



# 利用 PandaX-4T 探测器寻找费米 暗物质吸收信号

姓 名: 顾琳慧

学 号: 017072910015

导 师: 周宁

学 院: 物理与天文学院

学科/专业名称:物理

申请学位层次:博士

2022年11月



## A Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University for Master/Doctoral Degree

# Search for Fermionic Dark Matter Absorption Signal with PandaX-4T Detector

Author: Linhui Gu

Supervisor: Ning Zhou

School of Physics and Astronomy Shanghai Jiao Tong University Shanghai, P.R.China November 2nd, 2022



## 摘要

暗物质(Dark Matter,DM)是当今物理学最关注的课题之一。目前,多个宇宙学和天文学观测证据表明了暗物质的存在,但其真面目至今依然未能揭晓。物理学家们提出了很多暗物质模型与假设,比如大质量弱相互作用粒子(Weakly Interacting Massive Particle,WIMP),轴子(Axion),惰性中微子(Sterile Neutrino)等。其中,WIMP 做为目前暗物质领域最为主流的候选模型之一,能够和标准模型粒子发生相互作用,并产生能够被直接探测实验搜寻到的反冲信号。近年来,国际上有多个地下探测实验在进行对 WIMP 的直接搜索,位于中国锦屏地下实验室(China Jinping Underground Laboratory,CJPL)的 PandaX-4T 探测实验也正是其中之一。

PandaX-4T 作为 PandaX 系列实验第三代二相氙暗物质探测器,在规模与灵敏度上都比前两代有了大幅提高。本文将详细论述 PandaX-4T 实验的探测原理、探测器的搭建和运行、刻度以及数据分析。在探测器搭建部分中,本人主要参与了 PandaX-4T 探测器时间投影室(Time Projection Chamber,TPC)的搭建测试,以及光电倍增管(Photomultiplier Tube,PMT)刻度系统的设计与安装,并实现了这两个模块在探测器取数期间的稳定运行。在探测器运行期间,实现了电子寿命的快速准确计算,达到实时监控探测器状态的目的。同时,PMT 刻度采用了特殊的方案,令大部分读出通道均匀接收光,实现高效刻度。在数据分析方面,本人针对 PandaX-4T 构建调整了一套光学蒙特卡洛模拟程序,并基于该模拟程序实现了探测器内事例水平位置的重建,并通过 83mKr 以及中子刻度等物理事例评估其表现。

随着 WIMP 直接探测实验的灵敏度不断提高,使得更多暗物质模型的检验成为了可能。越来越多的暗物质模型被排除,理论学家们开始提出新的 1 GeV 以下轻质量暗物质模型,费米暗物质吸收模型正是其中之一。该模型描述了原子核吸收暗物质的过程,其信号在直接探测实验中有着独特的窄能谱核反冲特征,与传统的宽能谱暗物质信号不同。本文针对这种特殊信号进行了深入分析,系统地研究了低能核反冲信号在 PandaX-4T 探测器的能谱,结合刻度数据和模拟仿真的技术,首次运用了窄能谱扫描方法检验了该类信号响应模型。最终本文使用 0.63 吨年曝光量的 PandaX-4T 实验数据,第一次给出了该类暗物质的实验限制。对于质量在 40 MeV/c² 附



近的轻暗物质,实验将散射截面的限制推到了  $1.5 \times 10^{-50}$  cm<sup>2</sup> 的水平。该结果对新物理理论可以做出严格的检验,比如对 Z' 玻色子(与 Z 玻色子类似,传递弱相互作用)能够给出远强于对撞机实验的限制。

关键词: PandaX-4T, 暗物质, 费米暗物质吸收模型, 信号位置重建, PMT 刻度



#### **ABSTRACT**

Dark matter(DM) is one of the most concerning topics in physics. Its existence is indicated by multiple cosmological and astronomical evidence, while its nature remains unknown. So far, physicists have proposed various hypotheses and dark matter candidates, such as WIMP(Weakly Interacting Massive Particle), Axion, sterile neu, etc. As one of the most recognized candidates, WIMP could weakly interact with ordinary particles, inducing recoil signals which can be directly detected. In recent years, various experiments for WIMP direct detection are performed underground worldwide. PandaX-4T, located in China Jinping Underground Laboratory(CJPL), is one of them.

The PandaX-4T detector is the third generation of the PandaX low-background dual-phase xenon dark matter detector, it has been greatly improved by means of fiducial volume and sensitivity compared to its predecessors. This thesis illustrates the detection method, construction process, calibration criteria, and physical data analysis of the PandaX-4T experiment. The detector construction works include testing and development for the time projection chamber(TPC) and photomultiplier tube(PMT) calibration system. All those components are installed and the detector runs successfully. Special tactics are taken to cover the whole readout plane uniformly during the calibration. Electron lifetime is also calculated to enable online monitoring of detector status. Meanwhile, we developed a set of algorithms to reconstruct all event's horizontal positions, based on a carefully tuned optical Monte Carlo simulation. Its accuracy is validated with krypton and neutron physical data.

Thanks to the increasing sensitivity of WIMP experiments, validation of other proposed DM models is made possible. Some theorists have proposed some new models for light dark matter, such as the absorption model of fermionic dark matter. This thesis discusses the fermionic dark matter absorption model, in which dark matter particles could be absorbed by the nuclear, creating a unique monoenergy signal. A narrow-window spectrum scanning method is firstly adopted for the first time to search for this kind of signal, after studying the energy resolu-



tion of low-energy nuclear recoil detector response. The used response model, NEST, is verified by both simulation and calibration data. We use the latest 0.63-ton-year exposure data from PandaX-4T commission run to do the research, and set the limit of fermionic dark matter absorption cross section to be as low as  $1.5 \times 10^{-50}$  cm<sup>2</sup> at  $40 \, \text{MeV/c}^2$ . This result can make a rigorous test for new physical theories, such as for the Z' boson, which is similar to the Z boson that transmits the weak interaction, giving a stronger limit than that of the collider experiment.

**Key words**: PandaX-4T, dark matter, fermionic dark matter absorption model, signal position reconstruction, PMT calibration



# 目录

摘	要.	• • • • •		I
AB	STR	ACT		Π
第-	一章	引言.		1
	1.1	暗物质	存在的证据	2
		1.1.1	星际旋转曲线	2
		1.1.2	引力透镜效应	2
		1.1.3	子弹星云	3
		1.1.4	宇宙微波背景辐射(CMB)	4
	1.2	暗物质	候选模型	7
		1.2.1	WIMP 模型	9
		1.2.2	费米暗物质吸收模型	11
	1.3	暗物质	探测实验	15
		1.3.1	间接探测	15
		1.3.2	对撞机生产	17
		1.3.3	直接探测	18
第_	二章	Panda	X 暗物质探测实验	22
	2.1	中国锦	屏地下实验室	22
	2.2	PandaX	K-4T 二相氙探测器	22
		2.2.1	液氙	23
		2.2.2	<b>氙的能量沉积机制</b>	25
		2.2.3	PandaX-4T 时间投影室	31
	2.3	PandaX	K-4T 实验以及各子系统介绍	33
		2.3.1	制冷循环系统	33
		2.3.2	电子学与数据采集系统	38
		2.3.3	低本底检测站	38
		2.3.4	慢控系统	39
		2.3.5	在线精馏系统	40



第三章	Panda	aX-4T TP	C 以及 PMT 刻度系统	42
3.1	Panda	X-4T TPC	搭建与准备	42
3.2	TPC 高	5压测试		51
3.3	PMT ₹	刻度系统		54
	3.3.1	光模拟与	5 PMT 刻度方案规划	54
	3.3.2	PMT 刻质	度系统硬件设计,测试与搭建	56
		3.3.2.1	短脉冲电路以及控制系统	56
		3.3.2.2	LED 光源	58
		3.3.2.3	光纤的选择与光路的搭建	58
		3.3.2.4	末端漫射体(diffuser)	60
	3.3.3	PMT 刻序	度系统算法设计	62
第四章	Panda	aX-4T 探测	则器数据分析	65
4.1	Panda	X-4T 探测	器电子寿命监控	65
	4.1.1	电子寿命	7概念与重要性	65
	4.1.2	自适应电	3子寿命拟合算法	66
	4.1.3	电子寿命	7结果	69
4.2	应用于	信号位置	生重建的 PandaX-4T 光学模拟	70
4.3	位置重	建算法研	·发	74
	4.3.1	TM 位置	重建算法	75
	4.3.2	PAF 位置	置重建算法	77
	4.3.3	累积分布	5函数与波形预处理	80
4.4	信号位	五置重建效	果以及分辨率估计	80
	4.4.1	位置重建	皇鲁棒性(robustness)探讨	85
4.5	基于位	五置重建结	i果进行的相关分析	86
	4.5.1	信号水平	<sup>Z</sup> 均匀性修正	86
	4.5.2	表面事例	的估算	88
	4.5.3	置信体积	R的选择	89
第五章	利用]	PandaX-4	T 实验数据进行费米暗物质吸收信号的研究	91
5.1	费米暗	音物质吸收	信号特征	91
5.2	Panda	X-4T 信号	能量重建	92
5.3	Panda	X-4T 响应	模型以及低能事例刻度	93



	5.3.1	低能 ER、N	R 事例刻度 .						94
	5.3.2	基于 NEST	的 PandaX-4T	探测器响	回模	型 .			94
	5.3.3	NEST 响应引	金证以及分辨率	率估计 .					97
5.4	本底事	例估计							101
5.5	PandaX	K-4T 对费米E	音物质模型的障	限制结果					102
	5.5.1	基于 NEST	生成的信号概	率分布.					102
	5.5.2	暗物质候选	事例选择						103
	5.5.3	基于剖面似	然比计算排除	截面					103
		5.5.3.1 整	体似然函数 .						103
		5.5.3.2 CL	s+b 测试统计	的构建 .					106
		5.5.3.3 灵	敏带的计算以	及强限制					107
	5.5.4	估算结果 .							107
第六章	总结与	展望					• •	 	110
攻读学位	立期间学	术论文和科	研成果目录				• •	 	112
致 说	射							 	 113



# 插图

1	标准模型以及基本粒子。	1
2	典型 M33 旋涡星系的旋转曲线。	3
3	引力透镜效应的示意图。	4
4	哈勃望远镜观测到的强引力透镜效应。	5
5	基于哈勃望远镜的观测结果,通过弱引力透镜效应重建的宇	
	宙中部分暗物质分布。	6
6	哈勃太空望远镜观测到的子弹星云。	7
7	2015年普朗克卫星观测到的宇宙微波背景。	8
8	2015年普朗克卫星测得的宇宙微波背景的功率谱。	8
9	宇宙 WIMP 丰度演化图。	11
10	在"中性流"模型中常见的受约束的衰减模式。	14
11	不同暗物质探测方法。	15
12	近年国际部分暗物质直接探测实验,基于不同探测信号进行	
	了大致分类。	20
13	近几年主要的暗物质探测实验给出的自旋不相关暗物质探测	
	结果。	20
14	左图为中国锦屏地下实验室示意图。右图为 CJPL-II 各实验	
	厅布局示意图,其中PandaX-4T实验位于B2厅。	22
15	世界各深地实验室宇宙线 μ子垂直强度以及总 μ子通量比较。	23
16	不同靶标核素与散射截面为 $10^{-45}$ cm <sup>2</sup> ,质量为 $100\mathrm{GeV}/c^2$	
	的 WIMP 碰撞的积分能谱。	24
17	在液氙中沉积能量的全部过程。	26
18	各个不同实验测得的核反冲事例猝灭因子 $L_{eff}$ 。	28
19	电子在液氙中的漂移速度与外加电场大小的关系。	29
20	液氙中不同杂质( $SF_6$ 、 $N_2O$ 、 $O_2$ )对电子吸收率与外部电	
	场大小的关系。	30
21	液氙拽出效率与电场大小的关系。	31
22	时间投影室截面示意图与对应信号展示。	32
23	PandaX-4T 探测器与整个制冷循环系统的位置关系。	34
24	PandaX-4T 制冷系统。	35



25	PandaX-4T 在线循环提纯系统示意图。	37
26	PandaX-4T 室温氙气存储系统与液氮紧急回收系统。	37
27	PandaX-4T 电子学与数据采集系统示意图。	39
28	CJPL 低本底检测站示意图。	40
29	PandaX-4T 精馏塔与管路布局示意图。左图:精馏塔结构与	
	布局示意图。右图:精馏塔以及面板实物图。	41
30	TPC 上铜板安装前的准备工作。	43
31	网状电极的制作。	43
32	TPC 阴极丝状电极制作。	44
33	TPC 上铜板的调平。	45
34	TPC 顶部侧面反射板以及阳极与栅极电极的固定方式。	46
35	TPC 侧面主反射板与铜塑型环固定槽的安装。	46
36	TPC 底部铜板与电极的固定方式。	47
37	TPC 侧面铜塑型环的安装。	48
38	TPC 表面的绝缘措施。主要包括阴极电极侧壁,阴极与栅极	
	电极的高压输入线,以及铜塑型环之间的裸露电阻等。	49
39	TPC 外侧包围特氟龙绝缘薄片以及 PMT 走线的绝缘处理。 .	50
40	电极高压的单独测试。	51
41	TPC 安装 PMT 接线以及液位计前的高压测试结果。	52
42	TPC 安装 PMT 接线以及液位计后的高压测试结果。	53
43	TPC 置入内罐后进行打火测试。	53
44	PandaX-4T 光刻度系统光强分布模拟结果图。左: 顶部光强	
	分布。右图:底部光强分布。	55
45	PandaX-4T PMT 刻度方案。	55
46	PandaX-4T 整个 PMT 刻度系统的硬件设计。左:整体结构设	
	计。右: TPC 内部设计。	56
47	PandaX-4T 光刻度光源所使用的短脉冲电路设计图与对应电	
	路板设计。	57
48	由触发电路输出的约 10 ns 极短脉冲电信号波形展示。	57
49	LED 发光控制系统。左:控制盒输入/输出接口设计。右:控	
	制盒内部。	58



50	LED 与控制盒和光纤接口的连接。左:控制盒与 LED 连接	
	所用的接口。右: LED 与 SMA905 光纤接口通过黑色环氧树	
	脂胶固定。	59
51	两种不同的光纤展示。左:聚酰亚胺包覆纤。右:带有气密	
	馈通的金属包覆纤。	59
52	两种光纤馈通展示。左: CF35 内罐用馈通。右: 大气用	
	KF50 馈通。	61
53	PandaX-4T 光刻度所用的漫射体。	61
54	PandaX-4T 光刻度系统所用的漫射体。左: 漫射体工程设计	
	图。右: 漫射体安装在 TPC 上的照片。	62
55	PandaX-4T 中某一 PMT 看到的典型原始信号波形。	63
56	PandaX-4T 中某一 PMT 看到的典型刻度信号谱,以及其拟合	
	结果。	64
57	PandaX-4T 某一轮光刻度结果。	64
58	自适应电子寿命迭代拟合算法流程图。	67
59	某一组数据的电子寿命拟合各步骤结果。	68
60	电子寿命拟合前后的 164 keV 与 236 keV 单能事例分布对比。	69
61	PandaX-4T 探测器 2021 年 2-5 月的电子寿命统计。	69
62	PandaX-4T 时间投影室与光模拟所用部分几何的对比。左:	
	模拟中使用的部分几何展示。右: PandaX-4T 时间投影室剖	
	面结构展示。	71
63	用于 PandaX-4T 蒙特卡洛光学模拟的 S2 仿真光源的竖直方	
	向分布。	72
64	PandaX-4T 真实 83mKr 事例和光学模拟数据的一致性比较。 .	74
65	PandaX-4T 探测器内闪烁信号示意图。	75
66	在 TM 位置重建算法中,参与模糊算法的周边模板示意图。.	77
67	PandaX-4T 中,某一个 PMT 基于光学模拟数据训练得出的	
	PAF 结果。	78
68	PandaX-4T 中,为了修正侧壁反射带来的不对称性而引入的	
	"虚" PMT。	79
69	CDF 对波形讲行外理的示章图。	81



70	PandaX-4T 中,不同顶部 S2 电荷的不同算法位置重建分辨	
	率。	82
71	PandaX-4T 刻度运行中筛选出的 <sup>83m</sup> Kr 事例。左: 所选 <sup>83m</sup> Kr	
	事例。右: 所选 <sup>83m</sup> Kr 事例的能量分布。	82
72	通过 PAF 算法对 PandaX-4T 中的 83mKr 事例进行重建得到的	
	位置分布。	83
73	对所有壁事例(主要为 <sup>210</sup> Po)的位置重建结果。	84
74	D-D 刻度事例在 PandaX-4T 探测器中的位置分布。	85
75	位置重建算法的鲁棒性研究。	87
76	PandaX-4T 探测器水平区域划分以及信号水平涨落。左图:	
	PandaX-4T 探测器信号水平细分区域示意图;右图: PandaX-	
	4T 探测器 S2 信号水平涨落,对应于栅电极负高压为 -5kV	
	运行情况。	88
77	PandaX-4T 壁事例信号概率分布模型,以及置信体积中渗入	
	的壁事例信号概率分布。	89
78	PandaX-4T 物理分析最终确定的置信体积区域。	90
79	预期费米暗物质吸收事例率率与氙的核反冲能量的关系。	92
80	ER、NR 刻度事例分布,以及 ER、NR 带拟合结果	95
81	$^{83 ext{m}} ext{Kr}$ 等效电子( $ au=1.83 ext{ h}$ )能谱与 $41.5 ext{ keV}_{ee}$ 单能电子反	
	冲信号模拟能谱的比较。	98
82	模拟事例与 $^{241}$ Am – Be 与 D-D 刻度数据之间的比较,从 1.5-	
	2.5 keV <sub>ee</sub> 到 15.5-16.5 keV <sub>ee</sub> 能量区间进行扫描。	99
83	刻度与模拟的 D-D 重建能谱,对于后向散射峰的右半部分	
	(虚线曲线),进行了高斯拟合。	100
84	NEST 分辨率与信号能量大小的关系。	100
85	基于 NEST 响应模型在 set5 运行环境下生成的费米暗物质吸	
	收信号在关注范围内的分布。	104
86	最终筛选出的暗物质候选信号的分布。	105
87	通过 PandaX-4T 调试运行数据测试费米暗物质吸收中性流截	
	面得到的,对应于不同暗物质质量的90%置信度排除线。	109



# 表格

1-8	不同 WIMP 模型总结。	10
1-12	国际一部分不同类型暗物质探测实验归纳总结。	21
2-16	氙的同位素及其丰度。	25
3-50	聚酰亚胺包覆纤的放射性本底测量结果。	60
3-50	PandaX-4T 探测器所使用的各种光纤具体参数汇总。	60
4-62	部分参与模拟的主要材料或部分的光学参数一览。	72
5-79	探测器 set1-5 运行参数总结,以及各组能量重建参数 PDE、	
	EEE 和 SEG <sub>b</sub> 的值。	93
5-84	PandaX-4T 实验中考虑的各本底在置信体积内的估值。	102



## 第一章 引言

粒子物理标准模型(SM) [1, 2] 是上世纪物理学最重要的成就之一,被认为是目前最完备的理论模型。该模型描述了强、弱和电磁相互作用以及这些相互作用中涉及的 61 种基本粒子,如图 1 所示。

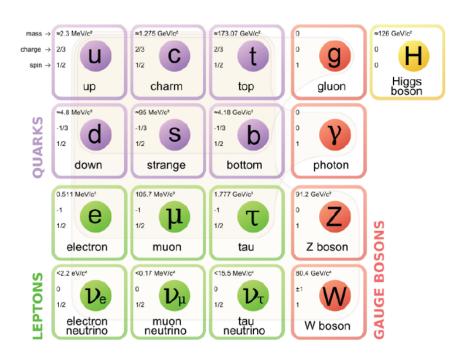


图 1 标准模型以及基本粒子 [1, 2]。

另一方面,天文学的观测揭露了星系间存在异常的质量分布,即暗物质。在标准模型中,无法找到符合条件的对应粒子。 2005 年,《Science》杂志在其 125 周年纪念刊中,总结了未来 25 年内人类所面临的最重大的125 个科学问题 [3]。其中最大的难题就是关于宇宙的构成,解释什么是暗物质(Dark Matter,DM)和暗能量(Dark Energy,DE)。这两大问题也被称为物理学天空上出现的两朵新"乌云"。本章将对暗物质的存在证据以及几个重要的暗物质候选模型进行总结,以及对世界上的暗物质研究和常见暗物质探测方法进行介绍。



#### 1.1 暗物质存在的证据

#### 1.1.1 星际旋转曲线

星系旋转曲线显示了星系中不同轨道半径上星体的运动速度变化。基于典型的螺旋星系盘的可见质量分布,其大部分质量集中在星系中心。根据牛顿经典力学公式,当星体距离星系半径为r时,其运动速度v应满足:

$$v(r) = \sqrt{\frac{G \times M(r)}{r}} = \sqrt{\frac{G \times 4\pi \int \rho(r)r^2 dr}{r}},$$
 (1.1)

其中, $\rho(r)$  是星系"重子"物质在轨道上的质量密度,可以通过观测星体亮度,独立计算出星系的"重子"物质质量。根据公式 1.1 可以看出,由于大部分"重子"物质分布在星系的核心区域,它们的自转速度应该随着轨道半径的增加而急剧下降。然而,实际观测的结果却与理论曲线大相径庭。1959 年,Louise Volders 证实旋涡星系 M33 并不像预期的那样遵循牛顿-开普勒运动学定律旋转 [4],如图 2 所示。 1970 年,Vera Rubin 和 Kent Ford 利用新的成像摄谱仪观测了仙女座星系 (M31) 旋转曲线。他们发现星系旋转速度比理论计算的要快,而且在外围区域这种超出更加明显。这意味着这些星系中存在着大量的不可见物质 [5]。而且相较于可见物质,这些不可见物质的质量随着半径的增加呈线性增加,即在星系中呈晕状分布。据此,物理学家提出了星系中存在大质量"暗物质晕"的理论假说。

#### 1.1.2 引力透镜效应

对星系团的研究则提供了更为直接的暗物质存在证据。在爱因斯坦的广义相对论中,引力被描述为一种时空属性。在该模型中,时空的曲率与物质和辐射的能量和动量直接相关。因此,大质量星体周围的空间会发生扭曲,并对经过的光产生类似透镜的扭曲效果,如图 3 所示。最终被地球上的观察者看到时,就会呈现出大质量区域旁边扭曲的形状,甚至是复杂的图像,爱因斯坦环等,这就是所谓的引力透镜效应,如图 4 所示。

1979年,天文学家第一次观测到了引力透镜效应 [6]。此后,越来越多的观测结果出现,加上解析手段的不断改进,现在引力透镜已经成为天文学中一项非常重要的观测技术。借助引力透镜的效应,可以通过扭曲程度



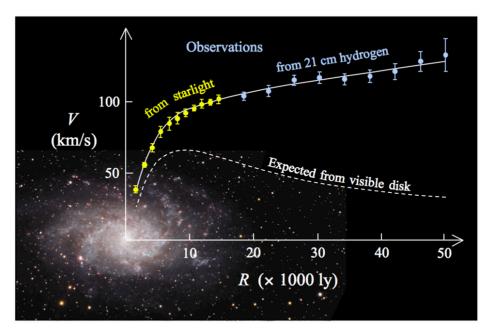


图 2 典型 M33 旋涡星系的旋转曲线 [4]。图中,横轴为距离星系中心的距离,纵轴为该处星体的旋转速率。虚线为理论计算下的星系旋转曲线,而实线则为实际观测到的星系旋转速率。可以看到,观测到的星系旋转速度明显大于理论值。特别是在外围,观测到的星系旋转速度并没有像理论计算的那样下降,而是随着半径的增加而略有增加。

测量星系的总质量分布,通过将其与可见物质分布比较,可以重建出暗物质的分布。天文学家目前已经可以通过弱引力透镜效应,来对暗物质在星系中的分布进行计算成像 [7][8][9],如图 5 中就展示了哈勃空间望远镜观测区域内,通过弱引力透镜效应重建出的暗物质局部分布。

#### 1.1.3 子弹星云

另一个公认的暗物质存在的直接证据来源于对子弹星团的观察。星系团的质量可以通过其中炙热气体发射的 X 射线来估计。根据这些 X 射线的能量和通量,我们可以推算出星系团中的压强。在假设星系团内部压力和引力达到平衡态的情况下,我们可以通过气体压强计算出该星系团的质量。

2005年,天文学家观测到两个星系团发生了高速碰撞,然后继续背向运动。在该过程中,本应由于彼此间相互的引力作用而混合在一起的暗物质与可见光物质产生了分离,形成了所谓的"子弹星云",如图 6 所示。对



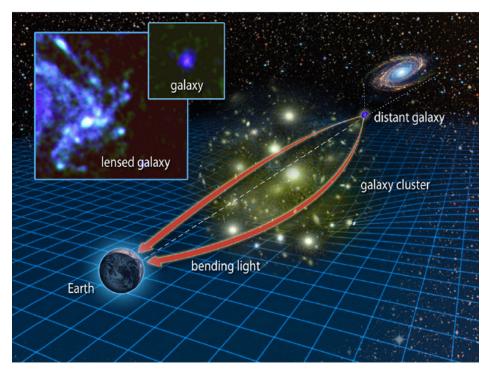


图 3 引力透镜效应的示意图。大质量星体周围,由于引力的作用导致遥远星系传来的光发生了扭曲,产生了类似透镜一样的效果。

该子弹星云的射线观测表明,合并体系内可见光物质聚集在系统的中心区域(红色);然而,通过强引力透镜与弱引力透镜效应重建出的质量却集中在在更远的外侧(蓝色区域)。这是因为可见光物质在碰撞过程中会因为电磁相互作用的影响而减速,最后集中在中心区域附近。而更大质量的暗物质,则因为不参与电磁相互作用而继续前进,最终与可见光物质分离,集中在了子弹星云的两端。由于子弹星云直接观测到暗物质与可见光物质的分离,不依赖牛顿运动力学,所以它是目前公认的暗物质存在的最直接证据。

#### 1.1.4 宇宙微波背景辐射(CMB)

宇宙微波背景(Cosmic microwave background,CMB)是宇宙大爆炸后约 38 万年发生的电磁辐射。在那个时期,宇宙冷却到 3000 K 以下,电子和质子重新结合成氢原子,热辐射的微波波段电磁波可以自由传播。这个背景很微弱,只有足够灵敏的射电望远镜才能探测到。它几乎是各向同



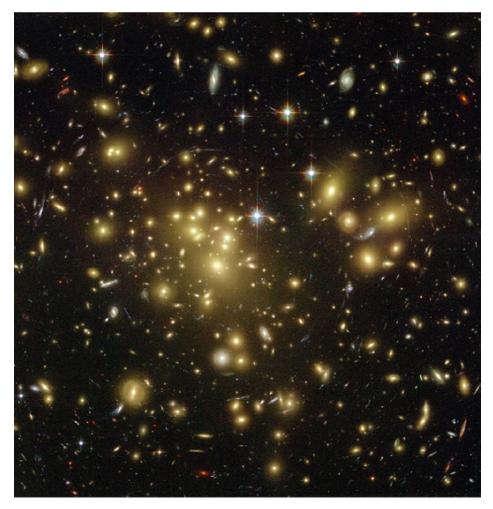


图 4 哈勃望远镜观测到的强引力透镜效应 [10]。

性的,与宇宙中的任何其他物体都不相关,因此依然保留了当时宇宙的一些信息,是目前我们能观测到的宇宙最早时期的记录。 1964 年,美国天文学家 Arno Penzias 和 Robert Wilson 意外发现宇宙微波背景,并因此获得1978 年的诺贝尔物理学奖。

宇宙微波背景各向异性的测量结果与冷暗物质 (Lambda cold dark matter, ΛCDM) 模型非常吻合。冷暗物质模型是目前解释宇宙大尺度结构最简单、最有效的模型。它主要由两部分组成,宇宙常数 Λ,也就是我们所说的暗能量,它促进了宇宙的加速膨胀; CDM 代表冷暗物质。通过调整该模型的参数以匹配可能的最佳观测值,我们可以得到宇宙中物质的分布。 ΛCDM 成功解释了天文学中的各种观测,如加速膨胀、轻元素丰度的宇宙



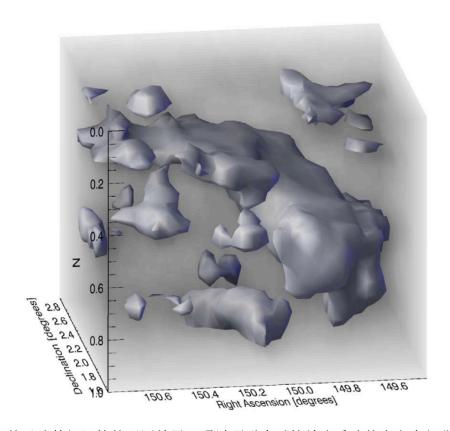


图 5 基于哈勃望远镜的观测结果,通过弱引力透镜效应重建的宇宙中部分暗物质分布 [9]。这张三维地图展示了暗物质的网状大尺度结构分布,揭示了一个松散的暗物质类似丝网状的结构,在引力作用下逐渐坍塌,并随着时间的推移逐渐"结块"的趋势。图中方框的三个轴对应于天空经纬度位置(x、y轴),以及通过宇宙学红移测得的,与地球的距离(z轴)。为了方便展示,这张图在 z 轴尺度上进行了压缩,实际上天文望远镜观察到的区域是个细长锥形区域。

微波背景等,成为目前最流行的宇宙模型。

1992年,Cosmic Background Explorer(COBE) 小组发表了他们观测到的宇宙微波背景分布图 [12]。 COBE 实验测量了接近 2.75K 黑体辐射的 CMB 光谱,首次证实了 CMB 具有各向异性温度波动。 COBE 实验的巨大成功为 CMB 吸引了更多的实验研究,其中最广为人知的是美国宇航局 2001 年发射的 WMAP 卫星 [13] 和欧洲航天局 2009 年发射的普朗克卫星 [14]。

图 7 显示了普朗克卫星在 2015 年观测到的宇宙微波背景分布。通过普朗克测得的数据,科学家们拟合出的最佳模型得出,宇宙中重子密度  $\Omega_b h^2$ 为 0.02222±0.00023,冷暗物质 (CDM) 密度  $\Omega_c h^2$  为 0.1197±0.0022[15]。



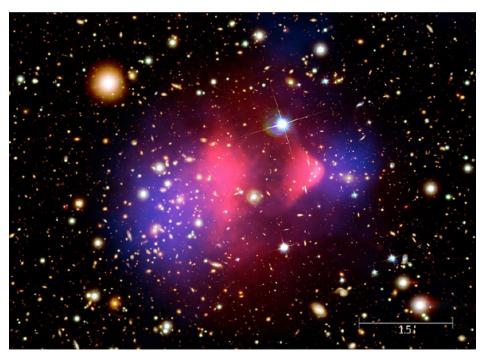


图 6 哈勃太空望远镜观测到的子弹星云(1E 0657-558)[11]。其中红色区域为可见光物资,蓝色区域为通过引力透镜效应重建出的质量集中区域。可以看到可见光物质相对集中在中心,而重建出的质量集中区域喷相对更靠外侧。

这表示宇宙中可见光物质仅占宇宙质量的 4.8%, 而暗物质则高达 26%, 其 余 69% 是暗能量。

CMB 的观测证明宇宙起源于致密的超高温状态,然后随着不断膨胀而缓慢冷却,是大爆炸理论得以确立的重要证据。我们今天看到的大尺度结构源于宇宙早期由量子涨落引起的物质分布的微小不均匀性。由于光与物质的耦合以及时空属性对光传播的影响,这些不均匀性可以从宇宙微波背景的各向异性中观察到。对这些不均匀性的精确测量可以为我们提供关于宇宙的大量信息,包括物质的组成、宇宙膨胀过程中的物理等等。温度波动主要是由于密度扰动,多普勒频移以及微妙的引力效应造成的 [15]。 CMB 的温度各向异性  $\delta T/T$  可以用 CMB 功率谱来表征,如图 8 所示。

## 1.2 暗物质候选模型

自提出暗物质以来,科学家们对暗物质进行了大量的探索和研究,但 仍然对暗物质的真实面目知之甚少。我们目前知道的暗物质的属性有:暗



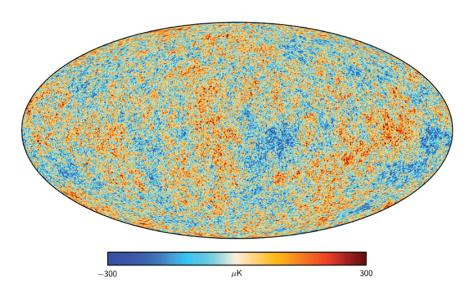


图 7 2015 年普朗克卫星观测到的宇宙微波背景 [16]。

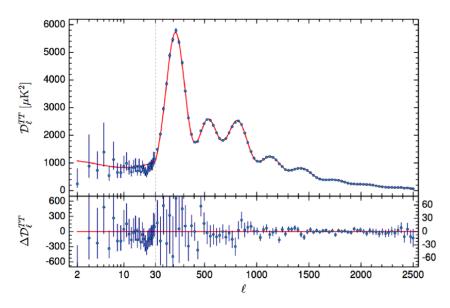


图 8 2015 年普朗克卫星测得的宇宙微波背景的功率谱,反映了温度变化与角频率 l 的关系。图中,横轴为角频率 l ,纵轴为温度变化 [15]。峰的位置和高度可以告诉我们很多关于宇宙的重要信息。例如,位于 l=220 的第一个峰值可以告诉我们宇宙是平坦的或非常接近平坦的。

物质参与引力相互作用;暗物质不参与电磁相互作用(不携带电荷或极性)和强相互作用(非重子物质),可能存在弱相互作用,或者一些未知的相



互作用;暗物质一般被认为是冷的,即速度比不上光速,不具有相对论性; 宇宙中暗物质的比例约为重子物质(或可见光物质)的5倍;如果暗物质 是一种粒子,它的寿命一定很长。

在标准模型中,唯一满足暗物质要求的是中微子,因为它们的寿命长且相互作用截面极低 [17][18]。然而,这需要中微子的质量为 10 keV 量级,而当前已知标准模型中的中微子质量小于 2 eV [19]。因此,中微子不是我们要寻找的暗物质,即使中微子是暗物质,它们也只能是整个暗物质的很小一部分。

由于标准模型中没有合适的暗物质粒子候选者,理论家们根据暗物质的性质,在标准模型之外提出了各种暗物质模型和许多假设的暗物质粒子 [20],如轴子、惰性中微子、中性子和大质量弱相互作用大质量粒子等,每个暗物质模型都可能引入更多新粒子和新物理。本文仅关注大质量弱相互作用粒子 (Weakly Interacting Massive Particle, WIMP) 模型,以及费米暗物质吸收模型,其他暗物质模型在此不做研究。

#### 1.2.1 WIMP 模型

WIMP 模型最先是在超对称模型(SUSY[21])下提出的。作为标准模型的扩展,超对称被提出来将自然界中的四种基本力(电磁相互作用、弱相互作用、强相互作用和引力)统一到一个理论框架 [22]。超对称理论要求标准模型中的每个基本粒子,都存在另一个自旋相差 1/2 的超对称粒子,而几个超对称粒子可以线性组合成另一个全新的超对称粒子。最小超对称标准模型(Minimal Supersymmetric Standard Model,MSSM)是标准模型的最简单扩展。其要求超对称粒子成对出现,并且大质量的超对称粒子会往低质量的超对称粒子衰变。而模型中最低质量的超对称粒子(Lightest Supersymmetric Particle,LSP),则应该是最稳定的,不再继续衰变。 LSP的质量范围处于 GeV 到 TeV 量级,且除了普遍的引力相互作用,这种超对称粒子与标准模型粒子之间只存在一种微弱的相互作用。因此,LSP 符合作为暗物质候选粒子的条件,也是超对称框架下的 WIMP。

在超对称模型的框架之外,出现了更多类 WIMP 粒子,具有相似的产生方式和物理性质,例如通用额外维度(Universal Extra Dimensions,UED)引入的最轻的 Kaluza-Klein 粒子(LKP)[23],小希格斯理论中最



轻的 T 奇粒子(Lightest T-odd Particle, LTP)[24],以及扭曲大统一理论(Warped Grand Unified Theory,GUT)[25] 中最轻的 Z3 粒子(Lightest Z3 Particle, LZP)等,具体总结见表 1-8。

	LKP	LZP	LSP	LTP
模型	UED	Warped GUTs	SUSY	Little Higgs
粒子	Gauge boson	Dirac fermion	Majorana fermion	Gauge boson
宇称	KK-parity	$Z_3$	R-parity	T-parity
质量	500-1500 GeV	20 GeV - few TeV	50-10000 GeV	80-500 GeV

表 1-8 不同 WIMP 模型总结。

科学家们通过提出 WIMP 冻结机制,来解释当前观测到的宇宙暗物质丰度。宇宙大爆炸之后,剩余暗物质  $n_\chi$  的密度应满足:

$$\frac{dn_{\chi}}{dt} = \langle \sigma v \rangle \left( n_{\chi}^2 - n_{eq}^2 \right) - 3Hn_{\chi}, \tag{1.2}$$

其中 $\langle \sigma v \rangle$  是暗物质湮灭截面和相对速度的平均值, $n_{eq}$  是达到平衡态时暗物质的个数密度,H 表示宇宙膨胀速率。在大爆炸后的早期宇宙中,初始 $n_\chi$  极大,WIMP 处于高温  $T \gg M_\chi$  的热平衡状态,它的丰度是通过 SM 中 $\chi\chi$  和粒子-反粒子对的快速转换来维持的,此时公式第一项占主导作用。随着宇宙不断膨胀,温度也在不断下降,当宇宙温度降到临界温度  $\frac{m_\chi}{20}$  以下时,WIMP 之间的相互作用截面迅速降低。此时,第二项  $-3Hn_\chi$  所代表宇宙膨胀造成的数密度降低开始占主导地位, $n_\chi$  无法继续维持并开始急剧减少,这个过程被称为"热退耦"(freeze out)。直到速度下降到膨胀率以下,它们才停止湮灭,到今天依然有暗物质存留。暗物质数量密度的演变如图 9 所示。基于冷暗物质模型的假设,当前宇宙中暗物质的残余密度为 [22]:

$$\Omega_{\chi}h^{2} = \frac{m_{\chi}n_{\chi}}{\rho_{c}} \approx \frac{3 \times 10^{-27} cm^{3} s^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}.$$
 (1.3)

如果 WIMP 的自相互作用截面为  $\langle \sigma v \rangle = 3 \times 10^{-26} \, cm^3 s^{-1}$ ,则可以计算出暗物质丰度  $\Omega_{\chi} h^2 \approx 0.1$ ,与目前的实测值非常接近,并且该相互作用



恰好处于弱相互作用的量级。这一巧合被成为"WIMP 奇迹",也是 WIMP 能令众多物理学家着迷的重要原因。

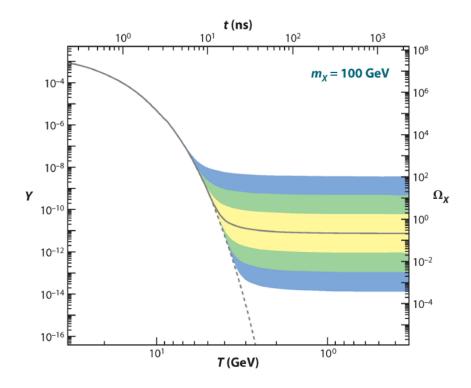


图 9 宇宙 WIMP 丰度演化图 [26]。假设  $m_\chi$  为 100 GeV 的情况下,黑实线描述了 WIMP 丰度随着宇宙温度的降低而衰减,并最终稳定在现在宇宙中 WIMP 丰度的情况,黄,绿,蓝区域分别表示在黑线基础上将 WIMP 湮灭截面分别浮动 10、 $10^2$  和  $10^3$  的结果。虚线代表没有热退耦过程的情况下,WIMP 丰度的变化。

#### 1.2.2 费米暗物质吸收模型

近几年,关于暗物质的理论和实验都得到了飞快的发展。随着暗物质直接探测实验的灵敏度的不断提升,对于 WIMP 的排除线越来越严,已经靠近中微子地板,即能够探测到中微子信号的灵敏度区域。对于直接暗物质探测实验,一旦其灵敏度达到中微子地板,则表示探测器能够看到大气中微子的本底,如果此时依然看不到明显的暗物质超出信号,则会排除所有与标准模型粒子作用截面较大的暗物质假设。因此,给 WIMP 模型留下的空间已然不多了。理论学家们开始设想其他的暗物质候选,去提出小于1 GeV 质量的轻暗物质的可能模型 [27, 28, 29]。于是,费米暗物质吸收模



型就被提了出来[30]。与常见的暗物质与标准粒子模型进行弹性散射不同,在这个模型中,暗物质会被原子核所吸收,并放出单能信号。该过程被称为费米暗物质吸收模型的"中性流",表示其反应产物不带电荷。其过程如公式 1.4 所示:

$$\chi^{(-)} + {}_{Z}^{A}X \to {}_{V}^{(-)} + {}_{Z}^{A}X,$$
 (1.4)

其中  ${}^A_ZX$  是目标原子核,Z 是其原子序数,而 A 是其原子质量。  $\overset{(-)}{\chi}$  与  $\overset{(-)}{v}$  分别为暗物质与标准模型中微子,及其对应的反物质。

这个过程可以由具有额外 U(1)' 对称性破缺的紫外(Ultra-Violet,UV) 完整模型生成 [31, 30]。考虑一个简化场景,在这个场景中,只有暗物质和标准模型夸克在一个新的 U(1)' 下平等地带电荷,则可以得到:

$$L \supset g_{\chi} \left( \frac{1}{3} \sum_{q} \bar{q} \gamma_{\mu} q + Q_{\chi} \bar{\chi} \gamma^{\mu} \chi \right) Z^{\prime \mu} + \frac{\varepsilon}{2} Z^{\prime}_{\mu \nu} F^{\mu \nu}, + \frac{m_{Z^{\prime}}^{2}}{2} Z_{\mu^{\prime}} Z^{\prime \mu}$$
 (1.5)

其中  $g_{\chi}$  为 U(1)' 规范耦合系数,这里令暗物质在 U(1)' 下所带电荷为  $Q_{\chi}$ ,并且将夸克电荷设置为 1。还包含了一个动能混合  $\varepsilon$ ,它具有由环内夸克运行产生的自然值,约为  $eg_{\chi}/16\pi^{2}$ 。对 Z' 进行积分,得到一个 6 维算子:

$$L \supset \frac{g_{\chi}^2}{m_{z'}^2} \frac{1}{3} Q_{\chi} \sum_{q} \bar{q} \gamma^{\mu} q \bar{\chi} \gamma_{\mu} \chi. \tag{1.6}$$

可以看出,公式 1.6 是一个弹性散射中常常被考虑的算子。现在假设  $\chi$  和标准模型中微子通过一个标量场  $\phi$  (在 U(1)' 规范下带有  $Q_{\chi}$  电荷)的汤川相互作用混合,并获得一个真空期望值(给 Z' 带来一个质量贡献)。为了简化起见,我们设定在该模型中,一个轻子数为 1 的暗物质  $\chi$  与基本无质量的狄拉克中微子 v 在一个标量场  $\phi$  下通过汤川反应混合,给出 U(1)' 的不变质量项:



$$L_{mass} \supset m_{\chi} \bar{\chi} \chi + (y \phi \bar{\chi} P_{R} v + h.c.) = (\bar{\mu} \ \bar{\chi}) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ y \langle \phi \rangle & m_{\chi} \end{pmatrix} P_{R} \begin{pmatrix} v \\ \chi \end{pmatrix} + h.c. + ..., \tag{1.7}$$

在进行对角化后, $\chi$ - $\nu$  混合项自然地给出了一个完全没有质量的态(标准模型中微子),以及另一个有质量的态  $\sqrt{m_\chi^2+y^2\langle\phi\rangle^2}$ 。此外,左手分量  $\chi_R\equiv P_R\chi$  与右手中微子  $\nu_R$  通过混合角  $\theta_R$  混合:

$$s_{\theta_R} = \frac{y\langle\phi\rangle}{\sqrt{y^2\langle\phi\rangle^2 + m_\chi^2}}.$$
 (1.8)

由于混合仅在右手场之间产生,W 主导的  $\chi \to \mu \gamma$  衰变被严重抑制,并保持较大的直接检测信号(与惰性中微子的情况相反)。通过一个重 Z' 媒介与夸克和  $\chi$  耦合,其核子尺度上的有效算子为 [31]:

$$O_{\rm NC} = \frac{1}{\Lambda^2} (\bar{n} \gamma^{\mu} n + \bar{p} \gamma^{\mu} p) \bar{\chi} \gamma_{\mu} P_R \nu + h.c., \qquad (1.9)$$

直接探测信号由该有效算子控制,其中  $1/\Lambda^2 \equiv Q_\chi g_\chi^2 s_{\theta_R} c_{\theta_R}/m_{Z'}^2$  为能量尺度的截取项,造成了上面提到的吸收过程。而  $g_\chi$  为 U(1)' 规范耦合, $m_{Z'}$  为媒介原子质量,以及  $Q_\chi$  为暗物质在 U(1)' 下的电荷量。

暗物质在  $\chi - \nu$  混合中可以导致多种衰变,如图 10 所示。可以看出,在单圈以下的单阶主流衰变模式中,没有产生 1 个或 2 个光子的衰变模式。通过动能混合进行的单光子衰变模式被规范不变性禁止,也就是说,在新的 U(1)' 下带电的粒子在对角化后不会耦合到标准模型光子。而双光子衰变模式则是被电荷结合(Furry 定理)所禁止。

直到多圈高阶模式中,才出现产生 1 或 2 个光子的衰变模式,需要多个 Z' 参与。对于我们所关注的暗物质质量( $m_\chi \lesssim m_\pi$ ),这些衰变通道的贡献都是小到可以忽略不计的。其中也包括由中微子质量插入导致的 W 环诱导衰变,类似惰性中微子的模式,但是这个衰变模式会受到额外混合角度的抑制,并且取决于左右手中微子之间的味结构。这可以通过与无质量中微子混合来达到任意小,这里做了个假设来简化问题。



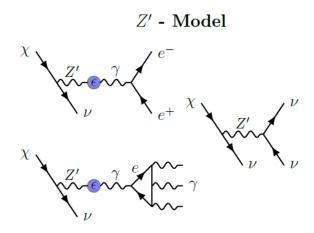


图 10 在"中性流"模型中常见的受约束的衰减模式 [30]。

对于 $m_{\chi} \gtrsim 2m_e$ ,其主要约束衰减模式为由动能混合引起的 $\chi \to ve^+e^-$ ,衰减率由下式给出:

$$\Gamma_{\chi \to \nu e^+ e^-} = \left(16log2 - \frac{31}{3}\right) \frac{m_\chi^5}{512\pi^3} \left(\frac{\varepsilon e Q_\chi g_\chi \sin\theta_R \cos\theta_R}{m_{Z'}^2}\right)^2. \tag{1.10}$$

对于质量较低的暗物质,主要的可见衰变模式为  $\chi \to \nu \gamma \gamma \gamma$ ,其衰变率是通过与 Euler-Heisenberg Lagrangian[32] 结合的动能混合来估计的:

$$\Gamma_{\chi \to \nu \gamma \gamma \gamma} \simeq 10^{-7} m_{\chi}^{13} \left( \frac{\left( 8Q_{\chi}g_{\chi}\varepsilon \right) \sin\theta_{R} \cos\theta_{R} \alpha^{2}}{360 m_{e}^{4} m_{Z'}^{2}} \right)^{2}. \tag{1.11}$$

另外, $\chi$  可以无形地衰减为中微子, $\chi \to 3v$ ,通过高阶  $v_R - \chi_R$  混合角主导进行:

$$\Gamma_{\chi \to \nu \nu \nu} = (16log2 - 11) \frac{m_{\chi}^5}{128\pi^3} \left( \frac{Q_{\chi}^2 g_{\chi}^2 sin^3 \theta_R cos \theta_R}{m_{Z'}^2} \right)^2. \tag{1.12}$$

所有的这些衰减都来源于各自非相关的算符,因此这些衰减速率都和 暗物质质量的高次方成正比。因此我们需要确保选个质量稳定的暗物质候



选,这就导致我们倾向于考虑质量更轻的暗物质。对于暗物质衰变速率的限制,非常敏感地取决于暗物质质量和特定的衰变通道。对于  $\chi \to v e^+ e^-$  和  $\chi \to v \gamma \gamma \gamma$  衰变模式,我们从 [33] 中重铸了其约束,而对于  $\chi \to v v v$  衰变模式,我们使用从宇宙微波背景时代到现在未观察到宇宙状态方程异常变化的界限 [34] 作为约束。

#### 1.3 暗物质探测实验

国际上有众多暗物质探测实验,采用的技术手段也十分多样。基于暗物质相互作用方式的不同,暗物质探测实验可以简单分为三类:直接检测、间接检测和对撞机产生,如图 11 所示。三种方法各有不同,互为补充,接下来本文将分别对这些方法进行介绍。

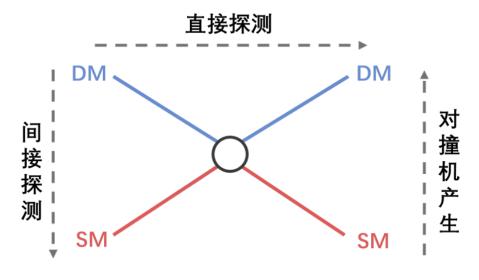


图 11 不同暗物质探测方法。

#### 1.3.1 间接探测

暗物质的间接探测是指寻找暗物质湮灭或者衰变产生的信号。当暗物质为马约拉纳费米子,也就是其反物质是它自身时,暗物质粒子之间能发生湮灭,并产生出标准模型的粒子,最终被人们探测到。比如 WIMP 就是一种典型的马约拉纳费米子



最小对称标准模型(MSSM)告诉我们,暗物质湮灭能够产生标准模型内的各种粒子,比如夸克、轻子和玻色子等。因此,通过观测宇宙中暗物质湮灭产生的标准模型粒子的能谱,如伽马射线、反物质(反质子或正电子)以及中微子,寻找其在某个能量上的超出,便有可能寻找到WIMP的踪迹。一般来说,为了让暗物质粒子有足够大的几率彼此碰撞并湮灭,人们更倾向于从宇宙中暗物质较为致密的区域,比如星系或星系团的中心地带,去寻找暗物质湮灭产物的信号。另外,由于正负电子质量小,预期暗物质湮灭到正负电子的比例较高,且大部分探测器对电子有着较高的探测效率,因此目前有不少实验对电子能谱的测量比较关心,尤其是正电子能谱。目前世界上有多个实验在寻找这些间接信号,本节将根据探测信号的不同,对部分典型实验进行介绍。

费米大型伽马射线望远镜(Fermi Gamma-ray Large Area Space Telescope,Fermi-LAT)于 2008 年 6 月 11 号发射升空,用于探测宇宙中超出的伽马射线,来寻找暗物质湮灭事例。 Fermi-LAT 能够探测宇宙天空中 20% 视角内,能量为 20 MeV 到 300 GeV 甚至更高的伽马射线。 2015年,Fermi-LAT 合作组基于六年的观测数据,公布了关于银河系内矮卫星系(dwarf Spheroidal satellite galaxies,dSphs)的伽马射线观测结果 [35]。通过对伽马射线观测数据的分析,他们对 WIMP 暗物质的  $b\bar{b}$  和  $\tau^+\tau^-$  衰变道的截面设置了上限 [35]。

阿尔法磁谱仪(Alpha Magnetic Spectrometer,AMS)实验主要是通过寻找宇宙中的反物质来探测暗物质。 2011 年 5 月 19 日,AMS-02 实验设备搭乘奋进号航天飞机发射升空。 AMS-02 探测器被安装在了国际空间站上,监测其经过的粒子的信息,并进行分析与筛选。经过数年的数据积累,AMS-02 观测到了大量反质子的能谱 [36],其相对于已知本底能谱有明显的超出。许多研究表明,反质子谱的超出可能对应着几十 GeV 的暗物质粒子 [37,38],但由于精度不足,基于目前的观测结果,尚不能完全确定暗物质的存在。

另一种间接探测实验是寻找太阳中微子。由于太阳系里的绝大部分质量都来自于太阳,对于 WIMP 来说,他们更可能由于引力作用而聚集在太阳附近。当聚集在太阳附近的暗物质密度达到一定程度后,就能够发生可以被观测到的暗物质湮灭事例,并放出高能中微子。此时暗物质是太阳中



产生高能中微子的唯一源头,而不像其他暗物质湮灭产物,如正负电子对或高能伽马射线那样有其他可能的产生机制,也只有中微子能够从太阳核心逃逸出来,因此可以确定探测到的太阳中微子信号超出完全来源于暗物质。且由于这种高能中微子都来自于太阳,有着很明确的方向性,在地球上的探测器就可以将这种方向性很明确的事例筛选出来[39]。

IceCube 实验是一个建造在南极的中微子观测实验。由南极洲大陆冰面上的 IceTop 切伦科夫探测器组和冰面下 1450-2450 米深处的 IceCube 探测器阵列组成。其中,IceTop 切伦科夫探测器组负责探测由宇宙射线产生的切伦科夫光,来筛除由宇宙射线引起的噪音信号。而 IceCube 阵列则包括了一些列切伦科夫探测器和大量光敏传感器,用于探测中微子信号。 2015年,IceCube 合作组利用其基本完成的探测器有效运行 320 天的数据,发布了其暗物质的探测结果 [40]。最终的结果没有探测到明显的中微子超出,该实验基于数据对暗物质湮灭的散射截面设置了上限(包括  $b\bar{b}$ 、 $\tau^+\tau^-$  和  $v\bar{v}$  衰变道) [40]。

#### 1.3.2 对撞机生产

另一种暗物质的探测手段是通过对撞机令标准模型粒子发生对撞,探测对撞后产生暗物质的事例。如大型强子对撞机(Large Hadron Collider LHC)作为目前世界上能量最高、规模最大的加速器,就试图通过对撞产生暗物质的方法来探测暗物质。 LHC 加速的质子能量可以达到 6.5 TeV(质心系总能量 13 TeV),大大超出目前预测的 WIMP 质量(100 GeV-1 TeV)。因此,在能量上,通过高能质子对撞来产生暗物质是完全有可能的,其反应如下:

$$pp \to \chi \chi + X,$$
 (1.13)

其中, X 为某种标准模型粒子, 作为一种可以被探测器记录下来的标记信号。然而,由于暗物质与标准模型粒子的散射截面非常小,即使 LHC 对撞机中真的产生了暗物质粒子,也很难被现有的探测器探测到。因此,科学家会通过精确测量碰撞前后标准粒子的能量,来检验碰撞前后的总能量是否守恒,来确认有没有暗物质的产生。基于能量守恒定律,一旦计算出碰撞后确定有能量消失,就有可能是暗物质等新粒子产生了。

到目前为止,基于 LHC 的各实验并没有发现明显的暗物质信号超出,



只能给出一个探测上限。未来通过继续运行,提高数据统计量,或者通过 新的数据分析提高信号分辨率,可能会有更精确的探测结果,这也将会是 今后几十年间加速器实验物理上最重要的课题之一。

#### 1.3.3 直接探测

在理论学家的假设中,整个银河系都充满了暗物质且相对银河系静止。对于在银河系中快速运动的太阳系(约为 220 km/s)来说,由于相对速度的存在,可以看作暗物质在不断快速地穿过整个太阳系。 WIMP 暗物质与标准模型粒子因此发生碰撞,由此产生的反冲能量会沉积于探测器中,就有可能被人们所观测到。暗物质直接探测,就是去寻找暗物质与标准粒子之间发生碰撞产生的信号,这里的标准粒子即为直接探测实验里的靶物质。

在假设 WIMP 质量约为 100 GeV,与地球的相对速度为 10<sup>-3</sup> c 的情况下,对于质子数约为 100 的原子核来说,其与原子核散射传递的动能约为 10 keV 量级,而与电子散射传递的动能则要小得多。另外,电子反冲信号一般由电子或伽马射线造成,而宇宙线或者周围材料内的放射性同位素会在探测器中产生大量的电子反冲本底信号,在其中寻找暗物质信号基本是不可能的。探测器观测到的电子反冲信号与核反冲信号,是可以通过识别脉冲波形来区分的。因此,在暗物质直接探测实验中,我们主要寻找暗物质与原子核碰撞产生的核反冲信号。

由于暗物质与标准模型粒子仅存在弱相互作用,因此碰撞事例的散射界面极小,也就是说,对于直接探测实验,暗物质的事例率会非常低。要提高可能的暗物质反冲事例的概率,可以通过提高靶物质总量和延长探测时间,也就是增加靶物质对于暗物质粒子的曝光量来实现。而材料放射性本底噪音以及宇宙线等电子反冲本底也会对暗物质信号鉴别产生较为严重的干扰,使寻找暗物质信号的难度进一步提升。因此,尽可能降低探测器内的本底噪音,如通过岩层屏蔽宇宙线,选用低本底材料搭建探测器,以及利用靶物质进行"自屏蔽"等,对暗物质直接探测实验也是必要的。综上可知,要提高这类暗物质直接探测实验的灵敏度,不仅要增加靶物质对于暗物质粒子的曝光量,也要利用各种技术降低探测器内的各种本底和噪声。



一般来说,暗物质与标准粒子碰撞产生的反冲能量信号会以以下三种形式被探测到:光(光子)、电(电子)和热(声子)信号。通过测量不同信号形式,各个暗物质直接探测实验的设计也各有不同。

早期的探测器只能测量三个信号之一。例如,锗/硅二极管对电离敏感,辐射热计对热敏感,闪烁体对光敏感。在 1985-2000 年,探测器以高纯锗探测器等固态探测器为主,主要读取单个信号形式。后来,在 2000 年以后,科学家们开发出了一些双读出的低温探测器,实现了同时读取两种信号形式。如低温辐射热计,能够检测热和电离信号或热和闪烁信号。再比如二相惰性气体探测器,能够同时收集闪烁和电离两种信号。在 2010 年之后,人们使用大体积二相氙时间投影室,通过增大有效探测液氙体积,来大大增加与暗物质产生相互作用的概率,让暗物质直接探测实验的灵敏度更上一层台阶。 PandaX-4T[41] 暗物质探测实验就是使用了二相氙时间投影室来进行暗物质的直接探测,具体内容将在章节 1.3.3 中进行详细介绍。

目前,国际上有众多的暗物质直接探测实验。基于探测信号的不同,展示于图 12,更详细的信息归纳于表格 1-12 中。

2021年,PandaX-4T实验利用其首批调试运行数据 0.63 ton·year 的曝光量,对 40 GeV 暗物质给出了低至 3.8×10<sup>-47</sup> cm<sup>2</sup> 的排除截面 [41],刷新了直接暗物质的限制结果,并且在暗物质质量为 6 GeV 处附近开始接近中微子地板。图 13 展示了近几年国际上主要的暗物质直接探测实验给出的结果。

尽管目前为止还没有任何实验观测到 WIMP 信号的超出,目前正在进行的各个国际实验组依然在不断提高探测灵敏度。如 XLZD(XENON、LUX-ZEPLIN、DARWIN)和 PandaX-30T 等实验都在如火如荼地研发中。通过提高靶物质质量,这些实验的灵敏度较目前的暗物质实验都将获得巨大提升。在未来的十年内,直接探测实验的灵敏度就将达到中微子本底的水平,人们对暗物质的认知将会继续上升一个台阶。



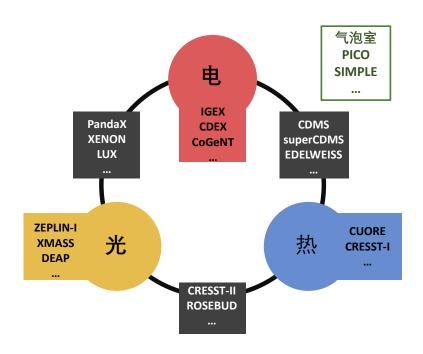


图 12 近年国际部分暗物质直接探测实验,基于不同探测信号进行了大致分类。

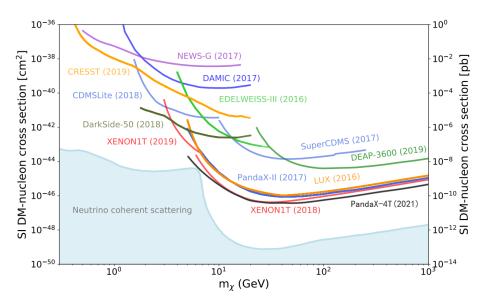


图 13 近几年主要的暗物质探测实验给出的自旋不相关暗物质探测结果,仅收录 2022 年以前公开发表的结果。涵盖了 0.3-1000 GeV 暗物质质量区间 [60, 41]。图中最低处浅青色区域为中微子地板 [61]。



探测器类型	靶物质	实验	实验室	探测信号
	Xe	PandaX[42]	CJPL	电离电子+光信号
	Xe	XENON[43, 44]	LNGS	电离电子+光信号
	Xe	LUX[45]	SNOLAB	电离电子+光信号
惰性气体探测器	Xe	XMASS[46]	Kamioka	闪烁光
	Xe	ZEPLIN-III[47]	BUL	电离电子+光信号
	Ar	DEAP-3600[48]	SNOLAB	闪烁光
	Ar	DarkSide[49]	LNGS	电离电子+光信号
	Ge	CDEX[50]	CJPL	电离信号
	Ge/Si	CDMS-II[51]	SUL	声子
低温半导体探测器	Ge	SuperCDMS[52]	SUL	声子 + 电离信号
	Ge	CoGeNT[53]	SUL	电离信号
	Ge	EDEWEISS[54]	LSM	声子 + 电离信号
	Ge	IGEX[55]	LSC	电离信号
闪烁体探测器	NaI	DAMA/LIBRA[56]	LNGS	闪烁光
	CsI(Tl)	KIMS[57]	Y2L	闪烁光
气泡室探测器	C3F8	PICO[58]	SNOLAB	气泡室
	C2ClF5	SIMPLE[59]	LSBB	气泡室

表 1-12 国际一部分不同类型暗物质探测实验归纳总结。表格中提到的实验室缩写: LSBB (Low Noise Underground Laboratory)、Y2L(Yangyang Underground Lab)、LSC (Canfranc Underground Lab)、SUL (Soudan Underground Lab)、LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso)、CJPL (China Jinping Underground Lab)、LSM (Laboratoire Souterrain de Modane)、BUL (Boulby Underground Laboratory)。



## 第二章 PandaX 暗物质探测实验

#### 2.1 中国锦屏地下实验室

PandaX 项目合作组在 2009 年成立,先后进行了 PandaX-I、PandaX-II 和 PandaX-4T 暗物质探测实验。这些暗物质探测实验都在中国锦屏地下实验室(China Jinping Underground Laboratory,CJPL)进行。 CJPL 位于中国四川省锦屏山,距上海约 2400 公里,由清华大学和雅砻江水电共同建设。其实验室处于 2400 米的地下,位于总长 17.5 公里的锦屏穿山隧道中间,是中国的首个极深地下实验室,也是世界上最深的实验室。

CJPL 包括有一期实验室(CJPL-II)与二期实验室(CJPL-II),PandaX-4T 探测器在 CJPL-II 的 B2 厅组装与运行,如图 14 所示。得益于上方厚厚的岩体,CJPL 通过的宇宙  $\mu$  子总量为  $(2.0\pm0.4)\times 10^{-10}$   $cm^{-2}\cdot s^{-1}$  [62],与国际其他地下实验室相比处于最低水平 [63],如图 15 所示。这意味着在CJPL 的宇宙线干扰较少,非常适合做低本底粒子物理实验。目前在 CJPL运行的地下实验有 PandaX、CDEX [50] 和 JUNA [64] 等。

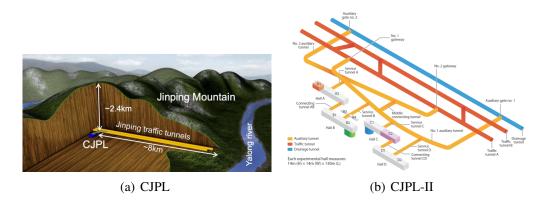


图 14 左图为中国锦屏地下实验室示意图 [65]。右图为 CJPL-II 各实验厅布局示意图 [66],其中PandaX-4T 实验位于 B2 厅。

## 2.2 PandaX-4T 二相氙探测器

目前,以氙、氩等液态稀有气体为靶物质的探测器被广泛运用于国际暗物质直接探测实验中。而 PandaX-4T 暗物质直接探测实验采用的二相



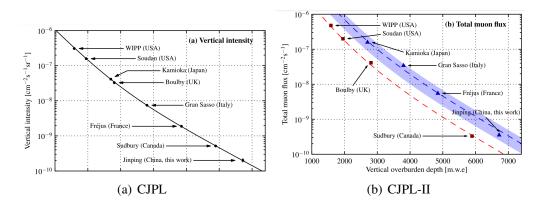


图 15 世界各深地实验室宇宙线 $\mu$ 子垂直强度(a)以及总 $\mu$ 子通量(b)比较 [63]。 上下两图共用横坐标,都表示该实验室的深度。

氙时间投影室探测器,由于其独特性质在直接探测暗物质领域获得了不可或缺的地位。本章节将对二相氙时间投影探测器的原理与运作方式进行介绍。

### 2.2.1 液氙

液态氙具有出色的电离和闪烁特性,因此被广泛用作高能物理、医学成像(包括核磁共振光谱)、太阳中微子探测、无中微子双β衰变和暗物质搜索的探测器介质。对于暗物质直接探测实验,使用氙有以下优势:

首先,液氙拥有大原子系数及高液体密度。氙的原子序数 Z = 54,质量数 A = 131.3,是除了氡以外惰性气体中最重的元素。高原子序数也使得液态的氙具有较高的密度,可以带来更高的暗物质碰撞事例率。如图 16 所示,对于典型质量的暗物质粒子,液氙探测器具有相对更高的事例率。另外,在暗物质探测实验中,为了阻挡从探测器外围产生的伽马射线进入探测器中心区域,一般会在探测器周围包裹上屏蔽材料,如纯铜,铅等。对于密度大的氙来说,可以让外侧的氙自身作为屏蔽物质,屏蔽进入探测器中心灵敏区的伽马射线,减小本底噪声,这也被称为自屏蔽效应。

其次,氙具有不同自旋的稳定同位素。氙没有长寿命的放射性同位素,因此其作为暗物质媒介不会产生额外的本底信号,也是其作为靶物质的优势之一。自然界中存在氙以 <sup>129</sup>Xe(26.44%)、<sup>131</sup>Xe(21.18%)和 <sup>132</sup>Xe(26.89%)为主,都是非常稳定的同位素。宇宙线或者中子轰击有可能会让



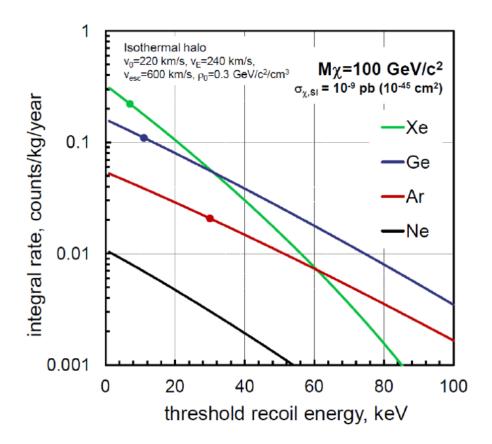


图 16 不同靶标核素 Xe、Ge、Ar 和 Ne 与散射截面为  $10^{-45}cm^2$ ,质量为  $100\,\text{GeV}/c^2$  的 WIMP 碰撞的积分能谱 [67]。线上标注的圆点为该类型探测器的能量阈值。

氙转变为放射性同位素 <sup>127</sup>Xe,但是其相对 <sup>39</sup>Ar 来说寿命较短(<sup>127</sup>Xe 的半衰期为 36.3 天,而 <sup>39</sup>Ar 的半衰期为 269 年)。氙的自然同位素中只有 <sup>136</sup>Xe 寿命长且带有放射性,但是该同位素的衰变非常罕见而且对本底的贡献极小。另外,在氙的同位素中,富含自旋为奇数的同位素 <sup>129</sup>Xe 和 <sup>131</sup>Xe,分别拥有 1/2 和 3/2 自旋,使其能够用于研究 WIMPs 粒子与核子碰撞的自旋相关散射截面。常见氙的同位素及其丰度等性质归纳于表 2-16 中。

另外, 氙具有优良的电离与闪烁能力。氙中产生电子离子对或闪烁光子的平均能量为 13.7 eV, 是所有的惰性气体中最低的, 这意味着氙可以达到比氩更低的探测阈值和更高的能量分辨率。

最后,基于氙的光电特性,事例的空间位置信息可以被记录和重建。

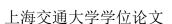


 氙同位素	原子质量	自然丰度	自旋	半衰期
124Xe	123.9	0.09%	0	稳定
<sup>126</sup> Xe	125.9	0.09%	0	稳定
<sup>128</sup> Xe	127.9	1.92%	0	36.245 天
<sup>129</sup> Xe	128.9	26.44%	1/2	稳定
<sup>130</sup> Xe	129.9	4.08%	0	稳定
<sup>131</sup> Xe	130.9	21.18%	3/2	稳定
<sup>132</sup> Xe	131.9	26.89%	0	稳定
<sup>134</sup> Xe	133.9	10.44%	0	稳定
<sup>136</sup> Xe	135.9	8.87%	0	2.165×10 <sup>21</sup> 年

在二相氙时间投影室中,氙可以将沉积的能量转换为闪烁信号与电离信号,通过这两种信号,我们可以重建出信号在探测器中沉积能量的空间位置。从而可以通过位置信息来筛选探测器置信区内的事例。具体位置重建的实现,将会在段落 4.3 中提到。另外,可以通过闪烁信号与电离信号的比值来判断信号的反冲类型,具体将会在段落 2.2.2 中展开。

#### 2.2.2 氙的能量沉积机制

如段落 1.3.3 中所提及的那样,粒子在氙中沉积的能量会转化为电离电子,闪烁光和热能。在液氙中,所沉积的能量主要转化为电离电子和闪烁光。不过,不同粒子在探测器中沉积能量的具体过程不同,产生的信号类型也不尽相同。对于电子等带电粒子,能够直接电离或激发运行轨迹上的氙原子,从而沉积能量。对于中性粒子来说,则需要通过与原子核或核外电子发生弹性散射或非弹性散射,将能量转移给电子或氙离子,来间接激发或电离其轨迹周围的氙,从而产生信号。其中,能量较低的 X 射线和  $\gamma$  射线基本只与核外电子发生散射,产生电子反冲事例。一般暗物质模型如轴子,dark Photon 等就以电子反冲信号为主。中子则主要以产生核反冲事





例为主,基本只和氙核散射,WIMP模型就以核反冲事例为主。 粒子在液氙探测器中沉积的能量可以由以下公式给出:

$$E_0 = N_i E_i + N_{ex} E_{ex} + N_i \varepsilon, \tag{2.1}$$

其中  $E_i$  与  $E_{ex}$  为电离与激发氙原子所需要的最低能量, $N_i$  和  $N_{ex}$  是被电离或激发的原子数量,而  $\varepsilon$  是次激发电子的平均能量,值一般在  $4.65\,\mathrm{eV}$  到  $5.25\,\mathrm{eV}$  之间。对于电子反冲事例, $N_{ex}/N_i$  一般在 0.06 到 0.2 之间,对于核反冲事例来说,这个比例会高很多,并且电离电子往往会更加密集,从而大大提高重结合概率。因此,在核反冲事例中,闪烁信号会比电子反冲事例更加明显。

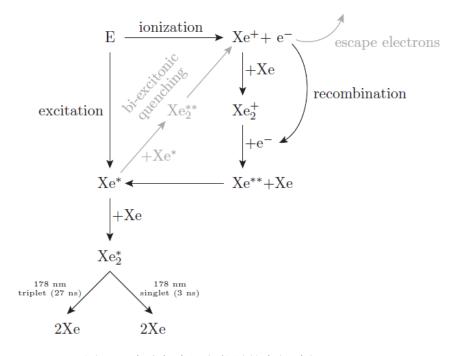
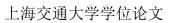


图 17 在液氙中沉积能量的全部过程 [68]。





除此以外,还有另一种产生闪烁光的机制,是电子与氙离子的重结合,如公式 2.3 所示。在这个过程中,通过电离过程产生的  $Xe_2^+$  与电子重新结合,并产生高激发态  $Xe^{**}$ 。而在  $Xe^{**}$  退激发过程中,会产生热能与一个激发态  $Xe^*$ ,然后通过前面提到的同样过程产生闪烁光。重组过程取决于外加电场的大小,在没有外加电场的情况下,所有离子将会直接重新结合,而当外加电场达到  $10\,kV/cm$  左右时,闪烁光的产生率将降低三倍 [69]。

$$e^- + Xe \to Xe^+ + 2e^-$$
. 电离过程  $Xe^+ + Xe + Xe \to Xe_2^+ + Xe$ .  $e^- + Xe_2^+ \to Xe^{**} + Xe$ . 重结合过程  $Xe^{**} + Xe \to Xe^* + Xe + heat$ .  $Xe^* + Xe + Xe \to Xe_2^* + Xe + heat$ .  $Xe_2^* \to Xe + Xe + hv$ . 退激并发出闪烁光

对于重离子和  $\alpha$  粒子,由于激子  $Xe^*$  密度较大,在闪烁光猝灭时还会发生一种额外的机制,被称为"双激子"猝灭机制,由 Hitachi 在文章 [70] 中提出,反应过程如公式 2.4 所示:

$$Xe^* + Xe^* \to Xe_2^{**} \to Xe^+ + e^-.$$
 (2.4)

在该"双激子"猝灭过程中,产生的电子会迅速重组。由于通过该过程需要两个激子来产生一个闪烁光子,因此这个过程会减少产生的闪烁光子的总量。不同实验测得的核反冲事例的猝灭因子如图 18 所示,可以看出对于不同实验,猝灭因子有着很大的不确定性。

对于这些闪烁光,探测器并不能百分百收集到。受到液氙中的吸收效应和瑞利散射影响,闪烁光到达光电倍增管之前会产生一些损耗。另外,在液氙中的一些杂质,如氧和水分子,也会吸收掉一部分闪烁光。比如对于掺有 1 ppm 水的液氙来说,其平均吸收距离为 10 cm[70]。经过提纯后的



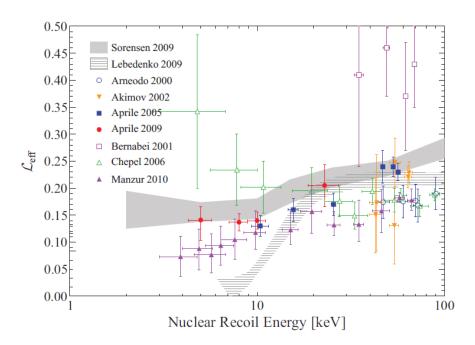


图 18 各个不同实验测得的核反冲事例猝灭因子  $L_{eff}$  [71]。  $L_{eff}$  表示对于 122 keV 的  $\gamma$  射线,核反冲事例闪烁光数量的相对值,从国际各个实验的测量结果来看,该值对于不同实验来说有很大的不确定性。

液氙,平均吸收距离可以长达 100 cm 以上 [72]。

闪烁光在液氙中的总衰减长度 L<sub>t</sub> 可以通过公式 2.5 计算出:

$$L_t^{-1} = L_a^{-1} + L_s^{-1}, (2.5)$$

其中  $L_a$  为吸收长度, $L_s$  是瑞利散射长度。在液氙中, $L_s$  大约为 30-50 cm,远小于  $L_a$ 。因此,总衰减长度  $L_t$  主要取决于  $L_s$  的大小。为了尽可能收集到更多的闪烁光,一般需要用高反射率的材料尽可能包围整个氙探测区域,如 PandaX-4T 探测器就使用了 PTFE 来包围整个时间投影室(Time Projection Chamber,TPC),其反射率能够达到 95%[72]。



个饱和值而很难继续增加。温度对电子漂移速度的影响微乎其微,几乎不影响其漂移速度。在电子被拽离离子,沿场漂移的同时,离子也在往相反方向漂移着。不过,离子的漂移速度要比电子慢得多,如  $O_2^-$  在液氙中的漂移率为  $0.7 \times 10^{-3} cm^2/(V \cdot s)$ ,大约比电子低了五个数量级。

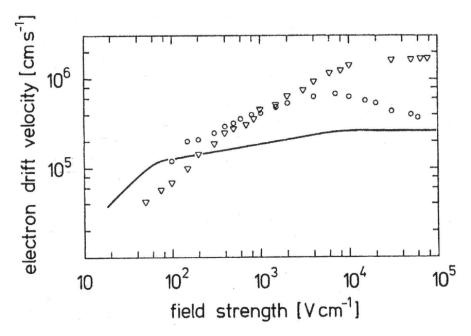


图 19 图中实线为电子在液氙中的漂移速度与外加电场大小的关系。空心圆与三角形表示了浓度分别为 0.09% 和 1.4% 的丁烷对漂移速度的影响 [69]。

一般入射粒子与原子核或电子散射后,会形成一片电子云。在电子沿着外部电场方向进行漂移的时候,电子也会像四周进行扩散。在 1 kV/cm 的电场下,横向扩散系数  $D_T$  约为  $100 \text{ cm}^2/s$ ,纵向扩散系数为  $12 \text{ cm}^2/s$ ,依此可以计算出电子云的直径为:

$$\sigma_{D_T} = \sqrt{D_T t}. \tag{2.6}$$

在电子漂移的过程中,电子会被液氙中的杂质所捕获,因此电子总量会随着漂移而不断衰减。电子云浓度随着时间的衰减由公式 2.7 给出:

$$d[e]/dt = -k_s[e][p], \qquad (2.7)$$

其中  $k_s$  是以  $l/(mol \cdot s)$  为单位的附着率,与当前电子密度和杂质含量有



关。根据该公式,我们可以知道电子衰减为标准的指数衰减,我们把时间  $\tau = (k_s[p])^{-1}$  称为电子寿命。电子寿命反映了探测器液氙中杂质含量的高低,最常见影响电子寿命的杂质是氧气分子,氧气对电子的附着率也会受到电场大小的影响。图 20 展示不同杂质对电子的吸附率受外部电场大小的影响。我们可以通过不同高度事例最终漂移电子的总量的不同来拟合探测器中的电子寿命,从而判断液氙纯度的高低。具体的电子寿命计算将在段落 4.1 中给出。

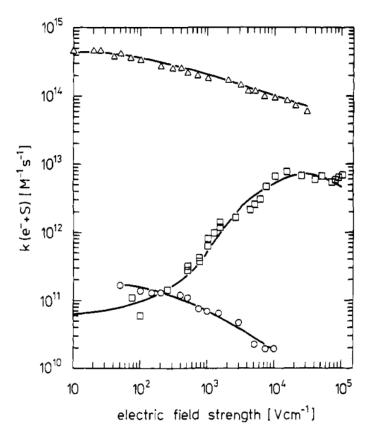


图 20 液氙中不同杂质( $SF_6$ 、 $N_2O$ 、 $O_2$ )对电子吸收率与外部电场大小的关系 [73]。

当电子从液态氙中被外部电场拽出到气氙中时,会产生电致发光,从而放大信号。这种放大的信号与电子总数成正比,该过程可以将电离信号转换为二次闪烁信号,从而被光电倍增管观测到。然而,并非所有的电子都能被电场拽出到气态氙区域,而是有一个比例,称为拽出效率。拽出所用的电场越大,拽出效率就越高。对于超过 10 kV/cm 的电场,拽出效率可



以达到 100%,如图 21 所示。另外,二次闪烁的信号大小与气氙中漂移长

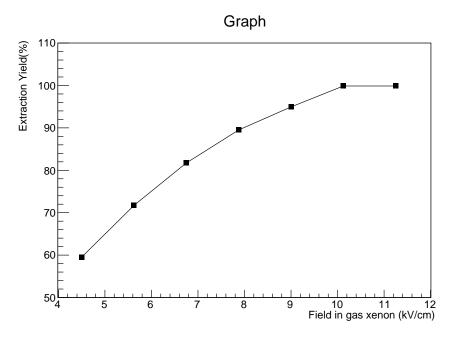


图 21 液氙拽出效率与电场大小的关系 [74]。

度呈正比,如公式2.8 所示:

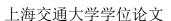
$$\frac{1}{n}\frac{dN_{ph}}{dx} = \alpha E - \beta P - \gamma, \tag{2.8}$$

其中,E 为拽出电场大小,单位为 V/cm, P 是气态氙压强大小,单位为 bar。而  $\alpha$ 、 $\beta$  和  $\gamma$ 则是拟合系数,拟合结果分别为  $0.137\,V^{-1}$ 、 $177\,bar^{-1}$ ·  $cm^{-1}$  和  $45.7\,cm^{-1}$ 。

### 2.2.3 PandaX-4T 时间投影室

时间投影室(Time projection chamber,TPC)的技术由多丝正比室(MultiWire Proportional Chamber,MWPC)演化而来,由美国物理学家David R. Nygren 所设计 [75]。一开始,时间投影室主要用于探测对撞机中的气体径迹。一段时间之后,Carlo Rubbia 进一步提出利用液氩时间投影室来测量中微子 [76]。

90 年代, A.I.Bolozdynya 等人提出了二相探测器, 并且进行了一系列





的初步研究 [77]。到 2004 年,从 XENON 合作组开始,世界上开始涌现出大量二相 TPC 实验,PandaX 系列探测器也正是其中之一。

作为核心探测模块,PandaX-4T 实验采用的时间投影室主要由气液氙,场笼与光电倍增管(Photomultiplier Tube,PMT)阵列组成,图 22 左半部分展示了其截面结构和对应接收信号。时间投影室内放置至少三个电极,从上往下分别是阳极(anode)、栅极(gate)、和阴极(cathode),大部分探测器如 PandaX 系列探测器,会在底部再加一个接地的保护电极(screening),来保护底部光电管不受阴极高压影响。在这几个电场的作用下,会形成两段竖直电场,分别负责漂移电子的牵引和液面电子的拽出,整个结构也被称之为场笼。为了抑制电极边缘电场的形变,会在场笼四周设置塑型圈,并加上逐级电压来令边缘附近的电场尽可能保持竖直。一般来说,场笼会被设计成圆柱形,在顶部和底部安装光电倍增管来搜集探测器内出现的任何闪烁光。在场笼内侧,会尽可能铺满反射板,来尽可能搜集所有闪烁光。

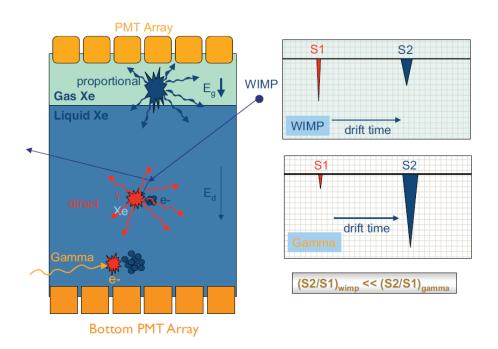
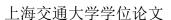


图 22 时间投影室(Time Projection Chamber, TPC)截面示意图与对应信号展示,来自于文献 [74]。

基于段落 2.2.2 所阐述的液氙中能量沉积过程,可以阐明时间投影室的





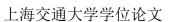
探测原理。当粒子与氙核或电子发生散射后,会发出一次闪烁光以及电离电子,该闪烁光被称为初级闪烁信号,记为 S1。而电离电子则沿电场竖直向上漂移,到达液面,然后被电场拽出,通过电致发光产生次级闪烁信号 S2。图 22 右半部分为 S1 与 S2 在探测器内的典型波形示意图,一般 S1 信号的宽度较短,S2 信号的宽度较宽,S2 比 S1 晚几个微秒的电子漂移时间。S1 信号的宽度取决于 TPC 本身的结构,而 S2 信号的宽度则取决于漂移时间以及气隙,也就是液面到阳极电极的距离。漂移距离越大,气隙越宽,S2 信号也就越宽。通过这些主要特征,我们就能从波形上区分 S1 和 S2 信号。另外,基于 S1 和 S2 信号数据,可以精确地重建出每个事例的能量大小。甚至可以通过漂移时间和 S2 信号的光分布,来重建出事例发生的三维位置信息,具体的能量重建以及位置重建过程,将分别在段落 5.2 以及段落 4.3 中进行详细介绍。

# 2.3 PandaX-4T 实验以及各子系统介绍

PandaX-4T 实验除了探测器外,还有各个辅助系统负责维持探测器的稳定取数,有着不可或缺的作用。 PandaX-4T 实验设置于 CJPL-II 深地实验厅,为了屏蔽外界中子与 γ 射线本底,整个探测器置于十米深的高纯水屏蔽中。其高纯水由设置于附近的提纯系统进行提纯,再输送进纯水罐中。氙存储系统则设置于附近的二楼平台中,负责对实验用氙进行存储与管理。而制冷循环系统则是实时对探测器中的氙进行温度控制与提纯,设置于水罐上方的洁净间中。同样设置在洁净间中的还有电子学系统,将探测器中测得的信号进行储存,以及探测器的采数控制等。在洁净间另一侧,设有精馏塔,可以实现对氙的快速精馏提纯。另外还有设置于 CJPL-I 实验厅的低本底检测站以及布置于各个子系统的慢控模块等,也对实验起着非常重要的作用。本段将会对主要的各个子系统进行介绍。

#### **2.3.1** 制冷循环系统

制冷循环系统是稳定探测器内部状况的一套辅助系统,主要由制冷系统,在线循环提纯系统和气体储存系统组成,分别负责探测器内氙的控温,实时提纯以及安全存储。为了降低探测器带给探测器的放射性本底,PandaX-4T的制冷循环系统 [78] 被安装在了屏蔽体的外侧,探测器内的液





氙经由管路在外部实现制冷与提纯,再送回探测器内部。图 23 展示了整个制冷循环系统与探测器之间的关系。

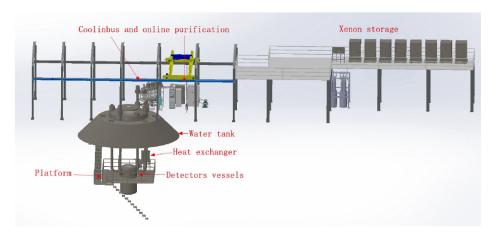


图 23 PandaX-4T 探测器与整个制冷循环系统的位置关系 [78]。

超纯水罐为直径 10 米,高度 13.5 米的圆柱形不锈钢水罐,放置于 CJPL-II 里的一个干坑中。其内部容纳了 900 吨高纯度水,将装有探测器的内外罐放置于其中心来达到水屏蔽的作用,减小外部进入探测器的本底。 PandaX-4T 探测器内外罐均由低放射性的不锈钢制成,其内罐由十层镀铝聚酯薄膜包裹,放置于外罐中。

制冷系统主要用于对探测器内的氙进行冷却,令气液氙的温度以及探测器内压在采数期间保持稳定。同时也需要有一定的安全性,对断电或漏气等意外状况作出保护反应,保护实验室人员安全和探测器元件。PandaX-4T 实验的制冷系统被称为"Cooling Bus",外观如图 24 所示。制冷系统内总共有三个冷头(RDK-500B[79])与两个脉冲管制冷机 [80][81] 对气体进行的降温。制冷系统内装有温度传感器,用于实时监控氙的温度,并且通过负反馈操控加热器来进行热补偿,从而保持氙温度能够一直稳定在合适的温度区间内。另外,制冷系统还装有内部压力传感器和外部压力表,实时对制冷系统内部进行监控,防止制冷系统内部压力过高而产生危险事故。一般来说,当制冷机因为断电等原因停止工作,制冷系统内部压力过高时,会触发由不间断电源(UPS)供电的液氮紧急制冷系统,通过吸附泵将液氮送入制冷系统,经由冷头来给内部氙降温,使内压下降回安全水平。爆破片作为一种一次性的保护措施,将会在内部压力接近危险值的情况下破



开,释放内部气体,以损失一定量氙气为代价,保护其他设施以及现场人员的安全。

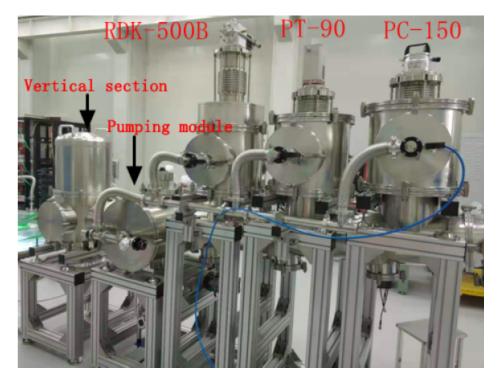


图 24 PandaX-4T 制冷系统,又名" Cooling Bus"。

由于 PandaX-4T 探测器处于水罐中心,与水罐外部的制冷系统有一段距离,因此就需要令一根长管穿过纯水区域才能将制冷系统与探测器内部连接。这个气体管道直径为 100 mm,带有真空隔热夹套,用于内罐和制冷系统之间的氙气传输,也可以在内罐充入氙之前作为抽真空的管道。氙气到达制冷系统后被制冷并液化,受到重力的驱动,沿着倾角 5°的同心管回流,最终流出气氙管道,向下流进内罐。在制冷系统中,所有氙都处于直径 250 mm 的管路中,并且尽可能用镀铝聚酯薄膜包裹所有裸露部分,以最大限度地减少从外壳产生的漏热。

在线循环提纯系统负责整个探测器内氙的实时提纯与循环。由于探测器所使用材料产生的缓慢表面放气,其释放的杂质气体会混入探测器内氙中,导致氙的杂质含量缓慢上升,影响采数效果。 PandaX-4T 探测器在进行组装时,其各个零部件以及管路都经过进行清洗、擦拭、烘烤、抽气等处理,以尽可能减少材料的表面放气现象,但该现象无法完全消除。为

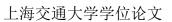




此,PandaX-4T 实验组专门设计了一套高速在线循环提纯系统,令探测器 中的氙不断循环经过提纯装置,以保证氙中的杂质一直控制在较低的范围 内。图 25 为该系统的设计示意图,主要由循环泵,高温纯化器,热交换 器构成。其中,循环泵是整个系统的动力来源。循环泵开启时,会将探测 器中的液氙经由内罐底部的溢流室进行抽取,令这些液氙在经过循环泵与 热交换器后进入高温纯化器进行提纯。高温纯化器为气体提纯模块,其能 够利用惰性气体的化学惰性,在高温下通过化学反应将气体中的水,二氧 化碳、碳氢化合物等杂质固定在纯化器里的滤芯中,而令氙等稀有气体顺 畅通过,从而实现对氙中该类杂质的分离。由于高温纯化器的工作温度要 求,为了达到较好的提纯效果,对于探测器引出的 -90°C 氙,需要在其 进入纯化器前对其进行升温。同样地,在氙气经过纯化器后,需要对其进 行降温, 达到探测器内部氙所需低温后, 方可输送回探测器内部。制冷系 统采用了热交换器,令进入纯化器前的冷氙和离开纯化器的热氙进行热交 换,用氙自身便可同时完成热氙的降温和冷氙的加热,减少了热量的浪费, 大大减轻整个系统的温控压力。这套在线循环提纯系统拥有两条并行的回 路(LOOP1, LOOP2)独立运行,最大限度地避免影响探测器的正常运行。 经测试,该系统的循环速度能够达到 155 slpm 左右,能够满足 PandaX-4T 所使用的大量氙的净化要求。

氙储存系统距离探测器运行区大约有 20 米左右的距离,主要由 128 个 40 升气瓶来对氙进行储存,以 16 个互相连接的气瓶为一组,被存放在实验平台二楼的气体存放室中,如图 26 左半部分所示。每个气瓶组都有一个控制面板进行控制,并通过面板将各个气瓶组互相连接,并且随时可以让任意一个组从中隔离出来。所有气瓶组的环境温度和气压大小都通过慢控系统进行检测和记录,并且可以通过远程操作连接或断开这些气瓶组的连接。

实验平台一楼,也就是气体存放室的下方,设置有利用液氮快速降温实现的紧急氙回收系统,如图 26 右半部分所示。四个钢瓶被打包为一组,与氙存储系统类似,每组钢瓶都有一个控制面板来控制液氮的连接,同样也会检测每组气瓶的温度与气压等状态。当需要大量回收氙气时,可以利用液氮给钢瓶降温,从而将氙尽可能回收到钢瓶中。然后再将其连接到气体存储系统,升高钢瓶温度就可以将回收到的氙推进存储系统中。一般会





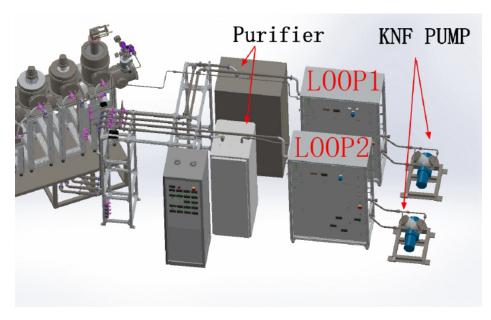


图 25 PandaX-4T 在线循环提纯系统的设计示意图,包含两个并联回路来对氙进行提纯。



图 26 PandaX-4T 室温氙气存储系统(左)与液氮紧急回收系统(右)。

让两组钢瓶在液氮中回收氙,另外两组钢瓶在室温中回温,通过这样交替回收与储存,可以连续回收6吨氙气。



# 2.3.2 电子学与数据采集系统

PandaX-4T 的电子学与数据采集系统用于读出探测器上所有 PMT 采集到的信号,整个系统示意图见图 27。由于 PandaX-4T 使用了 368 个光电倍增管,因此其数据量非常庞大,需求的读取精度和处理带宽很高。因此,与 PandaX-4T 采用的电子学系统具有无触发读数和 450 MB/s 以上的带宽,达到了较好的数据采集能力。对于 3 英寸 PMT 探测到的单光子信号,该系统能达到 96% 的平均效率 [82]。

整个系统主要由三部分组成:第一部分包括定制设计的 PMT 信号去 耦和放大模块,从 PMT 中获取并放大波形信号。第二部分包括 32 个数 字化仪(CAEN, V1725),将 PMT 信号数字化,并采用了动态采集窗口 (Dynamic Acquisition Window,DAW)算法实现了无触发信号采集,能够 对每个通道自动识别高于阈值的数字化样本,无需任何外部触发,也称做 自触发。当然,也可以手动调成外触发模式,比如在对 PMT 进行光刻度的 时候就会用到这个模式,会在段落 3.3 中提到。

最后一部分包括数据采集、处理和存储。一共使用了四个读出数据采集(Data Acquisition, DAQ)服务器(Dell R730),从 32 个数字化仪采集数据。在数据服务器中,所有接收到的数据按照触发时间标签进行排序,然后写入磁盘。这些原始数据将被传输到计算机集群进行离线处理和分析。

### 2.3.3 低本底检测站

基于高纯锗(HPGe)探测器的低本底检测站(Counting Station)用于测量材料放射性 [83],其结构如图 28 所示。PandaX-4T 探测器以及探测器周围各个系统所用的材料都通过该检测站进行甄选,以尽可能减少其材料中的放射性同位素。PandaX 一共有两个检测站,结构非常类似,但检测灵敏度略有不同,可以分别用于相对高本底材料与低本底材料的检测,提高样品检测效率。检测站通过对材料所放出的 γ 射线进行测量与计数,通过简单的蒙特卡洛几何模拟计算该样品的探测效率,从而计算出单位重量样品所具有的放射性。为了排除氡气的放射性对探测灵敏度的影响,检测站采用了抽真空的方法,将待测样品以及高纯锗探测器置于真空环境下。另外,为了尽可能减少宇宙线带来的影响,两个检测站都设置于地下实验室CJPL-I。同时为了屏蔽周围山体岩石产生的各种射线,高纯锗探测器周围



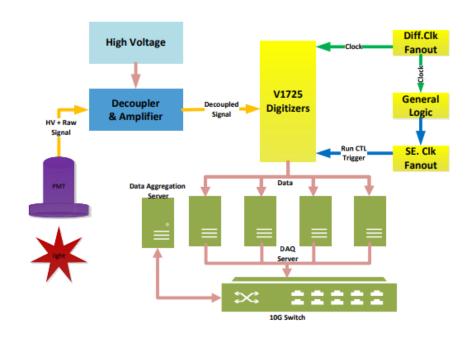


图 27 PandaX-4T 电子学与数据采集系统示意图。

覆盖了无氧铜和铅砖等屏蔽体,提高了检测站的灵敏度。

### 2.3.4 慢控系统

慢控制系统(Slow Control)用于实时监控并记录 PandaX-4T 各系统的 重要运行参数,主要包括 TPC 电极电压以及氙循环系统内内各处压力、温度与流量等。对于各个参数都设有安全范围,当某一运行参数超出设定的参考范围时,会发出网页蜂鸣以及微信报警提示,提醒现场实验人员即时查看与处理。慢控系统的运行极大的分担了实验现场值班人员的压力与工作量,同时也方便实验人员对各系统参数的查看,记录与溯源。除了各系统的关键值监控,通过慢控网页我们还能查看每次运行采数的预处理结果,如电子寿命,信号位置分布等,快速反映探测器内氙的纯度以及打火情况。同时,我们还能通过慢控网页实时地查看探测器采集到的信号波形,方便实验人员掌握采数的基本状况。



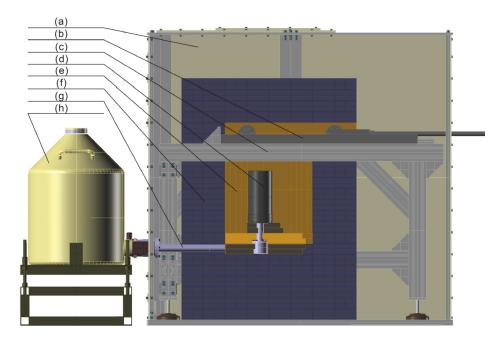


图 28 CJPL 低本底检测站示意图 [83]。(a) 屏蔽体;(b) 导轨;(c) 支撑结构;(d) 高纯锗探测器;(e) 纯铜腔体;(f) 铅屏蔽层;(g) 低温冷指;(h) 液氮储存杜瓦罐。

## 2.3.5 在线精馏系统

氙含有的中的 <sup>222</sup>Rn 与 <sup>85</sup>Kr 等杂质气体,是暗物质探测实验的主要本底来源之一。为了有效地去除这些杂质气体,PandaX-4T 实验组研发了一套在线精馏系统,利用不同气体沸点不同的特性,达到对商业氙气(纯度 99.999%)的进一步提纯。在线精馏系统的示意图与外观见图 29。

PandaX-4T 所用的精馏塔搭建与 CJPL-II 实验室中,主要针对去除氙中的氪和氡设计,可以选择主要除氡或除氪的模式。经测试,该精馏塔能够在 10 kg/h 的提纯速度下将氪的含量降低七个数量级,其浓度上限达到 8.0 ppt 级别,以及能够在 56.5 kg/h 的提纯速度下将氡的含量降低 1.8 倍 [84]。



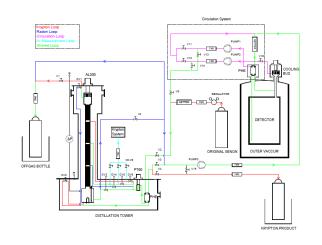




图 29 PandaX-4T 精馏塔与管路布局示意图。左图:精馏塔结构与布局示意图。 右图:精馏塔以及面板实物图。



# 第三章 PandaX-4T TPC 以及 PMT 刻度系统

PandaX-4T 的探测器的组装与测试是整个实验中十分关键的环节。整个探测器从 2019 年 8 月开始进行组装,到 2020 年 5 月完成。本章将介绍核心探测区域时间投影室(TPC)的搭建与高压测试,以及 PMT 刻度系统的研发与测试。

# 3.1 PandaX-4T TPC 搭建与准备

TPC 为探测器主要框架以及探测部分,其组装与测试花费数月去完成。本段将介绍组装 TPC 前的准备工作,以及整个 TPC 的搭建过程。

首先,需要为上下铜板安装 PMT 的圆孔内侧贴上绝缘层。这是为了防止 PMT 外壳与上铜板接触,从而导致的干扰信号或者短路的意外。采用黑色环氧树脂胶与聚酰亚胺薄片结合的方式,将所有 3 英寸 PMT 圆孔内壁进行了绝缘处理。环氧树脂胶完全凝固后,即可使用特氟龙螺丝将所有上反射板以拼接的方式固定在铜板下表面。与其一同固定的还有特氟龙制杯状零件,这些零件与上反射板共用固定螺丝,安装在铜板的上表面,用于 3 英寸 PMT 的固定,如图 30 所示。

环状电极作为 TPC 核心部件,其制作也是探测器组装的准备工作之一。部分电极在上海交通大学洁净间完成,但由于运输途中的颠簸,电极的丝网部分难免会出现松弛现象,因此,对于相对重要的阴极阳极与栅极,仍需在锦屏地下实验室的千级洁净间进行现场制作。电极一共有两种,阴极使用的丝电极,以及其他电极采用的网电极。两种电极都采用了同样尺寸的不锈钢圆环作为框架,但是制作工艺却大不相同。网电极制作起来相对较为简单,将采购的低本底不锈钢网面张开平铺在圆环上,用四周的固定装置使其均匀受力,如图 31 所示。然后使用点焊机将网面与圆环焊接在一起,最后用环氧树脂胶对焊点进行均匀覆盖,即可完成。制作完成后,网状电极会进行超声波清洗,然后进行张力测试。

丝电极,由于其丝状结构,有着更高的透光率与更低的打火率,但是 其制作工艺则较为复杂。由于丝电极只对不锈钢圆环的一个方向牵拉,圆 环本身收到不锈钢丝的牵引会产生轻微形变。因此,需要计算好形变的提 前量,做出略带椭圆的圆环,并计算每根不锈钢丝上所需要的张力,并严





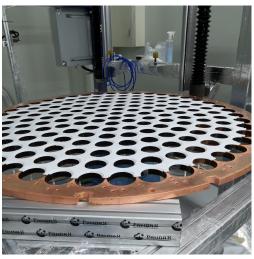


图 30 TPC 上铜板安装前的准备工作。 PMT 圆孔内壁使用了黑色环氧树脂胶 + 聚酰亚胺薄片双层结构进行绝缘处理。上下表面分别固定酒杯状 PMT 固定部件 (左图) 与上层特氟龙反射板 (右图)。右图部分反射板未安装,这是由于这些边缘反射板在设计上需要穿过纵向支撑柱,将会在之后与支撑柱一同进行安装。



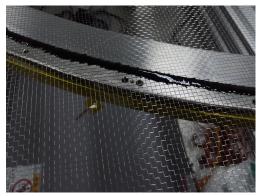
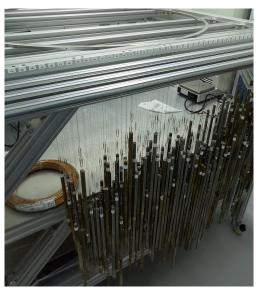


图 31 网状电极的制作。左图为制作网电极前的准备工作,用四周的固定装置令电极网均匀张开,并使用去离子风枪去除其表面的灰尘。右图为使用黑色环氧树脂胶将网固定在电极环上。等环氧树脂胶凝固后,会使用斜口钳剪去外侧多余的网,然后再用另一层环氧树脂胶将线头全部覆盖,保证无尖端裸露。



格按计算结果控制张力,如图 32 左图所示。所有的电极丝都通过垂挂精确重量的金属细柱来实现张力的控制。同时使用吹风并使用激光观测抖动频率的方式,来对每根丝线的张力进行测量与核验,如图 32 右图所示。张好所有不锈钢丝后,与网电极一样,使用点焊与环氧树脂胶对所有丝的两端进行固定,即可完成该电极的制作。对于相对较为脆弱的丝电极来说,为了避免不锈钢丝产生毛刺或者松弛,我们不能将做好的丝电极整个进行超声波清洗。作为代替,我们选择对圆环进行单独地超声波清洗,并在制作时对每根不锈钢丝单独用手工仔细擦拭。



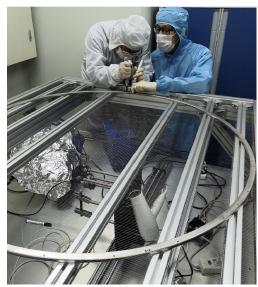


图 32 TPC 阴极丝状电极制作。左图:使用不同重量负重控制各个丝线张力。右图:使用点焊与环氧树脂胶对所有不锈钢丝进行固定,同时利用吹风观测抖动频率的方式对每根丝线的张力进行测量与核验。

电极制作完成后,即可对齐施加较高的电压,以进行高压测试。第一轮高压测试在大气中进行,旨在用较高的电压检查整个电极是否有过于脆弱的地方,或是不锈钢丝表面是否有尖端毛刺导致容易打火。在高压测试中,如果有某处不锈钢丝发生打火,被烧断或者烧黑,我们就会将该丝进行替换,保证每根丝都能承受足够高压且不打火。通过高压测试后,方可将电极安装到 TPC 上。

在我们进行电极制作与测试的同时,顶部 PMT 的组装也在同时进行着。在完成上铜板的准备工作后,整个上铜板被放置于临时的铝型材框架



上,使用铝箔纸对其下表面进行防灰保护,由 PMT 组成员进行 3 英寸 PMT 的安装与接线,如图 33 中所示。



图 33 TPC 上铜板的调平。图中也同时展示了完成安装与接线的顶部 PMT。

TPC 组装期间,全程都使用负离子吹风机来吹去其表面浮尘,同时在每完成一个安装步骤后,使用酒精对其表面进行擦拭,保证 TPC 洁净度。TPC 主要支撑结构由特氟龙侧壁和上下铜板构成。整个 TPC 采用了悬挂式安装的方法,采用不锈钢双头螺纹杆来将上铜板固定于内罐顶盖,并用工装将内罐顶盖连带着整个上铜板吊起,然后以上铜板为支撑点,由上而下组装 TPC。在将上铜板整个吊起来后,需要用激光进行辅助,通过调节不锈钢双头螺纹杆上的螺母对其进行调平,如图 33 所示。

我们使用 T 型不锈钢螺丝将特氟龙支撑柱与边缘上反射板一同固定于上铜板下方边缘。接着将顶部侧面反射板以及阳极与栅极电极,一同用聚酰亚胺螺丝固定在支撑柱靠近顶部的位置,如图 34 所示。在固定完顶部侧面反射板与电极后,即可安装主要侧面反射板。侧面反射板与铜塑型环固定槽一同固定于支撑柱上,需要将两者同时进行安装,如图 35 所示。在侧面主体反射板安装完成后,同顶部类似,将靠近底部的反射板,阴极电极和屏蔽电极固定于支撑柱上,并将准备好的下铜板与支撑柱进行组装,如图 36 所示。

至此,整个 TPC 的特氟龙框架已搭建完成,便可进行铜塑型环的安装。塑型环通过低本底高纯铜制作而成,经过酸洗去除氧化层后,安装于





图 34 TPC 顶部侧面反射板以及阳极与栅极电极的固定方式。





图 35 TPC 侧面主反射板与铜塑型环固定槽的安装。分别展示了组装到一半和全部组装完后的状态。



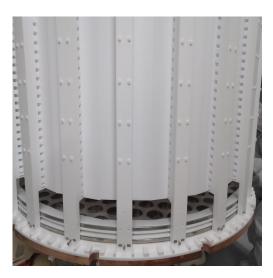


图 36 TPC 底部铜板与电极的固定方式。图中尚未安装靠近底部的侧面反射板部分,其安装方式和顶部类似,都固定在支撑柱上。

TPC 侧壁上,如图 37 所示。塑型环除了主要的抑制边缘电场畸变功能外,也有一定的固定 TPC 侧壁结构,防止其结构变形的作用。同时,通过焊在聚酰亚胺薄膜电路板上的电阻将这些塑型环逐层串联起来,首尾与两侧电极连接,达到形成逐级电压的效果。在安装完塑型环后,再将底部 PMT 阵列安装完成并接线,整个 TPC 的主要结构就已经搭建完成。

为了维持探测器的稳定运行,需要对 TPC 表面潜藏的打火点提前进行绝缘处理。绝缘处理旨在避免 TPC 在高压状态下由于表面尖端造成的潜在打火现象。该现象可能会导致电极高压的不稳定,或是对探测器关键部件产生损毁,因此需要极力避免。通过不断地大气中 TPC 高压测试,最终我们对所有可能产生打火的地方都进行了绝缘保护。具体的高压测试操作会在段落 3.2 中介绍。绝缘处理主要包括阴极电极侧壁,阴极与栅极电极的高压输入线,PMT 走线, TPC 侧面靠近底部的不锈钢液位计,以及铜塑型环之间的裸露电阻等,如图 38 所示。其中,液位计采用了接口环氧树脂胶,金属表面聚酰亚胺膜包裹,以及内侧表面用特氟龙软管包裹的方式进行多层绝缘,如图 38(a) 所示。对塑型环与阴极栅极的连接电阻,由于易于发生打火,采用了环氧树脂胶覆盖并在其上方再贴一层聚酰亚胺薄膜的方法来进行绝缘保护,如图 38(b) 所示。对阴极侧面,采用了环氧树脂胶与聚酰亚胺薄膜多层交替的方式进行绝缘保护,如图 38(c) 所示。而阴极高压





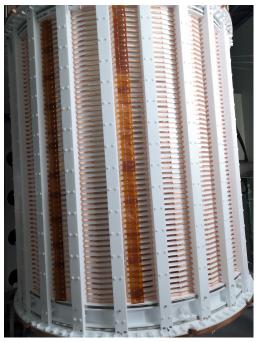


图 37 TPC 侧面铜塑型环的安装。右图显示了各层塑型环之间电极的固定方式。

接入线,由于其作为高压输入端极其容易打火,且为了防止其松动导致高压加不上,我们使用特氟龙固定件对其固定,并对高压线本身外侧使用特氟龙生料带缠绕,同时在固定件外侧用聚酰亚胺薄膜多层包裹,来对阴极高压线进行绝缘保护,如图 38(d)所示。底部 PMT 的走线要经过 TPC 侧壁到达顶部的信号接口,由于其数量繁多,易于靠近铜塑型环发生打火,也是我们重点进行绝缘措施的对象。我们将多根信号线合并为若干束,使用聚酰亚胺薄膜对经过 TPC 侧面的所有部分进行表面缠绕包裹,在最外侧套上侧面剪开的特氟龙软管进行绝缘保护,并将其使用生料带编织成的绳子固定于纵向特氟龙支撑柱外侧。对其中靠近阴极高压容易产生打火的部分,在软管外侧进一步追加聚酰亚胺保护层来加厚绝缘层,如图 39(a) 所示。

最后,在上述所有可能打火的位置都已经做好了绝缘保护,并且通过了高压测试后,在将探测器放入内罐之前,将会在整个 TPC 外侧包裹一圈特氟龙绝缘薄片,来将 TPC 与内罐内壁隔开,保护整个 TPC,如图 39(b) 所示。在将 TPC 放入内罐后,同样会进行高压测试,来保证 TPC 在内罐中时也不会发生打火现象。









(a) TPC 表面的多处绝缘处理,包含液位 (b) 阴极与铜塑型环之间的电阻绝缘,以 及 PMT 走线等。

计, 阴极电极侧面, 塑型环连接电阻, 以及阴极侧面绝缘保护展示(黑色部分为 环氧树脂胶与聚酰亚胺绝缘层)。





龙固定件对其进行固定,并在一定程度 过内部高压线使用特氟龙生料带缠绕外 上绝缘。

(c) TPC 阴极电压接入口展示。使用特氟 (d) TPC 阴极电压接入口的绝缘保护。通 以及侧聚酰亚胺薄膜多层包裹的方式进 行绝缘保护。

图 38 TPC 表面的绝缘措施。主要包括阴极电极侧壁,阴极与栅极电极的高压输 入线,以及铜塑型环之间的裸露电阻等。49







(a) PMT 走线的绝缘保护。

(b) TPC 外侧包围的特氟龙薄片。

图 39 TPC 外侧包围特氟龙绝缘薄片以及 PMT 走线的绝缘处理。



# 3.2 TPC 高压测试

TPC 高压测试是将探测器放入内罐前的一个重要操作,目的是为了杜绝探测器在加上高压后的打火现象。对于 PandaX-4T 的 TPC,其阴极需要加 20 kV 左右的负高压,而栅极则需要 5 kV 的负高压。在这些加上高压的区域周围,就有可能发生打火现象。对于观察到的打火,就需要我们对他进行绝缘措施,并再次加上高压来查看绝缘效果。相较而言,阴极附近高压更高,更容易发生打火现象,是我们需要主要观察的区域。

对于电极的高压测试,采用了以另一个网电极为接地,对待测电极加 负高压的方法来进行,如图 40 所示。

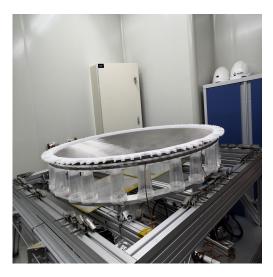


图 40 电极高压的单独测试。

对于 TPC 整体的电压,我们对 PMT 接线前后,液位计安装前后分别进行了测试。我们给栅极加上了-5 kV 高压,并慢慢增加阴极的负高压,并不断寻找打火点并解决。打火点的寻找主要靠人眼与红外摄像头的观察,以及打火电流的监测。对于较为明显的,即时的打火点,可以通过较快增加高压,采用人眼观察的方式来查找。首先将房间光源全部移除,保证房间黑暗,同时找 4 个以上的人处于 TPC 四周并在安全距离外进行观察。当打火发生时,可以听到明显的响声和微弱的发光点,便可以由此确定打火点,然后针对打火位置加固绝缘保护,直到观察不到明显打火为止。同时,通过高压机箱的电流输出,我们也能得知那些无法观察到的打火存在。对



于 PMT 接线前且没有安装液位计的 TPC, 我们可以在栅极 -5 kV 的情况 下,给阴极成功加到-50kV并在约18小时测试期间内保持稳定,如图41 所示。





(a) 安装 PMT 走线与液位计之前的 TPC。此 (b) 高压测试结果。在栅极电压 -5 kV 的情 时打火点相对较少,能够加上更高的电压。 况下, 阴极电压达到了-50kV 并在约 18 小

时的测试期间内维持稳定。

图 41 TPC 安装 PMT 接线以及液位计前的高压测试结果。能够在约 18 小时测试 期间内稳定在 -50 kV。

在安装上底部 PMT 接线与液位计后,这两个部分产生的打火较多。在 进行多次测试并且进行绝缘保护后,我们可以在栅极 -5kV 的情况下,令 阴极电压能够持续约 11 小时测试期间内稳定在-43.8 kV, 但能观测到少量 打火电流,如图 42 所示。

最后,我们将大部分 TPC 放入内罐,只留一个小缝作为观察窗,进行 高压测试,如图 43 所示。在确认无明显打火后,关闭整个内罐并加上高 压。最终在加到 -37.7kV 的高压时观察到了打火电流。

通过高压测试后, TPC 基本上就能正常运行了。理论上, 电极附近依 然存在极小的,难以观察的打火,这些打火在内罐充入氙后会有所减少, 同时也可以运用 PMT 去观察这些打火,最终选择一个合适的阴极电压作





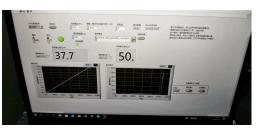




(a) 安装 PMT 接线以及液位计后的 TPC。此 (b) TPC 安装 PMT 接线以及液位计后的高时虽然已经对走线以及液位计进行了绝缘处 压测试结果。能够稳定在 -43.8 kV,持续约理,但依然较为容易产生打火。 11 小时,可观测到少量打火电流。

图 42 TPC 安装 PMT 接线以及液位计后的高压测试结果。能够持续稳定在 - 43.8 kV 长达约 11 小时。





(a) TPC 置入内罐后进行打火测试。打开一 (b) TPC 放入内罐后的高压测试结果。在阴条小缝确认无明显打火后,关上内罐加高 极-37.7 kV 时观察到了打火电流。 压,并观察打火电流。

图 43 TPC 置入内罐后进行打火测试。打开一条小缝确认无明显打火后,关上内罐加高压,并观察打火电流。最终在栅极 -5 kV 情况下,阴极加到了 -37.7 kV 并观察到了打火电流。



为运行电压。在调试运行期间,PandaX-4T 探测器采用了栅极-5kV,阴极-16kV 左右的电压来运行。

# 3.3 PMT 刻度系统

PMT 作为探测器的"眼睛",一直密切注视着探测器内产生的所有闪烁光,起着非常重要的作用。然而对于每个 PMT 来说,其增益(每接收到一个光子发出的信号大小)是不同的,也会随着其状态而略有变化。因此,就需要我们定时测量所有 3 英寸 PMT 的增益(大约一周一次),以不断对所有 PMT 的增益进行监测与记录。

在前面段落 2.3.2 中提到,在数据采集中有一个外触发模式,通过外部输入时钟信号便可以在指定时间触发采数。我们利用这个外触发模式,设计一种同样能够外触发的单光子光源并使用光纤引入探测器中,通过同步触发让他们同时进行发光和采数,从而得到单光子信号的波形。通过统计与分析得到的这些波形,我们便能计算出每个 PMT 的增益大小,这就是 PMT 刻度(也可以称为光刻度)的基本原理。

### 3.3.1 光模拟与 PMT 刻度方案规划

PandaX-4T 探测器中的光分布由 Geant4 程序模拟。通过在 Geant4 模拟程序中设定 PandaX-4T 探测器的几何与光学相关参数,我们便能够进行光学模拟。光模拟的具体内容将会在段落 4.2 中详细展开。

图 44 展示了最终选用的光刻度方案所使用的光源,在探测器顶部和底部产生的光强分布。

图中可以明显的看到上下左右四个光源,即探测器中固定光纤的位置。由于 PMT 刻度时,需要尽可能接收单光子光源,而过亮的光源会令我们难以看到足够的单光子信号去刻度。当然,过暗的光源会让 PMT 难以看到光,只有合适的光强区间内的 PMT 才能完成一个较好的光刻度。因此,为了提高 PMT 刻度效率,要令光强的分布尽可能均匀,就能够在尽可能少的调节光源亮度的情况下,对更多的 PMT 同时进行刻度。由于光源在靠近顶部的位置,因此只有顶部的光强分布较为不均匀,底部的 PMT 所接收到的光,如图 44 的模拟结果所示,光强分布较为均匀,可以全部一次性刻



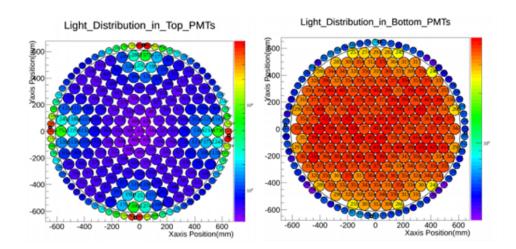


图 44 PandaX-4T 光刻度系统光强分布模拟结果图。左: 顶部光强分布。右图: 底部光强分布。

度完。于是,在基于光模拟结果的情况下,本文得出了最高效的刻度方案,如图 45 所示。

# Plans for top PMTs calibration:

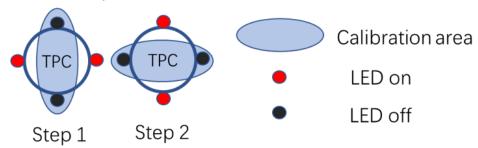


图 45 PandaX-4T PMT 刻度方案。图中红色圆圈表示光源开启,黑色光源表示光源关闭。淡蓝色椭圆表示顶部 PMT 中光强相近,可以同时刻度的区域。

光刻度系统一共设有四个光源,被分成了上下和左右两组。对同一LED 亮度,两组光源分别做两次刻度,就能涵盖几乎所有的顶部 3 英寸PMT。即使有些 PMT 不在最佳的亮度区间,也可以将 LED 亮度调节的次数尽可能地减少。相比于 PandaX-II 所采用的所有 3 个光源全部点亮并逐级调整亮度得到方案,该方案的效率更高,刻度次数更少,可以节约大量时间。并且,该方案受 PMT 阵列面积的影响也较小,对于未来 PandaX-30T

上海交通大学学位论文

的更大面积 PMT 阵列也同样适用。

## 3.3.2 PMT 刻度系统硬件设计,测试与搭建

PMT 刻度系统主要由短脉冲电路、LED 光源、光纤与末端漫射体 (diffuser)构成。如图 46 所示,光纤从水罐上方实验室,经过水中管道,一路到达内罐内部。然后分为四路,将刻度所用光送入 TPC 中。

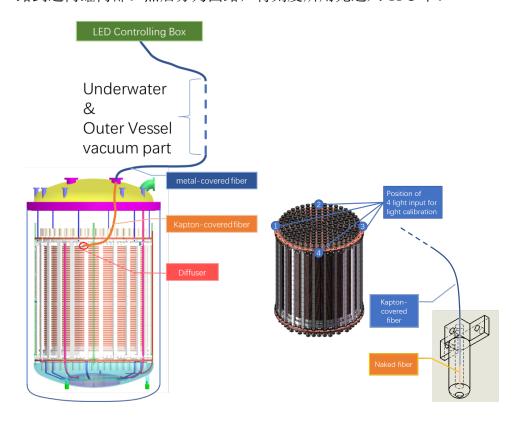


图 46 PandaX-4T 整个 PMT 刻度系统的硬件设计。左:整体结构设计。右: TPC 内部设计。

3.3.2.1 短脉冲电路以及控制系统 由于 PMT 刻度最理想的光源就是单光子信号,所以我们需要有一套短脉冲电路与控制系统,来使 LED 光源发出单光子光。同时,由于整个光刻度系统有 4 个光源,我们需要使其能够同步发光,并且能够俩俩一组单独开关,因此也需要一个控制系统来实现信号同步与控制。对于光刻度,为了让 PMT 收到单光子信号,我们需要在



光纤外端发出极短时间的光源,并且能够通过触发信号控制其频率。同时,还要能够控制其高位电压的大小,从而实现 LED 亮度的控制。这里我们参考了文献 [85],设计了如图 47 所示的电路板,来产生我们所需的极短脉冲电信号。采用该设计,定制成的印刷板仅需至 20 mm × 30 mm 的尺寸,且各个连线也都足够宽,在焊电器元件时也不易被焊笔熔化或者脱落。

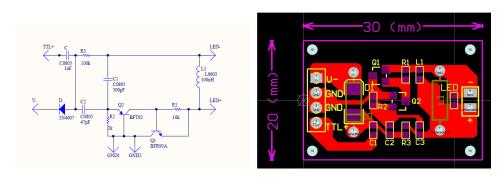


图 47 PandaX-4T 光刻度光源所使用的短脉冲电路设计图与对应电路板设计。左:电路原理图设计。右:电路板设计。

经测试,该电路能够产生约 10 ns 左右的短脉冲,并且能通过外部输入的触发信号发出脉冲,也能够通过另一路恒定电压的输入高低来实现输出脉冲的高位电压大小。另外,该电路能承受 13 V 电压后依然能正常输出脉冲,而平时光刻度使用的电压约为 7-8 V,完全处于安全工作电压内。测试时该电路板输出信号如图 48 所示。

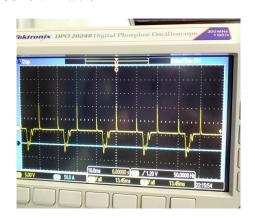
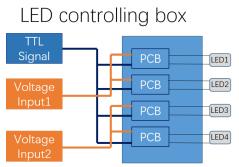


图 48 由触发电路输出的约 10 ns 极短脉冲电信号波形,作为 LED 的输入。利用高灵敏示波器查看其输出。



整个控制系统如图 49 所示,所有的电路都放在金属盒子里以减少外部电磁干扰,并且在盒子上设有必要的输出/输出接口。通过该控制系统,我们需要接入控制发光频率的外部时钟触发(TTL)信号,以及控制发光亮度的稳定电压,最终接到 4 个发光 LED 上。



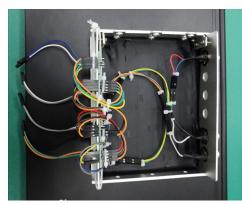
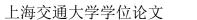


图 49 LED 发光控制系统,将左右电路整合在金属盒子中,仅留下必要的输入/输出接口。左:控制盒输入/输出接口设计。右:控制盒内部,金属盒有盖子,图中为了方便拍摄而打开。

**3.3.2.2 LED** 光源 **LED** 的输入端与前面提到的控制盒相连接,而其输出端(也就是灯泡本身),则使用黑色环氧树脂胶与光纤接口(SMA905)粘在了一起,如图 50 所示。

黑色环氧树脂不仅能够起到固定的作用,也能通过覆盖整个灯泡保证不会有外界光漏入光纤中。同时,也能一定程度上防止 LED 的引脚意外互相接触而发生短路。另外,整个控制盒与 LED 灯泡通过遮光布覆盖,并存放于避光的机柜中,进一步避免外部光线的漏入。

3.3.2.3 光纤的选择与光路的搭建 光纤是将外部 LED 发出的光导入探测器内部的重要媒介。 PandaX-4T 使用的光纤一共有两种,一种是包裹着聚酰亚胺的裸纤,另一种是金属包覆纤。裸纤带来的本底低,用于内罐内光的传输裸纤的放射性用段落 2.3.3 提过的检测站进行了测量,结果如表 3-50 所示。而金属包覆纤则因为结实、不易损坏等特点,被用在处于大气与外真空的部分。不同光纤的具体参数罗列于表 3-50 中,并在图 51 中进行展示。





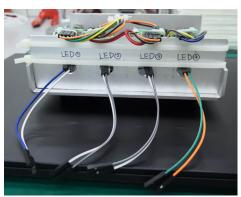




图 50 LED 与控制盒和光纤接口的连接。左:控制盒与 LED 连接所用的接口。右: LED 与 SMA905 光纤接口通过黑色环氧树脂胶固定。





图 51 两种不同的光纤展示。左:聚酰亚胺包覆纤。右:带有气密馈通的金属包覆纤。

同时,我们也对光纤的可承受弯折半径进行了测试,证实其在探测器中不会因为过度弯折而断裂。另外,对于整个光纤回路,馈通也是重要的一环。除了前面提到的用于隔绝外真空与空气的,两侧焊有金属包覆纤的 KF50 馈通外,还有一个用于隔绝内罐内外侧的 CF35 四路光纤馈通,如图 52 所示。对这两种馈通,都使用了氩气与 RGA 的组合去检漏,经检验气



待测放射性同位素	测量结果(mbq/kg)		
<sup>226</sup> Ra( <sup>238</sup> U)	<15.55		
$^{222}$ Rn( $^{238}$ U)	$0.95{\pm}7.38$		
$^{228}$ Ac( $^{232}$ Th)	<10.09		
$^{228}\text{Th}(^{232}\text{Th})$	$13.12 \pm 10.99$		
$^{235}U$	$13.6 \pm 16.17$		
<sup>137</sup> Cs	<18.97		
<sup>60</sup> Co	$8.82 {\pm} 12.59$		
<sup>40</sup> K	<17.28		

表 **3-50** 聚酰亚胺包覆纤的放射性本底测量结果。分别测量了  $^{226}$ Ra( $^{238}$ U)、  $^{222}$ Rn( $^{238}$ U)、  $^{228}$ Ac( $^{232}$ Th)、  $^{228}$ Th( $^{232}$ Th)、  $^{235}$ U、  $^{137}$ Cs、  $^{60}$ Co 和  $^{40}$ K 的含量。

光纤种类	光纤长度	光纤直径	所用接口	生产公司
焊有馈通的金属包覆纤	0.3 m+1 m	600 um	SMA905+FC/PC+KF50	北京星源奥特
金属包覆纤	9.5 m	600 um	SMA905*2	北京星源奥特
聚酰亚胺包覆纤	2.5 m*3+1.5 m*1	600 um (外径 900 um)	SMA905*1	北京首亮光纤

表 3-50 PandaX-4T 探测器所使用的各种光纤具体参数汇总。

密性都完好。

**3.3.2.4** 末端漫射体(diffuser) 特氟龙漫射体被安装在了 TPC 侧壁外侧,特氟龙龙骨靠近顶部的位置。这样的特氟龙漫射体一共有四个,每 90° 一个,形成对称的布局。漫射体内部厚度为 3 mm,光纤末端被固定在漫射体内部,光线在透过它之后形成漫反射而最终发出较为柔和的光。









图 52 两种光纤馈通展示。左: CF35 内罐用馈通。右: 大气用 KF50 馈通。

图 53 展示了特氟龙漫射体的透光性与漫散射性,证明该厚度的漫射体能够令光透过并形成较为弥散的光。



图 53 PandaX-4T 光刻度所用的漫射体。用接近 LED 波长的激光笔,将光通过光纤打入测试用特氟龙漫射体中,可以看到光成功透过特氟龙并发出十分柔和弥散的光。这里使用的光纤与正式安装在探测器的完全一致。

漫射体设计如图 54 所示,漫射体被固定在了 TPC 侧面特氟龙龙骨外侧顶部。光经过光纤被漫射体柔化后,经过附近电极与侧边反射板之间的缝隙投入探测器中,并最终被 PMT 所接收。光纤本身是在侧面包覆着一层聚酰亚胺(kapton)膜的,但是其末端 1-2 cm 的聚酰亚胺膜被我们剥去,并且保持笔直,如图 46 右侧所示,从而令光更好地弥散。为了减少带给探测器的本底,在将光纤固定于漫射体中,以及将漫射体固定在 TPC 上时,都采用了特氟龙螺丝作为固定手段。同时,漫射体本身也是由与 TPC 相同的低本底特氟龙材料加工而成。



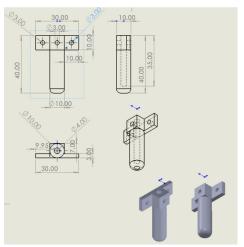




图 54 PandaX-4T 光刻度系统所用的漫射体。左:漫射体工程设计图。右:漫射体安装在 TPC 上的照片。

### 3.3.3 PMT 刻度系统算法设计

这里将介绍如何处理 PMT 看到的信号并最终得出 PMT 的增益大小。通过外触发模式,LED 每发一次光,不论 PMT 有没有看到信号,都要采一次数,记录当前波形。当然,实际上发光和采数有一定时间差,这个也已经通过电子学设定进行了修正,令 PMT 收到的单光子峰,能够正好在采集到的数据窗口内。

首先,对于每个原始波形,都需要计算其信号峰面积和基线。如图 55 所示,基线是通过前 40 bin 的平均值得到的,因为经过统计,前 40 bin 的平均值比峰值附近的基线更稳定。在扣除基线后,每个波形的峰电荷由其峰值左右各取 10 个 bin 的窗口计算,其积分值即为该波形的峰电荷大小,也就是该次信号大小。如果在有效范围内没有明显的峰值(波形最大值与最小值的和小于 15),将通过默认窗口进行积分。默认窗口是通过将该 PMT接收到的所有波形进行叠加,并且能看到明显峰的时候,以该峰为中心,左右各取 10 个 bin 得出。此时如果不能从叠加波形中看到明显的信号峰,则表示该 PMT 没有接收到有效的刻度信号,程序为给出刻度数据无效的提示。对于单个 PMT,将其计算得到的所有信号大小都放入同一个直方图内,就得到了该 PMT 的信号谱。通过对该信号谱进行拟合,就能得到单光子峰的位置与零光子峰的距离,也就是该 PMT 的增益大小,如图 56 所



示。

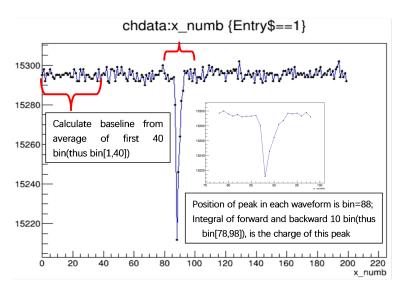


图 55 PandaX-4T 中某一 PMT 看到的典型原始信号波形。显示了参与基线计算的 区域和信号峰积分区域的判定范围。

图 56 展示了典型的单个 PMT 在刻度时收到的信号谱,以及对零光子、单光子以及双光子峰的拟合结果。

由于 PMT 收到的信号以单光子信号为主,因此我们可以知道其光子峰应符合泊松分布。在进行信号峰拟合时,先通过经验大致划分了三个区域,在这三个区域中分别进行高斯拟合,得到三个峰的高斯函数参数。然后,将这些参数作为初始值,应用于包含这三个峰的多重高斯函数,并对整个谱进行拟合。在该多重函数中,为了使结果符合泊松分布,要求这三个高斯峰间距相等,并且其标准差符合误差传递。最后,用拟合得到的结果分别画出那三个高斯函数,如 56 中的绿色虚线所示,验证拟合结果是否可靠。此时单光子峰的位置与零光子峰的距离即为我们想知道的该 PMT 的单光子增益,同时误差值也由各相关误差传递而来。某一轮 PMT 刻度结果如图 57 所示。



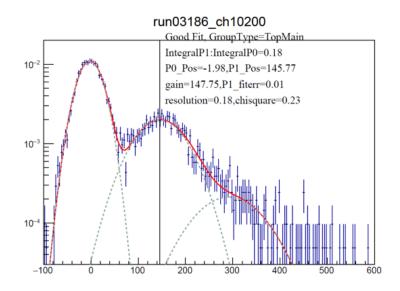


图 56 PandaX-4T 中某一 PMT 看到的典型刻度信号谱,以及其拟合结果。可以明显看到其符合泊松分布的多个峰。其中蓝线为信号谱本身,红线为对整体波形的多重高斯函数拟合结果,绿色虚线分别为使用红线结果画出的零光子,单光子,双光子峰。

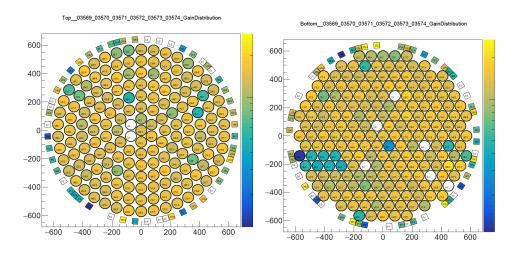


图 57 PandaX-4T 某一轮光刻度结果,其中黑色圆形表示 3 英寸 PMT,其中的数字为该 PMT 的增益刻度结果,空白则表示该 PMT 被关闭,或者由于故障而无法进行刻度。黑色方形则表示1 英寸的 veto PMT,由于其使用年限较高,增益不稳定,经常会出现无法拟合出单光子峰的情况。左: 顶部 PMT 刻度结果。右: 底部 PMT 刻度结果。



## 第四章 PandaX-4T 探测器数据分析

## 4.1 PandaX-4T 探测器电子寿命监控

在 PandaX-4T 探测器运行期间,探测器状态的监控显得尤为重要,只有保证探测器持续稳定地运行,才能确保采到有效的数据。除了内压等靠传感器直接测量的参量外,还有一些状态的检测如电子寿命,PMT 增益,电极形状等情况需要通过分析数据来得到。下面将会介绍一些探测器状态的分析与具体过程。

#### 4.1.1 电子寿命概念与重要性

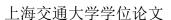
在段落 2.2.2 中,我们提到在电子漂移过程中,电子有可能被氧气等杂质所捕获。因此,电子寿命的大小能够反映探测器液氙中杂质含量的高低。电子的数量会沿着漂移路径而减少,也就是说,事例发生在探测器越靠下的地方,最终我们能看到的 S2 信号就越小。由此可以得出,定义为 S2/E 的电荷产率在 z 方向(纵向)上不均匀,需要通过事例的漂移时间与电子寿命对 S2 信号进行校正。同时,为了维持足够的电离电子探测效率,电子寿命必须足够好。因此,稳定、快速的电子寿命计算程序就变得非常必要。

电子寿命的定义在公式 2.7 给出,按照该定义我们可以知道,电子寿命也是电子在漂移过程中减少到其初始数量的 1/e 所耗费的时间。也就是说,对于相同能量的事例,S2 大小与漂移时间应满足:

$$q_{S2_{detected}} = q_{S2_{origin}} e^{-t_{drift}/\tau_e}, (4.1)$$

其中, $q_{S2_{detected}}$  为探测器所测得的 S2 信号大小, $q_{S2_{origin}}$  为理论上该事例发生时所产生的 S2 的大小, $t_{drift}$  为电子漂移时间, $\tau_e$  为电子寿命于是我们可以通过对单能事例的 S2 大小与漂移时间的关系进行公式 4.1 的拟合,就能得到电子寿命的大小。为了方便进行拟合,我们将公式 4.1 左右两边取自然对数,得到:

$$ln(q_{S2_{detected}}) = ln(q_{S2_{origin}}) - t_{drift}/\tau_e.$$
(4.2)





由于公式 4.2 是线性的,整体就是一条斜线,其斜率即为  $-1/\tau_e$  的值,拟合起来更方便。因此我们就采用了直线拟合  $ln(q_{S2_{detected}})$  与漂移时间的方法来测量电子寿命。一般而言,为了保证理论上的初始 S2 信号大小一致,我们需要尽可能保证参与拟合事例的能量统一,即使用单能事例进行电子寿命的拟合,才能保证结果的准确性。为了避免 S2 的饱和,我们往往会选用较低能量的,例如来自  $^{131}$ Xe 的约 164 keV 单能事例,或者来自  $^{83m}$ Kr 约 41.5 keV 单能事例。

常见情况下,我们使用固体 PuC 源置于靠近探测器的刻度管中,从而将探测器中的一部分氙激发为 <sup>131</sup>Xe。 <sup>131</sup>Xe 主要产生两种单能事例,其能量分别为 164 keV 与 236 keV。由于该方法能够在短时间内产生较多单能事例,因此便于我们更加清晰地选择出这些事例,并计算出电子寿命。为了避免信号饱和带来的偏差,我们用相对不容易发生饱和的底部 PMT 测得的S2b 代替全部 S2 来对电子寿命进行拟合。

#### 4.1.2 自适应电子寿命拟合算法

为了能够较为稳定快速地测量电子寿命,这里本文首次针对 PandaX-4T 开发了一套电子寿命拟合算法。该算法采用了一种自适应的迭代拟合算 法,算法流程图如图 58 所示,其步骤为: 1. 首先设定一个较为粗略的 S1 与 S2 的信号范围,大致包含拟合电子寿命所需要的单能事例即可。 2. 在 该范围内的信号分布图中, 根据其信号密度, 画出最大信号密度一半的半 高等密度线。一开始,该信号分布图会因为受到电子寿命的影响而发生严 重变形。 3. 以该半高等密度线作为基准,大致框选该区域,将其作为筛选 条件,仅保留选区内的事例,也就是自动框选出了可见范围内事例最密集 的区域。 4. 以这些事例画  $ln(S2_h) - dt$  分布,并进行线性拟合,则可以通过 拟合结果的斜率得出一个电子寿命的值,记为 τ<sub>e</sub>1\_1。5. 通过该电子寿命 结果对上述事例的  $S2_h$  进行修正, 再画出  $S2_h$  – dt 分布, 并对该分布进行 线性拟合。此时得到的斜率往往和理论上的完全水平有些偏差,则根据该 偏差值对  $\tau_{\nu}1_{-1}$  进行修正,得到一个新的电子寿命  $\tau_{\nu}1_{-2}$ 。 6. 使用上一轮得 到的  $\tau_{e-2}$  对上述被选中的事例进行修正,得到一个粗略修正后的 S1-S2 的 信号分布。 7. 对于新得到的信号分布图, 重复两次步骤 2-6, 进行两次迭 代,得到 $\tau_{e}2.2$ 与 $\tau_{e}3.2$ 。8.对步骤1中初始看见的所有可见事例通过最后



一轮迭代得到的电子寿命  $\tau_e$ 3.2 进行修正,并使用其中事例的位置信息进行位置的均匀性修正,得到一个新的,可以明显清晰地看到聚集单能事例的信号分布。关于水平位置均匀性修正的内容将会在段落 4.5 中进行介绍。9. 基于步骤 8 得到的优美信号分布,同样画出其半高等密度线,并基于该半高等密度线拟合成一个平滑椭圆。 10. 基于上一步得到的椭圆选区,重复步骤 3-5,得到的  $\tau_e$ 4.1 即为最终电子寿命。

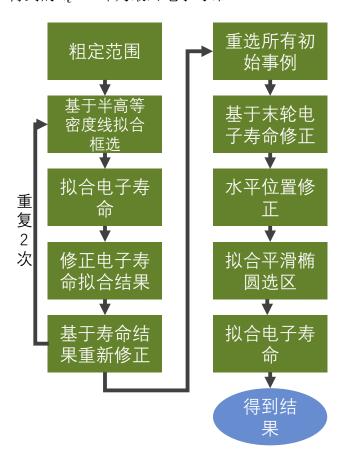


图 58 自适应电子寿命迭代拟合算法流程图。

电子寿命拟合算法的每一步结果如图 59 所示。其中第一行第一列的图为原始底部 S2,通过半高等高线选出其中最亮,也就是事例最密集的区域,并将所选区域内事例展示在第二列中。第三列展示了对  $ln(q_{S2_b})$  与漂移时间的线性拟合结果,并使用拟合结果推算出的电子寿命对所有参与拟合的  $ln(q_{S2_b})$  进行修正。修正结果显示在第四列中,得到近乎水平图像就表示成功修正,但仍有些微倾斜。可以看见,第一行无论是事例的选择还是



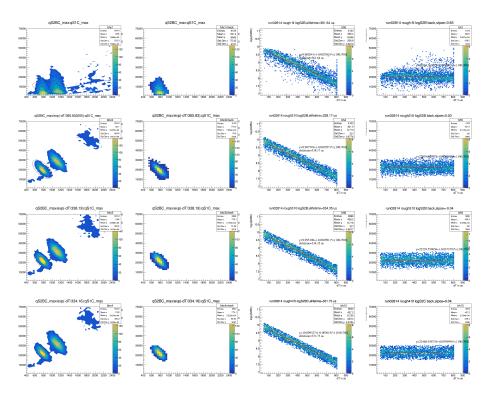
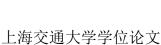


图 59 某一组数据的电子寿命拟合各步骤结果。对于 PandaX-4T 探测器中单能事例进行拟合,图中以某一次拟合 164 keV 单能事例结果为例。运行顺序为自左而右,逐行迭代运行。

拟合的结果都比较粗糙,这里我们利用第一行得到的电子寿命结果,对第二行第一列中的所有  $S2_b$  进行了修正,然后重复上述步骤。一般在进行四次迭代,也就是到第四行时,会以最亮区域为圆心,选择一个椭圆形区域作为选区选择事例,然后再进行电子寿命拟合。这时,无论是事例的选择还是拟合的结果都会相对比较稳定,虽然看起来步骤重复,但是能够得到一个更加稳定精确的电子寿命结果。一般来说,根据数据量不同,计算电子寿命需要的时间不同,但一般花费几分钟即可得到结果,对于探测器状态监控来说完全够用。另外,该算法不仅适用于  $164\,\mathrm{keV}$  事例,实际上,对任何能在  $ln(q_{S2_b})$  与  $t_{drift}$  的关系图中看得到明显亮区的事例,如 236  $\mathrm{keV}$  单能事例, $83\,\mathrm{m}$  Kr,来自氡的  $\alpha$  事例等,都能用这套算法直接得出电子寿命大小。对于这套算法来说,只要有 500 个左右的有效事例就能得到可靠的电子寿命结果,对事例数要求很低。因此,半小时左右的  $164\,\mathrm{keV}$  事例刻度数据就足够算出准确的电子寿命了。图 59 展示了电子寿命修正前后,





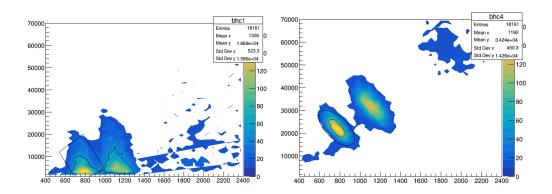


图 60 电子寿命拟合前后的 164 keV 与 236 keV 单能事例分布对比。两张图的横 坐标都是S1信号大小。左图纵坐标为原始 S2b, 右图纵坐标为经过电子寿命修正 后的 S2<sub>b</sub>C。

164 keV 与 236 keV 单能事例信号分布对比。

#### 电子寿命结果 4.1.3

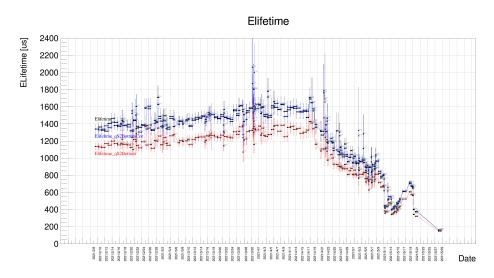


图 61 PandaX-4T 探测器 2021 年 2-5 月的电子寿命统计。每个线段表示其电子寿 命结果来自于同一组连续的运行数据。红色与黑色线段分别表示通过底部  $qS2_b$  与 所有 qS2 得到的电子寿命,可以看出,由于顶部 PMT 存在饱和,黑线代表的通过 全部 qS2 计算出的电子寿命往往被高估。而蓝色线条则是对底部  $qS2_b$  得到的结果 的基础上,利用 qS2/qS2b 和  $t_{drift}$  的关系反向推测所有 qS2 得到的电子寿命的结 果。如果黑线和蓝线结果接近,可以侧面说明红线的电子寿命结果是可靠的。最 终我们使用的电子寿命结果是没有饱和问题的红线结果。





图 61 展示了 PandaX-4T 探测器 2021 年 2-5 月的电子寿命统计。以该段时间为例,电子寿命的监控有助于我们了解探测器内氙的纯净程度。电子寿命的起伏,反映了探测器的状态变化。在图 61 中可以看到,在正常情况下,即较为早期地部分,循环系统在运行过程中会对探测器内的氙进行不断地提纯,令电子寿命持续缓慢上升。可以通过电子寿命地上升速率评估提纯效率,从而选择更好的提纯方案。而一些灌气操作或者某处发生泄漏或意外污染则会导致电子寿命明显下降。如果在没有任何操作的情况下电子寿命急剧下降,那就很可能是气体管路的某处发生了泄露,此时就需要暂停取数,进行大规模的检漏去排查问题,直到问题解决,电子寿命恢复到较好水平。如图 61 中的后半部分,由于高压泵发生了泄露而暂停了循环提纯,导致电子寿命在该期间不断下降。在图中最后的部分,有重启过一段时间的循环,令电子寿命短暂回升了一段时间。

对于最终的数据分析,我们将根据每组数据的电子寿命结果对其进行 筛选,保证所有数据采集期间内,都有着良好的电子寿命,从而保证数据 质量。

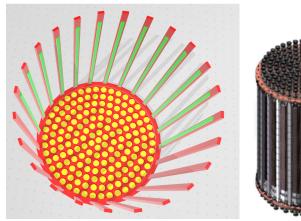
## 4.2 应用于信号位置重建的 PandaX-4T 光学模拟

本文针对 PandaX-4T 构建了一套仅考虑探测器内光学物理过程的蒙特卡洛模拟程序,为后续位置重建等提供模拟基础。 PandaX-4T 实验采用的两种信号位置重建方法,都依赖于光学模拟产生的结果,来生成参照模板或拟合模型参数等,具体方法将会在段落 4.3 中详细展开。因此,光学模拟的准确性非常关键,几乎直接影响位置重建的准确性。 PandaX-4T 光学模拟使用了基于 Geant4 的 BambooMC 的蒙特卡洛模拟程序,在模拟过程,仅中仅考虑光学相关的物理过程,并且只使用 TPC 部分的几何,部分几何在图 62 展示。

在光学蒙卡模拟程序中,需要描述 PandaX-4T 时间投影室以及氙的几何形状。为了减少冗余的运算并加快模拟速度,这里对 TPC 的几何进行了简化,减去了与光学过程无关的部分,只留下了参与光学过程的 TPC 主要组件。比如溢流室,TPC 外侧导线和铜塑型环等,其几何都被删去。内罐中所有气氙和液氙的几何都得到了保留。另外,TPC 中所用的丝网电极,被 24 边形半透明所替代,相比实际的丝网结构,这些简化后的薄片几何拥







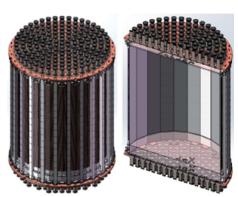


图 62 PandaX-4T 时间投影室与光模拟所用部分几何的对比。左:模拟中使用的部分几何展示。右: PandaX-4T 时间投影室剖面结构展示。

有更简单的几何形状,且保持与实际电极相同的光学特性。在程序中,栅极被设在了在氙液面以下 5.5 mm 处,阳极电极则在液面上方 5.5 mm 处。

特氟龙是光学模拟中最需要关注的材料之一,它几乎覆盖了 TPC 内除了 PMT 观察窗外的所有内表面。探测器中的大部分光都会被四周的特氟龙反射板反射。因此,我们花时间微调了特氟龙材料与其光学特性参数,例如反射率与折射率等。最终,为了与实际探测器数据分布更加吻合,特氟龙材料的反射率设置为 99%,而折射率为 1.61。所有 Teflon 零件的表面模式都设置为 "groundteflonair",该模式表示材料表面有着与实际特氟龙材质相同的漫散射。

另一方面,液态和气态氙的光学性质也在该模拟中占有重要地位。由于我们最关心的是 S2 信号的模拟,它通常发生在靠近液面稍高的位置,因此液面的反射率或折射率对模拟结果影响很大。参与 PandaX-4T 光学模拟的重要参数设置如表 4-62 所示。

对于位置重建来说,重建算法仅仅与 S2 信号的顶部发光分布有关。因此,在蒙卡模拟程序中,我们需要在 PandaX-4T 探测器中模拟 S2 光信号,并使其发光模式尽可能接近实际情况,以作为发光源。在这套光学模拟中,光源,也就是 S2 闪烁光发生在气相氙中,处于液面与阳极电极之间。考虑到漂移过程中电子的水平位移,令光子按照二维高斯分布在水平方向上按 $\sigma=3\,mm$  进行弥散。在竖直方向上,我们也尽可能按实际 S2 发光情况,令

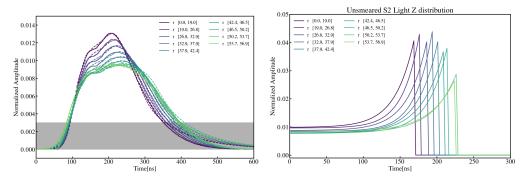




材料/部分	吸收长度	反射率	折射率	瑞利散射长度
GXe	100.0 m		1.00	100.0 m
LXe	10.0 m		1.61	50.0 cm
GXe mesh	0.1255 cm		1.00	
LXe mesh	0.134 cm		1.61	
LXe grid	0.35 cm		1.61	
Teflon		99%	1.61	

表 4-62 部分参与模拟的主要材料或部分的光学参数一览。

光源遵循了类似的分布。



(a) 用于 PandaX-4T 蒙特卡洛光学模拟的 S2 (b) 单电子事例(Single Electron, SE)的平 仿真光源的竖直方向分布。 均信号。

图 63 用于 PandaX-4T 蒙特卡洛光学模拟的 S2 仿真光源的竖直方向分布。左图:用于 PandaX-4T 蒙特卡洛光学模拟的 S2 仿真光源的竖直方向分布,基于右图 SE 平均波形拟合得到的参数给出。右图:单电子事例(Single Electron,SE)的平均信号。不同半径范围内的各个信号按照波形开始时间对齐并合并在一起。虚线是每个平均 SE 波形的拟合结果。

该分布是根据单电子(SE)事例的真实数据波形拟合得到的。我们将同一径向范围内的所有信号按开始时间对齐并合并,然后得到一个平均波形。我们假设 S2 信号与高度的原始分布是常数和指数函数的简单组合。但在实际情况下,平均波形应该包含成比例的闪烁信号和增加的发光信号。考虑到气氙 [86] 中的退激发所需要的衰变时间,以及位置上的波动,我们





将原始曲线通过卷积进行模糊操作,并拟合到上述 SE 数据的平均波形,如图 63(a) 所示。最终通过拟合得到的参数,得到了不同位置的 S2 光子原始初始分布,如图 63(b) 所示。

为了提高位置重建的精度,需要使光学模拟得到的光分布更接近探测器中真实低能事例的实际 S2 信号分布。为了检查模拟信号和真实信号的一致性,主要使用 <sup>83m</sup>Kr 事例作为参考来微调模拟中的参数。我们主要关注信号的弥散程度,因此我们使用均方根(Root Mean Square,RMS)作为信号光分布弥散程度的指标,由公式 4.3 计算得出。

$$\chi(\varphi) = \sqrt{\frac{\sum_{i} \left[ \left[ (X_{pmt,i}(\varphi) - X_{pos}(\varphi))^{2} + (Y_{pmt,i}(\varphi) - Y_{pos}(\varphi))^{2} \right] \cdot Q_{pmt,i}(\varphi)}{\sum_{i} Q_{pmt,i}(\varphi)}},$$

$$(4.3)$$

其中, $\chi(\varphi)$  表示这个光分布的均方根, $(X_{pmt,i},Y_{pmt,i})$  是第 i 个 PMT 的位置坐标, $(X_{pos}(\varphi),Y_{pos}(\varphi))$  是该真实事例的重建位置或蒙特卡罗模拟中生成光源的中心位置。 $Q_{pmt,i}(\varphi)$  是第 i 个 PMT 在这个信号分布中接收到的总电荷大小。

对于高能量事例,由于 PMT 中的饱和效应,RMS 值往往大于低能量事例,这意味着此时我们所看到信号的弥散程度比实际情况更弥散。这会使那些造成明显饱和的高能事例更容易被重建于远离 PMT 中心的位置,从而导致重建稳定性变差。但是,在 PandaX-4T 暗物质探测实验中,我们更关心的是低能量事例,因此 41.5 keV 单能峰的 <sup>83m</sup>Kr 事例作为模拟信号的参照是一个不错的选择。对于容易发生饱和的高能量事例,可以采用去饱和算法对其饱和模式进行修正,并采用同样的重构方法进行处理。

我们从探测器中筛选修正并得到原始 <sup>83m</sup>Kr 信号,使用其相同分布作为输入来进行模拟,如图 64(a) 所示。然后我们比较了模拟的 S2 信号和 <sup>83m</sup>Kr 信号的弥散程度,并对光学模拟中的一些参数进行了微调,比如 Teflon 反射板的反射和折射。最终模拟数据与真实 <sup>83m</sup>Kr 数据呈现的 RMS 分布基本一致,如图 64(b) 所示,此时我们可以判断,该光学模拟的结果与探测器中的信号是一致的。



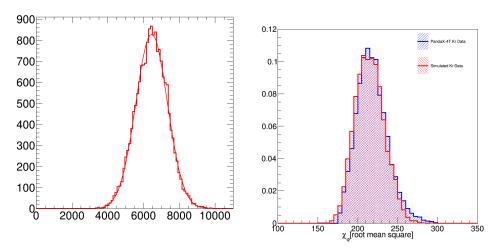


图 64 PandaX-4T 真实 <sup>83m</sup>Kr 事例和光学模拟数据的一致性比较。右图光学模拟 以左图真实 <sup>83m</sup>Kr 事例信号大小分布作为输入。

## 4.3 位置重建算法研发

在 PandaX-4T 双相氙气探测器中,当进入的粒子撞击灵敏区域内的氙原子时,产生的电离电子向上漂移并在电场下被放大,并产生二次闪烁信号。于是该 S2 信号就会被探测器顶部的 PMT 阵列收集,得到一个亮度分布,如图 65 所示。通过对这个分布进行分析,我们能够得到该事例的水平位置信息,这个过程被称为位置重建。

在数据分析中,位置重建在能量分辨率和本底抑制等方面起着重要作用。探测器中每个散射事例的三维(3D)空间位置信息,包括垂直和水平位置,在事例识别、本底抑制和电荷修正等方面发挥着重要作用。垂直位置可以通过 S1 和 S2 信号的时间差,即漂移时间得出。而水平位置信息则通过分析顶部 PMT 阵列看到的亮度分布重建得出,其过程比垂直位置的计算复杂得多。

我们为 PandaX-4T 实验开发了两种位置重建算法,模板匹配算法 (Template Matching, TM) 和光子接受函数算法 (Photon Acceptance Function, PAF)。这两种方法使用了不同的算法对所有信号水平位置进行重建,他们的结果可以用来交叉验证,并作为两者性能的比较。根据 PandaX-4T



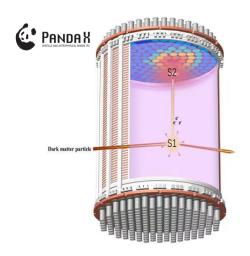


图 65 PandaX-4T 探测器内闪烁信号示意图。在 PandaX-4T 中,S2 信号在顶部 PMT 阵列留下明显的光分布,且由于电场几乎竖直,S2 与 S1 信号的水平位置可以视为相同。

探测器调试运行期间的 <sup>83m</sup>Kr 刻度数据、侧壁事例数据和中子刻度数据, 我们可以评估这两种算法相应的精度和分辨率。

#### 4.3.1 TM 位置重建算法

模板匹配(TM)位置重建算法是一种基于似然函数的方法,用于将最可能的模板匹配到目标信号。每个待重建信号的光分布将与 BambooMC 光学蒙特卡洛模拟在不同位置生成的大量模板进行比较。运用最大似然法(Maximum Likelihood,ML),找到与目标 S2 信号光分布最相似的模板,通过附近模板的对应发光位置与相似度,就能推断出目标事例的水平位置。

简化似然度可以表示一个模板与目标 S2 信号相似度,具体由公式 4.4 给出:

$$L(\vec{r}) = \prod_{i=1}^{r} p(n_i, p_i) = \prod_{i=1}^{r} \frac{e^{-Np_i} (Np_i)^{n_i}}{n_i!},$$
(4.4)

其中, $p_i$  是对于发光位置在  $\vec{r} = (x,y)$  模板中,该 PMT 吸收光子的概率。而  $n_i$  是待重建信号中,第 i 个 PMT 接收到的光子数,  $N = \sum (n_i)$  即为总光子数,r 则是所有运行中的顶部 PMT 的总数。运算过程中,只考虑运行中的顶部 PMT。如果有 PMT 未启动或者损坏,那在计算似然值时,会直接跳



过该 PMT。

可以看出,对于具有 169 个顶部 3 英寸 PMT 的 PandaX-4T 探测器来说,简化似然度 L 需要将过百项概率进行相乘,不仅计算量大,得到的 L 的值也十分巨大,不便于进行比较。为了方便计算,我们对公式 4.4 两边取对数,得到公式 4.5:

$$\ln L(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{r} \ln p(n_i, p_i) = \sum_{i=1}^{r} (-Np_i + n_i \ln Np_i - \ln n_i!).$$
 (4.5)

对于同一个待重建信号与不同模板,InL 越大,表明该模板与信号的光分布更相似。为了高效地从大量模板中找到具有最相似的模板,我们使用批量梯度下降(BGD)算法代替逐个遍历。我们将模板对应的发光点水平位置称为其模板位置。运用梯度下降算法,我们可以选择任意一个水平位置作为起点,并计算其周围位置模板的 InL值。如果有更大的 InL,就往该位置移动,并重复上述步骤,最终就能在相对较少的计算次数下找到最相似的模板。在我们的算法中,我们使用每个待测信号的重心(COG)作为其起点,因为重心往往不会离该事例的真实水平位置太远,起点更近就可以让计算量更少,也不容易被局部峰值捕获。

可以看出,为了达到足够好的分辨率,模板阵列之间的距离应尽可能接近。但是,过于密集的模板会在计算中花费太多时间。因此,最终我们选择 10 mm 作为每个模板之间的距离,也就是在 X、Y 轴方向,每间隔 10 mm 的格点上都会生成一个模板。显然,不可能所有的事例都刚好发生在模板格点位置上,所以需要一个模糊操作来确定它们在模板格点位置之间的真实位置。最终精确位置由所选模板的周边模板(半径 15 mm 内)给出,然后最终重建位置由公式 4.6 给出。

$$X_{smear} = \frac{\sum_{i} W_{i} \cdot X_{i}}{\sum_{i} W_{i}}.$$

$$Y_{smear} = \frac{\sum_{i} W_{i} \cdot Y_{i}}{\sum_{i} W_{i}}.$$
(4.6)



其中,每个周边模板的权重 W;由公式 4.7 给出:

$$W_{i} = \frac{\ln L_{i}}{(\ln L_{i} - \ln L_{max}) \cdot (\sqrt{(X_{max \ln L} - X_{i})^{2} + (Y_{max \ln L} - Y_{i})^{2}})},$$
 (4.7)

其中 $L_i$ 和 $L_{max}$ 是分别是周边模板和最大似然模板的似然值,而 $X_i$ 和 $Y_i$ 则是周边模板的位置, $X_{maxL}$ 和 $Y_{maxL}$ 则表示最大似然模板的位置。这种算法的优点之一,是它能够快速处理来自探测器的大量数据,并且还保持了可接受的精度。

对于靠近 TPC 中心的部分,用该方法计算出的精确位置在均匀性方面表现良好。但是,对于 TPC 边缘附近的事例,这种模糊方法会使边缘处信号的重建位置略微向中心产生偏移。这是由算法本身引起的,但这种不确定性控制在 10 mm 以内的可接受水平,对我们真正关心的基准体积内的信号位置重建没有影响,所以我们在 PandaX-4T 实验中仍然采用这种算法进行位置重建。

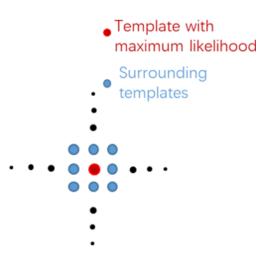
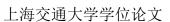


图 66 在 TM 位置重建算法中,参与模糊算法的周边模板示意图。

#### 4.3.2 PAF 位置重建算法

光子接受函数(PAF)是将每个 PMT 的光占比描述为事例位置的函数。基于该函数对闪烁传感器内事例进行位置重建的方法已经被开发了出来,详见文献 [87]。在 PAF 位置重建中,第 *i* 个 PMT 的光占比 *PAF* i 由来





自 BambooMC 蒙特卡洛进行的 PandaX-4T 光学模拟数据进行刻度。由于这些数据是通过模拟生成的,因此里面所有事例的真实位置都是已知的。

单变量 PAF,与 PandaX-II[88]使用的方法相同,其基本形式如公式 4.8 所示:

$$\eta_i^0(\iota_i) = A_i \cdot exp\left(-\frac{a_i \cdot \frac{\iota_i}{r_i}}{1 + \left(\frac{\iota_i}{r_i}\right)^{1 - \alpha_i}} - \frac{b_i}{1 + \left(\frac{\iota_i}{r_i}\right)^{\alpha_i}}\right),\tag{4.8}$$

其中,i 表示 PMT 序列, $\iota_i$  是发光点到  $PMT_i$  中心的距离。其他的,包括  $A_i$ 、 $\alpha_i$ 、 $r_i$ 、 $a_i$  和  $b_i$  等,都是拟合参数。图 67 展示了某一个 PMT 训练得出的 PAF 结果。

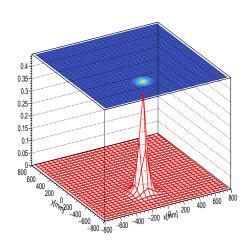


图 67 PandaX-4T 中,某一个 PMT 基于光学模拟数据训练得出的 PAF 结果。

另外,为了修正 TPC 侧壁反射带来的不对称性,我们引入了"虚" PMT,如图 68 所示。这些"虚" PMT 并不是实际存在的,而是为了对重建结果进行修正而引入的假设概念,有点类似于"虚电荷"的概念,对 PAF本身产生了两组参数的扩展,如公式 4.9 所示:

$$\eta_i(\iota_i) = \frac{1}{1 + \omega_I} \cdot (1 - \rho_I) \cdot \eta_i^0(\iota_i), \qquad (4.9)$$

其中,PMT 按照其到 TPC 中心的距离,被分成了若干个组,而 I 表示 PMT 所处的组号。  $\frac{1}{1+00}$  则表示边缘 PMT 收到的光与"虚" PMT 分享的比例。



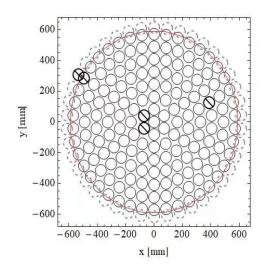


图 68 PandaX-4T 中,为了修正侧壁反射带来的不对称性而引入的"虚"PMT。红线: 边界反射板。黑色实线圆圈: 实际存在的 PMT。黑色虚线圆圈: 引入的"虚"PMT。加粗斜杠圆圈表示 PandaX-4T 调试运行过程中关闭或者损坏的PMT。

 $\omega_I$  仅对于边缘 PMT 有意义,该项对于中心区域的 PMT 都为零。我们将  $\omega_I$  简化为一个参数  $\omega_e$ ,令其对于 PandaX-4T 探测器中的所有边缘 PMT 都相同。对于"虚" PMT 的 PAF 由公式 4.10 给出:

$$\eta_{i,im}(\iota_{i,im}) = \omega_e \cdot \eta_{i,im}(\iota_{i,im}). \tag{4.10}$$

参数组  $\{\rho_I\}$  对所有 I 都非常重要,用于帮助纠正全局反射效应。在公式 4.9, $\rho_i$  前面的减号表示对截断的校正。

与 TM 算法相似, PAF 重建算法也使用似然来搜索最佳重建位置,似然值由公式 4.11 给出:

$$\ln L(\vec{r}) = \sum_{i} q_{i} \cdot \ln \frac{\eta_{i} (\iota_{i}(\vec{r}))}{P(\vec{r})}.$$
(4.11)

通过对待重建事例遍历所有  $\vec{r} = (x,y)$ ,来得到最大似然值所在的位置。 其中, $q_i$  是第 i 个 PMT 接收到的 S2 信号大小。另外, $P(\vec{r}) = \sum_i \eta_i$ ,而  $t_i(\vec{r}) = \sqrt{(x-X_i)^2 + (y-Y_i)^2}$ ,其中 (x,y) 表示事例散射点位置, $(X_i,Y_i)$  是第 i 个 PMT 的中心坐标。同样地,这个求和只考虑正常运行中的 PMT,而直



接跳过损坏或者关闭的 PMT。此时如果再考虑"虚" PMT,则该似然函数则变为公式 4.12 所示形式:

$$\ln L(\vec{r}) = \sum_{edge} \left( \frac{1}{1 + \omega_e} \cdot q_i \cdot \ln \frac{\eta_i(\iota_i)}{P(\vec{r})} + \frac{\omega_e}{1 + \omega_e} \cdot q_i \cdot \ln \frac{\eta_{i,im}(\iota_{i,im})}{P(\vec{r})} \right) + \sum_{inner} q_i \cdot \ln \frac{\eta_i(\iota_i)}{P(\vec{r})},$$
(4.12)

其中  $P(\vec{r}) = \sum_{i} (\eta_i + \eta_{i,im})$ 。

#### 4.3.3 累积分布函数与波形预处理

在对真实数据的位置进行重建的过程中,我们发现一部分事例的重建位置发生了明显地偏移。这些事例重建出的位置,明显地偏向了远离 PMT中心的位置。这是由于 S2 信号发光时,通过光电效应在电极上引起一些无法预测其位置的额外电荷,不利于信号位置重建。该现象会导致信号波形的后半部分出现所谓的拖尾信号,让最终得到的信号分布比实际情况更弥散,令重建位置结果产生偏移。

因此,在进行位置重建前,本文提出使用累积分布函数(Cumulative Distribution Function,CDF)来对信号波形进行预处理,去除后半段时间的波形,从而避免拖尾信号带来的干扰。如图 69 右侧图所示,CDF 方法将计算顶部 PMT 收到一半总电荷的时间,并且只保留所有顶部 PMT 通道在该时间之前的电荷。经过 CDF 处理后,S2 信号的光分布变得更加集中,并提供比以前更好的重建位置结果。现在在 PandaX-4T 数据分析中,所有的位置重建都是基于 CDF 方法处理过 S2 信号进行处理的。

## 4.4 信号位置重建效果以及分辨率估计

在本节中,我们将通过不同事例的重建结果,对两种重建算法的均匀性与精确度进行评估。在评估两种算法的精确度之前,我们先通过使用不同的重建方法对均匀分布模拟数据进行重建,来估计位置重建的分辨率。位置重建的均匀性则通过41.5 keV 的 <sup>83m</sup>Kr 事例信号进行估计。在 Kr 刻度运行期间,<sup>83m</sup>Kr 事例应该均匀分布在整个 TPC 中。这意味着我们可以通



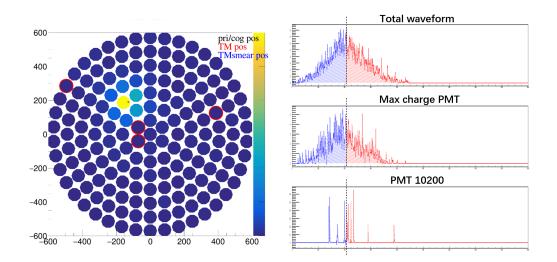


图 69 CDF 对波形进行处理的示意图。左:随机挑选的一个典型信号的光分布,以及其重建后的位置。右:对该典型信号的波形通过 CDF 进行处理。其中右侧图像为对左侧图像波形的处理结果,蓝色部分为保留信号,红色区域为舍弃信号。从上到下分别展示了总波形,最亮 PMT 波形,另一非最亮 PMT 的波形处理。所有波形的截断时间相同,并保证最终只保留该 S2 信号的一半总电荷。

过这些均匀 <sup>83m</sup>Kr 事例来评估探测器中低能量事例的重建均匀性。探测器 边缘事例位置重建的不确定性,是通过 TPC 反射板侧壁附近发生的壁事例 估计的。

对于模拟事例来说,由于发光点已知,因此可以通过将重建位置与原发光点之间的差异来直接评估重建的分辨率。图 70 展示了不同大小 S2 信号的位置重建分辨率。可以明显看出,在未发生信号饱和的情况下,S2 信号越大,位置重建的分辨率越好。同时,也可以看出,对于相同大小的 S2 信号,PAF 位置重建算法的分辨率要优于 TM 算法。事实上,两种算法给出的结果非常接近,甚至无法用肉眼从看出重建位置的区别,两者都能给出较为准确的位置重建结果。为了避免过多的重复图像展示,在之后的位置重建效果展示中,本文将会使用位置分辨率更高的 PAF 位置重建结果进行展示。最终在 PandaX-4T 数据分析时,我们也选择了使用 PAF 位置重建结果作为位置筛选条件应用于所有事例,而 TM 重建出的位置则作为一种参考基准。即只有两种算法重建出的位置差距足够小,我们才会认为该事例的重建结果是有效可靠的。



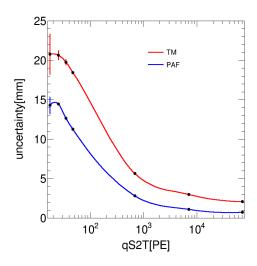


图 70 PandaX-4T 中,不同顶部 S2 电荷的不同算法位置重建分辨率,通过模拟数据评估得到。红色曲线表示 TM 算法的分辨率,蓝色曲线表示 PAF 算法的分辨率。

利用上述算法对均匀 <sup>83m</sup>Kr 事例进行重建,其分布的均匀性能够反映算法的准确性。 <sup>83m</sup>Kr 事例是 41.5 keV 的单能事例,我们默认其在整个TPC 中均匀分布。图 71 展示了我们对 <sup>83m</sup>Kr 事例的筛选结果。

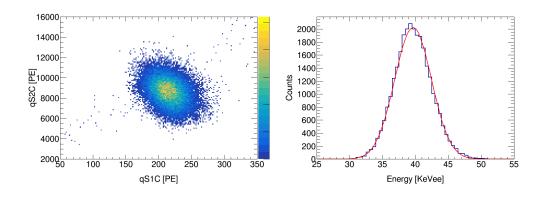


图 71 PandaX-4T 刻度运行中筛选出的  $^{83m}$ Kr 事例。左:所选  $^{83m}$ Kr 事例。右:所选  $^{83m}$ Kr 事例的能量分布。

图 72 展示的是通过 PAF 重建出的 <sup>83m</sup>Kr 事例在 Kr 注入期间和之后的位置分布。可以看到这两个阶段的 Kr 分布差异非常明显。在我们进行 Kr 注入的过程中,<sup>83m</sup>Kr 事例集中在注入口附近。而在我们停止 Kr 注入一段时间后,<sup>83m</sup>Kr 事例便在探测器中形成均匀分布。因此可以认为位置重建



对 83mKr 事例的重建是有意义的。

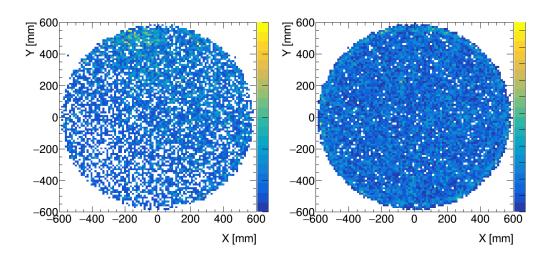


图 72 通过 PAF 算法对 PandaX-4T 中的 <sup>83m</sup>Kr 事例进行重建得到的位置分布。

壁事例是 TPC 中的主要本底来源之一,主要是由周围材料的同位素引起的,或者是一些由特氟龙反射板引起的随机电荷损失事例,往往都发生在 TPC 侧面反射壁附近。 <sup>210</sup>Po 事例通常发生在 TPC 边界的侧面特氟龙反射板附近,占壁事例中的很大一部分。考虑到 <sup>210</sup>Po 事例能够通过其 S1、S2 区间方便地筛选出来,我们使用 <sup>210</sup>Po 事例来评估位置重建在 TPC 边缘的分辨率。

<sup>210</sup>Po 事例在 PandaX-4T TPC 中的位置分布如图 73(a) 所示。该事例在不同角度和高度的径向分布都有些不同。如图 73(b) 所示,径向偏移在不同的角度和高度上有所不同。这种壁事例的径向波动是由 TPC 的结构和电场在某个角度的畸变引起的。因此,我们根据它们的角度和径向位置,通过减去它们相应的径向位移来校正所有角度 <sup>210</sup>Po 事例的径向位置。

在 D-D 中子刻度中,由于中子呈束流状打入探测器,因此这些 D-D 事例的位置分布有很强的特征,我们也可以通过它们来确认位置重建的效果。 关于 D-D 中子刻度将会在段落 5.3.1 中进行具体介绍。通过 PAF 方法重建的 PandaX-4T 刻度运行期间 D-D 事例的分布如图 74 所示,我们可以明显的看到这类事例独特的直线状位置分布。

总的来说,我们开发了两种算法,对 PandaX-4T 探测器事例水平位置进行重建。这两种算法都基于具有相同 TPC 几何形状的光学蒙特卡洛模



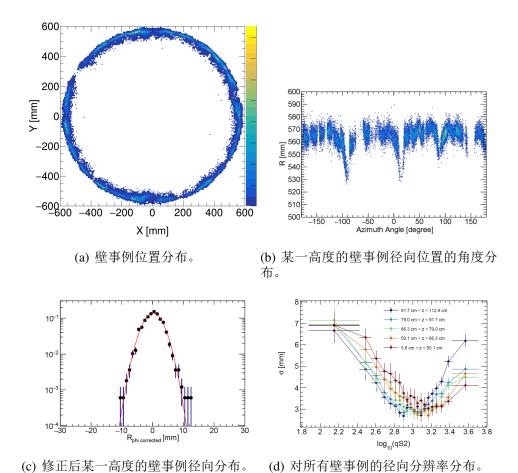


图 73 对所有壁事例(主要为 <sup>210</sup>Po)的位置重建结果。同时展示了对径向位移进行的修正,以及最终得到的不同高度与 S2 信号大小的边缘径向分辨率。



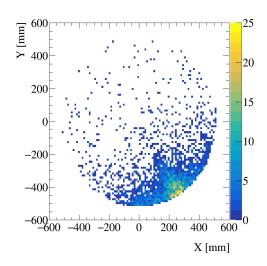


图 74 D-D 刻度事例在 PandaX-4T 探测器中的位置分布。

拟,通过模拟程序我们生成了用于 TM 算法的模板和用于 PAF 拟合的均匀模拟数据。对于 PandaX-4T 事例,两种重建方法都可以达到毫米级的分辨率。对于 PandaX-4T 探测器中的 S2 信号,TM 算法对于 1e2/1e3/1e4 PE 事例的位置分辨率可以达到 15 mm/5 mm/3 mm 左右,而 PAF 算法对于 1e2/1e3/1e4 PE 事例可以达到约 8 mm/3 mm/1 mm 位置分辨率。由于 PAF 位置重建的分辨率较好,因此在主要分析中,我们使用 PAF 重建的位置信息,并参考 TM 算法给出的位置信息,来检验其位置结果是否可靠。

#### 4.4.1 位置重建鲁棒性(robustness)探讨

在 PandaX-4T 实验过程中,总会出现一些不可控的事故,比如部分 PMT 发生损坏等。在 2021 年的调试运行期间,就有 4 个顶部 3 英寸 PMT 发生了损坏。因此,有必要研究损坏的 PMT 对附近事例重建位置的影响。本节将讨论损坏的 PMT 对位置重建的影响,即位置重建的鲁棒性。

我们使用 10000 个模拟的均匀 S2 信号来测试关闭的 PMT 对位置重建过程中的影响。这些均匀信号也是通过 BambooMC 光学模拟产生的,令水平位置为随机均匀分布。得到模拟后,我们移除不同数量的 PMT 通道信号,来模拟 PMT 关闭的情况,并分别重建所有信号的位置。图 75 显示了重建位置如何受到关闭的 PMT 的影响。在图 75(a)、图 75(b)、图 75(c)中,黑色圆圈是我们移除的"损坏的 PMT"通道,每个位置的颜色表示其重建





位置在移除这些 PMT 通道后产生的偏移量大小。红点是"损坏的 PMT"的中心,是图 75(d) 中曲线的 x 轴零点。

从上述图 75 中,我们可以看到,少数损坏的 PMT 对位置重建的偏移是可以接受的,对于 1-3 个受损 PMT,其偏移量大约都在 10 mm 以内。然而如果有太多受损 PMT 聚集在某个区域,可以预见其对附近事例的重建位置必然产生较大的影响,就需要对附近的事例做出一些取舍来维持探测器的位置分辨率。

### 4.5 基于位置重建结果进行的相关分析

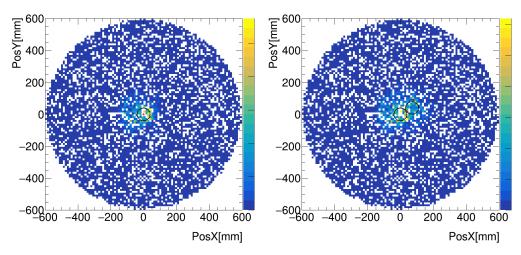
本节将介绍一些基于位置重建结果的有用分析,以提高 PandaX-4T 探测器在暗物质搜索中的灵敏度和性能,例如置信体积选择、本底评估和均匀性校正等。

#### 4.5.1 信号水平均匀性修正

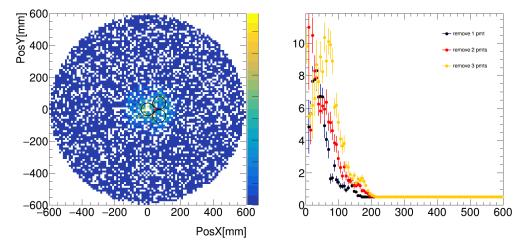
在对探测器内事例进行能量重建之前,需要先对探测器内不同位置事例的 S1 与 S2 大小进行均匀性修正。探测器内信号水平方向上的不均匀性主要是由电场的扭曲、周围 TPC 材料对电子的吸附等原因造成的。这会导致同一能量的事例,在不同水平位置产生的信号大小不同。而 S2 信号在垂直方向上的不均匀性,则主要是氙中电负性杂质气体引起的衰减,可以通过电子寿命对其进行修正,具体将会在段落 4.1 阐述。

探测器中均匀分布的 41.5 keV 单能 <sup>83m</sup>Kr 事例,是用于刻度探测器均匀性和性能的一个很好的参照。在通过位置重建算法得到所有事例位置信息后,这些 <sup>83m</sup>Kr 事例也能用于水平均匀性修正。根据均匀 <sup>83m</sup>Kr 事例去记录不同位置事例的电荷波动,得到一个各个水平位置事例的信号大小的映射。对于能量相近的低能事例,我们可以通过该水平映射根据其水平位置对其信号大小进行修正,从而进一步提高探测器的能量分辨率。由于事例率有限,在信号水平均匀性修正中,我们将探测器水平面划分为了若干个区域,如图 76 所示,并对每个区域内的信号大小进行拟合,从而得到该区域的信号大小映射。于是,水平位置上的电荷波动就得到了校正。在这种情况下,位置重建分辨率越高,该电荷校正就更准确。对所有信号进行





(a) 重建位置在移除 1 个 PMT 通道后的偏移 (b) 重建位置在移除 2 个 PMT 通道后的偏移量分布。 量分布。



(c) 重建位置在移除 3 个 PMT 通道后的偏移 (d) 事例与"损坏 PMT"中心位置之间距离,量分布。 与重建位置偏移量之间的关系。

图 75 位置重建算法的鲁棒性研究,该图以 PAF 算法为例。前三张图中,黑色圆圈表示移除的 PMT 通道,红色圆点为所有被移除的 PMT 的中心。其颜色反映了该处的位置重建结果偏移量。右下角图展示了事例与红色圆点的距离,对其重建位置偏移量的影响。





三维事例均匀性修正后,就可以对所有事例的电子等效能量进行计算,能量重建的具体细节将在段落 5.2 阐述。

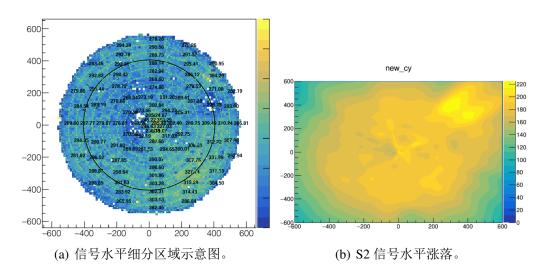


图 76 PandaX-4T 探测器水平区域划分以及信号水平涨落。左图: PandaX-4T 探测器信号水平细分区域示意图: 右图: PandaX-4T 探测器 S2 信号水平涨落,对应于栅电极负高压为 -5 kV 运行情况。

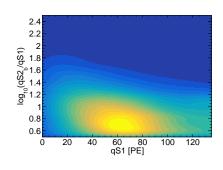
#### 4.5.2 表面事例的估算

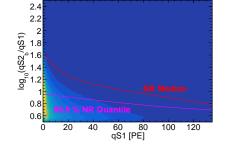
由周围材料内的同位素或者随机电荷损失引起的壁事例是我们需要考虑的重要本底之一。材料内的放射性同位素会不断产生本底事例并渗入TPC内部,在边缘处最多,往中心会慢慢衰减。随机电荷损失则是电离电子在漂移过程中,由于附近特氟龙侧壁的影响而损失一部分电离电子,从而使 S2/S1 低于实际情况,令电子反冲(Electron recoil,ER)事例容易被误识别成核反冲(Neutron recoil,NR)事例。这两种事例都集中在 TPC 内壁附近位置,都可以称为壁事例。图 77(a) 所示为一个由真实数据生成的概率分布函数(Probability Distribution Function,PDF),通过为不同高度的外侧壁事例生成二维高斯模糊点得到。壁事例的筛选条件与暗物质基本相同,但是所用的位置筛选条件范围更为宽松,允许更大的半径范围。

前面我们提到,<sup>210</sup>Po 事例可以用于评估不同 S2 信号大小的边缘事例的位置重建分辨率。基于这个,我们可以估算出壁事件可能渗透到置信体积中的比率。考虑到分辨率分布随 S2 信号大小而变化(如图 73(d) 所示),



我们使用了一种壁事件渗透率映射模型。通过将渗透率映射模型应用到图 77(a) 所示的壁事件 PDF 上,就能计算出在置信体积中渗入的壁事例的分布,如图 77(b) 所示。最后,对于我们关注的暗物质信号候选的 NR 带,即低于 NR 中值和高于 99.5%NR 分位的信号区域,通过该壁事例渗透分布,对这个关注信号区域内的壁事例概率进行积分,就能得到壁事例本底的期望值。基于本节表面事例的位置分布与估算结果,有助于我们选择用于暗物质分析的基准体积,如图 78 中的红色虚线所示。





(a) 壁事例的信号的概率分布。

(b) 置信体积中渗入的壁事例信号概率分 布。

图 77 PandaX-4T 壁事例信号概率分布模型,以及置信体积中渗入的壁事例信号概率分布。

#### 4.5.3 置信体积的选择

探测器材料中的放射性同位素是本底的主要来源之一。这些放射性同位素产生的事例会渗入液氙区域,并沉积能量到探测器中,主要都分布在TPC 边缘附近的区域。通过位置重建,可以对所有周边材料本底的分布进行统计,如图 78 所示。通过这些本底分布,我们可以在尽可能保持足够大的探测器置信区的同时,将周边本底控制在一个可接受的范围内。同时,通过模拟得到的材料本底、数据估算出的内部杂质污染、段落 4.5.2 估算得到的壁事例,以及通过数据与模拟结合的中子本底估计等,最终确定了最合适的置信体积。最终确定的置信体积如 78 中的红色虚线表示,其对应质量约为 2.67 吨,不确定度为 1.7%。



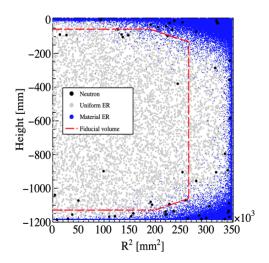


图 78 PandaX-4T 物理分析最终确定的置信体积区域。图中红色虚线表示置信体积的边界,黑色圆点为中子本底,浅灰色圆点为宇宙线等造成的均匀 ER 本底,蓝色圆点为材料放射性造成的 ER 本底。



# 第五章 利用 PandaX-4T 实验数据进行费米暗物质吸收信号的研究

## 5.1 费米暗物质吸收信号特征

与 WIMP 自旋不相关(Spin-Independent,SI)弹性散射模型类似,对于费米暗物质吸收信号,其吸收事例率与原子核质量数平方正相关,那么质量数较大的氙就成了一种相对完美的靶物质。对于一个给定的暗物质质量,费米暗物质吸收过程中氙的核反冲能量能够达到自旋不相关弹性散射的  $\sim 10^6$  倍,从而使基于氙探测器搜索  $MeV/c^2$  尺度的暗物质成为了可能。对于 PandaX-4T 等使用氙作为靶物质的探测器来说,此时费米暗物质吸收的"中性流"过程反应式变为了:

$$\chi^{(-)} + {}^{A}Xe \rightarrow v^{(-)} + {}^{A}Xe,$$
 (5.1)

其中  $A = \{128(1.9\%), 129(26.4\%), 130(4.1\%), 131(21.2\%), 132(26.9\%), 134(10.4%), 136(8.9%) \} 表示 Xe 各个较为常见的同位素的质量数(丰度)。$ 

通过地球周围暗物质分布的标准晕模型(Standard Halo Model, SHM) [89],原子核吸收暗物质的"中性流"信号的微分事例率如下:

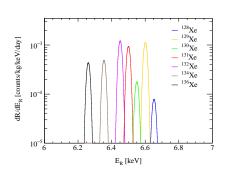
$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E_{\mathrm{R}}} = \frac{\rho_{\chi} \sigma_{\chi-\mathrm{N}}^{NC}}{2m_{\chi}^{3} M_{T}} \sum_{j} \frac{q_{j}}{p_{\nu,j}} N_{j} M_{j} A_{j}^{2} F_{j}^{2} \left\langle \frac{1}{\nu} \right\rangle_{\nu > \nu_{\min,j}}, \tag{5.2}$$

其中, $E_R$  为反冲能量,j 表示氙的某一种同位素。  $\rho_\chi=0.3$  GeV/cm³ 为局部暗物质密度 [90],  $\sigma_{\chi-N}^{NC}=m_\chi^2/(4\pi\Lambda^4)$  是每个核子在中性流过程中的吸收截面,  $q_j=\sqrt{2E_{R,j}M_j}$  是转移到目标原子核的动量,  $p_{v,j}=\sqrt{q_j(2m_\chi-q_j-2E_{R,j})}$  表示输出中微子的动量,  $M_T=\sum_j N_j M_j$  为靶原子核的总质量,  $N_j$  和  $M_j$  对应于每个同位素的数量和质量,  $A_j$  为原子质量数,  $F_j\equiv F(q_j)$  为归一化 Helm 核形状因子 [90]。

这里面暗物质质量占绝大部分能量,因此动量传递量  $q_j \simeq m_\chi$ ,在核反冲能谱中给出了一个非常窄的能峰,不同氙同位素的能峰位置略有偏移,



见图 79。



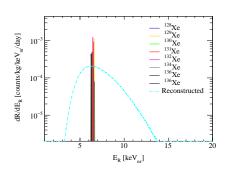


图 79 预期费米暗物质吸收事例率率与氙的核反冲能量的关系,其中暗物质质量  $m_{\chi} = 40 \text{MeV/c}^2$ ,吸收截面  $\sigma_{\chi-N}^{NC} = 10^{-49} \text{cm}^2$ 。不同颜色代表各个氙同位素产生的 贡献。右图青色曲线为应用了 Lindhard 系数 [91] 去重建得到的能量。

## 5.2 PandaX-4T 信号能量重建

为了对段落 5.1 中提到的费米暗物质吸收特有的单能核反冲信号进行研究,需要先将 PandaX-4T 探测器测得的信号转换为事例能量,方便后续分析。由于在 PandaX-4T 探测器中,顶部 PMT 离 S2 发光点较近,对于较大 S2 信号容易发生饱和现象,从而导致重建能量低于实际值。因此,为了避免这一信号饱和现象,我们使用底部 PMT 阵列接收到的信号,也就是  $S2_b$  来进行所有的信号能量重建分析。总 S2 与底部 S2 的比值  $S2_{total}/S2_b \approx 4.2$ 。与电子反冲事例不同,对于探测器中的核反冲事例来说,只有一部分能量被转化为了闪烁光子和电离电子。因此我们需要对其能量损失进行修正,重建得到其电子等效能量,便于进行分析。对任一事例信号的电子等效能量 E,可以通过公式 5.3 给出:

$$E = 13.7 \text{eV} \times \left(\frac{S1}{\text{PDE}} + \frac{S2_{\text{b}}}{\text{EEE} \times \text{SEG}_{\text{b}}}\right), \tag{5.3}$$

其中 PDE、EEE 和 SEG<sub>b</sub> 都是能量重建参数,分别为 S1 光子探测效率、电子拽出效率和 S2<sub>b</sub> 推算出的单电子增益,前面的系数 13.7 eV 是液氙的最低自由能。SEG<sub>b</sub> 单电子增益,指的是单个电子从氙液面被拽出后,在气氙中电致发光转化的光电子数。其具体数值是通过筛选最小 S2<sub>b</sub> 事例,并拟合



其信号大小得到的。 PDE 和 EEE 则是基于一些已知能量的刻度事例数据,通过公式 5.3 拟合得出。参与拟合的单能事例峰有:  $^{131m}$ Xe(164 keV)、  $^{129m}$ Xe(236 keV)、  $^{127m}$ Xe(408 keV)以及  $^{83m}$ Kr(41.5 keV)。 PandaX-4T 调试运行 95.0 天的稳定数据,根据其运行时的硬件配置不同,被分为了 set1-5 五组,采用了不同参数应用于能量重建。表 5-79 展示了每组数据所使用的 PDE、EEE 和 SEG<sub>b</sub> 的值。

数据组(Set)	1	2	3	4	5
运行时间(天)	1.95	13.25	5.53	35.58	36.51
$\langle \tau_e \rangle \; (\mu \mathrm{s})$	800.4	939.2	833.6	1121.5	1288.2
$dt_{\max} (\mu s)$	800	810	817	841	841
$V_{\text{cathode}} \left( -\text{kV} \right)$	20	18.6	18	16	16
$V_{\text{gate}} (-kV)$	4.9	4.9	5	5	5
PDE (%)	9.0±0.2		9.0±0.2		
EEE (%)	90.2±5.4		92.6±5.4		
SEG <sub>b</sub> (PE/e)	3.8±0.1		4.6±0.1		

表 5-79 探测器 set1-5 运行参数总结,以及各组能量重建参数 PDE、EEE 和 SEG<sub>b</sub>的值。  $\langle \tau_e \rangle$  以及  $dt_{\rm max}$  分别表示平均电子寿命和最大漂移时间。  $V_{\rm cathode}$  与  $V_{\rm gate}$  分别为运行时阴极与栅极负高压的大小。

## 5.3 PandaX-4T 响应模型以及低能事例刻度

当核反冲或电子反冲事例在 PandaX-4T 探测器中沉积能量时,为了知道多少能量的事例会在探测器中产生多大的信号,就有必要通过已知能量的事例对探测器响应进行刻度。在 PandaX-4T 实验中寻找 WIMP 或者费米暗物质吸收信号时,我们主要关注的都是低能事例。因此,本段将主要阐述低能反冲事例的相关刻度,包括 NR 和 ER 的低能刻度,以及结合 NEST (Noble Element Simulation Techinque)程序得到的 PandaX-4T 响应模型。



#### 5.3.1 低能 ER、NR 事例刻度

为了对 NEST 响应模型的自由参数进行调整,我们需要对探测器低能事例进行刻度作为参照。对于 NR 事例,我们使用 AmBe 与 D-D 这两种中子源进行刻度。这里的 AmBe 指的是  $^{241}$ Am  $^{9}$ Be 中子源,是一种固体点状源,其中心部分的 $^{241}$ Am 衰变产生的  $\alpha$  与外围  $^{9}$ Be 通过  $(\alpha,n)$  反应放出中子,其主导衰变的能量为 4.4MeV。作为点状源,我们通过探测器外罐内壁的刻度管与钢丝滑索控制源的位置,从而将源放在贴近探测器的不同位置进行刻度。而 D-D 中子管则是一种直线状的中子刻度源,可以放出 2.45 MeV 的单能中子源。其原理是通过产生氘离子并对其加速,再与靶中的氘或氚撞击,从而产生单能中子束流。该反应如公式 5.4 所示:

$$^{2}\text{H} + ^{2}\text{H} \rightarrow ^{3}\text{H} + n(2.5\,\text{MeV}).$$
 (5.4)

对于 ER 事例,我们用  $^{220}$ Rn 作为刻度源。  $^{220}$ Rn 本身半衰期很短,约为 55.6 秒,其衰变链子核中半衰期最长的是  $^{212}$ Pb(约 10.6 小时)。因此可以在几天内衰变完全,在停止注入后不会长时间存在于探测器,不会对正常采数产生影响。对于低能 ER 刻度,我们主要利用  $^{220}$ Rn 衰变链中的  $\beta$ 衰变,其能谱是一个较为平坦的形状,本质上是  $\beta$ 衰变康普顿平台到低能区域的延伸。

基于上述低能刻度事例,我们可以得到 ER、NR 带。 ER、NR 刻度事例分布,以及 ER、NR 带拟合结果如 80 所示。

#### 5.3.2 基于 NEST 的 PandaX-4T 探测器响应模型

NEST 是一个响应模型拟合程序,其通过能量在惰性气体中的沉积过程,来模拟一个事例在探测器中的响应,包括其涨落。物理过程中涉及的具体参数受到靶物质与探测器本身设计有关,需要通过具体实验数据来对这些参数进行调整(tune)。对于 ER 和 NR 事例,由于其物理过程的不同,NR 和 ER 事例的响应模型需要分别拟合。我们使用 NESTv2.2.1 [92] 来模拟 PandaX-4T 探测器的响应模型。

在前文段落 2.2.2 中,本文曾阐述氙中的能量沉积机制。 NEST 响应模型正是基于该机制建立的。以 NR 事例的能量为例,沉积的能量会分为三



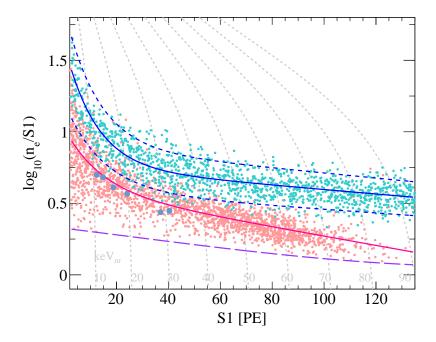


图 80 ER、NR 刻度事例分布,以及 ER、NR 带拟合结果。图中横坐标为 S1 大小,纵坐标为  $\log_{10}(n_e/S1)$ ,  $n_e$  定义为  $S2_b/(EEE \times SEG_b)$ 。图中浅青色圆点为  $^{220}$ Rn 事例,而品红色圆点为 D-D 刻度事例。蓝色实线与红色实线分别代表拟合出的 ER、NR 带中位线。蓝色虚线则表示 ER 带相应的 95% 分位线。特别标注出来的六个深青色圆点表示来自位于 NR 带中位线下方的  $^{220}$ Rn ER 事例。紫色虚线表示 99.5% NR 事例接受曲线。灰色虚线标注了该处对应的核反冲能量(单位为  $keV_{nr}$ )。



个部分:激发子( $N_{ex}$ ,excitons)数目,电子 - 离子对数目( $N_i$ ,electronion pairs)以及一部分转化为热能的损耗。能量沉积产生的总量子数遵循能量守恒,这里我们使用猝灭因子 L 来描述热能形式的损耗:

$$N_{ex} + N_i = \frac{E_0 L(E_0)}{W},\tag{5.5}$$

其中, $E_0$ 为该事例沉积总能量,W = 13.6 eV 为产生一个量子(即产生单个激发子或电子 - 离子对)所需要的平均能量,其中考虑了次级激发电子(sub-excitation electrons),可能略微高于实际所需能量。猝灭因子  $L(E_0)$  的定义基于 Lindhard 理论模型 [91]:

$$L(E_0) = \frac{\kappa g(\varepsilon)}{1 + \kappa g(\varepsilon)},\tag{5.6}$$

式中  $\varepsilon = 11.5(E_0/keV)Z^{7/3}$  ,与原子核系数 Z 相关,这里我们取氙的 Z = 54。而  $\kappa$  为电磁阻滞力与原子核震动频率的比例系数,  $g(\varepsilon) = 3\varepsilon^{0.15} + 0.7\varepsilon^{0.6} + \varepsilon$  为能量沉积函数。

激发子与电子 - 离子对的比值可以通过公式 5.7 给出:

$$N_{ex}/N_i = \alpha F^{-\xi} (1 - e^{-\beta \varepsilon}), \tag{5.7}$$

式中 F 为电场场强大小(单位 kV/cm),而  $\alpha$ 、 $\beta$  和  $\varepsilon$  都是自由拟合参数,需要通过数据拟合得出。将式 5.5 与 5.7 联立,即可得出  $N_{ex}$  与  $N_i$  的值。

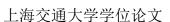
另外,考虑到激发子以及电子 - 离子对重结合产生的闪烁光 (即 S1 信号), 我们通过 Thomas-Imel 模型 [93] 来计算重结合概率:

$$r = 1 - \frac{\ln(1 + N_i \zeta)}{N_i \zeta},\tag{5.8}$$

其中  $\varsigma = \gamma F^{-\delta}$ ,而  $\gamma$  和  $\delta$  都是需要通过数据拟合得到的自由参数。于是我们就能根据公式 5.9 计算出该事例的总光子与电子数量:

$$n_{photon} = N_{ex} + rN_i.$$

$$n_{electron} = (1 - r)N_i.$$
(5.9)





最后根据公式 5.10 我们就能得到 S1 与 S2 响应信号的大小:

$$S1 = n_{photon} \times PDE.$$

$$S2 = n_{electron} \times EEE \times SEG.$$
(5.10)

其中PDE、EEE和 SEG 分别为光子探测效率(Photon Detection Efficiency)、电子拽出效率(Electron Extraction Efficiency)和单电子增益(Signle Electron Gain)。在该 NEST 响应模型中,光产额(Light Yield,LY)与电产额(Charge Yield,CY)也是自由参数,可以通过数据对其进行调整。

#### 5.3.3 NEST 响应验证以及分辨率估计

在通过刻度事例进行一系列参数调整后,我们得到了 PandaX-4T 探测器的响应模型。在使用调整完毕的 NEST 响应模型对信号进行模拟之前,我们需要先对该模型进行验证,从而保证在我们关注的低能范围内,其响应与探测器实际信号表现一致。

对于低能 ER 信号的响应,我们使用  $^{83\text{m}}$ Kr 信号来进行检验。在 PandaX-4T 调试运行结束时,我们向探测器注入了一些  $^{83\text{m}}$ Kr 源 (41.5 keV<sub>ee</sub>,电子等效能量) [94],得出在 41.5 keV<sub>ee</sub> 处的能量分辨率为  $\sigma_E/E=6.8\pm0.1\%$ ,与探测器电子反冲信号响应模型给出的值(7.0%)非常一致,如图 81 所示。

为了对段落 5.1 中提到的费米暗物质吸收特有的单能核反冲信号进行研究,我们需要得到单能 NR 信号在 PandaX-4T 探测器中的响应。因此,在我们关心的能量区间内,确定 NEST 模型对单能 NR 事例的响应与 PandaX-4T 探测器一致是非常必要的。然而前文所提到的 AmBe 或 D-D 中子源,在探测器中产生事例的能谱都是平滑谱,两者都无法在探测器中留下单能事例,我们目前也没有单能 NR 事例的刻度源。

因此,本文选择利用"切片法"来间接验证 NEST 响应模型对于单能 NR 事例模拟的准确性。通过一系列比较窄的能量区间,来比较每个区间里的 S1 和 S2<sub>b</sub> 的分布在信号响应模型和刻度数据之间的区别。这个窄电子反冲等效能量区间宽度为 1 keV<sub>ee</sub>,我们对 1 到 16 keV<sub>ee</sub> 每个能量区间的 S1 和 S2<sub>b</sub> 的分布进行逐个扫描比对。图 82 中展示了我们关注范围内的 NR 事例比对结果。



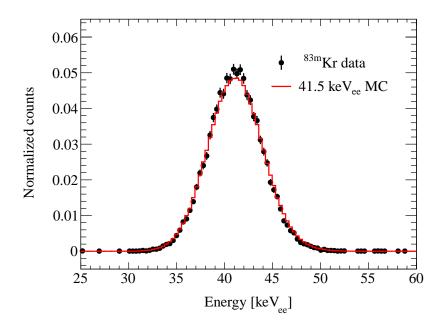


图 81  $^{83m}$ Kr 等效电子( $\tau = 1.83 \, h$ )能谱与 41.5 keV<sub>ee</sub> 单能电子反冲信号模拟能谱的比较。

比较后发现,对于各个能量区间的 NR 事例信号,其 S1 和 S2<sub>b</sub> 的分布都与响应模型给出的模拟结果基本一致,这可以表明,基于 NESTv2.2.1 的信号响应模型模拟的 NR 信号与  $16\,\mathrm{keV_{ee}}$  以下能量的 NR 数据是一致的。

进一步地,我们还可以通过 D-D 反向散射能量峰来进一步验证 NR 事例模拟结果与实际数据的一致性。对 D-D 事例的模拟由 PandaX 实验专用的蒙特卡洛模拟包 BambooMC[95] 生成,并使用信号响应模型进行处理。然后我们将重建的能量分布与实际数据进行比较。将 D-D 后向事例散射峰的右半部分执行高斯拟合,如图 83 所示。拟合结果收到探测器分辨率高低的影响,拟合宽度对于模拟和实际数据都取了相同范围,两者的相对差异(~5%)即可以看作 NR 能量分辨率的系统不确定性。可以看出,NEST 响应模型给出的 D-D 重建能谱与实际刻度谱基本吻合,但是 NEST 给出的分辨率稍差一些。因此,我们可以通过 NEST 模拟给出我们关心能量区域内单能 NR 事例的分辨率,作为一个较为保守的分辨率估计。



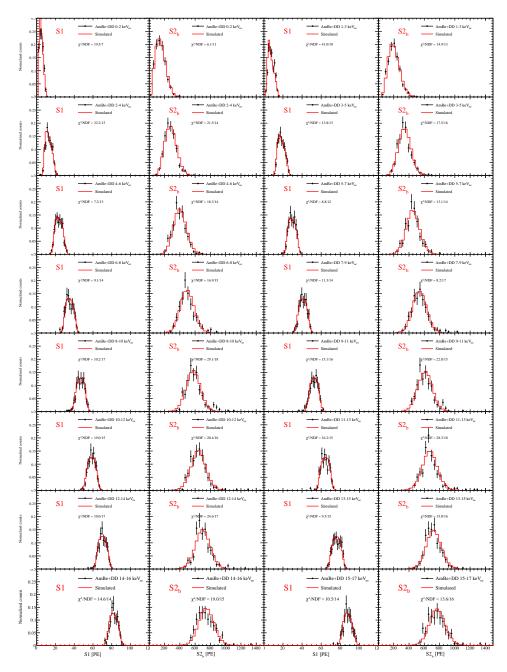


图 82 模拟事例与  $^{241}$ Am-Be 与 D-D 刻度数据之间的比较,从 1.5-2.5 keV<sub>ee</sub> 到 15.5-16.5 keV<sub>ee</sub> 能量区间进行扫描。红线:通过 NEST 响应模型模拟的 S1 或 S2<sub>b</sub> 分布。黑点:  $^{241}$ Am-Be 和 D-D 刻度数据的归一化 S1 或 S2<sub>b</sub> 分布。可以看出,在我们关注的 1-16 keV 区间内,NEST 响应模型得到的数据分布与真实核反冲事例数据吻合。



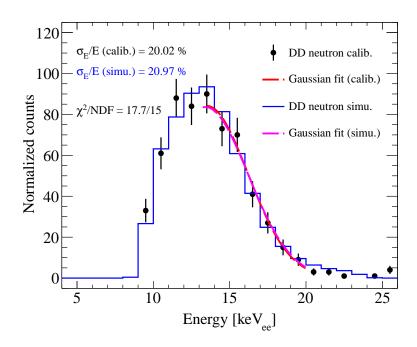


图 83 刻度与模拟的 D-D 重建能谱,对于后向散射峰的右半部分(虚线曲线),进行了高斯拟合。

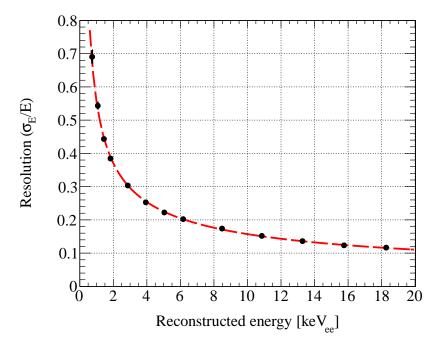


图 84 NEST 分辨率与信号能量大小的关系。





最终在我们感兴趣的能量区间内,模拟给出的重建能量分辨率如图 84 所示,可以很好地拟合到公式 5.11:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E},\tag{5.11}$$

其中,对于拟合参数 a 和 b,拟合结果为 a=0.498 和 b=0.324,得到在  $1 \text{ keV}_{ee}$ ( $16 \text{ keV}_{ee}$ )处的能量分辨率  $\frac{\sigma_E}{E}$  为 0.59(0.13)。

## 5.4 本底事例估计

在 PandaX-4T 物理分析中,最终的本底事例包含: 平滑电子反冲本底 (Flat ER)、氚、<sup>127</sup>Xe、中子本底、<sup>8</sup>B、表面本底以及偶然符合事例。

其中,Flat ER 包括氡、氪、探测器材料放射性本底、太阳中微子本底以及  $^{136}$ Xe 本底。探测器材料的放射性本底是通过将样品材料放入高纯锗探测器进行测量的 [96]。在 PandaX-4T 探测器中,材料放射性背景主要来源于 PMT 和不锈钢内外罐。氡的本底是通过其  $\alpha$  衰变事例来估算的。在低能区域,氡的本底主要来源于 $^{222}$ Rn 的  $\beta$  衰变的子核  $^{214}$ Pb。由于其衰变产物的正离子会受到电场影响产生漂移, $^{214}$ Pb 并非在探测器中均匀分布,而是会倾向于吸附在阴极附近。  $^{85}$ Kr 本底则是根据其亚稳态  $^{85m}$ Rb (514 keV,0.43%)衰变道产生的 $\beta$ - $\gamma$ 的延迟符合特征事例估算的。另一部分由太阳中微子引起的电子反冲本底,则是根据标准太阳模型、三味中微子振荡和标准模型异常磁矩 [97] 来估计的。  $^{136}$ Xe 双中微子  $\beta$  衰变事例本底,则是通过文献 [98] 给出的寿命来估算。

探测器中的氚本底可能是来源于 PandaX-II 运行结束后进行的  $CH_3T$  刻度引入的,在部分氙里面残留的 [99]。 ER 本底中还有一些  $^{127}Xe$  是氙被宇宙线所激发产生的,其半衰期约为 52.5 天。中子本底则是通过中子产生的高能  $\gamma$  射线在低能区所产生的单次散射事例计算得出,也可以通过 NR 事例的单次与多次散射的比例来估算。来自太阳的  $^8B$  中微子能够与氙原子核进行相干中微子-核散射,也是我们考虑的本底之一。表面本底主要来源于  $^{220}Rn$  衰变产生的  $^{210}Po$   $\beta$  衰变事例。由于  $^{220}Rn$  主要来源于  $^{220}Rn$  衰变产生的  $^{210}Po$   $\beta$  衰变事例。由于  $^{220}Rn$  主要来源于  $^{220}Rn$  主要来源于  $^{220}Rn$  主要来源于  $^{220}Rn$  是要来源于  $^{220}Rn$  是要不源于  $^{220}Rn$  是要来源于  $^{220}Rn$  是要不源于  $^{220}Rn$  是要不源于  $^{220}Rn$  是要来源于  $^{220}Rn$  是要来源于  $^{220}Rn$  是要来源于  $^{220}Rn$  是要求源于  $^{220}Rn$  是更多,是是是是一个,是是是是是一个,是是是一个,是是是是是一个,是是是是一个,是是是是是一个,是是是是一个,是是是是一个,是是是是是一个的。



### 上海交通大学学位论文

本底成分	Set 1	Set 2	Set 3	Set 4	Set 5	Total	Below NR median	Best Fit
Rn	6.9±3.8	42.8±23.5	22.7±12.5	162.0±88.9	112.1±61.5	346.5±190.2	1.42±0.78	-
Kr	$1.1 \pm 0.7$	$7.7 \pm 4.9$	$3.2 {\pm} 2.1$	$20.4 \pm 13.1$	$20.9 \pm 13.4$	53.3±34.2	$0.21 {\pm} 0.13$	-
Material	$0.8 {\pm} 0.1$	5.7±0.7	$2.4 {\pm} 0.4$	$15.2 \pm 1.9$	$15.6 {\pm} 1.9$	39.7±5.0	$0.16{\pm}0.02$	-
solar v	$0.8 {\pm} 0.2$	$5.4 {\pm} 1.1$	$2.3 {\pm} 0.5$	$14.3 \pm 2.9$	$14.6 {\pm} 2.9$	37.4±7.5	$0.16{\pm}0.03$	-
<sup>136</sup> Xe	$0.7 {\pm} 0.1$	4.6±0.9	1.9±0.4	11.8±2.4	12.1±2.4	31.1±6.2	$0.05{\pm}0.01$	-
Flat ER (data)	4.0±2.9	54.5±10.5	12.2±4.9	240.5±21.8	180.9±18.9	492.1±31.2	2.06±0.14	509.6±22.8
$CH_3T$	17±5	$88{\pm}11$	21±6	$258{\pm}24$	$148\!\pm\!17$	532±32	$5.1 {\pm} 0.3$	$532{\pm}32$
<sup>127</sup> Xe	$0.19 \pm 0.04$	$1.08 {\pm} 0.25$	$0.96{\pm}0.22$	$3.99 {\pm} 0.92$	$1.91 \pm 0.44$	$8.13{\pm}1.07$	$0.12{\pm}0.02$	$8.41 \pm 2.08$
Neutron	$0.02 {\pm} 0.01$	$0.15{\pm}0.08$	$0.07 {\pm} 0.03$	$0.45{\pm}0.22$	$0.46{\pm}0.23$	$1.15{\pm}0.57$	$0.69 {\pm} 0.35$	$0.82 {\pm} 0.41$
$^{8}\mathrm{B}$	$0.01 \pm 0.01$	$0.05 {\pm} 0.03$	$0.03 {\pm} 0.02$	$0.26{\pm}0.13$	$0.29 {\pm} 0.15$	$0.64{\pm}0.32$	$0.62{\pm}0.31$	$0.61 \pm 0.17$
Surface	$0.01 \pm 0.01$	$0.07 {\pm} 0.02$	$0.03 {\pm} 0.01$	$0.18 {\pm} 0.05$	$0.18 {\pm} 0.05$	$0.47{\pm}0.13$	$0.42{\pm}0.12$	$0.44 {\pm} 0.11$
Accidental	$0.04 \pm 0.01$	$0.32{\pm}0.05$	$0.03 {\pm} 0.01$	$0.99 {\pm} 0.18$	$1.05{\pm}0.21$	$2.43{\pm}0.47$	$0.80{\pm}0.15$	$2.31 \pm 0.45$
Sum	21±6	144 ±15	34±8	504±32	333±25	1037±45	$9.8 \pm 0.6$	1054±39
Data	21	148	34	496	359	1058	6	

表 5-84 PandaX-4T 实验中考虑的各本底在置信体积内的估值。包括平滑电子反冲本底(Flat ER)、氚、 $^{127}$ Xe、中子本底、 $^8$ B、表面本底以及偶然符合事例。 PandaX-4T 调试运行期间一共采了 5 组数据,其探测器运行状态如电极高压值等各有些微不同,因此对 set1-set5 这五组数据的本底都需要进行分别估算。

显的损失。通过合理选择置信体积(Fiducial volume, FV)后,表面本底可以得到较大控制。偶然符合事例由立的 S1 和 S2 事例偶然配对产生。通过随机将孤立的 S1 和 S2 事例随机配对,可以得出其被误认为信号的概率,从而估算偶然符合事例的期望值。表格 5-84 中展示了 PandaX-4T 实验中考虑的各本底的估值。

## 5.5 PandaX-4T 对费米暗物质模型的限制结果

#### 5.5.1 基于 NEST 生成的信号概率分布

在确认 NEST 响应模型与实际探测器响应一致后,我们使用该模型对所关注的信号以及本底的概率分布(Probability Distribution Function,PDF)进行了模拟。关于信号部分,正如前文段落 1.2.2 所阐述的,费米暗物质吸收信号会在探测器中产生单能事例。对于不同暗物质质量假设,我们将其能谱作为 NEST 的输入,并对探测器不同运行环境的响应分别进行了模拟,得到了其对应的 PDF。对于不同运行环境的 set1-5 五组数据,我们需要分



### 上海交通大学学位论文

别给出其暗物质吸收信号的 PDF。图 85 中以 set5 数据为例,展示了通过 NEST 响应模型给出的费米暗物质吸收信号的概率分布。

对于探测器中的本底,我们考虑了电子反冲本底、氚、 $^{127}$ Xe、中子本底、 $^8$ B、表面本底以及偶然符合事例等,也同样基于 NEST 生成了各个本底事例的信号概率分布。

#### 5.5.2 暗物质候选事例选择

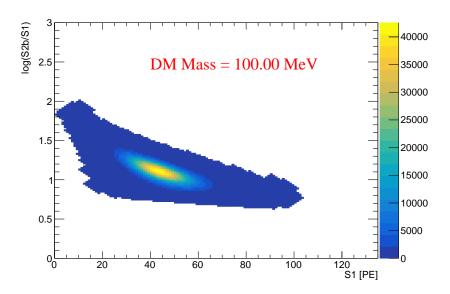
对于探测器测得的各种信号,我们需要通过一系列信号处理,并对其进行筛选,从而得到我们所需要的暗物质候选事例。对于 WIMP 信号和费米暗物质吸收信号,我们采用了相同的物理事例的选择标准 [41]。除了置信体积筛选外,我们还删去了波形重建质量低的事例。我们仅保留关注区域内的信号,具体为 2 PE 到 135 PE 的 S1,以及从 80 到 20,000 PE 的原始 S2,其上限对应于大约 24 keVee。这个区域相对比较保守,为了能够保证信号响应模型可以应用上去,也保证一个较为保守的分辨率估算。通过前文提及的刻度事例,我们可以得到 PandaX-4T 探测器中的 NR 事例带,以及 ER 事例带。为了尽可能去除 ER 本底,我们要求候选事例在 ER 事例带的 99.9% 排除线下方,同时也要在 NR 事例带的 99.9% 接受线上方。

在 PandaX-4T 调试运行的 86.0 天有效数据中,总共筛选出了 1058 个在我们关心区域内的事例,如图 86 所示。图中还将暗物质质量  $m_\chi = 100\,\mathrm{MeV/c^2}$  对应的 PDF 的 68% 和 95% 等值线叠在图上,作为参照。其中,68% 等值线内观察到了 26 个事例,预期背景贡献估计为  $21.0\pm2.2$ 。

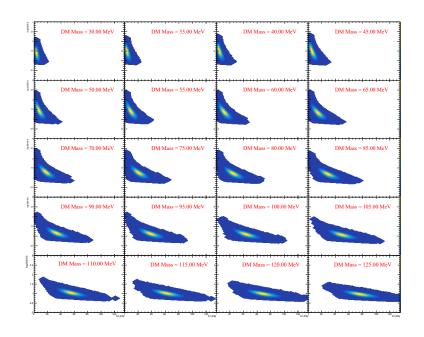
#### 5.5.3 基于剖面似然比计算排除截面

**5.5.3.1** 整体似然函数 在感兴趣的能量区间里,我们对 30 到 125 MeV/c² 质量的暗物质(对应的最高能量沉积峰为 16 keV<sub>ee</sub>)进行了一一计算。为了寻找费米暗物质吸收信号的"中性流"信号,我们采用了双侧构造的剖面似然比(Profile Likelihood Ratio,PLR)的方法 [89],来对费米暗物质吸收信号的"中性流"进行了测试。这里我们构建了一个标准的整体似然函数 [100, 101]:





(a) 通过 NEST 生成的 100 MeV 费米暗物质吸收预期信号。



(b) 通过 NEST 生成的 30-125 MeV 质量下的费米暗物质吸收预期信号分布。

图 85 基于 NEST 响应模型在 set5 运行环境下生成的费米暗物质吸收信号在关注 范围内的分布。下图 85(b) 展示了 30-125 MeV 范围内不同暗物质假设质量下的吸收信号预期信号分布,其中每张图采用的坐标系都与上图 85(a) 相同。



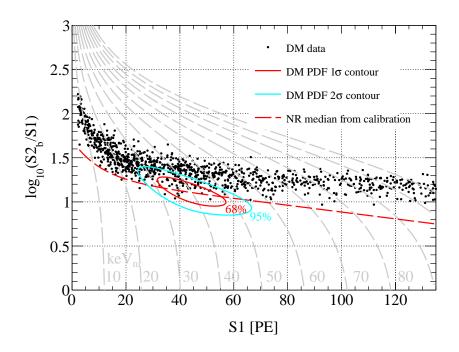
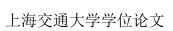


图 86 最终筛选出的暗物质候选信号的分布。红色与蓝色实线曲线表示 68% 和 95% 中性流吸收费米子暗物质的概率密度函数的等值线,这里暗物质质量  $m_\chi=100\,\mathrm{MeV/c^2}$ 。红色虚线表示  $^{241}\mathrm{Am}-\mathrm{Be}$  和 D-D 刻度数据拟合出的 NR 事例带的中值。





$$\mathfrak{L}_{\text{pandax}} = \left[\prod_{n=1}^{n_{\text{set}}} \mathfrak{L}_n\right] \times \left[\prod_b G(\delta_b, \sigma_b)\right] \times \left[\prod_{p_*} G(\delta_{p_*}, \sigma_{p_*})\right], \tag{5.12}$$

其中总数据集数量  $n_{\text{set}} = 5$ , 对于每个数据集的似然函数  $\mathfrak{L}_n$  为:

$$\mathfrak{L}_{n} = \operatorname{Poiss}\left(N_{\text{obs}}^{n} \mid N_{\text{fit}}^{n}\right) \times \left[\prod_{i=1}^{N_{\text{obs}}^{n}} \frac{1}{N_{\text{fit}}^{n}} \left(N_{s}^{n} P_{s}^{n} \left(S1^{i}, S2^{i}\right) + \sum_{b} N_{b}^{n} \left(1 + \delta_{b}\right) P_{b}^{n} \left(S1^{i}, S2^{i}\right)\right)\right]. \tag{5.13}$$

对于每个数据集 n,  $N_{\text{obs}}^n$  和  $N_{\text{fit}}^n$  分别为观察到的和拟合得的探测到的物理事例的总数,  $N_s^n$  和  $N_b^n$  代表 DM(信号)和背景事件的数量,而  $P_s^n(S1,S2)$  和  $P_b^n(S1,S2)$  则表示它们的二维概率分布函数。信号( $\sigma_s$ )和背景( $\sigma_b$ )的系统不确定性通过高斯函数  $G(\delta,\sigma)$  来评估,该函数能够约束信号响应模型的滋扰参数和每个背景成分的归一化系数  $\delta_b$ 。

**5.5.3.2**  $CL_{s+b}$  测试统计的构建 在构建似然函数后,就可以开始进行测试统计,来将数据与不同信号假设进行比较。这里构建了一个检验参数  $\tilde{q_u}$ :

$$\tilde{q}_{\mu} = -2ln \frac{\mathfrak{L}(data|\mu, \hat{\theta}_{\mu})}{\mathfrak{L}(data|\hat{\mu}, \hat{\theta})}, 0 \le \hat{\mu} \le \mu.$$
 (5.14)

这里  $\mu$  为信号强度修正参数,这个参数反应不同信号强度的假设,一般对应于某个散射截面或是期望观测事例数。而  $\theta$  表示冗余参数,一般表示各个本底成分等。  $\mathcal{L}(data|\mu,\hat{\theta}_{\mu})$  表示给定  $\mu$  的值的情况下,遍历该情况下所有可能的  $\theta$  后,得到的最大似然值,此时  $\theta$  的取值即为  $\theta_{\mu}$ 。而  $\mathcal{L}(data|\hat{\mu},\hat{\theta})$  则表示遍历所有可能的  $\mu$  值对应的  $\mathcal{L}(data|\mu,\hat{\theta}_{\mu})$  后,找到的最大似然值,也就是所有可能的  $\mu$  和  $\theta_{\mu}$  组合中能够得到的最大似然值  $\mathcal{L}$ 。此时  $\mu$  的取值即为  $\hat{\mu}$ ,对应  $\theta_{\mu}$  的取值即为  $\hat{\theta}$ 。  $\tilde{q}_{\mu}^{\text{obs}}$  表征了该  $\mu$  值与最佳 拟合情况下的适配性,或者说是接近程度。将公式 5.14 应用到观测到的实际数据中,得到的  $\tilde{q}_{\mu}$  值记为  $\tilde{q}_{\mu}^{\text{obs}}$ 。

接下来需要通过蒙特卡洛模拟生成大量的虚构数据。这需要基于上面 提到的最佳拟合情况的  $\hat{\mu}$  与  $\hat{\theta}$  值来生成大量的虚构信号。生成虚构信号的





过程中,会对信号应用一定的高斯涨落,并且考虑实际测量到的本底误差。 针对每个虚构信号,理论上都能通过公式 5.14 得到一个  $\tilde{q}_{\mu}$  值,我们将这 些都记为  $\tilde{q}_{\mu}$ <sup>s+b</sup>。在进行大量模拟后,我们对这些大量  $\tilde{q}_{\mu}$ <sup>s+b</sup> 的值进行统计, 计算出其对应 p-value 的值。 p-value 的定义如公式 5.15 所示:

$$p_{\mu} = \int_{\tilde{q_{\mu}}^{\text{obs}}}^{\infty} f(\tilde{q_{\mu}}|\mu, \hat{\theta_{\mu}}^{\text{obs}}) d\tilde{q_{\mu}}, \qquad (5.15)$$

我们仅需要统计该  $\mu$  值对应的所有 $\tilde{q}_{\mu}$ <sup>s+b</sup>中,大于  $\tilde{q}_{\mu}$ <sup>obs</sup> 的数据比例,即为 p-value 的值。

对于需要计算的 90% 置信度(Confidence Level,C.L.),也就是 90% 该假设情况下得到的信号都不会超过观测值,此时  $p_{\mu}=0.1$ 。一般我们对 p-value 在 0.1 附近的多个  $\mu$  值都进行计算,最终拟合得到  $p_{\mu}=0.1$  所需的精确  $\mu$  值。该  $\mu$  值即为 90% 置信度下的排除截面大小。

**5.5.3.3** 灵敏带的计算以及强限制 灵敏带的计算依赖于大量的 background-only 虚拟数据。由于  $\tilde{q}_{\mu}^{\text{s+b}}$  的值不依赖于虚拟数据本身,我们可以一组仅考虑本底的虚拟数据为中心,基于其最佳拟合值产生涨落,大量生成多组虚拟数据,并分别计算其对应排除截面。而在得到的这些大量排除截面中  $\pm 1\sigma$  浮动的对应位置,即为排除截面的灵敏带。

由于我们采用的 $CL_{s+b}$ 对真实数据的向下波动(downward fluctuation)没有保护,因此通过这个方法得到的排除截面有可能会过低,甚至于令期望观测信号小于 1 的情况出现。因此,为了避免这种不合理的过低排除截面,需要令最终结果中的排除截面不低于  $-1\sigma$  灵敏带,这被称为强限制(power constrain)。

#### 5.5.4 估算结果

运用上述的测试统计方法,在最终的拟合结果中,没有发现超过  $1\sigma$  的明显超出信号。 90% 置信度排除线如图 87 的上半部分所示,该排除曲线处于  $\pm 1\sigma$  灵敏度区间范围内,除了在暗物质质量 [30,60] MeV/ $c^2$  的范围内有些轻微的向下波动,这些点位的排除线被强限制在了  $-1\sigma$  处 [102]。最强排除线达到了  $1.5 \times 10^{-50}$  cm<sup>2</sup>,此时暗物质质量为 40 MeV/ $c^2$ 。图 87 中





的阴影区域显示了来自对撞机实验的 Z'的直接约束 [103,30]。

正如前面段落 1.2.2 提到的那样,在具有介体 Z' 的 UV 完全模型中,暗物质  $\chi$  能够衰变为中微子  $\chi \to vvv$ ,为了与宇宙微波背景观测到的暗物质密度结果一致,避免暗物质沿该通道过快地衰变为中微子,需要对宇宙状态方程的一些微调参数给出一些限制 [104]。在文献 [30] 中采用的反应参数,即  $m_{Z'}=18\,\mathrm{GeV}/\mathrm{c}^2$ 、 $s_{\theta_R}=0.01\,\mathrm{U}$ 及  $Q_\chi=0.1$ ,其基于 WMAP 三年数据给出的 CMB 谱 [105, 106],对这个三重中微子衰变通道给出了非常强的约束为了与该结果自洽,需要对这些参数进行微调 [30]。所需要微调的水平如图 87 灰色虚线所示。在给出 U(1)' 规范耦合  $g_\chi$  与能量截止尺度  $\Lambda$  之间的关系后,就能直接将图 87 上半图的截面上限直接转换为耦合  $g_\chi$  上的约束。最终约束量级为  $10^{-10}$  (TeV·cm) $^{1/2}$ ,如图 87 下半部分所示。

在这个章节的分析中,我们在 PandaX-4T 0.63 吨年数据中试着寻找费米暗物质吸收的中性流信号。这是在直接探测实验中首次寻找单能核反冲特征事例,在预期背景之上没有观察到明显的超出信号。但我们对小于1 GeV 的暗物质-核子相互作用设置了一个新的与模型无关的排除线,排除了低至 1.5×10<sup>-50</sup> cm<sup>2</sup> 的散射截面,对应于 40 MeV/c<sup>2</sup> 暗物质。考虑到宇宙学间接探测和对撞机搜索,该结果为具有 Z' 介体的完全 UV 模型提供了强大的约束。如果未来探测器能有更多的数据,将会有更好的结果。



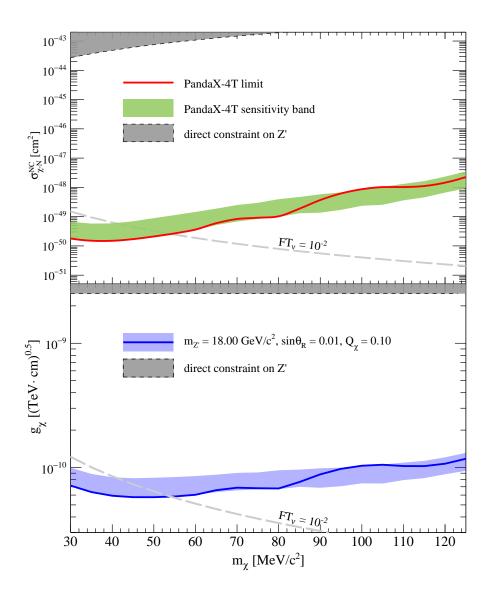


图 87 通过 PandaX-4T 调试运行数据测试费米暗物质吸收中性流截面得到的,对应于不同暗物质质量的 90% 置信度排除线。其中绿色区域为  $\pm 1\sigma$  灵敏度带。灰色阴影区域表示对撞机实验对于 Z' 给出的直接约束 [103, 30]。下半部分图表示了PandaX-4T 调试运行数据中,对于不同  $m_\chi$  给出的 U(1)' 规范耦合的排除线和灵敏度带。图中标记为  $FT_v$  的灰色虚线,代表为了避免过快  $\chi \to vvv$  衰变进行微调所需的水平。

## 第六章 总结与展望

PandaX-4T 是位于四川锦屏的深地暗物质直接探测实验。由于目前 WIMP 的限制接近了中微子地板,更多新的暗物质模型正在引起关注。本文基于 PandaX-4T 调试运行期间数据,对费米暗物质吸收中性流信号进行了寻找,并首次给出了该类信号的限制结果。

本文简要地介绍了暗物质的存在证据,并展示了一些暗物质候选理论假设如 WIMP 和费米暗物质吸收模型,并阐述了较为主流的暗物质探测方法,介绍了一些世界上较为具有代表性的暗物质探测实验。同时对 PandaX-4T 暗物质探测实验进行了介绍,包括其探测原理以及各个子系统的简要说明。

本文对 PandaX-4T 核心探测部分,TPC 以及 PMT 刻度相关的硬件工作进行展开,详细阐述了 TPC 的制作与搭建,以及高压测试等工作。本文研发了PMT刻度系统、电子寿命检测系统以及位置重建算法,详细介绍了PMT 刻度系统的原理以及具体设计和使用效果。并展示了自适应电子寿命监控算法以及信号位置重建算法的相关细节,对其效果分别进行了评估。

最后本文利用 PandaX-4T 探测器数据对费米暗物质吸收信号进行搜寻的过程,包括响应模型的核验,本底估计以及事例选择等。最终给出了费米暗物质吸收信号的搜寻结果,并对小于 1 GeV 的暗物质-核子相互作用给出了该信号的一个限制,在  $40\,\mathrm{MeV}/c^2$  暗物质质量处达到了最低  $1.5\,\mathrm{x}$   $10^{-50}\,\mathrm{cm}^2$  的散射截面排除结果。

本文作者在PandaX-4T 暗物质实验中有着重要贡献,主要的创新点为:

- 运用 PandaX-4T 实验调试运行期间 0.63 吨年曝光量的数据,首次对 费米暗物质吸收信号给出了新的限制。
- 本文首次使用窄能谱扫描方法,在关注能量范围内没有单能核反冲刻度源的情况下,实现了单能核反冲事例的响应模型检验。并运用刻度数据以及模拟仿真技术对核反冲信号响应模型进行了进一步检验。
- 本文作者为 PandaX-4T 构建了光学蒙特卡洛模拟程序,对探测器内部 光信号的分布进行了模拟,并基于该模拟研发了一套位置重建算法,



上海交通大学学位论文

实现了通过 S2 信号分布对事例水平位置进行高效重建,并利用刻度数据验证其重建的准确性。

- 本文作者独立设计并搭建了 PMT 刻度系统,并开发其配套程序,实现了 PandaX-4T 探测器 PMT 快速精确地刻度。同时开发了 PandaX-4T 探测器电子寿命监控程序,实现了探测器内氙纯度的快速监控。
- 本文作者全程参与了 PandaX-4T TPC 以及电极的搭建与高压测试,保证了探测器高压在运行期间稳定运行。

2021年8月,PandaX-4T实验已公开其首批调试运行期间累积的0.63 吨年曝光量的结果,刷新了WIMP的探测极限,未来计划对TPC以及PMT进行进一步维护升级,以保证探测器运行状态的稳定,在后续积累更多数据量。而更进一步的PandaX-30T探测器也在设计组装阶段,其相比于PandaX-4T有着更大的探测体积,灵敏度也将得到巨大提升。相信在累积更多数据以及搭建更大体量探测器后,PandaX实验能够得到更好的WIMP探测结果。同时,对于费米暗物质吸收信号的探测灵敏度也必将得到进一步的提升,甚至有可能发现该类信号。最后,希望PandaX实验能够顺利运行,在未来的某一天揭开暗物质的真面目。



# 攻读学位期间学术论文和科研成果目录

- [1] PandaX-4T Collaboration•Linhui Gu et al. First Search Result for Neutral Current Fermionic Absorption Dark Matter from PandaX-4T 0.63 Tonne-Year Data, Published in: Phys.Rev.Lett. 129, 161803, Published: Oct 13, 2022.
- [1] PandaX-4T Collaboration•Yue Meng et al. Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run Published in: Phys.Rev.Lett. 127 (2021) 26, 261802 Published: Dec 23, 2021



## 致 谢

博士生涯即将迎来尾声,在这五年的科研生涯中我学会了很多知识与 技能,也在实验与数据分析的思维上得到了成长。这些进步无一离不开我 遇到的人们对我的指导与帮助,是他们的帮助造就了今天的我。

首先,我要将最真挚的感谢送给我的导师周宁老师,是他在整个博士期间领我进入了科研的大门,教会了我做科研需要的缜密逻辑和严谨思路,以及一些创新,督促并指导我进步。周老师学识渊博,科研经验丰富,遇到问题总能知道该如何解决。他就像一个灯塔,引导我们这些学生往正确方向前进。可能也正因如此,我们在研究上遇到问题时,总是想着询问周老师。但如今我已毕业,今后遇到的问题都得独立想办法解决,但是周老师教会我的解决问题的思路依然会对我提供莫大的帮助。周老师在科研上也很有拼搏精神,安装探测器时,经常忙活在锦屏实验室第一线。在探测器采数后,又指导着我们进行各种数据分析,一个人干着好几个人的活,除了指导我们,还要抽空教学任务。从他的身上,我感受到了一个科研人该有的精神风貌,是我的榜样。

同时,我要感谢季向东老师,是他向我展示了粒子物理的魅力,吸引我参加 PandaX 实验组,从而参与了暗物质探测实验。能全程参与到PandaX-4T 暗物质探测实验,我感到非常的荣幸,这是我一生中宝贵的经历。也要感谢刘江来老师给我的鼓励与帮助,当年还是本科的时候就教了我怎么用 ROOT 和 C++,后来在 CJPL 现场的时候也告诉我很多实验物理相关的技巧与知识。感谢谌勋老师教会了我 Geant4 蒙特卡洛的基础知识和使用方法,更系统的 C++ 知识,以及很多服务器相关的操作与知识。感谢杨勇老师、韩柯老师、张涛老师、赵力老师、王舟老师、林箐老师、孟月老师在 CJPL 现场工作时对我的指导与帮助,也要感谢陶奕、周小朋、燕斌斌、崔祥仪、谈安迪、任祥祥、夏经铠、肖梦姣、王秋红、谢鹏伟等学长们在科研期间分享自己的经验,给我提供了帮助。同时也感谢黄周、宁旭阳、黄迪、司琳、武蒙蒙、马文博、李帅杰、杨继军、程晨、薄子豪、李晨翔等在锦屏地下实验室一线共同奋斗的战友们,感谢各位在现场艰苦的科研环境下与我互帮互助、患难同行。



也要感谢丈夫倪恺翔,在一同读博士的期间,因为我经常要去锦屏现场工作,我们经常要忍受一两个月的异地恋。但是我们的感情并未因此降温,在异地期间经常互相鼓劲,恺翔也经常打电话和我聊天、嘘寒问暖(还有零食的投喂)。很庆幸我们最终走到了一起,步入了婚姻的殿堂,感恩此生有你相伴。

最后也要感谢我的家人们,我的父母和妹妹、以及我的公公婆婆,感谢你们的支持与理解,超级感谢你们给我寄来的一份份食物,让我一个不能吃辣的人在四川锦屏基地的爆辣伙食中坚持了下来(甚至胖了)。锦屏现场科研的时光是忙碌而充实的,虽然辛苦,但也确实能够学到很多东西,山上的风景也很宜人,工作人员们也都很亲切。偶尔参观雅砻江大坝,以及观看锦屏卫星发射基地的发射现场,都令我记忆深刻,是一段段难忘的回忆。希望未来还能有机会参与 PandaX 的实验,希望 PandaX 未来越来越好!

## 参考文献

- [1] Holstein and Berry. The theory of almost everything: The standard model, the unsung triumph of modern physics. *Physics Today*, 59(7):49–50, 2006.
- [2] Craig Burgess and Guy D. Moore. The standard model: A primer: Theoretical framework. *Cambridge University Press*, 2006.
- [3] C. Seife. What is the universe made of? *Science*, 309:78–78, 2005.
- [4] L. M. J. S. Volders. Neutral hydrogen in m 33 and m 101. *bulletin of the astronomical institutes of the netherlands*, 1959.
- [5] V. C. Rubin and Wkj Ford. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *Astrophysical Journal*, 159:379, 2008.
- [6] D. Walsh, R. F. Carswell, and R. J. Weymann. 0957 + 561 a, b: twin quasistellar objects or gravitational lens? *Nature*, 279(5712):381–384, 1979.



- [7] Kaiser, Nick, Squires, and Gordon. Mapping the dark matter with weak gravitational lensing. *ApJ*, 404:441–441, 1993.
- [8] J. A. Tyson, R. A. Wenk, and F. Valdes. Detection of systematic gravitational lens galaxy image alignments mapping dark matter in galaxy clusters. *The Astrophysical Journal*, 349(1):L1–L4, 1989.
- [9] Richard Massey et al. Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. *Nature*, 445:286, 2007.
- [10] Hubble. New hubble image of galaxy cluster abell 1689 [heic1317]. *European Space Agency*, 2013.
- [11] NASA. Ned results for object bullet cluster. NASA/IPAC Extragalactic Database, 2012.
- [12] George F. Smoot et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first year maps. *Astrophys. J. Lett.*, 396:L1–L5, 1992.
- [13] A. Kogut, D. N. Spergel, C. Barnes, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, M. Limon, S. S. Meyer, and L. and Page. First-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap)\* observations: Temperature-polarization correlation. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2003.
- [14] R. Adam et al. Planck 2015 results. IX. Diffuse component separation: CMB maps. *Astron. Astrophys.*, 594:A9, 2016.
- [15] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A13, 2016.
- [16] R. Adam et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. *Astron. Astrophys.*, 594:A1, 2016.
- [17] A. S. Szalay and G. Marx. Neutrino rest mass from cosmology. *Astron. Astrophys.*, 49:437–441, 1976.



- [18] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405:279–390, 2005.
- [19] K. A. Olive. Review of particle physics. *Chinese Physics. C, High Energy Physics and Nuclear Physics*, 40(10), 10 2016.
- [20] Edward A. Baltz. Dark matter candidates. eConf, C040802:L002, 2004.
- [21] Hans Peter Nilles. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics. *Phys. Rept.*, 110:1–162, 1984.
- [22] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267:195–373, 1996.
- [23] Geraldine Servant and Timothy M. P. Tait. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate? *Nucl. Phys. B*, 650:391–419, 2003.
- [24] Andreas Birkedal, Andrew Noble, Maxim Perelstein, and Andrew Spray. Little Higgs dark matter. *Phys. Rev. D*, 74:035002, 2006.
- [25] Gianfranco Bertone. Particle dark matter: Observations, models and searches. *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches*, 01 2010.
- [26] Jonathan L. Feng. Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 48:495–545, 2010.
- [27] Chen Cheng et al. Search for Light Dark Matter-Electron Scatterings in the PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 126(21):211803, 2021.
- [28] Xiaopeng Zhou et al. A search for solar axions and anomalous neutrino magnetic moment with the complete PandaX-II data. *Chin. Phys. Lett.*, 38(1):011301, 2021.
- [29] Jingkai Xia et al. PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions. *Phys. Lett. B*, 792:193–198, 2019.



- [30] Jeff A. Dror, Gilly Elor, and Robert Mcgehee. Absorption of Fermionic Dark Matter by Nuclear Targets. *JHEP*, 02:134, 2020.
- [31] Jeff A. Dror, Gilly Elor, and Robert McGehee. Directly detecting signals from absorption of fermionic dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 124:181301, May 2020.
- [32] W. Heisenberg and H. Euler. Consequences of Dirac Theory of the Positron. *arXiv e-prints*, page physics/0605038, May 2006.
- [33] Rouven Essig, Eric Kuflik, Samuel D. McDermott, Tomer Volansky, and Kathryn M. Zurek. Constraining Light Dark Matter with Diffuse X-Ray and Gamma-Ray Observations. *JHEP*, 11:193, 2013.
- [34] Yan Gong and Xuelei Chen. Cosmological Constraints on Invisible Decay of Dark Matter. *Phys. Rev. D*, 77:103511, 2008.
- [35] M. Ackermann et al. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data. *Phys. Rev. Lett.*, 115(23):231301, 2015.
- [36] M. Aguilar et al. Antiproton Flux, Antiproton-to-Proton Flux Ratio, and Properties of Elementary Particle Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 117(9):091103, 2016.
- [37] Alessandro Cuoco, Michael Krämer, and Michael Korsmeier. Novel Dark Matter Constraints from Antiprotons in Light of AMS-02. *Phys. Rev. Lett.*, 118(19):191102, 2017.
- [38] Ming-Yang Cui, Qiang Yuan, Yue-Lin Sming Tsai, and Yi-Zhong Fan. Possible dark matter annihilation signal in the AMS-02 antiproton data. *Phys. Rev. Lett.*, 118(19):191101, 2017.
- [39] Francesc Ferrer, Lawrence M. Krauss, and Stefano Profumo. Indirect detection of light neutralino dark matter in the next-to-minimal supersymmet-



- ric standard model. *Physical Review D Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 74(11), 2006.
- [40] M. G. Aartsen et al. Search for Dark Matter Annihilation in the Galactic Center with IceCube-79. *Eur. Phys. J. C*, 75(10):492, 2015.
- [41] Yue Meng et al. Dark matter search results from the pandax-4t commissioning run. *Phys. Rev. Lett.*, 127:261802, Dec 2021.
- [42] XiGuang Cao et al. PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL. Sci. China Phys. Mech. Astron., 57:1476–1494, 2014.
- [43] E. Aprile et al. The XENON1T Dark Matter Experiment. *Eur. Phys. J. C*, 77(12):881, 2017.
- [44] E. Aprile et al. The XENON100 Dark Matter Experiment. *Astropart. Phys.*, 35:573–590, 2012.
- [45] D. S. Akerib et al. The Large Underground Xenon (LUX) Experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 704:111–126, 2013.
- [46] K. Abe et al. XMASS detector. Nucl. Instrum. Meth. A, 716:78–85, 2013.
- [47] D. Yu. Akimov et al. The ZEPLIN-III dark matter detector: instrument design, manufacture and commissioning. *Astropart. Phys.*, 27:46–60, 2007.
- [48] P. A. Amaudruz et al. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB. *Phys. Rev. Lett.*, 121(7):071801, 2018.
- [49] P. Agnes et al. First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Phys. Lett. B*, 743:456–466, 2015.
- [50] Ke-Jun Kang et al. Introduction to the CDEX experiment. *Front. Phys.* (*Beijing*), 8:412–437, 2013.
- [51] T. Bruch. Recent results from the CDMS-II experiment. In 4th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs, pages 91–94, 9 2008.



- [52] R. Agnese et al. Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS. *Phys. Rev. Lett.*, 112(24):241302, 2014.
- [53] C. E. Aalseth et al. CoGeNT: A Search for Low-Mass Dark Matter using ptype Point Contact Germanium Detectors. *Phys. Rev. D*, 88:012002, 2013.
- [54] E. Armengaud et al. Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches. *JINST*, 12(08):P08010, 2017.
- [55] A. Morales et al. Improved constraints on WIMPs from the international Germanium experiment IGEX. *Phys. Lett. B*, 532:8–14, 2002.
- [56] R. Bernabei et al. The DAMA/LIBRA apparatus. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 592:297–315, 2008.
- [57] Sun Kee Kim and Seoul 151-742 School of Physics, Seoul National University. Kims: Dark matter search experiment in korea. *AIP Conference Proceedings*, 805(1), 12 2005.
- [58] C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-2L C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> Bubble Chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 114(23):231302, 2015.
- [59] M. Felizardo et al. Final Analysis and Results of the Phase II SIMPLE Dark Matter Search. *Phys. Rev. Lett.*, 108:201302, 2012.
- [60] R. L. Workman and Others. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022.
- [61] Louis E. Strigari. Neutrino Coherent Scattering Rates at Direct Dark Matter Detectors. *New J. Phys.*, 11:105011, 2009.
- [62] Yu-Cheng Wu et al. Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing underground Laboratory. *Chin. Phys. C*, 37(8):086001, 2013.
- [63] Ziyi Guo et al. Muon flux measurement at China Jinping Underground Laboratory. *Chin. Phys. C*, 45(2):025001, 2021.



- [64] W. P. Liu et al. Progress of Underground Nuclear Astrophysics Experiment JUNA in China. *Few Body Syst.*, 63(2):43, 2022.
- [65] Hao Ma, Wenhan Dai, Zhi Zeng, Tao Xue, Litao Yang, Qian Yue, and Jianping Cheng. Status and prospect of China Jinping Underground Laboratory. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2156(1):012170, 2021.
- [66] Jian-Ping Cheng et al. The China Jinping Underground Laboratory and its Early Science. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 67:231–251, 2017.
- [67] V. Chepel and H. Araujo. Liquid noble gas detectors for low energy particle physics. *JINST*, 8:R04001, 2013.
- [68] G. Bakale and W.F. Schmidt. The effect of an electric field on electron attachment to sf6 in non-polar liquids. *Journal of Electrostatics*, 12:103–106, 1982.
- [69] E. Aprile and T. Doke. Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics. *Rev. Mod. Phys.*, 82:2053–2097, 2010.
- [70] Akira Hitachi. Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 24(3):247–256, 2005.
- [71] Guillaume Plante. The xenon100 dark matter experiment: Design, construction, calibration and 2010 search results with improved measurement of the scintillation response of liquid xenon to low-energy nuclear recoils. 2012.
- [72] A. Baldini et al. Absorption of scintillation light in a 100 l liquid xenon gamma ray detector and expected detector performance. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 545:753–764, 2005.
- [73] George Bakale, Ulrich Sowada, and Werner F. Schmidt. Effect of an electric field on electron attachment to sulfur hexafluoride, nitrous oxide, and molecular oxygen in liquid argon and xenon. *The Journal of Physical Chemistry*, 80(23):2556–2559, 1976.



- [74] Kaixuan Ni. Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search. PhD thesis, Columbia U. (main), 2006.
- [75] Jay N. Marx and David R. Nygren. The time projection chamber. *Physics Today*, 31:46–53, 1978.
- [76] Carlo Rubbia. The liquid argon time projection chamber: A new concept for neutrino detectors. 1977.
- [77] A.I. Bolozdynya. Two-phase emission detectors and their applications. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 422(1):314–320, 1999.
- [78] Li Zhao, Xiangyi Cui, Wenbo Ma, Yingjie Fan, Karl Giboni, Tao Zhang, Jianglai Liu, and Xiangdong Ji. The cryogenics and xenon handling system for the PandaX-4T experiment. *JINST*, 16(06):T06007, 2021.
- [79] K. Yamada. Development of a large cooling capacity single stage gm cryocooler. *Cryogenics*, 63:110–113, 2014.
- [80] Fabio Acerbi et al. Cryogenic Characterization of FBK HD Near-UV Sensitive SiPMs. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 64(2):521–526, 10 2016.
- [81] T. Haruyama, K. Kasami, Y. Matsubara, T. Nishitani, Y. Maruno, K. Giboni, and E. Aprile. High-power pulse tube cryocooler for liquid xenon particle detectors. In Ronald G. Ross, editor, *Cryocoolers 13*, pages 689–694, Boston, MA, 2005. Springer US.
- [82] Jijun Yang et al. Readout electronics and data acquisition system of PandaX-4T experiment. *JINST*, 17(02):T02004, 2022.
- [83] Xuming Wang, Xun Chen, Changbo Fu, Xiangdong Ji, Xiang Liu, Yajun Mao, Hongwei Wang, Siguang Wang, Pengwei Xie, and Tao Zhang. Material Screening with HPGe Counting Station for PandaX Experiment. *JINST*, 11(12):T12002, 2016.



- [84] Xiangyi Cui et al. Design and commissioning of the PandaX-4T cryogenic distillation system for krypton and radon removal. *JINST*, 16(07):P07046, 2021.
- [85] J.S. Kapustinsky, R.M. DeVries, N.J. DiGiacomo, W.E. Sondheim, J.W. Sunier, and H. Coombes. A fast timing light pulser for scintillation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 241(2):612–613, 1985.
- [86] Jeremy Mock, Nichole Barry, Kareem Kazkaz, Matthew Szydagis, Mani Tripathi, Sergey Uvarov, Michael Woods, and Nicholas Walsh. Modeling Pulse Characteristics in Xenon with NEST. *JINST*, 9:T04002, 2014.
- [87] R. M. Gray and A. Macovski. Maximum a posteriori estimation of position in scintillation cameras. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 23(1):849–852, 1976.
- [88] D. Zhang, A. Tan, A. Abdukerim, W. Chen, X. Chen, Y. Chen, C. Cheng, X. Cui, Y. Fan, D. Fang, and et al. Horizontal position reconstruction in pandax-ii. *Journal of Instrumentation*, 16(11):P11040, Nov 2021.
- [89] D. Baxter et al. Recommended conventions for reporting results from direct dark matter searches. *The European Physical Journal C*, 81(10), Oct 2021.
- [90] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6(1):87–112, 1996.
- [91] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, and P.V. Thomsen. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, 33:10, 1963.
- [92] M. Szydagis et al. A Review of Basic Energy Reconstruction Techniques in Liquid Xenon and Argon Detectors for Dark Matter and Neutrino Physics Using NEST. *Instruments*, 5(1):13, 2021.



- [93] J. Thomas and D. A. Imel. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon. *Phys. Rev. A*, 36:614–616, 1987.
- [94] Dan Zhang, Yifan Li, Jie Bao, Changbo Fu, Mengyun Guan, Yuan He, Xiangdong Ji, Huan Jia, Yao Li, Jianglai Liu, Jingkai Xia, Weixing Xiong, Jingtao You, Chenzhang Yuan, and Ning Zhou. <sup>83</sup>Rb/<sup>83m</sup>Kr production and cross-section measurement with 3.4 mev and 20 mev proton beams. *Phys. Rev. C*, 105:014604, Jan 2022.
- [95] X. Chen et al. Bamboomc a geant4-based simulation program for the pandax experiments. *Journal of Instrumentation*, 16(09):T09004, 2021.
- [96] Hongguang Zhang et al. Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 62(3):31011, 2019.
- [97] J. Billard, L. Strigari, and E. Figueroa-Feliciano. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, 89(2):023524, 2014.
- [98] J. B. Albert et al. Improved measurement of the  $2\nu\beta\beta$  half-life of <sup>136</sup>Xe with the EXO-200 detector. *Phys. Rev. C*, 89(1):015502, 2014.
- [99] Xiaopeng Zhou et al. A search for solar axions and anomalous neutrino magnetic moment with the complete PandaX-II data. *Chin. Phys. Lett.*, 38(1):011301, 2021.
- [100] Xiangyi Cui et al. Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 119(18):181302, 2017.
- [101] Qiuhong Wang et al. Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure. *Chin. Phys. C*, 44(12):125001, 2020.
- [102] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Power-Constrained Limits. 5 2011.



- [103] Alexander Belyaev, Enrico Bertuzzo, Cristian Caniu Barros, Oscar Eboli, Giovanni Grilli di Cortona, Fabio Iocco, and Alexander Pukhov. Interplay of the lhc and non-lhc dark matter searches in the effective field theory approach. *Phys. Rev. D*, 99:015006, Jan 2019.
- [104] Yan Gong and Xuelei Chen. Cosmological constraints on invisible decay of dark matter. *Phys. Rev. D*, 77:103511, May 2008.
- [105] G. Hinshaw et al. Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: temperature analysis. *Astrophys. J. Suppl.*, 170:288, 2007.
- [106] D. N. Spergel et al. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results: implications for cosmology. *Astrophys. J. Suppl.*, 170:377, 2007.



# 上海交通大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明: 所呈交的学位论文, 是本人在导师的指导下, 独立进行研究工作 所取得的成果。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 经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体,均已在文中 以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名:

日期: 2022 年 12月 12日

# 上海交通大学 学位论文使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定, 同意学校保留并 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。

本学位论文属于 口公开论文

 $\Box$ **内部论文**, $\Box$ 1 年/ $\Box$ 2 年/ $\Box$ 3 年 解密后适用本授权书。

□秘密论文, 年(不超过10年)解密后适用本授权书。

□**机密论文**, 年 (不超过 20 年) 解密后适用本授权书。

(请在以上方框内打"√")

学位论文作者签名: 人。 指导教师签名: 人

日期:2022 年 12 月 12日

日期: 2022 年 12月 12日



## 上海交通大学博士学位论文答辩决议书



姓名	顾琳慧	学号	017072910015	所在 学科		物理学	
指导教师	周宁	答辩日期	2022-12-13	答辩 地点		线上	
论文题目 利用 PandaX-4T 探测器寻找费米暗物质吸收信号							
投票表决结果: 5 /5/ 5 (同意票数/实到委员数/应到委员数) 答辩结论: ☑通过 □未通过							
评语和决议:							

暗物质问题是当今物理和天文学领域的前沿课题,在地下实验室寻找暗物质和普通物质碰撞的信号是暗物质探测的重要途径之一。顾琳慧的论文基于 PandaX-4T 四吨级液氙探测实验,在国际上首次开展了原子核吸收轻质量费米暗物质过程的直接探测,具有重要科学意义。

该论文工作研制了 PandaX-4T 实验的光电管刻度系统,制作和调试了高透光高压电极,实现了探测器预期性能指标,使得 PandaX-4T 成为国际首个投入运行的多吨级液氙探测实验。基于 PandaX-4T 的首批实验数据,作者开发了信号位置重建算法,实现了毫米量级的水平位置重建精度,为 PandaX-4T 取得一系列国际领先的物理成果做出了基础性贡献。

针对轻质量费米暗物质模型,论文开展了原子核吸收该暗物质产生单能核反冲信号的实验探测。作者系统研究了单能原子核反冲信号的能量重建,通过中子刻度数据确定能量重建的准确度和精确度。该研究基于 PandaX-4T 高灵敏度低本底的实验数据,获得了亚 GeV/c²质量范围费米暗物质模型的国际最强限制,在 40MeV/c²质量处达到 1.5x10-∞cm²的截面上限。

论文写作规范,逻辑严谨,引文得当。研究成果发表在国际主流学术期刊,表明作者得到了全面的科学训练,具有扎实的理论和实验基础,已具备独立科研工作能力。

答辩过程中,答辩人表述清楚,回答问题正确。答辩委员会认为论文达到博士学位要求的水平,一致通过了顾琳慧博士学位论文答辩,建议授予理学博士学位。

2022 年 12 月 13 日

	职务	姓名	职称	单位	签名
答辩委员会成员签名	主 席	岳 骞	研究员	清华大学	上專
	委 员	王 萌	教授	山东大学	atry
	委 员	李亮	教授	上海交通大学	\$3
	委员	魏月环	副教授	中山大学	狼自己
	委 员	谌 勋	副研究员	上海交通大学	一进场
	秘 书	童伟莲	未评职称 (会计人员)	上海交通大学	南海