

分类号: 0572  
密级: 公开

单位代码: 10422  
学号: 201812134

山东大学  
博士学位论文

Thesis for Doctoral Degree

论文题目: RHIC-STAR 实验前向微条窄隙室径迹探测器研制

R&D of Forward sTGC Tracker at RHIC-STAR

作者姓名 史迎迎  
学院名称 前沿交叉科学青岛研究院  
专业名称 粒子物理与原子核物理  
指导老师 杨驰 教授  
合作导师

2024 年 5 月 30 日



分类号: 0572  
密 级: 公开

单位代码: 10422  
学 号: 201812134



山东大学  
SHANDONG UNIVERSITY

# 博士学位论文

Dissertation for Doctoral Degree

论文题目: RHIC-STAR 实验前向微条窄隙室径迹探测器研制

R&D of Forward sTGC Tracker at RHIC-STAR

作者姓名 史迎迎

培养单位 前沿交叉科学青岛研究院

专业名称 粒子物理与原子核物理

指导教师 杨弛教授

合作导师 \_\_\_\_\_

2024 年 5 月 30 日



## 原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本论文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名： 史迎迎 日期： 2024年5月30日

## 关于学位论文使用授权的声明

本人完全了解山东大学有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留或向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权山东大学可以将本学位论文全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名： 史迎迎 导师签名： 杨斌 日期： 2024年5月30日



## 摘 要

量子色动力学 (Quantum chromodynamics, QCD) 是描述强相互作用的理论, 为研究夸克和胶子之间相互作用提供了理论基础。QCD 理论最主要的两个特征是渐近自由和色禁闭。其中渐近自由理论描述的是当两个带色荷的夸克之间的距离越近时, 它们之间的相互作用就越弱; 反之就越强。色禁闭则揭示了夸克一般不会单独存在, 始终被束缚在强子内。理论上认为在足够高的能量下, 色禁闭可以被打破, 称为解禁闭。解禁闭的夸克和胶子可形成一种新的物质, 称为夸克胶子等离子体 (Quark-gluon plasma, QGP)。QGP 这种高温高密核物质的研究以及核子结构的研究是近年来中高能核物理实验领域的热点。

实验上, 我们可以通过相对论重离子对撞来产生 QGP, 从而开展对其的研究; 还可以通过极化质子-质子对撞进行核子自旋结构的研究。位于美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 是世界上首台高能重离子对撞机, 也是目前唯一一台能够实现高能极化质子-质子对撞的实验装置, 提供了高温高密核物质以及核子结构研究的绝佳平台。螺线管径迹探测器 (The Solenoidal Tracker At RHIC, STAR) 是目前 RHIC 上的一个主要探测器。STAR 在 2019 年之前进行了一系列子探测器的升级, 旨在提升中间快度区的测量能力, 为 RHIC 的束流能量扫描计划提供支撑。近几年, 为了更好的研究核子自旋结构, 以及超子整体极化等重要物理课题, STAR 计划并实施了前向快度区间  $2.5 < \eta < 4$  的探测器升级。

STAR 前向探测器升级主要包括前向量能器系统 (Forward Calorimeter System, FCS) 和前向径迹系统 (Forward Tracking System, FTS) 的升级。其中前向径迹系统要求能够区分带电粒子电荷。在重离子碰撞中, 要求其对横动量  $0.2 < p_T < 2\text{GeV}/c$  的带电粒子的动量分辨率为 20%~30%。前向径迹系统结合前向量能器系统还需能够进行电子和光子的鉴别。为满足前向径迹系统的升级需求, 山东大学于 2018 年提出把微条窄隙室 (small-strip Thin Gap Chamber, sTGC) 技术应用到前向径迹系统。该方案通过了合作组的审核, 得到批准。在匹配 STAR 前向极尖 (pole tip) 空间的前提下, 前向微条窄隙室径迹探测器 (Forward sTGC Tracker, FTT) 要求能够测量  $2.5 < \eta < 4$  快度区的 4 个径迹点, 且位置分辨达到  $200\mu\text{m}$ 。

山东大学 STAR 组在 FTT 升级中主要负责升级方案的总体设计以及探测器模块的研制。FTT 在整体设计上有如下需求: 探测器模块需能提供二维坐标, 同时具有排除假击中的能力; 安装位置的空间尺寸有严格限制, 要做到在  $\eta=2.3$  的范围内实现  $\eta=2.5$  的大面积覆盖。上述要求对探测器的几何结构以及与电子学适配后的读出通道设计提出了挑战。

本文介绍了 STAR FTT 探测器模块的研制工作。通过三个版本的探测器样机研

制, 最终设计的五边形探测器模块解决了上述难点。首先, 五边形单元室的几何结构让其在翻转  $180^\circ$  后仍保证对称, 与另一个单元室组合成探测器模块后可提供二维坐标的读出。其次, 每个单元室中的一侧阴极板设计有  $45^\circ$  读出条, 可实现假击中的排除。最后, 为满足电子学相邻通道强制读出的功能需求, 探测器的读出顺序设计为 Z 字形, 且每四个通道为一组进行布线, 总体呈镜像对称。这样的设计使单元室翻转  $180^\circ$  后电子学可从背后连接, 且读出信号顺序仍与电子学相邻通道顺序一致。

研制过程中, 进行了基于 Garfield++ 的模拟, 旨在验证工作气体选择。模拟包括: 电子雪崩漂移径迹、以及不同工作气体下增益随工作电压的分布。研究为 STAR 实验在考虑不同工作气体选择时提供参考数据。基于模拟和束流测试结果, 选择的工作气体为 45% 正戊烷和 55% 二氧化碳。批量研制中, 制定了一套详尽的制作流程和严格的制作标准, 同时辅以每个环节对应的质量监控手段。长时间的高压漏电流测试结果显示, 批量研制的探测器在几何均匀性、工作稳定性等方面满足要求。

通过闪烁探测器触发和三层 sTGC 径迹探测器模块符合的方案, 设计搭建了一套基于宇宙线的性能测试系统。测试结果显示:  $60\text{cm}\times 60\text{cm}$  样机的位置分辨率达到  $128\mu\text{m}$ , 探测效率为 97%; 批量研制的五边形 sTGC 径迹探测器, 使用电子学适配板的条件下达到了  $170\mu\text{m}$  的位置分辨率和 94% 的探测效率。以上性能测试结果满足 STAR FTT 探测器的设计要求。批量研制的探测器已于 2021 年 7 月全部运抵美国布鲁克海文国家实验室, 并于 2021 年 10 月安装调试完毕。FTT 系统于 RHIC Run22 开始顺利运行取数。

**关键词:** 相对论重离子对撞机, STAR 实验, 前向快度区探测器升级, 微条窄隙室径迹探测器, 探测器研制和性能测试

## ABSTRACT

Quantum chromodynamics (QCD) is a theory that describes strong interactions and provides a theoretical basis for studying the interactions between quarks and gluons. The two most important features of QCD theory are asymptotic freedom and color confinement. The asymptotic freedom theory describes that the closer the distance between two color-charged quarks, the weaker the interaction between them. On the contrary, it becomes stronger. Color confinement reveals that quarks generally do not exist alone and are always bound within hadrons. Theoretically, it is believed that with high enough energy, color confinement can be broken, which is called deconfinement. Unconfined quarks and gluons can form a new substance called Quark-Gluon Plasma (QGP). The study of high-temperature and high-density nuclear materials such as QGP and the study of nucleon structure have been hot topics in the field of medium and high-energy nuclear physics experiments in recent years.

Experimentally, we can produce QGP through relativistic heavy ion collisions to conduct research on it. Polarized proton-proton collisions can also be used to study the structure of nucleon spin. The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory in the United States is the world's first high-energy heavy ion collider and is currently the only facility capable of carrying out high-energy polarized proton-proton collisions, providing an excellent platform for studying high-temperature, high-density nuclear matter and nucleon structure. The Solenoidal Tracker At RHIC (STAR) is currently a major detector at RHIC. Until 2019, STAR underwent a series of sub-detector upgrades aimed at enhancing the measurement capabilities in the mid-rapidity region, supporting RHIC's beam energy scan program. In recent years, in order to better study important physics topics such as nucleon spin structure and global polarization of hyperons, STAR planned and implemented detector upgrades in the forward rapidity region of  $2.5 < \eta < 4$ .

The upgrade of the STAR forward detectors primarily includes the Forward Calorimeter System (FCS) and the Forward Tracking System (FTS). The Forward Tracking System is required to distinguish particle charges. In heavy-ion collisions, it is required to have a momentum resolution of 20%~30% for charged particles with transverse momenta of  $0.2 < p_T < 2.0$  GeV/c. The Forward Tracking System, in conjunction with the Forward Calorimeter System, also needs to be capable of discriminating between electrons and photons.

To meet the upgrade needs of the Forward Tracking System, Shandong University

proposed in 2018 the application of small-strip Thin Gap Chamber (sTGC) technology to the Forward Tracking System. This proposal passed the review of the collaboration group and was approved. With the prerequisite of fitting into the space at the STAR forward pole tip, the Forward sTGC Tracker (FTT) is required to measure tracks in the rapidity region of  $2.5 < \eta < 4$  at four points, with a spatial resolution reaching  $200\mu\text{m}$ .

The STAR group at Shandong University is primarily responsible for the design of the FTT upgrade and the development of the detector modules. The FTT has the following requirements in its design: the detector modules must provide two-dimensional coordinates while having the capability to eliminate false hits; there are strict spatial constraints on the installation location, aiming to achieve extensive coverage at  $\eta=2.5$  within the range of  $\eta=2.3$ . These requirements pose challenges to the geometric structure of the detectors and the design of readout channels after adapting to the electronics.

This paper introduces the development work of the STAR FTT detector modules. Through the development of three versions of detector prototypes, the final pentagonal detector module design solved the above difficulties. Firstly, the geometric structure of the pentagonal chamber ensures symmetry even after being flipped  $180^\circ$ , and when combined with another chamber to form a detector module, it can provide readout of two-dimensional coordinates. Secondly, one side of the cathode plate in each chamber is designed with  $45^\circ$  readout strips to enable the elimination of false hits. Lastly, to meet the requirement for electronics to enforce adjacent channel readouts, the detector's readout sequence is designed in a zigzag (Z-shaped) pattern, with every four channels wired as a group, overall presenting a mirror symmetry. Such a design allows the electronics to be connected from the back after the chamber is flipped  $180^\circ$ , and the readout signal sequence still matches the order of the adjacent channels in the electronics.

During the R&D of the detector, simulations based on Garfield++ were conducted to validate the choice of working gas. These simulations included the drift tracks of electron avalanches and the distribution of gains under different working gases as a function of the working voltage. The study provides reference data for the STAR experiment when considering different working gas options. Based on the simulation and beam test results, the selected working gas composition was 45% n-pentane and 55% carbon dioxide. In mass production, a detailed manufacturing process and strict standards were established, supplemented by quality control measures for each step. Long-term high-voltage leakage current test results showed that the mass-produced

detectors meet the requirements in terms of geometric uniformity and operational stability.

A performance testing system based on cosmic rays was designed and built using a scheme that combines scintillator triggers and three layers of sTGC track detector modules. Test results showed that the 60cm×60cm prototype achieved a position resolution of 128 $\mu$ m and a detection efficiency of 97%; the mass-produced pentagonal sTGC track detectors, under conditions using electronics adapter boards, reached a position resolution of 170 $\mu$ m and a detection efficiency of 94%. These performance test results meet the design requirements of the STAR FTT detector. The mass-produced detectors were delivered to Brookhaven National Laboratory in the United States by July 2021 and were fully installed and operational by October 2021. The FTT system has been successfully operating and collecting data since the beginning of RHIC Run22.

**关键词:** Relativistic Heavy Ion Collider, STAR experiment, Forward rapidity region detector upgrade, small-strip Thin Gap Chamber Tracker, Detector R&D and performance testing

## 目 录

摘 要	I
ABSTRACT	III
插图目录	ix
表格目录	xxi
第一章 绪论	1
1.1 高能重离子碰撞	1
1.2 相对论重离子对撞机	2
1.3 螺线管径迹探测器	4
1.3.1 时间投影室	6
1.3.2 飞行时间探测器	8
1.3.3 事例平面探测器	10
1.3.4 STAR 前向探测器介绍	11
1.4 STAR 前向升级物理动机	13
1.5 前向微条窄隙室径迹探测器升级	16
1.6 论文安排	18
第二章 气体探测器	21
2.1 粒子探测器的理论基础	21
2.2 早期粒子探测器的发展	24
2.3 电离计数器	25
2.3.1 平行板计数器	25
2.3.2 正比计数器	27
2.3.3 盖革米勒计数器	28
2.3.4 流光管	29
2.4 多丝正比室	29
2.5 窄隙室探测器	31
2.5.1 TGC 结构和工作原理	31
2.5.2 工作气体的选择	33
2.5.3 石墨面电阻的通透性	34
2.5.4 TGC 丝室结构的选择	37
2.6 微条窄隙室探测器	38

2.7	总结	40
<b>第三章</b>	<b>基于 Garfield++ 的 sTGC 探测器性能模拟</b>	<b>41</b>
3.1	Garfield++ 模拟软件简介	41
3.2	带电粒子在气体中的运动模拟	42
3.2.1	无电场情况下的运动	42
3.2.2	离子在电场下的漂移和扩散	42
3.2.3	电子在电场下的漂移和扩散	44
3.2.4	电子吸附系数和 Townsend 系数模拟	45
3.3	sTGC 探测器几何结构及电场模拟	48
3.4	电子雪崩与气体增益的模拟	51
<b>第四章</b>	<b>微条窄隙室探测器的研制</b>	<b>55</b>
4.1	FTT 探测器设计要求与挑战	55
4.2	探测器样机设计	56
4.2.1	第一版样机设计	57
4.2.2	第二版样机设计	60
4.2.3	最终版样机设计	62
4.2.3.1	读出通道设计	66
4.2.3.2	最终版样机接地设计	67
4.2.4	样机设计总结	70
4.3	探测器制作流程	71
4.4	喷墨和绕丝系统	74
4.5	气体系统	77
4.6	探测器质量控制	79
4.6.1	原材料质量控制	80
4.6.2	加工平台平整度控制	82
4.6.3	X 射线扫描测试	83
4.6.4	高压漏电流监控	85
4.7	总结	87
<b>第五章</b>	<b>微条窄隙室探测器测试系统搭建</b>	<b>89</b>
5.1	测试方案设计	89
5.2	测试系统平台搭建与调试	92
5.2.1	地面宇宙线缪子	92
5.2.2	测试平台的研制与调试	92

5.3	TPX 电子学系统	94
5.3.1	简介	94
5.3.2	电子学地址和通道标定	96
5.3.3	噪音扫描和信号采集	98
5.4	VMM 电子学系统	100
5.4.1	简介	100
5.4.2	电子学通道标定	104
5.4.3	电子学存在的问题总结	111
<b>第六章</b>	<b>微条窄隙室探测器测试数据分析</b>	<b>113</b>
6.1	sTGC 丝室电路及信号读出	113
6.1.1	sTGC 丝室等效电路图	113
6.1.2	sTGC 信号及串扰	114
6.2	信号挑选	117
6.3	信号击中位置重建	120
6.4	位置分辨率	126
6.4.1	第二版样机测试结果	128
6.4.2	最终版 sTGC 探测器测试结果	131
6.5	探测效率	136
6.5.1	第二版样机测试结果	137
6.5.2	最终版 sTGC 探测器测试结果	138
6.6	FTT 在 STAR 上的运行情况	139
<b>第七章</b>	<b>总结与展望</b>	<b>145</b>
	致谢	149
	攻读博士论文期间发表的论文及其他成果	151
	参考文献	153



## Contents

<b>Chinese Abstract</b> . . . . .	I
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	III
<b>1 Introduction</b> . . . . .	1
1.1 High energy heavy ion collision . . . . .	1
1.2 Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) . . . . .	2
1.3 Solenoidal Tracker at RHIC (STAR) . . . . .	4
1.3.1 Time Projection Chamber(TPC) . . . . .	6
1.3.2 Time Of Flight detector (TOF) . . . . .	8
1.3.3 Event Plane Detector (EPD) . . . . .	10
1.3.4 STAR forward detector introduction . . . . .	11
1.4 STAR forward upgrade physical motivation . . . . .	13
1.5 Forward small-strip thin gap chamber tracker upgrade . . . . .	16
1.6 Thesis arrangement . . . . .	18
<b>2 Gas detector</b> . . . . .	21
2.1 Theoretical basis of particle detectors . . . . .	21
2.2 The development of early particle detectors . . . . .	24
2.3 Ionization counter . . . . .	25
2.3.1 Parallel plate counter . . . . .	25
2.3.2 Proportional counter . . . . .	27
2.3.3 Geiger miller counter . . . . .	28
2.3.4 Streamer tube . . . . .	29
2.4 Multiwire Proportional Chamber . . . . .	29
2.5 Thin Gap Chamber . . . . .	31
2.5.1 TGC structure and working principle . . . . .	31
2.5.2 Working gas selection . . . . .	33
2.5.3 Resistive cathode transparency . . . . .	34
2.5.4 Selection of TGC chamber structure . . . . .	37
2.6 small-strip Thin Gap Chamber . . . . .	38
2.7 Summary . . . . .	40
<b>3 Performance simulation of sTGC detector based on Garfield++</b> . .	41

3.1	Introduction to Garfield++ simulation software . . . . .	41
3.2	The movement of charged particles in gases . . . . .	42
3.2.1	Movement of particles without electric field . . . . .	42
3.2.2	Drift and diffusion of ions under electric field . . . . .	42
3.2.3	Drift and diffusion of electrons under electric field . . . . .	44
3.2.4	Simulation of electron adsorption coefficient and Townsend coefficient . . . . .	45
3.3	sTGC detector geometry and electric field simulation . . . . .	48
3.4	Simulation of electron avalanche and gain . . . . .	51
<b>4</b>	<b>sTGC prototyping and construction . . . . .</b>	<b>55</b>
4.1	FTT tracking detector design requirements and challenges . . . . .	55
4.2	Detector prototype design . . . . .	56
4.2.1	First version prototype design . . . . .	57
4.2.2	Second version prototype design . . . . .	60
4.2.3	Final prototype design . . . . .	62
4.2.3.1	Readout channel design . . . . .	66
4.2.3.2	Grounding design . . . . .	67
4.2.4	Prototype design summary . . . . .	70
4.3	Detector production process . . . . .	71
4.4	Spray graphite and wire winding process . . . . .	74
4.5	Gas systems . . . . .	77
4.6	Detector quality control . . . . .	79
4.6.1	Raw material quality control . . . . .	80
4.6.2	Marble tabletop flatness control . . . . .	82
4.6.3	X-ray scan test . . . . .	83
4.6.4	High voltage leakage current monitoring . . . . .	85
4.7	Summary . . . . .	87
<b>5</b>	<b>Construction of test system for sTGC . . . . .</b>	<b>89</b>
5.1	Test plan design . . . . .	89
5.2	Test system construction and debugging . . . . .	92
5.2.1	Muon in cosmic rays . . . . .	92
5.2.2	Test platform R&D and debugging . . . . .	92
5.3	TPX electronics system . . . . .	94

5.3.1	Introduction	94
5.3.2	Electronic address and channel calibration	96
5.3.3	Noise scanning and signal acquisition	98
5.4	VMM electronics system	100
5.4.1	Introduction	100
5.4.2	Electronics channel calibration test	104
5.4.3	Summary of electronics problems	111
<b>6</b>	<b>sTGC test data analysis</b>	<b>113</b>
6.1	sTGC wire chamber circuit and signal readout	113
6.1.1	sTGC wire chamber equivalent circuit diagram	113
6.1.2	sTGC signals and crosstalk	114
6.2	Signal selection	117
6.3	Hit position reconstruction	120
6.4	Position resolution	126
6.4.1	Second version prototype test results	128
6.4.2	Final version of sTGC detector test results	131
6.5	Detection efficiency	136
6.5.1	Second version prototype test results	137
6.5.2	Final version of sTGC detector test results	138
<b>7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>145</b>



## 插图目录

1.1	相对论重离子对撞机	3
1.2	STAR 探测器结构示意图	5
1.3	STAR TPC 三维结构示意图 <sup>[17]</sup>	6
1.4	位于 TPC 端盖的多丝正比室的几何结构 <sup>[18]</sup> ; (a) MWPC 的扇区分解图, 主要由 Strongback-铝合金支撑框、Pad plane-pad 读出板、阳极丝平面、阴极丝平面、门极丝平面以及各自的丝挂载组成; (b) 组装后 MWPC 模块	7
1.5	MRPC 模块结构的两个侧视图。上(下)视图显示长(短)边, 这两个视图并未以相同的比例显示 <sup>[21]</sup>	9
1.6	事例平面探测器 (EPD) <sup>[29]</sup>	10
1.7	前向硅探测器 (FST) <sup>[34]</sup>	11
1.8	顶点探测器 (VPD) <sup>[35]</sup>	12
1.9	(a) 左图为 Hcal 完全堆叠, 右图展示了 Hcal tower 的铁吸收层、闪烁体、WLS 光纤、连接板; (b) 左图展示了用于收集 Ecal 光信号的光纤末端与光导、SiPM、以及电子学 FEE 连接, 右图为 ECal S LED 面板安装	12
1.10	前向探测器升级物理动机总结 <sup>[34]</sup>	13
1.11	在不同质心能量下, 测得的 $\pi^+$ (左)、 $\pi^-$ (中) 和 $\pi^0$ (右) 介子的横向单自旋不对称随 Feynman-x 的变化 <sup>[34]</sup>	14
1.12	$A_N$ 自旋不对称测量的预测。左图是 $\pi^+$ 、和 $\pi^-$ 在前向快度区间 $2 <  \eta  < 3$ 的不同能量下的测量, 右图是在 $3 <  \eta  < 4$ 的测量 <sup>[34]</sup>	14
1.13	使用 STAR 的 iTPC 和 FTS 探测器在前向快度范围内对 $\Lambda$ ( $\Lambda^-$ ) 超子整体极化进行测量预测, 这将有助于解决不同理论模型预测之间的矛盾趋势, 此外, 还显示了自旋 $1/2$ $\Xi$ 和自旋 $3/2$ $\Omega$ 粒子的测量 <sup>[37]</sup>	15
1.14	STAR 前向探测器升级系统	18
2.1	0.1MeV 至 100TeV 范围内 $\mu$ 子的质量阻止本领, 单位为 $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ 。辐射损耗的增加在 100 GeV 以上变得很重要 <sup>[42]</sup>	22
2.2	介子和电子在相对论上升区域的能量损失作为粒子速度的函数分布 <sup>[44]</sup>	23
2.3	(a) 平行板电离室的工作原理 <sup>[47]</sup> ; (b) 平行板信号测量示意图	26
2.4	阳极丝附近雪崩过程 <sup>[56]</sup>	28

2.5	(a) 盖革计数器中多级雪崩过程 <sup>[58]</sup> ; (b) 计数器收集的电荷随电压分布 <sup>[59]</sup> . . . . .	29
2.6	(a) 多丝正比室 (MWPC) 的丝室结构示意图; (b) 左图显示每根阳极丝与阴极形成闭合电场。对右图中阳极丝信号分析, 红色区域为正离子对信号的贡献, 当离子向阴极移动, 在雪崩位置的丝上的信号与电子一样都是负信号, 在相邻丝上感应出正信号; 蓝色为电子对信号贡献, 因丝间电容耦合电子在相邻丝上产生的负信号 <sup>[66]</sup> . . . . .	31
2.7	(a) TGC 模块的几何结构: 原型机由两个丝室构成, 中间使用蜂巢板连接, strip 读出条到阴极石墨的距离为 1.6mm, 条宽为 9mm, 间隙为 1mm <sup>[71]</sup> ; (b) TGC 阴极读出条及阳极丝信号读出 <sup>[72]</sup> . . . . .	32
2.8	(a) 正戊烷液体的饱和蒸气压在-10°C 到 30°C 温度范围的依赖关系 <sup>[74]</sup> ; (b) 正戊烷原子团结构: $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3\text{CH}_3$ . . . . .	34
2.9	(a) 探测器半室的等效电路图, 该丝室设计有石墨阴极和读出条; (b) “着火”的阳极丝读出条上脉冲信号的峰值与相邻条的峰值比值随阴极电阻率的分布 <sup>[79]</sup> . . . . .	35
2.10	(a) 读出条上电流脉冲信号, a 为中间条, b 为相邻条 <sup>[79]</sup> ; (b) 相邻条与中间条的电荷信号之比, 条宽为 10mm, 当光束扫描条带“A”时, r 从 0 到 10mm (与读出条“B”的边界)。正方形的大小表示该事件的数量。曲线显示了几种不同的表面电阻率的电荷扩散模型 <sup>[72]</sup> . . . . .	36
2.11	(a) 改变阳极-阴极之间的间隙前后, 丝室脉冲信号的输出, 小的脉冲信号其间隙为 1.5mm, 大的脉冲信号是间隙减小 200 $\mu\text{m}$ 后的结果。阳极丝直径都为 50 $\mu\text{m}$ , 工作电压都为 3.9kV <sup>[70]</sup> ; (b) 由 ATLAS TGC 测试: 将具有不同尺寸的阳极-阳极和阳极-阴极的探测器暴露于 $\pi$ 束流下, 测试达到 99% 效率所需的持续时间随高压的分布。阳极丝间距/阳极-阴极间隙分别为: TGC6 (1.8mm/1.3 mm)、TGC7 (1.8mm/1.5 mm)、TGC8 (1.8mm/1.4mm)、Data94: 2.0mm/1.6 mm <sup>[76] [72]</sup> . . . . .	37
2.12	在 2900 到 3200 的工作高压下平均位置分辨率随读出条间距的分布, 入射角度范围 0° 到 10° (点, 实线), 20° 到 30° (方块, 虚线) <sup>[80]</sup> . . . . .	39
2.13	sTGC 丝室结构 . . . . .	39
3.1	在正戊烷和二氧化碳混合气体中的电荷转移过程。离子类型包括 $\text{CO}_2^+$ 和 $(\text{C}_5\text{H}_{12})^+$ , 正戊烷分子电势低 10.38eV, 与 $\text{CO}_2^+$ 碰撞后失去电子变成 $(\text{C}_5\text{H}_{12})^+$ . . . . .	43
3.2	电子漂移速度随电场强度的分布 . . . . .	44
3.3	电子的横向扩散和纵向扩散随电场强度的变化 . . . . .	45

3.4	电子吸附系数随电场强度的变化	47
3.5	Townsend 系数随电场强度的变化	47
3.6	sTGC 丝室几何结构	48
3.7	sTGC 丝室电场电势分布	49
3.8	从阳极丝 (0.14cm) 到一侧阴极板 (0.28cm) 的电势变化, 高压范围为 2400V 到 3200V	49
3.9	(a) 在 3000V 下, 阳极丝与阳极丝间隙的一半位置 (0.09cm) 到丝表面的电场强度变化; (b) 阳极丝表面 (0.14cm) 到一侧阴极板 (0.28cm) 的电场强度变化, 高压范围为 2400V-3200V	50
3.10	在 2700V 下, 45% n-pentane 和 55% CO <sub>2</sub> 工作气体中电子雪崩径迹模拟	52
3.11	(a) 在 2600V 下, sTGC 丝室内单电子在 45% n-pentane 和 55% CO <sub>2</sub> 工作气体中产生的雪崩电子数目分布, 并服从 Polya 分布; (b) 高压在 2000V 到 2600V 范围内的单电子雪崩分布的模拟	53
3.12	不同混合气体下, 气体增益随电压的分布	53
3.13	在相同增益下, 不同工作气体中电子雪崩径迹模拟。图 (a) 显示的正戊烷混合气体下的工作高压为 2300V; 图 (b) 显示的在 C10 气体下的工作高压为 1700V; 图 (c) 显示的 P10 气体下的工作高压为 1250V。对于工作在饱和区的 sTGC 来说, 将倾向于选择运行在较高电压下的混合气体, 这将有利于探测器的定位精度	54
4.1	(a) 蓝色锥形体积就是赅快度区间 $2.5 < \eta < 4$ 的空间体积, 中间为束流管, 4 层 FTT 平面将垂直于束流管间隔放置, 同时还受到 STAR pole tip 端盖空间尺寸限制; (b) 当 $z=361\text{cm}$ 可覆盖 $\eta=2.5$ 快度区间, 直径为 1.2m。该安装位置孔径内壁的快度为 $\eta=2.3$ , 直径为 1.5m	56
4.2	30cm×30cm sTGC 样机使用 STAR TPX 电子学进行通道噪音测试	57
4.3	基于 STAR TPX 电子学读出的宇宙线信号分布, 纵轴为电荷量 ADC, 横轴为时间窗口 TimeBin, 每个 TimeBin 为 100ns	58
4.4	基于 STAR TPX 电子学的通道噪音测试, 横轴为噪音的 RMS 值, 纵轴为事例数。图 (abc) 为电子学通道连接探测器读出条后整体噪音水平, RMS 约为 38; 图 (d) 为电子学通道的噪音水平, RMS 约为 1	58
4.5	30cm×30cm sTGC 样机参与了 STAR 束流能量扫描二期数据采集, 测试不同混合气体下的探测效率	59

4.6	60cm×60cm 样机设计有三种 PCB 板，分别为绕丝板、水平板和垂直板。(a) 水平板用于 y 方向坐标读出，第三象限为加密区域。红色线条为读出条，读出条之间有 0.5mm 的间隙。绿色线条为读出条走线，作用是将读出条信号引到读出焊盘。顶端亮红色板块为读出焊盘，共设计有为 3×3 和 3×2 两个板块，通过与电子学的 FEE 通道连接从而实现读出条信号的读出；(b) 垂直板用于 x 方向坐标读出，且第四象限为加密区域 . . . . .	60
4.7	60cm×60cm 样机读出条通道噪音水平，RMS 约为 4.5 . . . . .	61
4.8	(a) 60cm×60cm sTGC 样机模块；(b) 60cm×60cm sTGC 样机模块爆炸视图。两个室之间使用蜂巢板进行连接的，丝室的内部结构一样 . . . . .	62
4.9	五边形样机的 PCB 板分为直条板（左图）和斜条板（右图）。在直条板中，阴极读出条被分为三组：Row0 共有 167 根条，Row1 有 153 条，而 Row2 有 94 条。每组读出条的长度各不相同，分布情况如图 4.10 所示。斜条板上，阴极读出条被分为两组：Row0 有 151 条，覆盖了整个下半区域并全部进行读出；Row1 有 58 条，仅部分进行读出，其余未读出的读出条需接地处理 . . . . .	63
4.10	五边形 PCB 板内读出条长度变化，上面三张图是直条板的三个 Row 的读出条长度变化，下面两张图是斜条板的两个 Row 的读出条长度变化 . . . . .	64
4.11	五边形 sTGC 模块由 X 室与 Y 室组合构成，Y 室是通过将 X 室沿对角线旋转 180° 得到的。组合后的 sTGC 模块 X 室在上方，Y 室在下方，用于二维读出的直条板在模块最内层，而斜条板位于模块的外层，并可确保斜条可以完全覆盖整个 sTGC 模块。(a) 三组棕色条带代表 X 室的直条板读出条，绿色条带表示斜条板中用于读出的读出条，灰色条带为未进行读出且已接地的读出条；(b) 三组红色条带为 Y 室的直条板读出条，蓝色条带为斜条板读出的读出条，灰色为未读出且接地的读出条 . . . . .	65
4.12	黑色条带为直条板内的读出条响应，蓝色为斜条板内读出条响应。如果两个带电粒子同时击中探测器，探测器可重建出 $x_1$ 、 $x_2$ 、 $y_1$ 、 $y_2$ 四个位置坐标，而斜条的存在可以区分出 C、D 为虚假击中点，A 和 B 是真实击中点 . . . . .	65
4.13	(a) 五边形 sTGC 探测器实物图照片；(b) 每个单元室室内设计有两根支撑条，如图所示的两根黄色条带。长支撑条长度为 53.5mm，短支撑条长度为 35mm，两者宽度均为 0.7mm。因此由两个单元室组成的 sTGC 模块内共有 4 根支撑条，分别为 X 室的两根黄色条带和 Y 室的两根白色条带，这些支撑条的总体占比约为 7% . . . . .	66

4.14	五边形 sTGC 模块阴极读出条通道设计。上下两张图分别展示了 FEB1 和 FEB6 电子学板的读出焊盘编号布局，编号顺序代表了读出条在单元室室内的排列顺序，每个 FEB 板对应两个 connector 的焊盘接口。读出通道被设计为“Z”字形走线，以便支持电子学的正反两向插入 . . .	67
4.15	五边形 sTGC 探测器模块的接地方式。(a) 非法拉第笼接地方案：单元室的 PCB 铜皮、读出条、阴极石墨以及高压电源的地是连接在一起的，共用同一个地，即高压电源的地；(b) 就噪音水平而言，黄色通道的平均噪音值为 $522\mu\text{V}$ ，RMS 大约为 $14.2\mu\text{V}$ ，蓝色通道的平均噪音值为 $594\mu\text{V}$ ，RMS 约为 $14.4\mu\text{V}$ ，玫红色通道的平均噪音值为 $666\mu\text{V}$ ，RMS 约为 $166\mu\text{V}$ 。所有通道的噪音值都控制在 $1\text{mV}$ 以内 . . . . .	68
4.16	法拉第笼接地方案 . . . . .	68
4.17	(a) 阴极条带信号分布，法拉第笼接地后在基底上引入 $1\text{MHz}$ 的正弦波的噪音震荡，运行高压为 $2.9\text{kV}$ ；(b) 如图 4.15a 所示的非法拉第笼接地方案信号 . . . . .	69
4.18	(a) 改造前：斜条接地读出条集成一起后再与石墨层连接接地，可能造成多个接地回路。改造后：每两个接地铜皮断开后分别接地，减少回路的形成；(b) 法拉第笼设计方案下的五边形 sTGC 模块的噪音水平。黄线通道（通道 1）和玫红通道（通道 3）为直条板的噪音水平，噪音的平均值分别为 $697\mu\text{V}$ 和 $608\mu\text{V}$ ，RMS 分别为 $10.9\mu\text{V}$ 和 $11.0\mu\text{V}$ 。蓝色通道（通道 2）为斜条板的噪音水平，平均值为 $2.71\text{mV}$ ，RMS 为 $37.4\mu\text{V}$ . . . . .	70
4.19	(a) 最内层圆圈为安装在 $z=307\text{cm}$ 位置的 FTT 探测器覆盖的 $\eta=2.5$ 范围。与探测器相切的圆圈为安装在 $z=361\text{cm}$ 位置处的五边形 sTGC 模块所覆盖的 $\eta=2.5$ 范围；(b) 五边形 sTGC 探测器模块成功安装在 STAR 前向区域 . . . . .	71
4.20	批量制作流程 . . . . .	72
4.21	半室的合成 . . . . .	73
4.22	单元室的合成。在单元室组装过程中，首先将用于合成的 PCB 板通过真空吸附的方式固定在大理石平台上，以确保其平整度。在组装期间，将重约 $11\text{g}/\text{cm}^2$ 的铁块放置在腔室顶部，使得腔室整体受到约 $34\text{kg}$ 的压力，这一过程至少持续 18 小时。在合成过程中，还会向腔室内充入二氧化碳气体，持续 6 小时，其目的是将室内由胶水挥发出来的水分子带出 . . . . .	73
4.23	喷涂石墨系统原理图 . . . . .	74

4.24	(a) 自动喷墨机一次可喷涂 4 块 PCB 板。PCB 板使用真空吸附技术吸附在平台。自动喷枪控制喷出的大小和形状。由于喷出的石墨中间厚边缘薄，因此调整合适的步长，使得喷出的区域有一定的重合。从而实现石墨喷涂的均匀性；(b) 数控操作平台是由喷涂程序搭配电脑以实现对整个喷涂流程的控制，尤其是 X、Y 滑轨步进间距的参数设置，石墨材料供应器采用空气作为动力源，调整进气阀门控制出料量	75
4.25	绕丝平台 <sup>[32]</sup>	76
4.26	(a) 绕丝平台是由厚 PCB 板和 mylar 膜组成，吸真空孔在其表面，内部中空走吸真空管道。电脑设定编程软件的丝张力和丝间距，旋转绕丝平台进行落丝；(b) 五边形 PCB 板旋转绕丝过程：每面可搭载 2 块 PCB 板，一次可绕丝 4 块 PCB 板；(c) 焊丝过程：焊点需全面、光滑无毛刺，且高度不超过 Y 板边框上预留的凹槽深度	77
4.27	两种不同的气体系统	78
4.28	(a) 图中反光涂层是涂完绝缘清漆 Luka 后的效果，L 槽为中间凸起部分与两侧平面相连接的 L 表面；(b) 是涂抹 Luka 后密封保存的支撑条和边框	81
4.29	使用 solidworks 设计的 mylar 膜模具，中间红色的圆圈是大理石平台的吸真空孔洞位置，每个方形模块是粘贴 mylar 膜的位置，每两个正方形模块之间是留出的吸真空气道	82
4.30	(a) X 射线扫描平台：使用塑料把手和胶带固定探测器，工作气体至少充 24h，工作高压 3200V；(b) Mini-X2 由两个组件组成：Mini-X2 X 射线管模块和 Mini-X2 控制器，靶头功率为 4W 或 10W，靶点尺寸大小约 2mm，材料为银，电压可选择范围在 10~50kV <sup>[98]</sup>	83
4.31	60cm×60cm 样机异常丝室的 X 射线扫描测试，x、y 轴代表探测器区域，z 轴表示漏电流大小。异常丝室指的是石墨层溅上胶，后续修复的丝室	84
4.32	正常丝室的 X 射线扫描结果 FWHM=10% (要求 < 20%)，表明丝室均匀性满足设计要求	84
4.33	正常丝室的高压漏电流测试，测试时间为 11 小时	85
4.34	漏电流监控数据采集：模拟信号输入，经过信号平滑滤波、增益调整、安全保护电路和模数转换 (ADC) 后经过 RS232 通信接口连接电脑软件，进行实时波形显示和数据储存 <sup>[99]</sup>	86
4.35	高压漏电流监控	86

5.1	三层 sTGC 径迹探测器宇宙线测试系统示意图。每个 Layer 对应一个 sTGC 丝室探测器（棕色的长方框），位于棕色方框中间的直线为阳极丝（Anode wire），位于边框的黑色宽虚线为阴极读出条（Strip）。黑色箭头为入射的宇宙线粒子，红色点表示宇宙线在丝室内的实际击中位置。读出条位置上的红色虚线代表有信号响应的读出条。黑色点代表探测器对粒子击中位置的重建（分别为 $X_1$ 、 $X_2$ 和 $X_3$ ），蓝色点代表的是由第一层和第三层探测器的重建位置 $X_1$ 和 $X_3$ 而拟合得到的期望点（即 $X_{2-project}$ ），绿色虚线是拟合直线	90
5.2	测试方案设计	91
5.3	左图是两个闪烁体组成的触发系统，右图为闪烁体信号在示波器上的显示	93
5.4	宇宙线测试平台设计图纸	94
5.5	(a) STAR TPX 前端电子学主要配备了 2 个 PASA 和 2 个 ALTRO 芯片。PASA 可实现对模拟信号的放大和整形，ALTRO 可实现模拟信号的数字化、滤波、进一步整形、基准电平减除和零抑制 <sup>[104]</sup> ；(b) STAR TPX 读出板用于收集多个 TPC FEE 输出的数字化数据，并通过光链路将数据传输到数据采集系统 <sup>[102]</sup>	95
5.6	FEE 地址位的配置以及焊盘连接器的针脚编号布局	97
5.7	STAR TPX 前端电子学 FEE 的通道标定	97
5.8	TPX 电子学 16 个 FEE 的“Pedestal”噪音扫描	98
5.9	脉冲信号识别 <sup>[104]</sup>	99
5.10	STAR TPX 电子学获取的宇宙线信号分布	100
5.11	VMM3a 通道的信号处理结构图 <sup>[92]</sup>	101
5.12	VMM3a 前端电子学板 <sup>[115]</sup>	102
5.13	前端电子学板中的前端保护电路和前端衰减电路 <sup>[115]</sup>	103
5.14	VMM 电子学系统读出板（ROD）的结构	104
5.15	FEB 板基线扫描测试，以及获取 pedestal 运行阈值和 physics 运行阈值	105
5.16	VMM 芯片多次上电或长时间运行期间基线的稳定性测试	106
5.17	VMM 内部测试脉冲工作原理图。设置合理阈值 DAC，产生相应的电荷量，经 VMM 测量后输出模拟信号和数字信号	106
5.18	左图为同一个 VMM 芯片中不同电子学通道对相同电荷量的测量结果；右图为不同增益下不同电子学通道对相同电荷量的测量结果	107
5.19	VMM3a 芯片模数转换过程分析，信号是以地线为参考电位进行数字化的，包含 pedestal PDO 基底	107

5.20	方法一：左图为设置合理的 pedestal 阈值（蓝线），触发反冲信号的上升沿，实现 pedestal 噪音窗口的数据采集。应注意 pedestal 阈值应大于阈值红线。右图为通过触发宇宙线信号的上升沿，实现 physics 窗口的数据采集	108
5.21	(a) Pedestal 取数界面；(b) 在 ROD2 FEB6 VMM4 CH16 的 pedestal PDO 分布；(c) ROD2 FEB6 VMM2 上的 64 个通道的 pedestal PDO 值分布，误差为 PDO 分布的 RMS 值，红线为平均值，约为 37.6	109
5.22	方法二 pedestal 测试结果。(a) 当前 VMM 通道的电压幅值与 PDO 对应关系；(b) 不同增益下的 pedestal 测量值	109
5.23	方法三 pedestal 测试	109
5.24	不同增益下 PDO 扫描结果	110
5.25	(a) 经过不同电荷量的测量，外推出当输入电量为 0fC 时，pedestal 的 PDO 值约为 35；(b) 能量分辨率随着电荷量的增加而降低，最终趋近于 4%	110
5.26	问题一：PDO 是使用十六进制表示的，最后一位会随机重置	111
5.27	问题二：VMM 某些通道的 flag 标记失误	111
5.28	问题三：多个 ROD 触发数据不同步。ROD1 在接收相同触发信号时未能与 ROD2 和 ROD3 保持同步	112
5.29	问题四：多个 ROD 击中位置重建的矛盾。第一层和第三层探测器共用一个 ROD，而第二层探测器为另一个 ROD	112
6.1	sTGC 探测器半个丝室（阳极丝到一侧的阴极板）的等效电路图	114
6.2	sTGC 信号走向分析	115
6.3	sTGC 阳极丝丝间、以及读出条之间串扰的影响	116
6.4	串扰对 Cluster 的影响，表现为随着距离击中点对应的读出条越远，相邻读出条上的电荷量将按比例减少	116
6.5	(a) 在示波器上显示探测器阴极读出条信号；(b) 同一个事例中多层探测器脉冲信号分布	118
6.6	(a) 分析第一层探测器的前 2000 个事件，将读出条脉冲信号最大 ADC 值出现的 TimeBin 设置为参考点 0，并将位于远离信号区的右侧，如 TimeBin 小于 10 的部分视作测试系统的噪音区域；(b) 噪音区域的 ADC 分布，以 3Sigma 值作为电荷维度的挑选条件，即 $ADC\_Cut \geq 30$	118
6.7	上面两张图为 Cluster 中的 MaxADC 与其对应的 MaxADC_TB 之间的分布关系；下面两张图为 Cluster 中的 MaxADC 与其所在读出条上连续 N 个 TimeBin 之间的分布关系	119

6.8	宇宙线信号平均响应条数 . . . . .	119
6.9	Cluster 中的 MaxADC 与其具有的读出条数目之间的分布关系, 右图中圆圈区域认为主要是噪音的贡献 ( $N_{Strip}=1 \& MaxADC < 50$ ) . . . . .	120
6.10	左图为 Cluster 的 3D 结构分布, x 轴代表探测器响应的读出条的编号 (StripID), y 轴代表的是时间轴 (Timebin), Z 轴代表的是在各条带上随着时间变化的电荷量 (ADC); 右图展示了使用重心法公式 6.2 计算粒子击中位置, 横轴为左图 Cluster 响应的读出条 StripID, 纵轴为在各读出条上与 MaxADC_TB 对应的电荷信息 . . . . .	121
6.11	Cluster 分析 . . . . .	121
6.12	在同一事例且同一探测器内, 存在多个 Cluster 的情况 . . . . .	122
6.13	三层 sTGC 径迹探测器对入射宇宙线粒子的信号响应示意图。每个棕色长方框代表一个 sTGC 径迹探测器, 中间直线为阳极丝, 下边框黑色宽虚线代表阴极读出条。红色点表示宇宙线在丝室内的击中位置, 红色长方形表示在多根相邻读出条上感应到的脉冲信号, 绿色长方形代表该层探测器第二个 Cluster, 黑色圆点代表的是对探测器内 Cluster 的位置重建, 分别对应着 $X_1$ 、 $X_2^1$ 、 $X_2^2$ 和 $X_3$ , $X_{2-project}$ 是对一、三两层探测器测量点位置拟合得到的期望点, 绿色虚线为拟合直线 . . . . .	123
6.14	同一事例中不同层探测器响应的多个 Cluster 进行匹配。认为 Layer1 和 Layer3 有且仅有一个 Cluster 的事例为有效宇宙线事例, 重建的击中点位置分别为 $x_1 = 128.82\text{mm}$ 和 $x_3 = 145.09\text{mm}$ , 对应的期望点为 $x_{2-proj} = 136.95\text{mm}$ 。Layer2 中存在多个 Cluster, 击中点位置为 $x_2 = 16.17\text{mm}$ (Cluster1) 和 $x_2 = 137.71\text{mm}$ (Cluster2), 分别计算与期望点之间的距离, 并选择距离最近的 Cluster2 为真实信号 . . . . .	124
6.15	三层 sTGC 径迹探测器击中点位置分布。闪烁体触发面积为 $300\text{mm} \times 100\text{mm}$ , Layer1 和 Layer2 的测试面积为 $300.8\text{mm} \times 198.4\text{mm}$ , Layer3 的测试面积为 $204.8\text{mm} \times 204.8\text{mm}$ 或 $150\text{mm} \times 150\text{mm}$ , 图中红色圆圈是靠近边框的位置可能存在打火的情况 . . . . .	125
6.16	不包含目标探测器测量点的直线拟合 (黑色箭头) 称为“Exclusive”, 包含目标探测器测量点的拟合 (黄色箭头) 称为“Inclusive”, 红色圆点代表探测器的测量点, 蓝色圆点代表 Exclusive 在目标探测器上的期望点 $E_{projection}$ , 黄色圆点代表 Inclusive 在目标探测器上的期望点 $E_{track}$ , $E_{intrinsic}$ 为探测器本身的测量误差 <sup>[120]</sup> . . . . .	127
6.17	第二版样机探测器在 2900V 下的位置分辨率为 $152.55\mu\text{m}$ . . . . .	129
6.18	第二版样机探测器位置分辨率随运行高压的分布关系 . . . . .	130

6.19	在运行高压 2700V 到 3100V 范围下, 第二版样机探测器位置分辨率随宇宙线入射角度的分布关系, 每个点的角度范围为 $-5^\circ$ 到 $5^\circ$ . . . . .	130
6.20	宇宙线入射角度对位置分辨率的影响示意图。左图为宇宙线以垂直角度入射 sTGC 丝室, 右图为以斜角角度穿过丝室。图中红色圆点表示原初电子离子对。垂直入射粒子的径迹在阳极丝上的投影最短, 在阳极丝上有一个雪崩点 (黄色高亮点)。斜入射粒子的径迹在阳极丝上投影长度较长, 有多个雪崩点 . . . . .	131
6.21	VMM 电子学测试结果 . . . . .	132
6.22	挑选三层 sTGC 径迹探测器的响应读出条数目为奇 (偶) 数 . . . . .	132
6.23	五边形 sTGC 径迹探测器使用 STAR TPX 电子学加适配板的测试平台	133
6.24	适配板的接触不良问题导致部分通道出现异常, 其数据缺失 . . . . .	134
6.25	五边形 sTGC 径迹探测器信号分布 . . . . .	134
6.26	位置分辨率随入射角度的分布。在垂直入射角度且高压 2900V 下, 探测器的位置分辨率为 $170\mu\text{m}$ . . . . .	135
6.27	五边形 sTGC 径迹探测器使用适配板的情况下, 测得 2900V 下的位置分辨率为 $190\mu\text{m}$ . . . . .	136
6.28	击中区域的挑选: $x$ 轴范围为 $30\text{mm} < x < 155\text{mm}$ , $y$ 轴范围为 $50\text{mm} < y < 135\text{mm}$ . . . . .	137
6.29	探测效率随 $x_2-x_{2\_proj}$ 差值的分布。不同颜色的代表不同的工作高压, 高压测量范围为 2700V 到 3100V . . . . .	137
6.30	使用 STAR TPX 电子学和适配板的情况下, 五边形 sTGC 径迹探测器的探测效率高于 92% . . . . .	138
6.31	进一步限制探测区域, 在 1mm 的限制条件下, 探测效率高于 94% . . . . .	139
6.32	每 4 个五边形 sTGC 模块组成一个平面, 分别命名为: A (第一象限 Quad1)、B (第二象限 Quad2)、C (第三象限 Quad3) 和 D (第四象限 Quad4) . . . . .	140
6.33	图 (a) 为 4 层 FTT 探测器的累计击中次数; 图 (b) 为每个象限内的 sTGC 模块累计击中次数; 图 (c) 为使用的 96 块前端电子学板的累计击中次数; 图 (d) 为每个 VMM 芯片的累计击中次数, 共使用了 384 个 VMM 芯片 . . . . .	141
6.34	4 层 FTT 探测器中每象限内的 sTGC 模块累计击中次数对比。2B 探测器击中次数偏低是因为部分 VMM 芯片受到损坏没有使用, 4C 探测器累计击中次数偏高是因为该区域 VMM 芯片对应的读出条受到较多击中 . . . . .	141

6.35	第一层 FTT 探测器内部读出条累计击中次数对比。图 (a) 为在该平面内与水平读出条组成单元室的 $45^\circ$ 读出条的累计击中次数；图 (b) 为与垂直读出条组成单元室的 $45^\circ$ 读出条的累计击中次数；图 (c) 为该平面内水平读出条所在单元室的击中次数对比；图 (d) 为该平面内垂直读出条所在单元室的击中次数对比 . . . . .	142
6.36	4 层 FTT 探测器所使用的 VMM 芯片累计击中次数对比，每层 FTT 探测器使用 96 个 VMM 芯片 . . . . .	142
6.37	(a) 第一层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数；(b) 第二层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数；(c) 第三层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数；(d) 第四层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数 . . . . .	143



## 表格目录

2.1 TGC 丝室结构信息总结 . . . . .	38
3.1 不同气体在无电场情况下的电子吸附系数、碰撞频率和平均捕获时间 <sup>[67]</sup>	46
3.2 sTGC 丝室模拟参数设置 . . . . .	48



## 第一章 绪论

### 1.1 高能重离子碰撞

物质世界的本质及其组成历来是科学研究的核心，其研究过程涉及了数个世纪的科学发现与理论框架的搭建。从古希腊哲学家关于原子概念的提出，到现代粒子物理学中的夸克和胶子的发现，这一历史进展揭示了人类对自然界最基本构成的深入理解。古代哲学家德谟克利特提出了原子概念，认为物质由不可分割的最小粒子组成。这种理论尽管未被当时主流科学接受，但为后来的进一步科学研究埋下了伏笔。

19 世纪末至 20 世纪初，当时人们对电和磁有了深入的了解，但对物质构成的认识还很粗糙。物理学家通过一系列实验揭示了原子的内部结构。约瑟夫·汤姆逊通过阴极射线实验发现了电子，这是人类首次认识到原子不是不可分割的。而欧内斯特·卢瑟福的金箔实验进一步揭示了原子核的存在，推翻了之前的“布丁模型”，建立了原子的行星模型。在确定了原子核的存在后，科学家们继续研究原子核的组成。1919 年，卢瑟福通过氮气轰击实验，发现了质子，确定它是原子核的构成之一。1932 年，詹姆斯·查德威克在实验中发现了中子，这是一种不带电的粒子，它与质子共同构成了原子核。

20 世纪中叶以来，粒子物理学的进展引领了对物质更深层次的探索。夸克模型的提出及其后的实验证明，将粒子物理学推向了一个新的高峰。1964 年，两位物理学家默里·盖尔曼和乔治·茨威格独立提出了被称为夸克的亚原子粒子的存在<sup>[1]</sup>。夸克作为一类费米子，除了携带自旋外，还具备一种被称为“味”的量子自由度。迄今为止，已发现的夸克共有六种味道，分别为上 (u)、下 (d)、奇异 (s)、粲 (c)、底 (b) 和顶 (t) 夸克。夸克理论认为质子、中子和所有其他强子都是由夸克、反夸克和胶子组成的。比如质子和中子是由三个价夸克构成的，其中质子是由两个上夸克 (u) 和一个下夸克 (d) 组成 (符号为 uud)，而中子由一个上夸克 (u) 和两个下夸克 (d) 组成 (符号为 udd)。

量子色动力学 (quantum chromodynamics, QCD) 是研究夸克和胶子之间强相互作用的理论，是现代物理学标准模型的基石。它用点状夸克通过规范玻色子 (称为胶子) 交换相互作用来解释所有强相互作用物质。夸克和胶子是不能被单独观察到的，它们被束缚在核子内部。与传递电磁力的光子、传递弱力的 W/Z 玻色子相似，胶子是传递色相互作用的媒介粒子。胶子自身也携带色荷，使得它们能够相互作用。QCD 理论最主要的两个特征是低能区的色禁闭和高能区的渐近自由<sup>[2] [3]</sup>。其中 QCD 的渐近自由告诉我们，当两个带色荷的夸克之间的距离越近时，它们之间的相互作用就越弱；当距离越远时，它们之间的相互作用就越强。而色禁闭则揭示了夸克在低能、大

距离条件下不会单独存在，始终被束缚在强子内。理论上认为在足够高的能量下，色禁闭可以被打破，以至于无法将夸克和胶子束缚在强子中，从而表现出自由粒子的行为，称为解禁闭<sup>[4]</sup>。解禁闭的夸克和胶子可形成的一种新的物质的态，即夸克-胶子等离子体 (Quark Gluon Plasma, QGP)。宇宙大爆炸理论提出，在宇宙早期的演化过程中。特别是在大约宇宙诞生后微秒量级的时间内，就充满了夸克-胶子等离子体。随着宇宙的膨胀和冷却，温度下降到一个临界点，夸克和胶子开始组合形成了质子、中子等强子。

为了探究夸克-胶子等离子体的性质，物理学家开始利用高能重离子碰撞来创建这种极端高温高密的环境。这类碰撞能在极短时间内，在极小的空间范围集中产生极高的能量和高温，导致夸克和胶子从强子束缚状态解禁闭，从而形成 QGP<sup>[5]</sup>。这一过程也反映了宇宙大爆炸后最初几微秒内的物质状态。因此，通过高能重离子碰撞实验<sup>[6]</sup>，我们不仅能够深入理解强子如何由夸克和胶子组成的，还能实现早期宇宙的研究，进一步揭示基本相互作用是如何塑造了我们所知宇宙的。这些实验为我们提供了一个独特的视角，用以理解宇宙的起源和演化过程，增进我们对宇宙早期状态的研究。

在当前的粒子物理研究领域，世界各地已经建立并运营着很多粒子加速器，其中，一些著名的设施包括：托马斯·杰斐逊国家加速器设施 (Thomas Jefferson National Accelerator Facility, JLab) 的连续电子束加速器设施 (Continuous Electron Beam Accelerator Facility, CEBAF)、布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory, BNL) 的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)、欧洲核子研究组织 (European Organization for Nuclear Research, CERN) 的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 等等。

其中 RHIC 启动的束流能量扫描 (Beam Energy Scan, BES) 计划，其目的就是寻找从强子态到夸克胶子等离子态的转变，以及 QCD 相图上的临界点，并实现对其相变特征的研究。通过改变碰撞能量，使得能够观测到在不同条件下 QGP 的信号变化。因此可以在 QCD 相图的化学势和温度上进行扫描，从而探索 QGP 临界点的位置<sup>[7][8]</sup>。

## 1.2 相对论重离子对撞机

位于美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 是世界上首台高能重离子对撞机，也是目前唯一一台能够实现高能极化质子-质子对撞的实验装置<sup>[9][10]</sup>。RHIC 具备两个独立的储存环，分别标记为蓝环和黄环，注入到不同环中的离子束流以相反的方向运行。它们能够加速重离子和极化的质子至光速的 99.995%，让其在对撞点发生碰撞进行对撞实验。高能重离子对撞

可以实现对 QGP 性质和 QCD 相图的研究，极化的质子质子对撞可以进行核子结构和质子自旋的研究。

RHIC 设有六个对撞点，目前正在运行有两个对撞点，分别为 STAR 和 sPHENIX。STAR 位于 RHIC 储存环的 6 点钟位置，而 sPHENIX 位于 8 点钟的位置。此外，RHIC 可以加速金、钨、铅、铀等多种重核，能够实现高达 200GeV 的重离子碰撞能量。除此之外，RHIC 还进行了极化质子的碰撞，最高可达到 510GeV。极化质子在加速过程中通过特殊装置，如“西伯利亚蛇”等螺旋二极磁铁，改变极化方向。至今为止，RHIC 已探索过的对撞类型包含： $p + p$ 、 $p + Al^+$ 、 $p + Au^+$ 、 $H^+ + Au^+$ 、 $He^+ + Au^+$ 、 $Cu^+ + Cu^+$ 、 $Cu^+ + Au^+$ 、 $Zr^+ + Zr^+$ 、 $Ru^+ + Ru^+$ 、 $Au^+ + Au^+$  和  $U^+ + U^+$ 。对于  $Au^+ + Au^+$ ，对撞能量可设置在 7.7GeV 至 200 GeV 之间。

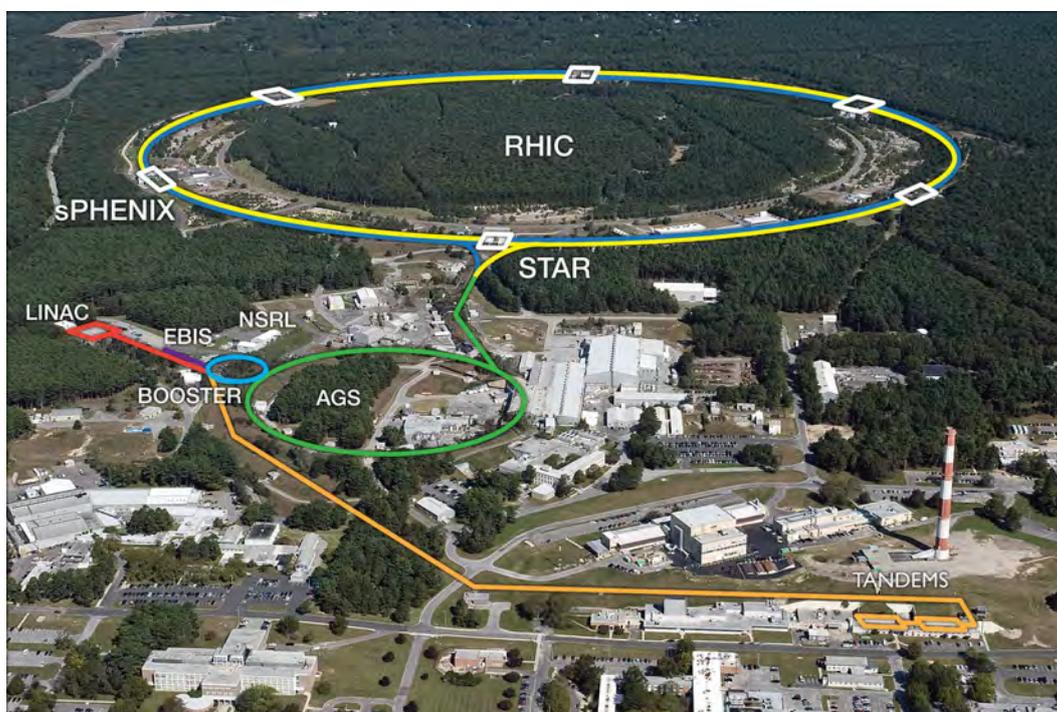


图 1.1: 相对论重离子对撞机

RHIC 是整个加速器“链条”的一部分，如图1.1所示。除此之外还包括直线加速器 (Linear Accelerator, LINAC)、电子束离子源 (Electron Beam Ion Source, EBIS)、圆形助推同步加速器 (Booster Synchrotron)、交变梯度同步加速器 (Alternating Gradient Synchrotron, AGS)、串列范德格拉夫加速器 (Tandem Van de Graaff)。

其中直线加速器 (LINAC) 可以产生质子束流。通过使用射频线性加速器中的时间变化电场，为带电粒子提供能量，使其沿直线路径加速。同时，使用给定的射频频率对其进行约束，然后加速至所需的最终能量。LINAC 基本组件包括离子源、射频四极杆和横跨 459 英尺隧道长度的九个加速器射频腔<sup>[1]</sup>。电子束离子源加速器 (EBIS) 是一种新型预注入器系统。其产生的离子束流可用于 RHIC 和旁边的美国宇航局空

间辐射实验室 (NSRL)。EBIS 可以从几乎任何元素产生高电荷离子束。然后这些离子束被两个小型线性加速器加速并传送到助推器。EBIS 可以同时向 RHIC 和 NSRL 输送不同类型的离子束，并且还可以在不同离子种类之间快速切换。EBIS 主要由电子束电离源、射频四极直线加速器和叉指 H 直线加速器组成<sup>[12]</sup>。

助推同步加速器 (Booster) 是一种强大的圆形加速器，通过让离子在射频电磁波的加速区内进行“相位同步加速”，粒子能够在电磁场的相位恰当位置获得能量，从而以逐渐增加的速度前进，最终接近光速。在这个过程中，粒子在射频电磁场中被加速，利用电磁波的电场分量推动粒子加速<sup>[13]</sup>。交变梯度同步加速器 (AGS) 可实现离子的进一步加速和电子的完全剥离。当离子从助推器进入 AGS 时，它们以大约 37% 的光速行进。当离子围绕 AGS 旋转时，将获得更多能量，最终以 99.7% 的光速行进。其中加速器的 240 个磁体的场梯度依次向内和向外交替，允许粒子同时在水平和垂直平面上聚焦。AGS 能够通过每个脉冲加速 70 万亿个质子以及金和铁等重离子，它从助推器接收质子和其他离子，并在加速后将它们传送到相对论重离子对撞机<sup>[14]</sup>。

以金原子为例，金原子从电子束离子源 (EBIS) 产生并开始加速，并初步实现电子的剥离，最终产生的粒子动能为 2MeV/c、带有 32 个正电荷的金离子。这些金离子随后在圆形助推同步加速器 (Booster) 中实现进一步加速和电子的剥离，最终动能增大至 100MeV/c，剥离了 43 个电子。此时的金原子则带有 77 个正电荷。之后，离子被注入到交变梯度同步加速器 (AGS) 中，在那里它们的动能达到 8.86GeV/c，并实现电子的完全剥离。最终，这些离子通过 AGS 至 RHIC 的束流管被注入到 RHIC 的储存环中，并可在环内“绕轨道”运行数小时。在以上过程中，重离子束流还可以通过串列范德格拉夫加速器 (Tandem Van de Graaff) 来获取，通过静电加速，并剥离部分电子。RHIC 进行的极化质子束流的碰撞实验，与离子束流的处理方式类似。在直线加速器 (LINAC) 可以产生质子束流，这些质子同样经过后续的 Booster、AGS 和 RHIC 的一系列加速过程。

### 1.3 螺线管径迹探测器

螺线管径迹探测器 (Solenoidal Tracker at RHIC, STAR) 是位于布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机 (RHIC) 上的一个主要实验装置，它由多个子探测器系统组成<sup>[15]</sup>。STAR 设计的目的是用于全面研究高能量密度条件下强相互作用物质的行为，特别是探索夸克-胶子等离子体的形成与特性。RHIC 环境的主要特征是产生大量粒子，其中就包括许多来自硬散射过程的高动量粒子。STAR 需要能同时测量多个可观测量数据，以研究可能的 QGP 相变的特征，并了解超相对论重离子碰撞中碰撞过程的时空演化。最终目标是获得对高能量密度下这些强子相互作用的微观结构的基本了解<sup>[16]</sup>。

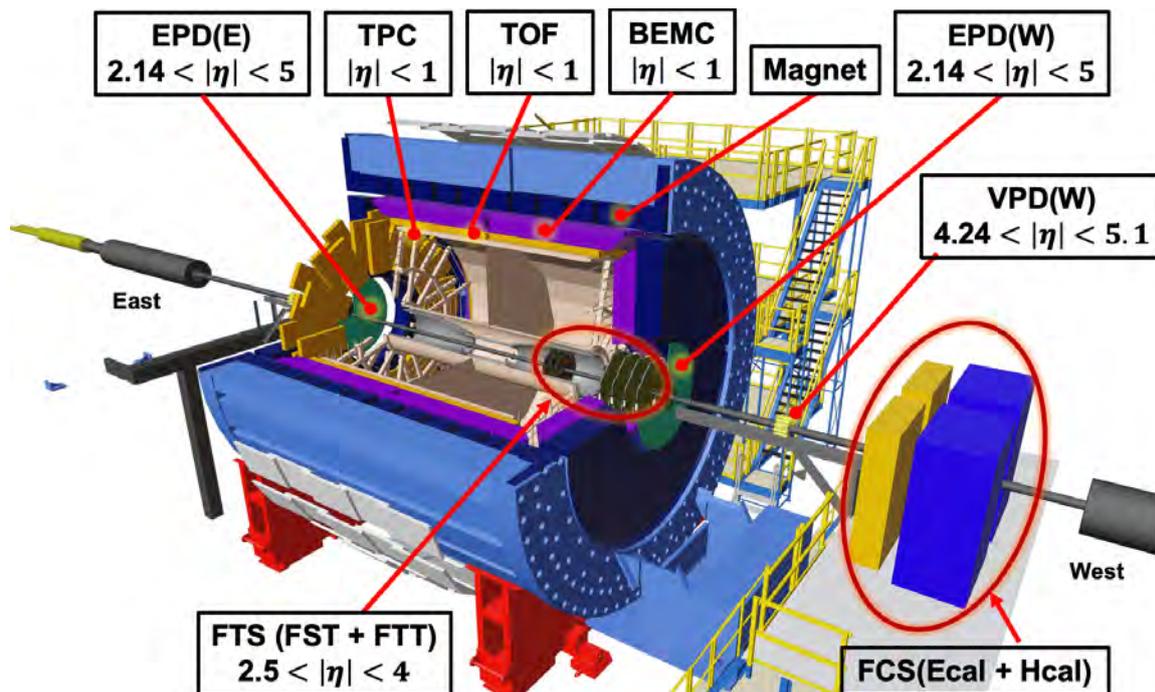


图 1.2: STAR 探测器结构示意图

因此为了实现以上研究目标，STAR 需要对中心快度区域内的大部分带电粒子进行径迹跟踪、动量分析以及粒子鉴别。STAR 探测器覆盖中心快度区域为  $|\eta| < 1.8$ ，且提供  $2\pi$  的完整方位角接受度。该探测器能够测量的带电粒子动量范围广泛，从 0.2 到  $30\text{GeV}/c$ <sup>[16]</sup>。

STAR 探测器结构布局如图1.2所示，从探测器技术的角度来讲，其主要使用的是气体探测器技术和闪烁探测器技术。其中使用气体探测器技术的探测器有：时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC)<sup>[17] [18]</sup>、飞行时间探测器 (Time Of Flight detector, TOF)<sup>[19] [20] [21] [22]</sup>、缪子探测器 (Muon Telescope Detector, MTD)<sup>[23] [24] [25]</sup>、以及本文中介绍的刚完成升级的前向微条窄隙室探测器 (Forward sTGC Tracker, FTT)<sup>[26]</sup>。

此外,STAR 使用了闪烁探测器技术的探测器包括：桶形电磁量能器 (Barrel Electromagnetic Calorimeter, BEMC)<sup>[27]</sup>、事例平面探测器 (Event Plane Detector, EPD)<sup>[28] [29]</sup> 以及刚升级完成的前向量能器系统 (Forward Calorimeter System, FCS)<sup>[30]</sup>，量能器系统主要包括两部分分别为电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter, Ecal) 和强子量能器 (Hadron Calorimeter, Hcal)。除以上探测器外，STAR 还包括前向硅探测器 (Forward Silicon Tracker, FST) 和磁铁<sup>[31]</sup>。

每个探测器的功能不同，并在 STAR 中都扮演着重要的角色。现在就对其中主要的探测器进行介绍。

### 1.3.1 时间投影室

正如上文所说，RHIC 探测器每次碰撞都会产生大量带电粒子。例如，Au+Au 中心碰撞每单位质速度将产生超过 1000 个初级粒子。每个粒子的平均横动量约为 500 MeV/c。每次碰撞还会产生高通量的次级粒子，这些次级粒子主要是由于初级粒子与探测器材料之间相互作用导致的，或者是来源于短寿命的初级粒子衰变所致。STAR 探测器必须要对这些次级粒子以及初级粒子跟踪和识别，以实现实验的物理目标。

STAR 探测器使用 TPC 作为其主要径迹跟踪装置。TPC 的功能是：记录粒子的轨迹，测量粒子的动量，并通过端盖的多丝正比室来测量粒子的电离能损失 ( $dE/dx$ )，从而实现粒子的鉴别。TPC 覆盖的快度区间为  $|\eta| < 1.8$ ，并涵盖了整个方位角。可实现动量范围 100MeV/c 到 1GeV/c 的粒子鉴别，TPC 可测量粒子的动量范围为 100MeV/c 到 30GeV/c。

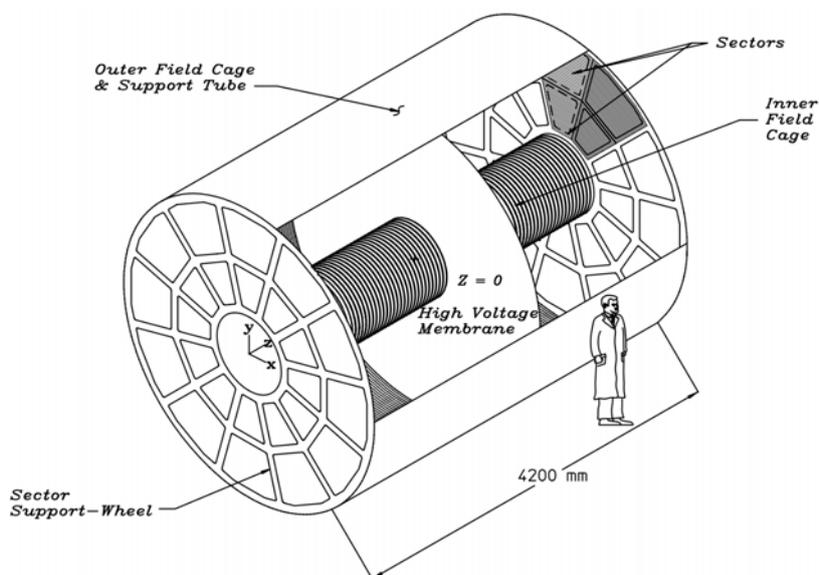


图 1.3: STAR TPC 三维结构示意图 [17]

STAR TPC 是一个典型的桶状结构，其结构如图 1.3 所示。它位于一个可产生 0.5T 磁场强度的大型螺线管磁铁中。TPC 的尺寸信息如下：其长度为 4.2m，外漂移直径为 4m，内漂移直径为 1m。它内部的空腔体积被中间的负高压膜 (28kV) 分为两部分，且内部充有 P10 (90%Ar 和 10%CH<sub>4</sub>) 工作气体。这两个漂移区都处于电场强度为 135V/cm 的均匀电场中，电场的方向是沿着束流方向的，且这两个漂移区的电场方向相反。同时，磁铁产生的均匀磁场的方向也是沿着束流方向的，其方向和磁场强度都是可调节的。TPC 端盖部分是由内外两层的多丝正比室 (Multi Wire Proportional Chamber, MWPC) 组成，每层的数量为 12 个。

碰撞产生的带电粒子穿过该气体体积时，将会在其路径上与工作气体发生电离事件。电离产生的这些电子将沿着电场的方向漂移到腔室末端的端盖处，被多丝正比室

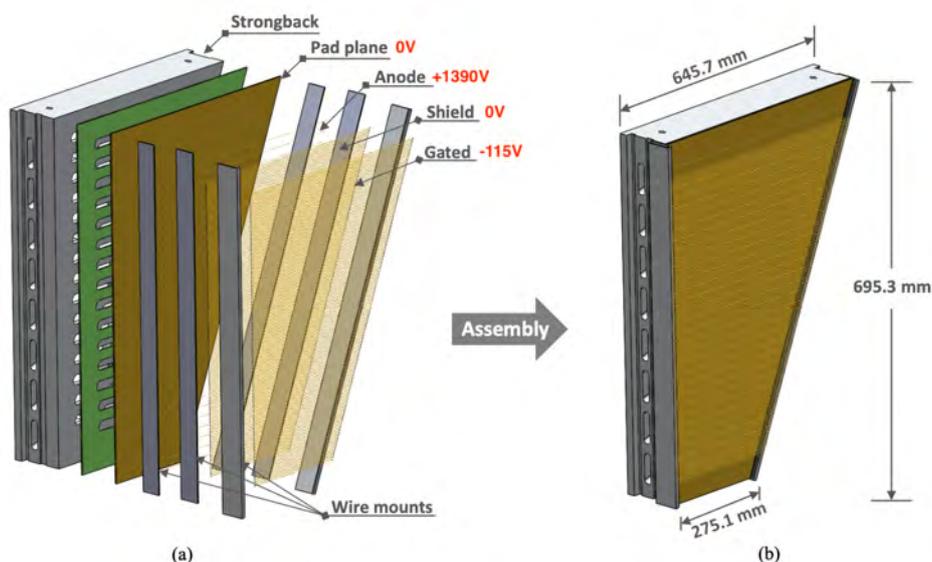


图 1.4: 位于 TPC 端盖的多丝正比室的几何结构<sup>[18]</sup>; (a) MWPC 的扇区分解图, 主要由 Strongback-铝合金支撑框、Pad plane-pad 读出板、阳极丝平面、阴极丝平面、门极丝平面以及各自的丝挂载组成; (b) 组装后 MWPC 模块

测量。从而实现对原初带电粒子高精度的径迹重建。从该过程可看出 TPC 内电场均匀性至关重要, 因为电子的漂移路径长约 2.1m, 但是径迹分辨率为亚毫米级别。除此之外, 起主要作用的是端盖的多丝正比室, 需要其能高精度测量次级粒子的电离位置以及放大电离信号。因此多丝正比室及其读出系统是 TPC 功能实现的核心组件, 其测量到的位置和电荷信息结合时间和磁场等信息, 就能够实现对带电粒子能损和动量的测量, 最终实现带电粒子的鉴别。

多丝正比室的结构如图1.4所示。其主要由 Strongback-铝合金支撑框、Pad plane-pad 读出板、阳极丝平面、阴极丝平面、门极丝平面组成。丝室的详细结构信息如下, 阳极丝是由直径为  $20\mu\text{m}$  的镀金钨丝构成, 丝间距为 4mm, 丝张力为 0.5N。阳极丝距离 Pad plane 读出板和阴极丝 Shield 的距离都为 2mm。阴极丝主要是由直径为  $75\mu\text{m}$  的铍铜丝构成, 丝间距为 1mm, 丝张力为 1.2N。阴极丝到门极丝的距离为 6mm。门极丝也是由直径为  $75\mu\text{m}$  的铍铜丝构成, 丝间距为 1mm, 丝张力为 1.2N<sup>[32]</sup>。

源自于漂移室的漂移电子将会在 20mm 阳极丝附近发生电子雪崩, 使电荷信号至少放大  $10^3$  倍。雪崩中产生的正离子在阴极 pad 上感应出感应电荷。感应电荷由前置放大器/整形器/波形数字化仪等电子学系统测量。雪崩产生的感应电荷将分布在几个相邻的 pad 上, 因此原初带电粒子在  $\varphi$  平面的位置可以根据相邻 n 个 pad 上感应电荷的分布, 并使用重心法进行位置重建。多个电离点位置的拟合就是该带电粒子的

径迹，根据径迹半径和磁场就可以得到带电粒子的动量，公式为<sup>[33]</sup>：

$$P = 0.3zB\rho \quad (1.1)$$

其中  $\rho$  为半径 (m)， $B$  为均匀磁场的强度 (Tesla)， $z$  为带电粒子的电荷 (电子的电荷为单位)，动量  $P$  的单位为 GeV/c。因为多丝正比室工作在正比区，当工作电压确定的情况下，单个原初电子的雪崩后产生的雪崩电子的数量相对固定。因此，我们就可以根据测得的信号的电荷量反推出原初电子的数量，并计算出带电粒子的能损的大小。根据其径迹上多个电离点的能损总和以及径迹长度，可以计算出单位距离上的电离能损  $dE/dx$ 。

### 1.3.2 飞行时间探测器

STAR 的时间飞行时间探测器 (TOF) 是基于多气隙电阻板室 (Multi-gap Resistive Plate Chamber, MRPC) 技术建立的。TOF 探测器显著提高了 STAR 的粒子鉴别能力，并拓展了粒子鉴别的动量覆盖范围。使得对 Kaon 和质子的粒子鉴别能力，在 MRPC-TOF 的快速接受范围内高达 95%<sup>[21]</sup>。

由于处于不同动量区间的粒子在系统演化过程中往往会经历不同的环境，并在末态与其他粒子产生不同程度的相互作用。因此大的动量范围将对充分理解碰撞动力学过程至关重要。在之前的粒子鉴别，Kaon 的动量鉴别范围为  $0.1 < p < 0.7\text{GeV}/c$ ，质子的动量范围为  $0.1 < p < 1\text{GeV}/c$ <sup>[19]</sup>。因此，STAR 使用与 TPC 具有类似接收度覆盖范围的桶形 MRPC 来进一步拓展粒子鉴别的动量范围。最终 TOF 将 Kaon 的动量范围提升到  $1.7\text{GeV}/c$ ，质子的动量范围提高到  $3\text{GeV}/c$ <sup>[22]</sup>。

MRPC 是从 RPC 的基础上进行研发的，其同时具备好的时间响应和高的计数率。除此之外，其还具有高探测效率、高的位置分辨率以及制作成本较低等特点，是建造大型飞行时间谱仪的理想探测器。其中时间分辨率可达到  $60\sim 80\text{ps}$ ，探测效率高于 95%。而且相较于相同性能指标的闪烁体探测器来说，MRPC 的成本大大减少，是前者的  $1/5\sim 1/10$ <sup>[22]</sup>。

MRPC 的结构如图 1.5 所示。MRPC 基本上是一堆带有一系列均匀气隙的电阻板组成。电阻板是由具有高体电阻率的玻璃及其表面的电阻石墨层组成。玻璃之间构成非常窄的气隙，每个模块具有 6 个气隙，每个气隙的高度为 0.22mm。其中最外层玻璃的尺寸为  $206\times 78\text{mm}^2$ ，厚度为 0.7mm。内层玻璃的尺寸为  $200\times 61\text{mm}^2$ ，厚度为 0.54mm。电极施加到外层玻璃板外表面的碳膜上。通过这些外部电极上施加高电压，在每个子间隙中产生强电场，电场强度接近  $100\text{ kV}/\text{cm}$ 。每个模块由 6 个读出焊盘 pad 组成，每个 pad 的尺寸为  $3.1\times 6.0\text{cm}^2$ 。每两个 pad 之间的间隙为 3mm。电极与读出板之间间隔有 0.35mm 厚的绝缘聚酯薄膜 (Mylar)。且为防止玻璃变形最外层粘有 4mm 厚的蜂巢板。使用的负电性气体为 95% F134a 和 5% 异丁烷。

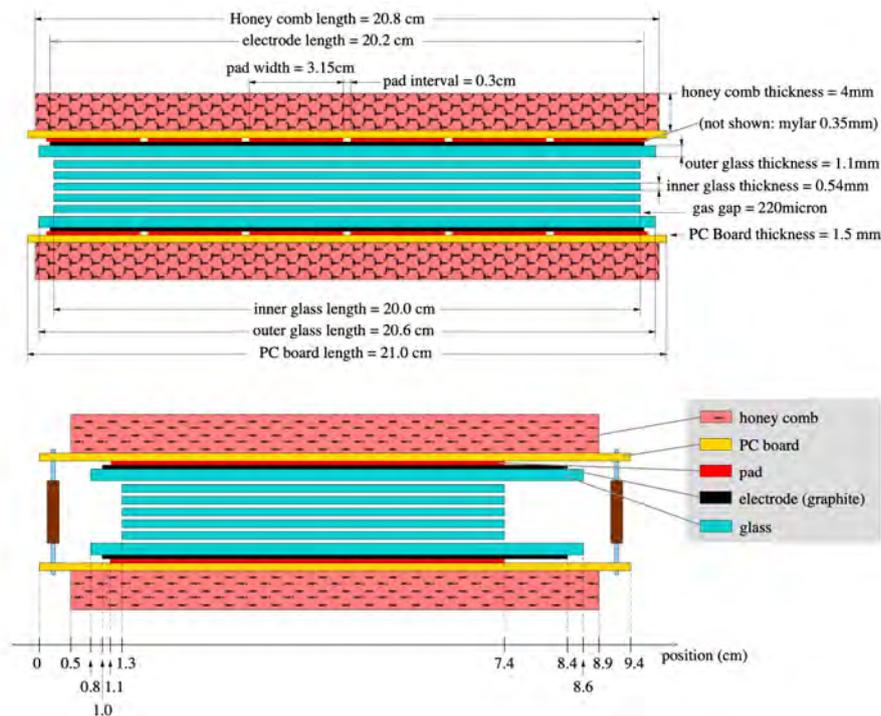


图 1.5: MRPC 模块结构的两个侧视图。上（下）视图显示长（短）边，这两个视图并未以相同的比例显示<sup>[21]</sup>

玻璃的体电阻率要求高达  $10^{12} \sim 10^{13} \Omega/\text{cm}$ ，这种高电阻特性将有助于稳定电场分布，并且在电子雪崩过程中限制电荷的增长，将雪崩放电过程限制在一个小范围内。电阻石墨层的面电阻率约为  $2 \times 10^5 \Omega/\text{cm}^2$ 。由于玻璃板和电阻石墨都具有高电阻性，它们对于间隙中雪崩产生的快的脉冲电信号是透明的。因此读出条 pad 上的感应信号是来自所有气隙的雪崩信号的总和。

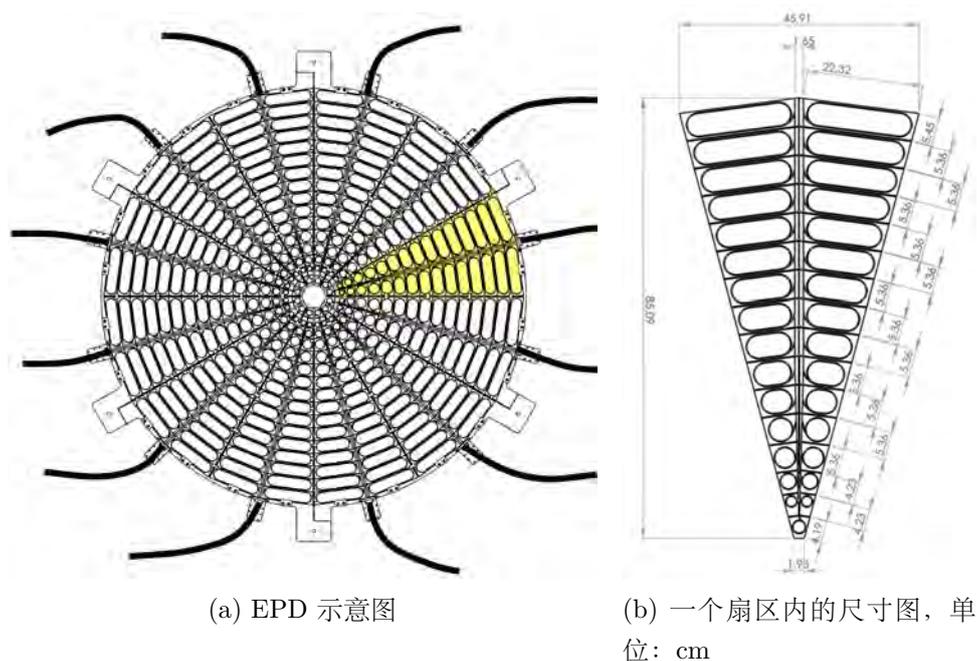
每个事件产生的带电粒子穿过 TPC 后通过 MRPC 测量其飞行的终止时间，通过位于束流管位置的 VPD 测量该事件的起始时间。二者将会产生一个时间差值，这个时间间隔  $\Delta t$  通过径迹外推至 TOF 探测器，并与 STAR TPC 中的径迹相互关联。TPC 可以提供带电粒子的动量  $p$  和径迹的总长度  $s$ ，因此可以计算速度为<sup>[21]</sup>：

$$\frac{1}{\beta} = c \frac{\Delta t}{s} \quad (1.2)$$

其中  $c$  为光速，粒子的速度和动量将可以给出粒子的质量：

$$M = p \sqrt{\left(\frac{1}{\beta}\right)^2 - 1} \quad (1.3)$$

综上所述，通过粒子的飞行速度与粒子的质量都可以实现粒子的鉴别。TOF 与 TPC 的结合，将大大扩展 STAR 的粒子的鉴别能力。

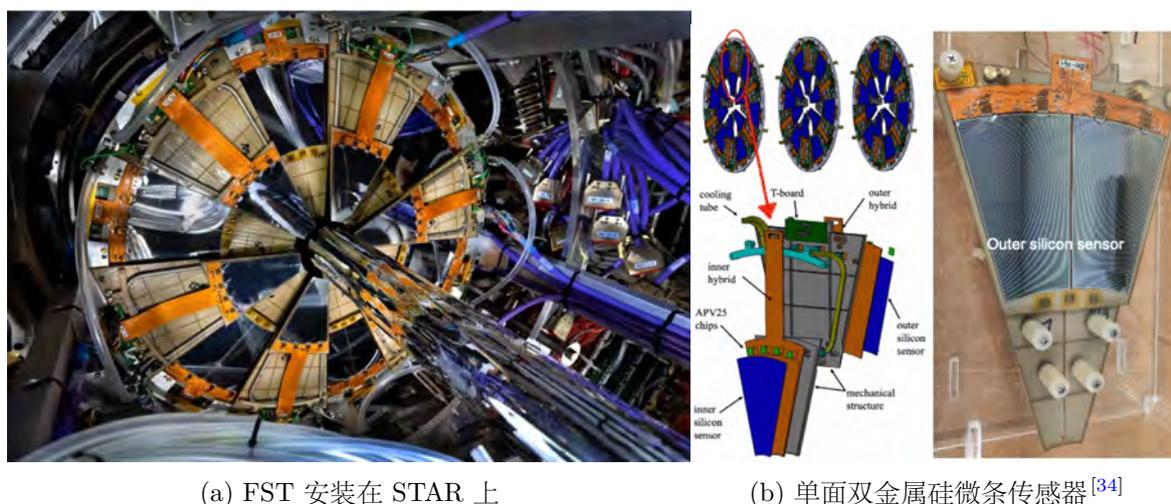

 图 1.6: 事例平面探测器 (EPD)<sup>[29]</sup>

### 1.3.3 事例平面探测器

事例平面探测器 (EPD) 是在 RHIC 束流能量扫描二期期间进行升级的探测器。它的主要作用是重建每次碰撞的初始几何形状。EPD 需要测量相对于束流初始方向角度为  $0.7^\circ < \theta < 13.5^\circ$  产生的向前和向后发射的带电粒子。因此 EPD 系统是由两个 EPD 轮组成，分别位于 STAR 的东西两侧，距离对撞点约 3.75m 处。每个 EPD 轮的结构如图 1.6a 所示，EPD 轮径向延伸的距离范围为 4.5cm 至 90cm (束流管半径为 4cm)，快度覆盖区间为  $2.1 < |\eta| < 5.1$ 。每个 EPD 轮由 12 个扇区组成，沿着其径向方向分有 16 个径向段，最里面的径向段有 12 个方位角分区，跨度为  $30^\circ$ 。其余段有 24 个方位角分区，跨度为  $15^\circ$ <sup>[28]</sup>。

每个扇区是由一个 1.2cm 厚的 Eljen 闪烁体楔块 (Eljen EJ-200) 构成，经过研磨和光学分离以形成 31 个块。在其中嵌有波长位移光纤，用于收集 EPD 的光信号，并将光信号传输到扇区的边缘。每个扇区共连接到一束 31 根的光纤，通过光纤将光信号传输到硅光电倍增管 (SiPM)，完成光电转换。之后，来自 SiPM 的电信号被放大并发送到 STAR 模数转换系统和数据采集系统中。

事例平面是根据发射粒子的方位角分布，并通过傅里叶分解来确定的。与粒子的种类无关，因此 EPD 不需要有粒子鉴别能力。其次，发射粒子是否直接源自于碰撞顶点，或者它是否是在飞行中发生衰变的粒子的子体也不是很重要。STAR 经模拟发现因 0.5T 磁场产生的带电粒子的轨迹弯曲也不会显著影响事例平面的确定。因此 EPD 需要记录每个粒子的单个命中点就足够了。


 图 1.7: 前向硅探测器 (FST)<sup>[34]</sup>

### 1.3.4 STAR 前向探测器介绍

STAR 的前向探测器沿着  $z$  轴从对撞中心点向外, 分别是前向硅探测器 (FST)、前向微条窄隙室探测器 (FTT)、事例平面探测器 (EPD)、顶点探测器 (VPD)、以及量能器系统 (FCS)。其中 FTT 探测器是本论文的主要内容, 详情请参考 1.5 节。

首先介绍前向硅探测器 (FST)<sup>[34]</sup>。FST 与前向微条窄隙室探测器 (FTT) 共同组成了 STAR 前向径迹系统探测器。FST 包括 3 层硅探测器平面, 用于提供三个径迹点, 且分别放置在距离 STAR 对撞中心约 146、160 和 173cm 位置处。如图 1.7 所示, 每个平面由 12 个硅探测器组成。由于必须控制假击中和材料占用率, 最终选择使用单面双金属硅微条传感器。为了实现良好的电荷分离和要求的动量分辨率 (20%~30%), FTS 的硅传感器需要在方位角方向上具有精确的位置分辨率 (即  $\Phi$  的粒度细), 对径向分辨率的要求不是很高 (即  $r$  的粒度粗)。硅微条传感器是从硅探测器圆盘的边缘进行读出的, 其覆盖的快度区间为  $2.5 \leq \eta \leq 4$ , 电子学和冷却系统将会安装在该快度区域之外, 以尽量减少内部的材料用量。

顶点探测器 (VPD) 是完全集成到 STAR 触发系统中的探测器。VPD 触发系统共有两个, 分别位于 STAR 探测器的东西两侧, 距离中心对撞点 5.7m 处。并且紧贴在束流管的外侧, 其原因如下, 例如在 Au+Au 碰撞中, 来自  $\pi_0$  衰变的数十到数百个光子, 以光速的速度从主碰撞顶点向 STAR 的两侧飞出, 并且非常接近束流管。因此, VPD 需要放置在紧贴束流管的位置。VPD 通过测量这些光子到达探测器的时间, 提供事件的触发信息。VPD 探测器模块的结构如图 1.8a 所示, 每个组件由 19 个闪烁体探测器以环状结构围绕在束流管正外侧排列而成, 且分为内外两圈。如图 1.8b 所示。每个探测器外壳是一个外径 5.08cm、厚为 0.12cm 的铝制圆柱体, 并带有 1cm 厚的铝制前盖和后盖。该圆柱体内有一个 6.3mm 的绝缘垫片, 之后就是 1.6cm 的 Pb

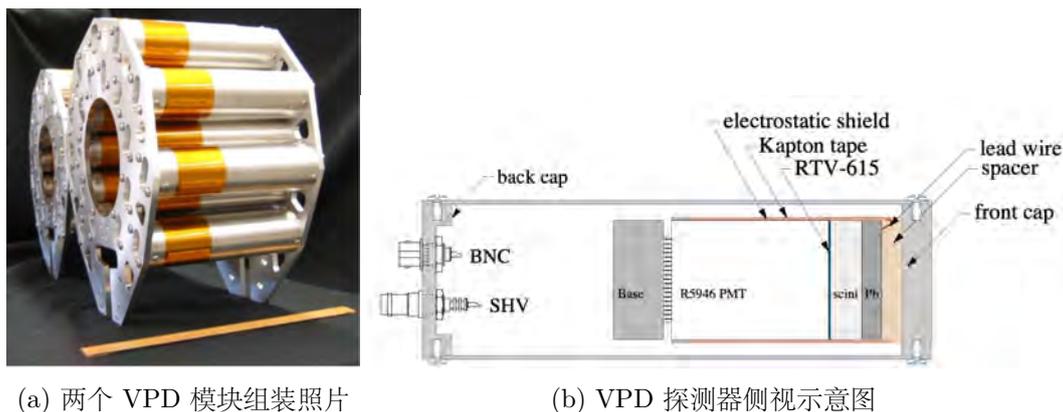


图 1.8: 顶点探测器 (VPD)<sup>[35]</sup>

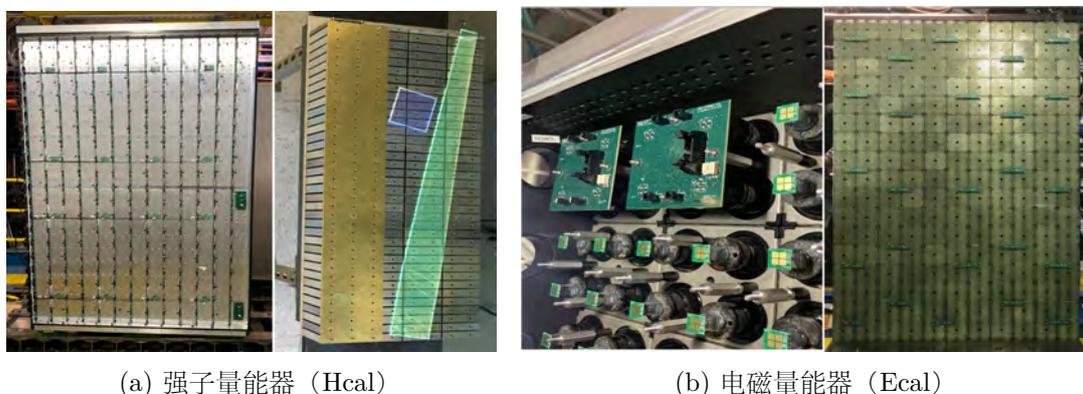


图 1.9: (a) 左图为 Hcal 完全堆叠, 右图展示了 Hcal tower 的铁吸收层、闪烁体、WLS 光纤、连接板; (b) 左图展示了用于收集 Ecal 光信号的光纤末端与光导、SiPM、以及电子学 FEE 连接, 右图为 ECal S LED 面板安装

转换器和一个 1cm 厚的闪烁体 (Eljen EJ-204)。该闪烁体与直径为 3.81cm 的光电倍增管 (PMT, Hamamatsu R-5946) 进行耦合, 实现触发信号的读出。

前向量能器系统 (FCS) 是由 1491 个 ECal tower 和 520 个 HCal tower 组成, 占地面积约  $2.6\text{m} \times 2\text{m}$ , 距离对撞中心点约 7m 的位置处。覆盖的前向快度区间为  $2.5 < |\eta| < 4$ 。这两种量能器将具有非常好的能量分辨率, 电磁量能器 (Ecal) 的能量分辨率为  $10\%/\sqrt{E} \sim 20\%/\sqrt{E}$ , 强子量能器 (Hcal) 的能量分辨率为  $50\%/\sqrt{E} + 10\%$ 。因此, 可满足前向升级的需求。其中强子量能器 (Hcal) 是由 3mm 厚的塑料闪烁体和 20mm 的铁二者相间堆砌而成。Hcal 共有 520 个 tower, 每个 tower 的尺寸为  $10 \times 10 \times 84\text{cm}^3$ , 且使用 SiPM 进行读出。电磁量能器 (Ecal) 是对 PHENIX 的塑料闪烁体和铅组成的取样量能器的重新翻新, 以此来降低成本。其中每个 tower 是由 4mm 厚的塑料闪烁体和 1.5mm 厚的铅相间堆砌而成的, 每个 tower 的尺寸为  $5.52 \times 5.52 \times 33\text{cm}^3$ 。每四个 tower 为一个模块, 如图 1.9b 的左图所示。每个 tower

内部穿有波长位移光纤 (Wave length shift fiber, WLS), 用来收集 tower 内部的光信号, 光纤的末端与光导和 SiPM 粘合, 之后再与读出电子学连接。总之, 两种量能器将共享相同且经济高效的读出电子设备和光电传感器 SiPM, 可在磁场和高辐射环境下无屏蔽运行。

### 1.4 STAR 前向升级物理动机

2015 年核科学长期计划<sup>[36]</sup>提出未来核科学领域需要解决的一些问题。通过对质子和原子核内部的胶子和海夸克进行精确成像, 有关 QCD 核特性出现的一些最深刻的问题将得到解决。这些问题包括: (1) 胶子和海夸克及其内在自旋在核子内部的空间和动量中是如何分布的? 海夸克和胶子轨道运动在构建核子自旋中起什么作用? (2) 高能下原子核中的胶子密度会发生什么变化? 它是否饱和, 产生在所有原子核 (甚至质子) 中具有通用特性的胶子物质成分? (3) 核环境如何影响夸克和胶子的分布以及原子核内的相互作用? 丰富的低动量胶子是否仍被限制在原子核内的核子内? (4) 核物质如何响应穿过它的快速移动的色荷? 不同味的夸克如何在核物质中打扮成无色强子? 这个修饰过程告诉我们夸克通常被限制在核子内部的机制是什么?

	Year	$\sqrt{s}$ (GeV)	Delivered Luminosity	Scientific Goals	Observable	Required Upgrade
In parallel with sPHENIX running	2024	p+p @ 200	300 pb <sup>-1</sup> 8 weeks	Subprocess driving the large $A_N$ at high $x_F$ and $\eta$	$A_N$ for charged hadrons and flavor enhanced jets	Forward instrum. ECal+HCal+Tracking
	2024	p+Au @ 200	1.8 pb <sup>-1</sup> 8 weeks	What is the nature of the initial state and hadronization in nuclear collisions  Clear signatures for Saturation	$R_{pA}$ direct photons and DY  Dihadrons, $\gamma$ -jet, h-jet, diffraction	Forward instrum. ECal+HCal+Tracking
		p+Al @ 200	12.6 pb <sup>-1</sup> 8 weeks	A-dependence of nPDF, A-dependence for Saturation	$R_{pA}$ direct photons and DY  Dihadrons, $\gamma$ -jet, h-jet, diffraction	Forward instrum. ECal+HCal+Tracking
Potential future running	2021/22	p+p @ 510	1.1 fb <sup>-1</sup> 10 weeks	TMDs at low and high $x$	$A_{UT}$ for Collins observables, i.e. hadron in jet modulations at $\eta > 1$	Forward instrum. ECal+HCal+Tracking
	2021/22	$\bar{p}$ +p @ 510	1.1 fb <sup>-1</sup> 10 weeks	$\Delta g(x)$ at small $x$	$A_{LL}$ for jets, di-jets, h $\gamma$ -jets at $\eta > 1$	Forward instrum. ECal+HCal

(a) pppA 中的物理测量, 最右栏总结了前向升级的哪个探测器对该测量量的重要性

Physics Measurements		Longitudinal de-correlation $C_n(\Delta\eta)$ $r_n(\eta_a, \eta_b)$	$\eta/s(T), \zeta/s(T)$	Mixed flow Harmonics $C_{m,n,m+n}$	Ridge	Event Shape and Jet-studies
Detectors	Acceptance					
Forward Calorimeter (FCS)	$-2.5 > \eta > -4.2$ E $_{\tau}$ (photons, hadrons)	One of these detectors necessary	Important	One of these detectors necessary	Good to have	One of these detectors needed
Forward Tracking System (FTS)	$-2.5 > \eta > -4.2$ (charged particles)					

(b) A+A 碰撞中的物理测量与前向探测器升级相关性

图 1.10: 前向探测器升级物理动机总结<sup>[34]</sup>

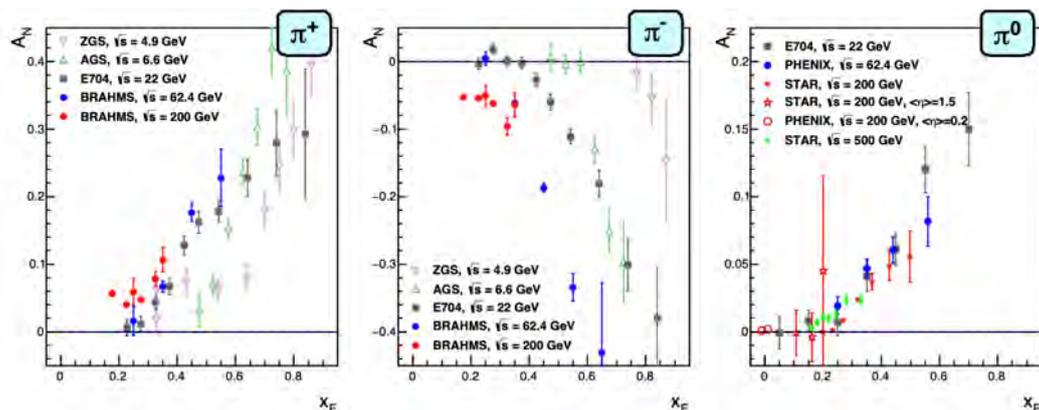


图 1.11: 在不同质心能量下, 测得的  $\pi^+$  (左)、 $\pi^-$  (中) 和  $\pi^0$  (右) 介子的横向单自旋不对称随 Feynman-x 的变化<sup>[34]</sup>

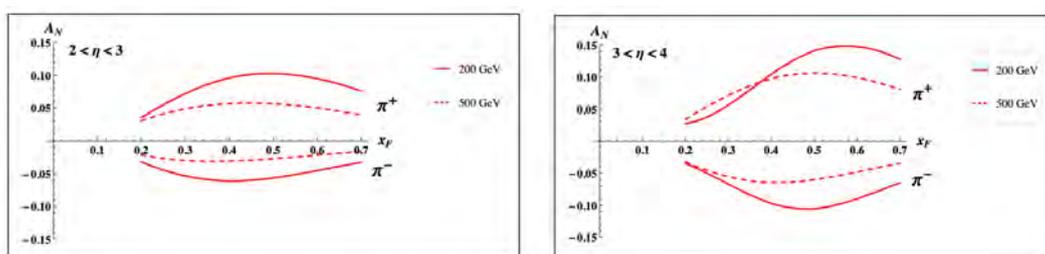


图 1.12:  $A_N$  自旋不对称测量的预测。左图是  $\pi^+$ 、和  $\pi^-$  在前向快速度区间  $2 < |\eta| < 3$  的不同能量下的测量, 右图是在  $3 < |\eta| < 4$  的测量<sup>[34]</sup>

RHIC 表示可以在 p+p 和 p+A 物理计划中, 在 EIC 之前的未来几年解决这些问题<sup>[34]</sup>。STAR 为 BES II 之后的未来运营提供了丰富的计划, 解决了 p+p、p+A 和 A+A 物理领域的许多重要和创新主题。如图 1.10 分别展示了在 pp、pA 和 AA 中可测量的物理量, 以及其需要升级的探测器。其中最有趣的是前向物理, 将能够研究新的反应道, 包括几种特定的衍射反应和感兴趣的超周边碰撞。从重离子的角度来看, 在非对心碰撞中的 QGP 涡度和 Lambda 整体极化的测量将解决微观层面涡度的产生问题。

此外, 在核子自旋的研究中, 产生了很多重要且令人惊讶的结果。本次升级的探测器系统, 加上 RHIC 的多功能性, 将使我们能够对长期存在的难题获得新的见解, 并更深入地探讨 QCD 中突发性行为的复杂性。比如在强子的  $A_N$  的横向单自旋不对称性 (Single Spin Asymmetries, SSA) 的测量中, PHENIX 和 STAR 的测试结果如图 1.11 所示, 图中展示的是带电和中性  $\pi$  介子在不同质心能量下的横向单自旋不对称测量作为 Feynman-x 的分布。结果表明在很宽的能量范围内 ( $\sqrt{s}$ : 4.9 GeV 至 500 GeV),  $A_N$  不对称性几乎与  $\sqrt{s}$  无关。

为了理解观察到的这种单自旋不对称现象, 目前理论科学家已经提出了两种不同

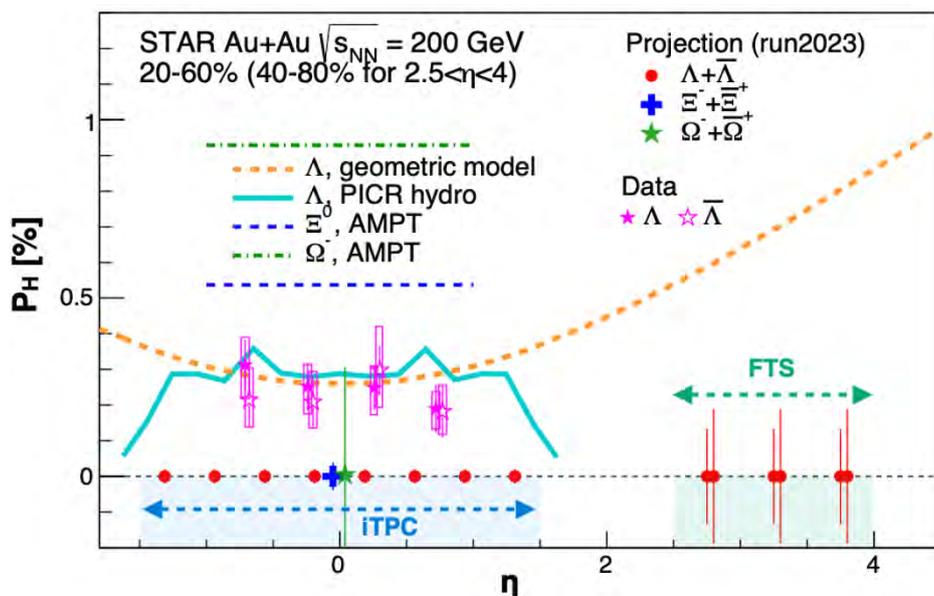


图 1.13: 使用 STAR 的 iTPC 和 FTS 探测器在前向快速度范围内对  $\Lambda$  ( $\Lambda^-$ ) 超子整体极化进行测量预测, 这将有助于解决不同理论模型预测之间的矛盾趋势, 此外, 还显示了自旋 1/2  $\Sigma$  和自旋 3/2  $\Omega$  粒子的测量<sup>[37]</sup>

的理论, 为了解释 QCD 框架中存在的相当大的单自旋不对称现象。例如 Sivers 和 Collins 函数等。对于自旋不对称性的解释, 每个理论函数在不同过程都有所贡献。其中 Sivers 函数是对初始状态核子的理论解释, 它是与横向动量相关的部分子的自旋相关的理论解释。而 Collins 函数是对末态粒子碎裂过程自旋依赖性的解释。基于包含  $\hat{H}_{FU}^\perp(z, z_z)$  项的碎裂函数对 RHIC 上的  $\pi^0$  数据符合的很好, 因此就可以尝试使用它对  $\pi^+$ 、和  $\pi^-$  在前向快速度范围内的分布做出预测。从图1.12中可看出, 对于  $\sqrt{s} = 200$  GeV 和 500 GeV 在不同的快速度范围  $2 < |\eta| < 3$  和  $3 < |\eta| < 4$  的预测结果表明, 这种不对称度与快速度之间有非常强的依赖性, 在前向快速度区间表现出更强的不对称性。因此为了更深层次的去理解这种单自旋不对称现象, 我们需要更多快速度区间为  $2.5 < |\eta| < 4$  的实验测量数据, 因此需要对前向区间的探测器进行升级, 以实现  $A_N$  等物理量的测量。

除了核子自旋结构的研究外, 前向探测器升级的另一个物理动机为超子的整体极化。整体极化的概念是在 2004 年由理论物理学家梁作堂和王新年共同提出<sup>[38]</sup>。文章中指出在相对论重离子非对心碰撞的过程中, 碰撞产物存在一个显著的轨道角动量, 该轨道角动量通过自旋-轨道耦合可以使得 QGP 中的夸克极化, 这种极化现象将会在末态粒子中体现, 这样就给我们研究 QGP 提供了一个新的角度, 即自旋自由度。这将使得实验上初始核子不需要复杂的极化过程, 就可以在末态粒子中观测到极化, 从而可以研究在自旋自由度下 QGP 的性质和相变特性<sup>[39] [40]</sup>。

STAR 已观测到中心快速度区域中 Au+Au 碰撞中产生的超子的全局极化。迄今为

止, 这种现象的起源尚未完全明了。仍有几个悬而未决的问题。由两个重离子产生的全局涡旋及其相关的强磁场到底是如何在碰撞的快速时间尺度上动态转移到类流体介质的? 在强子化和衰变过程中, 流体的局部热涡旋如何转换为产生粒子的自旋角动量(磁矩)的? 为了解决这些问题, 人们考虑可以测量在碰撞系统的不同空间或不同时间产生的不同粒子的整体极化度。具体如下: (1) 测量  $\Lambda$  ( $\Lambda^-$ ) 的极化作为赝快度的函数; (2) 测量不同粒子(例如  $\Xi$  和  $\Omega$ ) 的极化。但两者都受到 STAR 当前接收度和统计数据限制。

如图1.13所示, 添加了 iTPC 和刚升级完成的前向径迹系统 (Forward Tracking System, FTS), 并利用将来 2023 到 2025 的高统计数据后, 我们可以看到可能的具有合理显著性的极化测量。时间投影室 (TPC) 具有出色的粒子鉴别能力来测量所有超子。虽然前向径迹系统没有粒子鉴别的功能, 但我们可以通过位移顶点对  $\Lambda$  ( $\Lambda^-$ ) 粒子进行组合, 尝试进行粒子的重建。STAR 使用之前的 FTTPC 进行并发布了类似的分析。为了进行保守的预测, 假设其具有类似的动量分辨率 10%~20%, FTS 和 FTTPC 的总体跟踪效率、电荷状态识别能力相似。我们假设 FTS 及其新颖的径迹追踪装置将能够测量 20cm 的最小间距。因此来自事件主顶点的所有一对正负轨迹之间。将产生约 5% 的  $\Lambda$  ( $\Lambda^-$ ) 重建效率, 其中约 15%~20% 的背景贡献来自  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  [37]。这样我们就可以对 Au+Au 200GeV 40%~80% 中的极化测量进行预测, 如图1.13所示。考虑到两个不同的误差条分别对应于下限和上限, 主要是因为目前带电粒子轨道重建效率和  $\Lambda$  重建的最终效率存在不确定性。

目前的理论模型预测了  $\Lambda$  整体极化快度依赖性的矛盾趋势。如果由碰撞几何结构驱动的初始局部轨道角动量起主导作用, 它将导致整体极化随着快度增大而增大。另一方面, 如果局部热涡旋和流体动力学演化起主导作用, 它将预测随着快度的增大而下降的趋势或与快度的弱相关性。因为我们知道, 随着演化时间的增长, 其整体极化度是快速下降的, 就有可能观测不到这种整体极化效应了。由于目前还缺少前向区间的实验数据, 因此其结果还不能确定。最终期望通过  $2.5 < |\eta| < 4$  前向探测器在未来 Run-23 和 Run-25 期间测量的实验数据, 应该可以轻松解决这种矛盾的趋势。

## 1.5 前向微条窄隙室径迹探测器升级

为了实现以上课题研究的测量需求, 我们需要提升前向快度区间  $2.5 < |\eta| < 4$  的探测能力。前向探测器需满足以下要求: 能够区分强子的电荷符号, 结合前向量能器实现光子和电子的鉴别等。其中区分强子电荷符号主要通过观察强子在 STAR 螺线管磁场(不均匀的 0.5T) 中的不同弯曲方向来实现。这项能力对于研究横向不对称性尤其重要, 例如在高达 80GeV/c 的动量下区分带负电和带正电的  $\pi$  介子。而对电子和光子的分辨, 则主要通过测量带电粒子的动量, 并将其与前向量能器系统 (FCS) 中

的能量沉积进行比较来实现电子的鉴别。针对前向 Drell-Yan 测量，优异的电子和光子鉴别能力是必需的，以便将庞大的强子背景抑制到 3~4 个数量级。

如图1.14所示，STAR 前向探测器升级系统主要包括两个部分，一个是前向量能器系统 (Forward Calorimeter System, FCS)，另一个是前向径迹系统 (Forward Tracking System, FTS)。FTS 系统升级包含两个部分，分别是前向硅探测器 (Forward Silicon Tracker, FST) 和前向 sTGC 探测器 (Forward small-strip Thin Gap Chamber Tracker, FTT)。在重离子碰撞中，FTS 应能够测量横动量为  $0.2 < p_T < 2\text{GeV}/c$  的带电粒子，且其动量分辨率为 20%~30%。为了抑制多次散射和光子转换背景，FTS 的材料预算必须尽可能的少<sup>[34]</sup>。这些要求对径迹探测器的位置分辨率和低物理量材料的使用等方面提出了挑战。

众所周知，动量分辨率不仅与探测器的几何尺寸、磁场强度、次级粒子受到的多次库伦散射有关，还和探测器的位置分辨率有关。前向径迹探测器就是通过对次级带电粒子在磁场中的径迹的测量，来推出粒子的动量。其中径迹主要由 FST 的 3 个径迹点和 FTT 的 4 个径迹点组成。STAR 探测器是围绕对撞中心点的一个圆柱体，因此采用柱坐标系  $(r \phi z)$  来描述，磁场沿着  $z$  方向。在径迹探测器的平面  $(r \phi)$  内每个测量点的位置误差为  $\sigma_{r\phi}$ ，则在平面内位置测量误差对动量测量精度的贡献为<sup>[33]</sup>：

$$\left| \frac{\sigma(P_T)}{P_T} \right|_M = \frac{\sigma_{r\phi} P_T}{0.3zBL_T^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (1.4)$$

式中，粒子的电荷为  $z$ ，粒子的动量为  $P = (P_x P_y P_z)$ ， $P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$  为粒子的横向动量，带电粒子在磁场下将发生偏转，偏转的角度为  $\theta$ ， $L_T$  为粒子径迹在  $(r \phi)$  平面的投影， $N$  为用于径迹测量的多个等间距的探测器的层数。公式可看出，位置测量的精度直接影响动量测量的精度。动量分辨率将随着动量的增加而变差，但是随着测量次数  $N$  的增加、磁场  $B$  以及  $L_T$  的增大而得到改善。

使用 FTT 探测器的一个主要优势是它显著降低了项目成本的同时，仍保持了所需的出色动量分辨率<sup>[34]</sup>。FTT 探测器是气体探测器的一种，成本低且具有很好的位置定位功能，其位置分辨率小于  $200\mu\text{m}$ 。且气体探测器具有灵活且可调节的尺寸和形状比较容易做到在有限空间内的大面积覆盖。因此为满足升级需求，山东大学 STAR 组于 2018 年提出，使用 FTT 探测器作为径迹升级的一部分，实现前向径迹系统的探测需求。该提议通过了合作组的一致审核，得到批准。本文将主要介绍前向微条窄隙室径迹探测器 (FTT) 的研制以及性能测试工作。

如图1.14所示，设计将由多个 FTT 探测器组成四个八边形探测器平面，实现四个径迹点的测量。这四个探测器平面将分别放置在距离对撞中心点 307cm、325cm、343cm 和 361cm 位置处，彼此间隔 18cm。其安装的位置部分位于 STAR pole tip 端盖内，且处于不均匀磁场区域。每个八边形探测器平面将由四个完全相同的 FTT 探测器模块依次旋转  $90^\circ$  拼接组成，且中间留出中间束流管的空间。每个 FTT 探测器

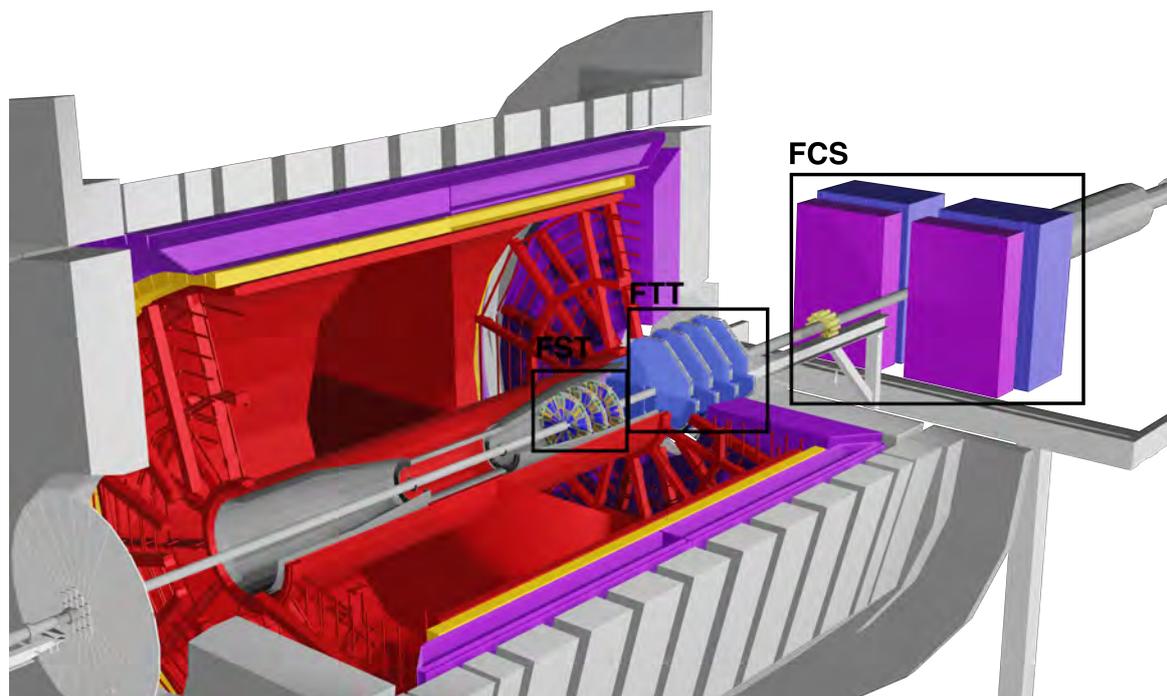


图 1.14: STAR 前向探测器升级系统

模块由两个完全相同的单元室组成，第一个面主要提供局部  $x$  方向的测量，而第二个面提供局部  $y$  方向的测量。其丝室的详细信息，请参考第 2 章的 2.6 节。

## 1.6 论文安排

基于 STAR 前向探测器升级项目。本文详细介绍了在该升级项目中前向 FTT 探测器的模拟、样机设计、批量制作、质量监控以及性能测试等内容。因此文章主要分为以下几个部分：

1. 绪论部分概述了 STAR 前向探测器升级的物理背景，并对 RHIC 和 STAR 探测器的功能及其子探测器系统进行了介绍。之后介绍了 STAR 前向探测器升级的物理动机，以及前向探测器升级中前向径迹系统的升级。为满足前向径迹系统的升级需求，山东大学提出使用微条窄隙室探测器技术作为径迹系统的一部分。

2. 微条窄隙室径迹探测器是气体探测器的一种，因此第二章节对气体探测器的发展历史进行介绍。从早期的电离室、多丝正比室、窄隙室探测器、一直发展到微条窄隙室探测器，并分别对各探测器的工作原理进行介绍。

3. 基于 STAR 考虑使用不同的工作气体，本人完成了基于 Garfield++ 软件包的 sTGC 丝室的模拟工作。在第三章中，首先对气体性质进行了模拟，主要包括电子在电场下的漂移和扩散的模拟、电子吸附系数的模拟、以及 Townsend 系数的模拟。之后，分别对 sTGC 丝室的几何结构搭建以及丝室电场的建立进行模拟。同时还模拟

了电子雪崩过程的漂移径迹以及在不同混合气体下气体增益随工作高压的分布。该模拟结果为 STAR 在考虑更换气体选择时给出合理的参考数据。

4. 为实现 STAR 前向径迹系统升级的需求，山东大学共进行了三个版本样机的迭代工作。第四章着重介绍了设计中遇到的挑战以及对应的解决方案，同时也会介绍丝室的批量制作流程和质量监控措施，以及新研制的 CEM 气液混合蒸发气体系统。STAR sTGC 设计工作面临的挑战包括：(1) sTGC 探测器模块需能提供二维坐标；(2) 需要具有排除虚假击中点的能力；(3) 在安装位置的空间尺寸有很大的限制，FTT 探测器要做到在  $\eta=2.3$  的空间范围内实现  $\eta=2.5$  的大面积覆盖。以上要求对探测器的几何结构和与电子学适配后的读出通道设计提出了显著挑战。

最终设计的五边形 sTGC 模块能完美解决以上难点。在批量制作过程中，为了保证 sTGC 的制作质量，制定了一套详尽的制作流程和严格的制作标准，对每个环节设计有对应的质量监控手段，并将其测试结果记录在质量监控表中。其中高压漏电流监控是主要的监控措施。新研发的气体系统通过质量流量计实现精确配比，且该气体系统安全性高，不容易受到外界环境的影响。

5. 在该研制项目中，本人独立完成并搭建测试系统。在第五章中将会介绍测试方案设计、测试系统平台的搭建及调试，并对使用的两种不同的电子学系统进行介绍，分别是 STAR TPX 电子学系统和 VMM3a 电子学系统。

6. 第二版样机以及五边形 sTGC 径迹探测器的性能测试工作也是本人独自完成的，将会在第六章进行介绍。将对丝室的噪音和信号水平，以及数据分析过程中信号的挑选工作进行介绍。并对第二版样机的性能测试结果和五边形 sTGC 径迹探测器的性能测试结果进行了对比。



## 第二章 气体探测器

本章节首先介绍了粒子探测器能够实现粒子测量的理论基础，之后简要介绍了1960年代之前的粒子探测器的发展以及各探测器的工作原理。在2.3节到2.4节，将分别介绍电离计数器的发展、多丝正比室探测器(MWPC)的发展及其工作原理、以及窄隙室探测器(Thin Gap Chamber, TGC)的应用。最后在2.5节介绍了本文使用的微条窄隙室探测器(sTGC)的丝室结构及其丝室信号。微条窄隙室探测器是新型的气体探测器之一，成本低的同时具有良好的位置分辨率和探测效率，且其具有灵活可调节的尺寸和形状，比较容易做到探测器的大面积覆盖，比较广泛地应用在各大型实验装置中。

### 2.1 粒子探测器的理论基础

粒子与物质之间的相互作用是粒子探测器设计的基本原理。具有一定质量、能量和电荷的粒子与物质发生相互作用，将粒子的能量沉积在介质中，发生的相互作用主要是电磁相互作用<sup>[41]</sup>。如图2.1所示是在铜中，入射粒子 $\mu^+$ 能量损失随着动量 $\beta\gamma$ 的变化。从低能到高能可分为：核损失、电离损失和辐射损失。

核损失( $\beta\gamma < 0.1$ )：入射粒子的能量较低，意味着它们的运动速度相对较慢，因此与物质的相互作用时间相对较长。在这种情况下，粒子更有可能与原子核近距离相互作用，而不是只与电子相互作用。这些近距离相互作用可能包括弹性散射和非弹性过程，如核反应。由于粒子的穿透能力较弱，核相互作用成为能量损失的主要机制，而电磁相互作用（主要是与电子的相互作用）相对较弱。

随着粒子速度的增加，它们与电子的相互作用变得更加频繁，进入了由电离和激发主导的能量损失区域，即电离能量损失( $0.1 < \beta\gamma < 100$ )。此时带电粒子的能量损失由Bethe-Bloch公式2.1表示。并在 $\beta\gamma \approx 3.2$ 处呈现最小值，并称为最小电离。 $\beta\gamma > 4$ 后，能量损失开始缓慢上升直至接近一个常数值，称为相对论上升或费米坪。即当粒子的能量大于几百 MeV 到几百 GeV 区间，都处于最小电离区域，这也是气体探测器的主要工作区域。注意该公式适用于描述重离子 $m \geq m_\mu$ ，对于正负电子的情况需特殊处理<sup>[33]</sup>。

随着入射粒子能量的进一步增大，辐射能量损失( $\beta\gamma > 1000$ )开始占据主导地位，即入射粒子通过发射高能光子来损失能量。辐射损失主要包括在磁场中由于粒子被加速运动而发射的同步辐射、韧致辐射和由于高能粒子与物质相互作用时产生的轻子对和光子等次级粒子。图中也展示了辐射损失在粒子能量很高时变得更加重要，入

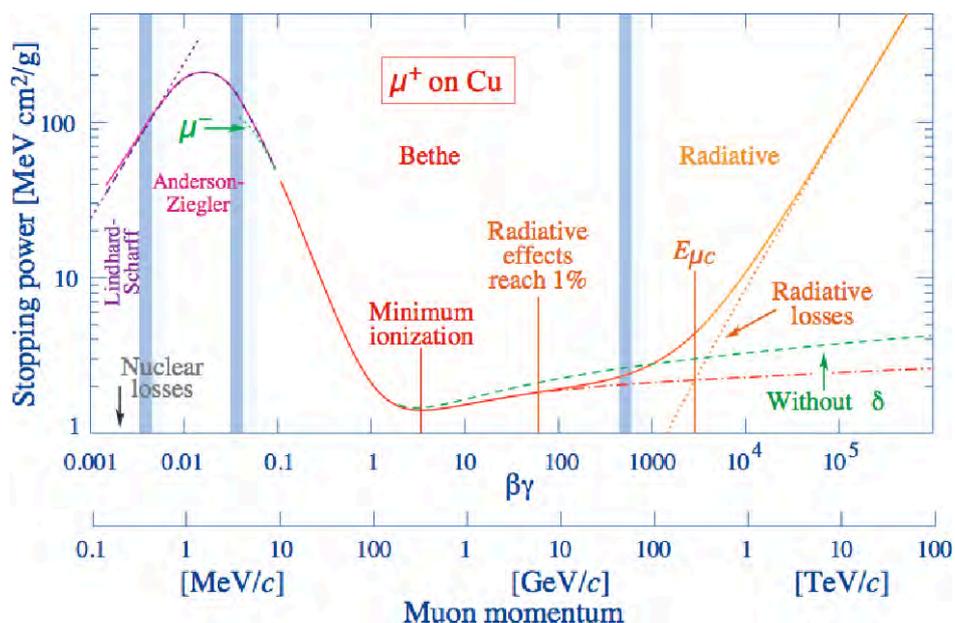


图 2.1: 0.1MeV 至 100TeV 范围内  $\mu$  子的质量阻止本领, 单位为  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ 。辐射损耗的增加在 100 GeV 以上变得很重要<sup>[42]</sup>

射粒子的速度通常在几十 GeV 以上, 粒子开始发射大量的辐射, 导致能量损失显著增加。

Bethe-Bloch 公式表述如下<sup>[33]</sup>:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 z^2 \left(\frac{Z}{A}\right) \left(\frac{1}{\beta^2}\right) \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

其中,  $N_a$  为阿伏伽德罗常量,  $r_e$  为经典电子半径,  $m_e$  为电子静止质量,  $c$  为光速。这些常数与电子的静止能量  $m_e c^2$  相乘给出了粒子与电子相互作用的总概率。常数部分  $4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.3071/(\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1})$ 。  $z$  为入射粒子电荷数, 表示带电粒子的电荷对能量损失的影响。  $Z$  和  $A$  分别为介质原子的原子序数和质量数, 这个比率给出了单位质量中正电荷的数量。  $\beta = v/c = pc/E$  ( $v$  为入射粒子速度,  $c$  为真空中光速,  $E$  为入射粒子总能量,  $p$  为入射粒子的动量), 这里  $\beta$  是带电粒子速度与光速的比值, 这个项表明能量损失与粒子速度的关系, 速度越低, 能量损失越大。洛伦兹因子  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = (E/Mc^2)$  ( $M$  为入射粒子的质量)。  $I$  为介质的平均激发能量, 表示电子从束缚状态被移动到自由状态所需的能量。  $\delta$  为表示密度效应修正项, 密度效应是在高能粒子穿过物质时观察到的现象, 尤其是在电子能量高到足以影响介质的电子密度分布时。在这种情况下, 物质的电子能量状态会因为带电粒子的通过而变得极化。这种极化会减少带电粒子与介质电子的相互作用概率, 因此降低了能量损失率。  $x = X \cdot \rho$ , 称为约化介质层厚度,  $X$  是以长度为单位 (cm) 的介质层厚度,  $\rho$  为介质密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ), 则  $-\left(\frac{dE}{dx}\right)$  表示的是粒子通过单位约化介质层厚度 ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) 介质

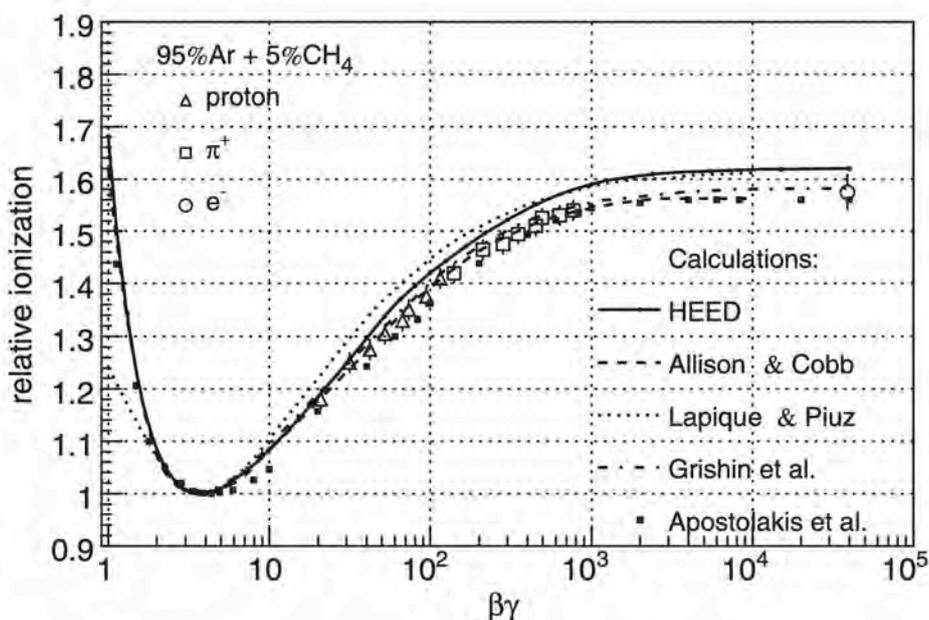


图 2.2: 介子和电子在相对论上升区域的能量损失作为粒子速度的函数分布<sup>[44]</sup>

的能量损失<sup>[33]</sup>。

总而言之, 该表达式表明:  $\frac{dE}{dx}$  能量损失仅取决于入射粒子的速度  $\beta$ , 而与其质量无关, 速度越大, 能量损失越小。除此之外还和入射粒子的电荷量相关, 电荷量越大, 相互作用程度越强, 能量损失越大。

使用 Bethe-Bloch 表达式计算的能量损失仅代表了能损的平均值, 每个能损事件的数值在平均值附近波动, 其分布取决于粒子能量和吸收介质的性质、厚度和条件<sup>[43]</sup>。因此在较厚的介质材料中, 能量损失分布接近高斯分布。在薄吸收体中, 由于每个碰撞事件传递的能量变化范围很大, 会产生的高动量转移的电子, 且可能会从薄吸收体中逸出。此处具有很高能量逸出的电子称为  $\delta$  电子。 $\delta$  电子的产额低但携带较大的能量, 因此决定了在薄层介质中的粒子能量损失的不对称分布, 称为朗道分布。公式表达如下<sup>[33]</sup>:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad (2.2)$$

薄层探测器中能量损失这种大的涨落, 将会使探测器能量分辨率变差, 以及读出电子学需具备较大的动态范围。如图 2.2 所示, 从薄层介质中能量损失的相对论上升过程可知, 对于给定动量的入射粒子, 在相对论上升区域下, 不同类型 (具有不同的质量) 的粒子平均能量损失不同, 因此可作为粒子鉴别的关键。在最小电离区, 由于所有粒子每单位长度损失差不多相同的能量, 因此是不能进行粒子鉴别。需要通过测量粒子飞行的时间信息, 从而确定最小电离区的各粒子的速度, 之后可以通过相对论性能量-动量关系进一步得到粒子的质量, 并由此区分粒子类型。公式如下:

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2 \quad (2.3)$$

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \quad (2.4)$$

## 2.2 早期粒子探测器的发展

在核物理和粒子物理的研究领域中，以及粒子辐射的应用中，粒子探测器都扮演着至关重要的角色。这些探测器能够捕捉到粒子与探测器材料相互作用时产生的物理信号，例如电信号或光信号。这些信号包含了粒子的基本信息，是实验物理学研究的基础。实验物理学家利用电子学设备来处理这些信号。信号会被放大和整形，然后转换为数字信号，以便计算机系统进行记录和存储。通过对记录的信号数据进行深入分析后，研究人员就能够得出一系列的物理参数。这些参数包括粒子的击中位置、在探测器材料中的能量损失、粒子的动量、飞行时间以及速度等。这些数据对于理解粒子的性质和行为，以及宇宙中的基本力和粒子相互作用的本质，都是极其重要的。粒子探测器的发展史正是人类对物质世界的认识历史。

在 20 世纪 70 年代之前，实验物理学中普遍使用的粒子探测器是非电子学读出的径迹室探测器，包括云室、乳胶室、气泡室和火花室等。这些探测器在粒子探测历史中扮演了重要角色，以下是对这些传统径迹室的简要概述。

1911 年，查尔斯·威尔逊 (Charles Thomson Rees Wilson, 1869-1959) 发明了云室，这是第一个用于可视化电离辐射轨迹的装置<sup>[45]</sup><sup>[46]</sup>。云室内充满饱和水蒸气，当带电粒子穿过时，会引发凝结形成可见雾滴，显示出粒子的运动轨迹。云室的工作原理基于带电粒子电离空气，导致局部电子和离子的形成，这些带电粒子作为凝结核，使周围蒸汽分子凝结成微滴。其中微滴的形成是因为局部蒸汽变成过饱和状态导致的。之后科学家开始利用云室探测器去研究自然界的高能粒子——宇宙射线。这些研究揭示了一系列新粒子，例如正电子 (1932 年) 和 muon 介子 (1936 年)<sup>[47]</sup>。

1940 年代，科学家们利用乳胶室的照相底片探测射线。在 1939~1945 年期间，英国科学家塞西尔·鲍威尔 (Cecil Powell) 改进了乳胶的灵敏度并增加了其的厚度，使带电粒子穿过乳胶时产生电离。乳胶在显影后呈现的黑色晶粒显示出带电粒子通过乳胶时留下的径迹<sup>[47]</sup>。至今为止核乳胶技术仍然在宇宙射线和核探测领域中发挥作用<sup>[48]</sup><sup>[49]</sup>。先后发现了一些新的粒子，比如：Pion 介子，Kaon 介子以及超子，反超子等<sup>[50]</sup>。

1952 年，唐纳德·格拉塞尔 (Donald A. Glaser) 发明了气泡室。这是一种用于探测高能粒子的装置，工作原理类似云室。但与其不同的是，气泡室使用的是过热的液体而不是饱和蒸气。通过减小压强，使液体处于过热状态。高能带电粒子通过时，在粒子经过的路径上就会发生局部沸腾产生大量气泡，从而实现对高能粒子的鉴别<sup>[51]</sup>。

气泡室主要用于研究复杂事例和稀有事例<sup>[47]</sup>。根据实验的主要目的选择液体的类型，比如发生较少亚原子事件的液态氢，辐射长度小的氘或氟利昂等。但是气泡室由

于不能实现触发，且其质量不够大，不能阻挡产生的粒子，使得它不能成为电磁量能器或强子量能器。但是因为其几微米的高本征空间分辨率，可用作顶点探测器<sup>[52]</sup>。气泡室作为粒子探测器并提供复杂事件的精确三维光学图像<sup>[53]</sup>，在粒子物理学中成功使用了数十年。

20 世纪 60 年代，开发了一种新型气体计数器，称为火花室。火花室是在多丝正比室之前最常用的、可触发的径迹探测器<sup>[47]</sup>。火花室通常由多层平行板组成，且各平行板间交替接地和连接高压源。内部充有标准气压的惰性气体，如氦氖混合气体。当带电粒子通过两个电极之间的薄气体层后不久，施加高压脉冲时，可检测到的火花将沿着气体中留下的电离轨迹生长。使用一组闪烁计数器作为外部触发系统，提供触发信号来挑选符合特定能量损失要求的事例。自 1959 年起，火花室开始在高能物理实验中使用。为了实现多径迹同时观测，还发展出了限流火花室。尽管火花室比前几代探测器具有选择性且响应速度更快，但由于在施加另一个脉冲之前需要时间从火花区域清除激发和电离物质，因此火花室的运行速率仅限于几十赫兹。

以上粒子探测器在粒子物理学的发展史上起到过重要的作用，并利用它们做出了很多重要的发现。但是这种通过图像来进行数据分析的粒子探测器，虽然具有出色成像能力，但是其缓慢的图像记录及处理步骤，大大限制了处理速率。随着火花室的发明，我们发现可以通过检测导线电极上火花所引发的电流脉冲，来实现信号的记录。这推动了电脉冲信号的记录和电容式电荷存储技术的发展。随着该技术的应用，更快速的全电子设备记录信号的方法，逐步代替了基于图像记录的粒子探测器。这种转变激励了探测器技术的进一步完善。

## 2.3 电离计数器

电离室最早发展于 20 世纪初期，是最早的辐射探测器之一。其基本原理在 19 世纪末就已经存在了。早期的电离室是用来研究放射性现象的，特别是在亨利·贝克勒尔 (Henri Becquerel) 发现放射性以及居里夫妇 (Marie and Pierre Curie) 对放射性元素的研究中。这些早期的电离室是研究放射性衰变和测量辐射强度的基本工具。

### 2.3.1 平行板计数器

最简单的电离室就是平行板电离室。其几何结构如图 2.3a 所示：在一个充有混合气体的密闭容器中，放入一对平行板电容器，在平行板的两极加上电压，则可以产生一个均匀电场。当带电粒子穿过探测器时，带电粒子会电离气体产生电子-离子对。电子和离子在均匀电场中分离，并分别漂向阳极和阴极，实现信号的测量。

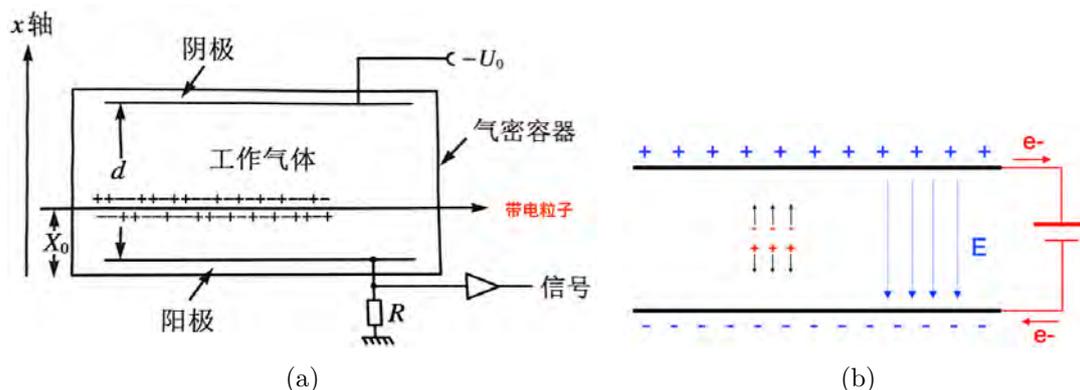


图 2.3: (a) 平行板电离室的工作原理<sup>[47]</sup>; (b) 平行板信号测量示意图

其中电离气体是指当入射粒子与气体原子或分子发生非弹性碰撞时，导致一个或多个电子获得足够的能量，以至于能够克服原子核的电场束缚力，从而从原子或分子中释放出来。该过程产生正离子（即电子被移除的原子或分子）和自由电子。

其次信号的测量可做以下理解。如图2.3b所示，在恒压电源下，认为电离室两端的电压不变。当室内产生电离电荷时，有电荷向电容板上运动，相当于电源提供电荷与室内漂移来的电离电荷进行中和。外电源导线回路中电子的流动速度（即电流）与室内电离电荷的漂移速度相关。当电荷漂移的速度为匀速时，外导线的电流也是恒定的。且在外回路中流经的总的电荷量与电容板间产生的电离电荷的总量相等。根据能量守恒公式可知： $d(QV + qV')/dt = 0$

$$i = -\frac{qE}{V}v \quad (2.5)$$

$q$  为电离电荷， $E$  为平行板间的电场强度， $v$  是电离电荷的漂移速度，由于电子和离子的质量不同，漂移速度也不同。二者最终贡献的信号幅度参考公式2.6。

通常电离室工作高压较低，即无放大功能的电离计数器。假设产生的电离电荷最终被全部收集，在漂移过程中不发生次级电离，也不会被负电性气体俘获。则信号幅度  $\Delta U$  的贡献来自于漂移速度快的电子和速度慢的离子。经过计算电子收集时间为  $2\mu\text{s}$ ，而离子的收集时间约为  $2\text{ms}$ ，且信号幅度与产生荷电粒子的位置有关。平行板电离室中信号幅度公式<sup>[47]</sup>：

$$\Delta U = -\frac{Ne}{Cd}x_0 - \frac{Ne}{d}v^+R [1 - e^{-\Delta t/(RC)}] \quad (2.6)$$

其中  $x_0$  是产生电子-离子对的位置， $v^+$  是离子的漂移速度， $\Delta t$  是漂移时间。

除了平行板电离室外，后续还发展出了圆柱形电离室。顾名思义，圆柱形电离室的结构通常由一个金属圆筒（作为阴极）和位于圆筒中心的一个细金属丝（作为阳极）组成。圆筒内充满了低压惰性工作气体（如氩或氙），并在阳极丝和圆筒之间施加高电压。在圆柱形电离室中电子和离子对信号幅度的贡献分别为<sup>[47]</sup>：

电子:

$$\Delta U^- = -\frac{Ne}{C} \ln\left(\frac{r_0}{r_i}\right) \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^{-1} \quad (2.7)$$

离子:

$$\Delta U^+ = -\frac{Ne}{C} \ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right) \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^{-1} \quad (2.8)$$

当  $r_0=r_a/2$  时, 二者的幅度比为:

$$\frac{\Delta U^+}{\Delta U^-} = \frac{\ln(r_a/r_0)}{\ln(r_a/r_i)} = \frac{\ln(2)}{\ln(r_a/2r_i)} \quad (2.9)$$

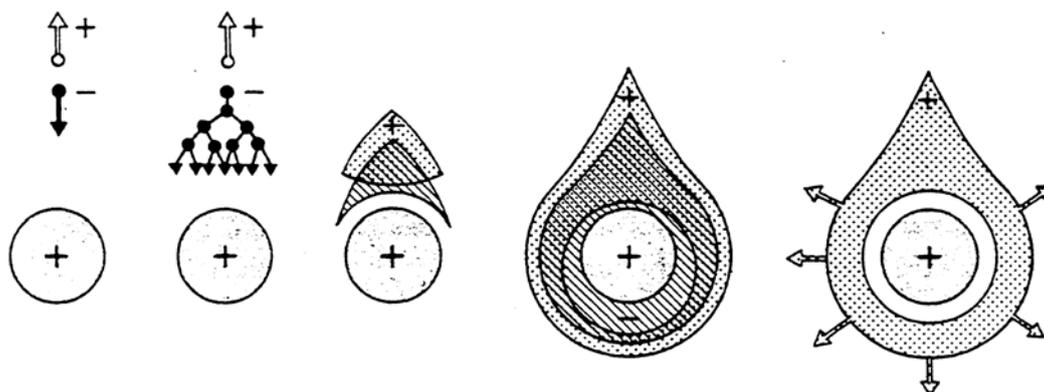
其中  $r_a$  为圆柱形电离室的半径,  $r_i$  为中间阳极丝的半径,  $r_0$  为发生电离的位置。从公式中可看出, 信号幅度也与发生电离的位置有关, 且为对数的依赖关系。通常来说, 电离室的半径 ( $r_a$ ) 远大于阳极丝的半径 ( $r_i$ )。因此由公式2.9可得, 电子对信号幅度的贡献较大。这种无放大功能的电离室, 通常用于辐射剂量测量。

### 2.3.2 正比计数器

正比计数器的研发可追溯到 20 世纪初, 在欧内斯特·卢瑟福 (Ernest Rutherford) 在研究原子结构的过程中, 他设想了一种能够检测自然放射性在气体中留下的单个电离的仪器。结合约翰·西利·汤森 (John Sealy Townsend) 关于高电场下气体碰撞电荷倍增的研究成果<sup>[54]</sup>, 并在汉斯·盖革 (Hans Geiger) 的帮助下, 建立了一种能够放大微弱的初级电离信号的装置。其结构与上文中的圆柱形电离室类似, 但不同的是, 电离室只是实现对电离电荷的收集, 并没有进行气体放大, 没有很强的电场。但在正比计数器中, 我们在阳极丝上加上强的高压, 使得阳极丝周围的电场强度很大, 气体中释放的电子向阳极丝漂移时, 在其漂移路径上将会与气体发生多次非弹性电离碰撞, 并迅速繁殖产生大量电子和离子, 该过程称为雪崩倍增过程。

由于雪崩倍增过程产生的电荷信号与原初电离电荷成比例, 因此称为正比计数器<sup>[55]</sup>。如图2.4所示, 雪崩过程仅限于阳极丝周围的狭窄区域, 大约  $10\mu\text{m}\sim 20\mu\text{m}$  范围内<sup>[47]</sup>, 并且不会沿着阳极丝传播, 约为  $0.1\text{mm}\sim 0.5\text{mm}$ <sup>[33]</sup>。因为雪崩产生的离子和电子其质量有差异, 因此速度快的电子在前面, 速度较慢的离子在尾部。

除了发生原子的电离过程外, 还会发生激发过程。当入射的带电粒子与气体原子或分子发生相互作用时, 使电子获得能量从低能级跃迁到高能级, 产生激发态的原子或分子。然而由于激发态是不稳定的, 激发态的电子通常会在短时间内再返回到较低的能级, 并同时以光子的形式辐射能量。光子与物质的相互作用有三个过程: 光电效应 (针对低能光子)、康普顿散射 (中能光子) 和电子对的产生 (高能光子)。在氩气等惰性气体中, 产生的光子的波长通常约为  $100\text{nm}\sim 200\text{nm}$ , 属于低能光子。因此雪


 图 2.4: 阳极丝附近雪崩过程<sup>[56]</sup>

崩产生的光子会与气体或探测器壁发生光电效应产生新的电子，从而引发新的雪崩，称为次级雪崩<sup>[33]</sup>。

总而言之，由于正比计数器输出信号的大小与入射带电粒子的能量成正比。因此正比计数器能够提供关于带电粒子能量信息。

### 2.3.3 盖革米勒计数器

相较于正比计数器来说，盖革-米勒计数器<sup>[57]</sup>的阳极丝高压进一步增加，电场强度的进一步增加会导致雪崩过程产生大量的光子。如图2.5a所示，光子发生光电效应产生新的光电子，进一步引发多次次级雪崩过程。且以上过程将会沿着阳极丝传播，并且可能发生在距离初始电离事件较远的位置。次级雪崩的发生将导致测量信号与初始电离事件之间的正比关系被破坏。具体来说，测得的信号电荷量不再依赖于原初电子产生的电离量，将这种工作模式称为盖革区，如图2.5b的IV区。

工作在盖革区的计数器其雪崩放电过程是不可控的，若不引入猝灭气体，雪崩过程将会持续不断进行。通常的做法是在工作气体中加入猝灭气体，其原子或分子能够吸收光子，将光子的射程限制在大约  $100\mu\text{m}$  以内<sup>[47]</sup>。从而确保雪崩过程主要在阳极丝附近发生，并沿着阳极丝进行。工作在盖革区的计数器的信号表现出显著的“饱和”效应：与入射粒子的能量大小，以及粒子类型无关，一旦触发，产生的信号幅度几乎总是相同。信号的大小仅取决于电极间的电压。

图2.5b展示了计数器收集电荷量随电压的分布<sup>[33]</sup>。区域I为复合区，电压低时，电荷漂移速度慢，因此电子-离子对被收集之前又“重组”成原子。区域II为电离区，产生的所有原初电子-离子对被全部收集。呈现出一个平台的分布。区域III为分为正比区和有限正比区。正比区是因为收集的电荷量与原初电荷量成正比，二者的比值  $M$  称为倍增因子<sup>[47]</sup>。但随着电压的增大，雪崩产生的电子离子将形成不可忽视的空间电荷效应，使得电场发生畸变，称为有限正比区<sup>[33]</sup>。区域IV为 Geiger-Muller 区，

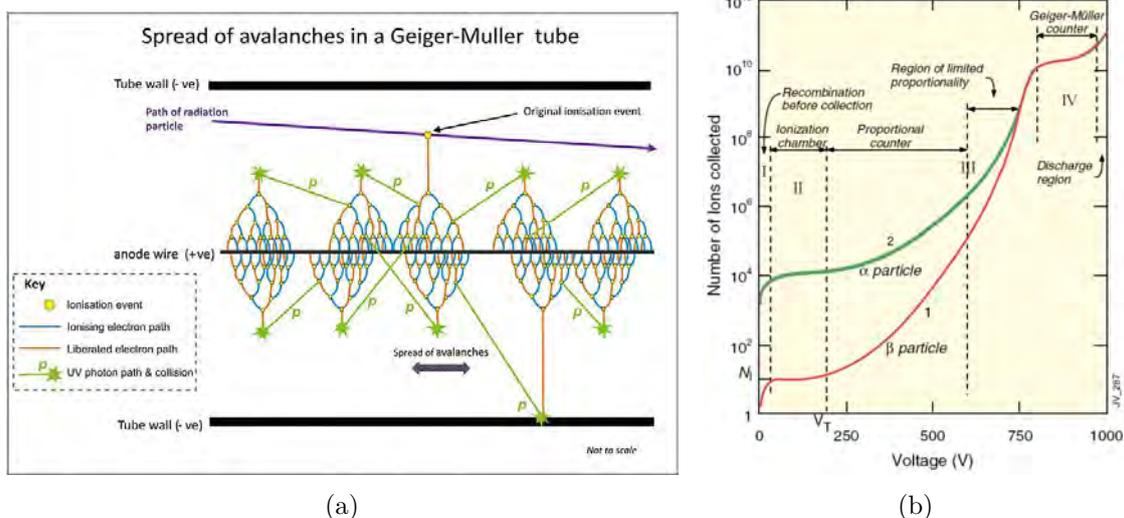


图 2.5: (a) 盖革计数器中多级雪崩过程<sup>[58]</sup>; (b) 计数器收集的电荷随电压分布<sup>[59]</sup>

雪崩将沿着整个阳极丝传播，产生的雪崩电荷将最终包围整根阳极丝，增益接近饱和和产生的信号幅度几乎总是相同。

### 2.3.4 流光管

流光管的概念于 1963 年由苏联科学家 G.E. 奇科瓦尼及其同事提出。该装置的结构为：将一个封闭的室分隔成两个部分，中间电极接高电压，两侧电极接地。电极间的距离通常为数厘米，室内充有氦氖混合气体。淬灭气体的添加将有效控制 G-M 计数器中沿着丝方向的传播，如图正比计数器一样，产生与原初电离事件相关的局域雪崩放电过程。在电极之间施加高达数千伏的高压脉冲，脉冲持续时间短，在 3ns 到 20ns 之间。当带电粒子穿过流光室时，在原始雪崩位置产生大量的光子，并可进一步发生次级雪崩，以及第三级雪崩等。所有的次级雪崩将会与原始雪崩结合。带电粒子的轨迹因此可以通过一串流光点来显示并记录<sup>[60]</sup>。

## 2.4 多丝正比室

1967 年 Georges Charpak 发明了多丝比例室 (Multiwire Proportional Chamber, MWPC)，这种新设备具有出色的纳秒级的时间分辨率、微米级的位置精度、以及高的探测能力。类似于上文介绍的正比计数器，MWPC 利用气体中漂移电荷的雪崩倍增特性探测粒子。但不同于正比计数器的是，多丝正比室的阳极丝是由一组平行排列的丝组成。如图 2.6a 所示。阳极丝之间的间距是均匀的，多组排列的阳极丝形成一个丝平面，整个丝平面位于上下两个阴极板之间。

每根阳极丝与阴极形成闭合电场，如图2.6b左图所示。MWPC可以像正比计数器一样独立的工作，类似于多个并形排列的正比计数器。MWPC这种新型的多丝室结构，简化了机械结构的复杂性，并且大大提升了探测器的测量精度。在MWPC的最初构想中，位置测量精度主要由阳极丝的丝间距决定，最多几毫米。但是随着对电场结构的彻底优化和对电子漂移特性的详细研究<sup>[61][62]</sup>，发现它们在垂直丝的方向上能够达到150 $\mu\text{m}$ 左右的位置精度<sup>[63][64]</sup>。探测器独特的位置精度特性很快就在实验中得到了利用。为了满足粒子物理实验的需要，已经开发了二维MWPC的许多变体。

大多数人认为这种没有屏蔽的平行丝之间存在相当大的电容，因此由于丝间电容耦合效应，信号将传递到相邻丝上，从而破坏探测器本身的定位特性<sup>[33]</sup>。但是经过查帕克及其他研究人员测试后发现：多丝结构中如果有一根丝“着火”产生雪崩放电，正离子鞘向阴极移动时，将在与这根丝相邻的其他丝上感应产生正信号，这些正信号将补偿丝间电容耦合传递的负信号，因此这些平行阳极丝的可看做互相独立的<sup>[65][56][66][61]</sup>。如图2.6b右图所示，对于该结论可作以下详细理解。

1. 丝间电容耦合传递的负信号，其背后的物理图像为：当丝室内有一根阳极丝“着火”，雪崩后产生的电子被阳极丝吸收。对于阳极丝的电子学系统来讲，电流的方向是从电子学的地流向阳极丝的。即表现出吸收电子的现象，因此阳极丝表现为负信号。如果阳极丝之间存在耦合电容，其产生的影响是“着火”的丝上运动的电子可以推动相邻丝上的电子向外流动（即为串扰）。由于和“着火”丝上的电子流动方向一致，因此向相邻丝上传递的是负信号。同时由于耦合电容小，因此产生的负信号（串扰）相对较小，可参考6.3b图。

2. 相邻丝上感应产生正信号，该过程可理解为：当正离子鞘向阴极移动时，对相邻丝也有很强的吸引电子的倾向，即相邻丝上电子运行方向是从地到阳极丝，表现出与中间丝上信号相反的方向，因此感应出正信号。

3. 综合以上两点，由于正离子鞘向阴极运动在相邻丝上感应的正信号与因丝间电容耦合产生的负信号互相“补偿”。应该注意的是，这里的补偿的意思并不是互相抵消。在MWPC丝室的测试中，相邻丝上可以测得正信号，这表明由于正离子鞘远离感应出的正信号大于丝间电容耦合的负信号<sup>[65]</sup>。

4. 因此，平行的阳极丝之所以可看做互相独立，正是因为第三点所说的测试结果。最终“着火”的中间丝测得负信号，相邻丝测得正信号，表现出明显的差异性，这就是“独立”的含义<sup>[66][61]</sup>。

最初的MWPC可以获得 $10^5$ 左右的雪崩增益，在当前增益下，测量带电粒子（约几十个电子离子对）释放的信号是需要使用低噪声放大器。这对当时不发达的电子学工艺来讲，难度是非常高的。之后，Charpak小组发现，在氩、异丁烷以及微量氟利昂的混合气体下，雪崩增益可以达到 $10^7$ 以上，此时提供的信号幅值脉冲与初级电离数量无关。在这种更高增益的饱和模式下，对读出电子设备的要求相对较低，可满足

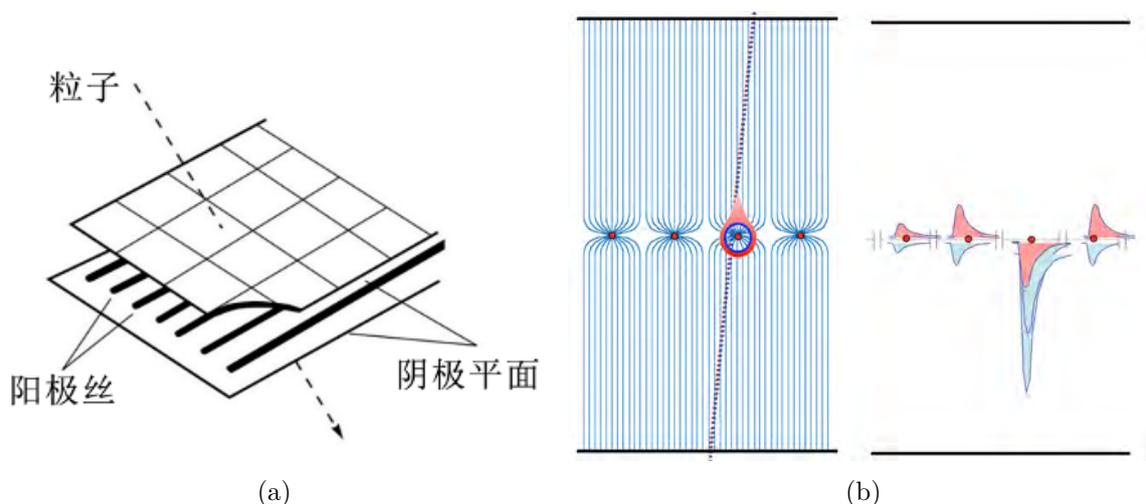


图 2.6: (a) 多丝正比室 (MWPC) 的丝室结构示意图; (b) 左图显示每根阳极丝与阴极形成闭合电场。对右图中阳极丝信号分析, 红色区域为正离子对信号的贡献, 当离子向阴极移动, 在雪崩位置的丝上的信号与电子一样都是负信号, 在相邻丝上感应出正信号; 蓝色为电子对信号贡献, 因丝间电容耦合电子在相邻丝上产生的负信号<sup>[66]</sup>

部分测试需求。因此该混合物气体当时被命名为“神奇气体”<sup>[67]</sup>。

## 2.5 窄隙室探测器

随着 MWPC 多丝室探测器以及阴极阻性电极技术的发展, 后续又发展出了窄隙室探测器 (Thin Gap Chamber, TGC)。常在大气压下运行的气体探测器, 其典型厚度约为 1 厘米<sup>[68]</sup>。而且在实际应用中, 非常薄的探测器发挥着重要作用。早在 1986 年起, 窄隙室探测器便在 OPAL (Omni-Purpose Apparatus for LEP) 的强子量能器中发挥作用<sup>[69]</sup>。其设计初衷是在量能器中对簇射粒子进行采样, 该量能器的结构通常采用铅与窄隙室探测器夹层交替堆叠构成。

在高增益下运行的窄隙室探测器可实现对簇射粒子的精细采样, 并在量能器的应用中显示出其独特的优势。窄隙室探测器的结构布局不仅能够限制量能器的纵向尺寸, 抑制簇射的横向扩展, 还能允许在不增加量能器整体纵向尺寸的情况下构造具有大量采样层的量能器<sup>[70]</sup>。并能在其饱和工作模式下保持对簇射粒子的高饱和的信号幅度响应, 与传统的多丝正比室相比, 显示出显著的性能优势。

### 2.5.1 TGC 结构和工作原理

窄隙室探测器 (Thin Gap Chamber, TGC) 最初由 Majewski 和 Charpak 等人提出<sup>[68]</sup>。在饱和模式下工作的窄隙室探测器具有类似于多丝正比室 (MWPC) 的几何

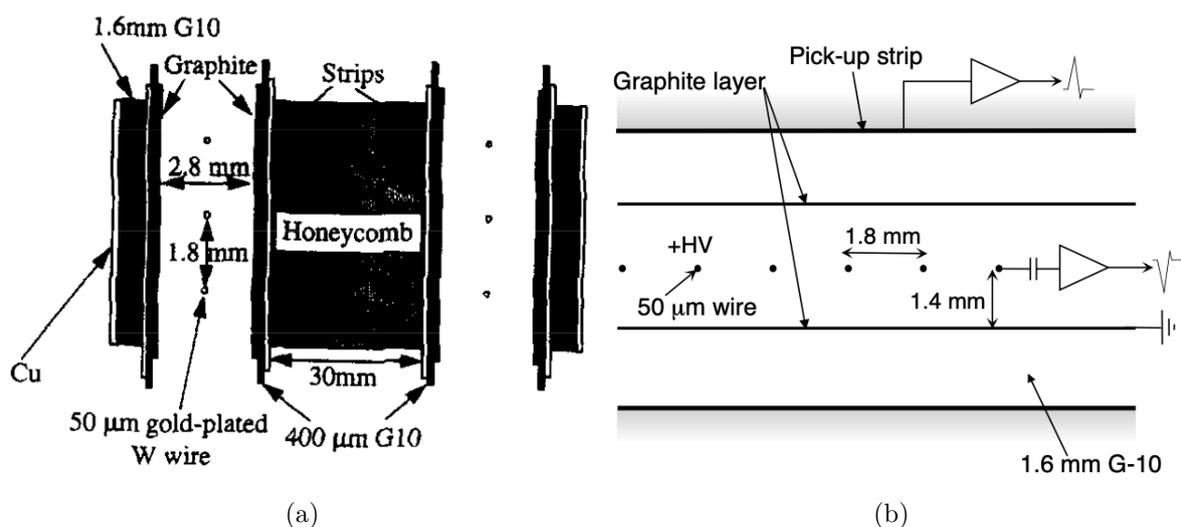


图 2.7: (a) TGC 模块的几何结构: 原型机由两个丝室构成, 中间使用蜂巢板连接, strip 读出条到阴极石墨的距离为 1.6mm, 条宽为 9mm, 间隙为 1mm<sup>[71]</sup>; (b) TGC 阴极读出条及阳极丝信号读出<sup>[72]</sup>

结构, 不同之处在于阳极丝之间的距离大于阳极到阴极的距离。

窄隙室的丝室结构如图 2.7 所示, TGC 原型机由两个 TGC 丝室组成, 分别放置在蜂巢板的两侧。阳极平面由直径为  $50\mu\text{m}$  的镀金钨丝组成, 丝间距 1.8mm, 丝张力为 350g。阳极丝的两端焊接到腔室侧面的 G10 框架上。此外, 为避免阳极丝因高电场而下垂, 室内设计有支撑结构, 尽量使得每个区域的阳极丝长度不超过 32cm<sup>[69]</sup>。使用  $200\mu\text{m}$  厚的石墨层作为探测器的阴极, 石墨是喷涂在 G10 板的内表面, 且其面电阻率为  $1\text{M}\Omega/\text{cm}^2$ 。阴极石墨面经过抛光研磨后再进行接地。G10 板的作用是为探测器腔室提供机械刚性。在 G10 板的另一侧蚀刻有铜读出条, 读出条的宽度为 9mm, 条间隙为 1mm, 且与石墨阴极的距离为 1.6mm。读出条设计的目的是为了拾取感应信号, 且与阳极丝方向垂直。工作气体入口和出口都位于窄隙室的侧面。

窄隙室的工作原理与多丝正比室类似, 不同点是由于 TGC 设计有石墨阻性电极和阴极读出条。当室内电荷移动时, 在阴极后的铜读出条就会电容性地感应出电荷信号。读出条上的电荷量会随着距离粒子击中位置越远而按比例降低, 因此其分布类似与以粒子击中位置为中心的高斯分布。通过电荷重心法或电荷分配法重建出粒子击中位置的信息<sup>[73]</sup>。

阳极丝的信号通常是将相邻的阳极丝组合在一起, 然后连接到一个去耦电容实现读出的。由于漂移距离短, 丝室产生的信号脉冲时间短且上升时间快, 因此使得探测器具有良好的定时特性。同时, 越窄的腔室也会加速离子的泄放, 这也是使得探测器具有窄的时序特性的原因之一。因此窄隙室探测器也可用于触发。

窄隙室使用的工作气体是高度淬灭混合物气体 45% n-pentane 和 55%  $\text{CO}_2$ 。该气

体允许 TGC 在饱和模式下运行，因此穿过 TGC 的每个带电粒子产生大约相同的信号幅度。其次，工作在饱和模式下的探测器，其具备的优点是对机械变形的敏感度小，这对于制作大型的探测器来说也是非常重要的。

### 2.5.2 工作气体的选择

最初的 TGC 大多数工作在有限流光区，其探测单元尺寸约为  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ <sup>[70]</sup>。如此大的尺寸是由雪崩中产生的光子造成的。由于光子会与阴极材料发生光电效应，从而引发次级雪崩过程。次级雪崩也可能发生在其相邻的探测单元，从而恶化探测器的信号幅度和位置分辨率的测量。最初是通过在相邻探测单元之间引入可以吸收光子的吸收壁来解决，但仍然存在光子沿着阳极丝传播的问题。之后，人们发现在阴极板上使用石墨阻性涂层的方式可有效限制次级雪崩。阴极板上的阻性电极可以使原始流光雪崩周围的探测器局部不敏感，从而限制次级雪崩过程。随着进一步的研究和发展，发现最简单的解决方案是选择使用能够充分吸收光子的混合工作气体。能够吸收光子从而抑制次级雪崩的气体，称为淬灭气体。淬灭气体的使用尤其是对工作在饱和区以上的气体探测器来说尤为重要，是其能稳定运行在高增益水平下的必要条件。

对于运行在高增益（约为  $10^6$ ）下窄隙室探测器来说，在选择工作气体时，应避免使用氩气，或严格限制工作气体混合物中氩气的含量，减少紫外光子的贡献。因为氩气一般稳定运行在增益为  $10^3 \sim 10^4$  下<sup>[33]</sup>。在实验上对纯碳氢化合物与中性气体（如二氧化碳、氮气）的二元混合气体进行了测试<sup>[70]</sup>。纯碳氢化合物中测试了正己烷和正戊烷。但是正己烷的混合气体不能在高增益模式下工作，而二氧化碳和正戊烷可以满足增益需求。

正戊烷 ( $\text{C}_5\text{H}_{12}$ ) 在室温下具有非常高的蒸气压。根据液体正戊烷蒸气压的温度依赖性以及理想气体的 Amagat-Dalton 定律<sup>[75]</sup>，可参考公式4.6。该定律指出，在气体混合物中，组成气体的体积 (V) 分数与其各自的压力成正比。因此，通过控制压力可以控制混合气体的体积分数。如图2.8a 所示，显示了正戊烷在  $-10^\circ\text{C}$  到  $30^\circ\text{C}$  的温度范围内正戊烷的占比，即正戊烷的饱和蒸气压随温度依赖关系。当温度升高时，正戊烷的蒸气压迅速增加。这表明正戊烷在室温下的挥发性非常高，它可以在相对较低的温度下迅速蒸发。蒸气压的概念是指在特定温度下，液体或固体表面上的分子逸出形成饱和蒸气时的压力。它是一个特定物质在给定温度下从液态转化为气态倾向的度量。当蒸气压高时，这意味着分子从液态逸出成为气体的速率较高，因此该物质更容易蒸发或沸腾。

在研究为什么只有某些碳氢化合物可以进行高增益模式操作中发现。具有高增益的碳氢化合物气体分子中至少具有两个  $\text{CH}_3$  原子团，正戊烷的分子结构式如图2.8b 所示，有两个  $\text{CH}_3$  原子团。其次是具有较低的电离势，在碳氢化合物中，乙烷的电离势为  $11.1\text{ eV}$ ，正戊烷的电离势是  $10.28\text{ eV}$ 。正戊烷在碳氢化合物中拥有较低的电离

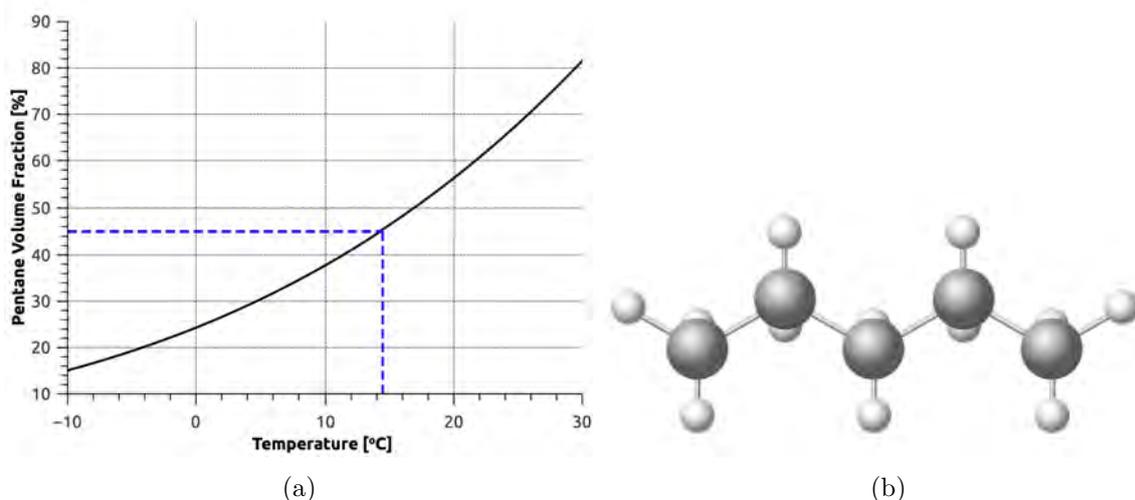


图 2.8: (a) 正戊烷液体的饱和蒸气压在-10°C 到 30°C 温度范围的依赖关系<sup>[74]</sup>; (b) 正戊烷原子团结构:  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3\text{CH}_3$

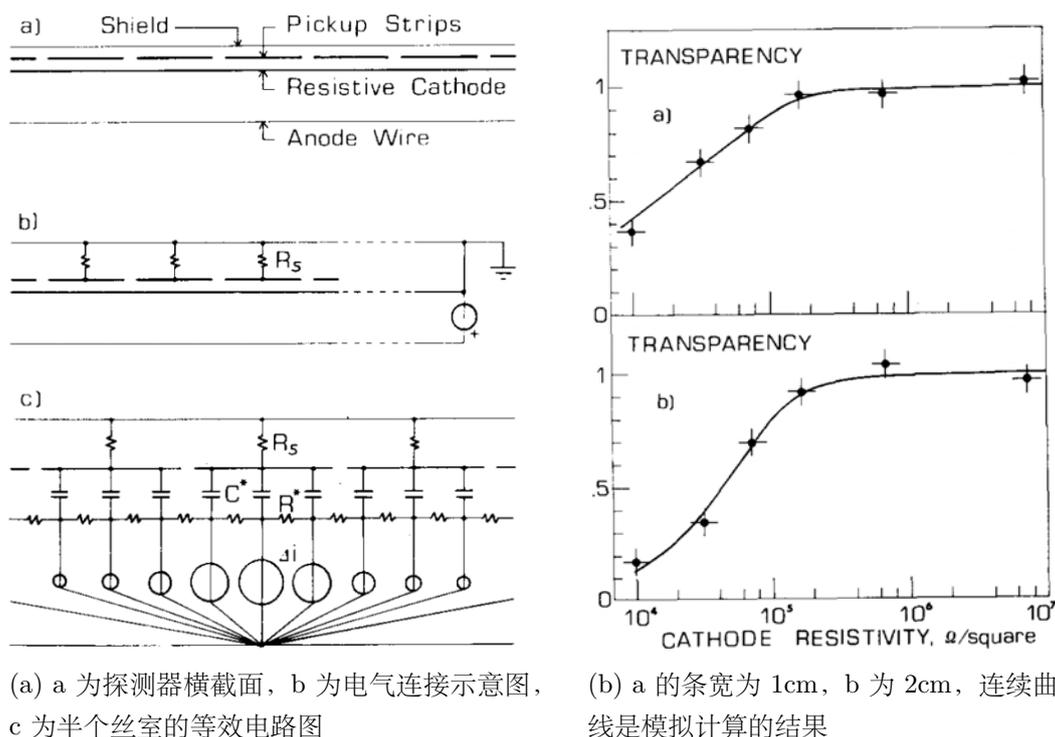
势。因此正戊烷和二氧化碳的混合气体可在高增益操作下使用。其中高浓度的二氧化碳具有很强的淬灭效应，而且正戊烷本身是多原子分子气体也具有一定的猝灭性。在这种新型的工作气体中，能达到非常高的增益，约为  $10^7$ 。大的饱和信号读出且几乎没有噪声问题，并且对朗道分布中的长尾巴效应有很好的抑制<sup>[76]</sup>。

工作气体选择时还需要注意的是，探测器在对撞机环境下，辐射水平相当高。可能会发生一些由于辐照在丝室内出现其他的气体组分，比如：乙烯、乙烷、丙烯和丙烷。但是由于气体是一直流动的，因此对性能的影响可忽略不计。

### 2.5.3 石墨面电阻的通透性

早在 1978 年，battistoni 和 Iarocci 等人就提出丝室内的阴极可以使用适当的电阻材料制成<sup>[77]</sup>。这样的设计允许我们通过在探测器阴极外设置拾取电极来检测室内的脉冲信号。电阻阴极由连续电阻层制成，在适当高的电阻率范围内，阴极对脉冲信号是透明的<sup>[78]</sup><sup>[79]</sup>。因为如果阴极是导体，则仅可考虑其屏蔽效应。现在，如果阴极是高电阻率电极，则电荷流速会减慢，它不会屏蔽脉冲场。在这种情况下，电阻性阴极外部可放置任何形状的拾取电极，且此时拾取电极和阴极石墨之间是物理分离的。该方案在设计探测器时具有很强的灵活性，因此在实际应用中具有很强的优势。

带有外部拾取电极（以下统称为读出条）以及阴极石墨的探测器的等效电路图如图 2.9a 所示。2.9a 中的图 a) 展示了探测器横截面阳极丝的一侧，电阻阴极代表 TGC 的阴极石墨平面，在阴极后面设置有与阳极丝正交的读出条，最外层是金属屏蔽面并连接地平面。2.9a 中的图 b) 是探测器的电气连接，读出条通过读出电路的输入电阻  $R_s$  接地。2.9a 中的图 c) 显示了丝室的等效电路。根据条带的几何形状，将其绘制为



(a) a 为探测器横截面, b 为电气连接示意图, c 为半个丝室的等效电路图 (b) a 的条宽为 1cm, b 为 2cm, 连续曲线是模拟计算的结果

图 2.9: (a) 探测器半室的等效电路图, 该丝室设计有石墨阴极和读出条; (b) “着火”的阳极丝读出条上脉冲信号的峰值与相邻条的峰值比值随阴极电阻率的分布<sup>[79]</sup>

线性且均匀的电路元件的阵列。“着火”的阳极丝可看成电流源  $\Delta i$ , 石墨阴极由电阻元件  $R^*$  表示, 电阻元件  $R^*$  通过电容元件  $C^*$  耦合到读出条。由于电荷感应在阴极表面是圆对称性, 因此实际情况下的电路元件阵列应该是二维的, 在此处近似简化为一维的线性均匀电路。

在该等效电路模型中, 通过检查等效电路对极短电流脉冲  $\delta i$  的响应, 可以得出通过阴极的脉冲传输的基本特征。结果分别显示在图2.10a 中, a 为中央条带和 b 为侧条带。在短脉冲时间内, 电流对流经该读出条负载  $R_s$  的电容  $C^*$  进行充电。在中央条带上测得初始的正脉冲信号, 以及后面指数形的负尾部信号。负尾部信号主要是因为电容元件  $C^*$  通过电阻  $R^*$  的放电过程。因此电流尾部对应着电阻阴极上感应电荷的积累。在侧条带上, 脉冲  $i$  的形状在性质上有所不同, 初始正脉冲之后的尾部在最终变为负值之前开始为正值。事实上, 任何横向  $C^*$  元件都会通过电阻元件  $R^*$  从更中心的元件接收额外电荷。如果  $R^*C^*$  的放电时间 (即石墨阴极屏蔽时间) 远长于脉冲持续时间, 则通过石墨阴极的脉冲传输不会发生失真。很明显, 阴极屏蔽时间对称地取决于  $C^*$  和  $R^*$ , 是它们乘积的函数。但实际上, 唯一有效的参数是阴极电阻率, 因为阴极条电容的变化范围可以忽略不计。

石墨阴极具有一定的透明性, 对于透明度测试是通过改变阴极电阻率、条带宽度和条带距石墨阴极的距离来进行的。在2.9b 图所示, 透明度平台开始于约  $10^5 \Omega/\text{cm}_2$ ,

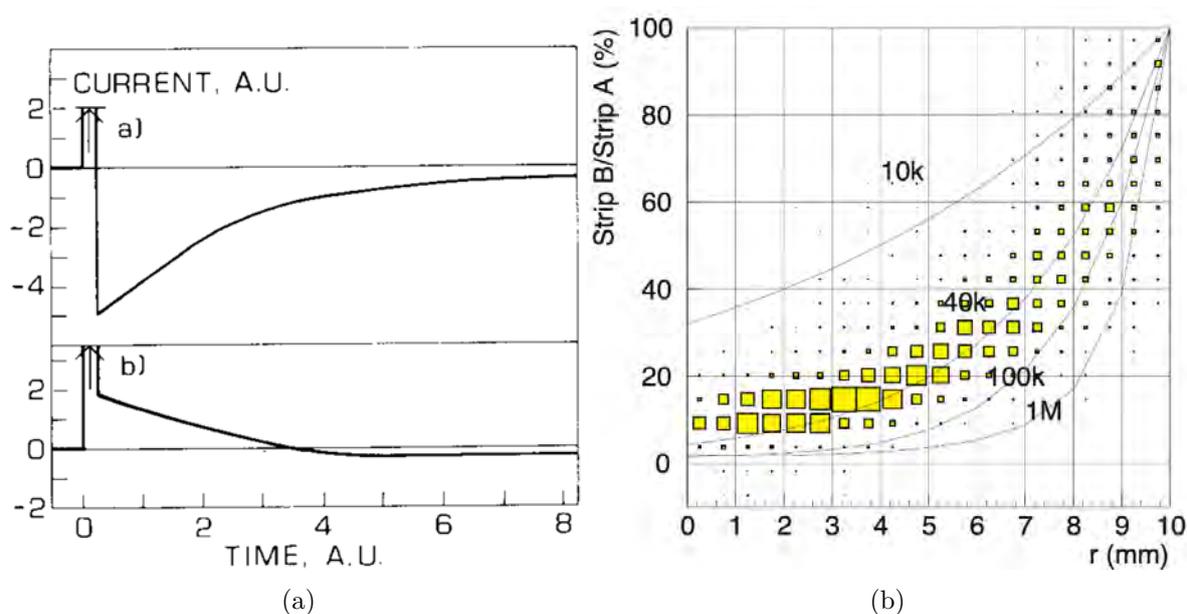


图 2.10: (a) 读出条上电流脉冲信号, a 为中间条, b 为相邻条<sup>[79]</sup>; (b) 相邻条与中间条的电荷信号之比, 条宽为 10mm, 当光束扫描条带“A”时, r 从 0 到 10mm (与读出条“B”的边界)。正方形的大小表示该事件的数量。曲线显示了几种不同的表面电阻率的电荷扩散模型<sup>[72]</sup>

以此作为阴极透明度的衡量标准。假设中心条带和相邻侧条带峰值振幅之间的比率, 归一化为非常高电阻率的平台极限。这个参考标准的选择来自于实践经验。当屏蔽时间与脉冲持续时间相当时, 侧条带上峰值幅度会增加, 即低电阻率的影响是侧条带上振幅分布的加宽。以上在阴极屏蔽时间应远大于脉冲持续时间, 即信号不失真的情况的讨论, 所涉及的影响都是局部的, 且与阴极和读出条电极长度无关。当考虑长的读出条时, 任何两个相邻的条带通过串联  $C^*-R^*-C^*$  耦合。忽略其他条带的影响, 从一个条带传输到其他相邻条带的电压信号 A 的分数可以写为<sup>[79]</sup>:

$$A = \frac{0.25}{1 + j\omega RC/4} \quad (2.10)$$

它与长度无关, 由衰减乘以积分项组成。j 表示虚数单位,  $\omega$  表示角频率。在实际应用中, 通过选择阴极石墨面电阻率和读出条对石墨的电容来决定其通透性。

阻性阴极的制作是通过在 G10 内表面涂有石墨清漆混合物。就均匀性而言, 必须注意的是, 石墨面电阻率需要高于一定的下限值以确保不受其他脉冲传输的干扰, 并低于某个上限值以避免电荷流动速率受到限制, 就在上下限制范围内而言, 不需要均匀性。

由于阳极丝上的雪崩在读出条上感应出的信号是通过阴极石墨平面实现的, 因此石墨的表面电阻率将影响读出条之间的电荷分布以及读出条上的脉冲形状。若相邻条

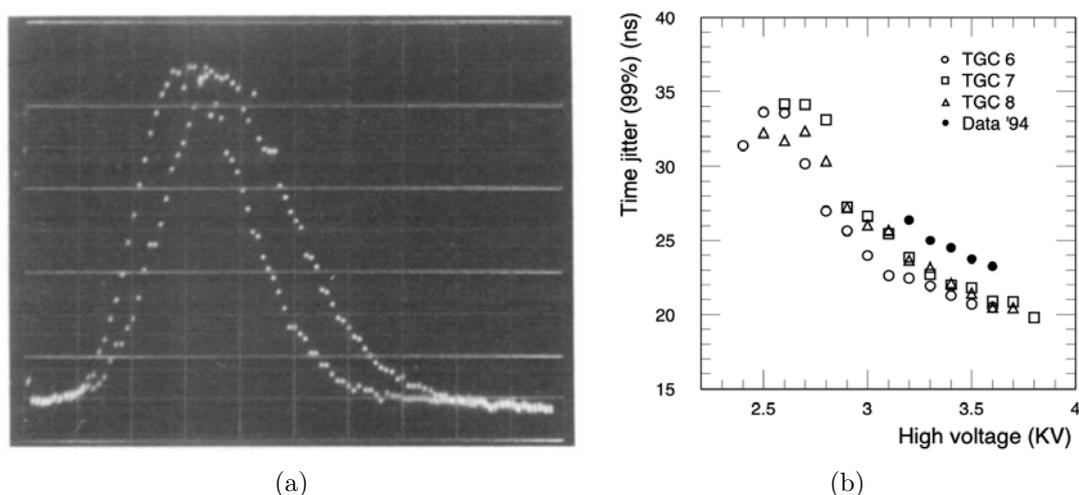


图 2.11: (a) 改变阳极-阴极之间的间隙前后, 丝室脉冲信号的输出, 小的脉冲信号其间隙为 1.5mm, 大的脉冲信号是间隙减小 200 $\mu$ m 后的结果。阳极丝直径都为 50 $\mu$ m, 工作电压都为 3.9kV<sup>[70]</sup>; (b) 由 ATLAS TGC 测试: 将具有不同尺寸的阳极-阳极和阳极-阴极的探测器暴露于  $\pi$  束流下, 测试达到 99% 效率所需的持续时间随高压的分布。阳极丝间距/阳极-阴极间隙分别为: TGC6 (1.8mm/1.3 mm)、TGC7 (1.8mm/1.5 mm)、TGC8 (1.8mm/1.4mm)、Data94: 2.0mm/1.6 mm<sup>[76] [72]</sup>

带之间的串扰会降低位置确定的准确性。如图 2.10b 所示, 是由 ATLAS 束流测试的两个 TGC, 一个电阻率为 40k $\Omega$ /cm<sup>2</sup>, 另一个电阻率为 1M $\Omega$ /cm<sup>2</sup>, 测量间距为 1cm 的相邻条带的信号电荷比率, 正方形的大小表示该事件发生的数量。图中的曲线是计算的预期。它清楚地表明该模型很好地描述了条带上感应信号的机制。即最终结果表明, 在实际应用, 大于 100k $\Omega$ /cm<sup>2</sup> 的面电阻率产生的串扰在可接受范围内。

#### 2.5.4 TGC 丝室结构的选择

TGC 对丝室间隙长度变化的灵敏度的测试, 是通过改变阳极丝平面到阴极板的距离来进行的。使用最小电离电子穿过丝室时, 对输出的脉冲高度进行测量, 结果如图 2.11a 所示, 对于 1.5mm 间隙长度下, 当向内部推移 200 $\mu$ m 的长度时, 在 3.9kV 时脉冲高度增大了 20%。因此如果想获得相同的信号高度, 间隙为 1.5mm 的丝室需要进一步提升运行电压<sup>[70]</sup>。

为提高 TGC 的时间分辨率特性, 需要改变丝间距和阳极丝-阴极的间隙来实现, 如图 2.11b 所示, 其中丝间距分别为 1.8mm 和 2.0 mm。阴极到阳极的间隙距离变化在 1.8mm 到 1.3mm 范围内。测试不同尺寸的探测器, 以获得在尽可能低的工作电压实现最佳时间分辨率。最终结果显示, 最佳时间分辨率是通过最小的阳极间距离实现的, 即最小的阳极丝之间的距离为 1.8mm。最低的工作电压是在最小的阳极到阴

极距离 1.3mm 下实现的。且在 1.3mm 到 1.5mm 的距离内，结果变化不大。但在实际应用中，考虑到机械公差，最终选择阳极-阴极的距离为 1.4mm 的尺寸。因此大型探测器的丝室的尺寸信息为：1.8mm±0.1mm 的阳极-阳极间隙、1.4mm±0.1mm 的阳极-阴极间隙和 3.1±0.1kV 的工作电压。

以上内容介绍了 TGC 丝室尺寸、石墨面电阻的影响以及工作气体的选择，现对以上内容进行总结，如表 2.1 所示。

Gas gap	2.80 ± 0.14 mm
Anode wire pitch	1.80 ± 0.10 mm
Wire diameter	50 μm
Wire potential	3100 ± 100 V
Gas mixture	n-pentane + CO <sub>2</sub> (45:55)
Gas amplification	10 <sup>6</sup>
Cathode resistivity	1 ± 0.5 MΩ/sq

表 2.1: TGC 丝室结构信息总结

## 2.6 微条窄隙室探测器

从 TGC 到微条窄隙室探测器的技术进步标志着粒子探测技术在位置分辨率、时间分辨率以及对高速粒子束流的适应能力方面的显著提升。TGC 的设计初衷是为了提供快速、高效的粒子探测能力，如大型强子对撞机 (LHC) 环境下，需求对粒子进行快速且准确的鉴别与跟踪。TGC 通过利用粒子通过探测器时产生的短时间离子化过程，实现了对粒子飞行时间的精确测量。

然而，随着实验上束流环境的更高的要求，尤其是在空间分辨率和对高亮度下、高频率事件处理能力方面。TGC 面临着一些限制。这些限制促使研究人员开发出 sTGC，sTGC 采用了更小的间隙和更细的读出条，在保证阴极石墨具有相同通透性的同时，显著提高了空间分辨率。这种改进使得 sTGC 不仅能够提供与 TGC 相当的快速响应时间，还能够高粒子束流环境下实现精确的轨迹点的重建。

TGC 的限制主要是不能满足高速粒子束流环境下的高速率的测量<sup>[80] [81]</sup>。ATLAS TGC 的阴极读出条与石墨之间的距离为 1.6mm，面电阻率为 1 MΩ/cm<sup>2</sup>。在该丝室配置下，发现速率在高达 100kHz/cm<sup>2</sup> 时丝室还能稳定运行，但大于该速率后，存在明显的空间电荷的影响而导致增益的降低<sup>[80]</sup>。但是后经研究发现，空间电荷效应并不是导致 TGC 的速率限制的原因。主要因素是受到阴极板中电阻涂层的限制，若面电阻率太高，在高速率背景下将会明显降低探测器在远离接地点区域中的有效工作

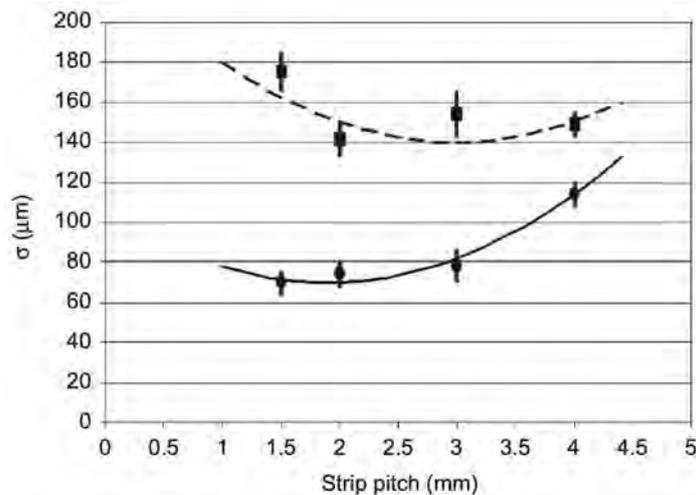


图 2.12: 在 2900 到 3200 的工作高压下平均位置分辨率随读出条间距的分布, 入射角度范围  $0^\circ$  到  $10^\circ$  (点, 实线),  $20^\circ$  到  $30^\circ$  (方块, 虚线)<sup>[80]</sup>

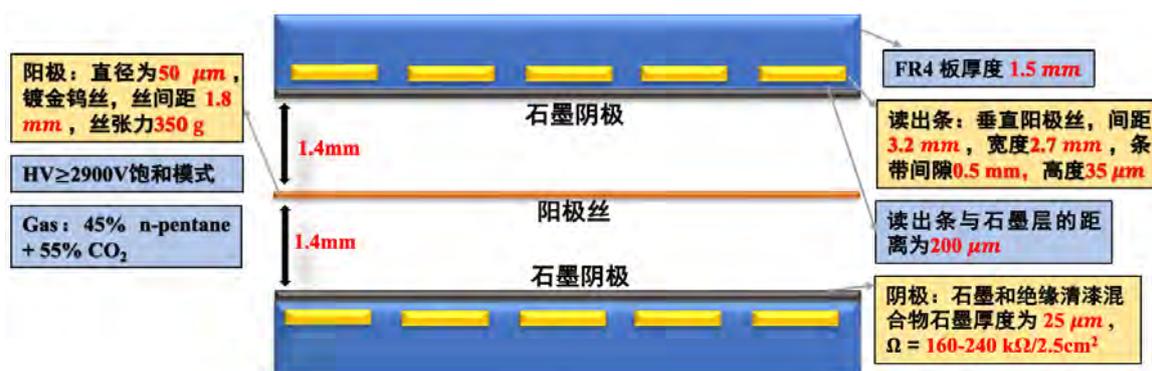


图 2.13: sTGC 丝室结构

电压。因此, 为了修正这一点, 与 TGC 相比 sTGC 使用了更低的面电阻率涂层, 约为  $100\text{k}\Omega/\text{cm}^2$ <sup>[81]</sup>。同时, 为保持石墨阴极相同的透明度, 减小了读出条与石墨层之间的距离 (相当于增大阴极与读出条的电容), 约为  $200\mu\text{m}$ 。通过以上几个方面的优化, 加上使用较低的工作电压和去耦电阻, 足以使得探测器可在更高频率下运行<sup>[81]</sup>。

同时, 为实现优化后的触发系统所需的位置分辨率, 进行了位置分辨率随条带间距的研究工作<sup>[80]</sup>。如图2.12所示, 结果显示在入射角度  $0^\circ$  到  $10^\circ$  的范围内, 位置分辨率变化趋势不大, 最终选择的读出条间距为 3.2mm。

因此, 对 sTGC 的丝室结构进行总结。如图2.13所示, 中间为阳极丝丝平面, 是由直径  $50\mu\text{m}$  的镀金钨丝组成, 丝间距为 1.8mm, 丝张力为 350g (约为 3.4N)。阳极丝两侧为阴极平面, 距离丝平面 1.4mm。阴极平面由面电阻率为  $160\text{k}\Omega\sim 240\text{k}\Omega/2.5\text{cm}^2$  的石墨-环氧树脂混合物制成, 喷涂在 1.5mm 厚的 FR-4 板上。在阴极石墨平面外侧有用于精确坐标测量的铜读出条, 条间距为 3.2mm, 条宽为 2.7mm, 条之间的间隙

为 0.5mm, 且与阳极丝垂直。sTGC 是工作在高于 2900V 的饱和区, 工作气体是 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub>。

## 2.7 总结

本章介绍了粒子探测器的发展, 从最初的电离室到多丝正比室、窄隙室探测器以及微条窄隙室探测器。这一系列的技术进步不仅显著提高了探测器的空间分辨率和时间分辨率, 而且增强了对粒子类型的识别能力。每种探测器技术都代表了特定时期的科学技术成就, 并对实验粒子物理学的研究产生了深远的影响。

在本论文中, 选择气体探测器作为 STAR 前向升级系统的重要组成部分。这一选择基于气体探测器在多个方面的显著优势: 它们不仅成本效益高, 技术成熟, 而且在应用上展现出极高的灵活性; 此外, 它们在抗辐射方面的能力强大, 并且能有效实现气体倍增效应达到可观的信号幅度。在满足实验物理的需求的同时, 气体探测器因其这些特性广泛应用于多个大型实验中。气体探测器主要有以下几个方面的优点:

1. 高度的灵活性与可操作性: 气体探测器的设计和操作参数, 如工作气体类型的选择、室内压力、电场强度等, 可以根据需要灵活调整, 以适用于不同类型和不同能量的粒子的检测需求。这种灵活性使得气体探测器能够广泛应用于各类实验需求。

2. 适合于大面积探测: 气体探测器的设计相对容易扩展到大面积, 这对于需要大面积探测器的实验 (如高能物理实验中的粒子追踪) 非常重要。

3. 低成本: 与固体探测器 (例如半导体探测器) 相比, 气体探测器在大面积应用时通常具有更低的成本, 使其在资金有限的情况下成为更优选择。

4. 高抗辐射阈值: 由于气体探测器使用的是低密度气体材料, 在辐射环境下产生的电离数量相对较少, 且辐射引起的损伤通常是可逆的。这种耐受性和恢复能力, 相比于固体探测器, 不易产生永久性晶格缺陷的特性, 使得气体探测器特别适用于长期暴露于高辐射环境的应用, 如高能物理实验和核设施监测。

5. 优良的分辨率。气体探测器能够提供出色的能量分辨率、时间分辨率和位置分辨率。这些特性对于粒子的鉴别、能谱测量、时间飞行测量、快速事件检测以及粒子径迹的重建至关重要。

## 第三章 基于 Garfield++ 的 sTGC 探测器性能模拟

本章节详细介绍了采用 Garfield++ 软件包进行的 sTGC 的模拟工作，涵盖了其几何结构搭建、内部电场的生成、以及电子在不同电场强度下的漂移、扩散和倍增性质的模拟，如电子在不同电场强度下的漂移速度，横向和纵向扩散范围，吸附系数以及决定雪崩过程中电荷倍增因子的汤森系数等。另外，还模拟了不同混合气体下，sTGC 探测器增益随施加高压之间的依赖关系。以上这些模拟不仅为之后探测器的设计和研制提供了宝贵的依据，还为 STAR 实验在考虑替换工作气体时提供了重要参考数据。

### 3.1 Garfield++ 模拟软件简介

Garfield++ 是一个面向对象的工具包，用于基于气体和半导体的电离测量来详细模拟粒子探测器<sup>[82]</sup>。Garfield++ 是基于 Garfield 程序的升级，主要表现在 Garfield++ 提供了一个更新的电子输运处理方式、能够模拟硅传感器、以及提供了基于 ROOT 的用户界面。在 Garfield++ 中，Heed 和 Magboltz 是两个用于模拟与粒子探测器相关的重要物理过程。

其中，Heed 是专门用来模拟粒子在气体中的电离和能量沉积过程的。它可以计算带电粒子在穿越气体介质时所产生的初级电离电子的数量和分布。Heed 通过考虑不同种类的原子和分子的电离截面、激发态以及其他相关的物理过程来进行这些计算，从而为探测器的信号生成提供精确的模拟。

Magboltz 是专门用于模拟发生电离事件后产生的电子在电场和磁场中的运输性质。它计算电子在气体混合物中的漂移速度、扩散系数等参数<sup>[83] [84] [85] [86]</sup>。Magboltz 通过对大量电子在模拟气体混合物中的运动轨迹进行蒙特卡罗模拟，来统计电子的平均行为。

Garfield++ 结合了 Heed 和 Magboltz 的功能，使得能够在统一的框架下模拟气体探测器中的电子生成和运输过程。sTGC 就是气体探测器的一种，其相应的性能和物理过程可以使用 Garfield++ 来进行模拟研究。因此接下来的部分，将详细论述如何利用 Garfield++ 构建 sTGC 探测器的几何结构、模拟其电场分布，以及模拟雪崩电子的漂移径迹和计算气体增益，并给出不同工作气体下的结果对比。

## 3.2 带电粒子在气体中的运动模拟

### 3.2.1 无电场情况下的运动

在气体探测器中，电离事件产生的离子和电子会与周围的气体分子发生频繁碰撞。这些碰撞过程中，离子和电子迅速地失去它们的初始能量，并逐渐获得与气体介质相符的热能分布，即它们的能量状态趋于与周围气体分子的热运动相平衡。因此在没有外部场和非弹性碰撞过程的情况下，气体中释放的离子和电子的行为类似于中性分子，使用经典气体动力学理论-麦克斯韦-玻尔兹曼定律来描述其特性。该理论提供了原子或分子在绝对温度  $T$  下具有能量  $\varepsilon$  的概率<sup>[67]</sup>：

$$F(\varepsilon) = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi(kT)^3}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \quad (3.1)$$

其中  $k$  为玻尔兹曼常数，该定律指出能量分布与粒子的质量无关，与气体的温度密切相关。对于局部的分子或离子经多次碰撞后，几乎对称分布，即遵循高斯分布：

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx \quad (3.2)$$

其中  $\frac{dN}{N}$  是在距离原点  $x$  处且经过时间  $t$  后在  $dx$  中发现的粒子的分数， $D$  表示扩散系数。

### 3.2.2 离子在电场下的漂移和扩散

当探测器内部施加电场时，这些带电粒子在扩散的同时也会受到电场的作用，沿电场方向发生定向移动。这种移动使得电荷穿过气体介质，直到它们在气体中找到适合的粒子组合或在容器壁上被中和。

对于离子来说，离子沿电场的方向的运动。这种运动的平均速度被称为漂移速度  $w^+$ ，并且与电场强度成正比，直到电场强度  $E$  非常高<sup>[87]</sup>。因此，通常将离子漂移速度公式为：

$$w^+ = \mu^+ \frac{E}{p} \quad (3.3)$$

其中  $p$  为气体压强，且将  $E/p$  定义为约化电场。 $\mu^+$  是离子迁移率。离子迁移率是一个很重要的概念，是离子在气体中运动能力的量度。当电场强度很大时，离子迁移率几乎为一个常数，离子的平均能量几乎不变<sup>[33]</sup>。

离子的扩散系数和离子迁移率之间的关系，由 Nernst-Townsend 经典理论公式给出：

$$\frac{D}{\mu^+} = \frac{kT}{e} \quad (3.4)$$

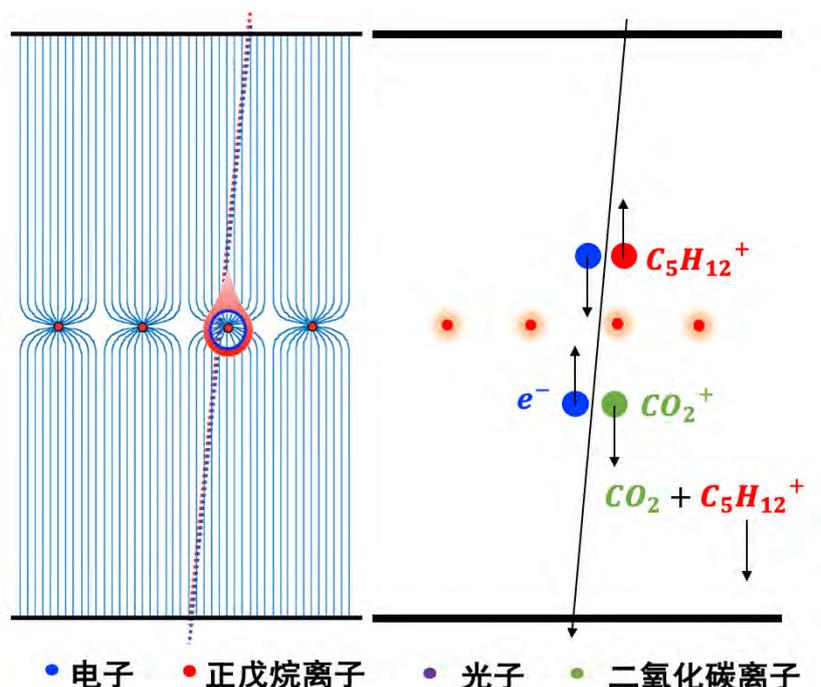


图 3.1: 在正戊烷和二氧化碳混合气体中的电荷转移过程。离子类型包括  $\text{CO}_2^+$  和  $(\text{C}_5\text{H}_{12})^+$ ，正戊烷分子电势低 10.38eV，与  $\text{CO}_2^+$  碰撞后失去电子变成  $(\text{C}_5\text{H}_{12})^+$

其中  $D$  是扩散系数， $e$  是电子电荷。离子在长度  $x$  上迁移时间  $t$ ，按照 3.2 给出的概率分布扩散，沿着漂移方向具有线性标准偏差：

$$\sigma_x = \sqrt{\left(\frac{2kT}{e}\right)\left(\frac{x}{E}\right)} \quad (3.5)$$

因此，离子在电场中的空间扩散仅取决于电场强度。

需要注意的是，离子在向阴极漂移过程中可能会与气体分子之间发生电荷转移。电荷转移是一种能量上可能的过程，对于离子来说，在它们自己的气体中，离子与分子的电离势相近，电荷可以通过碰撞转移到一个中性分子上，从而使原来的离子变成中性分子，同时生成一个新的离子。当离子在碰撞过程中发生电荷转移时，它的运动状态会被重置，因为新生成的离子将从静止状态开始运动。这导致了平均漂移速度的降低，相应的离子的迁移率就会降低。该过程也可能发生在混合气体中，在混合气体中存在多种气体分子，产生的离子在漂移过程中遇到具有较低电离电势的气体分子时，也会发生上述提到的电荷转移过程<sup>[67]</sup>。

在本文中，使用的混合气体为 45% n-pentane 和 55%  $\text{CO}_2$ ，正戊烷的电离能为 10.28eV，二氧化碳的电离能为 13.78eV。如图 3.1 所示，产生的电子离子对在电场下漂移过程中，电子通常会很快到达阳极并被收集，而正离子则移动得慢得多。在这个过程中，正离子可能会通过电荷转移过程失去它们的电荷，特别是如果它们遇到了电离势较低分子（在这里是正戊烷分子）。电荷转移过程通常导致电离势较高的离子将

电荷传递给电离势较低的分子。因此电离势较低的离子更有可能在电场中存活，这里是正戊烷离子，因为它们不太可能通过电荷转移失去电荷。

### 3.2.3 电子在电场下的漂移和扩散

以上是离子的漂移和扩散。在没有外部场的情况下，气体中电离释放的电子很快与周围分子达到热平衡，参考表达式3.1。当存在电场时，电子沿与电场矢量相反的方向移动。可以按照与离子相同的思路来设定电子的迁移率。研究发现，除了在非常低的场外，电子的迁移率并不是恒定的。由于电子质量较小，电子在与气体分子碰撞之间可以大大增加其能量<sup>[88]</sup>。与离子的漂移相比，在相同电场下，离子的漂移速度是电子的千分之一。J.Townsend 给出电子漂移速度可以写为<sup>[89]</sup>：

$$w^- = k \frac{eE}{m} \tau \quad (3.6)$$

其中  $\tau$  是碰撞之间的平均时间。常数  $k$  在 0.75 和 1，取决于关于电子能量分布的假设<sup>[67]</sup>。在实践中， $w^-$  和  $\tau$  的值取决于混合气体和电场。如图3.2所示，是在常温常压 (25°C, 1atm) 下，45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 的混合气体中，电子漂移速度随着电场的分布。结果表明，漂移速度随电场强度的增大，迅速增大，尤其是在高场强下。

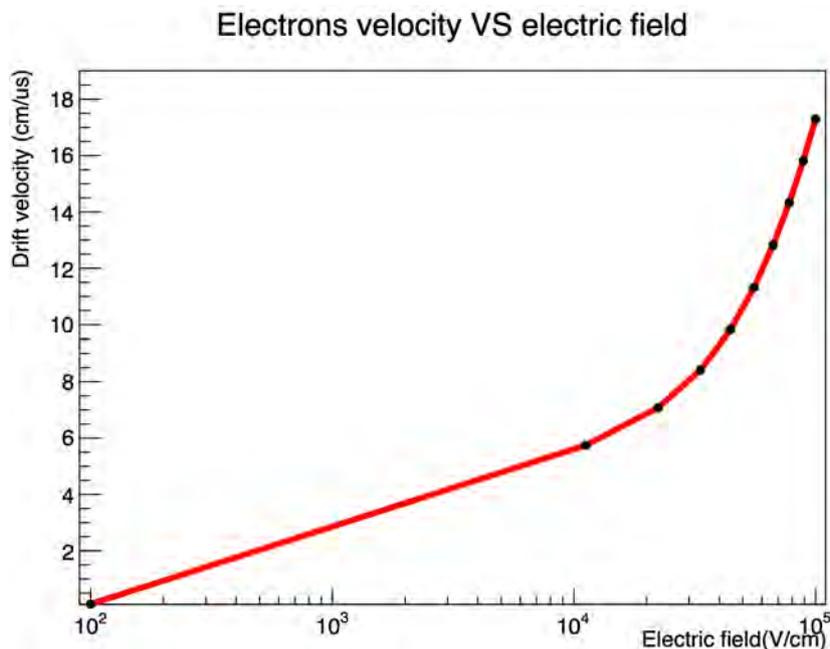


图 3.2: 电子漂移速度随电场强度的分布

电子的扩散程度取决于气体，但也很大程度上取决于电场强度。类比于离子的线性扩散3.4，引入特征能量  $\varepsilon_k$ ，电子的线性扩散公式为<sup>[67]</sup>：

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_k}{e}} \sqrt{\frac{P}{E}} \sqrt{\frac{x}{P}} \quad (3.7)$$

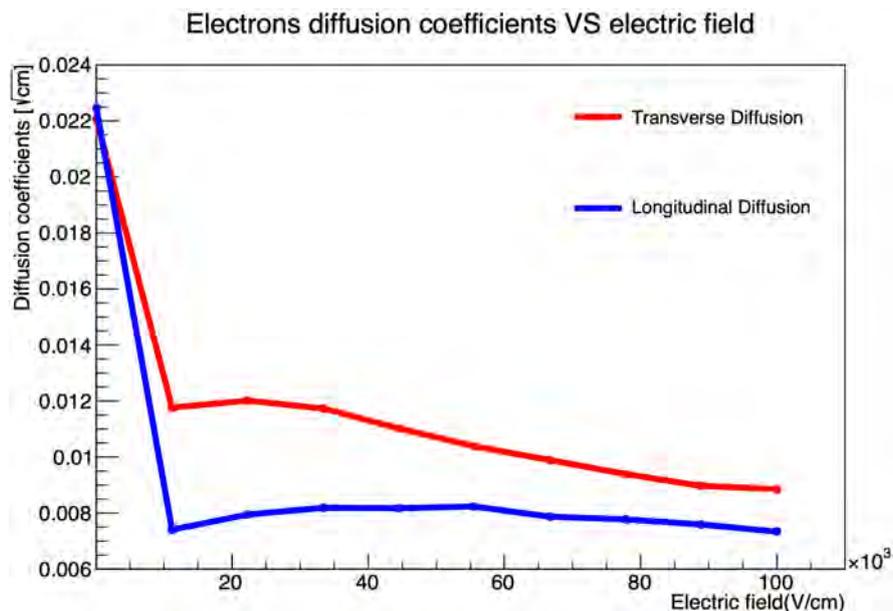


图 3.3: 电子的横向扩散和纵向扩散随电场强度的变化

在存在电场的情况下，电子的扩散不是对称的，可分为在漂移方向上的纵向扩散系数  $D_L$  和横向扩散  $D_T$ 。越小的纵向扩散将有助于提高漂移时间分辨率。因此在实验上需挑选合适的气体混合物，以实现纵向扩散的减少。如图3.3所示的是电子在 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 混合气体中的横向扩散和纵向扩散分布，结果表明，在该工作气体中，电子具有较低的纵向扩散，有利于探测器的位置探测。

### 3.2.4 电子吸附系数和 Townsend 系数模拟

电子在气体中的运动较为复杂，它们在漂移和扩散的过程中不断与气体分子碰撞。这些电子可以通过几种途径失去能量：一是被气体中的正离子捕获，从而实现电荷的中和。二是附着在具有电子亲和力的分子上，形成负离子。三是在撞击到容器壁或安全壳的壁上时被吸收<sup>[67]</sup>。假设电子在与气体分子碰撞过程中被吸附的概率为  $h$ ， $h$  被定义为吸附系数。

对于稀有气体来说，电子的吸附系数可忽略不计。但是在负电性气体中吸附系数非常明显，不可忽略。常见的负电性气体有二氧化碳 (CO<sub>2</sub>)、氟利昂 (CF<sub>3</sub>Br)、氧气 (O<sub>2</sub>) 等。表3.1中列举部分不同气体在无电场下的电子吸附系数 ( $h$ )、每单位时间的碰撞次数 ( $N$ ) 以及电子附着所需的平均时间  $t_h(s)$ <sup>[67]</sup>。

$$t_h = \frac{1}{hN} \quad (3.8)$$

电子吸附系数是电子能量的函数，因此也是电场的强函数。每单位漂移长度的电子-分子碰撞次数由  $(wt)^{-1}$  给出，其中  $w$  和  $t$  分别是漂移速度和平均碰撞时间。带

表 3.1: 不同气体在无电场情况下的电子吸附系数、碰撞频率和平均捕获时间<sup>[67]</sup>

气体	$h$	$N(s^{-1})$	$t_h(s)$
CO <sub>2</sub>	$6.2 \times 10^{-9}$	$2.2 \times 10^{11}$	$0.71 \times 10^{-3}$
O <sub>2</sub>	$2.5 \times 10^{-5}$	$2.1 \times 10^{11}$	$1.9 \times 10^{-7}$
H <sub>2</sub> O	$2.5 \times 10^{-5}$	$2.8 \times 10^{11}$	$1.4 \times 10^{-7}$
Cl	$4.8 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{11}$	$4.7 \times 10^{-9}$

入公式3.6后, 漂移单位长度后碰撞吸附的次数为<sup>[67]</sup>:

$$h \frac{1}{w\tau} = h \frac{e}{m} \frac{E}{w^2} \quad (3.9)$$

漂移期间的电子损失由微分方程描述:

$$dn = -\frac{e}{m} \frac{E}{w^2} dx \quad (3.10)$$

电子漂移距离  $x$  后幸存电子的数量:

$$n = n_0 e^{-h \frac{eEx}{mw^2}} = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda_c}} \quad (3.11)$$

其中,  $\lambda_c$  为平均吸附自由程, 在 Garfield++ 中, 吸附系数定义为  $\lambda_c$  的倒数, 即:

$$h_{Garfield++} = \frac{1}{\lambda_c} \quad (3.12)$$

图3.4模拟了在常温常压 (25°C, 1atm) 下, 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 混合气体中电子吸附系数随电场强度分布。结果表明, 在该工作气体下, 电子吸附系数在很低的电场下几乎为 0。随着电场强度的增大, 吸附系数也随之增大。当大于 50kV/cm 后, 在该高电场下表现出逐渐趋于稳定的吸附系数。

我们知道平均自由程 ( $\lambda$ ) 是电子在发生电离碰撞事件之前必须行进的平均距离。将它的倒数称为第一汤森系数 ( $\alpha = \frac{1}{\lambda}$ ), 其代表每单位漂移长度产生的离子对数量。经过一个平均自由程后, 将产生一个电子-离子对, 两个电子继续漂移, 在另一个平均自由程后, 再产生两个离子对, 依此类推。如果  $n$  是在经过  $dx$  距离后电子的个数, 在路径长度  $x$  上积分:

$$n = n_0 e^{\alpha(x)x}, M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha(x)x} \quad (3.13)$$

将  $M$  定义为电荷倍增因子。一般情况下, 在非均匀场中第一汤森系数为  $\alpha = \alpha(x)$ , 即与电场有关, 公式中不同  $x$  具有不同的电场强度。因此:

$$M = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} \quad (3.14)$$

图3.5模拟了汤森系数随电场强度的变化。其结果表明, 随着电场强度的增加, 每单位漂移长度产生的离子对数量也在增加。在小于 35kV/cm 的低电场下, 汤森系数约为 0。只有在大于 35kV/cm 以上的电场下, 才开始产生电子-离子对。

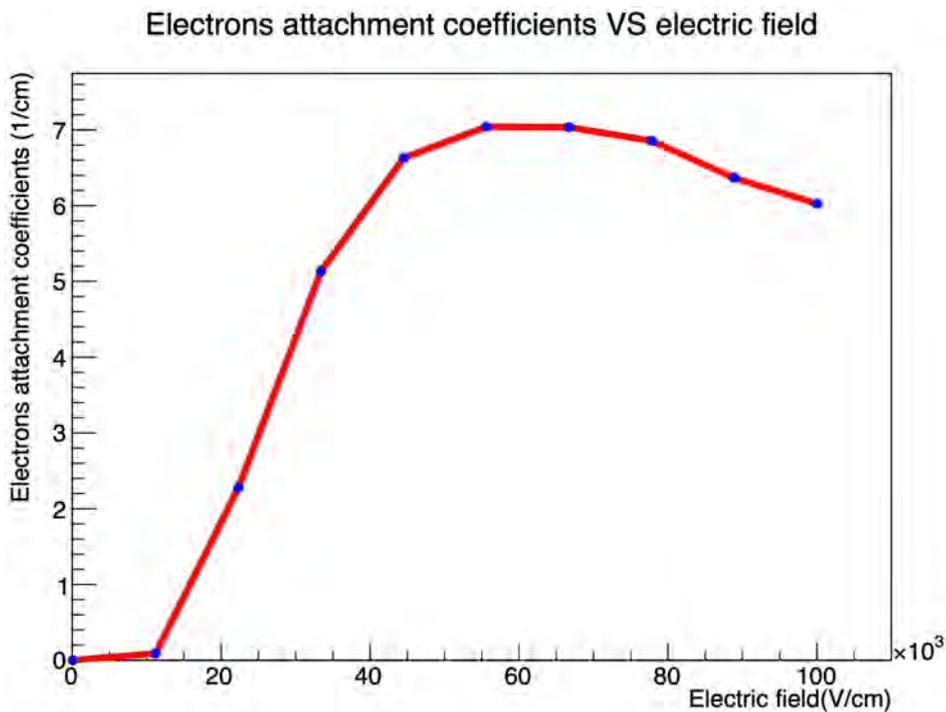


图 3.4: 电子吸附系数随电场强度的变化

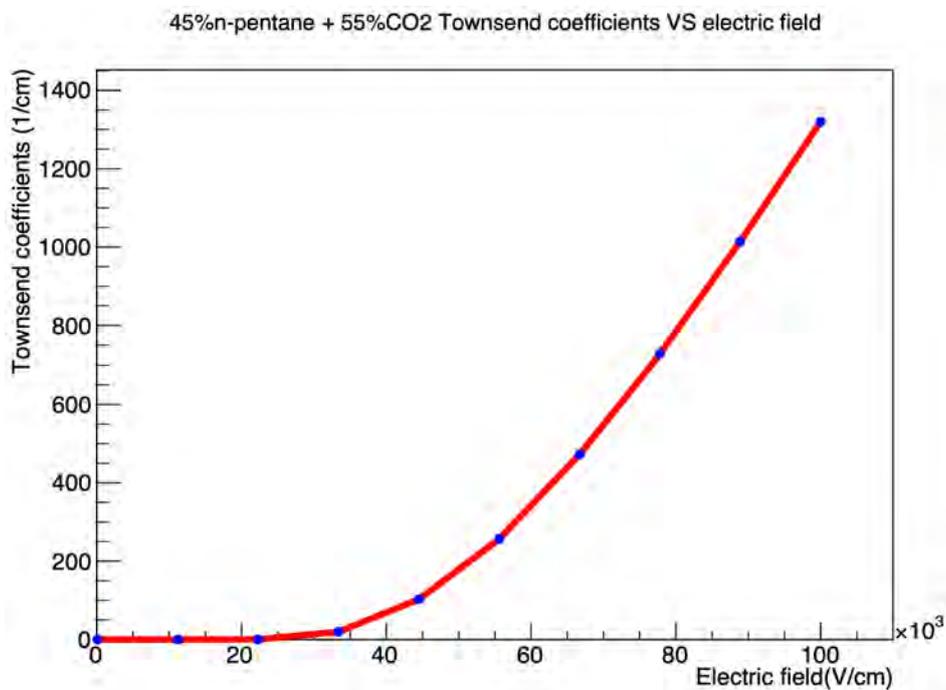


图 3.5: Townsend 系数随电场强度的变化

### 3.3 sTGC 探测器几何结构及电场模拟

在模拟中，我们使用 Garfield++ 软件包中的 GeometrySimple 和 SolidBox 函数来设定 sTGC 丝室内阳极丝的详细参数信息。这些参数包括阳极丝的直径、相邻阳极丝之间的间距、阳极丝的总数以及阳极丝与上下阴极板之间的间隙。图3.6展示了 sTGC 丝室的一个横切面视图， $x$  方向为丝的方向， $y$  是与探测器垂直的法线方向， $z$  是沿着丝的方向。以下阴极平面为参照原点，阳极丝丝平面以及另一个阴极面分别位于 0.14cm 和 0.28cm 位置处。

电场的建模通过调用 ComponentAnalyticField 函数完成，对每根阳极丝上施加高压，同时设置两侧阴极板的电压为 0V。其他详细丝室信息见表3.2。图3.7展示了丝室在  $xy$  平面的电场电势分布， $z$  轴是电场的电势。并输出阳极丝表面到阴极板（0.28cm 或 0cm）的距离随电场电势的变化。如图3.8所示，模拟了阳极丝运行高压在 2400V 到 3200V 范围内的电势的变化趋势。结果表明，距离阳极丝越远电势越小，在阳极丝附近的电势下降梯度最为显著，随着距离阳极丝越远，电势下降的梯度越缓，直到在阴极板处降为 0V。

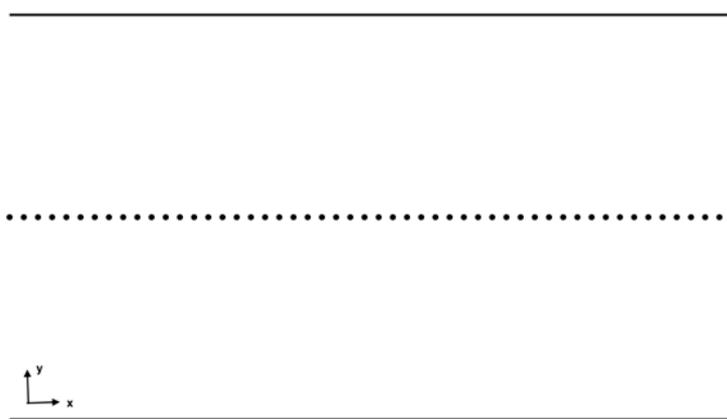


图 3.6: sTGC 丝室几何结构

温度	298 K
压强	762 torr
阳极丝数量	51
阳极丝间距	0.18 cm
阳极丝到阴极板间隙	0.14 cm
阳极丝高压	3000 V
工作气体	45%n-pentane + 55%CO <sub>2</sub>

表 3.2: sTGC 丝室模拟参数设置

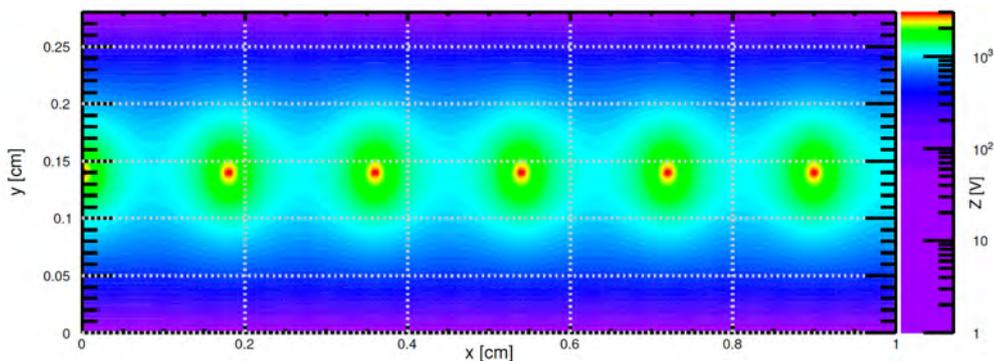


图 3.7: sTGC 丝室电场电势分布

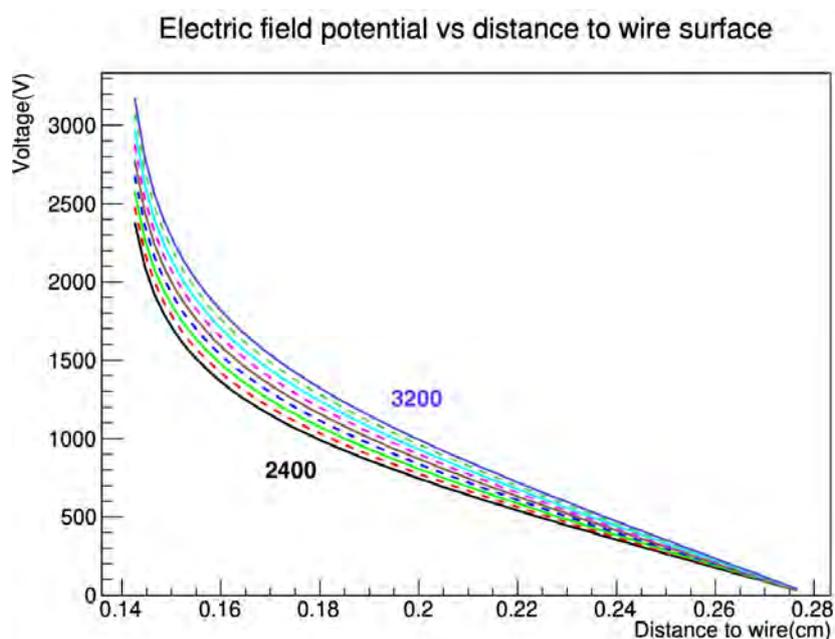
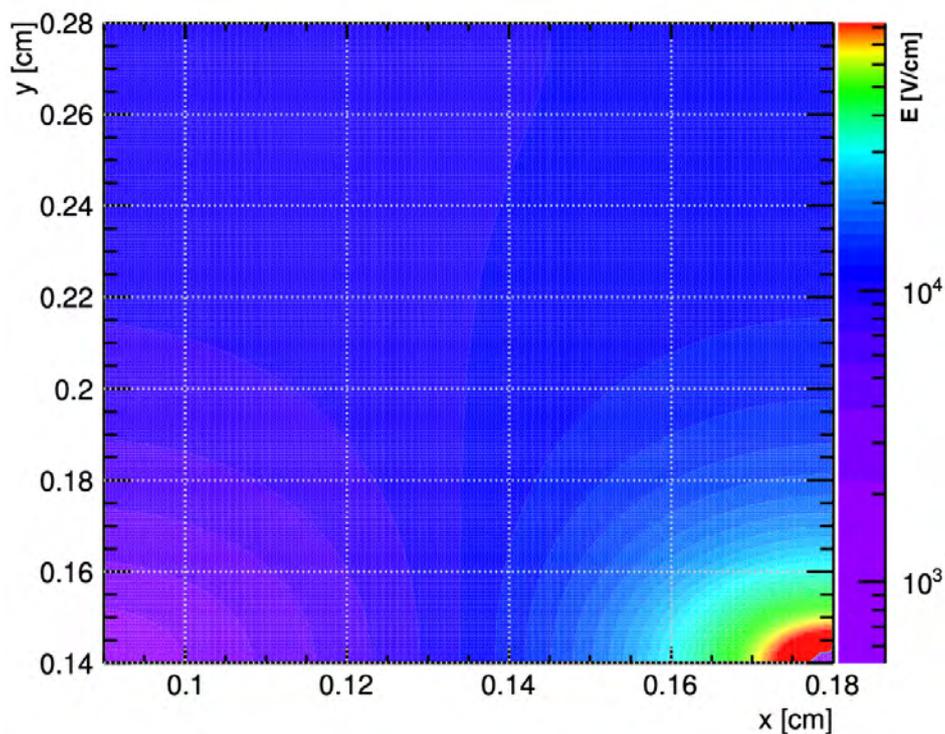


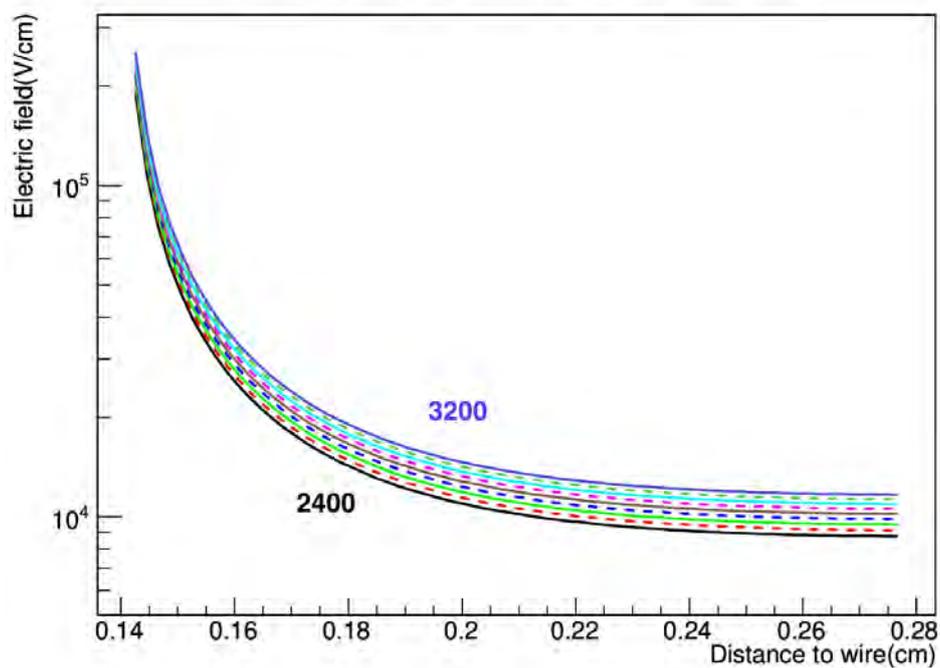
图 3.8: 从阳极丝 (0.14cm) 到一侧阴极板 (0.28cm) 的电势变化, 高压范围为 2400V 到 3200V

如图3.9a 所示, 展示了阳极丝表面到阴极平面之间电场强度的分布。横轴的范围为 0.09cm 到 0.18cm, 即从两根阳极丝间隙的中间位置到其中一根阳极丝的中心。纵轴的范围是从这根阳极丝的中心到丝室一侧的阴极板 (0.28cm)。由于电子将沿着电场线的方向 (即纵轴方向) 漂移雪崩, 因此我们比较关心纵轴范围内电场强度的变化。如图3.9b 所示, 模拟结果表明越靠近阳极丝的位置, 其电场强度变化梯度越明显, 在丝附近拥有最强的电场强度。这也是为什么电子雪崩过程时发生在该区域的原因。距离阳极丝越远, 电场强度变化越平缓, 直到在阴极板附近电场强度趋近于一个常数, 即在阴极板附近是一个均匀电场。



(a)

Electric field vs distance to wire surface



(b)

图 3.9: (a) 在 3000V 下, 阳极丝与阳极丝间隙的一半位置 (0.09cm) 到丝表面的电场强度变化; (b) 阳极丝表面 (0.14cm) 到一侧阴极板 (0.28cm) 的电场强度变化, 高压范围为 2400V-3200V

### 3.4 电子雪崩与气体增益的模拟

在第二章中我们已经讨论过，电子雪崩过程的发生是气体探测器实现带电粒子探测一个很重要的机制。电子雪崩大大增加了电子的数量，从而产生足够的电荷以被探测器的读出系统检测到，这就使得探测器能够记录下原初带电粒子的穿越事件。因此对于 sTGC 来说，高的气体放大倍数是其测试带电粒子击中位置的关键。因此我们在 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 工作气体中进行了丝室增益的模拟。同时，基于 STAR 有更换 sTGC 探测器工作气体的想法，因此在此基础上，还需要对比 sTGC 在不同混合气体下的增益的分布，为挑选适合的气体提供相关的数据参考。

电子雪崩过程的径迹模拟是通过 Garfield++ 中的 AvalancheMicroscopic 函数来实现的。在该函数内设置原初电子的数量、位置、能量、以及方向等信息。模拟参数的设置在表3.2的基础上，设置原初电子的位置为 (4.5cm, 0.27cm, 5cm)，电子的数量为 5，初始能量为 0，方向随机。获得的电子雪崩径迹如图3.10所示。橙色的曲线为原初电子在电场和工作气体的作用下，向阳极丝漂移过程的径迹模拟。径迹上的点为与气体原子或分子碰撞后产生的次级电子-离子对，点的颜色越深代表次级电子的能量越大。可以看出，在丝附近产生的雪崩电子的能量较高，颜色最深。同时，由于电子的捕获有些电子在漂移路径上就被吸附了。单电子雪崩增益的分布服从 Pólya 分布，如图3.11a 所示。

Pólya 分布（也称为负二项分布的一种），公式如下：

$$F_{\text{polya}}(\bar{G}, \theta) = \frac{(\theta + 1)^{\theta + 1}}{\Gamma(\theta + 1)} \left(\frac{G}{\bar{G}}\right)^{\theta} \exp\left(-(\theta + 1)\frac{G}{\bar{G}}\right) \quad (3.15)$$

其中，G 代表每次雪崩产生的电子数， $\bar{G}$  通常表示电子雪崩过程中的平均增益。 $\theta$  是形状参数，决定了分布的宽度。在气体探测器中，这个参数与气体的不均匀性或电场的波动有关。 $\Gamma(\theta + 1)$  是伽玛函数，在这里它作为一个正规化因子，确保概率分布函数的总和为 1。Pólya 分布通常用来描述气体探测器中电子雪崩过程的统计波动，其中气体增益的波动性反映了由于局部场强变化和其他随机因素导致的电离过程的不确定性。 $\theta$  参数的大小影响着分布的尾部，较大的  $\theta$  值意味着增益分布的尾部较长，即有较大概率出现远大于平均增益的增益值。

图3.11b 展示在工作气体中，单电子雪崩增益随高压的分布。由于随着电压的增加，电场强度在探测器中增强，从而加快了电子的漂移速度，并增加了电子在到达阳极之前能够引发的次级电离事件的数量，导致增益增加。这个关系在一定范围内是指数的，意味着很小的电压变化可以导致增益的大幅变化。图3.12中展示了在不同的工作气体中，电子雪崩增益随电压的分布。从图中可以看出，分别挑选了多种类型以及不同比例的混合气体，包括：TPC 探测器使用的 P10 气体 (90%Ar + 10% CH<sub>4</sub>)、60%Ar + 40% CH<sub>4</sub>、C10 气体 (70% Ar + 30% CO<sub>2</sub>)、90% Ar + 10% CO<sub>2</sub>、以及本文使用的工作气体 (45% n-pentane + 55% CO<sub>2</sub>)，并对其包含的两种气体更改占比分

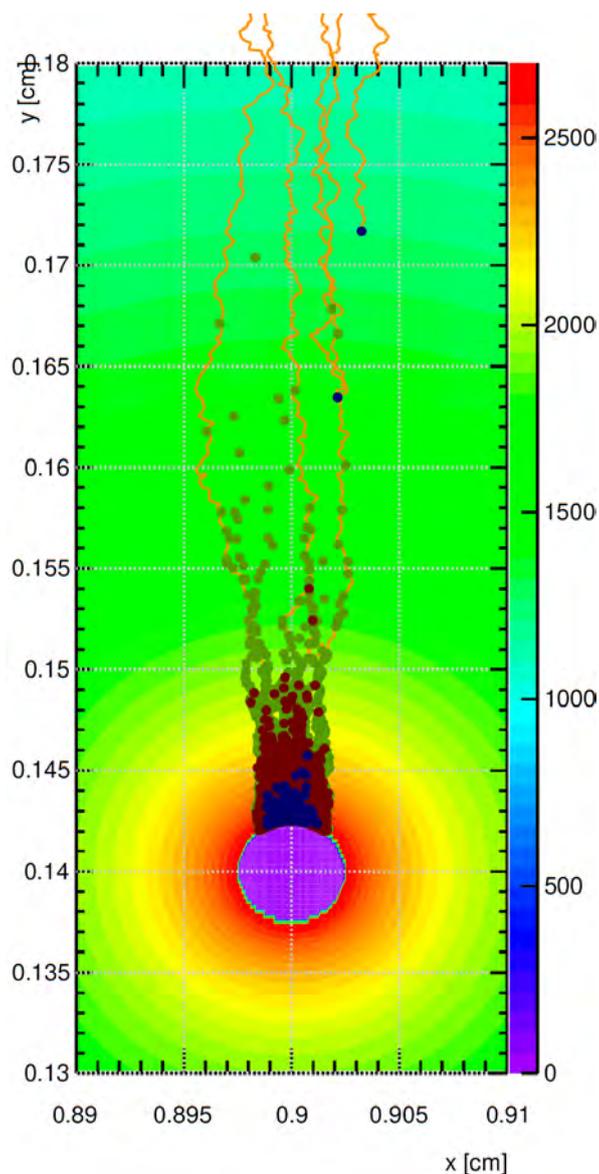


图 3.10: 在 2700V 下, 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 工作气体中电子雪崩径迹模拟

别为 20% n-pentane + 80% CO<sub>2</sub> 和 15% n-pentane + 85% CO<sub>2</sub>。为了保证模拟程序的可靠性, 还使用了 iTPC 的实验数据进行验证, 如图3.12中玫红点所示。与 iTPC 的模拟数据符合很好。

在选择工作气体时, 由于 sTGC 探测器主要的作用是提供径迹点位置的坐标, 因此我们主要关注的是探测器位置分辨率的探测精度。根据前面的模拟我们知道, 电场强度越高, 电子的横向和纵向扩散范围越小。因此通常会选择在相同增益下时, 运行高压较高的混合气体。如图3.13所示, 高压越高, 对电子漂移径迹的约束越明显, 将有利于探测器的位置探测。因此, 我们最终选择的工作气体为 45% n-pentane + 55% CO<sub>2</sub>。

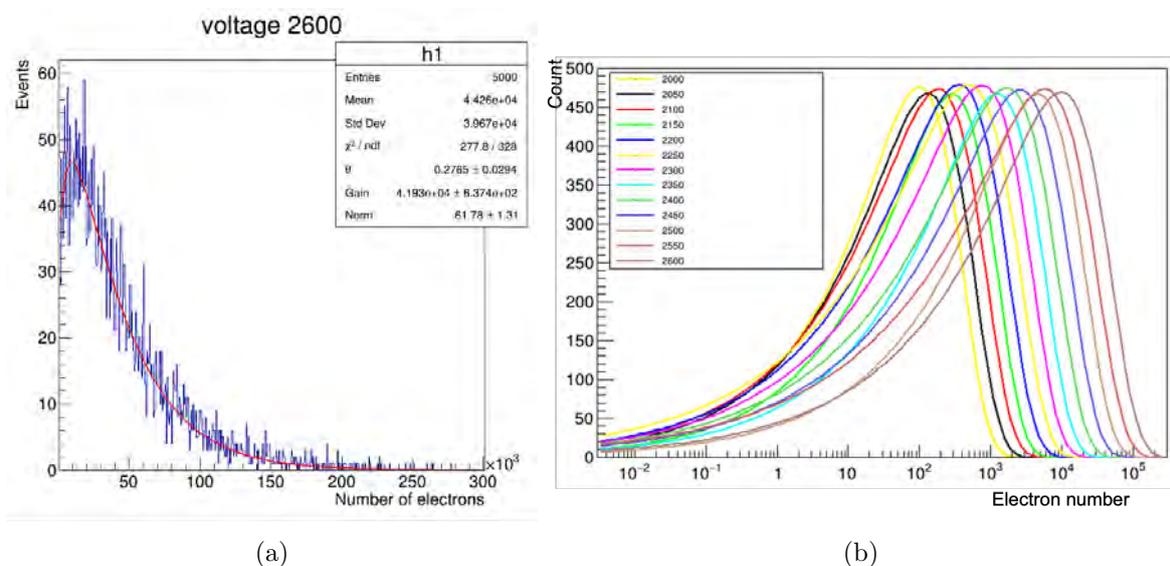


图 3.11: (a) 在 2600V 下, sTGC 丝室内单电子在 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 工作气体中产生的雪崩电子数目分布, 并服从 Polya 分布; (b) 高压在 2000V 到 2600V 范围内的单电子雪崩分布的模拟

### sTGC gas gain simulation using Garfield++

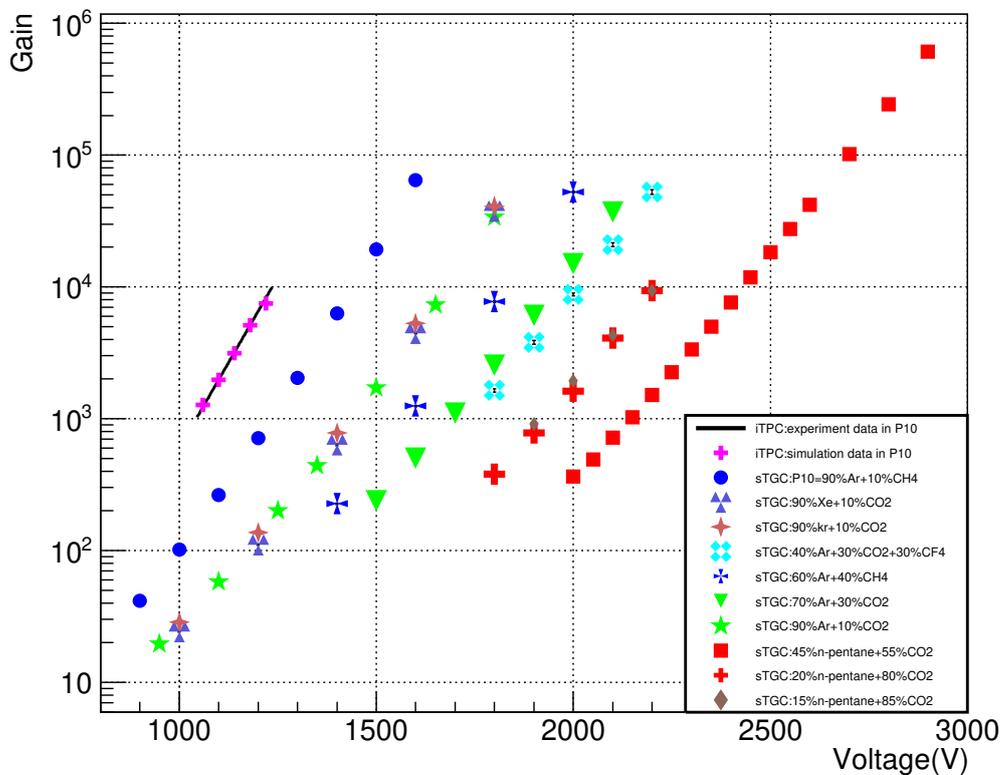
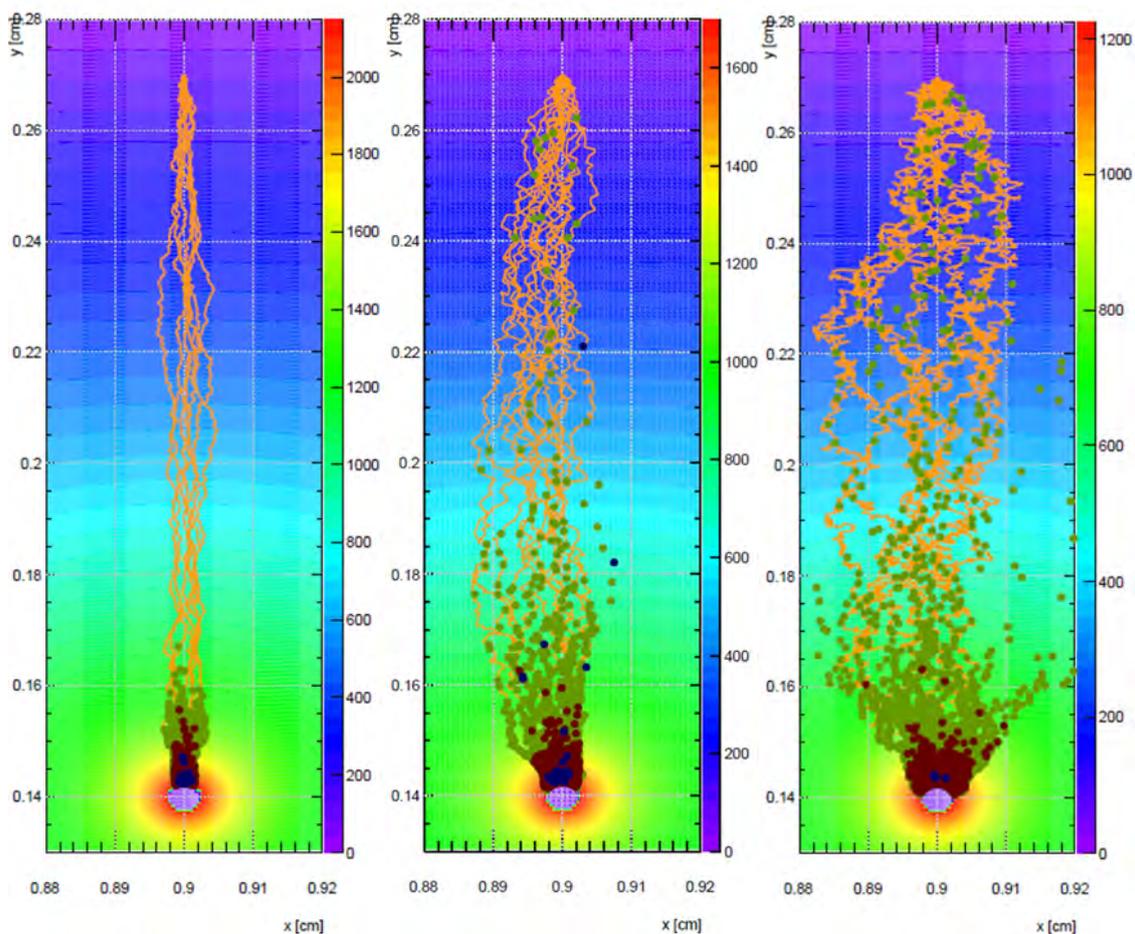


图 3.12: 不同混合气体下, 气体增益随电压的分布



(a) 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub>    (b) C10: 70%Ar+30%CO<sub>4</sub>    (c) P10: 90%Ar+10%CH<sub>4</sub>

图 3.13: 在相同增益下, 不同工作气体中电子雪崩径迹模拟。图 (a) 显示的正戊烷混合气体下的工作高压为 2300V; 图 (b) 显示的在 C10 气体下的工作高压为 1700V; 图 (c) 显示的 P10 气体下的工作高压为 1250V。对于工作在饱和区的 sTGC 来说, 将倾向于选择运行在较高电压下的混合气体, 这将有利于探测器的定位精度

## 第四章 微条窄隙室探测器的研制

本章介绍了前向微条窄隙室径迹探测器的样机设计、批量制作流程以及丝室的质量监控工作。山东大学 STAR 组共研发了三个不同版本的探测器样机，分别是 30cm×30cm 样机、60cm×60cm 样机、五边形样机。首先，本章将阐述为满足前向 FTT 探测器的升级需求，在样机设计过程中所面临的挑战。随后，本章详细说明为了克服这些挑战而进行的三个版本样机设计的迭代过程，包括对每个原型进行的设计升级和性能改进，以及如何最终确定五边形 sTGC 样机的设计方案。

同时，本章详细介绍了探测器的研制流程。从原材料的选择、加工，以及各个部件的组装、质量控制等关键环节。微条窄隙室的制作和批量生产是一件非常具有挑战性的工作，在制作过程需要考虑多方面因素的影响，比如机械加工精度和外部环境的影响等。因此需要严格的批量制作和质量监控流程。丝室的高性能运行与丝室的机械结构以及制作精度有着密切的联系，因此在质量监控过程中需要对丝室的平整度、厚度进行严格的把控。除此之外，长时间的丝室高压漏电流测试也是必不可少的，这是保障丝室能够长时间正常运行的重要手段。以上质量监控步骤贯穿于整个生产过程，通过交叉验证来确保整个生产流程的高效和高质量，并且所有这些步骤都需记录在质量监控记录表中。

### 4.1 FTT 探测器设计要求与挑战

在第一章节中已经介绍前向 sTGC 径迹探测器需要提供 4 个径迹点、位置分辨率需要小于 200 $\mu\text{m}$ 、且需要做到前向快度区间  $2.5 < \eta < 4$  的大面积覆盖以及匹配 STAR pole tip 端盖空间。为了抑制多重散射和光转换背景，需要控制 FTT 径迹探测器的材料尽量少的<sup>[34]</sup>。

基于以上要求，FTT 设计过程中需要面临以下挑战：

1. 安装位置空间尺寸限制：由于 STAR 要求 FTT 探测器安装在 STAR 端盖的 pole tip 位置处，如图4.1所示。需要在  $\eta=2.3$  范围内，实现  $\eta=2.5$  的全覆盖。且由于安装位置空间的限制，最终电子学需设计为单方向插入，因此对探测器的几何结构设计与与电子学适配后的读出通道设计都提出了显著挑战。

2. 探测器模块能实现二维坐标读出：在材料可控和读出通道有限的情况下，可提供二维坐标的 sTGC 模块，需要由两个完全相同的单元室组成，因此每个单元室保持一定的旋转对称结构，才能保证其反转后能与另一个单元室组合。

3. 探测器模块需具有一定的假击中排除能力，如图4.12所示。快度 ( $\eta$ ) 与安装位

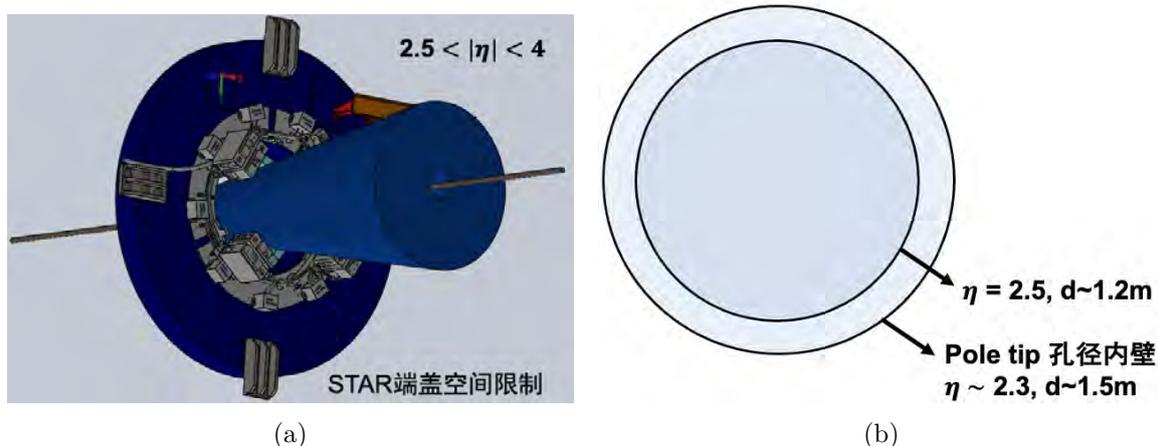


图 4.1: (a) 蓝色锥形体积就是速度区间  $2.5 < \eta < 4$  的空间体积，中间为束流管，4 层 FTT 平面将垂直于束流管间隔放置，同时还受到 STAR pole tip 端盖空间尺寸限制；(b) 当  $z=361\text{cm}$  可覆盖  $\eta=2.5$  速度区间，直径为 1.2m。该安装位置孔径内壁的速度为  $\eta=2.3$ ，直径为 1.5m

置 ( $z$ ) 之间的计算公式如下所示：

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right], \tan(\theta) = \frac{d/2}{z} \quad (4.1)$$

式中， $z$  为距离碰撞中心点的位置， $d$  为 FTT 径迹探测组成平面的直径，即  $\theta$  平面边缘与  $z$  轴的夹角。

如图 4.1a 所示，蓝色锥形体积就是速度区间  $2.5 < \eta < 4$  的空间体积，中间为束流管， $z$  方向即为束流管方向，FTT 径迹探测器组成的 4 层平面将垂直于束流管，分别放置在距离对撞中心点  $z=307\text{cm}$ 、 $325\text{cm}$ 、 $343\text{cm}$  和  $361\text{cm}$  位置处，彼此间隔  $18\text{cm}$ 。从图中要求覆盖的锥形空间结构可看出，随着距离碰撞中心点越远，FTT 平面将覆盖的  $\eta$  范围更大。按照升级要求即需要满足当  $z=361\text{cm}$  时，FTT 探测器在匹配安装位置的同时仍满足  $\eta=2.5$  的覆盖，如图 4.1b 所示。图中内圈为安装在  $z=361\text{cm}$  位置处的 FTT 径迹探测器平面覆盖的速度范围，可满足  $\eta=2.5$  速度覆盖，直径为 1.2m。外圈为  $z=361\text{cm}$  安装位置处空间限制，其孔径内壁的直径为 1.5m，覆盖的速度为  $\eta=2.3$ 。由于中间还要留出束流管的空间（束流管半径为  $4\text{cm}$ ），因此安装位置空间十分有限。

## 4.2 探测器样机设计

山东大学 STAR 组于 2018 年提出使用微条窄隙室探测器作为前向径迹系统的一部分，实现前向径迹系统的探测需求，并最终通过了合作组的一致审核。在该研制项



图 4.2: 30cm×30cm sTGC 样机使用 STAR TPX 电子学进行通道噪音测试

目中，一共设计并制作了三种版本的 sTGC 样机，最终设计的五边形 sTGC 模块能完美解决以上难点。现对这三种版本的样机进行介绍。

#### 4.2.1 第一版样机设计

第一版本样机尺寸为 30cm×30cm，是最早研制的一款样机。它是基于 ATLAS sTGC 技术而预研制的一款用于 STAR 上的样机。该样机是使用 STAR TPX 的电子学 (ALIRO ASIC, 详情参考图5.5) 读出的。样机结构如图4.2所示，该版本样机的读出条与读出焊盘是分离在两块不同的 PCB 板上，并通过焊接的方式进行连接。其中焊盘是独立于探测器附着在一块 1.5mm 厚的印刷电路板 (Printed circuit board, PCB) 的表面，屏蔽接地点位于 PCB 的另一侧。30cm×30cm 样机内部丝室结构与 ATLAS sTGC 探测器相同，不同的是该样机采取的是正方形结构，内部读出条长度为 30cm。

该版本样机在山东大学进行了通道噪音测试。如图4.2所示，图中展示的是使用 STAR TPX 电子学搭建的测试平台，sTGC 上的两个读出插槽连接到前端电子学 FEE (Front End Electronics)。有关 STAR TPX 电子学详情可参考 5.3 节。在 2900V 工作高压下，脉冲信号的测试结果如图4.3所示，宇宙线信号的分布清晰可见。图中纵轴表示信号的电荷量 ADC，横轴表示时间轴 TimeBin，每个 TimeBin 为 100ns。

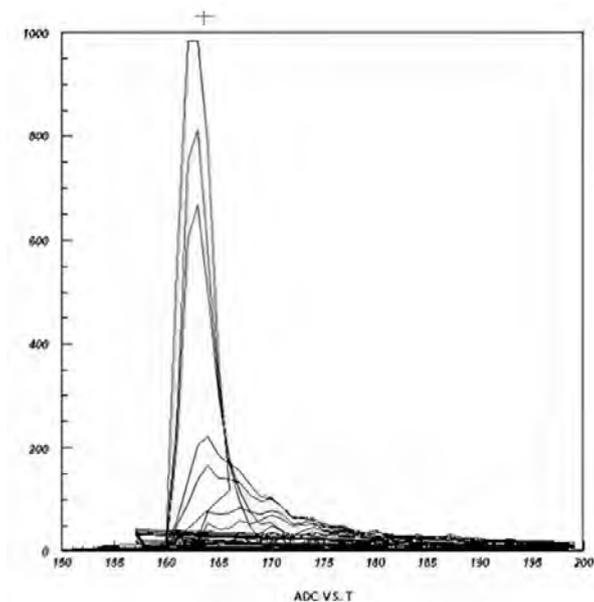


图 4.3: 基于 STAR TPX 电子学读出的宇宙线信号分布, 纵轴为电荷量 ADC, 横轴为时间窗口 TimeBin, 每个 TimeBin 为 100ns

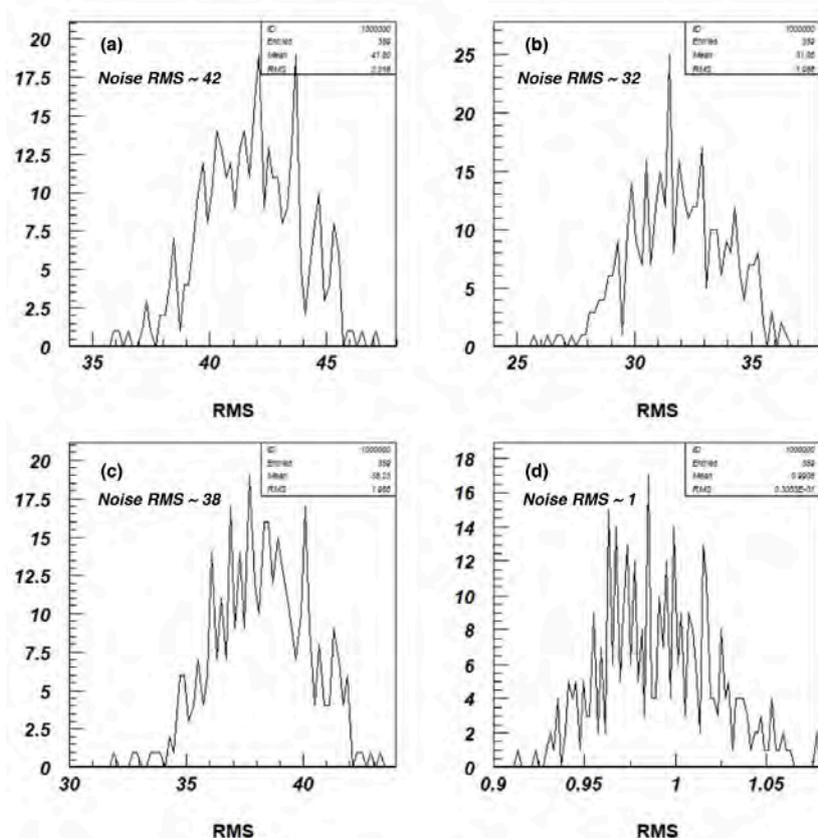


图 4.4: 基于 STAR TPX 电子学的通道噪音测试, 横轴为噪音的 RMS 值, 纵轴为事例数。图 (abc) 为电子学通道连接探测器读出条后整体噪音水平, RMS 约为 38; 图 (d) 为电子学通道的噪音水平, RMS 约为 1

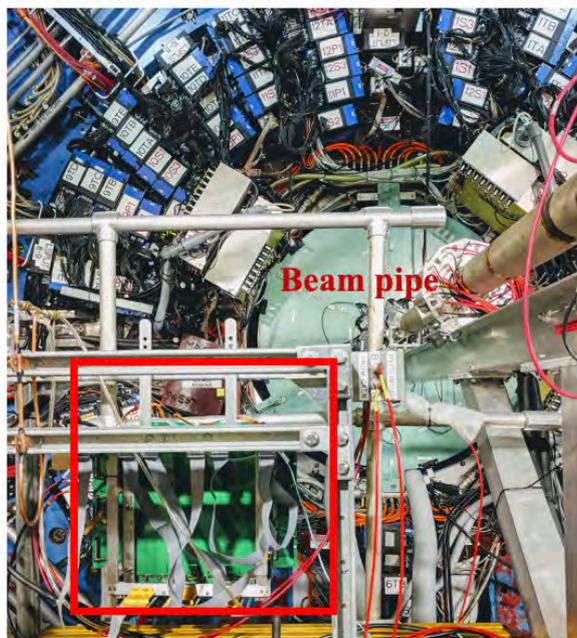


图 4.5: 30cm×30cm sTGC 样机参与了 STAR 束流能量扫描二期数据采集, 测试不同混合气体下的探测效率

在信号的最大峰值位置出现出一个 ADC 平台, 这表明在该工作高压下, 信号幅度超出了电子学测量的上限。为了在电子学读出的限制范围内完整读出探测器信号, 可以通过降低工作电压来实现。在测试过程中, 注意到连接探测器读出条后的噪音水平偏高, 如图 4.4 所示。图 4.4d 是仅有电子学通道时的标准噪音水平, 噪音 RMS 值为 1。而当连接了探测器读出条后, 如图 4.4a、b、c 所示, 整体噪音的 RMS 大约为 38。探测器具有较高噪音水平的原因可能来源于以下两个方面: 首先, 怀疑可能是由于接地方式不当导致的噪声增加; 其次, 读出条与前端电子学之间通过焊接连接, 这种方式可能会捕捉到更多外部环境的电磁噪声。对于第一个原因, 经过多次改进接地方式后已经排除了由于接地不当导致的噪声问题。对于第二个原因, 在第二版的样机设计中将进行进一步的优化。

山东大学于 2018 年 10 月完成了第一个版本样机的制作, 并在全面测试之后, 于 2019 年 6 月将该原型机运至 BNL, 并成功安装在 STAR 探测器上, 参与了 RHIC 束流能量扫描二期的数据采集工作。sTGC 探测器通常使用的工作气体为 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 的混合气体。由于正戊烷易挥发、高度易燃, 在室温下为液态, 且沸点仅约 36°C, 这些特性都导致其在安全性上需要特别注意。因此, 考虑到以上存在的安全问题以及 STAR 实验当时并未获得正戊烷的使用许可, 便考虑使用其他的混合气体替代。BNL 对 30cm×30cm 样机在不同混合气体下进行了束流测试, 测试平台如图 4.5 所示。同时, 本人也对不同混合气体下 sTGC 丝室的气体增益进行了模拟研究, 详情可见 3.4 节。根据模拟的结果, BNL 测试了包括 C10 在内的不同气体混合

物的探测效率。最终结果表明，C10 气体的探测器效率不满足设计要求。正戊烷混合气体在 2900V 下的探测效率高于 98%，满足设计要求<sup>[90]</sup>。综合模拟与 BNL 束流测试结果，最终确定仍以 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub> 的混合气体作为工作气体。

总而言之，第一版本的样机设计不仅让我们积累了前向微条窄隙室的制作经验，确定了探测器的工作气体。还为我们第二版本的样机设计提供了宝贵的优化方向，比如该版本样机的通道噪声水平偏高，需要对下一个版本样机进行降噪优化。

#### 4.2.2 第二版样机设计

第二个版本样机的尺寸为 60cm×60cm，基于 30cm×30cm 样机的经验，进行了多项设计优化。首先，为降低探测器读出条的噪音，我们设计将阴极读出条与读出焊盘集成在同一块 PCB 板上，如图4.6所示。样机测试结果显示，此方法能有效降低读出条的噪声水平，如图4.7所示，60cm×60cm 样机的通道噪音的 RMS 降为 4.5，相较于 30cm×30cm 样机的噪音 RMS 38，读出条噪音得到显著降低。

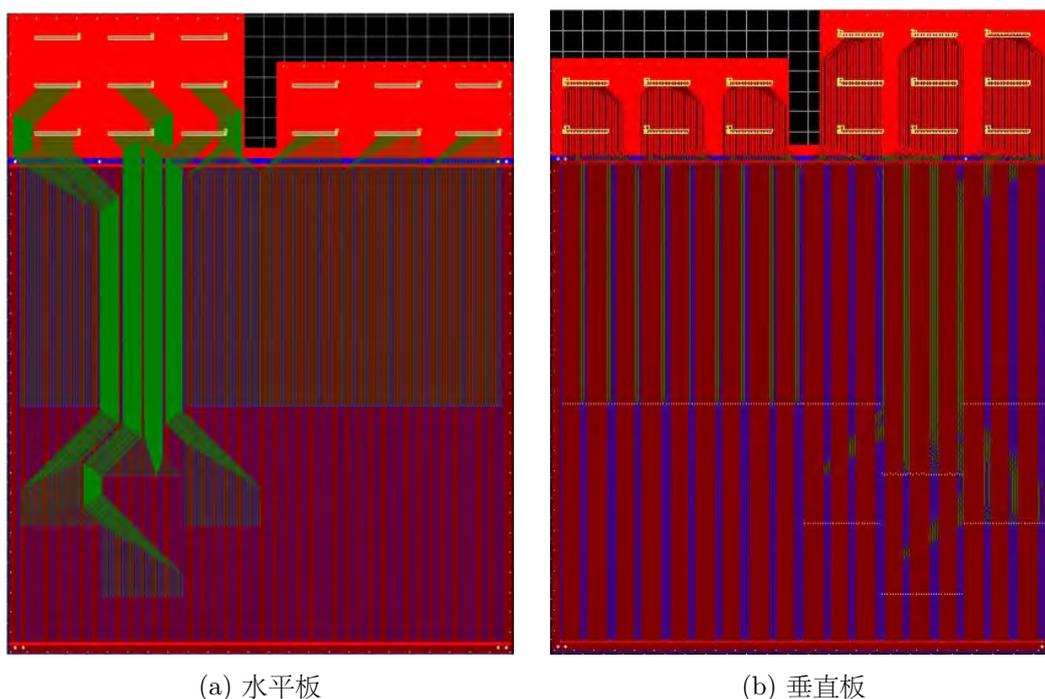


图 4.6: 60cm×60cm 样机设计有三种 PCB 板，分别为绕丝板、水平板和垂直板。(a) 水平板用于 y 方向坐标读出，第三象限为加密区域。红色线条为读出条，读出条之间有 0.5mm 的间隙。绿色线条为读出条走线，作用是将读出条信号引到读出焊盘。顶端亮红色板块为读出焊盘，共设计有为 3×3 和 3×2 两个板块，通过与电子学的 FEE 通道连接从而实现读出条信号的读出；(b) 垂直板用于 x 方向坐标读出，且第四象限为加密区域

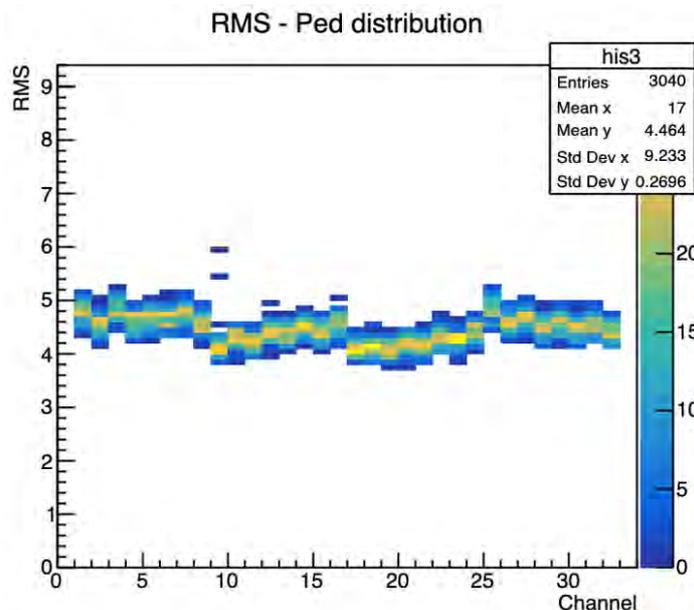


图 4.7: 60cm×60cm 样机读出条通道噪音水平, RMS 约为 4.5

其次, 为在高亮度区域进行更精细化的测量, 60cm×60cm 样机在靠近束流管的部分增加了读出通道数, 详情可见图4.6a 的第三象限和图4.6b 的第四象限, 即称为“加密区域”。与 30cm×30cm 样机一样, 60cm×60cm 样机也是适配 STAR TPX 电子学读出而设计的。

如图4.6所示, 60cm×60cm 样机共设计了 3 种不同版本的 PCB 板, 分别为带有阴极读出条的水平板和垂直板, 以及不带读出条的绕丝板。其中水平板和垂直板分别与绕丝板组成两个室, 分别称为水平室 (chamber1) 和垂直室 (chamber2), 如图4.8b 所示。sTGC 模块是由这两个室组成的, 用来提供 xy 方向的二维空间坐标。注意在这里的“水平”和“垂直”的只是在探测器制作过程中为了区分不同板的相对命名, 两块板的读出条设计是镜像对称的, PCB 板内的读出条的机械结构完全相同。PCB 板内加密区域的读出条长度为 15cm, 非加密区域的读出条长度为 30cm, 每个室的读出条数量为 470。

60cm×60cm 样机模块如图4.8a 所示, 组成模块的两个单元室中间通过蜂巢板进行间隔, 通气通道在探测器的侧面。图4.8b 展示的是 sTGC 模块的爆炸视图, 可详细查看模块前后的组成部分。由图可知, 每个单元室室内有一个十字形的支撑条结构, 且每一个象限中都有一个支撑扣。其中支撑条宽度为 0.7mm, 支撑扣的半径为 0.3mm。支撑结构所覆盖的区域应视为死区, 因为在该区域探测器的性能 (比如探测效率) 将大大降低<sup>[91]</sup>。经计算在第二版本样机中死区面积约占 2.36%。60cm×60cm 样机一共制造了 4 个模块, 已于 2020 年 6 月运抵美国布鲁克海文国家实验室, 并在 2020 年的 10 月成功安装在 STAR 探测器上。

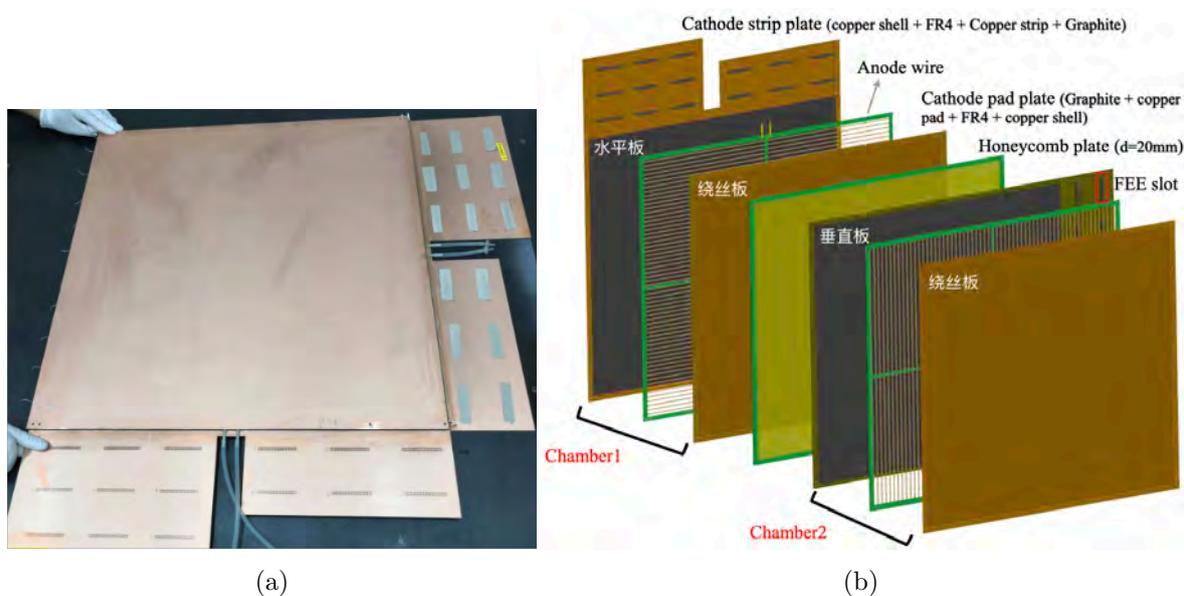


图 4.8: (a) 60cm×60cm sTGC 样机模块; (b) 60cm×60cm sTGC 样机模块爆炸视图。两个室之间使用蜂巢板进行连接的, 丝室的内部结构一样

总体来说, 在 60cm×60cm 样机中, 我们确认了使用焊接方式连接读出条和电子学读出焊盘确实会导致外部环境噪声的引入, 进而增加探测器读出条的噪声水平。我们通过将读出条和电子学读出焊盘集成在同一块 PCB 板上, 显著降低了通道噪声, 这一改进将被应用到新版样机的设计中。然而, 由于此版本样机采用了三种不同的 PCB 板, 这不仅增加了探测器后期批量制作的难度, 也增加了材料的预留成本。针对这一问题, 我们需要进一步的优化。同时, 在样机制作和测试期间, STAR 提出了一个新的要求, 即将 FTT 探测器安装在 STAR pole tip 的端盖内, 这要求我们进一步考虑探测器安装位置的空间尺寸限制, 并对样机的几何结构设计进行优化。

### 4.2.3 最终版样机设计

根据前两个版本样机的设计和测试反馈, 同时考虑到安装位置的空间限制, 最终版样机被设计成多边形结构, 具体是一个边长大约 55cm×55cm 的五边形 sTGC 样机。如图4.9所示, 在五边形 sTGC 样机中, 我们进行了以下几个项升级: 首先, 延续了 60cm×60cm 样机中的设计理念, 将读出条与读出焊盘集成在同一个 PCB 板上。其次, 设计了两种不同的 PCB 板: 直条板和斜条板。其中直条板用于 x 和 y 方向的二维坐标读出, 而斜条板内的斜向读出条(呈 45° 排列)旨在消除假击中点。五边形 sTGC 样机设计适配于 VMM3a 电子学。

如图4.9所示。直条板的读出条分为三组, 分别为 Row0、Row1 和 Row2。如图4.10所示, 同一 Row 内的读出条长度并非完全相同, 不同 Row 之间的读出条不仅长度不

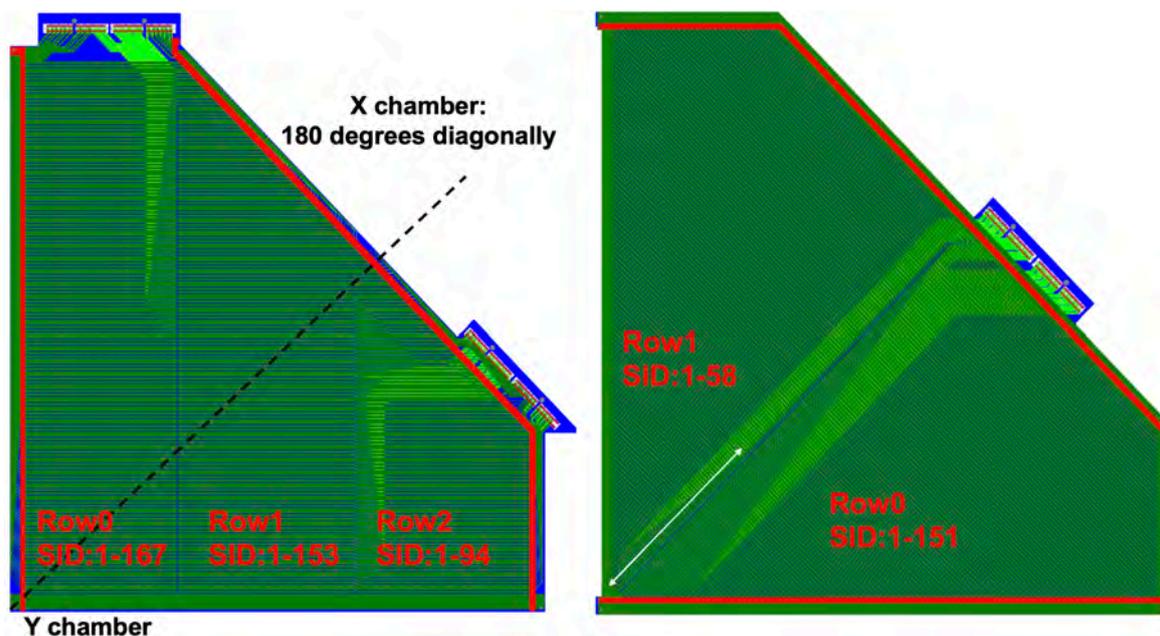


图 4.9: 五边形样机的 PCB 板分为直条板 (左图) 和斜条板 (右图)。在直条板中, 阴极读出条被分为三组: Row0 共有 167 根条, Row1 有 153 条, 而 Row2 有 94 条。每组读出条的长度各不相同, 分布情况如图4.10所示。斜条板上, 阴极读出条被分为两组: Row0 有 151 条, 覆盖了整个下半区域并全部进行读出; Row1 有 58 条, 仅部分进行读出, 其余未读出的读出条需接地处理

同, 其包含的读出条数目也不同。在直条板内的读出条详情如下:

1. Row0: 条带总数目为 167, 编号范围从 1 至 167。前 153 条带的长度均为 160.8mm。编号从 154 至 167 的条带长度构成一个等差递减数列, 起始长度为 205.4mm, 终止长度为 163.8mm, 每相邻两条带的长度差为 3.2mm。
2. Row1: 条带总数目为 153, 编号范围从 1 至 153。前 94 条带的长度均为 188.5mm。编号从 95 至 153 的条带长度构成一个等差递减数列, 起始长度为 232.8mm, 终止长度为 47.2mm, 每相邻两条带的长度差为 3.2mm。
3. Row2: 条带总数目为 94, 编号范围从 1 至 94。前 51 条带的长度均为 184.4mm。编号从 52 至 94 的条带长度构成一个等差递减数列, 起始长度为 178.2mm, 终止长度为 47mm, 每相邻两条带的长度差为 3.2mm。

斜条板内阴极读出条分为两组, 分别为 Row0 和 Row1, 读出条长度分布可参考图4.10。斜条板内的读出条详情如下:

1. Row0: 条带总条数为 151, 以 PCB 板内直角的第一根条开始, 编号从 1 到 151, 布满下半读出区域, 前 118 条带的长度构成一个等差递增数列, 起始长度

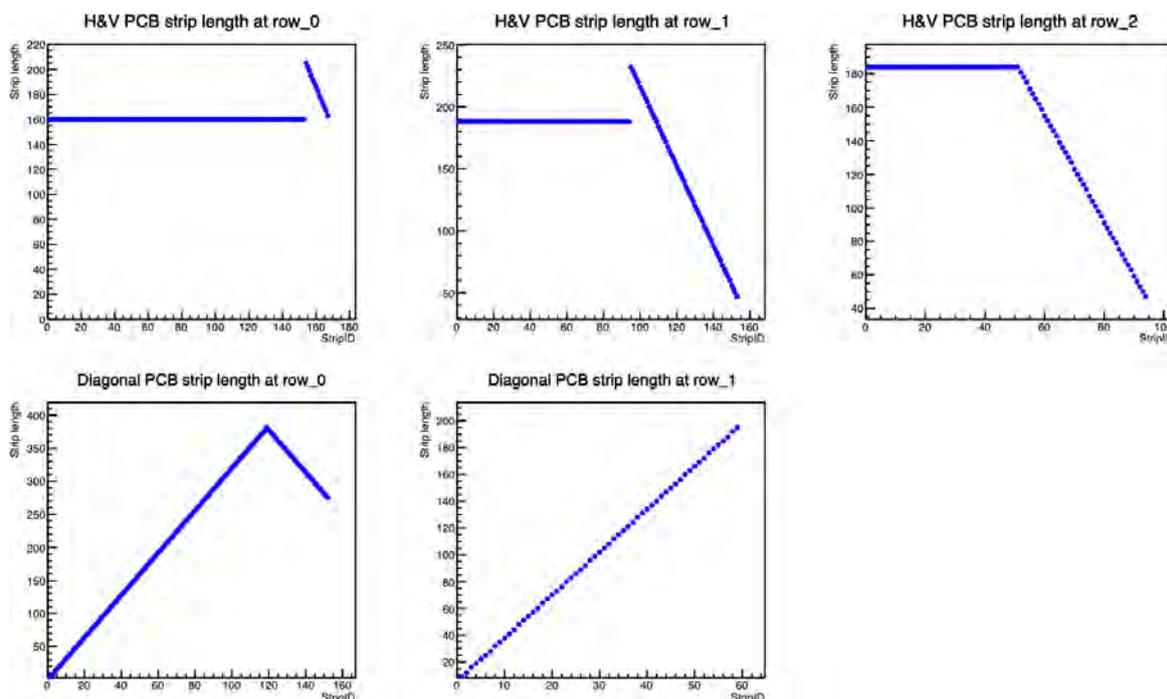


图 4.10: 五边形 PCB 板内读出条长度变化，上面三张图是直条板的三个 Row 的读出条长度变化，下面两张图是斜条板的两个 Row 的读出条长度变化

为 6.6mm，一直递增到 381mm。第 119 到 152 条带长度构成等差递减数列，每相邻两条带的长度差为 3.2mm。

2. Row1: 前 58 个读出条读出，其他读出条需要接地。前 58 根读出条的长度也是构成一个等差递增数列，起始长度为 9.6mm，直至增加到 195.2mm，每相邻两条带的长度差为 3.2mm。

单元室是通过将斜条板沿着对角线旋转 180° 后与直条板结合而成。合成后的单元室室内的读出条分布如图 4.11a 所示。五边形 sTGC 模块是由两个单元室组合而成，即 X 室和 Y 室，其中 Y 室是将 X 室沿着对角线旋转 180° 而来，如图 4.11b 所示。因此，组合后的五边形 sTGC 模块能够提供三维坐标 (x, y, d)，其中 X 室位于上方，Y 室位于下方。这种结构设计使得用于测定 x 和 y 坐标的直条板位于模块的内层，有助于降低用于位置定位 PCB 板的噪声。斜条板用于提供 d 坐标，位于模块的外层，并可实现斜条全覆盖整个 sTGC 模块。如图 4.12 所示，设计斜条的目的是为了去除假击中点。当两个粒子同时击中探测器时，探测器只能给出四个位置坐标  $x_1$ 、 $x_2$ 、 $y_1$ 、 $y_2$ 。若无斜条存在，将无法辨认 A、B、C、D 四个坐标点中那些是真实的击中点。斜条的位置定位将可确认 A、B 为真实的击中点，而无斜条位置响应的 C、D 为虚假击中点。

图 4.13a 为五边形 sTGC 探测器的实物图。每个五边形 sTGC 模块设计有六个读

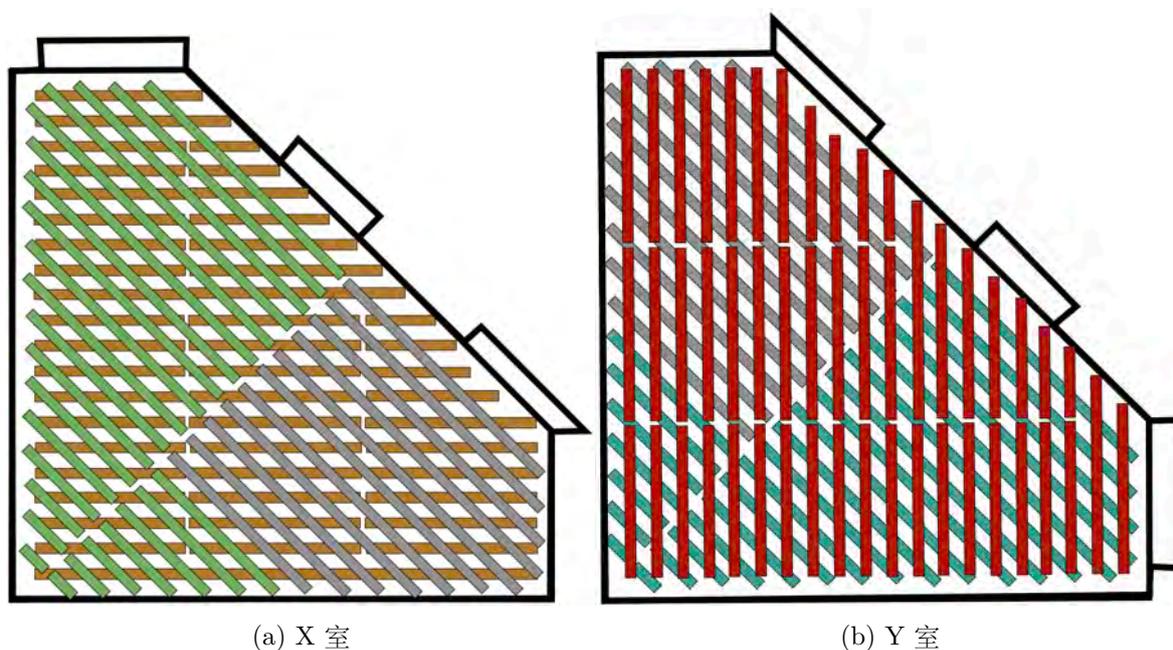


图 4.11: 五边形 sTGC 模块由 X 室与 Y 室组合构成, Y 室是通过将 X 室沿对角线旋转  $180^\circ$  得到的。组合后的 sTGC 模块 X 室在上方, Y 室在下方, 用于二维读出的直条板在模块最内层, 而斜条板位于模块的外层, 并可确保斜条可以完全覆盖整个 sTGC 模块。(a) 三组棕色条带代表 X 室的直条板读出条, 绿色条带表示斜条板中用于读出的读出条, 灰色条带为未进行读出且已接地的读出条; (b) 三组红色条带为 Y 室的直条板读出条, 蓝色条带为斜条板读出的读出条, 灰色为未读出且接地的读出条

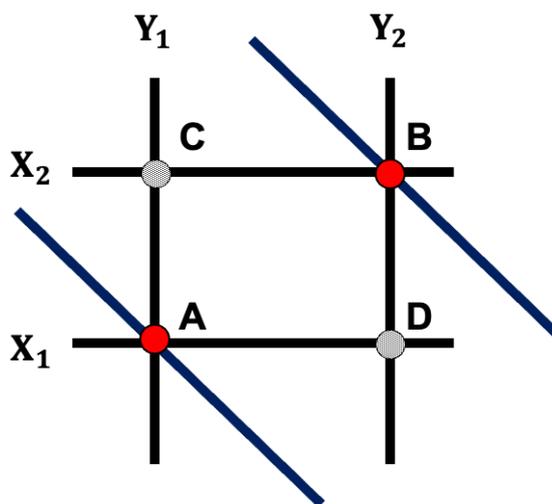


图 4.12: 黑色条带为直条板内的读出条响应, 蓝色为斜条板内读出条响应。如果两个带电粒子同时击中探测器, 探测器可重建出  $x_1$ 、 $x_2$ 、 $y_1$ 、 $y_2$  四个位置坐标, 而斜条的存在可以区分出 C、D 为虚假击中点, A 和 B 是真实击中点

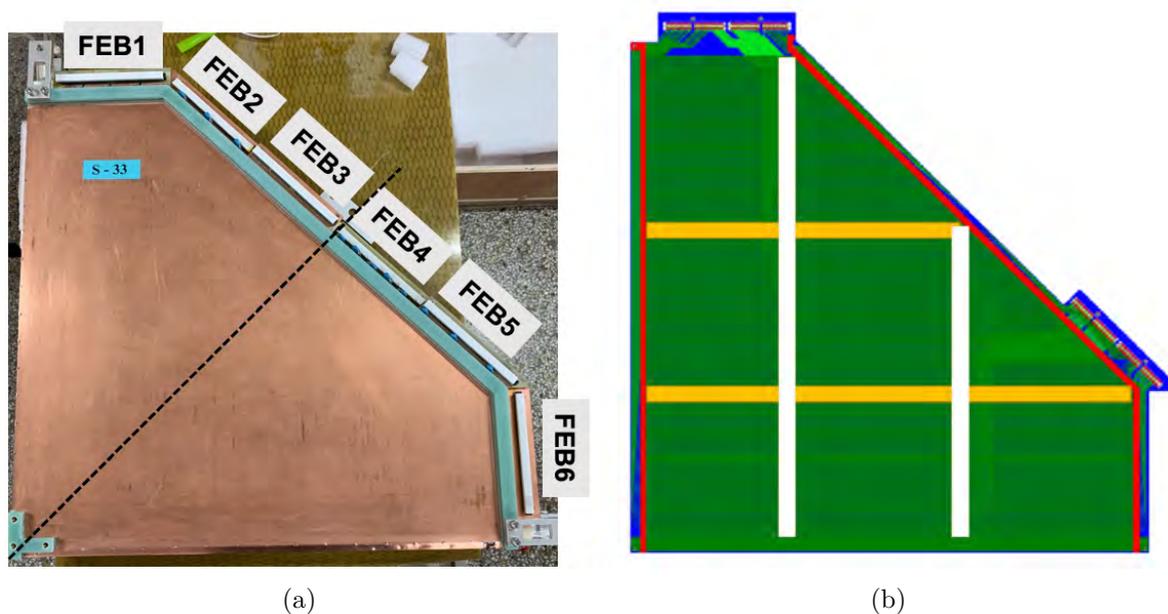


图 4.13: (a) 五边形 sTGC 探测器实物图照片；(b) 每个单元室内设计有两根支撑条，如图所示的两根黄色条带。长支撑条长度为 53.5mm，短支撑条长度为 35mm，两者宽度均为 0.7mm。因此由两个单元室组成的 sTGC 模块内共有 4 根支撑条，分别为 X 室的两根黄色条带和 Y 室的两根白色条带，这些支撑条的总体占比约为 7%

出焊盘，这些焊盘分别对应于 FEB1 至 FEB6 的 VMM 电子学读出板。对 X 室而言，电子学板的分配如下：FEB1 和 FEB5 用于直条板的读出，而 FEB3 用于斜条板的读出。对 Y 室而言，FEB2 和 FEB6 负责直条板的读出，FEB4 用于斜条板的读出。关于五边形 sTGC 模块室内死区面积（即支撑条区域）占比的计算，如图 4.13b 所示。由于每个单元室内有两根支撑条，因此组合后的 sTGC 模块共有 4 根支撑条，包括两根长度为 35mm、宽度为 0.7mm 的短支撑条和两根长度为 53.5mm、宽度为 0.7mm 的长支撑条。据此，五边形 sTGC 模块内死区面积大约占总面积的 7%。

#### 4.2.3.1 读出通道设计

为了进一步优化 STAR 前向区域的空间利用，实现探测器与电子学的紧密集成。我们最终决定采用单方向插入的电子学设计方案，这要求电子学板的设计和安装必须适应特定的空间限制。为满足这一要求，探测器的读出通道设计不仅需要满足电子学能正面插入，还要支持探测器翻转后的反面插入。以图 4.13a 中 X 室适配 FEB1 电子学板的读出焊盘为例，该焊盘是探测器正面放置时的读出口。相应地，翻转后 Y 室的 FEB6 读出焊盘与之对应。FEB1 和 FEB6 的读出焊盘及其对应的通道分布展示在图 4.14 中，每个读出焊盘分别对应两个 connector 的读出，编号 1~120 表示读出焊盘

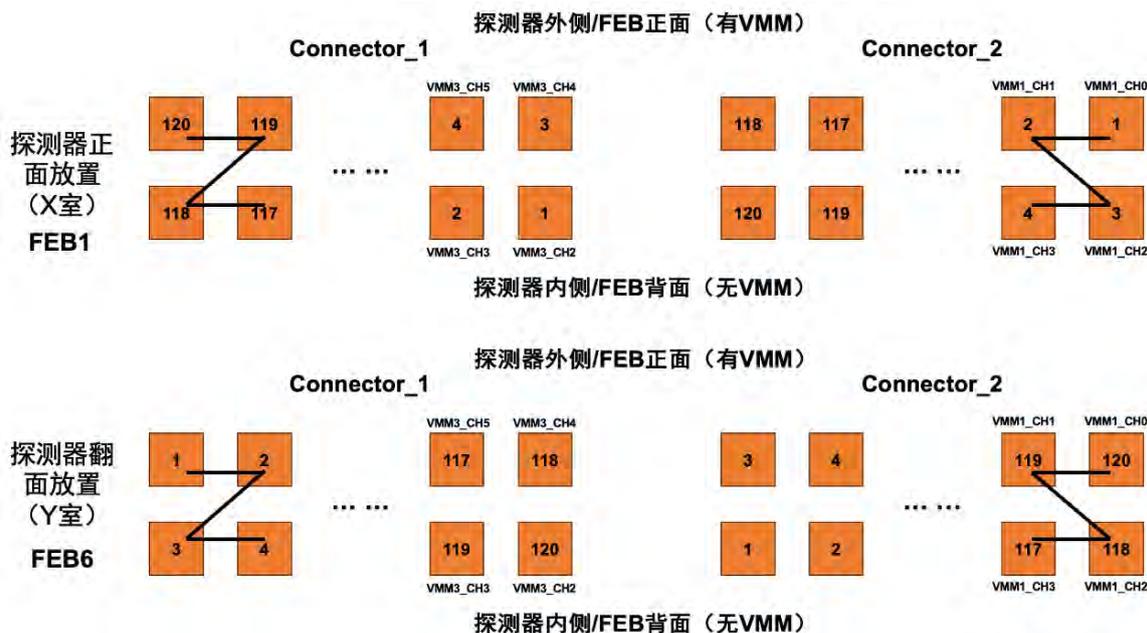


图 4.14: 五边形 sTGC 模块阴极读出条通道设计。上下两张图分别展示了 FEB1 和 FEB6 电子学板的读出焊盘编号布局，编号顺序代表了读出条在单元室室内的排列顺序，每个 FEB 板对应两个 connector 的焊盘接口。读出通道被设计为“Z”字形走线，以便支持电子学的正反两向插入

的序号，这些编号也代表了阴极读出条的排列顺序。为了实现电子学的单方向插入，FEB1 与 FEB6 的读出条通道在上下方向上必须是对称的。

此外，鉴于 VMM 电子学的 NeighborON 功能——即 VMM3a 芯片相邻通道强制读出的特性<sup>[92]</sup>，探测器的相邻通道设计需要与 VMM 电子学的相邻通道严格对应。并且，VMM 芯片内部以每组 4 个进行布局。基于这些要求，我们将读出通道设计成“Z”字形布线，以 4 个通道为一组进行布线。这种设计确保了两个 connector 之间的读出条通道走向为镜像对称，从而在探测器翻转后，通道布局仍能维持其对称性。

#### 4.2.3.2 最终版样机接地设计

正如之前所述，五边形 sTGC 模块由若干独立的单元室组成，每两个单元室构成一个模块，并通过纸质蜂窝板实现电气隔离。每个室的外层覆铜面既提供屏蔽作用，也充当整个模块的接地点。所有接地元件都通过焊接与参考地相连。例如图 4.9b 中的边缘红色区域展示了阴极石墨层的接地铜带，在铜接地条带的边缘通过焊接的方式与外层覆铜面连接，从而实现接地。在组装完毕的单元室周边，采用 2cm 宽的铜带包裹边缘，并每隔 4cm 焊接一次，如图 4.15a 所示。这种设计确保了每个单元室都位于由其 PCB 覆铜面构成的法拉第笼内，有效限制外部噪音干扰。如图 4.15b 所示，

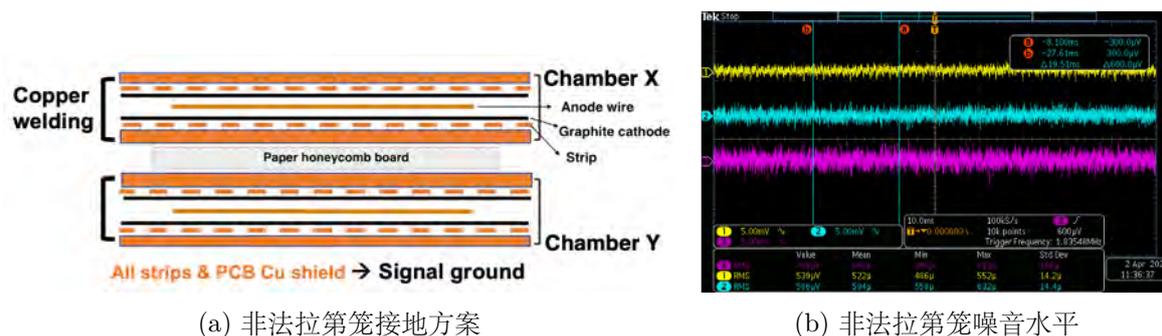


图 4.15: 五边形 sTGC 探测器模块的接地方式。(a) 非法拉第笼接地方案: 单元室的 PCB 铜皮、读出条、阴极石墨以及高压电源的地是连接在一起的, 共用同一个地, 即高压电源的地; (b) 就噪音水平而言, 黄色通道的平均噪音值为  $522\mu\text{V}$ , RMS 大约为  $14.2\mu\text{V}$ , 蓝色通道的平均噪音值为  $594\mu\text{V}$ , RMS 约为  $14.4\mu\text{V}$ , 玫红色通道的平均噪音值为  $666\mu\text{V}$ , RMS 约为  $166\mu\text{V}$ 。所有通道的噪音值都控制在  $1\text{mV}$  以内

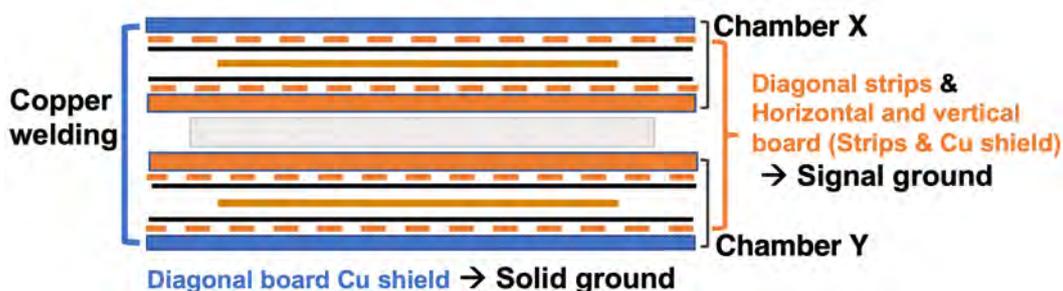
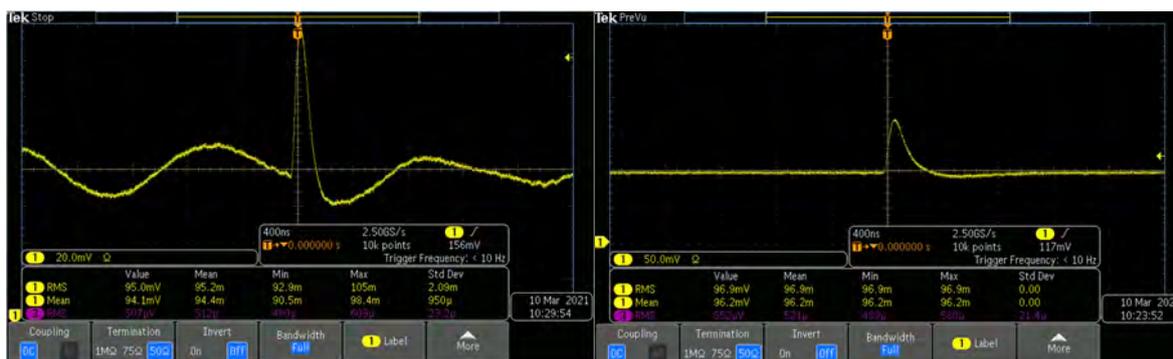


图 4.16: 法拉第笼接地方案

所有通道的噪音均保持在  $1\text{mV}$  以下。其中, 黄色通道 (通道 1) 和蓝色通道 (通道 2) 分别代表直条板中最短和最长走线通道的噪音水平, 平均噪音值分别为  $522\mu\text{V}$  和  $594\mu\text{V}$ , RMS 分别为  $14.2\mu\text{V}$  和  $14.4\mu\text{V}$ 。玫红色通道 (通道 3) 展示了斜条板的噪音水平, 平均噪音值为  $666\mu\text{V}$ , RMS 约为  $166\mu\text{V}$ 。

以上介绍的单元室的接地方案是我们最终版五边形 sTGC 径迹探测器的接地方案。基于前向探测器材料用量的限制, 无法增加额外的金属板来构成一个传统意义上的法拉第笼, 因此我们将图 4.15a 所示的接地方式称为非法拉第笼接地方案。

在 STAR 探测器的接地方案中, 探测器应配备有 solid 地和信号地两种接地方式。考虑到以上存在的问题, 我们只能探索改变探测器自身的接地方案, 以期望探测器能提供一个 solid 地。Solid 地负责整个探测器外壳覆铜面的接地, 尝试形成一个理想的法拉第笼, 而信号地则是连接所有室内读出条和阴极石墨的接地点。在设计五边形样机的过程中, 团队面临了多项挑战, 尤其是在接地方案的设计上。尽管实验室进行了创新性的尝试, 并没有最终采纳, 但这个过程增进了我们对探测器工作原理的理解并



(a) 法拉第笼接地方式下信号在示波器上读出 (b) 非法拉第笼接地方案下信号在示波器上读出

图 4.17: (a) 阴极条带信号分布，法拉第笼接地后在基底上引入 1MHz 的正弦波的噪音震荡，运行高压为 2.9kV；(b) 如图4.15a 所示的非法拉第笼接地方案信号

积累了宝贵经验。因此在五边形模块的接地设计中，我们的目标是在确保良好信号接地的同时，也尽可能地达到法拉第笼的效果。

设计细节见图4.16。在此方案中，最外层铜皮（即两个单元室的斜条板的覆铜面）通过铜胶带焊接连接实现整体接地，旨在提供屏蔽效果，这种接地方式被称为“Solid”地。所有 PCB 板内的读出条和阴极石墨则与中间直条板的覆铜面连接，这被称为“Signal”地。根据此设计方案的测试结果显示，在 2.9kV 的高压下并采用法拉第笼接地时，阴极条带信号基底上出现 1MHz 正弦波的噪音振荡（如图4.17a 图所示）。

在无高压运行环境下，使用示波器测得的直条板的噪音水平为 2mV，斜条板的噪音约为 2mV~6mV。以上结果表明，该接地方式未能有效屏蔽外部噪音，反而使探测器更易受到外界干扰。信号读出端容易引入未知信号，严重影响探测器性能。造成此结果的可能原因包括：1. 相比非法拉第笼设计，改进后的接地方案可能与 VMM 电子学电路不匹配，导致振荡。2. 探测器缺乏有效接地点。尽管已进行接地处理，但是实验室条件限制，地面噪音仍存在，无法提供完美接地，因此反馈至法拉第笼。3. 斜条板信号回路变长，回路越长，越易受外部噪音影响。

此外，还需注意斜条板接地条带批量接地的影响。鉴于法拉第笼设计方案，斜条板的接地应与直条板的接地一起连接至“Signal”地。如图4.18a 所示，所有条带的读出信号汇总至一处并与石墨层的接地相连。然而，这种设计可能导致多个接地回路，进而增加噪音问题。为此，我们尝试断开每两个接地铜带之间的连接，以减少接地回路。经过改进后，直条板的噪音降至 1mV，斜条板的噪音约为 2mV。尽管噪音有所减少，但仍未达到要求。在改进的法拉第笼基础上，我们也模拟了合成的五边形 sTGC 样机模块。对整个模块进行噪音测试，结果显示内部直条板的噪音维持在 1mV（见图4.18b 中的黄线和玫红线），而外侧斜条板的噪音从单室的 2mV 增至 3mV（如图4.18b 中的蓝线所示），并且噪音水平易受外部环境辐射影响。因此，“Solid”法拉第笼接地方案

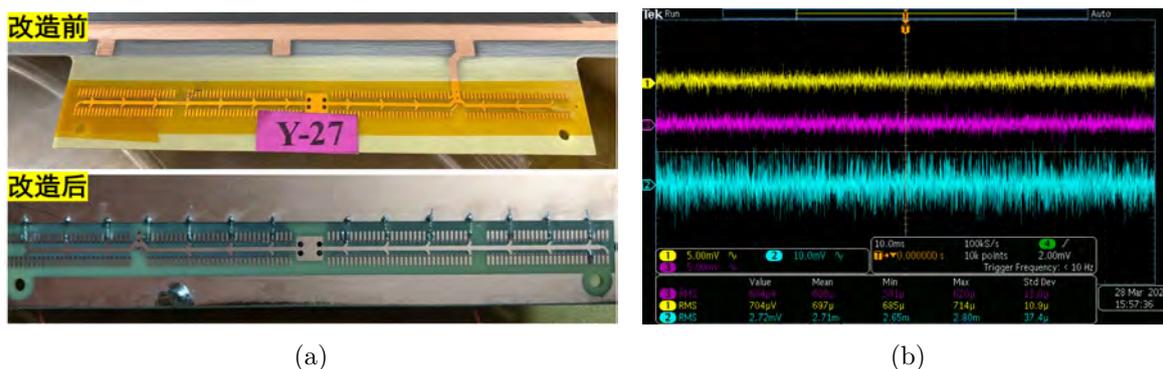


图 4.18: (a) 改造前: 斜条接地读出条集成一起后再与石墨层连接接地, 可能造成多个接地回路。改造后: 每两个接地铜皮断开后分别接地, 减少回路的形成; (b) 法拉第笼设计方案下的五边形 sTGC 模块的噪音水平。黄线通道 (通道 1) 和玫红通道 (通道 3) 为直条板的噪音水平, 噪音的平均值分别为  $697\mu\text{V}$  和  $608\mu\text{V}$ , RMS 分别为  $10.9\mu\text{V}$  和  $11.0\mu\text{V}$ 。蓝色通道 (通道 2) 为斜条板的噪音水平, 平均值为  $2.71\text{mV}$ , RMS 为  $37.4\mu\text{V}$

的噪音水平过高, 不能采用该设计方案。

综上所述, 由于探测器材料用量限制, 最终的五边形 sTGC 模块没有一个单独的法拉第笼并作为一个楔盒子, 实现探测器的 solid 接地方案, 因此探测器的噪音水平面临着较大挑战。此外同上所述, 探测器在气密性方面也存在一定的漏气风险。

#### 4.2.4 样机设计总结

为满足 FTT 探测器升级的需求, 山东大学一共设计并制作了三种版本的 sTGC 样机, 最终设计的五边形 sTGC 模块成功克服了所有设计难题。五边形的单元室设计能够在旋转  $45^\circ$  后仍保证其对称性, 并与另一个单元室配合组成 sTGC 模块, 实现二维坐标读出。此外, 每个单元室内的一侧阴极板设计有  $45^\circ$  读出条, 有效排除虚假击中点。同时, 考虑到安装空间的限制, 五边形这种多边形结构能最大限度的实现快度区间  $2.5 < \eta < 4$  的覆盖。如图 4.19a 所示, 4 层 FTT 探测器平面分别位于距离对撞点  $307\text{cm}$  至  $361\text{cm}$  的位置范围内, 距离对撞点越远, 探测器需要覆盖  $\eta$  的范围越广。因此查看最外层探测器的  $\eta$  覆盖范围, 并确定是否满足设计要求。从图中可看出, 最外层探测器可完美覆盖  $\eta=2.5$  的范围, 且由于需要留出中心束流管的空间, 因此探测器两侧盈余的空间非常有限。此外, 五边形 sTGC 样机的通道设计考虑到了电子学的需求, 采用了“Z”字形布线, 每四个通道为一组进行布线。综合考虑以上因素, 最终确定五边形样机为最终设计版本, 并进入批量生产阶段。

山东大学一共制造了 25 个五边形 sTGC 模块, 其中 19 个模块被运往 BNL, 并

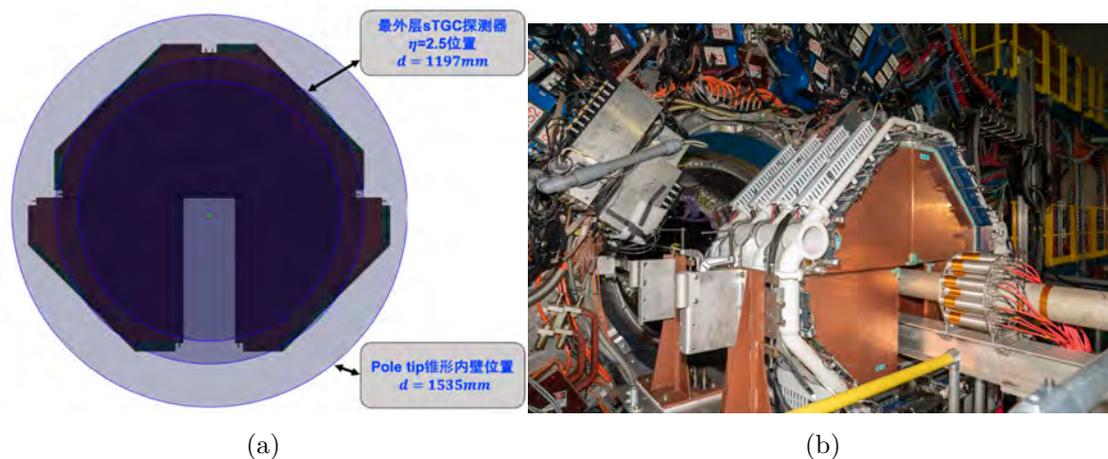


图 4.19: (a) 最内层圆圈为安装在  $z=307\text{cm}$  位置的 FTT 探测器覆盖的  $\eta=2.5$  范围。与探测器相切的圆圈为安装在  $z=361\text{cm}$  位置处的五边形 sTGC 模块所覆盖的  $\eta=2.5$  范围; (b) 五边形 sTGC 探测器模块成功安装在 STAR 前向区域

且 16 个模块在 2021 年 10 月成功安装在 STAR 探测器上, 如图 4.19b 所示。这些模块从 2022 年起参与了数据采集工作。

### 4.3 探测器制作流程

山东大学实验室具有多种版本气体探测器的研制经历, 积累了丰富的制造经验。探测器的生产牵涉到许多工程技术挑战, 核心在于如何高效而精准地制造出符合标准的探测器。生产过程的每个步骤都需经过精心规划和严格管理, 以保障探测器的性能与精度。在从传统的 TGC 过渡到新一代的 sTGC 的生产流程中, 我们积累了丰富的经验和详尽的工艺流程知识, 包括原材料的选择、零件的精密制作和装配、以及丝室质量控制等方面。

图 4.20 详细展示了 sTGC 探测器模块批量制作的工艺流程。在这一过程中, 首先关注的是 PCB 板的质量监控, 确保 PCB 板上的读出条能够正常工作且 PCB 表面无异常情况。合格的 PCB 板接下来会进行阴极板石墨涂层的喷涂, 并利用专用防静电纸对石墨表面进行抛光, 使其电阻值达到  $160\sim 240\text{k}\Omega/2.5\text{cm}^2$  的标准。半室的合成主要包括内部支撑结构和外框的粘合, 如图 4.21a 展示。如图 4.21b 所示, 通过高压模拟测试并合格的半室, 将进入绕丝和阳极丝焊接的步骤。在绕丝过程中, 将调整绕丝机的张力至  $350\text{g}$  并设置步进电机的行走间距为  $1.8\text{mm}$ , 以实现丝平面的精确绕制。

单元室的合成过程中, 通过高压漏电流监测合格的丝室将被用于单元室的合成, 如图 4.22 所示。随后是模块的合成, 其步骤与单元室的合成相似。在这整个生产过程中, 每一步都伴随着厚度和平整度的测试以及高压漏电流的检测, 这些数据会被记录

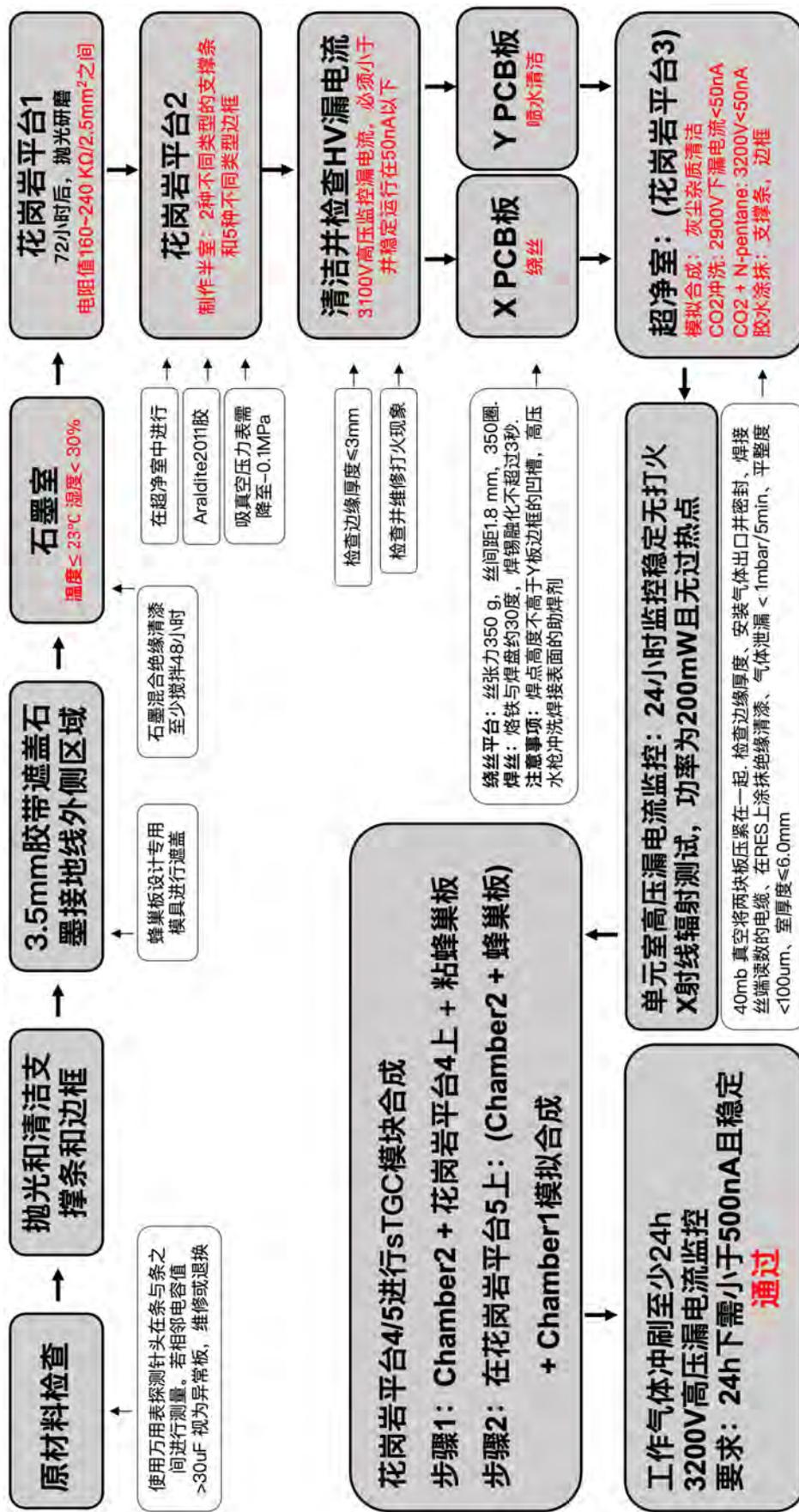
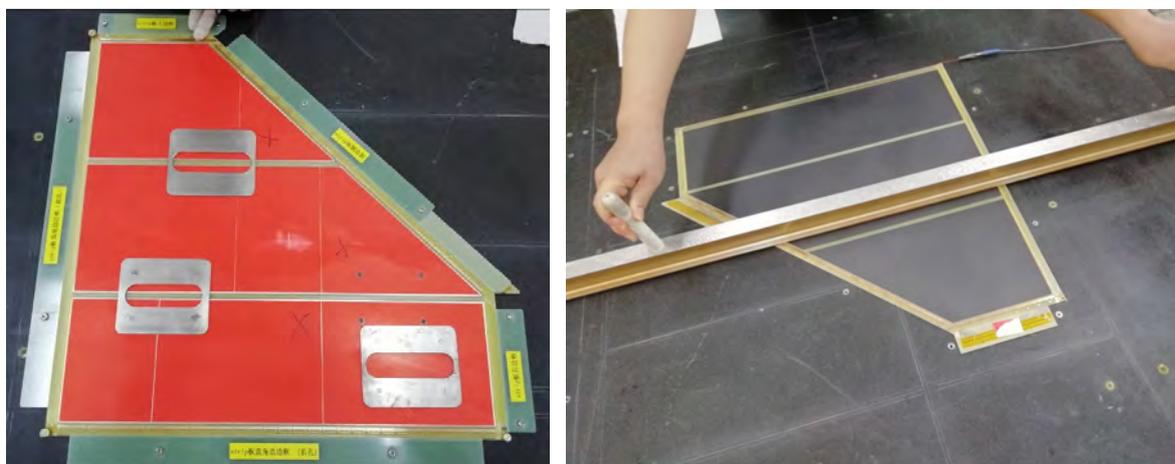


图 4.20: 批量制作流程



(a) 模具固定支撑条和边框并粘合

(b) 高压模拟测试，高压为 3100V

图 4.21: 半室的合成



图 4.22: 单元室的合成。在单元室组装过程中，首先将用于合成的 PCB 板通过真空吸附的方式固定在大理石平台上，以确保其平整度。在组装期间，将重约  $11\text{g}/\text{cm}^2$  的铁块放置在腔室顶部，使得腔室整体受到约  $34\text{kg}$  的压力，这一过程至少持续 18 小时。在合成过程中，还会向腔室内充入二氧化碳气体，持续 6 小时，其目的是将室内由胶水挥发出来的水分子带出

在质量监控表中。平整度和厚度测试贯穿整个丝室制作过程，确保了批量生产模块的机械尺寸精度。此外，高压漏电流的质量监控是监测丝室纯净度的重要手段，它能敏感地反映丝室的状况，保障丝室合成后能长期稳定运行。在接下来的章节中，将重点介绍丝室制作中的关键环节，如阴极板的石墨涂层喷涂和绕丝过程。

#### 4.4 喷墨和绕丝系统

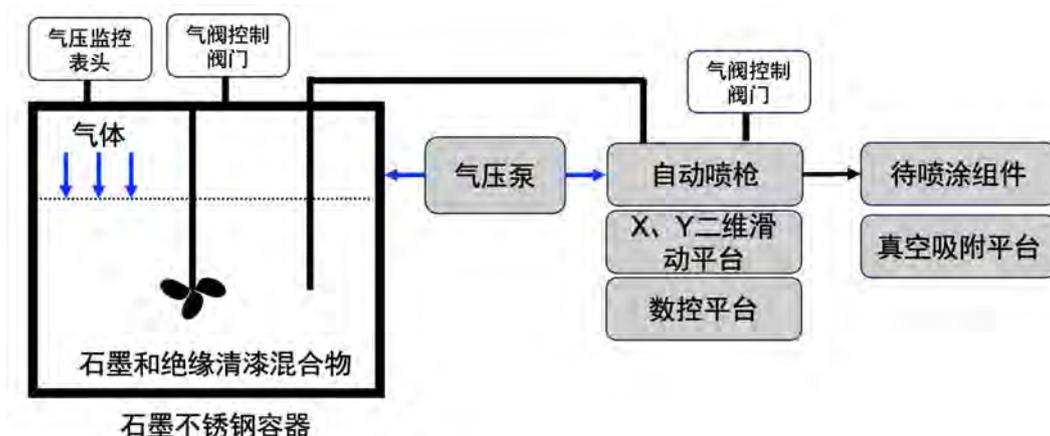


图 4.23: 喷涂石墨系统原理图

喷墨系统能够自动完成 PCB 板面石墨喷涂的工作。如图4.23所示，该系统主要包括上料吸真空平台、自动喷枪、XY 二维滑轨平台、控制器、动力源（即气泵）和石墨材料供应容器等关键组成部分，实物如图4.24所示。

上料平台通过在基板上均匀布置多排真空吸盘来实现，吸盘之间的间距为 30cm，总共有 4 行 × 6 列的吸盘结构。每个吸盘都配备独立的开关，且通过行列的总开关进行局部控制，确保 PCB 板在喷涂过程中牢固吸附且保持平整。吸真空系统通过控制正负压实现 PCB 板的固定与释放。上料平台的移动是由严格平行的滑行轨道控制，轨道支架主要采用标准工业铝材制作，以保证足够的强度和平行度。滑轨包含 XY 轴，形成 XY 平面，而喷枪沿 Z 方向移动，即垂直于待喷涂的 PCB 板面，如图4.24a 所示。

自动喷枪可手动设置油量大小和喷涂形状等参数。不同的喷射形状通过调整喷头的气枪与缝隙角度来实现。考虑到喷枪喷出的石墨区域有中间较厚、边缘较薄的特点，为了达到石墨喷涂的均匀性，在正式生产探测器前需要进行多次石墨喷涂实验。通过调整喷枪的角度、形状和合适的步长，确保喷涂区域有适当的重叠，这些设备的协同工作保障了 PCB 板石墨喷涂的均匀性。

石墨喷涂过程如图4.24所示，该过程的注意事项如下：首先是石墨喷涂的均匀性。其次，喷涂石墨时需控制室内温度  $\leq 23^{\circ}\text{C}$ ，湿度  $< 30\%$ 。石墨和绝缘清漆混合物需



(a) 自动喷墨机可实现自动喷墨

(b) 石墨材料供应和数控平台

图 4.24: (a) 自动喷墨机一次可喷涂 4 块 PCB 板。PCB 板使用真空吸附技术吸附在平台。自动喷枪控制喷出的大小和形状。由于喷出的石墨中间厚边缘薄，因此调整合适的步长，使得喷出的区域有一定的重合。从而实现石墨喷涂的均匀性；(b) 数控操作平台是由喷涂程序搭配电脑以实现对整个喷涂流程的控制，尤其是 X、Y 滑轨步进间距的参数设置，石墨材料供应器采用空气作为动力源，调整进气阀门控制出料量

按比例调配，并搅拌超过 48 小时。喷涂完成后的 PCB 板需在室内自然干燥 72 小时。新喷涂的石墨层面电阻率高达  $2M\Omega$ ，质地比较松散。通过抛光研磨，可以使石墨颗粒重新紧密排列，变得更均匀，从而减少材料厚度，降低电阻，提高其导电性。经过研磨后的面电阻率变小，直到达到要求的范围。需要注意的是，过度研磨有可能损坏导电路径，导致石墨层断裂或脱落，从而增加电阻。因此研磨的过程需要谨慎控制。

因此我们要求石墨面电阻率小于最小值  $160\text{ k}\Omega/2.5\text{ cm}^2$  的点不超过两个。阴极石墨层的主要作为屏蔽层，其连续性对于维持良好的电信号传输性能至关重要，不连续的石墨层可能导致信号传输延迟，影响信号形状。但是均匀的石墨层并不是要求其面电阻率固定于一个特定值，只要确保面电阻率高于下限值 ( $160\text{ k}\Omega/2.5\text{ cm}^2$ ) 以确保不干扰脉冲信号的传输，并低于上限值 ( $240\text{ k}\Omega/2.5\text{ cm}^2$ ) 以避免传输速率受限制即可。在该范围内，面电阻率的均匀性不是硬性要求。



图 4.25: 绕丝平台<sup>[32]</sup>

图4.25展示的是绕丝系统<sup>[32]</sup>。绕丝过程考虑的主要因素是丝室的丝张力和丝间距的控制。其中丝张力控制是由大骨架全自动绕线机的滑轮系统、丝张力传感器以及丝轴电机和桌面电机共同协同影响的结果。通过多种部件配合使得丝张力处于被要求的范围内。滑轮系统的作用是传递绕丝平台上使用的丝线。丝张力传感器能够时刻反馈丝线的丝张力大小，丝轴电机通过控制算法对反馈回来的丝张力进行分析，并及时做出相应调节，以实现精确的丝张力控制。丝间距的控制主要是通过桌面电机、步进电机编码器角度反馈以及步进导轨电机的来控制。桌面电机控制桌面以一定的速度的旋转，步进电机编码器可以实时监控桌面的角度并将角度信息反馈给计算机，计算机根据设定的步进指令控制步进导轨电机，以实现丝间距的精确控制。桌面电机旋转半圈（180°）将前进 0.9mm，所需的丝间距为 1.8mm，因此通过设置桌面电机旋转  $N$  个整数圈，实现具有固定丝间距的丝平面绕制。

由于阳极丝是直接搭载在 PCB 板表面，PCB 的平整度直接影响丝平面的质量，因此在 STAR sTGC 探测器的制作过程中，维持 PCB 板的平整度是绕丝过程的一个重要因素。采用真空吸附技术固定 PCB 板于绕丝平台是一种有效的方法。如图4.26所示，根据 PCB 板的形状，在绕丝平台上制作真空气孔以吸附 PCB 板。

绕丝完成后，需要进行手动焊接，注意焊接过程中焊锡融化不应超过 3 秒，以防止金属镀层氧化脱落。焊点需全面、光滑无毛刺，且高度不超过斜条板边框上预留的凹槽深度。焊接完成后，需去除靠近边框的第一根阳极丝，使得丝平面和边框保持一定的距离。最后，使用高压水枪清洗焊接表面的助焊剂，并确保石墨面无缺损无污染。在刷洗时，应沿着阳极丝的方向在焊盘上下刷洗，不可有角度或横向拉扯，防止把丝

拉断。

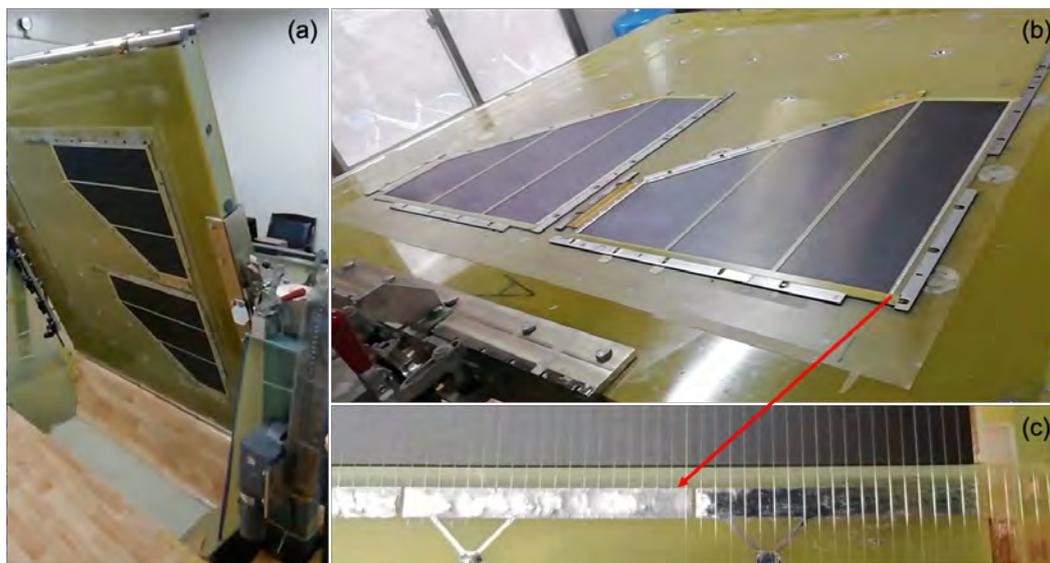


图 4.26: (a) 绕丝平台是由厚 PCB 板和 mylar 膜组成，吸真空孔在其表面，内部中空走吸真空管道。电脑设定编程软件的丝张力和丝间距，旋转绕丝平台进行落丝；(b) 五边形 PCB 板旋转绕丝过程：每面可搭载 2 块 PCB 板，一次可绕丝 4 块 PCB 板；(c) 焊丝过程：焊点需全面、光滑无毛刺，且高度不超过 Y 板边框上预留的凹槽深度

## 4.5 气体系统

探测器研制过程中使用了两种气体系统：第一种是传统冒泡气体系统<sup>[74]</sup>，第二种是在该研制项目中，新研制的 CEM (Controlled evaporator mixer) 气液混合蒸发气体系统<sup>[93] [94]</sup>。

传统冒泡气体系统如图 4.27a 图所示，使二氧化碳气体通过正戊烷液体冒泡产生混合气体。该方法使用大尺寸封闭玻璃容器，并将容器置于装有水的不锈钢桶中，通过室温下的过饱和蒸发产生混合气体，然后通过柔性塑料管输送到后续的冷却系统。通过控制其温度为  $17 \pm 0.1^\circ\text{C}$ ，以实现固定比例的气体混合。在冒泡前，二氧化碳气体通过流量计控制气体流速和压力。混合气体输出分为两路：一路是输出到探测器实验装置，另一路作为紧急排气路径，用于安全观测，通过安全起泡器泄放过载气体，避免对探测器端造成压力危害。

传统冒泡气体系统主要是通过温度控制来实现混合气体的配比的，因此很容易受到外界环境的影响，导致混合气体的配比不精确。上文中提到先产生的过饱和蒸汽后经过冷却实现固定比例混合气体输出的原理是：每种液体随着温度都有一定的蒸气压，



图 4.27: 两种不同的气体系统

在  $17^{\circ}\text{C}$  下，正戊烷的蒸气压为  $497\text{mbar}$ ，详情可见2.8的图 a。我们最终输出的混合气体为 1 个大气压，因此二氧化碳气体在完全蒸发中压力贡献为：

$$P_{\text{CO}_2} = 1013\text{mbar} - 497\text{mbar} = 516\text{mbar} \quad (4.2)$$

根据气体状态方程：

$$P_1V_1 = P_2V_2 \quad (4.3)$$

$$496 \times V = 1\text{atm} \times V_{n\text{-pentane}} \quad (4.4)$$

$$526 \times V = 1\text{atm} \times V_{\text{CO}_2} \quad (4.5)$$

推导出气压比等于气体的体积比，因此最终实现固定比例的混合气体输出。公式如下<sup>[74]</sup>：

$$\frac{V_{n\text{-pentane}}}{V_{\text{CO}_2}} = \frac{P_{n\text{-pentane}}}{P_{\text{CO}_2}} = \frac{49\%}{51\%} \quad (4.6)$$

需要注意的是，在使用冒泡气体系统时，由于在封闭容器中产生了正戊烷的气体。而正戊烷是一种高度易燃气体，存在很大的安全隐患。因此需定期检查系统漏气情况。除此之外，还需控制二氧化碳的流速，以防流速过快使得混合气体比例失调<sup>[95]</sup>。

考虑到传统冒泡系统存在以上安全隐患，因此在该项目研制期间，研制了新的气体系统，称为 CEM 气液混合蒸发控制系统。如图 4.27b 图所示，通过精确控制液体和气体的质量流量计，依据混合气体的比例固定输出各自液体（或气体），从而实现混合气体的精确配比<sup>[94]</sup>。输出的液体或气体通过三通混合阀门同时输送到 CEM 中，在这里可以实现完全蒸发，控制温度约为 35°C。因此，这种能实时混合不同液体（或气体）的气体系统，安全性高。且整个气体系统不容易受到外界环境的影响。CEM 系统因其高安全性及好的稳定性得到了 STAR 的认可，并在 BNL 中得到应用。

CEM 气体系统实际使用中需计算质量比，假设探测器每秒大约两个泡，一个泡的体积为 1mL，那么流量是 2mL/s 或 120mL/min（即 120cc/min）。因此我们需要考虑的是 120mL 的混合气体中各混合气体成分的占比，其中正戊烷为 120mL×45%，二氧化碳为 120mL×55%。以正戊烷的计算为例，计算 120mL×45% 气体体积中需要的正戊烷的质量  $m_{n-pentane}$ ，根据热力学定律可知：

$$PV_{n-pentane} = n_{n-pentane}RT \quad (4.7)$$

$$n_{n-pentane} = \frac{PV_{n-pentane}}{RT} \quad (4.8)$$

式中， $R$  是理想气体常数，也称为通用气体常数，它的值约为 8.314 J/(mol·K)。 $n$  为摩尔数， $T$  为温度。已知正戊烷的摩尔质量为  $M=72.15\text{g/mol}$ ，二氧化碳的摩尔质量为 44g/mol。因此 120mL 中正戊烷的质量为：

$$m_{n-pentane} = n_{n-pentane}M \quad (4.9)$$

因此，正戊烷的流量计应设置的质量为  $m_{n-pentane}/\text{min}$ 。

## 4.6 探测器质量控制

为确保探测器的高品质生产，制作过程中的质量监控环节发挥着至关重要的作用。这涵盖了从原材料 PCB 板的质量控制、丝室的厚度与平整度控制、探测器的抗辐照性能验证，到高压漏电流的精准监测等多个方面。其中，探测器的平整度评估与高压漏电流的测量是整个制作流程中持续执行的关键检测项目，以确保每一步骤均达到严格的质量要求。每个 sTGC 模块都有一份详尽的质量检查记录表，用于记录每项检测的结果。本文接下来的章节将详细介绍这些关键的质量检测项目。探测器的制造和质量控制是一项既繁琐又精细的工作，涉及大量的重复性检查和详尽的记录，这对保证最终产品的质量至关重要。

#### 4.6.1 原材料质量控制

原材料的质量控制主要包括阴极板外观检查、厚度平整度检查、阴极板的读出条电容检查，边框和内部支撑条的加工处理情况检查，如外观是否有裂痕，毛刺，污渍等是否符合要求。

首先进行原材料外观检查，需查看阴极板覆铜面是否完整。覆铜面的主要作用是对外部噪音的屏蔽作用，覆铜面的完整性对后期探测器能否稳定运行以及是否拥有良好的信噪比都具有很大的影响。因此需要仔细检查 PCB 的板材。手的触感对凸起和裂缝是十分敏感的，因此检测方法是佩戴橡胶手套进行覆铜面和石墨面的检查。若存在裂纹以及凹凸不平的现象，则视为废板。未知的污渍对探测器性能也可能会产生影响，污渍可能在长期运行环境中与石墨材料发生反应，影响石墨面的电阻率及信号传输特性；污渍还有可能挥发到室内与工作气体发生相互作用，形成大分子物质。这些物质可能会附着在支撑材料表面或阴极石墨表面，使得漏电流增大，严重时会造成阳极丝对支撑材料直接放电，对室内造成直接损坏。因此原材料上很小的问题就有可能对探测器后期能否稳定运行存在安全隐患。若 PCB 板表面污渍可使用蘸取酒精的无纺布进行擦除，则可继续使用。若不可去除则视为废板。

为了确保丝室间隙在可接受的误差范围内，PCB 板需进行厚度和平整度检查。在探测器的制造过程中，控制 PCB 板的平整度是保证阳极丝与阴极 PCB 板之间均匀电场分布的关键因素。不平整的 PCB 板可能会导致阴极处电场的畸变。因此，对于供应商提供的 PCB 板，我们会进行严格的平面平整度测量。在进行平整度测量时，首先需要确保用于测试的大理石平台本身具有高度的平整性。我们选用的是高精度花岗岩大理石平台，其详细参数可参考下一节。在测量前，使用气枪清理大理石平台和 PCB 板表面，随后用酒精进一步清洁，以确保表面无尘无污。之后，将 PCB 板通过真空吸附的方式固定在大理石平台上。我们使用标准直尺和塞尺来检查 PCB 板的整个表面。通过选取合适厚度的塞尺，采取轻松插入为原则进行测量，测试各个区域，并将测量结果详细记录在记录表中。并规定平整度小于 0.1mm 为合格标准，大于 0.1mm 的区域则需要重点标记。

此外，在探测器的大规模生产中，保证每个模块机械结构参数的一致性也非常重要。因此，除了平整度的质量监控外，丝室的厚度控制也尤为重要。在样机生产的过程中，这是最基本的质量监控操作之一。因此，我们还对 PCB 板的厚度进行测试，以确保在相应制作环节下，每个样机的机械结构保持一致。我们在 PCB 板的每条边均匀选择六个点，使用千分尺测量边缘向内 20mm 位置的厚度，并将测量结果记录在表中，PCB 板的厚度要求不超过 1.5mm。最后，鉴于石墨平面的接地方式依赖于 PCB 板内石墨面的铜条与覆铜面的连接。为保证接地的质量，还需要检查石墨面的接地线是否与铜面相通。这一步骤对于确保整个 PCB 板的电气性能和探测器的稳定运行至关重要。通过这些细致而系统的检测流程，我们能够确保每一块 PCB 板都能

满足探测器制作的严格标准，从而为实现高性能探测器提供坚实的基础。

阴极板读出条电容检查是探测器制造中的一个关键的质量控制环节。信号读出条是通过在 PCB 板上施加蚀刻技术完成的，这些读出条位于距石墨面大约  $200\mu\text{m}$  处。然而，在生产加工过程中，由于生产工艺、原材料质量、以及机械加工精度等多种因素，读出条容易出现开路问题，这直接影响其导电性能。开路问题的原因有多种，包括但不限于：生产工艺上的不均匀或过度蚀刻、钻孔时的误差、电镀层质量问题、以及在多层板压制过程中层与层之间的对齐误差。此外，铜箔本身的质量和厚度不一致，以及机械加工过程中的误操作（例如不当的切割或焊接）也是常见的原因。此外，受到极端环境变化和操作失误等影响，如极端温湿度变化或过度弯曲的条件下，读出条也有可能断裂。

在探测器中，这类问题可能导致阴极读出条不能接地，形成独立的导体。这种独立的导体会积累电荷并最终放电，从而影响周围读出条的信号分布。因此，严格控制读出条的质量至关重要。为确保读出条的质量，我们采用万用表测量 PCB 内部信号读出条的电容值，并将结果记录在质量检查记录表中。如果相邻读出条的电容值超过  $30\mu\text{F}$ ，则被视为异常，需返厂处理。通过对每个读出条都进行精准定位测量的质量检查流程，我们能够有效识别并排除潜在的质量问题。



图 4.28: (a) 图中反光涂层是涂完绝缘清漆 Luka 后的效果，L 槽为中间凸起部分与两侧平面相连接的 L 表面；(b) 是涂抹 Luka 后密封保存的支撑条和边框

边框和内部支撑条的加工处理在探测器的制造过程中也起着至关重要的作用。供应商提供的这些材料，尽管在宏观尺度上符合要求，但在微观结构上往往存在不平整和毛刺结构。这些微小的缺陷在高电场环境中容易引发放电。因此，对这些原材料进行进一步的加工处理是必要的。首先，将支撑材料浸泡在含有酒精的容器中至少一小时，这有助于软化和松散表面的微粒。接下来，使用硬质牙刷对材料特别是 L 槽内部进行仔细清洗，以去除表面的毛刺或其他松散物质。随后，使用专用毛刷轻轻涂抹绝缘清漆 Luka 于 L 槽的两侧。Luka 清漆的使用旨在填充微观结构的凹凸不平，使表面变得更加光滑，从而降低放电风险。在操作过程中需特别注意，避免过量涂抹，以免影响材料的机械精度，特别是在 L 槽处。任何溢出的 Luka 应该立即用干净的丝绸



在大理石平台上预先打孔安装了真空系统，并在保证不损害大理石精度面的前提下，在表面设置了吸真空气孔。依据探测器尺寸设计的贴膜模具（如图4.29所示）用于指导 mylar 膜的精确放置。在粘贴过程中，确保大理石平面完全干净，无任何异物。任何使膜面凸起的异物都会导致不合格。完成 mylar 膜的贴合后，我们通过阴极板的真空吸附试验来验证其效果，确保压力表的数值降至-0.1kPa 以下。

### 4.6.3 X 射线扫描测试

在探测器模块制作的流程中，当单元室制作完成后，需要对丝室是否符合要求进行严格的检测。只有达标的丝室才能进入到后续模块的合成过程，否则需要拆解重做或报废。其中，X 射线扫描测试是关键的质量控制手段之一，它既可以模拟束流下的高辐射环境工作状态，也可以对每个点进行辐射测试，以监控漏电流情况和探测是否存在打火现象<sup>[96][97]</sup>。在样机设计和制作的环节中，我们主要用 X 射线扫描来检测样机的制作工艺是否满足设计要求。

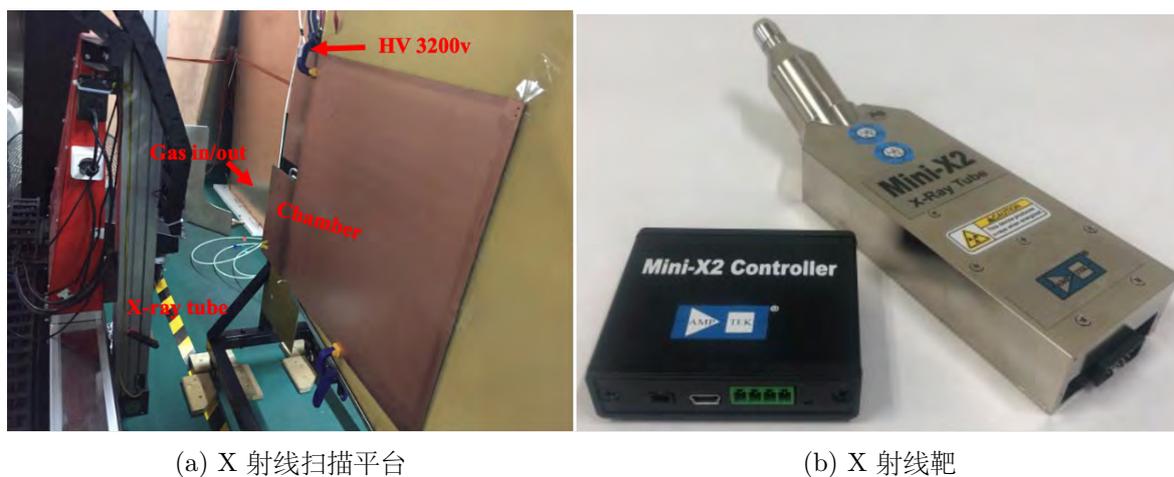


图 4.30: (a) X 射线扫描平台: 使用塑料把手和胶带固定探测器, 工作气体至少充 24h, 工作高压 3200V; (b) Mini-X2 由两个组件组成: Mini-X2 X 射线管模块和 Mini-X2 控制器, 靶头功率为 4W 或 10W, 靶点尺寸大小约 2mm, 材料为银, 电压可选择范围在 10~50kV<sup>[98]</sup>

如图4.30a 显示了 X 射线扫描平台。使用塑料把头固定探测器，在测试前需要至少充气 24 小时，测试高压在 3200V。使用银靶 X 射线能发射出一个大小为 2 毫米的靶点，银靶 X 射线可在二维移动平台上运行，从而实现对整个探测器平面的马赛克式扫描测试。图4.30b 显示了一个微型 X 射线管系统，称为 Mini-X2，包括 X 射线管、电源、控制电子器件和 USB 通信接口。Mini-X2 由 Mini-X2 X 射线管模块和

Mini-X2 控制器两部分组成，可设置不同功率、以及电压等。控制器通过软件配置支持各种 X 射线管模块，实现了 USB 通信和软件控制<sup>[98]</sup>。

在实际应用中，我们主要对 60cm×60cm sTGC 样机进行了测试，以验证样机丝室的制作工艺是否满足要求。使用银靶 X 射线扫过整个探测器平面，相当于将探测器分割成约 90000 个大小为 2mm<sup>2</sup> 的测试单元，每个单元大约测试 3 至 5 次，测试结果由计算机记录并在控制软件上实时分析显示，以监控整个扫描过程。如图 4.31a 和 4.32 所示：测试结果可清晰区分丝室内的支撑区域（死区）和活跃区域。

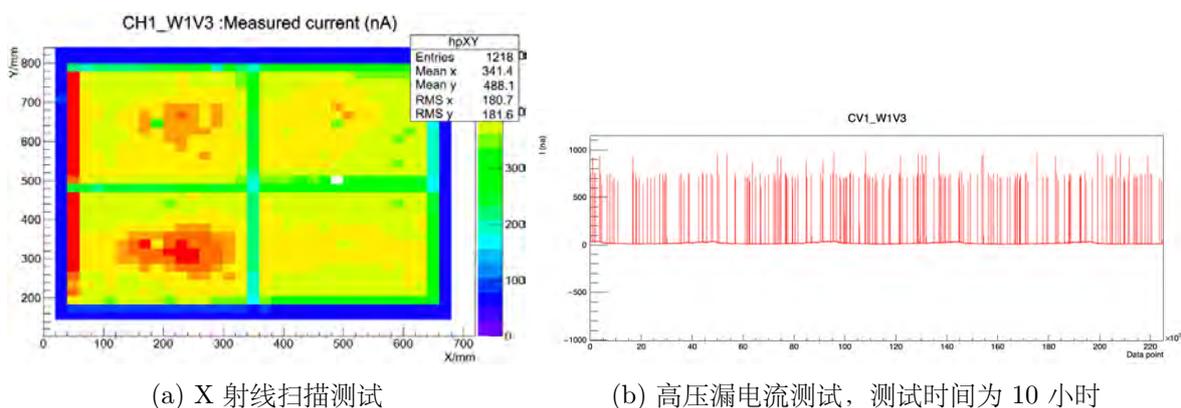


图 4.31: 60cm×60cm 样机异常丝室的 X 射线扫描测试，x、y 轴代表探测器区域，z 轴表示漏电流大小。异常丝室指的是石墨层溅上胶，后续修复的丝室

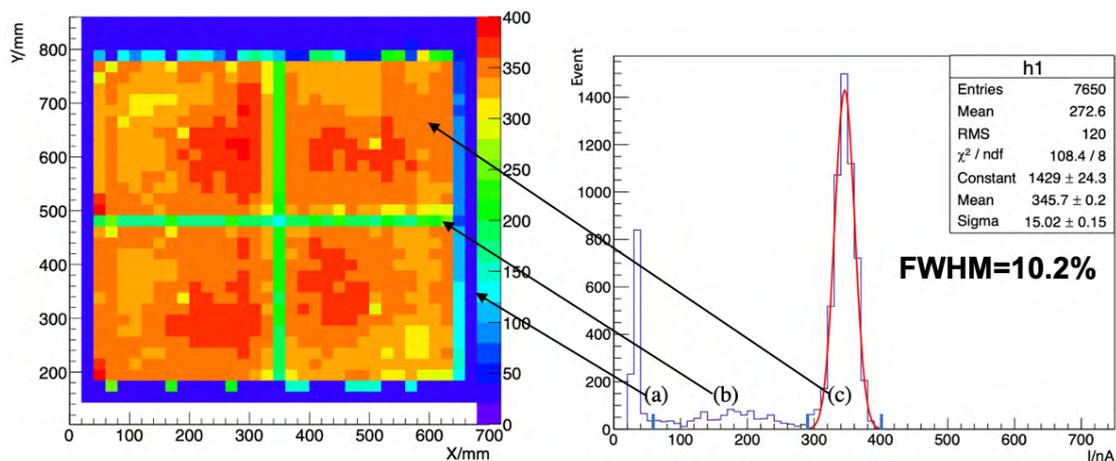


图 4.32: 正常丝室的 X 射线扫描结果 FWHM=10%（要求 < 20%），表明丝室均匀性满足设计要求

图 4.31a 展示了异常丝室的 X 射线测试结果。左侧热点区域为边框缝隙位置，相较于其他区域漏电流偏大的原因可能是缝隙下有杂质没有清洁干净。左下方框内漏电流偏大是因为 V3 板的石墨层不小心喷溅上胶，虽后续重新修补，但漏电流结果相较

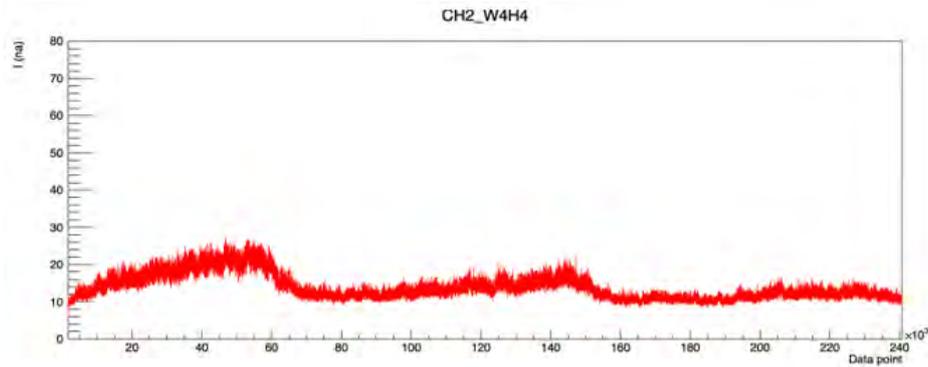


图 4.33: 正常丝室的高压漏电流测试，测试时间为 11 小时

于正常区域明显偏大。图4.31a 可看出，V3 板是组 Chamber1 室的其中一块阴极板，另一块为绕丝板 W1。图4.31b 为高压漏电流质量监控，可发现异常丝室打火频繁。

而图4.32是正常丝室的测试结果，a 区漏电流最小，代表的是探测器边框。b 区漏电流偏大，代表支撑条区域。c 区域的峰结构，代表的是丝室灵敏区的漏电流大小。经计算 FWHM=10%（要求小于 < 20%），这表明丝室的均匀性满足设计要求。图4.33为正常丝室的漏电流，与异常丝室的对比，正常丝室可长期稳定运行且漏电流小于 500nA，满足设计要求。同时，也可看出高压漏电流监控也是一项非常有效的质量监控手段，并且能够对丝室进行长时间的监控，这是 X 射线扫描测试做不到的。因此我们在批量制作流程中，将其作为主要的监控手段。

#### 4.6.4 高压漏电流监控

高压漏电流监控在探测器质量控制中扮演着至关重要的角色。相较于 X 射线漏电流测试，它的主要优势在于具有更高的采样率以及可实现长时间的监控，从而提供了更严格的质量保障。这使得高压漏电流监控成为了批量生产探测器时的主要监控手段。通过这种方法，我们可以更有效地控制并评估探测器室内的漏电流情况。

数据采集是通过一个 8 通道 16 位高精度模拟量采集卡来实现的。工作原理如图4.34所示，由于高压电源模块能输出实时的高压值和电流值。这些输出的模拟电流信号将输送到数据采集卡的输入端，经过一系列处理，包括平滑滤波、增益调整、安全保护电路，以及模数转换（ADC）后。通过 RS232 通信接口传输至计算机软件，实现实时波形的显示和数据存储。每个通道的采样率可以达到 50Hz，最高可达 80Hz，确保了高精度和实时性的监控。

测试结果如图4.35所示，图（a）展示了符合标准的漏电流情况，测试要求至少持续 24 小时。可以看出正常丝室的漏电流可达到接近于 0。但是由于丝室探测器容易受到外界环境湿度的影响，因此将漏电流的标准设置为在 500nA 以下且长期稳定运行。而图（b）则展现了不合格的丝室测试结果，其中频繁的打火现象表明了丝室内

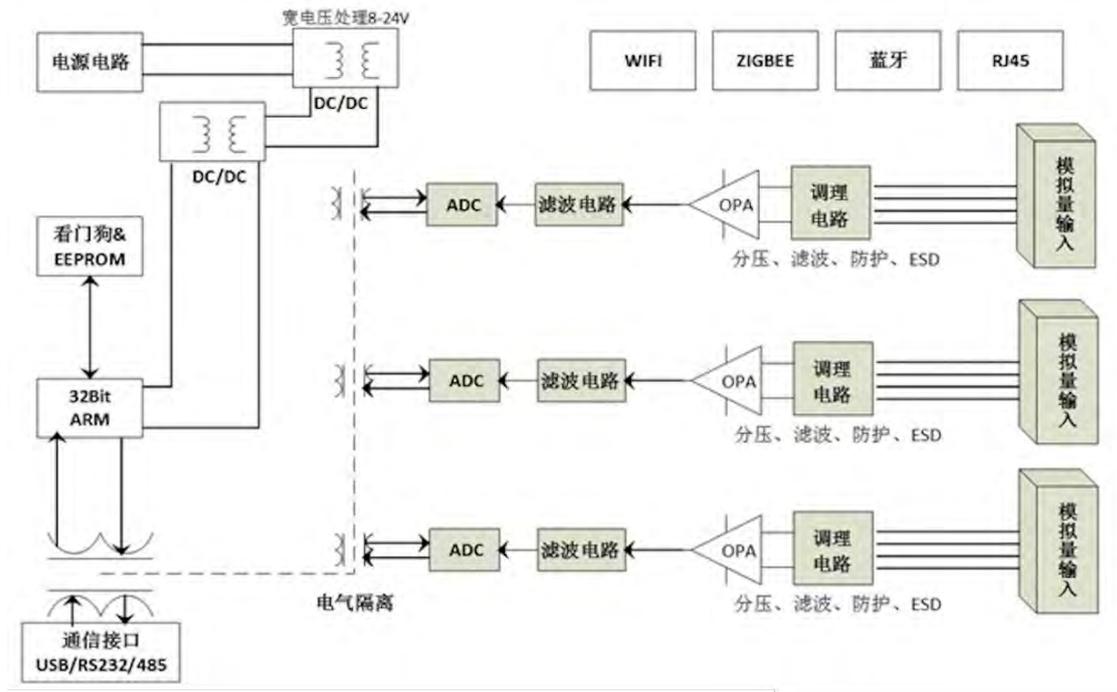
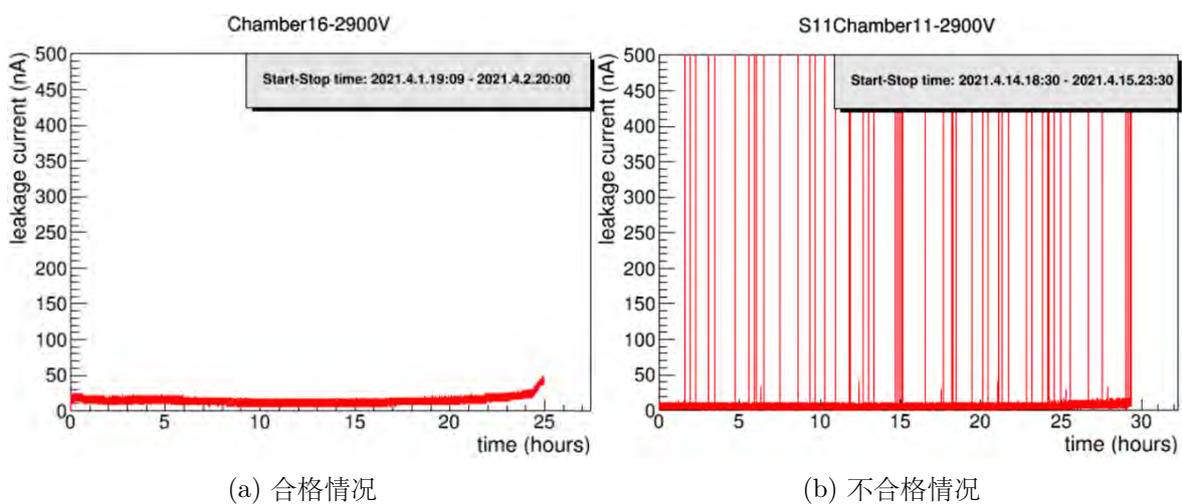


图 4.34: 漏电流监控数据采集: 模拟信号输入, 经过信号平滑滤波、增益调整、安全保护电路和模数转换(ADC)后经过 RS232 通信接口连接电脑软件, 进行实时波形显示和数据储存<sup>[99]</sup>



(a) 合格情况

(b) 不合格情况

图 4.35: 高压漏电流监控

的不稳定。通过这样的监控，我们能够及时识别并解决可能影响探测器性能的问题，从而确保探测器的高性能和可靠性。高压漏电流监控因其高采样率和连续监测的特点，成为了评估探测器内部漏电流稳定性的重要工具，在探测器质量控制过程中起着至关重要的作用。

## 4.7 总结

本章节详细阐述了为实现 FTT 探测器的升级需求，一共进行了三个版本的样机设计，本人主要参与了第二版样机以及最终版探测器的设计和制作工作，并负责制作过程中的高压漏电流质量监控工作。

第一版本样机设计让我们积累了前向微条窄隙室的制作经验，并验证了工作气体的选择。通过模拟与束流测试结果的综合分析，我们最终确定探测器的工作气体比例为 45% n-pentane 和 55% CO<sub>2</sub>。此版本样机还揭示了未来探测器改进的方向，特别是需要降低通道噪声水平。

在第二版本样机中，通过将读出条和读出焊盘集成在同一块 PCB 板上，显著降低了通道噪声。然而，使用三种不同 PCB 板的方案，不仅增加了后期批量生产的难度，也提高了材料成本。考虑到 STAR 计划将 FTT 探测器安装在 pole tip 的端盖内，因此还需进一步考虑探测器安装位置的空间尺寸限制。基于以上存在的问题，我们需要进一步优化 PCB 板的种类、以及探测器的几何形状。

第三版本样机，即五边形样机，代表了我们最终的设计版本。在该版本样机中，我们继续沿用第二版中噪音的解决方案，并将 PCB 板类型简化至两种，并满足匹配 STAR pole tip 的端盖的要求。五边形设计方案成功克服了二维坐标读出、假击中排除以及在有限空间实现大面积快速覆盖的挑战。面对 VMM 电子学相邻通道强制读出的限制，五边形探测器的读出通道次序设计为“Z”字形走线，每四个通道作为一组进行布线。该设计方案使得电子学板可从单方向插入进行信号读取，同时确保了探测器相邻通道与电子学相邻通道的一一对应。五边形 sTGC 探测器没有一个传统意义上的单独的法拉第笼用于接地，仍维持与前两版本一样的接地方案。

为确保丝室探测器的制造质量，我们制定了一套详尽的批量生产工艺流程，并为每个环节配备了严格的质量监控措施。其中探测器平整度测试和高压漏电流测试是批量生产中主要的质量控制手段，测试结果表明探测器的几何一致性和稳定性方面符合设计要求。



## 第五章 微条窄隙室探测器测试系统搭建

FTT 探测器作为 STAR 前向径迹探测器升级中的重要组成部分，主要是因为它具有出色的位置分辨能力，这使得它能为前向区域提供精确的带电粒子径迹击中位置。本章将重点介绍在山东大学进行的宇宙线性能测试的方案设计以及实验平台的搭建。同时，还会介绍实验中使用的电子学系统，主要包括 STAR TPX 电子学和 VMM 电子学。

### 5.1 测试方案设计

测试方案的基本思路如下：如图5.1所示，在宇宙线测试装置中，我们使用了三层 sTGC 径迹探测器，分别对带电粒子穿过测试系统的三个击中点的位置进行测量，三个击中点的位置分别对应图中的  $X_1$ 、 $X_2$  和  $X_3$ ，探测器击中位置的重建请参考 6.2 章节。为了评估第二层探测器的位置分辨率，我们采取了一种策略，即通过比较第二层探测器直接测得的位置 ( $X_2$ ) 与从第一层和第三层探测器数据拟合预测的击中位置 ( $X_{2-project}$ ) 之间的差异来进行估计。可以进行以上测试方案的前提是，首先，我们认为地面宇宙线 muon 粒子在进入多层探测器系统时，可认为是直线入射的（详情参考 5.2.1 章节）。其次，我们认为具有相同丝室结构以及在相同工艺流程下生产出的 sTGC 径迹探测器具有相同的位置分辨率，如 2.5.4 章节所述，在机械公差内，丝室的性能无显著差异。基于以上两点，我们将第一层和第三层探测器作为参考系统，以准确评估第二层探测器的位置分辨率。具体公式如下：由第一层和第三层探测器数据拟合得到的期望值  $x_{2-project}$ ：

$$x_{2-project} = \frac{x_1 + x_3}{2} \quad (5.1)$$

假设探测器的固有的测量误差为  $\sigma$ ，由标准误差传递公式可得期望值  $x_{2-project}$  对应的测量误差  $\sigma_{project}$  为：

$$\sigma_{project} = \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \quad (5.2)$$

比较期望值  $x_{2-project}$  和测量值  $x_2$  的差异：

$$x_{2-project} - x_2 = \frac{x_1 + x_3}{2} - x_2 \quad (5.3)$$

差值  $x_{2-project} - x_2$  的测量误差为  $\sigma_{residual}$ ，最终可推导出位置分辨率计算公式：

$$\sigma_{residual} = \sqrt{\sigma_{project}^2 + \sigma^2} = \sqrt{\frac{3}{2}}\sigma \quad (5.4)$$

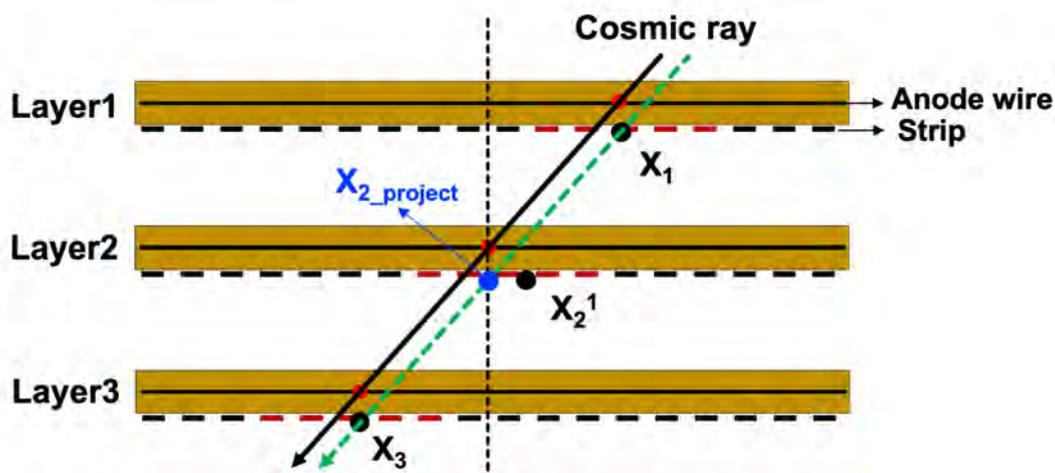


图 5.1: 三层 sTGC 径迹探测器宇宙线测试系统示意图。每个 Layer 对应一个 sTGC 丝室探测器 (棕色的长方框), 位于棕色方框中间的直线为阳极丝 (Anode wire), 位于边框的黑色宽虚线为阴极读出条 (Strip)。黑色箭头为入射的宇宙线粒子, 红色点表示宇宙线在丝室内的实际击中位置。读出条位置上的红色虚线代表有信号响应的读出条。黑色点代表探测器对粒子击中位置的重建 (分别为  $X_1$ 、 $X_2$  和  $X_3$ ), 蓝色点代表的是由第一层和第三层探测器的重建位置  $X_1$  和  $X_3$  而拟合得到的期望点 (即  $X_{2-project}$ ), 绿色虚线是拟合直线

根据我们测试的基本思路和位置分辨率的计算原理, 我们设计出了宇宙线测试平台方案如图5.2所示。我们利用两个闪烁体探测器为中间待测试的探测器系统提供触发信号。因此, 这两个闪烁体将分别放置在三个待测 sTGC 径迹探测器的顶部和底部。闪烁体的信号首先经过阈值甄别器处理, 以滤除由闪烁体噪声引起的大多数无效信号。只有当信号强度超过预设的阈值时, 甄别器才会输出标准的 NIM (Nuclear Instrumentation Module) 信号。随后, 这些 NIM 信号被送入符合器的逻辑门进行“与”逻辑运算。这意味着只有当两个闪烁体探测器同时探测到信号时, 才会向 STAR 的触发系统发送一个标准的 NIM 触发信号。该触发系统随后发送时钟信号和数据采集命令, 通过读出板上的 FPGA 转发给前端电子学设备, 实现对前端电子设备 (Front End Electronics, FEE) 和读出板 (Readout Board, RDO) 数据采集的控制。

探测器都充有 45% n-pentane 和 55%  $\text{CO}_2$  混合气体。当宇宙线, 特别是 muon 粒子, 击中 sTGC 径迹探测器时, muon 粒子会与探测器内的工作气体发生相互作用, 主要通过电离和激发机制损失能量。这一过程产生的原初电子离子对在电场的作用下分别向阳极丝和阴极运动, 并在阳极丝附件发生雪崩放大, 最终电子被阳极丝吸收, 而离子在电场的作用下向阴极运动直至被吸收。从电子-离子对产生到离子的最终泄放, 整个运动过程在阴极外部拾取条带 (strip, 以下都称为读出条) 上产生感应信号。这些读出条上的感应信号随后被 FEE 进行放大、整形和数字化处理, 最终由

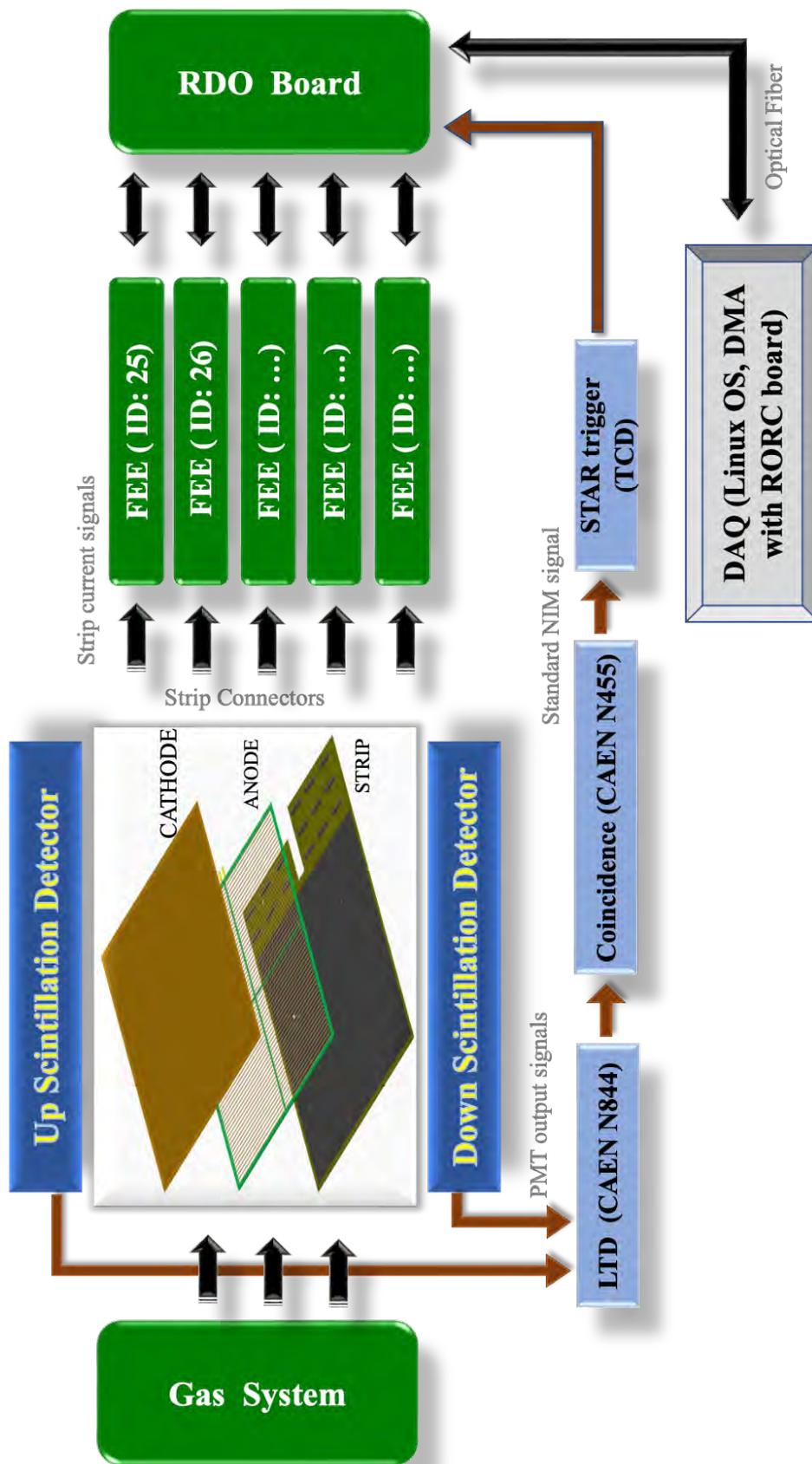


图 5.2: 测试方案设计

RDO 通过光纤传输至计算系统，以供进一步的数据分析和记录。

## 5.2 测试系统平台搭建与调试

### 5.2.1 地面宇宙线缪子

地面观测到的宇宙线缪子 (muon)，主要源于大气层中由高能宇宙射线与大气原子核相互作用后产生的  $\pi$  介子 (pion) 和  $k$  介子 (kaon) 的衰变。这些 muon 粒子是到达地面宇宙线的主要成分。尽管这些末态粒子到达地面的具体数量和方向具有随机性，它们在时间和空间上分布却相对均匀<sup>[100]</sup>。然而，它们在地面的通量和角度分布显示出明显的依赖关系：与斜角入射的 muon 粒子相比，垂直入射至地面的 muon 粒子的数量显著更多。这是因为斜角入射的 muon 粒子在到达地面之前需要穿越更厚的大气层，在这个过程中，更多的 muon 粒子因相互作用而衰变或损失能量。因此，垂直入射的 muon 粒子在到达地面时数量较多。

尽管在穿越大气层过程中部分 muon 粒子会受到散射和能量损失，但由于它们强大的穿透能力和小的相互作用截面，大部分 muon 粒子能够保持几乎直线的路径直达地面。这意味着，当它们进入多层探测系统时，可以被视作几乎是直线入射。

地表宇宙线 muon 粒子是一种理想的天然粒子源，特别是因为这种粒子源不需要外部激励就能够持续提供稳定而分布广泛的高能粒子流。绝大多数 muon 粒子的能量分布在几 GeV 范围内，满足多种实验测试需求。在海平面，muon 粒子的垂直通量大约为每分钟每平方厘米 1 个 muon (相当于每秒每平方米约 166 个)，为粒子探测器测试提供了连续的粒子流。在足够长的时间内，通过被测 sTGC 径迹探测器的宇宙射线平均流率被认为是恒定的。利用地表宇宙线 muon 粒子作为粒子源，能够在不依赖大型加速器的情况下，全面评估和验证粒子探测器的性能，包括响应特性、位置分辨率和探测效率等关键指标，提供了一种既经济又有效的性能测试手段<sup>[101]</sup>。

### 5.2.2 测试平台的研制与调试

本节首先讨论触发系统的调试过程。在实验中，我们选择使用的闪烁体是塑料闪烁体，这种闪烁体是由有机塑料基底掺杂闪烁分子制成。相比于无机晶体闪烁体，塑料闪烁体具有更好的坚韧性、耐用性和可塑性，能够根据需要制作成各种形状和尺寸。虽然塑料闪烁体在光产额和能量分辨率上相对较低，但它们的响应速度非常快，特别适合需要迅速响应的实验条件，正好满足我们当前实验的需求。

如图5.3左图所示，我们采用的闪烁体尺寸为 30cm×70cm，基于地面宇宙线的平均频率，我们计算得到平均每分钟通过这种尺寸闪烁体的 muon 粒子数量约为 2016 个。通过将两个闪烁体垂直叠加来进行标定测试，同时光电倍增管 (Photomultiplier

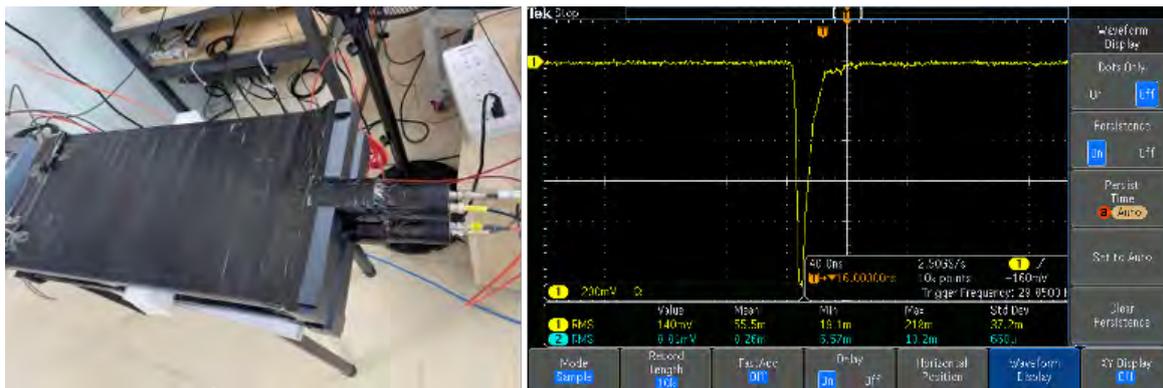


图 5.3: 左图是两个闪烁体组成的触发系统，右图为闪烁体信号在示波器上的显示

Tube, PMT) 在-1500V 的负高压下工作。在右侧图中展示了闪烁体的信号输出。为确保探测到的宇宙线信号的真实性和准确性，我们设置了 30mV 的信号阈值，以期得到的粒子频率低于前面的计算值。实际观测到的粒子计数为每分钟 1527 个，这个结果反映了通过阈值甄别和信号整合后的有效击中频率，提供了实验中快速响应触发系统调试的有效数据。

其次，本节深入讨论了测试平台的设计和搭建，如图5.4显示的是测试平台的设计图纸。我们成功设计并制作了一款使用铝合金材料的探测器测试平台。在平台的设计过程中，我们优先考虑的是机械结构的合理性，确保平台能够适当的安装三层 sTGC 径迹探测器、高压电源模块以及电子学系统，同时也要便于未来的测试和调试工作。考虑到测试原理是基于三层探测器进行宇宙线测试的，其中上下两层探测器用于提供必要的参考径迹点，从而准确评估中间层探测器的性能，我们在设计平台时特别注意保留了足够的空间，以确保电子学设备可以从单一方向顺利插入及拆卸。

测试平台本身是一个长方体结构，尺寸高达 130.7cm，长宽均为 86cm，内含六层空间配置。顶层和倒数第二层分别安装了闪烁体探测器，且与上层的间隔为 11cm，以便于放置和测试。中心的第二、三、四层分别放置了三层 sTGC 径迹探测器，每层之间预留了 17cm 的间隔用于组件安装。平台底层则专门用于放置高压电源模块、计数器、符合器、阈值甄别器，及电子学系统的低压电源和 STAR 触发系统，其与上一层的间隔为 17.8cm，确保有足够的空间进行操作。

在平台的设计过程中，我们还特别重视了多层探测器之间的位置对齐和标定问题。考虑到铝合金材料具有极高的平面精度，我们采用铝合金边框作为层与层之间对齐的参考。通过在平台的侧面内部焊接四根铝合金边框，确保每一层探测器与边框紧密接触，从而保证了层与层之间的相对位置精度。此外，为了保证探测平面的平整度，我们使用水平测量仪进行了精确的平面精度标定。因为任何探测器的倾斜都可能直接影响位置信息的准确度，并进而影响到探测数据的可靠性。总之，这个设计综合考虑了结构稳定性、机械强度、电子学设备安装与拆卸的便利性，以及对齐精度的高标

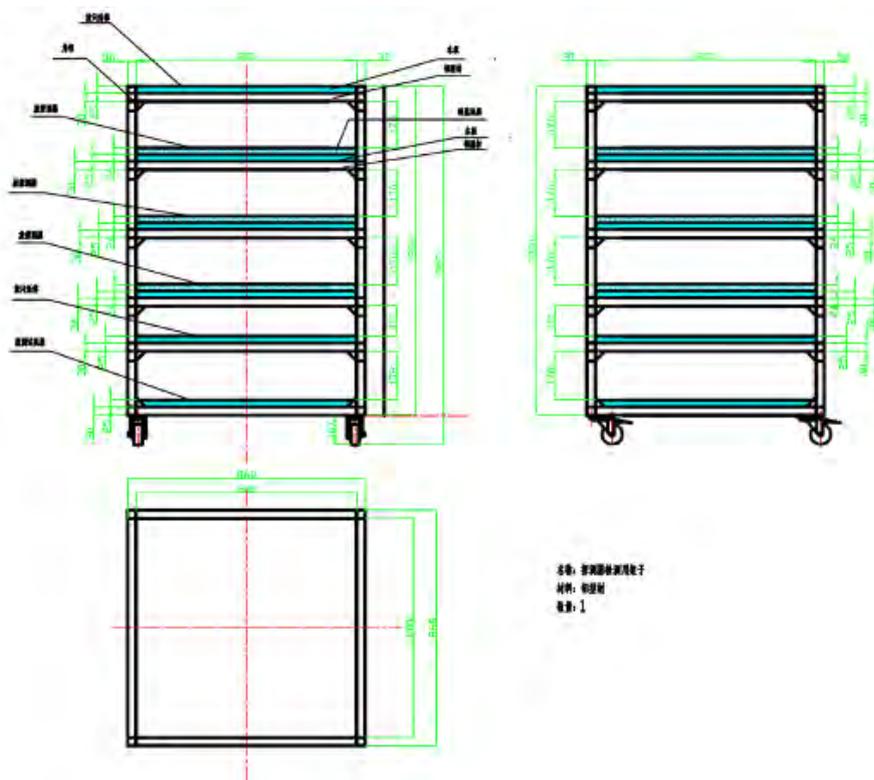


图 5.4: 宇宙线测试平台设计图纸

准要求，为实验提供了坚实的测试平台。

### 5.3 TPX 电子学系统

基于三种版本的探测器样机，本论文的工作中共涉及了两种电子学系统的应用。其一是 STAR TPX 电子学，其二就是 VMM3a 芯片的电子学，首先介绍 STAR TPX 电子学。

#### 5.3.1 简介

在本论文中，使用的电子学是传统时间投影室 (TPC) 升级后的电子学系统，被命名为“STAR TPX”。该电子学系统显著提升了事件处理速率，能够达到高达 1kHz 的事件速率，因此该项目也被称为“DAQ1000”<sup>[102]</sup>。与之前最大 100Hz 的事件处理频率和每个事件 10ms 的死时间相比<sup>[103]</sup>，新系统具有显著降低的死区时间，每个事件的死区时间少于 100 $\mu$ s，这仅占 1kHz 死区时间的 5%。新系统的设计采用了基于千兆位以太网的事件缓存技术，以及全新的前端电子学和读出系统。关于前端电子器件的改进，新系统采用了两种由 CERN/ALICE 开发的定制专用集成芯片 (Application-specific

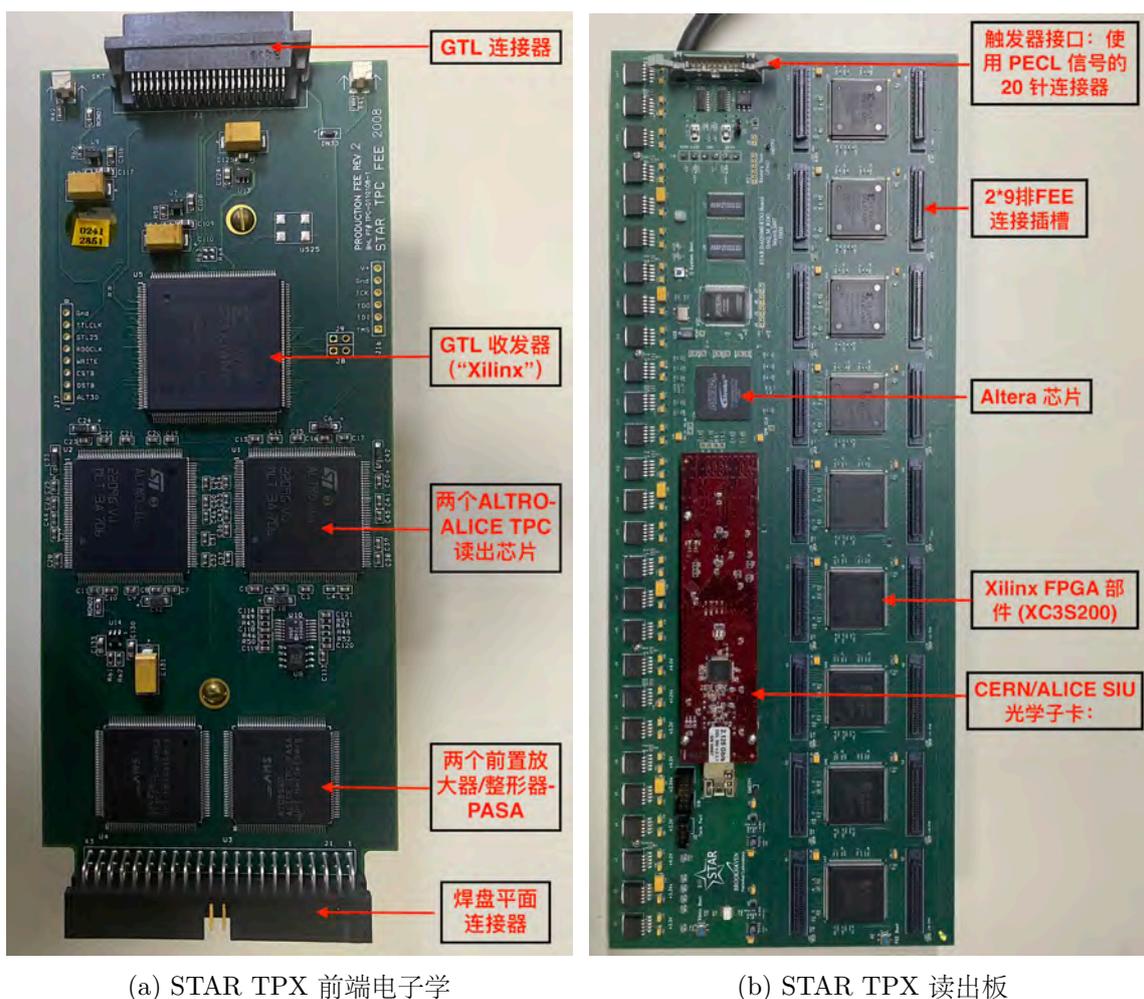


图 5.5: (a) STAR TPX 前端电子学主要配备了 2 个 PASA 和 2 个 ALTRO 芯片。PASA 可实现对模拟信号的放大和整形, ALTRO 可实现模拟信号的数字化、滤波、进一步整形、基准电平减除和零抑制<sup>[104]</sup>; (b) STAR TPX 读出板用于收集多个 TPC FEE 输出的数字化数据, 并通过光链路将数据传输到数据采集系统<sup>[102]</sup>

integrated circuit, ASIC)<sup>[104]</sup>, 分别是“前置放大器及整形器”(Pre-Amplifier Shaping Amplifier, PASA)<sup>[104] [105] [106]</sup>和“ALICE TPC 读出芯片”(ALICE TPC Readout Chip, ALTRO)<sup>[104] [107] [108] [109]</sup>。

如图 5.5a 所示, 前端电子学 (Front End Electronics, FEE) 系统配备了 2 个 PASA 和 2 个 ALTRO 芯片, 共同负责处理 32 个电子学信号通道。PASA, 作为一款 16 通道的模拟前置放大器和整形器, 主要用于放大从探测器焊盘获取的初级模拟信号<sup>[106]</sup>。经放大后的差分信号随即被输入到 ALTRO 芯片<sup>[104]</sup>, 该芯片是一款专门为气体探测器信号设计的混合模拟数字集成电路 (ASIC), 它包含有 16 个独立的信号处理通道。一旦接收到一级触发信号, ALTRO 中的每个通道开始采样、处理信号, 并将数据保存在内部存储器等待二级触发。二级触发到来时, 数据将根据需要决定是保留以供读

出还是舍弃。

在 ALTRO 的处理过程中，模拟信号经过数字化、数字滤波、进一步整形、基准电平减除和零抑制，最后缓存以备读出<sup>[104]</sup>。数字化和缓存的数据首先以适于短距离传输的 TTL (Transistor-Transistor Logic) 信号标准进行传输。然后，为了适配长达 1 米的距离传输，数据信号从 TTL 标准转换为 GTL+ (Gunning Transceiver Logic) 信号标准。最后，数据通过 68 针扁平带状电缆传输至 STAR TPX 读出板，以便进行数据存储和传输至数据获取系统 (Data Acquisition System, DAQ)<sup>[102] [108]</sup>。ALTRO 芯片能够缓存多达 4 个完整事件，这为去随机化处理提供便利，同时其模数转换模块采用的同步时钟频率可达 20MHz，保证了触发事件的实时数字化与先前事件的读出能够并行进行。

为了解决与焊盘平面连接器相关的敏感接地问题，FEE 电子学板中模拟接地（与 PASA 芯片和焊盘平面连接器相连）与数字接地（ALTRO 接地）被完全隔离。同时，系统还配备了高效的冷却支架，以降低温度，确保芯片长时间稳定运行<sup>[102]</sup>。

如图 5.5b 所示，读出板 (Readout Board, RDO) 负责收集多个 TPC FEE 输出的数字化数据<sup>[110]</sup>。RDO 对这些数据进行缓冲存储后，最后通过光链路将数据从探测器传输到数据获取系统。本质上，RDO 充当一个多路复用器，可以处理来自多达 36 个 FEE 的数据，并通过单个光纤进行传输。每个 RDO 配备了用于数据传输的光纤子卡，即源接口单元 (Source Interface Unit, SIU)。这些子卡以及整个网络系统，也就是探测器数据链路 (Detector Data Link, DDL)，形成了一个双向的点对点网络。这个网络的吞吐量可以达到 200 MB/s。DDL 的双向性是非常关键的，因为它允许从 DAQ 系统将基准电平和其它配置参数重新加载至前端电子学。整个网络主干使用了成本效益高的千兆以太网技术。数据通过 20 针 PECL 连接器连接到 STAR 触发系统接口，从而实现了与触发系统的无缝集成<sup>[111] [112]</sup>。

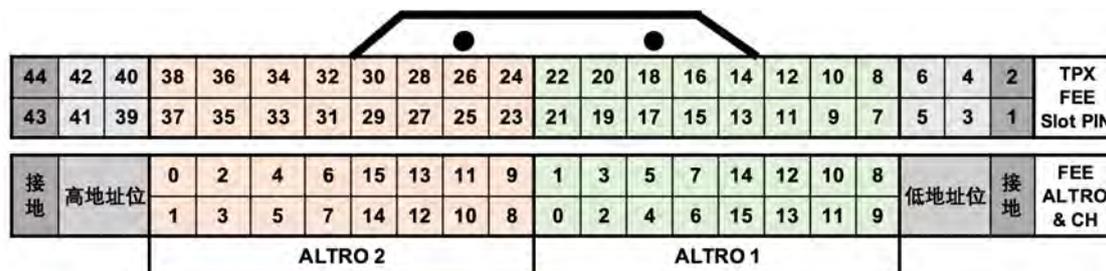
另外，数据接收器板 (DAQ Receiver Boards, D-RORC)，负责接收经过数字化处理的数据。D-RORC 是光链路的一个重要组成部分，它是一款符合 PCI64 标准、在 66 MHz、3.3V 下运行的 PCI 卡。这种卡可以插入任何兼容的 PCI 插槽中，从而实现与主机 (PC) 的连接，最终实现实验数据的记录。

### 5.3.2 电子学地址和通道标定

在宇宙线数据采集测试中，STAR TPX 电子学一共配置了 16 个前端电子学 (FEE) 模块。对应的 RDO 中可配置的地址位范围设定为 15~30。每个 FEE 模块都被赋予一个固定的地址位，需要在 FEE 模块上配置并焊接。从上文中已知，由于每个 FEE 包含两个 ALTRO 芯片，分别命名为 ALTRO1 和 ALTRO2，它们各自分配有独立的编号。如图 5.6a 所示，列出了所有已配置地址的 ALTRO 编号，例如，地址位为 15 的 FEE，其对应的 ALTRO 编号分别为 30 和 31。图 5.6b 展示了 FEE 连接器针脚的

Address	15	16	17	18	19	20	21	22
ALTRO	30, 31	32, 33	34, 35	40, 41	42, 43	36, 37	38, 39	44, 45
Address	23	24	25	26	27	28	29	30
ALTRO	46, 47	48, 49	50, 51	56, 57	58, 59	52, 53	54, 55	60, 61

(a) 每个 FEE 焊接一个固定的地址，同时对应两个固定的 ALTRO 编号



(b) FEE 的焊盘连接器针脚的编号 (TPX FEE Slot PIN) 和对应的电子学通道编号 (FEE ALTRO & CH)

图 5.6: FEE 地址位的配置以及焊盘连接器的针脚编号布局

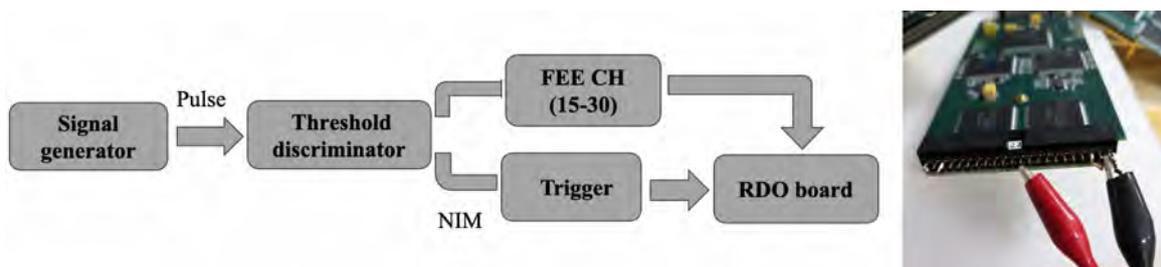


图 5.7: STAR TPX 前端电子学 FEE 的通道标定

编号布局。其中，针脚 1、2、43、44 为接地通道，针脚 4 ( $2^0$ )、3 ( $2^1$ )、6 ( $2^2$ )、5 ( $2^3$ )、40 ( $2^4$ )、39 ( $2^5$ )、42 ( $2^6$ )、41 ( $2^7$ ) 用作地址位通道，前四位是低地址位，后四位是高地址位。例如，地址位为 15 的二进制表示为 0000 1111，这意味着所有四个低地址位全部接地（接地即为 1），而高地址位则不接地（不接地即为 0），以此实现地址位的配置，如图 5.7 右图所示的地址位为 22 的配置及焊接。

如图 5.6b 所示，ALTRO1 是靠近低地址位的一端，而 ALTRO2 则是位于高地址位的一端。通过对电子学通道进行标定可获得图 5.6b 的对应关系。操作如下：如图 5.7 所示，通过信号发生器生成频率为 1kHz 的脉冲信号，并将其输入到阈值甄别器中，甄别器输出标准的 NIM 信号。这个 NIM 信号随后分别接入到测试通道和 STAR 触发系统，以便对指定测试通道进行数据采样。在数据分析阶段，可以观察到相应通道的信号响应。每个 ALTRO 可以处理 16 个通道，FEE 通道编号从 0 至 15。在实际使用中，需特别注意探测器读出条与电子学通道之间的对应关系。

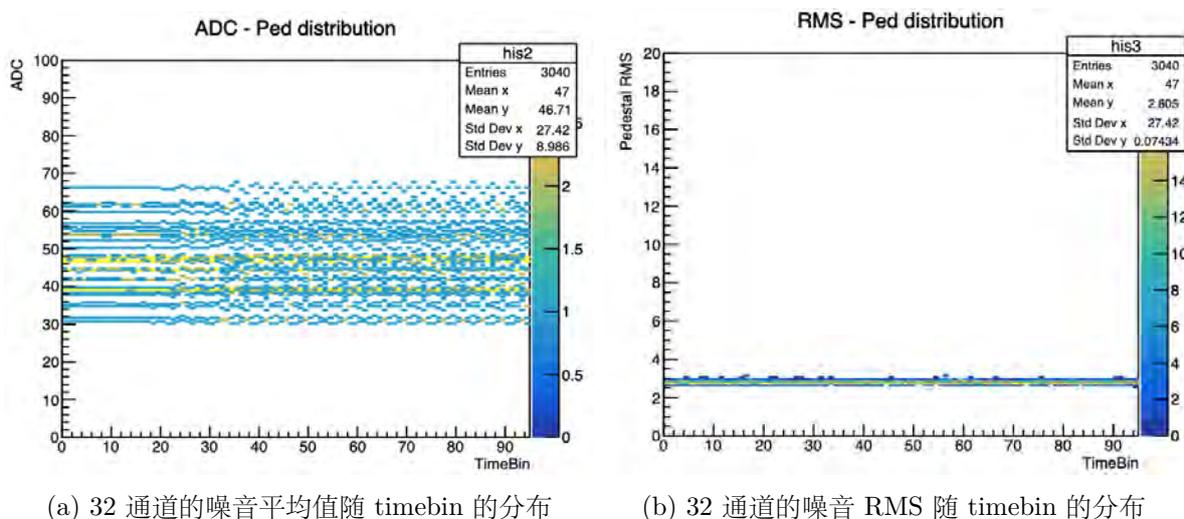


图 5.8: TPX 电子学 16 个 FEE 的“Pedestal”噪音扫描

### 5.3.3 噪音扫描和信号采集

电子学的“pedestal run”可以对接近参考电平的噪音样本进行数据采集，这些噪音样本不包含有用的信息，代表了电子学系统的背景噪声水平。我们只关心消除噪音信息后的样本，即超过阈值之外的脉冲信号样本，而不关心叠加在信号样本上的噪声。因此，每次正式取数之前都要预先运行噪音扫描，可以有效去除信号样本中的背景噪声，确保仅对阈值以上的有意义的脉冲样本进行数据采集。需要注意的是，当外部环境变化较大时，为防止在信号样本混入过多的背景噪音，建议在每次数据采集前都执行一次噪声扫描。

在本次测试中，对 16 个 FEE 运行了噪声扫描，生成了噪声数据文件。文件中的数据格式为：FEE 索引、FEE 通道、时间窗口 (TimeBin)、噪音平均值 (Pedestal Mean) 和噪音 RMS (Pedestal RMS)。其中，FEE 索引范围为 1 至 16，FEE 通道范围为 1 至 32。在宇宙线测试设置中，总时间窗口设为 94 个时间单位 (TimeBin)，每个 TimeBin 时长为 100ns。如图 5.10a 所示，鉴于信号在最长连续时间窗口内的持续时间为 5 个 TimeBin，设置的总时间窗口长度已充分满足信号捕获需求。每个 FEE 通道的噪声扫描将统计并记录该通道在整个采集窗口内噪声的平均值和 RMS 值。如图 5.8 所示，同一个 FEE 上的 32 个电子学通道的噪声平均值约为 46.71，RMS 约为 2.81。

在运行“physics run”的宇宙线信号数据采集过程时，信号脉冲是以参考电平为基准而形成的。电子学需要对脉冲信号进行识别，并进行采样。如图 5.9a 所示，脉冲检测原理表示通过设定一个固定的阈值，电子学系统将会自动忽略所有低于该阈值的信号样本，从而确保只有超过阈值的信号样本被认为是有效的脉冲。为了减少因噪声

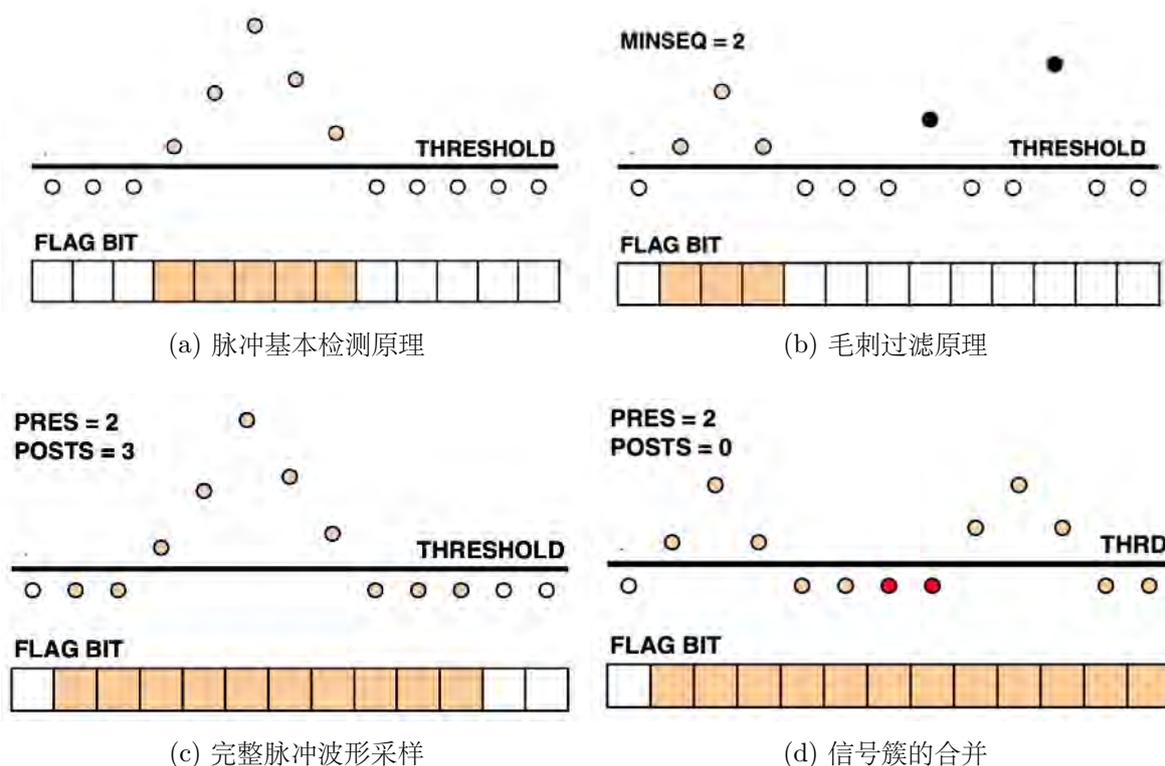
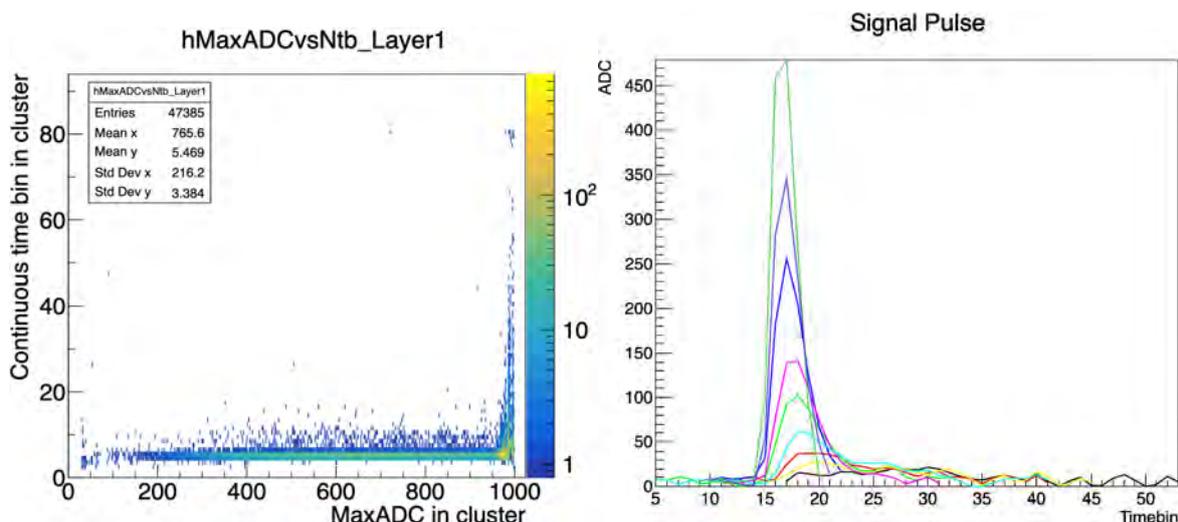


图 5.9: 脉冲信号识别<sup>[104]</sup>

导致的误判，电子学系统加入了毛刺滤波功能，如图5.9b所示。毛刺滤波器通过检查高于阈值的连续样本数来确认脉冲是否真实存在。将高于阈值的最小连续样本数定义为 MINSEQ，这个最小连续样本数可以设置在 1 到 3 之间。在这里我们设定一个真实脉冲信号 MINSEQ 为 2，小于 2 的过阈值的样本将不视为信号的一部分，如图5.9b 中黑圆点所示。

如图5.9c所示，为了全面记录并保留完整的脉冲信号信息，不仅要记录超过阈值的信号部分，还要记录信号上升到阈值之前和下降到阈值以下之后的样本，这些分别称为前样本 (PRES) 和后样本 (POSTS)，它们的数值设定可在 0 到 4 的范围内独立变化。这样处理后的脉冲信息，包括其完整形状和具体的时间窗口，以便能与其他系统验证的触发决策进行同步。特别地，考虑到数据格式中不允许添加额外的标记来区分采样数据和时间数据，需要在数据集中加入间隔符来进行区分。此外，如图5.9d所示，通过对两个或三个连续的数据集进行合并，可以有效地识别并记录连续的脉冲事件作为一个信号集群。值得注意的是，在信号采集开始前，已经对每个通道进行了噪声值的自动调整和扣除，以确保数据的准确性和可靠性。

如图5.10所示，展示的是宇宙线信号随时间的分布。在同一个宇宙线事件中，通常有大约 6 到 7 根相邻的读出条对信号有所响应，且感应信号越大，其上升沿速度越快，相对应的时间窗口越早。总体而言，所有通道接收到的感应信号几乎同时发生，



(a) 信号簇中最大的 ADC 随着连续时间 n-timebin 的分布

(b) 宇宙线信号簇随时间变化

图 5.10: STAR TPX 电子学获取的宇宙线信号分布

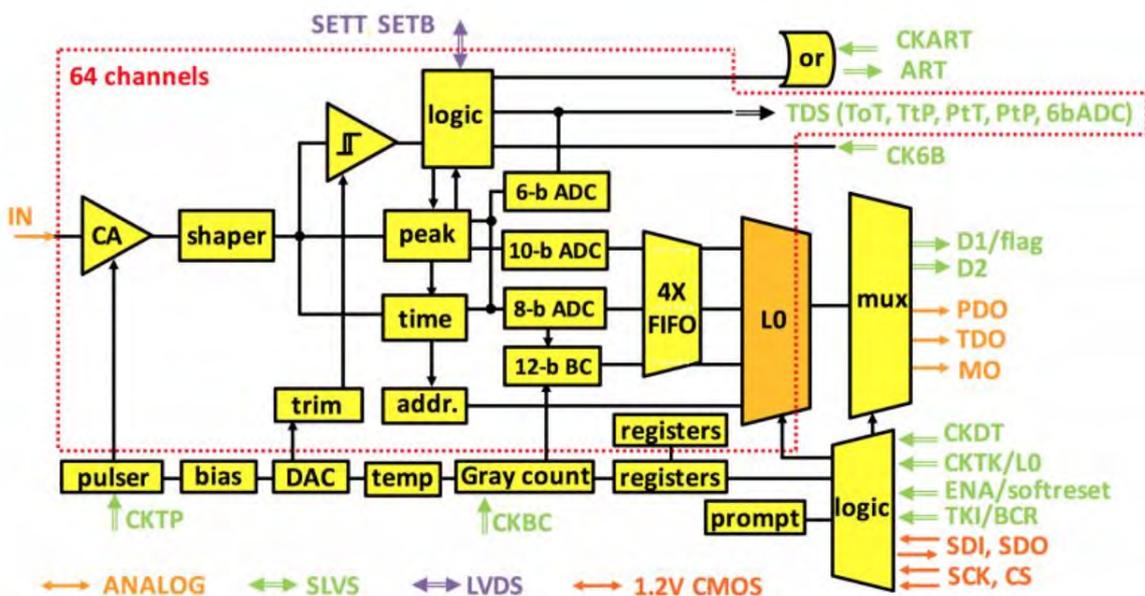
主要集中在第 15 个 timebin 开始, 信号持续时间大约为 5~6 个 timebin, 这样就能够记录下完整的信号过程。尽管在运行“physics run”时, 会对信号数据进行噪音扣除, 但这只是去除了平均噪音值, 部分噪音仍可能残留在电子学通道中。相对于信号, 这部分噪音已经相当微小, 可以轻易区分出来。因此, 在随后的数据分析阶段, 我们可以通过设置各种挑选条件来排除非信号脉冲的数据。例如, 对于远离信号峰值的时间戳, 比如超过 40 个 timebin 的部分, 所记录的数据通常属于噪音。更多关于这方面的详细分析, 请参见第 6.1 章节。

## 5.4 VMM 电子学系统

### 5.4.1 简介

本研究项目除了采用 STAR TPX 电子学系统进行测试外, 还使用了基于 VMM3a 芯片的前端电子学技术。VMM 系列芯片, 是由美国布鲁克海文国家实验室的微电子设计团队开发, 起初专为 ATLAS New Small Wheel 升级项目中的微网格探测器 (Micromegas) 和微条窄隙室探测器 (sTGC) 的前端读出电子学而设计的专用集成电路 (ASIC)<sup>[92]</sup> <sup>[113]</sup> <sup>[114]</sup>。

VMM3a 代表该系列芯片的最新一代, 采用了 130nm 工艺制造, 并以球栅阵列 (Ball Grid Array, BGA) 形式封装。芯片的外形尺寸为 21mm×21mm。这种封装方式为芯片提供了较高的引脚密度和更好的电气性能。每个 VMM 芯片包含 64 个前端通


 图 5.11: VMM3a 通道的信号处理结构图<sup>[92]</sup>

道，每个通道都设计有一套完整的信号处理功能，如图5.11所示。整体而言，探测器输出的电荷信号依次经过低噪声电荷灵敏放大器（CA）、滤波成形器（shaper）、阈值鉴别器、峰值检测器、时间检测器、3个模数转换器等。接下来将对每个环节具体实现的功能进行介绍。

如图5.11所示，其中使用的低噪声电荷灵敏放大器（CA），其主要作用是可实现对正电荷或负电荷的测量。将电荷信号转换成与其电荷量成正比的电压信号。设计有8档可调的增益（0.5mV/fC、1mV/fC、3mV/fC、4.5mV/fC、6mV/fC、9mV/fC、12mV/fC、16mV/fC），以适用于不同电荷量范围的测量。滤波成形器（shaper）实现对电压信号的进一步成形，也保证了稳定且一致的基线电压值。shaper中存在四种可调配的达峰时间（25ns、50ns、100ns、200ns）。

此外，阈值鉴别器可实现两种功能，首先，它能够判断各个通道上的信号是否有效；其次，它能够控制相邻通道进行强制读出。信号的有效性判断是通过VMM3a芯片内置的一个全局阈值数模转换器（Digital-to-Analog Converter, DAC）实现的。这个全局阈值DAC可实现对该芯片上的64个通道统一设置一个阈值。当脉冲信号经过滤波和成形处理后，如果其幅值大于全局阈值DAC所设定的幅值，则判定为有效信号。其次，相邻通道强制触发读出的功能，其目的是为了保持信号的完整性。尤其是那些未超过全局阈值但属于有效信号组成部分的小信号。这一功能是通过搭载相邻使能逻辑的次滞后鉴别器来实现的。例如，如果第n通道被阈值鉴别器判断为有效信号，而相邻的n-1和n+1通道没有超过阈值，VMM3a芯片会强制对这两个通道的信号进行读出。除此之外，阈值鉴别器还配备了独立的阈值微调器，使得在全局阈值的基础上，用户可以对每个通道的阈值进行细致的调整，实现精确的信号控

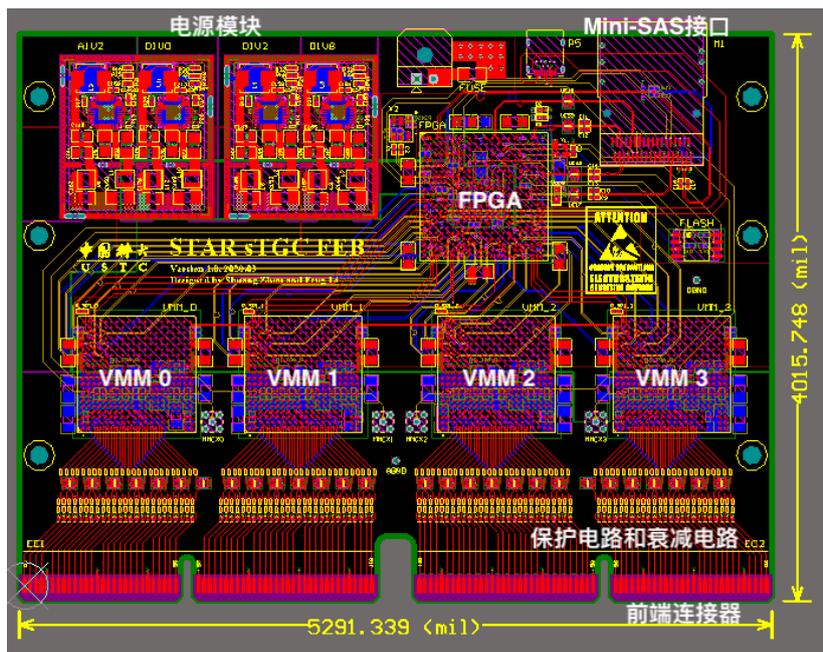


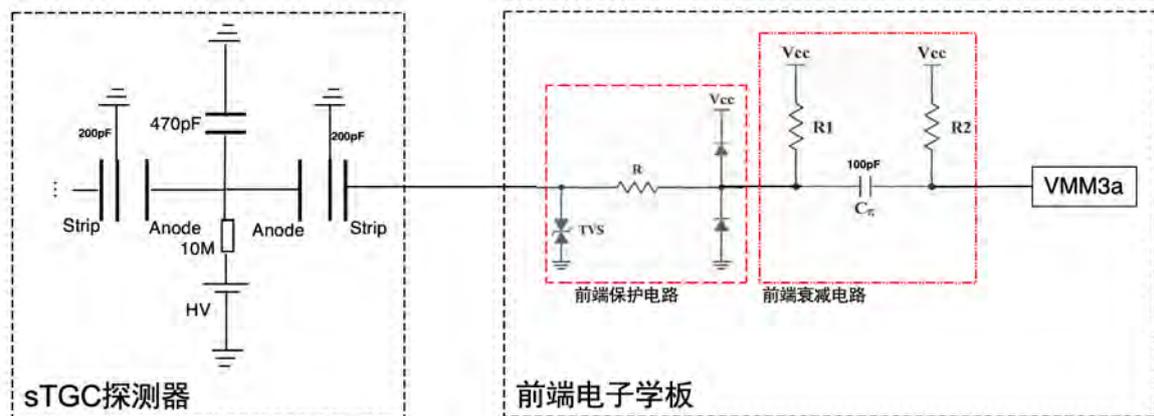
图 5.12: VMM3a 前端电子学板<sup>[115]</sup>

制<sup>[92] [113] [114]</sup>。

峰值和时间的测量是通过峰值检测器和时间检测器来实现的。其中峰值检测器负责峰值的测量并将其储存在一个模拟存储器中，即电容。时间检测器使用一个时幅转换器（Time-to-Amplitude-Converter, TAC）测量对应的时间，在超过阈值或者在达到峰值的时刻开始计算，一个时钟周期结束时停止。TAC 值也是存储在一个模拟存储器，从而实现时间的测量。如图5.11所示的，信号通过三个模数转换器（6-bit ADC、8-bit ADC 以及 10-bit ADC）完成信号峰值和时间的数字化过程。完成数字化后的数据会暂时存储在缓存模块中，此时数据已经被转换成可以由电脑端处理和存储的格式。随后，输出模块负责将缓存中的数据发送至电脑端进行最终存储。这一系列过程概述了 VMM3a 在接收到信号后，如何对信号进行处理、数字化以及记录的整个流程<sup>[92] [113] [114]</sup>。

VMM 的前端电子学板的结构如图5.12所示，前端连接器与探测器端的焊盘相连，将探测器输出的模拟信号输入到前端电子学板。在前端电子学板内将经过前端保护电路和前端衰减电路，之后再进入 VMM3a 芯片，完成模拟信号的数字化。一个 FEB 板上集成了 4 个 VMM3a 芯片，总共有 212 个电子学通道，从左到右分别是 VMM0（50 个通道）、VMM1（55 个通道）、VMM2（55 个通道）以及 VMM3（50 个通道）。其处理好的数字信号将会传输到 FPGA 中，在此处将多个 VMM3a 的信号进行筛选和编码处理。之后通过连接 Mini-SAS 线的数据输出接口将数据发送到读出板中。前端读出板上的电源模块实现板上的 VMM 芯片和其他器件的供电。

前端电子学板上的保护电路和衰减电路如图5.13所示。前端保护电路可实现保护


 图 5.13: 前端电子学板中的前端保护电路和前端衰减电路<sup>[115]</sup>

电子学板不被探测器端的打火和静电问题所干扰。由于探测器工作在饱和模式下，运行高压较大。当出现打火现象时，将会在读出条上形成一个瞬时脉冲信号。这种瞬时脉冲信号具有极高的电压幅值，若没有保护电路，将会直接对 VMM3a 芯片造成损伤。前端保护电路由瞬态二极管 (Transient Voltage Suppressor, TVS)、限流电阻和钳位二极管组成。当瞬间脉冲经过 TVS 二极管时，TVS 二极管会在几纳秒内迅速导通，吸收脉冲能量，并将信号电压钳位到预定值。经 TVS 二极管保护后，两个钳位二极管将信号电压进一步钳位到  $-0.7\sim 1.9\text{V}$ ，确保不会对 VMM3a 的输入端造成损害<sup>[115]</sup>。

前端衰减电路可拓展电荷测量的动态范围。经初步测试后，VMM3a 的最低增益  $0.5\text{mV/fC}$  下，虽然可以满足探测器的电荷测量范围，但也大大限制了电子学测量的灵活性。当探测器信号幅度变大时，电子学读出饱和，将无法正确测量探测器的电荷量。因此需要将信号经过合理的衰减后再进行进一步处理。可根据 VMM 提供的不同增益档位进行选择，并结合探测器输出的信号幅度，进行灵活调整，以适应电荷量的测量范围。前端衰减网络称为“ $\pi$ -network”电路，由 VMM3a 的设计官方给出<sup>[92]</sup>。具体的衰减比例可通过该公式进行计算：

$$\text{Ratio} = C_{\pi} / (C_{\pi} + C_{strip}) \quad (5.5)$$

其中， $C_{\pi}$  为衰减电容的电容值，在此处设计为  $100\text{pF}$ 。 $C_{strip}$  为探测器端的 strip 对石墨的电容，约为  $200\text{pF}$ 。因此对输入信号的衰减比例为  $1/3$ 。通过衰减电路，既可以提高电荷测量的动态范围也可使得芯片工作在更高的增益模式下，提高通道的信噪比。更高的增益模式下，将会对信号进行放大，而噪音将不会被放大，因此相对而言会具有较好的信噪比。

VMM 电子学系统中读出板 (Readout Driver Board, ROD) 结构设计如图 5.14 所示，一块 ROD 最多同时与 6 块前端电子学板进行通信和数据处理。读出板主要实现的功能是将前端电子学的缓存数据上传到 STAR DAQ 系统，并接收 STAR DAQ 的

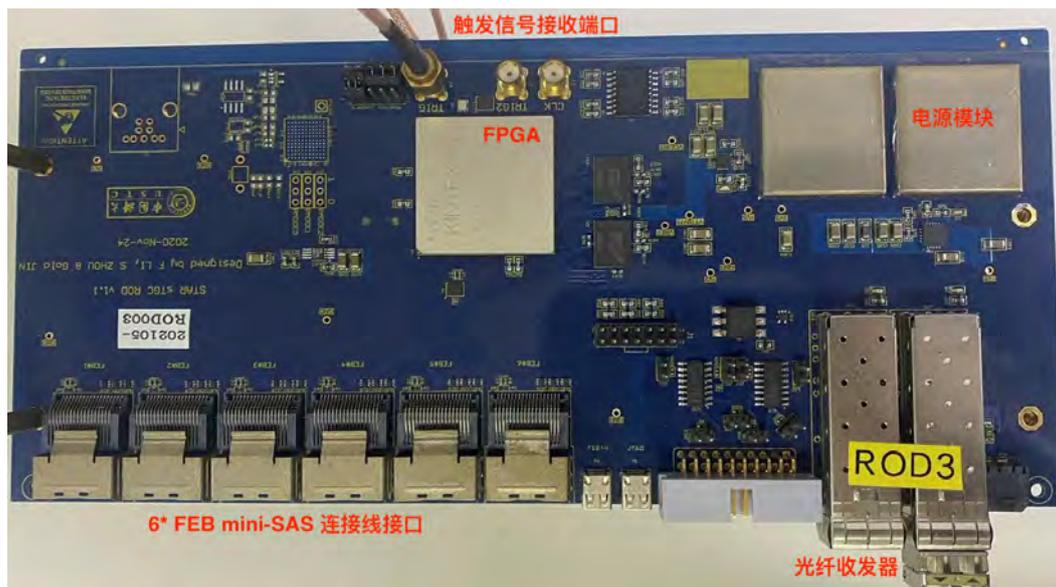


图 5.14: VMM 电子学系统读出板 (ROD) 的结构

配置命令实现前端电子学板的配置，以及对前端电子学板提供统一的同步时钟。其中数据传输主要依靠光纤通讯技术，光纤收发器可以实现将电信号转化为光脉冲信号。光信号在光纤中传播到光纤模块接收端，接收端将光脉冲信号再转化为电信号，然后进行进一步的处理并记录在电脑中。STAR DAQ 的配置命令也是采用相同的技术传输到 ROD 中，在 ROD 的 FPGA 中配置命令经过处理后，加载到各个 FEB 中。外部触发系统提供同步时钟和触发信号，触发信号接收端口接收时间信息后，将通过 FPGA 处理后，再分发给 FEB 板，以此实现在 FEB 板中信号的时间信息的记录<sup>[115]</sup>。

#### 5.4.2 电子学通道标定

在进行宇宙线测试之前，需要对电子学进行标定。为确定信号阈值的设定，获取合理的阈值 DAC，需要进行基线和阈值进行扫描测试。除此之外，通过电子学内部测试脉冲可以实现对 VMM3a 性能的研究，因此还需要对脉冲 DAC 进行标定。

基线和阈值扫描测试结果如图 5.15 和 5.16 所示。在 5.15 中左图显示的是 FEB 板上 VMM2 芯片的 64 个通道的基线扫描结果。基线的平均值为 169.40mV，同一个芯片不同通道的 RMS 为 1.70mV，即在同一个芯片中基线相差较小。同一个 FEB 板上的不同芯片之间基线的 RMS 为 4.84mV。不同 VMM 芯片之间差异性较大主要是由于芯片本身的性能差异。因此需要对应用到的每块芯片都需要进行基线扫描，以便于设置与自身相符的阈值。

除此之外，考虑到在测试过程中，芯片会面临多次上电以及长时间运行的情况，因此需要进行相关情况的稳定性测试。图 5.16a 所显示的是多次上电条件下基线扫描的

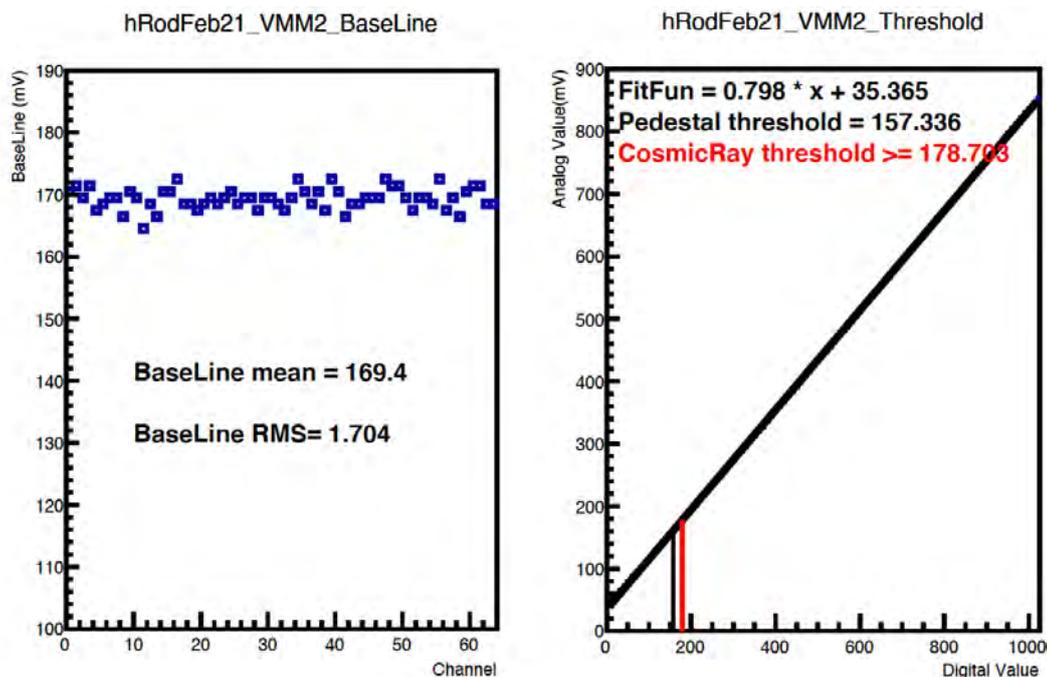


图 5.15: FEB 板基线扫描测试, 以及获取 pedestal 运行阈值和 physics 运行阈值

结果, 每一个蓝色的数据点代表当前通道经过多次上电测量到的平均值, 每个点的误差约为  $0.20\text{mV}$ , 不同通道之间的 RMS 约为  $1.68\text{mV}$ 。图中两条黑色直线代表的是  $\pm 3\text{Sigma}$ , 因此可看出多次上电对芯片基线稳定性影响很小, 约为  $0.1\%$ 。图 5.16b 是长时间运行环境下基线扫描的结果。同样可以看出, 在长时间运行过程中, 环境变化对芯片基线影响约为  $0.1\%$ 。

设置阈值的目的是在信号采集过程中, 通过阈值筛选去除大量的噪音信号, 因此阈值至少大于 3 倍的噪音 RMS。噪音和信号都是在基线的基础上进行叠加的。经测试后, 在没有连接到探测器时, 电子学端的噪音水平约为  $500\mu\text{V}$ 。连接到探测器读出条后, 综合的噪音小于  $1\text{mV}$ , 符合设计要求。图 5.15 中的右图显示的是阈值 DAC 扫描结果, 可以看出不同阈值 DAC 对应一个阈值电压, 二者之间成正比关系。阈值 DAC 的设置范围为  $0\sim 1023$ , 阈值电压的输出范围约为  $40\text{mV}\sim 860\text{mV}$ , 直线拟合后可获得阈值 DAC 与电压幅值关系为:

$$V_0(\text{mV}) = 0.798 \times \text{DAC}_{input} + 35.365 \quad (5.6)$$

$V_0$  是输入的阈值  $\text{DAC}_{input}$  对应的电压幅值。根据基线电压幅值、噪音电压幅值以及电压幅值和阈值 DAC 的对应关系, 可以给出对应的 pedestal 运行阈值和 physics 运行阈值。其中以  $+N\text{Sigma}$  为 physics 运行阈值 (如图 5.15 右图中的红线), 以  $-N\text{Sigma}$  为 pedestal 运行阈值 (如图 5.15 右图中的黑线)。

VMM 芯片为了测试每个通道的性能, 在每个通道中集成了一个测试脉冲电容。相应的每个通道的测试脉冲 DAC 也对应一定的电压幅值, 通过该电压施加在测试电容

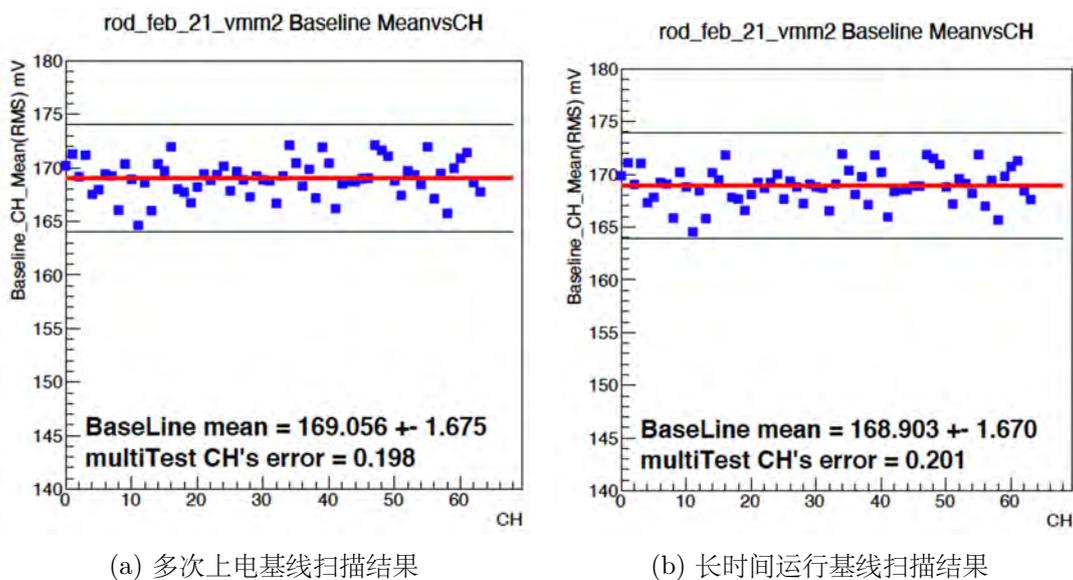


图 5.16: VMM 芯片多次上电或长时间运行期间基线的稳定性测试

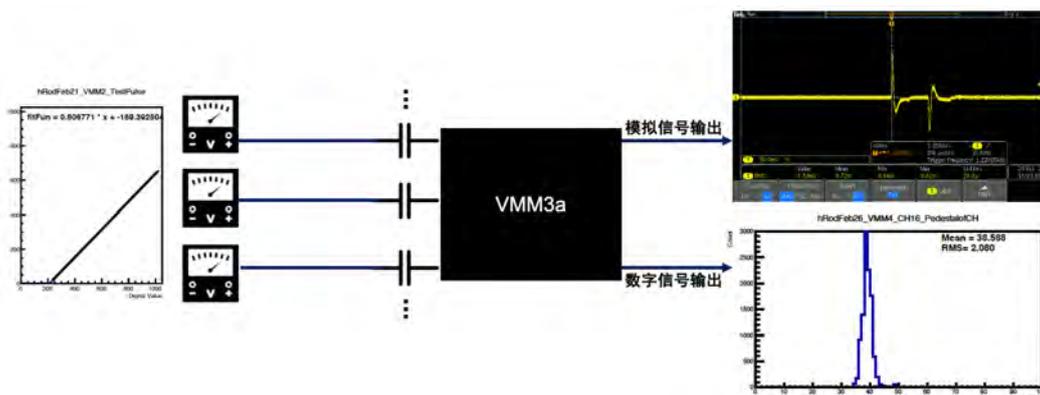


图 5.17: VMM 内部测试脉冲工作原理图。设置合理阈值 DAC，产生相应的电荷量，经 VMM 测量后输出模拟信号和数字信号

上将会产生一个电荷信号。该电荷信号类比于探测器端读出条上的电荷信号。电荷信号后续被输送到电荷灵敏放大器和 VMM3a 芯片中。因此该功能可用于模拟真实的探测器输入信号，对电子学进行校正和标定。

如图5.17所示，最左图显示的是测试脉冲 DAC 与测试脉冲电压幅值的关系。测试脉冲 DAC 的输入范围约为 200~1023，输出的电压幅值范围约为 0~650mV。DAC 越大，代表着输出的电压越大，产生的电荷量越大。当设定 DAC 为 800 时，通过图中的拟合公式计算可得，电压幅值约为 476mV。因为测试电容约为 300fF，因此大约产生 0.143pC 的电荷量输入到芯片中。经过 VMM 处理后，可以得到右图所示的模拟信号和数字信号。数字信号即芯片的峰值探测模拟输出（Peak Detector multiplexed Output, PDO）。需注意的是，在测试过程中，若设置的阈值偏低，将会触发到反冲

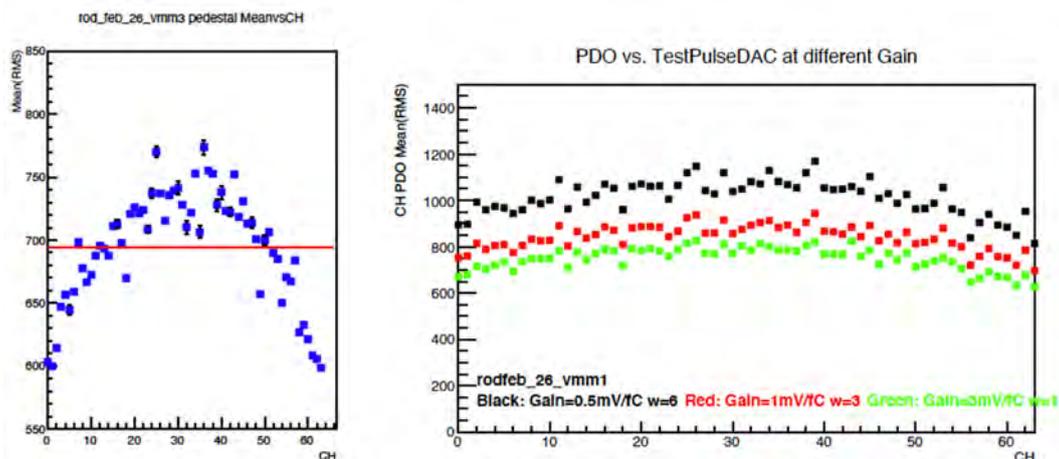


图 5.18: 左图为同一个 VMM 芯片中不同电子学通道对相同电荷量的测量结果；右图为不同增益下不同电子学通道对相同电荷量的测量结果

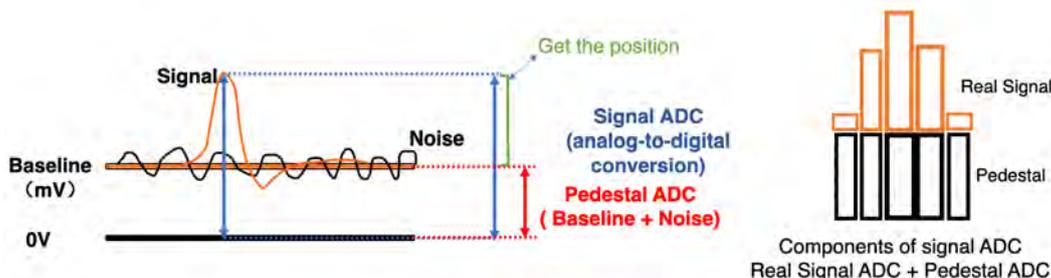


图 5.19: VMM3a 芯片模数转换过程分析，信号是以地线为参考电位进行数字化的，包含 pedestal PDO 基底

信号的上升沿，造成数字信号分布的 RMS 偏大。

同一个芯片中不同通道的扫描结果如图5.18的左图所示。结果表明，在同一个 VMM3a 中的 64 个通道针对相同的电荷量的测量到的 PDO 值具有很大差异，具体体现在相对中间通道的测量值比边缘通道的测量值偏大。造成这种差异可能是由多种因素造成的，包括：1. 通道间的电子学增益差异，每个通道的放大器可能有细微的增益差异，导致相同的电荷量产生不同的 PDO。2. 通道响应的非均匀性，探测器的个别通道可能因为制造过程或者运行条件的差异，对电荷的响应不一致。在左图的基础上进行了不同增益下的测试，结果如5.18的右图所示。结果表明通道间的差异性与增益大小无关，通道与增益大小之间是非线性变化的。

通过以上过程，在使用测试脉冲对通道的测试中发现，PDO 的最小值不为 0。这表明模数转换过程的 PDO 不是以基线作为参考线进行数字化的，而是以地线为参考电位的。若不同通道之间存在未知结构的 pedestal，对信号重心的影响是比较大的。如图5.19所示，经过分析 PDO 可能由两部分组成，一部分由真实的信号组成，另一



图 5.20: 方法一: 左图为设置合理的 pedestal 阈值 (蓝线), 触发反冲信号的上升沿, 实现 pedestal 噪音窗口的数据采集。应注意 pedestal 阈值应大于阈值红线。右图为通过触发宇宙线信号的上升沿, 实现 physics 窗口的数据采集

部分由不同通道对零电位的 pedestal PDO 构成。该部分包含噪音和基线的综合电压幅值。实际的重心位置应完全由真实信号部分贡献, 不需要 pedestal PDO 值, 若未去除 pedestal PDO 将对重心有以下影响。

假设不同通道之间 pedestal PDO 水平相同, 当相邻通道测量值的重心在中心线上时, 此时 pedestal PDO 对重心位置不产生影响; 当相邻通道测量值的重心在中心偏左时, 减去 pedestal PDO 的重心位置向更偏左的方向移动; 当相邻通道测量值的重心在中心偏右时, 减去 pedestal PDO 的重心位置向更偏右的方向移动; 但是 VMM3a 官方没有明确给出测量 pedestal 的功能, 因此使用以下方法尝试测量 pedestal 数值。

方法一: 因为 VMM3a 的工作原理是上升沿触发进行取数。因此当探测器处于正常运行条件下时, 通过设置合理的阈值触发反冲信号的上升沿, 然后进行噪音窗口的数据采集, 即可获得 pedestal PDO。如图 5.20 左图所示, 将 pedestal 阈值设置在基线和阈值红线之间, 即可获得噪音区域的 pedestal 数值。如图 5.20 右图所示, 若获取真实的信号的取数窗口, 需要将阈值设置在大于基线以上的  $+N\text{Sigma}$  处, 即可获得信号区域的 PDO 数值。大部分通道的基线对应的阈值范围在 160 DAC 到 170 DAC, 因此 pedestal 阈值设置在 150 DAC 左右即可, 且取数前需要关闭 Neighbor ON 功能。测试结果如图 5.21 所示, 最终结果表明 VMM 的 pedestal PDO 约为 37.6。

方法二: 由于方法一在测试脉冲 DAC 小于 200 时, VMM 不能准确给出其模拟电压值。因此通过将此测试脉冲 DAC 产生的模拟电压输送到示波器, 来实现电压幅值的读出。此时电压幅值范围大于 0mV, DAC 大于 100。测试脉冲信号同时读取其 PDO 值, 因此可得到 PDO 值与 DAC 的对应关系, 如图 5.22a 所示, 当输入信号幅值接近 0mV 时, 在 y 轴上的截距即为 pedestal 值, 约为 33.72。图 5.22b 显示了在不同增益下 pedestal 的测量值, pedestal 值基本没有改变与增益无关, 与预期相符。

方法三: 使用信号发生器产生一定幅度的电压信号, 后续接入一个 2pF 的电容器, 产生的电荷信号输送到前端电子学通道内进行处理, 如图 5.23a 所示。当设置信号发生

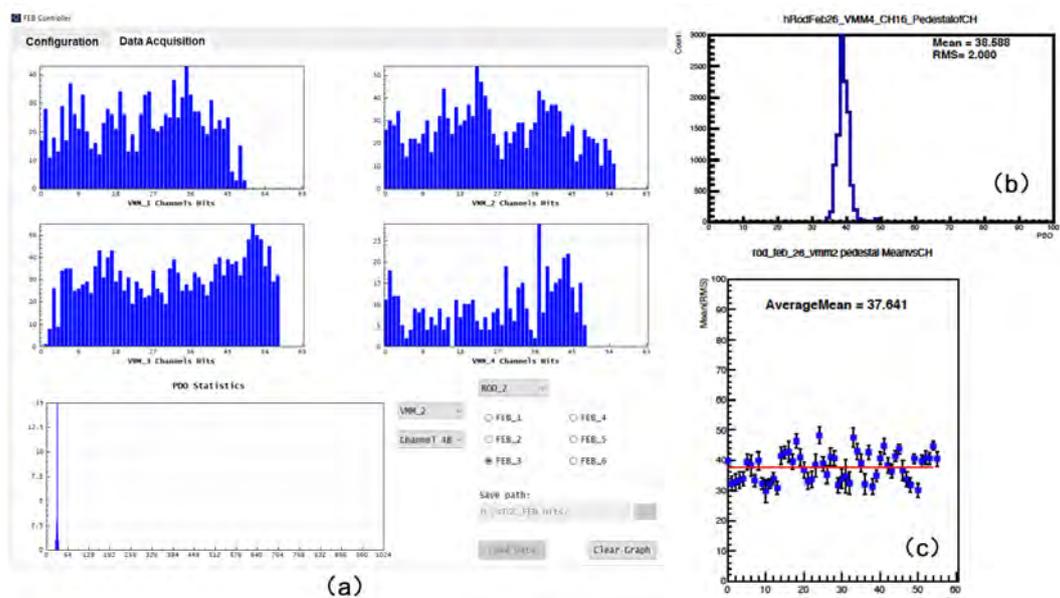


图 5.21: (a) Pedestal 取数界面; (b) 在 ROD2 FEB6 VMM4 CH16 的 pedestal PDO 分布; (c) ROD2 FEB6 VMM2 上的 64 个通道的 pedestal PDO 值分布, 误差为 PDO 分布的 RMS 值, 红线为平均值, 约为 37.6

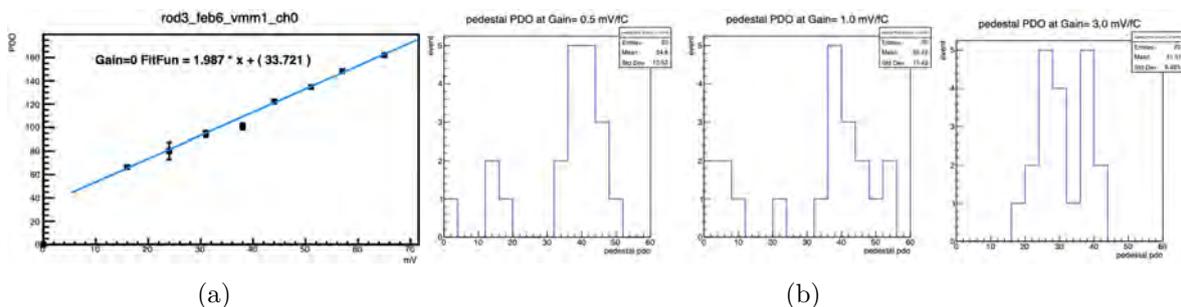
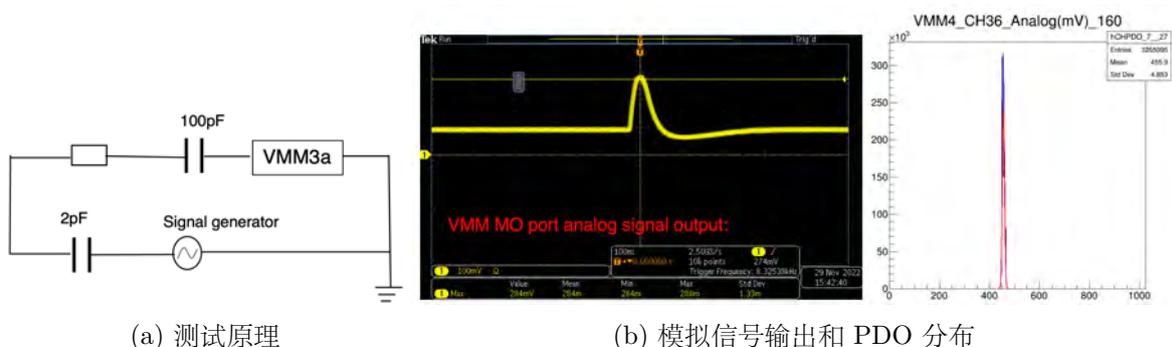


图 5.22: 方法二 pedestal 测试结果。(a) 当前 VMM 通道的电压幅值与 PDO 对应关系; (b) 不同增益下的 pedestal 测量值



(a) 测试原理

(b) 模拟信号输出和 PDO 分布

图 5.23: 方法三 pedestal 测试

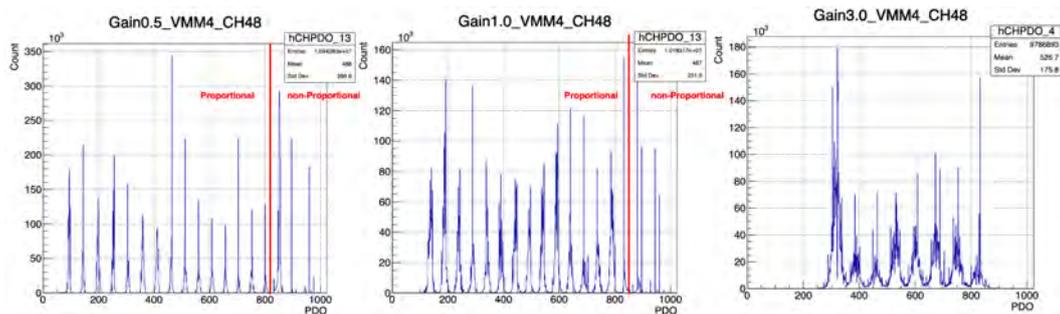
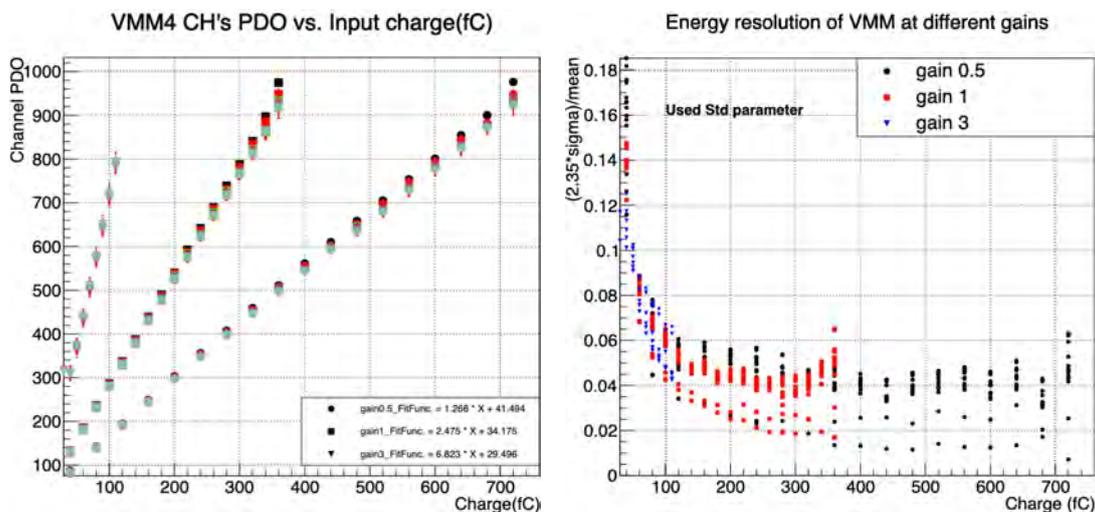


图 5.24: 不同增益下 PDO 扫描结果



(a) 方法三测试结果：输入电荷量与 PDO 之间的对应关系

(b) 不同增益下的能量分辨率

图 5.25: (a) 经过不同电荷量的测量，外推出当输入电量为 0fC 时，pedestal 的 PDO 值约为 35；(b) 能量分辨率随着电荷量的增加而降低，最终趋近于 4%

器产生的脉冲充电时间为 2us，电压幅度为 160mV 时，产生的模拟信号和 PDO 分布如图 5.23b 所示。选择测试的电子学通道为同一个芯片上的第 35 到第 49 通道。在 0.5mV/fC 增益下，电压幅值范围从 20mV 到 380mV，幅值间隔为 20mV；在 1mV/fC 增益下，范围从 20mV 到 180mV，间隔为 10mV；在 3mV/fC 增益下时，范围从 15mV 到 55mV，间隔为 5mV；测试结果如图 5.24 所示。不同增益下，有不同的正比区间。非正比工作区间电荷量化不稳定，相较于正比区 RMS 值偏大，例如在增益 3mV/fC 下，PDO 平均值为 876 的峰，其 RMS 约为 11.96。

已知输入的电压幅值和电容器的电容值，可以计算输入的电荷量大小。因此 PDO 与电荷量的对应关系如图 5.25a 所示，通过图中不同电荷下的测量点可外推出当输入电量为 0fC 时，pedestal 的 PDO 值约为 35。该测试结果与方法一和方法二的测试结果基本相符。图 5.25b 显示了不同增益下各通道在不同输入电荷量下的能量分辨率。

结果表明能量分辨率与增益无关；能量分辨率数值随着电荷量的增加而降低；从增益 0.5mV/fC 和 1mV/fC 可看出，能量分辨率最终趋近于 4%。能量分辨率计算公式如下：

$$\epsilon = \Delta E/E = 2.35\sigma/E \quad (5.7)$$

综上所述，以上三种方法测得的 pedestal 值均为 35。

### 5.4.3 电子学存在的问题总结

在使用过程中发现 VMM 电子学还存在一些问题，主要包含以下几个方面：

问题一：VMM 电子学在 PDO 的转换过程中，是使用十六进制来表示的，最后一位会出现随时重置的情况。目前了解到在其他版本的 VMM 芯片中也存在该问题。使用机器语言二进制进行理解即从 160 (1010 0000) 到 176 (1011 0000) 过程中，后四位从 0000 到 1111 过程会随机重置，导致出现很多数据为 16 的倍数，如图 5.26 所示。

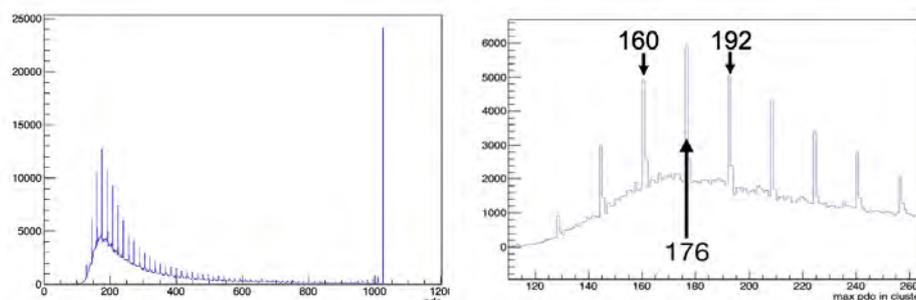


图 5.26: 问题一：PDO 是使用十六进制表示的，最后一位会随机重置

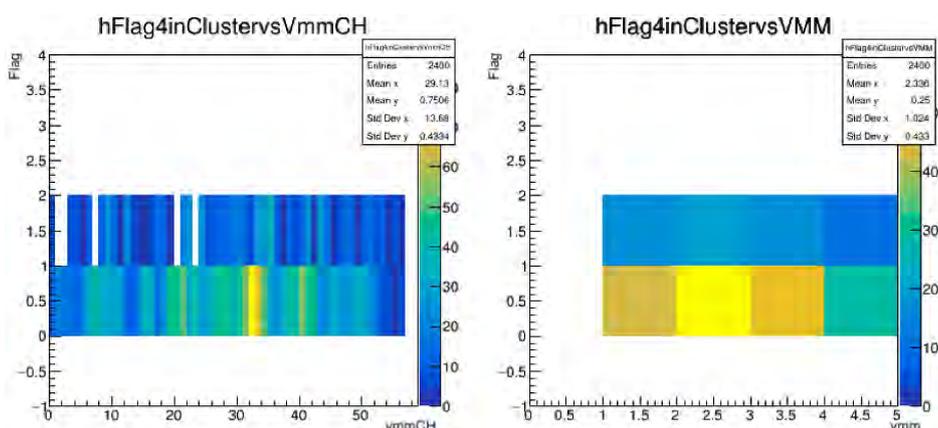


图 5.27: 问题二：VMM 某些通道的 flag 标记失误

问题二：VMM 通道当判断当前信号为有效信号（即过阈值的信号）时，会进行标记为 1，未过阈值但使用 Neighbor ON 功能强制读出的通道标记为 0。但是该标注功

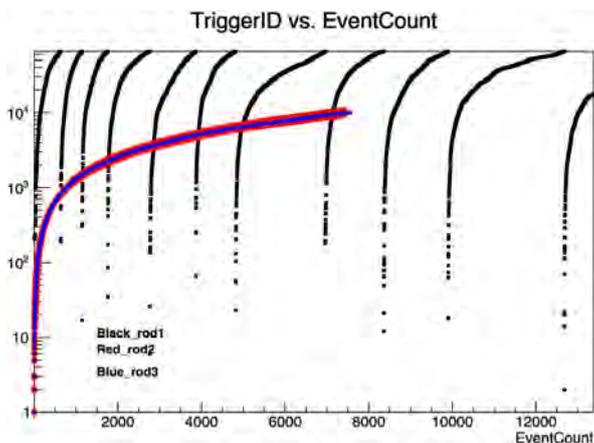


图 5.28: 问题三: 多个 ROD 触发数据不同步。ROD1 在接收相同触发信号时未能与 ROD2 和 ROD3 保持同步

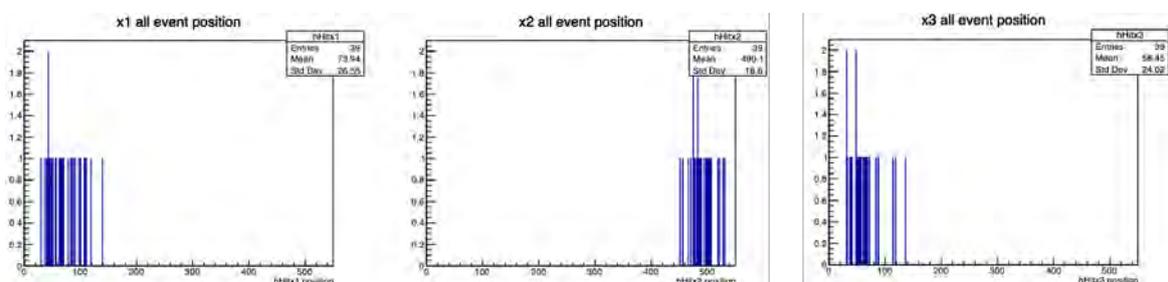


图 5.29: 问题四: 多个 ROD 击中位置重建的矛盾。第一层和第三层探测器共用一个 ROD, 而第二层探测器为另一个 ROD

能在某些通道内会出现一定的错误, 可从图5.27中看出。在当前数据中, 出现聚集的情况发生在 VMM2 芯片的第 32 通道, 该通道在数据中无论是否为有效信号, 都标记为 0。

问题三: 多个 ROD 数据不同步: 在测试期间, 我们观察到不同的读出板 (ROD) 在接收相同触发信号时未能保持同步。理论上, 所有 ROD 都应该在同一个时钟信号下同步运行, 因此, 每个 ROD 记录的触发事例索引应该相互匹配, 且 ROD 的索引范围从 1 到 65535。然而, 实际测试中发现, 如图5.28所示, ROD1 的触发事例索引与 ROD2 和 ROD3 的不同步, 这表明了同步机制可能存在问题。该异步现象的具体原因尚未明确, 需要进一步调查。

问题四: 多个 ROD 击中位置重建矛盾: 在同一个宇宙线事件中, 不同 ROD 重建的击中位置存在明显差异。在我们的设置中, 第一层和第三层探测器共用一个 ROD, 而第二层探测器则使用另一个 ROD。测试结果显示, 第一层和第三层探测器的击中位置重建与第二层探测器的重建结果不一致, 如图5.29所示。这一矛盾可能表明了 ROD 的数据处理或传输过程可能存在问题, 特别是在处理来自不同 ROD 的数据时。

## 第六章 微条窄隙室探测器测试数据分析

在本章节中，详细分析了由山东大学研制的三种版本 sTGC 径迹探测器中的两个版本的宇宙线测试数据，分别为第二版本的 60cm×60cm sTGC 径迹探测器，以及批量生产的五边形 sTGC 径迹探测器。首先，介绍了丝室的等效电路以及阴极读出条信号的读出，并讨论了串扰对信号的影响。随后，介绍了如何从测试数据中有效去除噪声，准确挑选出宇宙线信号。然后，详细讨论了对信号集群（以下统一称为 Cluster）的筛选规则。紧接着，本章节深入探讨了如何根据 Cluster 重建带电粒子的击中位置，并对同一事件中不同层探测器响应的多个 Cluster 进行匹配。最后，基于上述分析过程，着重讨论了探测器的性能测试结果，包括探测效率和位置分辨率。在宇宙线测试期间，我们采用了两套不同的电子学系统进行测试，将分别对其测试结果进行介绍。

### 6.1 sTGC 丝室电路及信号读出

#### 6.1.1 sTGC 丝室等效电路图

图6.1显示的是 sTGC 探测器半个丝室的等效电路图<sup>[116]</sup>。由于在丝室内，阳极丝是以多根丝为一组，焊接在同一个焊盘上并通过一个 10MΩ 的电阻连接高压电源模块的。因此，图中以其中的三根阳极丝为例，连接同一个电阻后，再与高压连接。该电阻称为阳极丝充电电阻。大的充电电阻的可以实现对探测器缓慢充电，充电时间约为 4.7ms。阳极丝的读出电子学是通过一个 470pF 的去耦电容来连接阳极丝的。去耦电容的作用是通过将噪声信号（高频扰动）从电源线分离出来，用于减小电源电压噪声和稳定供电系统，通常放置在电源引脚和地引脚之间。图6.1中的  $R_9$ 、 $R_{10}$ 、 $R_8$  代表的是阳极丝的等效电阻， $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$  为阳极丝对阴极石墨的电容， $C_4$ 、 $C_5$ 、 $C_6$  是阴极石墨对阴极读出条的电容， $R_4$ 、 $R_5$ 、 $R_7$  为阴极读出条的等效电阻，读出条通过自身的等效电阻再与读出电子学连接。 $C_7$ 、 $C_8$ 、 $C_9$  为读出条对金属外壳屏蔽层的电容， $R_1$ 、 $R_2$ 、 $R_3$  是石墨面电阻接地，它们与石墨对读出条的电容（ $C_4$ 、 $C_5$ 、 $C_6$ ）是并联关系，各自组成一个 RC 回路。 $C_{11}$ 、 $C_{10}$  表示存在相邻读出条之间的电容耦合。该图中省略了阳极丝丝间的电容耦合，详情可参考图6.3b。

信号通常会选择阻抗（容抗）小的通道，读出条对铜皮的电容非常小，是读出条对石墨电容的 1/7，电容越小，容抗越大。计算过程如下：

$$\frac{C_{Graphite \rightarrow Strip}}{C_{Strip \rightarrow Cu}} = \frac{\frac{\epsilon A}{d_{Graphite}}}{\frac{\epsilon A}{d_{Cu}}} = \frac{d_{Cu}}{d_{Graphite}} \approx 7 \quad (6.1)$$

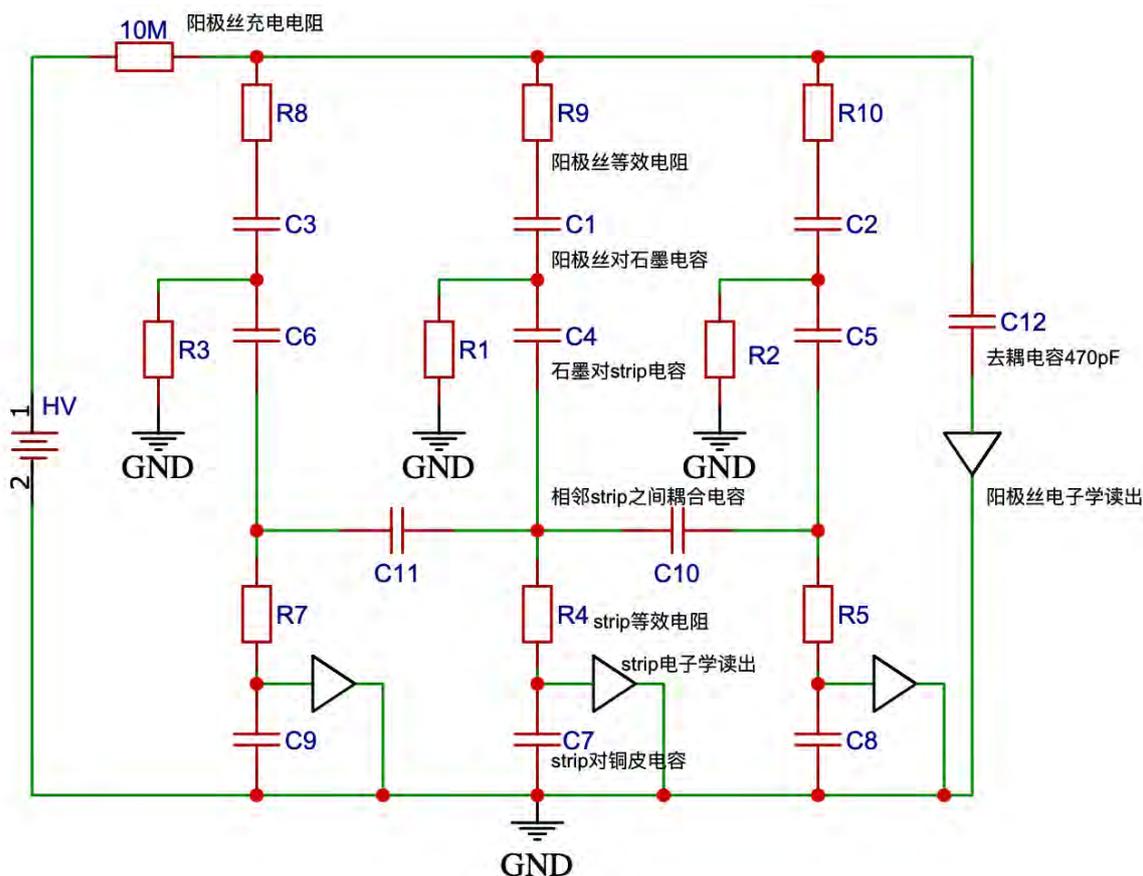


图 6.1: sTGC 探测器半个丝室（阳极丝到一侧的阴极板）的等效电路图

其中， $A$  为读出条对阴极石墨层或铜皮的有效面积， $d_{Cu}$  或  $d_{Graphite}$  分别是距离铜皮或阴极石墨的距离。最终推导得出电容之比就等于读出条分别对阴极石墨层和铜皮的距离之比。因此对信号起主要作用的是石墨对读出条的电容，而不是读出条对铜皮的电容。

### 6.1.2 sTGC 信号及串扰

众所周知，在电路中真正运动的是电子而不是正电荷，因此以下对 sTGC 丝室内信号的分析以电子的运动为导向，电流是电子运动的反方向。如图6.2a所示，当  $C_1$  阳极丝室内发生电子雪崩过程，电子将会沿着电场线向阳极漂移最终与阳极丝的正电荷中和，即表现出阳极丝吸收电子的现象。离子鞘将会向阴极漂移，并最终与阴极石墨层的负电荷中和。整个雪崩电荷的漂移仅在 ns 级时间内完成，因此丝室内的信号是高频脉冲信号。

在等效电路图中去理解，无论是电子的吸收或离子鞘的中和都表现为电子向阳极移动。在阳极丝的外回路中，电子是经过读出电子学到地，该过程将会对去耦电容 ( $C_{12}$ ) 充电。同时，在以上过程中阴极读出条表现出从地上吸引电子的倾向，因此  $C_4$

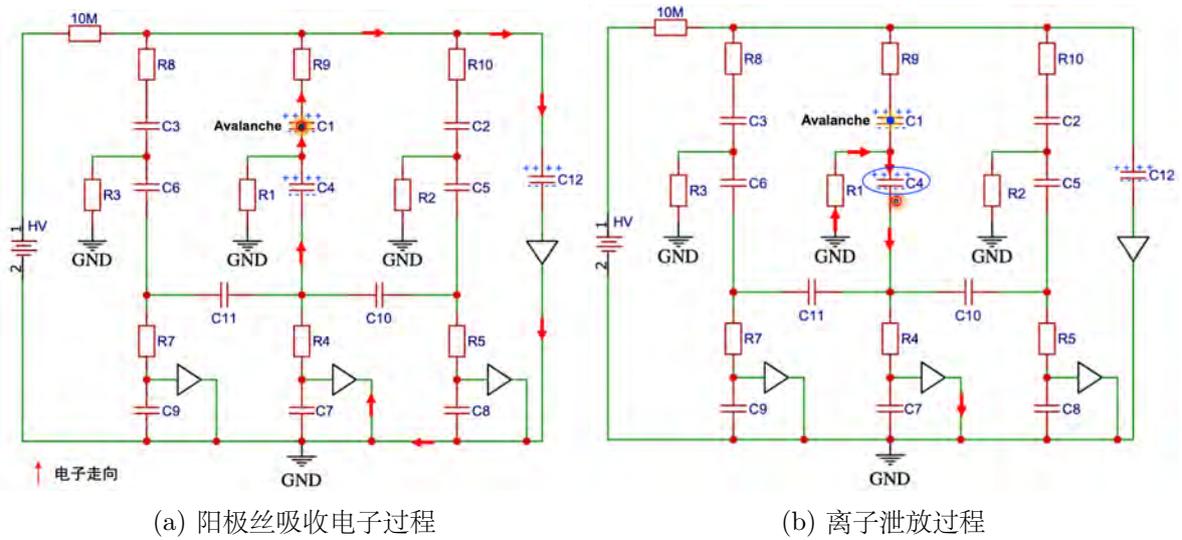


图 6.2: sTGC 信号走向分析

代表读出条的电容板表现出负电荷。与其对应的石墨层可以理解为一个具有一定厚度的导体，在一个电容中插入导体，并不会改变阳极和阴极的信号极性。因此与读出条相对的石墨下表面表现为正电荷，石墨的上表面表现出负电荷。

以上就是当丝室内发生电子雪崩过程时，丝室的信号走向<sup>[117]</sup>。我们知道阴极读出条信号为正信号，阳极丝的信号为负信号。这是因为相对于阳极丝的读出电子学来讲，电流的方向是从电子学的地到阳极丝的，因此信号为负。对于读出条的电子学系统来说，电流的方向是从读出条流向电子学的地，因此信号为正。我们也可将阳极丝的雪崩过程看成是一个电流源，电流的方向是图中红色箭头的反方向。

雪崩电荷漂移结束后，去耦电容将会补充由于雪崩过程发生时导致探测器的有效电压降低，对雪崩的阳极丝进行缓慢充电。其次，粒子的泄放过程，根据图6.2b 可做以下理解：相当于回路中的电子经过石墨面电阻与离子的中和过程。这个电子可以理解为之前读出条电容上的电子，当电荷漂移结束后，strip 上的电子将会向地的方向走，然后经过地和石墨面电阻  $R_1$  后与石墨的离子中和。这也解释了为什么探测器 strip 信号后总会有一个反冲信号，且越大的脉冲信号往往其反冲信号的幅度也越大(如图6.2b 所示)，其根源就是石墨上的离子泄放过程。可以看出此时读出条电子学的电流是从地流向读出条的，因此反冲信号为负幅值。

串扰的问题在探测器中是一个比较重要的问题，在第二章节也进行了相关的讨论。比如石墨面电阻的大小对相邻条的信号串扰的影响。最终我们发现石墨阴极的脉冲传输不失真的条件是石墨阴极屏蔽时间要远长于脉冲持续时间。现在就其相邻条的脉冲信号如何对相邻条产生干扰的？这种干扰将会相邻条的脉冲信号造成什么样的影响进行讨论。此处没有对串扰的具体计算，详情请参考文献<sup>[116]</sup><sup>[118]</sup>。图6.3a 为相邻读出条之间的电容耦合，假设发生雪崩位置的是  $C_1$  阳极丝，雪崩过程电子的走向

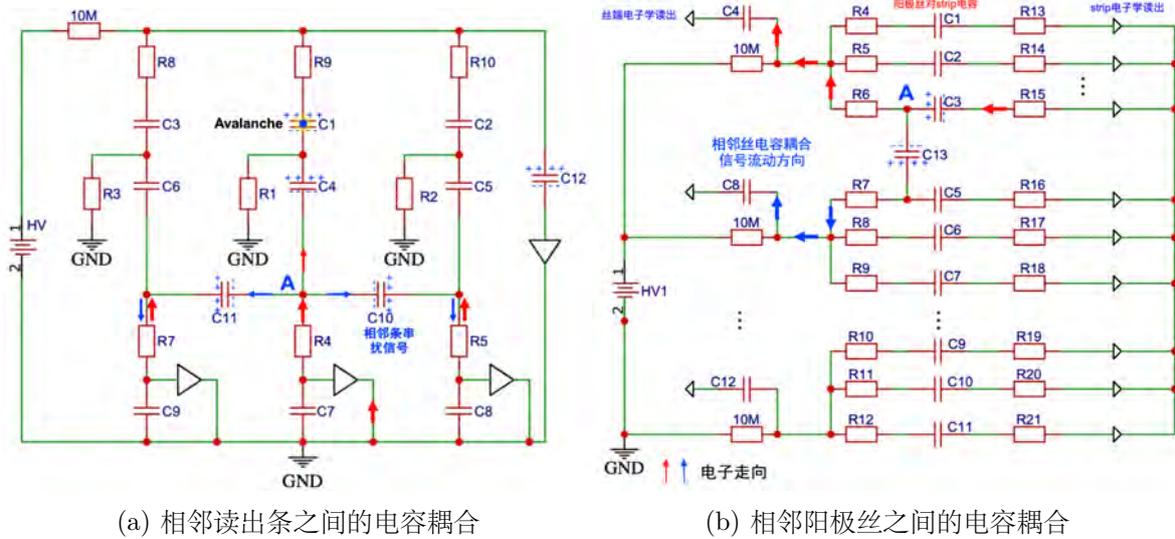


图 6.3: sTGC 阳极丝丝间、以及读出条之间串扰的影响

已在上文进行讨论。因为阴极读出条将会表现出吸引电子的倾向，若与相邻读出条存在电容耦合  $C_{10}$  或  $C_{11}$ 。此处  $C_{10}$  和  $C_{11}$  分别与  $C_4$  的电容为并联关系，当电子经过 A 点位置时将会发生分流。由于耦合电容很小，因此串扰电流也很小，经过电容耦合，在相邻的条会出现一个与信号相反方向的电流<sup>[119]</sup>。因此如果相邻条也同时有信号的情况下，将会对其信号进行衰减。同时相邻条的脉冲信号也会对发生雪崩的读出条也会产生削弱作用，只是相对而言衰减的没有那么强。a 图中红色箭头为每个读出条脉冲信号的走向，蓝色箭头为串扰的影响。

总而言之，串扰的产生，使得发生雪崩位置读出条的脉冲信号自身的电荷量减少的同时，也使得相邻条上的电荷量减少。对整个 Cluster 来说，是使得其响应条数减少，Cluster 变窄。如图6.4所示，由于读出条信号分布随着距离击中点是成比例衰减的，因此其分布类似于高斯分布。因此当发生串扰时对最远的小信号条的影响最大，以至于消失。因此串扰将会对其击中位置产生影响。如果信号分布为均匀分布，则不需要考虑衰减的影响，对击中位置的重建将不会产生影响。

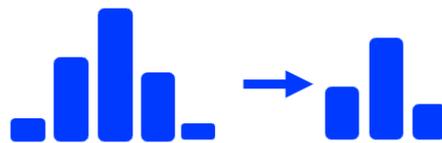


图 6.4: 串扰对 Cluster 的影响，表现为随着距离击中点对应的读出条越远，相邻读出条上的电荷量将按比例减少

阳极丝丝间串扰如图6.3b 所示，前文已经介绍，每组阳极丝经过一个充电电阻连

接高压模块，并通过一个耦合电容连接读出电子学。图中  $R_4$  到  $R_{12}$  为阳极丝等效电阻， $R_{13}$  到  $R_{21}$  为读出条等效电阻，并举例说明了三组阳极丝分别为： $C_1$  到  $C_3$ 、 $C_5$  到  $C_7$ 、 $C_9$  到  $C_{11}$ ，该电容是阳极丝对读出条的电容。现考虑  $C_3$  与相邻丝  $C_5$  之间的串扰， $C_3$  可看作为一个电流源，红色箭头为信号的运动方向，蓝色为串扰信号的运动方向。当信号经过 A 点时也会发生分流，针对于相邻丝读出电子学来说，串扰信号的方向和其本身信号的方向相同，因此阳极丝丝间电容耦合将会产生一个负信号。阳极丝丝间的串扰将会削弱阳极丝的独立性，详情参考 2.4 章节。

## 6.2 信号挑选

在本文的第五章节中，已经对宇宙线测试方案进行了详细介绍，我们使用三层 sTGC 径迹探测器进行测试，并利用两个闪烁体来提供整个测试系统的触发信号。当 STAR TPX 电子学接收到触发信号时，电子学几乎可以同时捕捉到穿过三层探测器的宇宙线脉冲信号。图 6.5a 展示的是探测器读出条上的信号在示波器上的显示。图 6.5b 展示的是 STAR TPX 电子学记录到的同一事例中三层探测器上的脉冲信号分布，图中黑色脉冲分布为 Layer1 的信号，红色代表 Layer2 的脉冲信号，绿色代表 Layer3 的脉冲信号。信号的电荷量越大，其信号的上升沿越快，达到峰值的时间窗口 (TimeBin) 也相对较早；反之，信号电荷量较小的情况下，上升沿出现得较慢，峰值所在的时间窗口较晚。

如图 6.5b 所示，根据每根读出条脉冲信号的 ADC 随时间 TimeBin 的分布，可获取在当前事例中所有响应读出条信号中的最大 ADC，简称为 MaxADC。与其相对应的窗口 TimeBin，简称为 MaxADC\_TB。在对第一层探测器的前 2000 个事件进行分析时，通过调整所有读出条脉冲信号的 ADC 值对应的时间窗口，以相对于 MaxADC\_TB 进行偏移处理，我们能够得到信号在时间轴上的分布情况，如图 6.6a 所示。通过这种处理方法，我们可以清晰地观察和分析信号区域，并将其与噪音区域有效地区分开来。信号区域几乎分布在时间窗口  $-5 \leq \text{TimeBin} \leq 5$  的区域内，而噪音区域则认为分布在远离信号区域  $< -10 \text{ TimeBin}$  的范围内。在信号区域内，大的脉冲信号可能会超出电子学的测量范围，电子学将给出一个最大值，在这里大约是 1000 ADC。大的脉冲信号或因室内打火引起的信号都可能会引起电子学通道工作不稳定，导致在信号区域外出现一个信号平台。噪音区域的 ADC 分布如图 6.6b 所示，该 ADC 分布是一个半高斯分布。设定 3Sigma 作为电荷量的挑选条件，即  $\text{ADC\_Cut} \geq 30$ 。

根据信号的分布特征，除了在电荷维度进行信号挑选外，还可以在时间维度和空间维度上进行信号的筛选。在时间维度上，如图 6.7 上面两张图显示的是在 Cluster 中的 MaxADC 与其对应的 MaxADC\_TB 之间的分布关系。在图中可明确看出信号区域的 MaxADC 值在 50 到 1000 范围内，且其对应的 TimeBin 比较集中在 16 或

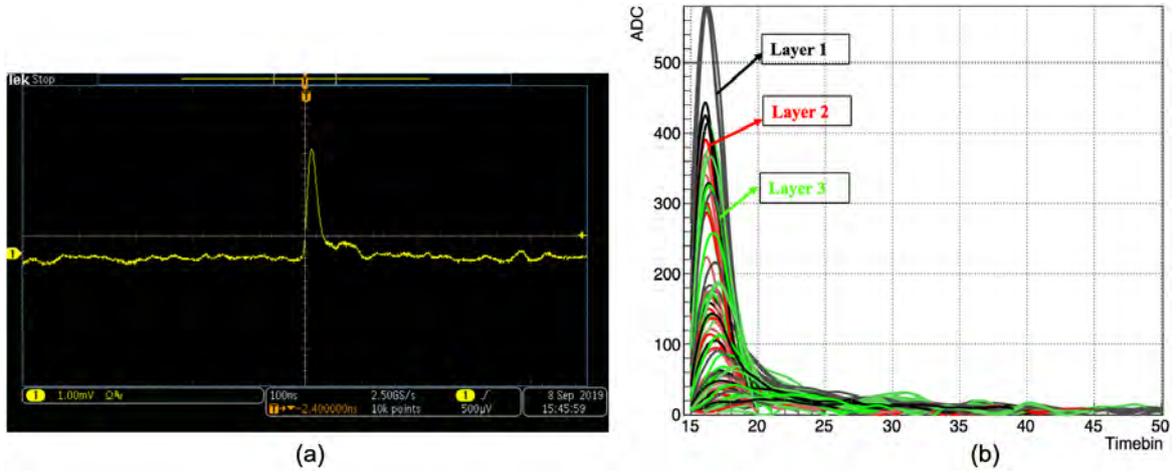


图 6.5: (a) 在示波器上显示探测器阴极读出条信号; (b) 同一个事例中多层探测器脉冲信号分布

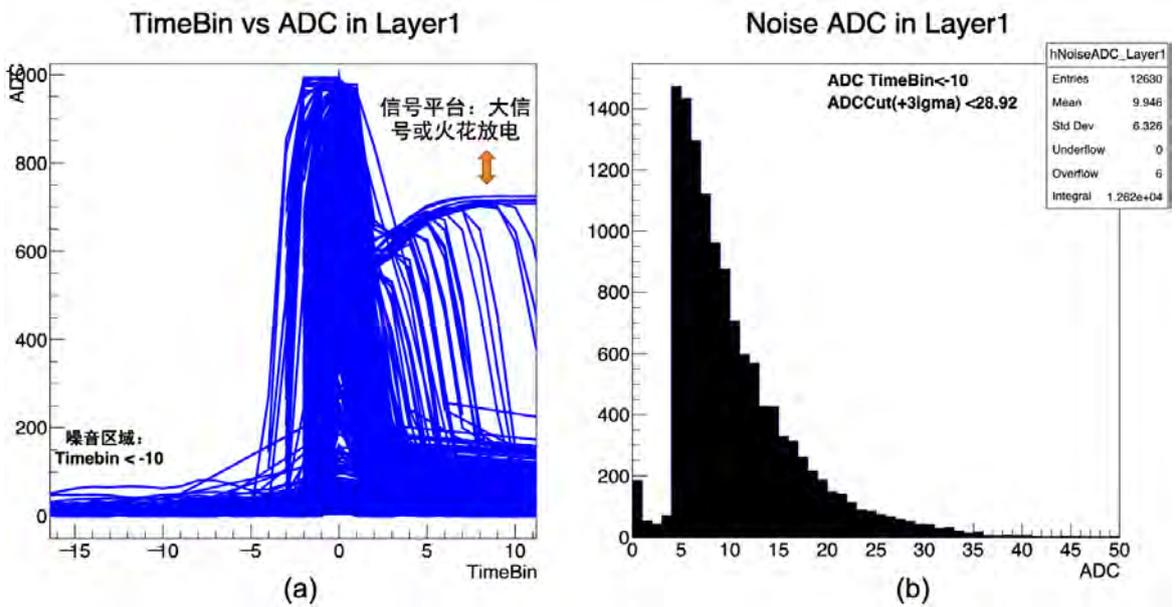


图 6.6: (a) 分析第一层探测器的前 2000 个事件, 将读出条脉冲信号最大 ADC 值出现的 TimeBin 设置为参考点 0, 并将位于远离信号区的右侧, 如 TimeBin 小于 10 的部分视作测试系统的噪音区域; (b) 噪音区域的 ADC 分布, 以 3Sigma 值作为电荷维度的挑选条件, 即  $ADC\_Cut \geq 30$

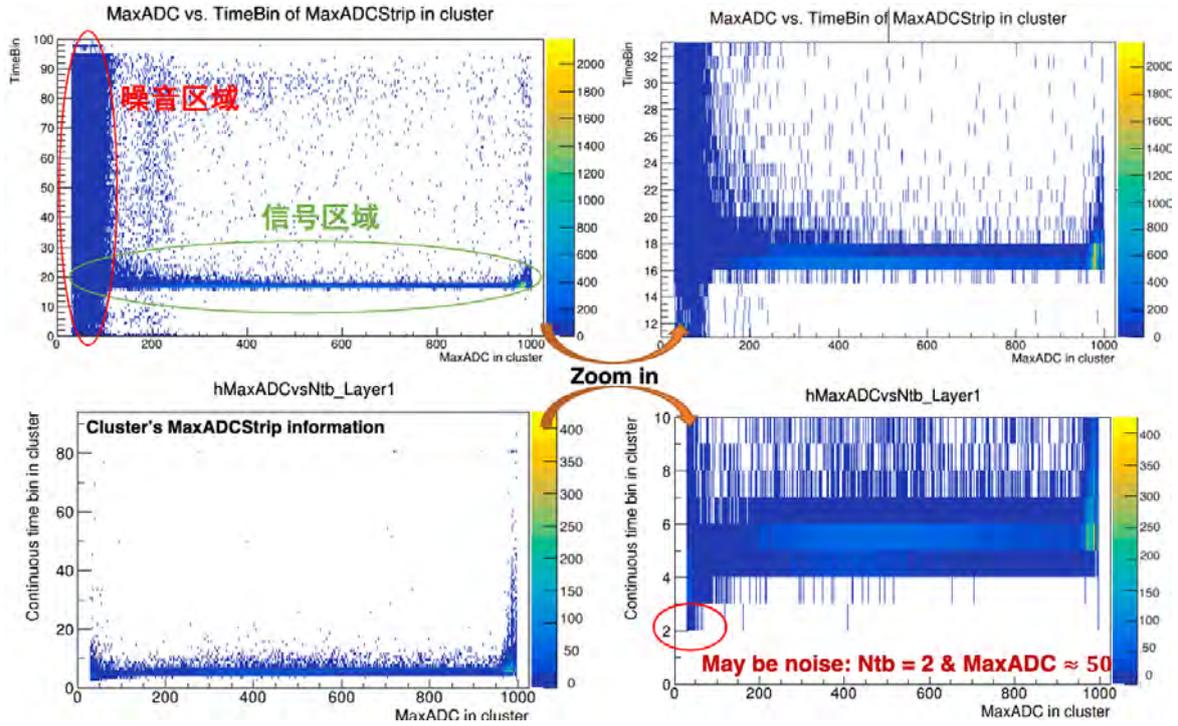


图 6.7: 上面两张图为 Cluster 中的 MaxADC 与其对应的 MaxADC\_TB 之间的分布关系; 下面两张图为 Cluster 中的 MaxADC 与其所在读出条上连续 N 个 TimeBin 之间的分布关系

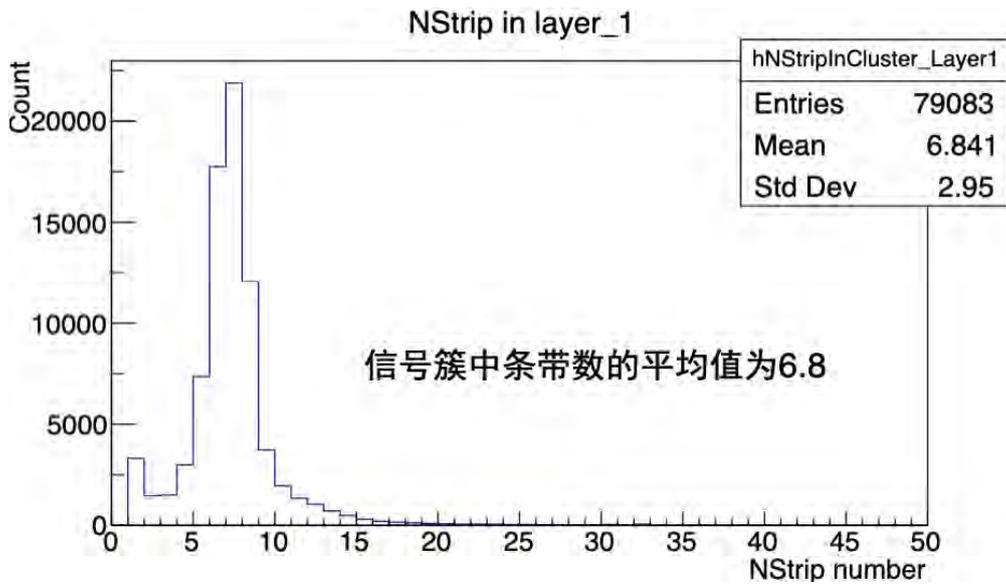


图 6.8: 宇宙线信号平均响应条数

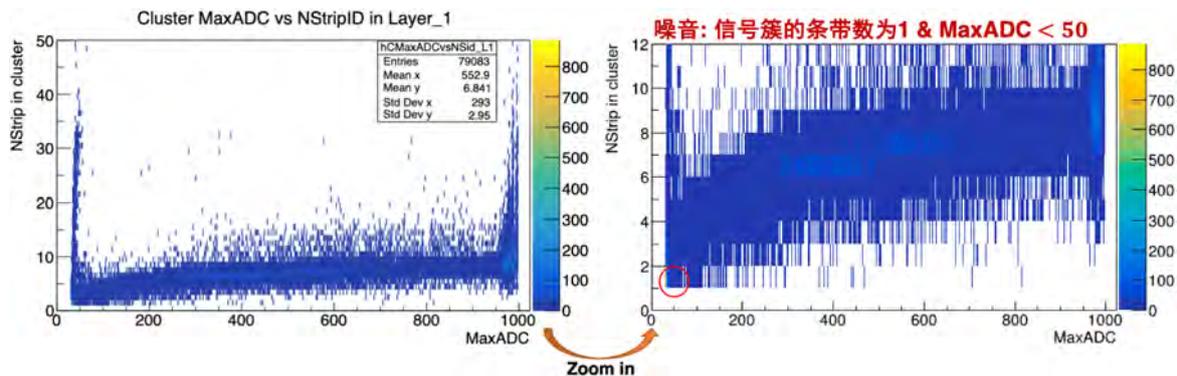


图 6.9: Cluster 中的 MaxADC 与其具有的读出条数目之间的分布关系, 右图中圆圈区域认为主要是噪音的贡献 ( $NStrip=1 \& MaxADC < 50$ )

17. 图6.7的下面两张图显示的是 Cluster 中的 MaxADC 与其所在读出条上连续 N 个 TimeBin 之间的分布关系, 且连续 N 个 TimeBin 上的 ADC 满足 ADC\_Cut 挑选条件。可看出, 真实宇宙线信号的连续 TimeBin 的平均值约为 5。当在一个 Cluster 中 MaxADC 偏小约为 50 且连续的 TimeBin 为 2 时, 认为该 Cluster 大概率是比较大的噪音的贡献, 而不是小信号。因此设定在时间维度上的信号挑选条件为  $Ntb\_Cut \geq 3$ 。

遍历全部事例数, 挑选出 Layer1 中满足电荷量挑选条件的所有 Cluster, 并对其响应的读出条数量进行统计。结果如图6.8所示, 使用 STAR TPX 电子学测得 sTGC 径迹探测器的平均响应条数为 6.8。如图6.9所示, 展示的是 Cluster 中的 MaxADC 与其响应的读出条数量之间的分布关系。当 Cluster 中的读出条为 1 且其对应的 MaxADC 值小于 50 时, 认为是噪音的贡献, 即图中红色圆圈区域。因此设定在空间维度上信号的挑选条件为  $NStrip\_Cut \geq 2$ 。

综上所述, 信号的挑选条件可在三个方面上进行, 分别为:

1. 电荷维度:  $ADC\_Cut \geq 30$ ;
2. 时间维度:  $Ntb\_Cut \geq 3$ , 以及 MaxADC 的 TimeBin 为 16 或 17;
3. 空间维度:  $NStrip\_Cut \geq 2$ ;

### 6.3 信号击中位置重建

经过以上信号的挑选, 可获得在探测器上响应的 Cluster 3D 分布, 如图6.10左图所示。x 轴为响应的读出条编号 (StripID), y 轴代表的是时间轴 (Timebin), z 轴代表的是信号的电荷量 (ADC)。从图中可清晰的看出各响应读出条的信号随时间的分布。在对宇宙线击中位置进行重建时, 只使用了 Cluster 中与 MaxADC 所对应 TimeBin (即 MaxADC\_TB) 的电荷信息, 图中已使用红点进行标记。需要注意的是, MaxADC\_TB 并非总是对应着每个读出条上的最大 ADC。距离 Cluster 中 MaxADC

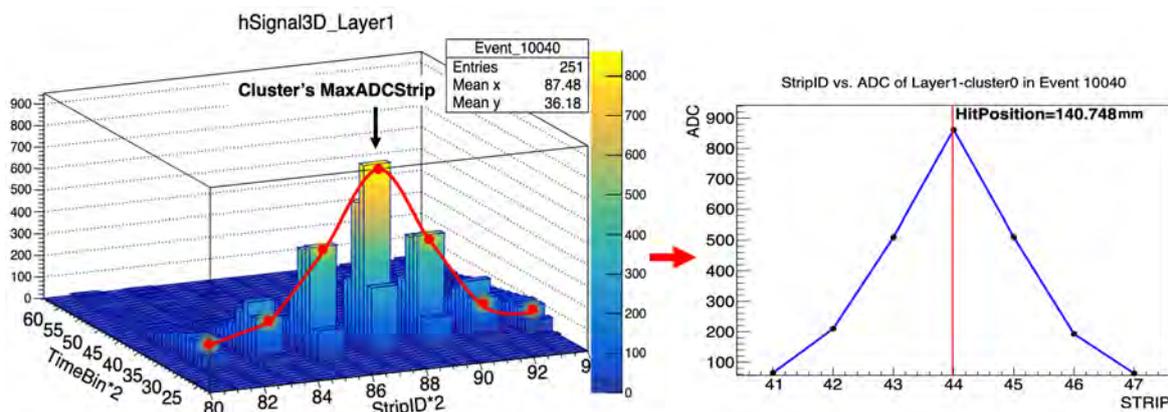


图 6.10: 左图为 Cluster 的 3D 结构分布, x 轴代表探测器响应的读出条的编号 (StripID), y 轴代表的是时间轴 (Timebin), Z 轴代表的是在各条带上随着时间变化的电荷量 (ADC); 右图展示了使用重心法公式6.2计算粒子击中位置, 横轴为左图 Cluster 响应的读出条 StripID, 纵轴为在各读出条上与 MaxADC\_TB 对应的电荷信息

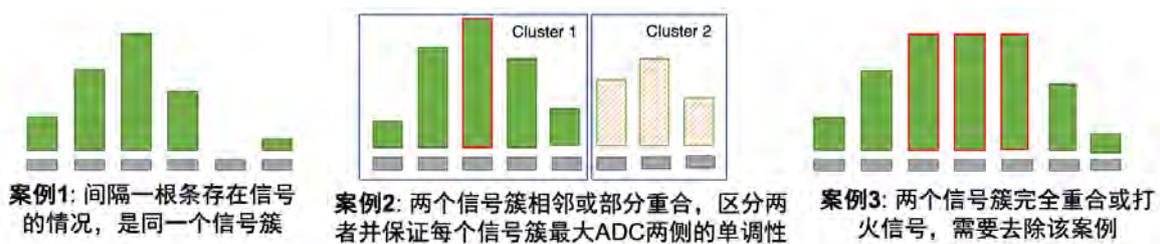


图 6.11: Cluster 分析

所在的读出条越近, 在相邻读出条上的最大 ADC 所在的 TimeBin 和 MaxADC\_TB 越接近。反之, 距离中心读出条越远, 使用的电荷信息就不是读出条中的最大 ADC, 而是之前一个 TimeBin 的电荷信息。

位置重建结果如图6.10右图所示, 根据 Cluster 的电荷量 ADC 与读出条 StripID 的分布, 可以重建宇宙线粒子在探测器中的击中位置。这是因为越靠近实际击中点的读出条, 其感应到的信号幅度越大, 而信号幅度会随着与击中点距离的增加而递减。我们可以通过计算信号电荷量的加权平均值, 即重心法, 来估计击中位置。这个过程依据的计算公式如下所示<sup>[33]</sup>:

$$x = \frac{\sum Q_i x_i}{\sum Q_i} \quad (6.2)$$

其中  $x_i$  代表的是响应的读出条在坐标系中的位置, 即  $x_i = 3.2\text{mm} \times \text{StripID}$ 。  $Q_i$  代表的是响应的读出条上的电荷量 (ADC)。

在数据分析中, 我们遇到了一些特殊的 Cluster 分布情况, 总结为如图6.11所示的三种案例。案例一中显示的是在远离 MaxADC 的读出条存在 ADC 缺失的情况, 像

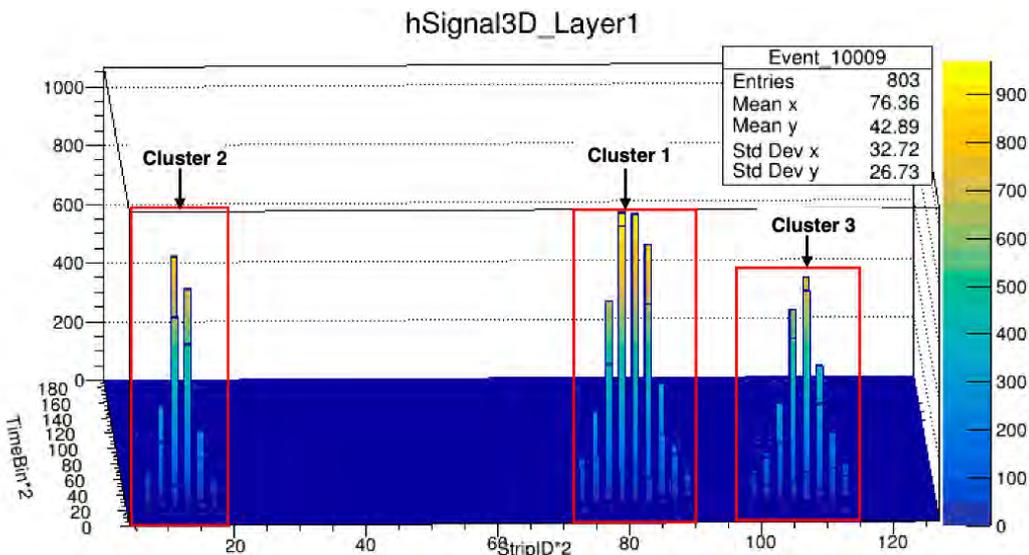


图 6.12: 在同一事例且同一探测器内, 存在多个 Cluster 的情况

这种间隔一根条而存在的小信号情况, 应被认定为属于同一 Cluster。发生该情况的原因在排除不是探测器死条的情况下, 可能来源于电子学通道间的差异性。案例二中显示的是两个 Cluster 相邻或者部分重叠的情况。在分析中需要做到将这两个 Cluster 区分开。目前采用的方法是已知该 Cluster 的 MaxADC, 以 MaxADC 所在的读出条为基点, 向左右相邻读出条进行遍历, 只有当相邻读出条的电荷量逐渐递减时, 才将其纳入同一 Cluster, 直至不满足要求为止。按照以上规则, 两个 Cluster 之间重合或相邻的小信号将归入 MaxADC 所在的 Cluster。若两个 Cluster 完全重合或探测器室内存在一个极大的脉冲信号, 将会造成案例三所示的情况。当中间三个读出条的电荷相同且 ADC 为 1000 时, 即表明信号已经超出了电子学的测量范围。在这种情况下, 两个 Cluster 将无法区分, 因此在分析时应将此情况排除。

除此之外, 当一个事例中存在多个 Cluster 时, 应对每个 Cluster 进行位置重建。如图6.12所示, 在某个事例中, Layer1 检测到 3 个 Cluster, 它们全都满足信号挑选条件以及 Cluster 的挑选规则。这种情况出现的原因可能包括: 1. 宇宙线事例中存在多个粒子几乎同时穿过 sTGC 径迹探测器, 包括垂直和斜角入射的宇宙线。其中接近垂直入射的宇宙线才是最有可能穿过整个测试系统的宇宙线, 而斜角入射的宇宙线可能只在某一层或两层探测器中有信号响应。因此, 最终可能导致某一层探测器能够同时记录到多个 Cluster; 2. 探测器可能受到外界环境因素的影响, 比如电子学系统的噪音或周围环境的背景辐射, 这类干扰可能产生假信号与真实粒子的信号一同被探测器捕获, 并形成额外的 Cluster; 3. 可能存在的探测器室内局部放电情况, 虽然放电通常产生较大的电荷量导致信号饱和, 但也可能发生较弱的放电现象, 从而与真实信号一起被记录下来。在数据分析过程中, 如果某一层探测器内检测到多个 Cluster, 需要借助其他两层探测器中的 Cluster 信息来辅助判断哪个 Cluster 是由真实宇宙线

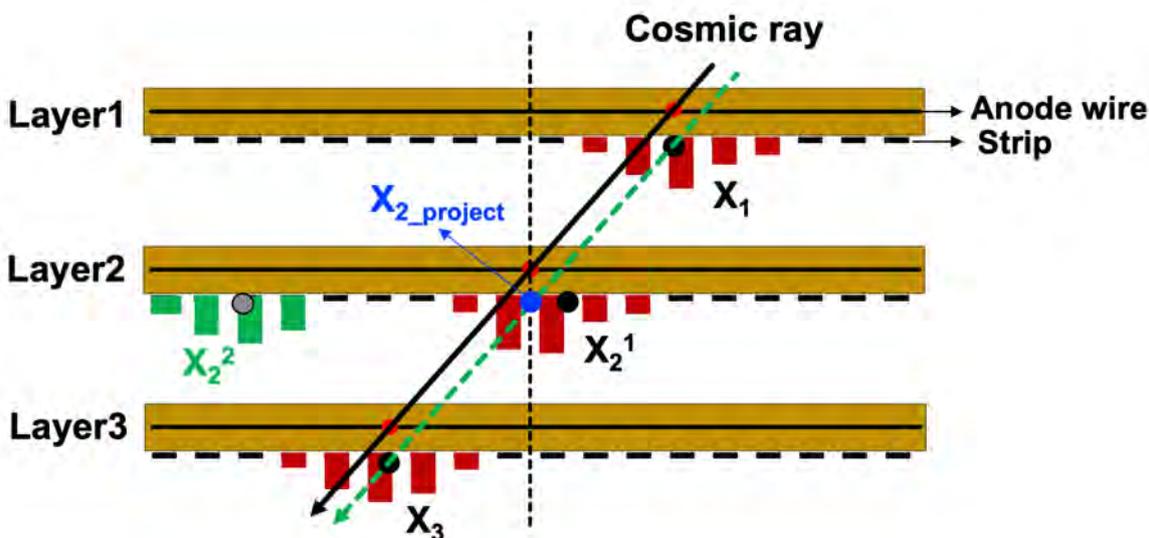


图 6.13: 三层 sTGC 径迹探测器对入射宇宙线粒子的信号响应示意图。每个棕色长方框代表一个 sTGC 径迹探测器，中间直线为阳极丝，下边框黑色宽虚线代表阴极读出条。红色点表示宇宙线在丝室内的击中位置，红色长方形表示在多根相邻读出条上感应到的脉冲信号，绿色长方形代表该层探测器第二个 Cluster，黑色圆点代表的是对探测器内 Cluster 的位置重建，分别对应着  $X_1$ 、 $X_2^1$ 、 $X_2^2$  和  $X_3$ ， $X_{2-project}$  是对一、三两层探测器测量点位置拟合得到的期望点，绿色虚线为拟合直线

信号产生的。

如图6.13所示，每个棕色长方框代表一个 sTGC 径迹探测器，中间黑色直线代表阳极丝，边框位置的黑虚线代表读出条。当入射的宇宙线粒子（黑色箭头）穿过三层 sTGC 径迹探测器时，将会在丝室内阳极丝附近发生电子雪崩过程，即宇宙线粒子的击中位置，在图中使用红色圆点表示。以上过程将会在多根读出条上感应到信号，并使用红色长方形表示，随着距离击中位置越远电荷量将按比例减少。第一、三两层探测器有且仅有一个 Cluster，对应的重建位置分别为  $X_1$  和  $X_3$ （对应图中黑色实心点），而第二层探测器检测到 2 个 Cluster，分别为  $X_2^1$ （黑色实心点）和  $X_2^2$ （黑色虚心点）。以一、三两层 sTGC 径迹探测器组成的探测器系统为参考系，对其测量点  $X_1$  和  $X_3$  进行拟合，拟合直线如图中绿色虚线所示，可在第二层探测器上得到期望点  $X_{2-project}$ （蓝色实心点）。为了判断第二层探测器中哪个 Cluster 是真实的信号，需要借助于期望点  $X_{2-project}$ 。通过分别计算两个 Cluster 相对于  $X_{2-project}$  的距离，然后选择距离最近的 Cluster 作为真实的宇宙线信号。

以上过程也在真实的宇宙线测试数据中存在，该案例如图6.14所示。在同一事例中，经过公式6.2对该事例中每个 Cluster 进行位置重建。经过计算，Layer1 中的击中位置为  $x_1 = 128.82\text{mm}$ 。Layer2 中 Cluster1 的击中位置为  $x_2 = 16.17\text{mm}$ ，Cluster2 的击中位置为  $x_2 = 137.71\text{mm}$ 。Layer3 中的击中位置为  $x_3 = 145.09\text{mm}$ 。由 Layer1

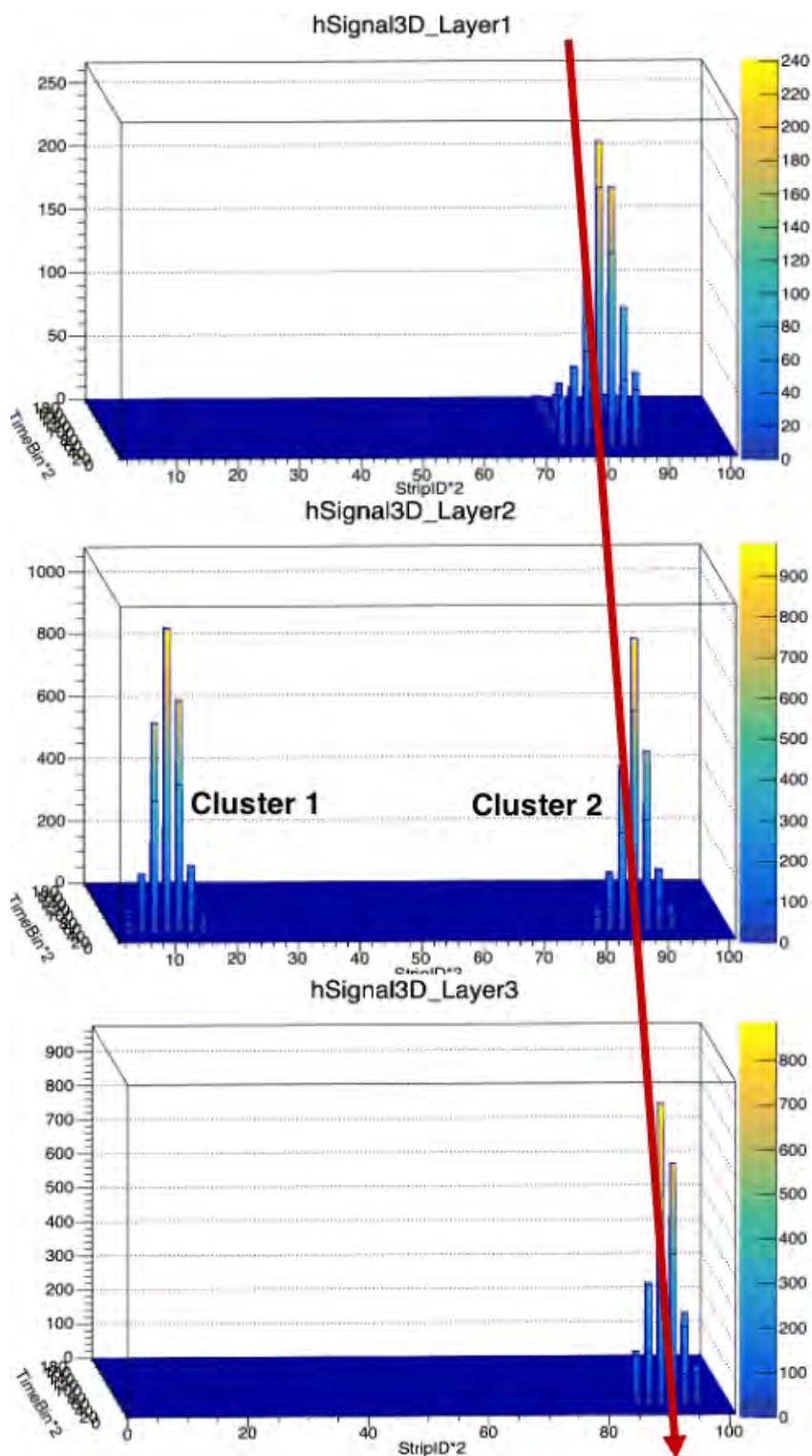
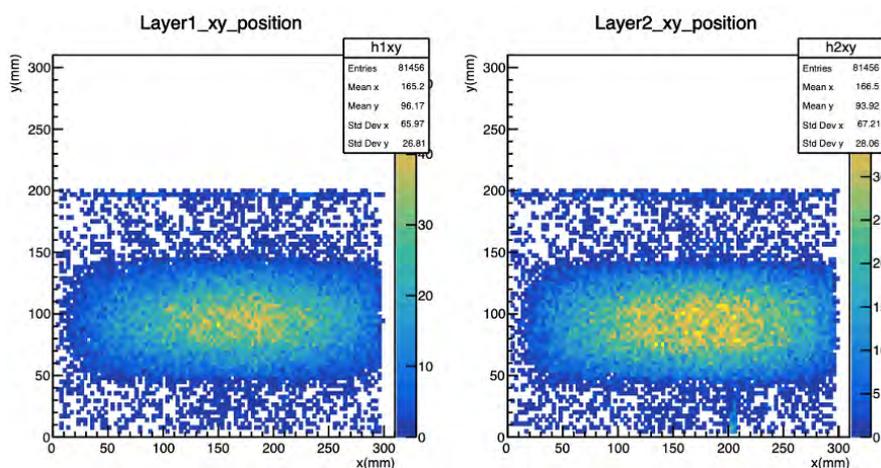


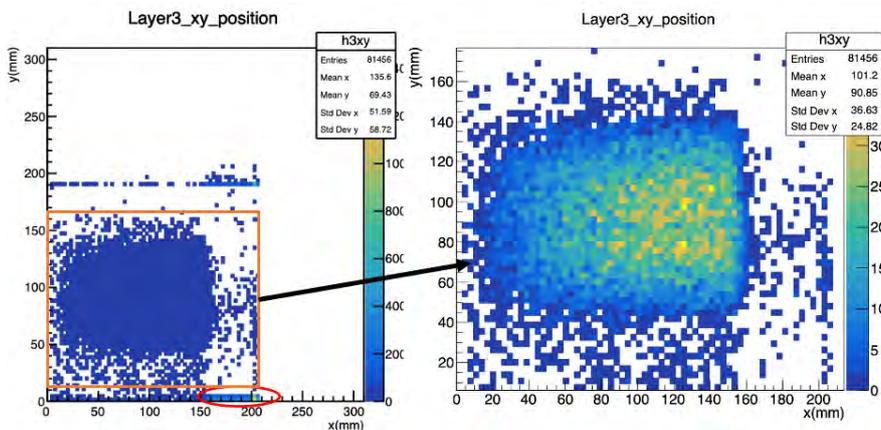
图 6.14: 同一事例中不同层探测器响应的多个 Cluster 进行匹配。认为 Layer1 和 Layer3 有且仅有一个 Cluster 的事例为有效宇宙线事例，重建的击中点位置分别为  $x_1 = 128.82\text{mm}$  和  $x_3 = 145.09\text{mm}$ ，对应的期望点为  $x_{2\_proj} = 136.95\text{mm}$ 。Layer2 中存在多个 Cluster，击中点位置为  $x_2 = 16.17\text{mm}$  (Cluster1) 和  $x_2 = 137.71\text{mm}$  (Cluster2)，分别计算与期望点之间的距离，并选择距离最近的 Cluster2 为真实信号

和 Layer3 两层探测器的测量点拟合得到期望点为  $x_{2\_proj} = 136.95\text{mm}$ ，并将该期望点分别与 Layer2 检测到的两个测量点进行比较，可得击中位置为  $x_2 = 137.71\text{mm}$  的 Cluster2 为真实的宇宙线信号。

按照以上思路进行 Cluster 匹配时，需要注意的是：首先，我们需挑选真实宇宙线事例，我们认为那些在第一层和第三层有且仅有一个 Cluster 的事件为真实的宇宙线事例。然后，再分别计算第二层探测器中所有 Cluster 的击中位置相对期望点的距离，选择距离期望点最近的 Cluster 为真实信号。



(a) Layer1 和 Layer2 重建的击中点位置分布



(b) Layer3 重建的击中点位置分布

图 6.15: 三层 sTGC 径迹探测器击中点位置分布。闪烁体触发面积为  $300\text{mm} \times 100\text{mm}$ ，Layer1 和 Layer2 的测试面积为  $300.8\text{mm} \times 198.4\text{mm}$ ，Layer3 的测试面积为  $204.8\text{mm} \times 204.8\text{mm}$  或  $150\text{mm} \times 150\text{mm}$ ，图中红色圆圈是靠近边框的位置可能存在打火的情况

最终，三层 sTGC 径迹探测器对击中点位置的分布如图6.15所示，由于闪烁体尺寸和电子学数量的限制，只对探测器室内的部分区域进行的测试。Layer1 和 Layer2 的测

试面积为  $300.8\text{mm} \times 198.4\text{mm}$ , Layer3 的测试面积为  $204.8\text{mm} \times 204.8\text{mm}$  或  $150\text{mm} \times 150\text{mm}$ 。测试高亮区域的宽度主要受限于闪烁体的宽度。当室内存在偶尔的打火现象时, 可以很明显的看出, 如图6.15 Layer3 的探测器的边框位置。

## 6.4 位置分辨率

位置分辨率(或称为空间分辨率)通常指的是探测装置能够辨别两个接近的点或线作为单独实体的最小距离。在气体探测器中, 主要反映探测器能够准确测量粒子击中位置的能力。分辨率越高的探测器可以更准确地确定粒子的击中位置, 从而实现在空间上区分距离很近的两个粒子。因此位置分辨率是评估探测器性能的重要参数之一[33]。

位置分辨率的量化通常使用标准偏差  $\sigma$  来表示, 它描述了入射粒子实际击中位置与探测器测量位置之间差异的分布宽度。在本论文的宇宙线测试实验中, 以三层 sTGC 径迹探测器作为实验对象, 其能够提供 3 个二维方向上的位置坐标。以第一层和第三层探测器组成的系统作为参考系, 其目的是用于提供期望点, 以此作为入射粒子实际击中位置。被观测的中间层探测器提供测量点, 二者位置差值分布的  $\sigma$  来表示被观测探测器的位置分辨率[33]。可以使用三层完全相同的 sTGC 径迹探测器组成的测试平台来研究位置分辨率的主要因素是, 我们认为在相同的制作工艺及生产流程下批量生产的 sTGC 径迹探测器具有相同的机械结构, 因此认为具有相同的位置分辨率[80]。

假设探测器固有的位置分辨率为  $E_{intr}$ , 对第一层和第三层探测器的击中点位置进行直线拟合, 拟合直线在目标探测器上的拥有一个期望点。如图6.16所示, 不包含目标探测器测量点的直线拟合称为“Exclusive”, 其对应期望点的测量误差为  $E_{proj}$ 。包含目标探测器测量点的拟合称为“Inclusive”, 其对应期望点的测量误差为  $E_{track}$ 。在“Exclusive”情况下测量点和期望点的残差为  $R_{excl} = E_{intr} - E_{proj}$ , 由于分辨率被定义为残差分布的标准偏差, 因此对应的分辨率为  $\sigma_{excl}^2 = \langle (E_{intr} - E_{proj})^2 \rangle$ 。“Inclusive”情况下目标探测器测量点和期望点之间的位置残差为  $R_{incl} = E_{intr} - E_{track}$ , 对应的分辨率为  $\sigma_{incl}^2 = \langle (E_{intr} - E_{track})^2 \rangle$ 。

假设不包含目标探测器测量点拟合的期望点  $E_{proj}$  与探测器本身的测量点  $E_{intr}$  无关。这表明由于探测器固有测量能力限制导致的误差和由于测试系统测量以及数据处理等过程引入的误差是独立的。在统计学中, 如果两个变量是不相关的, 则它们的协方差为零。即表示为它们的期望值的乘积的期望为零:

$$\langle E_{proj} E_{intr} \rangle = 0 \quad (6.3)$$

则可得:

$$\sigma_{excl}^2 = \langle E_{intr}^2 \rangle + \langle E_{proj}^2 \rangle = \sigma_{intr}^2 + \sigma_{proj}^2 \quad (6.4)$$

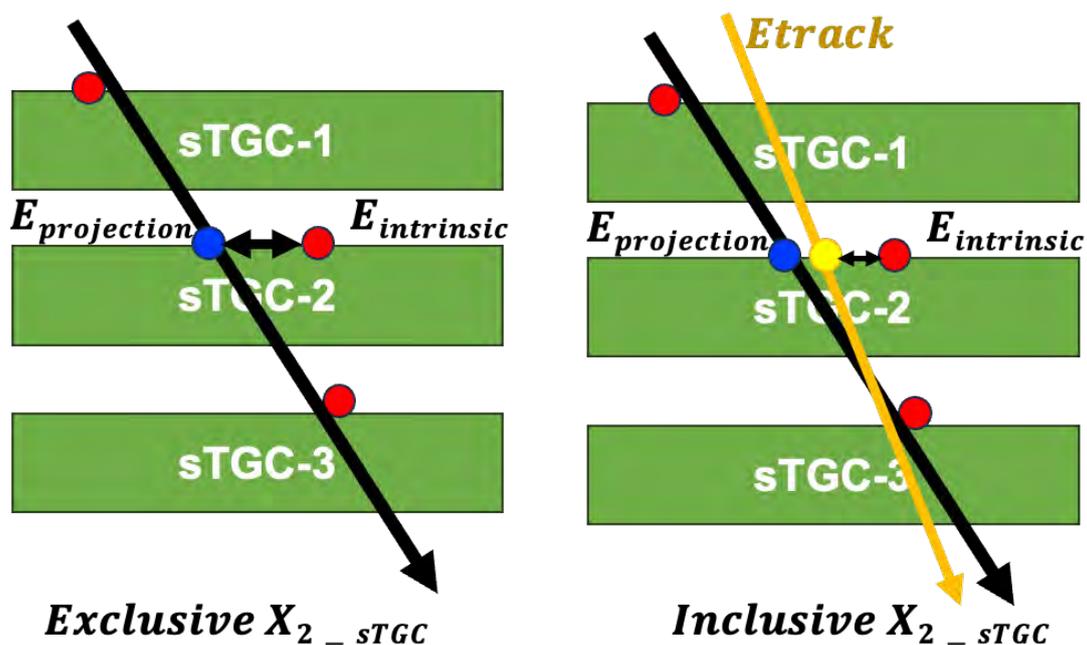


图 6.16: 不包含目标探测器测量点的直线拟合（黑色箭头）称为“Exclusive”，包含目标探测器测量点的拟合（黄色箭头）称为“Inclusive”，红色圆点代表探测器的测量点，蓝色圆点代表 Exclusive 在目标探测器上的期望点  $E_{projection}$ ，黄色圆点代表 Inclusive 在目标探测器上的期望点  $E_{track}$ ， $E_{intrinsic}$  为探测器本身的测量误差<sup>[120]</sup>

从6.4公式可得，其中  $\sigma_{excl}$  和  $\sigma_{incl}$  可以通过数据分析获得，而  $\sigma_{intr}$  是实验中想要测量的值。 $E_{track}$  是一个综合所有测量点轨迹的误差评估，这个评估考虑了探测器本身的固有误差  $E_{intr}$  和期望误差  $E_{proj}$ 。

根据统计学中的权重平均法，用于组合来自不同测量的信息，其中每个测量都有其不确定性。在数据分析中，这是一种常见的统计方法，如果各个测量值的不确定性不同，则会给予不确定性小的测量值以更大的权重，该方法通常会得到更可靠的平均值。权重平均的基本公式如下：

$$\bar{x}_w = \frac{\sum_{i=1}^n w_i x_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad (6.5)$$

其中  $\bar{x}_w$  是加权平均值， $x_i$  是第  $i$  个观测值， $w_i$  是第  $i$  个观测的权重，通常取为不确定性的倒数，即  $w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$ ，其中  $\sigma_i$  是第  $i$  个观测的标准差， $n$  是观测值的总数。

因此，使用该方法，假设一个猜测值  $\sigma'_{intr}$  用于估计  $E_{track}$  是  $E_{intr}$  和  $E_{proj}$  的加权平均值，其中权重分别：

$$w_{proj} = \frac{1}{\sigma_{proj}^2} \quad (6.6)$$

$$w_{intr} = \frac{1}{\sigma'_{intr}{}^2} \quad (6.7)$$

$$\begin{aligned}
 E_{\text{track}} &= [(w_{\text{intr}}E_{\text{intr}}) + (w_{\text{proj}}E_{\text{proj}})] / (w_{\text{intr}} + w_{\text{proj}}) \\
 &= [(E_{\text{intr}}/\sigma_{\text{intr}}'^2) + (E_{\text{proj}}/\sigma_{\text{proj}}^2)] / [(1/\sigma_{\text{intr}}'^2) + (1/\sigma_{\text{proj}}^2)] \\
 &= [(\sigma_{\text{proj}}^2 E_{\text{intr}}) + (\sigma_{\text{intr}}'^2 E_{\text{proj}})] / (\sigma_{\text{intr}}'^2 + \sigma_{\text{proj}}^2)
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

将上式带入可得：

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{incl}}^2 &= \langle (E_{\text{intr}} - E_{\text{track}})^2 \rangle \\
 &= \langle E_{\text{intr}}^2 \rangle - 2 \langle E_{\text{intr}} E_{\text{track}} \rangle + \langle E_{\text{track}}^2 \rangle \\
 &= \sigma_{\text{intr}}^2 - 2 \left\langle E_{\text{intr}} \left[ \frac{(\sigma_{\text{proj}}^2 E_{\text{intr}}) + (\sigma_{\text{intr}}'^2 E_{\text{proj}})}{(\sigma_{\text{intr}}'^2 + \sigma_{\text{proj}}^2)} \right] \right\rangle \\
 &\quad + \left\langle \left[ \frac{(\sigma_{\text{proj}}^2 E_{\text{intr}}) + (\sigma_{\text{intr}}'^2 E_{\text{proj}})}{(\sigma_{\text{intr}}'^2 + \sigma_{\text{proj}}^2)} \right]^2 \right\rangle
 \end{aligned} \tag{6.9}$$

将  $\langle E_{\text{proj}} E_{\text{intr}} \rangle = 0$ ，以及  $\sigma_{\text{proj}}'^2$  和  $\sigma_{\text{intr}}'^2$  代替  $\langle E_{\text{proj}}^2 \rangle$  和  $\langle E_{\text{intr}}^2 \rangle$  带入公式上式可得：

$$\sigma_{\text{incl}}^2 = \frac{[\sigma_{\text{intr}}'^4 (\sigma_{\text{intr}}^2 + \sigma_{\text{proj}}^2) + 2\sigma_{\text{proj}}^4 (\sigma_{\text{intr}}^2 - \sigma_{\text{intr}}'^2)]}{(\sigma_{\text{intr}}'^2 + \sigma_{\text{proj}}^2)^2} \tag{6.10}$$

把方程6.4带入6.10可得：

$$\sigma_{\text{incl}}^2 = \frac{[\sigma_{\text{intr}}'^4 \sigma_{\text{excl}}^2 + 2\sigma_{\text{proj}}^4 (\sigma_{\text{intr}}^2 - \sigma_{\text{intr}}'^2)]}{(\sigma_{\text{intr}}'^2 + \sigma_{\text{excl}}^2 - \sigma_{\text{intr}}^2)^2} \tag{6.11}$$

理想状况下  $\sigma_{\text{intr}}$  与  $\sigma_{\text{intr}}'$  应当是相同的：

$$\sigma_{\text{intr}}' = \sigma_{\text{intr}} \tag{6.12}$$

将6.12代入6.11，最终得到测量值  $\sigma_{\text{excl}}$  和  $\sigma_{\text{incl}}$  与探测器的分辨率  $\sigma_{\text{intr}}$  的计算公式为<sup>[120]</sup>：

$$\sigma_{\text{incl}}^2 = \frac{\sigma_{\text{intr}}^4}{\sigma_{\text{excl}}^2} \tag{6.13}$$

$$\sigma_{\text{intr}} = \sqrt{\sigma_{\text{incl}} \sigma_{\text{excl}}} \tag{6.14}$$

#### 6.4.1 第二版样机测试结果

第二版样机探测器的位置分辨率结果如图6.17所示，根据6.14公式计算可得，在高压 2900V 下， $\sigma_{\text{excl}}$  为 185.7 $\mu\text{m}$ ， $\sigma_{\text{incl}}$  为 125.3 $\mu\text{m}$ ，探测器本征的位置分辨率为 152.6 $\mu\text{m}$ 。

在以上测试的基础上，我们进行了位置分辨率随运行高压的扫描测试。测试结果如图6.18所示，横轴代表探测器的工作高压，高压范围为 2700V 到 3100V，纵轴代表

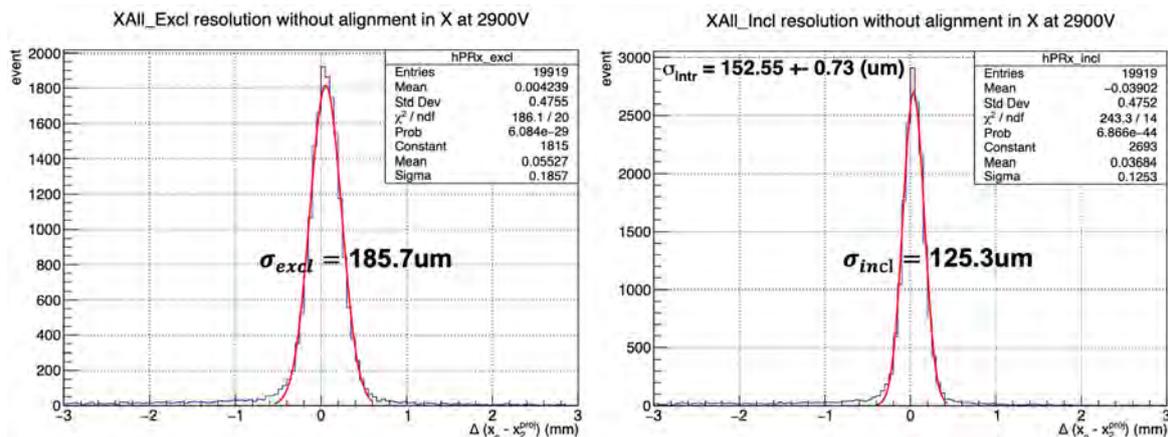


图 6.17: 第二版样机探测器在 2900V 下的位置分辨率为  $152.55\mu\text{m}$

在不同高压下的位置分辨率。结果表明，位置分辨率随着工作高压的增大而降低，在 3100V 时达到  $132\mu\text{m}$ 。

在不同运行高压下，位置分辨率随宇宙线入射角度的分布关系如图 6.19 所示。每个颜色代表不同运行高压下的角度扫描结果，图中每个点的角度挑选范围为  $-5^\circ$  到  $5^\circ$ 。经过拟合公式<sup>[80]</sup>拟合后可得在接近垂直入射的角度 ( $0^\circ$ ) 下的位置分辨率，位置分辨率随着高压的增大而减小，在 3100V 时达到  $127.7\mu\text{m}$ 。

除此之外，我们还可以看出随着宇宙线入射角度越大，位置分辨率越差。以 2900V 下的角度扫描结果为例，在  $[-20^\circ, -15^\circ]$  以及  $[15^\circ, 20^\circ]$  的位置分辨率为  $168.4\mu\text{m}$ ，以此类推，在  $[-15^\circ, -10^\circ]$  以及  $[10^\circ, 15^\circ]$  角度下的位置分辨率为  $155.8\mu\text{m}$ ，在  $[-10^\circ, -5^\circ]$  以及  $[5^\circ, 10^\circ]$  角度下的位置分辨率为  $149.9\mu\text{m}$ 、在  $[-5^\circ, -0^\circ]$  以及  $[0^\circ, 5^\circ]$  角度下的位置分辨率为  $148.9\mu\text{m}$ ，根据拟合公式 6.15 得到在垂直角度下的位置分辨率为  $143.8\mu\text{m}$ 。而且从不同运行高压下拟合曲线分布可看出，高压越低越容易受到入射角度的影响，比如在 2700V 下变化最明显。角度拟合公式如下<sup>[80]</sup>：

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_\theta^2 \tan^2 \theta} \quad (6.15)$$

式中， $\theta$  为入射粒子与探测器之间的夹角， $\sigma_\theta$  为某角度下的位置分辨率， $\sigma_0$  为探测器本征的位置分辨率。

宇宙线入射角度越大位置分辨率越差的原因如图 6.20 所示，我们假设具有相同能量的宇宙线带电粒子以不同角度穿过 sTGC 丝室探测器，左图为垂直入射，右图为大角度斜入射，产生相同数量的原初电子-离子对，图中使用红色圆点表示。当宇宙线粒子以垂直角度入射时，它们的径迹在探测器中的路径最短，因此沉积的能量相对集中，这有助于探测器的读出条上产生一个明确的信号并提供一个精确的击中位置。如 6.20 左图所示，Cluster 中电荷量 (ADC) 随读出条的分布较为紧凑，这将有助于探测器准确重建粒子的击中位置。因此，测量点与实际击中点之间差值的标准偏差较

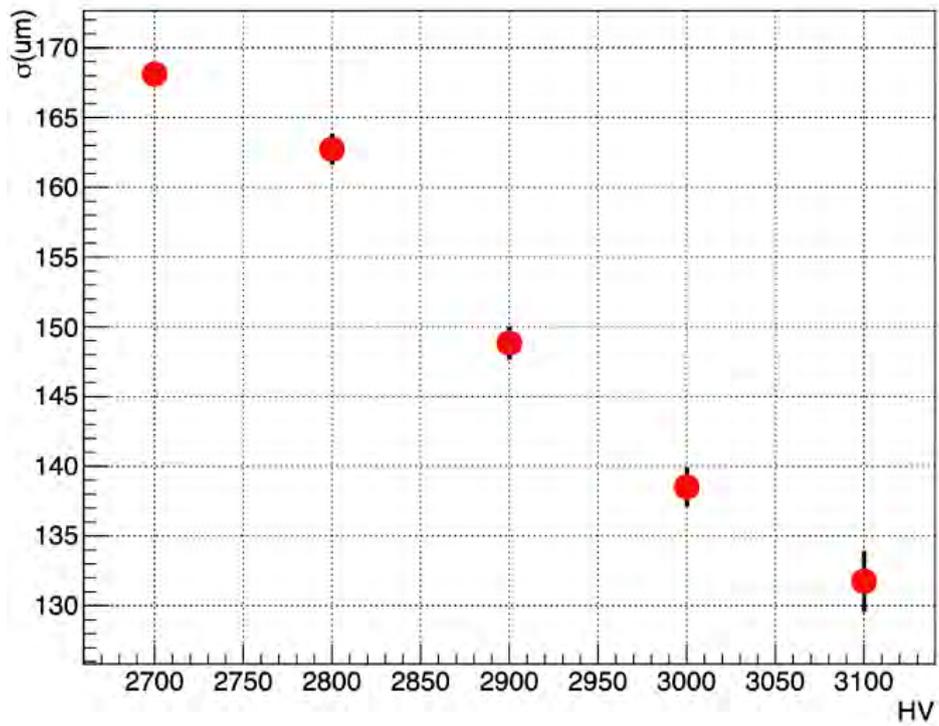


图 6.18: 第二版样机探测器位置分辨率随运行高压的分布关系

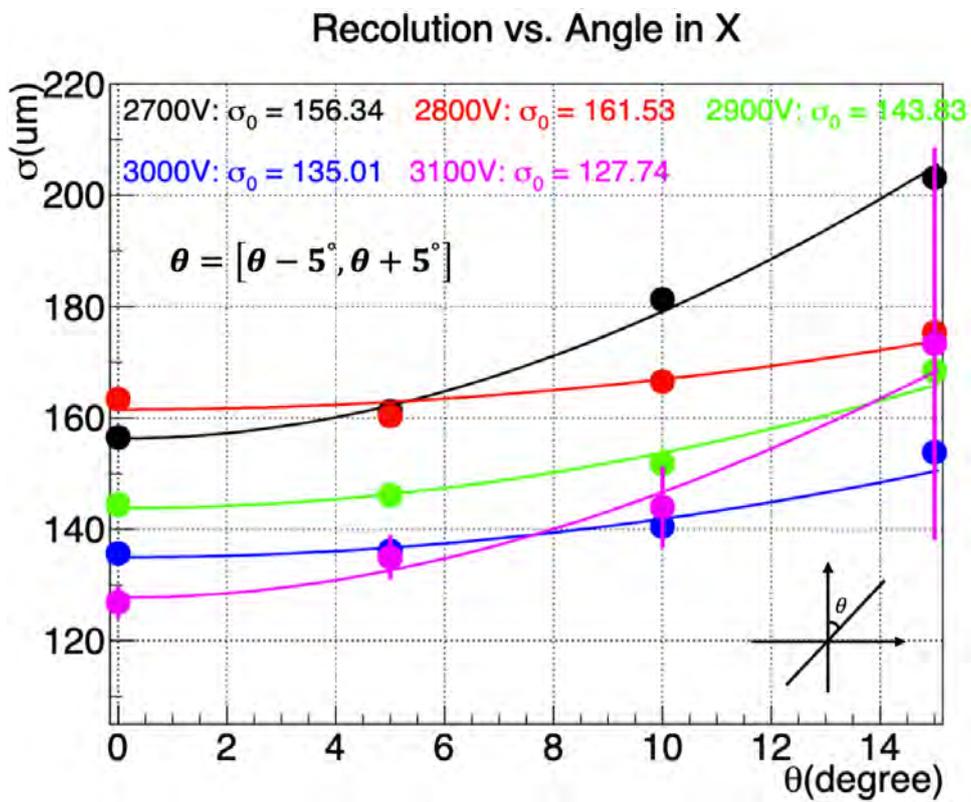


图 6.19: 在运行高压 2700V 到 3100V 范围下, 第二版样机探测器位置分辨率随宇宙线入射角度的分布关系, 每个点的角度范围为 $-5^\circ$  到  $5^\circ$

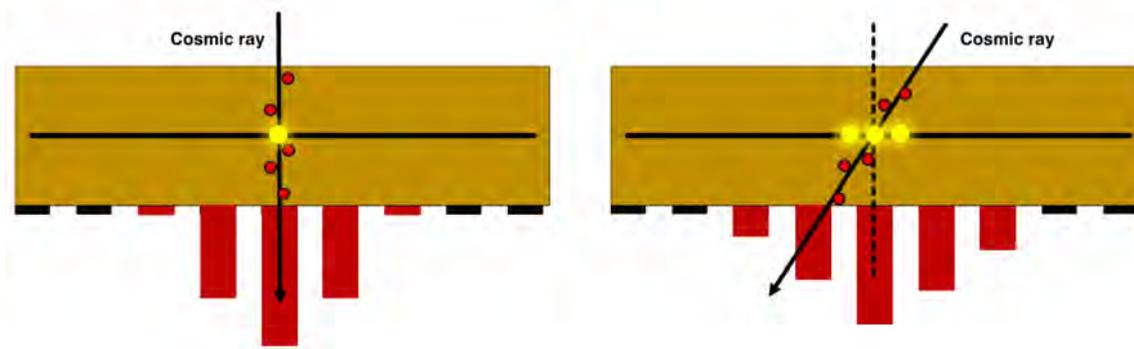


图 6.20: 宇宙线入射角度对位置分辨率的影响示意图。左图为宇宙线以垂直角度入射 sTGC 丝室, 右图为以斜角角度穿过丝室。图中红色圆点表示原初电子离子对。垂直入射粒子的径迹在阳极丝上的投影最短, 在阳极丝上有一个雪崩点 (黄色高亮圆点)。斜入射粒子的径迹在阳极丝上投影长度较长, 有多个雪崩点

小, 表明位置分辨率较好。

相比之下, 当粒子以较大的角度入射时, 其在探测器中的路径相对较长, 导致能量沉积分布更为分散, 增加了击中位置的不确定性。同时, 这些粒子在丝室中较长的径迹也意味着电子在达到阳极丝之前有更长的漂移路径, 从而有更大的横向和纵向扩散的可能性, 使得粒子击中位置的测量更为模糊。如 6.20 右图所示, 斜入射粒子在读出条上产生的 Cluster 分布较宽, 越宽的 Cluster 分布将不利于精确定位粒子的击中位置, 导致测量点与实际击中点差值的分布较宽, 因此位置分辨率降低。

#### 6.4.2 最终版 sTGC 探测器测试结果

首先介绍的是使用 VMM 电子学的测试结果。在最早版本 VMM3a 原型机的通道标定过程中, 本人发现 VMM 电子学存在以下几个方面的问题: 十六进制的模数转换数据最后一位出现随机重置现象、过阈值的有效信号 Flag 标记不准确、多个 ROD 触发数据不同步, 以及无法通过多个 ROD 准确重建位置, 详情请参考 5.4 章节。鉴于升级项目进度紧迫, VMM 电子学的开发与探测器的研发几乎同步进行。在性能测试阶段, 未能获得 VMM 电子学的更新版本。因此, 实验室不得不依赖最初版本的 VMM 电子学进行宇宙线性能测试。由于上述问题, 测试仅能通过一个 ROD 来进行。

测试结果如图 6.21 所示, 在使用 VMM 电子学测试系统下, 五边形 sTGC 径迹探测器的平均响应的读出条数约为 5, 如图 6.21a 所示。其位置分辨率结果如图 6.21b 所示, 测量点与期望点的差值 ( $x_2 - x_{2\_proj}$ ) 分布呈现多个峰结构。

为了合理解释该分布的原因, 分别对三层 sTGC 径迹探测器响应读出条的奇偶性进行挑选。如图 6.22a 所示是挑选三层探测器全都为偶数条响应的事例, 其残差分布有两个峰分布, 对第一个峰进行拟合计算后, 其位置分辨率为  $180\mu\text{m}$ 。图 6.22b 为三

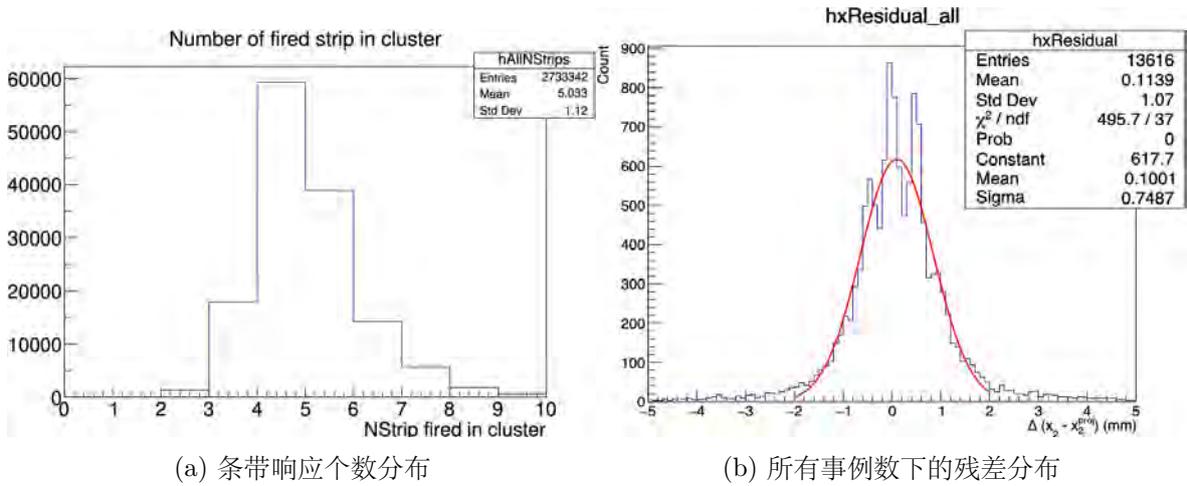


图 6.21: VMM 电子学测试结果

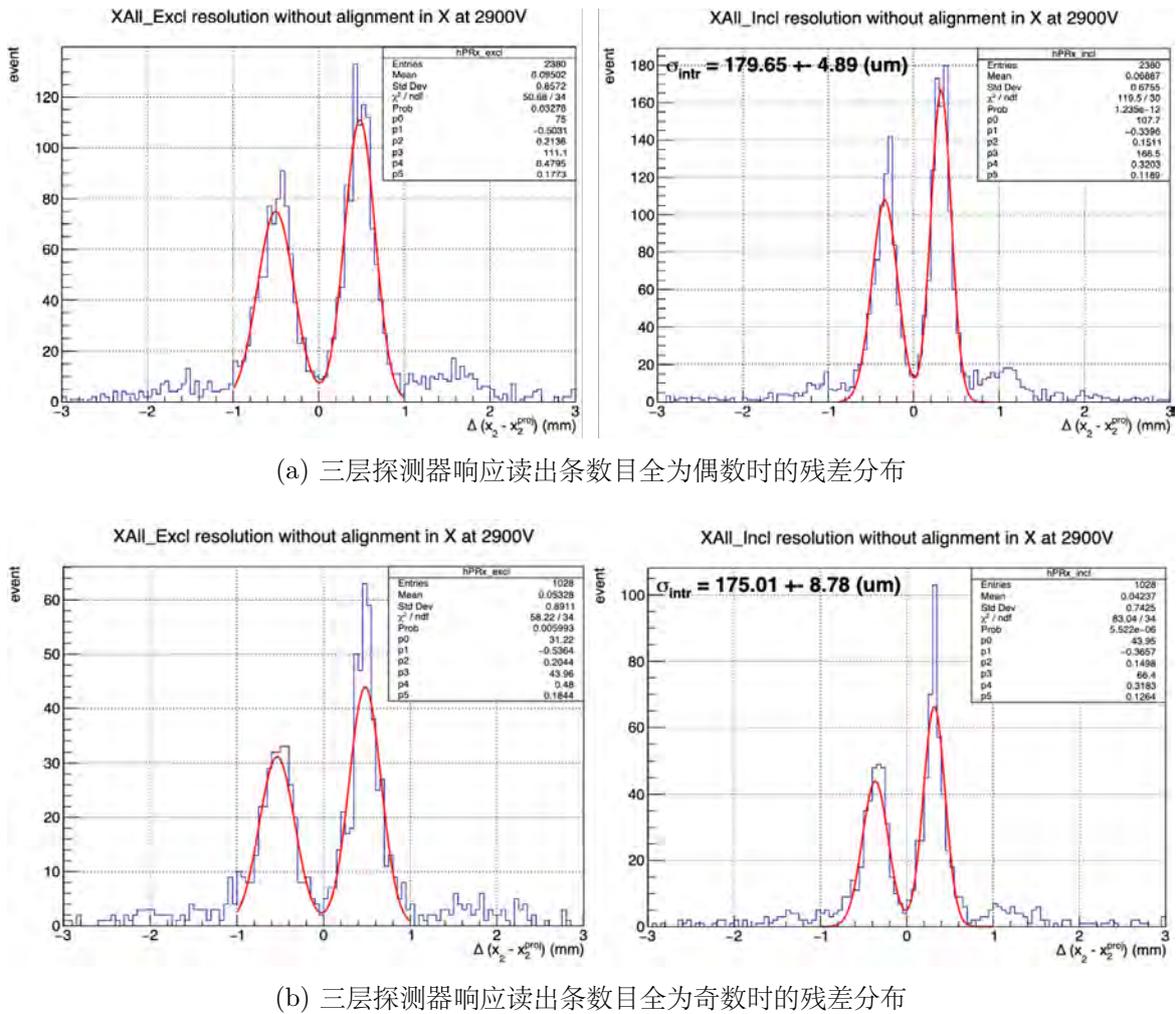


图 6.22: 挑选三层 sTGC 径迹探测器的响应读出条数目为奇（偶）数

层探测器响应读出条数目全为奇数时，其残差分布也是两个峰的结构，也对第一个峰进行拟合计算，其位置分辨率为  $175\mu\text{m}$ 。

综上所述，通过挑选读出条的奇偶性并没有消除多峰结构。但可以看出，残差分布的两个峰都分别满足位置分辨率的要求，但是两个峰结构的具体原因，目前仍未知。为获得 VMM 电子学的测试结果，我们需要进一步依托 STAR 已经采集的数据，特别是刻度数据进行探测器性能分析。通过最新版的电子学，测量探测器在束流运行下的性能。

基于以上 VMM 原型机存在的问题，我们决定采用 STAR TPX 电子学加适配板方案进行性能测试。

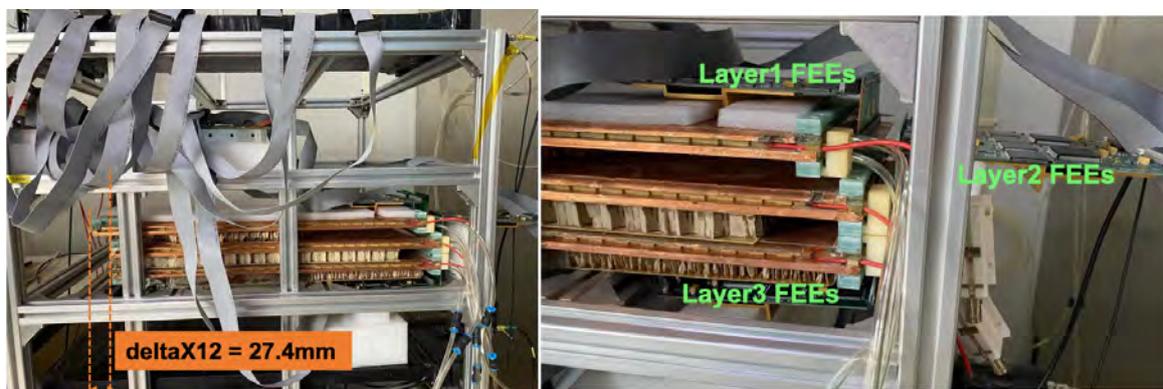


图 6.23: 五边形 sTGC 径迹探测器使用 STAR TPX 电子学加适配板的测试平台

最终版五边形 sTGC 径迹探测器的宇宙线测试平台如图6.23所示，为了使三层探测器有相同的测试覆盖区域，在设计宇宙线测试平台时采取了特定的布局方式。首先，设计将第三层探测器反面朝上放置，从下方插入电子学板。而第一层和第二层探测器正面朝上放置，从上方插入电子学板。其次，调整第二层和第三层探测器的位置，使其对齐，并将第一层探测器相对于第二、三层探测器错位约  $27.4\text{mm}$ ，以此配置保证三层探测器在空间上有重叠的测试区域，其大小约为  $70\text{mm}$ 。

本小节重点介绍了使用 STAR TPX 电子学的测试结果。正如第四章所述，五边形 sTGC 径迹探测器原本是设计使用 VMM 电子学进行信号读出的。为了实现使用 STAR TPX 电子学系统进行测试，我们采用了适配板来适应 STAR TPX 前端电子学的接口需求，使其能够读取探测器读出条上的信号。鉴于 STAR TPX 前端电子学最多支持 32 个通道的电荷信息读取，因此我们设计了三个版本的适配板，分别为 A 板、B 板和 C 板，以实现一个 connector 信号的读出。

在使用 STAR TPX 电子学及其配套的适配板进行数据采集期间，我们发现适配板的接触不良问题导致部分通道出现异常，具体表现为数据丢失，如图6.24所示。这种情况要求我们在处理信号时必须谨慎挑选数据区域，特别是要避开可能因接触不良而出现问题的空白条区域，以及那些可能对信号产生影响的死区区域，比如支撑条

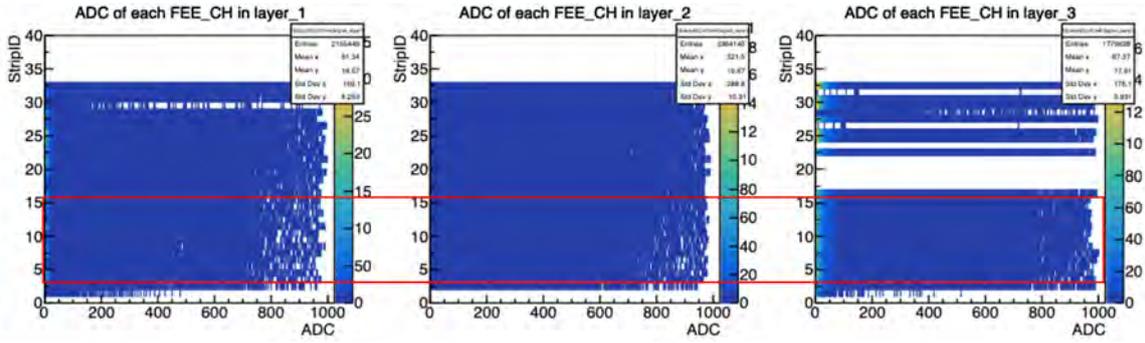
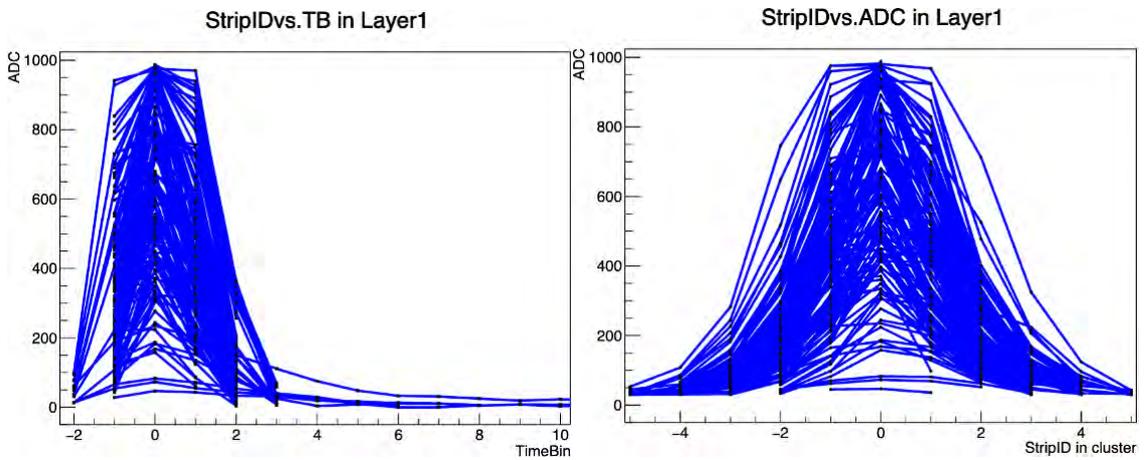
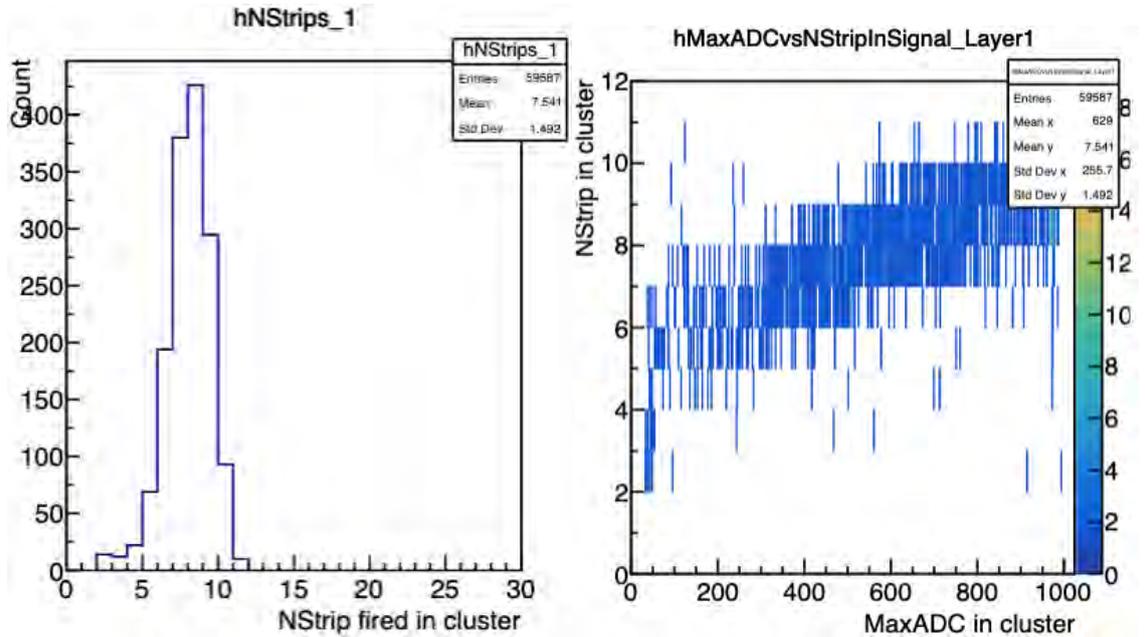


图 6.24: 适配板的接触不良问题导致部分通道出现异常, 其数据缺失



(a) 信号 ADC 随时间分布

(b) 信号 ADC 随读出条的分布



(c) 信号响应条数

(d) 信号响应条数随 MaxADC 的分布

图 6.25: 五边形 sTGC 径迹探测器信号分布

和边框。

在对信号进行适当挑选和处理之后，我们得到了五边形 sTGC 径迹探测器的信号分布情况，如图6.25所示。图6.25a 展示的是信号的电荷量 (ADC) 随时间 (TimeBin) 的分布，结果表明信号的持续时间最长可达 5 个 TimeBin。图6.25b 展示的是信号的电荷量 (ADC) 随读出条 (StripID) 的分布，并将信号中响应的读出条数量进行统计，其结果如图6.25c 所示，五边形 sTGC 径迹探测器的平均响应条数大约为 7.5 根条。图6.25d 展示的是信号的响应读出条数随 MaxADC 的二维分布，结果表明，使用 STAR TPX 电子学进行测试时也存在过阈信号，这表明部分信号幅度超过了电子学的测量范围，在分析中应去除过阈信号。

图6.26展示的是位置分辨率随宇宙线入射角度的分布，虽然由于适配板的影响，使得探测器对击中位置的测量变得更加不确定，但从图中分布也可明显看出，随着入射角度变大位置分辨率变差。拟合曲线的结果表明，在垂直入射角度下，探测器的位置分辨率为  $170\mu\text{m}$ ，满足设计要求。图6.27展示的是 2900V 下的位置分辨率结果，在使用 STAR TPX 电子学和适配板的情况下，五边形 sTGC 径迹探测器的位置分辨率为  $190\mu\text{m}$ ，满足设计要求。

尽管以上测试结果显示探测器性能满足设计要求，但因为我们采用了 STAR TPX 电子学加适配板的测试方案，位置分辨率的测量受到了适配板的影响，实际的位置分辨率应好于上文测量的结果。

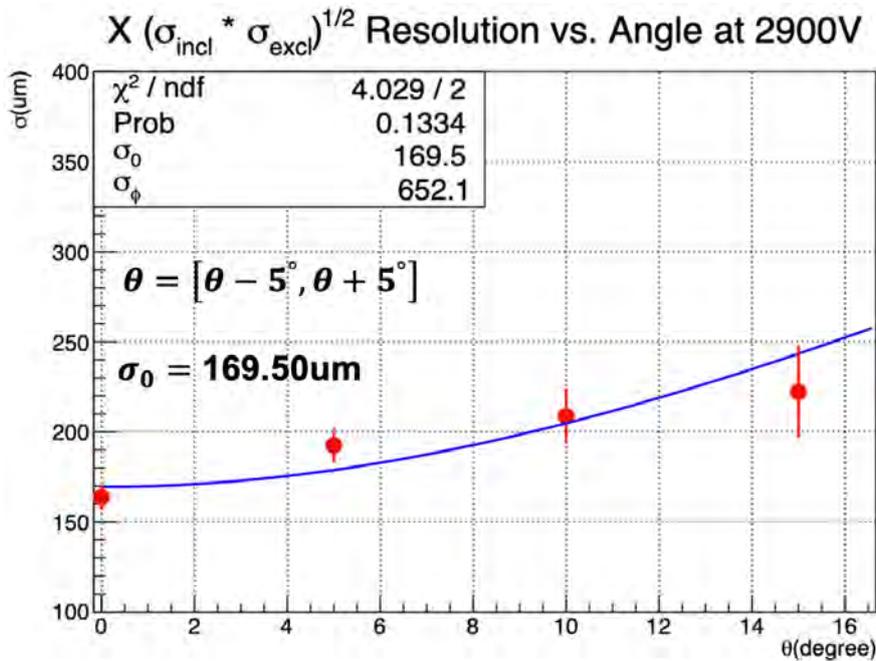


图 6.26: 位置分辨率随入射角度的分布。在垂直入射角度且高压 2900V 下，探测器的位置分辨率为  $170\mu\text{m}$

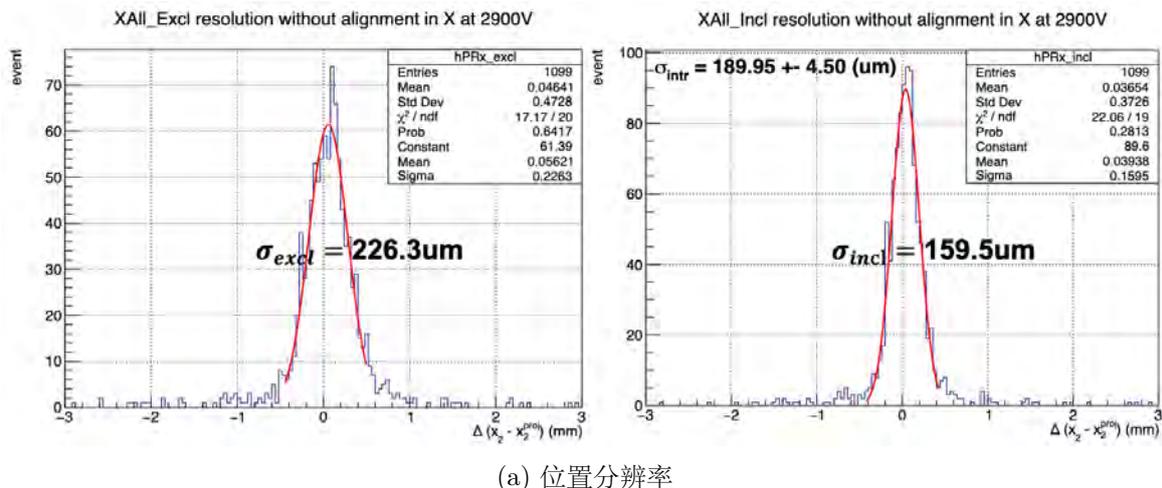


图 6.27: 五边形 sTGC 径迹探测器使用适配板的情况下, 测得 2900V 下的位置分辨率为  $190\mu\text{m}$

## 6.5 探测效率

探测效率是衡量探测器性能的重要指标, 反映了探测器对带电粒子或辐射的检测能力<sup>[33]</sup>。它定义为探测器实际检测到的粒子数与通过探测器的粒子总数之间的比值。在宇宙线测试系统中, 当宇宙线穿过第一层和第三层探测器时, 必然也穿过了中间层的探测器。因此, 为了评估中间层探测器的探测效率, 采用了一种基于特定事件选择的方法, 即以穿过 Layer1 和 Layer3 有且仅有一个 Cluster 的总事例数为分母。遍历这些事例, 对在中间层也有 Cluster 的事例进行计数, 并将这些事件的数量作为分子。通过以下计算公式就可以计算出中间层探测器的探测效率:

$$Efficiency = \frac{\text{x1, x2, x3 all have cluster events}}{\text{Both x1 and x3 have one clustering event}} \quad (6.16)$$

如图6.28所示, 在宇宙线测试系统中, 满足 Layer1 和 Layer3 有且仅有一个信号簇的总事例数为 13919。由于靠近边框和支撑条结构的区域的点, Cluster 不能准确地重建出宇宙线真正的击中位置。因此还需要进行击中区域的挑选。结合上文中已经讨论过的其他挑选条件, 现对在探测效率计算过程所用到挑选条件总结如下:

1. 电荷维度: Cluster 中每个条带上的 ADC 大于 30;
2. 空间维度: Cluster 内条带总数大于 1;
3. Cluster 挑选条件: 去除过阈值 Cluster;
4. Cluster 挑选条件: Cluster 中的 MaxADC 所在条带的左右两侧都表现出其单调性, 当 Cluster 中条带总数量为 2 时, 则为单调递增或递减;
5. 击中区域挑选条件: 选择 Layer1 和 Layer3 的击中区域范围。在 x 轴范围为  $30\text{mm} < x < 155\text{mm}$ , 在 y 轴范围为  $50\text{mm} < y < 135\text{mm}$ ;

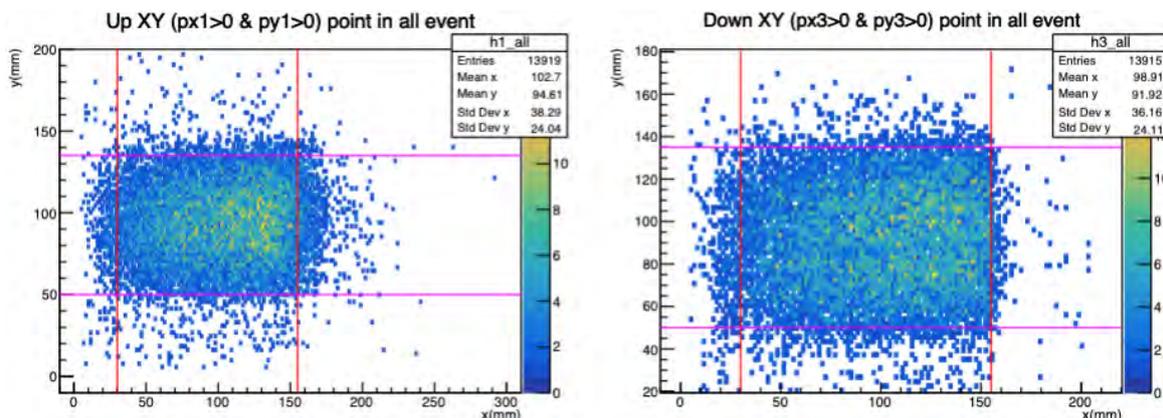


图 6.28: 击中区域的挑选:  $x$  轴范围为  $30\text{mm} < x < 155\text{mm}$ ,  $y$  轴范围为  $50\text{mm} < y < 135\text{mm}$

### 6.5.1 第二版样机测试结果

经过以上挑选条件后, 第二版样机探测器的探测效率结果如图6.29所示。图中横轴代表的是在第二层探测器中的测量值  $x_2$  与期望值  $x_{2\_proj}$  之间的差值, 其中  $x_{2\_proj}$  是由第一层和第三层探测器数据拟合得到的期望值,  $x_2$  是第二层探测器本身的测量值。

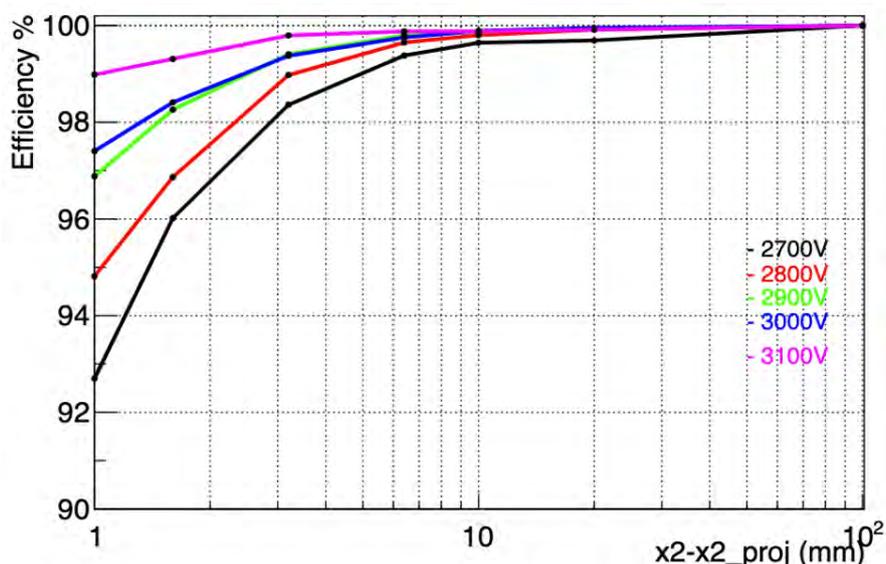


图 6.29: 探测效率随  $x_2 - x_{2\_proj}$  差值的分布。不同颜色的代表不同的工作高压, 高压测量范围为 2700V 到 3100V

结果表明, 在 2900V 饱和工作高压下, 探测效率接近 97%。在不限于期望值和测量值之间距离 (即差值大于 10mm) 的情况下, 电压范围在 2700V 至 3100V 之间的探测效率几乎接近 100%。然而, 当我们将二者的距离限制在 1mm 时, 不同的工

作电压对探测效率有明显影响，即探测效率随着高压的增大而增大。在较低的电压，如 2700V 时，探测效率高于 92%，而在较高电压，即 3100V 时，探测效率可以超过 99%。

探测效率随着测量高压的增高而增大的现象，主要是因为是在气体探测器中，丝室对信号的探测是基于入射带电粒子与气体原子的相互作用实现的。丝室内产生的原初电子-离子对在电场的作用下向阳极漂移，直到在阳极丝附近获得足够高的能量从而实现电子雪崩。但在低电场下，电场强度可能不足以使电子达到足够的能量去引发气体放电，这就会导致一些穿过气体的粒子并不产生可检测的信号，从而降低探测效率。而当施加的高压增大时，电场强度增强，使得电子获得更多能量，足以引发越来越多的二次电离，产生更强的信号可以被探测到。因此，即使是较低能量粒子穿过探测器，其产生的初级电子也可能导致可检测的电子雪崩。这样，更多的粒子被记录，探测效率也随之增加。

然而，这种效率的增加不是无限的，一旦高压达到一定程度，进一步增加高压不会显著提高效率，即探测效率接近饱和。同时，如果电压过高，探测器可能会遭受击穿放电，这会损害探测器并降低其性能。因此，必须仔细选择适当的工作电压，以优化探测效率，同时保持探测器的稳定性和寿命。

### 6.5.2 最终版 sTGC 探测器测试结果

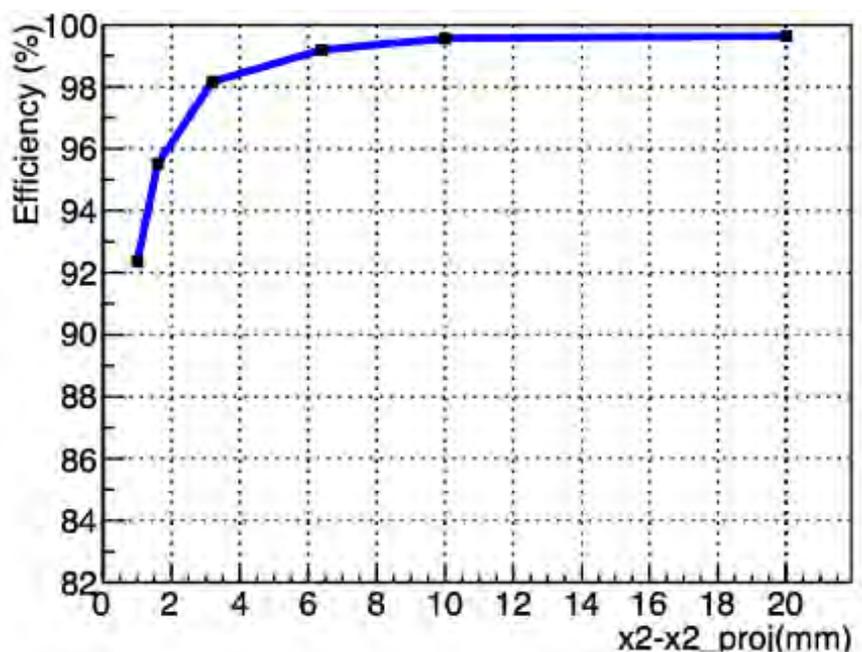


图 6.30: 使用 STAR TPX 电子学和适配板的情况下，五边形 sTGC 径迹探测器的探测效率高于 92%

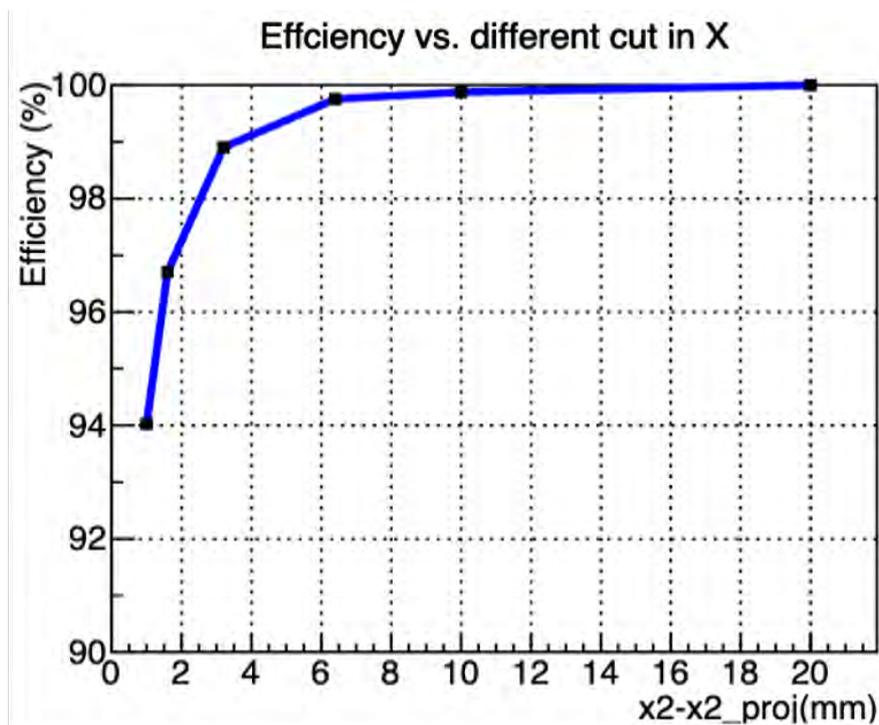


图 6.31: 进一步限制探测区域, 在 1mm 的限制条件下, 探测效率高于 94%

最终版五边形 sTGC 径迹探测器的测试结果如图6.30所示。图中展示的是探测效率随测量点与期望点差值 ( $x_2-x_{2\_proj}$ ) 的分布。结果表明, 当限制期望点与测量点之间的距离为在 1mm 以内时, 2900V 下的探测效率超过 92%。如图6.31所示, 当进一步限制击中点的范围限制后, 去除边缘区域的响应, 在使用适配板且 2900V 下的探测效率高于 94%。

相较于第二版样机探测器的探测效率, 五边形 sTGC 径迹探测器的探测效率降低的原因可能与适配板有关。因为适配板的引入增加了探测器的测量不确定性, 使得探测器在定位粒子击中位置时变得更模糊, 进而影响探测效率。适配板引起测量不确定性的原因主要是它容易受到外部环境的干扰, 尤其是较大的辐射或电子学噪声, 这可能导致电子学系统无法准确量化真实信号, 从而使其探测性能降低。

## 6.6 FTT 在 STAR 上的运行情况

目前 4 层 FTT 探测器已在 STAR 上正式运行并参与数据采集。如图6.32所示, 将每平面内的五边形 sTGC 模块在各象限内分别命名为: 第一象限 (Quad1) 为 A、第二象限 (Quad2) 为 B、第三象限 (Quad3) 为 C、第四象限 (Quad4) 为 D。如图6.33、6.34、6.35、6.36 以及6.37所示, 为 4 层 FTT 探测器在 pp200GeV 下的在线实验数据运行情况, 运行日期为 2024 年 5 月 17 日, 运行编号为 25138011。

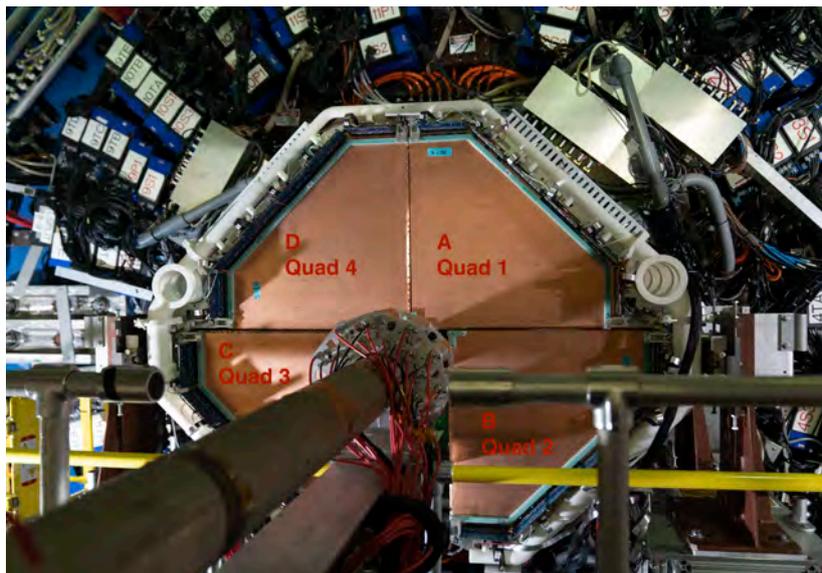


图 6.32: 每 4 个五边形 sTGC 模块组成一个平面, 分别命名为: A (第一象限 Quad1)、B (第二象限 Quad2)、C (第三象限 Quad3) 和 D (第四象限 Quad4)

图6.33a 展示的是, 每层 FTT 探测器的累计击中次数。图6.33b 为在平面内各象限 sTGC 模块的累计击中次数。图6.33c 为所使用的 96 块前端电子学板的累计击中次数, 每个平面内使用的前端电子学板的数量为 24, 共有 4 层, 即总数为 96 块。图6.33d 为所使用的 384 个 VMM 芯片上的累计击中次数, 每块前端电子学板上分布有 4 块 VMM 芯片, 因此每层 FTT 探测器所使用的芯片数量为 96 个, 4 层总共为 384 个芯片。图6.34展示的是 4 层平面内各象限 sTGC 模块的累计击中次数 QA 图, 2B 区域的探测器累计次数偏低的原因是个多个 VMM 芯片因损坏没有投入使用, 如图6.37b 所示。4C 区域的探测器累计击中次数偏高的原因为该测试区域部分 VMM 芯片对应的读出条受到较多的击中, 如图6.37d 所示。

图6.35所示的是 4 层 FTT 探测器中的第一层探测器的运行情况。图6.35a 为在该平面内与水平读出条组成单元室的  $45^\circ$  读出条, 在各区域内的累计击中次数; 图6.35b 为与垂直读出条组成单元室的  $45^\circ$  读出条的累计击中次数; 图6.35c 为该平面内水平读出条所在单元室的击中次数对比; 图6.35d 为该平面内垂直读出条所在单元室的击中次数对比。图6.36 展示的是 4 层 FTT 探测器上使用的所有 VMM 芯片的运行情况, 可已看出 Plane2 区域的探测器的部分 VMM 芯片因为损坏没有开启使用, Plane4 区域的部分芯片击中次数偏高, 是因为该芯片对应的读出条过热导致的。图6.37为各平面内所使用的 96 个 VMM 芯片累计击中次数分布图, 可详细查看每块 VMM 的运行情况。

FTT 探测器可稳定运行在 STAR 探测器上, 目前束流数据正在获取中。

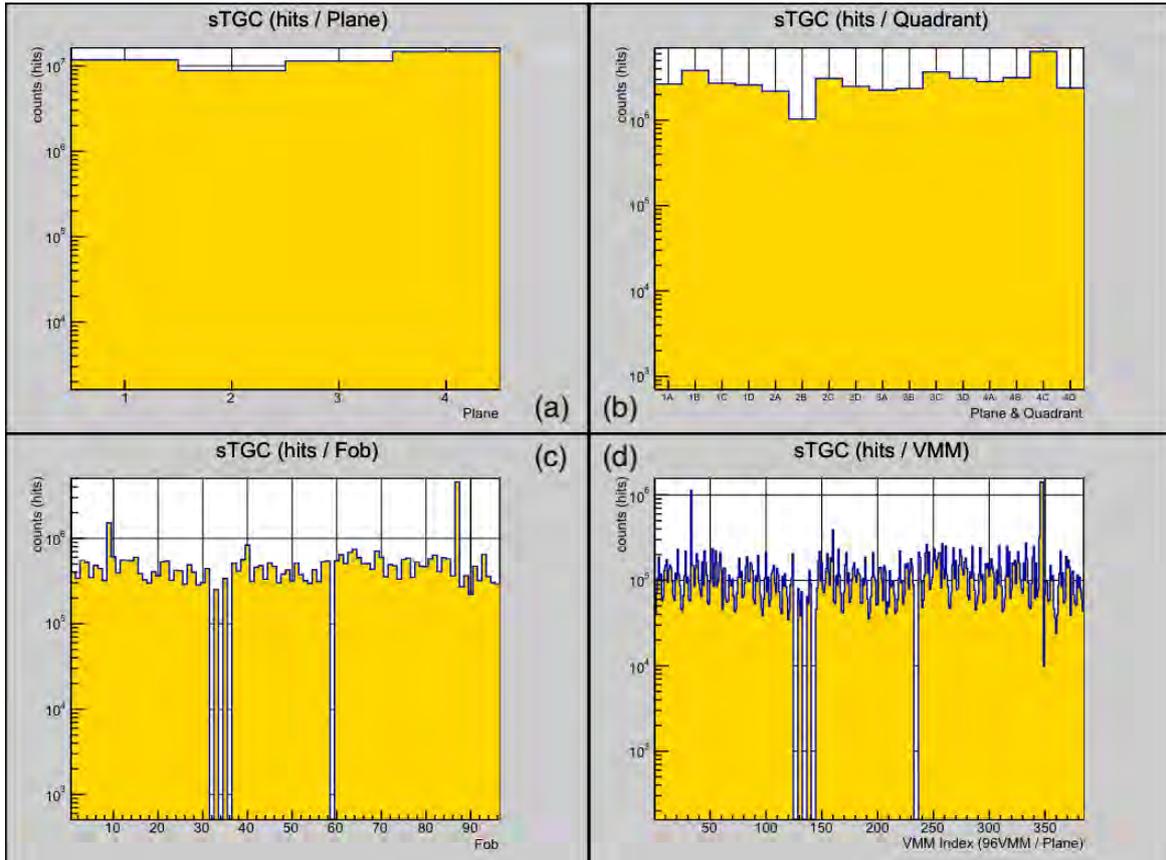


图 6.33: 图 (a) 为 4 层 FTT 探测器的累计击中次数; 图 (b) 为每个象限内的 sTGC 模块累计击中次数; 图 (c) 为使用的 96 块前端电子学板的累计击中次数; 图 (d) 为每个 VMM 芯片的累计击中次数, 共使用了 384 个 VMM 芯片

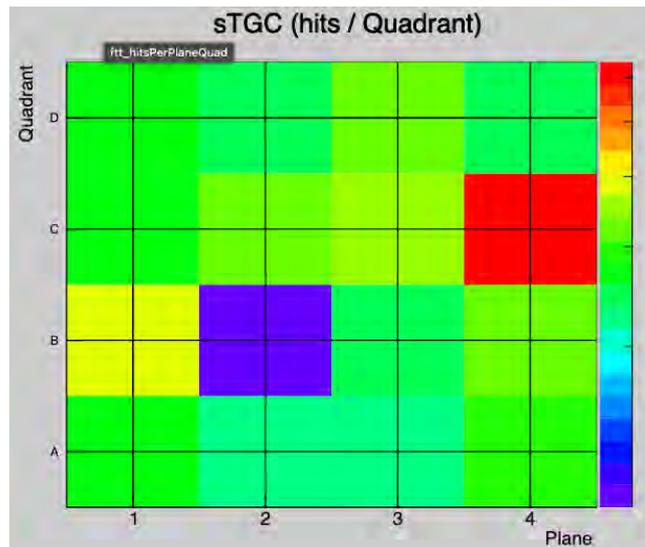


图 6.34: 4 层 FTT 探测器中每象限内的 sTGC 模块累计击中次数对比。2B 探测器击中次数偏低是因为部分 VMM 芯片受到损坏没有使用, 4C 探测器累计击中次数偏高是因为该区域 VMM 芯片对应的读出条受到较多击中

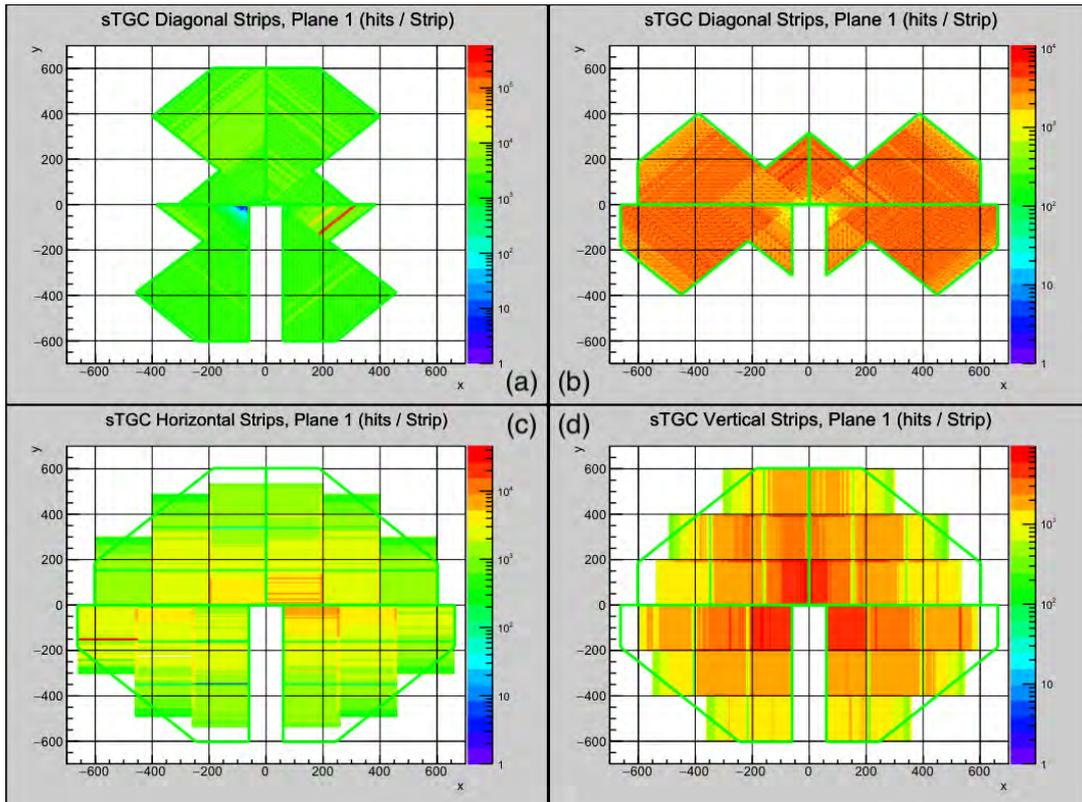


图 6.35: 第一层 FTT 探测器内部读出条累计击中次数对比。图 (a) 为在该平面内与水平读出条组成单元室的  $45^\circ$  读出条的累计击中次数；图 (b) 为与垂直读出条组成单元室的  $45^\circ$  读出条的累计击中次数；图 (c) 为该平面内水平读出条所在单元室的击中次数对比；图 (d) 为该平面内垂直读出条所在单元室的击中次数对比

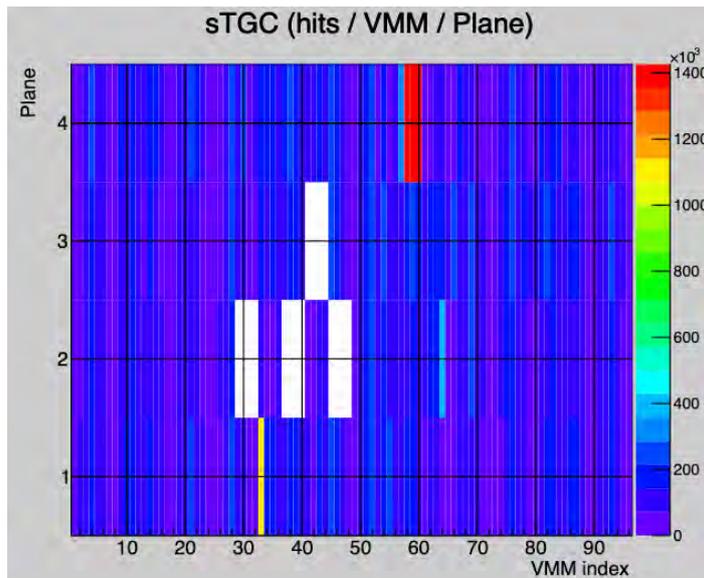


图 6.36: 4 层 FTT 探测器所使用的 VMM 芯片累计击中次数对比，每层 FTT 探测器使用 96 个 VMM 芯片

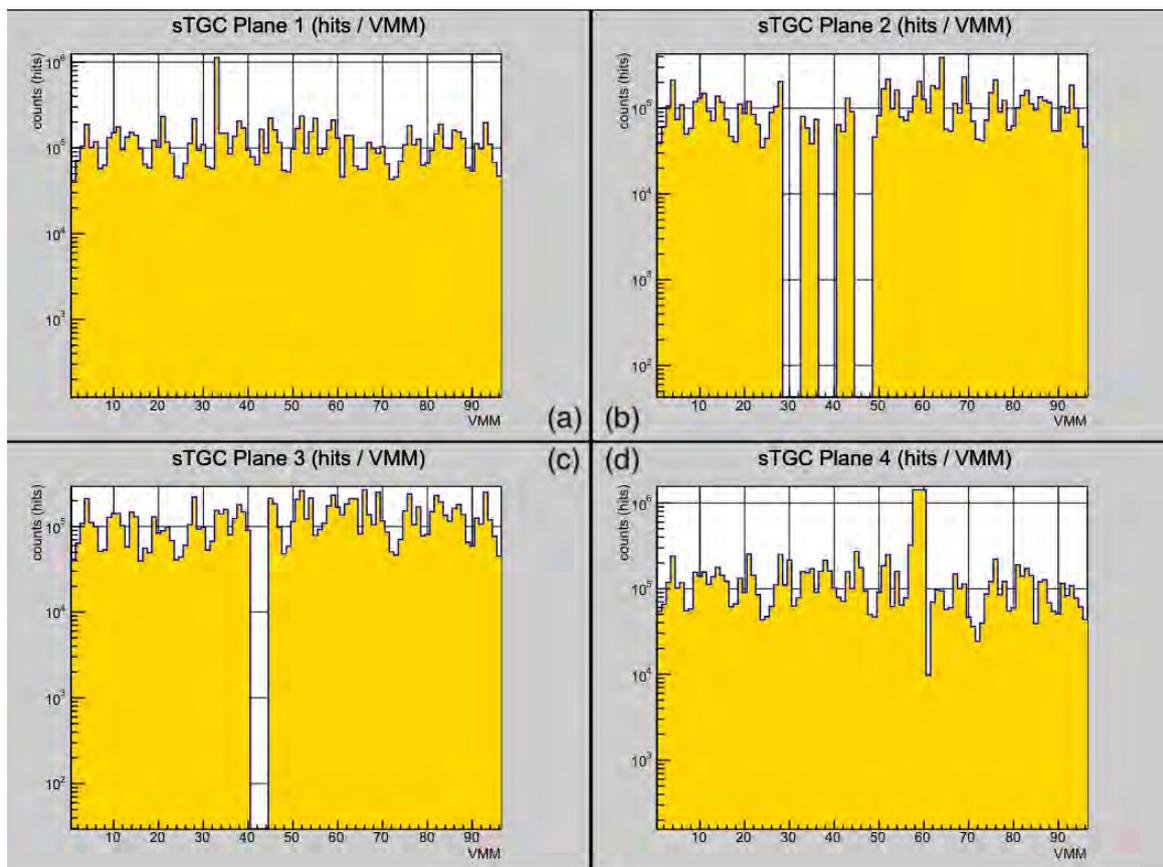


图 6.37: (a) 第一层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数; (b) 第二层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数; (c) 第三层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数; (d) 第四层 FTT 探测器的 96 个 VMM 芯片累计击中次数



## 第七章 总结与展望

本论文主要介绍了为研究核子自旋结构和高温高密核物质中的一些重要的物理课题，STAR 决定对其前向快度区间  $2.5 < \eta < 4$  的探测器进行升级。此次升级将为 STAR 提供新的探测能力，可实现以上物理课题中重要观测量的测量。STAR 前向探测器升级主要包括前向量能器系统的升级和前向径迹系统的升级。其中对前向径迹系统的要求是，它应该能够测量横动量为  $0.2 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$  的带电粒子并且动量分辨率为 20%~30%，还需要能够区分带电粒子的电荷符号。前向径迹系统与前向量能器系统结合还能实现光子和电子的鉴别。

为满足前向径迹系统的测量要求，山东大学于 2018 年提出使用微条窄隙室探测器技术，并最终通过了合作组的一致审核。本文所介绍的内容主要涉及到的是前向径迹系统中前向 sTGC 径迹探测器 (FTT) 的升级。作为前向径迹系统中的一部分，FTT 需要提供 4 个径迹点，且其位置分辨率要小于  $200 \mu\text{m}$ ，并需要做到在前向快度区间  $2.5 < \eta < 4$  的大面积覆盖，同时在结构上 FTT 探测器要与 STAR pole tip 端盖空间匹配。此外，为了抑制多重散射和光转换背景，探测器所使用的材料应尽量少。

在 FTT 研制项目中，山东大学主要负责的是探测器的研制工作，主要包括 sTGC 径迹探测器的设计、批量制作、质量监控以及性能测试等工作。中国科学技术大学主要负责 VMM3a 电子学的研制和生产。BNL 负责最终的组装，包括冷却系统、气体系统以及电子学系统等。之所以选择 sTGC 探测器是因为它具有以下优点：1. 气体探测器成本低；2. 具有较高的位置分辨率和探测效率；3. 气体探测器具有灵活且可调节的尺寸和形状，可满足我们在有限空间内的大面积覆盖；4. 山东大学具有丝室的研制经验，具有 sTGC 探测器研制的优势。因此综合以上几个方面，最终选择使用 sTGC 气体探测器技术来完成该升级任务。

在 FTT 设计和研制过程中，一共设计并制作了三种版本的 sTGC 样机，最终设计的五边形 sTGC 径迹探测器能解决所有难点，主要为：

- 难点一：FTT 探测器需提供二维坐标的读出。因为在材料有限以及读出条通道有限的情况下，组成 FTT 探测器的两个单元室（分别提供 x 和 y 方向的坐标）结构上要保持一定的翻转对称，如此才使得其中一个单元室翻转  $180^\circ$  后仍能与另一个单元室组成 FTT 模块。最终的解决方案是，我们将探测器的几何结构设计为五边形，这种多边形的结构可以解决翻转对称的要求。
- 难点二：FTT 探测器需具有排除虚假击中点的能力。在五边形单元室的基础上，我们通过将单元室中的一侧阴极板设计有  $45^\circ$  读出条，从而使 FTT 探测器具有排除假击中点的能力，且斜条可覆盖整个探测器。

- 难点三：FTT 探测器设计安装在 STAR pole tip 端盖内，由于安装位置孔径内壁的限制，可用空间非常有限（详情参考第四章）。为了在有限空间内实现速度区间  $2.5 < \eta < 4$  的大面积覆盖，我们选择了五边形的设计方案。这种五边形的结构能最大限度的实现速度覆盖。在电子学设计方面，为了适应有限的安装空间并考虑到 VMM3a 电子学的特性，特别是其相邻通道强制读出的功能，我们对探测器的读出通道进行了特殊走线设计。使得电子学能适配探测器的正面插入和反面插入的同时，还能保证探测器的相邻读出通道次序与电子学的相邻通道次序相匹配。最终我们将探测器的读出通道设计为“Z”字形走线，且每四个通道为一组进行布线，来解决以上问题。

在 FTT 设计和研制过程中，本人的主要贡献如下：

- 样机的设计环节：在最终版样机的设计过程中，对探测器的通道读出方案进行设计；同时，对探测器的各种接地方案进行了测试，给出了最佳的接地设计方案。
- 丝室模拟环节：基于 STAR 考虑使用不同的工作气体，本人独自完成了基于 Garfield++ 软件包的模拟工作（详情参考第三章）。首先，进行了气体性质的模拟，主要包括电子在电场下的漂移和扩散、电子吸附系数和 Townsend 系数的模拟。其次，使用 Garfield++ 结构函数和电场模拟函数生成 sTGC 丝室的几何结构并计算相应的电场，并给出电场强度随着远离阳极丝距离的分布关系。同时，模拟了带电粒子在 sTGC 丝室内的电子雪崩过程，并生成雪崩过程电子的漂移径迹，以及在不同混合气体下气体增益随工作高压的分布。基于模拟和 BNL 束流测试结果，最终选择的工作气体为 45% n-pentane+ 55% CO<sub>2</sub>。
- 批量制作环节：全程参与了第二个版本样机和最终版五边形探测器的制作过程，并同时负责高压漏电流质量监控测试。为了保证 sTGC 的制作质量，参与制定了一套详尽的制作流程和严格的制作标准。高压漏电流测试是批量生产环节中主要的质量监控手段，测试结果显示批量研制的探测器在几何均匀性、工作稳定性等方面满足要求。
- 新的气体系统：基于传统冒泡气体系统配比不精确且存在安全隐患。本人参与研制了一套新的气体系统-CEM 气液混合蒸发气体系统，主要包括 CEM 气体系统的搭建和配置工作。该气体系统最终得到 STAR 的认可，并在 BNL 中得到应用。
- 性能测试环节：独自设计并搭建了一套基于宇宙线的性能测试系统，主要包括：测试方案的设计、测试系统搭建以及测试数据的分析等工作。第二版样机的位置分辨率为 128 $\mu$ m，探测效率为 97%。最终版五边形 sTGC 径迹探测器在使用

适配板的情况下，位置分辨率为  $170\mu\text{m}$ ，探测效率为 94%，以上性能测试结果满足 STAR FTT 探测器的设计要求。

山东大学 STAR 组按时完成了五边形 sTGC 探测器的批量生产工作，共研制了 25 个五边形模块，其中 19 个模块已于 2021 年 7 月全部运抵美国布鲁克海文国家实验室，16 个模块已经成功安装在 STAR 探测器上，已从 2022 年开始参与取数。

sTGC 探测器不仅在 STAR 探测器上得到应用，还被布鲁克海文国家实验室(BNL)提议在未来的电子-离子对撞机 (EIC) 上继续使用。目前在 STAR 上的运行相当于为 EIC 的研发做预研工作。





## 致谢

首先感谢我的博士生导师杨驰教授，感谢您为我提供的科研机会和平台，感谢您在学业上给予的帮助和指导。同时也要感谢杨钱老师给予的相关指导和帮助，近五年的实验室的实验经验不仅丰富了自己的专业知识，更是锻炼了自己的动手和组织能力。

感谢实验室的李长裕老师和张圣国老师在实验上的帮助和指导。正是由于您的帮助，使我切身感受到作为实验室大家庭的一份子，应该本着严谨认真和勤奋踏实的态度进行实验工作，在此表示无比真诚的感谢。

感谢山大的 STAR 实验组各位老师，感谢许长补老师、徐庆华老师、易立老师、陈震宇老师、张金龙老师、林挺老师、熊伟志老师、聂茂武老师、杨钱老师，感谢他们在组会上对我科研工作做出的大量指导和建议。

感谢山大 STAR 实验组的各位同学：王帅、孔凡刚、苟兴瑞、王桢、陈佳、李长丰、许一可、纪赵惠子、闫高国、于毅、何杨、孙川、张晴、王晓凤、王永红、高涛亚、张梦雪、张宜新、汪杰克、沈丹丹、包贤文等帮助。

最后感谢我的家人和陪伴我五年的男朋友，是他们一直作为我最强大的后盾支持我的学业和生活。一直陪伴着我。感谢父母多年的关爱、宽容和理解，更感谢他们背后不计较的付出，祝他们身体健康，心情愉快!

史迎迎



## 攻读博士学位期间发表的论文及其他成果

### 会议论文:

1. Shi, Y. and Yang, C et al. "The sTGC prototyping and performance test for the STAR forward upgrade". JINST 15 (2020) 09, C09021. doi: 10.1088/1748-0221/15/09/C09021

### 口头报告:

1. Forward sTGC Tracker Upgrade for the RHIC-STAR experiment, 第十七届全国核物理大会, 中国武汉, 2019/10/8 -2019/10/12, 国内学术会议
2. Forward sTGC Tracker Prototyping and Testing for the STAR Upgrade, The 2020 Fall Meeting of the Division of Nuclear Physics of the American Physical Society (DNP 2020), 线上报告, 2020/10/29 -2020/22/1, 国际学术会议

### 墙报:

1. The sTGC prototyping and performance test for the STAR forward upgrade, Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR2020), 俄罗斯新西伯利亚, 2020/2/24 - 2020/2/28, 国际学术会议
2. RHIC-STAR 升级中前向微条窄隙室径迹探测器的研制, 第十九届全国中高能核物理大会暨第十三届全国中高能核物理专题研讨会, 中国广州, 2023/5/6-2023/5/10, 国内学术会议

### 所获奖项:

1. RHIC/AGS Merit Awards



## 参考文献

- [1] M. Gell-Mann. The eightfold way: A theory of strong interaction symmetry[EB/OL]. 1961. <https://www.osti.gov/biblio/4008239>.
- [2] 黄旭光, 庄鹏飞. 一种新的物质形态——夸克胶子等离子体[J]. 物理, 2017, 46(5): 273-280.
- [3] 马余刚. 李政道与重离子碰撞物理[J]. 现代物理知识, 2021, 33(Z1): 38-44.
- [4] Politzer, H. David. Reliable perturbative results for strong interactions[J]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 1346-1349.
- [5] I. Arsene, I.G. Bearden, et al. Quark-gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment[J/OL]. Nuclear Physics A, 2005, 757(1-2): 1-27. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130>.
- [6] L. P. Csernai. Introduction to relativistic heavy ion collisions[M]. 1994.
- [7] K. Fukushima, T. Hatsuda. The phase diagram of dense QCD[J]. Rept. Prog. Phys., 2011, 74: 014001.
- [8] Grazyna Odyniec. Beam Energy Scan Program at RHIC (BES I and BES II) – Probing QCD Phase Diagram with Heavy-Ion Collisions[J]. PoS, 2019, CORFU2018: 151.
- [9] H. Hahn, et al. The RHIC design overview[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 499: 245-263.
- [10] W.T. Weng, J. Alessi, D. Beavis. Design of the bnl super neutrino beam facility[EB/OL]. 2004. <https://www.osti.gov/biblio/15007454>.
- [11] M. Vretenar. Linear accelerators[M/OL]. CERN, 2013. <http://cds.cern.ch/record/1536738>.
- [12] M. Schmidt, A.Thorn, G. Zschornacka. Electron beam ion sources[M/OL]. CERN, 2014. <http://cds.cern.ch/record/1965922>.
- [13] W. Joho, M. Muñoz, A. Streun. The SLS booster synchrotron[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2006, 562(1): 1-11. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206002245>.
- [14] M. Diwan. AGS super neutrino beam facility accelerator and target system design (Neutrino Working Group Report-II)[Z]. 2003. arXiv: [hep-ex/0305105](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0305105).
- [15] M. E. Beddo, et al. STAR: Conceptual design report for the Solenoidal Tracker at RHIC[M]. 1992.
- [16] K. H. Ackermann, et al. STAR detector overview[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 499: 624-632.
- [17] M. Anderson, et al. The STAR time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 499: 659-678.
- [18] F.W. Shen, et al. MWPC prototyping and performance test for the STAR inner TPC upgrade [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2018, 896: 90-95. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2018.04.019>.
- [19] W.J. Llope, F. Geurts, et al. The TOFP/pVPD time-of-flight system for STAR[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2004, 522(3): 252-273. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.414>.
- [20] Y. Wang, et al. Production and quality control of STAR-TOF MRPC[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2010, 613: 200-206.
- [21] The STAR TOF collaboration. The STAR TOF collaboration, Technical design update to proposal for a large area time of flight system for STAR[M]. 2004.
- [22] 赵艳娥. 新型粒子探测器—多气隙电阻板室的性能研究[D]. 中国科学技术大学, 2007.

- [23] C. Yang, X.J. Huang, et al. Calibration and performance of the STAR Muon Telescope Detector using cosmic rays[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2014, 762: 1–6. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.05.075>.
- [24] L. Ruan, G. Lin, et al. Perspectives of a mid-rapidity dimuon program at the RHIC: a novel and compact muon telescope detector[J/OL]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2009, 36(9): 095001. <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/36/9/095001>.
- [25] T.C. Huang, R. Ma, et al. Muon identification with Muon Telescope Detector at the STAR experiment[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2016, 833: 88–93. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2016.07.024>.
- [26] Y. Shi, C. Yang, et al. The sTGC prototyping and performance test for the STAR forward upgrade[J]. JINST, 2020, 15(09): C09021.
- [27] M. Beddo, E. Bielick, et al. The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 499(2): 725-739. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202019708>.
- [28] Prashanth Shanmuganathan. An Improved Event Plane Detector for the STAR Experiment[J]. PoS, 2018, CPOD2017: 066.
- [29] J. Adams, A. Ewigleben, et al. The STAR event plane detector[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2020, 968: 163970. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2020.163970>.
- [30] O.D. Tsai, E. Aschenauer, et al. Development of a forward calorimeter system for the STAR experiment[J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2015, 587(1): 012053. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/587/1/012053>.
- [31] R. Brown, A. Etkin, et al. The STAR detector magnet subsystem[EB/OL]. 1997. <https://www.osti.gov/biblio/794837>.
- [32] 沈付旺. STAR 实验时间投影室内扇区升级中读出丝室的研制及性能测试[D]. 山东大学, 2018.
- [33] 谢一冈. 粒子探测器与数据获取[M]. 科学出版社, 2003.
- [34] The STAR collaboration. The STAR Forward Calorimeter System and Forward Tracking System: STAR Note 0648[M]. 2018.
- [35] W.J. Llope, J. Zhou, et al. The STAR Vertex Position Detector[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2014, 759: 23–28. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.04.080>.
- [36] Ani Aprahamian, et al. Reaching for the Horizon: The 2015 Long Range Plan for Nuclear Science[EB/OL]. 2015. <https://www.osti.gov/biblio/1296778>.
- [37] The STAR collaboration. The STAR Beam Use Request for Run-21, Run-22 and data taking in 2023-25: STAR Note SN0755[M]. 2020.
- [38] Z.T. Liang, X.N. Wang. Globally polarized Quark-Gluon Plasma in non-central A+A collisions [J/OL]. Physical Review Letters, 2005, 94(10). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.102301>.
- [39] 阮丽娟. 夸克物质中的超子整体极化与矢量介子自旋排列[J]. 物理学报, 2023, 72(11): 91-96.
- [40] 苟兴瑞. RHIC-STAR 实验上 200 GeV 铅核-铅核和钕核-钕核碰撞中超子整体极化和局域极化测量[D]. 山东大学, 2024.
- [41] M. Tanabashi, K. Hagiwara. Review of particle physics[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98: 030001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.

- [42] Donald E. Groom, Nikolai V. Mokhov, et al. Muon stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV[J/OL]. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2001, 78(2): 183-356. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X01908617>.
- [43] F. Sauli. *Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology: Gaseous radiation detectors*[M]. Cambridge University Press, 2014.
- [44] I.B. Smirnov. Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases[J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2005, 554(1): 474-493. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205016724>.
- [45] C.T.R. Wilson. On a method of making visible the paths of ionising particles through a gas[J]. *Proc. R. Soc. Lond.*, 1911, A(85): 285-288.
- [46] Carl M. York. *Cloud chambers*[M/OL]. Springer Berlin Heidelberg, 1958: 260-313. [https://doi.org/10.1007/978-3-642-45903-0\\_6](https://doi.org/10.1007/978-3-642-45903-0_6).
- [47] 克劳斯·格鲁彭, 鲍里斯·施瓦兹. 粒子探测器[M]. 中国科学技术大学出版社, 2015: 130-140.
- [48] D. H. Perkins. Cosmic ray work with wmuons in the 40's and 50's[C]//2nd International Symposium on the History of Particle Physics: Pions to Quarks. 1985: 89-110.
- [49] J. Sacton. *The emulsion technique and its continued Use*[M]. 1993.
- [50] Cecil Powell. Cecil powell: fragments of autobiography[M/OL]. 1987. <https://www.bristol.ac.uk/physics/media/histories/12-powell.pdf>.
- [51] D.A. Glaser. Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids[J/OL]. *Physical Review (U.S.) Superseded in part by Phys. Rev. A, Phys. Rev. B: Solid State, Phys. Rev. C, and Phys. Rev. D*, 1952, Vol: 87. <https://www.osti.gov/biblio/4397331>.
- [52] W.J. Bolte, J.I. Collar, et al. A bubble chamber for dark matter detection (the COUPP project status)[J/OL]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2006, 39(1): 126. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/39/1/027>.
- [53] H. Bingham, J. Lys, et al. Holography of particle tracks in the Fermilab 15-foot bubble chamber [J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 1990, 297(3): 364-389. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900290913197>.
- [54] J. Townsend. The theory of ionisation of gases by collision[J/OL]. *Nature*, 1911, 85(2152): 400-401. <https://doi.org/10.1038/085400b0>.
- [55] Rutherford, H. Geiger. An electrical method of counting the number of alpha particles from radio-active substances[J/OL]. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 1908, 81: 141-161. <https://doi.org/10.1098/rspa.1908.0065>.
- [56] F. Sauli. *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*[M]. 1977.
- [57] H. Geiger, W. Müller. Das elektronenzählrohr[J]. *Physikalische Zeitschrift*, 1928, 29: 839.
- [58] Dougsim. Spread of avalanches in G-M tube[EB/OL]. (2012). [https://de.m.wikibooks.org/wiki/Datei:Spread\\_of\\_avalanches\\_in\\_G-M\\_tube.jpg](https://de.m.wikibooks.org/wiki/Datei:Spread_of_avalanches_in_G-M_tube.jpg).
- [59] Werner Riegler. *Particle physics instrumentation*[M/OL]. CERN, 2014. <http://cds.cern.ch/record/1712874>.
- [60] Dubna:Self-quenching streamers revisited[J]. *CERN-Courier*, 1981, 21(8): 358.
- [61] G. Charpak, D. Rahm, et al. Some developments in the operation of multiwire proportional chambers[J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth.*, 1970, 80(1): 13-34. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X70902934>.

- [62] R. Bouclier, G. Charpak, et al. Investigation of some properties of multiwire proportional chambers[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1970, 88(1): 149-161. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X70908724>.
- [63] G. Charpak, F. Sauli. High-accuracy, two-dimensional read-out in multiwire proportional chambers[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1973, 113(3): 381-385. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X7390503X>.
- [64] G. Charpak, A. Jeavons, et al. High-accuracy measurements of the centre of gravity of avalanches in proportional chambers[M]. 1973.
- [65] G. Charpak, R. Bouclier, et al. The Use of Multiwire Proportional Counters to Select and Localize Charged Particles[J]. Nucl. Instrum. Meth., 1968, 62: 262-268.
- [66] G. Charpak, R. Bouclier, et al. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1968, 62(3): 262-268. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X68903716>.
- [67] F. Sauli. Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications[M/OL]. Cambridge University Press, 2015. <https://library.oapen.org/handle/20.500.12657/59221>.
- [68] S. Majewski, G. Charpak. A thin multiwire chamber operating in the high multiplication modes-preliminary results[J]. EP Internal report 82-02, CERN, 1982.
- [69] S. Dado, J. Goldberg, et al. A new high gain thin gap detector for the opal hadron calorimeter [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1986, 252(2): 511-516. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900286912325>.
- [70] S. Majewski, G. Charpak, et al. A thin multiwire chamber operating in the high multiplication mode[J]. Nucl. Instrum. Meth., 1983, 217: 265-271.
- [71] Koichi Nagai. Thin gap chambers in ATLAS[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1996, 384(1): 219-221. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296010650>.
- [72] ATLAS Collaboration. Technical design report. atlas: ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report[M/OL]. CERN, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331068>.
- [73] A. Breskin, G. Charpak, et al. High-accuracy, bidimensional read-out of proportional chambers with short resolution times[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1977, 143(1): 29-39. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X77903275>.
- [74] R. Keyes, K.A. Johnson, et al. Development and characterisation of a gas system and its associated slow-control system for an ATLAS small-strip thin gap chamber testing facility[J/OL]. Journal of Instrumentation, 2017, 12(04): P04027–P04027. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/04/P04027>.
- [75] Adrian Bejan. Advanced Engineering Thermodynamics[M]. John Wiley and Sons, Inc., 2016.
- [76] G. Bella, J. Cohen, et al. Development of calorimeters using thin chambers operating in a high gain mode[J]. Nucl. Instrum. Meth., 1986, 252(2): 503-510.
- [77] G. Battistoni, E. Iarocci, et al. Detection of induced pulses in proportional wire devices with resistive cathodes[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1978, 152(2): 423-430. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X78900411>.
- [78] G. Battistoni, U. Denni, et al. Resistive cathode detectors with bidimensional strip readout: Tubes and drift chambers[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1980, 176(1): 297-303. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X8090720X>.

- [79] G. Battistoni, P. Campana, et al. Resistive cathode transparency[J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1982, 202(3): 459-464. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508782905403>.
- [80] V. Smakhtin, G. Mikenberg, et al. Thin Gap Chamber upgrade for SLHC: Position resolution in a test beam[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2009, 598: 196-200.
- [81] T. Kawamoto. ATLAS New small whell Technical design report[M/OL]. 2013. <https://cds.cern.ch/record/1552862/files/ATLAS-TDR-020.pdf>.
- [82] H. Schindler. Garfield++ user guide[M/OL]. 2024. <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/documentation/UserGuide.pdf>.
- [83] H.W. Ellis, R.Y. Pai, et al. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range[J/OL]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, 17(3): 177-210. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0092640X76900012>.
- [84] H.W. Ellis, E.W. McDaniel, et al. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. Part II[J/OL]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1978, 22(3): 179-217. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0092640X78900141>.
- [85] H.W. Ellis, E.W. McDaniel, et al. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. Part III[J/OL]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1984, 31(1): 113-151. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0092640X84900184>.
- [86] L.A. Viehland, E.A. Mason. Transport Properties of Gaseous Ions over a Wide Energy Range, IV[J/OL]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1995, 60(1): 37-95. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X85710042>.
- [87] Earl Wadsworth McDaniel, Edward A. Mason. The mobility and diffusion of ions in gases [C/OL]//John Wiley and Sons, 1973. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:94411004>.
- [88] K. T. Compton. On the motions of electrons in gases[J/OL]. Phys. Rev., 1923, 22: 333-346. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.22.333>.
- [89] F. Llewellyn Jones. Electrons in gases[J/OL]. Nature, 1948, 162(4112): 276. <https://doi.org/10.1038/162276a0>.
- [90] 王桢. RHIC 上 STAR 实验中 54.4 GeV 金核-金核对撞中的单举正负电子对产生[D]. 山东大学, 2023.
- [91] Y. Arai, M. Asai, et al. Timing optimization of thin gap chambers for the use in the ATLAS muon endcap trigger[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1995, 367(1): 398-401. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900295005323>.
- [92] CERN. ATLAS NSW electronics specifications[M/OL]. 2017. <https://redmine.jlab.org/attachments/download/954/vmm3a.pdf>.
- [93] Bronkhorst. Instruction Manual Controlled Evaporator and Mixer (CEM)[M/OL]. 2003. [https://www.bronkhorst.com/getmedia/d67fe4d8-8859-4df8-b244-572490938172/917010-manual\\_cem\\_controlled\\_evaporator\\_and\\_mixer](https://www.bronkhorst.com/getmedia/d67fe4d8-8859-4df8-b244-572490938172/917010-manual_cem_controlled_evaporator_and_mixer).
- [94] Bronkhorst. Instruction manual mass flow / pressure meters and controllers for gases and liquids [M/OL]. 2011. <https://swansonflo.com/images/swansonflo/PDF/Manual-for-Bronkhorst-Mass-Flow-Pressure-Meters-and-Controllers-for-Gases-and-Liquids.pdf>.
- [95] K.A. Filippov, S.P. Konovalov, et al. Gas mixtures for quality control of the sTGC chambers [J/OL]. Journal of Physics: Conference Series, 2016, 675(1): 012024. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/675/1/012024>.

- [96] P. Teterin, S. Bressler, et al. The X-ray scanning technique application for sTGC detectors quality control[J/OL]. *Journal of Instrumentation*, 2020, 15(08): C08008. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/15/08/C08008>.
- [97] V.O. Tikhomirov, K.A. Filippov, et al. Visualization tool for X-ray scanner for sTGC detector production quality control[J/OL]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 675(1): 012018. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/675/1/012018>.
- [98] Ametek. Mini-X2 X-Ray tube[EB/OL]. <https://www.amptek.com/products/mini-x2-x-ray-tube>.
- [99] 武汉亚为电子科技有限公司. YAV 16AD 串口工业级模拟量信号采集卡技术手册[EB/OL]. [http://ftp.yav123.com/2.YMS\\_Serial\\_DMA/1.Hardware\\_Specification/Technical\\_Manual\\_of\\_16AD\\_based\\_on\\_YAV\\_Serial\\_Port\\_DAM7632.pdf](http://ftp.yav123.com/2.YMS_Serial_DMA/1.Hardware_Specification/Technical_Manual_of_16AD_based_on_YAV_Serial_Port_DAM7632.pdf).
- [100] R.K. Adair, H. Kasha. Cosmic-ray muons[J]. *Muon physics*, 1975: 323.
- [101] G. Bonomi, P. Checchia, et al. Applications of cosmic-ray muons[J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2020, 112: 103768.
- [102] J. Landgraf, M. LeVine. Proposal for the TPC electronics and data acquisition upgrade for STAR "DAQ1000"[M/OL]. 2005. <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/future/proposals/daq1000-3-22-2005.pdf>.
- [103] M. Anderson, F. Bieser, et al. A readout system for the STAR time projection chamber[J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2003, 499(2-3): 679-691. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01965-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01965-4).
- [104] CERN. ALICE TPC readout chip user manual[M/OL]. 2002. [https://ep-ed-alice-tpc.web.cern.ch/doc/ALTRO\\_CHIP/UserManual\\_draft\\_02.pdf](https://ep-ed-alice-tpc.web.cern.ch/doc/ALTRO_CHIP/UserManual_draft_02.pdf).
- [105] H.K. Soltveit, J. Stachel, et al. The PreAmplifier ShAper for the ALICE TPC detector[J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2012, 676: 106-119. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2012.02.012>.
- [106] ALICE TPC Collaboration. ALICE TPC electronics - charge sensitive shaping amplifier (PASA) technical specifications[M]. 2003.
- [107] R. Esteve Bosch, A. Jimenez de Parga, et al. The ALTRO chip: A 16-channel A/D converter and digital processor for gas detectors[J]. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2003, 50: 2460-2469.
- [108] Jeff Landgraf. ALTRO setup for STAR TPC[M/OL]. 2005. <https://www.star.bnl.gov/public/daq/DAQ1000/altro/ALTROsetup.pdf>.
- [109] Bernardo Mota, Joachim Bächler, et al. Performance of the ALTRO chip on data acquired on an ALICE TPC prototype[J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2004, 535(1): 500-505. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204017164>.
- [110] R.A. Scheetz, M.J. LeVine. STAR DAQ 1000 readout board prototype user's manual[M/OL]. 2005. [https://www.star.bnl.gov/public/daq/DAQ1000/ppRDO/STAR\\_DAQ\\_1000\\_RDO\\_prototype.pdf](https://www.star.bnl.gov/public/daq/DAQ1000/ppRDO/STAR_DAQ_1000_RDO_prototype.pdf).
- [111] V. Lindenstruth. Trigger/Clock distribution tree[M]. 1996.
- [112] Bob Scheetz. STAR TCDs (2007 TPC version) user manual[M]. 2008.
- [113] George Iakovidis. VMM3a, an ASIC for tracking detectors[J/OL]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2020, 1498(1): 012051. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1498/1/012051>.
- [114] T. Alexopoulos, D. Antrim, et al. The VMM readout system[J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2020, 955: 163306. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219315529>.
- [115] 周爽. STAR STGC 探测器系统研究[D]. 中国科学技术大学, 2021.

- [116] A.I. Mincer, N.Z. Lupu, et al. Calculation of pad cross-talk in a thin-gap multiwire detector with pad readout[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1998, 404(1): 41-50. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900297010693>.
- [117] John Oliver. ATLAS Muon New Small Wheel Grounding, Power and Interconnect Guidelines and Policies[R/OL]. Geneva: CERN, 2023. <https://cds.cern.ch/record/2852089>.
- [118] W. Riegler. Crosstalk, cathode structure and electrical parameters of the MWPCs for the LHCb muon system[R/OL]. Geneva: CERN, 2000. <https://cds.cern.ch/record/681187>.
- [119] M. Anelli, et al. Test of MWPC prototypes for region 3 of station 3 of the LHCb muon system [M]. 2004.
- [120] Gene Edward Van Buren. A search for strange quark matter in the -0.75T field setting of E864 [D]. Massachusetts Institute of Technology, 1993.

### 学位论文评阅及答辩情况表

论文评阅人		姓名	专业技术 职 务	是否博导 (硕导)	所 在 单 位	总体评价	
		匿名评阅					良好
		匿名评阅					优秀
		匿名评阅					良好
答辩委员会成员		姓名	专业技术 职 务	是否博导 (硕导)	所 在 单 位		
		主席	李澄	教授	博导	中国科学技术大学	
		委 员	邢宏喜	研究员	博导	华南师范大学	
			赵宇翔	研究员	博导	中国科学院近代物理研究所	
			陈震宇	教授	博导	山东大学前沿交叉科学青岛 研究院	
			冯存峰	教授	博导	山东大学前沿交叉科学青岛 研究院	
			林挺	研究员	博导	山东大学前沿交叉科学青岛 研究院	
			徐庆华	教授	博导	山东大学前沿交叉科学青岛 研究院	
答辩委员会对论文的 总体评价			优秀	答辩秘书		答辩日期	
备注							

2024.5.2  
2