 - \langle f_{em} \rangle)(h/e)]$ 。

为了解决 non-em 中不可见能量导致的能量分辨下降，补偿型量能器的想法被提出了，通过设计将 $e/h \sim 1$ 从而提高量能器性能。同时，还有另一种机制可以提高非补偿型量能器在 $e/h \neq 1$ 情况下的能量分辨：利用切伦科夫光。在量能器物质中，相对论性的电子的能量可以低至 ~ 200 keV [226]，但 non-em 的核子反应产生的质子很难成为相对论性粒子从而产生切伦科夫光。所以理论上，通过对比总产生信号和切伦科夫光产生信号的比例，就可以确定一个入射粒子的 f_{em} ，再通过提前测量的探测器响应比例 e/h ，就可以确定量能器对强子的总响应。这便是双读出量能器的测量原理，通过闪烁体或液氩测量 non-em 和 em 的总产生信号结合切伦科夫光测量 em 的产生信号以测量 f_{em} 从而确定强子的能量。

考虑到闪烁体产生信号和切伦科夫产生信号对电子的响应较好，可以利用电子刻度这两者的产生信号： $\langle S \rangle = \langle C \rangle = E$ ，此时这两者对 em 的响应比值



附图 2-0 量能器的能量响应分布，能量响应已刻度到 MIP，其中 h 代表 non-em 的响应， e 代表 em 的响应 [225]。

App Figure 2-0 Shown are distributions of the signal per unit deposited energy, normalized to the response for minimum ionizing particles (MIP). The average values of the em and non-em distributions are the em response (e) and non-em response (h), respectively [225].

$R_{\text{em}} = 1$ 。在刻度完成后，对任意入射强子，可以得到：

$$S = E[f_{\text{em}} + \frac{1}{(e/h)_S}(1 - f_{\text{em}})]$$

$$C = E[f_{\text{em}} + \frac{1}{(e/h)_C}(1 - f_{\text{em}})]$$
(附 2-1)

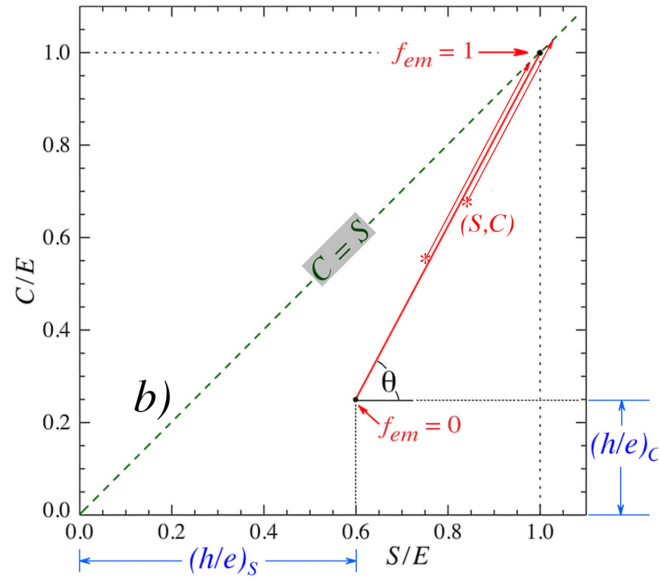
其中 $(e/h)_S$ 和 $(e/h)_C$ 通过提前测量得到，并且只有在不相等时才能对 f_{em} 进行测量。可以发现 S/E 、 C/E 的分布处于一条线段上，具体位置由 f_{em} 决定，如图 2-1 [225] 所示，如果定义线段斜率为 χ ，则强子能量可以通过产生信号 S 和 C 测得： $E = (S - \chi C)/(1 - \chi)$ ，且 χ 与强子能量和种类无关。

毛细管型双读出量能器原型 (Capillary-tube-based Dual-readout Prototype)

本研究测试的是毛细管型双读出量能器原型 [227]，闪烁体或塑料无掺杂光纤 (Plastic undoped fibre) 穿过以铜为主的细长管道，管道外径 2 mm，内径 1 mm，其中塑料无掺杂光纤用于吸收切伦科夫光。此后，铜细管被密堆地粘在一起，从而可以大幅降低量能器的建造费用 [227]。量能器模块原型的长度为可以容纳大部分电磁簇射能量的 1 米，截面为 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ，共包含 16×20 个细管。九组量能器模块原型 3×3 地固定在一起，其中最中心的模块 (M0) 的读出为硅光电倍增管 (SiPM)，外部八个模块 (M1-8) 读出为光电倍增管 (PMT)，SiPM 的加入可以读出中心模块的每个光纤的信号 [228]，其具有测量单光子的能力。图 2-2 展示了单个模块的细管排布和两种光纤的分布。

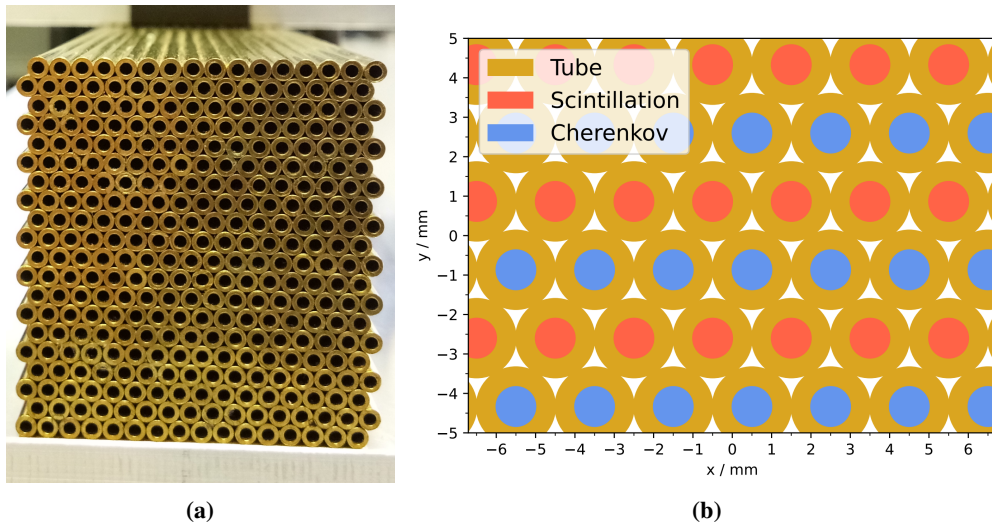
束流测试

为了测量 e^+ 在双读出量能器模块原型的能量线性响应、能量分辨和在 SiPM 提供的高颗粒度读出的特征，并测量 μ 和 π 在模块原型的特征，本研究对探测器



附图 2-1 双读出量能器中 S/E 、 C/E 和 f_{em} 的关系 [225]。

App Figure 2-1 The relation between S/E , C/E , and f_{em} the signals from a dual-readout calorimeter [225].



附图 2-2 毛细管型双读出量能器模块原型铜细管排布，其中 (b) 展示了闪烁体光纤和塑料无掺杂光纤分布 [227]。

App Figure 2-2 Front view of the dual-readout calorimeter prototype, where (b) shows sketch of the front face of the calorimeter detailing the relative positions of the Cherenkov and scintillating fibres [227].

模块原型进行了束流测试。束流测试在 CERN 的 SPS 的 H8 束流上进行, 本次实验使用了能量从 10 GeV 至 120 GeV 的 e^+ 、160 GeV 的 μ 和 20 GeV 至 180 GeV 的 π 。束流后放置两个切伦科夫探测器用以区分 e^+ 和 π^+ , 其后为三组闪烁体探测器, 其中两个矩形探测器相互垂直放置 (T_1 和 T_2), 得到 $4 \times 4 \text{ cm}^2$ 的重叠区域, 这组闪烁体探测器后为第三个闪烁体探测器 (T_3), 其上有半径 1 cm 的圆洞, 从而构成触发条件: $(T_1 \wedge T_2) \wedge \bar{T}_3$ 。一组多丝正比室 (DWC) 被置于闪烁体探测器的前后两端用以提供粒子的径迹信息, 间距 174 cm, 在后端的 DWC 后放有铅和闪烁体组成的预先簇射探测器 (Preshower detector, PS), 具有产生和探测簇射的能力。PS 后为本次的量能器原型, 原型前端至后端 DWC 的距离为 245.5 cm, 原型被置于可以水平旋转的平台上, 在距原型后端约 50 m 处放置另一个闪烁体探测器用于测量缪子 (缪子计数器), 并且缪子探测器和量能器原型间有混凝土墙。

在进行束流测试时, 每十个物理事例通过触发后, 则产生一个无信号的基准事例用于刻度和取数子系统间的同步。最终, 在缪子束流方面, 本次束流测试在将探测器后端抬起约 2.5° 角下进行了绝对水平角 (旋转平台的角度) 为 $[-1^\circ, 2.5^\circ]$ 范围内的束流测试, 每个角度收集约 8 万个物理事例, 在探测器水平放置时, 进行了绝对水平角 $[-2.5^\circ, 1.5^\circ]$ 范围内的束流测试, 每个角度收集约 25 万个物理事例。

光电倍增管的响应平衡 (Equalisation)

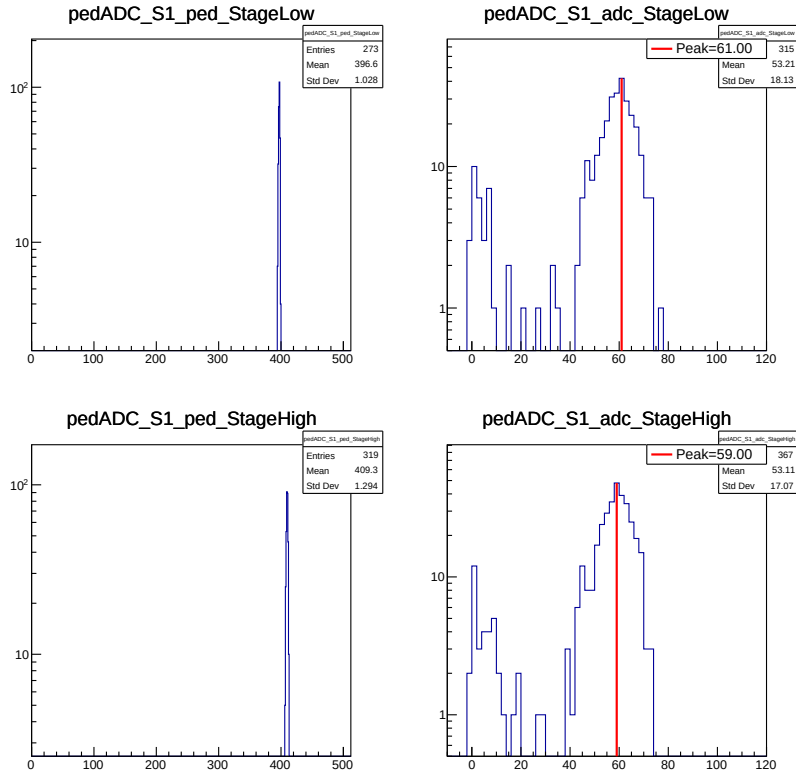
SiPM 的读出的平衡在德国电子加速器 (Desy) 实验室中进行, PMT 的平衡利用了 H8 的 20 GeV 的 e^+ 束流。通过调节量能器原型所在平台的横向和纵向位置, 使束流分别击中 M0-8 模块的中心。

PMT 的闪烁体或切伦科夫光信号会被分别进行响应平衡, 模块 M_i 的 PMT 的物理事例 ADC 值首先需要减去基准事例的 ADC 值: $A_{Mi}^{S,C}(20 \text{ GeV}) = \text{ADC}_{\text{physics}} - \text{ADC}_{\text{pedestals}}$ 。通过将 $A_{Mi}^{S,C}(20 \text{ GeV})$ 的峰值刻度到 M0 模块可以得到响应和平衡常数: $P_{Mi}^{S,C}(20 \text{ GeV}) = a_i^{S,C} \times A_{Mi}^{S,C}(20 \text{ GeV}) = P_{M0}^{S,C}(20 \text{ GeV})$, 图 2-3 展示了束流处于 M1 模块中部时的切伦科夫光的响应, 由于实验中观测到基准事例的 ADC 值在特定时间有波动, 如图 2-4 所示, 所以本研究选取了基准事例 ADC 分布波动较小的区域进行了平衡化, 分别命名为 StageLow 和 StageHigh, 其中左侧两张图分别为 StageLow 和 StageHigh 的基准事例分布, 右侧为相应 $A_{M1}^C(20 \text{ GeV})$ 分布, 可以清晰地看到峰的位置, 并且 StageLow 和 StageHigh 的峰值接近。

在平衡了 M0-8 这九个模块的能量响应后, 下一步是将响应和入射正电子能量关联起来, 通过使用 20 GeV 正电子入射 M0 的实验数据, 结合 Geant4 模拟得到的整个量能器原型的能量吸收率 (Containment) 为 $\epsilon_{\text{module}} = 76\%$, 最终可以得到 SiPM 测得的光电子数量和 1 GeV 的转换系数 $F_{\text{PheToGeV}}^{S,C} = (P_{M0}^{S,C}(20 \text{ GeV})) / (\epsilon_{\text{module}} \times 20 \text{ GeV})$ 。

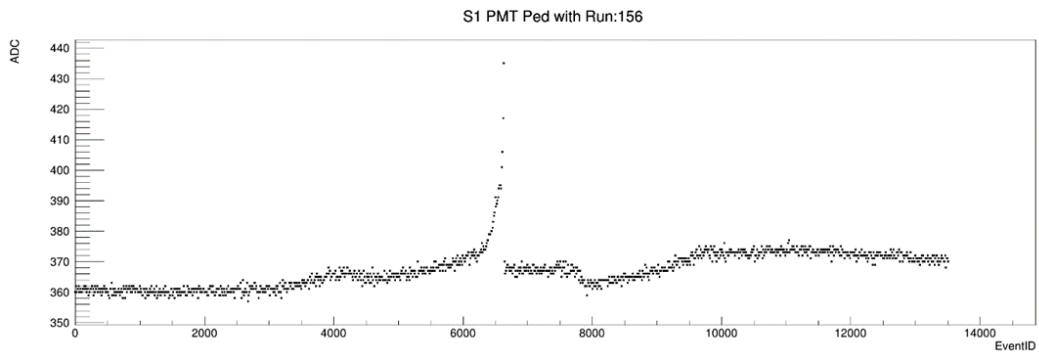
缪子响应

得益于本实验在量能器后设置的缪子计数器, 虽然因其距离探测器过远且



附图 2-3 M1 模块切伦科夫光的 ADC 分布。

App Figure 2-3 Distributions of ADC for the Cherenkov fibres in the M1 module.

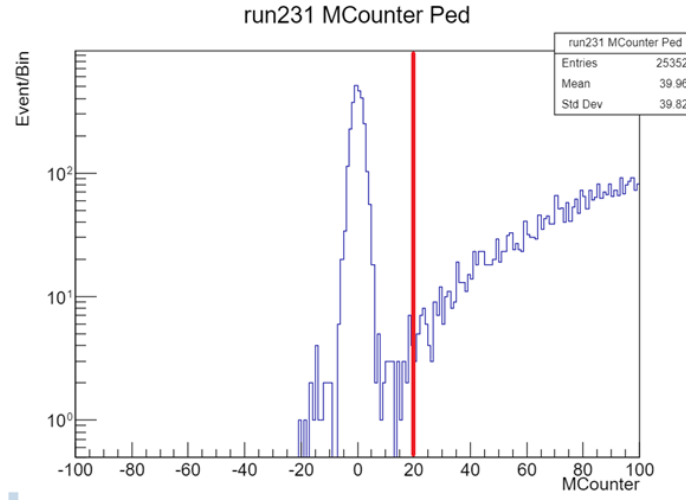


附图 2-4 M1 模块切伦科夫光的基准事例 ADC 分布，横坐标为事例编号。

App Figure 2-4 The pedestal ADC as a function of the event number in the M1 module.

面积小于 $1 \times 1 \text{ m}^2$ 而导致选择效率不高，但也正因其距离过远且计数器和量能器间的混凝土块的存在使其本底拒绝率极高。

为了选出缪子事例，本研究考虑了如下选择条件，图 2-5 展示了量能器平台水平绝对角度为 -0.5° 时的缪子计数器物理事例 ADC 减去基准事例 ADC 的分布 ΔADC ，可以清晰地看到无缪子事例在零点处的峰值，本研究的选择条件为 $\Delta\text{ADC} > 20$ 。此外，考虑到缪子在量能器中有电离能损，所以事例还要求 M0 的能量高于 0 GeV 。最后，为了得到准直并击中 M0 的缪子，本研究还要求事例在两个 DWC 的坐标的相对距离小于 2 mm ，即： $\sqrt{\Delta X_{\text{DWC}}^2 + \Delta Y_{\text{DWC}}^2} < 2 \text{ mm}$ ，并且事例在每个 DWC 上的位置距离中心小于 9 mm ，即： $\sqrt{X_{\text{DWC1(2)}}^2 + Y_{\text{DWC1(2)}}^2} < 9 \text{ mm}$ 。

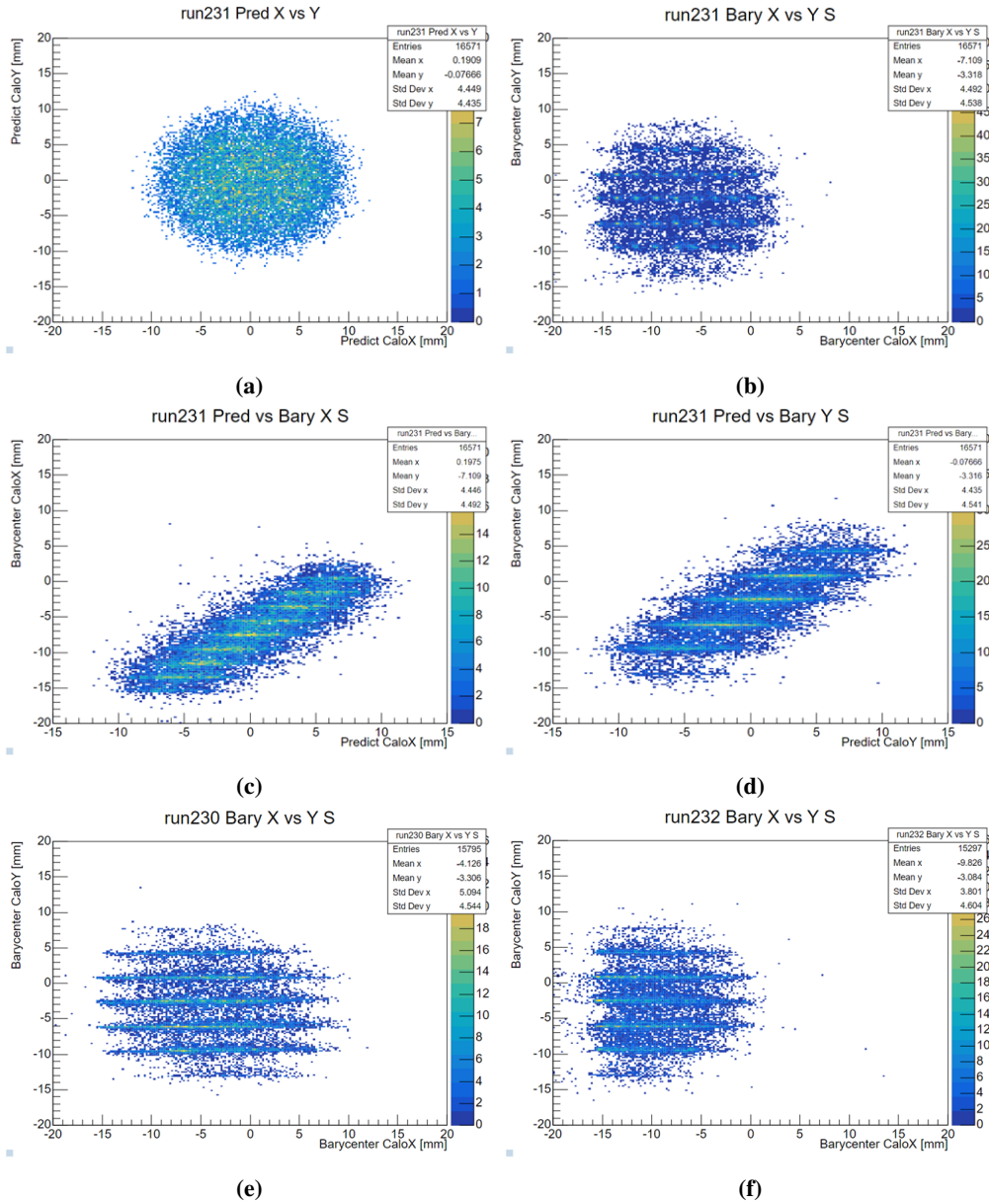


附图 2-5 缪子计数器中物理事例 ADC 减去基准事例 ADC 的分布。

App Figure 2-5 Distribution of ADC for physical events after removing ADC of baseline events in the muon counter.

通过事例在两个 DWC 分别留下的坐标，可以计算事例击中在模块前端的位置（以下简称为 Pred），而 SiPM 在每个光纤上优秀的测量性能使得计算能量响应中心（Barycenter，以下简称为 Bary）成为可能，图 2-6 展示了 Pred 和 Bary 的关联。图 2-6a 展示了 Pred 的二维分布，可以发现通过 DWC 选择条件后的事例的分布较为集中。图 2-6b 展示了 Bary 的二维分布，可以发现 Bary 较集中地形成了一些点状分布，这上每一个点都对应一个闪烁体光纤，水平方向间距约为 2 mm ，垂直方向约为 3.5 mm 。SiPM 对能量响应中心的测量显示了光纤的位置，图 2-6c、2-6d 分别检查了水平方向和垂直方向上的对应关系，可以清晰地看到 Bary 显示了光纤分布。图 2-6e、2-6f 分别检查旋转平台绝对角度为 0° 和 -1.0° 时 Bary 的分布，可以发现此时光纤的水平分布被模糊了，这是因为缪子可以在水平方向上穿越更多光纤导致的。

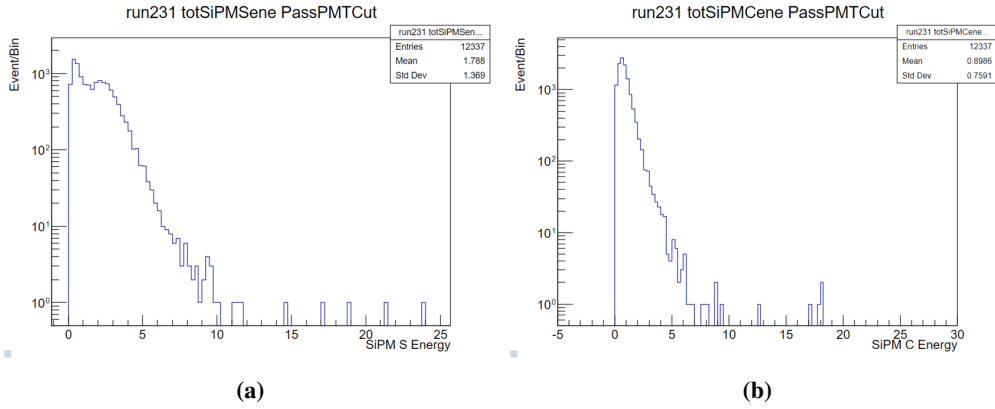
为了进一步提高对缪子的测量精度，考虑到实验中无法准确得知旋转平台的绝对角度置于何值时束流和量能器模块水平方向相对夹角为 0 ，本研究进一步限制了位于 M0 左右两侧的 M4、M5 模块的 PMT 能量上限为 0.20 GeV 。图 2-7 展



附图 2-6 通过 DWC 信息计算事例的集中位置和 SiPM 相应能量中心的关系。

App Figure 2-6 Relationship between the predicted position calculated using DWC information and the energy barycenter of the SiPM.

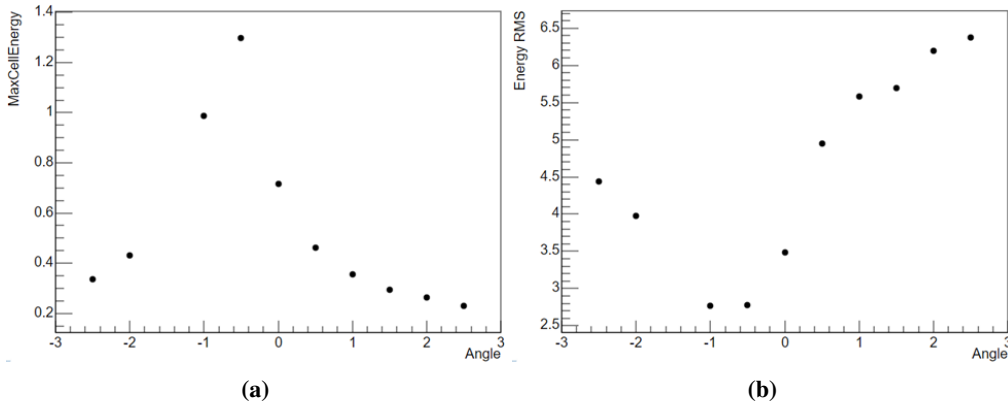
示了通过 PMT 能量上限选择条件后 M0 模块闪烁体和塑料无掺杂光纤收集到的能量分布，可以发现在两个分布的峰值均在 1 GeV 左右，粗略估计量能器模块对准直入射的缪子的能量吸收率为 0.6%。



附图 2-7 缪子通过闪烁体 (a) 和塑料无掺杂光纤 (b) 收集到的能量分布。

App Figure 2-7 Energy distribution of muons collected by (a) scintillator fibres and (b) plastic undoped fibres.

图 2-8 分别展示了量能器所在平台的绝对角度和每个光纤最高的能量或闪烁体能量分布均方根的关系，可以看到当缪子和量能器较准直时，单个光纤可能沉积的能量较高，但能量分布更窄，最低时接近 2.8 mm，只比单个铜细管的外径略大，这也侧面反映了双读出量能器的一个特征：量能器内部光纤和入射粒子准直时能量分辨水平迅速下降 [226]。例如对于动量高于 100 GeV 的高能量电子，其电磁簇射大部分沉积能量在 4 mm 范围内 [226]，和双读出量能器的光纤间距在同一个量级，此时光纤收集到的沉积能量高度依赖于入射粒子的位置，很可能较低，从而大幅降低能量分辨水平。



附图 2-8 量能器所在平台的绝对角度和 (a) 单光纤最高能量和 (b) 闪烁体能量分布均方根的关系。

App Figure 2-8 Relationship between the absolute angle of the platform where the calorimeter is located and (a) the maximum energy of a single fibre and (b) the root mean square of the energy distribution collected by scintillator fibres.

总结

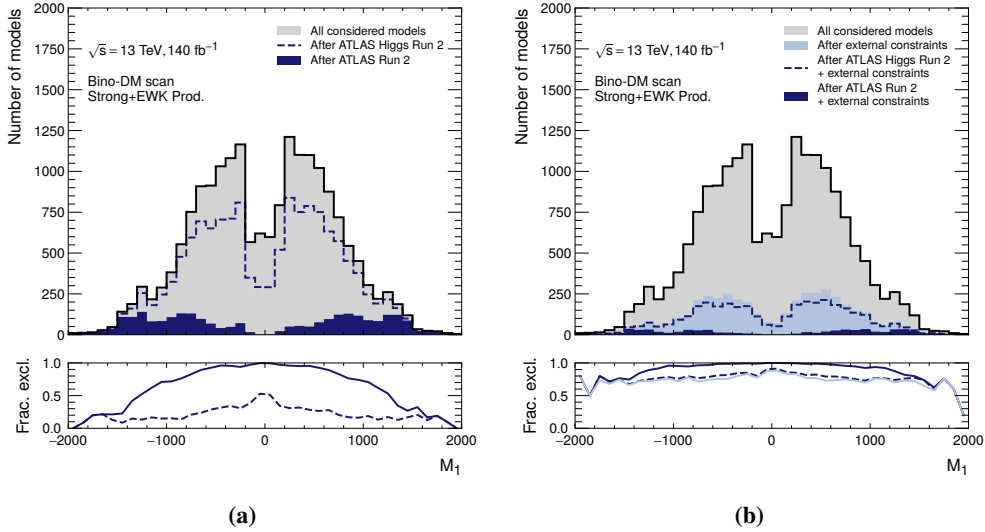
本研究简要介绍了双读出量能器的束流测试，并通过束流测试收集到的实验数据对 PMT 模块进行了平衡，初步得到了缪子响应的结果，发现当缪子和光纤准直时，量能器的能量响应中心可以和光纤位置匹配，这在未来可能有更广泛的应用，比如对簇射结构的研究等，本研究将会继续进行下去。

附录二 pMSSM-19 模型参数分布与排除比例

本附录是对第 8 章的补充，展示了部分 pMSSM-19 模型参数分布和被约束情况。

本附录的一维分布均为：(a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

本附录中的二维分布均为：(a) 考虑了所有的模型；(b) 考虑了通过非 ATLAS 实验约束的模型；(c) 考虑了通过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 的 Higgs 研究约束的模型。



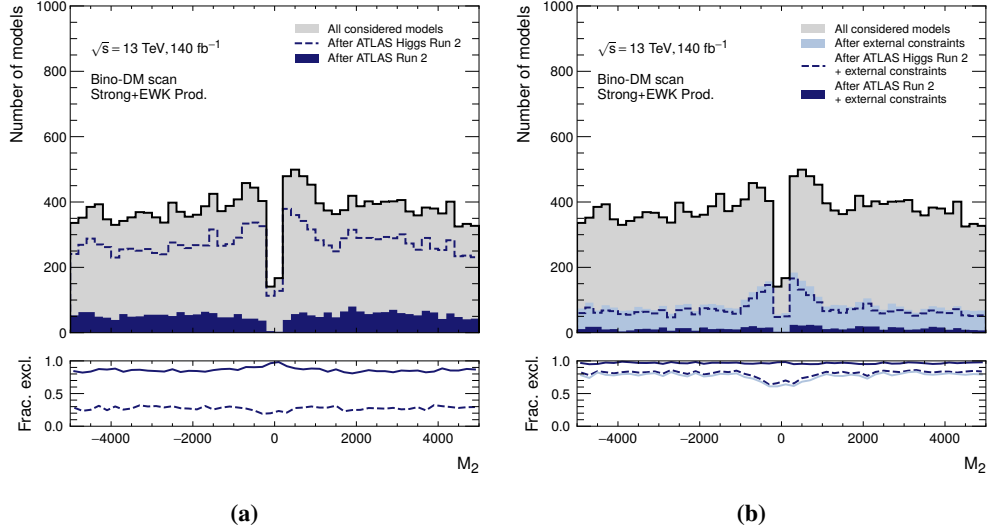
附图 3-1 Bino-DM 的 M_1 的分布与被排除的比例。

(a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-1

Distributions of M_1 before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

(a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



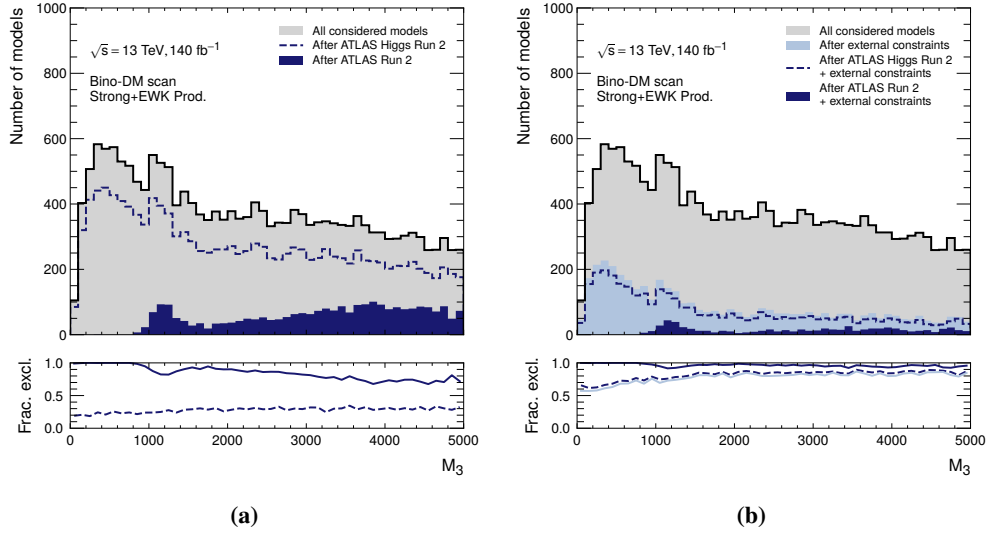
附图 3-2 Bino-DM 的 M_2 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-2

Distributions of M_2 before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



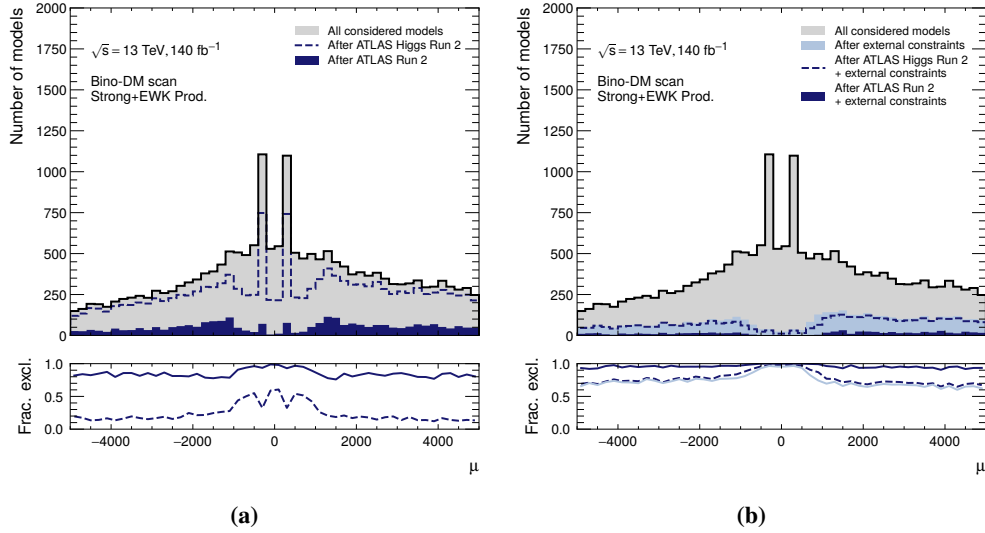
附图 3-3 Bino-DM 的 M_3 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-3

Distributions of M_3 before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



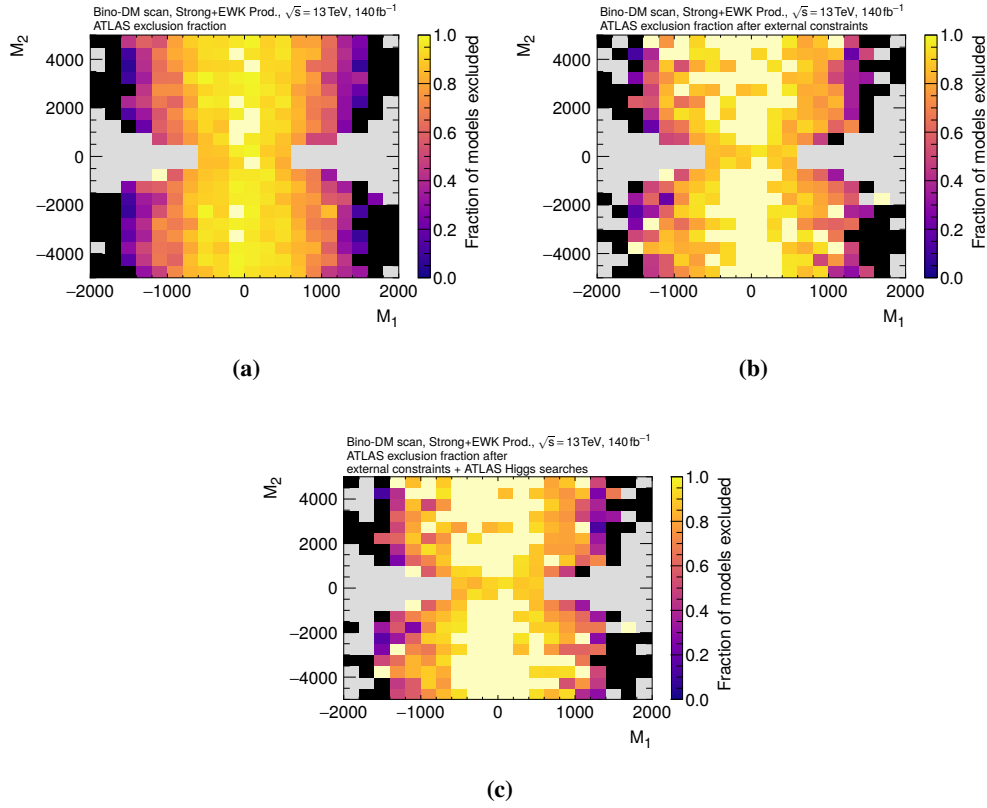
附图 3-4 Bino-DM 的 μ 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-4

Distributions of μ before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



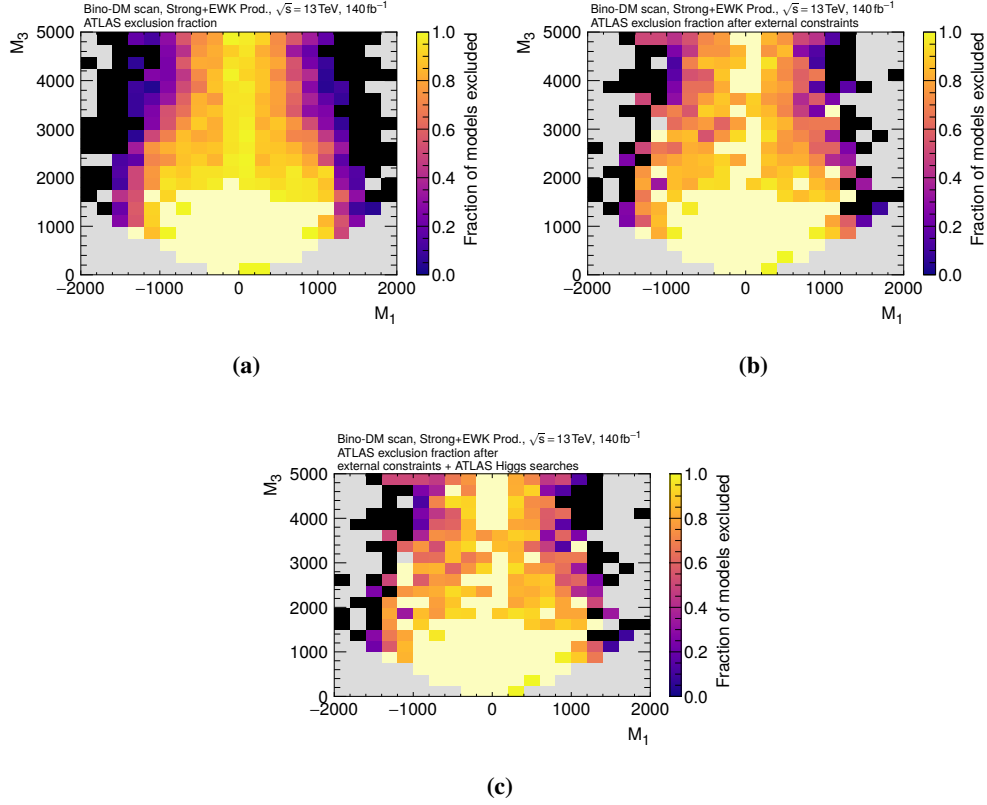
附图 3-5 Bino-DM 被 ATLAS 的 SUSY 研究约束排除的比例在 M_1 - M_2 平面的投影。

(a) 考虑了全部的 Bino-DM 模型, (b) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型, (c) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS 的 Higgs 研究的约束的模型。

App Figure 3-5 The fraction of

the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results shown on the M_1 - M_2 plane.

(a) includes all considered models, (b) includes models that satisfy all external constraints, and (c) includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.



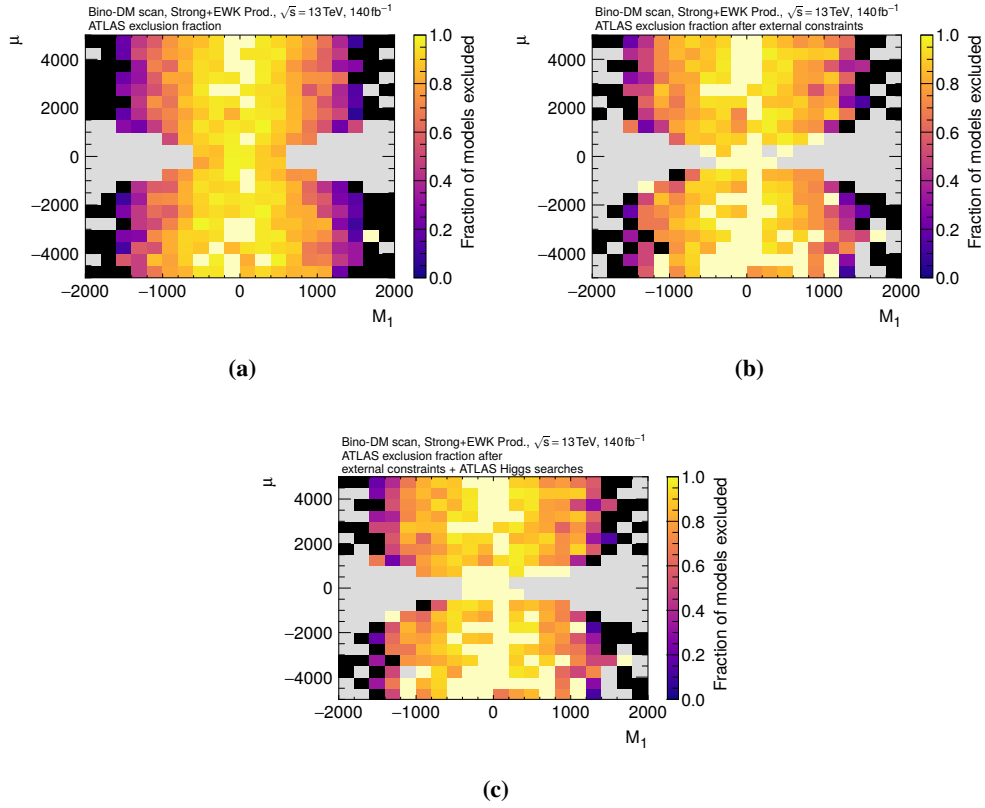
附图 3-6 Bino-DM 被 ATLAS 的 SUSY 研究约束排除的比例在 M_1 - M_3 平面的投影。

(a) 考虑了全部的 Bino-DM 模型, (b) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型, (c) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS 的 Higgs 研究的约束的模型。

App Figure 3-6 The fraction of

the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results shown on the M_1 - M_3 plane.

(a) includes all considered models, (b) includes models that satisfy all external constraints, and (c) includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.



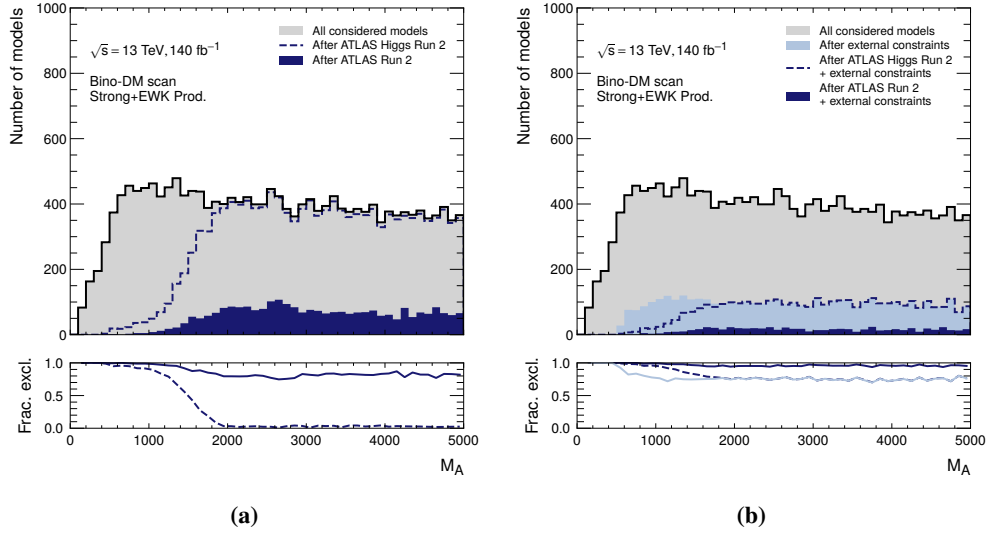
附图 3-7 Bino-DM 被 ATLAS 的 SUSY 研究约束排除的比例在 M_1 - μ 平面的投影。

(a) 考虑了全部的 Bino-DM 模型, (b) 考虑了通过非 ATLAS 约束的模型, (c) 考虑了通过非 ATLAS 约束和 ATLAS 的 Higgs 研究的约束的模型。

App Figure 3-7 The fraction of

the Bino-DM scan models excluded by ATLAS SUSY results shown on the M_1 - μ plane.

(a) includes all considered models, (b) includes models that satisfy all external constraints, and (c) includes models that satisfy all external constraints and ATLAS Higgs constraints.



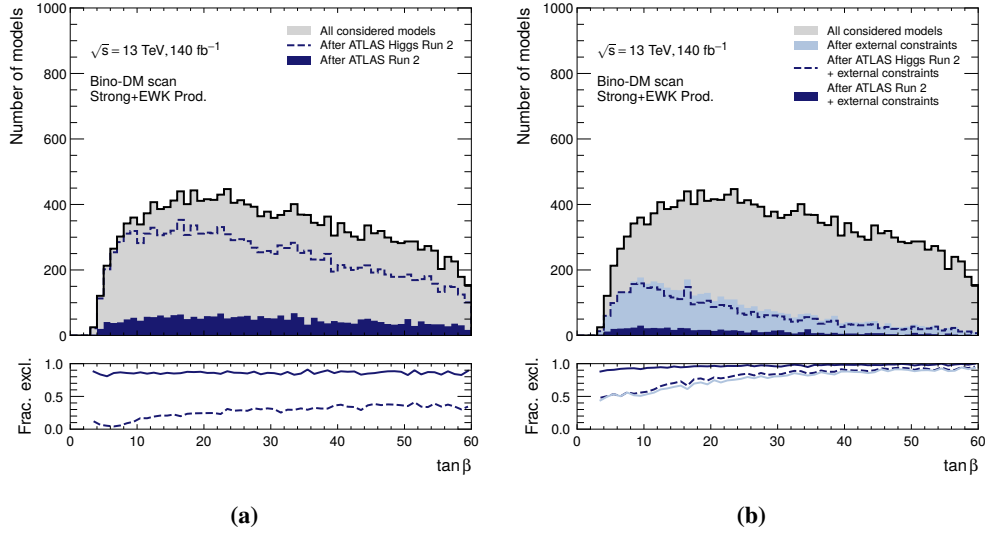
附图 3-8 Bino-DM 的 M_A 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-8

Distributions of M_A before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



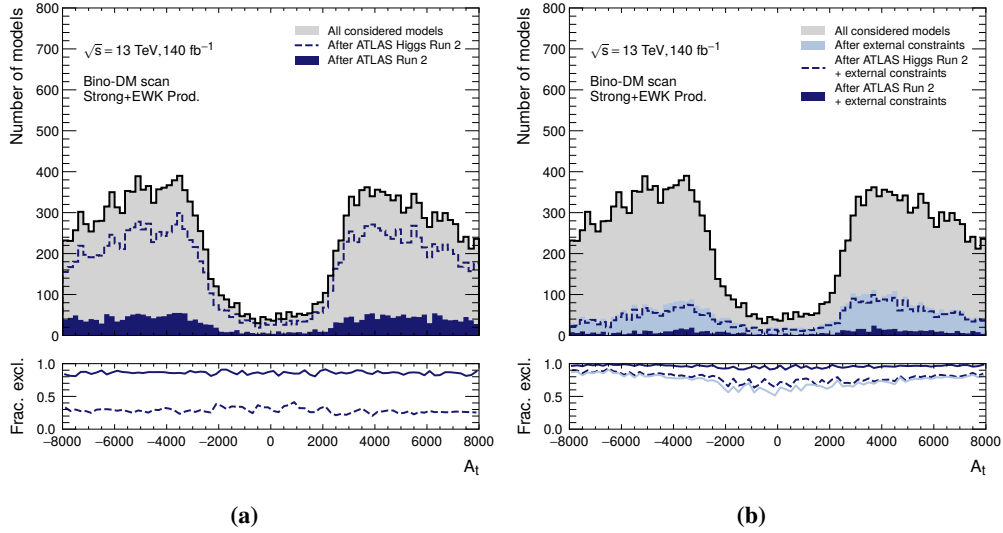
附图 3-9 Bino-DM 的 $\tan \beta$ 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-9

Distributions of $\tan \beta$ before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



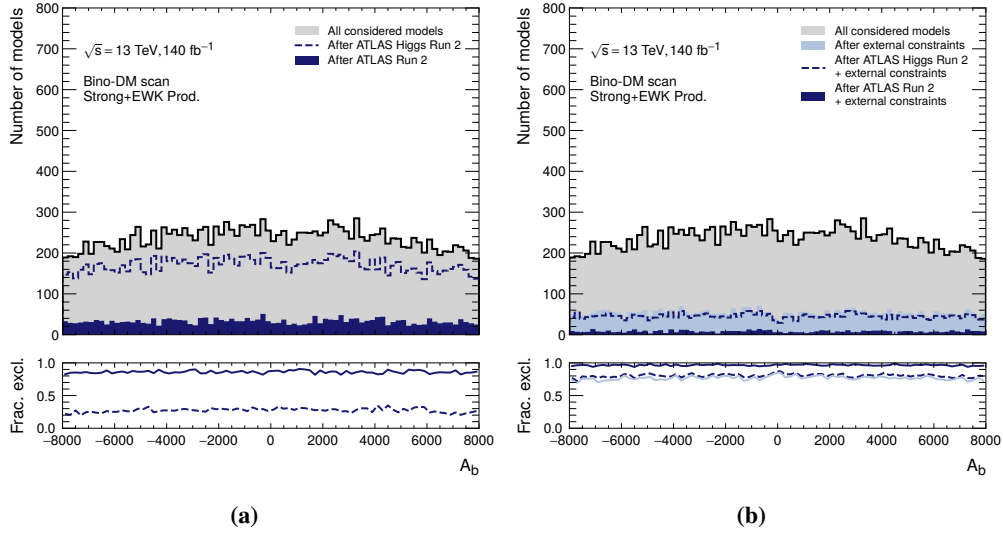
附图 3-10 Bino-DM 的 A_t 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-10

Distributions of A_t before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



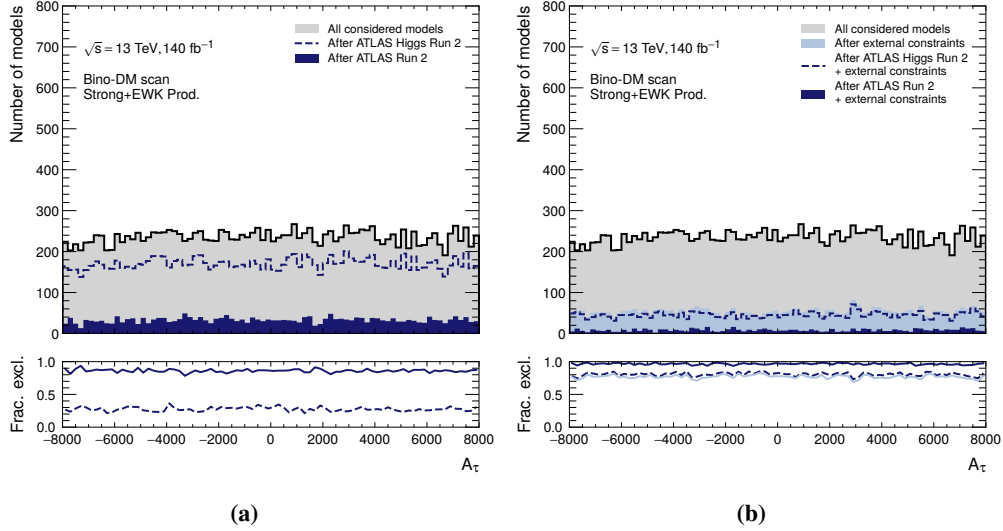
附图 3-11 Bino-DM 的 A_b 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-11

Distributions of A_b before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



附图 3-12 Bino-DM 的 A_τ 的分布与被排除的比例。

- (a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 3-12

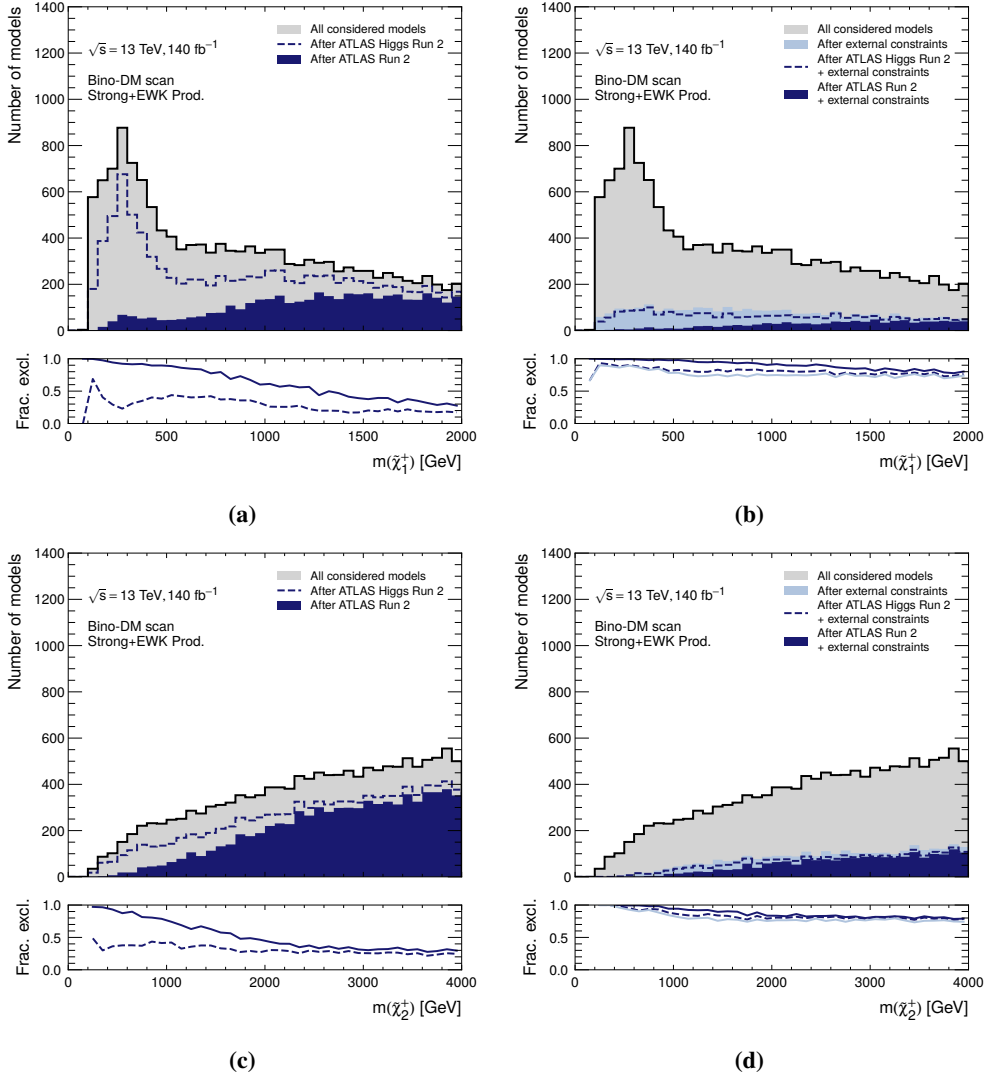
Distributions of A_τ before and after the ATLAS Run 2 SUSY constraints are applied.

- (a) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

附录三 pMSSM-19 模型中超对称粒子质量分布与排除比例

本附录是对第 8 章的补充，展示了部分 pMSSM-19 模型的超对称粒子质量的一维分布和被约束情况。

本附录中的一维分布均为：左列图片展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；右列图片展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

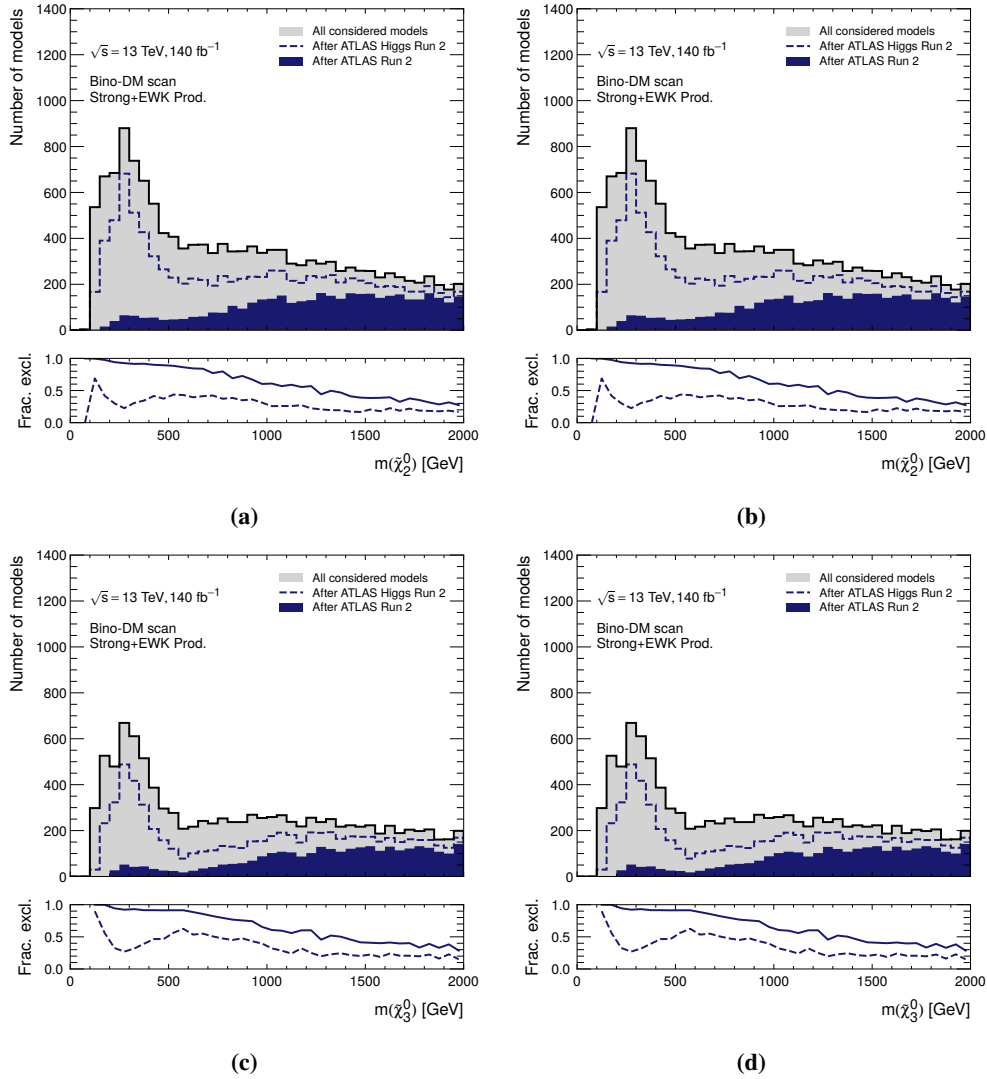


附图 4-2 Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{\chi}_1^\pm$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{\chi}_2^\pm$ 的分布。

(a)(c) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布, 其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束; (b)(d) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 4-2 The distribution of the mass of (a-b) $\tilde{\chi}_1^\pm$ and (c-d) $\tilde{\chi}_2^\pm$.

(a)(c) The distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b)(d) The distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

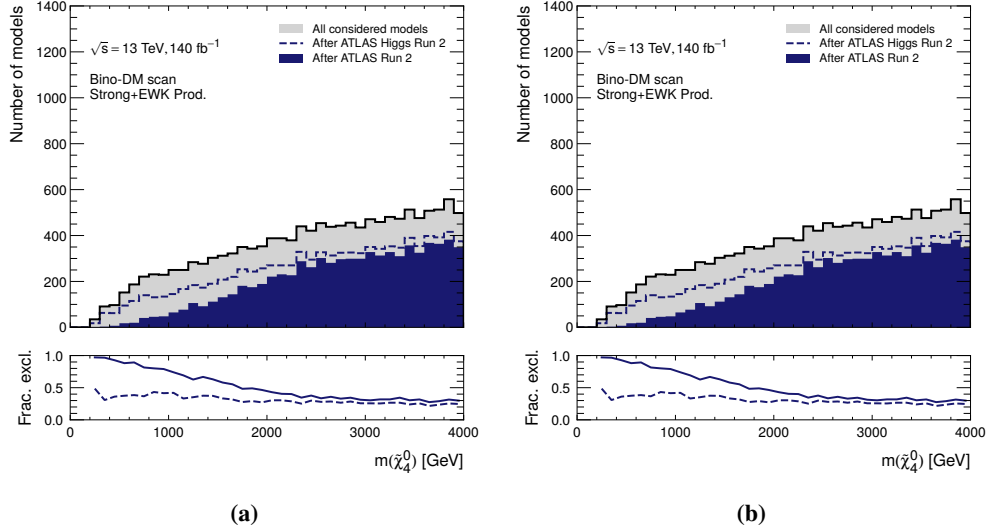


附图 4-3 Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{\chi}_2^0$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{\chi}_3^0$ 的分布。

左列展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布, 其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束; 右列展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 4-3 The distribution of the mass of (a-b) $\tilde{\chi}_2^0$ and (c-d) $\tilde{\chi}_3^0$.

The first column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The second column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

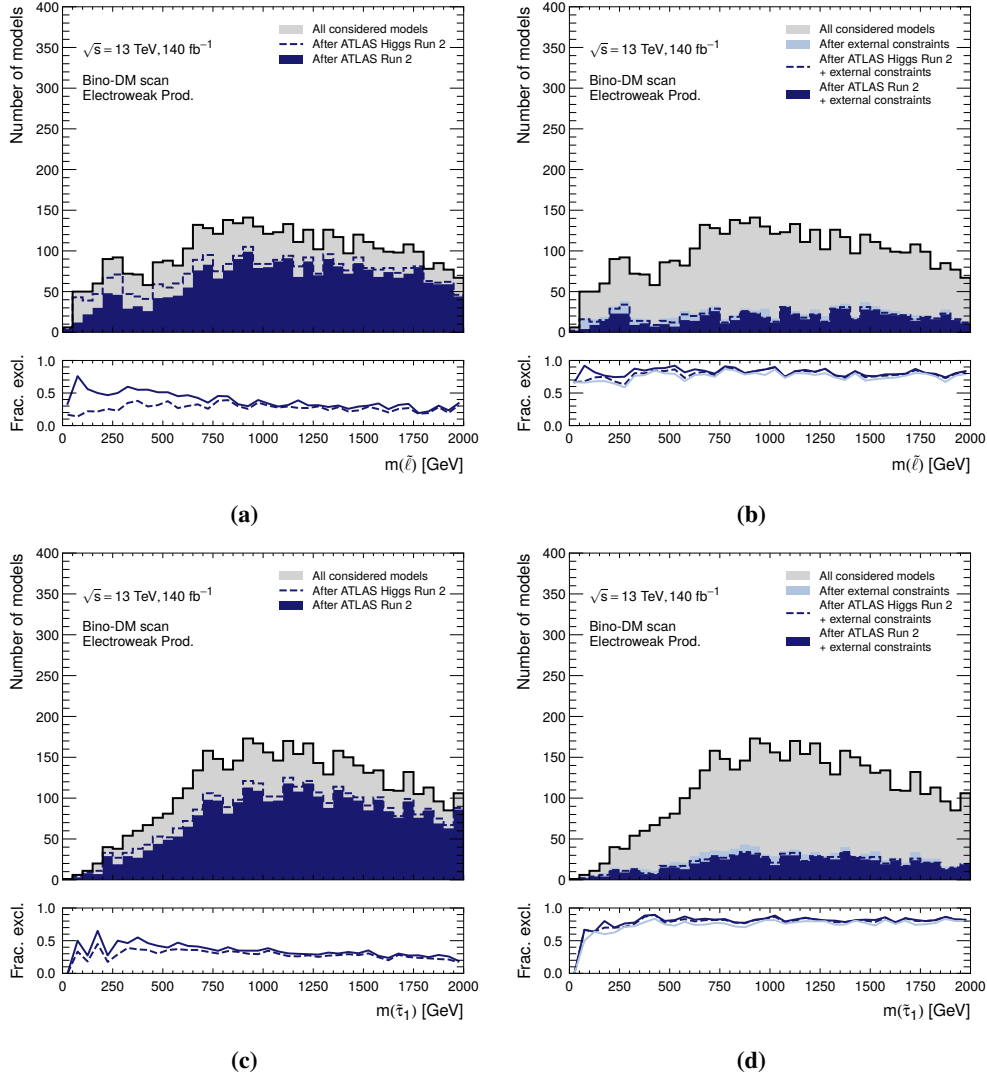


附图 4-4 Bino-DM, $\tilde{\chi}_4^0$ 的分布。

(a) 展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束；(b) 展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 4-4 The distribution of the mass of $\tilde{\chi}_4^0$.

(a) shows the distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. (b) shows the distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

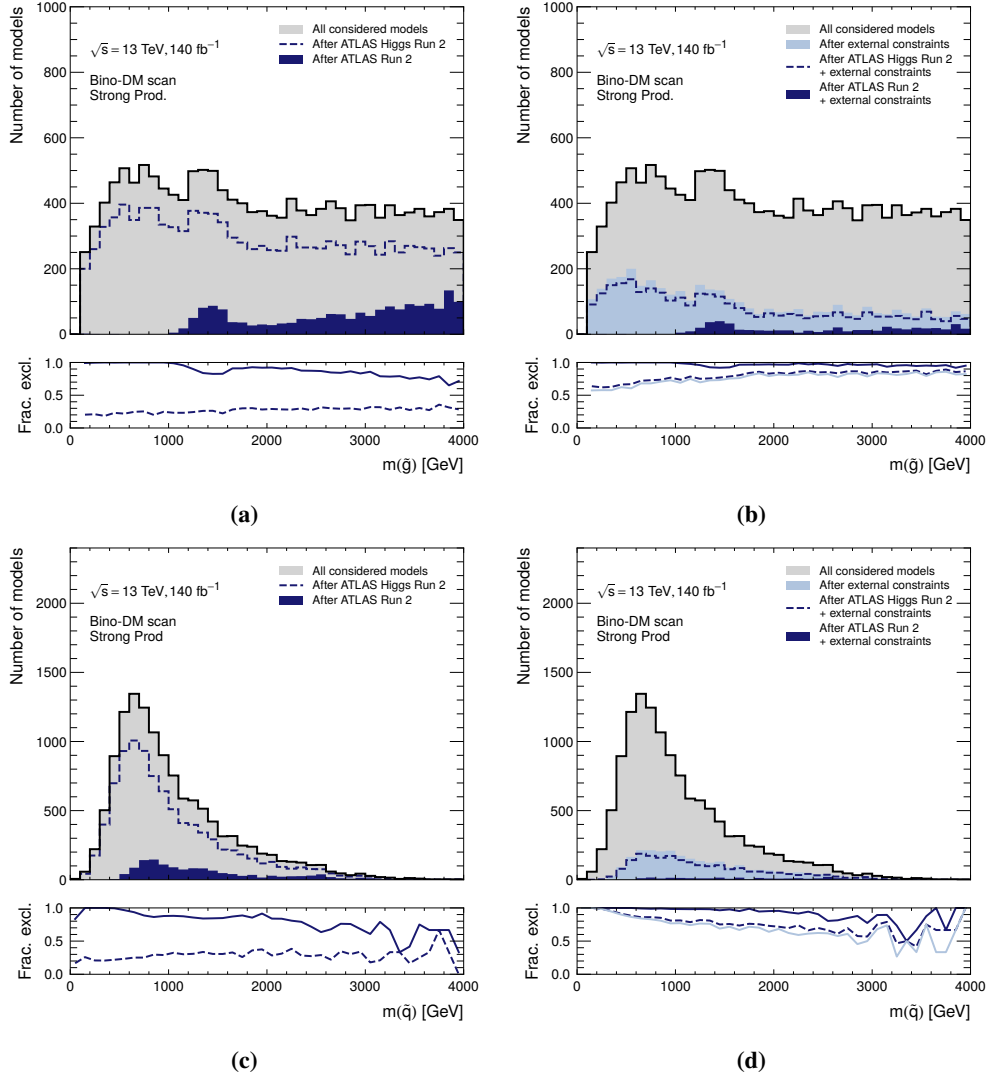


附图 4-5 Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{\ell}$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{\tau}$ 的分布。

左列展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布, 其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束; 右列展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 4-5 The distribution of the mass of (a-b) $\tilde{\ell}$ and (c-d) $\tilde{\tau}$.

The first column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The second column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

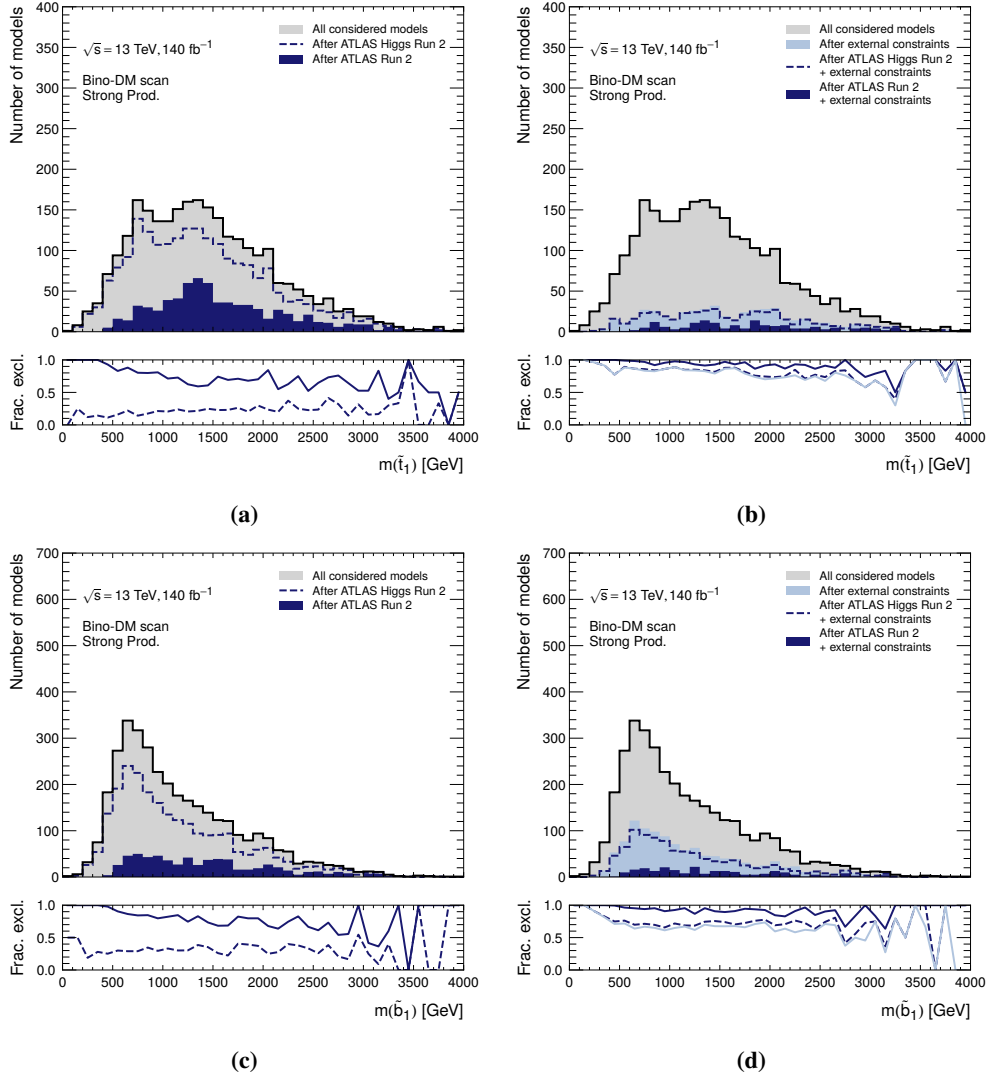


附图 4-6 Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{g}$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{q}$ 的分布。

左列展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布, 其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束; 右列展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 4-6 The distribution of the mass of (a-b) $\tilde{g}$ and (c-d) $\tilde{q}$.

The first column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The second column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

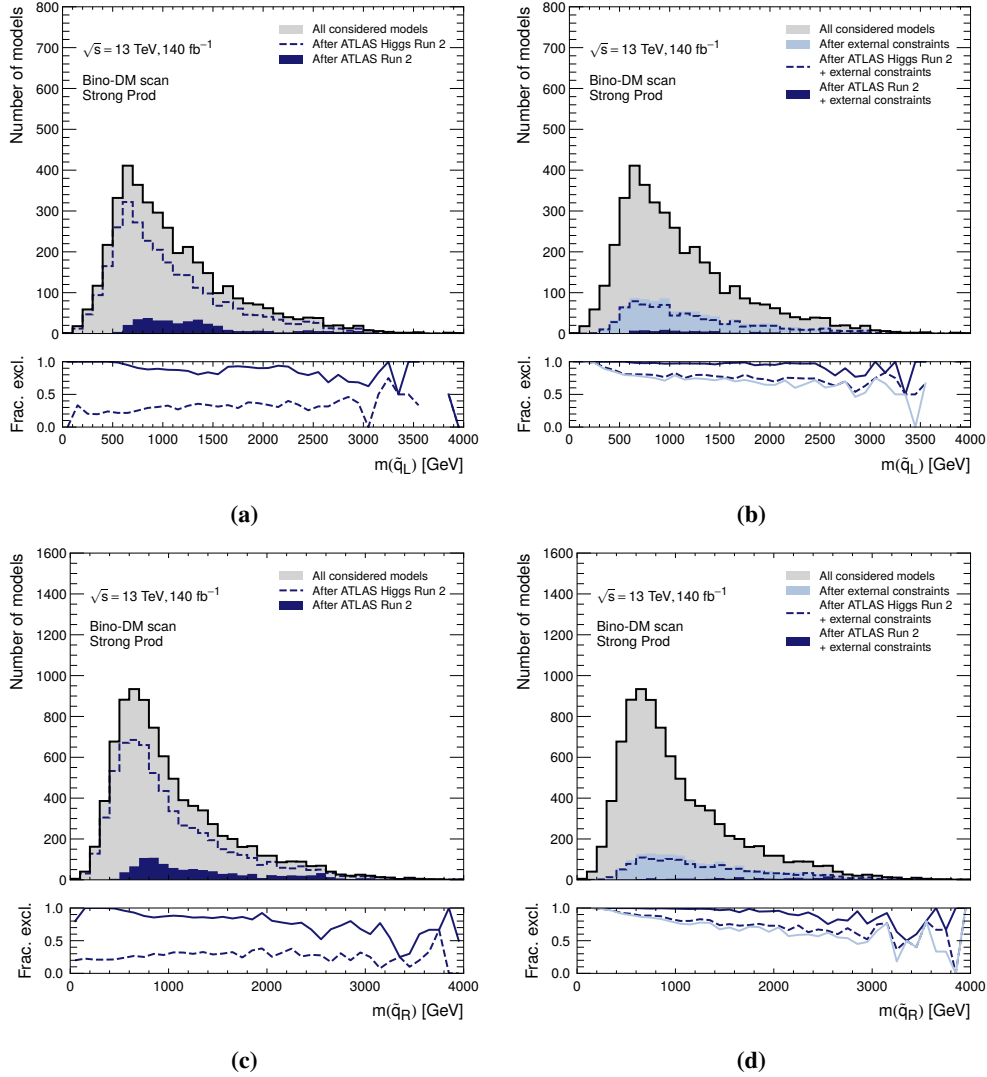


附图 4-7 Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{t}$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{b}$ 的分布。

左列展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布, 其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束; 右列展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

App Figure 4-7 The distribution of the mass of (a-b) $\tilde{t}$ and (c-d) $\tilde{b}$.

The first column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The second column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.



附图 4-8 Bino-DM, (a-b) 展示了 $\tilde{q}_L$ 的分布; (c-d) 展示了 $\tilde{q}_R$ 的分布。

左列展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布, 其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束; 右列展示了所有模型经过非 ATLAS 实验约束后的分布、经过非 ATLAS 实验约束后和 ATLAS 的 Higgs 研究约束、经过非 ATLAS 实验约束和 ATLAS 实验约束后的分布。

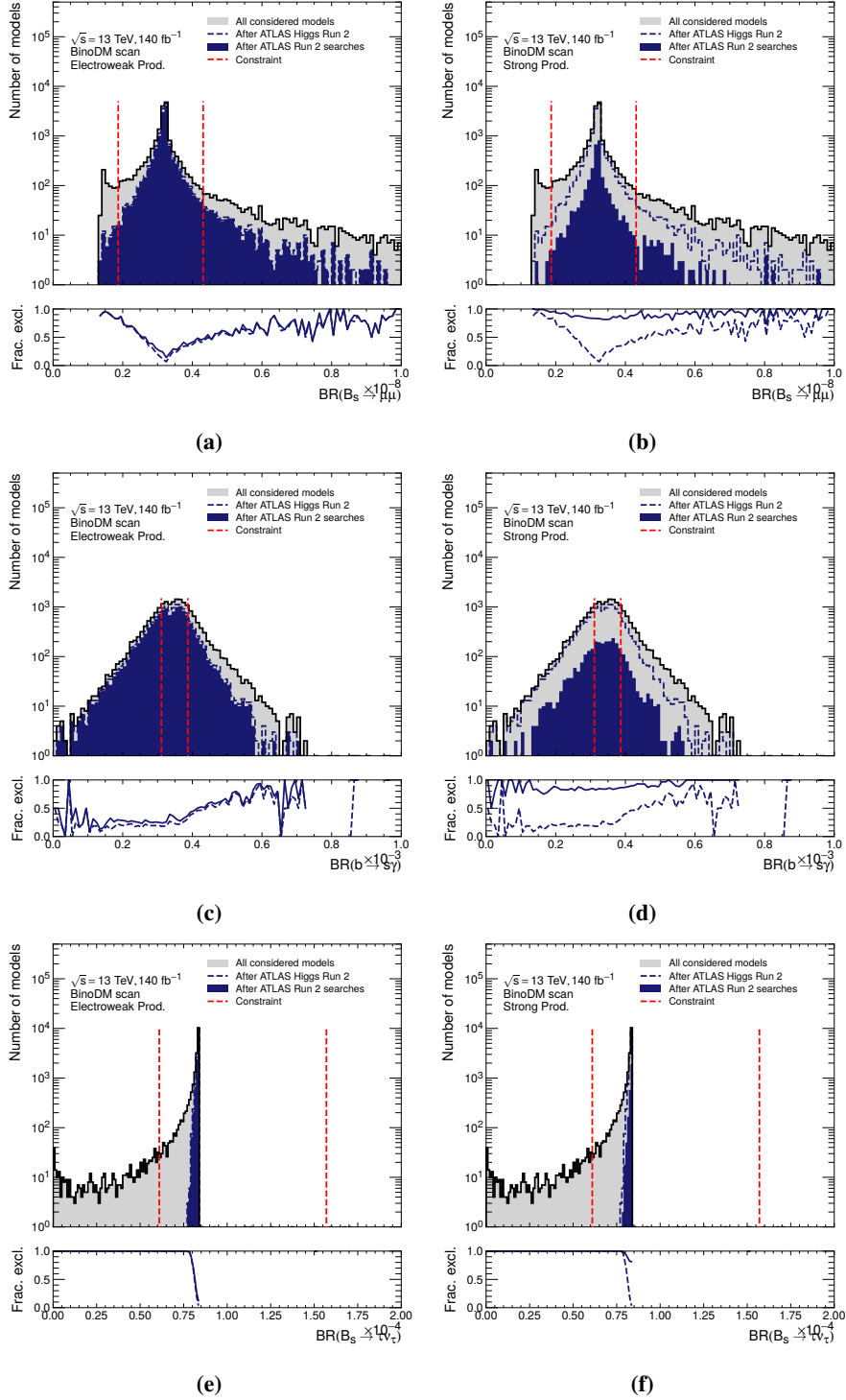
App Figure 4-8 The distribution of the mass of (a-b) $\tilde{q}_L$ and (c-d) $\tilde{q}_R$.

The first column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied, and the blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The second column shows the distribution of all considered Bino-DM scan models, the remaining models after all the external constraints are applied, the remaining models after all external constraints and the ATLAS Higgs constraints, and the remaining models after all external constraints and the ATLAS Run 2 constraints are applied.

附录四 非 ATLAS SUSY 实验对 pMSSM-19 模型的约束

本附录是对第 8 章的补充，展示了表 8-1 中味物理分支比、电弱精确观测物理量和暗物质直接探测实验相关变量的分布和对 pMSSM-19 模型的约束情况。

本附录中的一维分布均为：左列图片展示了 pMSSM 模型的电弱作用产生过程；右列图片展示了 pMSSM 模型的强作用产生过程；所有图片均展示了相关模型经过 ATLAS 的 Higgs 研究约束和经过 ATLAS 实验约束的分布。



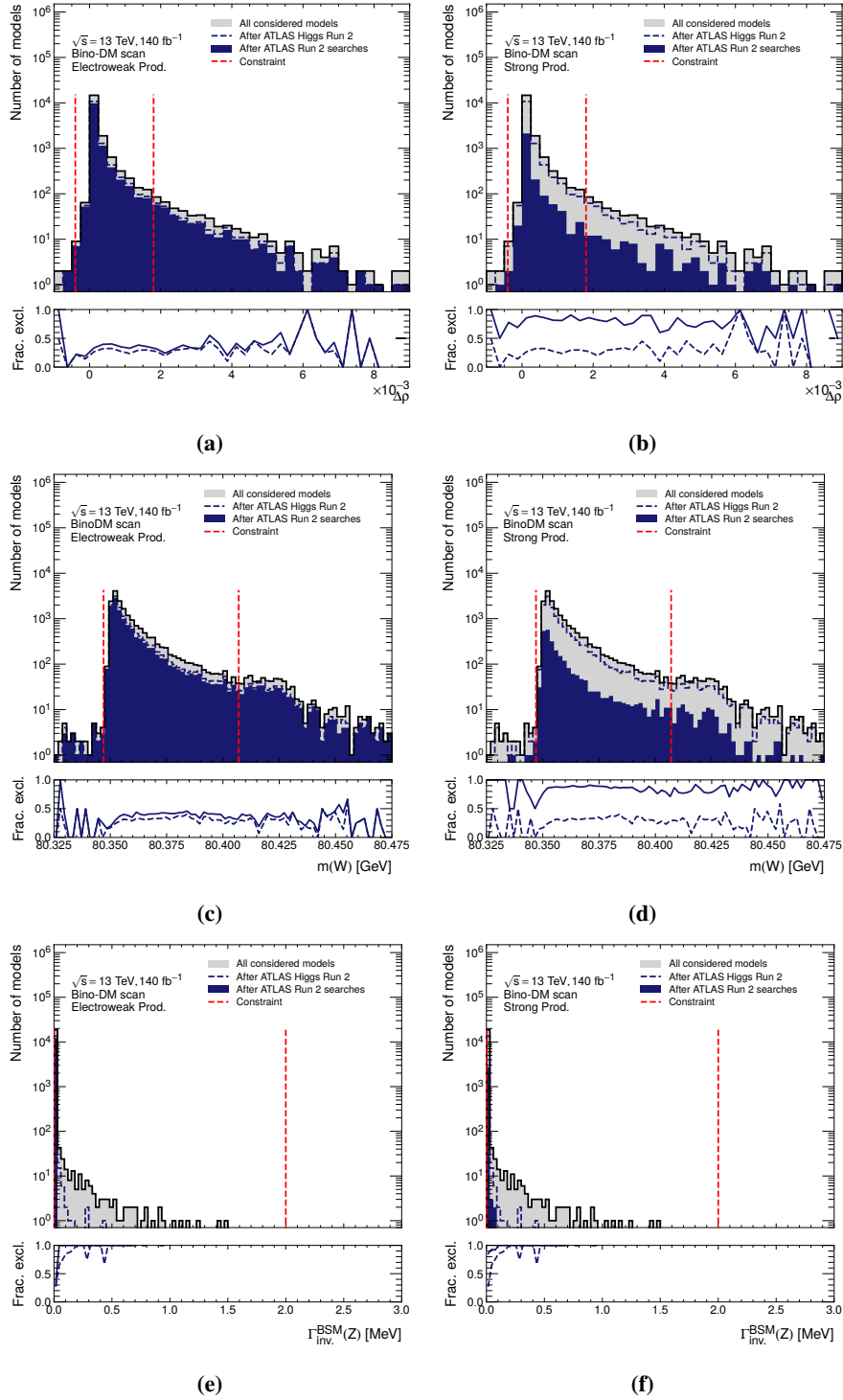
附图 5-3 Bino-DM，味物理相关分布。

每个分布分别展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束。左列只考虑了电弱作用产生过程；右列只考虑了强作用产生过程。

App Figure 5-3 Distributions of the variables

of flavour physics constraints before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied.

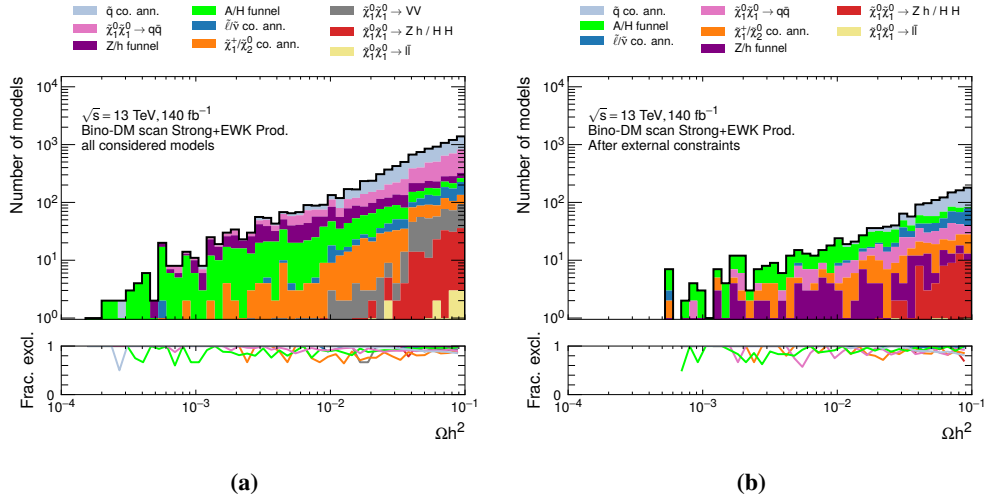
The blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The first column shows the distribution of the EWK production and the second column shows the distribution of the Strong production.



附图 5-4 Bino-DM，电弱精确测量值相关分布。

左列展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束，SUSY 研究只考虑了电弱作用产生过程；右列展示了所有的模型在加入 ATLAS 实验的约束前后的分布，其中蓝色虚线表示只有 ATLAS 的 Higgs 研究相关的约束，SUSY 研究只考虑了强作用产生过程。

App Figure 5-4 Distributions of the variables of precision electroweak observables constraints before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied. The blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The first column shows the distribution of the EWK production and the second column shows the distribution of the Strong production.

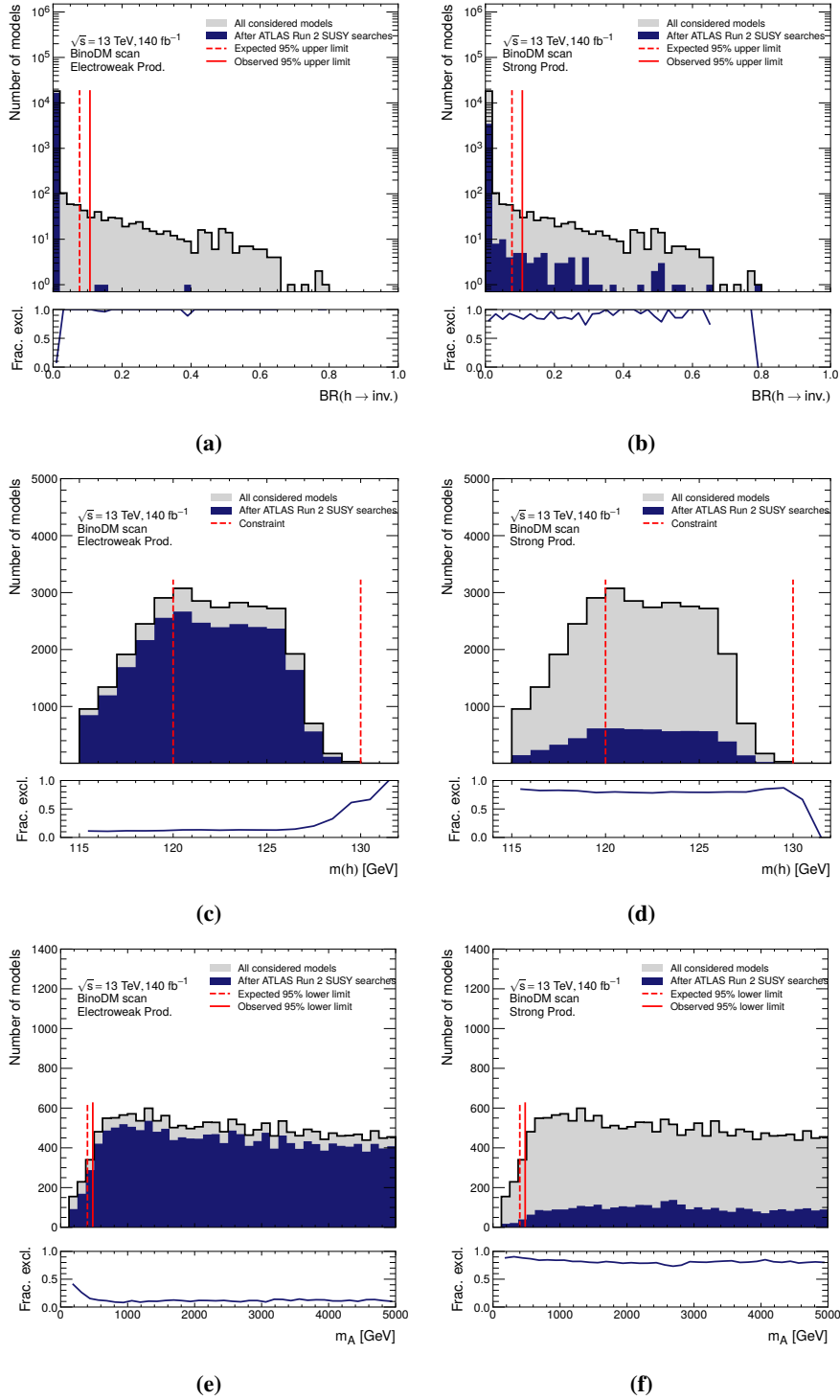


附图 5-5 Bino-DM, 暗物质遗留密度的分

布, 不同颜色代表不同湮灭机制, 机制为 NLSP 粒子成对衰变的模型并未在图中展示。

App Figure 5-5 Distributions of Ωh^2 from

the models in the Bino-DM scan, different colour represents different dominant annihilation mechanism. The models dominated by the NLSP pair annihilation are not shown.



附图 5-6 Bino-DM, 希格斯物理相关变量的分布。

左列展示了所有的模型在加入 ATLAS SUSY 实验的约束前后的分布，只考虑了电弱作用产生过程；右列展示了所有的模型在加入 ATLAS SUSY 实验的约束前后的分布，只考虑了强作用产生过程。

App Figure 5-6 Distributions of the variables

of ATLAS Higgs constraints before and after the ATLAS Run 2 constraints are applied.

The blue dashed line shows the remaining models after the ATLAS Higgs constraints applied. The first column shows the distribution of the EWK production and the second column shows the distribution of the Strong production.

作者贡献

作者对本文的分析内容的贡献如下：

- 第 4.6 节的陶子的 in-situ 能量修正：全部分析工作。
- 第 5 章的单轻子双陶子末态 gaugino 粒子的寻找：全部分析工作（样本产生，本底估计，理论误差，统计诠释，Recast 和 HepData；Derivation/Interpretation 样本联系人，Internal note 编辑，进行了 ATLAS Approval Talk。）
- 第 6 章的双陶子末态 gaugino 粒子的寻找：样本产生，理论误差，统计诠释，SS-OS 联合诠释，Recast 和 HepData；Derivation/Interpretation 样本联系人，Internal note 编辑，进行了 ATLAS Approval Talk。
- 第 7 章的轻子数不守恒的 R 宇称破坏过程的诠释：全部分析工作，分析负责人，PUB note 和 Internal note 编辑，进行了 SUSY Approval Talk。
- 第 8 章的唯象最小超对称标准模型的诠释：全部分析工作，Internal note 编辑，被邀请做 Approval Talk。
- 附录一章的双读出量能器的束流测试和缪子响应：束流测试：参与了束流测试的取数软件搭建、平台搭建和取数时的值班工作；分析部分：tower1-8 的 equalization 和 calibration，缪子响应的分析工作。

致 谢

向 ATLAS 合作组曾经和现在的成员致敬，没有他们，本文不可能存在。

首先，我要感谢我的导师庄胥爱老师。我在进行本科毕设时，庄老师详细解释了 ATLAS 实验的方方面面，无微不至地帮助我逐步适应科研工作。在此后的日子里，庄老师不辞辛劳地对我进行了全方位的指导，从科研方法和学术习惯到步骤原理和报告文章撰写，不断鼓励我前行，培养我的科研能力。庄老师还尽力安排我出国交流，极大地开阔了我的视野，丰富了我的人生经历。感谢庄老师这几年来在我身上投入的时间与精力，感谢庄老师对我科学素养的培养和个人成长提供的巨大支持。

在庄老师的帮助下，我有幸访问萨塞克斯大学，并遇到了 Iacopo Vivarelli 教授。Vivarelli 教授帮我融入了英国的社交和生活，并提出了无数宝贵的科研意见。他不仅精通数据分析，更通晓硬件方面的研究。在我遇到问题时，他帮我理清现状和思路，当我有新想法时，他提供相关的研究方向，他还提供了硬件研究的机会。他同时对科研和生活抱有最大热情，这经常触动我，感谢他的优秀使我以他为科研榜样，给我继续前进的动力。

感谢我的师兄们：程华杰、刘洋、王新、朱宸正博士，感谢袁家荣同学、徐达老师、Brian Peterson 和 Lorenzo Feligioni，本文的研究离不开他们的支持、交流和合作，感谢他们不厌其烦地一次次帮助我，没有他们的帮助，本文的完成肯定会被推迟。再次感谢亦师（兄）亦友的宸正带我入门代码、分析和机器学习等，感谢亦师（兄）亦友的刘洋对我和整个 ATLAS SUSY 组的支持，祝他们前程似锦！

再次感谢高能所和南大的师兄们，以及吴金飞、刘晶译和胡国凡博士帮我适应高能所环境。感谢 Fabio Alves 博士给我面对未知生活的勇气。感谢郭方毅博士的帮助和默默付出，他有无限的科研热情和乐于助人的心，谢谢！感谢翟明杰、张鹏、贾子航、梁诗怡、赫明旭、郭蕾、张耕源、金文翊、713 的同学们和其他同学的鼓励和支持。感谢带给我无数快乐的办公室友 Zoe Earnshaw 和 Ondrej Kovanda 博士，我想我可能永远不会忘记躺在七姐妹岩下的海滩的那个下午。感谢林雪君、Marco、Nicolo、Iker、Caley、Todd、Violetta、Sam 帮我融入 Sussex 的生活，感谢梁宇、Andreas、Gianna、Dominic、Jessica、Betsy、Harry 以及和我同一天出生的 Emerson 的陪伴让我度过了最社牛的一年。感谢 Fabrizio Salvatore 和 Antonella De Santo 教授对我生活和学习的帮助，Grazie mille！感谢邱林，我的五年舍友。最后，感谢我的父母蔡建忠和晋红凯对我的支持。

此外，谢谢 Lin-Manuel Miranda 的《哈密尔顿》，以及新裤子、李志、Oasis、Nirvana、David Bowie 和 Queen，虽然他们很俗很土，但没有他们的音乐我可能不是退学就是没毕业先疯了，也可能出家了，反正肯定不会有这篇论文。

要感谢的人实在太多太多，有很多遗漏，深表歉意。回顾过去的五年，我感觉我还挺幸运的，我知道这种幸运源于你们的陪伴，谢谢！

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果

作者简历：

2015 年 9 月——2019 年 6 月，在南京大学物理学院获得学士学位。

2019 年 9 月——2024 年 6 月，在中国科学院高能物理研究所攻读博士学位。

已发表（或正式接受）的学术论文：

- (1) ATLAS Collaboration, ATLAS Run 2 searches for electroweak production of supersymmetric particles interpreted within the pMSSM, CERN-EP-2024-021, arXiv:2402.01392, [Accepted by JHEP]
- (2) ATLAS Collaboration, Search for electroweak production of supersymmetric particles in final states with two τ -leptons in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector, CERN-EP-2023-295, arXiv:2402.00603, [Accepted by JHEP]
- (3) ATLAS Collaboration, Reinterpretation of electroweak supersymmetry searches with final states containing taus in models of variable R -parity-violating coupling strength, ATL-PHYS-PUB-2024-007
- (4) ATLAS Collaboration, ATLAS Run 2 searches for electroweak production of supersymmetric particles interpreted within the pMSSM, ATLAS-CONF-2023-055
- (5) ATLAS Collaboration, Search for electroweak SUSY production in final states with two τ -leptons in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2023-029
- (6) ATLAS Collaboration, Reconstruction, Identification, and Calibration of hadronically decaying tau leptons with the ATLAS detector for the LHC Run 3 and reprocessed Run 2 data, ATL-PHYS-PUB-2022-044
- (7) ATLAS Collaboration, Search for the direct production of charginos and neutralinos in final states with tau leptons in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2022-042

参加的研究项目及获奖情况：

2021-2022 学年、2022-2023 学年、2023-2024 学年，中国科学院大学三好学生。

2022 年，中国国家留学基金委员会资助。

2023 年，萨塞克斯大学-中国国家留学基金委员会联合奖学金。

2023 年，European Laboratories for Accelerator Based Science 资助。

2024 年，中国科学院高能物理研究所第二十三届所长奖学金表彰奖。

