申请上海交通大学博士学位论文

利用 PandaX 一期的探测器寻找低质量的暗物质

论文	作者	肖梦姣
学	号	0100729011
导	师	刘江来教授
专	\ /	粒子物理专业
` 答辩	□	2016年6月

Submitted in total fulfillment of the requirements for the degree of Doctor in Particle Physics Major

PandaX-I Experiment for Low-mass Dark Matter Search

Mengjiao Xiao

Advisor

Prof. Jianglai Liu

Depart of Physics And Astronomy Shanghai Jiao Tong University Shanghai, P.R.China

June, 2016

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:______年____月____日

上海交通大学 学位论文版权使用授权书

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。本人授权上 海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索,可以采用影 印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本学位论文属于

保	密□,	在	_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: ______

指导教师签名:______

日期:_____年___月___日

日 期: ______年 ____月 ____日

利用 PandaX 一期的探测器寻找低质量的暗物质

摘要

2015年,美国《Science》杂志在创刊 125 周年之际,公布了 125 个最具挑战性的科学问题。居于首位的便是宇宙中物质的组成。现代的天文观测显示,宇宙中除了普通的重子物质外,还存在大量"看不见"的暗物质。理论物理学家提出了许多暗物质的可能粒子来解释这部分缺失的质量。然而,时至今日,我们仍然未捕捉到暗物质的踪迹,对于暗物质的粒子属性基本也还是一无所知。所以,对于暗物质的探测依然是目前国际上最前沿、也是最具挑战性的基础物理研究课题之一。探测并研究暗物质粒子的自然属性必然将会对人类理解宇宙的演化、组成物质的基本粒子和相互作用等诸多基础性问题产生革命性的影响。

在诸多的暗物质候选粒子中,大质量弱相互作用粒子(Weakly Interaction Massive Particles, WIMPs)被认为是最有可能的暗物质粒子。也是目前许多实验孜孜以求的探测目标。PandaX(Particle AND Astrophysics experiment with Xenon)是由上海交通大学 牵头,在中国的锦屏地下实验室运行,利用氙做靶标物质搭建探测器以探测稀有事例的 系列性实验。其第一期项目,即本文所阐述的 PandaX-I,是中国第一个利用先进的液氙 时间投影室技术来探测 WIMPs 暗物质的实验。目前 PandaX-I 业已完成,并取得了目前 国际最前沿的暗物质探测结果。本文将详细论述 PandaX-I 实验的探测方法和原理、探测器的搭建和运行、以及最终的物理分析。论文各章节的内容简介如下:

论文的第一章为本文的引言部分。我们首先介绍了暗物质的宇宙学起源、理论物理学家提出的暗物质候选粒子以及暗物质的探测方法。在这一章中,我们花了大量的篇幅总结了目前世界上对于 WIMPs 暗物质探测的典型实验,包括暗物质直接探测、间接探测以及利用加速器创造超对称粒子的实验。

论文的第二章重点论述基于两相型液氙的时间投影室的暗物质直接探测技术。这 里我们将详细介绍液氙作为暗物质探测媒介的各种特性、两相型液氙投影室探测暗物质 的工作原理、以及该技术用于暗物质探测时对本底事例的甄别能力。

在论文的第 三 和 四 章中,我们详细介绍 PandaX-I 实验的硬件和软件设置。硬件 设置主要包括探测器的各组成部分以及探测器在地下实验室的搭建和运行情况。其中, 探测器组成部分包括主动屏蔽体、制冷系统、时间投影室、光电倍增管系统、电子学和 数据获取系统、探测器使用的连通器和走线、刻度系统、液位水平调节装置以及除氡的 精馏塔。而实验的软件设置则包括数据的传输、保存和质量监控,关键算法的开发以及 主要的数据质量 cuts。

第五和六章为论文的重点内容。我们详细描述了 PandaX-I 实验中探测器的响应。 其内容主要包括数据采集系统的触发阈值、探测器位置非均匀性的修正、探测器对不同 电场的响应、利用 S1-S2 信号的"反相关"效应对探测器特性参数以及能量重建的研究。 接着,我们着重介绍了对 PandaX-I 探测器的刻度,包括光电倍增管器件的刻度、探测器 对核反冲和电子反冲的响应。而且,基于探测器的刻度,我们在本章中对暗物质探测数 据中的本底事例进行了预测。

我们对于 PandaX-I 实验全曝光数据进行了所谓的"盲"分析,即我们的软件分析工具、数据筛选所用的 cuts 等都是在暗物质数据揭开之前都确定下来了。所以,在第七中,我们详细介绍了确定数据分析中的关键 cuts 的方法和结果。

最后,我们在论文的第八章中给出了基于 PandaX-I 实验全曝光数据的暗物质分析结果。在这里,我们较为详细地介绍了将实验测量数据转化为暗物质探测结果的方法,并据此得到 PandaX-I 实验的数据分析结果。而作为全文的总结,我们在最后对 PandaX-I 实验进行了较为全面的总结,并对 PandaX 未来的实验给予展望。

关键词:暗物质 WIMPs PandaX 液氙

PandaX-I Experiment for Low-mass Dark Matter Search

ABSTRACT

In 2015, the Science Journal listed 125 unanswered questions that face the scientific community over the next quarter-century. And among these big questions, the top one is What's the Universe made of ? Observations from the modern cosmology indicate that there is a dominating amount of "unseen" matter in the universe, which is the so-called as Dark Matter. To explain such missing matter, theoretical physicists have proposed many candidate particles. However, up to date, we have not convincingly detected any dark matter particles and we still know nothing about the particle porperity of the dark matter. To date, searching for dark matter is still the most pressing, but also the most challenging fundamental physics question. Finding the dark matter in the laboratory and elucidating their properities will most likely revolutinalize our understanding on cosmic evolution, fundamental building blocks of the matter, as well as interactions between the fundamental particles.

Among the proposed dark matter candidates, the Weakly Interaction Massive Particles or WIMPs are the most theoretically motivated ones. Around the globe, many experiments are ongoing to detect such dark matter particles. The PandaX (Particle AND Astrophysics experiment with Xenon) Experiment is a staged experiment using xenon as the target operating at the China Jin-Ping Underground Laboratory in the Sichuan Province. The first stage PandaX-I Experiment, the main focus of this thesis, is the first dark matter experiment using the advanced dual-phase liquid xenon time ptojection chamber technology in China. In this thesis, the details of the working principle of the PandaX-I Experiment, the installation and operation of the detector, as well as the final data analysis will be presented. As an abstract, here we give a brief introduction to each chapter:

Chapter. 1 of this thesis is the introduction to the dark matter. We introduce the cosmological origin of the dark matter, the candidates of dark matter particles proposed by theoretical physicists, and the dark matter detection. In this chapter, we survey the worldwide experiments searching for WIMP dark matter, which include both the direct and indirect detection, as well as collider search.

In Chapter. 2, we focus on the discussion of dual-phase liquid xenon time projection cham-

ber technology for dark matter direct detection. We discuss the properities of the xenon as detector medium, the working principle of dual-phase liquid xenon TPC, and the background discrimination power for dark matter experiments.

Then in the next two chapters, we present details of the hardware and software of the PandaX-I experiment. It covers main components of the detector including the passive shielding, cryogenics system, the TPC and PMT system, the electronics and data acquisition system, the feedthroughs and cabling of the detector, the calibration system, the leveling adjustment and the distillation tower for radon removal. The overall running status of the detector will be presented in this chapter too. In Chapter. 4, we will introduce the data transfer, storage and data quality control, reduction, and the main data quality cuts.

Chapter. 5 and 6 are the main contents of this thesis. Here we will present details of detector's responses including trigger performance, position non-uniformity, and different charge of response to electricial fields. We also make full discussion on the parameters of the detector such as the light collection efficiency, electron extraction efficiency, energy resolution and so on. We then focus on the detector calibration including the characterization of the photomultiplier tubes, and the nuclear recoil and electron recoil calibration. Based on the calibration, we predict the background in the dark matter running.

To take a blind analysis for PandaX-I full exposure data, we determine key selection cuts before examining the data in the dark matter search region. The detailed procedure on setting the cuts is given in Chapter. 7.

Finally, we present the dark matter search results of the PandaX-I experiment in Chapter. 8. We introduce the fitting method with which we interpret the experimental data to the limits on dark matter. We conclude by highlighting the achievements in PandaX-I as well as presenting an outlook to the second stage PandaX-II experiment.

KEY WORDS: Dark matter, WIMPs, PandaX experiment, Xenon

	目录	
摘要		i
Abstract	t	iii
插图索引	1	xix
表格索引	1	xxii
第一章	引言:暗物质简介	1
1.1	暗物质存在的证据	3
	1.1.1 星系旋转曲线	3
	1.1.2 星系团以及引力透镜效应	5
	1.1.3 宇宙微波背景辐射, CMB	7
1.2	暗物质候选粒子	8
	1.2.1 轴子 (Axion)	9
	1.2.2 惰性中微子 (Sterile neutrino)	9
	1.2.3 中轻微子 (Neutralino) 和大质量弱相互作用粒子 (WIMPs)	10
1.3	暗物质探测实验	11
	1.3.1 直接探测	12
	1.3.2 间接探测暗物质	35
	1.3.3 加速器实验	40
第二章	基于两相型液氙时间投影室的暗物质探测技术	43
2.1	液氙的性质	43
	2.1.1 物理性质	43
	2.1.2 氙的光电特性	48
2.2	两相型液氙时间投影室的探测原理	53
2.3	本底事例甄别能力	56
第三章	PandaX-I 实验的设置	59
3.1	中国锦屏地下实验室(China Jin-Ping Underground Laboratory, CJPL)	59

3.2	探测器	的主要组成部分 61
	3.2.1	被动屏蔽体 (passive shielding) 61
	3.2.2	制冷系统 (Cryogenics system) 62
	3.2.3	时间投影室(Time Projection Chamber) 71
	3.2.4	光电倍增管系统 (PMT System) 75
	3.2.5	电子学和数据获取系统(Electronics and DAQ) 83
	3.2.6	连通器和走线 (Feedthroughs and Cabling) 88
	3.2.7	LED 和放射源刻度系统 96
	3.2.8	液位水平调节装置 98
	3.2.9	氡气去除装置一精馏塔 101
3.3	探测器	在锦屏地下实验室搭建及运行总况
	3.3.1	探测器安装主要时间节点 105
	3.3.2	探测器运行总况
	3.3.3	TPC 电场设置 110
	3.3.4	光电管设置及运行状态监控110
第四章	数据分	·析的软件工具 113
4.1	数据传	输、保存和质量控制113
4.2		
	数据处	理流程(Data Processing chain)114
4.3	数据处 关键算	理流程(Data Processing chain)
4.3	数据处 关键算 4.3.1	理流程(Data Processing chain)
4.3	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2	理流程 (Data Processing chain)
4.3	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3	理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 靶击事例辨认(Hit finding) 116 Cluster 的形成与信号的辨别 118
4.3	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4	理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 型击事例辨认(Hit finding) 115 Cluster 的形成与信号的辨别 118 单次散射的判定 119
4.3	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4 4.3.5	建建流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 靶击事例辨认(Hit finding) 115 Cluster 的形成与信号的辨别 118 单次散射的判定 119 位置重建算法 121
4.3 4.4	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4 4.3.5 主要的	建理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 鄿击事例辨认(Hit finding) 115 Cluster 的形成与信号的辨别 118 单次散射的判定 119 位置重建算法 121 数据质量 cuts 125
4.3 4.4	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4 4.3.5 主要的 4.4.1	建理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 靶击事例辨认(Hit finding) 115 Cluster 的形成与信号的辨别 116 企置重建算法 119 位置重建算法 121 数据质量 cuts 125 文件(file)的过滤 125
4.3 4.4	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4 4.3.5 主要的 4.4.1 4.4.2	建理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 鄿击事例辨认(Hit finding) 115 咜luster 的形成与信号的辨别 116 Cluster 的形成与信号的辨别 119 位置重建算法 121 数据质量 cuts 125 文件(file)的过滤 125 对 200 kHz 噪声事例的质量 cuts 127
4.3 4.4	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4 4.3.5 主要的 4.4.1 4.4.2 4.4.3	理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 靶击事例辨认(Hit finding) 115 它luster 的形成与信号的辨别 116 Cluster 的形成与信号的辨别 118 单次散射的判定 119 位置重建算法 121 数据质量 cuts 125 文件(file)的过滤 125 对 200 kHz 噪声事例的质量 cuts 127 对 S1 和 S2 信号数量及电荷的质量 cuts 130
4.3 4.4	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4 4.3.5 主要的 4.4.1 4.4.2 4.4.3 4.4.4	理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 靶击事例辨认(Hit finding) 115 配击事例辨认(Hit finding) 116 Cluster 的形成与信号的辨别 118 单次散射的判定 119 位置重建算法 121 数据质量 cuts 125 文件(file)的过滤 125 对 200 kHz 噪声事例的质量 cuts 127 对 S1 和 S2 信号数量及电荷的质量 cuts 130 对 S1 和 S2 脉冲形状的 cuts 132
4.3	数据处 关键算 4.3.1 4.3.2 4.3.3 4.3.4 4.3.5 主要的 4.4.1 4.4.2 4.4.3 4.4.4 4.4.5	理流程(Data Processing chain) 114 法 115 基线的计算(baseline finding) 115 靶击事例辨认(Hit finding) 115 配击事例辨认(Hit finding) 116 Cluster 的形成与信号的辨别 118 单次散射的判定 119 位置重建算法 121 数据质量 cuts 125 文件(file)的过滤 125 对 200 kHz 噪声事例的质量 cuts 127 对 S1 和 S2 信号数量及电荷的质量 cuts 130 对 S1 和 S2 脉冲形状的 cuts 132 对事例位置重建的 cut 134

— vi —

第五章	PandaX-I 实验中探测器的响应	139
5.1	触发阈值(trigger threshold)	139
5.2	探测器非均匀性修正(non-uniformity correction)	141
	5.2.1 S1 信号修正	142
	5.2.2 S2 信号修正	146
	5.2.3 探测器非均匀性修正的结论	149
5.3	PandaX-I 探测器对不同电场的响应	152
	5.3.1 漂移电场	152
	5.3.2 萃取电场 (extraction field)	157
5.4	S1-S2 "反相关"效应 (anti-correlation)	158
	5.4.1 ²⁵² Cf 刻度的能谱	159
	5.4.2 PDE、EEE、SEG 以及结合能	160
	5.4.3 能量分辨率以及与 NEST 模型的比较	162
<i>ዮሎ _</i> ታድ		4.60
 第六草	探测	169
6.1	队别	169
6.2		170
6.3	核反冲刻度 (nuclear recoil calibration)	176
	6.3.1 NR band 和爭例位直分中	177
	6.3.2 核反冲採测效率	177
6.4	电于反冲刻度 (electron recoil calibration)	190
	6.4.1 ER band 和事例位直分巾	190
~ -	6.4.2 ER 事例探测效率	192
6.5		195
	6.5.1 尚斯泄路 (Gaussian ER leakage)	196
	6.5.2 偶然泄露事例 (accidental leakage)	200
	6.5.3 Gamma-X 事例	204
	6.5.4 甲子本底	207
	6.5.5 暗物质数据中预期的本底事例总结	213
第七章	Figure of Merit 以及最终 cuts 的确定	215
7.1		215
7.2	FoM 函数的构建	218
7.3	nHits 阈值	219
		-

— vii —

利用 PandaX 一期的探测器寻找低质量的暗物质

7.4	能量窗口 (S1 上限)	220
7.5	置信体积	222
7.6	PandaX-I 实验使用的 cuts 总结	226
第八章 8.1 8.2 8.3 8.4	PandaX-I 实验灵敏度和暗物质排除线 暗物质候选事例	227 227 232 235 239
全文总约		243
附录 A	PandaX-I 暗物质探测实验泄露事例的波形汇总	245
附录 A 参考文南	PandaX-I 暗物质探测实验泄露事例的波形汇总 状	245 253
附录 A 参考文南 致 谢	PandaX-I 暗物质探测实验泄露事例的波形汇总 优	245 253 263
附录 A 参考文南 致 谢 攻读学位	PandaX-I 暗物质探测实验泄露事例的波形汇总 状 立期间发表的学术论文	245253263265

插图索引

1–1	标准模型以及基本粒子,图片来源: Wikipedia	1
1–2	现代宇宙模型中宇宙内的物质能量组成,图片来源: Wikipedia,数据参	
	考 Ref. [3, 4]。	2
1–3	M-33 星系的旋转曲线,来源见 Ref. [9]	4
1–4	(a) 引力透镜效应的机理 (图片来源: Wikipedia); (b) Hubble 空间望远镜	
	在 Abell 1689 附近观测到的强引力透镜效应,来源见 Ref. [11]。	5
1–5	子弹星云 (1E 0657-558), 图片来源: Hubble Space Telescope, 来源见 Ref. [12]	6
1–6	WMAP 绘制的 3 K 宇宙微波背景辐射图,图中的温度均方根涨落为 ±30	
	μ K, 来源见 Ref. [13]	7
1–7	(a) 自然界的四种基本相互作用力, 暗物质不参与强相互作用和电磁相互	
	作用。(b) 暗物质的"非重子"属性,图片来源: E.F. Feliciano 在 SLCA	
	2015 年暑期学校的报告。	8
1–8	WIMPs 暗物质探测的方法,参考 MPI Webpage,见 Ref. [26]	12
1–9	WIMPs/中子和 γ/电子与原子的作用: WIMPs 和中子直接与原子核发生	
	散射;但是电子和伽马则与核外电子层发生反应。图片来源见 Ref. [27] .	13
1–10	质量为 50 GeV/c ² 的 WIMPs 暗物质与核子作用的自旋不相关散射截面的	
	发展趋势图。不同的形状标记对应了不同的探测技术:低温固态探测器	
	(蓝圈),晶体探测器 (紫方框),液氩探测器 (棕色菱形),液氙探测器	
	(绿实心三角),和G2探测器(绿空心三角)。橙色的倒三角标记了G2探	
	测器的门槛,而黄色的虚线之下是中微子和核子的散射截面区域。来源	
	见 Ref.[28]	14
1–11	暗物质直接探测的信号。处于顶角的实验只能测量一种信号,而在两顶	
	角之间的实验则可以同时测量两种信号。实验所使用的靶标物质用金色	
		15
1–12	DAMA 买验探测器, 图片来源: Ref. [29]	15
1–13	DAMA 实验 1.4 吨 · 年的数据结果,来源见 Ref. [29]	16
1–14	CRESS-II 探测器模块的设计示意图, 来源见 Ref. [31]	17

1–15 (a) CRESST-II 实验刻度的能谱: ¹⁷⁹ Ta (M1) (2.7 keV), ⁵⁵ Fe (6.0、6.6	
keV)和Cu荧光(8.1 keV)特征峰;(b)CRESS-II第一阶段暗物质探测	
结果,金色轮廓显示了两个暗物质疑似事例。图片来源见 Ref. [33]	18
1-16 CoGeNT 实验的探测器,图片来源: Ref. [34]	19
1-17 a) CoGeNT 实验测到的不同能量区间内,体事例和表面事例的上升时间	
分布。其中通过最佳拟合,红线显示的是体事例上升时间分布,蓝线则是	
表面事例。b) 上升时间随能量的变化关系, 体事例 (底部的事例带) 和	
表面事例 (顶部的事例带) 被明显区分开来。图片来源见 Ref. [35]	20
1-18 SuperCDMS 实验的探测器,图片来自 SuperCDMS 官方网站	21
1–19 (a) CDMS II-Si 实验中电离产出与反冲能量的关系:上、下图分别是经	
过声子信号的波形 cut 之前和之后的事例分布;(b)SuperCDMS 实验设	
置的 WIMPs 质量-散射截面排除曲线 ^[39] 。	22
1-20 ZEPLIN 暗物质实验,来源见 Ref. [43]	24
1–21 XENON 暗物质探测实验	25
1–22 LUX 暗物质实验	27
1-23 LZ 探测器的概念设计 ^[52]	28
1–24 XMASS-I 暗物质探测实验	29
1-25 液氩的"脉冲形状鉴别"示意图[55]: 红色实线显示的是电子反冲产生的	
脉冲信号时间分布, 而蓝虚线则是核反冲的脉冲信号。	30
1–26 DarkSide-50 暗物质实验 ^[60,61]	32
1–27 MicroCLEAN 实验测量得到的 PSD 参数 ^[62]	32
1–28 MiniCLEAN 实验的探测器 ^[62] : (左) 探测器的结构示意图; (右) 光导管	
的示意图。	33
1–29 DEAP-3600 暗物质探测实验 ^[63]	34
1-30 (a)费米射线天文望远镜; (b)费米望远镜扫描的全天空伽马射线图 ^[64]	35
1-31 基于对银河系内 dSphs 的数据分析, Fermi-LAT 设置的暗物质湮灭截面的	
上限 (95% 置信水平): (a) $b\bar{b}$ 衰变道和 (b) $\tau^+\tau^-$ 衰变道, 来源见 Ref. [66]。	36
1-32 AMS 暗物质探测实验,图片来源于 AMS 实验官方万展,并参考 Ref. [67]	37
1-33 AMS-02 实验第二批数据结果 ^[68] :顶部是 AMS 实验测得的正电子丰度随	
着能量变化的曲线,实线则是最好的数据拟合。底部的阴影是对最小超	
对称标准模型的拟合结果 (68% 的置信水平)	38
1-34 IceCube 实验,图片来源于 IceCube 官方网站,并参考 Ref. [69]	39

1–35	IceCube 实验数据得到的暗物质不同道湮灭截面的灵敏度 (虚线) 和上限	40
1–36	大型强子对装机,LHC。图片来源于 CERN 官方网站	40 41
2–1	氙的三相图,来源于 Ref. [75]	45
2–2	假设自旋不相关散射截面, 10 ⁻⁹ pb 质量为 100 GeV/c ² 的 WIMPs 粒子与 不同靶标核素碰撞的积分能谱·Xe Ge Ar 和 Ne。实线上的标记是各实	
	验的典型探测阈值。来源见 Ref. [28]。	46
2–3	光子与氙原子的反应截面: (a) 光子在液氙中的吸收系数 (液氙密度为	
	2.98 g/cm ³ 的情况); (b) 不同能量光子在液氙中的平均自由程。数据来	
	源 Ref. [77]	47
2–4	LUX 实验中本底事例在探测器内的分布 ^[78]	47
2–5	液氙中的电离和闪烁光产生的过程,参考 Ref. [80]	49
2–6	气态、液态和固态的惰性气体元素的发射能带, Ref. [82, 83]	50
2–7	零电场时,液氙原子被电子、α粒子和核裂变的中子激发后退激发所产生	
	的闪烁光衰减曲线 ^[84]	51
2–8	NEST 预测的不同电场强度下,不同能量的 γ 或 β 的光产额(photons/keV,	
	上两幅图)和电产额 (electrons/keV, 下两幅图), 来源于 Ref. [86, 87]。 .	53
2–9	NEST 预测的不同电场强度下,不同能量的核反冲的光产额 (photons/keV,	
	左图)和电产额 (electrons/keV, 右图), 来源于 Ref. [86, 87]。	54
2–10	TPC 的探测原理 (基于 PandaX-I 实验的设计),参考 Ref. [90]	55
2-11	利用 TPC 技术重建探测器内事件的三维信息	56
2-12	电子在 TPC 电场中的运动	57
2–13	液氙中不同漂移电场下,测得的不同类型粒子的光产额和电产额[95]	57
2–14	液氙 TPC 中, 甄别本底事例的途径	58
3–1	CJPL 所处的地理位置	60
3–2	CJPL 与世界上其他地下实验室的比较 ^[96]	61
3–3	PandaX 实验的被动屏蔽体	62
3–4	铜屏蔽体和铜容器之间的去氡装置。	63
3–5	制冷系统的流程示意图	64
3–6	PandaX-I 实验的内罐容器	65
3–7	PandaX-I 实验的外罐容器	66
3–8	气体系统	67

— xi —

3-9 制冷总线	68
3-10 不同的制冷温度下, PTR 可用的制冷功率 ^[99]	69
3-11 PTR 和液氮制冷模块的设计图	69
3-12 紧急制冷装置的测试	70
3-13 循环纯化系统	71
3–14 PandaX-I 实验的 TPC 构造图	72
3-15 TPC 电场室的实物图片	73
3-16 顶部光电倍增阵列安装的实物图	74
3-17 底部光电倍增阵列安装的实物图	74
3-18 PandaX-I 实验中使用的一英寸和三英寸光电倍增管实物照片。	75
3-19 1 英寸和 3 英寸光电管的量子效率	76
3–20 光电管分压基座设计图: (a) R8520-406, (b) R11410-MOD	78
3–21 光电管分压基座成品 (a) R8520-406, (b) R11410-MOD	79
3-22 信号解耦器的设计和成品图	80
3-23 模拟光电管输出信号的仿真电路	81
3-24 基座负载电阻为 50 Ω ,解耦电容为 1、10、100 nF 和 1 μ F 时,模拟和测	
试实验给出的 S2 波形	82
3–25 基座负载电阻为 50 Ω ,解耦电容为 1、10、100 nF 和 1 μ F 时,模拟和测	
试实验给出的 S2 波形	82
3-26 解耦电容为100 nF,分压基座的输出阻抗为50Ω和100 kΩ时,输出的	
S1 波形	83
3-27 电子学和 DAQ 系统的逻辑框图 ^[103]	85
3-28 电子学和 DAQ 系统的实物图	86
3–29 PandaX-I 原始触发信号的产生机制	87
3-30 PandaX-I 实验光电倍增管的走线示意图	89
3-31 用于光电管连接的两种同轴线缆	90
3-32 Kyocera 48 针的连通器: (a) 真空端; (b) 氙气端; (c) PEEK 接头以及	
连接的线缆	90
3-33 41 芯 MPF 连通器的构造	91
3-34 灌胶之前 (a) (b) 和灌胶之后 (c) 的 MPF 连通器	92
3-35 Lemo 连通器及拔插式接头	93
3-36 电子学微小放电产生的信号	93
3-37 阴极高压连通器及其走线	94

— xii —

3–38	高压线与阴极丝网的连接	95
3–39	LED 光学刻度系统	96
3–40	放射源刻度系统: (a) 放射源放置装置示意图; (b) 放射源与钢丝绳固	
	定; (c) 钢丝绳与聚乙烯管的连接及密封; (d) 安装在探测器外罐上的	
	聚乙烯管路。	97
3–41	探测器水平调节装置	99
3–42	调节液面的溢流装置	100
3–43	外罐到内罐的传动	101
3–44	探测器外部到外罐的传动	102
3–45	⁸⁵ Kr的衰变图	103
3–46	PandaX 实验中除氪的精馏塔 ^[105]	104
3–47	精馏塔中不同位置的氪含量演化图 ^[105] : (a) 顶部; (b) 底部 (黑线), 进	
:	料口 (红线)	104
3–48	探测器安装: TPC 安装 (a) 顶部; (b) 底部; 内罐容器检漏 (c); 探测	
;	器内罐吊装进外容器内 (d) 和 (e); 外铜罐合盖 (f); 屏蔽体合盖 (g)。	106
3–49	探测器"冷指"的温度随时间的演化	107
3–50	探测的运行环境	107
3–51	真空泵隔离开后,外罐压强随时间的演化	108
3–52	外罐残余气体成分谱	109
3–53	光电管增益追踪记录[108]	110
3–54	光电倍增管暗电流的追踪记录[108]	111
3–55	丧失功能的光电管的位置分布	112
3–56	"死"掉的光电管对光产额和电产额的影响	112
4-1	数据获取和头时任线监控的结构性图	114
4-2	奉丁 UDM 的数据处理流程	115
4-3	波形基线的订昇	116
4-4		117
4–5	$_$ 工	118
4–6	使用 BDT 辨别 训练 数据的力法不愿图: (a) 流程演示, 包括了最终	
,	1儿化的合 梦 敛鸣诅; (b) (c) (d) 训练 数据中的信亏尖型仕各参数下	100
4 -		120
4–7	核反仲多伏散射事例的伏天和最天沉淀能量的比值: (a) 模拟; (b) 数	
	据以及散射次数的比较 (c)。具甲, 红线为模拟; 监线为数据。	121

4-8 TM 位置重建法与模拟以及 CoG 算法的比较
4-9 模拟和数据中事例分布的比较 123
4-10 TM 算法位置重建的分辨率与 S2 大小的关系 124
4-11 对于同样的 40 keV 事例样本, TM 和 FANN 位置重建算法得到的位置差异 124
4-12 暗物质数据采集中的触发频率分布(以 file 为单位)
4-13 利用波形起伏特性剔除 200 kHz 噪声事例的 cut
4-14 利用两种电荷计算方法对噪声信号的差异性响应来剔除 200 kHz 噪声事
例的 cut
4-15 利用波形上的信号与噪声数的比例来剔除 200 kHz 噪声事例的 cut 130
4-16 利用波形上 S2 之前的 S1 数目来限制 S1 信号的 cut
4-17 利用波形上电荷分配的主次性来限制 S1 信号的 cut-1
4-18 利用波形上电荷分配的主次性来限制 S1、S2 信号质量的 cut-2 132
4-19 对挑选出来的好 S1 事例的最终质量限制
4-20 S1 信号的脉冲波形对称性 cut 134
4-21 S2 波形对称性要求的 cut
4-22 对于 40 keV 能量的事例, CoG 和 TM 位置重建的差异与事例位置的关系 135
4–23 "X"事例 cuts
424 被 "X-cuts" 移除的一个疑似 "X" 事例的 S1、S2 在顶部和底部光电管阵
列上的电荷分布
4-25 "X-cuts" 过滤前后核反冲事例 band 的比较
5-1 舯发系统由 S1 舯发的阈值:(a) ⁶⁰ Co 刻度数据中 S1 电荷的时间分
布: (b) 触发窗口内 S1 的电荷大小分布。以及利用 Fermi-Dirac 函数对
谱形的最佳拟合。
$5-2$ 触发系统由 S2 触发的阈值: (a) 252 Cf 刻度数据中, S2 电荷的时间分
线) 以及基于 Fermi-Dirac 模型的最佳拟合。
5-3 XY 方向对 S1 信号的修正 143
5-4 TPC 各层的相对光产额(相对于归一化结果);红线为最佳拟合的结果。 14-
5-5 S1 水平方向修正前(a) 和后(b) 在各 R ² Z 平面内的光产额 145
5-6 利用 40 keV 的单能事例生成 S1 位置修正的方法: (a) 40 和 80 keV 能量
在探测器中产生的 S1-S2 间的"反相关"效应, 其三角区域内的事例被挑
选作为 40 keV 的单能事例; (b) 40 keV 的单能事例在 R ² -Z 各位置平均
的 S1 大小,黑色虚线代表了置信体积。
的 S1 大小,黑色虚线代表了置信体积。

5–7 5–8	XY 方向对 S2 信号的修正	147
5-0	合的结果; (b) 漂移电场方向各层的电产额。	148
5–9	探测器非均匀性修正前后 S1 (a) 和 S2 (b) 谱形的比较: 蓝色代表修正	
	前,红色代表修正后,绿线为最佳拟合结果	150
5-10	40 keV 事例的 S2 信号的宽度分布	151
5-11	位置修正对 40 keV 事例的 S1 和 S2 均值的影响	152
5-12	不同漂移电场下 40 keV 能量事例的光产额和电产额	153
5–13	PandaX-I 实验在不同电场下测量的 40 keVee 能量的光电产额与 NEST 模	
	型的比较:蓝点是实验测量结果;黑点是 NEST 模型的理论预言,红色	
	则是其相应的拟合。	154
5–14	不同漂移电场强度下,核反冲事例的能量分支比 (log10(S2/S1)的分布以	
	及高斯拟合	155
5–15	不同漂移电场条件下,探测器对于电子反冲和核反冲事例的响应	156
5–16	不同萃取电场下, PandaX-I 实验测量得到的光产额和电产额	158
5–17	²⁵² Cf 模拟得到的探测器内单次散射能谱:深蓝色的线是总的能量沉积;	
	红色是纯核反冲能量; 浅蓝色线则是纯电子反冲能量	159
5–18	单次散射的核反冲能量在 40 和 80 keV 处的贡献: 蓝线是 TPC 内单次散	
	射的沉淀的核反冲能量沉淀;红色则是在置信体积内	160
5–19	单电子增益 (SEG) 的计算: (a) 一个典型的单电子事例的波形; (b) 单	
	电子产生的 S2 的电荷分布以及拟合结果	161
5-20	PandaX-I 实验观测到的 S1-S2 "反相关" 效应以及利用能量重建公式得到	
	的核反冲事例能谱	162
5–21	基于 40 keV _{ee} 推导的能量重建公式重建的 164 和 236 keV _{ee} 能峰	164
5–22	PandaX-I 实验测量的光电产额与 NEST 模型的预言值比较:蓝色和紫色	
	实线为 NEST 预言的光产额和电产额;蓝色点为 PandaX-I 测量得到的光	
	产额除以FCA在该能量处得到的PDE;紫色点为PandaX-I测量得到的电	
	产额除以 FCA 在该能量处得到的 EEE 以及通用的 SEG。	166
5–23	(a) 能量相关的能量分辨率; (b) 本底能量谱: 数据 (黑线) 和蒙特卡	
	洛模拟 (红线)	167
6–1	LED 刻度中, 典型的光电管测量电荷的分布: (a) 一英寸光电管; (b) 三	
	英寸光电管	171
6–2	光电管增益与电压的关系: (a) 一英寸光电管; (b) 三英寸光电管	172

6–3	PandaX-I 实验所使用的一英寸 (a) 和三英寸 (b) 光电管单光电子分辨率 的分布	3
6–4	PandaX-I 实验中,光电管暗电流的频率: (a) 一英寸光电管;(b) 三英 寸光电管。图中黑色标记的是测量值,以 kHz 为单位;红色标记的是 Hamamatsu 提供的结果,以 nA 为单位。	4
6–5	后脉冲频率比较高的 R11410-MOD 光电管:(a) 后脉冲信号的电荷与延迟时间的关系;(b) 后脉冲信号的延迟时间分布,以及相应被电离的气体分子。	6
6–6	NR 刻度: (a) NR band, log ₁₀ (S2/S1) 与 S1 的关系,黑色点是每 1 PE 的 S1 对应的 log ₁₀ (S2/S1) 中位值,而蓝线则为拟合结果,紫线显示的是对 S2 大于 300 PE 的限制; (b) NR 事例在探测器 TPC 内的位置分布。 177	7
6–7	S1>15 PE 的 NR 数据中, log ₁₀ (S2/S1): 经过 X-cuts 之前 (a) 和之后 (b) 的分布。其中, neutron-X 和纯 NR 事例分别用蓝线和绿线标识。 179	9
6–8	减掉中位数后, S1>15 PE的 log ₁₀ ^{S2} / _{S1} 分布: (a)数据中; (b)模拟。(c) 每个 S1 下,数据和模拟得到的 log ₁₀ ^{S2} / _{S1} 高斯均值的差别。	0
6–9	每个 S1 下,数据和模拟得到的 $\log_{10} \frac{S2}{S1}$ 高斯均值的差别。	1
6–10	数据和模拟得到的 NR band 的比较:黑点是模拟中 NR band 的中位值, 蓝色的实线则是对数据中位值的拟合。	1
6–11	PandaX-I 实验对于 S1> 10 PE 的 NR 事例的探测效率	3
6–12	数据和模拟中不同的 neutron-X 事例分布	3
6–13	弥补模拟中缺失的 neutron-X 事例的过程 185	5
6–14	经过精细调整后的模拟和数据的 log ₁₀ (S2/S1) 的比较:蓝色点(数据),红线(模拟中纯 NR 事例与 neutron-X 事例的加和),品红(模拟中调整的 neutron-X 事例谱)。	6
6_15	S2\800 PF 时 探测器对 S1 的探测效率 18 ²	7
6_16	对于 2< \$1<0 PF 探测器的探测效率 185	, 8
6-17	(a) PandaX-I 实验对核反冲事例的总体探测效率。	J
0-17	率修正的 NR band 投影到 S1 (b) 和 S2 (c) 维度的谱形,以及与数据结	
	果的比较:数据(红色);模拟(蓝色)	9

6-18 ER 刻度: (a) log ₁₀ (S2/S1) 和 S1 的关系。黑点 ER band 的中位值, 蓝色	
实线是其拟合; 蓝色的虚线是 ER band 的 $\pm 2\sigma$ 边界; 红色实线为 NR band	
的中位值拟合曲线;紫色虚线是对 S2 大于 300 PE 的要求。(b) ER 刻度	
事例在 TPC 内的位置分布,紫色星号标记的是"泄露"事例;蓝色虚线	
内是置信体积;红色虚线表示 TPC 的阴极、门电极以及特氟龙墙的边界。19	1
6-19 基于 Fermi-Dirac 对 ER 事例的 S1 谱形拟合计算 ER 探测效率 19	3
6-20 基于数据和模拟的比较计算 ER 探测效率 19	4
6-21 PandaX-I 实验最终的 ER 探测效率 19	5
6-22 (a) 平直的 ER band:黑色事例散点是 ER band 上的事例减除中位值后	
的分布;蓝色实线显示了 ER band 的 $\pm 2\sigma$ 边界;红色实线为 NR band 中	
位值的拟合曲线减去 ER band 的中位值后的结果;紫色虚线为施加在 S2	
上的 300 PE 的阈值;绿色的竖直虚线是 S1 的上限。(b)平直的 ER band	
投影到 log10(S2/S1) 上的分布,其红色实线为最佳的高斯拟合曲线。 19	6
6–23 NR 和 ER 中位线的间隔 (以 ER band 的宽度 σ 为单位) 与 S1 的关系。 蓝	
色的虚线显示了 2 到 30 PE 的 S1 区间内的平均间隔,为 2.59 σ 。 19	7
6-24 暗物质数据中的高能事例 (30 <s1<100 pe)<="" td=""><td>8</td></s1<100>	8
6-25 孤立 S1 事例的电荷分布: (a) ER 刻度; (b) 暗物质数据 20	1
6-26 孤立 S2 事例的电荷分布: (a) ER 刻度; (b) 暗物质数据 20	2
6-27 典型的孤立 S2 事例的波形 20	3
6-28 孤立 S1、S2 形成的随机符合事例的 band 分布	3
6–29 数据中挑选出的"近似"gamma-X 事例的波形: (a) 顶部光电管; (b) 底	
部光电管	6
6-30 数据中"近似" gamma-X 事例的位置分布以及 band 20	7
6-31 模拟中得到的中子本底能谱 21	1
6-32 (a) NR 刻度数据中,多次散射事例 log ₁₀ (S2/S1) 与 S1 的关系:最大 S2	
(红点);次大 S2 (蓝点)。黑点为各自 band 的中位值,而绿线为相应的	
拟合。最上的绿线则是单次散射的 NR 事例的中位线; (b) NR 刻度数据	
中,事例散射次数的分布21	2
$6-33$ ER 刻度和暗物质数据中,多次散射事例的 $\log_{10}(S2/S1)$ 与 S1 的关系: (a)	
ER 刻度; (b) 暗物质数据。其中绿色虚线分别对应了最大和次大 S2 的	
中位线;绿色实线为 NR 单次散射事例的中位线;蓝色实线为 ER 单次散	
射事例的中位线	3
7-1 事例在 R ² 维度上的分布 (漂移时间限定在 5~80μs 之间) 21	6

7–2	事例在 Z 维度上的分布 (R ² ≤600 cm ²)	217
7–3	不同"nHits"阈值下,各置信体积内计算得到的 FoM 分布	220
7–4	不同 S1 上限设置下,各置信体积内计算得到的 FoM 分布	221
7–5	不同的 Z 高度上, ER 事例在 R ² 上的分布	222
7–6	不同的 Z 高度上,模拟和高能暗物质数据中, ER 事例在 R ² 上的事例率	
	分布比较:红线代表的数据测量结果,黑线则是模拟结果	223
7–7	不同的 R ² 区域内,模拟和高能的暗物质探测数据中, ER 事例率沿 Z 方	
	向的分布: 红线代表的数据测量结果, 黑线则是模拟结果	223
7–8	(a) 不同置信质量 (体积) 下得到的 FoM。其中蓝色和红色圈分别表示	
	低能区的 ER 事例率是通过模拟和高能暗物质数据得到的。(b) 高能暗	
	物质数据中的事例构成的 band	224
7–9	不同置信体积内,暗物质数据中高能事例的 band	225
8_1	陪物质数据中事例在探测器内的位置分布	228
8_2	比較低能区暗物质数据与模拟中的事例分布: (a) \mathbf{R}^2 方向: (b) Z 方向	228
8_3	(a) 暗物盾探测数据中事例的 hand: 蓝色实线是 FR 的中位线 而两条蓝	220
0 5	色的虚线则代表了 FR band 的 $\pm 2\sigma$ 边界·红色实现是 NR 的中位线·品	
	红的虚线为 S2 的 300 PE 阈值: 灰色的虚线代表了结合能的等能线。(b)	
	候选的暗物质事例在探测器中的位置分布:蓝色虚线表示了置信体积的	
	边界: 红色虚线为 TPC 的边界。图中的绿色星形标记的事例为处于 NR	
	中位线以下的事例。	229
8–4	两个典型泄露事例的波形: (a) 波形被噪声严重污染的事例; (b) 波形	
	干净的事例	231
8–5	本底事例的 PDFs: (a) 中子; (b) ER; (c) 偶然符合	236
8–6	不同质量 WIMPs 粒子生成的 PDFs	237
8–7	PandaX-I 实验对不同质量的 WIMPs 粒子的平均探测效率	238
8-8	基于 NEST-0.98 模型,不同实验 S1 和 S2 的阈值转化成的能量阈值。实	
	线为不同的核反冲能量产生的平均 S1 和 S2 (红色: PandaX-I, 紫色:	
	XENON100, 蓝色: LUX)。实线上的反斜线表示的平均反冲能量刻度	
	线,以 keV _{nr} 为单位。绿色虚线为 PandaX-I 实验基于 NEST-1.0 的结果。	
	每一对水平和垂直灰色虚线的交点 (实心圆) 对应了各实验的 S1 和 S2	
	阈值 (下限)。而与交点连接的反斜线与实线上的刻度线一样,都表征了	
	能量重建的等能线方向。其沿等能线投影到实线上的值则更清楚地显示	
	了各实验探测器的能量阈值(下限)	239

— xviii —

8–9	PandaX-I 实验全曝光量数据得到的 90% 置信水平下,不同质量的 WIMPs	
	粒子与核子的自旋不相关散射截面上限(红色实线)。作为比较,世界上其	
	它实验的最近结果: XENON100 225 天数据的最终结果(黑色实线, [46]);	
	LUX 第一个数据结果 (蓝色实线, [51]); SuperCDMS 的结果 (橙色实线,	
	[39]); DarkSide 的结果 (品红色实线, [58]); CRESST-II 2014 年的排除线	
	(棕色虚线, [32]); CDEX 实验 2014 年的结果 (紫色实线, [125])。之前	
	实验声称的疑似 WIMPs 信号则以封闭的轮廓线表示: CoGeNT 实验 2014	
	年的结果 (青色实线, [35]); CDMS-II-Si 实验结果 (金色虚线, [37]);	
	DAMA/LIBRA 3σ 结果 (绿色实线, [29]); CRESST-II 实验 2012 年的结	
	果 (棕色实线, [126])。	240
8-10) PandaX-I 实验暗物质排除曲线 (红色实线); $\pm 1\sigma$ 灵敏度 band (黄色区	
	域); 基于 +1 σ (绿色实线) 和-1 σ (绿色虚线)的 PDE、EEE 计算得到的暗	
	物质排除曲线。作为对比,世界上低质量区领先的暗物质结果:LUX 实	
	验 2013 年结果 (蓝色实线, [51]); SuperCDMS 结果 (橙色实线, [39]);	
	CRESST-II 实验 2014 年的排除线 (棕色虚线, [32])。	241
8-11	PandaX-I 实验中,基于 NEST-0.98 和 NEST-1.0 得到的暗物质排除曲线	242
A 1	洲露車例 1. min 6782 avent 111810	246
A-1	他龄事例 1. Tull 0/02, Event 111019	240
A-2	他路事例 2. Tull 0934, event 90003	247
A-3	他路事例 5: full /108, event 19/491	240
A-4	他路事例 4: Tull 7238, event 9300	249
A-3	他路宇内 5. Tun /420, event 11004	250
A-0	他路宇内心. run /310, event 39499/	251
A-/	他路尹沙/. Tull /332, event 932301	232

表格索引

2-1	惰性气体相关物理性质汇总,数据来源::WebElements 以及 NIST Fluid.	44
2–2	自然存在的稳定惰性气体的同位素及其丰度	48
3–1	用于内罐和外罐制作的材料的放射性水平	64
3–2	TPC 电场室的材料放射性检测结果	73
3–3	一英寸和三英寸光电管的材料放射性水平	77
3–4	光电管基座的放射性测量结果	79
3–5	环氧树脂的材料放射性水平	92
4–1	数据文件 (file) 过滤	127
5-1	在 R ² -Z 平面各单元内的光产额: XY 修正之前的 (蓝色数据) 和修正之	
	后的 (括号内的红色数据)	145
5–2	探测器非均匀性修正前后, S1 和 S2 电荷谱形的比较	149
5–3	探测器是对不同漂移电场的响应	153
5–4	探测器在不同萃取电场下的光电产额	157
5–5	40 和 80 keV 结合能的拟合结果	164
5–6	PandaX-I 实验测量得到的各能量下的光电产额以及 PCA 拟合得到的 PDE	
	和 EEE 汇总	165
5–7	PandaX-I 对于各特征能量的重建	166
6–1	PandaX-I 实验使用的放射源	169
6–2	NR 刻度数据的事例率	176
6–3	⁶⁰ Co 电子反冲刻度的事例率	190
6–4	ER 刻度中发现的"泄露"事例列表	192
6–5	各组分贡献的本底水平汇总	199
6–6	探测器内各组分的 gamma-X 贡献	205
6–7	锦屏地下实验室墙体岩石和水泥中 U ²³⁸ 和 Th ²³² 的含量	208
6–8	探测器内不同组件产生的中子本底	210
6–9	暗物质数据中,疑似的多次散射的中子事例	212
6-10	暗物质数据中本底预期	213

7–1	构建 FoM 函数的变量以及候选值	218
7–2	PandaX-I 实验使用的主要 cuts 列表	226
8-1	暗物质数据经过不同层次的 cuts 之后的事例率	227
8–2	PandaX-I 实验发现的泄露事例的列表	230
8–3	预期的本底泄露事例与实际测量值的比较	230
A–1	PandaX-I 实验发现的泄露事例的列表	245

第一章 引言:暗物质简介

在人类发展的历史长河中,我们从未停止过对未知世界的探索。关于我们的世界, 我们一直在追问:组成物质的基本单元是什么?从分子原子层面到亚原子层面,关于这 个问题,不同时期的科学家们给出了不同的回答。自1898年J.J.Thomson发现了电子 之后,质子、中子、正电子、中微子、夸克等,越来越多的粒子接连被发现。而通常的 情况下,伴随着一种新粒子的发现,我们对于基本物质组成的认知往往也都会发生颠覆 性的变化。面对着这一个个伟大的发现,一方面,我们惊喜于我们的世界蕴含着如此丰 富的粒子。而另一方面,问题也接踵而至:我们该如何将这些粒子归类?关于物质组成 的终极问题也变得愈加复杂:这些粒子中,哪些才是组成物质的最基本单元?

上世纪的后半叶,经过几代物理学家尤其是粒子物理学家的努力,粒子物理的标准 模型被逐渐发展建立起来。标准模型^{[1][2]}是一套描述强力、弱力及电磁力这三种基本力 及组成所有物质的基本粒子的理论。对于标准模型的最初研究始于 1960 年代 Sheldon Glashow 发现的电弱相互作用。1967 年,Steven Weinberg 和 Abdus Salam 将 Higgs 机制 引入了 Sheldon Glashow 的弱电理论。而在上个世纪 70 年代,当实验证实了强子是由 带部分电荷的夸克组成后,标准模型基本形成了现在人们看到的形式。现代科学告诉我



图 1-1 标准模型以及基本粒子,图片来源: Wikipedia

们,理解物质和能量最好的方式是了解组成它的基本粒子以及相互作用。而标准模型定 义了 61 种基本粒子,并将它们分成了两类:费米子和波色子。费米子是组成物质的基 本粒子,而波色子则是传递粒子间的相互作用。如图.1-1所示,构成物质的12种基本 费米子可以分成3代,每一代包含两类夸克和两类轻子。每一代的轻子和夸克都比它相 应的上一代质量要重。比如,第二代的粲夸克(1.275 GeV/c²)和奇异夸克(95 MeV/c²)比第一代的上夸克(2.3 MeV/c²)和下夸克(4.8 MeV/c²)要重,第二代轻子中的 Muon 及其中微子也比第一代的电子和电子中微子重。标准模型里的第一代费米子不会发生 衰变。所以我们日常中所见的物质,也被成为"重子"物质,均是由第一代的费米子组 成的。而其它两代粒子所构成的物质只能在高能环境中才能观测到。由于对现有实验结 果的解释并且精确预言了比如顶夸克(1995 年发现)、τ 子中微子(2000 年发现)以及 Higgs 波色子(2012 年发现),标准模型取得了巨大的成功,并被认为是目前最完备的 理论模型。



图 1-2 现代宇宙模型中宇宙内的物质能量组成,图片来源:Wikipedia,数据参考 Ref. [3, 4]。

虽然标准模型被大量的实验证明是自洽的,但它也并不是完美无缺的。因为我们知道,至少四大基本相互作用中的引力作用就没有包含在标准模型里。特别地,日本的超级神冈实验^[5] (Super-Kamiokande) 以及加拿大的萨德伯里中微子实验^[6] (Sudbury Neutrino Observatory) 分别于 1998 年和 2001 年观测到中微子振荡现象。中微子震荡现象的存在

证明了中微子是有质量。而这是标准模型所不允许的,因为在标准模型里,中微子的质量必须是零。1933年,美国加州工学院的瑞士天文学家 Fritz Zwicky 在测量 Coma 星系团边缘诸星系的运动时发现,用维里定理计算出的星系团里物质的质量比用亮度计算得到的质量大 100 倍。而为了解释这种现象,一种"看不见"的物质即暗物质需要被引入进来。现代的天文观测显示,缺失的这部分质量中,绝大多是是"非重子"质量。从这个意义上来讲,由于标准模型预测的都是"重子"物质,所以标准模型框架下得质量只占了宇宙中很少一部分。宇宙的大部分物质质量是在标准模型的理论框架之外产生的。基于现代天体的观测,普通物质,即"重子"物质只占了宇宙总能量的 5%,而暗物质却占据了 27%,其余的 68% 则归为暗能量 (如图.1–2 所示)。

所有的这些均表明,标准模型并不是完美的。来自于天文观测的结果告诉我们,势必有新的超出标准模型之外的基本粒子存在。而研究清楚"看不见"的质量和能量的性质则对人类更深入的了解宇宙、了解物质组成有着非同寻常的意义。美国《Science》杂志在 2015 年暨该杂志创刊 125 周年之际,公布了 125 个最具挑战性,也是人类未来 1/4 世纪将致力于研究的科学问题。在这些巨大的挑战中,居于首位的便是宇宙的物质组成。所以,找到暗物质并且理解它的性质,对于科学家尤其是粒子物理学家来说虽然极具挑战,但却极具吸引力。本章内容将着重介绍暗物质研究的相关背景,包括暗物质存在的证据 (1.1),可能的暗物质粒子 (1.2) 以及人类目前正在进行的典型暗物质探测实验 (1.3)。

1.1 暗物质存在的证据

到目前为止,所有关于暗物质存在的证据均来自于天文观测。自1933 年 Zwichk的 观测以来,更多更有说服力的证据比如星系旋转曲线、引力透镜效应以及宇宙微波背景 辐射等都支持了宇宙中暗物质的存在。而本文的这部分内容则将对这些来自天文的观测 证据一一进行回顾。

1.1.1 星系旋转曲线

星系旋转曲线指的是星系盘上的可见星体的运动速度随星体到星系中心距离变化的曲线。根据牛顿运动力学公式,位于星系半径r处的星体,其旋转速度应遵守公式.1-1,其中 ρ(r)是星系的质量密度。而另一方面,基于星体亮度的观测,星系的"重子"物质质量可以通过独立的计算得到。因此位于星系轨道不同半径处的旋转速度都可以理论地计算出来。

$$v(r) = \sqrt{\frac{G \times M(r)}{r}} = \sqrt{\frac{G \times 4\pi \int \rho(r)r^2 dr}{r}}$$
(1-1)

但是,当我们将理论计算的星系旋转曲线和实际观测到的进行比较的话,问题便出现 了:观测值与理论计算值相去甚远。1932年,基于可见物质质量的假设,Jan Hendrik Oort 首次报告了太阳系附近的星体运动的速度比预期的要快。虽然 Oort 的测量在后来 被证实是不正确的^[7],但是他却开启了一种模式。接下来,1939年,Horace Babcock 在 他的博士论文中阐述了关于仙女座星系 (Andromeda)旋转速度的测量^[8],而该测量显 示了星系质量一亮度比随着半径的增大而增长。1959年,Louise Volders 证实了旋涡星系 M33 并没有像预期的那样遵循牛顿-开普勒运动学定律旋转^[9]。图.1–3显示了典型的漩 涡星系 M33 的速度旋转曲线,直接观测到的星系旋转速度比根据牛顿-开普勒定律计算 的速度要快。尤其是在大的半径处,不像理论计算的那样,星系的旋转速度逐渐下降, 实际观测到的速度反而随半径增大而略有加快。基于种种的天文观测,1975年,Vera Cooper Rubin 在美国天文学会的会议上公布"大多数漩涡星系的天体以基本一致的速度 在星系的轨道上旋转"^[10]。这个发现则明确得表明,除了当地可"看见"的星体质量以 外,星系还有一部分更大的质量随着半径的增大而线性变大。



图 1-3 M-33 星系的旋转曲线, 来源见 Ref. [9]

星系旋转速度曲线的普遍性质表明,星系中的大多数质量是不发光的。天文观测和 理论预期的不符合提供了很好的"不可见"物质存在的证据。而为了弥补这理论计算中 "缺失"的这一部分质量,天文学家便提出在星系的"晕"中广泛分布着暗物质的理论 假设。

1.1.2 星系团以及引力透镜效应

关于暗物质存在的更为直接的证据是来源于对星系团的研究。星系团往往包含了上 千个星系。由于星系团的质量可以通过以下三种独立的方式得出,所以其对暗物质的研 究非常重要: 1. 星系团半径方向上旋转速度的分布; 2. 星体团中炙热的气体发射出来 的 X 射线; 3. 星系团对背景星系 (通常是遥远星系)的引力透镜效应。第一种计算方法 已经在前一节有了描述。对于第二种方法,通过星系团中气体发射出来的 X 射线的能 量和流量,我们可以估算星系团中气体的温度和密度。有了气体的温度和密度,则可以 推演出星系团内部的压强。如果我们假设星系团内部压力和引力达到平衡态,那么星系 团的质量便可以根据气体压强计算得出。第三种方法里提到的引力透镜效应指由遥远处 一明亮的星体发出的光束在经过一质量很大的星体 (如某一星系团)时,光线会发生弯 曲。所以,当有巨大质量的物体 (比如星系团)存在于遥远光源和观测者之间的时候, 引力透镜效应便会被观测到。图.1-4(a) 演示了引力透镜效应形成的机理。引力透镜效



图 1-4 (a) 引力透镜效应的机理 (图片来源: Wikipedia); (b) Hubble 空间望远镜在 Abell 1689 附近观 测到的强引力透镜效应,来源见 Ref. [11]。

应是 Albert Einstein 广义相对论的重要预测之一,并在 1979 年由"双子星效应"的观测 所证实。它为研究星系团的质量提供了一条重要的途径。特别地,在强引力透镜效应的 作用下,当光穿透背景星系的时候,背景星系的星像能够被扭曲,甚至形成双像、多重 像以及环半弧和弧。图.1-4(b)则显示了 Hubble 空间望远镜在 Abell 1689 附近观测到的 强引力透镜效应(图片来源: Hubble Space Telescope, NASA news: STScI-2003-01)。通 过研究引力透镜效应造成的星像扭曲的特性,我们可以估算出星系团的质量。而这种星 系团质量的计算方法是完全独立于天体运动学定律的。 利用以上三种相互独立的方法,星系团的质量可以被精确计算。而一般来讲,这三 种方法在实践检验中得到很好的验证,能够相互吻合得比较好,都显示星系团中的"可 见"物质只是总质量的很小一部分,更多的质量来自"看不见"的物质

迄今为止,大家公认的关于暗物质存在的最有利的直接证据来源于对子弹星云 (Bullet Cluster)的观测。在宇宙的大多数区域,由于彼此间相互的引力作用,暗物质 和可见光物质总是"缠绕"在一起。但是,当两个飞快移动的巨大天体(比如两个星系 团)发生"合并"时,暗物质和可见光物质则被彼此分离开,于是形成了所谓的"子弹 星云"。X射线观测表明,合并的体系内的"重子"物质以107-108K的气态或等离子态 集中聚集在系统的中心区域。这是由于电磁相互作用的存在,使得合并是被抛出的气体 粒子减速慢下来并最终富集在融合点的附近。然而,弱引力透镜效应的观测却发现,在 "重子"粒子聚集的中心区域之外,应该分布有更多的质量。由于暗物质不参与电磁相互 作用,所以暗物质粒子不会像那些X射线观测到的气体粒子一样慢下来。因此两个星系 团内所蕴含的暗物质会被星系团融合产生的巨大力量抛出去很远,以致穿过中心的"重 子"物质集中带而出现在星云的两端。就这样,在子弹星云体系内,暗物质和"可见光" 物质便被彼此分离开。不同于星系速度旋转曲线、来自子弹星云观测的暗物质证据不依 赖于牛顿运动力学。所以它是公认的暗物质存在的最直接证据。图.1-5显示了两个星 系团碰撞合并形成的子弹星云 (图片来源, Hubble Space Telescope, [12])。通过强引力 透镜及弱引力透镜效应计算出的质量分布在图中用蓝色标记,而 Chandra X 射线望远镜 测量得到的"可见"物质则用红色显示。



图 1-5 子弹星云 (1E 0657-558), 图片来源: Hubble Space Telescope, 来源见 Ref. [12]
1.1.3 宇宙微波背景辐射, CMB

大爆炸宇宙学是目前描述宇宙诞生初始条件及其后续演化过程最成功的宇宙学模型。在该框架下,背景辐射自然存在。宇宙微波背景辐射是指在宇宙大爆炸后约 10 万年由于温度降低产生的古老光子随着时间的演化而残存下来的热辐射。微波背景辐射的最重要特征是具有黑体辐射谱。它的发现成为检验大爆炸学说的一个重要里程碑。2013年3月欧洲航天局 21日在其巴黎总部公布了根据"普朗克"太空探测器传回数据绘制的宇宙微波背景辐射图。这幅反了映宇宙诞生初期(约 38 万年)情形的全景图几近完美地验证了宇宙标准模型^[13]。而美国太空总署(NASA)领导的Wilkinson Microwave Anisotropy Probe则在 2014年,利用九年的数据巧妙地探测到来自宇宙大爆炸后约 37万年的微波背景,如图.1-6所示。另一方面,宇宙大尺度结构研究表明,我们今天所看



图 1-6 WMAP 绘制的 3 K 宇宙微波背景辐射图,图中的温度均方根涨落为 ±30 µK,来源见 Ref. [13]

到的大尺度结构起源于宇宙暴涨时期的量子涨落,其在物质分布中留下痕迹,造成物质 分布的微小不均匀性。随着宇宙的演化,在引力不稳定性的作用下,不均匀增长,最终 形成大尺度结构。由于光和物质的耦合以及时空性质对光传播的影响,这些不均匀性必 定会在微波背景辐射中留下印记。精确测量这些不稳定性能够提供给我们大量的宇宙信 息,包括物质的组成,暴涨时期的物理等。宇宙微波背景辐射在不同方向上的涨落的测 量与含有暗能量的冷暗物质 (ΛCDM)模型,可以非常好的与观测吻合。而通过调整这 一模型的参数并使其与观测最大可能的相符,我们便可以得到宇宙中物质的分布。基于 PLANCK2013 年和 2015 年的数据^[3,4],当前我们所处的宇宙,普通的重子物质只占宇宙 质量的 4.9%,而暗物质则占据了多达 26.8%,剩下的 68.3% 是暗能量。

1.2 暗物质候选粒子

虽然有众多来自天文观测的证据都支持宇宙中暗物质的存在,但是我们至今仍没有 直接找到暗物质粒子本身,而暗物质的粒子属性也仍然是个未解之谜。基于宇宙大爆炸 学说的物质合成理论对宇宙中的"重子"物质的比例有一个限制,即宇宙中的"重子" 物质不能太多。这也间接说明了暗物质都是"非重子"粒子,所以没有原子结构。目前 人类对暗物质的了解也仅局限于以下几点:暗物质粒子是非相对论且为"非重子"粒子, 所以它们不能参与强相互作用;而基于我们在子弹星云中观测到的暗物质与其它等离子 体气体尘埃的质量分布情况,暗物质不参与电磁相互作用,且暗物质与暗物质之间的作 用也非常微弱。换而言之,暗物质既不参与电磁相互作用,也不参与电磁相互作用,且非 常稳定,不易衰变。所以,原则上任何能满足以上要求的粒子都是暗物质的候选粒子。 在标准模型的框架内,唯一满足暗物质要求的是中微子。但是,宇宙微波背景辐射对宇 宙各向异性的测量却显示,宇宙中的中微子密度被限制在 $\Omega_{\nu}h^2 < 0.0067$ (95% 置信度)。 而这个质量密度没办法解释宇宙中更多的暗物质质量。所以,即使中微子是暗物质,那 么它们也只能是占暗物质总量很少的一种。



图 1-7 (a) 自然界的四种基本相互作用力, 暗物质不参与强相互作用和电磁相互作用。(b) 暗物质的 "非重子"属性, 图片来源: E.F. Feliciano 在 SLCA 2015 年暑期学校的报告。

标准模型中找不到合适的暗物质粒子的候选者,但是在标准模型之外,根据暗物质 的性质要求,理论学家提出了各种各样的暗物质模型,许多假设的暗物质粒子也应运而 生。根据粒子的质量以及运动速度(一般而言,越重的粒子运动越慢),理论学家假设 的暗物质粒子可以分为三类:冷暗物质、温暗物质以及热暗物质。当然,暗物质也有可

能是这三种假设的粒子中的相互组合。每一种候选的暗物质粒子都可能引入更多的新粒子和新物理。Edward A. Baltz 在 Ref. [14] 里罗列了绝大部分的暗物质候选粒子。本文只简要介绍这其中有很好理论支撑且被实验物理学家所广泛看好的的暗物质候选者: 轴子 (axions)、惰性中微子 (sterile neutrinos)、中轻微子 (neutralinos) 以及大质量弱相互作用粒子 (Weakly Interaction Massive Particles, WIMPs)。而 Ref. [14] 里提到的其它更多的暗物质候选者就不在本中一一赘述了。

1.2.1 轴子 (Axion)

轴子是上世纪 70 年代理论物理学家根据 Peccei–Quinn 理论,为解决强相互 CP 不 守恒而提出的一种中性赝标量波色子^[15–17]。在量子色动力学 (quantum chromodynamics, QCD)中,当时的理论物理学家一直困惑于"为什么 CP 破缺项中的 θ 参数如此接近 0 (<10⁻⁹)?"。为了解决这一问题,一项新的自发破缺对称性 (spontaneously broken global symmetry) 被引入进了 QCD 中 (Peccei &Quinn, 1977; Weinberg, 1978; Wilczek, 1978)。 这也导致了一种新粒子,轴子的诞生。

理论上,宇宙大爆炸产生了丰富的轴子。假设轴子具有很低的质量,且没有其他的 衰变道,理论学家则预测现在的宇宙中可能也蕴藏着大量的波色-爱因斯坦凝聚态的轴 子。如果是这样,那这些数量巨大的轴子便可以很好的解释宇宙学中的暗物质问题。当 轴子处于很强的磁场时,它能够与光子互相转化。所以轴子的探测主要是在强磁场中 探测轴子-光子转化。目前美国的 Axion Dark Matter eXperiment or ADMX (Asztalos et al., 2010; Duffy et al., 2006)实验便是用一个大的冷微波空腔寻找轴子暗物质。而欧洲 的 Axion Solar Telescope (CAST)实验则是希望探测来源于太阳轴子。当来自星系晕的质 量约为 0.11 MeV,密度 0.05 GeV/cm³ 的轴子^[18,19] 穿过约瑟夫森结 (Josephson junctions) 时,谐振效应会比较明显。但是,由于相比较宇宙学给出的暗物质密度 (大约 0.3 ± 0.1) GeV/cm³),轴子的密度仍然太低。所以,即便轴子被观测到了,他们也只能是暗物质的 一小部分。

1.2.2 惰性中微子(Sterile neutrino)

以近乎光速运动的中微子是最好的热暗物质候选粒子。日本的 SuperK、加拿大的 SNO、美国的 KamLand 以及中国的 Daya Bay 等中微子实验^[5,6,20,21] 观测到的中微子震 荡结果已证实中微子是有质量的。除了引力外,中微子只通过弱相互作用与常规物质发 生反应。所以有质量的中微子便成了"轻质量弱相互作用粒子"(weakly interacting light particles, WILPs)。但是,现在观测的中微子都是"左手"中微子,他们的质量非常小, 仅有不到电子质量的十万分之一。所以,根据通过宇宙微博背景辐射及其他途径可以得

知,尽管宇宙中中微子的数量很多,但是其总质量仍不足以弥补宇宙中"缺失"的暗物 质质量。然而,与这些"左手"中微子相对应的有可能是一些比较重的"右手"中微子, 也被称为惰性中微子。如果他们的质量足够大,而且宇宙中的含量像"左手"中微子一 样多的话,那么这些惰性中微子便有可能就是我们要寻找的暗物质。

惰性中微子是一种假想粒子。同中微子一样,它只通过引力和弱相互作用与标准模型内的粒子发生反应,不参与强相互作用和电磁相互作用。根据大统一理论模型^[22]以及左右对称性可以推导出关于中微子质量的"跷跷板"机理(See-Saw),如公式.1–2所示,其中 M_{NHL} (Neutral Heavy Leptons) 是惰性中微子的质量, m_D 是 Dirac 质量, m_{nu} 是正常"左手"中微子质量^[23]。由公式可知,正常"左手"中微子的质量越轻,则"右手"的惰性中微子的质量则越重。原则上,惰性中微子的质量可从小于1 eV 到 10¹⁵ GeV 之间都有可能。所以,从这个意义上来讲,如果大质量的惰性中微子被发现了,他们则能解释宇宙中"看不见"的质量。

$$m_{\nu} = \frac{m_D^2}{M_{NHL}} \tag{1-2}$$

1.2.3 中轻微子(Neutralino)和大质量弱相互作用粒子(WIMPs)

中轻微子是超对称理论 (supersymmetry theory) 提出的一种假想粒子。超对称理论 是费米子和玻色子之间的一种对称性。作为标准模型的延伸,超对称理论的提出是为了 将自然界的四种基本作用力(电磁作用,弱相互作用,强相互作用和引力)统一到一个 理论框架下[24]。在超对称理论中,标准模型内的每一种基本粒子,无论是费米子还是 波色子,都有一个跟它本身自旋差 1/2 的超对称粒子。一般标准模型的波色子后面加上 "微"(ino)作为超对称波色子的名称,费米子的前面加上"超"(s)作为超对称费米子。 比如,光微子 (photino)、希格斯微子 (Higgsino)、Z 微子 (Z-ino) 和胶微子 (gluino) 则分别是光子 (photon)、希格斯波色子 (Higgs)、Z 波色子和胶子 (gluon) 的超伴子。 而超夸克 (squark)、超中微子 (sneutrino) 和超电子 (selectron) 则分别是夸克 (quark)、 中微子 (neutrino) 和电子 (electron) 的标量超对称粒子。特别需要指出的是, 几种超对 称粒子可以线性组合成另一种全新的超对称粒子。比如,光微子 (photino)、希格斯微子 (Higgsino) 和 Z 微子 (Z-ino) 的任意组合可以生成中轻微子 (neutralinos); 而带电的 W 微子 (W-ino) 和带电的希格斯微子 (Higgsino) 能够组合成所谓的电微子 (charginos)。 在一个完美的"非破却"的超对称理论里,除了自旋相差 1/2 之外,每一对的标准模型 粒子和它的超对称粒子应该具有相同的属性,比如同样的质量、同样的量子数。但是, 如果是这样的话,有一些超对称粒子比如超电子 (selectron) 应该早在实验室里被观测 到。然而,事实情况确并非如此。到目前为止,尚没有任何超对称粒子被探测到。所以, 从这个意义上来讲,超对称理论如果是正确的话,它必然是自发破缺的。那么超对称粒 子就可能跟标准模型的粒子具有不同的质量。

在大多数的超对称模型里,比如最简化的自发破缺模型,最小超对称标准模型(Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM, [25]),标准模型粒子和超对称粒子的"宇 称"(R-parity)要求守恒。宇称的定义如公式.1–3所示,其中s(spin)是指自旋,B(baryon) 是重子数,L(lepton)是轻子数。所以所有的标准模型内的粒子的宇称都是+1,而超对 称粒子宇称是-1。

$$P_R = (-1)^{3B+L+2s} \tag{1-3}$$

根据不同的超对称粒子混合,我们可以定义四种中微粒子,分别标记为: $\chi_1^0,\chi_2^0,\chi_3^0$ 和 χ_4^0 。字称守恒的要求使得超对称粒子都应该成对出现,而且质量最轻的超对称粒子 (lightest supersymmetric particle,LSP)应该是绝对稳定的。在许多理论模型里,最轻超 对称粒子于宇宙早期还是非常热的时候产生,然后其残余量可以解释天文观测的暗物质 质量。因此,这样一个质量可以很大,非常稳定的中轻微子便成了许多理论学家眼中完 美的暗物质候选者。而事实上,质量最轻的中轻微子(从 GeV/c² 到 TeV/c²)由于有着 自然的宇宙演化热产生机制,所以也成了目前最热门的暗物质候选者。当前世界上的许 多实验也正是为了寻找这类粒子而设计、运行。由于这类粒子只通过弱相互作用与标准 模型粒子发生作用,因此这一类型的暗物质候选者也被统一称为大质量弱相互作用粒 子 (weakly interacting massive particles, WIMPs)。而本文后面所涉及的暗物质探测也都 是指 WIMPs 探测。

1.3 暗物质探测实验

如前文所述,WIMPs 是目前最热门的暗物质候选者,也是众多实验孜孜追寻的对象。如图.1-8 所示,对于 WIMPs 暗物质的探测,基于反应机理的不同,实验类型大致可以分为三种: (a)间接探测,即探测暗物质湮灭后的产物,如高能伽马射线,高能中微子或宇宙中的暗物质等;这种探测方式是基于暗物质与暗物质自己的反应;(b)直接探测,即直接探测暗物质与标准模型粒子的反应信号;这种探测方式则是基于暗物质与普通标准模型粒子的反应 (c)对撞机产生暗物质粒子,WIMPs 的的质量大概在 GeV/c² 到 TeV/c² 之间,而目前利用大型强子对撞机 (large hadron collider,LHC)可以将标准模型的粒子加速产生 10 TeV 以上的碰撞能量,所以直接用标准模型粒子产生 WIMPs 也是有可能的。在以下章节中,我们将以目前世界上已有的实验为例对这三种探测方式一一进行阐述。



图 1-8 WIMPs 暗物质探测的方法,参考 MPI Webpage,见 Ref. [26]

1.3.1 直接探测

现代的天文观测以及宇宙学模型告诉我们、宇宙中的暗物质并没有成团分布。而众 所周知,我们地球所在的太阳系在银河系中以飞快的速度运动 (~220 km/s)。如果假设 暗物质相对银河系是静止的,那么我们可以想象由于相对速度的存在,我们其实每天都 在接受暗物质"倾盆大雨"般的洗礼。WIMPs 暗物质与标准模型内的粒子通过弱核力 发生相互作用: WIMPs 粒子散射到探测器靶标物质的原子核, 然后给原子核留下少量 的反冲能量(大概几千个等效电子能量, keVee), 而这些少量的反冲能则在探测器中可 以进一步产生可被测量的信号;或者他们也可以非弹性散射的方式轰击到靶标原子的外 层电子,造成外层电子激发产生光子。所以简单来讲,暗物质直接探测便是等着暗物质 粒子碰撞到探测器内的靶标物质,然后利用探测器鉴别出源于暗物质碰撞反冲产生的信 号。但是、问题是暗物质与标准模型粒子是通过弱核力相互作用、其散射界面极其小。 所以,直接探测的模式下,暗物质的事例率会非常低。加之,搭建探测器本身所用的材 料的放射性也是没办法避免的,而这些放射性会对暗物质产生的信号产生严重的干扰, 使得暗物质的信号像大海捞针一样难以捕捉。因此这类型实验最大的挑战是在于降低探 测器内的本底噪声,同时增强探测器区分本底事例的本领。图.1-9 演示了不同类型的 粒子与靶标原子作用的机理(WIMPs/中子、伽马、电子)。这也往往是暗物质直接探测 实验中最有效的本底区分方法。

在过去的三十年里,暗物质直接探测实验取得了巨大的进展。甚至早些时候,有些 实验声称发现了疑似暗物质的信号,不过这些疑似信号又被后来的其它一些实验所排 出。所以,迄今为止,我们仍然没有确凿的证据说我们已经找到暗物质粒子了。基于



图 1-9 WIMPs/中子和 γ/电子与原子的作用:WIMPs 和中子直接与原子核发生散射;但是电子和伽马则与核外电子层发生反应。图片来源见 Ref. [27]

暗物质探测而设计的实验现在仍如火如荼得进行着。伴随着探测技术的发展,我们将 WIMPs 暗物质与核子射截面的上限推得越来越低。这也意味着,未来的实验也会在一 个越来越狭小的参数空间去寻找暗物质。图.1-10显示了最近三十年不同类型的暗物质 直接探测实验给出的 50 GeV/c² 的 WIMPs 暗物质粒子与核子散射截面上限的历史发展 图。其中,竖虚线将探测器分成了已经运行或正在运行的第一代(左边)和将要建立但 尚未运行的第二代(右边)探测器^[28]。从图中可以发现,在 30 年前,质量为 50 GeV/c² 的 WIMPs 粒子与核子散射的截面上限为 10⁻⁴⁰ cm²(自旋不相关), 而在 2015 年, 其截面 上限已被降低了5个数量级。纵观这些不同类型的暗物质直接探测实验,其发展大致分 为三个阶段。在前 15 年也就是 1985 年 ~2000 年, 晶体探测器主导了暗物质探测的灵 敏度,大概在 10⁻⁴² cm² 的水平;到了第二阶段(2000 年~2006 年),极低温固体探测 器有更为灵敏的探测能力,将灵敏度提高了两个量级;而自 2006 年以后,液氙实验则 完全显示出强大的探测本领,探测灵敏度在短时间内被提高到 10⁻⁴⁵ cm² 的水平。而已 经立项正在筹建的第二代探测器 (G2) 将在未来 10 年触碰到中微子截面区域,即所谓 的"中微子地板" (neutrino floor)。大致上,对 WIMPs 暗物质直接探测的灵敏度遵循着 "幂定律"。所以,我们非常欣喜得看到,我们或许正处于发现暗物质的边缘地带。换言 之,我们再稍微往下走一走,暗物质或许就被找到了。

暗物质直接探测是测量由于暗物质与标准模型的粒子发生散射而产生的反冲能量。 而这种反冲能量在探测器中一般产生如下三种信号:光子、电子和热(声子)。实际上,



图 1-10 质量为 50 GeV/c² 的 WIMPs 暗物质与核子作用的自旋不相关散射截面的发展趋势图。不同 的形状标记对应了不同的探测技术:低温固态探测器(蓝圈),晶体探测器(紫方框),液氩探测器 (棕色菱形),液氙探测器(绿实心三角),和 G2 探测器(绿空心三角)。橙色的倒三角标记了 G2 探测 器的门槛,而黄色的虚线之下是中微子和核子的散射截面区域。来源见 Ref.[28]

我们的探测器一般也是测量光信号、电信号或者热信号,然后再根据这些信号来反推出 暗物质粒子与靶标原子碰撞产生的反冲能大小。基于不同的探测技术,现在世界上的实 验能同时测量一种或两种信号。但是,目前为止还没有实验可以同时测量光、电、热这 三种信号。为简单起见,根据测量的信号的不同,暗物质直接探测实验可以分为以下几 类,如图.1-11 所示:只能测量一种信号的实验(光或电或热),能同时测量两种信号的 实验(光和电、电和热、光和热)。本章节将按照探测器靶标介质的形态及其探测的信 号着重对其中的一小部分典型的实验进行介绍。

1.3.1.1 固态介质:光信号和热信号

基于固体晶体研发的探测器可以探测暗物质反冲产生的两类信号。使用碘化钠 (NaI)等光敏材料建设的探测器首先可以探测闪烁光。另外,如果将此类晶体置于低 温环境,可以通过测量温度的变化来探测第二类信号——热信号。这里我们介绍两个具 有代表性的实验: DAMA 和 CRESST。其中 DAMA 只能测试闪烁光信号,而 CRESST 除了光信号以外还能测量热信号。

DAMA 实验(DArk MAtter)分为两个阶段。第一代的 DAMA/NAI 探测器使用大约 100 公斤的高纯掺铊(Tl)的碘化钠晶体(NaI),而第二代的 DAMA/LIBRA 实验则将



图 1-11 暗物质直接探测的信号。处于顶角的实验只能测量一种信号, 而在两顶角之间的实验则可以 同时测量两种信号。实验所使用的靶标物质用金色字体标注。

晶体的质量提高到约 250 公斤。DAMA 实验所用的探测器放置在由意大利国家核物理研究院(Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, INFN)领导的 Gran Sasso 国家地下实验室(Gran Sasso National Laboratory, LNGS)。DAMA 实验的探测器如图.1–12 所示。中心探



图 1-12 DAMA 实验探测器,图片来源:Ref. [29]

测器本身是由 25 个高纯度、低放射性的掺铊 (TI) 的碘化钠 (NaI) 晶体组成。这些碘 化钠晶体排布成 5 乘 5 的矩阵。每个晶体上面耦合两个低本底的光电倍增管。DAMA 的 探测器安放在密封的铜质容器内。铜体一直流通着干净的高纯氮气。为了减低来自自然 环境的本底,铜容器的周围包裹着一圈几顿重的低本底屏蔽体。另外,在屏蔽体外面, 有一层一米厚的水泥。这些水泥的原材料是来自 Gran Sasso 的岩石。所以整个探测器的 安装包含 3 层密封,以此来避免空气进入中心探测器而引入本底。整个探测器系统处在 空调环境下,系统一直处于监控中其运行时的参数也被记录保存下来。



图 1-13 DAMA 实验 1.4 吨·年的数据结果,来源见 Ref. [29]

DAMA 实验的目标是测量暗物质事例的"年调制"效应。我们的地球以一年为周期 绕太阳公转,并且公转的速度随着地球所处的轨道位置不同也有所差异。所以当我们的 探测器安放在地球上的时候,探测器相对于暗物质的运动速度也是有变化的。而这种变 化会导致碰撞到探测器靶标的暗物质事例率出现所谓的周期现象,即"年调制"现象。 DAMA 实验的主要竞争力来源于它的高纯度、低本底的靶标物质,很低的刻度能量阈 值,长时间的稳定数据采集,以及对多种暗物质候选粒子都有灵敏度,即结果不依赖于 暗物质候选粒子的理论模型。利用 DAMA/NaI 阶段的 0.29 吨·年和 DAMA/LIBRA 阶段 的 1.04 吨·年的实验数据^[29,30],不依赖暗物质模型的暗物质年"调制"效应被观测到, 其置信水平高达 9.3 σ。如图. 1–13 所示,该实验观测到在 2 到 6 keV 能量区间内的单次 散射事例的"年调制"振幅为 (0.0112±0.0012) 计数/天/公斤/千电子伏特 (cpd/kg/keV)。 其调制的相位角为 (144±7) 天,周期为 (0.998±0.002) 年。DAMA 是第一个宣称直接 探测到暗物质"年调制"信号的实验。但是,遗憾的是,DAMA 宣称的疑似暗物质信号 很快又被其它实验排除掉了。



图 1-14 CRESS-II 探测器模块的设计示意图, 来源见 Ref. [31]

另一个利用固体媒介直接探测暗物质的著名实验是 CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers)。该实验同样位于意大利的 Gran Sasso 地下 实验室。CRESSS 实验期望探测暗物质在低温环境下碰撞探测器内的靶标物质而反冲产 生的光信号 (photons) 和热信号 (phonons)。在极低温的环境下,所有的物质的分子热 运动几乎被冻结。所以,任何哪怕很小的能量释放便会在探测器内产生很明显的效应。整个 CRESS 实验项目同样也是分阶段进行的,CRESST 一期 (CRESST-I) 和 CRESST 二期 (CRESST-II)。其探测器是基于具有发光特性的 CaWO4 晶体 (白钨矿的主要成分)。 类似于蓝宝石,粒子在这类晶体中的相互作用产生的能量主要以热声子的形式释放。另 外还有一小部分能量可以发出闪烁光子。CRESST-II 的探测器包含了 33 个模块,每一 个模块由两个低温热量计组成:一个用来测量由于晶体中能量释放产生的热量;另一个 则具有测量闪烁光的功能。这两个测量计作为一个模块紧密得结合在一起,密闭在一个 高反射率的空间里以提高光采集效率。模块的设计如图.1–14 所示^[31],整个探测器在 15 mK 的超低温下运行。为了达到超低温的环境,冷室的外围包裹了五层绝热层,从外至 内依次为:一个处于室温下的外真空腔,第一层置于液氮温度下的绝热层,处于液氦温

度下的内真空腔,内热辐射隔离层 (600 mK) 以及最内层 80 mK 温度的绝热层。

利用低温晶体开发的探测器可以达到非常低的探测阈值和能量分辨率。所以 CRESST-II 实验对低质量的 WIMPs 暗物质 (1~10 GeV/c²) 有明显的竞争优势。而实 际上,该实验的达到了 307 eV 核反冲能的能量阈值,如图.1–15(a) 所示。因此 CRESST-II 实验也将 WIMPs 暗物质的探测灵敏度延伸到了 1 GeV/c² 以下的参数空间。他们的 结果排出了只有本底的假设,发现了质量为 25.3 GeV/c² 和 11.6 GeV/c² 的两个暗物质 疑似事例,其置信度分别为 4.7σ 和 4.2σ,如图.1–15(b)中金色的轮廓带所示。而接着 CRESST-II 第一阶段的研究,CRESST-II 在 2014 年公布了其第二阶段 29.35 公斤·天的 数据^[32],接着在 2015 年公布了单个模块的 52 公斤·天的数据^[33]。但是在这些结果中, 并没有超出本底的信号发现。所以,CRESST-II 第一阶段的暗物质疑似事例也未能得到 进一步的证实。



图 1-15 (a) CRESST-II 实验刻度的能谱:¹⁷⁹Ta (M1) (2.7 keV),⁵⁵Fe (6.0、6.6 keV) 和 Cu 荧光 (8.1 keV) 特征峰; (b) CRESS-II 第一阶段暗物质探测结果,金色轮廓显示了两个暗物质疑似事例。图片 来源见 Ref. [33]

1.3.1.2 固体媒介: 电信号和热信号

基于其它固体媒介比如半导体材料开发的探测器也能够测量电信号。类似于上述讨论,当探测器在低温下运行的时候,额外的热信号也能够被测量。本章节,我们同样介绍两个具有代表性的实验: CoGeNT 和 CDMS。其中, CoGeNT 实验只能测单一的电信号,而 CDMS 实验可以同时测量电信号和热信号。

CoGeNT 实验 (Coherent Germanium Neutrino Technology) 主要的目标是利用锗 (Ge) 探寻 10 GeV/c² 以下的 WIMPs 暗物质粒子。CoGeNT 实验从 2009 年开始在美国的苏丹 地下实验室 (Soudan Underground Laboratory) 运行。其探测器的基本单元是 P 型点接触 式 (p-type point contact, PPC) 的锗探测器。探测器的设计布局如图 1–16 所示。该装置 放置在具有高导热率的高纯无氧铜低温容器内,然后与一根高纯无氧铜做的冷指相连 接。所有探测器内部的材料都是特殊定制的高纯无氧铜材料或者聚四氟乙烯材料。并且 所有材料都在 100 量级 (每立方英尺空间内,直径大于 0.5 μm 的颗粒数目不大于 100) 的洁净条件下,用高纯酸蚀刻材料表层,以剔除附着在表面杂质。为了降低本底事例率, 探测器同样放置在主动屏蔽体内,从内到外依次是:5 公分厚的铅层、2.5 公分厚的含 30% 硼的聚乙烯层 (polyethylene, PE) 以及 18.3 公分厚的高密度聚乙烯层。最外层的 高密度聚乙烯层外围着宇宙射线反符合探测器。



图 1-16 CoGeNT 实验的探测器,图片来源:Ref. [34]

如前所说, CoGeNT 实验测量 WIMPs 暗物质粒子核反冲产生的电信号。其所采用 的 P 型点接触式的锗技术具有非常低的噪声水平,所以探测器可以测到非常低的反冲 能 (keV_{ee} 以下)。因此 CoGeNT 实验的优势也是在于低质量的 WIMPs 暗物质粒子的探 测。通过测量经前置放大器后信号的上升沿时间,实验上可以区分来自锗表面还是内部 的事例。而根据此,CoGeNT 实验可以排除来自探测器表面事例的干扰,增加本底事例 的鉴别能力。图.1–17详细阐述了对于不同的能量区间(0.5~2.0 keV_{ee}, 2.0~4.5keV_{ee}), 表面事例和体事例上升沿时间的分布。这些事例的上些时间大体上可以分为两种类型。 根据最佳拟合的结果 (图中的虚线), 红线代表了体事例的上升时间分布, 蓝线则代表 了表面事例的上升时间分布。而两者重叠的部分便是没办法区分的事例。所以相比较表 面事例, 位于探测器体内的能量释放产生的信号具有更快的上升沿。利用 3.4 年有效曝 光时间的数据, CoGeNT 实验也观测到了体事例的"年调制"^[35] 效应, 但是其置信度只 有 2.2 σ 。而年调制的相位周期与模拟计算以及之前的 DAMA 实验基本吻合。通过最佳 拟合, CoGeNT 实验也报告了可能的暗物质事例, 其质量为 13.6±2.6 GeV/c², 但是置信 度却只有 1.6 σ ^[36]。



图 1-17 a) CoGeNT 实验测到的不同能量区间内,体事例和表面事例的上升时间分布。其中通过最佳 拟合,红线显示的是体事例上升时间分布,蓝线则是表面事例。b)上升时间随能量的变化关系,体 事例(底部的事例带)和表面事例(顶部的事例带)被明显区分开来。图片来源见 Ref. [35]

CDMS (Cryogenic Dark Matter Search)包含了一系列的实验: CDMS-I、CDMS II-Ge、 CDMS II-Si 和 SuperCDMS。该实验同样将固体媒介的探测器置于低温环境运行,以探 测来自 WIMPs 暗物质粒子反冲产生的电信号和热信号。CDMS 最早的实验(CDMS-I) 是在美国斯坦福大学校园内的地下隧道运行。而现阶段的 SuperCDMS 则是移到了位于 明尼苏达北部的苏丹地下实验室(SNOLab)。CDMS 实验采用基于锗 (Ge) 和硅 (Si) 衬 底的半导体阵列探测器,并将探测器运行于 mK 的超低温环境。每一个探测器阵列包含 250 克的锗和 100 克的硅晶体。整个探测器包裹在由 50 公分厚的聚乙烯和 23 公分厚的 铅组成的屏蔽体内。然后最外围则排布着宇宙射线反符合探测器。作为下一代(G2) 实 验, SuperCDMS 将在位于加拿大的 SNOLab (Sudbury Neutrino Observatory Laboratory) 搭建更大的探测器,图.1–18 则显示了 SuperCDMS 实验的设计布局。

CDMS 实验同时测量电信号和热信号,而根据电信号和热信号的能量分支比的不



图 1-18 SuperCDMS 实验的探测器,图片来自 SuperCDMS 官方网站

同,实验上可以将本地的电子反冲事例和核反冲事例区分开来。另外,分布在探测器表 面~10 μs 的电子反冲事例通常表现为具有较小的电离能收集效率。因此这些事例可以 利用热信号的脉冲形状进行区分。CDMS 实验对于 10 keV 以下的核反冲能达到了 100% 的探测效率。所以该实验的主要竞争力同样体现在低质量区域。基于对 CDMS II-Si 运 行的 140.2 天数据的盲分析 (blind analysis, [37]), 3 个疑似 WIMPs 暗物质事例被发 现。而本底分析中得到的表面事例贡献的本底只有 0.4 个,也就是说超出本底预期的 2.6个事例本观测到。图.1-19(a)中最下角的三个蓝点标注的便是疑似的暗物质事例。经 过对事例选择和预期本底非常仔细的检验,超出本底的事例被认为是源于 WIMPs 暗物 质信号与探测器物质的作用。利用最大似然分析方法,相应的暗物质质量被计算为8.6 GeV/c², 且其与核子碰撞的自旋不相关的散射截面为 1.9×10⁻⁴¹ cm²。然而, 该结论却又 被其继任的 SuperCDMS 实验所排除^[38,39]。增加了 Z 方向探测电荷和热信号 (Z-sensitive Ionization and Phonon, Z 方向) 的传感器后,在 CDMS II 实验的基础上, SuperCDMS 实验对低能区的本底事例的排出能力提高了一个多数量级。然后,基于运行的 577 公 斤·天的曝光数据, SuperCDMS 实验没有发现超出本底的暗物质信号。该实验 2014 年 的结果显示 8 GeV/c² 的 WIMPs 暗物质粒子与核子碰撞的自旋不相关散射截面最大不 会超过 1.2×10⁻⁴² cm²,如图 1-19(b) 所示。截止目前为止,在暗物质直接探测范围内, SuperCDMS 实验对于几个 GeV 质量的 WIMPs 暗物质粒子的探测结果仍然是世界上最 灵敏的。



图 1-19 (a) CDMS II-Si 实验中电离产出与反冲能量的关系:上、下图分别是经过声子信号的波形 cut 之前和之后的事例分布;(b) SuperCDMS 实验设置的 WIMPs 质量-散射截面排除曲线^[39]。

1.3.1.3 利用液态的惰性气体探测暗物质

在以上的内容中,我们讨论了基于固态媒介研发暗物质探测器的实验。这些实验的 靶标物质可以是晶体,或者半导体,或者量热计。这一类型的实验可以达到很低的能量 阈值和很高的能量分辨率,所以对极低质量的暗物质探测具有独有的优势。而在本章节 中,我们将着重介绍另外一种完全不同的探测技术——基于惰性气体研发的暗物质探测 器。相比较其它的探测器媒介,惰性气体在直接探测暗物质的实验中具有非常多的优势 (Ref. [40]):

- 很好的核反冲/电子反冲辨别能力:不同类型的反冲,其闪烁光脉冲信号的波形不同,电(S2)和光(S1)的能量分支比不同;
- 相对较高的发光效率, 允许探测低质量的暗物质;
- 可以用来建造大型的探测器:液态的惰性气体((比如液氙)密度较大,具有很好的自屏蔽效应,所以在保证液体本身纯度的情况下,其有效体积内的本底事例非常低;利用时间投影室技术,发生在探测器内部的事例的位置可以很好的重建;
- 惰性气体本身很稳定,并且现在的工业技术可以将其提得非常纯,电离出来的电子在电场的作用下可以再1米甚至更长的范围内漂移而不被杂质吸收掉;
- 相比较晶体或半导体媒介,惰性气体的价格要便宜得多,因此建造吨量级以上的 超大型探测器更可能实现。

使用惰性气体搭建的探测器,有的只能探测液体闪烁光信号,而另外一些则可以同时 探测闪烁光信号和电离信号。这里我们根据使用的惰性气体元素的不同(液氖、液氩 和液氙),分别介绍如下几个代表性的实验: ZEPLIN, XENON, LUX, XMASS, DarkSide, DEAP/CLEAN。

ZEPLIN 是 ZonEd Proportional scintillation in LIquid Noble gases 的缩写。与其同类型 的实验还有 XENON (包括 XENON10、XENON100 和将来的 XENON1T)和 LUX (Large Underground Xenon experiment)以及将来的升级实验 LZ。它们都使用相似的探测技术,称为"两相型液氙时间投影室"(dual phase xenon time project chamber,或简称 TPC)。基于该技术,探测器可以同时测量由于暗物质粒子反冲产生的光信号和电信号。TPC 具体的探测原理将在下一章做详细阐述,这里我们只对这些具有代表性的实验做一简单介绍。

ZEPLIN 隶属于英国暗物质合作组 (UK Dark Matter Collaboration),利用液氙做媒介 直接探测 WIMPs 反冲产生的信号。其项目包括如下一系列实验:ZEPLIN-I、ZEPLIN-II 和 ZEPLIN-III。

- ZEPLIN-I 实验含有 3 公斤的液氙。从上世纪 90 年代开始,该实验在英国的博尔 比地下实验室 (Boulby underground laboratory) 运行。在这个阶段,ZEPLIN 还只是 使用单相的液态氙作为探测器靶标。脉冲波形的特性被用来区分本底事例 (pulse shape discrimination, PSD)。暗物质和一般的电子反冲事例会产生具有不同波形的 闪烁光信号。虽然差异很小,但是却可以用来帮助剔除本底事例,[41];
- ZEPLIN-II 是世界上第一个研发两相型液氙探测器并将其用于暗物质直接探测的实验。探测器含有 35 公斤的液态氙,顶上覆盖着 3 毫米的气态氙。三层电极被用来构造探测器的电场。探测器的顶端排布了 7 个光电管来收集来自探测器的信号。根据 31 天 ×7 公斤有效质量的运行,ZEPLIN-II 对质量为 60 GeV/c² 的 WIMPs 暗物质设置了 7×10⁻⁷ pb 自旋不相关的散射截面 (90% 的置信度,[42]);
- ZEPLIN-III 在上世纪九十年代末期便被提出来,探测器在 2006 年底安放在博尔比地下实验室,然后一直运行到 2011 年。其探测器的研发跟 ZEPLIN-III 是同时进行的。只不过,与 ZEPLIN-III 不同的是,ZEPLIN-III 采用了两个电极的结构来建设电场。与在气体中加上强电场提取出液体中的电子不同,两层电极结构的 TPC 是在液体中加上强电场 (4 kV/cm)。31 个 2 英寸的光电管组成的阵列浸泡在液体底部收集暗物质与液体标靶碰撞产生的信号。图. 1–20(a) 展示了 ZEPLIN-III 探测器的构造图。尤其值得一提的是,ZEPLIN-III 实验对伽马本底的排除能力达到了99.9%。根据 263.5 天 ×5.1 公斤的曝光数据,ZEPLIN-III 在暗物质探测区域找到

了 8 个事例,即图.1-20(b)中蓝色框内的事例。数据中,暗物质区域的 8 个事例 与预期的本底基本一致。所以 ZEPLIN-III 实验也是对暗物质与核子的散射截面设 置了一条排除曲线。对 50 GeV/c² 附近质量的暗物质,其与核子的自旋不相关散射 截面上限为 3.9×10⁻⁸ 靶恩,自旋相关散射截面为 8.0×10⁻³ 靶恩 ([43])。



(a) ZEPLIN-III 探测器的构造图

(b) ZEPLIN-III 实验的暗物质运行数据

图 1-20 ZEPLIN 暗物质实验, 来源见 Ref. [43]

由美国哥伦比亚大学主导的 XENON 暗物质实验运行在意大利的 Gran Sasso 地下 实验室。该实验通过测量探测器内反冲能量产生的光信号和电信号,并寻找超出本底的 核反冲信号以探测暗物质。探测器采用两相型液氙时间投影室。一个光电管阵列排布在 探测器底部的液体里,主要探测反冲能量产生的闪烁光信号;另一个光电管阵列排布在 探测器顶部的气体中,主要探测电子在气体中的电致发光。XENON 是第一个将 TPC 技 术用于大型液氙探测器的实验。它的发展经历了如下几个阶段:

- XENON10 实验于 2006 年的 3 月开始在 Gran Sasso 地下实验室运行。该实验主要 是作为更大型探测器 (XENON100) 的原型实验。XENON10 的探测器一共包含 有 15 公斤的液氙,其中 5.4 公斤的液氙在置信体积内。经过 58.6 天有效时间的运 行,XENON10 实验对不同质量的暗物质与核子的散射截面设立了上限,质量为 30 GeV/c² 的暗物质与核子碰撞,其自旋不相关的散射截面最大为 4.5×10⁻⁴⁴ cm²,自旋相关的散射截面最大为 5×10⁻³⁹ cm², [44]。
- XENON100 实验在 2008 年开始安装探测器。探测器放置在原来 XENON10 探测器的屏蔽体内。总共有 165 公斤的液氙灌装在 XENON100 的探测器内,其中 62

公斤在置信体积内。2010年,XENON100实验公布了第一批11.2天·40公斤的数据,并设置了当时最强的暗物质排除曲线。其结果显示,质量为55 GeV/c²的暗物质与核子碰撞的自旋不相关散射截面最大为 3.4×10^{-44} cm² (90% 的置信水平, [45])。在此基础之上,2012年,XENON100实验发布了其最终 225天·34公斤曝光数据^[46]。在暗物质探测区间内发现了 2 个事例,如图.1–21(a)中左下角的黑点所示。但是,由于预期的本底事例为(1.0 ± 0.2),所以仍然没有确凿的证据证明这两个事例就是暗物质事例。因此XENON100实验最终仍然没有找到暗物质。但是其所得到的暗物质排除曲线,在后来相当长一段时间内都是世界上最灵敏的暗物质直接探测结果。其最低的自旋不相关散射截面出现在 55 GeV/c²,相应排除的散射截面为 2×10^{-45} cm²;最低的自旋相关散射截面出现在 45 GeV/c²处,相应的散射截面为 3.5×10^{-40} cm²。另外,综合 XENON100 所有的数据,该实验也研究了暗物质的"年调制"效应,并在 2015年发表了数据结果([47,48])。数据显示,在 $2 \sim 6$ keV_{ee}能量范围内,由暗物质引起的"年调制"的总体置信度小于 1 σ 。也就是说数据中没有观测到明显的"年调制"现象。该结果在 4.8σ 的置信水平上排除了 DAMA/LIBRA 的实验结果。



(a) XENON100 最终 225 天的数据结果^[46]



(b) XENON1T 探测器额 TPC 安装, 图片来自 XENON1T 官方网站^[49]

图 1-21 XENON 暗物质探测实验

- XENON1T 是 XENON 项目的第二代(G2) 暗物质探测器([49])。实验于 2014 年 开始在地下搭建。根据设计,探测器内部可容纳总质量 3.5 吨的液氙,其中超过 2.2 吨在 TPC 内,而最终的置信质量可以达到 1 吨。在对暗物质信号敏感的区域, 上下总共排布了 248 个 3 英寸的高量子转化效率、低放射性的光电管(R1141021, Hamamatsu), 其中顶部 127 个, 底部 121 个。整个探测器将浸没在纯水中, 并在水里安放了 80 个 8 英寸的光电管 (R5912) 来反符合来自宇宙射线的信号。 XENON1T 实验于 2015 年 11 月份完成内部探测器的安装并开始灌注纯水。图. 1– 21(b) 显示的是在洁净室里安装 XENON1T 探测器的 TPC。经过 1 年有效时间的运 行, XENON1T 预期将 100 GeV/c² 质量的暗物质探测灵敏度提升到 5×10⁻⁴⁷ cm² (自旋不相关) 和 10⁻⁴² cm² (自旋相关)。

LUX (Large Underground Xenon experiment, [50]) 是另一个著名的液氙实验。与 ZEPLIN 和 XENON 一样,其采用时间投影室技术搭建探测器,以探测暗物质反冲产生的 光信号和电信号。LUX 实验的探测器在美国南达科他州的 Homestake 矿井内的 Sanford 地下实验室运行 (Sanford Underground Laboratory, SURF, 前身叫 Underground Science and Engineering Laboratory 简称 DUSEL)。

LUX 合作组成立于 2009 年。在地面上上组装完成的探测器于 2012 年夏天运到地 下实验室,并在 2013 年 4 月份开始采集数据。截至 2015 年, LUX 是世界上最大的正在 运行中的液氙暗物质探测实验。探测器内部总共灌装了 370 公斤的液氙,其中 250 公斤 在有效区域。在 TPC 的上下各有一个由 61 个 2 英寸的光电管组成的光电管阵列。这些 光电管用来探测能量释放在液氙中的闪烁发光以及电子在气氙中的电致发光。通过将氚 化甲烷 (tritiated-methane, $E_{max} \approx 18 \text{ keV}$) 贝塔源 (β^-) 注入到探测器中进行刻度, LUX 对探测器的电子反冲响应做了非常好的研究。这也是目前液氙实验中,能量阈值最低的 电子反冲标定。LUX 探测器的核反冲和电子反冲标定得到的能量分支比(log10(S2/S1)) 与 S1 的关系, 一般称为 NR band 和 ER band, 如图. 1-22(a) 所示。而经过计算 ER 和 NR band 之间的分离程度,则可以得到探测器对电子反冲事件的排除能力。在暗物质探 测区域内, LUX 实验的 ER 排除能力为 (99.6±0.1) %。2013 年, 基于 85.3 天 ×118 公 斤的数据, LUX 公布了实验的第一个结果。0.64 个本底事例预期会出现在暗物质的探 测区间 (NR band 的中心值以下的区域),但是在数据中一个疑似事例都没找到。所以, LUX 的也是对暗物质的散射截面设了一条排除曲线,如图.1-22(b)所示 ([51])。其对 质量为 33 GeV/ c^2 的 WIMPs 暗物质有着最低的散射截面上限,为 7.6×10⁻⁴⁶ cm²。在超 对称理论模型的参数空间内, LUX 的给出了目前世界上直接探测暗物质最灵敏的结果。 相比较 XENON100 的实验, LUX 的探测器达到了更高的光采集效率。在零电场下, 对 于122 keV 的伽马, LUX 的光产额为 8.8 PE/keVee, 而 XENON100 只有 3.8 PE/keVee。而 这更高的光采集效率, 使得 LUX 有机会在低质量区域有所突破。而实际上, LUX 将之 前由 DAMA/LIBRA, CoGeNT 和 CDMS II-Si 宣称的疑似暗物质事例全排除掉了。LUX 实验的探测器于 2014 年的 9 月份重新开始采集数据,现在仍在继续运行。其目标是积 累 300 天有效时间的数据。



图 1-22 LUX 暗物质实验

LUX 合作组的历史可以追述到 XENON10 甚至更早的 ZEPLIN 实验。后来的 LUX 主要成员是当时 XENON10 合作组里的主要美方力量,而且大多数都有 ZEPLIN III 的 实验经验。所以作为美国本土的第二代 (G2) 暗物质实验,LUX 和 ZEPLIN 组成了 LZ 合作组,并提出建立更大的液氙探测器。LZ 项目于 2015 年 7 月 15 日,被美国能源部 和自然科学基金委 (DOE/NSF) 正式批准立项。LZ 的探测器将包含多达 10 吨的液氙,其中有效区域内的质量为 7 吨,最终的置信质量估计在 5.6 吨左右。TPC 的顶端和底部 各排布 244 个 3 英寸高光子转化效率、低放射性的光电管 (R11410, Hamamatsu)。另外 有 180 个光电管装在 TPC 的表面 "皮肤"区域作为反符合系统。图. 1–23展示了 LZ 探测器的设计图 ([52])。如此巨大的探测器将极大提高暗物质探测的灵敏度。而经过 1000 天有效的运行,LZ 实验就有可能触碰到所谓的"中微子地板"。

不同于以上实验所采用的两相型液氙时间投影室技术,日本的 XMASS 实验则是基于单相型液氙来研发暗物质探测器。XMASS 全称 "Xenon detector for weakly interacting MASSive particles"。除了利用高纯的液氙探测暗物质外,XMASS 的物理目标瞄准了太阳中微子 (solar neutrinos, pp 和 ⁷Be 道)以及无中微子双贝塔衰变 (neutrinoless double beta decay)。该项目也是逐阶段实施的。第一阶段的 XMASS-I 主要集中在暗物质的探测,于 2010 年启动运行,但是由于在调试运行中发现实验所采用的 3 英寸光电倍增管 (R11410)有很高的本底,所以实验被迫中止。后来的研究发现,这些本底放射性来自于光电倍增管密封圈材料中的银-110。为了减少其影响,XAMSS 在光电倍增管的光电面后增加了一个高纯铜罩以阻挡背后的放射性进入探测器,并于 2012 年重新启动了实验。经过光电倍增管的处理之后,探测器内部的本底事例率降低了一个数量级。而探测



图 1-23 LZ 探测器的概念设计[52]

的能量阈值也从之前的 1 keV_{ee} 降到 0.3 keV_{ee}。自 2013 年 11 月起, XMASS 实验进入稳定的数据采集阶段。

XMASS-I的探测器位于日本东京大学内宇宙线研究所的神冈观测站(Kamioka Observatory of theInstitute for Cosmic Ray Research)。探测器分为内外两部分。内部是一个近似球形的铜容器,里面盛满液氙。球体的直径为 80 公分,上面共排布着 642 个六角形的 3 英寸光电倍增管。图.1–24(a)显示了 XMASS-I 的内探测器的安装。内探测器安放在一个柱形的外容器中心。外容器内装满纯水,72 个 20 英寸的光电倍增管安装在水池中作为宇宙射线的反符合系统。XMASS-I 的探测器是目前世界上在运行的最大的液 氙探测器。共有 835 公斤的液氙处于有效质量区域。不同于 TPC 可以同时测量光和电信号,XAMSS-I 的探测器只测量粒子与液氙作用产生的闪烁光信号(S1)。所以该实验不能利用不同反应类型具有不同的光电分支比这一特性来区分核反冲事例和电子反冲事例。XMASS-I 实验充分利用液氙良好的自屏蔽效应,假设所有的本底事例都被阻挡在置信区域之外,而暗物质事例在置信体积内是均匀分布的。另一方面,基于对闪烁光信号的波性研究(如图.1–24(b)所示,[53]),XMASS-I 实验利用核反冲和电子反冲造成的闪烁信号衰减时间不同这一特性(pusle shape discrimination, PSD),来增强探测器对本底事例的抗干扰能力,进一步提出数据中的本底事例。

由于 XMASS-I 实验实现了光电倍增管的全覆盖, 所以该实验取得了非常高的光采

集效率。利用 122 keV 能量的伽马源对探测器进行标定,XMASS-I 探测器得到的光产 额为 14.7 PE/keV_{ee}([54])。作为对比,LUX 实验在零电场下,122 keV 能量的光产额为 8.8 pe/keV_{ee}。如此高的光探测效率,使得 XMASS-I 实验在低质量的区域具有更强的探 测能力。但是,由于其较高的本地事例率,以及较低的电子反冲事例的排除能力,虽然 XMASS-I 取得了非常高的光探测效率,但是实验结果却并不如 XENON100 和 LUX 那 样有竞争力。作为 XMASS-I 实验的升级版,XMASS-I.5 的探测器将灌注多达 5 吨的液 氙同时具备 1 吨的置信质量。而在其终极的 XMASS-II 实验中,液氙的总质量将被提升 到 25 吨,置信质量也将达到 10 吨。



(a) XMASS-I 内探测器的安装^[54]

(b) 波形参数: ¹³⁷Cs (红色) 和 ²⁵²Cf (黑色)^[53]

图 1-24 XMASS-I 暗物质探测实验

同氙类似,其它惰性气体,如氩和氖也被用来作为暗物质探测的媒介。其技术也跟 液氙实验非常相像,既可以利用 TPC 探测光和电两种信号;也可以发展单相液体探测 器,只探测光信号。相比较氙,由于大气中富含氩,所以氩的价格更为便宜。而且,在 液氩中,核反冲和电子反冲的闪烁光信号的波形区别更为明显,所以可以更好得运用 PSD 技术分辨本底事例。在液氩中,闪烁光来源于两个相邻激发态的退激发。其中三重 态的寿命长达 1.6 µs,而短寿命的但激发态的寿命只有 6 ns。如 Ref. [55] 所述,当电子 径迹上的电离密度增高时,长寿命的激发态会受到抑制。由于核反冲的电离密度要高于 电子反冲,所以,电子反冲的信号便会比核反冲信号有更长的衰减时间。利用这种特点 来辨别能量反应类型的技术叫"脉冲形状鉴别"(pulse shape discrimination,简称 PSD)。 图. 1–25所描述的便是液氩中电子反冲和核反冲事例的"脉冲形状"特点。其中,红色 实线显示的是电子反冲产生的脉冲信号时间分布,而蓝虚线则是核反冲的脉冲信号。很 明显,相比较核反冲,电子反冲有更多的事例具有长寿命的脉冲光信号。但是,氩也有 很明显的缺点。其中最致命的一点是自然的氩含有天然的放射性同位素,³⁹Ar。大气中 ³⁹Ar 的活度大概为 1 Bq/kg (每公斤的大气里,每秒钟有一个 ³⁹Ar 发生衰变)。而 ³⁹Ar 的贝塔衰变的产生的 β/γ 最大能量又比较靠近暗物质探测区间,所以 ³⁹Ar 势必会对暗 物质探测引入很高的本底事例,降低探测器的灵敏度。



图 1-25 液氩的"脉冲形状鉴别"示意图^[55]:红色实线显示的是电子反冲产生的脉冲信号时间分布, 而蓝虚线则是核反冲的脉冲信号。

DarkSide 实验是利用液态氩建造时间投影室来探测暗物质 ([56])。探测器位于意大利的 Gran Sasso 地下实验室。其原型探测器, DarkSide-10 的置信质量只有几十公斤的天然氩。探测器于 2010 至 2013 年期间,在美国普林斯顿大学研发,并移至 Gran Sasso 地下实验室运行。DarkSide-10 的实验主要着重于液氩探测器关键技术的研发,比如探测器的能量分辨率、伽马背景的排除能力等 ([57]),最终为更大型的实验 DarkSide-50 做技术支撑。DarkSide-50 是 DarkSide 项目的第一个真正意义上的暗物质探测器。图. 1–26(a) 展示的是 DarkSide-50 的探测器结构。从内到外依次包括了三个探测器:最里面是液氩的 TPC;外层是球状容器内盛放液态闪烁体,以屏蔽来自外界宇宙射线、伽马射线以及宇生中子的干扰;最外层是切伦科夫水探测器,用以剔除宇宙射线粒子。110 个 8 英寸的低放射性、高光电效率 (在 408 nm 的波段,平均效率为 37%)光电倍增管 (R5912,

Hamamatsu) 排布在探测器球体的内部来探测光信号。

DarkSide-50 的实验先在探测器中灌装自然大气中的氩(atmospheric argon, 简称 AAr), 并于 2013 年 11 月到 2014 年 5 月间运行采数。2014 年 10 月, 经过 49.2 天 × 36.9 公斤的曝光, DarkSide-50 实验公布了他们的关于暗物质探测的数据结果。实验中, 在 暗物质探测区域一共发现3个事例,而预期的本底事例则为1.3个。DarkSide-50在利用 液氩直接探测暗物质的领域内取得了世界上最好的结果^[58]。但是由于 ³⁹Ar 造成的本底 事例太高, DarkSide-50的结果仍然没有像液氙实验那样具有竞争力。然而, 幸运的是, DarkSide-50 实验组成功在地下找到了低放射性的老氩。由于 ³⁹Ar 主要是宇宙射线激发 产生的,所以在宇宙射线通量小的地下,经过长时间的衰减,氩气中的³⁹Ar同位素已 所剩无几。在底下找到的老氩 (underground argon, 简称 UAr), 其³⁹Ar 的活度降低了 1000多倍,从之前的1Bq/kg降低到(0.73±0.11)mBq/kg([59])。DarkSide-50实验组从 位于科罗拉多西南部一个利用真空变压吸附 (Vacuum Pressure Swing Adsorption, VPSA) 装置生产 CO₂ 的工厂中收集这些低本底的老氩, 该装置如图. 1-26(b) 所示 (Ref. [60, 61])。然后这些收集到的气体再输运到费米国家实验室(Fermi National Laboratory)利 用低温蒸馏的方法进一步纯化。有了这些低本底的老氩, DarkSide-50 于 2015 年 4 月 8 号到 7 月 31 号之间采集了 70.9 天的数据。在 36.9 公斤的置信质量区域内,没有发现 任何事例。所以, DarkSide-50 同样为 WIMPs 暗物质的自旋不相关的散射截面设置了上 限。对于质量 100 GeV/c² 的 WIMPs, DarkSide-50 数据允许的最大自旋不相关散射截面 为 2.0×10⁻⁴⁴ cm²。相比较前一阶段利用 AAr,其结果将散射截面的上限往下推进了 3 倍。

作为 DarkSide-50 实验的升级, DarkSide 的第三个阶段称作 DarkSide-G2。同 XENON1T, LZ 一样, DarkSide-G2 也是第二代(G2) 暗物质探测实验。其探测器将容纳 3.3 吨有效 质量的液氩, 期望对 100 GeV/c² 暗物质的探测灵敏度达到 10⁻⁴⁷cm²。

不同于 DarkSide 实验使用两相液氩 TPC 技术, DEAP/CLEAN 项目则只使用单相的 液氩来建造暗物质探测器。DEAP/CLEAN 项目包括 DEAP (全称 Dark matter Experiment using Argon Pulse-shape discrimination) 和 CLEAN (全称 Cryogenic Low Energy Astrophysics with Noble liquid) 两个合作组。他们都只测量反冲能量在液氩中产生的闪烁光信 号。所以,由于缺少电信号,该类型的实验不能使用光电分支比来鉴别核反冲事例和电子反冲事例。他们剔除电子反冲事例的主要办法是对闪烁光脉冲的波形进行分析,即利 用 PSD 参数来区分核反冲和电子反冲。DEAP/CLEAN 的大家族主要由以下几个实验组 成: picoCLEAN, MicroCLEAN, MiniCLEAN, DEAP-0, DEAP-1, DEAP-3600 以及将来的 DEAP/CLEAN。现将这些实验简要介绍如下^[62,63]:

- picoCLEAN/DEAP-0: 这两个都是最开始的处于预研阶段的实验。



(a) DarkSide-50 探测器构造

(b) 真空变压吸附装置 (VPSA)

图 1-26 DarkSide-50 暗物质实验[60,61]

MicroCLEAN: 探测器内盛装 4.3 公斤的液氩或 3.8 公斤的液氖,两个光电倍增管用来收集信号。实验在耶鲁大学的地面实验室运行,主要是用来研究 PSD 甄别本底事例的能力。其结果如图.1–27 所示:蓝色的点代表核反冲事例,红色的点代表电子反冲事例。两者在 PSD 参数空间内被明显区分开来。



图 1-27 MicroCLEAN 实验测量得到的 PSD 参数^[62]

- DEAP-1:7 公斤的液氩作为探测媒介,2 个光电倍增管用来收集信号。实验开始 在女王大学的地面实验室进行,后来于2007 年至2011 年移至 SNOLAB 运行。同 MicroCLEAN 类似,该实验主要也是用来研究液氩 PSD 甄别本底事例的能力,并 且验证单相液氩探测器的诸多技术细节,为更大的 DEAP-3600 实验服务。

- MiniCLEAN: 该实验同时用液氩和液氦作为探测器媒介。探测器内液体的有效质量为 500 公斤,其中置信质量大概为 150 公斤。探测器可以从液氩系统变切换成液氦系统以研究在暗物质、pp 太阳中微子实验中的所谓 A² 效应,即暗物质或pp 太阳中微子与物质碰撞的几率与靶标的质量数成平方关系。如图. 1–28 所示,MiniCLEAN 的中心探测器主要包含三部分:内容器、导光管和外容器。内容器里面装满低温的液态惰性气体(液氩或液氛),导光管伸到内容器内,同时也定义了有效体积。外容器则提供必要的隔热保护。整个探测器的有效体积被 92 个 8 英寸的光电倍增管(R5912-HQE)完全覆盖。该实验关注的能量区间为 12.5 到 25 keV_{ee}(或 50 到 100 keV_{nr})。如果使用大气氩(AAR)运行 2 年,MiniCLEAN 实验期望将质量为 100 GeV/c²的暗物质自旋不相关散射截面的上限设定在 10⁻⁴⁵ cm² 水平。



图 1-28 MiniCLEAN 实验的探测器^[62]:(左) 探测器的结构示意图;(右) 光导管的示意图。

DEAP-3600: 该实验的探测器内含 3600 公斤总质量的液氩,其中置信体积内的质量达到 1000 公斤。探测器的外形是一个大有机玻璃球。255 个 8 英寸的光电倍增管(R5912-HQE)通过光导管系统安装在球壁上来探测来自球体内的光信号。同

MiniCLEAN 类似, DEAP-3600 的光电倍增管也是 4π 包裹着探测器。DEAP-3600 探测器的构造如图. 1–29(a) 所示,而图. 1–29(b)则显示了内球壁的安装。由于实验 内灌装的是大气氩,所以该实验的主要本底仍然来源于 Ar 的放射性同位素 ³⁹Ar 产生的 β/γ。如前所述,³⁹Ar 在大气中的放射性活度大概为 1 Bq/kg。PSD 是其剔 除本底事例的主要手段。DEAP-3600 实验先将探测器内注入氮气,并于 2015 年的 二月开始调试运行。而真正灌注液氩并开始暗物质探测的实验预计将于 2016 年早 期开始。DEAP-3600 的目标是将探测器运行 3 年的有效时间,其所期望的探测灵 敏度是将质量为 100 GeV/c² 暗物质与核子碰撞的散射截面 (自旋不相关)上限在现 有水平的基础上降低 20 倍,即到 10⁻⁴⁶ cm² 的水平。



(a) DEAP-3600 探测器的构造图



(b) DEAP-3600 内容器的安装

图 1-29 DEAP-3600 暗物质探测实验^[63]

- DEAP/CLEAN: 该实验期望在未来的探测器内装满 40 到 120 吨的液氩或液氛。 而其探测器的具体设计以及未来的科学前景则将视现阶段 MiniCLEAN 和 DEAP-3600 实验的运行情况而定。

1.3.2 间接探测暗物质

暗物质间接探测是指寻找暗物质湮灭或者衰变产生的信号。根据现代的宇宙学理 论,在宇宙中暗物质致密的区域,比如星系或星系团的中心地带,WIMPs 暗物质粒子 有足够大的几率彼此碰撞,并湮灭或衰变。而最小对称标准模型(MSSM)又告诉我们, 暗物质本身的湮灭则可以产生标准模型内的各种粒子,比如夸克、轻子和波色子,如 公式.1-4 所示。所以探测宇宙中超出的伽马射线、反物质(反质子或正电子)以及中 微子则可以对暗物质的存在提供极强的间接证据。在本章节中,我们将重点介绍几个 典型的间接探测暗物质的实验,包括费米伽马射线空间望远镜(Fermi Gamma-ray Space Telescope)、阿尔法磁谱仪(Alpha Magnetic Spectrometer)以及位于南极的 IceCube 中微 子观测实验。

$$\chi\chi \to \begin{cases} q \ \overline{q} \\ l \ \overline{l} \\ W, \ Z, \ H \end{cases} \to \nu, \gamma, e^+ e^-, \overline{p}$$
(1-4)

费米伽马射线空间望远镜 (Fermi Gamma-ray Space Telescope) 简称 FGST。其前身称作大型伽马射线望远镜 (Gamma-ray Large Area Space Telescope)。费米伽马射线望远镜的研制包含了多个物理目标。通过探测宇宙中超出的伽马射线,其可以间接地探测暗物质。FGST于 2008 年 6 月 11 号发射上天。如图. 1–30(a)所示,其科学仪器主要包括两部分:大型望远镜 (Large Area Telescope, LAT)和伽马射线暴检测仪 (Gamma-ray Burst Monitor, GBM)。LAT 是一个伽马射线成像仪,它主要用来探测宇宙天空中 20% 视角内的能量为 20 MeV 到 300 GeV 甚至更高的伽马射线。GBM 则包含了 14 个闪烁体探测器 (12 个碘化钠晶体和 2 个铋化锗晶体)。它能够探测宇宙中除了地球之外的全天空视角内的伽马射线暴。



图 1-30 (a) 费米射线天文望远镜;(b) 费米望远镜扫描的全天空伽马射线图^[64]

2008 年 9 月,费米 GBM 观测到了从 GRB 080916C 发出的高能伽马射线 ([64]),同时 LAT 也得到一个相当复杂的全天空伽马射线图 (图.1–30(b)所示)。基于费米 LAT 的数据结果,有许多关于宇宙中伽马射线超出的报告 (Goodenough & Hooper (2009, 2011), Hooper & Slatyer (2013), Abrazajian et al (2014), Calore et al (2014), Daylan et al (2014), Gordon & Macias (2014))。大家一致同意,在 LAT 的数据中,能量为 1-2 GeV 的伽马射线明显超出了标准的天文观测。然而,目前为止,研究人员尚未能排除复杂的背景因素造成该超出的可能性。换而言之,并没有确凿的证据证明这些超出的伽马是来源于星系中心的暗物质湮灭^[65]。同时,Fermi-LAT 合作组基于六年的观测数据,也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^[66]。通过伽马射线的探测,并没有发现矮卫星系。所以,据此,他们对 WIMPs 暗物质的 bō和 $\tau^+\tau^-$ 衰变道的截面设置了上限,其结果如图.1–31 所示。



图 1-31 基于对银河系内 dSphs 的数据分析, Fermi-LAT 设置的暗物质湮灭截面的上限 (95% 置信水平): (a) b \overline{b} 衰变道和 (b) $\tau^+\tau^-$ 衰变道,来源见 Ref. [66]。

阿尔法磁谱仪 (Alpha Magnetic Spectrometer, 简称 AMS) 是华裔诺贝尔奖获得者 丁肇中教授领导的实验团队。该实验主要是通过寻找宇宙中的反物质来探测暗物质。 AMS 实验设备搭乘末班航天飞机——奋进号 (STS-134) 于 2011 年 5 月 19 日发射升 空。如图.1–32所示,其探测器主要由以下几部分构成:九层高精度的硅径迹板 (silicon tracker),用来记录在磁场中的带电粒子的轨迹坐标;一个渡越辐射探测器 (transition radiation detector, TRD) 测量最高能量粒子的速度;四个飞行时间计数器 (time of flight counter, TOF),用来测量低能量粒子的速度;一个永磁体提供带电粒子偏转所需的磁 场;一个反符合探测器阵列 (anticoincidence counter, ACC) 包裹着内部的硅径迹板,用 来剔除从探测器侧边乱入的粒子;一个环成像切伦科夫探测器 (a ring imaging Cerenkov detector, RICH),超高精度测量快速运动粒子的速度;一个电磁热量计(electromagnetic calorimeter, ECAL)以测量粒子的总能量。



⁽a) AMS-02 探测器的设计图

(b) 安装在国际空间站上的 AMS-02 探测器

图 1-32 AMS 暗物质探测实验,图片来源于 AMS 实验官方万展,并参考 Ref. [67]

经过18个月的运行后,AMS合作组于2013年3月30日发布了他们的第一个数据结果^{167]}。在探测器记录下来的250亿个粒子中,他们共搜集到680万个正负电子,能量分布在0.5到350 GeV/c²。而这些正负电子事件中,正电子的事例超过了40万。同时该实验还发现,正电子的丰度(正电子数与正负电子总数的比值)在10到250 GeV/c²的能量范围类出现了稳步的增长。在第一批数据结果之上,AMS实验又采集分析了1.7倍的数据,并于2014年9月18日公布了数据结果^{168]}。这一次的数据中,他们总共找到了1090万个正负电子事例,其结果也进一步证实了先前的结论。如图.1–33 所示,实验还发现正电子丰度在275±32 GeVc² 附近达到顶峰,为16%。而在更高的能量区域(500 GeV/c²以上),正电子的丰度则开始出现下降。AMS实验的测量与之前的PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)实验以及Fermi-LAT实验得到的结果相一致。目前的数据分析结果都支持了宇宙中暗物质湮灭产生正负电子的这一理论模型,但是仍然不能排除其他的解释。另外,除了正电子的研究外,AMS实验组于2015年4月15日发布了宇宙中反质子超出的消息。消息称,反质子对质子的比值在20到450 GeV/c²的能量范围内基本是个常数,而这是现有的次级粒子产生模型所不能解释的。该结果将在随后发表的论文中有详细的报告。

理论上,当WIMPs 穿过大质量的星体比如太阳或地球的中心时,由于引力作用,他 们可能会被这些星体捕获。一旦被捕获的WIMPs 暗物质粒子的密度足够大的时候,那 暗物质的湮灭便成为可能。不像宇宙中的高能伽马射线或者反粒子可能有其它的产生机



图 1-33 AMS-02 实验第二批数据结果^[68]:顶部是 AMS 实验测得的正电子丰度随着能量变化的曲线, 实线则是最好的数据拟合。底部的阴影是对最小超对称标准模型的拟合结果(68%的置信水平)

制,暗物质湮灭是产生高能中微子的唯一源头。而在暗物质湮灭产生的粒子中,也只有中微子能够从太阳的中心逃逸出来。所以,寻找宇宙中的高能中微子便可以为提供暗物质间接探测最有力的证据。而 AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array)、ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch)以及 IceCube 实验便是为了探测高能的中微子。

IceCube 或称为 IceCube Neutrino Observatory 是一个建造在南极的中微子观测实验。 图. 1–34(a) 展示了该实验的布局。从上到下,该实验的探测装置包括在南极洲大陆冰面 上的 IceTop 和冰面下 1450 米到 2450 米深处的 IceCube 阵列。IceTop 是由一系列的切 伦科夫探测器组成。其主要作用是探测宇宙射线产生的切伦科夫光,从而排除掉由宇 宙射线引起的信号。而 IceCube 阵列则包括了总共 86 个 string (包括 6 个位于更深处的 Deepcore strings)。平均每个 IceCube string 上有两个切伦科夫探测器。每一个 string 包含 有 60 个数字化的光学模型 (Digital Optical Module, DOM)。如图. 1–34(b) 所示,每个数 字化光学模型 (DOM) 则由一个光电倍增管和一个独立的数据采集计算机组成。所以, 基于这样的布局,在南极冰雪大陆 1 立方公里的积内, IceCube 实验一共排布了 5160 个 这样的光敏传感器来寻找中微子。



图 1-34 IceCube 实验,图片来源于 IceCube 官方网站,并参考 Ref. [69]

IceCube 实验于 2004 年澳洲的夏天开始安装。最初的 79 个 strings 以及每个 string 上携带的 60 个数字化光学模块 (DOM) 于 2010 年的 1 月份安装完成。在 2010 年的年 底,项目组完成了整个 IceCube 探测器的共 86 个 string 的安装。2013 年,经过探测器 两年的数据采集 (2010 年 5 月到 2012 年 5 月),IceCube 合作组发布了其第一个观测结 果^[69],而该结果在随后的一年里,被更多的数据所证实^[70]。IceCube 实验在 988 天有效 时间的数据里,一共找到 37 个能量分布在 30 到 2000 TeV 的中微子。而这些中微子完 全来自天体的解释则在 5.7 σ 的水平被排除掉。2015 年,IceCube 合作组利用其基本完 成的探测器 (79 strings)有效运行 320 天的数据,发布了其暗物质的探测结果^[71]。最 终的结果显示,与本底预期基本一致,没有探测到明显的中微子超出。基于此,该实验 同样也对暗物质自我湮灭的界面设置了上限(包括 bb, $\tau^+tau^- 和 \nu \overline{\nu}$ 衰变道)。结果如 图. 1–35 所示。其中虚线是指其探测灵敏度,而实线则是基于数据的暗物质湮灭截面的 上限。现在,IceCube 实验的有效数据量已达到 3 年,所以更多的结果会在其今后发表 的论文中体现。而作为 IceCube 下一代的中微子探测实验,PINGU (Precision IceCube Next Generation Upgrade)也已经被提上日程^[72]。所以,通过寻找中微子来间接探测暗 物质的实验灵敏度将会随着探测器的升级以及更多的曝光时间而得到进一步的提升。



图 1-35 IceCube 实验数据得到的暗物质不同道湮灭截面的灵敏度(虚线)和上限(实线)[71]

1.3.3 加速器实验

以上所讨论的实验都是基于已经"存在"的暗物质粒子。而另外一种完全不同的 实验则是利用标准模型的粒子在加速器上"创造"出暗物质。大型强子对装机(Large Hadron Collider LHC)是目前世界上最大、能量最高的加速器。它坐落于日内瓦附近瑞 士和法国的交界的地下175米深、总长27公里(含环形隧道)的隧道内。图.1–36显示了 该加速器的示意图。超过1600个超导磁铁安装在隧道内以确保粒子束准直在环形轨道 上。2008年9月10日,对撞机初次启动进行了测试。而第一次的物理运行则是在2010 年的3月30日到2013年2月13日。其加速的质子能量开始时是每粒子束3.5 TeV(总 碰撞能量7TeV),2012年后每束粒子的能量提升到4TeV(总碰撞能8TeV),[73]。在 LHC上共安装了7个实验的探测器:ATLAS,CMS,ALICE,LHCb,TOTEM,MoEDAL 和LHCf。利用第一次运行时的质子-质子碰撞,ATLAS和CMS实验组于2012年各自 独立地在LHC上找到了标准模型预言的最后一个粒子,希格斯波色子(Higgs boson,也 被称为"上帝粒子")。2015年4月5日,LHC加速器又重新启动。这一次的加速能量 提升到每束粒子 6.5 TeV(总能量13 TeV),[74]。

原则上,粒子能够以各种能量(当然要低于总碰撞能量)在LHC上加速、对撞。但是,通常情况下粒子初始的能量往往决定了对撞产出的粒子种类。所以,在LHC上加速或碰撞"创造"暗物质,其第一步需要解决的问题是以什么样的能量来加速什么样的粒子。另外,ATLAS和CMS等探测器只能测量在探测器内留下信号的粒子。但是,由于



图 1-36 大型强子对装机, LHC。图片来源于 CERN 官方网站

暗物质与标准模型的粒子作用截面非常小,所以即使在LHC产生出了暗物质粒子,他 们可能直接"逃"掉,而没有在现有的探测器上留下任何痕迹。所以,在加速器上产生 并确认暗物质的方法是精确监测碰撞后随同暗物质一起出来的普通粒子的能量,检验碰 撞前后的粒子能量是否有失衡现象。基于严格的能量守恒定律,一旦有"消失"的能量 被观测到,那这"消失"的能量则一定是某种新的东西,有可能就是超对称粒子或者我 们梦寐以求的暗物质。
第二章 基于两相型液氙时间投影室的暗物质探测技术

如第一章中所提到的, 液态的惰性气体, 尤其是液氙和液氩被广泛地运用于暗物质 探测实验。而基于两相型液氙的时间投影室则由于众多独特的优势而更加引人关注。当 前, 两相型液氙实验已切入超对称理论预言的主流参数空间, 并对于大多数 WIMPs 质 量区域都取得了世界上最好的探测灵敏度。在本章, 我们将论述液氙由于其独特性质而 在直接探测暗物质领域不可或缺的地位, 同时着重阐述基于两相型液氙的时间投影室探 测技术。本章的内容主要包括以下几个方面: 首先在章节. 2.1 中, 我们将详细描述液氙 作为暗物质探测媒介的独特性质, 包括物理性质和电光特性; 然后在章节. 2.2 中, 我们 将着重阐述基于两相型液氙的时间投影室技术; 最后, 在章节. 2.3 我们将介绍该类型实 验的本底甄别方法。

2.1 液氙的性质

2.1.1 物理性质

表.2-1 罗列了惰性气体的部分物理性质(数据来源:WebElements以及NIST Fluid)。 惰性气体的化学性质比较稳定,通常情况下不参与化学反应,因此其基本以单质形式存 在。在常温常压下,惰性气体都是气态形式,所以比较容易提纯。而相比较而言,固体 物质的提纯需要首先将其气化,所以比较困难。而且,利用惰性气体制作的探测器,内 部介质比较均匀,各向同性较好,容易升级做成更大的探测器。如表中所示,氙气是惰 性气体中最稀少的一种,空气中的体积分数比只有0.1 ppm (ppm, particle per million), 即每一千万个空气中分子中只有1个氙原子。所以,这也使得氙气的成本较其他气体 更高。一般来讲,纯度达到实验室可用标准的氙气价格大约为每公斤1000美元。但是, 这个价格相比较晶体或半导体探测器要便宜得多(晶体或半导体的价格大概在每公斤10 万美元的量级)。因此,建造百公斤甚至吨量级的探测器的成本也在现代实验的承受范 围之内。

1. 高沸点温度

图.2-1为氙的三相图,其三相点在162K,0.8大气压处。在标准大气压下,液相氙的温度在162K到165K之间。相比较其它惰性气体,氙的沸腾温度最高(自然界中没有稳定的氡元素,所以未将其考虑在内)。较高的沸点温度也使得氙气的液化较为容易,不需要非常苛刻的制冷系统。不过,任何事物都有它的两面性,较高的沸点温度也是把

利用 PandaX 一期的探测器寻找低质量的暗物质

性质	氦 (He)	氖 (Ne)	氩 (Ar)	氪 (Kr)	氙 (Xe)	氡 (Rn)
原子序数 (Z)	2	10	18	36	54	86
平均摩尔质量	4.0	20.2	39.9	83.8	131.3	222
熔点 (T _m ,标准大气压)	-	24.5 K	83.4 K	115.6 K	161.4 K	202 K
沸点 (T _b ,标准大气压)	4.2 K	27.2 K	87.2 K	121.2 K	165.2 K	211.3 K
三相点温度 (T_t)	2.2 K	24. 6 K	83.8 K	115.8 K	161.3 K	202 K
三相点压强 (P_t)	0.05 atm	0.43 atm	0.68 atm	0.72 atm	0.78 atm	0.69 atm
气体密度(标况)	0.18	0.90	1.78	3.71	5.85	9.97
液体密度, g/cm ³	1.25	1.21	1.39	2.42	3.06	4.40
附体密度, g/cm ³	-	1.44	1.62	2.83	3.54	-
相对介电常数 ϵ_r	1.06	1.53	1.50	1.66	1.95	-
大气中丰度 (ppm, 体积)	5.2	18.2	9340	1.1	0.09	-
市场价格,美元/立方米	22.3-44.9	2.7-8.5	60-120	400-500	4000-5000	-

气体密度是指0°C,标准大气压的条件下

表 2-1 惰性气体相关物理性质汇总,数据来源::WebElements 以及 NIST Fluid

"双刃剑"。因为在较高的温度条件下,许多电负性杂质仍然以气态的形式存在,不能被 有效的去除。而在温度更低的液体中,这些电负性杂质将会冻结在液体中,然后随着液 体的循环被纯化器剔除。不过,随着工业水平的发展,通过不断得循环提纯,现在的商 用纯化器已经具备将氙气提纯到暗物质实验所要求的水平的能力。

2. 大原子系数及高液体密度

氙的原子序数为 54,其平均摩尔质量为 131.3。除了氡以外,氙是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。在常压下,液氙的密度大约为 3 g/cm³。如果我们假设暗物质与核子碰撞的截面是自旋不相关的,即碰撞几率不依赖于核子的初始自旋态,那么暗物质与原子核的碰撞总几率则遵循所谓的 A² 效应,即与原子的质量平方成正比。从这个角度考虑,越重的原子核具有更高的暗物质碰撞几率,则暗物质阈值碰撞产生的事例率也更高。最小超对称标准模型预言的 WIMPs 暗物质质量 在 GeV/c² 到 TeV/c² 之间,并且典型暗物质质量为 100 GeV/c²。假设 WIMPs 暗物质与核子碰撞的自旋不相关截面为 10⁻⁹ pb 并且探测器有理想的能量分辨率,图. 2–2 则阐释了 100 GeV/c² 的暗物质粒子与不同的核素碰撞产生的反冲能谱^[28]:绿线为氙 (Xe, 131), 蓝线为锗 (Ge, 76),红线为氩 (Ar, 40),黑线为氖 (Ne, 20)。而线上标注的实点则显示了该类型探测器的能量阈值。目前的探测技术使得液氙探测器也能达到很低的能量 阈值。因此,液氙探测器对典型质量的暗物质粒子具有相对更高的事例率。

暗物质探测实验中,为了阻挡探测器外围的放射性物质进入探测器中心区域,一般



图 2-1 氙的三相图, 来源于 Ref. [75]

会在探测器周围包裹上屏蔽装置。在本文论述的 PandaX 实验中,我们在探测器的外围 搭建了常用的铅、铜和聚乙烯组成的被动屏蔽体。来自探测器外围的放射性本底主要分 为两类:中子本底和伽马本底。由于富含氢元素,所以聚乙烯是很好的中子屏蔽材料。 而对于伽马本底,一般来讲,越致密的物质,其屏蔽效果越好。通常意义上,我们用"平 均自由程"(mean free path)这个概念来衡量一个单能量的粒子(伽马、电子、中子)能 够在材料中穿行多远才发生第一次碰撞。平均自由程依赖于单能量粒子的种类、能量以 及材料本身的密度。对于伽马光子,公式. 2-1 简单的说明了平均自由程与材料密度的关 系。其中,μ是线性衰减系数,ρ是材料的密度,而μ/ρ则被称为质量衰减系数或反应截 面^[76]。所以,材料的密度越高,则同一能量的伽马光子在材料中穿行的距离就越短,则 材料对伽马的屏蔽效果越好。图. 2-3(a)显示了在液氙中,由于不同的反应机理,不同能 量的伽马光子与氙的反应截面^[77]。伽马光子主要通过如下三种方式与材料发生作用:光 电吸收 (photoelectric absorption)、康普顿散射 (Compton scattering)和电子对效应 (pair production)。对于低能量的光子,"光电吸收"具有最高的反应截面;当光子的能量超 过两个电子的静止质量时(1.02 MeV),则"电子对效应"占据主导;而在上述的过程中 都伴随着光子的"康普顿散射"。如图. 2-3(b)所示,在液氙中, 122 keV 能量的伽马光



图 2-2 假设自旋不相关散射截面, 10^{-9} pb 质量为 100 GeV/c² 的 WIMPs 粒子与不同靶标核素碰撞的 积分能谱: Xe, Ge, Ar 和 Ne。实线上的标记是各实验的典型探测阈值。来源见 Ref. [28]。

子的平均自由程小于3毫米,而1MeV的伽马光子的平均自由程大约为5公分。换而言之,较大的原子系数使得液氙有较高的密度,从而使得液氙本身就可以对探测器外围的伽马本底产生很好的屏蔽效果,这种屏蔽效应也被称为"自屏蔽"效应 (self-shielding)。

$$l = (\mu)^{-1} = (\frac{\mu}{\rho} \times \rho)^{-1}$$
(2-1)

由于液氙非常好的自屏蔽效应,在液氙探测器中,来自探测器外围的本底事例被极大的降低。而实际上,在XENON和LUX实验中,外层的液氙将绝大多数的本底事例被阻挡在置信区域之外,从而在置信体积内营造一个更为干净的暗物质探测区域。图.2-4显示了LUX探测器内不同位置的本底分布^[78],颜色代表事例率,log₁₀DRU,DRU定义为 "events /day /kg /keV"(每1keV 能量沉淀每天在1公斤液氙内产生的事例数)。图中的虚线显示的是LUX最后选择的置信体积的边界。所以,基于低能区本底事例率的分布与事例能量不相关的假设,我们可以很明显得看到,本底事例从探测器边缘到内部急剧减少。相比较事例率最高的区域(暗红色),置信体积内的本底事例率减少了2到3个数量级。



图 2-3 光子与氙原子的反应截面: (a)光子在液氙中的吸收系数(液氙密度为 2.98 g/cm³ 的情况); (b) 不同能量光子在液氙中的平均自由程。数据来源 Ref. [77]



图 2-4 LUX 实验中本底事例在探测器内的分布^[78]

3. 具有不同自旋的稳定同位素

自然存在的氙包含好几种稳定的同位素。表. 2-2 罗列了这些稳定的同位素及其丰度。从表可知, 氙最主要的同位素是¹³²Xe、¹²⁹Xe 和¹³¹Xe, 其各自的丰度分别为 26.89%、26.44% 和 21.18%。不像氩含有放射性同位素 ³⁹Ar (最大值为 565.5 keV 的 β 衰变, 半衰期 269 年), 氙不含长寿命的放射性同位素。也就是说, 作为暗物质探测的媒介, 氙本身不会引入"本征"的本底。另外, 根据 WIMPs 粒子与核子反应的幅度大小是否依赖于核子的自旋方向, WIMPs 暗物质与核子碰撞的几率通常被分为"自旋相关"(spindependent) 和"自旋不相关"(spin-independent) 两类。而氙富含自旋为奇数的同位素¹²⁹Xe 和 ¹³¹Xe, 自旋分别为 1/2 和 3/2。所以, 无论是"自旋相关"的散射截面还是"自旋不相关"的散射截面,都可以利用同一个液氙探测器进行研究。而作为对照, 氩的稳定同位素 (³⁶Ar, ³⁸Ar 和 ⁴⁰Ar) 的自旋都是 0。所以基于液氩研发的探测器就不能用于WIMPs 粒子与核子碰撞的"自旋相关"散射截面的研究。

-	同位素 & 丰度
氦 (Helium)	³ He (0.000137%), ⁴ He (99.999863%)
氖 (Neon)	20 Ne (90.48%), 21 Ne (0.27%), 22 Ne (9.25%)
氩 (Argon)	⁴⁰ Ar (99.6%), ³⁶ Ar (0.34%), ³⁸ Ar (0.06%)
氪(Krypton)	⁷⁸ Kr (0.35%), ⁸⁰ Kr (2.25%), ⁸² Kr (11.6%)
	⁸³ Kr (11.5%), ⁸⁴ Kr (57.0%), ⁸⁶ Kr (17.3%)
	124 Xe (0.09%), 126 Xe (0.09%), 128 Xe (1.92%)
氙 (Xenon)	129 Xe (26.44%), 130 Xe (4.08%), 131 Xe (21.18%)
	132 Xe (26.89%), 134 Xe (10.44%), 136 Xe (8.87%)
氡 (Radon)	没有稳定的同位素

表 2-2 自然存在的稳定惰性气体的同位素及其丰度

2.1.2 氙的光电特性

我们知道,任何在惰性气体中沉积的能量可以三种形式释放出来:闪烁光子、电离能和热能。而相比较电能和光能,热声子带走的能量是非常小的。所以,如果忽略损失的热能,我们可以用等离子体公式.2-2来代表沉淀能量的释放过程^[79]:

$$E_{dep} = N_{ex}E_{ex} + N_iE_i + N_i\epsilon \tag{2-2}$$

其中, N_i 是被沉淀的能量所电离、平均电离能为 E_i 的电子一离子对的数目; N_{ex} 是被沉淀的能量激发到平均能量为 E_{ex} 的激发子数目; 而 ϵ 则是次级激发电子的平均动能。 电子一离子对的再结合可以产生受激发的氙"二聚体"(excimer), 然后这些"二聚体"的氙退激发便可以产生直接的闪烁光。而逃逸出去的自由电子则成为后面电离信号的源头。这些相关的过程用图表的形式表示如图. 2–5:



图 2-5 液氙中的电离和闪烁光产生的过程,参考 Ref. [80]

具体来讲,在氙中沉淀的能量可以制造出一条由受激发的氙原子 (Xe*)及电子— 离子对 (Xe⁺ + e⁻)构成的"径迹"。然后受激发的氙原子与邻近的氙原子组合成所谓的 "二聚体" (Xe₂)。该过程描述如下 (Eq. 2–3):

$$Xe^* + Xe \to Xe_2^* \tag{2-3}$$

并且, 电离的氙原子也可以通过如下过程形成"二聚体":

$$Xe^{+} + Xe \rightarrow Xe_{2}^{+},$$

$$Xe_{2}^{+} + e^{-} \rightarrow Xe^{**} + Xe,$$

$$Xe^{**} \rightarrow Xe^{*} + heat,$$

$$Xe^{*} + Xe \rightarrow Xe_{2}^{*},$$

$$(2-4)$$

然后,"二聚体"退激发到基态,同时产生频率为ν的闪烁光子:

$$Xe_2^* \to 2Xe + h\nu \tag{2-5}$$

需要特别指出的是,当沉淀能量创造的"径迹"密度很高的时候(比如说沉淀的能量 来自 α 粒子),会产生所谓的"双激发子淬灭机制"(bi-excitonic quenching mechanism, [81]):

$$Xe^* + Xe^* \to Xe_2^{**} \to Xe + Xe^+ + e^-$$
 (2-6)

在这种模式下,两个受激发的氙原子相互碰撞产生"双激发子",而"双激发子"进一步 电离成一个氙原子和一对电子—离子对。电子随后与离子再结合释放出闪烁光。因此, 两个受激发的氙原子原本应该释放出两个闪烁光子,但在这一过程中却只形成了一对电 子—离子对,而且之释放出一个光子。这种机制只有在"线性能量传递"(Linear Energy Transfer)很高的径迹上才会发生,比如α离子、原子核裂变或原子核反冲。

液氙产生的闪烁光为真空紫外光 (vacuum ultraviolet, VUV), 其波长为 177.6 nm, 宽度为 13 nm。闪烁光的光子对应大约 7 eV 的能量。图 2-6 中显示了 Jortner 等在 1965 年测试的气态、液态和固态的惰性气体元素的发射能带^[82,83]。可以看到,不同形态的氙的发射能带峰位值基本一致,不过气态氙的能带展宽更宽,而三种形态氩的发射能带更是基本完全一样。纯的液氙原子激发一退激发产生的闪烁光由两部分组成:"二聚体"



图 2-6 气态、液态和固态的惰性气体元素的发射能带, Ref. [82, 83]

单态或三重态退激发到基态。如图.2-7所示,在没有电场的情况下,α粒子或核裂变中



图 2-7 零电场时, 液氙原子被电子、α 粒子和核裂变的中子激发后退激发所产生的闪烁光衰减曲线[84]

子激发的闪烁光包含两部分:单态退激发产生的快信号,衰减时间为4.2 ns (中子为4.1 ns),以及三重态退激发产生的慢信号,衰减时间为22 ns (中子为21 ns)。如此短的衰减时间,也使得液氙称为液态惰性气体中发光最快的物质。然而由于电子创造的电子—离子对再结合的速度慢,所以相对论的电子在没有电场下产生的光子只有一个特征衰减时间,45 ns。这个特点可以用来做 PSD 分析,以排除电子反冲事例对暗物质探测的干扰。但是,这种应用仅限于没有电场的单相液氙实验,如前面介绍的 XMASS 实验。而当液氙中加上电场后,比如在两相型 TPC 探测器里,电子反冲事例的闪烁光也有了两种组分,2.2 ns 的快光和 27 ns 的慢光。加之在 TPC 探测器中,闪烁光 (S1) 的后面会紧跟着与其配对的电致发光信号 (S2)。所以,我们很难利用电子反冲和核反冲中略有不同的快慢信号来区分电子反冲本底事例。

在暗物质探测实验中,我们最后只会关心单次散射的事例,因为 WIMPs 粒子与标准模型粒子的散射截面非常非常小,以至于基本不会有第二次散射的可能性。也就是

说,方程. 2–2 中的次级电子的动能(ϵ)可以忽略。所以,该方程可以改写成如下的形式:

$$E_{dep} = N_{ex}E_{ex} + N_iE_i + N_i\epsilon,$$

= $N_{ex}E_{ex} + N_iE_i$ (2-7)

令 $\alpha = N_{ex}/N_i$, $W = \frac{\alpha E_{ex} + E_i}{1 + \alpha}$, 然后我们可以得到:

$$E_{dep} = W \times (N_i + N_{ex}) \tag{2-8}$$

这里 α 被称作激发电离比, W 是产生一个受激发氙原子或一对电子——离子对所需要 的平均能量。α 会随着不同的反应类型(电子反冲或核反冲)而不同,也可能随着电场 的改变而变化,但是它似乎是一个与能量不相关的量([85])。对世界上已有的测量数据 的拟合表明,在液氙中,α 的值为 0.06。也就是说,液氙中的闪烁发光主要来源于电子 —离子对的再结合,而直接的氙原子激发——退激发产生的闪烁光只占总量的 6%。另 外,如果我们定义"r"作为电子—离子对重新结合的可能性,那么:

$$N_{ph} = N_{ex} + r \times N_i$$

$$N_e = N_i \times (1 - r)$$

$$N_{quanta} = N_{ph} + N_e$$
(2-9)

这里的 N_{ph} 是产生的总的光子数, N_e 是电离后逃逸的自由电子数, N_{quanta} 则是光子数 和电子数的总和,也被称作"总量子数"。很显然,"r"与反应粒子的类型(电子、中子 或 α 粒子)、反应能量以及所加的电场都有关系。基于对 Doke-Birks 模型和 Thomas-Imel 模型中电子—离子再结合模式的研究, NEST (Noble Element Simulation Technique^[86,87] 拟合了世界上已有的实验数据,建立了电子—离子对再结合的模型,并推导出液氙中 不同类型不同能量的粒子在不同电场下的光产额 (light yield) 和电产额 (charge yield)。最佳拟合的结果显示,"W"值为 13.7 eV。这也就意味着在液氙中,每 1 keV 的沉淀能 量,总共会产生 73 个量子 (光子和电子)。这也使得液氙成为惰性气体中光产能最高的 元素。NEST 预测的不同电场条件下,不同能量的电子反冲 (γ 或 β) 事例的光产额和 电产额如图. 2–8所示。

然而,对于核反冲,其情况却大不相同。不像电子反冲,核反冲的事例将损失大部分的能量(~80%)来产生热量。所以,在核反冲的框架体系内,方程.2-8应该是如下的形式:

$$E_{dep} \cdot L(E_{dep}) = W \times (N_{ex} + N_i) \tag{2-10}$$

这里, L 被称作 Lindhard 系数, 也是关于能量的函数。为了拟合实验数据, 对于核反 冲的事例, α 的值被设定为 1.0, 而不是电子反冲情况下的 0.06。另外, 在 Ref. [85] 里,



图 2-8 NEST 预测的不同电场强度下,不同能量的 γ 或 β 的光产额 (photons/keV,上两幅图)和电产额 (electrons/keV,下两幅图),来源于 Ref. [86, 87]。

有一些实验测量得到的结果显示, α 的值可以更高。在 NEST 模型中, 纯 Lindhard 系 数和 Hatachi 计算的 Lindhard 系数都被考虑进去以拟合已有的晶体实验和液氙实验的结 果^[88]。NEST 模型里,不同电场下不同能量的核反冲给出的光产额和电产额如图. 2–9 所 示。由 NEST 模型的结果可知,在低能区 (<10 keV),核反冲事例的光产额和电产额随 能量变化很小,且受电场的影响也不明显。

2.2 两相型液氙时间投影室的探测原理

1967 年, Dolgoshein 第一次发现了液氙产生的比例发光 (proportional scintillation, [89])。而伴随着光电倍增管在紫外区域 (178 nm)的光电转化效率的提升以及气体液化 提纯设备的飞速发展,利用大型的液氙投影室来探测暗物质成为了可能。参照 Ref. [90], 基于 PandaX-I 实验的探测器 (本文后面的章节会详细介绍)的设置,两相型液氙时间 投影室的探测机理如图.2–10所示。这里,我们使用三级电网来搭建 TPC 的电场: 阴极 (cathode,负高压)、门电极 (gate,负高压)和阳极 (anode,接地)。阴极和门电极之间



图 2-9 NEST 预测的不同电场强度下,不同能量的核反冲的光产额 (photons/keV, 左图)和电产额 (electrons/keV, 右图),来源于 Ref. [86, 87]。

形成漂移电场 (drift field); 而门电极和阳极之间形成所谓的萃取电场 (extraction field)。 外来的粒子轰击探测器并与探测器内的液氙相互作用释放能量。这些在液氙中沉淀的 能量,据前文介绍的反应机理,首先产生初始的闪烁光信号,被命名为 S1,以及电子一 离子对。电子一离子对进一步再结合形成进一步的 S1 信号。由于这两者的时间间隔非 常小,所以该过程产生的两个 S1 信号便融合在一起成为一个 S1 信号。在漂移电场的作 用下,那些未与离子复合的自由电子漂移到气液交界面,然后萃取电场将这些漂移至液 面的电子拽出到气氙中。而在气氙中,在更强的电场作用下,电子被加速与气氙原子碰 撞产生所谓的电致发光 (electroluminescent)或者比例发光。这个过程产生的信号被称 作 S2。如前文所述,液氙中,初级发光的信号非常快。实验中典型的 S1 信号的宽度为 10~100 ns。不同实验中的漂移电场和电子学系统都对 S1 信号的宽度有影响。而典型的 S2 的信号则要宽得多,取决于阳极和门电极之间气体层的厚度。为方便软件有效地区 分 S1 和 S2 信号,现有实验的 S2 信号宽度一般在 μs 的量级。

实验中,我们在 TPC 的周围会安装光敏型的传感器来探测 TPC 内产生的 S1 和 S2 信号。一般来说,选用最多的光敏器件是对紫外光 (178 nm) 具有高量子化效率的光电 倍增管。XENON、LUX 以及本文要阐述的 PandaX 实验都是在 TPC 的顶部和底部安装 了光电管阵列。而且,为了增强探测器的光采集效率,在 TPC 的周围,一般会装配具有 高反射效率材料 (比如聚四氟乙烯,PTFE)构成的光反射墙。基于两相 TPC 技术研发的 探测器,其一大特点是可以三维地重建探测器内部事例的发生位置。具体来讲,我们假 设电子在漂移电场线的作用下竖直往上运动。那么,液面处产生 S2 的水平位置也可以



图 2-10 TPC 的探测原理(基于 PandaX-I 实验的设计),参考 Ref. [90]

被认为是事件发生时的水平位置。所以,根据 S2 信号在光电倍增管阵列上(顶部光电 管阵列或底部光电管阵列)的电荷分布,我们可以重建出事件发生的水平位置。当然, 原则上我们也可以用 S1 信号在光电倍增管阵列上的分布来重建事件的水平位置。但是, 由于在暗物质探测的能量区间内, S1 的信号一般只有几个到几十个光子信号大小。所 以,几个光子在几十或上百个光电管上的分布"量子化"会很严重。因此,利用 S1 信 号在光电倍增管阵列上的电荷分布重建的位置,一般精度会比较差。而与 S1 不同的是, S2 的信号则要大得多。视探测器的结构与设置的不同、S2 的信号一般是 S1 的百倍量 级。这样的话,其引入的统计误差要小得多,进而精度也高很多。因此,我们通常用 S2 在光电倍增管阵列上的分布来重建事件的水平位置。另一方面,电子往液面漂移的距离 可以认为是事件发生的深度、即垂直方向的位置。由于 S1 的信号以光速传播,其到达 光电倍增管的信号的时间可以基本忽略。所以, 电子漂到液面后相对于 S1 的距离便是 垂直方向的位置信息。因此,基于对特定漂移电场下电子漂移速度的理解,通过测量 S1 和 S2 信号的时间间隔(实验中我们定义为漂移时间, drift time), 我们便可重建出事件 发生的 Z 位置。图. 2-11显示了 PandaX-I 实验中的一个典型的单次散射事件位置重建的 例子。这里,事件的水平位置由 S2 信号在顶部光电倍增管阵列(方形的1 英寸光电倍 增管)上的电荷分布给出。所以,基于以上讨论,利用 TPC 技术,我们可以精确得重建 事件发生的三维位置信息。



图 2-11 利用 TPC 技术重建探测器内事件的三维信息

在 Ref. [91-93] 中,电子在 TPC 电场中的运动已经有了充分的研究。图. 2-12(a)显示了在不同漂移电场下,不同介质的 TPC (液氙、液氩以及液氪)中电子的漂移速度;而图. 2-12(a)则显示了在不同的萃取电场下,电子从液氙中被拽出到气氙中的效率(electron extraction efficiency,定义为拽出电子的数目与到达液面处总电子数目的比值)。更详细的结果见 Ref. [94]。所以由以上的研究可知,当漂移电场的强度高于 100 V/cm 的时候,电子在液氙中基本恒定以~2 mm/µs 的速度运动,漂移速度的变化很小。而电子的提取效率与萃取电场的强度基本成正比关系,并且当萃取电场的强度达到 10 kV/cm 以上的时候,则液体中的电子可以被 100% 的拽出到气氙中。

2.3 本底事例甄别能力

由于液氙的 TPC 技术的优良性质,其已经广泛应用于稀有事例(比如暗物质、中微 子等) 探测的实验中。众多的实验测量显示,液氙 TPC 技术能够很好的区分电子反冲和 核反冲事例。前文关于 NEST 模型的讨论中,我们已经知道电子反冲和核反冲能量在液 氙中的光电产额分配比行为是不一致的。这里我们参考 E. Aprile 等人的具体测量结果 (E. Aprile, et al., 2006, [95])来阐述在暗物质探测实验中,液氙 TPC 甄别本底(电子反 冲)事例的原理。图. 2–13 显示了液氙中不同类型的粒子(56.5 keV_{nr} 核反冲事例,来自 ⁵⁷Co 122 keV 伽马的电子反冲事例,以及 ²⁴¹Am 产生的 5.5 MeV α 事例)在不同电场强 度下的光电产额的测量值。其中 Y 轴代表的是各电场强度下测量的结果相对于零电场 测量值的比值。从图中,我们可以更清晰地看到核反冲事例和电子反冲事例截然不同的 行为。漂移电场强度严重影响了电子反冲事例中光和电的配比(即前文所讨论的电子和



(a) 不同漂移电场下,电子在液态惰性气体 (液氩、氙、氪) 中的漂移速度^[91-93]

图 2-12 电子在 TPC 电场中的运动

离子再结合的比例, "r"), 从而导致其光产额随着漂移场强的增强而减少, 而电产额则 随着漂移场强的增强而增强。但是, 漂移电场对于核反冲事例的影响却很小。我们定义



图 2-13 液氙中不同漂移电场下,测得的不同类型粒子的光产额和电产额[95]

能量分支比为总电光产额之间的比例,那么在电子反冲事例中,能量分支比随着漂移电场强度的增强而变大。核反冲事例的能量分支比随漂移电场强度的增强只是略有增大, 但变化非常小。与核反冲事例类似行为的还有 α 粒子。但是由于 α 粒子的能量都在甚 高能区 (几个 MeV),远离暗物质的探测区间 (几个 keV),所以我们暂时不讨论 α 粒子 的影响。在暗物质探测实验中,我们寻找的是探测器内的核反冲事例。因此,根据电子 反冲和核反冲事例不同的能量分支比,我们可以在实验数据中有效的区分电子反冲和核 反冲事例,以剔除电子反冲本底事例的影响。

另外,在相同的电场条件下,由于核反冲事例直接与氙原子核发生作用,所以,在 核反冲事例产生的"径迹"上,电离的密度比电子反冲要高得多。因此,对于很反冲事 例,电子——离子对在漂移的过程中有更多的机会去重新再结合,从而产生相对更大的 初级信号(S1)。所以,唯像得讲,核反冲事例有较大的S1信号和较小额S2信号。因 此,在数据中,我们定义能量分支比为S2/S1,并利用它来区分电子反冲和核反冲事例。 另外,对于几个 keV 的低能电子反冲事件,比如低能的伽马粒子,其更容易在液氙中发 生多次散射。而我们知道,在现有的 TPC 体积内,暗物质发生两次(包括两次)以上散 射的几率是极小的。我们基本可以认为暗物质在 TPC 内不可能发生两次碰撞。所以,当 我们要求所选的事例只有一次散射时,电子反冲的本底事例也可以被很好地剔除。总的 来说,除了液氙本身的自屏蔽效应以及可能的 PSD(虽然比较困难)分析外,在基于两相 液氙 TPC 的暗物质探测实验中,我们还可以通过如图.2-14 所示的途径来排除来自电子 反冲本底的影响。



图 2-14 液氙 TPC 中, 甄别本底事例的途径

第三章 PandaX-I 实验的设置

PandaX 全称为 "Particle AND Astrophysics experiment with Xenon"是由上海交通大学牵头、位于中国四川省凉山州锦屏地下实验室,利用液氙做靶标物质搭建探测器以探测稀有事例的系列实验。实验分为如下四个阶段:第一期和第二期的实验主要使用两相型液氙 TPC 技术,专注于暗物质的探测。但其探测器所能容纳的液氙质量有所不同。在PandaX 第一期的实验中,也就是 PandaX-I,中心探测器的 TPC 为一扁平状结构,其内部可以盛装 120 公斤有效质量的液氙。而在二期,即 PandaX-II 中,探测器内液氙的有效质量将提升到半吨。PandaX-III 的物理目标是利用有效质量为 200 公斤到 1 吨的高压强氙气探测无中微子双贝塔衰变 (neutrinoless double beta decay)。与 PandaX-III 并行的,我们希望在 PandaX-IV 建造一个 10 吨量级的暗物质液氙实验。目前,PandaX-I 实验已经顺利结题,而 PandaX-II 正在运行中。本文后续所有的讨论均是基于 PandaX-I 实验。而本章则主要关注实验的硬件,着重介绍 PandaX-I 实验的设计、搭建以及运行。

3.1 中国锦屏地下实验室(China Jin-Ping Underground Laboratory, CJPL)

PandaX 项目合作组成立于 2009 年。所以, PandaX-I 实验也于 2009 年正式启动。在上海交通大学经过几轮系统的测试性运行后, PandaX-I 的探测器主体于 2012 年 8 月 12 日,通过卡车运到了距离上海 2400 公里、位于中国西南部四川省境内的锦屏地下实验室。所以,在本章的开头,我们首先介绍一下中国的首个极深地下实验室,中国锦屏地下实验室 (China Jin-Ping Underground Laboratory, CJPL)。

中国的西南部绵延着无数的崇山峻岭、绝壁深谷。而位于中国西南部的四川省境内,长江上游的雅砻江在高山峡谷中蜿蜒穿行,并在锦屏山地区形成一个巨大的"几"字。而在这"几"字的两端,巨大的高度落差使得该地区的水电资源极其丰富。所以, 三十年前,雅砻江流域水电开发有限公司(原二滩水电开发有限责任公司)便着手在该地区开发建立水力发电站。而在建设水电站的过程中,为了缩短运输距离,雅砻江水电公司在在锦屏山的两端掘出了一条总长为17.5公里的隧道。所以,该隧道上面被巨大的锦屏山体掩埋,成为了一个极为理想的地下实验环境。因此,2009年,雅砻江水电公司联合清华大学在隧道的正中间建立了中国首个极深地下实验室,中国锦屏地下实验室。图.3-1(a)显示了该实验室的地理位置,其中蓝色的粗线显示的是蜿蜒屈曲的雅砻 江,而红色的直线便是从"几"字两端挖通的 17.5 公里的隧道。图. 3-1(b)则显示了从 西昌机场到达实验室(隧道入口)的路线,全称大约 100 公里。其中蓝色标记的是雅砻 江,而图中下方品红色阴影则显示的是沿途的海拔高度。



图 3-1 CJPL 所处的地理位置

锦屏地下实验室是目前世界上已建成的埋深最深的实验室。实验室顶部被大约 2400 米的山体岩石所覆盖,相当于 6800 米的等效水深。图. 3-2(a)列出了目前世界范围内各 地下实验室深度的比较。其中,蓝色标记的是矿井类实验室,而红色标记的是隧道类实 验室。巨大的山体对宇宙射线起了非常好的屏蔽作用。在锦屏地下实验室内测量得到的 宇宙射线的通量为 (2.0±0.4)×10⁻¹⁰/(cm²×s)^[96],或者大约是每平方米每天约 0.1 个宇宙 射线粒子。而相比较而言,海平面上的宇宙射线的通量为 1 event/(cm²×min)。所以,在 锦屏地下实验室,宇宙射线的通量被降低了 8 个数量级,大约一亿倍。图. 3-2(b) 给出 了世界上各个地下实验室测量的宇宙射线通量的比较^[96]。另外,锦屏山体岩石的主要 成分是大理石。相比较其它常见的岩石,比如花岗岩,大理石内所含的放射性水平要更 低。经过清华大学 CDEX (China Dark matter Experiment) 合作组的测量,锦屏地下实验 室覆盖的岩石的放射性水平为:²³⁸U~1.8 Bq/kg,²³²Th<0.27 Bq/kg,⁴⁰K<1.1 Bq/kg。所 以,极低的宇宙射线以及较低的岩石放射性使得锦屏地下实验室成为暗物质探测实验的 最佳场所。目前,锦屏地下实验室正在积极扩建锦屏二期。在锦屏一期地下实验室中, 除了 PandaX 实验外,另外已经入住的还有清华大学主导的 CDEX 暗物质探测实验^[97]。



图 3-2 CJPL 与世界上其他地下实验室的比较[96]

3.2 探测器的主要组成部分

在本章节中,参照 Ref. [98] 中 PandaX-I 的概念设计报告 (concept design report of PandaX-I),我们将详细介绍实验的设置。PandaX-I 实验的探测器主要由以下几部分组成:被动屏蔽体、制冷系统、时间投影室,光电倍增管系统、电子学和数据获取系统、连通器及走线、光源及放射源刻度系统、液位调节系统和精馏塔除氪系统。

3.2.1 被动屏蔽体 (passive shielding)

虽然绝大部分的宇宙射线被巨大的山体挡在了实验室之外,但是,来自实验室环境的放射性却仍然会影响暗物质的探测。对放射性本底的屏蔽有主动屏蔽和被动屏蔽两种。主动屏蔽是利用探测装置,在本底事例进入探测器的路径上主动得测量这些事例,然后再通过反符合的手段,将主探测器中与之有关联的事例剔除掉;而被动屏蔽则是指依靠低放射性的材料将本底粒子阻挡在探测器之外。在 PandaX-I 实验中,我们选择了搭建被动屏蔽体来进一步屏蔽这些来自地下实验室内部,诸如岩石、水泥等材料中含的U、Th、K 等放射性元素产生的本底。通常来讲,在暗物质探测实验中,我们将本底事例也分为两类,伽马本底和中子本底。如前文所述,高密度的材料,比如铅和铜,对伽马粒子具有很好的屏蔽效果;而富含氢元素的材料,比如水、聚乙烯等材料则通常用来阻止外界的中子进入探测器。根据蒙特卡洛的模拟计算 (Mento Carlo simulation),我们最终确定的被动屏蔽体的结构如图 3–3(a) 所示,从内到外依次是:5 公分厚的高纯无氧铜、20 公分的内层聚乙烯、20 公分厚的铅层和 40 公分厚的外层聚乙烯。图. 3–3(b)则显示了地下实验室内已经搭建完成的屏蔽体实物照片,同时这个屏蔽体也同样适用于PandaX-II 的实验。



图 3-3 PandaX 实验的被动屏蔽体

在众多的放射性同位素中,来自于氡的放射性本底尤其需要特别注意。主要原因 是,氡在平常情况下都是以气态的形式存在。所以,它可以随着空气穿透进入任何地 方。氡的放射性同位素²²⁰Rn和²²⁰Rn衰变产生的金属粒子可以吸附在材料的表面,然 后进一步衰变。在实验室通风管道正常工作的情况下,锦屏地下实验室空气中氡气的含 量大概为100 Bq/m³。考虑到我们的屏蔽体并不是气密的,所以如果这些氡气穿透屏蔽 体进入到离主探测器很近的位置时,其造成的本底将会很严重。所以,为降低氡气的本 底影响,我们设置了如图 Fig. 3-4 所示的装置。实验运行过程中,流动的、高纯的、干 燥氮气(纯度为99.99%)填充着铜屏蔽体和铜容器之间的空隙。而商用的氡气监测装置 (RAD7)也实时监控记录着铜屏蔽体内的氡气含量。在整个实验运行的过程中,屏蔽体 内的氡气含量始终控制在5 Bq/m³以下。

3.2.2 制冷系统 (Cryogenics system)

为了维持系统的稳定性以及保证探测器内氙的纯度,我们研发了一套制冷系统并 将其安装在锦屏地下实验室。制冷系统主要包括探测器容器(内容器和外容器)、气体 子系统(gas handle system)、制冷总线(cooling bus)和循环提纯子系统(circulation and purifier)。制冷系统的设计原理及详细测试见 Ref. [99]。图. 3–5显示了制冷系统的总框 图。当探测器没有运行的时候,氙气以高压的形式储存在两个特制的不锈钢瓶内。每个 钢瓶的容积为 200 升,可以承受 100 到 120 个大气压。通常每个瓶中可储存 200 公斤的 氙气,内部压力为 60 个大气压左右。而当实验开始时,我们首先将氙气从高压氙气瓶 中灌装到内探测器中。在灌装的过程中,高压氙气首先流过一个减压阀使压力降到 2 个



图 3-4 铜屏蔽体和铜容器之间的去氡装置。

大气压左右。然后制冷总线利用脉冲式制冷机 (pulse tube refrigerator, PTR) 或液氮制 冷模块将氙气液化,并输送到内探测器中。而当灌装结束后,实验正常运行的时候,液 氙被循环系统从探测器内部抽出来,经过热交换机后送至高温的纯化器内提纯,然后再 通过热交换机冷却液化回到探测器内。为保证实验的安全性,由液氮提供的紧急制冷装 置时刻监控着探测器内部的压力。一旦探测器内的压力高于安全值,紧急制冷将会自动 启动。最后,在整个实验结束后,我们也将借助液氮将探测器内部的氙回收到高压氙气 瓶中存储。

制冷系统的内容器也称为内罐,主要安装着中心探测器(TPC)以并灌装这着探测器靶标物质一氙。内容器坐落在一个真空的外容器内。由于非常贴近中心探测器,所以制作内罐的材料都要求是低放射性的;而且由于需要在液氙灌装之前将其抽真空,灌装完成后罐内相对于外界真空环境又有正压力,所以内罐也需要符合真空压力容器的标准(既能承受正压力,也能承受负压力);最后,由于是盛装液氙的容器,所以内罐当然也要求能承受低温(约零下100摄氏度)。另外,内罐材料的选择还需要考虑与其它系统的接口问题。而对于外容器或外罐,其最主要的要求是低放射性和高真空密封性。综合考虑以上因素以及机械加工的工艺,经过PandaX在锦屏地下实验室的材料检测站的测量以及蒙特卡洛模拟分析后,我们选用了316L型的不锈钢制作探测器内容器,以及高纯的无氧铜来制作外容器。表.3-1列出了材料检测站测量得到的内罐材料和外罐材料所含的放射性水平。而在后面的内容中,我们将讨论这些材料在暗物质探测实验中产生的本底水平。



图 3-5 制冷系统的流程示意图

mBq/kg	⁶⁰ Co	40 K	¹³⁷ Cs	²³² Th	²³⁵ U	²³⁸ U	⁵⁴ Mn	⁵⁶ Co	⁵⁸ Co
内罐	5.95 (±0.83)	<12.8	<0.93	<2.17	4.88 (±2.73)	<1.68	<0.93	<1.13	< 0.53
外罐 (±	0.20	4	<0.16	<0.51	<0.86	<0.38	0.19	0.20	1.2
	(±0.09)	(±1)					(± 0.08)	(±0.07)	(±0.2)

表 3-1 用于内罐和外罐制作的材料的放射性水平

内罐的设计图以及在锦屏地下实验室的实物照片如图. 3-6 所示。其内径为 750 毫 米,壁厚为 6 毫米,高度为 1250 毫米。根据设计,PandaX-I 实验所用的内罐可以容纳 超过 1 吨的液氙。如前文所述,我们在 TPC 的顶部和底部都排布了光电倍增管以收集 信号。而这些光电倍增管的连接则需要引入额外的线缆。考虑到实验中所用线缆的放气 (outgassing) 会污染氙,以致增加氙纯化的时间,我们在设计内罐时,将连接顶部和底 部光电倍增管的的线缆分别从内罐的顶部和底部引出,从而减少探测器内部线缆的总长 度。所以内罐的顶部和底部都设计成密封法兰的形式以方便安装。具体操作中,我们选



(a) 内容器的设计图

(b) 内容器的实物图

图 3-6 PandaX-I 实验的内罐容器

用了高纯的铟丝来密封上下法兰。基于这种设计,探测器内部的 TPC 也相应得分成上下两部分:上半部分包括了顶部光电管阵列和电场室 (field cage),安装在内罐的顶部 法兰上;下半部分则包括了底部光电管阵列,与内罐的底部法兰通过无氧铜填充物 (Cu filler)连接在一起。相应地,在顶部法兰和底部法兰上也都设计了连接光电倍增管线缆 的连通器。其中,顶部法兰上除了与制冷系统连接的 CF-50 的法兰口外,另外有 4 个 CF-35 的法兰接口用于顶部光电管线缆的连接;而在底部法兰,我们则通过一个四通的 部件,安装了 4 个 CF-40 的法兰接口用于底部光电管和一些传感器的连接。另外,在内

容器的外壁上,我们还设计了一个溢流罐。这个溢流罐的装置使得我们在实验运行的过程中可以自由调节内罐里的液面高度(将在本章的液位调节这一节中做详细描述)。

与内罐相类似,外罐的设计以及实物照片如图.3-7所示,其内径为124厘米,高 175厘米,壁厚5厘米。因为良好的导热性,铜的真空焊接工艺非常困难。所以,利 用高纯的无氧铜制作真空压力容器不是一件容易的事情。好在中铝洛铜公司(LuoYang Copper Co., LTD)的子公司洛宝帮助我们解决了这个问题,他们将一块特别轧制的高纯 无氧铜板卷成筒状并焊接成真空容器。同时,如图所示,在筒壁上预留了4个内径为 15.24厘米的法兰接口以安装连通器。外罐的底部筒壁焊接在一起,而顶部则采用法兰 的形式通过橡胶圈实现密封。我们使用一对前级泵和分子泵的组合对外罐进行真空测



(a) 设计图

(b) 实物图

图 3-7 PandaX-I 实验的外罐容器

试,其真空度可以达到 10⁻⁴ Pa 水平。因此作为内罐的真空夹层,洛宝焊接的铜容器满 足了我们的实验需求。另外,考虑到实验过程中,内罐的温度很低,而外罐基本处于室 温状态下。所以,为了减少漏热,我们需要将内外罐分离开来,即内罐不能直接触碰到 外罐底部。为此,我们在内罐的底部设计了三个具有良好绝热效果的锥形聚酰胺-酰亚 胺(torlon)支撑脚。相应地,为了定位内罐的位置,在外铜罐的底部也安装了三个底 座。而在探测器吊装的时候,我们每次只需要将三支 toron 脚放进相应的底座,便可以 确定内、外罐的相对位置。

我们设置了气体系统来处理气态的氙,包括氙气的储存系统和灌装液氙时的气体控 制系统。图.3-8显示了在锦屏地下实验室搭建的气体系统。如前文所述、氙气一般储 存在两个 200 升特制的不锈钢瓶中,每一个瓶可以承受 100 到 120 个大气压。平常储存 时,每个气瓶中大约盛装200公斤的高压氙气。为了避免瓶中压力的突然升高而造成爆 炸等灾难性的事故,每一个气瓶上都安装有一个爆破膜。当瓶内压力高于爆破膜承受的 阈值时,爆破膜便会爆破来释放瓶内的压力。与高压气瓶配套,所有与气瓶连接的管路 都能够承受120个大气压的压力。高压氙气瓶的手动主阀门处于常开状态,压力传感器 实时监控着其压力的变化。而额外安装的电磁阀则用来隔绝气体储存系统和控制面板。 在灌装液氙的时候,高压的氙气先经过减压阀的降压,压力从60个大气压降到2到3 个大气压。在减压阀的前端和后端,我们分别安装有压力传感器以监视管路中的压力。 经过减压阀后,我们就可以更安全地对气体进行操作。而在减压阀之后,我们安装了一 个流量计来实时监控气体系统中的气体流量。流量计记录的数据也被实时得写进慢控制 系统的数据库内。在灌装氙的过程中,我们可以通过流量的积分来计算已经灌入氙的质 量。而考虑到气体倒流会对减压阀造成损害,与减压阀平行地,我们安装了一个旁通管 道。其用处是当实验结束后,回收的氙气经过旁通管路(而不是经过减压阀)直接回到 氙气瓶中。以此达到保护减压阀的目的。



(a) 气体存储系统

(b) 气体控制面板

图 3-8 气体系统

制冷系统核心的部分是制冷总线 (cooling bus)。PandaX-I 研发了自己的制冷总线来 液化氙气,而这套装置同样也用于 PandaX-II 的实验中。图. 3-9 显示了 PandaX 实验制冷

总线的设计图和现场的实际装置。同主探测器相配套,制冷总线的结构也分为内容器和 外容器,并分别与探测器的内外容器相通。其主要包括四个组分:脉冲式制冷机 (pulse tube refrigerator, PTR)、热交换机 (heat exchanger)、紧急制冷装置 (emergency cooling) 和传感器。制冷总线的内罐容器内都安装着压力传感器和温度传感器来监控其运行状态。同时,这些传感器也为系统的控制模块提供反馈信息。另外,考虑到探测器内部的 3 英寸光电倍增管只能承受 3 个大气压左右的压力,在制冷总线的内容器上也同样装着 爆破膜 (阈值为 2.6 个大气压) 以确保罐内的大气压不会太高而损坏光电倍增管。不过, 只有在最坏的情况下,爆破膜才会破裂发挥作用,而我们希望它永远不会启动。



(a) 制冷总线的设计图

(b) 制冷总线实物装置

图 3-9 制冷总线

制冷总线的核心是脉冲式制冷机 (pulse tube refrigerator, PTR)。PandaX 实验中所 使用的 PTR 是商用产品, Iwatani PC150。在实验运行的过程中,它提供了系统主要的制 冷功率。通过让 PTR 接上热负载,并使 PTR 的制冷功率与热负载的加热功率达到平衡, 我们可以估算 PTR 的制冷功率的大小。图. 3–10 显示了在不同的温度设定下,PTR 的 制冷功率大小。PTR 的制冷功率与其需要制冷达到的温度成比较好的反相关关系,即需 要制冷到达的温度越低,其制冷功率也越小。当设定的制冷温度是零下 100 摄氏度时, PTR 可以提供大约 180 瓦的制冷功率,而这个功率足以维持一个吨级液氙实验的正常 运行。在 PandaX-I 实验运行的过程中,系统的温度设定在-94.5 °C。扣除漏热等原因造 成的能量损失后,PTR 剩余的制冷功率仍有 82 瓦。而依靠这样的制冷功率,我们可以 将氙气以 0.75 g/s 的速度或 9 SLPM (standard liter per minute,每分钟标准大气压下的一 升体积)液化并灌注进探测器内容器中。

然而,在实际的实验操作中,我们利用液氮来加快灌氙的速度,并在实验正式开始 前做了测试。测试的结果显示,利用连接在紧急制冷装置上的液氮,氙的灌装速度可



图 3-10 不同的制冷温度下, PTR 可用的制冷功率[99]

以达到 3.3 g/s 或者 35 SLPM。而实际上,在 PandaX-I 实验的灌氙过程中,我们关掉了 PTR,单纯依靠液氮来液化氙。其正常灌注速度为 30 SLPM。图.3–11显示了 PTR 和液 氮制冷模块的详细设计图。为了增加制冷的效率,我们设计了所谓的"冷指"并安装在



图 3-11 PTR 和液氮制冷模块的设计图

PTR上。"冷指"是指在高纯无氧铜块上切割出许多的凹槽以增加氙气与制冷机的接触面积,从而提高制冷的效率。而 PTR 与铜"冷指"之间填充导热良好的导热油来增加热传导。为了将 PTR 冷头的温度维持在设定值,我们在冷头的周围装上了加热电阻和温

度传感器。温度传感器反馈的温度被用以调整加热电阻的加热功率,从而使热平衡维持 在设定的温度处。在 PTR 和液氮制冷模块的下方,我们设计了"漏斗"来收集液化的 氙,并将他们导流进探测器中。

除了在灌注氙的时候提供主要的制冷功率,液氮制冷模块还在系统运行的过程中 扮演紧急制冷的角色。紧急制冷装置的设置是为了应对突发的情况,比如实验室断电了 或其它原因导致 PTR 不能正常工作,而探测器中仍然有很大质量的氙没办法立刻回收。 这个时候紧急制冷可以帮助系统在一段时期内维持稳定,而不致于出现灾难性的后果 (比如内压力继续升高,导致爆破膜破裂,氙气泄露等)。实验正常运行时,内罐的气体 压强维持在 1.1 barg (表压),并且设置了 1.4 barg 的气压上限和 0.8 barg 的下限。当系 统传感器监测到内罐的气压高于 1.4 barg 的时候,连接液氮的电磁阀们便会被打开,紧 急制冷装置紧接着自动启动。而当内罐的压力被降到 0.8 barg 之后,电磁阀则自动关闭, 紧急制冷便停止。图. 3–12 显示了测试实验中紧急制冷装置的工作过程。



图 3-12 紧急制冷装置的测试

基于同类型的实验,我们知道液氙中的杂质会极大的影响液氙的发光性质、光的衰减长度以及带电粒子(比如电子)的漂移运动。液氙中的杂质,比如尘埃等,会吸收液氙中产生的初级光(S1)从而导致光电倍增管接收的S1信号减小;而电负性的杂质,比如H₂O、O₂、CO₂等,可能"吃掉"漂移过程中的电子,从而影响S2的信号。为保证液氙的发光性能,我们在购买高纯氙时,要求其杂质总含量小于1ppm。同时,氙被灌注到探测器内的过程中,首先经过直径分别为2微米和3纳米的过滤器过滤。而对于探测器表面或内部器件(比如聚四氟乙烯,电缆等)可能放气产生的电负性杂质,在PandaX-I的实验中,我们搭建了连续的循环一纯化系统来实时予以去除。在实际操作的过程中,我们使用一个 Qdrive 的循环泵(2S132C-X GAS)以30 SLPM 的速度,持续不断地将液态的氙从探测器内部抽出,然后送到高温的纯化器(hot getter)内。一个从 Mono Torr 购买的商用纯化器(PS4-MT50-R-2)装配在循环系统的后端,将气体充分加热后(纯化器的设定温度为400°C)利用活性炭吸附的办法将液氙中的杂质除掉。图.3-13显示了提纯系统中所使用的循环泵和纯化器。被纯化的氙随后再被液化进入探测器内罐中。



(a) Qdrive 循环泵

(b) 高温纯化器

图 3-13 循环纯化系统

3.2.3 时间投影室(Time Projection Chamber)

探测器的最核心部分是时间投影室(time projection chamber)或简称 TPC。在第二章中,基于 PandaX-I 的实验设计,我们介绍了两相型液氙 TPC 的探测机理。而这里,我们将详细介绍 PandaX-I 实验的 TPC 构造。图. 3–14显示了 PandaX-I 实验的 TPC 设计。它是一个扁平状的结构,直径为 60 公分,高 15 公分。这个扁平状的 TPC 中可以容纳共 120 公斤的液氙。PandaX-I 的 TPC 包括三部分:电场室(包括漂移电场室和萃取电场室)、顶部光电倍增管阵列和底部光电倍增管阵列。

电场室主要由特氟龙(聚四氟乙烯, Polytetrafluoroethylene, PTFE)筒、网状电极 (electrode)和电场成形环 (shaping ring)构成。特氟龙筒的主要作用是通过光反射的方 式提高 TPC 内的光采集效率。它由 36 块 5 毫米厚的特氟龙板彼此交错连接而成。而其 中的 18 块特氟龙板同时也作为 TPC 其他部件的支撑结构。被特氟龙隔开的是用来构建 TPC 内电场的三层网状电极,从上到下分别命名为阳极 (anode)、门电极 (gate)和阴极 (cathode)。我们在第.二章已经有过介绍,阴极和门电极都浸泡在液氙里,他们之间 构成了电子的漂移电场 (drift field);而阳极处在气氙中,它与处在阳极和门电极之间 的液面构成了电子萃取电场 (extraction field)。在 PandaX-I 的实验中,阴极上为-15 kV 的电压,而阳极则接地。为了避免底部的光电倍增管直接面 对-15 kV 的高压,我们在阴极的下方约五厘米、底部光电管之上又增加了第四个电极,



Bottom: 37 R11410-MOD PMTs Teflon reflector

图 3-14 PandaX-I 实验的 TPC 构造图

被称为 screening 电极。该电极与阳极一样,也是接地,从而起到保护底部光电倍增管的作用。阴极、门电极和 screening 电极都是平行网结构,并且使用相同的加工方式制作而成。不锈钢的金属丝被上下两个不锈钢金属环夹持固定。每根金属丝大约为 200 微米粗,金属丝间隔 5 毫米。金属环则是用 316L 的不锈钢加工而成,厚度为 3 毫米,宽度为 15 毫米。与阴极、门电极及 screen 电极不同的是,TPC 的阳极则是通过光蚀刻的方法 (photo-etched) 制作的 200 微米粗、间隔 5 毫米的网状电极结构。特氟龙筒的外围 安装着电场成形环,以规整 TPC 边缘的漂移电场和萃取电场。这些电场成形环由内径 5 毫米外径 6 毫米的无氧铜管缠绕而成。从上至下,整个特氟龙筒的外围缠绕着 14 个电场成形环。而每两个相邻的环之间,则用裸铜丝连接着阻值为 500 MΩ、可承受 5 kV 电压的贴片电阻 (SM20D,日本 FineChem Company, Inc.)。图.3–15显示了 TPC 电场室的主要部件的实物图。

整个 TPC 的电场室都浸没在液氙中。所以,我们对于构成 TPC 的材料的放射性 具有最高的要求。特氟龙 (Polytetrafluoroethylene, PTFE) 和高纯无氧铜是制造 TPC 最 常用的材料。PandaX-I 实验的 TPC 所选用的每一块材料都经过严格的材料放射性检测。 表. 3-2列出了构成 TPC 电场室的各组分经过我们的材料检测站测量后所得到的的放射 性水平。在后面的内容中,我们将看到,在暗物质探测的实验中,这些材料贡献的本底 事例非常少。

在讨论内容器的设计时,我们已经提到,为了减少探测器内线缆的总长度,我们将



(a) 特氟龙反射壁

(b) 平行网电极

(c) 电场成形环

图 3-15 TPC 电场室的实物图片

组件 (mBq/kg)	⁶⁰ Co	40 K	¹³⁷ Cs	210 Pb	232 Th	²³⁵ U	²³⁸ U
PTFE 壁 (电场室)	< 0.31	< 6.45	67.62±1.62	<20.46	< 0.97	<3.19	$2.32{\pm}0.70$
PTFE 壁 (阴极以下)	<2.31	$88.7 {\pm} 51.31$	$5.9{\pm}2.8$	<101.6	8.94	$9.94{\pm}6.5$	< 6.16
PTFE 支撑架	< 0.31	< 6.45	$67.62{\pm}1.62$	<20.46	< 0.97	<3.19	$2.32{\pm}0.70$
电场成形环	<1.9	<36.53	<1.98	<894.5	<4.82	$19.3{\pm}16.1$	<2.24
PTFE 上下反射板	< 0.34	<7.37	$1.30{\pm}0.44$	<21.2	<1.41	<1.26	$3.16{\pm}0.96$
上下 Cu 板	0.2	4	0.16	-	0.51	0.38	0.86

表 3-2 TPC 电场室的材料放射性检测结果

光电倍增管以及传感器的连接线从 TPC 的顶部和底部分别引出。因此 TPC 也相应地被 分为了上下两半部分。探测器安装的过程中,上半部 TPC 则与内罐的定法兰固定在一 起;而下半部分则通过一个无氧铜"座"与底部法兰连接在一起。在 TPC 的顶部和底 部,我们分别排布着一个光电倍增管阵列。他们与 TPC 电场室构成一个大致密封的结 构。关于光电倍增管本身的讨论将在3.2.4 中做详尽描述,本章节则主要介绍光电倍增 管与 TPC 相关联的部分。

顶部阵列一共包含 143 个一英寸方形的光电倍增管, 而底部则由 37 个 3 英寸圆形 的光电管组成。无论是顶部阵列还是底部阵列,所有的光电倍增管都固定在 8 毫米厚的 高纯无氧铜板上。各个光电管通过管脚插座的方式与其分压基座相连, 然后基座再通过 螺纹杆与铜板紧固连接。为了方便调整光电倍增管平面的平整度, 在连接光电倍增管的 基座与铜板之间的螺纹杆上,分别套装了原长约 1 厘米的弹簧。所有的 143 个一英寸的 光电倍增管同心得分成 7 圈排布在铜板上,相邻两圈之间间隔为 52.5 毫米。从里到外, 每圈光电倍增管的数目依次为 1、8、14、20、28、36 和 36。为提高光采集效率,所有 光电倍增管的光电面都嵌套在特氟龙反射板内。另外,为了更好得接收 TPC 边缘的光 子,顶部光电倍增管最外围的直径为 63 厘米,比 TPC 电场室的 60 厘米的直径大 3 厘 米。在后面的内容中,我们会看到,基于这样的设计,虽然提高了边缘事例的光采集效 率,但由于最外圈光电倍增管可以看到 TPC 之外区域发出的光,但这些事例却因为不 在电场中,而没有 S2 信号。这就为实验引入了麻烦 (比如随机符合事例)。图.3–16 展 示了顶部光电倍增管阵列的安装。



(a)

(b)

(c)

图 3-16 顶部光电倍增阵列安装的实物图

与顶部一英寸光电倍增管安装有所不同,底部三英寸光电倍增管的固定需要考虑液 氙的浮力问题。三英光电管的自重为 200 g 左右,但是由于液氙密度比较大,其在液氙 中受到向上的浮力大约相当于 600 g。因此在液氙中,每一个 3 英寸的光电倍增管将受 到约 400 g 的向上的净作用力。为了防止光电管由于浮力的作用而脱离其固定的位置, 每一个三英寸的光电管首先被一对特氟龙卡箍在"脖子"处固定住。而考虑到特氟龙的 表面比较光滑,为了增大摩擦力,我们在特氟龙的卡箍内嵌套着一对不锈钢卡箍薄片。 依靠不锈钢卡箍与光电倍增管不锈钢表面的摩擦,三英寸的光电倍增被很好地固定住。 然后,每一对特氟龙的卡箍再通过 4 个不锈钢的螺纹杆与铜板相连。而光电管与分压基 座的连接和一英寸一样,采用管脚插座的方式连接固定。图.3–17 显示了底部光电管阵 列的安装。同顶部阵列一样,底部光电倍增管的光电面同样嵌套在特氟龙反射板内以提 高光采集效率。



(a)

(b)

(c)

图 3-17 底部光电倍增阵列安装的实物图

3.2.4 光电倍增管系统(PMT System)

在 PandaX-I 实验中,我们使用光电倍增管 (photomultiplier tubes, PMTs) 或简称 光电管,来测量探测器液氙内能量沉淀所产生的初级光信号 (S1) 以及电离的电子进 一步在氙气中电致发光产生的比例发光信号 (S2)。所以,光电管也被称作寻找 WIMPs 暗物质的"眼睛"。我们所使用的光电管都是从日本滨松光电子公司 (Hamamatsu) 购 买。顶部光电管我们选用的是 R8520-406 系列;而底部光电管则是选用 R11410-MOD。 图. 3–18 给出了这些光电管的实物照片。在 PandaX-I 实验中,R8520-406 光电倍管的系 列编号为 LVxxxx,而 R11410-MOD 的系列编号有两种,ZKxxxx 和 KAxxxx。光电管本 来是 TPC 中的一部分,但是由于其特别重要,所以我们在本章节中单独予以介绍。



(a) R8520-406

(b) R11410-MOD

图 3-18 PandaX-I 实验中使用的一英寸和三英寸光电倍增管实物照片。

R8520-406 是一英寸的方形光电管,有10个达拿级。其外形尺寸为25.7×25.7 mm²,最小的有效光电接收面为20.5×20.5 mm²,即最小光电覆盖面>63.6%,光电管高度为28.3 mm。R8520-406 光电管能够在-110°C 到 +50°C 的温度范围内正常工作,并且可以承受最小5个大气压的绝对压强。R8520-406 光电管最高可以加900 伏的电压,而在800 伏电压下工作时,其典型的单光电子增益为1.0×10⁶,即达拿级可以将一个光电子放大10⁶ 倍。R11410-MOD 使用陶瓷芯柱绝缘,是3英寸的圆形光电管。其直径为76 mm,高123 mm。最小的有效光电面直径为64 mm,即最小光电覆盖面>70.9%。R11410-MOD 型光电管同样可以在-110°C 到 +50°C 的温度范围内正常工作,并能够承受3个大气压的绝对压强。其有12个达拿级,最高能加1750 伏的电压。在1500V 电压下工作时,典型的单光电子增益为5.0×10⁶。不论是 R8520-406 还是 R11410-MOD,其响应速度都很快,分别为1.8 ns和5.5 ns。

光电管另外一个很重要的属性是光电转化效率或量子化效率(quantum efficiency, QE)。它标志着光电管将光子转化成光电子的能力。通常,光电管的量子效率是由构成 光电面即光阴极的材料做决定的,同时也依赖于入射光子的波长。PandaX-I 实验中所使 用的光电管,都是透过型光电面,其光阴极的材料是所谓的"双碱"材料(Bialkali),即 使用两种碱金属(Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs);而入射窗则是合成的石英玻璃(synthetic silica)。 将光电管置于光子数已知的光照下,通过测量其转化的光电子数与入射光子数的比值 便可以确定光电管的绝对量子效率。图. 3–19(a)给出了由 Hamamatsu 测量的 R8520-406 光电管对于不同波长的光子的量子效率^[100];而图. 3–19(b)则显示了美国加州大学洛杉 矶分校(UCLA)实验组测量的 R11410-MOD 光电管量子效率曲线^[101]。由第二章的讨 论,我们知道液氙 TPC 中的光波段在 178 nm 左右。所以,R8520-406 和 R11410-MOD 都对该波段的光子具有很高的量子化效率。在探测器安装时,我们对已购入的光电管也 做了筛选,将其中量子化效率更高的光电管用于 PandaX-I 实验中。



图 3-191 英寸和3 英寸光电管的量子效率

光电管本身就是中心探测器 TPC 的一部分,所以其当然也是处于液氙环境中。实际上,1英寸的光电管处在气氙环境里,而3英寸的光电管则是完全浸没在液氙中。所以,同 TPC 的其他材料一样,我们对光电管本身的材料放射性也有最高的要求。在 PandaX-I 之前,R8520-406 已经运用在 XENON 实验(XENON10、XENON100)中,其材料放射性也经过多次测量。而 R11410-MOD 型的光电管则是在 PandaX-I 实验中首次被用于

大型的液氙暗物质探测器中。利用我们锦屏地下实验室的材料检测站,我们对这两类 光电管都做了材料放射性测量。其结果如表.3–3所示。作为对比,我们同样也罗列了 XENON100 实验在 LNGS 对 R8520-406 型光电管的测量结果 (括号中的数值)。我们也 将在后面的内容具体讨论在暗物质探测实验中,论光电管对最终本底事例的贡献。

(mBq/个)	⁶⁰ Co	40 K	¹³⁷ Cs	210 Pb	232 Th	¹¹⁰ Ag	235 U	²³⁸ U
D8520 406	$0.52{\pm}0.05$	0.05 9.9±1.0 0.17±0.0	$0.17 {\pm} 0.04$	8±4.7	< 0.14	-	< 0.11	3.7±1.1
R8520-406	(0.75)	(8.15)	-	-	(0.46)	-	-	(0.25)
R11410-MOD	<3.5	13±51.31	0.3±2.8	<8	1.6	0.6	1.17±6.5	< 0.94

表 3-3 一英寸和三英寸光电管的材料放射性水平

当我们给光电管提供高压时,电压以一定的比例分配在光电管的各个达拿级上。而 分压基座(HV divider base)便是用来给各达拿级提供合适的电压。根据光阴极接地(则 阳极接正高压)还是接负高压(则阳极接地)而将分压基座分为正高压基座和负高压基 座。在 PandaX-I 实验中,我们选择了正高压基座为光电管提供电压。选择正高压基座 主要由如下几点考虑。首先,光阴极接地可以降低光电管内的噪声水平,从而改善光电 管的单光子分辨率。如果我们通过负高压基座给光电管提供电压,即将光电管的阳极接 地,那么当光电管的外管壁与接地电位接近或接触时,光电管内部的电子则会撞击接地 电位的玻璃内壁而产生发光,进而造成光电管的噪声显著增加。其次,用来固定光电管 的铜板等部件都是与地短接的。选用正高压基座,则光电管的外管壁也是接地的。这样 可以避免光电管与 TPC 内其他接地部件的电势差问题。第三,使用正高压基座,我们 可以将从光电管出来的电子信号同样搭载在供高压的同轴线缆上,而在探测外再用电容 把信号解耦出来。这样的话,我们可以将探测器内使用的线缆的数量减少一半。从而降 低线缆在氙中放气而引入的杂质。

考虑到分压基座材料选择的特殊性,按照 Hamamatsu 提供的光电管达拿级分压比例,我们自行设计了 PandaX-I 实验光电管所使用的分压基座。图.3-20 给出了 R8520-406 和 R11410-MOD 设计电路图。他们两者非常相似。其终端负载阻抗都设计为 100 kΩ (同种 1 英寸基座的 R16 和 3 英寸基座的 R15)。这样一方面可以提高输出电荷信号的幅度;另一方面也可以提升低频信号的带宽,而这对于减小 S2 信号的失真是非常关键的一点(稍后有详细的讨论)。不过,由于我们所使用的前端电子学的输出阻抗都是 50 Ω,所以分压基座选用 100 kΩ 的负载阻抗使得这两者之间不匹配,进而对信号的质量也有一定的影响,比如信号波形上有轻微的反射。另外,考虑到尽可能给制冷系统少引入热负载,我们对 R8520-406 和 R11410-MOD 分压基座的总电阻分别选定为 12.5 MΩ 和 18.5 MΩ。这样,当 1 英寸的光电管在 800 伏电压下工作时,每个分压基座的发热功率只有

0.05 瓦;而3 英寸光电管在1500 伏电压下工作时,每个基座的发热功率为0.12 瓦。分压基座上的电阻都选用贴片式的。而电容则选用了日本京瓷公司(Kyocera Inc.)生产的低放射性的贴片式陶瓷电容,X7R(10 nF)。但是由于该电容只能承受1 kV的电压,所以对于1 英寸的分压基座,我们在阴极和阳极之间放置了1 个电容(C4),而3 英寸的基座上则需要放置2个(C4和C5)。另外的C1、C2和C3是用来避免可能的光电管饱和问题。但是即使我们选用了低本底的电容器件,其放射性仍然比其他元件要高得多。所以最终我们只保留了最后一级的C3,而去掉了C1和C2(图中的虚线)。



(b) 3 英寸光电管分压基座设计图

图 3-20 光电管分压基座设计图:(a) R8520-406, (b) R11410-MOD

图. 3-21(a) 和 Fig. 3-21(b) 分别显示了 R8520-406 和 R11410-MOD 分压基座的实物 照片。在加工这些分压基座时,从材料选择的角度出发,我们主要考虑了下面几个方面。 首先,我们选择了 cirlex 这种 PCB 板材作为分压基座电路的载体。Cirlex 的 PCB 板是在 聚酰亚胺 (kapton) 双面镀铜。选用 cirlex 的主要原因是其材料放射性低、放气率低,而 且可以承受低温、高压。在印刷电路板 (printed circuit board, PCB) 的过程中,我们采
用沉银的工艺,并且不使用任何添加剂,比如含铅的阻燃剂等,以保证印刷电路的放射性纯度。在焊接电阻电容元件时,我们特意从Lucas-Milhaupt/Handy & Harman 公司选购了不含铅的焊锡 (Sil-Fos)。另外,我们还选用了 Mil-Max 公司的插脚焊接在分压器的基座上。最后,所有电子元件的焊接都是手工完成。在材料器件选取过程中,我们着重测量各元件的放射性。而当分压基座完成后,我们进一步利用材料检测站测量了其成品的总体放射性,结果如表.3-4 所示。



(a)

(b)

图 3-21 光电管分压基座成品(a) R8520-406, (b) R11410-MOD

Item (mBq/pcs)	⁶⁰ Co	40 K	¹³⁷ Cs	²¹⁰ Pb	232 Th	235 U	²³⁸ U
1 英寸基座	< 0.07	<2.44	$0.35{\pm}0.09$	<2.31	$0.73{\pm}0.18$	< 0.18	< 0.32
3 英寸基座	< 0.06	<1.25	$0.33{\pm}0.08$	11.61±2.27	$0.16{\pm}0.15$	$0.37{\pm}0.19$	$1.14{\pm}0.14$

表 3-4 光电管基座的放射性测量结果

前文提到,我们采用正高压的光电管基座,同时利用一根同轴线缆既给光电管提供 直流高压,也读取光电管产生的信号。加载在高压上的信号则在探测器外解耦分离出来。 参考大亚湾实验的设计^[102],我们研发了 PandaX-I 使用的信号解耦器 (decoupler box)。 图. 3–22(a) 给出了信号解耦器的设计电路图。其后端连接光电管,左侧连接给光电管供 电的高压源,前端则连接电子学设备。这里关键的解耦电容器 (C4) 数值的选择是基于 SPICE 软件模拟以及实验验证得到的。最终我们选定电容为 100 nF、可以耐 2000 伏直 流电压的电容器作为信号解耦元件。C4 值的选择标准主要是尽可能减少 S2 信号的失真 情况。实验中,我们选用了 CAEN 的 SY1527LC 高压机箱和 A1932AP 48 道高压插件来 给光电倍增管提供正的直流电压。但是,我们发现这种高压电源会在电子学中引入频率为 200 kHz 的电磁噪声。所以,我们在信号解耦器的高压输入端设计了 3 级的高频过滤器 (R1-C1, R2-C2 和 R3-C3)来过滤这些来自高压电源的高频噪声。图.3-22(b)显示了一个 4×12 道的信号解耦器成品。其内部包含 4 块 PCB 板,每块板上有 12 道解耦器。图中所示解耦器的左侧是高压进入端,通过 4 个 12 道、能承受 2000 伏直流电压的 DB25型连接头接入;后面板上排布着 48 道独立的 SHV 接头以连接各个光电管;而前面板则是 48 道独立的 BNC 连接头,用以连接电子学,读出解耦出来的信号。在 PandaX-I 实验中,我们一共使用了 4 个这样的解耦器。每个解耦器装配成 4U 的铝合金制金属盒,并安装在标准的 19 英寸电子学机架上。



(a) 解耦器设计电路

(b) 48 道解耦器成品

图 3-22 信号解耦器的设计和成品图

在设计光电管分压基座以及信号解耦器时,我们注意到基座的输出阻抗和解耦器的 解耦电容对于信号的质量有着非常重要的影响。这里,我们详细描述仿真电路模拟以及 测试实验给出的结果。图.3-23 给出了模拟 1 英寸光电管信号时,Multisim 软件里的仿 真电路。模拟 3 英寸的仿真电路完全类似。其中,一个电流源(I1)用来仿真光电倍增 管,其发出脉冲宽度为~100 ns 的 S1 快信号和宽度为~2 μs 的 S2 慢信号;然后信号波 形在经过分压基座和信号解耦器后被阻抗为 50 Ω 的 XSC1 读出(模拟示波器和数据获 取系统)。在模拟中,我们设定分压基座的阻抗(R16)为 50 Ω 或 100 kΩ,而可选的解 耦电容(Cd)则为 1 nF、10 nF、100 nF 或 1 μF。对于每一种 R16 和 Cd 的组合,我们都 模拟其输出的"S1"和"S2"信号的质量。同时,为了检验模拟的数据结果,我们搭建 了测试平台,并通过实验来测量在每一对(R16,Cd)组合下的信号质量。在测试实验中, 方波电压用于驱动蓝光发光二极管(LED)发光。而在不同宽度的方波驱动下,LED 可 以发出窄的 S1 和宽的 S2 光信号。基于不同阻抗的分压基座和解耦电容,我们用示波器检验光电管的输出信号。



图 3-23 模拟光电管输出信号的仿真电路

考虑到实验中的电子学设备的阻抗都是 50 Ω 的,所以我们首先将基座的负载阻抗 设定为 50 Ω ,然后检验不同的解耦电容值下的波形质量。图. 3–24 给出了这种设置下, 对 S2 类型信号的模拟和测试实验给的结果。模拟输入的信号是一个近似方波的周期信 号,如图. 3–24(a)中的黄线所示。用来驱动 LED 的信号也基本类似。图中用不同颜色标 注的波形则是不同的解耦电容的输出结果。不论是在模拟还是在测试实验中,在所选取 的各个解耦电容值下 (1 nF 绿线,10 nF 红线,100 nF 蓝线,1 μ F 紫线),我们都看到波 形上有很明显的过冲信号。但是,结果也显示,当解耦电容从 1 nF 增大到 100 nF 时,过 冲信号被明显压平了。而且,我们也注意到,当解耦电容值从 100 nF 继续增大到 1 μ F 时,过冲信号的改善不是很明显。而在图. 3–24(b)显示的测试实验结果中,我们也得到 相同的结论。

然后我们将分压基座的负载电阻从 50 Ω 增大到 100 kΩ,并重复之前的实验。如 图. 3–25(a) 和图. 3–25(b) 所示,模拟和测试实验的结果都显示,当解耦电容值增大到 100 nF 时,过冲信号基本被完全抑制住了。考虑到目前市场上可以承受 2000 伏电压的 商用电容器最大电容值为 100 nF,所以我们最终选择电容为 100 nF 的解耦电容器。另 外,如果横向比较图. 3–25和图. 3–24中的信号,在输入相同的情况下,当基座的负载电 阻从 50 Ω 增大到 100 kΩ 时,信号的幅度有明显增长。因此,从 S2 类型的信号质量的 角度出发,我们将基座的负载电阻也暂定为 100 kΩ。

然而, 解决了 S2 信号的过冲问题后我们需要检验 S1 型的信号。所以我们制作了负



图 3-24 基座负载电阻为 50 Ω , 解耦电容为 1、10、100 nF 和 1 μ F 时, 模拟和测试实验给出的 S2 波形



图 3-25 基座负载电阻为 50 Ω , 解耦电容为 1、10、100 nF 和 1 μ F 时, 模拟和测试实验给出的 S2 波形

载为 50 Ω 和 100 kΩ 的两种分压基座,并将其接入测试平台,通过示波器检验 S1 型信号的波形质量。该测试中,我们使用了 100 nF 的解耦电容器。结果如图.3-26 所示。



(a) 50Ω阻抗

(b) 100 kΩ 阻抗

很明显,对于同样的光源、同一个光电倍增管,当输出阻抗增大时,其信号幅度也明显 增大。这也跟上面 S2 类型信号的测试结果吻合。但是,与预期的一样,由于电子学等 设备的输出阻抗为 50 Ω,当我们将分压基座的输出电阻调整至 100 kΩ 时,由于出现阻 抗不匹配,我们在主输出脉冲之后 (50 ns 处)又看到了一个小的反射信号。而这种反 射信号在阻抗为 50 Ω 的基座上基本没有。然而,考虑到真实的实验中,S1 的信号很窄 (~100 ns),而且测试结果显示,相比较主脉冲,反射信号的幅度和电荷量都要小得多。 所以我们认为这个量级的反射型号对 S1 信号积分电荷的计算影响会非常小。因此,我 们最终决定使用 100 kΩ 作为光电管分压基座的输出阻抗。而至此,我们也确定了光电 管分压基座和信号解耦器的所有设计。

3.2.5 电子学和数据获取系统(Electronics and DAQ)

电子学和数据获取系统(electronics and data acquisition system)是用来处理光电倍 增管产生的信号。它采样获取原始光电管信号,并将原始信号在线进行快速处理分析后 作为实时监控系统(realtime monitoring)的主要依据;同时也将数据保存下来以备进一步的精细物理分析。具体来讲,其主要的功能包括光电管信号的放大、信号的触发、波形的获取和模数转换、数据的在线实时分析以及数据存储。关于电子学和 DAQ 的更多 介绍,见 Ref. [103]。

图 3-26 解耦电容为 100 nF, 分压基座的输出阻抗为 50 Ω 和 100 kΩ 时, 输出的 S1 波形

PandaX-I 实验中,我们一共使用 180 个光电管来记录探测器内能量释放产生的信号。在 TPC 技术中,一个典型的物理事例包含两个时间上相关联的信号,初级闪烁光信号 (S1)和比例发光信号 (S2)。典型的暗物质粒子与氙碰撞产生的反冲能从 1 keV_{ee} 不到至几十 keV_{ee}。考虑到当前探测器的光产额和探测效率,对于探测暗物质的能量区间,即使将所有光电管收集的光加起来,在几十纳秒的信号宽度内,典型的 S1 信号只有几个到几十个光电子。对于 PandaX-I 实验,同一个事例的 S2 一般比其相应的 S1 信号大 100 倍,但是信号的宽度也大得多,在几个微秒量级。因此,S2 信号的幅度也很小。PandaX-I 的 TPC 高度为 15 厘米,即电子的最大漂移长度为 15 厘米。如果估算电子在电场中的漂移速度为 2 mm/μs,那么 S1 与 S2 信号的最大间隔为 75 μs。基于以上对 S1、S2 信号性质的理解,我们在开发电子学及 DAQ 时,对系统的要求如下:

- 考虑到我们需要利用单光电子 (single photonelecron, SPE) 对光电管进行标定,数 模转换器 (digitizer) 必须能够精确测量单光电子的电荷。假设光电管的增益为 2×10⁶ 而单光电子的信号宽度为 10 ns 的话,那么典型的单光电子的信号幅度为 2 mV 左右。所以,我们要求 digitizer 的采样率至少要 100 MS/s (即最多隔 10 ns 采 集一个数据点);而纵向的有效采集幅度的精度要远小于 2 mV。
- 不论事件的触发位置在哪,每一个配对的 S1-S2 事例需要采集在一个读出窗口内。 所以数据的读出窗口要大于 150 μs。
- 系统对于低能量的核反冲事例具有高触发效率。
- 数据传输的带宽需要满足不同类型数据采集 (光电管标定、放射源刻度以及暗物 质数据采集)的需求。

图. 3-27 显示了 PandaX-I 实验的电子学和 DAQ 系统的逻辑框图,与 XENON100 实验的设计非常相似。它是一个单道对单道的读出系统 (channel-by-channel),也就是 说每一个光电管都有一个独立的数据采集通道。系统中,配套有 4 个 48 道高压模块 (A1932P)的高压机箱 (SY1527LC)为180 道光电管提供直流正高压。从光电管出来的 原始信号在探测器外经过一个信号解耦器从高压同轴电缆上分离出来进入 DAQ 系统。 DAQ 是一个 VME 总线和 NIM 总线混合的系统。基于 NIM 总线的放大器模块 (Phillips 779)从解耦器上获取原始信号,并将其放大 10 倍后送入快速模数转换器 (flash analogto-digital converter, FADC) V1724 (CAEN,每个 VME 模块 8 通道)。FADC 将数字化 的信号暂时存储在缓存器中,而一旦收到来自触发系统的触发信号后,便将数字化的 信号读出。实验中,我们一共使用了 23 个 V1724 模块,分别安装在两个 VME 机箱内。 两个 VME 机箱通过光纤相连,其中一个包含 16 个 V1724 模块,处于主控地位;而另



图 3-27 电子学和 DAQ 系统的逻辑框图^[103]

一个包含 7 个 V1724 模块,处于从属位置。每一个 V1724 模块含有 8 道 14 位、采样 率 100 MS/s 的 FADC。其采集的电荷范围为 2.25 V_{pp},也就是说在纵向幅度上,其电荷 分辨率为 2.25V =0.137 mV。同时,每一个 V1724 模块都有一个独立的 100 MHz 的内部 时钟。为了实现所有 FADC 的同步化,我们将模块 CLK-IN 与前一个模块的 CLK-OUT 通过 daisy-chaining 的模式相连。然后,我们指定第一块 V1724 的内部时钟作为主时钟,而其它的模块则通过程序来读取上一模块的 CLK-OUT。通过这种方式,我们将 23 块 V1724 的最大时差控制在 2 ns 以内。另外,计数器模块 (CAEN V830)则实时得记录原 始信号和触发信号以监控整套系统的运行状况,比如触发效率、死时间等。图.3–28显示了在锦屏地下实验室搭建的相关电子学和 DAQ 系统的实物照片。

暗物质与液氙原子散射产生的低反冲能要求我们的电子学系统要有很低的触发阈 值。对于触发系统的总体要求是其触发阈值低于 1 keV_{ee}。在 PandaX-I 实验中,我们发 现了与信号偶合的电磁干扰噪声。这些电磁干扰信号的频率为 200 kHz,主要来源于 光电管的高压电源。噪声信号的波形与 S1 非常相像,宽度为~100 ns。对于只有几个 光电子大小的 S1 信号,在触发系统的硬件上,我们很难将一个真正的 S1 信号与 200 kHz 的噪声信号区分开来。由于典型的 S2 信号比其对应的 S1 信号要大 100 倍,所以 对于暗物质的事例,我们选择在 S2 信号上触发。然而,问题依然存在。因为对于电荷



图 3-28 电子学和 DAQ 系统的实物图

为几十到几百光电子的小 S2 信号,每一个光电管也只能接收到几个光子,并且还分布 在几个微秒的时间段中。所以触发这样的事例依然是个挑战。为了解决这个问题,我 们采用了 FADC 模块内的"时间过阈"(time-over-threshold, TOT)模式来开发触发系 统。每一个 V1724 板内有一个阻抗为 50 Ω 的、12 位 (1 伏范围内)、100 MHz 的数模 转换器 (digital-to-analog converter, DAC);并且这个数模转换器的信号可以通过模块前 面板的"MON/Σ"输出^[104]。利用该模式,我们在每块 V1724 内预设一个阈值,每一个 FADC 通道的信号超过这个阈值时便会产生一个幅度为 125 mV 的 TOT 信号。然后每块 V1724 上 8 道的 TOT 信号积分求和后,被 DAC 从"MON/Σ"输出,即图. 3–27 中所示 的"Majority"信号。连接底部光电管的所有 5 块 V1724 的"Majority"信号经过线性扇 入扇出 (Linear FAN-In/Out) 加和后,被积分时间 (shaping time)为 1.5 μs 的波形积分 放大器 (spectroscopy amplifier, ORTEC 575A)积分放大。利用这种方法,积分得到的 电荷信号的幅度与 FADC 加和后信号的幅度及宽度都成正比关系。基于 TOT 搭建的触 发系统可以很好地避免噪声信号的干扰。如图. 3–29 所示,那些偶然符合进来的噪声信 号,即使在某几道光电管上都超出了预设的 TOT 阈值,但由于其信号宽度窄,所以也 只能产生很窄的原始触发信号。这个原始的触发信号由于太窄,积分的电荷不足以形成



图 3-29 PandaX-I 原始触发信号的产生机制

真正的触发信号。因此该事例便不会触发数据采集系统。被波形积分放大器积分放大的 原始触发信号然后被送进甄别器(CAEN V814 discriminator)做阈值判断。当其值超过 预设的阈值,甄别器便输出一个标准的 NIM 逻辑电平(transistor transistor logic, TTL) 作为触发信号。该电平信号再进一步送往逻辑模块 CAEN V1495 内做逻辑判断:如果任 何一个 FADC 处于"占线"(busy)状态,则该事例不触发;只有当 FADC 都没有被"占 线"的时候,一个真正的触发信号才送出去。一旦接收到了触发信号,则缓存区域内的 模拟采样信号便被记录下来,并进一步被 DAQ 计算机通过光纤读出。

VME 电子学与 DAQ 系统以及服务器之间通过光纤相连接。存储在所有 FADC 缓存内的事例通过所谓的"多块传输"(multi block transfer, MBLT)模式,每五个事例为一组读出。分段的数据重组成物理事例后,被写入挂载在服务器上的磁盘阵列作为永久存储。在实验中,我们有几种不同类型的数据采集:LED 标定、放射源刻度以及暗物质数据采集。其中,暗物质采集时的事例率最低,大概只有几赫兹的触发频率。而使用LED 标定光电管时,触发频率为百赫兹。但是其单个事例的波形中只有一个脉冲信号,所以采样窗口可以很窄。实际操作中,LED 标定时,我们只使用 5 µs 的采样窗口。因此,LED 标定时的数据采集,虽然触发频率比较高,但数据传输率却不大。而在使用放

射源对探测器进行刻度时,其事例率高(几十赫兹)同时采样窗口也长(200 μs),所 以对数据传输的要求也最高。为了压缩数据大小,从而降低数据传输率,FADC内所谓 的"零长度编码"(Zero Length Encoding, ZLE)模式被用来压缩波形。在 PandaX-I 实 验中,基于每一个事例最前端和最后端的 40 个数据样本,我们计算得到该事例波形的 基线。在平衡了光电管的增益即将测量数据的单位都转换成光电子数目后,我们对每一 个波形设置了 1/3 PE 幅度的阈值。因此,事例波形中幅度低于阈值的数据则全被扔掉。 利用低亮度 LED 数据,通过比较使用 ZLE 与不使用 ZLE 来两种数据获取的模式,我们 论证了 1/3 PE 阈值的效率基本是 100%。而通过这种方式,即使在用放射源刻度探测器 时,其数据传输速率也只有 30 MByte/s,远远低于系统可以承受的 80 MByte/s

3.2.6 连通器和走线(Feedthroughs and Cabling)

PandaX-I 的中心探测器坐落在两个气密性的容器中。所以为了将内部探测器的信号、传动等引导到探测器外,我们设计了几种类型的连通器以及相应的线缆。根据使用的对象不同,这些连通器和线缆总体上可以分为两类:一类是服务于光电倍增管(光电管供电及信号读取),另一类则是给 TPC 的电极 (阴极和门电机) 施加电压。另外,在后面一章节里,我们还将介绍另一个特殊的传动连通器。而探测器内部诸多传感器,比如温度传感器、压力传感器、液位计等,其走线方式和光电管是一样的,所以我们就不做特别的介绍。

图. 3–30 显示了 PandaX-I 实验中光电倍增管使用的连通器和走线。如前文所述,在 探测器内部,每个光电管的高压供给和信号传输是通过一根同轴线缆实现的。所以在进 入信号解耦器之前,每一个光电管都对应一根同轴线缆。在实验中,我们共有两种同轴 线缆用来连接光电管。对于在探测器内部(内罐)的连接,我们选用了 MDC 真空公司 (MDC Vacuum Company)的 KAP3 型同轴线缆(part number is 680502)以满足探测器内 部低温、低放气率、低本底以及耐高(电)压的要求。在图. 3–30 中 KAP3 的线缆以棕 色标记。而图. 3–31(a)显示了 KAP3 型同轴线缆的构造。该线缆一共有三层同轴层:中 心一根镀银的导电铜芯;外层用来屏蔽外界电磁干扰的铜编织网;以及两者之间的绝缘 层一聚酰亚胺(kapton)薄膜。KAP3 线缆非常细,其中心导电轴只有 0.25 mm,而外 屏蔽层的外径也只有不到 1 mm。作为一种出色的高分子材料,聚酰亚胺优秀的绝缘性 能使得如此细的 KAP3 线缆可以承受 2000 伏的直流电压;而其良好的温度特性及极低 的放气率,使得 KAP3 可以在-269 到 260 °C 温度范围内正常工作,并且适用于超高真 空环境(1×10⁻¹¹ mbar)。但是,这种类型的线缆也有明显的缺点。首先,其阻抗为 39 Ω,而不是其它电子学更常见的 50 Ω。所以,与其它电子学设备阻抗的不匹配会在一定 程度上影响信号的质量。不过,通过实验测试,我们认为其对 PandaX-I 实验的信号质量 影响可以忽略。另一方面,如图.3-31(a)所示,KAP3 同轴线缆只有一根中心线,其机 械强度较差,比较容易折断。最后一点,KAP3 线缆的价格比较昂贵。PandaX-I 实验时, 其购买的价格大约为7 \$/m。



图 3-30 PandaX-I 实验光电倍增管的走线示意图

而在中心探测器之外,我们则不用担心低温或材料放气的问题。所以对于电缆的要求没有像探测器内部那么苛刻。实验中,我们选择了 RG 类型的同轴线(图.3-30 中 以黄色标记)作为光电管在外罐以及探测器外部连接的线缆。图.3-31(b)给出了 RG 类 型线缆的结构。从内之外一共包含四层:多芯缠绕的镀银铜芯线、特氟龙的绝缘层、屏 蔽用铜织带以及最外层的聚乙烯保护层。特别地,我们选用了一种 RG316D 的同轴线。 相比较其它类型的 RG 线缆,RG316D 同轴线具有双层的铜屏蔽网,可以更好得屏蔽外 界的电磁干扰(electromagnetic interference, EMI)引入的噪声。RG316D 型线缆的芯线 是由 7 根 0.17 mm 的镀银铜丝缠绕而成,所以相比较 KAP3 线缆,其机械强度要高得 多。但其代价则是 RG316D 线缆也比 KAP3 粗 3 倍。另外,不像 KAP3 那样可以承受液 氦(-269°C)的温度,RG316D 型的线缆只能在-55 到 200 °C 的温度范围内工作。但是 由于其工作的环境基本是在室温,所以-55 °C 的低温承受能力也足够了。相比较 KAP3 线缆,RG 类型的同轴线的阻抗为 50 Ω,而且价格不到 KAP3 线缆的十分之一。除了



(a) KAP3

(b) RG316D



RG316D 外,我们还根据是否需要承受高电压,为不同的用途选用了 RG58 和 RG174 的 线缆。RG58 和 RG174 只能够承受~100 伏的直流电压。所以、它们被用来电子学之间 的信号传输。而经过系统地测试, RG316D型的线缆可以承受 2000 伏的直流电压, 所 以它被选作内罐到解耦分离器之间的连接线。



(b)

图 3-32 Kvocera 48 针的连通器: (a) 真空端; (b) 氙气端; (c) PEEK 接头以及连接的线缆

为了引出光电管的这些线缆、我们使用了不同类型的真空连通器。与顶部和底部光 电管连接的线缆分别通过安装在内罐顶部和底部法兰的连通器引出。在探测器顶部法 兰,我们安装了 2×3 共 6 个 CF-35 刀口法兰密封的 48 芯连通器。这些连通器是从日本 京瓷公司(Kyocera Company)购买,并且已经应用在 XENON100 实验中。连通器上的 48 跟针脚彼此用陶瓷隔绝开,可以承受 1000 伏的直流电压。考虑到我们顶部 1 英寸的 光电管最高只会加到 900 伏的电压, 所以这些连通器完全可以胜任。与连通器配套, 京 瓷公司制作了橡胶的连接头。但在 PandaX-I 实验中,我们没有使用这些连接头,而是用 聚醚醚酮 (Polyetheretherketone, PEEK) 材料, 特制了低放射性、耐低温的连接头。这些 连接头也进一步将连通器上的 48 根针脚绝缘开。利用这些连接头,我们将每 24 根同轴 线缆组合在一起,并与一个连通器成为一体。图.3-32显示了连通器的两面以及 PEEK 接头与线缆和连通器的连接。

底部的光电管的连接线则是通过两个从 MPF 公司 (MPF Products Inc) 购买的双面、41 芯、耐低温、耐高压的商用连通器 (产品号: A8233-6-QF) 引出。该连通器通过 CF-40 的刀口法兰与内罐密封。图.3-33 给出了这种连通器的构造: 41 根铜质的芯柱被陶瓷绝缘隔离开。而同时,我们注意到陶瓷面上还烧结了一层不锈钢防护层。"裸"的 41 芯



图 3-33 41 芯 MPF 连通器的构造

MPF 的连通器本身在空气中只能承受 1200 伏的直流电压。但是,在按照如图.3–33(a) 所示的设置对连通器进行耐压测试的时候,我们发现,如果连通器的壳体接地,则当电压加到 1200 伏的时候,出现击穿现象;而如果让壳体本身的电势处于浮动(float)状态,那么连通器可以承受 2000 伏的直流高压。经过仔细的研究,我们发现电压击穿不是发生在两根芯柱之间,而是在接高压的芯柱与不锈钢涂层之间。其原因是,由于芯柱与不锈钢涂层之间的间隙太小,所以当连通器的壳体接地后,不锈钢的涂层便是接地状态。因此,在这种情况下,当电压加到 1200 伏的时候,接高压的芯柱与不锈钢涂层之间被击穿。为了解决这个问题,我们在芯柱与不锈钢涂层之间灌注上适用于真空并且耐低温的环氧树脂,以增加其绝缘能力。我们选用了爱玛森康明公司(Emerson & Cuming Company) 生产的 STYCAST 2850 FT 型胶水以及配套的 Catalyst 23 LV 固化剂。环氧树脂经过 24 小时后固化。通过这种方式,芯柱和不锈钢涂层之间的小间隙被一层绝缘的树脂填充,其绝缘性能大大提升。图.3–34 显示了灌注环氧树脂前后的连通器的照片。将灌胶后的连通器置于液氮温度测试,其可以承受 2000 伏的直流电压。另外,考虑到这些环氧树脂里中心 TPC 非常近,所以我们用材料检测站测量了其所含的放射性元素,

结果如表. 3-5 列出了其结果。由于我们使用的环氧树脂总质量小于 10 g,所以我们认为其贡献的本底可以忽略。另外一个需要考虑的因素是这些环氧树脂的溶解性和放气。因为在使用的过程中,这些连通器都浸泡在液氙里。所以,如果环氧树脂溶解扩散或放气,都会影响液氙的纯度。原则上这不应该是个问题,因为选用的环氧树脂本来就是适用于低温和真空环境的。但是,为了验证其可靠性,我们将灌胶后的连通器连接在真空容器上并浸泡在液氮中超过 24 小时,并用真空泵将真空腔体抽到很低的真空 (10⁻⁴) Pa。然后借助残余气体分析仪 (residual gas analysis, RGA),我们检查真空腔内剩余的气体成分。结果显示,没有任何额外的杂质物被发现。所以,我们相信这种处理方法不会导致氙的污染。

	Th^{234}	Ra^{226}	Ac ²²⁸	Th^{228}	U^{235}
mBq/g	2.75±0.12	$0.36{\pm}0.02$	$0.14{\pm}0.03$	$0.26{\pm}0.03$	$0.024{\pm}0.016$
	Pb^{210}	137 Cs	⁶⁰ Co	\mathbf{K}^{40}	-
mBq/g	< 0.23	$0.021{\pm}0.007$	< 0.01	$0.31{\pm}0.12$	-

```
表 3-5 环氧树脂的材料放射性水平
```



(a)

(b)

(c)

图 3-34 灌胶之前(a)(b)和灌胶之后(c)的 MPF 连通器

我们在外罐上安装了同样的两个 MPF 真空连通器以引出底部光电管的连接线。而 连接顶部光电管的线缆则是通过 12 个 24 芯的 LEMO 真空连通器 (S24, FFA-4S-324-CLAC72) 引出。图. 3–35 显示了 LEMO 连通器的构造:中间的部分是连通器本身,它 通过橡胶圈密封在外罐的大法兰上;边上的两部分则是拔插式的连接头。上海的 LEMO 公司帮我们将 12 根 RG316D 同轴线缆焊接在每个连接头的尾端。而且,为了提高连接 头的绝缘性能,在将线缆与插针焊接完毕之后,我们将连接头的间隙内同样也做了灌胶 处理。不过,略有不同的是,这里我们使用的是另外一种快速固化的环氧树脂而不是上 文提到的低温真空树脂。经过对连通器、连接头以及线缆这一套系统的测试 (快速升降 电压、长时间加载高电压),这一套线缆结构在室温下可以承受 2000 伏的直流电压。



图 3-35 Lemo 连通器及拔插式接头

以往在测试电子学器件是否能承受高电压时,我们都是将加载到电子元件的电压 提升到某一值,然后放置24小时或更长的时间。如果经过长时间的测试,高压不淬灭, 我们则认为该器件可以承受住这一设定的电压。然而,在 PandaX-I 实验测试性运行中, 我们发现,有些电子元件虽然经受住了上述的测试,但是其在使用的过程中仍然有可能 发生非常微小的打火现象。而这些非常微小的打火往往导致电子学中出现与 S1 非常相 像的快信号。图.3-36 显示了我们在测试线缆时发现的小的打火信号。该测试中我们没



图 3-36 电子学微小放电产生的信号

有连接光电管,而且高压源上的监控数值也没有任何变化。这个测试里,单光子阈值以 上的事例率大概只有几赫兹。但是,这样的信号却仍有可能随机地与一个只有 S2 的事 例符合,构成一个假事例。鉴于此类情况,我们在测试电器件的耐压性能时,除了快速 的升降电压以及将长时间加载高压外,我们还将一个信号解耦器连接在测试系统中。然后,在测试时,我们使用示波器检测是否有类似的信号出现,从而判断该器件在使用的 过程中是否可能发生不易察觉的微小放电。只有当器件通过了以上所有的测试时,我们 才认为该器件通过了耐电压测试。

除了以上与光电管相关的线缆及连通器外,我们需要其它的连接器件为 TPC 的阴极和门电极提供电压。对于门电极,我们设计的电压值为 5000 伏。所以,我们选用了 MDC 公司生产的带有 4/3 英寸的刀口法兰的、同轴单芯连通器 (产品号:922000)。它 可以承受 6000 伏的直流电压。连通器的一端是同轴的 MHV 接头,而另一端是裸露的 单芯。同样的连通器以同样的朝向,分别安装在探测器的外罐和内罐上。对于安装在内 罐上的连通器,其裸露的单芯处于氙环境。从门电极引出来的铜丝的一端焊接了一个特制的铜插座。所以内罐上的连通器便通过公——母头 (pin-socket) 的方式与门电极连接 起来。而在外罐中,同轴线缆的一端为标准的 MHV 接头,其与内罐上的连通器直接相 连;而另一端焊接类似的插头,通过公——母头的方式与外罐上的连通器相连。另外, 在屏蔽体之外,一根标准的 MHV 同轴线缆连接外罐上的连通器和高压插件。不同于 门电极,TPC 阴极的电压则是通过一个完全特制的连通器从外至内传送至探测器内罐。 图.3–37(a)显示了阴极的高压线缆的连接方式。高压线缆是由外径为 10 mm 的聚乙烯内



⁽a) 阴极高压线的走线方式

(b) 阴极连通器的设计细节

嵌直径为 3 mm 的无氧铜芯而成。高压线缆嵌套在一根内径为 70 mm 的不锈钢管道内。 为方便安装,管道一分为二。一段焊接在 ISO-160 的法兰盘上,而法兰板又通过橡胶圈

图 3-37 阴极高压连通器及其走线

与外罐密封;另一段则通过 CF-35 的刀口外加铜垫圈与内罐实现密封。两段管路通过一段波纹管密封再连接在一起。为了实现不锈钢管路的密封,我们首先特制了一个柱状的特氟龙件。这个特氟龙件的外径与不锈钢管路的内径基本一样,而内径则仅比高压线缆的聚乙烯外径略微大一点。我们将特氟龙柱与不锈钢管路在液氮温度下冷却,然后把把特氟龙柱体快速地插入到不锈钢管道内。由于特氟龙柱体的外径与管道的内径一样,所以当温度回升之后,借助特氟龙更大的热胀形变,我们实现了特氟龙壁与管壁的密封。最后,我们再将高压线缆穿过特氟龙柱,并使用一个特制的锥形铝法兰挤压介于聚乙烯和特氟龙间的橡胶圈,最终实现高压线缆与特氟龙柱体的真空密封。图.3–37(b)显示了这种特制连通器的构造细节。我们将连通器成品(带高压线缆)安装在真空系统中进行检漏。常温情况下,在真空腔内的压强降到10⁻⁴ Pa的时候,利用残余气体分析仪检查连通器的各个密封点,没有发现任何泄露的地方。而另一方面,该连通器为内罐的最远端,巨大的温度梯度使得探测器内的液氙温度到了连通器处的时候基本变成了室温。所以,通过实验验证,我们认为该连通器适用于 PandaX-I 的实验。

当高压线缆进入到探测器内部后,类似的公一母头 (pin-socket) 连接方式将高压线 缆的芯线与 TPC 阴极相连。如图. 3-38 所示,无氧铜丝的一端焊接有一个比高压芯线 内径略大的铜鼻子,而另一端则通过螺栓结构与阴极丝网牢牢固定在一起。高压芯线直 接插入焊死在铜丝上的铜鼻子。而为了保证连接的紧密可靠,我们在线鼻子上开有螺纹 孔,并用螺杆将高压芯线牢牢挤压在线鼻子内。为了防止探测器吊装过程中高压线的晃 动扯断铜丝,我们特别设计了特氟龙的定位件 (图.3-38 中白色的风扇叶型部件)。利用 该器件,我们将高压线牢牢卡在不锈钢管道的中心。



图 3-38 高压线与阴极丝网的连接

3.2.7 LED 和放射源刻度系统

在实验中,当探测器运行时,为了对探测器的各项性能有充分的了解,我们需要对 探测器进行"参数化",即对探测器进行刻度(calibration)。我们首先需要对探测器的 "眼睛"一光电管有充分的了解。所以,我们搭建了LED光学刻度系统。通过光电管对 LED光源的响应来获取光电管的各项关键指标,比如光电管的增益、单光子分辨率等。 而更重要的,我们需要了解探测器的整体响应,即了解探测器对于不同的反应类型(电 子反冲、核反冲)、不同的能量,都有什么样的响应。因此,我们也搭建了放射源刻度 系统来达到这一目的。在这一小节里,我们便对这两个刻度系统予以详细介绍。



图 3-39 LED 光学刻度系统

为了尽量避免线缆受电磁干扰的影响,我们将 LED 光源及其电源驱动装置设置在 探测器的外面。我们自制了一个脉冲信号来驱动三个蓝光的 LED (波长为 300 nm 左 右)。实验中,一个门信号 (TTL)用来触发一个快速的脉冲信号 (小于 10 ns)。同时, 该 TTL 信号也作为前端电子学的外部触发信号来触发 DAQ 系统。LED 光源的光强则由 一个负的直流电压源控制。从 LED 发出的光通过光纤接头耦合进超高真空的光纤。光 纤则通过从 Accu-Glass 公司购买的 4 通道、超高真空的光纤连通器 (F021R-4-275,产 品号: 112607,图.3–39(b)所示)将 LED 产生的光从探测器外传送到探测器内部。出于 不同用途的考虑,我们选用了三种不同外形的超高真空光纤。在內罐使用的光纤其需要 长期浸泡在液氙中,所以其放射性是首要考虑的因素。另外我们也需要考虑耐低温、放 气率等因素。所以,我们选用了一种几乎"裸"的低放射性光纤。该光纤仅在玻璃芯外 镀有一层聚酰亚胺 (kapton)薄膜 (图.3–39(b)中的棕色光纤)。对于在外罐中使用的光 纤,考虑到其处于真空环境,其材料的放气也不能太严重。所以,我们选用的光纤,围 是一层不锈钢金属保护壳 (图.3–39(a)中的银色光纤)。而对于在探测器外面的光纤,我 们没有真空或低温的要求,所以其外层是最常见的塑料保护套 (图.3–39(a)中的蓝色光 纤)。光纤连通器安装在探测器内罐的顶部法兰,如图.3–39(b)所示。3 根光纤的一端通 过 FC 光纤耦合器连接在光纤连通器上,另一端则是"裸"端,直接插在 3 根特氟龙的 扩散棒。这三根特氟龙的扩散棒安装在 TPC 的最外围,相互间隔 120 度,并分别命名 为 A、B、C。这些特氟龙扩散棒将从光纤出来的光均匀地分散到 TPC 内部,从而使得 尽量多的光电管能看到来自 LED 的光。而在实际的操作中,我们调节 LED 的驱动电压 以调整不同光电管看见的光强 (以单光子出现的概率为衡量标准)。通过这种方式,我 们使用其中的一根扩散棒 (扩散棒 A)便可以对所有的光电管进行刻度。而另外两个扩 散棒则作为备用



(a) 放射源放置装置示意图



(b)

(c)

(d)

图 3-40 放射源刻度系统:(a) 放射源放置装置示意图;(b) 放射源与钢丝绳固定;(c) 钢丝绳与聚 乙烯管的连接及密封;(d) 安装在探测器外罐上的聚乙烯管路。

与 LED 光源不同的是, 放射源的刻度装置安装在探测器的外部, 即放射源本身不

进入探测器内部。实验中,我们需要用到中子源和伽马源来标定探测器的响应。其中, ¹³⁷Cs 和 ⁶⁰Co 源用于电子反冲事例的刻度; ²⁵²Cf 用于核反冲事例的刻度。为了能够从探 测器的外面操作放射源,我们设置了如图.3-40(a)所示的放射源放置装置。实验中使用 的放射源都是豁免源,放射源的属性我们会在后面章节中详细介绍。放射源本身封装在 一个不锈钢的"胶囊"内。 137 Cs 源和 60 Co 源胶囊的外径约为 6 mm, 而 252 Cf 源胶囊的 直径为8mm左右。为方便安装,"胶囊"的尾部为螺纹结构。然后,我们在一根不锈 钢丝上压接一个线鼻子, 而放射源"胶囊"则通过螺帽与线鼻子固定, 进而固定在钢丝 绳上,如图.3-40(b)所示。一根内径为12 mm的不锈钢管路穿过密封在外罐的法兰进 入探测器外罐。不锈钢管道在外罐中一分为二,其端口处被加工成倒锥形。另一段内径 为 12 mm 的聚乙烯管用环氧树脂沿着外罐内壁固定。聚乙烯管和不锈钢管之间填充真 空硅脂,并用卡箍紧锁实现密封,如图.3-40(c)和图.3-40(d)所示。在这样的设置中,聚 乙烯管和不锈钢管内与外界空气相连通,而管外侧则是探测器外铜罐的真空环境。我们 同样在真空检漏系统上检测了这种连接方式的可靠性。利用聚乙烯管的好处是其内壁可 以做得非常光滑,从而使放射源能够很顺畅地在管内运动。而基于这样的拓扑结构,通 过拉动钢丝绳的两端,我们可以让放射源在一个圈里面运动,并通过钢丝绳两端拉伸的 距离来判断放射源所处的位置。实际上,在安装放射源放置装置时,通过位置刻度,我 们将钢丝绳拉伸的距离与放射源相对内探测器的实际位置一一对应起来,并在钢丝绳上 标记有刻度点。另外、当我们需要更换放射源的时候、我们将其拉至出口处、取下固定 的螺丝实现更换。

3.2.8 液位水平调节装置

在利用液面 TPC 技术探测暗物质的实验中,比例发光的信号,即 S2 信号是电子在 气面中加速而电致发光产生的。所以,S2 信号的宽度基本上是由液面与阳极之间的气体 间距 (gas gap)决定的,当然也依赖于面气中萃取电场的强度。为了在数据中更有效得 辨别 S2,我们需要消除不同位置产生的 S2 信号宽度的差异。因此,这也就要求我们在 探测器内创造一个均匀的气体间隙层。然而,在实际安装的过程中,我们很难保证 TPC 的电极丝网与液面的平行度。尤其是对于 PandaX-I 实验,由于我们采取的是顶部和底部 TPC 分别安装的方式,所以要做到这一点更加困难。另外,即使安装 TPC 的时候,其与 水平面平行。但是在将探测器吊装的过程中,不可避免的扰动则又可能导致出现误差。 所以,为了解决这个问题,我们设计了一套调节机制,使得我们在探测器完全安装好之 后,仍然有能力从探测器外部调整探测器的水平度。图.3-41则显示了这种水平调节机 制的设计图。我们在外铜罐的底部垫了三组滑块。每一组滑块由两块楔形的不锈钢滑块 组成,每一块的楔形面都加工得非常光滑。在朝外的滑块背部,我们预留有 M20 的螺 纹孔。在安装屏蔽体时,我们同样在屏蔽体内预留了三个穿孔。这三个穿孔使得我们可 以从屏蔽体外伸进一根长螺杆,从而驱动滑块运动。基于这种设计结构,当内容器放进 外铜罐之后,我们可以在三个不同的点通过抬高或放低滑块来调节铜罐的高度,从而调 节内罐相应位置的高度。这也使得从探测器外调节液面与 TPC 的丝网的平行度成为了 可能。



图 3-41 探测器水平调节装置

除了不同位置产生的 S2 宽度的相对值外, S2 的绝对宽度也同样重要。如前文所述, S2 的宽度是由液面与阳极电极间的气体间隙层厚度所决定的。通常情况下,我们将液 面的位置放置在门电极和阳极的中间。而另一方面,液面的位置,即气体间隙层的厚度 同时也决定着气体中萃取电场的强度,进而影响电子提取的效率。所以综合这两点,我 们需要在实验的过程中调节液面的位置,从而实现 S2 信号质量的最优化。考虑到不可 能通过控制灌注液氙的质量来精确控制液面的位置,所以我们便设计了液体溢流装置来 帮助我们调节液面高度。首先,与探测器内罐相通,我们安装了一个溢流罐。然后,在 溢流罐内我们设计了一个可以上下调整的溢流口。根据连通器原理,在溢流罐内的液面 没有达到溢流口的高度的时候,溢流口的高度始终与探测器内罐的液面高度一致。基于 这两个设计,我们在灌装液氙的时候,首先根据探测器内液位计的读数,将探测器内灌 注适量质量的液氙。然后我们通过液位调节装置根据需要提升或降低溢流口的高度。循 环系统从溢流罐内抽取液氙,经过提纯后再放回到探测器内部。这种循环达到动态平衡 后,液面的位置便与溢流口的位置保持一致了。图.3-42显示了这种通过溢流来调整液面高度的原理。探测器内罐与溢流罐通过法兰和波纹管连通。利用一个传动的连通器,我们便可以从探测外部调节溢流口的位置,进而调整探测器内罐的液面高度。



图 3-42 调节液面的溢流装置

我们用图. 3-43 和图. 3-44 来更清楚地阐述从探测器外到探测器内罐的传动原理。 首先是从外罐到内罐的传动结构。在保持真空密封的前提下,该传动装置的核心之一是 两段波纹管。上波纹管的上表面与一个 CF50 法兰的内表面真空焊接在一起, CF50 的法 兰以无氧铜垫圈的方式与溢流罐实现密封;而下表面则通过螺纹结构连接一根长不锈钢 杆。不锈钢杆的另一端同样通过螺纹结构与下波纹管的上表面连接,并且下波纹管的上 表面便扮演着溢流口的角色。下波纹管的下表面真空焊接在一个 4/3 英寸的法兰上。而 该法兰通过一段真空密封的不锈钢管道与探测器内罐相通。基于这样的设计,我们便可 以从探测器内罐的外部,即外罐中拉或推动上波纹管的下表面和下波纹管的上表面,从 而调整溢流口的位置高度。举例来讲,当我们需要提升液面位置的时候,我们便往上提 拉上波纹管的下表面,而在刚性杆的带动下,下波纹管的上表面,即溢流口也随着往上 运动。该设计中存在的技术难点是波纹管的真空密封。在 PandaX-I 测试性运行的时候, 我们尝试利用耐低温的环氧树脂来密封波纹管与法兰的接触面。但是,考虑这两个密封 面同时需要承受一定的拉力,安全起见,我们在 PandaX-I 正式实验中采用了激光真空 焊接的工艺方式。这种焊接虽然成本很高,但是安全系数要高得多。



图 3-43 外罐到内罐的传动

对于从屏蔽体外到探测器外罐之间的传动,我们使用了从 MDC 公司购买的商用线 性传动连通器 (linear motion feedthrough,产品号: 670000, REF#BRM-133),其可调节 的进程范围为 2 英寸,约 5 厘米。该连通器安装在探测器外罐的 ISO-160 法兰上,通过 刀口加铜垫圈的方式实现真空密封。如图. 3-44 所示,考虑到安装的简易性,一根不锈 钢钢丝 (图. 3-44 中红线)用来连接连通器与内罐传动装置的顶端。然而,由于传动精 度的要求,普通的钢丝线没办法满足运动精度的控制。理想的钢丝绳应该是只在拉伸方 向产生张力。基于这种考虑,我们采用了有一定强度的刹车传动线。刹车线的结构是由 一根中心的不锈钢丝绳、外面一层不锈钢外壳以及绳两端的限位装置。限位装置使得中 心线在不锈钢外壳内沿着拉伸的方向运动,而在于拉伸的切向只有很小的位移。在安装 的过程中,刹车线的不锈钢外壳与中心线同轴地固定在传动刚杆和连通器上。这样即使 在弯曲的状态下,中心钢丝绳也能保持紧绷的状态。而在切向的张力也仅仅和它与外部 的不锈钢套层的相对位移有关。在操作过程中,我们在探测器内罐灌注了 1.2 表压的氮 气 (模拟真实情况的内外压差),然后精确刻度了传动装置,其控制精度高于 0.1 mm。

3.2.9 氡气去除装置—精馏塔

氪 (krypton, Kr) 是惰性气体中的一种,其在大气中的丰度为 1.1 ppm,即 100 万 个大气分子中有一个氪原子。如表. 2–1 所列出的,氪主要有六种稳定的同位素 (⁷⁸Kr、 ⁸⁰Kr, ⁸²Kr、⁸³Kr、⁸⁴Kr 和 ⁸⁶Kr)。但是,除此之外,它还有其它一些放射性同位素。在这



图 3-44 探测器外部到外罐的传动

些放射性同位素中,⁸⁵Kr 是暗物质探测实验中一种很重要的本底。如图.3-45 所示,⁸⁵Kr 的半衰期为 10.76 年,然后衰变生成铷-85 (rubidium-85,⁸⁵Rb) 粒子,并且有 99.57% 的分支比释放出最高能量为 687 keV 的 β 粒子。该能量已经比较靠近暗物质的探测能区。再加上其β衰变产生的电子能量为连续谱,所以⁸⁵Kr 衰变的事例非常容易漏进暗物质的探测能区,从而造成本底事例的增加。另外,在液氙环境中,氪依然是气态,它与液 氙分子会均匀混合在一起,所以,选择探测器中心的区域为置信体积以剔除边缘事例的办法也不能有效得抑制⁸⁵Kr 产生的本底事例。因此,暗物质实验对于探测器内的氪含量有着严格的要求。

如果我们假定氪的同位素中,⁸⁵Kr 的丰度为 10⁻¹¹ (⁸⁵Kr /Kr=10⁻¹¹),那么空气中 ⁸⁵Kr 的活度大约为 1 Bq/m³。根据蒙特卡洛的模拟分析,在用于暗物质探测的液氙探测 器中,探测器内氙中 ⁸⁵Kr 的含量要低于 10⁻²³ (体积分数,mol/mol)。或换而言之,氪 的总含量应该在 ppt (particle per trillion, 10⁻¹² mol/mol) 水平。通常,商用的实验室纯 度的氙,其氪的含量在 ppb (particle per billion, 10⁻⁹)到 0.1 ppm 之间。所以,这就意 味着我们需要自己研发设备将其中氪的含量降低 3 到 5 个数量级。工业上常用的有两种 方法去除氙中的氪:蒸馏和吸附。吸附是基于层析的方法,但是到目前为止,还没有人 可以用这种办法将氪的含量降到我们所需要的水平。所以,我们实验中选用的是蒸馏的 方法,或叫精细蒸馏,简称精馏。精馏法的原理更为直观。在相同压强的情况下,氪与



图 3-45⁸⁵Kr 的衰变图

氙的熔沸点不一样,而且还相差得挺多。在标准大气压下,当温度降到 161.4 K 且高于 121.4 K 的时候, 氙已经被冻住了, 而氪却仍然是气态。基于这个原理, 我们在上海交通 大学机械与动力工程学院的制冷与低温实验室 (Institute of Refrigeration and Cryogenics in Shanghai Jiao Tong University) 建立了一套精馏设备,其设计与实物如图. 3–46 所示。 该装置不仅为 PandaX-I 实验服务,同时也用来提纯 PandaX-II 以及将来实验所要用的氙。 关于 PandaX 实验精馏塔的更多细节,见 Ref. [105]。

PandaX-I 实验购买的氙,其原始的氪含量为 ppb 水平 (Kr/Xe=10⁻⁹, mol/mol)。而上文提到,我们的目标是将其降到 ppt 的水平。在精馏塔提纯的过程中,我们在精馏塔不同的位置 (包括入料口、出产品口以及废料口)采集气体样本进行氪杂质含量分析。基于"冷井"(cold-trap)的原理,我们参考 Ref. [106, 107],在上海交通大学粒子与核物理研究所 (Institute of Nuclear and Particle Physics, Astronomy and Cosmology, INPAC)建立了一套气体纯度分析系统。该系统对于氡、氪的灵敏度可以达到 1 ppt。图. 3–47 展示了精馏塔的提纯过程精馏塔不同位置的氙气样本中氪含量的演化结果。我们可以看到,在精馏塔的入口处,或进料口,主要是未经提纯的原料氙,其氪的含量为 2~3 ppb。而在提纯的过程中,如预期所料,氙中的氪在精馏塔顶部富集,而在塔的底部则急剧减少。随着时间的演化,6个小时后,精馏塔底部氙中氪的含量趋于稳定;而由于饱和蒸汽压的作用,富集在顶部的氪含量在 12 个小时后也达到平衡。从精馏塔顶部取出的氙气样本显示,该处的氪浓度达到了 3 ppm 的水平。我们将富集在顶部的"脏"气体取出作为



图 3-46 PandaX 实验中除氪的精馏塔[105]

"废料",而产品氙则从塔底提取。经过测量,最终的产品氙的氪杂质的含量在 3 ppt 左 右 (Kr/Xe, mol/mol)。PandaX 实验的精馏塔平均提纯速度为每小时 5 公斤。在 2012 年 底前,PandaX-I 实验需要的将近 500 公斤氙,都在上海交通大学制冷与低温研究所提纯 完毕,并通过卡车运输到锦屏地下实验室。



图 3-47 精馏塔中不同位置的氪含量演化图^[105]:(a)顶部;(b)底部(黑线),进料口(红线)

3.3 探测器在锦屏地下实验室搭建及运行总况

3.3.1 探测器安装主要时间节点

2012年中期之前,我们完成了 PandaX-I 探测器所有子系统的加工和组装,并在上海交通大学粒子与核物理研究所进行了几轮测试性运行。然后,主探测器所有的组件于2012年8月12日在上海完成装车,经卡车运往四川锦屏地下实验室。在现场完成了两轮更为真实的测试性运行之后,PandaX-I 实验的正式运行的探测器于2013年10月25日正式开始安装。经过一年的时间,PandaX-I 实验于2014年11月15日圆满完成。整个实验主要进展的时间点记录如下;而与主探测器相关的关键安装(包括顶部和底部TPC的安装、探测器内罐的检漏、内探测器的吊装、外容器合盖以及最终屏蔽体合盖)则如图.3-48所示。

- 2012 年 3 月-5 月:完成屏蔽体安装;
- 2012 年 8 月-2013 年 10 月:现场联合调试、测试性运行;
- 2013 年 10 月 26 日: 开始 PandaX-I 实验主探测器安装;
- 2013 年 12 月 17 日: 完成 TPC 的安装, 并合上探测器内罐;
- 2014年1月16日:完成探测器内罐所有的检漏工作,并将外容器合盖;
- 2014 年 1 月 24 日:完成内罐液氙的灌装;
- 2014年3月10日:关闭屏蔽体;
- 2014年5月19日:开始正式采集暗物质数据;
- 2014 年 7 月 15 日: 第一批数据结果 (数据);
- 2014 年 10 月 16 日:完成暗物质数据采集;
- 2014 年 10 月 22 日:完成刻度数据采集;
- 2014年11月15日:完成液氙回收, PandaX-I 实验结束。



(a)

(b)

(c)

(d)



(e)

图 3-48 探测器安装:TPC 安装 (a) 顶部;(b) 底部;内罐容器检漏 (c);探测器内罐吊装进外容 器内 (d) 和 (e);外铜罐合盖 (f);屏蔽体合盖 (g)。

3.3.2 探测器运行总况

在实验运行的过程中, 探测器的制冷功率主要由 PTR 提供, 同时加热装置通过温 度传感器反馈的温度调整加热功率。通过这种方式,系统达到动态平衡。我们用温度计 监控与 PTR 装配在一起的"冷指"温度,并提供给集成在 Laker Shore 中的控制模块。该 控制模块比较反馈的温度与设定温度,从而调整加热功率。实验中,我们在 Laker Shore 控制模块中设定的系统温度为-95°C。图.3-49显示了温度计读取的"冷指"温度。从记 录来看,系统在整个运行过程中的温度还是非常稳定的,最大的温度偏差为0.3 ℃ 左 右,即实验中的温度波动范围小于 0.5%。所以,从这个角度来讲, Laker Shore 温控装 置非常有效地控制了制冷和加热的关系,使得系统运行在一个非常稳定的状态。

如前文介绍制冷系统时提到,探测器中的氙在运行过程中一直处于循环纯化的状 态。实际操作中, 氙的循环流量设定在 30 SLPM 或 2.8 g/s。TPC 的阳极和门电极间隔 8 mm, 而液位调整在两者的中间位置。为了监控系统的稳定性, 我们在慢控制 (slow control)系统中对这些表征探测器稳定性的相关参数都做了系统的监控,包括探测器内 罐的压强、外罐的真空度、TPC的温度、室温、液面的高度以及循环流速等。图.3-50显 示了实验过程中这些参数的变化。所以,从图中我们可以进一步看出,探测器是在一个 相当稳定的环境里运行。外部环境的温度在水冷空调的作用下常年维持在 24 ℃ 左右。



图 3-49 探测器"冷指"的温度随时间的演化



图 3-50 探测的运行环境

探测器内罐的压强保持在 1.17 大气压 (表压),而波动在 0.01 大气压 (表压)以内,波 动范围小于 1%。外容器的真空度一直维持在 2.5×10⁻³ Pa 以下。液氙的液面也非常稳 定,其高度值一直在 204.5 mm(相对值),波动非常小。系统循环提纯的速度稳定在 31 SLPM。另外,用来检测 TPC 温度的温度传感器也进一步显示,TPC 处在一个非常稳定 的温度环境内。

虽然探测器內罐的压力以及外罐的真空度在实验的整个过程中都很稳定,但是,众 所周知的,绝对的真空密封是不可能的。所以,我们知道肯定会有少量的氙从內罐泄漏 到外罐中。而我们所能做的便是尽可能降低真空容器的漏率。因此,在探测器安装完成 后,我们首先根据公式.3-1估算了內罐往外罐的漏率。其中,V是外罐中未被占用的体 积空间。Δ*P*/Δ*t* 是指将与外容器相连的真空泵全部隔离开后,单位时间内压强上升的 幅度。

$$Leak Rate = \frac{\Delta P}{\Delta t} \times V \tag{3-1}$$

实际操作中,我们首先关闭了真空泵与外罐之间的阀门,然后记录了外罐压强随着时间的演化。其结果如图.3-51所示。外罐的压强在10分钟内从10⁻³Pa上升到0.08Pa。线性方程最佳拟合的结果如图中的红虚线所示。另外,我们计算得到外罐内剩余的容积为3m³左右。所以,据此,我们可以计算该测试中的平均漏率为4.0×10⁻³cc · atm/s,或者为0.35L · atm/day。当然,用这种方法计算的内罐的漏率是明显高估了。因为我们知道,测试中外罐本身的漏率,以及外罐中材料的放气等因素也都包含在计算的结果里。所以我们相信内罐的漏率要比计算的值更小,而如此小的漏率不会对实验造成影响。



图 3-51 真空泵隔离开后,外罐压强随时间的演化

除了在探测器安装完成后马上进行的漏率测试外,我们在探测器运行的过程中同时

使用了两种方式来监控探测器的漏率。首先,我们在每天例行的工作中,使用残余气体 分析仪 (residual gas analysis, RGA) 检测外容器中气体的成分,并主要记录其中氙含量 的变化。RGA 的工作原理是在真空腔内使用离子分化器将气体分子电离,而后电离后 的带电粒子进入四极杆产生的偏转电场内,根据一定电场下不同质量数的粒子产生的不 同偏转半径便可以计算得到气体的各成分。图.3-52显示了一张典型的外罐中残余气体 的成分谱形图。其中 X 轴代表了气体分子的质量, 而 Y 轴则表征了其在容器中的分压。 图中位于 66 处的峰 (氙分子质量的一半) 便代表了外罐中氙的成分。在整个暗物质探测 的实验过程中,外容器内氙的含量稳定在 10⁻⁹ Pa 的水平。这也意味着整个过程中,从 內罐往外罐的漏率没有大的变化。因此,结合之前的漏率测试,我们认为实验过程中的 漏率问题基本可以忽略。另外一方面,我们考虑到连接探测器内容器的某些部件(比如 **TPC** 阴极的连通器、部分循环系统的管路等) 是直接暴露在空气中的,而不是包容在外 罐中的。那么、即使这些部件存在漏点的话、也不会在外罐中体现出来。因此、我们从 Pfeiffer 公司购买了 GSD320 Gas Analysis System 来检查这些部件。该设备通过一个微露 细管从工作环境中吸取气体样本,然后与 RGA 类似,体内的质谱仪装置分析样本气体 的成分。该设备的灵敏度为1ppm。在例行的工作中,我们每周使用该设备来嗅探所有 相关的部件, 而在整个实验运行的过程中, 没有任何氙的迹象被嗅探到。这也让我们更 加确信探测器的漏率不是问题。当然,图.3-50中记录的稳定运行条件其实也间接地支 持了这个结论。



图 3-52 外罐残余气体成分谱

3.3.3 TPC 电场设置

为了尽可能多的提取液氙中的电子,我们通过观测 S2 的信号质量,优化了探测器的漂移电场、萃取电场以及阳极和门电极见的气体间隙层。为避免 TPC 阴极和门电极的 微小放电现象,PandaX-I 实验最终的阴极电压设定为-15 kV,门电极设定为-5 kV。液面 也调整在门电极和阳极的中间位置,以使不同水平位置产生的 S2 信号宽度尽可能一致。 也就是说 TPC 中气体间隙层的厚度大约为 4 mm。而根据后面章节中提到的公式.5-4和 公式.5-5,PandaX-I 实验的漂移电场为 667 V/cm,而萃取电场强度为 8.7 kV/cm。

3.3.4 光电管设置及运行状态监控

我们在 PandaX-I 实验的开始阶段,通过 LED 刻度得到每个光电管在不同电压下的 单光子增益。然后,根据各个光电管增益与电压的关系,我们设定光电管的电压,使得 顶部和底部的光电管都在 2×10⁶ 的增益下工作。而基于每周的 LED 刻度,我们追踪记 录了光电管的增益变化。绝大多数的光电管的增益都很稳定,其平均波动小于 10%。但 是也有些光电管由于暗电流的原因,其电压被人为地降下来,从而使得光电管在较小的 增益下工作。图.3-53显示了一个典型的稳定光电管 (黑色标记),以及实验过程中增益 被人为降下来的一个光电管 (红色标记) 的增益记录。



图 3-53 光电管增益追踪记录[108]

与增益类似,光电管的另一个重要的属性一暗电流在实验中的变化也被追踪记录下来。在光电管刻度这一章节,我们会详细讨论造成光电管暗电流的各种因素。光电管的暗电流表现得与 S1 信号基本一样。所以,它们可能与 S2 信号随机符合,从而产生假的S1-S2 配对事例。因此,实时追踪记录光电管的暗电流水平可以帮助我们有效提高数据质量的控制。图.3-54 显示了两个相邻的三英寸光电管的暗电流水平的跟踪记录。其中

一个光电管由于受微小放电的影响,其暗电流的频率比较高(红色方框标记);而另一 个光电管则一直稳定地处于较低的暗电流状态(黑色点标记)。



图 3-54 光电倍增管暗电流的追踪记录[108]

在实验的操作过程中,有8个顶部光电管逐渐不能工作。这些光电管的位置用红 色标记在图. 3-55(a) 中。在 PandaX-I 扁平状的 TPC 结构中,不论是对于 S1 还是 S2 信 号. 都是底部光电管比顶部光电管看到的更多的光。所以, 5%的顶部光电管丧失功能 对 TPC 的光采集效率影响甚微。由于我们事例的位置重建是用 S2 信号在顶部光电管阵 列上的电荷分布、所以这些失去的顶部光电管对事例的位置重建会有一定的影响。在后 面的内容我们会介绍事例位置重建的算法。我们首选的算法是基于数据与模拟的比对, 而在模拟中,我们同样将这些光电管关掉。所以,从这个角度来讲,失去的这些顶部光 电管对事例位置重建的影响也可以忽略。相对而言、底部光电管的行为则要重要得多。 在探测器完全封闭后,我们发现一道底部光电管(No.148-ch22206)的连接断开了,所 以整个实验的过程中,这道光电管一直是"死"的。而在探测器运行的过程中,有3道 底部光电管 (No.158-ch22007, No.162-ch22202, No.179-ch22200) 逐渐出现了连接问题; 另外还有一道光电管(No.151-ch22003)由于暗电流非常不稳定而被降低电压运行。所 以,在最后的数据分析中,我们将这些光电管在整个实验数据中都"盲"掉,即其在整 个实验运行的过程中不贡献任何的光采集。这些光电管在探测器的相应位置也用红色在 图. 3-55(b) 中标记。其中有三个光电管都在 TPC 的边缘, 但是有一个却处于中心位置, 对光采集效率影响比较明显。

由于光电管的行为会影响 TPC 的光采集效率,所以我们在采集暗物质数据的过程中,穿插着对探测器进行刻度。而利用 ²⁵²Cf 中子刻度中,中子与氙原子非弹性散射产生的 40 和 80 keV_{ee} 的特征能峰,我们也记录着不同时期探测器的光采集效率,以 PE/keV,即每 keV 的能量产生的光电子数来表征。而通过光产额 (light yield) 的记录,我们也可

-111-



图 3-55 丧失功能的光电管的位置分布

以衡量失去的光电管对系统的总体影响。如图.3-56 所示,每当我们关掉一个底部光电 倍增管,其光产额和电产额都会有所下降。原则上,我们可以对不同光电管工作状态下 的数据分别进行处理,也就是说在失去的光电管数目少的数据中,我们采用较高的光产 额和电产额来重建能量;而失去光电管数目多的数据中采用低的光电产额。如果这样的 话,我们预期会得到更好一点的结果,但是数据分析也要复杂得多了。所以,我们最终 采取了相对保守的处理方式,将先后"死"掉的光电管在数据中从一开始就"盲"掉。



图 3-56 "死"掉的光电管对光产额和电产额的影响

第四章 数据分析的软件工具

PandaX-I 实验中,我们开发了两套独立的数据分析软件,分别命名为"unified data model"(简称 UDM)和"PandaX Raw data Processing"(简称 PRP)。两者的主要区别在 于 PRP 首先将所有光电管的波形相加后再做 S1 和 S2 信号的判别,与 XENON100 的分 析方法相似;而 UDM 则是在每一道的波形上做 S1 和 S2 信号判别。我们选用 UDM 作 为首要的软件工具,而实验最后发表的结果也是基于 UDM 的数据分析。在本章中,我 们将基于 UDM 数据分析软件,介绍数据处理链、关键的算法和高质量事例筛选。

4.1 数据传输、保存和质量控制

DAQ 系统的软件是基于 C++ 语言, 使用 CAEN 提供的软件库开发而成的。我们搭 建了一个简单的软件框架使得我们可以使用 XML 输入文件来改变 DAQ 的设置,并且 开始或停止系统的运行。当 DAO 系统运行时,从光电管采样得到的波形以二进制的形 式编码进原始裸数据 (raw data) 文件。每一个波形的基线都通过其波形前最开始的 40 个样本计算得到。而基于计算好的波形基线,我们通过 CAEN 提供的 FGPA 算法工具预 设 20 ADC 的阈值 (~2.7 mV,相当于 1/3 SPE)。波形中,凡是低于阈值的数据全部扔 掉。通过这种 ZLE (zero length encoding)的方式,我们将数据的大小压缩了大概 8 倍。 实验运行的过程中,我们需要实时监控系统的运行状态。所以,我们开发了一套独立的 程序来读取动态的数据文件,同时产生用于检验数据质量的图例。装载 DAQ 系统的工 控机安放在地下实验室。在数据采集的过程中,工控机将二进制的裸数据写入与其挂载。 的本地磁盘阵列。工控机上同时安装有实时分析软件 (real-time analyzer program)。实 时分析软件动态地读取数据文件,然后生成波形 (waveform)、事例分布 (hit map)、触 发频率 (trigger rate) 等直观的图片,并上传到网页上。数据采集过程中,值班人员可 以登录到网页,通过相关图来标记质量不好的数据。在同一个工控机上,我们还装载有 数据文件传输软件。我们在地面实验室装配了另一台 64 核的服务器,并与地下实验室 通过光纤相连。网络文件存储系统(network attached storage, NAS)通过网络挂载在该 64 核的服务器上。文件传输程序则通过光纤将新产生的数据文件拷贝到远程的 NAS 上。 另一个包含数据处理链的文件追踪程序将二进制的文件转化成原始的 ROOT 格式(raw root) 文件。在 64 核服务器上, 对原始 root 文件的自动分析则生成更多跟数据质量有关 的图。这些数据质量图也可以通过网页远程浏览。图.4-1显示了数据传输、保存以及在 线实时分析的拓扑逻辑。在 PandaX-I 实验正式运行采集数据期间,合作组成员 24 小时



图 4-1 数据获取和实时在线监控的结构框图

轮流值班以监控系统的稳定性。而通过网页自动生成的相关图片,值班人员初步将有问题的数据过滤掉。

4.2 数据处理流程(Data Processing chain)

前文中我们介绍到,从光电管采集到的波形首先以二进制的方式存储,然后转化成 ROOT 格式的文件。原始数据经过若干步处理后,我们得到结构及数据大小简化得多但 包含了各类物理量(比如电荷、位置等)的数据格式,以适用于更高层面的物理分析。 图.4-2 显示了 UDM 软件工具处理各个数据对象的流程。利用每周的 LED 刻度数据, 我们将每道光电管的增益、单光子分辨率等信息存储在数据库(database)中。然后基 于各道光电管的标定值,我们对原始波形("RawData")进行刻度,以消除各道光电管 不同的基线(baseline)、增益(gain)、时间(timing)等因素造成的影响。对于顶部和 底部光电管,为了方便后面的 S1、S2 以及噪声信号的标记,其原始波形的刻度被分开 进行计算。基于刻度好的原始波形,我们用"Hit finding"算法来寻找每一道光电管的 "Hit"(被认定的脉冲信号便是一个"Hit")并量化其基线、脉冲时间(起始时间、结束 时间)、脉冲高度、宽度、电荷等,然后将信息存入"HitData"。我们将不同道光电管上 的"Hits"按照时间的性质组合成"Cluster"并生成"ClusterData"。一个事例可能有好几 个"Cluster"。对于每一个"Cluster",通过脉冲形状甄别算法,"Cluster"被重建形成具


图 4-2 基于 UDM 的数据处理流程

有物理含义的对象——信号,其包含了诸多的物理量,比如总电荷量、事件的位置、信号的类别(S1、S2 或噪声)等。如图.4-2 所显示的那样,底层的数据分析主要是开发安全可靠的算法,以处理不同的数据对象,比如 "Hits"、"Clusters"等;而高层面的数据分析则是基于 "SignalData" 数据,专注于对不同类型信号的物理分析。

4.3 关键算法

4.3.1 基线的计算(baseline finding)

基于 ZLE 工作模式, DAQ 采样时将样本与基线的值进行比较。如果某个样本的幅 度减掉基线的值后小于 20 ADC (~1/3 PE),那么该样本的值被压制为 0 (但是阈值前端 和后端 48 个样本的基线仍然保留着)。实际的数据中,每一个波形被分成若干个片段。 在 PandaX-I 第一个数据结果的分析中 (Ref. [109]),波形的基线是预先刻度好,然后保 存在数据库中。然后,某一 run 的波形基线则直接调用数据库中与之最接近并且早于该 run 的刻度记录。具体来讲,在使用 LED 刻度光电管的过程中,我们没有使用 ZLE 采样 方式,而是保留了所有事例的基线。基于 LED 数据,我们计算各道光电管波形的最初 40 个样本的平均值,从而得到基线。所以,在每周的 LED 刻度后,我们便将计算得到 的基线上传到数据库中。而对于两个相邻 LED 刻度之间的其他数据采集,我们便直接 调用前一个 LED 刻度得到的基线。然而,数据库中的基线每周才更新一次。所以当基 线波动比较大的时候,该方法得到的基线就会与实际值有较大出入。意识到这个可能的 问题之后,我们在这次数据分析中改进了基线计算方法,采用了所谓的动态计算方法。 我们的算法是让每一个事例都有自刻度出来的基线,即每个事例都采用自己最初的40 个样本的平均值做为整个波形的基线。图.4-3(a) 阐释了这种基线的计算方法。



图 4-3 波形基线的计算

另外,基于刻度数据,我们比较了两种基线计算方法的区别。这两种基线的计算方法用来处理同样的²⁵²Cf 刻度数据,数据处理中的其它算法保持不变。然后我们比较两种算法下,中子与液氙原子非弹性散射产生的 40 和 80 keV_{ee} 的 S1 能谱。其结果如 图.4–3(b) 所示。其中,红线是新计算方法给出的结果,而蓝线则是基于老的计算方法。我们可以看到 40 和 80 keV_{ee} 的特征峰有了较为明显的移动。根据最佳拟合的结果,新的基线计算方法下 40 keV_{ee} 的能峰位置在 202 PE,而老的基线计算方法得到的能峰位置为 220 PE。如果扣除各自计算得到的核反冲事例的贡献(新旧计算方法中核反冲贡献的分别是 10 PE 和 15 PE),那么相比 PandaX-I 实验的第一个数据结果,基线计算方法的改进造成了 40 keV_{ee} 能量的光产额从 5.1 PE/keV_{ee} 降为 4.8 PE/keV_{ee},下降了 6%。

4.3.2 靶击事例辨认(Hit finding)

我们把光子轰击到光电管上产生的一个连续脉冲信号叫一个 hit。我们开发了 hit finder 软件程序来寻找每一个波形上的所有 hit。一个理想的寻找 hit 的算法是将同一个 事例引起的波形浮动判定为一个 hit,并且将不同事例引起的波形起伏分割成几个不同 的 hits。而实际的程序需要面对基线波动以及噪声带来的影响。这些因素可能造成假的 hits,或是将两个原本应该分离开的 hit 混淆在一起,影响程序的判断。我们的 hit finder 程序是在每一道独立的光电管波形上划分 hits。图.4-4描述了算法的原理。首先,我们在 被刻度但未被压缩的波形片段上设置了一个软件阈值,~0.25 PE/样本 (第0步)。然后, 软件程序从波形的起点和终点来寻找 hits。这里起点和终点的位置可以从数据的头文件



图 4-4 寻找波形上 hit 的算法

里读取。程序从头和尾找到的第一个超过阈值的样本被标记为第一个 hit 的下降沿和最后一个 hit 的上升沿(第1步)。接下来,程序反复将波形的样本与阈值进行比较,当出现有连续 5 个样本的幅度低于阈值的时候,则该样本被标记为 hit 的边界(第2步)。最后,我们从第一个下降沿开始到最后一个上升沿结束,在边界之间定义所有的 hits(第3步)。每一个 hit 的宽度(时间窗口)也包含了下降沿之前和上升沿之后两个样本的时间。而 hit 的电荷量则是将时间窗口内已刻度的样本幅度简单加和。我们用低亮度的 LED 数据来研究这种算法的效率。采用 LED 对光电管进行刻度的时候,触发 LED 发光的信号同时也用来做 DAQ 采样的触发。所以,对于 LED 的数据,我们原则上严格知道每一个 波形上 hit 的位置。而使 LED 处于低亮度也使得在每个光电管上的 hit 的幅度不会太大,更接近真实的暗物质数据。据此,我们用 hit finder 的算法去处理低亮度,计算软件找出来的 hits 数目与预期 hits 数目的比值,从而得到软件程序的工作效率。结果显示,当程序的阈值为 0.25 PE/sample 的时候,其找寻 hits 的效率几乎是 100%。而且当我们将阈值降到 0.1 PE/sample 的时候,两个阈值下找到的 hits 数是基本一样的,所以这也进一步证明了我们算法有将近 100% 的效率。

4.3.3 Cluster 的形成与信号的辨别

当同一个事件发出的光子被不同的光电管看见时,这些光电管的波形上会在几乎相同的时间(理想情况)出现 hits。所以我们将不同光电管之间有时间关联的 hits 组合在一起,成为一个 Cluster。对于位于触发窗口并且总电荷量小于 10000 PE 的 hits,如果它们之间的时间间隔小于 100 ns,则这些 hits 组合在同一个 cluster 里。而如果 hits 位于触发窗口之外或者 hits 的电荷总和大于 10000 PE,那么,我们要求形成 cluster 的条件是:3个以上的 hits 出现交集,并且每两个 hits 重叠的时间要宽于其中较窄 hit 宽度的 10%。

基于组合的 cluster,我们开发了软件来辨别信号的类型。这里,我们使用了在高能物理中广泛运用的"二元决策树"(binary decision tree, BDT^[110])的归类方法。在 BDT 的方法中,我们需要定义若干个关键的参数以及相应的阈值。而针对每一个参数,算法根据阈值的判定将数据最大程度地一分为二。在每次将一组数据划分为两个子数据组的时候,有一个数据"纯度"的概念,即将数据类型正确划分的比例。只有当各子数据组内的数据"纯度"达到要求后,算法才停止数据的划分。最后,经过若干层次的二分选择,原本的一组数据被划分为一系列的子数据组。这个概念就像一颗大树的"树干"(trunk)在每一个枝节的地方生一分为二,最终长出许多的"枝叶"(leaves)。而这分化的每一个"枝叶"则被定义为一种信号类型。图.4-5显示了 BDT 归类方法的基本思路,更多更详细的内容见 Ref. [110]。



图 4-5 二元决策树分类法(binary decision tree)的示意图

在我们的具体分析中,软件的最终目的是准确并且最大限度得将 S1、S2 信号以及 噪声区分开。在实际操作过程中,我们首选从核反冲刻度数据中选了 3220 个事例作为 样本。然后根据肉眼判断,我们人为地标定样本中每一个事例的信号类型 (S1、S2 或 噪声)。最后我们通过"训练"算法中用以作二元决策的关键参数以及相应的阈值,使

算法辨别出来的事例"纯度"最大化。如图. 4-6(a) 所示,我们选用了如下的参数作为 "训练"对象:半峰宽 (full width of half maxium, FWHM)、十分之一峰宽 (full width of tenth maxium, FWTM)、hits 中尖峰数 (the number of "peaks" in the hits, NPeaks) 以及 与同波形中最大 hit 的电荷比值 (the ratio of area to the largest one, ratio2largest)。图. 4-6 显示了样本中不同类型的事例在各参数下的分布情况。由于 BDT 每次只将数据分为两 支,所以软件做初始选择的时候,我们只区分 S2 型和 S1 型的信号。由于噪声跟 S1 信 号比较像,所以在第一步区分的时候,噪声信号与 S1 信号是同等对待的。更准确的说, 我们其实是从所有的信号中挑选 S2。经过 BDT 的优化, hits 的半峰宽 (FWHM) 被选 定为首要的参数。使用选定的样本做实验, BDT 优化得到的 "FWHM" 参数阈值选定为 470 ns。即半峰宽为 470 ns 以上的 hits 在这一步被归为 S2 类型的信号,而 470 ns 以下 的 hits 被认为是 S1 类型的信号。由图. 4-6(b)可知,这种选择条件下,不会有真正的 S1 信号被误判为 S2。如果暂不讨论噪声信号,这一步决策中,S2 信号的"纯度"为100%。 但是仍然有 S2 被认为是 S1 类型的信号。紧随"FWHM"的选择之后,"FWTM"被选 作进一步挑选 S2 的参数,其阈值被选定为 380 ns。这时,被误判为 S1 的 S2 信号少了 很多,但是有一个 S1 的信号被误选为 S2。接着,在"NPeaks"的选择下,所有的 S1 和 S2 信号被完全分开。其阈值选定为 5, 即"NPeaks" <5 的 hits 被选为 S2。最后, 我们 使用"ratio2largest"来剔除掉混在 S2 类型中的噪声信号。在用来"训练"参数的样本 中,所有3320个事例只有一个事例的信号类型被误判。所以我们认为这种辨别模式下, 信号的误判率非常低, 仅为~0.03%。

4.3.4 单次散射的判定

我们前面已经反复提到,WIMPs 暗物质粒子通过弱相互作用与普通物质发生作用。 所以,其作用截面非常小,以致于基本上不会与普通物质发生两次散射。因此,对于暗 物质的探测,原则上我们只关心单次散射的事例。从这个意义上来讲,数据中单次散射 的定义在最终的物理分析中也就显得尤为重要。在我们的分析中,事件散射的次数定义 为完整的波形上 S2 信号出现的次数。也就是说单次散射事例只有一个 S2。然而,实际 情况中,由于噪声、波形基线波动等因素,一些非物理的脉冲信号有可能被标记为 S2 事例。为了尽可能消除这些因素造成的影响,基于 BDT 的选择,我们对真正的 S2 信号 做了进一步的限制。首先,我们挑选波形上电荷量最大的 S2 型 hit 作为候选的 S2 事例。 以此为参照,根据蒙塔卡罗的模拟计算,我们要求其它待认定的 S2 信号电荷大于最大 S2 电荷值的 1% 大。另外,通过最探测器内最小的 S2 信号的研究我们得知,PandaX-I 的探测器中单电子事例产生的 S2 信号大概为 20 PE 左右。所以,我们要求所有真实的 S2 事例大于 30 PE。如果以上条件中的任何一个不满足的话,该待定的 hit 便被认定为



(a) BDT 辨别 S1 和 S2 类型信号的流程



图 4-6 使用 BDT 辨别"训练"数据的方法示意图:(a) 流程演示,包括了最终优化的各参数阈值;(b)(c)(d)"训练"数据中的信号类型在各参数下的分布情况。

假的 S2 事例,同时不记录到事件的散射次数中。

我们使用以上的方法对数据进行处理。为了验证算法的有效性,基于核反冲的多次 散射事例,我们将数据中的次大能量和最大能量的比值与蒙特卡洛模拟中得到的结果进 行比较。我们选择²⁵²Cf刻度中2<S1<30 PE的实验数据。而相应地,我们基于 PandaX-I 的探测器结构,利用蒙特卡洛模拟了²⁵²Cf的刻度,并选取了沉积能量在0.5 到 6 keV_{ee} 的模拟数据。图.4–7(a)和4–7(b)分别显示了数据和模拟中,多次散射事例的次大能量与 最大能量的比值分布。很显然,两者的分布非常相近。不过,需要指出的是,在数据中我 们使用 S2 的大小来表征每一次散射沉淀的能量。但是,我们知道由于电子离子对复合 几率存在一定的波动,所以 S2 与沉淀能量的大小并不是一一对应的。因此,图.4–7(a) 和4–7(b)还不是最真实的比较。不过,这至少证明我们的算法给出的结果与真实的很接 近。而为了进一步确认,我们比较了数据和模拟中时间散射次数的分布情况。同样一多 次散射的²⁵²Cf刻度事例为例,经过归一化之后,数据与模拟的比较结果如图.4–7(c)所 示。这里纵坐标是散射次数的比例。很显然,数据和模拟给出的结果吻合得非常好。特 别地,数据和模拟中,单次散射事例的比例都为 0.3 左右。因此,我们认为,我们的软 件程序做了正确的抉择。



图 4-7 核反冲多次散射事例的次大和最大沉淀能量的比值:(a) 模拟;(b) 数据以及散射次数的比较 (c)。其中, 红线为模拟;蓝线为数据。

4.3.5 位置重建算法

前文介绍 TPC 的工作原理时,我们详细描述了 TPC 重建事例位置的物理原理。这 里,我们具体介绍位置重建的算法。为了阐述的严密性,我们定义电场线方向为垂直方 向。在 PandaX-I 实验中,电子最长的漂移距离为 15 厘米,而数据中得到的 S1 和 S2 最 长的间隔时间为 87 μs。据此,我们计算得到电子在 TPC 内 667 V/cm 的漂移电场下的漂 移速度为 1.7 mm/μs,该结果与 Ref. [91–93] 中测量的值一致。基于电子的漂移速度,我 们通过计算配对的 S1—S2 之间的时间间隔便可以重建出事例在垂直方向的位置。另 外,独立于垂直方向的位置重建,我们开发了两种算法来重建事例在水平方向的位置。 在 PandaX-I 第一批 17.4 天的数据结果中,事例在水平方向的位置是通过顶部 143 个光 电管阵列的 S2 的电荷重心 (charge center-of-gravity, CoG) 计算得到的。基于 CoG 的算 法,我们在本次数据分析中开发了另一种快速的电荷分布模板比对 (fast charge pattern template maching, TM) 的算法。这里的 pattern 定义为一定数量的光子打到顶部光电管 阵列上,"着火"光电管的位置分布图样。而在分析中,CoG 和 TM 都被用来重建事例 的水平位置,并互相交叉检验。由于 TM 的方法更先进、重建的事例与模拟匹配得更好, 所以,我们将其作为最终分析中事例水平位置重建的首选方法。

为了开发 TM 算法, 基于 PandaX-I 的 TPC 结构, 我们用 GEANT4 程序模拟了探测 器一百万个类似 S2 的光子事例。这些光子任意地散布在 TPC 内,每一次事例的光子数 与典型的 S2 的大小一致。然后,我们将 TPC 的在水平面上沿 R 和 φ 分割成 18300 个 像素,每个像素都包含了所有事例的 hit pattern。而这些 pattern 的加和则形成了这个像 素的模板 (template)。简单得说,以像素大小为单位,我们给水平方向上的所有位置都

匹配了一个理论上电荷在顶部光电管阵列的分布图样,即所谓的模板。我们将数据中 S2 的 pattern 与 18300 个理论模板进行比较,并通过最大似然法 (Maximum Likelihood method) 挑选出与数据最相像的模板。原则上,该模板其所表征的像素位置即可翻译为 真实数据中事例的水平位置。不过,像素模板的数量毕竟是有限的。所以这样简单对比 得到的结果也必然使重建的事例位置彼此相互分离、不连续。而真实的情况却不是这 样,因为事例有可能在 TPC 内的任何位置产生。所以,为了弥补这个问题,我们根据 *-logL* 值 (L 为最大似然函数)的计算,以最大似然法选出的最佳模板为中心,在 R 和 ϕ 方向再各挑选两个第二相像的模板。最后,我们对 R 和 ϕ 方向得到的各三个模板分别 使用三次样条插值。而最终数据中的事例位置则由插值的结果给出。通过光学模拟,我 们比较了 TM 位置重建挑选的模板与实际模拟中 S2 的 pattern,如预期一样,两者符合 得非常好。图.4–8(a) 给出了一个例子 (R=36, ϕ =342°)。其中,红线是模拟中真实的 hit pattern,而黑线则为 TM 挑选的 pattern。另外,我们还比较了 CoG (根据蒙特卡洛模拟, 其 R² 的值拉伸了 ~1.206 倍)和 TM 在核反冲刻度数据 (图.4–8(b)中的黑点),以及模 拟 (图.4–8(b)中的红点)中的位置重建。无论是在真实的数据中还是在模拟中,两者都 吻合得很好。



(a) 模拟中事例的 pattern (红) 和 TM 算法挑选的模板 (黑) (b) CoG 和 TM 位置重建方法的比较:模拟 (红) 和数据 (黑)

图 4-8 TM 位置重建法与模拟以及 CoG 算法的比较

基于 PandaX-I 的探测器构造,我们对放射源刻度进行了充分的蒙特卡洛模拟。为了 进一步验证水平位置重建的算法,我们在 R² 和 Z 两个维度上,对位置重建算法给出的 事例分布与蒙卡模拟预测的事例分布进行了比较。我们选取了低能量的核反冲事例 (小 于 5 keV_{ee})。图. 4–9 显示了在 R² 维度上,数据中算法重建与模拟预测的事例分布 (归 一化之后)。其中,TM 和 CoG 重建的事例用黑色和绿色标注,而红线则代表了模拟预 测的结果。结果显示,在 R² 维度上,TM 和 CoG 都给出了与模拟一致的事例分布。而 且,我们还可以看到在大的半径处,相比较 CoG,TM 算法给出的结果跟模拟符合得更好。这是我们选取TM 算法作为首要水平位置重建方法的重要原因。另外,图.4-9(b)中也给出了Z方向上,数据与模拟中的事例分布。显而易见,两者非常吻合。所以,经过以上一系列的检验,我们认为我们开发的算法在水平和垂直方向上都可以很好得重建事例。



```
(a) 模拟和数据中小于 5 keVee 事例在 r<sup>2</sup> 维度上的分布 (b) 模拟和数据中小于 5 keVee 事例在 Z 方向上的分布
```

图 4-9 模拟和数据中事例分布的比较

我们通过将 TM 重建算法得到的位置与模拟进行比较,从而计算数据中位置重建的精度。如预期所料, TM 位置重建的精度强烈依赖于事例的光子数量,即 S2 的大小。我们对于不同大小的 S2 (单次事例的光子数为 1000~10000 PE,每间隔 1000 PE)分别做了光学模拟,并用 TM 算法生成相应的 template。然后我们比较同一个事例中, TM 重建出的位置与模拟的位置的差异,并通过最佳拟合得到平均的位置精度。图.4–10 给出了相关的结果。当入射到光电管上的光子数目越多的时候, TM 算法挑选出来的最佳 template 越接近真实的 hit pattern,即 TM 位置重建的精度越高。量化来讲,当入射光子数为 1000 时, TM 的位置重建精度高于 4 mm;当光子数达到 10000 PE 时,其位置重建精度则能达到 2 mm。而在真实的数据分析中,我们对于 S2 信号有一个 300 PE 的限制,即只有 S2 大于 300 PE 的事例才会被选择做最终的物理分析。数据中绝大多数的事例的S2 都远大于 300 PE。所以,我们认为,TM 算法位置重建的分辨率为 4 mm 左右。

另外,独立于 UDM 分析方法,PRP 数据分析组开发了另外一种快速人工神经网络 (fast artificial neural network, FANN)的位置重建算法。与 UDM 的 TM 位置重建算法类 似,该算法也是基于 S2 信号在 PandaX-I 的 TPC 中的光学模拟。我们用这两种方法对同 一组事例样本(核反冲刻度中的 40 keV_{ee} 事例)的位置进行了重建,并且逐个事例比较 了两者重建出来的水平位置的差异。图.4–11(a)给出了两者比较的结果。这里的差异定 义为两者重建出来的位置点的距离($\sqrt{\delta x^2 + \delta y^2}$)。所以,两种算法给出的总体平均差

-123 -



图 4-10 TM 算法位置重建的分辨率与 S2 大小的关系

异为 5.5 毫米,而最可几的位置差异为 4 毫米。另外,我们还验算了两种位置重建方法 给出的位置差异与事例本身所处的水平位置的关系。图. 4–11(b) 显示了不同 R² 位置的 事例,两种位置重建法给出的差异。从图中我们可以看出,TM 和 FANN 算法位置重建 的差异没有明显的位置相关性。通过与 FANN 的交叉验证,我们进一步确认了TM 水平 位置重建方法的可行性。



图 4-11 对于同样的 40 keV 事例样本, TM 和 FANN 位置重建算法得到的位置差异

4.4 主要的数据质量 cuts

在数据分析中,我们开发了很多的 cuts 来控制数据质量。所谓的 cut 是指通过软件 设置某个条件限制,然后在挑选数据时,不满足该条件的事例便被"砍"掉。我们将分 析中的 cuts 大致分为两类。一类是用来纯化数据样本的数据质量 cuts,比如选择运行条 件稳定的数据,或者用来去除数据样本中噪声事例的 cut 等。另一类则是从物理意义的 角度出发,限制所挑选的事例满足一定的物理要求。比如,物理模型告诉我们,暗物质 与氙原子散射产生的反冲能量很小,进而在探测器中产生的信号也比较小。所以,我们 在做暗物质分析的时候,就会针对暗物质的能量窗口,在数据中使用一个相应的能量阈 值 cut。在本节中,我们主要讨论一些比较重要的数据质量 cuts。

根据处理对象的不同,这些数据质量 cuts 在三个不同的层次对数据进行梳理。我们 的数据结构分为 run、file 和 event 三个层次。DAQ 系统对每一次运行/停止间采集到的数 据统一标记为一个"运行"(run);而在同一个run中,当写满1GB的数据后,系统生 成一个"文件"(file),并按文件创建的时间标记命名;自然地,每一个文件则是由许许 多多的"事例"(event)组成。所以,首先我们剔除掉运行条件不稳定的 runs。这里的 主要判定依据是值班人员记录在慢控制系统里的标记。而实际上,我们的实时监控系统 (real time monitoring) 允许我们对每个 file 逐个进行标记。所以, 当某个 run 的整体运 行状况稳定,而只有个别文件的数据是在探测器不稳定情况下采集的时候,我们只将相 关的 file 去除, 而保留这个 run 中的其它 files。所以这也是我们在第二个层面——file 的 筛选。另外,我们在实验的过程发现探测器的局部区域会出现微小打火现象,而这些微 小打火会在相关区域形成一个"亮斑"(hot spot),即事例率特别高的区域。所以,我们 设置了辨别"亮斑"的条件。一旦某个 file 内发现有"亮斑",则该 file 被整体移除。经 过这两个层面的过滤后,我们确定了用于最终物理分析的数据样本。基于该数据样本, 我们计算每个 file 的采样时间,进而得到整个实验运行的有效时间,或"活时间"(live time)。而更多更先进的 cuts 则被开发来进行逐个"事例"(event)的挑选,即第三个层 面——event 的筛选。与前两个层面的 cuts 不同, 在"事例"(event) 筛选的过程中, 我 们则需要考虑其相应的效率问题。

4.4.1 文件(file)的过滤

探测器运行过程中,数据的采集处于值班人员的 24 小时监控中。一旦值班人员发现了任何明显的打火现象,则将该 run 整体被标记为 "bad",并且该标记被写入慢控制系统 (slow control)的数据库中。在此基础上,我们在实时监控系统 (real time monitoring) 中嵌入了分析程序,以帮助我们对运行中的每一个 file 进行初步的判断。如果一个 file 满足以下任何一个条件,则该 file 在慢控制的数据库中同样被标记为 "bad":

- ≥1 道底部光电管淬灭;

- ≥5 道顶部光电管淬灭;
- 有3道以上淬灭的顶部光电管出现在同一块 FADC 模块上;
- 暗电流最高的顶部和底部光电管的频率加和 ≥10 kHz;
- 底部光电管的最高暗电流 ≥4 kHz, 并且顶部光电管的最高暗电流 ≥2 kHz;

除了运行中很严重的打火情况外,我们还发现 TPC 电极丝网上有微小的放电现象。而且 这些事例一般都是聚集在微放电区域附近,即产生所谓的"亮斑"(hot spot)。由于微放 电可能在丝网的任何地方发生,所以这些"亮斑"并没有固定地在某一个位置出现,而 是在不同的 run 中有不同的行为。因此,我们不能通过简单的选取置信体积把这些"亮 斑"去除。通过研究"亮斑"内的事例,我们发现微放电产生的事例波形非常杂乱,有 很多的 S1 类型和 S2 类型的脉冲信号。据此,我们要求一个 file 内每一个事例的 S2 数 目少于 10 并且第一个 S2 前面的 S1 数量少于 40。而一旦某个 file 中的任何一个事例发 现有更多的 S1 或 S2,则该 file 便被标记为"亮斑"文件,并在数据分析中被移除。



图 4-12 暗物质数据采集中的触发频率分布 (以 file 为单位)

DAQ 采集数据的时候,每一个文件的大小被设定为1GB。所以,如果我们假设数据采集中的触发频率是稳定的,那么完成一个文件的数据写入时间应该是固定的。在我

们的系统中,采集暗物质数据时,一个文件的正常取数时间为6分钟。而数据采集过程中的微放电或严重的噪声干扰,会造成触发频率的骤升或单个事例占用的硬盘空间变大,从而使得该文件的取数时间变短。所以,我们通过限制单个文件的触发频率来进一步过滤数据。图.4–12显示了经过上述 cuts 过滤后,暗物质数据采集的触发频率分布(以 file 为单位)。而据以此,我们设置了 10 Hz 的触发阈值(图中的垂直红线),即触发频率高于 10 Hz 的文件被移除。在后面的内容中,我们会看到最终用以物理分析的暗物质数据,其平均触发频率只有 3 Hz 左右。所以,这里我们选择的 10 Hz 的阈值只是一个很宽松的限制。其目的只是为了剔除掉那些非常"脏"的数据文件。而逐个事例的挑选则由后面更先进也更严格的 cuts 来完成。

基于以上在 file 层面的数据过滤后, 我们得到了用以最终物理分析的数据文件设置。 这些文件是 PandaX-I 实验的"黄金"(golden)数据。各类型(暗物质采集、核反冲刻度、 电子反冲刻度)在经过各 cut 后的数据文件、"golden"数据的文件总数以及相应的采集 活时间(live time)汇总在表. 4–1 中。所以, 我们一共有将近 60000 个原始 files, 总大 小为~60 TB。而在经过 file 过滤后, 最终的"golden"文件总数为 52434。经过逐个文 件采集时间的计算, 最终我们的暗物质数据的活时间为 80.1 天。另外, 我们还有 5.6 天 活时间的核反冲刻度和 22.8 天的电子反冲刻度数据。

数据类型	原始数据	实时监控	"亮斑"文件的过滤		触发频率过滤	
	文件总数	过滤后	文件总数	活时间	文件总数	活时间
中子刻度(²⁵² Cf)	7163	6430	6255	135.3 小时	6254	135.3 小时
伽马刻度(⁶⁰ Co)	35261	32205	32203	550.8 小时	32058	549 小时
暗物质数据	16924	15013	14952	81.61 天	14122	80.11 天

表 4-1 数据文件 (file) 过滤

4.4.2 对 200 kHz 噪声事例的质量 cuts

在 PandaX-I 实验中,我们观测到从光电管高压供电机箱产生的、频率为 200 kHz 的快信号。这些信号通过电磁干扰辐射进入电子学中,形成了 200 kHz 的噪声。在实验的设计以及运行的过程中,我们采取了一系列的措施来屏蔽这些噪声信号,比如在信号解耦器的高压输入端,我们增加了三级过滤高频信号的 RC 电路,以及在实验运行中,我们使用金属的屏蔽布将可能的电子学接头全部包裹起来。这些措施大大提高了系统对 200 kHz 噪声的免疫能力。然而,这些噪声信号仍然还是有机会"泄露"到电子学中。所以,我们基于软件开发了若干"过滤器"以进一步消除噪声的影响。由于这些噪

声信号很快,与真实的 S1 信号很相像。所以要辨认它们不是一件特别容易的事。一个 好的想法是根据噪声信号的波动特性来区分它。对于一个理想的脉冲信号,其应该只有 一个上升沿和一个下降沿。但是,噪声信号却不一定。它们往往在一个很窄的时间窗口 内,有好几次起伏的波动。具体做法是,当软件的寻峰程序找到一个脉冲的尖峰后,我 们继续往峰值所在位置的前面和后面 3 倍于脉冲宽度的区域继续寻找波形;然后将峰 值前面和后面的过冲 (overshooting) 信号的幅度与峰值本身做比较。我们定义为"正 负电荷比"(Positive/Negative ratio)。图. 4–13(a) 演示了这种算法。根据每一道光电管本 身的刻度,我们对各道预设了一个"正负电荷比"的阈值,如图. 4–13(c)(顶部光电管) 和 4–13(d)(底部光电管)中的红线所示。当任意一道的"正负电荷比"高于预设的阈 值水平时,该脉冲便被定义为噪声。另外,我们还对所有光电管的加和信号预设了一 个 0.45 的阈值,即真实事例的"正负电荷比"应该小于 0.45;而一旦发现脉冲信号的 过冲部分超出了阈值,那么该脉冲信号便被标记为噪声。图. 4–13(e)显示了加和的波形 中,"正负电荷比"的分布情况。其中的红线是我们预设的阈值。因此,通过这种方式, 我们比较有效得辨认了混在波形上的噪声信号,并予以剔除。图. 4–13(b)显示了一个被 这种方法剔除的典型事例。



(c) 顶部光电管各道的"正负电荷比"(d) 底部光电管各道的"正负电荷比"(e) 加和信号的"正负电荷比"阈值 的阈值 的阈值

图 4-13 利用波形起伏特性剔除 200 kHz 噪声事例的 cut

为了进一步剔除 200 kHz 的噪声事例,我们开发了一种"电荷差异性"的 cut。在软件中,我们有两种方式来计算一个脉冲信号的电荷。我们将这两种算法得到的信号的电荷的比值定义为"电荷差异性"(charge difference)。一种方法是将所有光电管的波形先加和后,再在脉冲的宽度内进行积分;而另一方法则是先将每一道光电管的波形积分,然后再将各光电管的电荷加和。由于,后一种算法在每一道都对过冲信号有限制,因而对过冲信号有更强的免疫力。所以,如果波形被很多噪声信号污染的话,那么根据各道独立计算的电荷加和要比第一种算法得到的总电荷小很多。根据这个特点,我们研究了这两种算法给出的电荷差异,如图.4–14(a)所示。很明显,对于绝大多数的事例,这两种方法计算得到的电荷比值在1附近,即两者相差无几。然而,也有少部分事例,其两种算法得到的电荷相差较大。在软件中,我们设置了 0.7 的阈值 (图中的红线),即要求单道积分再加和得到的电荷要大于加和波形的积分值。而用"电荷差异" cut 去除的一个典型事例的波形如图.4–14(b)所示。



(a) 两种算法计算的电荷比值



图 4-14 利用两种电荷计算方法对噪声信号的差异性响应来剔除 200 kHz 噪声事例的 cut

最后,我们还考虑了噪声信号在各光电管上的偶然符合。噪声信号是同步得进入到 电子学的,即对连接光电管的各道电子学没有选择偏向性。因此,光电管同时看到噪声 的可能性是很大的。前面我们介绍到,我们是以hit 为单位来定义信号类型的。所以,被 噪声污染的信号,其波形上被标记为"噪声"信号类型的 hits 的丰度显然也会更高一些。 基于此,我们定义了"信噪比"(noise-to-signal ratio)的参数,即波形上被标定为"噪 声"和"信号"(S1和S2)的 hits 数目的比值。图.4–15(a)显示了"信噪比"随不同 S1 的分布关系。对于绝大部分事例,噪声波形中的"信号"hits 要远多于"噪声"hits。但 是,也有少数事例的"噪声"比"信号"多。我们同样在软件中预设了一个 1.5 的阈值 (图中红线),即要求"噪声"的 hits 数不能超过"信号"的 1.5 倍。通过这种方式,我 们进一步减弱了噪声对事例选择的影响。图.4–15(b)给出了一个被"信噪比" cut 剔除



的一个典型事例的波形。

图 4-15 利用波形上的信号与噪声数的比例来剔除 200 kHz 噪声事例的 cut

4.4.3 对 S1 和 S2 信号数量及电荷的质量 cuts

为了挑选出由真正的物理事例产生的 S1 信号,我们从如下几个方面对其进行了限制。首先,我们考虑波形上被软件标记成的 S1 的数目不能太多。一个好的事例应该有 干净的波形。而实际上,在暗物质分析中,我们其实关注的单次散射事例。因此,原则 上,理想的事例只应该有一个 S1 和一个 S2。但是,由于噪声的偶然符合或波形基线的 波动等因素,一个原本好的事例可能被其干扰。因而,如果我们直接简单得要求 S2 事 例前只有一个 S1 的话,我们也会失去很多真正好的事例。考虑到在 S2 脉冲信号之后, 光电管本身的"后脉冲"(afterpulsing)性质会引入 S1 型的信号。所以,我们这里只讨 论位于 S2 之前的 S1 数目。在预选事例的时候,我们要求 S2 前的 S1 事例数不能太多。 为此,我们定义了位于 S2 之前的 S1 数目为"nPreS1",并研究了所有事例中"nPreS1" 的分布,如图.4–16(a)所示。基于此研究,我们在软件中设置了其阈值,要求所有好的 事例的"nPreS1"小于 25,如图中红线所示。而用这种方法剔除的一个典型事例也如 图.4–16(b)所示。可以看到,该事例的 S2 信号前有很多类似于 S1 信号的"毛刺",所 以,该事例显然是被噪声严重污染了,为一个应该被剔除的坏事例。

然后,我们考虑在诸多待定的 S1 型信号的电荷大小。我们认为,一个真实物理事件产生的 S1 和 S2 应该主导该事例波形的电荷分配。因此,在做事例初选的时候,我们将待定的最大的 S1 和最大的 S2 作为最有可能的真实信号。这也就是说,如果我们暂不讨论 S2,那么该事例波形上剩下的电荷应该都集中在最大的 S1 信号上。同样,为避免S2 脉冲信号之后的"后脉冲"信号的影响,我们研究了最大的 S1 信号与波形上剩余部



图 4-16 利用波形上 S2 之前的 S1 数目来限制 S1 信号的 cut

分的积分电荷的比值,并定义为"qS1/qPreS2"。其结果分布如图.4-17 所示。基于对噪声事例的研究,我们同样设置了一个阈值以剔除噪声信号的干扰。如图中红线所示,我们要求所有好事例的"qS1/qPreS2"大于 0.2。而该 cut 剔除的一个典型事例如图.4-17(b)所示。该事例中 S2 前面的 S1 信号没有明显的主次之分,大小差别不大。所以该事例应该是随机符合的噪声被当做了 S1 信号,我们将其剔除。接着,基于同样的考虑,我们研



图 4-17 利用波形上电荷分配的主次性来限制 S1 信号的 cut-1

究了最大的 S1 和 S2 信号的电荷总和。我们认为,真实的物理事件产生的 S1、S2 信号 应该显著比其它过程产生的信号大。所以,我们定义了最大的 S1 和 S2 信号之和与波形 上所有积分电荷的比值,"S1S2-to-total"。图.4–18(a) 给出了该比值的分布情况。所以, 对于绝大多数事例,最大 S1 和 S2 信号的电荷主导了波形上总电荷的分配。当然也有少 部分事例的最大 S1、S2 信号的显著性不明显。所以,我们也在软件中设置了阈值来剔

除这些事例。图.4-18(a)中的红线显示了我们设置的阈值,0.7,即,我们要求所有好事例的最大 S1、S2 信号电荷之和占总电荷的 70% 以上。基于该 cut,一个被剔除的典型事例的波形如图.4-18(b)所示。很显然,该事例也是一个被噪声严重污染的事例。其波形上有太多的噪声信号,使得真正的 S1、S2 信号被淹没其中。



(a) 波形上最大的 S1、S2 信号之和与总电荷的比值



图 4-18 利用波形上电荷分配的主次性来限制 S1、S2 信号质量的 cut-2

在经过以上 cuts 的过滤之后,剩下的 S1 类型的信号被认为是好的 S1 信号。然后, 基于这些好的 S1 信号,我们再进一步考虑物理上提出的单次散射的要求。我们统计了 所有事例的 S2 信号之前的好 S1 信号的数目,结果如图.4–19(a)所示。所以,在经过以 上的选择过滤后,剩下的事例中绝大部分只有一个 S1 信号了。但是,考虑到探测效率 问题,我们最终要求波形上 S2 之前的好 S1 信号数目小于 3 个,而并非直接要求单个 S1 信号。图中的红线也给出了我们设置的阈值。所以,我们最终挑选的事例中,在 S2 信号之前可能有 1 个或 2 个 S1 信号。而我们最终选择最大的 S1 与 S2 进行配对。另外, 为了降低噪声随机符合的可能性,我们还要求次大的 S1 信号的电荷要小于最大 S1 信 号的一半。图.4–19(b) 给出了次大和最大 S1 信号的电荷比值,其中红线则是我们设置 的阈值。

4.4.4 对 S1 和 S2 脉冲形状的 cuts

除了以上对 S1 和 S2 信号的电荷以及数目的限制外,我们相信,一个好的物理过程 产生的 S1、S2 事例应该有好的脉冲波形。理想的情况下,我们认为 S1 和 S2 信号应该 有一个对称的脉冲形状。而另一方面,如果是噪声信号,或被噪声及波动的基线影响的 S1、S2 信号,其非常有可能产生不对称的脉冲波形。通过对信号脉冲的高度、宽度以及 积分面积(电荷)的研究,我们有开发了关于 S1、S2 脉冲形状的 cuts。



图 4-19 对挑选出来的好 S1 事例的最终质量限制

对于 S1 信号,我们定义了"高度与面积比"(height-to-charge ratio)和"高度与宽度比"(height-to-width ratio)两个参数来研究其脉冲的形状特性。如果脉冲具有太大的"height-to-charge ratio",则说明该信号的上升沿或下降沿太快,很有可能是信号中偶合进了一个噪声信号。但是,如果脉冲信号的"height-to-charge ratio"或"height-to-width ratio"太小,那么该脉冲则是一"矮胖"信号,有可能是基线的波动造成的。图.4–20(a)给出了"height-to-charge ratio"与 S1 电荷大小的关系。由图可知,"height-to-charge ratio"随着 S1 的变化而变化,并形成一条"明亮带"。基于对噪声信号的研究,我们设置了 S1 大小相关的阈值上限和阈值下限,由公式.4–1 来定义并在图.4–20(a)以红线表示,该区域外的事例则被剔除:

 $\frac{hS1_{\text{s1max}}}{qS1_{\text{s1max}}} \ge 0.056464 + 0.344431 \times exp(-qS1_{\text{s1max}}/3.07367)$ $\frac{hS1_{\text{s1max}}}{qS1_{\text{s1max}}} \ge 0.0901424 + 0.0539082 \times exp(-9.69453/qS1_{\text{s1max}})$ (4-1) $\frac{hS1_{\text{s1max}}}{qS1_{\text{s1max}}} \le 0.249011 + 0.447232 \times exp(-qS1_{\text{s1max}}/9.24972)$

另外,图.4-20(b)也给出了事例中的"height-to-width ratio"分布。绝大部分事例的高度 大于宽度的1%(任意单位)。所以,我们设置了0.5%的阈值下限,即要求所有好的事 例的"高度与宽度比"大于0.5%。

与 S1 类似,我们也要求好的 S2 有一个基本对称的脉冲波形。然而,由于 PandaX-I 实验中 TPC 本身的结构问题,实验中产生 S2 信号的气体间隙层不是均匀一致。所以, S2 的信号也很难是完美对称的。不同于利用"heigh-to-charge ratio"和 "height-to-width ratio"对 S1 脉冲的形状进行判断,对于 S2 信号,我们比较其脉冲上尖峰之前与尖峰之



图 4-20 S1 信号的脉冲波形对称性 cut

后的电荷。或者换而言之,我们比较了 S2 脉冲的上升沿和下降沿的面积。我们定义参数 "rising-to-all ratio"来表征 S2 脉冲信号的上升沿的面积与所有积分面积的比值。所有 事例的 "rising-to-all ratio" 结果如图.4–21(a) 所示。同样,基于对噪声信号的研究,我 们设置了阈值下限,如图中的红线所示。我们要求所有好 S2 事例的 "rising-to-all ratio" 大于 0.1。而 "rising-to-all ratio" 小于 0.1 的事例则被认为是具有严重不对称的 S2 波形 的事例。在数据中也被相应移除。图.4–21(b) 便是利用此 cut 剔除的一个典型事例。



图 4-21 S2 波形对称性要求的 cut

4.4.5 对事例位置重建的 cut

前文提到,我们开发了两种事例水平位置的重建方法,CoG和TM,并且这两种算法都用在了数据分析上。对一个好的事例,我们认为这两种方法重建出来的事例位置

应该非常接近。但是,对于非物理的事例,这个结论就不一定成立。比如,当信号中的 事例是随机符合的噪声信号时,这两种方法可能就会给出完全不一样的重建结果。所 以,基于事例的位置重建,我们要求 TM 和 CoG 两种算法给出的结果不能相差太远。 图.4-22 给出了 TM 和 CoG 两种算法,对中子刻度中 40 keV_{ee} 事例的位置重建差异与事



图 4-22 对于 40 keV 能量的事例, CoG 和 TM 位置重建的差异与事例位置的关系

例本身所处的 R 位置的关系。其中,位置的差异同样定义为两种方法重建出的位置的 距离 ($\sqrt{\delta x^2 + \delta y^2}$)。所以,TM 和 CoG 两种方法位置重建的结果非常一致。对于绝大 多数事例,其位置差异都在 10 mm 以内。最后的数据分析中,我们设置了宽松的限制, 即要求 TM 和 CoG 重建的位置差异要小于 40 mm。

4.4.6 "X"事例的 cuts

当多次散射的事例只有一次散射发生在 TPC 的电场区域,并且其它散射产生的 S1 被光电管看到的时候,便形成了所谓的"X"事例。由于光的传输以及粒子散射的时间 基本可以忽略不计,所以多次散射产生的 S1 信号混在一起形成一个 S1;而由于只有一 次散射发生在 TPC 的电场内,所以这些多次散射的事例只产生一个 S2。因此,当我们 将 S1-S2 信号配对时,这类"X"事例便具有相对较大的 S1 信号。那么,自然地,这类 信号的能量分支比 (S2/S1)也较真正的单次散射事例更低一些。"X"事例是 XENON10 实验首次提出来的^[111]。与之类似,我们定义电子反冲类型的"X"事例为"gamma-X" 事例,而核反冲类型的为"neutron-X"事例。无论是电子反冲还是核反冲,"X"事例的 band (即能量分支比与 S1 的关系)都较正常的单次散射事例更低。而这些"X"事例的 存在会严重影响我们对真正的纯电子反冲和核反冲事例的理解。笼统来讲, "neutron-X" 事例会影响我们对于探测器对暗物质探测效率的计算; 而 "gamma-X" 事例则可能直接泄漏到暗物质的探测窗口, 从而增加实验的本底。所以, 不管是 "neutron-X" 还是 "gamma-X" 事例, 其对暗物质探测实验都是非常危险的, 我们要尽可能从数据中将其 剔除。

一个非常直观的想法是,利用 S1 信号在光电管上的电荷分布 (hit pattern) 用来区 分"X"事例和真正的单次散射事例。"X"事例的每次散射都会产生 S1 信号。所以,如 果两次散射的事例离得足够远的话,则"着火"的光电管分布可能形成两个较为集中的 区域。另外,底部光电管被完全包裹在 TPC 之中。但是,顶部光电管的最外一圈却可以 看到从 TPC 外面入射进来的光。所以,如果"X"事例的某一次散射发生在 TPC 之外, 那么相比较发生在 TPC 之内的单次散射事例,这种类型的"X"事例的顶部/底部光电 管看到的 S1 电荷之比会有明显的不同。而且,低能量的"X"事例的这些特征会更加明 显。而基于"X"事例的这些特征,我们利用中子刻度数据,开发了两个 cuts 来剔除数 据中的"X"事例。



图 4-23 "X" 事例 cuts

第一个 cut 称为 "S1 charge asymmetry",其定义为顶部和底部光电管接收到的 S1 光强的差异与所有光电管看到的 S1 光强的比值。图. 4–23(a) 显示了中子刻度数据中 "S1 charge asymmetry"与 S1 大小的关系。其结果显示,有些事例中,只有顶部或底部光电管看到了 S1 的信号。所以图中出现了 "+1"和 "-1"这两条明亮带。并且,由于总体上底部光电管比顶部光电管更容易看到 S1 信号,所以 "-1"的处事例形成的带药更明亮一些。除了这两个特殊的明亮带以外,剩下的大部分事例形成了一条与 S1 大小相关的事例带。而通过对中子刻度 band 的研究,我们对于 "S1 charge asymmetry" 设置了如公式.4–2 所示的上限阈值。该阈值也显示为图.4–23(a) 的红线,所有红线以上的事例都作

为"X"事例被排除了。

$$S1_{\text{asymmetry}} = \frac{S1_{\text{Top}} - S1_{\text{Bottom}}}{S1_{\text{total}}} \le 66.2208 - 67.1094 \times e^{-\frac{0.142014}{S1_{\text{total}}}}, S1_{\text{total}} \le 30 PE \quad (4-2)$$

第二个 cut 称为 "S1 hit pattern",其定义为最亮的光电管看到的 S1 光强与所有光 电管接收到的 S1 总光强的比值。同样,使用中子刻度数据,我们得到了该比值与 S1 大 小的关系,如图.4–23(b)所示。与 "S1 charge asymmetry" 非常类似,绝大部分的事例 集中在一条 S1 相关的亮带上。而同样基于核反冲 band 的研究,我们设置了如公式.4–3 所描述的阈值上限。该阈值也以红线显示在图.4–23(b)中,所有高于该阈值的事例被作 为 "X"事例剔除。

$$S1_{\text{hit pattern}} = \frac{S1_{\text{hottest PMT}}}{S1_{\text{total}}} \le -20.0192 + 20.2205 \times e^{\frac{0.103233}{S1_{\text{total}}}}, \ S1_{\text{total}} < 100PE$$
(4-3)

图.4-24 给出了一个被以上两个 cuts 移除的疑似"X"事例。图的上半部分显示了 S1 信号在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布,而下半部分则是 S2 信号在顶部和底部 光电管阵列上的电荷分布。从图中可以得知,底部光电管和顶部光电管看到 S2 信号的



图 4-24 被 "X-cuts" 移除的一个疑似 "X" 事例的 S1、S2 在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布 几何分布非常一致,而且只有一个中心明亮区域。因此,基本上可以排除该事例在 TPC

电场内多次散射的可能性。但是, S1 信号的情况则不同。在顶部光电管阵列上, S1 的 信号分别为相距很远的两组光电管看到。而这种明显的分离现象并没有体现在底部光电 管阵列上。所以,该事例很可能是在 TPC 外又产生了至少一次散射,并且其中的一次 散射产生的光被顶部光电管接收到,即形成了所谓的"X"事例。

相比较真正的单次散射,"X"事例具有更低的能量分支比(S2/S1)。所以它们的存 在会使得电子反冲和核反冲事例的 band 往下移,便得非常"不对称"。而经过"X"事 例的过滤之后,我们预期不管是电子反冲还是核反冲的 band 都应该比之前更具"对称" 性。由于在低能区,电子反冲事例的统计量不够,所以这种改进在电子反冲 band 上表 现得不太明显。图.4-25(a)和4-25(b)分别显示了"X" cut 过滤之前和过滤之后的核反 冲事例的 band。我们可以看到,在"X-cuts"过滤之前,核反冲事例的 band 上有很多散 落的数据点,使得 band 很散乱。尤其是 S1 大于 10 PE 以上的数据,其很明显使得 band 没有沿着事例集中的亮线对称分布。而经过了"X-cuts"过滤之后,这条 band 上散落的 数据点明显少了很多。在 S1 大于 10 PE 的区域,这种效应更明显。并且,去除这些散 落的点后,也使得核反冲事例的 band 比之前更加集中在中位值(图中的蓝色实线)附 近。所以,这也说明我们开发的这些"X-cuts"是行之有效的。当然,我们很清楚地看 到,即便是经过"X-cuts"过滤后,相比较其它实验(Ref. [46,51]),我们的核反冲 band 还是比较宽,且不是非常对称。所以,我们认为还是有"Neutron-X"的事例混在其中。 而对此的进一步研究,我们将在探测器刻度这一章中继续做详细讨论。



图 4-25 "X-cuts" 过滤前后核反冲事例 band 的比较

第五章 PandaX-I 实验中探测器的响应

利用第四章中描述的软件工具,我们研究了 PandaX-I 探测器的各种性质。在本章中,我们将介绍探测器的整体响应,包括 DAQ 系统的触发阈值、探测器的均匀性、探测器对于不同电场的响应、光电产额以及结合能量的重建。由于探测器对于电子反冲和核反冲事例的响应特别重要,我们在下一章关于探测器的刻度中单独进行阐述。

5.1 触发阈值(trigger threshold)

DAQ 系统的一个主要设计指标是达到低能量触发阈值。在章节 3.2.5中我们介绍到, 所有连接底部光电管的 FADC 的"Majority"输出加和并积分后被送到 DAQ 系统中作为 触发的输入信号。在实验正式采集数据之前,我们做了大量的工作来降低触发的阈值水 平。我们知道,一个正常的物理事例包含配对的 S1-S2 信号,而且 S1 总是出现在与其 配对的 S2 信号之前。该事例既可以被 S1 触发,也可能被 S2 触发。但是,总体来讲,相 比较 S2, S1 信号要小得多。所以,在低能量区域的事例,特别是暗物质探测能量区间 的事例,我们预期事例都是被 S2 信号触发。而随着能量的升高,S1 和 S2 都有可能触 发信号。到了更高能的地方,S1 和 S2 都足够大的时候,由于 S1 总是出现在 S2 之前, 所以事例基本上都由 S1 触发了。我们开发的触发系统跟信号脉冲的幅度和宽度都有关 系。所以,由于 S1 和 S2 信号的波形有着明显的不同,我们对于 S1 和 S2 的触发阈值也 会有所差异。

根据前文的论述,我们知道,在液氙 TPC 探测器中,电子反冲的能量分支比(S2/S1) 要明显比核反冲大。所以,一般意义上来讲,我们认为电子反冲事例会有相对更小的 S1,而核反冲事例则由相对更小的 S2。基于此,我们利用电子反冲的刻度数据来研究 触发系统对于 S1 的触发阈值。而随后对暗物质数据(绝大部分都是电子反冲事例)的 研究也给出了一致的结论。图.5-1(a)显示了⁶⁰Co刻度数据中,S1 的电荷与其脉冲开始 时间的关系。我们设定了波形的中间为触发的时间窗口。所以,处于 100 μs 附近的垂 直明亮带便是被 S1 触发的事例。从图中我们可以大致判断,当 S1 大于 65 PE (图中品 红色的虚线)时,事例基本上都是被 S1 触发。而明亮带前面的事例,由于 S1 太小,则 都是 S2 触发。为了进一步验证这个结果,我们统计了位于触发时间窗口内(S1 的起始 时间位于 90 和 105 μs 之间)的 S1 信号的大小。通过这种方式,我们得到了作为触发 信号的 S1 的电荷分布,其结果如图.5-1(b)所示。而根据蒙特卡洛的模拟计算,我们知 道,电子反冲事例在低能量区段的分布是"平"的,即其事例分布与能量不相关。所以, 我们使用了公式. 5-1 中描述的 Fermi-Dirac 函数来拟合 S1 电荷的分布。拟合的结果如 图. 5-1(b) 中的红色实线所示, 而拟合得到的参数值也在图中列出。从最佳拟合的结果 来看, 如果我们假设大于 100 PE 的 S1 触发事例的几率为 100%, 那么当 S1 降到 78.9 PE 时, 由 S1 触发的事例数将了一半; S1 降到 72.2 PE 时, 10% 的事例是由 S1 触发; 而 当 S1 的电荷为 64.9 PE 时, 其触发的事例为 1%。所以, 这两种方式的研究给的结果基 本一致。而我们的结论是触发系统对 S1 的触发阈值为 65 PE。

$$F(x) = \frac{a}{e^{-\frac{x-b}{c}} + d} + e$$
(5-1)



(a) S1 的电荷 vs. S1 脉冲的起始时间

(b) 位于触发窗口内的 S1 电荷谱形

图 5-1 触发系统由 S1 触发的阈值: (a) ⁶⁰Co 刻度数据中, S1 电荷的时间分布; (b) 触发窗口内 S1 的电荷大小分布,以及利用 Fermi-Dirac 函数对谱形的最佳拟合。

对于最终暗物质探测能量区间的事例,由于 S1 非常小,所以这些事例都应该是由 S2 信号触发的。因此,我们在配对同一个事例的 S1-S2 时,我们优先选择由 S2 触发的 事例。所以,从这个角度讲,触发系统对 S2 的触发阈值就显得更为重要一些。我们采 用与 S1 相类似的步骤。不过,不同的是这里我们用的是 ²⁵²Cf 数据,因为从核反冲刻度 的数据中,我们可以得到更多的小 S2 的事例。对于 S2 信号非常小的事例,与之对应 的 S1 信号可能太小以致于没办法被探测器探测到。所以,在这个分析里,我们在软件 中没有要求事例有配对的 S1-S2。同 S1 的研究类似,图. 5-2(a) 给出了 S2 的电荷与 S2 信号所处的时间位置的关系。同样,100 μs 出的明亮带便显示了由 S2 触发的事例。有 图中的品红色虚线可知,当 S2 大于 89 PE 时,所采集到的事例便由 S2 触发。而触发窗 口内 (S2 的起始时间位于 90 和 105 μs 之间)的 S2 电荷分布则如图.5-2(b) 所示。根据 蒙特卡洛模拟计算,这些事例理论的 S2 分布应该遵从指数衰减(图中绿色虚线)。我们 嘉定测量值与模拟预期值在高能范围(S2>1000 PE)完全重合。然后,我们将真实测量 得到的 S2 电荷谱形与模拟的理论谱进行比较,并得到 S2 的效率曲线。最后,我们同 样基于 Fermi-Dirac 函数,对 S2 的效率曲线进行最佳拟合,如图中蓝色虚线所示。根据 Fermi-Dirac 模型,当 S2 为 89.0±1.6 PE 时, S2 触发的效率为 50%。所以两种方法给出 了一致的结论, S2 的触发阈值为 89 PE。



(a) S2 电荷 vs. 脉冲的起始时间

(b) 位于触发窗口内的 S2 电荷谱形

图 5-2 触发系统由 S2 触发的阈值: (a) ²⁵²Cf 刻度数据中, S2 电荷的时间分布; (b) 触发窗口内 S2 的电荷大小分布 (实现)、理论的 S2 谱形 (绿虚线) 以及基于 Fermi-Dirac 模型的最佳拟合。

5.2 探测器非均匀性修正(non-uniformity correction)

我们知道,任何的探测器内都会存在一定的非均匀性。而 PandaX-I 探测器的非均匀性主要来自两方面:探测器本身 TPC 结构的不均匀,以及液氙中有限的电子寿命。探测器在搭建和调试过程中,由于 TPC 本身的不完美设置(包括各光电管本身的差异性),会使得 TPC 内的电场以及光采集效率不均匀,进而造成探测器在 R 方向和 Z 方向的非均匀性。电子在液氙中电场的作用下,能够自由漂移的时间长度被定义为电子的寿命(electron lifetime)。由于液氙中残存的电负性杂质,比如 H₂O 和 O₂ 等,可以吸附电子,使得电子在漂移的过程中被"吃掉"。所以,液氙中电子的寿命是有限的。而有限的电子寿命会给探测器引入非均匀性(主要是沿着电子的漂移方向-Z 方向)。这些种种的非均匀性都会模糊探测器的分辨率,进而影响实验的精度。所以,实验中,为了更好地理解实验数据背后的物理意义,我们需要首先研究探测器的各种非均匀性,并对探测器做足够好的非均匀性修正。实际操作中,我们优先使用中子刻度数据中,中子与¹²⁹Xe 和 ¹³¹Xe 的非弹性散射产生的 40 keVee 伽马能量来研究探测器各位置的相应,并生成一张

表征探测器非均匀性的"地图"。然后根据该"地图",我们对探测器各位置在 40 keV_{ee} 能量的光电产额进行归一化,从而实现探测器的均匀性。随后基于 164 keV (氙原子受 激发后的暂稳态 ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 退激发产生的伽马能量)以及 662 keV (¹³⁷Cs 伽马能 量) 事例的研究,给出了一致的结论。

基于不同的假设,我们开发了两种方法来生成用于修正 S1 和 S2 信号的"地图"。第 一种方法是假设光电产额的位置相关性在 XY (R²) 平面与 Z 方向是彼此独立的。所以, 在这种方法里,我们暂不考虑探测器 Z 方向的非均匀性,而是首先将漂移时间在 20 μs 到 80 μ s 区段的 TPC 压缩成一块"饼状"。然后,我们将"饼状"的 TPC 沿 R 和 Φ 方向 分成许多单元,并计算各单元内 40 keVee 能量的平均光产额和电产额,即生成 S1 和 S2 在 XY (R²) 平面上的修正"地图"。利用该地图,我们对探测器 XY (R²) 方向的非均 匀性进行修正。接着,我们再沿着 Z 方向将 TPC"切割"成若干层,并计算每一层 R² < 400 cm² 区域内 40 keV_{ee} 能量的平均光产额和电产额,即生成 S1 和 S2 在 Z 方向的修 正"地图"。利用该地图,我们再对探测器Z方向的均匀性进行修正。最后,我们将所有 的探测器修正都归一化到探测器的中心区域: $R^2 \leq 400 \text{ cm}^2$, 以及漂移时间 $20 \leq dt \leq 80$ μ s。而在第二种方法里,我们假设探测器光电产额的非均匀性是 Φ 对称的。我们先根据 S1 和 S2 所谓的"反相关效应" (anticorrelation),将探测器内 40 keVee 能量产生的事例 挑选出来。然后,探测器被投影到 R²Z 平面,并被划分成若干像素。接着我们计算各像 素内 S1 和 S2 的平均值,即生成了二维的修正"地图"。而通过比较这两种修正方法得 到的探测器能量分辨率,我们最终选用了第一种方法作为探测器非均匀性修正的首选方 法。

5.2.1 S1 信号修正

我们将探测器内单位能量沉淀产生并被探测器测量到的 S1 信号大小定义为光产额 (light yield)。为研究光产额的位置相关性,我们将漂移时间为 20 到 80 μs 的 TPC 在 XY (R²) 平面内沿 R 方向每 5 厘米 (R=10、15、20、22.5、25、30 cm) 以及 Φ 方向每 45° (0°、45°、90°、135°、180°、225°、270°、315°、360°) 划分为 48 个单元。基于中子刻度 的数据,我们得到了 40 keV 能量在各单元内产生的 S1 谱。而通过对 40 keV 能峰的最佳 拟合,我们计算了各单元内的光产额 (以 PE/keV 为单位)。图. 5–3(a) 显示了 R≤10 cm 平面内 8 个单元的各自 S1 电荷谱 (图中蓝线) 以及最佳拟合结果 (图中红线)。而最后 整个 XY 平面各单元的光产额结果如图. 5–3(b) 中的数字所示。如预期所料,越靠近探 测器中心区域,其光产额就越高。探测器在 XY 平面上的非均匀性还是非常明显的。而 基于该结果,我们便生成了探测器 XY 方向非均匀性修正的"地图"。利用 ROOT 软件,我们使"地图"上的数值连续过度以避免出现突变断层。同时,整个探测器的光产额归

一化到较为中心的区域: R² ≤ 400 cm² (如图. 5–3(c) 所示,图中红色虚线表示的便是光 产额的归一化区域)。通过与归一化区域的平均结果进行比较,我们得到了各单元内光 产额的相对值。实际修正的过程中,探测各位置修正后的 S1 大小则由原始的 S1 除以其 所在位置的光产额相对值得到。



(a) R≤10 cm 平面各单元 40 keV 的 S1 电荷谱。红线显示的是最佳拟合结果



图 5-3 XY 方向对 S1 信号的修正

基于对 S1 在 XY 平面的修正,我们进一步生成了 S1 在 Z 方向的修正"地图"。根据电子的漂移时间,我们将 TPC 每隔 3 厘米划分了 5 层: $5\sim20 \mu s$ 、 $20\sim35 \mu s$ 、 $35\sim50 \mu s$ 、 $50\sim65 \mu s$ 和 $65\sim80 \mu s$ 。然后通过对 S1 电荷谱上 40 keV_{ee} 能峰的拟合,我们计算了 每一层 R² \leq 400 cm² 区域内的光产额。同时,探测器在 Z 方向的平均光产额被归一化到 漂移时间为 20~80 μs 的 TPC 区间内。相对于归一化的光产额,TPC 各层的相对光产额

值如图.5-4中的黑点所示。通过简单的线性拟合(图中红线),我们便得到了用以S1在 Z方向上修正的公式5-2。其中, $S1_{Z \ corrected}$ 为Z方向修正后的S1大小, $S1_{XY \ corrected}$ 为水平方向修正后的S1大小,dt为电子的漂移时间,以 μ s为单位:

$$S1_{\rm Z \ corrected} = \frac{S1_{\rm XY \ corrected}}{0.9253 - 0.00248 \times (20 - dt)}, \ \text{dt in } \mu \text{s}$$
(5-2)



图 5-4 TPC 各层的相对光产额 (相对于归一化结果);红线为最佳拟合的结果。

为了验证光产额的位置相关性在 R² 和 Z 方向是否相互独立的,我们将 TPC 在 R²-Z 划分了若干单元 (Z 方向划分了五层, R 方向上按照 R² 每隔 100 cm² 分为九个环),然后 比较了 S1 水平方向修正之前和修正之后的光产额。计算的结果总结在表.5-1内,其中 括号内红色的数字代表修正之后的结果。从表中我们可以更清楚地了解探测器内光产额 (S1) 的非均匀性:靠近探测器中心 (小的 R²)) 以及底部 (长漂移时间) 区域的光产额 更大。

为了更清楚的阐述,我们将 S1 水平方向修正之前和修正之后, R²-Z 平面上各单 元的光产额用图. 5-5(a) 和图. 5-5(b) 表示。从结果来看,在 S1 水平方向修正之前,除 了探测器边沿的区域 (大 R),每个 R² 的单元内,光产额随着漂移时间的缩短而减小; 每一层范围内,光产额随着 R² 的减小而增大。因此,如果不考边沿事例,整个探测器 在垂直方向上的光产额由下往上递减,在水平方向的光产额从外至内递增,都是单调变 化的。而在经过 S1 信号的 XY 修正之后,该结论也仍然成立。所以,我们认为,探测

上海交通大学博士学位论文

第五章 PandaX-I 实验中探测器的响应

R^{2} (cm ²)/Z (μ s)	5-20	20-35	35-50	50-65	65-80
0-100	3.99 (3.91)	4.06 (4.01)	4.23 (4.16)	4.44 (4.36)	4.54 (4.47)
100-200	3.87 (3.87)	3.98 (4.03)	4.13 (4.15)	4.29 (4.30)	4.47 (4.51)
200-300	3.74 (3.87)	3.85 (3.98)	4.02 (4.16)	4.22 (4.35)	4.31 (4.48)
300-400	3.67 (3.89)	3.73 (3.98)	3.89 (4.16)	4.12 (4.35)	4.24 (4.45)
400-500	3.50 (3.82)	3.61 (3.98)	3.72 (4.08)	3.90 (4.33)	4.01 (4.43)
500-600	3.53 (3.91)	3.54 (4.01)	3.67 (4.08)	3.75 (4.21)	3.90 (4.34)
600-700	3.33 (3.84)	3.43 (3.95)	3.54 (4.03)	3.65 (4.16)	3.68 (4.19)
700-800	3.32 (3.80)	3.39 (3.93)	3.50 (4.02)	3.58 (4.09)	3.51 (4.04)
800-900	3.15 (3.70)	3.29 (3.82)	3.37 (3.88)	3.17 (3.75)	2.94 (3.43)

表 5-1 在 R²-Z 平面各单元内的光产额: XY 修正之前的(蓝色数据)和修正之后的(括号内的红色数据)

器在 R² 和 Z 各自方向的非均匀性的关联性很弱,或可以忽略。该结论支持了我们第一种修正方法的假设,说明该方法是可行的。



图 5-5 S1 水平方向修正前(a) 和后(b) 在各 R²Z 平面内的光产额

另外,我们也尝试用第二种方法对探测器的非均匀性进行修正。前面提到过,这种 方法里,我们假设探测器的非均匀性是关于 Φ 方向对称的。在液氙 TPC 探测器中,任 何能量的沉淀会以光和电的形式释放。而由于电子和离子在重复合的时候,其再结合的 几率存在一定的涨落。所以,对于特定能量产生的 S1 (光) 和 S2 (电) 信号便形成了 所谓的"反相关"效应。图. 5-6(a)显示了 PandaX-I 探测器 ²⁵²Cf 刻度过程中,40 和 80 keV 能量产生的 S1-S2 "反相关性"。图中反斜线方向上的两个椭圆则分别对应了 40 和 80 keV 的事例。我们选取了图中三角区域内(红色虚线围成)的事例来研究探测器各位



图 5-6 利用 40 keV 的单能事例生成 S1 位置修正的方法: (a) 40 和 80 keV 能量在探测器中产生的 S1-S2 间的"反相关"效应,其三角区域内的事例被挑选作为 40 keV 的单能事例; (b) 40 keV 的单 能事例在 R²-Z 各位置平均的 S1 大小,黑色虚线代表了置信体积。

置的相对光产额。具体操作中,探测器在 R²-Z 平面上被分成了 60×60 个网格。所挑选 出来的事例在各网格内的平均值被用来代表该位置 40 keV 能量的光产额。同样,我们 将平均的光产额归一化到置信体积内。而各网格的相对光产额便形成了 S1 在 R²-Z 上的 修正"地图"。图. 5-6(b) 显示了我们最终得到的二维修正"地图"。其中,各像素的颜色 代表了该位置 40 keV 能量产生的 S1 大小,而黑色虚线则显示了数据分析中选定的置信 体积。同前一种方法得到的结论一致:对于相同的能量沉淀,越靠近探测器中心和底部 的区域, S1 的光产额越高。

5.2.2 S2 信号修正

我们知道电子的有限寿命对 S2 信号在 Z 方向上的非均匀性影响比较大。而且,该 非均匀性是由于探测器内在的物理过程造成的,在该类型实验中具有普适性,与探测器 本身的特性没有太多关系。同时,S2 信号在 XY 方向的非均匀性主要来自 TPC 本身构 造的特性,具有个案性。所以,非常类似 S1 修正的第一种方法,我们对于 S2 的修正分 为两步进行,即在 XY 方向与 Z 方向分别进行修正。首先,与 S1 修正一样,我们将 TPC 在漂移时间为 20 到 80 μs 区段内压缩成"饼状",并将该"饼状"在 XY 平面沿 R 和 Φ 方向划分成 48 个单元。然后通过对 S2 电荷谱上 40 keV_{ee} 能峰的拟合,我们计算各单元 内的平均电产额 (以 PE/keV 为单位)。同光产额类似,我们将探测器内单位能量沉淀产 生并被探测器测量到的 S2 信号大小定义为电产额 (charge yield)。图. 5–7(a) 同样给出 了 R≤10 cm 区域内,各单元内 S2 的电荷谱,以及其对 40 keV 能峰的最佳拟合。而最 后整个 XY 平面各单元的电产额 (以 PE/keV 为单位) 结果汇总在图. 5–7(b) 中。从结果



(a) R≤10 cm 平面各单元 40 keV 的 S2 电荷谱。红线显示的是最佳拟合结果



图 5-7 XY 方向对 S2 信号的修正

来看, TPC 内的电产额有非常强的位置相关性。基本上还是遵循中心区域电产额高的特 点。但是,相比较光产额,电产额有更强的Φ相关性。图中第二象限的电产额要明显比 同半径的其它区域高。同样,基于 ROOT 软件,我们将各单元的交界处"抹平",以避 免突变情况。最终我们用于 S2 水平修正的"地图"如图.5–7(c) 所示。而其中的红圈则 也表示了探测器内电产额归一化的区域。

由于液氙中电负性杂质的存在,电子在漂移的过程中会逐渐衰减。所以,处于 TPC 越深处的电子,其能到达液面并被萃取拽出而生成 S2 信号的数目就越少。而对于特定 深度产生的电子,其能达到液面的电子数目取决于探测器中的电子寿命。如果我们假设 特定能量在 TPC 不同的深度处产生的电子数是一样的,那么通过研究不同位置产生的 电子到达液面的剩余数目便可以计算液氙中电子的寿命。而实验中,我们用 S2 事例的 大小来表征到达液氙表面的电子数目,电子的漂移时间表征事例发生位置的深度。所 以,通过研究相同能量在不同深度产生的 S2 大小与电子漂移时间的关系,我们便可计 算电子寿命。实际操作中,我们使用了两种等效的计算方法。第一种方法是根据 S1-S2 的"反相关"效应挑选出单能的 40 keV 事例。然后,我们研究这些事例的 S2 与电子 漂移时间的关系,其结果如图.5-8(a) 所示。我们计算图中每一个 bin 的中位数 (图中 黑点),并用指数函数进行拟合。拟合得到的指数函数的衰减常数便被认为是电子寿命。 最终,通过这种方法我们得到的电子寿命为 328±8 µs。为了交叉检验计算的结果,我



图 5-8 电子寿命的计算:(a)40 keV 事例的 S2 大小与漂移电场的关系,红线为拟合的结果;(b)漂移 电场方向各层的电产额。

们也采用另外一种方法来计算电子寿命。我们将 TPC 沿 Z 方向分成了五层。然后我们 计算每一层 (R²<500 cm²)的平均电产额。同样,指数函数用来拟合电产额与漂移时间 的关系,而指数函数的衰减常数便被定义为电子寿命,其结果如图.5-8(b)所示。其中 蓝色的点为实际测量到的电产额,红线为指数函数拟合。通过这种方法,我们得到的电 子寿命为 298±20.3 μs。所以,我们两种方法得到了比较一致的结果。另外,考虑到在 第二种方法中有比较大的统计误差,所以我们最终用来修正 S2 在 Z 方向非均匀性的电 子寿命为 328±8 μs。有一点需要指出的是,这里用来研究电子寿命的数据都是没有经过 S2 在水平方向修正的。而最终,以下的公式用来修正 S2 在 Z 方向的非均匀性。其中, S2_{corrected} 为 Z 方向修正之后的 S2 信号大小, S2_{xy correction} 为 XY 方向修正之后的 S2 信号大小, dt 为漂移时间,以 μs 为单位:

$$S2_{\text{corrected}} = \frac{S2_{\text{xy correction}}}{exp(-dt/328)}, \text{ dt in } \mu \text{s}$$
(5-3)

5.2.3 探测器非均匀性修正的结论

经过非均匀性修正之后,我们预期探测器对 S1 和 S2 具有更好的分辨率。所以,我 们比较了探测器修正前和修正后的 S1、S2 电荷谱。图. 5–9(a)显示了中子刻度数据中 的 S1 电荷谱的比较。其中,蓝线代表的是修正前的 S1 谱,红线代表的是修正后的 S1 谱,而绿线则是相应的拟合。拟合结果显示,对于 40 和 80 keV 的能量,探测器测量得 到的 S1 的分辨率从修正前的 17.1% 和 20.1%,分别提高到修正后的 15.4% 和 17.2%。 图. 5–9(b)则显示了中子刻度数据中的 S2 电荷谱的比较。同样,蓝线代表的是修正前的 S1 谱,红线代表的是修正后的 S1 谱,而绿线则是相应的拟合。对于 40 keV 的能峰,经 过修正后,探测器对 S2 的分辨率从 29.4% 提高到 16.3%。而且更为明显的是,在探测 器修正之前,我们很难从 S2 的电荷谱上辨认出 80 keV 的能峰。而在修正之后,80 keV 的 S2 的能量分辨率为 14.6%。修正前后的比较结果汇总与表.5–2。其中 μ 为拟合的中 心值, σ 为半峰宽。所以,综上所述,探测器的位置非均匀性修正很好得改善了探测器 的分辨率。

	S1			S2		
-	μ (PE)	σ (PE)	分辨率	μ (PE)	σ (PE)	分辨率
40 keV (修正前)	170	29.1	17.1%	15580	4590	29.4%
40 keV (修正后)	179	27.7	15.5%	17560	2628	16.3%
80 keV (修正前)	321	64.5	20.1%	-	-	-
80 keV (修正后)	331	56.9	17.2%	41780	6096	14.6%

表 5-2 探测器非均匀性修正前后, S1 和 S2 电荷谱形的比较

根据表征探测器非均匀性的"地图",我们也总结了 PandaX-I 实验探测器的位置非 均匀性,并得到如下的结论: S1 信号在水平方向上的涨落为±9.5%(图.5–3),在垂直 方向的涨落为±8.5%(图.5–4)。而探测器内主要的非均匀性则来自水平方向 S2 信号的 涨落,为~±36%(图.5–7)。其主要原因在于调整 TPC 的时候,探测器外铜罐与屏蔽体 之间的有限间隙限制了水平调节装置的工作。因此,我们没能将 TPC 的阳极丝网与液



图 5-9 探测器非均匀性修正前后 S1(a)和 S2(b) 谱形的比较:蓝色代表修正前,红色代表修正后, 绿线为最佳拟合结果

氙平面完全调整平行。所以, TPC 的萃取电场(电子提出效率以及单电子增益)在 XY 方向具有较强的非均匀性,进而造成了 S2 信号大小的水平位置相关性。不同水平位置 S2 信号的宽度也说明了这一点。基于 40 keV 的单能事例,我们研究了不同水平位置的 S2 宽度,如图. 5–10(a) 所示。图中的颜色代表了 S2 信号的宽度,以 μ s 为单位。而当我 们进一步研究置信体积内(红色虚线的圈内)的 S2 信号时,如图. 5–10(b), S2 的平均 宽度为 3.6 μ s,而均方根值为(root mean square, RMS) 1.0 μ s,即涨落为 27.8%。从拟 合的结果(图. 5–10(b)中蓝线)来看,在置信体积内 S2 信号宽度则是均值为 3.2 和 4.0 μ s 的两个高斯分布的叠加(图. 5–10(b)中绿线)。

然而,在我们对探测器进行位置修正的时候,有一个归一化的问题。我们这次的分析为"盲"(blind)分析。而在做位置修正时,我们还没有决定最终的置信体积。所以,为了与第一次的数据结果做对比,我们采取了第一次数据分析中的置信体积 R² ≤400 cm²,20≤dt≤80 µs 作为整个探测器平均光电产额的归一化的区域。然而,基于"品质系数"(Figure-of-Merit, FOM)的分析研究,我们最终选取的探测器置信体积要稍微大一些,为: R² ≤500 cm²,10≤dt≤80 µs。当我们确定好置信体积等关键参数之后,我们便揭开了暗物质的数据。考虑到我们是"盲"分析,所以我们就没有用新的归一化体积重新去做位置修正。但是我们知道,平均而言,越靠近探测器中心区域,光电产额越高。所以,这也就意味着,置信体积内的 S1、S2 的绝对数值经过修正后,有可能被人为地变大了。

为了衡量这个问题可能的影响,我们同样先根据 S1 和 S2 的"反相关"效应,选取 了置信体积内的 40 keV 事例。然后,我们比较这些事例位置修正前后的 S1 和 S2 谱形。




其结果如图.5-11 所示。图中黑色标记的是原始未经过任何修正的数据,蓝色的是经过水平位置修正的结果,而蓝色的是经过水平和垂直方向修正过的结果。所以,通过比较位置修正过程中,40 keV 能量 S1 和 S2 谱形的变化,我们可以得到如下结论:

- 1、由于用了一个比置信体积小的区域做归一化,S1的40keV能峰均值从170PE 移到了179PE,被人为提升了约5%。其中,水平位置的修正大约贡献了3%,而 垂直位置的修正贡献了剩余的2%。
- 2、S2的水平位置修正对S2的平均值影响很小,即归一化的问题基本可以忽略。
 而经过Z方向的修正后,S2的均值明显提高了很多。但这是因为我们考虑了电子的寿命,然后从数据中将其修正了,所以也不存在归一化的问题。

综上所述, PandaX-I 实验在位置修正时采用的归一化体积与最终的置信体积有一定出入。但是这两者的不完全一致只是对 S1 造成了约 5% 的过估,对 S2 基本没有影响。而我们在暗物质数据分析的时候,相比较其它参数的涨落,5% 是个基本可以忽略的量。所以,我们最终的结论是,这归一化体积的微小出入不影响我们已有的数据结果。

在以上的探测器位置修正中,我们使用的是 40 keV 的单能事例。但是,探测器的位置非均匀性也有可能是与能量相关的。为了验证这个问题,我们也尝试了利用其它能量的事例来做探测器的位置修正,包括 164 keV 以及 662 keV 的事例。由于 ¹³⁷Cs 产生的光信号太强,使得光电管出现了饱和的问题。所以,对于 662 keV,我们选择让光电管在低电压及低增益的状态下工作。而利用这些数据,我们也生成了相应的位置修正"地图"。然后,我们用不同能量产生的位置修正"地图"去分别修正数据,然后将修正后



图 5-11 位置修正对 40 keV 事例的 S1 和 S2 均值的影响

的 S1、S2 电荷谱进行比较。结果显示,基于不同能量的修正得到的结果彼此比较一致。 所以,我们认为探测器的位置非均匀性与能量的相关性在这里可以忽略不计。

5.3 PandaX-I 探测器对不同电场的响应

PandaX-I 标准的运行条件下, TPC 的阴极电压是设在-15 kV, 而门电极的电压是在-5 kV, 而且液面基本上介于 TPC 的阳极和门电极丝网的中间位置 (气体间隙层厚度为4 mm 左右)。如果我们假设理想的平行板电容器情况, 那么基于公式. 5-4 和. 5-5 的计算, PandaX-I 实验运行的标准漂移电场为 667 V/cm, 萃取电场为 8.7 kV/cm。而为了更好地理解 PandaX-I 整体系统的性质, 我们通过调整阴极和门电极的电压来改变 TPC 的电场环境, 然后采集相关数据, 并做离线分析, 以研究探测器在不同漂移电场和不同萃取电场下的响应。这里, 我们主要讨论了电场 (漂移电场和萃取电场) 对光产额和电产额、以及电子反冲和核反冲 band 的影响。

$$E_{\rm drift} = \frac{V_{\rm grid} - V_{\rm cathode}}{L_{\rm drift}}, \ L_{\rm drift} \text{ is the drift length, =15 cm}$$
(5–4)

$$E_{\text{extraction}} = \frac{2 \times V_{\text{grid}}}{8 + gas \ gap}, \text{ gas gap is in mm}$$
 (5–5)

5.3.1 漂移电场

当我们研究探测器对漂移电场的相应的时候,我们保持门电极上的电压不变,即萃取电场保持在 8.7 kV/cm。当 TPC 阴极电压设置在 0、-6.5、-8.0、-12.5、-15 和-17 kV 的

时候,探测器的运行情况比较稳定。而当我们将阴极电压提升到-20 kV 后,由于较为 严重的打火现象,我们未能稳定得采集数据。所以,基于这些数据,我们讨论探测器对 0~800 V/cm 漂移电场的响应结果。相关的 runs 以及相应的电场设置汇总在表.5-3 中。 根据 40 keV 的单能事例,我们计算了不同漂移电场下的光产额和电产额。其结果也列于 表.5-3 中。为了更清楚得展示光电产额与漂移电场的关系,我们将测试结果用图.5-12 表示。

Dum	阴极电压	门电极电压	漂移电场	光产额	电产额
Kun	(kV)	(kV)	(V/cm)	(PE/keV)	(PE/keV)
7811	0	0	0	5.9±0.01	-
7595	-6.5	-5.0	100	$5.0 {\pm} 0.04$	$257.6 {\pm} 2.7$
7602	-8.0	-5.0	200	$4.78 {\pm} 0.03$	292.4±3.4
7606	-12.5	-5.0	500	$4.3 {\pm} 0.04$	367.6±4.2
std run	-15.0	-5.0	667	4.13±0.01	411.0±3.2
7612	-17.0	-5.0	800	$4.0 {\pm} 0.04$	431.6±4.5

表 5-3 探测器是对不同漂移电场的响应



图 5-12 不同漂移电场下 40 keV 能量事例的光产额和电产额

由上图的结果可知,对于电子反冲事例,光产额随着漂移电场的增强而降低,而电 产额却随之增高。究其原因,则是因为在越强漂移电场内,电子和离子的再结合变得越 来越困难,因此相同能量产生的初级闪烁光 (S1) 越来越少。所以,光产额与漂移电场 成反向关系。而相反地,在更强的漂移电场内,有更多逃逸出来的自由电子漂移到液氙 表面, 然后被拽出到气体中产生电致发光信号 (S2)。因而, 探测器的电产额与漂移电场 成正向关系。我们用公式. 5-6和 5-7 中给出的简单的函数来定量描述光产额和电产额与 漂移电场的关系。其中 E_{drift} 为漂移电场强度, 单位为 V/cm。所以, 在该测试中, 光产额与漂移电场满足对数函数关系, 而电产额与漂移电场则用简单的线性函数拟合。最佳 拟合结果如图. 5-12 中的红线所示。这里需要注意的是, 我们提到的电产额是以 PE/keV 为单位的, 即没有转化成"裸"电子的数目。由于是在同一个萃取电场下采集的数据, 所以我们假设单电子增益没有发生变化。因此, 这里的 PE/keV 也间接地反映了单位能 量内产生的"裸"电子数。

$$Ly = -1.264 \times \log_{10}(\frac{E_{\text{drift}} + 27.66}{3267}) + 3.28, \ E_{\text{drift}} \text{ in V/cm}$$
(5-6)

$$Cy = 0.2568 \times (E_{\text{drift}} + 918.4), E_{\text{drift}} \text{ in V/cm}$$
 (5–7)

在利用两相型液氙 TPC 探测暗物质的领域里,有一个被广泛使用的光电产额模型, NEST (Nobel Element Simulation Technology, Ref. [86, 87])。该模型是通过拟合已有的实 验中关于不同能量、不同粒子,在不同电场条件下光产额和电产额的测量值而得到的。 将 PandaX-I 探测器的特性指标 (光探测效率、电子拽出效率、单电子增益,我们在后面 内容中会讨论到)带入到 NEST 模型后,我们将实验的测量结果与 NEST 模型的预言结 果相比较,如图. 5–13 所示。其中,蓝色标记的点是我们实际测量的光电产额;黑点是 NEST 的理论预测值,而红线是其相应的拟合。我们探测器的特性指标是通过比较 667 V/cm 漂移电场的条件下的测量与 NEST 预期而推导出来的。所以,实验测量与 NEST 模型预测的结果在这个电场下是完全匹配的。图. 5–13(a)显示, NEST 模型中,不同漂



图 5-13 PandaX-I 实验在不同电场下测量的 40 keVee 能量的光电产额与 NEST 模型的比较:蓝点是 实验测量结果;黑点是 NEST 模型的理论预言, 红色则是其相应的拟合。

移电场下的光产额与 PandaX-I 实际测量的比较吻合。其拟合的函数形式与我们实验中 得到的结果也非常相近。而对于电产额,在较高的漂移电场的条件下(200~800 V/cm), PandaX-I 实验测量结果与 NEST 的预言符合得比较好。但是,在低漂移电场条件下(100 V/cm),我们实验测量的电产额要比 NEST 模型预言的高~15%。而两者的拟合函数形 式也相差得较多。

不过,由于不同的反应机理,核反冲事例对于不同电场的响应与电子反冲事例截然不同。在核反冲事例中,中子直接与氙原子核发生碰撞,而且电场对电子和离子复合的影响甚小(Ref. [85])。因此,核反冲事例的光电分支比(S2/S1)基本不受漂移电场的影响。在这种情况下,随着漂移电场的升高,电子反冲事例的ER band 和核反冲事例的NR band 会随着漂移电场的增强而分离得越来越开,即探测器对ER、NR 事例的区分本领会更强。为了验证这个结论,我们在 PandaX-I 实验正式运行结束后,在不同的漂移电场设置下分别采集了六小时的电子反冲(⁶⁰Co)和两小时的核反冲数据(²⁵²Cf),然后离线分析探测器区分ER、NR 的能力与电场的关系。



图 5-14 不同漂移电场强度下, 核反冲事例的能量分支比 (log10(S2/S1) 的分布以及高斯拟合

首先,我们研究探测器在不同的漂移电场下对于核反冲类型事例的响应。我们统计 了 S1 在 0 到 50 PE 事例的能量分支比 (log₁₀(S2/S1),然后用高斯函数拟合其分布,得 到均值和半峰宽。图.5–14 中的前五幅柱状图便对应了不同漂移电场强度下的能量分支 比分布,以及相应的拟合。然后,我们比较了不同漂移电场下的能量分支比均值,其结 果如图.5–14 中右下角柱状图所示。结果显示,当漂移电场从 100 V/cm 加强到 800 V/cm 时,核反冲事例的能量分支比 (log₁₀(S2/S1) 均值从 1.930 上升到 1.986。而各电场下, 能量分支比的展宽 (full width at half maximum, FWHM,半峰宽)为 0.23。所以,在漂 移电场变化了 700 V/cm 的情况下,能量分支比的均值只变化了约 0.24 σ。而另一方面, 除了标准电场的数据外,我们在其它电场条件下的事例数只有 1000 左右。所以,数据 统计量的问题可能导致拟合存在误差。因此,总得来讲,实验结果基本验证了之前的假 设,即漂移电场对核反冲事例的能量分支比影响很小。



图 5-15 不同漂移电场条件下,探测器对于电子反冲和核反冲事例的响应

然后,通过比较不同漂移电场设置下的²⁵²Cf和⁶⁰Co数据,我们进一步研究探测器 在不同电场下的电子反冲和核反冲的区分本领。结果如图.5–15 所示。图中的红色的散 点是来自于六小时⁶⁰Co刻度数据中的电子反冲事例,蓝色散点则是两小时²⁵²Cf刻度数 据中的核反冲事例。我们一般通过比较相同的 S1 下 ER 和 NR band 能量分支比的中心 值的间隔距离,来衡量探测器在各能量区域(不同的 S1 大小)对于 ER 事例的排除能 力。但是由于数据统计量的问题,我们没办法定量地比较。所以,在图中,作为参照, 我们将标准电场下得到的 ER、NR 能量分支比的中心值(高斯均值)以黑色虚线和绿 色虚线表示在图中。通过之前的分析,我们知道 NR band 的高斯均值基本没有明显的 变化。我们从图中绿色虚线在各 NR band 的相对位置也基本上可以判断出。不过,对于 ER band,通过肉眼判断,其能量分支比随着漂移电场的增强有着很明显的提升。虽然 这有可能是来自于统计涨落。但是,我们认为,PandaX-I 的实验更倾向于支持了如下的 结论:更高的漂移电场可以帮助探测器更好得区分电子反冲和核反冲事例,从而提高探 测器对电子反冲事例的排除本领。

5.3.2 萃取电场 (extraction field)

与漂移电场的研究相同,我们在研究探测器对萃取电场的响应时,TPC的漂移场强保持不变。我们将门电极上的电压分别设置在-4.5、-4.8和-5.0kV,而相应地,TPC 阴极上的电压则被设置为-14.5、-14.8和-15.0kV 以保持漂移电场不变。考虑到萃取电场太低的情况下,电子的拽出效率太低,所以我们便没有将门电极上的电压继续往下降。而当门电极电压从-5.0kV 提升到-5.2kV 时,我们在门电极丝网上发现了严重的打火现象。因此,我们便放弃了更高萃取电场的测试实验。本次测试相关的 run 以及对应的电场设置如表.5-4 所示。而根据 ²⁵²Cf 数据计算的 40 keV 能量的光电产额也列于表中的最后两列。

 D	阴极电压	门电极电压	萃取电场	光产额	电产额
Run	(kV)	(kV)	(kV/cm)	(PE/keV)	(PE/keV)
7621	-14.5	-4.5	7.8	4.13±0.03	270.3±2.1
7637	-14.8	-4.8	8.3	$4.10 {\pm} 0.04$	$358.3{\pm}2.6$
std run	-15.0	-5.0	8.7	4.13±0.01	411.0±3.2

表 5-4 探测器在不同萃取电场下的光电产额

上表中的结果同样在图. 5-16 显示。其中,图. 5-16(a) 中蓝色的数据点为各萃取电 场下测量得到的光产额,而红线为光产额为4.12 PE/keV 的常函数直线。所以,当我们保 持漂移电场不变的情况下,TPC 内的光产额也基本恒定不变。因此,与预期一样,TPC 中光产额不依赖于萃取电场的强度。不过,在不同的萃取电场条件下,不同比例的电子 可以从液氙中被拽出,而且单电子的增益也有所差异。所以,电致发光信号(S2)的大 小与萃取电场的强度息息相关。一般而言,萃取电场的强度越高,可以被拽出的电子数 目越多且单电子的增益越大。因而,同样的能量沉淀在更高的萃取电场下可以产生更大的 S2 信号。我们实验的测量结果也支持了这一结论。如图. 5–16(b) 所示,光产额 (同样以 PE/keV 为单位)随着萃取电场的增强而线性增长。而方程. 5–8 则用来拟合电产额与萃取电场的关系。其中, E_{extract} 为萃取电场的强度,单位为 kV/cm。拟合的结果如图中的红线所示。所以,在我们的测试中,三个样本点的结果显示光产额与萃取电场成正向线性关系。需要指出的是,S2 信号的大小是电子的萃取效率与单电子增益的乘积效应。而此处定义的光产额仍然以 PE/keV 为单位,也就是说我们没有将电子萃取效率和单电子增益分离开来进行讨论。



 $Cy = 160.1 * (E_{\text{extract}} - 6.1), E_{\text{extract}} \text{ in kV/cm}$ (5-8)

图 5-16 不同萃取电场下, PandaX-I 实验测量得到的光产额和电产额

5.4 S1-S2 "反相关" 效应 (anti-correlation)

在前面的讨论中,我们已经反复提到,在两相型液氙 TPC 探测器中,在液氙中沉淀的能量会以三种形式释放出来:液氙闪烁发光(S1)、氙原子电离产生的电子(S2)以及以热能释放的声子。相比较闪烁发光和电离能,电子反冲类型的事例中,用来产生热的能量占总能量沉淀的比重非常小,可以忽略不计。所以,我们笼统来讲,液氙 TPC 探测器中沉淀的能量会以 S1 或 S2 的形式释放出来。而在产生闪烁光(S1)的过程中,电子和离子再复合的几率存在一定的涨落。因此,对于特定的能量沉淀,我们会在探测器内观测到 S1 与 S2 之间所谓的"反相关"效应。而基于探测器内 S1 与 S2 之间的"反相关"

效应的研究,我们可以很好得重建能量。另外,更重要的是,我们还可以提取探测器很多独特的性质参数。我们将探测器重要的参数定义如下:光采集效率(photon detection efficiency, PDE)、单电子增益(single electron gain, SEG)和电子萃取效率(electron extraction efficiency, EEE)。原则上,PDE等同于探测器的光产额。两者的区别是,PDE 只跟 TPC 本身的构造有关。它是 TPC 内光吸收长度、材料反射率以及光电管量子化效率的综合结果。所以,与光产额不同,PDE 是探测器能量不相关的参数。同样,SEG和 EEE 原则上也等同于电产额。前文提到过,电产额是 SEG 和 EEE 的乘积结果。而 SEG 和 EEE 也都是与 TPC 本身的电场、气体间隙层的厚度等相关,与能量没有关系。所以,从这个角度来讲,通过研究 PDE、SEG 和 EEE,我们可以从更基础的层面,更好地理解 探测器的性质。

5.4.1 ²⁵²Cf 刻度的能谱

考虑到 40 和 80 keV_{ee} 比较接近暗物质的探测能量区间,我们优先选择 ²⁵²Cf 刻度 数据中的 40 和 80 keV_{ee} 的单能事例来推导探测器的参数。在使用 ²⁵²Cf 对探测器进行 刻度的时候,放射源每次裂变产生 3~4 个中子。然后,中子与氙原子的非弹性碰撞产 生了 40 和 80 keV_{ee} 的伽马事例。另外,受核反冲激发生成的亚稳态氙原子 (^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe) 衰变回到基态的过程中释放出 164 和 236 keV_{ee} 的伽马光子。而伴随着核反冲 的也有相当数量的低能伽马事例存在。在研究数据之前,我们首先基于 PandaX-I 的探 测器结构,对 ²⁵²Cf 刻度进行了充分的蒙特卡洛模拟。图. 5–17(a) 显示了模拟中, ²⁵²Cf





(b) $0 \sim 30 \text{ keV}_{ee}$

图 5-17²⁵²Cf 模拟得到的探测器内单次散射能谱:深蓝色的线是总的能量沉积;红色是纯核反冲能量;浅蓝色线则是纯电子反冲能量

在探测器置信区域内产生的单次散射能谱。其中,深蓝色线显示了²⁵²Cf模拟中在探测

器内沉淀的所有能量,包括了核反冲和电子反冲的能量;红色线代表了纯核反冲能谱; 浅蓝色线则是纯的电子反冲能谱。所以,从结果来看,在低能区 (\leq 30 keV_{ee}),探测器 内沉淀的主要是核反冲能量,但同时也掺杂着少量的低能伽马能量。为更好得说明,我 们将低能区 (\leq 30 keV_{ee})的能谱放大,如图.5–17(b)所示。另外,电子反冲类型的能量 (浅蓝色) 主导了高能区域,同时也伴随着少量的核反冲能量 (红线)。高能区域内的灰 色填充区域标示了 40 和 80 keV_{ee} 的能量特征峰。

模拟得到的²⁵²Cf刻度能谱使我们了解到,数据中40和80 keV_{ee}对应的能峰除了纯的伽马是例外,还有来自氙原子核反冲的贡献。所以,当我们重建纯的40和80 keV_{ee}伽马能量时,我们需要将其中的核反冲部分扣除掉。为此,我们利用模拟的结果研究40和80 keV_{ee}能量中平均的核反冲贡献。图.5–18显示了核反冲能量在(38,55) keV_{ee}和(78,95) keV_{ee}能量窗口内的能谱。通过该窗口内的能量分布,我们得到了核反冲能量在40和80 keV_{ee}能峰处的平均贡献分别为1.004和1.392 keV_{ee}。基于该结果,我们在拟合根据数据重建的40和80 keV_{ee}能量时,设置了相应的参数。



(a) 40 keVee 能峰中的核反冲能量

(b) 80 keVee 能峰中的核反冲能量

图 5-18 单次散射的核反冲能量在 40 和 80 keV 处的贡献:蓝线是 TPC 内单次散射的沉淀的核反冲 能量沉淀;红色则是在置信体积内

5.4.2 PDE、EEE、SEG 以及结合能

基于对 ²⁵²Cf 刻度能谱的理解,我们用公式. 5–9 重建探测器内产生 S1、S2 信号的 结合能量。这里,"W"是功函数,代表产生一个量子(光子或电子)所需要的平均能 量; α 是光探测效率 (PDE); β 是单电子增益 (SEG)和电子萃取效率 (EEE)的乘积。 前面我们已经讨论过,PDE、EEE 和 SEG 原则上都只跟 TPC 的具体构造有关,跟能量 没关系。所以,公式里的 α 和 β 也应该只跟 TPC 的特性有关,与能量无关系。实际操

作中,我们用 40 keV_{ee} 的单能事例来推导能量重建的公式。由于 α 和 β 跟能量没关系, 所以,基于 40 keV_{ee} 能量得到的结合能重建公式同样也适用于其它能量。为了与 NEST 模型进行比较,我们与 NEST 一样,取 W=13.7 eV。本章节后面的内容便着重阐述相关 参数的计算过程。

$$E_{ee}^{ce} = W \times \left(\frac{S1}{\alpha} + \frac{S2}{\beta}\right) = 13.7 \ eV \times \left(\frac{S1}{PDE} + \frac{S2}{SEG \times EEE}\right) \tag{5-9}$$

单电子增益 (single electron gas gain, SEG) 顾名思义,是指从液氙内提取出来的单个电子,在气氙中电致发光并且被光电管探测到转化成光电子的数目。简单地讲,SEG 便是 TPC 对单电子的放大倍数。我们通过计算数据中最小的 S2 信号来得到单电子事例。具体操作中,基于中子刻度的数据,我们选取由 S1 触发的事例。然后统计 S1 之后小 S2 信号的电荷大小。图.5–19(a) 给出了一个典型的单电子事例的波形图。而这些小 S2 的电荷分布则如图.5–19(b) 中的黑色标记所示。结果显示,除了一般比较大的 S2



图 5-19 单电子增益 (SEG) 的计算: (a) 一个典型的单电子事例的波形; (b) 单电子产生的 S2 的电荷分布以及拟合结果

事例外,我们在 S2 电荷谱的尾端发现了一个近似高斯分布的"鼓包"。而这个"鼓包" 便被认为是集中的单电子事例。我们采用了双高斯函数来拟合最小的 S2 的电荷。其拟 合结果如图.5–19(b)中的红线所示。同时,双高斯函数也用两条绿色的虚线在图中表示。 通过最佳拟合,我们计算得到 PandaX-I 探测器的 SEG 为 (18.38±0.12) PE/e⁻,并且其 分辨率为 43.5%。

我们前面已经反复提到,任何在 TPC 内沉淀的能量将会以 S1 和 S2 的形式释放。而 电子一离子对复合几率的涨落使得探测器测量到的 S1 和 S2 信号存在"反相关"(anticorrelation)效应。再加上探测器有限的能量分辨率,所以我们观测到如图.5–20(a)所

-161 -

示的 S1-S2 "反相关"效应。图中反斜线方向上的两个椭圆亮斑则分别对应了探测器内 沉淀的 40 和 80 keV 的能量。基于蒙特卡洛的模拟,我们在辨认 40 和 80 keV_{ee} 能峰 时,减除了核反冲贡献的能量。而通过对 40 和 80 keV 事例的"主成分分析"(principal components analysis, PCA),我们得到公式. 5–9 中的 α 和 β 参数。综合考虑 PCA 方法 对 40 keV 和 80 keV "反相关"椭圆的拟合结果,即取两个能量结果的平均值,我们最终 得到的 α 值为 9.55%,β 值为 15.0。相应地,我们推导得到 PandaX-I 实验探测器的 PDE 为 9.55%,EEE 为 82.0%(基于 SEG 的计算结果,18.36),且 PDE 的涨落百分比小于 10%,EEE 的涨落百分比小于 9%。图.5–20(a)中的反斜线显示了利用 PCA 的拟合结果, 其斜率便代表了光电特定能量(40 或 80 keV_{ee})在探测器中的能量分配比例。至此,我 们得到了探测器相关的所有基本参数,以及重建结合能的具体公式.5–10。利用该公式, 我们重建了 ²⁵²Cf 刻度数据中的能谱,如图.5–20(b)所示。其中,40 和 80 keV 的特征能 峰很清晰得重建在能谱上。同时,我们也能看到低能区核反冲的衰减能谱。另外如预期 所想,受核反冲能量的影响,40 和 80 keV_{ee} 特征能峰并没有服从完美的高斯分布。

$$E_{ee}^{ce}(keV) = \frac{S1(PE)}{6.95} + \frac{S2(PE)}{1097.64}$$
(5-10)



(a) 40 和 80 keVee 能量处的 S1-S2 "反相关"效应

(b) 利用能量重建公式得到的核反冲事例能谱

图 5-20 PandaX-I 实验观测到的 S1-S2 "反相关" 效应以及利用能量重建公式得到的核反冲事例能谱

5.4.3 能量分辨率以及与 NEST 模型的比较

根据蒙特卡洛模拟,²⁵²Cf刻度中,由中子和氙原子非弹性散射产生的40和80 keV_{ee}的伽马能量,会与一部分核反冲能量混在一起。所以,数据中我们测量得到的40和80

keV 能量的 pdf 应该是本征的伽马能谱 (服从高斯分布) 与其能量窗口内核反冲能谱 (服 从指数衰减分布) 的卷积结果。如公式. 5–11^[112] 所示, 经过计算, 40 keV 或 80keV 的能 峰分布是一个衰减的指数函数和一个复杂的误差函数的乘积,而不是简单的高斯分布。 这里, τ 是指该能量窗口内核反冲能量的衰减常数, μ 是伽马本征能量的均值,而 σ 则 是伽马本征能量的半峰宽。

$$f(x;\tau,\mu,\sigma) = \int_{\mu}^{+\infty} \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t-\mu}{\tau}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} exp[-\frac{(x-t)^2}{2\sigma^2}] dt$$

= $\frac{e^{\frac{\sigma^2}{2\tau^2}}}{2\tau} e^{-\frac{x-\mu}{\tau}} Erfc(\frac{\mu-x+\frac{\sigma^2}{\tau}}{\sqrt{2\sigma}})$ (5-11)

另外,根据模拟,核反冲能量在 40 keV 和 80 keV 能量窗口内的平均衰减常数并不一样,即在拟合 40 和 80 keV 能峰时,公式. 5–11中的 *τ* 是不一样的。因此,我们设置了两个不同的参数来分别拟合这两个能峰。同时,在低能区 (≤30 keV_{ee}),其沉淀的能量也是混杂有核反冲和电子反冲。所以我们引入了两个不同衰减常数的指数函数来拟合能 谱上的低能区。而最终参数化的拟合函数如公式. 5–12 所示。这里的主要参数介绍如下: a₁ 和 a₃ 为不同的衰减常数,以拟合低能区的能谱; a₆ 和 a₁₀ 为 40 和 80 keV 能量窗口内,核反冲能量的衰减常数; a₇ 和 a₁₁ 是本征的伽马能量均值,而 a₅ 和 a₉ 则是本征能量的半峰宽。利用 RooFit 工具,基于公式 5–10重建的能谱的拟合结果如图. 5–20(b)所示。其中黑点为数据中重建的能量分布,而蓝线则为使用函数. 5–12的拟合结果。所以,我们对中子刻度数据中 0–140 keV_{ee}的能谱有一个非常好的参数拟合。为方便比较,我们将关键的拟合结果列于表. 5–5 内。我们拟合得到的伽马本征能量为 40.23±0.07 keV 和 83.93±0.18 keV,与理论值非常接近。而在 40 和 80 keV 的能量窗口内,核反冲的平均贡献(即衰减常数)为 2.14 和 4.24 keV。该结果比模拟的预期稍大一些,但是在 40 和 80 keV 能量窗口的相对大小是一致的。

$$F(x) = a_0 \times e^{-\frac{x}{a_1}} + a_2 \times e^{-\frac{x}{a_3}} + a_4 \times \frac{e^{\frac{a_5^2}{2 \times a_6^2}}}{2 \times a_6} \times e^{-\frac{(x-a_7)}{a_6}} \times Erfc(\frac{a_7 - x + \frac{a_5^2}{a_6}}{\sqrt{2} \times a_5}) + a_8 \times \frac{e^{\frac{a_9^2}{2 \times a_{10}^2}}}{2 \times a_{10}} \times e^{-\frac{(x-a_{11})}{a_{10}}} \times Erfc(\frac{a_{11} - x + \frac{a_9^2}{a_{10}}}{\sqrt{2} \times a_9}) + a_{12}$$
(5-12)

我们也尝试用 40 和 80 keV_{ee} 能量推导出来的 PDE 和 EEE 来重建其它能量。⁶⁰Co 的 1.17 和 1.32 MeV 伽马产生的 S1、S2 信号在光电管内产生了饱和的现象。所以,我 们便放弃了对这两个能量的重建。当液氙经过长期的中子刻度后,氙原子会受激发生成 短寿命的亚稳态 ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe,进而退激发发出能量为 164 和 236 keV 的伽马。所 以,我们首先使用公式.5–10来重建这两个能量。图.5–21(a)中红线是长时间中子刻度

结合能	拟合核反冲能	拟合伽马能	标准方差	分辨率
40 keV_{ee}	$2.14{\pm}0.08$	$40.23 {\pm} 0.07$	$2.85{\pm}0.04$	$(7.08 \pm 0.10)\%$
80 keV_{ee}	4.24 ± 0.24	$83.93{\pm}0.18$	4.02 ± 0.12	$(4.79 \pm 0.14)\%$

表 5-5 40 和 80 keV 结合能的拟合结果

后的本底运行数据,而绿线则是进行长时间中子刻度前的本底运行数据。所以,经过归一化后,绿线便代表着本底,而红线上的两个突出的尖峰便是 164 和 236 keV 能量的事例。减掉本底后的能谱如图.5-21(b)中红线所示。与 40 和 80 keV 能量不同,164 和 236 keV 没有核反冲能量的成分。所以,我们使用了简单的高斯函数来拟合其能峰。结果如图.5-21(b)中绿虚线所示。经过计算,PandaX-I 实验的探测器对164 和 236 keV 的分辨率达到了(5.8±0.7)%、(3.7±0.4)%。但是,基于公式.5-10重建出来的能量的均值与理论值有所出入,大约比理论值高 15%。其可能是因为数据中 S1 和 S2 的位置修正所使用的"地图"是基于 40 keVee 能量得到的;同时,能量重建公式也是基于 40 和 80 keVee 的拟合得到的。因此,累积的效应使得我们在重建其它能量时出现了一些偏移。不过,考虑到 40 keVee 的能量更接近暗物质探测区域,所以我们认为在高能区存在 15% 的不吻合是可以接受的。



图 5-21 基于 40 keVee 推导的能量重建公式重建的 164 和 236 keVee 能峰

另外,我们还尝试使用 PCA 的方法来拟合 164 和 236 keV_{ee} 能量产生的 S1-S2 "反 相关"椭圆,进而推导出探测器在该能量处的 PDE 和 EEE。由于数据统计量的原因,我 们只得到了 164 keV_{ee} 的结果。因此,我们使用该结果来重建 164 和 236 keV_{ee} 能量。拟 合的结果显示,在 164 keV_{ee} 能量处,探测器的 PDE 和 EEE 分别为 10.5% 和 96.5%。但

是,由于数据统计量的问题,误差也比较大。至此,我们利用 PCA 方法拟合三个不同 能量(40、80 和 164 keV_{ee})的"反相关"椭圆,得到了三个略有不同的 PDE 和 EEE。 其结果如表. 5-6 所示。NEST 模型预言了理想情况下,不同电场中各能量的光电产额。 所以,我们将实验测量得到的光电产额除掉探测器的影响(PDE、EEE 和 SEG)后,与 NEST 的预言值进行了比较。其结果如图. 5-22 所示。其中,蓝色和紫色的实线为 NEST 预言的 667 keV 漂移电场下的光电产额;蓝色的点为测量的光产额除以 PDE 的结果,紫 色点为测量的电产额除以 EEE 和 SEG 的结果。所以,我们的实验测量值与 NEST 模型 在误差范围内比较符合。另外,我们还将拟合 S1 和 S2 电荷谱得到的 236 keV、662 keV、 1.17 MeV 和 1.32 MeV 能量下的光产额和电产额一并汇总在表. 5-6 中。

-	40 keV	80 keV	164 keV	236 keV	662 keV	1.17+1.32 MeV
光产额 PandaX-I (PE/keV)	4.18	3.99	3.28	3.17	2.86	2.64
测量的 PDE (PCA)	9.55%	9.85%	10.5%	-	-	-
光产额 NEST (PE/keV)	44.2	39.9	33.5	31.4	28.1	26.7
电产额 PandaX-I(PE/keV)	421.6	515.7	756	724.6	714.7	-
测量的 EEE (PCA)	82.0%	89.4%	96%	-	-	-
电产额 NEST (e ⁻ /keV)	28.8	33.1	39.5	41.6	44.9	46.3

表 5-6 PandaX-I 实验测量得到的各能量下的光电产额以及 PCA 拟合得到的 PDE 和 EEE 汇总

基于各能量"反相关"椭圆的拟合,我们得到的 PDE 和 EEE 的值如表. 5-7 所示。 但是,在实际的能量重建过程中,对于 40 和 80 keV_{ee} 的能量,我们选用了两者的平均值 作用能量重建公式中的参数 (表中红色数据);而对于 164 和 236 keV_{ee} 能量,我们则选 用了基于 164 keV_{ee} 能量拟合的结果。表. 5-7 列出了各能量的理论值、重建值以及能量 分辨率。而各结合能重建的特征能峰以及相应的能量分辨率如图. 5-22 所示。所以,我 们认为 PandaX-I 的探测器取得了非常好的能量分辨率。尤其是在低能的 40 keV_{ee} 区域, 我们探测器的能量分辨率达到了 7.08%,这也是目前液氙领域内取得的最好的能量分辨 率。并且,如预期所料,在越高的能量处,探测器的能量分辨率也越高。

我们假设探测器的能量分辨率服从统计规律,即分辨率 $\propto \frac{1}{\sqrt{N}}$ 。然后,我们尝试使 用公式. 5–13 去拟描述测器能量分辨率与能量的关系,结果如图. 5–23(a)所示。然而, 结果显示,基于现有的计算,探测器的分辨率并没有很好地遵守统计涨落的规律。如果 仅从图中的趋势来讨论,我们的探测器在 164 和 236 keV_{ee} 处应该可以取得更好的能量 分辨率。分析其原因,一方面是由于数据的统计量;而另一方面则可能是因为数据中的 S1 和 S2 的位置非均匀性是基于 40 keV 来修正的,而该修正"地图"或许没有好到足以



图 5-22 PandaX-I 实验测量的光电产额与 NEST 模型的预言值比较:蓝色和紫色实线为 NEST 预言的光产额和电产额;蓝色点为 PandaX-I 测量得到的光产额除以 FCA 在该能量处得到的 PDE;紫色 点为 PandaX-I 测量得到的电产额除以 FCA 在该能量处得到的 EEE 以及通用的 SEG。

-	40 keV	80 keV	164 keV	236 keV
PDE	9.55%	9.85%	10.5%	-
EEE	82.0%	89.4%	96.0%	-
PDE (实际使用值)	9.65%	9.65%	10.5%	10.5%
EEE (实际使用值)	86.0%	86.0%	96.0%	96.0%
重建能量(keV _{ee})	$40.23 {\pm} 0.07$	$83.93{\pm}0.18$	$164.03{\pm}2.2$	$233.03{\pm}1.7$
理论能量(keVee)	80.185	39.578	163.931	236.143
能量分辨率(%)	$7.08{\pm}0.10$	4.79±0.14	4.33±1.13	$3.56{\pm}1.10$

表 5-7 PandaX-I 对于各特征能量的重建

精确地重建所有的能量。因此,利用 40keV_{ee} 的能量重建公式,探测器在其它能量处的分辨率没有达到预期的效果。

$$F(E) = \frac{c_0}{\sqrt{E}} + c_1 \tag{5-13}$$

基于 40 keV_{ee} 事例推导的能量重建公式,我们重建了本底事例的全能谱,并且将结 果与蒙特卡洛模拟相比较。然而由于光电管和 FADC 的饱和问题,我们不能使用常规的 数据来重建本底谱的高能区。不过,幸运的是,我们有约 20 个小时的数据是在光电管 低增益的工作条件下采集的。基于这些数据,我们重建了本底的全能谱,如图.5-23(b) 中黑线所示。通过材料检测站的测量,我们得到了探测器内各组分的放射性水平。然后 基于蒙特卡洛的模拟,我们可以得到探测器置信体积内的本底能量谱。在模拟的过程 中,我们考虑了探测器能量分辨率的因素。结合上文的计算结果,我们设定了探测器能 量相关的能量分辨率,为 $0.5/\sqrt{E}$ 。最后,我们将数据重建的本底能谱与模拟计算得到 的理论谱进行比较,结果如图.5-23(b)所示。所以,两者基本上是吻合的。根据模拟的 结果,我们将典型的特征能峰标注在能谱上。以模拟作为参考,我们可以辨别出数据能 量重建得到的如 ¹³⁷Cs、⁶⁰Co、⁴⁰K、²³²Th等能峰。但是,由于数据统计量的原因,能 谱上的很多精细结构变得模糊不清了。不过,从该研究我们也进一步学到了如何更合理 地运行同类型的实验。这对 PandaX 今后的实验提供了积极的借鉴经验。



图 5-23 (a) 能量相关的能量分辨率; (b) 本底能量谱:数据(黑线) 和蒙特卡洛模拟(红线)

第六章 探测器刻度 (Detector Calibration)

PandaX-I 实验室中,我们使用几种不同类型的刻度数据来标定探测器的响应,包括:利用 ⁶⁰Co 放射源刻度不同条件下、探测器对电子反冲事例的响应;²⁵²Cf 放射源刻度探测器对核反冲事例的响应。¹²⁹Xe (26.4%)和 ¹³¹Xe (21.2%)是氙含量较多的同位素。在第五章中,我们已经讨论过,这两种同位素与中子非弹性碰撞产生的 39.578 和 80.185 keV_{ee} 的伽马,以及受中子激发后的短寿命亚稳态 ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 退激发产生的 163.931 和 236.143 keV_{ee} 伽马,可以用来刻度探测器的位置非均匀性以及 PDE、EEE 等 探测器的关键参数。在本章中,我们首先介绍用于 PandaX-I 探测器刻度的放射源 (6.1)以及探测器内光电管的刻度 (6.2);然后,在6.3和6.4中,我们集中讨论探测器对电子反 冲和核反冲事例的探测效率;最后,基于我们对探测器的刻度结果,我们给出 PandaX-I 实验中预期的本底事例 (6.5)。

6.1 放射源

实验中,我们使用了三种放射源。两个伽马源,⁶⁰Co和¹³⁷Cs用来刻度探测器对电子反冲事例的响应;一个中子源,²⁵²Cf,用以核反冲事例的刻度。我们使用的放射源的性质总结在表.6-1中。⁶⁰Co原子核有99.88%的比例衰变到处于4+激发态的⁶⁰Ni原子核,然后退激发过程中发出1.17 MeV和1.33 MeV的伽马光子。¹³⁷Cs则在衰变到¹³⁷Ba的过程中产生661.7 keV能量的伽马光子。而²⁵²Cf则通过α和裂变过程进行衰变,衰变分支比分别为96.9%和3.09%。其自发裂变过程中产生的中子被用来刻度 PandaX-I 探测器对核反冲事例的响应。所有的放射源在不使用的时候都储存在探测外由铅块和聚乙烯块组成的屏蔽室内。前面介绍过 PandaX-I 实验的放射源放置装置,我们通过一根封闭的钢丝绳沿着聚乙烯管路,将放射源放置在靠近内探测器的指定位置。

-	放射源类型	能量	活度 (Bq)
¹³⁷ Cs	伽马	662 keV_{ee}	4037 ± 7
⁶⁰ Co	伽马	$1.17, 1.33 \text{ MeV}_{ee}$	2005 ± 5
$^{252}\mathrm{Cf}$	中子	每次裂变 3~4 中子	每秒 278 次裂变或 9000 个中子

表 6-1 PandaX-I 实验使用的放射源

除了放射性的刻度源外,我们还安装了三个蓝光的 LED 光源来刻度探测器内的光

电倍增管。所以,利用常规的 LED 光照数据,我们可以标定探测器的"眼睛"一光电倍 增管。使用 ⁶⁰Co、¹³⁷Cs 等伽马源的刻度数据,我们可以了解电子反冲事例在探测器内 的行为是怎样的,并计算探测器对电子反冲事例的探测效率。基于对 ²⁵²Cf 中子源的刻 度数据,我们可以计算探测器对核反冲事例,以及 WIMPs 暗物质粒子的探测效率。而 综合电子反冲和核反冲刻度的数据,我们可以在不打开暗物质数据的情况下,确定数据 分析中使用的 cuts,并预测暗物质探测数据中的本底事例率。关于"盲"分析中 cuts 的 定义,我们将在下一章详细介绍。不过,为了论述的方便,在本章中,我们所有的讨论 都是基于最终确定的 cuts。

6.2 光电倍增管刻度

我们得到的所有信号都来源于探测器内光电倍增管的探测。因为这样,我们常把光 电管比作探测器的"眼睛"。对于光电管的了解是我们理解整个探测器的基础。所以,我 们每周都对光电管进行刻度,并及时更新其标定结果。光电管的刻度主要包括<mark>单光子增</mark> 益、单光电子的分辨率、暗电流以及后脉冲效应。标定光电倍增管的单光子增益和分辨 率是将测量的信号转与能量对应的基础。而暗电流和后脉冲效应可能会产生偶然符合的 假事例,应该得到很好的控制。在 PandaX-I 实验运行的过程中,我们每周都采集 LED 刻度数据,然后离线计算光电管的单光子增益和分辨率,并将结果更新到数据库中。另 一方面,如前文所述,在采集暗物质数据的过程中,我们开发了软件工具来实时分析、 监控光电管的暗电流和后脉冲信号,以帮助我们控制数据质量。关于 PandaX-I 实验光 电管运行状态的更多内容见 Ref. [108]。

光电管的增益定义为光电管内单光电子被放大的倍率。光电管工作时,其光阴极首 先将入射进来的光子转化为光电子。然后,光电子在多级达拿级构成的电场中被加速, 并实现倍增。最后,被放大的光电子被光电管的阳极收集,以脉冲信号的形式输出。光 电子在加速的过程中,达拿级间的电场强度越强,其倍增率也越高。所以,光电管的增 益与其施加的电压有关系。为了刻度光电管的增益,我们将 LED 光源的光调得很暗,使 得光子可以一个一个地轰击到光电管阴极面上。当 LED 的光源足够暗的时候,轰击到 光电管表面的光子数目便服从泊松分布。在操作中,我们用光子的占有率来衡量 LED 的光强是否合适。光子的占有率是指光电管被点亮的事例数占总事例数的比例。一般, 我们将其控制在 10~50%。在这种设置下,大多数时候,光电管除了噪声外什么也看不 见。而在点亮光电管的事例中,入射光子的数目则近似服从泊松分布。并且,在得到的 入射光子数目的分布上,单光子的事例会占据大多数。图.6-1(a)和 6-1(b)显示了来自 一英寸 (R8520-406, LV1192, 800 伏电压)和三英寸光电管 ((R11410-MOD, ZK6311, 1500 伏电压)的典型的电荷分布。我们用高斯函数来拟合这些电荷分布的直方图。对于 一英寸的光电管,由于较差的 SPE 分辨率,单光电子峰和双光电子峰耦合在一起,不能 彼此分开。所以,我们使用公式.6-1 来拟合一英寸光电管的电荷分布,拟合结果如图中 红色虚线所示。

$$F(q) = Gauss(c_1, \mu_1, \sigma_1) + Gauss(c_2, \mu_1 + \mu_2, \sigma_2)$$
(6-1)





当没有光子入射到光电管时,光电管输出的信号是随机的噪声或数据基线的波动。因此,在光电管电荷分布上会出现一个均值在0附近的高斯峰(图.6.2中蓝色的虚线),该峰也被称作"台阶"(pedestal)。而图中的第二个高斯峰(绿色虚线)则对应了单光电子分布。当我们将电荷的单位转化成电子后,单光电子峰所对应的光电子数便是光电管的增益。相应地,单光电子峰的展宽(半峰宽)与均值的比值便被定义为光电管的单光电子分辨率。与一英寸的光电管略有不同,更好的分辨率使得三英寸的光电子可以将单光电子和双光电子区分开来。其典型的电荷分布如图.6-1(b)所示。公式.6-2则用来拟合三英寸光电管的电荷分布。相比较一英寸光电管,该拟合函数中多出来的第三个高斯函数用来描述双光电子的电荷分布。拟合结果如图.6-1(b)中红色虚线所示。其中,草绿色的虚线表示了双光电子的电荷分布。

$$F(q) = Gauss(c_1, \mu_1, \sigma_1) + Gauss(c_2, \mu_1 + \mu_2, \sigma_2) + Gauss(c_3, \mu_1 + 2\mu_2, \sqrt{2}\sigma_2)$$
(6-2)

以上例子中,一英寸和三英寸的光电管分别工作在 800 和 1500 伏的直流电压下。 而相应测量得到的增益为 1.8×10⁶ 和 3.0×10⁶。我们前面提到,光电管的增益是施加在 光电管上的电压的函数。所以,对于每一个光电管,我们在不同的电压下计算了其增益。

— **171** —

图. 6-2(a) 和 6-2(b)给出了典型的 R8520-406 和 R11410-MOD 光电管增益与电压之间的 关系。光电子在光电管的达拿级之间是被逐级倍增放大的。所以,最终光电管的增益与 所施加的电压的关系遵守幂定律。在我们的分析中,公式.6-3 用来拟合增益与电压的 关系。其中, *β* 一般被称作有效达拿级数目。图 6-2(a) 和 6-2(b) 中的红色虚线则分别显 示了拟合效果。而从结果来看,R8520-406 和 R11410-MOD 光电管的有效达拿级数目分 别为 10 和 8。

$$(a) R8520-406$$

$$Gain(V) = \alpha \times V^{\beta} \tag{6-3}$$

图 6-2 光电管增益与电压的关系:(a) 一英寸光电管;(b) 三英寸光电管

在光电管增益计算的基础之上,我们根据同样的电荷分布计算了其单光电子的分辨率。其计算公式如下,其中的 SPE 指单光电子 (single photoelectron):

$$R_{SPE} = \frac{\sqrt{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}}{\mu_2} \tag{6-4}$$

其中, σ₁和 σ₂分别对应着噪声和单光电子电荷分布的展宽; μ₂则是单光电子的均值与 噪声均值的差值。Fig. 6–3(a)和 6–3(b)分别显示了 PandaX-I 实验所使用的一英寸光和三 英寸电管的单光电子分辨率。平均来讲, PandaX-I 实验中,一英寸光电管 (R8520-406)的单光电子分辨率为 58%; 而三英寸光电管 (R11410-MOD)的单光电子分辨率则为 35%

光电管另一个重要的参数称作暗电流。其意思是即使将光电管放置在完全黑暗的环境里,光电管内也会产生微弱的电流信号。光电管内的暗电流主要由四种来源:漏电 (leakage currents)、热电子发射 (thermionic esmission)、场致电子发射 (field emission)和



图 6-3 PandaX-I 实验所使用的一英寸(a)和三英寸(b)光电管单光电子分辨率的分布

管内的放射性元素辐射(background radiation)。这里我们对这几种来源做一简单介绍。 光电管的漏电流可能来自电极支架的导体表面、光电管的外壳、分压基座或者连接的管 脚。漏电流造成的暗电流与光电管施加的电压基本成正比关系。而光电管的热电子发射 遵循所谓的 Richardson 定律^[113]:

$$J = AT^2 exp(-W_{th}/kT) \tag{6-5}$$

这里,A是一常数,T为绝对温度,k是玻尔兹曼常数,而W_{th}则是光电材料的热功函数,与光电管的光阴极使用的材料有关。所以,热电子发射的事例率会随着温度的降低而显著减少。因此,在液氙环境中 (~173 K),热电子发射不会是暗电流的主要来源。由于光电管中不可避免的电极结构,所以即使在很低的电场内,电子也有一定的可能性从电极的相关结构发射出来而成为暗电流。最后,制造光电的材料会含有一些诸如⁴⁰K、⁶⁰Co等放射性同位素。而这些放射性同位素的衰变辐射也有可能引起光电管的暗电流。

在我们的分析中,光电管暗电流的频率定义为在光电管上随机产生、独立于物理事件触发的事例数频率。数据分析中,在采样窗口为200 µs、触发窗口位于采样窗口的中间的波形上,我们通过统计其最开始5 µs时间内类似于S1信号的脉冲数目,来计算光电管的暗电流频率。所以,这里我们定义的光电管暗电流严格地来讲是光电管的随机信号频率,与真正意义上的暗电流还不完全一样。为了描述的方便,我们以光电管随机信号频率和光电管暗电流频率作为区分。图.6-4(a)和6-4(b)显示了PandaX-I实验运行中,R8520-406和R11410-MOD光电倍增管平均的随机信号频率。图中,Hamamatsu提供的个光电管暗电流的大小以红点标记,以nA为单位,其大小参照图右侧的红色坐标轴。在液氙温度中,我们测量的R8520-406光电管的平均随机信号频率为0.06 kHz,而R11410-MOD为1.07 kHz。而在气氙中(室温下),两种类型的光电管的随机信号频率

分别为 0.3 kHz 和 1.3 kHz。所以,从常温到液氙温度,我们观测到的光电管随机信号 频率下降得并不多。这与 Ref. [101, 114, 115] 中的测量结果有所不同。这也从侧面说明, 在我们的测量中,除了产生暗电流的热电子发射和漏电外,还存在其它的因素造成了光 电管的随机信号。在实验操作中,我们发现个别光电管的随机信号频率在某一时刻突然 变得很高,而与之邻近的光电管的随机信号频率却没有受到影响。当我们把该光电管的 电压降下来然后再升上去之后,其随机信号的频率又降到正常的水平。所以,我们认为 这种情况下可能是该光电管内出现了微小的打火或放电现象,从而造成了它自己的随机 信号频率陡升。另外一种更常见的情况是在实验运行中,突然某局部区域的几个光电管 的随机信号频率都同时升高。通过降低 TPC 或部分光电管的电压,这些光电骨管又回 到正常的工作状态。对此,可能的解释是 TPC 或光电管的高压基座上出现了微小的打 火或放电,而这些外部的打火或放电发出的光信号被局部光电管看到,进而造成了其随 机信号频率的上升。



(a) R8520-406



(b) R11410-MOD

图 6-4 PandaX-I 实验中,光电管暗电流的频率: (a) 一英寸光电管;(b) 三英寸光电管。图中黑色标记的是测量值,以 kHz 为单位;红色标记的是 Hamamatsu 提供的结果,以 nA 为单位。

后脉冲信号(afterpulse)是指在真实的信号尾巴上出现的假信号。产生后脉冲信号的 来源主要由两种:发光反应(luminous reactions)和光电管内残余气体的电离(ionization of residual gases)。当光电管的电极被大量的电子轰击时,电极可能产生光子。这些光子 有一定的几率返回到光电管的光阴极上,然后生成光电子,进而便表现为真实信号后面 的后脉冲信号。相比较真实的信号,这类后脉冲信号一般延迟的时间为光电管本身的渡 越时间。对于 R8520-406 和 R11410-MOD 类型光电光,典型的渡越时间为 50 ns。另一 方面,光电管的达拿级之间残存的气体可能被入射光产生的光电子电离。然后电离的粒 子漂向光电管的光阴极,进而产生后脉冲信号。相对于前面的真实信号,不同的电离气 体产生的后脉冲信号的延迟时间可以在几百纳秒到几微秒之间。而基于后脉冲信号与真 实信号的间隔时间,我们也可以根据公式.6-6 来推断产生后脉冲信号的气体成分:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2md}{qV}} \tag{6-6}$$

其中, d 是光阴极和第一级达拿级之间的距离, 而 V 是两者之间的电压, m 和 q 是残余 气体的分子质量和电离的电荷。

在 PandaX-I 的数据中,我们统计电荷小于 20 PE 的主脉冲之后 5 μs 区域内的脉冲 数,从而原位地辨别后脉冲信号。对于每个后脉冲,其电荷以及相对主脉冲的延迟时间 被记录下来。图. 6.2 显示了一个后脉冲频率较高的 R11410-MOD 光电管测量到的电荷 和延迟时间的二维关系 (图 6–5(a)),以及投影到延迟时间的一维分布 (图 6–5(b))。类似 于 Ref. [101, 114, 115] 的测量结果,来自 H₂⁺, He⁺, CH₄⁺, CO⁺/N₂⁺, Ar⁺/CO₂⁺ 等分子的峰 可以清楚地辨认出来。而位于 3μs 处的一个很明显的峰则被认为是 Xe⁺,其可能是由于 这个光电管内泄露进去了少量氙。

我们定义找到的后脉冲总数与主脉冲的电荷比值为每个光电子产生后脉冲信号的 几率 (probability of occurrence of afterpulses per single PE, APP)。对于大多数光电管,其 APP 低于 1%。平均而言,R11410-MOD 光电管的 APP 为 1.7%;而 R8520-406 光电管的 APP 为 0.3%。在 DAQ 采集数据时,我们软件设定了一个 200 μs 的推迟时间,即一个触 发信号之后的 200 μs 内,DAQ 是不采集数据的。我们系统研究了大的 S2 信号之后到下 一个触发信号之前这一时间段内的 S1 数目的衰减情况。结果显示,在 300 μs 内,所有 可疑的 S1 信号都衰减殆尽。所以,基于以上的研究,我们的结论是,在 PandaX-I 实验 的中,光电管的后脉冲信号不会对暗物质数据的采集造成明显的影响。



图 6-5 后脉冲频率比较高的 R11410-MOD 光电管:(a) 后脉冲信号的电荷与延迟时间的关系;(b) 后脉冲信号的延迟时间分布,以及相应被电离的气体分子。

6.3 核反冲刻度(nuclear recoil calibration)

²⁵²Cf 放射源用来刻度探测器对核反冲事例的响应。以下我们用 NR (nuclear recoil) 指代核反冲。在采集暗物质数据期间,我们对探测器进行了若干次 NR 刻度。PandaX-I 实验中,NR 刻度的总时间为 143.2 小时。其中有大约 55 小时的数据是在暗物质数据采 集完毕之后获取的,以避免中子长时间激发氙原子而引入本底事例。而在经过数据筛选 后,用于最终物理分析的 NR 刻度数据的有效时间(活时间)为 94.05 小时。对于正常 的 NR 刻度数据,其触发频率为 18 Hz 左右。在经过数据质量 cuts 后,事例率则降了 4 倍。而当我们要求单次散射事例时,事例率被进一步降低到 3 Hz。最后,经过能量窗口 和置信体积的限制,NR 刻度的事例率为 0.1 Hz。经过不同的 cuts 之后的事例率罗列在 表. 6-2 中。特别指出一点,这里使用的 cuts 都是基于 FoM 分析得到的最终 cuts。

cut	事例数	事例率 (Hz)
所有触发的事例	6075577	17.94
数据质量	1422400	4.20
单次散射	1021886	3.02
S1区间 (2~30PE)	99575	0.29
S2区间 (300~10000PE)	94788	0.28
置信体积	33999	0.10

表 6-2 NR 刻度数据的事例率

6.3.1 NR band 和事例位置分布

我们定义 NR 事例的能量分支比 (log₁₀(S2/S1)) 与 S1 的关系为 NR band。在经过事 例挑选后 (没有 S1 区间的 cut),标准的 NR band 如图.6–6(a) 所示;而这些事例在探测 器内的位置分布则如图.6–6(b) 所示。其中,黑色的虚线代表了置信体积。从 NR 事例 的位置分布可以看出,由于在探测器刻度时,²⁵²Cf 放射源放在探测器内罐之外且置于 TPC 液面位置,所以,NR 的事例率从上往下、从外至内呈现很明显的递减。图.6–6(b) 中团簇的竖直条纹,是位置重建时顶部光电管的排布圈造成的。对于每 1 PE 的 S1 区间,我们计算了 log₁₀(S2/S1) 的中位值 (gaussian median),并用两个指数衰减函数之和对其 进行了拟合。图.6–6(a) 中的黑点便是各 S1 对应的 log₁₀(S2/S1) 的中位值,而最佳拟合 则由公式.6–7 描述。图.6–6(a) 中的蓝线便是拟合的结果。



$$NR_{\rm median} = 0.9947 \times e^{-S1/2.0517} + 0.4301 \times e^{-S1/22.7534} + 1.6530 \tag{6-7}$$

图 6-6 NR 刻度: (a) NR band, log₁₀ (S2/S1) 与 S1 的关系, 黑色点是每 1 PE 的 S1 对应的 log₁₀(S2/S1) 中位值, 而蓝线则为拟合结果, 紫线显示的是对 S2 大于 300 PE 的限制; (b) NR 事例在探测器 TPC 内的位置分布。

6.3.2 核反冲探测效率

基于 NR 的刻度数据,我们研究了探测器对于核反冲事例的探测效率。由于 WIMPs 粒子与氙原子散射也是产生核反冲事例,所以,探测器对核反冲事例的探测效率即是对 WIMPs 暗物质粒子的探测效率。研究核反冲探测效率的最直观想法是将实际测量的结 果与模拟进行比较。但是,如同第四章提到的,在实际数据中我们遇到了 neutron-X 事 例的问题。虽然经过 X-cuts 之后,这些事例有了显著地减少,但是我们仍然不能在模拟 中非常好地匹配数据中残余的 neutron-X 事例。另外一方面,我们定义的核反冲探测效 率是指对真正纯 NR 事例的探测。因此,原则上,我们只关心我们的 cuts 过滤掉了多少 纯 NR 事例。而对于去掉的非 NR 事例,其并不影响探测器的探测效率。换句话讲,NR 的探测效率应该是经过各种 cuts 之后,剩下的纯 NR 事例数与原本数据中纯的 NR 事例 数的比值。从这个角度讲,我们就不能简单地将数据与模拟进行比较了。在实际的操作 中,我们采取如下的步骤来计算 NR 的探测效率:

- 第一步,我们首先考虑高能区域的事例。我们假设在 S1≥20 PE 的区域,核反冲事例的探测效率对于 S1 和 S2 都是一个常数。然后,基于模拟的结果,我们在数据中标定纯的 NR 事例。接着,我们计算经过所有 cuts 选择之后的纯 NR 事例数与 cuts 选择之前纯 NR 事例数的比值,而该比值即为高能区 NR 事例的探测效率。同时,高能区 NR 的探测效率也被作为一个"定位值"(anchored point),我们依靠该值来定义低能区 NR 探测效率的绝对值。
- 第二步,我们考虑 S1≥10 PE 的事例。根据模拟,对于 S1≥10 PE 的事例,我们认为 NR 的探测效率只与 S2 有关。所以,我们用 Fermi-Dirac 函数拟合 S2 的电荷分布,从而得到探测器对高能区 (S1≥10 PE) 的整体探测效率。而拟合曲线的平直部分的绝对效率值便是上一步得到的"定位值"。
- 第三步,调整蒙特卡洛模拟中的 neutron-X 事例。考虑到在高能区(15≤S1≤30 PE), neutron-X 的事例比较容易辨认。所以,在我们将数据与模拟相比较之前,我们先 调整模拟,从而使得该能区内,模拟得到的纯 NR 事例的均值与数据中辨别出来 的纯 NR 事例的均值相匹配。
- 第四步,比较高能区数据和模拟中 neutron-X 事例与纯 NR 事例的比值。我们定义数据和模拟中 neutron-X 事例与纯 NR 事例的比值为 neutron-X 的"丰度",分别记作 α_{data} 和 α_{mc}。然后,我们得到高能区两者的比值 α_{data}/α_{mc}。而该比值则是我们用来调整模拟中低能区 neutron-X 事例的重要参数
- 第五步,补充模拟中低能区 (S1≤10 PE) 不足的 neutron-X 事例。我们假设数据中高能区和低能区的 neutron-X 的丰度是一样的。然后根据在高能区得到的 α_{data}/α_{mc}比值以及模拟给出的 neutron-X 谱形,我们将低能区的 neutron-X 事例补足。
- 第六步, 计算低能区的探测效率。基于调整好的模拟结果, 我们比较 S1≤10 PE 时, 数据和模拟中每 1 PE 的 S1 所对应的 S2 能谱, 然后, 即得到每个 S1 下的 NR 探测效率。

1、数据和模拟在高能区(S1>15 PE)的匹配:

当我们将核反冲的 band 投影到 log₁₀ ⁵²/₅₁,然后减掉中位值之后,我们在其分布上 发现了两个"鼓包"。并且,这两个"鼓包"可以用两个高斯函数进行很好的拟合,如 图. 6–7(a) 和 6–7(b) 中的蓝线和绿线所示。基于 PandaX-I 的 TPC 结构,我们利用 NEST 模拟工具 (v0.98 的版本) 对探测器的中子刻度进行了充分的模拟。根据模拟结果,我 们研究了 S1≥15 PE 事例的 log₁₀ ⁵²/₅₁ 分布。结果显示,当我们把 NR band 投影到 log₁₀ ⁵²/₅₁ 时,其分布上出现的两个"鼓包"分别对应了数据中的纯 NR 事例和 neutron-X 事例。而 数据中,我们也观察到同样的情况。图. 6–7(a) 和 6–7(b) 所示的是数据中在 X-cuts 之前 和之后的 log₁₀ ⁵²/₅₁ 分布。很显然,经过 X-cuts 之后, neutron-X 事例,即蓝线标识的事例 被削减了很多。但是,我们看到数据中仍然有不少 neutron-X 事例。



图 6-7 S1>15 PE 的 NR 数据中, log₁₀(S2/S1):经过 X-cuts 之前(a) 和之后(b) 的分布。其中, neutron-X 和纯 NR 事例分别用蓝线和绿线标识。

对于 S1>15 PE 区域的 NR 事例, 我们使用双高斯函数, 拟合每 1 PE 的 S1 的 log₁₀ S2 分布。然后, 我们便得到数据中纯 NR 事例分布的高斯均值和半峰宽, 如图. 6-8(a) 所示。同样, 我们也得到模拟中相对应的 S1 下, 纯 NR 事例 log₁₀ S2 分布的高斯均值和半峰宽, 如图. 6-8(b) 所示。

然后,我们将两者进行比较。结果显示,将S1>15 PE的NR数据投影到log₁₀ S2 后, 我们得到的数据中纯NR事例的半峰宽为0.101,而模拟给出的半峰宽为0.1,所以两者 非常一致。需要注意的是,这里比较的半峰宽是指S1>15 PE的NR band的平均展宽, 并非在每个S1下的分别比较。而对于log₁₀ S2 分布的高斯均值,我们则按照S1的大小, 逐个进行了比较。结果如图.6–9 所示,其中Y 轴给出的是两者间的差值(数据减模拟)。 平均而言,数据和模拟中NR 高斯均值的差别为0.0016,只有半峰宽的1.6%。因此,基



图 6-8 减掉中位数后, S1>15 PE 的 $\log_{10} \frac{52}{S1}$ 分布: (a)数据中; (b)模拟。(c)每个 S1 下,数据和 模拟得到的 $\log_{10} \frac{52}{S1}$ 高斯均值的差别。



于以上的比较,我们认为,模拟可以很好地预测高能(S1>15 PE)的 NR 事例。

图 6-9 每个 S1 下,数据和模拟得到的 log₁₀ S2 高斯均值的差别。

经过对模拟的精细调整之后,我们将数据和模拟得到的 NR band 进行了比较。结果如图.6–10 所示。数据中获得的 NR band 是没有经过 X-cuts 以及 S2 大于 300 PE 的限制过滤的。图中的黑点显示的是模拟得到的 log₁₀(S2/S1) 中位值,而蓝色的实线则是双指数函数对数据 log₁₀(S2/S1) 中位值的拟合。所以,从图中的比较来看,在高能区域(S1≥15 PE),我们的数据与模拟匹配得非常好。



图 6-10 数据和模拟得到的 NR band 的比较:黑点是模拟中 NR band 的中位值,蓝色的实线则是对数据中位值的拟合。

2、高能区 NR 的探测效率 (S1>10 PE):

基于以上对数据中高能区域的纯 NR 事例和 neutron-X 事例的辨认,我们尝试计算 探测器在高能区域 (S1>10 PE 以及 S2>400 PE)的 NR 探测效率。在计算过程中,我们 做了进一步假设,即对于 S1>20 PE 的 NR 事例,探测器的效率是一个与 S1 和 S2 均无 关的常数。考虑到 neutron-X 的事例分布在 NR band 的中位值以下,所以我们假设对于 S1>20 PE 事例, NR banf 中位值以上的部分为纯的 NR 事例 (图. 6–7(a)和 6–7(b)中的 正值部分)。而数据分析中的 cuts 在这部分移除的事例便被认为是损失的探测效率。基 于此,对于 20<S1<30 PE 事例,我们比较了所有的 cuts 在使用前和使用后,NR band 中位值以上的事例数。而两者的比值 (cuts 后的事例数比上 cut 前的事例数)便是该能 量区域内探测器的探测效率。最终,我们得到探测器在高能区 (S1>10 PE 以及 S2>400 PE)的 NR 探测效率为 0.774。

通过比较数据和模拟得到的 S1 能谱,我们发现,经过归一化后,在 S1>10 PE 的 区域,数据和模拟可以很好地匹配。这也就意味着,对于 S1>10 PE 的事例,NR 事例 的相对探测效率只与 S2 大小有关。因此,我们使用 Fermi-Dirac 函数拟合 S1>10 PE 事 例的 S2 电荷分布。结果如图.6-11 所示。其中,蓝色直方图为 S2 的电荷分布,而红色 实线则是基于 Fermi-Dirac 函数的拟合。在前面,我们已经得到探测器对于 S1>10 PE 以 及 S2>400 PE 事例的绝对探测效率为 0.774。因此,拟合得到的相对探测效率谱的平直 部分便被赋予 0.774 的绝对探测效率。而最终,对于 S1>10 PE 的 NR 事例,探测器的 探测效率由公式.6-8 给出:

$$\epsilon[\mathbf{S1},\mathbf{S2}] = \frac{0.774}{exp(-(\mathbf{S1} - 233.957)/39.7322) + 1}, \ \mathbf{S1} > 10 \ \mathbf{PE}$$
(6-8)

3、精细调整低能区的模拟 (S1<10 PE):

基于以上的研究,我们可以看到,在高能区模拟和数据可以很好地匹配。但是,遗 憾的是,我们在研究中发现,X-cuts 对不同能量的数据有非常不一样的作用效率。所以, 在低能区,模拟还不能很好地预测数据中的 neutron-X 事例。我们在前面提到,当把高 能区的 NR band 投影到 log₁₀S2/S1 时,不论是数据还是模拟给出的分布都可以用两个高 斯函数进行拟合。在减掉了 NR band 的中位值后,均值为 0 的高斯分布表征的是数据 中的纯 NR 事例,而另一个位于负值的高斯分布则被认为是 neutron-X 的事例分布。我 们比较了数据质量 cuts (不包含 X-cuts 和 S2 的 300 PE 阈值 cut)作用前后,高能区数 据 (20<S1<30 PE)和模拟中的 neutron-X 事例的丰度。在数据质量 cuts 作用之前,数 据中 neutron-X 事例的丰度 α_{data} 为 0.554,而模拟中 α_{mc} 为 0.252;而当我们加上了数据 质量 cuts 后, α_{data} 降为 0.197, α_{mc} 则为 0.218。所以,总得来看,数据中的 neutron-X 事



图 6-11 PandaX-I 实验对于 S1> 10 PE 的 NR 事例的探测效率

例与模拟的预测还是有很大不同。对于低能区域的事例,我们还不能直接将数据与模拟比较来得到探测效率,而是需要进一步精细调整模拟,从而使之在低能区与数据匹配。另外一方面,在低能区,我们也没办法通过 log₁₀(S2/S1) 中位值的分布来辨别数据中的 neutron-X 和纯 NR 事例。所以,我们需要寻找其他途径来调整模拟。



图 6-12 数据和模拟中不同的 neutron-X 事例分布

我们注意到,对于高能区的事例,在 neutron-X 之前,模拟给出的 neutron-X 丰度要 远小于数据中的 neutron-X 丰度。而另一方面,数据中的 X-cuts 对低能区的作用很小。所 以,即使在经过 X-cuts 之后,残余的 neutron-X 事例依然还很多。这也就意味着,相比较

数据,在低能区模拟预测的 neutron-X 的事例要偏少。基于这种情况,我们所采取的办法 是将低能区缺失的 neutron-X 事例通过合理的办法弥补回来,从而使得数据和模拟可以 匹配。而我们调整的最终目标是使模拟中 neutron-X 事例丰度与数据中保持一致。然后, 在此基础之上,我们再直接比较数据和模拟。而由公式 6–9 的推导可知,通过这种途径, 我们就可以避免 neutron-X 事例的影响,并且保证得到的是对真正的纯 NR 事例的探测 效率。在下列推导中, $E_{NR,low}$ 是至探测器在低能区的探测效率,而 α 为 neutron-X 事例 与纯 NR 事例的比值。

$$E_{\text{NR, low}}(S1, S2) = S_{\text{data}}/S_{\text{mc}}$$

$$= \frac{(N_{\text{pure}} + N_{\text{neutron-X}})_{\text{data}}}{(N_{\text{pure}} + N_{\text{neutron-X}})_{\text{mc}}}$$

$$= \frac{(N_{\text{pure}} + \alpha \times N_{\text{pure}})_{\text{data}}}{(N_{\text{pure}} + \alpha \times N_{\text{pure}})_{\text{mc}}}$$

$$= \frac{[(1 + \alpha)N_{\text{pure}}]_{\text{data}}}{[(1 + \alpha)N_{\text{pure}}]_{\text{mc}}}$$

$$= \frac{N_{\text{pure, data}}}{N_{\text{pure, mc}}}$$
(6-9)

为了达到调整的目的,我们采用以下方法来弥补模拟中缺失的 neutron-X 事例。我 们首先研究了数据中被 X-cuts 去除的事例的能谱。如图. 6-13(a) 中的紫线所示, X-cuts 对于不同 S1 大小的 neutron-X 事例作用能力不同。我们可以看到, 对于 S1 小于 5 PE 的事例, X-cuts 没有去除任何事例。也就是说, X-cuts 在 S1 小于 5 PE 的能量区间内, 去除 neutron-X 事例的效率为 0。而在高能区(20<S1<30 PE),我们知道 X-cuts 使得 neutron-X 的丰度从 0.554 降低到 0.197。另一方面,根据模拟结果,不同的 S1 所对应的 neutron-X 事例的丰度与 S1 本身的大小是不相关的。所以,我们也假设数据中 neutron-X 事例的丰度也是 S1 不相关的。基于此,我们便认为 S1 小于 5 PE 的数据中, neutron-X 事例的丰度仍然为 0.554。再反观模拟, 在 S1 < 5 PE 的区域, 其预测的 neutron-X 的丰度 为0.252。所以,为了与数据一致,我们便在模拟中弥补一部分 S1 小于 5 PE 的 neutron-X 事例,从而使得 neutron-X 事例的丰度从 0.252 提升到 0.554。也就是说, S1<5 PE 的区 域内, neutron-X 事例的缩放因子 (scaling factor) 为 2.2。相应地, 在高能区 (20<S1<30 PE),我们将模拟中 neutron-X 事例的丰度从 0.218 降低到 0.197,即其缩放因子为 0.9。 而在整个区间 (2<S1<30 PE), 模拟中 neutron-X 事例的相对缩放因子则由公式. 6-10 给 出。其中, h_{mc} 是模拟中给出的 neutron-X 事例的 S1 分布谱 (图. 6–13(a) 中的蓝线), h_{nx} 则是数据中 X-cuts 移除的 neutron-X 事例的 S1 分布谱 (图. 6-13(a) 中的紫线)。计算中, 两者都经过归一化处理。最后,参考我们在低能区 (2<S1<5 PE) 和高能区 (20<S1<30 PE) 已经计算得到的绝对缩放因子,按照相对比值,我们便得到了模拟中 S1 各大小区

段内 neutron-X 丰度的缩放比例。图 6-13 描述了我们获得模拟中 neutron-X 丰度缩放因子的过程,其中图 6-13(c)则显示了最终用于缩放的比例因子。

$$F_{\text{relative}} = (h_{\text{mc}} - h_{\text{nx}})/h_{\text{mc}}$$
(6–10)



(a) 数据和模拟中给出的 neutron-X 事例的 S1 能谱



图 6-13 弥补模拟中缺失的 neutron-X 事例的过程

根据以上得到的 neutron-X 事例的缩放因子,我们将模拟中的 neutron-X 的事例数 做相应的调整。考虑到数据统计量的问题,在2到30 PE 的 S1 范围内,我们将调整后 的模拟与数据的比较分段列于图 6-14中。其中,品红色线是该 S1 区段内我们弥补的

neutron-X 事例谱; 蓝色的点是数据中该 S1 区段的 log₁₀(S2/S1) 的分布; 而红色的线则 是经过 neutron-X 事例调整后, 模拟中纯 NR 事例与 neutron-X 事例的加和。我们可以看 到, 在弥补了各个 S1 能量段内的 neutron-X 事例后, 数据和模拟可以匹配得非常好了。



图 6-14 经过精细调整后的模拟和数据的 log₁₀(S2/S1) 的比较:蓝色点 (数据), 红线 (模拟中纯 NR 事 例与 neutron-X 事例的加和), 品红 (模拟中调整的 neutron-X 事例谱)。

4、低能区 NR 的探测效率 (S1<10 PE):

基于精细调整的模拟,我们通过将数据与模拟进行比较来得到探测器在低能区对 NR 事例的探测效率。将数据经过所有的 cuts (包括 X-cuts 和 S2>300 PE 的限制) 过滤 之后,我们给出了 2 到 9 PE 之间各个 S1 所对应的 S2 能谱,并且与模拟预测的 S2 能谱 相比较。然后,我们尝试用 Fermi-Dirac 函数来拟合两者相除得到的结果。但是,由于数 据统计量的问题,拟合的效果并不理想。取而代之,我们用一个简单的光滑曲线来描述 两者的比值。图.6–16 中的蓝线便是数据和模拟相除的结果,而红线则是用来描述两者 比值的光滑曲线。至此,我们得到了每个 S1 值下 (2~9 PE),探测器对不同大小的 S2 的相对探测效率。

另外,我们还需要考虑相对效率的归一化值。可以设想,当 S2 足够大的时候,探测器对 S1 和 S2 的总体探测效率只是 S1 的函数。所以,我们选取了 S2 大于 800 PE 的事例,然后研究这些事例的 S1 电荷分布。通过与模拟预言的理论 S1 谱进行比较,并使用第一步得到的 0.774 作为曲线上的平直部分,我们得到了每个 S1 下与 S2 不相关的探
测效率。结果如图.6-15 所示。最后,我们读取该曲线上每个 S1 所对应的探测效率,并 将其便作为图.6-16中各曲线平直部分的绝对值(两者的意义都是指特定的 S1 大小下, 与 S2 无关的探测效率)。至此,我们得到了低能区(S1<10 PE),每个 S1 (以 1 PE 为 单位)大小下,探测器对 NR 事例的探测效率。最终的结果也已经在图.6-16 标识出来 了。



图 6-15 S2>800 PE 时, 探测器对 S1 的探测效率

5、NR 探测效率总结以及验证:

现在,我们分别计算得到了探测器对低能量(2≤S1<10 PE,图.6-16)和高能量(10≤S1≤30 PE,公式.6-8)的 NR 事例的探测效率。最后,使用 ROOT 软件,我们将这两段合并为整个暗物质探测区间(2≤S1≤30 PE)的探测效率。该探测效率既是 S1 又是 S2 的函数。结果如图.6-17(a)所示。其中,Z轴代表了探测效率的绝对值。另外,考虑到我们关于 NR 探测效率的计算相当繁复,所以我们需要检验计算结果。为此,我们将得到的探测效率应用在模拟中,然后将数据与模拟进行比较。可以设想,如果我们得到的探测效率是完全正确的话,那么我们在模拟中便可以完美地重现数据的测量结果。为了方便直观得进行比较,我们将模拟中经过探测效率修正的 NR band 分别投影到 S1和 S2 的维度上,然后分别与实际测量到的结果进行比较,结果如图.6-17(b)和 6-17(c)所示。其中,红色标记的是数据测量结果,而蓝色标记的是探测器效率修正后的模拟结果。我们可以看到,两者吻合得非常好。这也从侧面证明了我们关于核反冲事例探测效率的计算是自洽的。至此,我们最终确定了 PandaX-I 实验的核反冲事例,即 WIMPs 粒子的探测效率。



图 6-16 对于 2≤S1≤9 PE, 探测器的探测效率





图 6-17 (a) PandaX-I 实验对核反冲事例的总体探测效率。模拟中,经过探测效率修正的 NR band 投影到 S1 (b) 和 S2 (c) 维度的谱形,以及与数据结果的比较:数据(红色);模拟(蓝色)

6.4 电子反冲刻度(electron recoil calibration)

同样在暗物质数据采集的间隙,我们使用 ⁶⁰Co 和 ¹³⁷Cs 放射源对探测器进行了电子反冲刻度。由于康普顿散射,低能的伽马光子会在探测器中产生。但是,由于液氙良好的自屏蔽效应,¹³⁷Cs 产生的 662 keV_{ee} 全能峰的伽马事例很难穿透进入探测器内部。因而,在探测器的置信体积内,¹³⁷Cs 刻度的事例率非常低。所以,在我们公布第一批17.4 天的数据后,我们只采用 ⁶⁰Co 放射源来刻度探测器对电子反冲事例的响应。前面我们提到过,总的 ⁶⁰Co 刻度的时间为 590 小时。而经过数据挑选后,我们一共有 361.47 小时活时间的 ⁶⁰Co 刻度数据进行最后的物理分析。总的来讲,⁶⁰Co 刻度的平均触发事例率为 22 Hz,而经过所有的 cuts 过滤之后,其事例率降低了 4 个数量级。最终,基于 ⁶⁰Co 刻度,我们一共得到了 1520 个电子反冲事例。同样,这里我们用到的 cuts 都是基于 FoM 分析得到的最终 cuts。

cut	事例总数	事例率 (Hz)
所有触发的事例	28725201	22.07
数据质量	7964178	6.12
单次散射	6354585	4.88
S1区间 (2~30PE)	16424	1.26×10^{-2}
S2区间(300~10000PE)	14067	$1.08 imes 10^{-2}$
置信体积	1520	$1.17 imes 10^{-3}$

表 6-3⁶⁰Co 电子反冲刻度的事例率

6.4.1 ER band 和事例位置分布

与核反冲刻度一样,我们定义电子反冲刻度中, $\log_{10}(S2/S1)$ 与S1的关系为ER band。 经过事例挑选后,标准的ER band 如图. 6–18(a)所示。我们同样计算了每个S1(每隔 0.5 PE)所对应的 $\log_{10}(S2/S1)$ 分布的中位值,然后使用双指数函数拟合。图中的黑点便 是数据计算得到的ER band 中各S1的中位值,而蓝色的实线则是对这些中位值的最佳 拟合。拟合的结果可用公式. 6–11 表述。另外,基于ER band 沿S1的宽度是一个常数的 假设,我们使用高斯函数拟合ER band 投影到 $\log_{10}(S2/S1)$ 维度上的分布,并用拟合的 高斯分布的半峰宽作为ER band 的固定宽度。根据计算,PandaX-I 实验中ER band 的宽 度为 0.134 (以 $\log_{10}(S2/S1)$ 为单位)。而相应地,我们在图. 6–18(a)中,以ER band 的 中位值为中心,蓝色虚线表征了ER band 的±2 σ 边界。同时,为清楚表达ER band 和 NR band 的分布的差异,我们将 NR band 的中位值以红色实线在图中表示。图. 6–18(b) 展示了 ER band 上的事例在 TPC 内的位置分布。与²⁵²Cf 刻度一样,我们在 ER 刻度时, ⁶⁰Co 放射源被置于探测器内罐之外、TPC 液面附近的位置。所以,我们从事例的位置分 布上可以看到很明显的位置相关性:绝大多数的 ER 事例都集中在探测器的 TPC 的外 围;事例分布从上到下、自外而内呈现很明显的衰减;并且,这种衰减趋势较²⁵²Cf 的 刻度数据更为明显。

$$ER_{\text{median}} = 0.7302 \times e^{-S1/4.2671} + 0.3315 \times e^{-S1/26.9613} + 1.9947$$
(6-11)

图 6-18 ER 刻度: (a) $\log_{10}(S2/S1)$ 和 S1 的关系。黑点 ER band 的中位值,蓝色实线是其拟合;蓝色的虚线是 ER band 的 $\pm 2\sigma$ 边界;红色实线为 NR band 的中位值拟合曲线;紫色虚线是对 S2 大于 300 PE 的要求。(b) ER 刻度事例在 TPC 内的位置分布,紫色星号标记的是"泄露"事例;蓝色虚线内是置信体积;红色虚线表示 TPC 的阴极、门电极以及特氟龙墙的边界。

传统地,我们习惯将 NR band 的平均值或中位值作为区分 NR 和 ER 事例的分界线, 或 ER 事例的排除线。在 ER 刻度中,分布在 NR 和 ER 分界线以下的事例常被称作"泄 露"事例 (leakage)。而通常,我们也是通过计算 ER 刻度中"泄露"事例占总事例的 比例来衡量探测器排除 ER 本底的能力 (ER rejection power)。在 PandaX-I 的 ER 刻度 数据中,我们一共得到 1520 个 ER 事例。其中有 12 个事例坐落在 ER 排除线之下,即 图.6–18(a)中位于红色实线以下的事例。这些"泄露"事例的相关信息罗列在表.6–4 中, 其在 TPC 内的位置分布也如图.6–18(b)中的紫色星号标记所示。从这些"泄露"事例在 时间和探测器内位置的分布来看,它们没有成团 (时间或空间上)出现。所以,没有特 别的迹象显示它们是来自于譬如打火等非物理过程。根据传统的"计数"方法,我们粗

	runNumber	fileNumber	eventNumber	qS1 (PE)	qS2 (PE)
-	6859	69	93565	27.72	1646.62
	6879	320	420098	27.82	1615.35
	6879	372	487779	29.93	1539.59
	6936	169	258376	14.10	607.30
	7131	38	54814	17.58	950.39
	7148	241	337655	24.49	1421.26
	7179	40	59414	25.56	1564.37
	7196	16	22143	7.70	661.71
	7235	112	143415	23.40	1359.44
	7298	4	6424	14.88	937.28
	7319	237	311951	10.94	872.99
_	7486	49	47812	7.46	640.00

表 6-4 ER 刻度中发现的"泄露"事例列表

略地计算探测器的 ER 事例泄漏到核反冲区域的比例为 0.79%。或换句话说,通过单纯 "计数"的方法,我们粗略计算所得到的探测器的 ER 事例排除能力为 99.21%。但是,根 据进一步的研究,我们知道这些"泄露"事例不单纯来是由 ER 事例的高斯分布涨落造 成的泄露 (我们简称为"高斯泄露"),还包括一些其它的本底事例。所以,我们的探测 器对 ER 事例本身的排除能力其实是要高于 99.21% 的。我们在后面的内容会做进一步 更详细的讨论。

6.4.2 ER 事例探测效率

相比较 NR 探测效率的计算, ER 事例探测效率的计算则要直观和简单得多。对于 ER 事例, S2 信号要比与其配对的 S1 信号大得多。在我们的探测器中,典型的 S2 信号 要比相应的 S1 信号大 100 倍。对于 S1 在 2 到 30 PE 的电子反冲事例,其 S2 已经足够 大,以至于数据分析中 S2 的探测效率与 S2 本身的大小无关。所以,不同于 NR 事例中 S1 和 S2 的相互影响,探测器对 ER 事例的探测效率主要是体现在对 S1 事例的探测上。 也就是说, ER 事例的探测效率只是 S1 的函数。根据数据与模拟的比较,对于 10 到 30 PE 的 S1 信号, ER 的探测效率为一恒定值。所以,我们计算经过所有 cuts 筛选之后的 ER 事例数与原始 ER 事例数的比值,从而得到该能量区域的 ER 事例的探测效率。最 后,我们得到探测器对于高能 ER 事例 (10≤S1≤30 PE) 的探测效率为 0.757,该值也作 为低能区 ER 效率的"定位值"。而对于低能区域的 ER 事例 (2≤S1<10 PE),我们研究 了两种方法来进行计算。第一种方法是基于 Fermi-Dirac 模型,直接使用 Fermi-Dirac 函数拟合低能区的 S1 电荷分布。第二种方法则是将数据测量得到的 S1 电荷谱与模拟预言的理论谱进行比较。这两种方法都采用前面得到的高能区 (S1≥10 PE) 探测效率 0.757 作为"定位值"。



图 6-19 基于 Fermi-Dirac 对 ER 事例的 S1 谱形拟合计算 ER 探测效率

ER 事例的 S1 谱如图. 6-19(a) 中蓝色实线所示。可是,我们研究发现,数据中除了 正常的事例外,还有一种由孤立的 S1 和孤立的 S2 随机符合组成的"假事例"。对于这 些随即符合产生的事例,我们会在下一节详细描述。因此,我们测量得到的 ER 事例中, 也混有该类型的"假事例"。而对于这些事例的测量,并不能为真正 ER 事例的探测带 来任何的效率。这也就是说,我们需要从 ER 事例中将这些随机符合的事例扣除掉。但 是,由于这些事例与真实的事例完全一样,所以我们没办法逐个辨认它们。我们所采取 的办法是从已经得到的 ER 事例的 S1 谱中,统计地扣除掉这些事例的影响。实际操作 时,基于孤立的 S1 和孤立的 S2 事例的研究,我们得到了随机符合事例的 S1 谱(我们 会在后一节中阐述得到该谱的详细过程),如图.6-19(a)中红线所示。然后,经过归一化 后,我们将 ER 刻度中得到的 S1 谱中(图中蓝线)扣除掉随机符合事例的 S1 谱(图中 红线),从而得到纯 ER 事例的 S1 谱,如图.6-19(b)中的蓝线。理论上,ER 事例在低能 区的分布是平的。所以,我们数据中得到的实际 S1 谱形完全是探测器的探测效率造成 的。因此,我们便使用 Fermi-Dirac 方程来拟合纯 ER 事例的 S1 谱,其结果如图.6-19(b) 中的红线所示。该函数给我们提供 ER 探测效率曲线的形状。而在之前的计算里,我们 已经得到了高能(S1> 10 PE) ER 事例的探测效率为 0.757。所以基于该归一化值,相 应地,我们便可计算出 S1 完整区间上的 ER 探测效率,其结果由公式. 6-12 描述。

$$E_{\rm ER} = \frac{0.757}{1 + exp[-\frac{\rm S1-4.150}{0.325}]} \tag{6-12}$$

上面的计算是基于"理论上 ER 事例在能量区间 (2≤S1≤30 PE) 内的分布是平的" 假设。在该能量区域, ER 的事例来源于康普顿散射的"尾巴"。理论上,康普顿散射的 "尾巴"在低能区的分布是平的。所以,从能量的尺度来讲,该假设是成立的。但是实际 情况下,特定的能量转化成 S1 和 S2 存在一定的涨落,而且探测器有限的能量分辨率对 于能量本身也有一定的"模糊效应"。所以,在 S1 的尺度上,该假设便不一定成立。为 了交叉检验 ER 探测效率的计算结果,我们采取了将数据与模拟预测相比较的方法来进 行计算。与核反冲事例的模拟一样,我们基于 PandaX-I 的探测器结构,利用 NEST 模 型对 ⁶⁰Co 放射源刻度进行了充分的蒙特卡洛模拟。如图.6-20(a) 中的红线所示,模拟 预测的 ER 事例的 S1 分布并不是完全平直的。其在最低能的区域 (S1<5 PE) 的地方有 上升的趋势。经过归一化处理后,我们用数据测量得到的 S1 谱 (图.6-20(a) 中的蓝线 际识模拟预测的 S1 谱 (图.6-20(a) 中的红线),得到如图.6-20(b) 中的蓝线所示的 ER 探测效率谱形。同样,根据高能处得到的探测效率 0.757,我们得到了基于该方法的 ER



图 6-20 基于数据和模拟的比较计算 ER 探测效率

探测效率分布图。我们同样尝试用 Fermi-Dirac 函数来拟合 ER 探测效率的分布,但是结果不尽如人意。然后,我们又尝试了两个 Fermi-Dirac 函数相乘的函数,其拟合结果如图.6-20(b)中的青色虚线所示,而拟合结果的函数形式则如公式.6-13 所示。作为对比,我们将第一种方法得到的结果以绿虚线显示在图.6-20(b)中。从比较来看,这两种方法在 S1 绝大多数区间都得到了基本完全一致的结果。但是,在 S1 为 5 到 10 PE 这一

区间,两者给了略微不同的探测效率。其中,基于第二种方法计算得到的探测效率更为 保守。

$$E_{\rm ER} = \frac{0.757}{\left[1 + exp\left(-\frac{\rm S1-3.45}{2.29}\right)\right] \times \left[1 + exp\left(-\frac{\rm S1-3.61}{0.11}\right)\right]} \tag{6-13}$$

然而,第二种方法也并非完美无瑕。这种方法完全依赖于模拟的结果。但是,我们 知道探测器的能量分辨是能量本身的函数,并且两者不成线性关系。再加上在探测器 中,特定能量分配到光 (S1) 和电 (S2) 的比例存在一定的不确定性。所以,探测器独 特的"模糊效应"很难在模拟程序中完全体现出来。因此,在本次数据分析里,我们决 定采用两种方法的平均值作为最终的 ER 探测效率,即公式.6-14 所示。图.6-21 给出 了数据与模拟预测值的比较,以及最终我们用来描述 ER 探测效率的函数曲线 (该曲线 即为图.6-20(b)中的红线)。由于在最终的暗物质数据结果分析中,我们直接使用了 ER 的刻度数据作为预期的 ER 本底,所以 ER 的探测效率已经包含在数据中。因此,此处 计算得到的 ER 探测效率的具体形式对最终的结果没有任何实质性的影响。

$$E_{\rm ER} = \frac{1}{2} \times \left[\frac{0.757}{1 + exp(-\frac{\$1-4.150}{0.325})} + \frac{0.757}{(1 + exp(-\frac{\$1-3.45}{2.29})) \times (1 + exp(-\frac{\$1-3.61}{0.11}))}\right] \quad (6-14)$$



图 6-21 PandaX-I 实验最终的 ER 探测效率

6.5 暗物质数据的本底预测

前面一节我们提到, ER 刻度数据中, 我们在 1520 个事例中发现了 12 个泄露事例。 而在数据分析的过程中, 我们发现这些泄露事例除了纯的高斯泄露 (gaussian leakage) 外,还有可能来自 gamma-X 事例、中子本底 (neutron background) 以及偶然符合的本 底 (accidental leakage)。所以,在本节中,我们详细论述这几种本底的可能性,并预测 在最终的暗物质探测数据中的本底组成。

6.5.1 高斯泄露(Gaussian ER leakage)

高斯泄露是指,在 ER 事例的能量分支比 ($\log_{10} \frac{S2}{51}$) 服从高斯分布的假设前提下, 其处在高斯分布尾巴上的事例有可能由于高斯统计涨落而泄露到 ER 排除线以下,从而 成为泄露事例。如果我们假设 ER band 有一个恒定的展宽,即各 S1 处的 ER band 宽度 与 S1 本身的大小不相关,那么我们可以将 ER band 投影到 $\log_{10} \frac{S2}{51}$ 上,然后通过高斯拟 合参数来估算可能的高斯泄露。具体来讲,我们先将标准的 ER band ($\log_{10} \frac{S2}{51}$ 与 S1 的 关系) 减掉其中位值并得到一条平直的 ER band,如图.6–22(a)所示。其中,黑色事例散 点是 ER band 上的事例减除中位值后的分布;红色实线为 NR band 中位值的拟合曲线减 去 ER band 的中位值后的结果;紫色虚线为施加在 S2 上的 300 PE 的阈值;绿色的竖直 虚线是 S1 的范围 cut。然后,我们将 S1 在 2 到 30 PE 内的平直 ER band 投影到 $\log_{10} \frac{S2}{51}$ 方向,得到如图.6–22(b)所示的分布。通过高斯函数的拟合,我们得到了 ER band 的平 均半峰宽 (σ)为 0.1345,而其均值也如预期的一样非常接近 0,为 0.0004。相应地,我 们在平直的 ER band 里也显示了其 ±2 σ 的边界 (图.6–22(a) 中的蓝色实线)。



图 6-22 (a) 平直的 ER band:黑色事例散点是 ER band 上的事例减除中位值后的分布;蓝色实线显示了 ER band 的 $\pm 2\sigma$ 边界;红色实线为 NR band 中位值的拟合曲线减去 ER band 的中位值后的结果;紫色虚线为施加在 S2 上的 300 PE 的阈值;绿色的竖直虚线是 S1 的上限。(b) 平直的 ER band 投影到 $\log_{10}(S2/S1)$ 上的分布,其红色实线为最佳的高斯拟合曲线。

一般来讲, ER 排除线(这里我们指的是 NR band 的中位线)与 ER band 本身的分 离程度被定义为探测器对 ER 事例的排除能力。我们假设以上高斯拟合得到的 ER band 的宽度是 S1 不相关的。然后, 基于 ER 和 NR band 拟合的中位线, 我们计算了两者之间 的间隔随 S1 的变化,并以 ER band 的半峰宽为单位显示在图.6-23 中。很显然,在2 到 30 PE 的 S1 范围内, ER band 和 NR band 的间隔是 S1 的函数。也就是说, 探测器在不 同的 S1 区间有不同的 ER 事例排除本领。但是,总体而言, ER 和 NR band 的平均间距 为 ER band 本身半峰宽的 2.59 倍,即图. 6-23 中蓝色虚线所示。所以,根据正态分布的 统计结果,在2到30PE的S1区间内,ER事例出现在NR中位线之上的平均置信水平 为 2.59 σ ,即探测器对 ER 事例的平均排除能力为 99.52%。换而言之,正常的 ER 事例 有 0.48% 的可能性泄漏到 NR band 的中位线以下。另一方面, ER 刻度数据中, 在 2 到 30 PE 的 S1 区间内,我们一共找到了 1520 个事例。其中,25.5 个事例来源于孤立 S1、 S2的偶然符合(后面内容中有详细的介绍)。所以,我们最终得到了1495个纯ER事例。 而在泄露事例的组分中,我们预期有1.67个事例来源于偶然符合,0.04个事例来自于中 子本底。因此,1495个纯 ER 事例造成的本底为 10.29个。据此简单的计数式计算,我 们得到的纯 ER 的泄漏率为 (0.69±0.23) %。该结果与高斯拟合得到的高斯泄露率在误 差范围内基本一致。因此,我们认为 PandaX-I 探测器对 ER 事例的排除率为 99.52%。



图 6-23 NR 和 ER 中位线的间隔(以 ER band 的宽度 σ 为单位)与 S1 的关系。蓝色的虚线显示了 2 到 30 PE 的 S1 区间内的平均间隔,为 2.59 σ 。

另一方面,如果想要估算暗物质数据中的 ER 的高斯泄露事例数,我们还需要知道 暗物质数据中 ER 的事例总数。鉴于我们的进行的是暗物质"盲"分析,我们通过暗物 质数据中的高能部分(暗物质探测区域的 S1 上限至 100 PE)以及蒙特卡洛模拟来推测 真正的暗物质探测区域内的 ER 事例。在实际数据分析过程中,这套流程是嵌套在 FoM 的分析中。这里,我们仅给出基于最终确定的 cuts 下的计算结果。在 30 到 100 PE 的 S1 能量范围内,我们在 80.1 天的暗物质取数过程中一共获得 1668 个 ER 事例。由于在 高能区域出现诸如偶然符合等事例的可能性非常小,所以我们将这 1668 个事例均作为 真正的 ER 事例对待。这些 ER 事例的 log₁₀ 52 随 S1 变化的分布如图. 6–24(a) 中的黑点 所示。图中绿色竖线的左边便是被遮住的暗物探测能量区段。由于探测器的"模糊"效 应,S1 信号的大小并不是与结合能量一一对应的。也就是说,S1 的选择窗口并不代表 真正的能量窗口。所以,利用能量重建公式.5–10,我们重建了这些事例的能谱,结果 如图. 6–24(b)所示。然后,基于公式. 6–15,我们计算了在高能区 ER 的差分事例率。从



图 6-24 暗物质数据中的高能事例(30<S1<100 PE)

图. 6-24(b) 中我们可以看到,由于探测器的"模糊"效应,在能谱的高能和低能区域, 部分原本应该有的事例并没有出现在我们所选取的 S1 窗口内。因此,为了避免"模糊" 效应给计算引入的误差,我们选取了能谱中间比较平的一段事例作为分析样本,即图中 两条垂直的红色虚线中间的区域。在 7 到 25 keV_{ee} 的能量区间内,我们一共找到 1531 个事例。而根据 ER 的刻度分析,我们的探测器在高能区 (S1>10 PE) 对 ER 事例的探 测效率为 75.7%。所以,我们计算得到的高能区 (30<S1<100 PE) ER 的差分事例率为 25.7 mDRU。这里的 DRU 为"差分事例率单位" (differential rate unit),是指每公斤的探 测器介质、在每 keV_{ee} 能量区间内、每天探测到的事例数 (events/day/kg/keV_{ee})。

— 198 —

$$R_{\rm ER} = \frac{N_{\rm events}}{\text{Exposure day } \times \text{ mass } \times \text{Energy range } \times E_{\rm ER}}$$
$$= \frac{1531 \text{ events}}{80.1 \text{ day } \times 54.4 \text{ kg} \times (25-7) \text{ keV}_{ee} \times 75.7\%}$$
(6–15)

基于材料检测站对探测器各组分的测量结果,我们利用蒙特卡洛模拟了 PandaX-I 探测器中的 ER 事例率。另外,基于²¹⁴Bi-²¹⁴Po 的 β-α 衰变的关联性,我们分析了暗物 质数据的高能事例,进而得到了暗物质数据采集过程中探测器内²²²Rn 的含量水平;而基于衰变链中 β-α 和 α-α 时间延迟的关联性,我们得到了探测器中²²⁰Rn 的含量水平。同时,我们也通过衰变链中 β-γ 的关联性,分析了探测器内⁸⁵Kr 的含量。将氡和氪的含量作为输入,我们在模拟中分别得到了其在低能区的事例率。最后,表.6–5 汇总了 探测器的各组成部分以及氡和氪的本底事例贡献。其结果的误差值主要来源于材料检测 站测量的放射性水平的不确定性。所以,根据模拟计算,我们预期的暗物质探测区间的 ER 事例率为 16.7±3.9 mDRU。而在最终的数据中,我们测量得到的事例率为 23.6±3.5 mDRU (测量的误差值来源于探测器对 ER 事例探测效率的不确定性)。所以,比较真实的数据 (探测窗口内,23.6±3.5 mDRU)、模拟 (16.7±3.9 mDRU) 以及高能区暗物质数据 (探测窗口外,25.7 mDRU) 给出的 ER 本地事例率,其结果在误差范围内比较一致。

来源	本底水平 (mDRU)
顶部光电管阵列	4.7±2.3
底部光电管阵列	$2.3{\pm}1.5$
探测器内罐组分	$3.8{\pm}2.2$
TPC 组分	$1.9{\pm}0.9$
85 Kr	$2.6{\pm}1.2$
222 Rn & 220 Rn	$0.5{\pm}0.2$
探测器外罐	$0.9{\pm}0.6$
总预期值	16.7±3.9
总观测值	23.6±3.5

表 6-5 各组分贡献的本底水平汇总

对探测器内各组分放射性同位素的本底模拟显示, ER 的事例率在 keV 到几十 keV 能量范围内的分布与能量本身没有关系。所以,原则上我们在高能区 (30 S1<100 PE) 得到的 ER 本地事例率与低能区的结果应该是一致的。而在 ER 刻度中,我们得到探测器器的 ER 探测效率如公式. 6–14 所示。基于公式. 6–16 所示的计算,我们可以得到探测器 在低能区 (2<S1<30 PE) 的平均探测效率为 68.6%。通过对低能区 ER 事例结合能的研究,2 到 30 PE 的 S1 所对应的能量窗口为 6.8 keV_{ee}。所以,综合 ER 本底事例率 (25.7 mDRU)、探测效率 (68.6%)、能量窗口 (6.8 keV_{ee})以及暗物质数据的曝光量 (80.1 天 ×54.4 kg),我们由公式. 6–17 预测了暗物质数据采集中的 ER 事例为 504 个。另一方面, ER 由于高斯统计涨落而泄露的事例数为 ER 事例总数与高斯泄露率的乘积。所以,在

80.1 天的暗物质数据采集中,我们预测有 2.5 个 ER 事例 (504×0.5%) 泄漏到 NR band 中位线之下。

$$E_{ave} = \frac{1}{30-2} \times \int_{2}^{30} \frac{1}{2} \times \left[\frac{0.757}{1+exp(-\frac{x-4.15}{0.325})} + \frac{0.757}{(1+exp(-\frac{x-3.45}{2.29})) \times (1+exp(-\frac{x-3.61}{0.11}))}\right] dx$$
(6-16)

 $N_{\text{expected}} = 25.7 \text{ mdru} \times 54.4 \text{ kg} \times 80.1 \text{ day} \times 6.8 \text{ keV}_{ee} \times 68.6\% = 504 \text{ events}$ (6–17)

6.5.2 偶然泄露事例 (accidental leakage)

除了正常的 ER 事例通过高斯统计涨落泄漏到暗物质探测区域以外,我们在研究中 还发现了一种由于信号随机符合而造成的偶然泄露事例。在数据分析中,我们发现了相 当数量的孤立 S1 和孤立 S2 事例。所谓孤立的 S1、S2 事例是指波形上只有一个单独的 S1 (S2) 信号,而没有与之配对的 S2 (S1) 信号。这些孤立的 S1、S2 事例有一定的几率 随机组合成一个 S1-S2 对。而这些随机符合产生的事例则有可能泄漏到 NR band 的中位 线以下,进而成为暗物质探测的本底事例。在这一节中,我们着重讨论这些孤立的 S1、 S2 事例,以及其产生的本底事例的机制。

根据前文的论述, PandaX-I 实验的 DAQ 系统对 S1 的触发阈值为 65 PE。因此,对 于那些由 S1 触发的事例,其能量范围远超出暗物质的探测区间 (2<S1<30 PE)。这也 就以为着,我们研究那些孤立的 S1 事例时,不能直接简单地要求波形上只有一个 S1 信 号。取而代之的,我们挑选没有 S2 信号的事例,并且要求该事例被一个大的 S1 信号 触发。然后,我们在触发窗口之前 (0~70 μs) 寻找 S1 类型的信号。而这些 S1 类型的 信号便被认为是随机符合到波形上的孤立 S1 事例。在 ER 刻度数据中,我们一共找到 833780 个被 S1 触发、且没有 S2 信号的事例。而这其中的 2177 个事例在 0~70 μs 时间 窗口内有 2 到 30 PE 的 S1 类型信号出现。所以,根据公式.6-18 的计算,我们在 ER 刻 度数据中,孤立 S1 的事例率为 37 Hz。我们采用了同样的方法来研究暗物质数据,得到 其孤立 S1 的事例率为 23 Hz。图.6-25(a)和 6-25(b)分别显示了 ER 刻度和暗物质数据 中孤立 S1 事例的电荷分布。从谱形上来看,两者非常相似。

$$S1_{\text{isolated, ER}} = \frac{2177/833780}{70 \ \mu s} = 37.3 \text{ Hz}$$

$$S1_{\text{isolated, DM}} = \frac{3243/2014667}{70 \ \mu s} = 23 \text{ Hz}$$
(6-18)

通过对孤立的 S1 事例波形的研究,我们认为这类事例的来源主要有三种: TPC 电极上的微小打火、光电管的暗电流以及 TPC 无电荷区 (包括阴极以下的"电场反转区"



图 6-25 孤立 S1 事例的电荷分布: (a) ER 刻度; (b) 暗物质数据

和 TPC 与內罐之间的"皮肤"区域)能量沉淀的发光。电极微小打火发出的光可能被光 电管看见,或者其打火时产生的 EMI 也有可能被电子学捕获。这两个过程都会产生没 有 S2 的孤立 S1 事例。我们前面已经介绍过,我们顶部光电管的平均暗电流频率为 0.06 kHz,而底部光电管的平均暗电流频率为 1.03 kHz。我们在选择数据时要求一个真正的 S1 信号必须点亮三个以上的光电管。这种方式可以极大地降低光电管的暗电流偶然符 合的概率。但是,这些暗电流依然有机会形成孤立的 S1 事例。另外,只有当能量沉淀 在有电场的区域,并且产生的电子在强电场的气体层加速的时候,才会有 S2 信号产生。 但是,我们的探测器中存在没有电场的区域,比如,TPC 特氟龙壁与内罐之间 7 厘米的 液氙区域;也存在电场"反转"的区域,比如,TPC 阴极以下、底部光电管阵列以上的 5 厘米液氙层。在这些区域沉淀的能量,只会产生 S1 事例而不会生成 S2。在阴极以下 区域产生的光可以被光电管直接看到,形成了孤立的 S1 事例。另一方面,PandaX-I 的 TPC 不是封闭的结构。我们在介绍 TPC 时提到,为了增加对 TPC 边缘区域的光采集效 率,最外圈的顶部光电管有一半的区域是在 TPC 之外的。所以在 TPC "皮肤"区域产 生的光信号也可以被光电管探测到,进而也成为了数据中的孤立 S1 事例。

与孤立的 S1 事例类似,我们在 ER 刻度和暗物质探测数据中也都发现了孤立的 S2 事例。PandaX-I 的 DAQ 系统对 S2 信号的触发阈值为 89 PE。在数据分析中,为了减少随机符合事例的影响,我们要求所有 S2 的信号大于 300 PE。而触发系统对 300 PE 的 S2 信号的触发效率几乎为 100%。基于这些考虑,我们直接挑选由 S2 触发、但 S2 前没 有任何 S1 信号的事例。最终,限制 S2 的范围在 300~10,000 PE,我们在 ER 刻度数据 中找到了 8260 个孤立 S2 事例,而在暗物质探测的数据中找到 17108 个孤立 S2 事例。所以,我们得到 ER 刻度数据中孤立 S2 的事例率为 568 个/天;而在暗物质探测数据中,孤立 S2 的事例率低了 2.5 倍,为 240 个/天。ER 刻度和暗物质探测数据中的孤立 S2 的

<u>-201</u>

电荷分布如图. 6-26(a) 和 6-26(b) 所示。对于孤立的 S1 事例,其电荷分布在 ER 刻度和 暗物质数据中都十分一致。但是,孤立的 S2 事例在 ER 和暗物质数据中却有着截然不 同的电荷分布。



图 6-26 孤立 S2 事例的电荷分布: (a) ER 刻度; (b) 暗物质数据

通过对孤立的 S2 事例波形的研究,我们总结探测器内大体上存在两种类型的孤立 S2 事例:一种是波形上完全没有 S1 信号;另外一种则是波形上存在非常小的 S1 信号, 但其与 S2 靠得太近以至于软件工具无法将其区分开来。我们认为, 第一种类型的孤立 S2 事例是来源于探测器内非常小的能量沉淀。其产生的 S1 信号因为太小,所以没办法 被探测器测量到。但是由于典型的 S2 信号比 S1 要大 100 倍,于是便产生了孤立的 S2 事例。而第二种事例则主要发生在 TPC 的门电极和阳极之间。在 PandaX-I 实验的 TPC 结构中、门电极和阳极之间的间隔为8mm、液面位于两者之间。也就是说在液面与门 电极之间有 4 mm 的液氙层。当能量沉淀发生在这个区域时, 电子会被迅速地提取到 气氙中, 然后产生比例信号 (S2)。但是, 由于 S1 和 S2 信号离得太近, 所以, 软件没 办法将两者区分开,于是该事例便被认作是孤立的 S2 事例。为了验证这些假设,基于 PandaX-I的探测器结构,我们对该类型的事例做了相应的模拟。在55小时的60Co模拟 数据,我们在门电极和阳极之间,一共找到了1939个小能量(<23 keV)的事例。也就是 说, ER 的模拟中, 孤立的 S2 事例的事例率为 9.7×10⁻³ Hz, 或者 838 个/天。这与测量 的结果 (568个/天) 基本上一致。而对暗物质数据采程的模拟则显示, 门电极和阳极之 间的小能量事例为 3.0×10⁻³ Hz, 或者 260 个/天。该结果与数据测量的 240 个/天相当吻 合。图. 6-27 给出了两个典型的孤立 S2 事例。其中,相当数量的事例的波形图. 6-27(b) 所示。通过肉眼判断,其S2信号前其实有一个很小的S1。但是由于与S2靠得太近,所 以软件中的算法没办法将其与 S2 区分开。



图 6-27 典型的孤立 S2 事例的波形

以上这些孤立的 S1、S2 事例的随机符合会形成非物理的 S1-S2 对,我们将其定义为偶然符合事例。基于 ER 刻度和暗物质数据中孤立的 S1、S2 事例的电荷分布,我们简单地模拟了相应的偶然符合事例的 log₁₀S2/S1 与 S1 的分布关系,即 ER 和暗物质的偶然符合事例的 band,其结果如图.6–28 所示。图中的红色实线表征了 NR 刻度数据的中位线。我们一共随机模拟了一百万个事例。其中,对于 ER 和暗物质数据,我们发现分别有 64706 和 118169 个事例出现在 NR 中位线以下,我们将这样的事例定义为偶然泄露事例。根据以上的计算,我们得到在 ER 和暗物质数据中,偶然符合事例的泄露率分别为 6.5% (64706/1000000)和 12% (118169/1000000),而这要远远高于普通 ER 事例的高斯泄漏率 (0.48%)。



图 6-28 孤立 S1、S2 形成的随机符合事例的 band 分布

根据孤立 S1、S2 的事例率, ER 刻度和暗物质数据中预期的偶然符合事例率计算

如公式. 6–19 所示。其中, *R*_{isolated, S1} 和 *R*_{isolated, S2} 是孤立 S1、S2 的事例率; *t*_{coincidence} 是我们数据分析中 S1 与 S2 最长的间隔时间; *T*_{duration} 则是探测器数据采集的曝光活时 间。也就是说,我们得到的 ER 刻度数据中 (1520 个事例) 混有 25.5 个偶然符合事例, 而暗物质数据中预期有 35.1 个事例来自偶然符合。结合上面我们计算得到的偶然符合 事例的泄漏率,我们预期在 ER 刻度数据中,由偶然符合造成的泄露事例数为 25.5 × 6.5%=1.65; 而在暗物质数据中,偶然泄露的事例数为 35.1 × 12%=4.2。

$$N_{\text{acc, ER}} = R_{\text{isolated, S1}} \times R_{\text{isolated, S2}} \times t_{\text{coincidence}} \times T_{\text{duration}}$$

$$= 37.3 \text{ Hz} \times 568 \text{ events/day} \times 80 \ \mu s \times 361.5 \text{ h}$$

$$= 25.5 \text{ events}$$

$$N_{\text{acc, DM}} = R_{\text{isolated, S1}} \times R_{\text{isolated, S2}} \times t_{\text{coincidence}} \times T_{\text{duration}}$$

$$= 23 \text{ Hz} \times 240 \text{ events/day} \times 80 \ \mu s \times 80.1 \text{ days}$$

$$= 35.1 \text{ events}$$

$$(6-19)$$

6.5.3 Gamma-X 事例

在前面讨论筛选事例的 cuts 时,我们已经谈到"gamma-X"的事例了。这里,我们 重复之前的定义,gamma-X 事例是指一种多次散射的电子反冲事例,但是其只有一次 散射是发生在 TPC 的电荷区域内。因此,这种事例表现为只有一个 S2,而与其"配对" 的 S1 却是多次散射产生的 S1 的加和结果。相比较真正的 ER 单次散射事例,gamma-X 事例有着相对更大的 S1 信号,所以它们更容易落到 NR 中位线以下,成为泄露事例。虽 然,我们在软件工具中有针对性地设计了一些"X-cuts"来剔除掉这类事例。但是,它 们依然有可能出现在暗物质探测的数据中。所以,这里我们主要结合蒙特卡洛的模拟来 对预估暗物质数据中可能的 gamma-X 事例。

基于 PandaXMC 的模拟程序,我们模拟了来自材料放射性产生的事例。在模拟中, 我们定义了两个无电荷区,即 TPC 阴极以下 5 公分的液氙区域("电场反转区")和 TPC 特氟龙壁与内罐之间的"表皮区"。在模拟中,我们根据如下条件来定义 gamma-X 事 例: (1) 该事例在 TPC 内只有一次能量沉淀; (2) 与之邻近 (之前或之后)的 100 ns 时间 内,有至少一次能量沉淀发生在无电荷区域的事例。我们模拟了 1 年有效时间的数据, 探测器各组分贡献的 gamma-X 事例数汇总于表.6-6 中。基于该数据量模拟的结果,我 们预期在探测器运行一年产生的 gamma-X 事例为 2.44 个。考虑到数据统计量的问题, 我们将模拟的数据量进一步增大了 10 倍。由于计算时间的限制,我们只模拟了表中对 gamma-X 事例贡献较大的同位素。然而,尽管我们增加了 10 倍的统计量,我们在模拟 中却没有找到更多的 gamma-X,即该数据统计量的模拟结果给出的 gamma-X 事例率为 0.244 个/年。所以,我们认为之前的 2.44 个/年的 gamma-X 事例率可能完全来源于数据 的统计涨落。也就是说,如果有足够多的统计量,模拟给出的 gamma-X 事例率应该小 于 0.244 个/年。基于保守的估计,我们认为最终暗物质探测数据中不应该出现 gamma-X 事例。

探测器组件	构成部分	本底事例率 (mDRU)	gamma-X 事例(个/年)
而刘业由答陈词	1 英寸基座	1.66	1.36
贝印几也自序刘	1 英寸光电管	2.85	0
庐 刘业由答陈 <u>词</u>	3 英寸光电管	2.03	0.42
成即儿也自阵刘	3 英寸光电管基座	3.12e-01	0.13
	特氟龙壁 (下)	5.26e-02	0
	特氟龙壁 (上)	1.99e-01	0
	PTFE 支柱	6.73e-02	0
TDC	顶部无氧铜板	3.01e-01	0.069
IPC	顶部特氟龙反射板	2.53e-01	0.028
	底部无氧铜板	1.00e-01	0.014
	底部特氟龙反射板	3.71e-02	0.016
	电场成形环	8.58e-01	0
	无氧铜填充物	1.73e-01	0
山塘	内罐筒壁	2.48	0.10
卜介加军	内罐顶法兰	9.52e-01	0.30
	内罐底法兰	4.46e-02	0
外铜罐 外铜罐		8.62e-01	0
⁸⁵ Kr	⁸⁵ Kr	2.54	0
	总计	15.77	2.44

表 6-6 探测器内各组分的 gamma-X 贡献

为了验证模拟的结果,我们研究了 ER 数据中的多次散射事例,并使用处于特殊区 域的多次散射事例"模拟"了数据中可能的 gamma-X 事例。我们要求所挑选的事例第 一次散射发生在置信区间内 (R² ≤500 cm²,漂移时间在 10~80 μs),而第二次发生在置 信区间以下。并且,我们对筛选出来的事例施加如下所列的 cuts:

- "nS2≡2"; 所有 S1 的质量 cuts;
- " $X_{S20}^2 + Y_{S20}^2 \le 500 \text{ cm}^2$ ";

• "tS20-tS1>10 µs" && "tS20-tS1<80 µs" && "tS21-tS1>80 µs";

以上 cuts 中, "nS2"代表事例中 S2 的数目, 即事例散射的次数; "X_{S20}""Y_{S20}"表示第 一个 S2, 即第一次散射发生的水平位置; "tS20"和"tS21"则分别代表了第一次散射和 第二次散射发生的深度。对于这样的事例,其 S1 信号来自两次散射产生的 S1 总和,所 以相较于真正的单次散射事例,其 S1 更大。我们所要求的第二次散射发生在靠近 TPC 阴极的地方,即非常接近"电场反转区"。因此,我们可以想象,其第二次散射带走的能 量与真实的 gamma-X 事例第二次散射带走的能量比较接近。所不同的是,这里我们的 第二次散射还在正常的 TPC 电场中。如果我们忽略掉第二次散射产生的 S2,只将第一 个 S2 与 S1 配对,那么该事例在形式上便与真实的 gamma-X 事例非常相近。我们姑且 称这些事例为"近似"的 gamma-X 事例。图. 6–29 显示了这类事例的一个典型波形(分 别为顶部光电管和底部光电管的加和)。该事例中,S1 位于波形的 19550 到 19610 ns 之 间;第一次散射或第一个 S2 位于 97510 ns 左右;第二次散射或第二个 S2 位于 101580 ns 左右。



图 6-29 数据中挑选出的"近似" gamma-X 事例的波形: (a) 顶部光电管; (b) 底部光电管

图. 6-30(a) 显示了这些近似 gamma-X 事例在 TPC 内的位置分布。其中蓝色的点对 应了事例在 TPC 内的第一次散射;黑色的点则显示了第二次散射的位置;而红色的虚 线则代表了探测器的置信体积边界;TPC 的阴极处在漂移时间为 90µs 的位置(即图中 的-90µs 处)。我们定义"S20"和"S21"分别为事例第一次散射和第二次散射产生的 S2 的电荷大小。为模拟真实的 gamma-X 事例,我们假设 S21 没有被探测器测量到。然 后,我们研究 S20 与 S1 配对时,其能量分支比,即 log₁₀S20/S1 与 S1 的关系。结果如 图. 6-30(b) 中的蓝色散点所示。同时,为方便比较,我们将 ER 和 NR 刻度得到的单次散 射事例的中位线显示在图中(蓝色实线和红色实线)。从图中我们可以得知,虽然第二次散射带走了一部分能量,但是当我们比较第一次散射产生的S2与总的S1电荷关系时, 其事例仍然落在正常的单次电子散射的中位线附近。而且,没有任何事例的log10S20/S1 被压制到 NR 中位线以下。从这个意义上来讲,我们的数据中没有 gamma-X 事例贡献 的泄露事例。这也支持了前面 PandaXMC 的模拟结果。当然,这里我们只"模拟"了数 据中"电场反转区"。对于可能产生 gamma-X 事例的 TPC"表皮区",我们没有考虑在 内。



图 6-30 数据中"近似" gamma-X 事例的位置分布以及 band

6.5.4 中子本底

在理论模型中,WIMPs 粒子与氙原子散射产生核反冲。所以,我们对WIMPs 暗物 质粒子的探测便是在探测器中寻找超出的核反冲事例。而在标准模型的粒子中,中子与 氙原子作用也会产生核反冲事例。所以,实验中我们将中子信号与暗物质信号是同等对 待的。换句话说,中子是暗物质探测实验中非常危险的本底事例。一般来讲,实验中的 中子本底主要有三种来源:宇宙射线粒子产生的中子(宇生中子)、环境中的水泥和铅 屏蔽体中的热中子,以及构成探测器材料中元素通过(α, n)和裂变产生的中子。其中, 尤以(α, n)和裂变产生的中子最为危险。基于蒙特卡洛程序,我们模拟计算了探测器 内的中子事例率以及其能谱。并且,基于实验数据的研究,我们对模拟的结果给了一定 程度的验证。在 Ref. [116] 和 [117] 中,我们对宇生和环境热中子有详细的描述。由于其 对实验的贡献基本可以忽略,所以这里我们只介绍其结论性的结果。

基于 MUSIC (MUon SImulation Code) 模拟程序,我们计算得到锦屏地下实验室 (CJPL) 的宇宙射线通量为每年每平方米 42 个。该结果与清华大学在地下实验室内的实

际测量基本吻合(约每年每平方米 60 个宇宙射线粒子^[96])。并且,我们模拟得到的 muon 的平均能量为 354.5 GeV/c²。以模拟得到的宇宙射线通量和能谱为输入量,我们利用基 于 GEANT4 的 PandaXMC 程序包,进一步模拟了 muon 粒子与 PandaX-I 的主动屏蔽体 以及材料探测器作用产生的中子。结果显示,5~100 keV_{nr} 的能量范围内,宇生的单次 散射中子在探测器内的事例率为 0.45 个/吨/年。所以,在 PandaX-I 实验运行中 (54.4 公 斤 ×80.1 天) 的事例数为 0.005 个,可以忽略不计。

而对于从环境的岩石和水泥墙上出来的中子,我们通过以下步骤进行模拟:首先, 基于对实验室周围的岩石以及水泥墙放射性元素的测量,我们得到水泥和岩石中 U²³⁸ 和 Th²³² 的放射性水平,结果如表.6-7 所示;然后,基于 Source4A 程序包,我们模拟 了水泥和岩石中 ²³⁸U 和 ²³²Th 通过 (α, n) 以及原子核裂变产生的中子通量和能谱;接 着,利用 GEANT4 程序,我们模拟了从墙体出来的中子穿过屏蔽体 (40 厘米厚的外层 聚乙烯、20 厘米厚铅层、20 厘米厚内层聚乙烯以及 5 厘米无氧铜)后的通量和能谱;最 后,基于 PandaXMC 程序包,我们模拟了这些环境热中子对 PandaX-I 实验的本底贡献。 而对于屏蔽体使用的铅,我们也采用了基本类似的流程。不同的是,我们假设铅中 ²³⁸U 和 ²³²Th 的含量为 0.1 Bq/kg。最终,在 0~100 keV_{nr} 能量范围内,PandaX-I 实验中来自 环境的中子本底少于 0.008 个/年,来自铅屏蔽体的中子本底约为 0.0028 个/年。

同位素	Bq/kg (水泥)	ppb (水泥)	Bq/kg (岩石)
U^{238}	9.914	803	1.8
Th ²³²	4.016	988	< 0.27

表 6-7 锦屏地下实验室墙体岩石和水泥中 U²³⁸ 和 Th²³² 的含量

以上两种来源的中子对 PandaX-I 实验的影响几乎可以忽略不计。在数据分析中,我 们主要关注的是来自探测器内部器件产生的中子本底。结果主要来源于蒙特卡洛模拟。 实际操作中,模拟的过程主要遵循以下的流程:

- 首先,基于材料检测站的测量,我们得到探测器内各部件中放射性元素的含量水平(主要是²³⁸U和²³²Th);
- 其次,我们使用 Source4A 计算三种不同材料(不锈钢、kapton 和特氟龙)中所含的²³⁸U和²³²Th 通过(α, n)以及原子核一级原子核裂变产生的中子能谱和通量;
- •为简单起见,我们假定不同的材料中²³⁸U和²³²Th产生的中子能谱是一样的;
- 然后,按照中子的能谱,我们在各组分中各向同性地产生中子,并使用 PandaXMC 程序包模拟中子在探测器内部与液氙等物质作用的过程;

• 最后,使用与数据中匹配的 cuts (单次散射、置信体积、能量区间等)来挑选事例, 并计算最终在 PandaX-I 实验中的中子本底。

为了筛选出可能的中子本底事例,与实际测量数据相对应,我们在模拟中采用了如下的 cuts 来定义模拟中事例的能量、位置以及散射次数等关键信息。为了更清楚地表达,这里我们将 TPC 内的体积分为上下两部分。在 TPC 阴极以上的部分定义为体积 A, 阴极以下的则定义为体积 B。与实际实验类似,这里的体积 B 便是"电场反转区",所以只有在体积 A 中沉淀的能量才会产生 S2 信号。具体来讲,我们模拟中事例的选择如下所示:

1、在体积 A 内,将 | $\Delta T \times 1.75 \text{ mm}/\mu \text{s} - \Delta Z$ | <8.5 mm 的所有 hits 组合成一个 S2 类型的 cluster,标记为 S2A。其中,1.75 mm/ μ s 是实验中的电子漂移速度,而 8.5 mm 则是数据中软件算法挑选出来的两个相邻 S2 信号的平均距离。事例的能量为该 cluster 中所有 hit 的加和。为与数据直接比较,这里我们计算能量时考虑了 Lindard 淬灭因子 (Lindard quenching factor)。不过探测器的"模糊"效应暂时没有考虑在内。而事例的位置则是 quenching 之前各 hits 能量的重心位置。

2、在体积 A 内,将 | Δ T | <100 ns 内的所有 hits 组合成一个 S1 类型的 cluster,标 记为 S1A。这里的 100 nS 来源于数据中典型 S1 信号的宽度。其能量也是 cluster 中所有 hits 的加和,并且考虑 Lindard 因子。

3、在体积 B 内,将 | Δ T | <100 ns 内的所有 hits 组合成一个 S1 类型的 cluster,标 记为 S1B。这里的 100 nS 来源于数据中典型 S1 信号的宽度。其能量也是 cluster 中所有 hits 的加和,并且考虑 Lindard 因子。

4、如果 S1A 和 S1B 事例的间隔时间 | ΔT | <100 ns,那么将两个 cluster 合并,并 且将 S1B 的能量加到 S1B 中,并从 S1B 的列表中将相应的事例删除。而且 S1A 事例的 位置保持不变。

5、统计能量高于 0.1 keV_{ee} 事例的 S1A、S1B 和 S2 的数量,分别标记为 nS1A、nS1B 和 nS2。对于单次散射的事例,我们要求 nS1A=1、nS1B=0 以及 nS2=1。

6、对于单次散射的事例,我们定义置信体积为: S1A 和 S2A 的间隔时间在 10~80 μ s 内,同时水平位置 radius² <50000 mm²。

7、考虑探测器的能量分辨造成的"模糊"效应,我们最后计算 S1 能量在 0.6~6 keV_{ee} 内的事例数。

经过模拟,探测器内各组分贡献的中子本底详细列在表. 6-8 中。结果显示,如果 PandaX-I 实验运行一年(活时间),则探测器内罐的材料产生的中子本底为 6.68 个。其 中,构建 TPC 所使用的特氟龙为 PandaX-I 探测器内主要的中子来源;其次为探测器的 不锈钢内容器;而光电管以及其基座的贡献只占了很小的比例。图. 6-31 显示了模拟中 得到的中子本底的能谱。考虑到不同质量的 WIMPs 粒子产生的核反冲能谱不同,所以, 探测器对暗物质的探测效率也因 WIMPs 的质量而异。对于这一点,我们在第八章中会 有详细阐述。但是,平均而言,我们对于该能量区域的中子事例的探测效率为 25% 左 右。据此,我们预测在 PandaX-I 的暗物质数据采集过程中,探测器内各材料造成的中子 本底为 0.36 (6.68/365×80.1×0.25)。而相应地,其中的一半,即 0.18 个中子事例会出 现在 NR 中位线以下,成为所谓的中子泄露事例。

探测器组件	构成部分	中子本底 (个/年)
而或业由答阵列	1 英寸光电管	1.59×10^{-3}
贝印尼巴日丹河	1 英寸光电管基座	$3.06 imes 10^{-3}$
広	3 英寸光电管	$7.55 imes 10^{-3}$
风印几也目丹勿	3 英寸光电管基座	$4.65 imes 10^{-3}$
	顶部特氟龙反射板	0.646
TPC	特氟龙壁 (上)	2.70
	特氟龙支撑	0.11
	底部特氟龙反射板	0.118
	特氟龙壁 (下)	0.440
	InnerVessel	0.112
内罐	IV Top Flange	0.661
	IV Bottom Flange	0.87
	总计	6.68

表 6-8 探测器内不同组件产生的中子本底

除了模拟以外,我们也尝试在数据中直接探寻中子本底的踪迹,从而验证模拟的结果。为此,我们首先研究了中子刻度中的多次散射事例,然后在暗物质数据中统计地得到中子本底的事例数。具体的流程如下所述:

1)、基于对中子刻度数据中多次散射事例的研究,我们定义了两条 NR band:最大的 S2 与 S1 配对,次大的 S2 与 S1 配对;

2)、我们同样分析在 ER 刻度和暗物质数据中的多次散射事例,然后同样各得到两条 band:最大的 S2 与 S1 配对,次大的 S2 与 S1 配对;

3)、将 ER 刻度和暗物质数据中的两条 band 分别与 NR 刻度数据中的两条 band 相比较,如果某个事例在两条 band 上的分布都低于 NR 的中位线,则该事例便是 ER 或暗物质数据中待定的多次散射的中子事例;



图 6-31 模拟中得到的中子本底能谱

4)、计算中子刻度数据中多次散射和单次散射的比例,然后将以上得到的中子事例 (多次散射)数目按照该比例换算成 ER 或暗物质数据中的单次中子散射事例数;

图. 6-32(a) 显示了 NR 刻度数据中,多次散射事例的 band。其中,红色的散点对应 最大的 S2 与 S1 配对的事例,而蓝色散点则为次大的 S2 与 S1 配对的事例。各 band 的 中位值如图中黑点所示。而利用双指数函数,拟合的最佳结果如图中的绿线所示,相应 的拟合函数如公式. 6-20 所描述。为方便比较,我们将 NR 刻度数据的单次散射 band 的 中位值也以绿线在图中表示 (最上面那条)。另一方面,图. 6-32(b) 给出了 NR 刻度中 (数据),事例散射次数的分布。

$$\begin{aligned} \text{Median}_{\text{max}} &= 0.4927 \times e^{-\text{S1}/12.14} + 1.848 \times e^{-\text{S1}/1.217} + 1.643 \\ \text{Median}_{\text{2nd-max}} &= 0.7497 \times e^{-\text{S1}/6.039} + 0.9227 \times e^{-\text{S1}/0.0836} + 1.326 \end{aligned} \tag{6-20}$$

随后,我们在 ER 刻度和暗物质数据中寻找疑似的中子事例。通常,低能的伽马粒子在第一次与液氙碰撞时会失去大部分能量。所以,相比较最大的 S2,后面散射产生的 S2 信号一般要小得多。为了避免程序的算法误判 S2 信号,我们要求次大的 S2 信号的电荷大于最大 S2 信号的 10%。基于此,我们在 ER 刻度和暗物质数据中分别找到 9 个和 7 个事例以做进一步分析。然后,我们将这些事例的 log₁₀ (S2_{max}/S1)和 log₁₀ (S2_{2nd-max}/S1)分别于 NR band 的两个中位线进行比较。我们认为,当一个事例的最大和次大 S2 同时都满足 log₁₀ (S2/S1)在相应的 NR 中位线以下时,该事例便是可能的中子事例。最终,我们没有在 ER 的刻度数据中找到任何这样的事例。两者的比较如图.6–33(a)所示:红

-211 -



图 6-32 (a) NR 刻度数据中, 多次散射事例 log₁₀(S2/S1) 与 S1 的关系:最大 S2 (红点);次大 S2 (蓝点)。黑点为各自 band 的中位值, 而绿线为相应的拟合。最上的绿线则是单次散射的 NR 事例的中位线;(b) NR 刻度数据中, 事例散射次数的分布

色十字标记的是最大 S2 的事例, 蓝色圈标记的是次大 S2 的事例。从图中可以看到, 对 于 ER 刻度数据, 除了 S1 在 2 PE 附近的事例, 其他的候选事例都位于单次中子散射的 中位线之上。而 S1 在 2 PE 附近的事例, 其次大的 S2 与 S1 配对时, 能量分支比落在 了次大 S2 相应的 NR band 的中位线上。所以, 我们认为 ER 刻度数据中没有疑似的中 子事例出现。而当我们再研究暗物质数据时, 我们则发现有 2 个事例满足我们的选择要 求。如图. 6-33(b) 所示, 在 S1 为 8.8 PE 和 17.7 PE 处, 各有一个满足要求的事例。这两 个事例的相关信息罗列在表. 6.5.4 中。

runNumber	fileNumber	eventNumber	qS1 (PE)	$qS2_{max}$ (PE)	$qS2_{2nd-max}$ (PE)
7415	5	11182	8.85	499.27	203.93
7415	5	11523	17.72	637.42	215.45

表 6-9 暗物质数据中,疑似的多次散射的中子事例

我们假设探测器对于单次散射和多次散射的 NR 事例具有相同的探测效率。 基于图. 6-32(b),我们得到 NR 事例中,单次散射和多次散射中子事例的比值为 0.347:0.653=0.53。所以,做一个粗略的估算,我们预计在 80.1 天的暗物质数据中,有 2×0.53×0.5=0.53 个中子事例出现在 ER 的排除线之下。这个与模拟给出的 0.18 个事例 相去不远。但是,当我们仔细研究这两个事例时,我们发现它们出现在同一个 run 的同 一个文件里 (run7415, file0005)。两者先后出现的时间只间隔了 46 秒,即有很强的时间 关联性。所以,我们认为这两个事例很有可能是其它非物理事件造成的意外事例,而并



图 6-33 ER 刻度和暗物质数据中,多次散射事例的 log₁₀(S2/S1)与 S1 的关系:(a) ER 刻度;(b) 暗物质数据。其中绿色虚线分别对应了最大和次大 S2 的中位线;绿色实线为 NR 单次散射事例的中位线;蓝色实线为 ER 单次散射事例的中位线

非真正的中子本底事例。不过,利用多次散射来估算中子事例的分析只是为了验证模拟的结果。而处于保守的考虑,在最后的暗物质探测结果的分析中,我们仍然采用模拟预测的中子本底结果,包括其预测的事例率、能谱等。

6.5.5 暗物质数据中预期的本底事例总结

作为本章节的总结,基于以上分析,我们将暗物质数据采集中,预期的本底事例数 列在表.6.5.5 中。所以,对于 80.1 天×54.4 公斤的曝光量,我们预测 PandaX-I 实验的暗 物质采集数据中,一共会有 539.1 个事例。而这其中将有 6.9 个本底事例出现在 NR 中 位线以下的区域。泄露的本底事例主要来源于孤立 S1、S2 事例的随机符合。另外还有 2.5 个泄露事例来自高斯涨落引起的泄露,以及探测器材料贡献的 0.18 个中子本底。

	纯高斯本底	偶然符合本底	中子本底	合计
事例总数	503.7	35.1	0.35	539.1
泄露率	0.5%	12.0%	50%	-
NR 中位线以下事例	2.5	4.2	0.18	6.9

表 6-10 暗物质数据中本底预期

第七章 Figure of Merit 以及最终 cuts 的确定

在 PandaX-I 实验第一批 17.4 天运行数据的分析中,我们采用了开放式的分析方法 (unblind analysis),即在数据分析软件开发的过程中,暗物质探测的数据没有被隐藏起 来。该分析中,探测器的置信体积的选择是基于数据和模拟中事例率在 R 和 Z 方向的分 布。最终置信体积被定义为: R² ≤400 cm²,漂移时间在 20~80 μs 之间。而暗物质探测 的能量窗口的选择则是出于与 LUX 实验和 XENON100 实验比较的考虑。最终选定为: 2≤S1≤30 PE, 300≤S2_{bottom} ≤10000 PE。然而,在 PandaX-I 全曝光数据的分析中,我们 从一开始便决定采用暗箱"盲"分析的方法 (blind analysis),即在所有软件设置确定之 前,探测能区的暗物质数据是遮蔽起来的。实验中的 ER、NR 刻度数据被用来开发算法 以及相应的数据质量 cuts。而暗物质探测结果分析中最关键的 cuts,比如置信体积、能 量范围等,都是在揭开暗物质数据之前,基于所谓的"品质系数" (figure of merit,简称 FoM)研究得到的。本章我们则详细阐述数据分析中关于 FoM 的研究,以及最终 cuts 的确定。

7.1 候选的参数及其可能的选择

除了上文提到的关键的置信体积、能量范围 cuts 外,我们还有另外一个非常重要的参数,被称作"nHits"。其定义为形成一个真正的物理事例时,被点亮的光电管的最小数目。由于该参数与偶然符合的本底事例关系密切,我们也是通过 FoM 来确定其阈值。 所以,在本次分析中,我们有置信体积的定义(R和Z)、能量范围的选取(主要是S1)以及 nHits 的阈值需要确定。而确定的办法便是利用这些参数构造 FoM 的函数。然后, 基于 ER 刻度数据以及高能区(S1值的上限到 100 PE、S2>300 PE)的暗物质数据,我 们通过最优化 FoM 来最终确定各参数的选择。

首先,根据数据中的事例在 R 方向上的分布,我们列出了候选的 R 范围。为方便描述,我们以候选的能量窗口 (2<S1<30 PE、300<S2<10000)为例,图.7-1(a)和图.7-1(b)分别列出了高能区的暗物质数据以及探测能区的 ER 刻度数据的事例在 R 方向上的分布。对于其它候选的能区,我们也得到类似的事例分布图。在暗物质探测数据中,探测器各组分材料的放射性是主要的背景事例来源。而根据蒙特卡洛的模拟计算,来自探测器内罐和光电管的放射性同位素贡献了主要的背景事例。另外,我们假设液氙中所含的放射性同位素,比如氪、氡等,产生的本底在探测器内是均匀分布的,或者我们称之为本征本底事例。而探测器的外围材料,比如内罐、光电管等,由于液氙本身的自屏蔽效

应,我们假设其贡献的本底事例从外至内成指数衰减分布。相应地,我们将这部分本底称之为外部本底事例。基于此,我们使用一个常数加上指数衰减的函数形式来拟合事例在 R²上的分布。对于高能区的暗物质事例,其事例率与 R²的关系可以用公式.7-1进行描述,拟合的结果如图.7-1(a)中的红线所示。

$$F(R) = 18.15 + 1.57 \times 10^{-3} \times exp(R^2/65.4), R \text{ in cm}$$
(7-1)

基于我们的假设,从拟合的数值结果来看,我们得到探测器内的本征本底为 18.15 (单位为 events/bin) 而指数衰减函数也很好地描述了外部本底事例的贡献。然后,基于 外部本底与本征本底的比较,我们最终确定了置信体积在 R 方向上的候选者。图.7–1(a) 中的绿线示意地显示了我们在 R² 维度上扩大置信体积的过程。大的 R 可以赢得更多的 置信质量,但是其需要付出引入更多本底事例的代价。如果我们将置信体积的 R² 限制 在 385 cm² 内,那么外部本底经过指数衰减后,只剩下 0.57,即只相当于本征本底的 3% (~0.57/18.15)。而当我们将 R² 延伸到 573 cm² 时,则外部放射性对本底便有了客观的贡 献,相当于本征本底的 55% (~10/18.15)。因此,基于以上的比较,我们将可能的最大 置信体积限定在 R²=600 cm²。另外,我们对 ER 刻度数据也做了同样的研究。图.7–1(b) 给出了探测能区 ER 事例的分布以及拟合。研究的结果也支持了我们先前的结论。为方 便起见,我们最终选定 400、500、550 cm² 作为 FoM 函数中, R² 变量的候选值。



图 7-1 事例在 R² 维度上的分布(漂移时间限定在 5~80µs 之间)

在 R² 的研究基础之上,我们进一步研究了事例在探测器 Z 方向上的分布,并使用 类似的方法得到候选的 Z 区间。首先,基于 R² ≤600 cm² 的要求,我们得到了高能区 (S1 值的上限到 100 PE、S2>300 PE)的暗物质事例以及 ER 刻度数据的低能区 (2<S1<30 PE、300<S2<10000)事例在 Z 方向上的分布,结果分别如图.7–2(a)和图.7–2(b)所示。 高能区的暗物质数据结果显示,除了在 TPC 的边缘区域,事例在 Z 方向上的分布基本 上是平的。而 ER 刻度数据的情况却不同。与预期一样,我们得到 ER 的事例率从 TPC 的顶部至底部呈衰减的趋势。其原因是在刻度的过程中,我们的放射源 ⁶⁰Co 放置在探 测器的顶部。所以,自然地在 TPC 上部分的事例更多一些。我们使用了一个指数衰减函 数来拟合 ER 事例在 Z 方向上的分布 (除去 TPC 的边缘地带)。拟合结果如图.7–2(b)中 红线所示。基于拟合的结果,我们得到的衰减常数为 200 µs,或约 35 厘米长,为 TPC 电场漂移室的两倍多。所以,暗物质在高能区的事例以及 ER 刻度数据在 Z 方向上的分 布告诉我们,除了 TPC 边缘区域外,原则上置信体积在 Z 方向上可以尽量伸展。所以, 为了避免 TPC 边缘地带的影响,我们选择 10≤Z≤80 µs、15≤Z≤80 µs 以及 20≤Z≤80 µs 作为 FoM 函数中,Z 变量的集合。



图 7-2 事例在 Z 维度上的分布 (R² ≤600 cm²)

除了置信体积外,前面提到,我们定义了"nHits"的阈值来避免来自光电管的暗电 流等随机符合而形成的非物理事例。原则上,"nHits"的阈值越高,光电管暗电流随机 符合的几率就越小。但是,相应地,我们测量的最低 S1 信号也就越大。进而导致探测 器对低质量暗物质的探测效率降低。所以,我们需要权衡两者的关系。基于中子刻度数 据,我们对不同的"nHits"阈值下的核反冲事例探测效率做了一定的分析。最后,我们 选择了 2 和 3 作为 FoM 函数中"nHits"候选的阈值。另外,我们还需要确定暗物质探测 的能量区间。为了避免孤立 S2 事例的影响,我们对所选事例的 S2 信号有 300 PE 的要 求。而为了减少低能区随机符合的事例率,基于 ER band 的研究,我们要求暗物质探测 能区的 S2 信号小于 10000 PE。所以, S2 的探测区域已经确定为 300~10000 PE。这里, 我们需要优化的主要是 S1 的探测区间。典型的 WIMPs 粒子质量在 1 GeV 到几百 GeV 的区域,而其与氙原子碰撞产生的反冲能为 1 keV_{nr} 到 100 keV_{nr} (0.1 keV_{ee} 到 10 keV_{ee}) 之间。考虑到探测器的光产额为 (<10 PE/keV), 所以我们将 S1 的探测上限设置在几十 个 PE。另外, ER band 随着 S1 的增长而变宽。所以,基于对 ER band 宽度的分析,最 终,我们选定 20、25、30、35、40、45 PE 作为 S1 的上限阈值。而另一方面,PandaX-I 实验的主要目标是低质量的 WIMPs 粒子。所以,为了尽可能探测到低质量暗物质事例 产生的信号,我们需要尽可能低的 S1 阈值下限。再加上 "nHits"的候选阈值为 2 或者 3,所以我们最终将 S1 的阈值下限设定在 2 PE。最终,我们在表.7.1 中归纳了用来构建 FoM 函数的变量以及其相应的候选值。

Variable	Cuts
nHits	nHits≥2, nHits≥3
\mathbb{R}^2 [cm ²]	400, 500, 550
Z (dt) [µs]	10~80, 15~80, 20~80
能量窗口 (S1, PE)	2~20, 2~25, 2~30, 2~35, 2~40, 2~45

表 7-1 构建 FoM 函数的变量以及候选值

7.2 FoM 函数的构建

通过以上的讨论,我们得到了暗物质数据分析中的关键 cuts 的候选值。而在这些可能的组合当中,我们根据 Feldman-Cousion 统计方法^[118] 通过优化 Figure-of-Merit 来 最终确定这些 cut 的阈值。所谓的 FoM 优化,是指对各种可能的"nHits"、置信体积以 及探测能量范围的组合,我们预测暗物质数据中的本底事例率,进而计算暗物质探测的 灵敏度,最后选取使暗物质探测灵敏度最高的 cuts 组合。在具体的数据分析中,我们 设立了如下几个假设:电子反冲事例在 2<S1<100 PE 区域的本底事例率(以 mDRU 为单位)是平的,即与 S1 大小不相关;中子本底事例均匀地分布在探测器内;暗物质探测能区内,核反冲事例的平均探测效率为 25%。然后,基于对本底的充分了解,对任意一组"nHits"、置信体积以及探测能量范围的组合,我们遵循以下的流程来数值化分析 Figure-of-Merit,进而选取最佳的组合实现 FoM 的优化。为方便描述,我们将 R² 的上 限记作 R_{upper},Z的上下限分别记作"Z_{lower}"和"Z_{upper}",S1 的上限记作"S1_{upper}"。

1、基于 ER 刻度的数据,我们计算得到探测器在整个能量区域 (2<S1<100 PE) 对 ER 事例的探测效率,记为 ϵ_{er} ;以及在暗物质探测区域中 (2 \leq S1 \leq S1_{upper}), ER 事例的 纯高斯泄漏率,记作"f_{leak}"。

2、计算暗物质数据在高能区 (S1_{upper} <S1<100 PE) 的事例数,并记作"N_{ER}"。基 于"N_{ER}"、" ϵ_{er} " 以及置信体积质量和能量窗口,我们计算暗物质数据在高能区的本底

事例率(以mDRU为单位)。然后,根据前面电子反冲事例在 2<S1<100 PE 区域的本 底事例率与 S1 大小不相关的假设,我们得到暗物质数据在低能区的事例率。最后,考 虑探测器对低能区 ER 事例的探测效率,我们得到预期出现在低能区的 ER 事例的数目 "n_{er}"。

3、独立于2)的计算,根据对探测器材料放射性水平的模拟,我们同样计算在低能区的 ER 本底事例率 (以 mDRU 为单位)。我们首先通过一定比例的缩放,将模拟和数据测量在高能区匹配起来。然后,自然地我们便得到了模拟给出的低能区暗物质探测的 ER 本地率。分析过程中,我们发现模拟和2)中的高能事例延伸的方法得到的结果是一致的。

4、从模拟中,我们得到 gamma-X 本底事例和中子本底事例,分别记作" $b_{\gamma X}$ "和 " $b_{neutron}$ "。而偶然符合造成的泄露事例则是基于暗物质数据的研究,记作" b_{acc} "。最后, 在每一组("nHits", R_{upper} , Z_{lower} , S_{1upper})组合中,我们得到了预期的本底事 例总数,如公式.7–2 所示:

$$b = n_{er} \times f_{leak} + b_{acc} + b_{\gamma X} + b_{neutron} \tag{7-2}$$

5、基于预期的本底事例数,使用公式.7–3,我们计算得到预期的探测器灵敏度,记作 S_{BLaveg} 。其中, N_{obs} 是指实际将观测到的本底事例数 (NR 中位线以下); S_{BL} 则是指预期本底事例数为 b 而观测到的 N_{obs} 时,使用 Feldman-Cousins 统计方法,基于 90% 置 信水平时得到的实际的贝塞尔真值 (b, N_{obs})

$$S_{BL_{aveg}} = \sum_{N_{obs}=0}^{\infty} e^{-b} \times \frac{b^{N_{obs}}}{N_{obs}!} S_{BL}$$
(7-3)

6、最后, FoM = S_{BLaveg}/mass。这里我们假定了探测器对不同能量的核反冲事例具 有相同的探测效率。该假设在我们探测的能量区间内大致是正确的。而出于对 FoM 的 最优化,我们得到最终选定的("nHits", R_{upper}, Z_{lower}, Z_{upper}, S1_{upper}) cuts 组合。

7.3 nHits 阈值

前面我们提到,我们应该综合考虑("nHits", R_{upper}, Z_{lower}, Z_{upper}, S1_{upper})组合下,探测器的灵敏度。然而,我们将"nHits"定义为探测器内形成一个真实的信号时, 点亮的最少的光电管的数目。所以,原则上,"nHits"的定义只会只会影响我们对 S1 探 测范围下限的选取,与 S1 上限的选取没有关系。而前文的讨论中,我们已经确定将 S1 的下限设定为 2 PE,以尽可能提高探测器对低质量 WIMPs 粒子的探测效率。所以,从 这个角度来讲,"nHits"的阈值与 S1 能量范围的选取可以彼此独立。因此,我们在这里 确定"nHits"的阈值时, FoM的函数中只含有("nHits", R_{upper}, Z_{lower}, Z_{upper}), 而S1的范围则是设定在2到30PE。



图 7-3 不同"nHits"阈值下,各置信体积内计算得到的 FoM 分布

图. 7-3 显示了对于不同的"nHits"阈值, FoM 与不同置信质量的关系。蓝圈代表 的是"nHits"≥2 的阈值要求,而红圈代表的是"nHits"≥3 的阈值要求。为了方便表 述,这里我们将置信体积转化成了置信质量。根据公式 7-4,在我们的候选范围内,每 一个(R_{upper}, Z_{lower}, Z_{upper})的选择都对应了唯一的质量,反过来也成立,即每一个置 信质量也对应了唯一的(R_{upper}, Z_{lower}, Z_{upper})选择。公式中的 2.9 g/cm³ 为液氙的密 度; 0.17 cm/ µs 为电子在 PandaX-I 探测器中的漂移速度。从图中所示的结果来看,当 我们设置"nHits"≥3 的阈值时,在各个置信质量(体积)下,我们都可以得到更低的 FoM。也就是意味着,相比较"nHits"≥2 的阈值,在"nHits"≥3 的设定下,我们可 以得到更好的探测灵敏度。因此,我们最终设定探测器内形成一个真实物理事例的条件 是:信号点亮的光电管数目最少为 3。

$$Mass = 2.9 \ g/cm^3 \times \left[(Pi \times R^2(cm^2)) \times (\Delta T(\mu s) \times 0.17 \ cm/\mu s) \right]$$
(7-4)

7.4 能量窗口(S1上限)

基于已经确定的"nHits"的阈值,我们采用非常相近的方法来计算在不同置信体积内,基于不同的 S1 选取时的 FoM。在数据分析中,正如前面介绍的,我们使用了基于数据和模拟这两种不同的方法来计算由 ER 的纯高斯泄露造成的本底事例。对于任一

(R_{upper}, Z_{lower}, Z_{upper}, S1_{upper}), 通过对 ER、NR 刻度数据的研究, 我们得到探测器在该 cuts下,对ER的探测效率以及高斯泄漏率。然后,通过对暗物质高能数据(S1upper~100 PE)的研究以及前面计算得到的 ER 探测效率,再综合考虑置信质量,我们计算得到了 ER 事例在高能区的事例率(以 mDRU 为单位)。接着,基于 ER 事例率分布与 S1 大小 无关的假设,我们得到暗物质数据中低能区的 ER 事例率。综合考虑低能区 ER 事例的 探测效率、置信质量、能量区间,我们便可以计算得到低能区暗物质探测数据中预期的 ER 事例数。最后,通过 ER、NR 刻度数据得到的高斯泄露率,我们得到了 ER 高斯泄 露事例数。作为交叉验证,我们使用模拟也得到了一致的结果。另外的本底,gamma-X、 中子本底则由模拟给出;而偶然符合的泄露事例则是基于暗物质数据中孤立 S1、S2 事 例的研究得到。最后,图.7-4显示了在不同置信质量(体积)内,不同的S1上限给出 的探测器灵敏度。其中, 横坐标为 S1 的上限值 S1_{upper}, 纵坐标则为 FoM 的计算值; 黑 色圈标记的结果是用高能暗物质数据计算得到的 ER 高斯泄露, 而实心点则是基于模拟 得到的 ER 高斯泄露。从结果来看,模拟更倾向于较窄的能量探测区间,其 FoM 随着能 量探测窗口的增大成上升趋势。我们发现,其原因是在模拟中,ER的事例率在小S1范 围内成下降趋势, 而并非完全是平的。这种现象有可能是模拟中探测器的"模糊效应" 造成的。另一方面,与模拟不同,基于暗物质高能区数据的研究显示,我们得到的 FoM 的值却与 S1 上限的选择关系不大,其随着能量探测窗口的增大而反而略有下降 (5%)。 最后,综合数据和模拟给出的结果,同时考虑与 PandaX-I 实验的第一个数据结果进行 比较,我们还是决定将 S1 的探测范围设定在 2~30 PE。





- 221 -

7.5 置信体积

在以上讨论中,我们确定了"nHits"的阈值 (nHits≥3) 以及探测能量窗口 (2≤S1≤30 PE, 300≤S2≤10000 PE)。在此基础之上,本节中,我们计算了 FoM 关于置信体积的方程,并最终确定了置信体积的选择。跟前一节的计算过程相似,在这里我们同样采用了高能的暗物质数据和能量探测区域内的模拟结果这两种途径,来预测暗物质探测中的 ER 本底事例。这两种方法也被用来做交叉验证。为了使结论更具说服力,我们将模拟的结果与高能的暗物质探测数据进行比较。首先,我们比较事例在 R² 维度上的分布。具体操作中,我们先将 TPC 从上至下均匀地划分五层。然后,在每一层 Z 的高度上,我们比较模拟和测量数据的事例位置分布。其中测量数据的 S1 范围为 30 到 100 PE。而根据能量重建公式,该区域的事例其重建的能量范围在 6 到 17 keV_{ee} 之间。所以,与暗物质数据中的高能事例相对应,我们在模拟中选取了能量为 6 到 17 keV_{ee} 的事例。图.7–5(a) 和图.7–5(b) 分别显示了数据和模拟中,不同的 Z 高度上, ER 事例在 R² 上的分布。所以,根据肉眼判断,这两者给出的事例分布是非常一致的。



图 7-5 不同的 Z 高度上, ER 事例在 R² 上的分布

蒙特卡洛的模拟输入是来自材料检测站对探测器材料放射性的测量结果。然而,由于模拟的输入与真实的情况有一定的出入,所以,基于模拟计算得到的探测器内的 ER 事例率要低于数据实际的测量值。基于高能的暗物质数据,我们得到的 ER 事例率为 26 mDRU,而蒙特卡洛的模拟计算得到的结果为 17 mDRU。所以,我们将模拟中的事例率整体提升了 1.5 倍 (26/17),以使模拟和数据测量的结果完全匹配。然后,我们再回过 头来检查不同 Z 高度上,模拟和数据给出的事例率在 R²上的分布是否一致。图.7-6 显示了 60<Z<90 mm 处,数据和模拟中高能 ER 事例率分布与 R² 的关系。其中,红线表示的是数据测量结果,黑线则代表的是模拟结果。在放大的图.7-6(b)中,我们可以看
得更清楚,在 R² <600 cm² 体积内,数据和模拟非常吻合;但是两者在更大的 R 的地方 出现了较明显的分歧。考虑到我们的候选置信体积都在 R² <600 cm² 以内,所以我们认 为数据和模拟在 TPC 外围出现的不匹配不会对实验的分析造成影响。



图 7-6 不同的 Z 高度上,模拟和高能暗物质数据中, ER 事例在 R² 上的事例率分布比较:红线代表的数据测量结果,黑线则是模拟结果

类似地,我们也比较了不同的 R² 区域内,模拟和高能的暗物质探测数据中, ER 事 例率沿 Z 方向的分布。图. 7-7 给出了几个不同区域内,模拟和高能暗物质数据给出的 事例率在 Z 方向上的分布。其中,红线表示的是数据测量结果,黑线则代表的是模拟结 果。两者的比较结果显示,在 R² <625 cm² 区域内,模拟和高能暗物质数据的事例率在 Z 方向的分布吻合得比较好。而如预期所料,在大 R 的预期,两者也出现了明显的差异。 这也与在 R² 维度上的比较得出的结果一致,不影响实验中的数据分析。



图 7-7 不同的 R² 区域内,模拟和高能的暗物质探测数据中,ER 事例率沿 Z 方向的分布:红线代表的数据测量结果,黑线则是模拟结果

因此,基于以上的比较,我们相信在我们所感兴趣的体积内,模拟(增大1.5倍后) 可以很好预测暗物质探测数据中的高能事例。进而,我们假设模拟也能很好得预测暗物 质数据中的低能事例。因此,我们同样使用了两种方法来预测暗物质探测数据中的 ER 高斯本底事例:模拟和高能区的暗物质数据事例。同样按照前面的流程,我们得到了另外的 gamma-X 本底、中子本底和偶然符合本底。图.7-8(a)给出了不同的置信质量 (体积)所对应的 FoM。其中,蓝色圈表示的是低能区的 ER 事例率是通过模拟得到的,而 红色圈则表示低能区的 ER 本底事例率是通过高能区的暗物质数据推算的。从 FoM 随着置信质量 (体积)的变化关系来看,这两种预测低能区 ER 事例率的方法给出了相当一致的结果。并且,这两种方法的计算结果都显示,更大的置信质量 (体积)可以得到更小的 FoM,即探测器对暗物质具有更好的探测灵敏度。



图 7-8 (a) 不同置信质量(体积)下得到的 FoM。其中蓝色和红色圈分别表示低能区的 ER 事例率 是通过模拟和高能暗物质数据得到的。(b)高能暗物质数据中的事例构成的 band

置信体积的定义对暗物质探测的数据分析非常关键。所以我们对其投入了更多的关注。除了以上的分析外,我们尝试用更多的方式去评估不同的置信体积内,暗物质探测数据中可能出现的本底。我们研究了暗物质数据中的高能事例,发现在选取某些置信体积的时候,在高能暗物质数据的 band 上会有一些远离 NR 中位线的事例。图. 7–8(b)显示了在我们选取与第一个数据结果一样的置信体积 (R² <400 cm² and 20<dt<80 μs)时,暗物质数据的高能事例的 log₁₀(S2/S1) 与 S1 的关系分布。图中的红线为 NR 的中位线。根据我们对泄露事例的研究,在高能的区域内,偶然符合和中子本底产生的泄露事例可以忽略不计。但是,我们发现在这些事例组成的 band 上,除了泄漏到 NR 中线附近的事例 (蓝色标记)外,在原理 NR 中线的区域出现了一个未知本底事例 (红色标记)。对于这些泄露的事例,我们认为在 NR 中位线附近的是 ER 事例的高斯泄露;而远离 NR 中位线的泄露事例则来源于未知的原因。这些未知的泄露事例没有在我们之前本底的预算里。所以,我们需要将其进行特殊处理。换句话说,如果我们根据上面 FoM 的计算

一味地扩大置信体积,那我们则可能引入很多的预期之外的本底事例。所以,为了安全起见,我们在各待定的置信体积内统计了该类型事例的个数,以帮助我们重新审视最终的置信体积的选择。图.7-9显示了不同的置信体积内,暗物质数据中高能事例的band。其中,绿色垂线左边的区域是被遮蔽的暗物质探测区域;而红色标注的事例则被认为是超出预期的未知本底事例。



图 7-9 不同置信体积内, 暗物质数据中高能事例的 band

从以上的结果来看,当我们把置信体积 R² 扩大到 550 cm² 后,除了 ER 的高斯泄 露事例外,未知的本底事例也明显增多了(从1个变成了3个)。而且,当我们尝试将 Z 方向的长度缩短时,这些未知的本底事例依然还在。所以,为了安全起见,我们保守得 采取了稍微小一些的置信体积。根据未知本底事例的个数,我们将最终的置信体积定义 为: R² ≤ 500 cm² 以及 10 ≤ drift time ≤ 80 μs。而基于该定义, PandaX-I 实验的置信质量 也最终确定为 54.4 公斤。

7.6 PandaX-I 实验使用的 cuts 总结

基于以上的研究,我们在揭开暗物质探测数据之前,确定了最终的数据分析中所使用的所有的关键 cuts。作为总结,我们将 PandaX-I 实验的数据分析所使用的 cuts 归纳总结在表.7-2 中:

Variable	Cuts
质量 cuts	200 kHz 噪声, "X" 事例, S1-S2 波形
单次散射	SingleS2, nRealS1≤2
nHits	≥3
S1 范围	2~30 PE
S2 范围	300~10000 PE
置信体积	$R^2 \le 500 \text{ cm}^2, \ 10 \le dt \le 80 \ \mu s$

表 7-2 PandaX-I 实验使用的主要 cuts 列表

第八章 PandaX-I 实验灵敏度和暗物质排除线

在本章中,我们将首先讨论揭开暗物质探测数据后,我们所观测到的暗物质候选事例,包括事例的位置分布、本底事例与预期的比较等。然后,我们着重介绍 PandaX-I 的 实验数据对不同质量的暗物质与核子散射截面的限制。

8.1 暗物质候选事例

在设置好所有的软件分析工具并且确定了最终使用的 cuts 之后,我们于 2015 年 1 月 27 日揭开了暗物质探测数据。经过所有 cuts 的事例挑选,我们在 80.1 天的暗物质数 据采集中,一共获得 542 个暗物质候选事例。表. 8–1 显示了这些事例经过各类 cuts 过 滤后的事例率。在数据采集的过程中,平均的触发频率为 3.58 Hz。在被数据质量 cuts 和单次散射的要求过滤之后,该事例率被缩减了 5 倍;而事例能量窗口和置信体积的筛 选又将事例率压缩了 4 个数量级。最终,在 54.4 公斤的置信体积内,我们所获得的用 于暗物质分析的事例率为 7.8×10⁻⁵ Hz。这些候选的暗物质事例在探测器中的位置分布 如图. 8–1 中黑点所示。其中,红色的虚线显示的是 TPC 的边界区域,包括顶部的门电 极、底部的阴极和边上的特氟龙反射壁;蓝色虚线表示的则是我们最终选定的置信体积 的边界。从事例的位置分布来看,候选的暗物质事例在探测器置信体积内基本是均匀分 布的,即没有成团的事例出现。而根据蒙特卡洛的模拟结果,PandaX-I 实验的主要本底 事例来自于探测器内罐和光电管。所以,如预期,大多数的暗物质候选事例分布在 TPC 的边缘区域,从探测器外围到中心区域,本底的事例率急剧减少。

Cut	事例数	事例率 (Hz)
所有触发的事例	24,762,972	3.58
数据质量	6,127,280	0.88
单次散射	5,050,845	0.73
S1区间 (2~30PE)	62,872	9.08×10^{-3}
S2区间(300~10000PE)	44,171	6.38×10^{-3}
置信体积	542	7.83×10^{-5}

表 8-1 暗物质数据经过不同层次的 cuts 之后的事例率

在第七章中,我们介绍到基于 PandaX-I 的探测器结构、利用 GEANT4 开发的模 拟程序,在将数值调整了 1.6 倍之后,可以很好得预测暗物质探测数据中的高能事例



图 8-1 暗物质数据中事例在探测器内的位置分布

(30<S1≤100 PE)的位置分布。所以,当我们将低能区的暗物质数据揭开之后,我们首先将暗物质探测能量区域内的模拟结果与数据进行了比较。数据中我们选择了 S1 在 2 到 30 PE 的事例。而由能量重建公式,我们计算其对应的结合能为 0.5 到 6 keV_{ee} 之间。 所以,在模拟中我们选取了该能量区段的事例与数据进行比较。如图.8–2 所示,在 R 和 Z 方向,模拟预测与数据的测量结果都十分吻合。图中的红线表示的是模拟给出的事例



图 8-2 比较低能区暗物质数据与模拟中的事例分布:(a) R² 方向;(b) Z 方向

分布, 而蓝线和绿线则是数据中基于不同位置重建方法得到的事例分布。另外, 我们在第四章介绍位置重建算法时已经提到, 两种水平位置的重建方法对低能暗物质事例的

重建结果也非常一致。图. 8-2(a) 中所示的蓝线是基于 TM 位置重建算法,而绿线则是基于 CoG 方法。

传统上,我们将 NR 中位线以下的区域定义为暗物质探测窗口。所以,我们在 NR 中位线以下,S2 的 300 PE 阈值线以上的区域寻找可能的暗物质事例。图. 8–3(a)显示 了所有候选粒子的 log₁₀(S2/S1) 与 S1 的关系。图中蓝色的实线是 ER 刻度得到的电子反 冲中位线,而其两边的蓝色虚线则是 ER band 相对于中位线±2σ 的边沿;NR 刻度得到 的核反冲中位线在图中以红色实线表示,而 S2 的 300 PE 阈值则以品红的虚线表示。另 外,图虫的灰色虚线是基于能量重建公式.5–10 构建的等能线,以 keV_{nr} 为单位。大多数的暗物质候选事例落在了 ER band 的±2σ 范围内。这也表明,暗物质数据采集中的绝 大多数事例来自于电子反冲事例。但是,由于前文提到的高斯涨落、偶然符合等造成的 泄露事例,我们在 542 个事例中一共发现了 7 个事例位于 NR 中位线之下。这些事例在 图.8–3(a) 中以绿色星形标记。而其在探测器中相应的位置也如图.8–3(b) 中绿色标记事 例所示,这里的蓝色虚线还是代表了置信体积的边界。这些泄漏到 NR 中位线之下的事例中,有一个处在置信体积的 R 边缘处,而总体的事例数从上至下呈微弱的衰减态势。



图 8-3 (a) 暗物质探测数据中事例的 band:蓝色实线是 ER 的中位线,而两条蓝色的虚线则代表了 ER band 的 ±2σ 边界;红色实现是 NR 的中位线;品红的虚线为 S2 的 300 PE 阈值;灰色的虚线代 表了结合能的等能线。(b) 候选的暗物质事例在探测器中的位置分布:蓝色虚线表示了置信体积的 边界;红色虚线为 TPC 的边界。图中的绿色星形标记的事例为处于 NR 中位线以下的事例。

这7个泄露事例的具体信息陈列在表.8-2中。我们没有发现某个特殊的 run 或 file 内出现多余1个的泄露事例。其在数据采集中出现的时间点都比较分散。所以,我们认为 这些事例本身没有时间关联。也就是说,这些事例来源于譬如电极打火等因素的可能性 不大。而通过肉眼对这些事例波形的观察,我们只发现一个事例 (run 6934, event90063)

的波形比较脏,而其它剩余的事例都有很干净的波形。在图.8-4 中我们展示了两个典型事例所有光电倍增管加和后的波形。其中图.8-4(a) 对应的是波形比较脏的事例,而图.8-4(b)则显示的是其它波形比较干净的事例。所有泄露事例的波形以及其 S1、S2 电荷在光电管阵列上的分布均列于附录中。

run No	file No	event No	qS1	qS2	x (cm)	y (cm)	$x^{2}+y^{2}$ (cm ²)	tS2-tS1 (µs)
6782	0	111819	25.77	1398.12	19.99	9.73	494.23	16.53
6934	55	90063	7.73	730.11	-5.10	8.29	94.75	58
7108	114	197491	12.35	389.60	9.15	19.55	465.90	27.36
7238	7	9560	24.74	1534.87	-4.75	-4.00	38.51	23.53
7426	5	11664	10.93	641.52	2.75	-20.12	414.63	33.84
7516	283	594997	15.47	550.87	0.31	14.29	204.35	18.7
7532	468	952361	6.24	436.97	14.82	11.69	356.54	46.14

表 8-2 PandaX-I 实验发现的泄露事例的列表

如第六章中所描述的,基于 ER/NR 刻度数据和高能区的暗物质数据,我们预测了 在最终的暗物质探测数据中的泄露事例的数量。所以,当我们打开暗物质探测的数据 后,我们同样将数据的测量结果与"盲"分析的预测结果进行了比较。其比较结果如 表.8–3 所示。在第六章的分析中,我们预测在 80.1 天 ×54.4 公斤的暗物质数据采集过 程中,我们一共会观测到 539.1 个事例,而其中有 6.9 个事例落在 NR 中位线以下。而在 真实的数据测量中,我们一共找到 542 个暗物质候选事例,并且其中有 7 个事例在 NR 中位线之下。所以,我们的实验测量结果与预期非常吻合。相比较预期的结果,我们在 PandaX-I 的实验测量数据中没有发现超出的泄露事例。

	纯ER事例	偶然符合事例	中子本底	总预期值	总观测值
所有事例	503.7	35.1	0.35	539.1	542
NR 中位线以下	2.5	4.2	0.18	6.9	7

表 8-3 预期的本底泄露事例与实际测量值的比较







图 8-4 两个典型泄露事例的波形:(a)波形被噪声严重污染的事例;(b)波形干净的事例

8.2 WIMPs 粒子的事例率和反冲能谱

在本章节中,我们参考 Lewin 和 Smith 在 Ref. [119] 中关于 WIMPs 粒子的事例率和 反冲能谱的讨论。假设 WIMPs 粒子与单个核子的散射截面为 σ ,那么在每公斤的靶标 质量上,WIMPs 粒子与靶标发生散射的事例率为:

$$dR = \frac{N_A}{A}\sigma v dn \tag{8-1}$$

这里 N_A 是指阿伏伽德罗常数,为 6.02×10^{23} kg⁻¹, A 是靶标物质的原子质量(在我们的实验中 A=131), v 是 WIMPs 粒子相对于靶标物质的运动速度,n 是粒子的密度,而 式中的 dn 为差分粒子密度,定义为:

$$dn = \frac{n_0}{k} f(v, v_e) d^3 v \tag{8-2}$$

其中, n_0 是 WIMPs 粒子在当地的粒子密度(等于 ρ_{χ}/M_{χ} , ρ_{χ} 则是当地的 WIMPs 粒子 质量密度), v_e 是靶标物质(即地球)在暗物质晕中的运动速度, k 是归一化参数以使 $\int dn = n_0$, 由以下公式给出:

$$k = \int_{0}^{2\pi} d\Phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_{0}^{v_{esc}} f(v, v_e) v^2 dv$$
(8-3)

vesc 是当地星系的逃逸速度。假设暗物质的速度服从麦克斯韦分布

$$f(v, v_e) = e^{-(v+v_e)^2/v_0^2}$$
(8-4)

 v_0 为其最可几速度。而且,对于 $v_e=0$ 的情况,

$$f(v, v_e) = e^{-v^2/v_0^2}$$
(8-5)

然后, WIMPs 粒子散射的差分事例率 dR 可以改写为如下形式

$$dR = \frac{1}{k} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_{\chi}}{M_{\chi}} \sigma v f(v, v_e) d^3 v$$
(8-6)

而归一化参数 k 也可以改写为如下形式

$$k = (\pi v_0^2)^{3/2} \left[erf(\frac{v_{esc}}{v_0}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right]$$
(8–7)

所以,每单位质量的靶标物质总的事例率为

$$R_{0} = \int_{v=0}^{v_{esc}} dR = \int_{v=0}^{v_{esc}} \frac{1}{(\pi v_{0}^{2})^{3/2} [erf(\frac{v_{esc}}{v_{0}}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{v_{0}} e^{-v_{esc}^{2}/v_{0}^{2}}]} \frac{N_{A}}{A} \frac{\rho_{\chi}}{M_{\chi}} \sigma v f(v, v_{e}) d^{3}v \quad (8-8)$$

对于 $v_e=0$ 以及 $v_{esc}=+\infty$ 的情况

$$R_0 = \int_{v=0}^{v_{esc}} dR = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_{\chi}}{M_{\chi}} \sigma v_0 \tag{8-9}$$

根据宇宙观测,本地的暗物质质量密度约为 ρ_{χ} =0.3 GeVc⁻²cm⁻³,而 v_0 =220 km/s,所以 R₀ 可以归一化为如下形式 (以事例数/公斤/天为单位)

$$R_0 = \frac{361}{M_{\chi}M_t} \times \frac{\sigma}{1 \ pb} \times \frac{\rho_{\chi}}{0.3 \ GeVc^{-2}cm^{-3}} \times \frac{v_0}{220 \ km/s}$$
(8-10)

记 $k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2}$ 为 k 在 $v_{esc} = +\infty$ 时的值,那么差分事例率 dR 可以简化为

$$dR = R_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2k} \frac{v}{v_0} f(v, v_e) d^3 v = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{v}{2\pi v_0^4} f(v, v_e) d^3 v$$
(8-11)

将 Eq. 8-11 在不同的速度范围内积分,得到不同近似条件下的事例率

$$R(0, v_{esc}) = R_0 \frac{k_0}{k_1} \left[1 - \left(1 + \frac{v_{esc}^2}{v_0^2}\right) e^{-v_{esc}^2/v_0^2}\right]$$

$$R(v_e, \infty) = R_0 \frac{1}{2} \left[\sqrt{\pi} \left(\frac{v_e}{v_0} + \frac{1}{2} \frac{v_0}{v_2}\right) erf\left(\frac{v_e}{v_0}\right) + e^{-v_e^2/v_0^2}\right]$$

$$R(v_e, v_{esc}) = R_0 \frac{k_0}{k} \left[\frac{R(v_e, \infty)}{R_0} - \left(\frac{v_{esc}^2}{v_0^2} + \frac{1}{3} \frac{v_e^2}{v_0^2}\right) e^{-v_{esc}^2/v_0^2}\right]$$
(8-12)

在质心坐标内,动能为 $E=\frac{1}{2}M_{\chi}v^2$ 的暗物质粒子以 θ 角散射到核子时,其产生的核反冲 能量

$$E_R = Er(1 - \cos\theta)/2, \ r = \frac{4M_{\chi}M_t}{(M_{\chi} + M_t)^2}$$
(8-13)

假设暗物质粒子与核子的散射在 $\cos\theta$ 是均匀分布的,那么其散射产生的反冲能量 E_R 在 $0 \le E_R \le Er$ 范围内也是均匀分布的。所以 WIMPs 粒子与核子散射产生的差分能谱为

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{mas}} \frac{1}{Er} dR(E) = \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{min}}^{v_{mas}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v)$$
(8-14)

这里 $E_0 = \frac{1}{2} M_{\chi} v_0^2$,而 $E_{min} = E_R / r$ 则是产生 E_R 反冲能所需要的最小能量, v_{min} 是其对应的 WIMPs 粒子最小速度。结合公式. 8–11,我们得到

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{1}{v} f(v, v_e) d^2 v$$
(8-15)

而对于 $v_e=0$ 和 $v_{esc}=+\infty$ 的情况,

$$\frac{dR(0,+\infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r}$$
(8-16)

相应的,其截断的差分事例率可以推导如下:

$$\frac{dR(0, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k} \frac{R_0}{E_0 r} \left(e^{-E_R/E_0 r} - e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right)
\frac{dR(v_e, +\infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{v_0}{v_e} \left[erf\left(\frac{v_{min} + v_e}{v_0}\right) - \left(\frac{v_{min} - v_e}{v_0}\right) \right]
\frac{dR(v_e, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k} \left[\frac{dR(v_e, +\infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right]$$
(8-17)

更为实用地, 差分能谱可以取如下的近似形式

$$\frac{dR(v_e, +\infty)}{dE_R} = c_1 \frac{R_0}{E_0 r} e^{-c_2 E_R/E_0 r}$$
(8–18)

其中,我们作为近似,我们可以取固定的 c1=0.751、c2=0.561。

当动量传递因子 $q=\sqrt{2M_tE_R}$ 足够大以致于波长 h/q 小于核子的半径时, WIMPs 粒 子与核子的散射截面便会以形状因子的形式缩小, 其有效的散射截面为:

$$\sigma = \sigma_0 F^2(q) \tag{8-19}$$

其中 σ_0 是在 0 动量传递因子的情况下, WIMPs 粒子与核子的散射截面。取第一波尔近 (平面波),则形状因子是密度 ρ_r 的傅里叶变换,这里的 ρ_r 是在散射中心的坐标系 中,密度的分布函数:

$$F(q) = \int \rho(r)e^{iqr}d^3r = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r\sin(qr)\rho(r)dr$$
(8-20)

在实际运用中,Lewin & Smith (1996)考虑了薄壳层模型来计算自旋相关(spin-dependent, SD) 散射的形状因子;而对于自旋不相关 (spin-independent, SI) 的情况,则采取了固体球模型。然后得到的形状因子分别为:

$$F_{SD}(q) = \frac{\sin(qr_n)}{qr_n}$$

$$F_{SI}(q) = \frac{3[\sin(qr_n) - qr_n\cos(qr_n)]}{(qr_n)^3}$$
(8-21)

这里 \mathbf{r}_n 是原子核的有效半径,其最简单的近似为 $\mathbf{r}_n=1.0\mathbf{A}^{1/3}$ fm。

我们首先考虑 WIMPs 暗物质粒子与核子自旋不相关的散射截面。自旋不相关的相 互作用是指,粒子发生散射时,所有的核子(不区分质子和中子)对于作用强度的贡献 都是同样的"符号"(没有正负之分)。因此,在自旋不相关的散射中,散射截面的大小 与靶标原子的分子量成正比。准确的说,自旋不相关的散射截面大小与约化质量的平方 成正比,与靶标原子的分子量的四次方成正比:

$$\sigma_0 = A^4 \frac{(M_n + M_\chi)^2}{(M_t + M_\chi)^2} \sigma_n = A^4 \frac{(M_n + M_\chi)^2}{(AM_n + M_\chi)^2} \sigma_n$$
(8-22)

这里, M_n 是核子的质量, σ_n 则是 WIMPs 粒子与单个核子的散射截面。所以, 最终的 自旋不相关的散射截面可以由下式表达

$$\sigma_{SI} = A^4 \frac{(M_n + M_\chi)^2}{(AM_n + M_\chi)^2} \times \sigma_n \times \left(\frac{3[\sin(qr_n) - qr_n\cos(qr_n)]}{(qr_n)^3}\right)^2, \ r_n = 1.0A^{1/3} \ fm \quad (8-23)$$

最后,结合公式.8-12,8-17,8-23,我们便可利用实验测量的数据推导出 WIMPs 粒子与核子作用的自旋不相关散射截面。另外,自旋相关散射截面的计算较为复杂,我们在这里不做进一步的讨论,详细的论述参考 Ref.119。

8.3 最大似然拟合分析

在 PandaX-I 实验基于第一批 17.4 天的暗物质探测的数据结果中^[109],我们对不同质量的 WIMPs 粒子与核子碰撞设置了自旋不相关散射截面的上限。但是在该分析中,我们使用了简单的"计数"的办法,即将 NR 中位线以下的区域作为暗物质探测的参数空间。而处在 NR 中位线以下的事例被作为同样的暗物质疑似事例对待。在该分析中,我们没有考虑不同质量的 WIMPs 粒子产生的信号的差异性。而在 PandaX-I 全曝光的数据分析中,为了充分利用数据信息,我们将 2≤S1≤30 PE,300≤S2≤10000 PE 的参数空间都作为暗物质的探测区域。同时,为了拟合所有的数据,我们使用了最大似然拟合的方法来将实验的数据"翻译"成对 WIMPs 粒子与核子散射截面的限制。我们如公式. 8–24 所示,构建了所谓的"unbinned"形式的最大似然函数:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= Poiss(N_m | N_{exp}) \times \\ \Pi_{i=1}^{i=N_m} [\frac{N_{DM}(1 + \delta_{DM}) P_{DM}(s_1^i, s_2^i) \epsilon_{NR}(s_1^i, s_2^i)}{N_{exp}} \\ &+ \frac{N_{ER}(1 + \delta_{ER}) P_{ER}(s_1^i, s_2^i)}{N_{exp}} \\ &+ \frac{N_{Acc}(1 + \delta_{Acc}) P_{Acc}(s_1^i, s_2^i)}{N_{exp}} \\ &+ \frac{N_{nbkg}(1 + \delta_{nbkg}) P_{nbkg}(s_1^i, s_2^i) \epsilon_{NR}(s_1^i, s_2^i)}{N_{exp}}] \\ &\times G(\delta_{DM}, 0.2) G(\delta_{ER}, 0.15) G(\delta_{Acc}, 0.1) G(\delta_{nbkg}, 0.5) , \end{aligned}$$
(8-24)

这里的 N_m 和 N_{exp} 是指实验数据测量和预期的候选事例,其中预期的事例由下式给出

$$N_{exp} = N_{DM} \langle \epsilon_{NR} \rangle_{DM} (1 + \delta_{DM}) + N_{ER} (1 + \delta_{ER}) + N_{Acc} (1 + \delta_{Acc}) + N_{nbkg} \langle \epsilon_{NR} \rangle_{nbkg} (1 + \delta_{nbkg}).$$
(8-25)

公式 8–24 中的 Poiss($N_m | N_{exp}$) 是对 N_m 和 N_{exp} 数目的整体泊松限制。因此公式. 8–24 便构成了所谓的扩展的最大似然函数。 $N_{DM}(N_{nbkg})$ 是在考虑探测器探测效率之前, 与探测器发生作用的 WIMPs 粒子 (中子) 总数目。基于暗物质晕的宇宙学模型^[120,121], 假 定探测器本地的暗物质密度为 0.3 GeV/ c^2 /cm³,地球在银河系内的平均轨道速度为 220 km/s,银河系的逃逸速度为 544 km/s,平均速度为 245 km/s,那么对于每一对指定的 WIMPs 质量和散射截面 ($m_{\chi}, \sigma_{n-\chi}$),我们便可以计算其与探测器作用的事例数 N_{DM} 。 另外,基于 NEST 模型,考虑探测器的特性参数 (PDE、EEE 和 SEG) 后,我们便可 以得到特定质量的 WIMPs 粒子和中子产生的核反冲信号 (S1、S2)的概率密度函数 (probability distribution functions, PDFs),分别标记作 $P_{DM}(s_1^i, s_2^i)$ 和 $P_{nbkg}(s_1^i, s_2^i)$ 。其中, 中子的反冲能谱则是基于 ²⁵²Cf 刻度的模拟,如图.6–31 所示。 $\epsilon_{NR}(s_1^i, s_2^i)$ 是探测器对产 生 (s_1^i ; s_2^i) 信号的核反冲事例的探测效率。该效率由之前的 NR 刻度计算得到,如图.6–17 所示。同时,对于 s_1 在 (2,30) 以外,或 s_2 在 (300,10,000) 以外的事例,我们设定探测 器的探测效率为 0。

 N_{ER} 和 N_{Acc} 是 ER 事例和偶然符合事例泄露造成的本底数, $P_{ER}(s_1^i, s_2^i)$ 和 $P_{Acc}(s_1^i, s_2^i)$ 则是其相应的概率密度函数 (PDF)。ER 事例是基于 ⁶⁰Co 刻度数据中的 1520 个事例 (扣 除掉 25.5 个偶然符合事例) 计算得到的;而偶然符合事例则是根据孤立 S1、S2 事例随 机符合的模拟计算得到的。需要指出的是,因为这里我们直接使用了探测器的 ER 刻度 数据,所以探测器对 ER 事例的探测效率已经包含在内了。图. 8–5 分别展示了中子、ER 和偶然符合事例在 $(s_1, log_{10} \frac{s_2}{s_1})$ 中的概率密度函数 (PDF)。



图 8-5 本底事例的 PDFs: (a) 中子; (b) ER; (c) 偶然符合

最后,为了允许系统总体的效率存在一定的涨落,对于四种类型的事例,我们各使用了一个用以归一化的参数: δ_{DM} , δ_{ER} , δ_{Acc} 和 δ_{nbkg} 。同时,我们限制这些参数服从高斯分布,即公式. 8–24 中的 G 项。其相应的高斯涨落分别为: 20% (WIMPs 粒子)、15% (ER)、10% (偶然符合事例)和 50% (中子本底)。

在本次暗物质数据分析中,我们充分考虑了不同质量暗物质 PDFs 的差异性。根据

前面暗物质反冲能谱的计算可知,不同质量的 WIMPs 粒子与探测器发生作用时可以产 生截然不同的反冲能谱。而当我们将这些不同的反冲能谱代入到基于 NEST 的光电模拟 程序后,不同质量的 WIMPs 粒子便产生了不同的 S1、S2,即在 (*s*₁, *log*₁₀ ^{*s*₂})中不同的 PDFs。图. 8–6 分别显示了在模拟中,质量为 4.9、31.6 和 1000 GeV/c² 的 WIMPs 粒子生 成的 PDFs。很明显,质量越低的 WIMPs 粒子,其产生的低能量事例就越多,而相应的 band 也更低。



图 8-6 不同质量 WIMPs 粒子生成的 PDFs

数据分析中,我们在一个固定的能量窗口内寻找暗物质(2≤S1≤30 PE,300≤S2≤10,000 PE)。然而,不同质量的 WIMPs 粒子与探测器作用产生的事例具有截然不同的 PDF。所 以,我们选定的 S1、S2 阈值会对不同质量的 WIMPs 粒子的探测造成不同程度的效率 损失。对于不同质量的 WIMPs 粒子,我们基于 NEST 模拟得到了其 (S_1 , S_2)分布。然 后,我们比较 S1、S2 的阈值选择前后的事例数比值,进而得到在我们的能量窗口内探 测器对该质量 WIMPs 粒子的平均效率。结果如图. 8–7(a) 所示。在第 六 章中,我们提到 探测器对核反冲事例的探测效率也是 S1 和 S2 的函数。综合以上两方面的因素,我们得 到各质量的 WIMPs 粒子的平均探测效率 $\langle \epsilon_{NR} \rangle_{DM}$,结果如图. 8–7(b) 所示。结果显示,PandaX-I 探测器对 WIMPs 粒子的平均探测效率与 WIMPs 质量密切相关。整体探测效 率随着 WIMPs 粒子质量的下降而急剧衰减。我们在第 六 章中提到,计算探测器的特性 参数时,PDE 和 EEE 分别有 10% 和 9% 涨落。所以,相应地,我们也计算了高 (PDE, EEE) 和低 (PDE, EEE) 所对应的平均探测效率,分别如图. 8–7(b) 中的绿色实线 (+1 σ) 和绿色虚线 (-1 σ) 所示。

综合以上的分析,我们大致可以得出这样的结论:质量越低的暗物质粒子,其产生的反冲能量越集中在低能区,进而实验数据中 S1 和 S2 的阈值会更强地压制探测器的总体探测效率。传统地,我们将 S1 的大小视作事例能量的标度。我们一般认为,数据中 S1 的阈值便直接对应了探测器所能达到的最低的能量探测区域。然而,实际上,在利用 液氙 TPC 探测暗物质的实验中,比如 XENON100、LUX 以及 PandaX,数据分析中都对 S2 信号设置了阈值。很显然,实验对 S2 信号的限制也必然会引入探测能区的限制。所



图 8-7 PandaX-I 实验对不同质量的 WIMPs 粒子的平均探测效率

以,我们认为应该结合 S1 和 S2 的阈值,在能量尺度上综合考虑探测器的探测阈值。利 用 NEST-0.98 的模型并结合各实验(PandaX-I、XENON100^[122] 和 LUX^[51]) 探测器的参 数特性 (PDE、EEE 和 SEG), 我们将液氙领域内的几个主要实验的探测能量阈值进行 了比较。结果如图.8-8所示。其中, 横轴为 S1 的大小, 纵轴为 S2 的大小; 红、紫、蓝 三条实线分别代表了 PandaX-I、XENON100、LUX 探测器中,不同的核反冲能量产生的 平均 S1 和 S2 大小; 实线上的刻度斜线代表了各实验的等能线在 S1 和 S2 中的走向。另 外,图中灰色的虚线分别显示了各实验中所设置的S1和S2阈值(下限)。以PandaX-I 实验为例, S1 的阈值为 2 PE, S2 的阈值为 300 PE。所以,如果我们将 2 PE 的 S1 阈值 投影到能量曲线上,其造成的探测能量下限为 4.3 keV_{nr};而如果将 300 PE 的 S2 阈值投 影到能量曲线上,其造成的探测能量下限为 4.1 keV_{nr}。但是,真实的情况是,我们需要 综合考虑 S1 和 S2 的影响。所以,我们将 S1 和 S2 阈值的交点(图中的红点)沿能量 重建方向投影到能量曲线上,得到的 PandaX-I 实验的探测能量下限为 4.2 keV_{nr}。从这 里我们也可以看到, PandaX-I 实验的 S1、S2 阈值对探测器能量阈值的影响几乎是一样 的。反观 XENON100 实验,其 150 PE 的 S2 阈值造成的探测能量下限小于 2 keV_{nr}。但 是由于其较低的光产额,所以其 3 PE 的 S1 阈值造成的探测能量阈值为 8 keV_{nr}。而综 合考虑 S1 和 S2 的阈值影响, XENON100 实验探测器的能量探测阈值为 5.5 keV_{nr}。由</sub> 于更高的光产额,LUX 实验取得了比 PandaX-I 和 XENON100 实验都更低的能量探测阈 值。其 S1 和 S2 的阈值在能量尺度上的影响几乎是一样的,为 3 keVnr 左右,并且综合 的探测能量阈值为 2.9 keVnr。但是,在 LUX 发表的第一个数据结果中[51],他们选择将 3 keV_{nr} 以下的 NR 探测效率都设为 0, 即采用了保守的处理方法。

在以上的分析中,我们采用的是 NEST-0.98 模型。在我们数据分析的过程中, NEST



图 8-8 基于 NEST-0.98 模型,不同实验 S1 和 S2 的阈值转化成的能量阈值。实线为不同的核反冲能 量产生的平均 S1 和 S2 (红色: PandaX-I,紫色: XENON100,蓝色: LUX)。实线上的反斜线表示 的平均反冲能量刻度线,以 keV_{nr} 为单位。绿色虚线为 PandaX-I 实验基于 NEST-1.0 的结果。每一对 水平和垂直灰色虚线的交点(实心圆)对应了各实验的 S1 和 S2 阈值(下限)。而与交点连接的反斜 线与实线上的刻度线一样,都表征了能量重建的等能线方向。其沿等能线投影到实线上的值则更清 楚地显示了各实验探测器的能量阈值(下限)

公布了更新的测试版本, NEST-1.0。相比较 NEST-0.98, 对于相同的核反冲能量, NEST-1.0 预测了更高的电产额。所以, 我们在图. 8-8 中以绿色虚线显示了 NEST-1.0 的结果。 基于 NEST-1.0, PandaX-I 实验的 S1 阈值引入的探测器能量阈值基本没有变化, 仍然为 4.3 keV_{nr} 左右。但是, S2 造成的能量阈值则从 4.1 keV_{nr} 下降到 2.8 keV_{nr}。因此, 这个 结果也会使得 PandaX-I 对低质量 WIMPs 粒子的探测更灵敏。但是, 尽管如此, 出于保 守的考虑, 我们仍然选择基于 NEST-0.98 的模型来发布暗物质探测的最终结果。

8.4 探测灵敏度和暗物质排除曲线

综合以上的讨论,我们利用最大似然函数来拟合实验中测量得到的数据,并得到不同质量的 WIMPs (m_{χ}) 粒子与核子作用的自旋不相关散射截面 $(\sigma_N)^{[123]}$ 。使似然函数 值最大的最佳拟合值出现在 $m_{\chi} = 27.5$ GeV/c² 处,其相应的散射截面为 4.1×10^{-45} cm²。 似然函数的拟合值也在 1σ 内与"零信号"的假设一致。这也说明实验中没有出现明显 超出本底的事例。为了得到不同质量暗物质散射截面的排除曲线,我们使用了标准的

"profile likelihood ratio"方法^[121,124]。同时,基于"有信号"的假设,我们做了大量的模拟。然后,在每一个 (m_{χ} , $\sigma_{(\chi, N)}$)格点中, Feldman-Cousin 的方法^[118] 被用来拟合数据和 模拟结果。使用这种方法,我们得到 90% 的置信水平下,不同质量暗物质的排除曲线。 结果如图. 8–9 中红线所示。作为比较,世界上其它实验得到的结果也都在图中显示。同 时,利用拟合过程中的检验统计参数 (q_{σ}) 服从 1/2 卡方分布的近似,我们验证了以上 的结果。另外,独立于 UDM 的分析, PRP 开发的 binned likehood 方法得到的暗物质排 除曲线与上面的结果也非常吻合。所以,PandaX-I 实验将质量为 10 GeV/c² 的 WIMPs 粒 子的自旋不相关散射截面上限推至 1.41×10⁻⁴³ cm²;而其暗物质排除曲线的最低点位于 44.7 GeV/c² 处,相应排除的散射截面为 1.01×10⁻⁴⁴ cm²。



图 8-9 PandaX-I 实验全曝光量数据得到的 90% 置信水平下,不同质量的 WIMPs 粒子与核子的自旋 不相关散射截面上限(红色实线)。作为比较,世界上其它实验的最近结果:XENON100 225 天数据 的最终结果(黑色实线,[46]);LUX 第一个数据结果(蓝色实线,[51]);SuperCDMS 的结果(橙色 实线,[39]);DarkSide 的结果(品红色实线,[58]);CRESST-II 2014 年的排除线(棕色虚线,[32]); CDEX 实验 2014 年的结果(紫色实线,[125])。之前实验声称的疑似 WIMPs 信号则以封闭的轮廓 线表示:CoGeNT 实验 2014 年的结果(青色实线,[35]);CDMS-II-Si 实验结果(金色虚线,[37]); DAMA/LIBRA 3σ 结果(绿色实线,[29]);CRESST-II 实验 2012 年的结果(棕色实线,[126])。

基于 WIMPs 粒子与核子弹性碰撞、散射截面与核子自旋无关且散射过程中同位旋 守恒的理论模型, PandaX-I 实验设置的暗物质排除线有效地排除了之前 DAMA/LIBRA、 CoGeNT、CDMS-II-Si 以及 CRESST-II 实验宣称的疑似暗物质事例。而且,需要特别指 出的是,由于我们在数据分析中将一些不稳定的光电管直接屏蔽掉了,所以在该分析中 我们使用的 PDE 和 EEE 都是相对保守的值。因此,最终的暗物质探测结果也是相对保

守的。另外,相对于 PandaX-I 对第一批 17.4 天数据的分析^[109],我们在本次分析中采用 了与 WIMPs 质量相关的暗物质探测效率,而这种处理方式与真实的情况更为一致。基 于这些处理,PandaX-I 实验全曝光的数据结果仍然对低质量暗物质的散射截面设置了非 常强的限制;并且对于 7 GeV/c² 以上的 WIMPs 粒子,PandaX-I 的结果比世界上最大的 锗探测器 SuperCDMS 实验具有更强的排除能力。尤其是在 WIMPs 质量小于 5.5 GeV/c² 的区域,PandaX-I 实验取得了数据结果发表时液氙领域最低的暗物质排除线。不过,这 里需要指出的是,在低质量区域,LUX 实验采取了更为保守的处理方式。在 Ref. [51] 中,LUX 实验组取得了低于 3 keV_{nr} 的探测能阈,但是他们却选择将探测器在 3 keV_{nr} 以下的探测效率设为 0。但是,在我们的分析中,我们使探测器在 4.2 keV_{nr} 以下的探测 效率渐变到 0。所以,即使平均能量在 4.2 keV_{nr} 以下的事例,其仍然有机会通过涨落进 入我们的探测能区。



图 8-10 PandaX-I 实验暗物质排除曲线(红色实线); $\pm 1\sigma$ 灵敏度 band(黄色区域);基于 +1 σ (绿色 实线)和-1 σ (绿色虚线)的PDE、EEE 计算得到的暗物质排除曲线。作为对比,世界上低质量区领 先的暗物质结果:LUX 实验 2013年结果(蓝色实线,[51]);SuperCDMS 结果(橙色实线,[39]); CRESST-II 实验 2014年的排除线(棕色虚线,[32])。

我们通过与上面相同的方法得到实验的探测灵敏度 (sensitivity band)。与我们得到 暗物质排除曲线的过程类似,我们基于不同类型事例的 PDF,针对 80.1 天的数据做了 大量的模拟。所不同的是,在获取探测器灵敏度的时候,我们的模拟是基于没有暗物质 信号 (background only)的假设进行的。图. 8–10 显示了 PandaX-I 实验的暗物质排除线 (红线),以及 $\pm 1 \sigma$ 的探测灵敏度 (黄色填充带)。可以看到,我们得到的暗物质排除线 基本都处于 ±1 σ 的探测灵敏度之内。所以两者是相当吻合的。这也再一次证明了我们 实验中没有明显的本底事例超出的结论。另外,为了独立地研究与暗物质排除线形状相 关的系统不确定性,我们也分别计算了 PDE 和 EEE 在 +1 σ 和-1 σ 处的暗物质排除结果。 其相关的结果以绿色实线 (+1 σ) 和虚线 (-1 σ) 显示在图. 8–10 中。如预期一样,更高 的 PDE 和 EEE 可以导致实验在低能区有更强的排除结果,反之亦然。

另外,我们在前文中提到,在我们数据分析的过程中,NEST 发布了其测试版本 NEST-1.0。考虑到其对探测能量阈值的影响,我们预测利用 NEST-1.0 的模型可以得到 更好的暗物质探测结果。所以,我们基于 NEST-1.0 模型同样计算了 PandaX-I 实验对不 同质量暗物质散射截面的限制,结果如图.8–11 中的绿色实线所示。如预期一样,我们 得到了更强的暗物质排除曲线。其结果与基于 +1σ PDE/EEE 的计算十分接近,并且与 我们预期的探测器灵敏度相比都是可比拟的。所以,对于系统不确定性的研究没有改变 我们之前的主要结论。



图 8-11 PandaX-I 实验中,基于 NEST-0.98 和 NEST-1.0 得到的暗物质排除曲线

全文总结

自 2009 年 PandaX 合作组成立到 2014 年 8 月 PandaX-I 实验公布第一个暗物质探测 结果,再到 2014 年 11 月 PandaX-I 实验顺利结束并无缝转接地进入第二阶段的准备工 作,PandaX 实验从无到有,从籍籍无名到取得世界上最前沿的暗物质探测结果,可谓 "五年磨一剑"。PandaX-I 实验有效地排除了之前 DAMA/LIBRA、CoGeNT、CDMS-II-Si 和 CRESST-II 实验宣称的暗物质事例,并在低于 5.5 GeV/c² 的 WIMPs 质量区域取得了 液氙领域中已发布的最好结果。所以,PandaX-I 实验圆满地完成了预定的目标。而相比 较在低质量区域处于引领地位的 Super-CDMS 实验,PandaX-I 的数据结果除了在低质量 区可与之竞争外,对于 7 GeV/c² 以上的质量区域更是有着明显的优势。除了以上这些暗 物质探测的数据结果外,我们将 PandaX-I 实验中工作的亮点和主要取得的成就总结如 下:

首先,我们研发了一套稳定的系统,使得探测器在整个实验过程中都稳定运行。自 主研发的制冷总线为系统提供了稳定的液氙环境。其强大的制冷功率使其也适用于吨级 的探测器。在探测器安装的过程中,我们摸索出一整套科学合理的操作流程,并实施了 严格的质量管理,包括对探测器洁净度的要求、对可能的真空泄露的处理等。这些都为 后续更大型实验的顺利开展起到了积极的指导作用。

第二,创新性的扁平状电场漂移室结构使得我们取得了相对较高的光产额,从而使我们对低质量暗物质的探测有了更强的竞争力。PandaX-I 实验中,122 keV_{ee}的伽马光子在 0 电场下的保守光产额为 6.0 PE/keV_{ee}。作为比较,与 PandaX-I 实验差不多有效质量的 XENON100 实验的光产额为 3.8 PE/keV_{ee}。另外,为了提高光产额,PandaX-I 实验首次在两相型液氙 TPC 的探测器中使用了 R11410 类型的光电倍增管。该类型的光电倍增管有着极高的量子化效率,平均在 35% 左右。PandaX-I 实验中 R11410 光电倍增管的运行状态也为同类型的其它实验提供了可贵的参考。

第三,我们在实验数据分析过程开发了一套独立、完善并且先进的数据分析方法,包括利用高能实验物理中主流的"二元决策树"方法挑选事例、较高分辨率的位置重建算法、基于 FoM 确定"盲"分析中的关键 cuts、以及国际主流的暗物质数据拟合等。尤其值得一提的是,在 PandaX-I 全曝光量的数据分析中,我们采用了"盲"分析的方法。这对数据分析工作提出了更高的要求,但也使得 PandaX-I 的实验数据结果更具说服力。而相关的数据分析经验与方法也对 PandaX 今后更大型的实验提供了有力的支撑。

第四,数据分析中,我们对 PandaX-I 实验的本底做了精确的预估。其中,需要特别指

出的是我们关于偶然符合事例的研究。传统意义上,我们所关注的暗物质探测中的本底 事例主要集中在电子反冲事例的高斯泄露以及实验中可能的中子本底。但是, PandaX-I 实验的研究发现,暗物质探测中还可能有一种偶然符合的本底。我们在数据分析中对这 一类型的事例做了细致充分的研究,并提出了其可能的来源。该工作对其它同类型的实 验,尤其是 G2 的大型液氙暗物质实验具有非常好的参考价值。

第五,基于对探测器位置非均匀性的充分修正以及能量重建的充分研究,PandaX-I 实验取得了非常好的能量分辨率。在接近暗物质探测能量的 40 keV_{ee} 区域,PandaX-I 实验探测器的能量分辨率达到了 7.08%,这也是目前在液氙领域内取得的最好的能量分辨率。

最后,我们还新颖地提出了从另外的视角来评估探测器的能量探测阈值。在两相型 液氙暗物质实验中,S1被传统地认为是事例能量的标度。所以,相应地,实验中S1的 阈值便直接决定了探测器的能量探测阈值。但是,已知的该类型实验中还同时存在S2 的阈值。而且我们知道由于探测器的"模糊"效应,不论S1还是S2都不是能量的单一 函数。因此,我们提出综合S1和S2的阈值,从等效结合能的角度来评估实验所能达 到的探测能量阈值。基于此,我们可以将同类型的不同实验在同一个标准框架内进行比 较。

此外, PandaX-I 实验也再次证明了液氙实验在超对称理论的主流参数空间的强大竞争力。因此,在 PandaX-I 实验尚在运行的过程中,我们便同步积极地准备 PandaX 第二期,即 PandaX-II 实验的建设。相比较 PandaX-I, PandaX-II 的探测器可以容纳更多质量的液氙,其有效质量将达到 500 公斤。而且,我们也将采用更低放射性水平的材料来构建探测器内容器及核心的 TPC。而就在本论文撰写期间,PandaX-II 的实验发布了测试性运行的数据结果^[127]。在 PandaX-I 实验的基础之上,PandaX-II 实验拥有更高的光、电采集效率。作为目前世界上在役的最大液氙暗物质探测器,PandaX-II 实验将大大提升目前 WIMPs 探测的灵敏度。现在,PandaX-II 实验正在有条不紊地运行,其结果值得期待。另外,纵观国际,更大型的 G2 液氙探测器正在积极准备中。我们有理由相信,对于暗物质探测来讲,这就是最好的时代,而我们正处于发现暗物质的边缘。

附录 A PandaX-I 暗物质探测实验泄露事例的波形汇总

在第八章,我们列出了 PandaX-I 实验 80.1 天的暗物质数据采集中发现的 7 个泄露 事例。这些事例的相关信息已在第八章中列出,我们将这些事例的完整波形、选取的 S1 和 S2 信号,以及 S1、S2 信号在底部和顶部光电管阵列上的电荷分布汇总在这里。同 时,为方便阅读,我们将表 8-2 重新罗列在此处。

run No	file No	event No	qS1	qS2	x (cm)	y (cm)	$x^{2}+y^{2}$ (cm ²)	tS2-tS1 (µs)
6782	0	111819	25.77	1398.12	19.99	9.73	494.23	16.53
6934	55	90063	7.73	730.11	-5.10	8.29	94.75	58
7108	114	197491	12.35	389.60	9.15	19.55	465.90	27.36
7238	7	9560	24.74	1534.87	-4.75	-4.00	38.51	23.53
7426	5	11664	10.93	641.52	2.75	-20.12	414.63	33.84
7516	283	594997	15.47	550.87	0.31	14.29	204.35	18.7
7532	468	952361	6.24	436.97	14.82	11.69	356.54	46.14

表 A-1 PandaX-I 实验发现的泄露事例的列表



(c) S1和 S2 信号在顶部和底部光电倍增管阵列上的电荷 分布



<u>-246</u>





(c) S1 和 S2 信号在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布

图 A-2 泄露事例 2: run 6934, event 90063





(c) S1 和 S2 信号在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布

图 A-3 泄露事例 3: run 7108, event 197491



(c) S1 和 S2 信号在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布

图 A-4 泄露事例 4: run 7238, event 9560



(c) S1 和 S2 信号在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布

图 A-5 泄露事例 5: run 7426, event 11664



(c) S1 和 S2 信号在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布

图 A-6 泄露事例 6: run 7516, event 594997





(c) S1 和 S2 信号在顶部和底部光电管阵列上的电荷分布

图 A-7 泄露事例 7: run 7532, event 952361

参考文献

参考文献

- [1] R. Oerter. *The Theory of Almost Everything: The Standard Model, the Unsung Triumph of Modern Physics*. Pi Press, **2006**.
- [2] C. P. Burgess and Guy D. Moore. *The Standard Model: A Primer*. Cambridge University Press, 2007.
- [3] N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al. "*Planck 2013 results.XXVII. Doppler boosting of the CMB: Eppur si muove*". *Astronomy & Astrophysics*, **2013**, *571*(27): A27.
- [4] P. A. R. Ade, et al. (Planck Collaboration). "*Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters*". arXiv: 1502.01589.
- [5] Y. Fukuda, et al. (Super-Kamiokande Collaboration). "*Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*". *Physical Review Letters*, **1998**, *81*(8): 1562–1567.
- [6] Q. R. Ahmad, et al. (SNO Collaboration). "Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ⁸B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory". *Physical Review Letters*, **2001**, 87(07): 071301.
- [7] K. Kuijken and G. Gilmore. MNRAS, 1989, 239: 651.
- [8] H. Babcock. "The rotation of the Andromeda Nebula". 1939, (498).
- [9] L. Volders. "Neutral hydrogen in M 33 and M 101". Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, **1959**, (14): 323.
- [10] V. Rubin and W. K. Ford. "*Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*". *Astrophysical Journal*, **1970**, *159*: 379.
- [11] Hubble Space Telescope. "New Hubble image of galaxy cluster Abell 1689". 2013.
- [12] NASA. "NED results for object Bullet Cluster". NASA Extragalactic Database, 2012.
- [13] Whitney Clavin and J. D. Harrington. "Planck Mission Brings Universe Into Sharp Focus". NASA, 2013.
- [14] Edward A. Baltz. "Dark Matter Candidates". SLAC-PUB-10885.
- [15] R. D. Peccei, et al. "CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles". Physical Review Letters, 1977, 38: 1440.

- [16] S. Weinberg. "A New Light Boson?" Physical Review Letters, 1978, 40(223).
- [17] F. Wilczek. "Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons". Physical Review Letters, **1978**, 40(279).
- [18] Christian Beck. "Possible Resonance Effect of Axionic Dark Matter in Josephson Junctions". Physical Review Letters, **2013**, 111(23): 231801.
- [19] Katia Moskvitch. "Hints of cold dark matter pop up in 10-year-old circuit". New Scientist magazine, **2013**.
- [20] S. Abe, et al. (The KamLAND Collaboration). "Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND". Physical Review Letters, **2008**, 100(22): 221803.
- [21] F. P. An, et al (Daya Bay Collaboration). "Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay". Physical Review Letters, **2012**, 108(17): 171803.
- [22] H. Georgi and S. L. Glashow. "Unity of All Elementary Particle Forces". Physical Review Letters, **1974**, 32: 438–441.
- [23] R. N. Mohapatra and G. Senjanovic. "*Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation*". *Physical Review Letters*, **1980**, 44: 912.
- [24] G. Jungman, et al. "SUPERSYMMETRIC DARK MATTER". Physics Reports, 1996, 267: 195–373.
- [25] Howard Baer and Xerzes Tata. *WEAK SCALE SUPERSYMMETRY: From Superfields to Scattering Events*. Cambridge University Press, **2012**.
- [26] https://www.mpi-hd.mpg.de/lin/research_DM.en.html.
- [27] http://cdms.berkeley.edu/Education/DMpages/science/directDetection. shtml.
- [28] P. Cushman, et al. "Snowmass CF1 Summary: WIMP Dark Matter Direct Detection". arXiv: 1310.8327.
- [29] R. Bernabei, et al. "Final model independent result of DAMA/LIBRA–phase1". European Physical Journal C, 2013, 73: 2648.
- [30] R. Bernabei, et al. "First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI". European Physical Journal C, 2008, 56: 333–355.

- [31] R. Strauss, et al. (CRESST Collaboration). "A detector module with highly efficient surface-alpha event rejection operated in CRESST-II Phase 2". European Physical Journal C, 2015, 75: 352.
- [32] G. Angloher, et al. (CRESST Collaboration). "*Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector*". *European Physical Journal C*, **2014**, *74*(12): 3184.
- [33] G. Angloher, et al. (CRESST Collaboration). "Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector". European Physical Journal C, 2015, 76(1): 1–8.
- [34] C. E. Aalseth, et al. (CoGeNT Collaboration). "CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors". Physical Review D, 2013, 88: 012002.
- [35] C. E. Aalseth, et al. (CoGeNT Collaboration). "Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data". arXiv: 1401.3295.
- [36] C. E. Aalseth, et al. (CoGeNT Collaboration). "Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data". arXiv: 1401.6234.
- [37] R. Agnese, et al. (CDMS Collaboration). "Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II". Physical Review Letters, **2013**, 111(25): 251301.
- [38] R. Agnese, et al. (CDMS Collaboration). "Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles Using Voltage-Assisted Calorimetric Ionization Detection in the SuperCDMS Experiment". Physical Review Letters, 2014, 112(04): 041302.
- [39] R. Agnese, et al. (CDMS Collaboration). "Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS". Physical Review Letters, **2014**, 112(24): 241302.
- [40] E. Aprile and A. E. Bolotnikov and A. L. Bolozdynya and T. Doke. *Noble Gas Detectors*. Wiley Press, **2006**.
- [41] G. J. Alner, et al. (UK Dark Matter Collaboration). "First limits on nuclear recoil events from the ZEPLIN I galactic dark matter detector". Astroparticle Physics, **2005**, 23: 444.
- [42] R. Agnese, et al. (ZEPLIN-II Collaboration). "First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: A two-phase xenon detector for dark matter detection". Astroparticle Physics, **2007**, 28(4): 287.
- [43] D. Y. Akimov, et al. (ZEPLIN-III Collaboration). "WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III". Physical Letters B, 2012, 79: 14–20.

- [44] J. Angle, et al. (XENON Collaboration). "First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory". Physical Review Letters, 2008, 100(02): 021303.
- [45] E. Aprile, et al. (XENON100 Collaboration). "First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment". Physical Review Letters, **2010**, 105(13): 131302.
- [46] E. Aprile, et al. (XENON100 Collaboration). "Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data". Physical Review Letters, **2012**, 109(18): 181301.
- [47] E. Aprile, et al. (XENON Collaboration). "Search for Event Rate Modulation in XENON100 Electronic Recoil Data". Physical Review Letters, **2015**, 115(09): 091302.
- [48] E. Aprile, et al. (XENON Collaboration). "*Exclusion of leptophilic dark matter models using XENON100 electronic recoil data*". *Science*, **2015**, *349*(6250): 851–854.
- [49] E. Aprile, et al. (XENON1T Collaboration). "XENON1T at LNGS, Technical Design Report, October 2010". arXiv, **2015**: 1206.6288.
- [50] D. S. Arkerib et al. (LUX Collaboration). "The Large Underground Xenon (LUX) experiment". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2013, 704: 111– 126.
- [51] E. Aprile, et al. (XENON Collaboration). "First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility". Physical Review Letters, 2014, 112(09): 091303.
- [52] D. S. Arkerib, et al. (LZ Collaboration). "LUX-ZEPLIN(LZ) Conceptual Design Report". arXiv, 2015: 1509.02910.
- [53] K. Ueshima, et al. (XMASS Collaboration). "Scintillation-only based pulse shape discrimination for nuclear and electron recoils in liquid xenon". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2011, 659: 161–168.
- [54] K. Abe, et al. (XMASS Collaboration). "*Light WIMP search in XMASS*". *Physics Letters B*, **2013**, *719*: 78–82.
- [55] M. G. Boulay and A. Hime. "Technique for direct detection of weakly interacting massive particles using scintillation time discrimination in liquid argon". Astroparticle Physics, 2006, 25: 179–182.
- [56] A. Wright. "The DarkSide Program at LNGS". arXiv: 1109.2979.

- [57] T. Alexanderd, et al. (DarkSide Collaboration). "*Light Yield in DarkSide-10: a Prototype Two-phase Argon TPC for Dark Matter Searches*". arXiv: 1204.6218.
- [58] P. Agnes, et al. (DarkSide Collaboration). "First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso". arXiv: 1410.0653.
- [59] P. Agnes, et al. (DarkSide Collaboration). "*Low radioactivity argon dark matter search results from the DarkSide-50 experiment*". *arXiv*: 1510.00702.
- [60] H. O. Backa, et al. (DarkSide Collaboration). "First Large Scale Production of Low Radioactivity Argon From Underground Sources". arXiv: 1204.6024.
- [61] H. O. Backa, et al. (DarkSide Collaboration). "First Commissioning of a Cryogenic Distillation Column for Low Radioactivity Underground Argon". arXiv: 1204.6061.
- [62] A. Hime (MiniCLEAN Collaboration). "*The MiniCLEAN Dark Matter Experiment*". *Proceedings of the DPF-2011 Conference*, **2011**.
- [63] P. A. Amaudruz, et al. (DEAP Collaboration). "DEAP-3600 Dark Matter Search". arXiv: 1410.7673.
- [64] A. A. Abdo, et al. (The Fermi LAT and Fermi GBM Collaborations). "Fermi Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission from GRB 080916C". Science, 2009, 323: 922.
- [65] M. AjellLo, et al. (The Fermi LAT and Fermi GBM Collaborations). "Fermi-LAT Observations of High-energy γ -ray Emission Toward the Galactic Centre". arXiv: 1511.02938.
- [66] M. Ackermann, et al. (Fermi-LAT Collaboration). "Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data". Physical Review Letters, 2015, 115(23): 231301.
- [67] M. Aguilar, et al. (AMS Collaboration). "First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV". Physical Review Letters, 2013, 110(14): 141102.
- [68] L. Accardo, et al. (AMS Collaboration). "High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station". Physical Review Letters, 2014, 113(12): 121101.

- [69] M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration). "Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector". Science, **2013**, 342: 1242856.
- [70] M. G. Aartsen, et al. (IceCube Collaboration). "Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data". Physical Review Letters, 2014, 113(10): 101101.
- [71] M. G. Aartsen, et al. (IceCube Collaboration). "Search for dark matter annihilation in the Galactic Center with IceCube-79". European Physical Journal C, **2015**, 75: 492.
- [72] The IceCube-Gen2 Collaboration. "IceCube-Gen2 The Next Generation Neutrino Observatory at the South Pole Contributions to ICRC 2015". arXiv: 1510.05228.
- [73] CERN. "CERN LHC sees high-energy success". BBC News, 2013.
- [74] CERN. "Proton beams are back in the LHC". Accelerating science, 2015.
- [75] Hollis Hallet, A. C. "*Argon, Helium and the Rare Gases*". In: *Interscience Publishers*. New York/London: Springer Berlin Heidelberg, **1961**.
- [76] Mean Free Path, Molecular Collisions [techreport], 2011-1108. https://Hyperphysics. phy-astr.gsu.edu.
- [77] K. Ozone. Liquid Xenon Scintillation Detector for the New $\mu \rightarrow e\gamma$ Search Experiment [phdthesis]. Tokyo, **2005**.
- [78] D.S. Akerib, et al. (LUX Collaboration). "*Radiogenic and muon-induced backgrounds in the LUX dark matter detector*". *Astroparticle Physics*, **2015**, 62: 33–4.
- [79] E. Aprile, T. Doke. "Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics". Reviews of Modern Physics, **2010**, 82: 2053.
- [80] G. 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 [phdthesis]. New York, 2012.
- [81] A. Hitachi. "Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches". Astroparticle Physics, **2005**, 24: 247–256.
- [82] J. Jortner, et al. "Localized Excitations in Condensed Ne, Ar, Kr and Xe". Journal of Chemical Physics, 1965, 42: 4250.
- [83] N. Schwenter, E.-E. Kock and J. Jortner. "*Electronic Excitations in Condensed Rare Gases*". Springer Tracts in Modern Physics, **1985**.
- [84] A. Hitachi and T. Takahashi. "*Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon*". *Physical Review B*, **1983**, 27: 5279.
- [85] C. E. Dahl. *The physics of background discrimination in liquid xenon, and first results from XENON10 in the hunt for WIMP dark matter* [phdthesis]. Princeton, New Jersey, 2009.
- [86] Szydagis, M. and Barry, N. and Kazkaz, K. and Mock, J. and Stolp, D. and Sweany, M. and Tripathi, M. and Uvarov, S. and Walsh, N. and Woods, M. "*NEST: A Comprehensive Model for Scintillation Yield in Liquid Xenon*". *JINST*, **2011**, 6: P10002.
- [87] Szydagis, Matthew and Fyhrie, Adalyn and Thorngren, Daniel and Tripathi, Mani. "Enhancement of NEST Capabilities for Simulating Low-Energy Recoils in Liquid Xenon". JINST, 2013, 8: C10003.
- [88] Sorensen, Peter and Dahl, Carl Eric. "*Nuclear recoil energy scale in liquid xenon with application to the direct detection of dark matter*". *Phys. Rev.* **2011**, *D83*: 063501.
- [89] B. A. Dolgoshein, et al. "Luminescence Induced by Alpha Particles in Liquid Xenon in an Electric Field". JETP Lett, **1967**, 6: 224.
- [90] K. Ni. Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search [phdthesis]. New York, **2006**.
- [91] J. L. Pack, R. E. Voshall and A. V. Phelps. "Drift Velocities of Slow Electrons in Krypton, Xenon, Deuterium, Carbon Monoxide, Carbon Dioxide, Water Vapor, Nitrous Oxide, and Ammonia". Phys. Rev. 1962-09: 2084–2089.
- [92] L. S. Miller, S. Howe and W. E. Spear. "*Charge Transport in Solid and Liquid Ar, Kr, and Xe*". *Phys. Rev.* **1968**, *166*: 871–878.
- [93] K. Yoshino, U. Sowada and W. F. Schmidt. "*Effect of molecular solutes on the electron drift velocity in liquid Ar, Kr, and Xe*". *Phys. Rev.* **1976**, *A14*: 438–444.
- [94] E. Aprile, K. L. Giboni, P. Majewski and K. Ni. "*Proportional light in a dual-phase xenon chamber*". *Nuclear Science IEEE Transactions on*, **2004**, *51*(5): 1986–1990.
- [95] E. Aprile et al. "Simultaneous Measurement of Ionization and Scintillation from Nuclear Recoils in Liquid Xenon for a Dark Matter Experiment". Phys. Rev. Lett. 2006-08: 081302.
- [96] Yucheng Wu, Xiqing Hao, Qian Yue, et al. "Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing underground Laboratory". Chin. Phys. **2013**, C37(8): 086001.

- [97] Ke-Jun Kang et al., (CDEX Collaboration). "Introduction to the CDEX experiment". *Front. Phys. China*, **2013**, 8: 412–437.
- [98] Cao X G, Chen X, Chen Y H, et al. (PandaX Collaboration). "PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL". Sci. China Phys. Mech. Astron. 2014, 57: 1476– 1494.
- [99] Gong, H. and Giboni, K. L. and Ji, X. and Tan, A. and Zhao, L. "*The Cryogenic System* for the Panda-X Dark Matter Search Experiment". JINST, **2013**, 8: P01002.
- [100] "Hamamatsu Photonics K.K." In: http://www.hamamatsu.com/us/en/index. html.
- [101] K. Lung et al. "Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-Inch Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiments". Nucl. Instrum. Meth. 2012, A696: 32–39.
- [102] Jiang W Q, Gu S D, Joseph J, et al. "Suppressing ringing caused by large photomultiplier tube signals". Chinese Physics C, **2012**, *36*(3): 235–240.
- [103] Xiangxiang Ren, et al. "*The Electronics and Data Acquisition System for the PandaX-I Dark Matter Experiment*". **2016**.
- [104] "CAEN V1724 Manual". In: http://www.caen.it.
- [105] Zhou Wang, Lei Bao, Xihuan, Hao and Yonglin Ju, et al. "Design and construction of a cryogenic distillation device for removal of krypton for liquid xenon dark matter detectors". Review of Scientific Instruments, **2014**, 85: 015116.
- [106] A. Dobi, C. G. Davis, C. Hall, T. Langford, S. Slutsky, and Y.-R. Yen. "Detection of *krypton in xenon for dark matter applications*". *Nucl. Instrum. Meth.* **2011**, *A665*: 1–6.
- [107] E. Brown, et al. "In situ measurements of Krypton in Xenon gas with a quadrupole mass spectrometer following a cold-trap at a temporarily reduced pumping speed". JINST, 2013, 8: P02011.
- [108] Shaoli Li, et al. "*Performance of Photosensors in the PandaX-I Experiment*". JINST, **2016**, *11*(02): T02005.
- [109] M. J. Xiao et al. (PandaX Collaboration). "First dark matter search results from the PandaX-I experiment". Sci. China Phys. Mech. Astron. 2014, 57: 2024–2030.

- [110] "Introduction to Binary Decision Tree". In: http://pages.iu.edu/~hgevans/p411p610/material/11_classify/bdt.html.
- [111] J. Angle, et al. (XENON10 Collaboration). "First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory". Physics Review. Letters. 2008, 100: 021303.
- [112] Qing Lin. *Qing Lin's PhD thesis* [phdthesis]. Shanghai, **2015**.
- [113] Hamamatsu Photonics K.K. *PHOTOMULTIPLIER TUBES: principles & applications, 3rd edition.* Hamamatsu Photonics K.K., **2002**.
- [114] Baudis, L. and Behrens, A. and Ferella, A. and Kish, A. and Marrodan Undagoitia, T. and Mayani, D. and Schumann, M. "*Performance of the Hamamatsu R11410 Photomultiplier Tube in cryogenic Xenon Environments*". *JINST*, **2013**, 8: P04026.
- [115] D. Yu. Akimov et al. "*Noise characteristics of low-background Hamamatsu R11410-20 photomultiplier tubes*". *Instrum. Exp. Tech.* **2015**, *58*(3): 406–409.
- [116] M. Xiao. "MC study of the muon induced background for the PandaX experiment". In: 2010. http://pages.iu.edu/~hgevans/p411-p610/material/11_classify/ bdt.html.
- [117] X. Liu. "Neutron background study". In: 2012. http://pandax.physics.sjtu.edu. cn/wiki/lib/exe/fetch.php?media=monte_carlo:pandaxmc_neutron.pdf.
- [118] G. J. Feldman and R. D. Cousins. "A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals". Phys. Rev. **1998**, D57: 3873–3889.
- [119] 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, 1996, 6: 87–112.
- [120] Martin C. Smith, er al. "*The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed*". Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **2007**, 379: 755–772.
- [121] Christopher Savage, Katherine Freese, Paolo Gondolo. "Annual Modulation of Dark Matter in the Presence of Streams". Phys. Rev. **2006**, D74: 043531.
- [122] E. Aprile et al. (XENON100 Collaboration). "Observation and applications of singleelectron charge signals in the XENON100 experiment". J. Phys. **2014**, *G41*: 035201.

- [123] X. Xiao et al. (PandaX Collaboration). "Low-mass dark matter search results from full exposure of the PandaX-I experiment". Phys. Rev. 2015, D92(5): 052004.
- [124] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, Ofer Vitells. "Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics". Eur. Phys. J. 2011, C71: 1554.
- [125] Q.Yue et al. (CDEX Collaboration). "Limits on light WIMPs from the CDEX-1 experiment with a p-type point-contact germanium detector at the China Jingping Underground Laboratory". Phys. Rev. 2014, D90: 091701.
- [126] G. Angloher, et al. (CRESST Collaboration). "*Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search*". *European Physical Journal C*, **2012**, 72(4): 1–22.
- [127] A. Tan et al. "Dark Matter Search Results from the Commissioning Run of PandaX-II". arXiv, 2016: 1602.06563.

致 谢

时光荏苒,一转眼这已经是我在交大的第11个年头了。六年的博士生涯漫长却又 短暂,无尽的科研之路艰辛却又幸福。值此论文完成之际,我要特别感谢这一路上对我 的工作和生活给予莫大帮助的师长和同学。

首先,我要感谢我的导师刘江来教授。2009年10月,在季向东教授的推荐下,一 封越洋邮件使我有幸成为了刘老师归国后的第一个学生。所谓师者,传道授业解惑也。 作为导师,刘老师将我领入了粒子物理这个奇妙的领域,并为我在交大攻读博士学位期 间,提供了工作和生活上的莫大帮助。对此,我将铭记终身。回首这六年的科研工作经 历,刘老师对我最大的帮助或许不是他传授了我多少专业技能,或是指导了多少学术论 文;而是他教会了我一种素养,一种从事科研和学术应该有的素养。作为 PandaX 实验 的第二负责人,刘老师始终奋战在科研的第一线。无论是实验的硬件建设,还是数据软 件分析,刘老师都身体力行,并给予了我最直接的指导和帮助。更重要的是,刘老师视 科研如生命的态度极大地感染了我,进而在我心中形成了一道无形的标杆。刘老师让我 切身意识到,杰出的物理学家应该是怎么样的,真正的学术应该是怎么样的。我也始终 坚信,只有秉承这种对学术最纯粹的追求,自己才能在科研的领域真正有所作为。"高 山仰止,景行行止",师之长者,大抵如斯也!

然后,我要感谢 PandaX 项目的负责人,季向东教授。2009 年秋季,正值大学四年级的我,打算前往中科院高能所继续攻读博士学位。而就在这一年夏天,季老师来到交大执掌物理系,并着手高能物理学科的建设。与季老师一番长谈后,我最终选择留在了交大。而自己在整个博士生涯的发展也证明,当初的这个决定无疑是正确的。对于季老师当初的教诲,我至今仍心存感激。作为物理学家,季老师对科研孜孜不倦的追求令人敬佩。而作为 PandaX 项目的负责人,季老师的睿智与魄力令人印象深刻。我要特别感谢季老师对我工作的信任与认可。我的整个博士阶段贯穿着 PandaX-I 实验的发展。在PandaX-I 实验的建设、调试和运行期间,我长期驻守在锦屏地下实验室,并担任现场协调人。正是由于季老师的信任与支持,我才能够在实验中快速成长。

我要感谢 PandaX-I 合作组内的 Karl-Ludwig Giboni 教授、倪凯旋教授、刘湘特别研 究员、赵力老师和张涛老师。由于你们的指导与帮助,我才能迅速熟悉并掌握 PandaX-I 实验的制冷、液氙时间投影室、材料检测站、屏蔽体等各个子系统。时至今日,我仍记 得五年前的某个周六早晨,Karl 带着我在物理楼 316 回收小系统内的液氙。那是我第一 次接触制冷系统。虽然没有亲自操作,但 Karl 耐心详细的讲解使我对制冷系统有了最

原始的理解。我也十分珍惜与倪老师与一起工作的时光。他对于探测器的理解帮助我们 以最快的速度成长。而刘湘老师的亦师亦友、赵力老师的兢兢业业、张涛老师的恪尽职 守、这些都是我在 PandaX-I 科研经历中所收获的宝贵财富。

当然,我还要感谢你们,亲爱的 PandaX-I 战友们: 谌勋、崔详仪、龚昊伟、胡捷、李 绍莉、林箐、任祥祥、谈安迪、王旭明、肖翔、谢鹏伟...... 感谢你们长期以来对我工作的 支持与帮助。与你们在锦屏地下实验室一起工作的经历将成为我一生永不磨灭的印记。

最后,我要感谢这些年来默默关爱和支持我的父母和兄长,做一个你们眼中有用的 人是我最大的奋斗动力。我要特别感谢我的太太,张呈诚。相恋的十一个年头里总是聚 少离多,但她总是选择默默守候。从 2012 年 8 月中旬随 PandaX-I 探测器一起进入锦屏 地下实验室,到 2014 年 3 月中旬探测器稳定取数,我在锦屏现场工作的时间超过了 15 个月。尤其是在 PandaX-I 实验安装、调试最关键的 2013 年,我有将近 11 个月都在锦屏 地下实验室工作,而在上海 (家里)的时间加起来一共还不到 20 天。对此,她从未有过 丝毫怨言,而是选择打理好家里的一切来支持我的工作。而当我在上海的时候,她每天 下班后也总是选择在实验室陪我一起度过枯燥乏味的科研时光,直至深夜。另外,我也 要感谢我太太不慕名不逐利的朴素价值观。在我读博期间,她承担了家里的经济压力, 并一直宽慰我不要被家庭和生活的琐碎所羁绊。太太的鼓励与包容使我在而立之年仍可 以全身心地投入到自己所热爱的科研工作,也更加坚定了自己纯粹科研的学术信仰。

谨以此文献给我的太太,张呈诚!

攻读学位期间发表的学术论文

- [1] M. J. XIAO, ET AL. (PANDAX COLLABORATION). First dark matter search results from the PandaX-I experiment. Sci. China Phys. Mech. Astron. 57, 2024 (2014).
- [2] X. XIAO, ET AL. (PANDAX COLLABORATION). Low-mass dark matter search results from full exposure of the PandaX-I experiment. Phys. Rev. D92, 052004 (2015)
- [3] CAO X G, CHEN X, CHEN Y H, ET AL. (PANDAX COLLABORATION). PandaX: A liquid xenon dark matter experiment at CJPL. Sci China-Phys Mech Astron, 57(8): 1476–1494 (2014).
- [4] S. LI, ET AL. Performance of Photosensors in the PandaX-I Experiment. accepted by JINST, arXiv:1511.06223 (2015).
- [5] X. REN, X. CHEN, X. JI, S. LI, S. LEI, J. LIU, M. WANG, M. XIAO, P. XIE, AND B. YAN,. The Electronics and Data Acquisition System for the PandaX-I Dark Matter Experiment. arXiv:1602.00858 (2016).
- [6] A. TAN, ET AL. (PANDAX COLLABORATION). Dark Matter Search Results from the Commissioning Run of PandaX-II. arXiv:1602.06563 (2016).
- [7] J. HU, H. GONG, Q. LIN, K. NI, A. TAN, Y. WEI, M. XIAO, X. XIAO, L. ZHAO. Development of the Liquid Level Meters for the PandaX Dark Matter Detector. Chinese Physics C Vol. 38, No. 5 (2014) 056002.
- [8] Q. LIN, Y. WEI, J. BAO, J. HU, X. LI, W. LORENZON, K. NI, M. SCHUBNELL, M. XIAO, X. XIAO. High Resolution Gamma Ray Detection in a Dual Phase Xenon Time Projection Chamber. JINST 9 (2014) P04014.

攻读学位期间参与的项目

[1] 973 项目 "PandaX (Particle AND Astrophysics experiment with Xenon)"