

博士学位论文

利用 PandaX 二期探测器寻找暗物质

作者姓名 :_	王秋红
指导教师 : _	马余刚 研究员 中国科学院上海应用物理研究所
学位类别:	理学博士
_ 学科专业:	
,…、… 培养单位:	中国科学院上海应用物理研究所

2020年12月

PandaX-II Experiment for Dark Matter Search

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

Wang Qiuhong

Supervisor: Professor Ma Yugang

Shanghai Institute of Applied Physics,

Chinese Academy of Sciences

December, 2020

中国科学院大学

研究生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。尽我所知,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研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献 的其他个人和集体,均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名: 主秋的 日期: 2020,10.30

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定,即中 国科学院有权保留送交学位论文的副本,允许该论文被查阅,可以按照学术研究 公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容,可以采用影印、 缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名: **主保公** 导师签名: 日期: **2020.10.30**日期:

学位论文版权使用授权书

本人完全了解中国科学院大学有关保留、使用学位论文的 规定,即:学校有权保存学位论文的印刷本和电子版,并提供 目录检索与阅览服务;学校可以公布论文的全部或部分内容, 可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存学位论文。

本人同意《中国优秀博硕士学位论文全文数据库》出版章 程的内容,愿意将学位论文提交《中国学术期刊(光盘版)》 电子杂志社,编入 CNKI 学位论文全文数据库并充实到"学位 论文学术不端行为检测系统"比对资源库,同意按章程规定享 受相关权益。

保密论文在解密后遵守此规定。

201010.10 论文作者签名: 王仪 纪 指导教师签名: 日期: 2020年10月30日

摘要

众多的天文学和宇宙学观测都表明了暗物质的存在,且是宇宙物质组成的 主要部分。大质量弱相互作用粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP) 被认为是最有可能的暗物质候选粒子。关于 WIMP 暗物质粒子的直接探测已经 成为当今物理学的前沿课题。最近几十年来,国际上已有各种地下探测实验(例 如 XENON、LUX)展开了对 WIMP 暗物质的直接测量。

位于中国锦屏地下实验室(CJPL)的 PandaX 实验采用先进的二相型氙时间投影室技术,对 WIMP 暗物质进行直接探测,通过测量暗物质等稀有物理事件在液氙中产生的发光和电离信号,进而得到信号发生的位置和能量。PandaX 实验组由来自上海交通大学、上海应用物理研究所等十多所研究机构的成员组成。其一期实验 PandaX-I 在 2016 年已经完成,以 54.0 千克 × 80.1 天的曝光量取得了当时国际前沿的暗物质探测结果。二期实验 PandaX-II 利用 500 千克级的液氙进行更大规模的 WIMP 暗物质直接探测,于 2016 年开始运行,到 2019 年6月正式结束运行,总共积累了 132 吨·天曝光量的暗物质探测数据。PandaX-II 在 2016 和 2017 年分别发布了曝光量为 33 吨·天和 54 吨·天的探测数据,对于40 GeV/c² 的 WIMP 质量得到自旋不相关的 WIMP-核子弹性散射截面的上限分别为 2.5 × 10⁻⁴⁶ 和 8.6 × 10⁻⁴⁷ cm²,是当时世界上最好的探测结果。

这篇博士论文将主要介绍 PandaX-II 实验以及对 132 吨 · 天的全部曝光量数 据的分析。数据分析部分主要讨论分析过程里的一些关键课题和各种分析技术 的改进,包括: PandaX-II 的数据处理流程,信号的质量选择条件,探测器的响 应修正,对信号的位置、能量进行重建,低能核反冲与电子反冲事例的刻度和信 号模型,探测器中各种本底的估计,对最终候选事例的选择与讨论,以及通过 剖面似然拟合分析最终得到的探测灵敏度和排除曲线。通过对 PandaX-II 全部曝 光量数据的分析,我们没有发现相对于本底的明显 WIMP 信号超出,由此得到 对自旋不相关的 WIMP-核子弹性散射截面上限,其最小排除点是在 WIMP 质量 30 GeV/c² 处,散射截面上限为 2.2×10⁻⁴⁶ cm²。通过该研究,我们完善了关于液 氙探测器的实验与数据分析技术,能够为下一代四吨级液氙实验 PandaX-4T 提 供重要经验,以进一步覆盖 WIMP 暗物质信号的参数空间。

Ι

关键词:暗物质,WIMP,液氙,PandaX-II

Abstract

Substantial evidence from astrophysical and cosmological observations support the existence of dark matter (DM), and show that DM is a major part of the composition of the universe. Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) are considered to be one of the most likely candidates of DM particle. The direct search for WIMPs has become a frontier topic in physics today. In recent decades, various underground detection experiments (such as XENON, LUX) have launched direct search for WIMPs.

The PandaX experiment, located in the China Jinping Underground Laboratory (CJPL), employs the advanced dual phase xenon time projection chamber to directly detect WIMPs, and observes the luminescence and ionization signals generated by the rare DM interaction in liquid xenon, and further reconstructs the location and energy of the events. PandaX collaboration consists of members from more than ten universities and institutes including Shanghai Jiaotong University and Shanghai Institute of Applied Physics. The first phase of the experiment, PandaX-I, was completed in 2016, with an exposure of 54.0 kg × 80.1 day to obtain the leading DM search results in the world at that time. The second phase of the experiment, PandaX-II, with a half-ton scale liquid xenon target, started to performe a extensive WIMP search in 2016, and officially ended in June 2019, accumulating a total exposure of 132 ton-day. PandaX-II reported the most stringent limit on the spin-independent (SI) elastic WIMP-nucleon scattering cross section with a total exposure of 33 ton-day in 2016 and 54 ton-day in 2017, and the minimum excluded cross section was set to be 2.5×10^{-46} and 8.6×10^{-47} cm² for the WIMP mass of 40 GeV/ c^2 , respectively.

In this dissertation, I will focus on the PandaX-II experiment and the data analysis for the full 132 ton day exposure. For the data analysis, some key topics in the analysis process and the improvement of various analysis techniques will be mainly discussed, including the data processing in PandaX-II, data quality cuts, detector response and correction, position reconstruction and energy reconstruction, calibration of low energy nuclear recoil and electron recoil events and the corresponding signal model, backgrounds estimation, selection and discussion on final candidates in DM search data, and the final sensitivity and exclusion limit by the profile likelihood fitting method. In the analysis on the full exposure data of PandaX-II, no significant excess is found above the background, leading to an uppper limit of the SI elastic WIMP-nucleon cross section with a lowest excluded value of 2.2×10^{-46} cm² at a WIMP mass of 30 GeV/ c^2 . With the above research, we develop experimental and analysis techniques for liquid xenon detectors, and acquire crucial experiences for the next generation of PandaX program, i.e., PandaX-4T, to explore more parameter space of WIMPs in the future.

Keywords: Dark Matter, WIMP, Liquid Xenon, PandaX-II

—	
ж	

第1章	引言 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	1
1.1 暗牧]质存在的证据	1
1.1.1	星系旋转曲线·····	2
1.1.2	子弹星系团 ······	2
1.1.3	宇宙微波背景辐射 ······	3
1.2 暗牧	□质候选粒子・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	4
1.2.1	惰性中微子 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	5
1.2.2	轴子	5
1.2.3	大质量弱相互作用粒子(WIMP) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	5
1.3 WIN	4P 暗物质探测 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	6
1.3.1	对撞机实验 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	6
1.3.2	间接探测暗物质 ······	7
1.3.3	直接探测暗物质 ······	10
1.4 二相	到型液氙时间投影室 ······	17
1.4.1	液氙的特性 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	17
1.4.2	二相型液氙时间投影室的探测原理 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	21
第2章	PandaX-II 实验介绍	27
2.1 中国]锦屏地下实验室 ······	27
2.2 Pan		
	laX-Ⅱ 探测器 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	29
2.2.1	laX-Ⅲ 探测器 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	29 29
2.2.1 2.2.2	laX-Ⅲ 探测器 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	29 29 31
2.2.1 2.2.2 2.2.3	laX-II 探测器 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	29 29 31 33
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pane	iaX-II 探测器 被动屏蔽系统 被动屏蔽系统 时间投影室 时间投影室 3)度系统 iaX-II 运行历史和数据总结 11	29 29 31 33 35
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pane 第 3 章	daX-II 探测器 被动屏蔽系统 被动屏蔽系统 时间投影室 时间投影室 可加 刻度系统 1 bax-II 运行历史和数据总结 1 PandaX-II 数据的事例重建和质量条件 1	 29 29 31 33 35 41
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pand 第 3 章 3.1 数据	daX-II 探测器 被动屏蔽系统 被动屏蔽系统 时间投影室 时间投影室 可加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加加	 29 29 31 33 35 41 41
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pand 第3章 3.1 数据 3.1.1	daX-II 探测器 被动屏蔽系统 时间投影室 刻度系统 刻度系统 daX-II 运行历史和数据总结 PandaX-II 数据的事例重建和质量条件 發埋流程 Bamboo-Shoot	 29 29 31 33 35 41 41 42
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pand 第3章 3.1 数据 3.1.1 3.1.2	daX-II 探测器 被动屏蔽系统 时间投影室 刻度系统 刻度系统 laX-II 运行历史和数据总结 PandaX-II 数据的事例重建和质量条件 發处理流程 Bamboo-Shoot PandaX-Chain	 29 29 31 33 35 41 41 42 43
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pand 第 3 章 3.1 数据 3.1.1 3.1.2 3.1.3	daX-II 探测器 被动屏蔽系统 时间投影室 刻度系统 alaX-II 运行历史和数据总结 PandaX-II 数据的事例重建和质量条件 發处理流程 Bamboo-Shoot PandaX-Chain PandaX-Tools 和 EventSelector	 29 29 31 33 35 41 41 42 43 44
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pand 第 3 章 3.1 数据 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.2 光电	daX-II 探测器 被动屏蔽系统 时间投影室 刻度系统 alaX-II 运行历史和数据总结 PandaX-II 数据的事例重建和质量条件 發处理流程 Bamboo-Shoot PandaX-Chain PandaX-Tools 和 EventSelector 2	 29 29 31 33 35 41 41 42 43 44 44
2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.3 Pand 第 3 章 3.1 数据 3.1.1 3.1.2 3.1.3 3.2 光电 3.2.1	daX-II 探测器 被动屏蔽系统 时间投影室 刻度系统 动度系统 daX-II 运行历史和数据总结 PandaX-II 数据的事例重建和质量条件 發处理流程 Bamboo-Shoot PandaX-Chain PandaX-Tools 和 EventSelector 增益刻度 光电管运行状况	 29 29 31 33 35 41 41 42 43 44 44 44

3.2.3	低增益光电管的修正 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	48
3.3 信号	的位置重建 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	50
3.3.1	垂直方向的位置重建 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	50
3.3.2	水平方向的位置重建 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	50
3.4 信号	选取的质量条件 ·····	58
3.4.1	对 S1 信号的质量条件 ······	59
3.4.2	对 S2 信号的质量条件 ······	62
3.4.3	对事例位置重建的质量条件	65
3.4.4	其它质量条件	66
3.4.5	信号质量条件的 "平顶" 选择效率 $\epsilon_{ ext{plateau}}$ · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	68
第4章 P	andaX-II 探测器的响应和刻度·····	71
4.1 探测	器的非均匀性修正 ······	71
4.1.1	S1 信号修正 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	72
4.1.2	S2 信号垂直方向的修正 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	74
4.1.3	S2 信号水平方向的修正 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	75
4.2 BLS	非线性修正 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	76
4.3 单电	子增益 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	78
4.4 信号	的能量重建 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	79
4.4.1	Run 9 PDE 和 EEE 的扫描 ·····	80
4.4.2	Run 10 PDE 和 EEE 的扫描 ·····	83
4.4.3	Run 11 PDE 和 EEE ·····	85
4.5 核反	冲与电子反冲刻度 ·····	89
4.5.1	核反冲与电子反冲事例分布	89
4.5.2	PandaX-II 信号模型 ·····	90
4.5.3	S1 和 S2 信号选择效率 ······	92
第5章 P	PandaX-II 暗物质探测数据中的本底估计 · · · · · · · · ·	95
5.1 电子	反冲本底 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	95
5.1.1	¹²⁷ Xe 本底 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	95
5.1.2	氚本底 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	98
5.1.3	探测器材料伽马本底 ······	99
5.1.4	¹³⁶ Xe 的双 β 衰变和太阳中微子本底 ····································	100
5.1.5	²²⁰ Rn 本底 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	101
5.1.6	²²² Rn 本底	101
5.1.7	氪本底	104
5.2 中子:	本底 ·····	106

5.2.1 估计中子本底的新方法 ······ 106
5.2.2 利用 AmBe 数据进行刻度 ······ 108
5.2.3 中子探测器模拟的改进 113
5.2.4 新方法得到的 PandaX-II 中子本底 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
5.3 偶然符合本底
5.3.1 孤立 S1 信号 ······ 120
5.3.2 孤立 S2 信号 ······ 121
5.3.3 随机匹配孤立 S1 和孤立 S2 与 BDT 方法 123
5.4 表面本底
5.5 PandaX-II 本底水平总结 ······ 128
 第6章 PandaX-II 暗物质探测数据中的最终候选事例 ······ 131 6.1 暗物质信号探测的选择条件 ····· 131 6.2 最终候选事例及分布 ···· 134 6.3 泄露事例的讨论 ···· 136
第7章 PandaX-II 实验的 WIMP 探测灵敏度和排除线 ······ 139
7.1 剖面似然拟合分析
7.2 探测灵敏度和最终排除线 142
第8章 总结和展望 ····· 145
参考文献
攻读学位期间发表的学术论文与研究成果 ······ 155
致谢

图形列表

1.1 M-33 星系旋转曲线 [4]。 ······	2
1.2 子弹星系团 [7]。	3
1.3 WMAP 测量的宇宙微波背景辐射图 [8]。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	4
1.4 三种探测 WIMP 暗物质的方法示意图。	7
1.5 ATLAS (a) [17] 和 CMS (b) [18] 实验对暗物质与核子相互作用截面的	
上限。	8
1.6 Fermi-LAT 得到的暗物质湮灭截面的上限,包括 $b\bar{b}$ 衰变道 (a) 和 $\tau^+\tau^-$	
衰变道 (b) [19]。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	8
1.7 悟空卫星数据中的高能宇宙线电子与正电子能谱 [23]。	9
1.8 AMS-02 测得的反质子、质子、电子、正电子谱 [26]。	9
1.9 IceCube 实验得到的对暗物质不同湮灭道的探测灵敏度(虚线)和截	
面上限(实线) [33]。	10
1.10 WIMP 粒子、中子、光子和电子与原子的散射示意图 [35]。	11
1.11 暗物质直接探测实验的信号类型以及使用的相应靶物质。	12
1.12 世界上各类暗物质直接探测实验及其所在实验室的地理位置分布。	13
1.13 DAMA/LIBRA 实验 1.04 吨-年数据关于年调制效应的结果 [36]。 ··	14
1.14 SuperCDMS Soudan 实验中最终候选事例分布 (a) 和设置的 WIMP-核	
子反应截面的排除曲线 (b) [38]。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	15
1.15 XENON1T 实验 1 吨-年数据的低能候选事例分布 [43]。 ·······	16
1.16 XENON1T 实验 1 吨-年数据得到的自旋不相关 WIMP-核子散射截面	
的上限和相应灵敏度 [43]。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	17
1.17 100 GeV的 WIMP 暗物质与不同靶物质核素(氙、锗、氩、氖)发生自旋	
不相关散射产生的积分反冲能谱,其中假设散射截面为10 ⁻⁴⁵ cm ² [46]。	
	18
1.18 不同能量的光子在液氙中的平均自由程 (a) 和衰减系数及反应方式	
(b) [47]。	19
1.19 XENON1T 实验 1 吨-年数据得到的单次散射事例在探测器中的位置	•
	20
1.20 PandaX-II 403.1 大致据集里 [1,3] MeV 泡围的能谱与本低拟合 (a) 和	22
	22
	22
1.22	24
余 [フ /−フソ]。 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	24

1.2	3 二相刑 TPC 由通过 S1 S2 波形区分 WIMP 信号和木底	25
1.2.		23
1.24		26
	μ [00]。	20
2.1	世界上各个深地实验室的深度 (a) 和缪子流通量 (b) [66]。 · · · · · · · ·	28
2.2	中国锦屏地下实验的地理位置 (a) 和锦屏山剖面 (b)。 · · · · · · · · · · ·	28
2.3	CJPL-II 布局示意图 [68]。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	29
2.4	CJPL-I 里的 PandaX 设备照片。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	30
2.5	PandaX-I和 PandaX-II 实验的被动屏蔽系统。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	31
2.6	铜罐与铜屏蔽体之间充氮气的管道装置 [69]。 •••••••••••••	32
2.7	PandaX-II TPC 的设计图,分别为包括内层与外层 PTFE 反射板的剖	
	面图 (a) 和显示出 "skin" 区域的全视图 (b)。	32
2.8	PandaX-II TPC 组装照片 (a) 和标注详细的示意图 (b)。 ·········	33
2.9	安装在铜罐内表面的两圈 PTFE 管道 (a),与不锈钢管道的密封连接	
	(b) 和位置示意图 (c)。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	34
2.10	0 在探测器的循环管路和提纯系统(黑色)中接入气体源注入系统(红	
	色) [71]。	35
2.1	1 PandaX-II 期间暗物质探测曝光量的累积(黑色折线)和电子寿命的	
	变化(蓝色曲线,对应右侧纵轴)。四条黑色横虚线代表暗物质探测	
	数据集的划分。不同颜色的竖带表示 PandaX-II 期间相应时间段的运	
	行操作模式,包括 AmBe 源的 NR 刻度(蓝绿色)、氚化甲烷的 ER 刻	
	度(淡红色)、 ²²⁰ Rn 源的 ER 刻度(品红色)、 ^{83m} Kr 刻度(黄色)、	
	BLS 效应研究(绿色)、液氙精馏(灰色)和探测器调试(浅绿色)。	36
2.12	2 Run 10 和 Run 11 期间探测器电场设置示意图。 · · · · · · · · · · · · · · · ·	38
3.1	PandaX-II UDM 流程图 [72]。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	42
3.1	$PandaX_II 而部(左图)和底部(右图)光由管阵列分布和相应编号$	12
5.2		
	3 个光电管(棕色)的分布。	45
33	$PandaX_II 运行期间在物理上手动关掉的四个光由管的时间轴分布(里$	
5.5	各圆圈)。关掉的光电管编号(原因)依次为 ch10803(严重的跟随脉	
	冲)、ch10604 (base 损坏)、ch11201 (base 损坏)和 ch11007 (打火)。	46
3.4	三英寸光电管 ch10704 的 LED 刻度信号谱(黑色直方图)和相应的	
	三高斯拟合(红色曲线),图例中的"p5"即单光电子峰的中心值,也	
	就是光电管对应的增益,单位为 ADC·bit/PE。 · · · · · · · · · · ·	47
3.5	PandaX-II Run 10 和 Run 11 期间对高增益光电管通过 LED 单光电子	
	峰拟合得到的增益(黄色圆圈)和通过对称光电管进行修正后的增益	
	(浅紫色方形)随时间的变化。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	47

3.6 低增益光电管 ch10707 和高增益光电管 ch10300 的 LED 信号谱比较	
(a) 和对低增益光电管信号谱的三高斯拟合结果 (b)。 · · · · · · · · · · · ·	48
3.7 低增益光电管 ch10707 和与之旋转对称的光电管的分布。	49
3.8 低增益光电管 ch10707(蓝色)和与其旋转对称的光电管(其他颜色)	
对应的 <i>α</i> 事例的 <i>S</i> 1 谱。 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	49
3.9 PandaX-II Run 10 和 Run 11 期间对于低增益光电管通过 LED 单光子	
峰拟合得到的增益(绿色圆圈)和通过对称光电管进行修正后的增益	
(红色方形)随时间的变化。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	50
3.10 AnaData 数据中 Run 10 单次散射事例的漂移时间分布。其最大漂移	
时间为 360 μs。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	51
3.11 anaPAF 算法的迭代示意和迭代过程中 164 keV 事例的位置分布变	
化。	54
3.12 外围光电管(标号为 PMT66)的光探测概率分布 $\eta_i(r)$ vs. r 以及使用	
光接收函数进行拟合的结果。	55
3.13 重心法 COG、模板匹配法 TM 和光接收函数法 anaPAF 对 164 keV 事	
例进行位置重建得到的径向分布及比较。	55
3.14 采用 simPAF 算法 (a) 和 anaPAF 算法 (b) 重建得到的 ^{83m} Kr 事例在	
水半万回上的分布,以及两者在径回分布上的比较 (c)。simPAF 算法	
相比于 anaPAF 昇法侍到的分布在两个尤电官夫捍的左下用处更为稳定。	57
<i>L</i> 。 2.15 <u>大</u> 业中答 ab 10005 的中心 (162 mm 141 mm) 协 <u>天</u> 国会数 (特复大	57
5.15 任元电官 Cn10905 的中心 (163 mm, 141 mm) 处, 个问参数 (行氟ル 反射率, 垂直发来位置。) 下的探测哭来描拟得到的来分布和数据由	
x_{2} 的 S ² 由荷分布的比较。通过计算 $\sqrt{2}$ 可以得到该光由管中心位置对	
应的特氟龙反射率和垂直发光位置的最优值。	57
3.16 基于模拟得到的光电管 ch10906 对应的光接收函数。	58
3.17 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例的 S1 顶部-底部由荷非对称性相对	
于漂移时间的分布以及相应的 S1AsvCut (红线). 并按照 S1 大小分	
成三段: $S1 \le 40$ PE (a)、 $40 < S1 \le 200$ PE (b) 和 $S1 > 200$ PE (c)。	60
3.18 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例关于 S1/nPMT vs. S1 的分布,分为	
两段: S1 ≤ 200 PE (a) 和 S1 > 200 PE (b)。相应的 S1PerPmtCut 如图	
中红线所示。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	60
3.19 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例关于 $Q_{max}^b/S1_b$ vs. S1 (a) 和 $Q_{max}^t/S1$	
vs. S1 (b) 的分布,以及相应的 S1PatternCut (红线)。	61
3.20 呈 "波状起伏" 的相干噪声的波形示例。	62
3.21 PandaX-II中 2018年 AmBe 事例的正向-反向脉冲信号比 (a)和 S1 _{esum} /S	S 1
比值 (b) 相对于 $S1$ 的分布,以及相应的 S1NoiseFilter 质量条件(红	
线)。	63

3.22 PandaX-II 中 ^{83m} Kr 事例关于 <i>S</i> 2 顶部-底部电荷比与半径的分布,其中顶部 <i>S</i> 2 电荷分别不考虑关掉的光电管 (a) 和手动补足关掉光电管	
对应的电荷 (b),S2AsyCut 质量条件(红线)是基于后者建立的。 ··	64
3.23 PandaX-II 中 AmBe 事例的 S2 十分之一高宽 (a) 与全宽度 (b) 相对	-
于漂移时间的分布,以及由此建立的 GasCut 质量条件(红线),和	I
GasCut 去掉事例(黑点)在水平方向上的分布 (c)。 · · · · · · · · · ·	65
3.24 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例关于两种重建算法得到的位置距离	i
Δr 的径向分布 (a). 和基于 simPAF 算法重建位置的似然度 L 的径向	,
分布 (b). 以及相应的 drCut 质量条件(红线)。	66
3.25 Danda V II 由港모所右居昌冬姓的 S1 的数量公本和相应的冬姓(约	
3.25 TanuaX-II 中海尼州中灰皇亲干的 51 的效量分中和伯应的亲干(51 余)	67
	. 07
3.20 PandaA-II 中网门相动的融友事例的时间间隔万布和相应的余件(红	
	67
3.27 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例天士 log ₁₀ (UnExpQ) vs. S1 的分布	
以及相应的质量条件(红线 $y = \log_{10} 280$)。	68
4.1 由 ^{83m} Kr 数据得到的对于 S1 和 S2 信号的非均匀性修正 map。 ·····	73
4.2 用于 S1 修正 map 的有效体积三维分块: X-Y 平面 (a) 和 Z 方向 (b)	D
其中黑色实线表示具体分块,黑色虚线表示每一小块的中心。	74
4.3 用于 S2 水平方向修正 map 的二维平面具体分块。 ······	76
4.4 利用氚化甲烷事例对 Run 9.52 map 作额外修正:利用 164 keV 事例得	L
到的 $S2$ map (a). 基于 164 keV map 得到的氚化甲烷低能事例的 $S2$ 平	-
均值分布 (b). 以及经过氚化甲烷 $S2$ 分布作为额外修正后得到的 Rur	1
9 S2 map (c)。其中 S2 map 图都经过了 $R^2 < 72000 \text{ mm}^2$ 内的归一化。	76
45 利田没有 BIS 的 AmBe 刻度数据得到的 BIS 非线性 $f_{i}(f_{i})$ 相对于	_
S1(S2) 的分布 其中红色空线和虚线分别表示相应分布的中位线和	I
	78
	70
	78
4.7 使用资本-狄拉兄凶敛联合二局斯凶敛对 $\operatorname{Run} 9(a)$ 、 $\operatorname{Run} 10(b)$ 和 $\operatorname{Run} 4.7$	1 70
11 (c) 暗物质数据中的小 S2 谱进行拟合。 ····································	79
4.8 Run 9、Run 10 和 Run 11 暗物质取数期间的 SEG 随时间的演化。其变	•
化趋势和液氙纯净度有明显的关联,其中统计误差可以忽略不计,而	
糸统误差来自于不同的拟合选项。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	79
4.9 Run 9 中利用 χ^2 -拟合方法扫描 PDE 和 EEE,包括 $1/\chi^2$ 相对于 PDE	2
和 EEE 的分布 (a),以及 PDE 和 EEE 的误差估计 (b)。其中黑色五角	
星表示 χ^2 取得最小值对应的 (PDE, EEE),红色椭圆描绘出了误差区	-
域的轮廓。 ····································	81

4.10 Run 9 各个 ER 单能峰的重建和拟合。左上角是 Run 9 AmBe 数据的 低能谱,右下角是 Run 9 Cs 刻度数据的能谱,其余两个图则是 Run 9	
暗物质探测数据的本底能谱,具体描述详见文本。 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	82
4.11 Run 9 各个 ER 峰的能量分辨率。各个能峰的能谱及高斯拟合也叠加在图中,为清晰起见,图中各个能谱按不同的比例进行缩小。和高斯拟合峰对应颜色的各个点表示相应能峰的分辨率,红色实线 $\sigma/E = p_0/E + p_1$ 表示对能量分辨率的拟合,且空心点没有包括在拟合中。	83
4.12 Run 9 对于各个 ER 能峰的重建能量 E_{rac} 相对于真实能量 E_{avpact} 的	
偏差 (a) 以及其线性程度 (b)。	83
4.13 Run 10 中利用 χ^2 -拟合方法扫描 PDE 和 EEE,包括 $1/\chi^2$ 相对于 PDE 和 EEE 的分布 (a),以及 PDE 和 EEE 的误差估计 (b)。其中黑色五角 星表示 χ^2 取得最小值对应的 (PDE, EEE),红色椭圆描绘出了误差区	
域的轮廓。	84
4.14 Run 10 各个 ER 单能峰的重建和拟合。左上角是 Run 10 AmBe 数据 的低能谱,上面右侧的两个图是 Run 10 暗物质探测数据的本底能谱, 下面两个图分别是 Run 10 Cs 和 Co 刻度数据的能谱。	85
4 15 Run 10 各个 FR 峰的能量分辨率。各个能峰的能谱及高斯拟合也叠	05
加在图中。图中各个曲线和点的说明和图 4.11 中一致。	86
4.16 Run 10 对于各个 ER 能峰的重建能量 E_{rec} 相对于真实能量 E_{expect} 的	
偏差 (a) 以及其线性程度 (b)。	86
4.17 Run 11 各个 ER 单能峰的重建和拟合。左图是 Run 11 AmBe 数据的 低能谱,右图是 Run 11 暗物质探测数据的本底能谱。	87
4.18 Run 11 各个 ER 峰的能量分辨率。各个能峰的能谱及高斯拟合也叠	
加在图中。图中各个曲线和点的说明和图 4.11 中一致。 · · · · · · · ·	87
4.19 Run 11 对于各个 ER 能峰的重建能量 <i>E</i> _{rec} 相对于真实能量 <i>E</i> _{expect} 的 偏差 (a) 以及其线性程度 (b)。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	88
4.20 Run 9 (蓝色圆圈)、 Run 10 (品红色方形)和 Run 11 (绿色棱形)中典	
型伽马能峰的重建能量 E_{rec} 相对于真实能量 E_{expect} 的偏差。图中伽 马能峰包括 39.6 keV (n, ¹²⁹ Xe)、80.2 keV (n, ¹³¹ Xe)、164 keV (^{131m} Xe)、 236 keV (^{129m} Xe)、202.8、375、408 keV (¹²⁷ Xe)、662 keV (¹³⁷ Cs)以及 1173、1332 keV (⁶⁰ Co)。误差主要来源于系统误差。实心点表示用	0.0
丁 χ ⁻ 拟合扫抽的形晖,全心只用于恒短能重里建义米。 ····································	88
4.21 Run 9 (a) 和 Runs 10/11 (b) 对应的电子反冲(黑点) 与核反冲(红 点) 刻度事例关于 log ₁₀ (<i>S</i> 2/ <i>S</i> 1) vs. <i>S</i> 1 的分布,其中浅蓝色和深蓝色 实线分别是 Run 9 和 Runs 10/11 的电子反冲分布的中位点拟合曲线, 蓝色虚线则是相应的 90% 分位点的拟合曲线,橙色和红色实线分别	
定 Kuily AH Kuils 10/11 时候以冲力中的中世品拟合曲线。个问 Kuil 中 PDE/EEE/SEG 的不同对于事例分布的影响可以忽略不计。	90
	20

4.22 PandaX-II 信号模型和刻度数据关于能谱、S1 谱、S2 谱的比较, 按 Bun 9 和 Buns 10/11, NB 和 FB 共分类成四组,	91
4.22^{220} Dr. 刘庄数据(日红各古)和 Dr. 11 陪你任您测数据(语古)由	71
4.23 KII 刻度奴据(田红巴思)相 Kuii II 咱初原抹冽奴据(绿思)中 S1 c (45 200) DE 車例相对于 ED 市位线的公本和比较一相应的真斯	
31 E (45,200) FE 事例相对 J EK 中区线的分前和比较。相应的周期 拟合函数由叠加左图由	02
)2
4.24 FandaA-II 刻度数据得到的 NK 电/ 额 (a) 和 EK 几/ 额 (b), 开 马 巴 里 上甘仙 海气 实验的结里 (ED: 文献 [81 84] ND: 文献 [60 85 80] 目	
	93
	20
5.1 ¹²⁷ Xe 通过电子俘获产生 ¹²⁷ I 的物理过程示意图 [91]。	96
5.2 Run 9 期间 ¹²⁷ Xe 活度随时间的变化。 ······	96
5.3 Run 10 DM 数据中 [0, 10] keV 范围 (a) 和 [0, 50] keV 范围 (b) 的重建	
能谱 E _{comb} 以及本底拟合。	97
5.4 暗物质探测窗口内 ¹²⁷ Xe 本底的空间位置分布图。 ···········	97
5.5 暗物质探测窗口内 ¹²⁷ Xe 本底的概率密度分布图。 ···········	98
5.6 Run 9 和 Run 10 期间暗物质探测窗口中的事例率随时间的变化。 ···	98
5.7 暗物质探测窗口内氚本底的概率密度分布图。	99
5.8 数据和 MC 中高能能谱的比较。	100
5.9 ²²⁰ Rn 衰变链。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	101
5.10 ²²² Rn 衰变链。 ······	102
5.11 Run 10 和 Run 11 期间利用 [5.4, 5.8] MeV 区间的 α 事例计算的 ²²² Rn	
事例率变化图。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	102
5.12 Run 10 和 Run 11 期间利用 ²¹⁴ Bi- ²¹⁴ Po 符合事例计算的 ²²² Rn 事例率	
变化图。	103
5.13 ²²² Rn 刻度数据中 ²¹⁸ Po、 ²¹⁴ Pb 和 ²¹⁴ Bi- ²¹⁴ Po 的事例率的变化 (a) 以	
及与 ²¹⁸ Po 的比值的变化 (b)。 ····································	103
5.14 ⁸⁵ Kr 的衰变纲图 [97]。 ······	104
5.15 Run 10、Run 11 期间液氙中氪事例数 (a) 和浓度 (b) 的变化图。	105
5.16 PandaX-II 暗物质取数期间, Run 9、Run 10和 Run 11中 S1 ∈ (45, 100) P	E
区间内的 ER 事例率变化图。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	106
5.17 从模拟得到的 AmBe 源的中子能谱,两个直方图分别对应 (α, n_0) (红	
色)和 (α, n ₁)(蓝色)。	108
5.18 AmBe 数据里高能中子俘获事例的波形示例,其中瞬时的 NR 信号	
发生在延迟的 HEG 信号之前。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	110
5.19 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) AmBe 数据中的事例分布 $\log_{10}(\sum S^2)$	$_{b}/\sum S1)$
vs. E_{corr} 。ER 事例分布的 $\pm 3\sigma$ 线以品红色实线表示。红色虚线表示	
HEG 事例的 6.2 MeV 沱围 ト限。EK 分布 ト万的 α -EK 混合信号、 α 体 車例 告诉 DTED 反射场的 接車例 地址 にったい	111
尹⒄、菲坦 FIFE 从别似的 α 垣争 例 巴 进 仃 亅 怀 记。 · · · · · · · · · · ·	111

5.20 Run 10 中的原始 AmBe 能谱(黑色)、本底能谱(红色)和 AmBe 净能谱(蓝色)。本底能谱是从 DM 数据中得到的,并按运行时间作	
了缩放。AmBe 净能谱是通过从原始 AmBe 能谱中减去本底能谱得到	
的。MC 模拟得到的能谱(绿色)也叠加在一起。	112
5.21 在 Run 10 AmBe 数据(红色)和 MC(蓝色)中,来自 ¹²⁹ Xe*的40 keV	
math v 射线与中子俘获产生的延迟 HEG 信号之间的时间差的分布。	113
5.22 Run 9 (a), Run 10 (b) 和 Run 11 (c) DM 数据中的事例分布 $\log_{10}(\Sigma S_2)/\Sigma$	5.51)
$VS. E_{comp}$	117
5 23 Run 9 及 Run 10 AmBe 数据中的 HEG 事例 (a) 和 DM 数据中的高能	
α 混合事例 (b) 关于 S2 数量 vs. E 的分布。其中绿色曲线代表 α 排	
除条件。	118
5.24 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) DM 数据中应用了 α 排除条件后	
的事例分布 $\log_{10}(\sum S_2 / \sum S_1)$ vs. E_{corr} 。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	118
5.25 Run 10 DM 数据里的 HEG 波形示例。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	118
5.26 PandaX-II 中孤立 S1 (a) 和孤立 S2 (b) 的波形。 ·········	120
5.27 PandaX-II 中孤立 S1 (a) 和孤立 S2 (b) 的谱分布。 \cdots	121
5.27 Fundar II 中加立 ST (d) 中加立 S2 (d) 日月月月月日 5.28 Panda X-II 暗物质取数期间 Run 9, Run 10 和 Run 11 中孤立 S1, 孤	121
$\hat{\nabla} S^2$ 、偶然符合本底的事例率变化图。	122
5 29 BDT 冬件对于 Run 9 (a)、 Run 10 (b) 和 Run 11 (c) 中 NR、 FR、 偶然	
符合事例的效率。	124
5.30 暗物质探测窗口内偶然符合本底的概率密度分布 (a) 和空间位置分	
布 (b)。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	125
5.31 表面事例的 $\log_{10}(S2_{k})$ vs. S1 分布及表面本底来源。 · · · · · · · · · · · ·	126
5.32 表面事例投影到空间坐标上的分布 (a) 以及 FV 内表面本底的概率密	
度分布 (b)。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	127
5.33 (a) 和 (b): Run 9 (蓝色)、Run 10 (品红色)、Run 11 (绿色) 中数据	
(点)和表面本底模型预期(线)的表面事例的 R^2 分布的比较。(c):	
FV 外面的表面事例的 log ₁₀ (S2/S1) vs. S1 分布。ER 中位线(黑色虚	
线)、NR 中位线(红色虚线)和 ER -4σ 线(蓝色虚线)也叠加在图	
中。	128
5.34 Run 9、Run 10 和 Run 11 DM 数据中表面事例的事例率变化图。 ···	128
6.1 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) DM 数据中 S1 ∈ (50, 70) PE 区间	
内的事例在垂直方向上的分布图。	132
6.2 标记为 run20922 event167193 的事例波形。在我们的信号识别算法中,	
第二个 S2 被误判为多个 S1,因此该事例被错误地判断成一个单次	
散射事例。	133
6.3 标记为 run22940 event112727 的事例的部分波形。组成该事例 S1 的	
三个 hit 中的两个是来源于光电管 ch10506 和 ch10507 的相干噪声。	133

表格列表

1.1	Xe 的各种同位素和相应的原子量、丰度、自旋、半衰期、衰变方式和 衰变产物 [48, 49]。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	21
2.1	三个暗物质探测数据集的总结以及相应的活时间、PDE、EEE、SEG和平均电子寿命(τ_e)等探测器参数。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	36
2.2	PandaX-II 运行期间发生的 8 次电子寿命下降的时间和原因。 ······	38
2.3	PandaX-II 里三个暗物质探测阶段对应的 NR 和 ER 刻度数据集的总	
	结。	39
3.1	通过 AmBe 数据得到的 Run 9、 Run 10 和 Run 11 中质量条件的 "平顶"	
	选择效率 $\epsilon_{\text{plateau}}$ 。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	69
4.1	Run 9、Run 10 和 Run 11 三个暗物质探测数据集进行均匀性修正所利	
	用的事例总结。 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	72
4.2	Run 9 中扫描 PDE 和 EEE 时选择的 ER 能峰和相应的系统误差。 ···	81
4.3	Run 10 中扫描 PDE 和 EEE 时选择的 ER 能峰和相应的系统误差。 ··	84
4.4	PandaX-II 实验三个暗物质探测数据集中的 PDE、EEE 和 SEG 的总结。	
		88
5.1	Run 9、Run 10 和 Run 11 中 ²²⁰ Rn 放射性水平的总结。	101
5.2	Run 9、Run 10 和 Run 11 中 ²²² Rn 采用新方法估计的放射性水平。 · ·	104
5.3	Run 9、Run 10 和 Run 11 AmBe 刻度数据中 SSNR、HEG 事例的数量	
	及其比例。模拟得到的相应比例也列在表中。	111
5.4	PandaX-II 实验中用于中子本底估计的各种材料及其放射性。对于	
	²³⁸ U, 其前链 (²³⁸ U _e) 表示 ²³⁸ U \rightarrow ²³⁰ Th, 后链 (²³⁸ U ₁) 表示 ²²⁶ Ra	
	→ 206 Pb。对于 232 Th, 前链 (232 Th _e) 和后链 (232 Th _l) 分别指 232 Th	
	\rightarrow ²²⁸ Ac 和 ²²⁸ Th \rightarrow ²⁰⁸ Pb。SS 和 PTFE 的放射性来自于 PandaX 锗探	
	测器的测量 [93], 开假设具录变链满足久期半衡测量。而 3 英寸 PMT	111
~ ~		114
5.5	个问材科里 ~~~ U、 ~~~ U 和 ~~~ In 的中于广视。住所有反应道中, 兼兵 方导士的 () 由之主颜 白光刻亦仅 先生式前链由 日其由之主颜	
	有取入的 (a, n) 中了) 额。自反表支区及工任的铤中,且共中了) 额 与 (a, n) 相比大约任 2 个数量级 志由还列出了相应材料; 的由子产	
	$+ \propto \sum_{n \neq i} n_{ii}$	114
5.6	一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一一	-
. •	P_{heg} 及其比值。在两个模拟中均生成了 10^6 个初始事件。具体情况见	
	正文。	115

	5.7	对于 PTFE 材料的 ²³⁸ U 通过两种自发裂变生成器模拟得到的 P_{ssnr} 、 P_{heo} 及其比值。在两个模拟中均生成了 10 ⁶ 个初始事件。其中 "2.0"	
		来源于每次自发裂变产生的平均中子数。具体情况见正文。	116
	5.8	PandaX-II 中使用更新后的中子生成器进行模拟得到的 SSNR 和 HEG 事例数(单位:数目/天)及其比值。 ····································	116
	5.9	用改进方法估计得到 Run 9 和 Run 10 里的中子本底,同时列出了以	110
		前发表论文里的估计结果以作比较。	119
5.10 Run 9、Run 10 和 Run 11 中偶然符合本底的总结。 · · · · · · · · · · · ·			125
	5.11	l PandaX-II 各个暗物质探测 Run 在 FV 内的本底总结。其中 ³ H 是通过	
		对数据的最佳拟合得到的,其他 ER 本底是独立估计的。ER 和中子本	
		底对应的是 0-25 keV 的估计值。偶然符合本底和表面本底对应的是	
		$S1 \in (3, 45)$ PE, $S2 \in (100 \text{ (raw)}, 10000)$ PE 探测窗口的估计值。Run	
		9和 Run 10 的总 flat ER 本底是各项的加和, 而 Run 11 的总 flat ER 是	
		根据 20-25 keV 范围的暗物质探测数据从 Run 10 估计得到的 (具体描	
		述见正文)。	129
	6.1	Runs 9、10 和 11 暗物质探测数据中经过一系列选择条件后的事例数。	
		•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	133
	6.2	根据 $m_{\chi} = 400 \text{ GeV}/c^2$ 的信号模型通过 best-fit 得到的 Run 9、Run 10	
		和 Run 11 的总本底事例数和 BNM 本底事例数。BNM 本底是根据	
		PDF 估计得到的。相应的冗余项来自于表 7.1, 其误差会传递到总拟	
		合事例数的误差中。实验中观测到的事例数展示在最后一列。	137

7.1 对于 $m_{\chi} = 400 \text{ GeV}/c^2$ 的最佳拟合得到的各个冗余项数值。 …… 141

符号列表

- ADC Analog-to-Digital Converter 模数转换器
- BDT Boosted Decision Tree 增强决策树
- BLS Baseline Suppression 基线抑制
- BNM Below-NR-Median 核反冲信号分布的中位线下方
- CJPL China Jinping Underground Laboratory 中国锦屏地下实验室
- CMB Cosmic Microwave Background 宇宙微波背景
- COG Center Of Gravity 重心
- CY Charge Yield 电产额
- DAQ Data Acquisition 数据获取
- DE Dark Energy 暗能量
- DM Dark Matter 暗物质
- DPE Double Photoelectron 双光电子
- EEE Electron Extraction Efficiency 电子拽出效率
- EFV Extended Fiducial Volume 扩展的置信体积
- ER Electron Recoil 电子反冲
- FV Fiducial Volume 置信体积
- HEG High Energy Gamma 高能伽马
- LED Light Emitting Diode 发光二极管
- LHC Large Hadron Collider 大型强子对撞机
- LSP Lightest Supersymmetric Particle 质量最轻的超对称粒子
- LXe Liquid Xenon 液氙
- LY Light Yield 光产额
- MC Monte Carlo 蒙特卡罗
- MSSM Minimal Supersymmetric Standard Model 最小超对称标准模型
- mDRU 1 milli-Differential Rate Unit = 10^{-3} /keV/kg/day

NLDBD	Neutrino-less Double Beta Decay 无中微子双贝塔衰变
NR	Nuclear Recoil 核反冲
PAF	Photon Acceptance Function 光接收函数
PandaX	Particle and astrophysical Xenon
PDE	Photon Detection Efficiency 光探测效率
PDF	Probability Density Function 概率密度函数
PE	Photoelectron 光电子
PLR	Profile Likelihood Ratio 剖面似然比
PMT	Photomultiplier Tube 光电倍增管
ppt	part per trillion 万亿份之一
PTFE	Polytetrafluoroethylene 特氟龙
QCD	Quantum Chromodynamics 量子色动力学
ROI	Region Of Interest 感兴趣区域,信号区间
SEG	Single Electron Gain 单电子增益
SI	Spin-Indenpendent 自旋不相关
SLPM	Standard Liter Per Minute 标准公升每分钟
SPE	Single Photoelectron 单光电子
SS	Stainless Steel 不锈钢
SSNR	Single-site Scattering Nuclear Recoil 单次散射核反冲
SUSY	Supersymmetry 超对称
ТМ	Template Match 模板匹配
TPC	Time Projection Chammber 时间投影室
UDM	Unified Data Model
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle 弱相互作用大质量粒子
Xe	Xenon

第1章 引言

暗物质(Dark Matter, DM)是当今物理学悬而未决的重要问题,和暗能量(Dark Energy, DE)问题一起被称为物理学中新的"两朵乌云"。暗物质的概念最初是 1933年由瑞士天文学家弗里茨•兹威基(Fritz Zwicky)提出来的[1]。自此之后,天文学和宇宙学中一系列的观测都表明了暗物质是存在的,比如宇宙旋转曲线、子弹星系团(Bullet Cluster)和宇宙微波背景辐射(Cosmic Microwave Background, CMB)等等[2]。宇宙微波背景辐射的数据[3]表明了正常可见物质仅仅占宇宙总能量的 4.9%,而暗物质占 26.2%,其余的暗能量占 68.8%。可以说,我们对宇宙的认知,即可见物质,还不到 5%,看不见的暗物质还是一片未知的领域,等待着人类去探索。

尽管我们还不清楚暗物质的真实本性,即暗物质是由什么粒子组成的,但 我们可以从已知的观测结果得知暗物质的一些特性。最重要的一点是暗物质和 普通物质间也不存在电磁相互作用,因此才称其为"暗"物质,而其他可能存在 的相互作用也非常微弱,所以才难以观测到暗物质粒子。到目前位置,科学家 已经提出了很多种暗物质模型,比如弱相互作用大质量粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP)、轴子(axion)、惰性中微子(sterile neutrino)等等。其 中 WIMP 暗物质是最有希望的暗物质模型之一,也是本论文的主要讨论对象。

近些年来,物理学家已经提出了各种各样的方法、也建造了一些相应的实验 与探测器来探测WIMP暗物质,其中利用二相型液氙时间投影室(Time Projection Chamber, TPC)的探测器对于大质量的WIMP暗物质具有很高的灵敏度,这也 是本论文中的实验所采用的探测技术。

在本章中,我们将首先介绍一些暗物质存在的证据,并对几种暗物质候选粒 子进行讨论。接着将介绍几种探测 WIMP 暗物质的方法和实验,并着重介绍二 相型液氙 TPC 实验的探测原理。

1.1 暗物质存在的证据

大量的宇宙学和天文学观测证实了暗物质的存在,本节会介绍几种最重要 和明显的观测证据,包括星系旋转曲线、子弹星系团和宇宙微波背景辐射。

1.1.1 星系旋转曲线

对于典型的螺旋星系而言,大部分质量集中在星系中心,而星系盘上的可 见星体围绕着中心在椭圆轨道上旋转。星系旋转曲线指的就是星体的运动速度 v与星体到星系中心距离 r的变化关系曲线。基于星系盘的可见质量分布,根据 牛顿运动力学可以得到在大半径处星系旋转曲线应当满足 $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$ 的关系, 然而实际观测的结果却与该理论推测大相径庭。以漩涡星系 M-33 [4] 为例,如 图 1.1所示,理论预期星系旋转速度(虚线)在大半径处会逐渐下降,而实际观 测得到的旋转速度(数据点及拟合实线)却是随半径增大而增大。理论上这么高 的旋转速度会导致星系直接分崩离析,因此可以推测星系中存在大量不可见的 物质,来提供引力以维持星系盘结构与形状。科学家根据这种观测现象提出了星 系中存在着大质量的"暗物质晕"的假说。



图 1.1 M-33 星系旋转曲线 [4]。

1.1.2 子弹星系团

暗物质假说的最直接、最有力的证据来源于著名的子弹星系团的观测结果。 所谓子弹星系团是指在 1988 年观测到的两个星系团的碰撞 [5],并利用了三种观 测手段,分别为光学观测、X 射线和引力透镜 [6]。由这三种方法计算得到的质 量分布如图 1.2所示 [7],其中亮斑是光学望远镜可见的星系,粉红色团代表的是 钱德拉 X 射线望远镜测量得到的可见物质(以气态或等离子态存在)的质量分 布,蓝色团则是根据引力透镜效应计算出来的质量分布,其来源就是暗物质。当 两个星系团发生"碰撞"、"合并"时,可见的气体物质会由于电磁相互作用而减 慢速度,而暗物质由于不参与电磁相互作用,暗物质与暗物质或可见物质的相互 作用十分微弱,因此不会像可见气体物质那样慢下来,而会穿过星系团碰撞中心 出现在星系团的两侧。于是暗物质和可见物质便彼此分离开,正如图 1.2中观测 结果所示。



图 1.2 子弹星系团 [7]。

依赖于牛顿动力学的星系旋转曲线,可以通过对大尺度下的牛顿动力学进行延拓修正,使得观测结果得到解释。而子弹星系团的结论不依赖于牛顿动力学,唯有假设存在相互作用微弱的暗物质可以解释,因此是关于暗物质存在最直接的证据。

1.1.3 宇宙微波背景辐射

根据大爆炸宇宙学的模型,在宇宙大爆炸后约 38 万年,宇宙的温度随着膨胀而降低至 0.3 eV 时,电子和原子核结合成原子,因此出现光子退耦,即光子与普通物质的相互作用大大减弱,这些古老光子残存至今形成的热辐射,即所谓的宇宙微波背景辐射。而宇宙暴涨时期的量子涨落导致了物质分布的不均匀性,最终会造成宇宙微波背景辐射的各向不均匀性(anisotropy)。在广义相对论的框架下考虑物质不均匀性随时间的演化和光子与普通物质的耦合,结合含有暗能量的冷暗物质模型,就可以调整宇宙学参数组合,使得计算出的宇宙微波背景辐射的各向不均匀性与实验观测一致。根据 WMAP 卫星实验测量得到的宇宙微波背景图 [8] (见图 1.3)可以得到宇宙中能量-物质组成的三个重要参数,即当前宇宙的总质量中,暗能量占 72%,暗物质约占 23%,重子物质只约占 5%。而根据 Planck 实验 2018 年的数据 [3],这三个参数分别为 68.78%, 26.19%, 4.92%。



图 1.3 WMAP 测量的宇宙微波背景辐射图 [8]。

1.2 暗物质候选粒子

尽管大量的宇宙学和天文学观测证实了暗物质的存在,但暗物质的实质是 什么目前仍属未知。标准模型中将所有正常物质都诠释为基本粒子(或场)的组 成,且成功地解释了几乎所有关于正常物质的现象。因此,我们也认为暗物质可 能也是由某种基本粒子组成,但目前仍未找到暗物质粒子,也不清楚暗物质具体 的粒子属性。基于已有的观测结果和理论,我们可以对暗物质的特征作出部分限 制,即暗物质一定满足下列条件:

 基于宇宙大爆炸理论的物质合成理论限制了宇宙中的重子物质的含量, 因此暗物质粒子为非重子物质,不参与强相互作用;

2. 根据子弹星系团的观测结果,暗物质不与正常物质发生电磁相互作用,且
 暗物质与暗物质之间的相互作用也很微弱;

3. 暗物质的总质量近乎恒定,故暗物质粒子不容易发生衰变,非常稳定。 暗物质不一定就是由某种已知或未知粒子组成,原则上满足上述几个条件的粒 子都是暗物质粒子的可能候选者。标准模型中只有中微子可以满足上述条件,然 而中微子质量过小且以近乎光速的速度运动,无法形成暗物质的晕状结构。而在 标准模型之外,物理学家提出了几种新粒子,作为暗物质粒子的候选者,满足暗 物质模型的要求。每一种暗物质候选粒子都引入了超出标准模型的新物理,还可 能引入了更多的新粒子。本文将只介绍几种被物理学家广泛认可的暗物质候选 粒子,包括惰性中微子、轴子和大质量弱相互作用粒子。

1.2.1 惰性中微子

中微子由于质量过小,无法用其来解释宇宙中的暗物质质量。但是现在观测 到的、标准模型中的中微子都是手征性为左手的中微子,而根据大统一理论模 型 [9],中微子质量满足"跷跷板"(See-Saw)机制,即存在一种与左手中微子对 称的大质量的右手中微子,即所谓的惰性中微子。其质量与左手中微子质量 [10] 成反比,范围在 1 eV 到 10¹⁵ GeV 之间,可以用来解释宇宙中存在的暗物质质量。

根据大统一理论这种惰性中微子不参与强相互作用和电磁相互作用,只通 过弱相互作用和引力相互作用与标准模型中的粒子发生反应。由于其可以与普 通中微子发生混合的特性,原则上惰性中微子能够被间接探测到。因此,惰性中 微子符合暗物质粒子的特征,如果能够被探测到,就是我们在寻找的暗物质粒 子。

1.2.2 轴子

为了解决量子色动力学(Quantum Chromodynamics,QCD)中强相互作用 CP不守恒问题,物理学家们引入了一种新的自发性对称破缺,从而引入了一种 新的中性玻色子,即轴子 [11–13]。根据理论推测,轴子的质量极低且十分稳定, 宇宙中可能存在大量的轴子,可以用来解释宇宙中的暗物质成分。

轴子与光子、电子、核子可能存在弱耦合,且耦合强度是模型依赖的。而在 很强的磁场中,轴子和光子可以相互转化,因此探测轴子的一种主要方法就是在 强磁场中观测轴子-光子转化现象。Axion Dark Matter eXperiment(ADMX)实验 就是利用微波共振腔来探测轴子 [14]。而 CERN Axion Solar Telescope(CAST) 利用大型强子对撞机(Large Hadron Collider, LHC)的强磁铁来探测太阳轴子, 即在强磁场中探测太阳轴子转换成的 X 射线光子 [15]。

1.2.3 大质量弱相互作用粒子(WIMP)

超对称理论是一个统一自然界中四种基本作用力的模型,是对标准模型的一个对称拓展,即要求标准模型中的每一种基本粒子,都存在一种与其自旋相差 1/2 的超对称粒子。而众多超对称模型中的最小超对称标准模型(Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM)[16]要求超对称粒子成对出现,且大质量的超对称粒子会衰变成低质量的超对称粒子,而最低质量的超对称粒子(Lightest Supersymmetric Particle, LSP)应该是稳定的,不会继续衰变,其质量范围处于

GeV 到 TeV 量级。这种稳定的大质量超对称粒子可以用于解释宇宙中的暗物质 丰度,其性质可以说是一种完美的暗物质候选粒子。

除了普遍的引力相互作用,这种超对称粒子与标准模型粒子之间只存在一种微弱的相互作用,其强度与弱相互作用(Weak Interaction)相近,因此通常又将这类超对称粒子称为大质量弱相互作用粒子(Weakly Interacting Massive Particle,WIMP)。目前世界上建立了许多探测器和实验来专门探测WIMP 暗物质,我们将在下一节进行详细介绍。而本文的主题也是对WIMP 暗物质粒子的探测,因此下文中提到的暗物质均默认是WIMP 暗物质。

1.3 WIMP 暗物质探测

基于 WIMP 暗物质相互作用方式的不同,如图 1.4所示,一般将暗物质探测 实验分为三种:

1. 利用对撞机实验产生暗物质:基于标准模型粒子间的反应,即把标准模型粒子加速到极高能量,进而碰撞产生暗物质粒子。而实验中 WIMP 信号无法 被直接观测到,可以从被 WIMP 带走的能量、动量缺失来判断暗物质粒子的产生;

2. 间接探测:基于暗物质粒子之间的反应,即探测暗物质湮灭后产生的高能伽马射线、高能中微子等标准模型产物;

3. 直接探测:基于暗物质粒子与标准模型粒子的反应,即探测它们反应后 产生的光、电、热等物理信号。

下文中我们将根据上述三种探测方式,对目前世界上的一些暗物质探测实 验进行分类讨论。

1.3.1 对撞机实验

第一种探测暗物质的方法是利用标准模型中的粒子在对撞机中产生暗物质 粒子。LHC 是目前世界上能级最高、规模最大的对撞机。2012 年,LHC 可以将 每束粒子的能量加速到 4 TeV (总碰撞能量为 8 TeV),利用质子-质子的碰撞运 行,ATLAS 和 CMS 实验组各自独立地在 LHC 上找到了标准模型预言的最后一 个粒子,即希格斯玻色子,补全了标准模型的最后一块"拼图"。而 2015 年 LHC 升级后,能将每束粒子加速到 6.5 TeV 的能量(总碰撞能量 13 TeV)。原则上,只 要反应道存在、碰撞能量足够高,LHC 可以产生任何粒子。而 WIMP 暗物质的



图 1.4 三种探测 WIMP 暗物质的方法示意图。

质量范围可以从 GeV 到 TeV,因此是可能在 LHC 上通过碰撞产生 WIMP 粒子的。

由于暗物质与普通物质的相互作用截面极其小,因此即使暗物质粒子在LHC 上被产生出来了,也基本不可能与普通物质相互作用,进而产生ATLAS和CMS 探测器敏感的标准模型内的信号。而因为碰撞产生出来的暗物质粒子极可能"逃 逸"出探测器,同时带走了相应的能量和动量,在ATLAS和CMS探测器的可观 测信号中就会发现能量和动量上的缺失,从而表明暗物质粒子的存在。

在 2017 年 ATLAS [17] 和 CMS [18] 实验分别对碰撞数据进行了分析以寻找 暗物质,但并未发现关于暗物质的超出信号。这两个实验对暗物质反应截面的限 制如图 1.5所示。

1.3.2 间接探测暗物质

暗物质的间接探测指的是探测暗物质的湮灭产物或衰变产物,包括高能伽 马射线、中微子、正电子、反质子等。目前世界上有多个实验在寻找这些间接信 号,本节将根据探测信号对这些实验进行分类,并介绍部分实验的最新探测结 果:

 探测超出宇宙射线本底的伽马射线: Fermi Large Area Telescope (Fermi-LAT) [19], High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) [20] 和羊八井实验 (Yang-Ba-Jing Cosmic Ray Observatory, ARGO-YBJ) [21];



图 1.5 ATLAS (a) [17] 和 CMS (b) [18] 实验对暗物质与核子相互作用截面的上限。

测量电子与正电子能谱: PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) 实验 [22] 和"悟空"暗物质粒子探测卫星
 (DArk Matter Particle Explorer, DAMPE) [23];

3. 测量质子与反质子能谱: 阿尔法磁谱仪(Alpha Magnetic Spectrometer, AMS-02) [24-26];

4. 探测暗物质衰变产生的中微子: IceCube 中微子观测实验 [27]。

Fermi-LAT 是费米伽马射线空间望远镜(Fermi Gamma-ray Space Telescope, FGST)的一部分,可以测量宇宙天空中 20 MeV 至 300 GeV 范围的高能伽马射 线。自 2008 年以来对 Fermi-LAT 的数据分析中,在 1-2 GeV 的能量范围内发现了 伽马射线相对于标准天文观测的超出,然而目前还无法证明这些超出是星系中心 的暗物质湮灭导致的 [28]。此外,Fermi-LAT 通过其对银河系内矮卫星系(dwarf spheroidal satellite galaxies, dSphs)的伽马射线的观测数据的分析,对 WIMP 暗 物质的湮灭截面进行了限制 [19],如图 1.6所示。




悟空卫星 530 天的数据中在 25 GeV 到 4.6 TeV 的能量范围内总共观测到了 150 万个宇宙射线电子与正电子 [23],其能谱如图 1.7所示,来自于 AMS-02 实 验、Fermi-LAT 实验和 H.E.S.S. 实验的测量结果也叠加在同一图中。DAMPE 能 谱在 1.4 TeV 处有一个超出,猜测有可能是来自于暗物质湮灭的信号 [29, 30]。



图 1.7 悟空卫星数据中的高能宇宙线电子与正电子能谱 [23]。

AMS 合作组是诺贝尔奖得主丁肇中领导的实验团队,其实验设备安装在国际空间站上。AMS-02 观测到了大量反质子的能谱,如图 1.8所示,其相对于已知的本底能谱有明显的超出,AMS-02 测得的质子、电子、正电子谱也同时展示在该图中 [26]。许多研究发现反质子超出的迹象可能对应着几十 GeV 的 DM 粒子 [31,32]。



图 1.8 AMS-02 测得的反质子、质子、电子、正电子谱 [26]。

IceCube 中微子观测实验建立在南极洲,该实验包含冰面上的 IceTop 切伦科 夫探测器和冰面下的 IceCube 探测阵列。切伦科夫装置能够排除宇宙射线引起的 信号,而冰面下的光敏感传感器可以用来寻找中微子信号。根据 IceCube 2015 年 基于 320 天的有效数据得到的探测结果,并未观测到中微子相对于预期本底的 明显超出,由此得到对暗物质湮灭的截面上限 [33],如图 1.9所示,其中包括了 关于 *bb*、*τ*⁺*τ*⁻ 和 *vv* 衰变道的探测灵敏度和湮灭截面上限。



图 1.9 IceCube 实验得到的对暗物质不同湮灭道的探测灵敏度(虚线)和截面上限(实线) [33]。

1.3.3 直接探测暗物质

暗物质的直接探测指的是探测暗物质粒子与普通物质的反应产生的信号,比 如光、电、热信号等。这里的普通物质即是标准模型粒子,也就是直接探测实验 里的探测媒介或者说靶物质。更具体地,直接探测的是暗物质粒子和靶物质中的 原子核或核外电子的反冲信号。然而由于电子相对于核子的质量过小,暗物质与 电子反冲沉积的能量会很低,同时相互作用的散射截面也会很小,因此相比于暗 物质与核子反冲的信号,其对探测器灵敏性的要求也要高得多。因此大多数直接 探测实验都是为探测暗物质粒子与原子核的反冲而设计的。

暗物质在银河系中的密度分布对于直接探测实验的设计非常重要。由天文 学观测(如星系旋转曲线)和宇宙学演化模型可知,暗物质晕在银河系中的密 度分布在大半径处满足 $\rho_{\chi}(r) \propto 1/r^2$,并且根据 LAMOST 的观测结果 [34],太阳 系中的暗物质密度为 $\rho_{\chi,\odot} = 0.32 \pm 0.02$ GeV/cm³。而太阳系在银河系中以大约 220 km/s 的相对速度飞快运动,假设暗物质晕和银河系是相对静止的,以地球为参照系,每时每刻都有大量的暗物质粒子穿过地球,穿过实验室中的靶物质。但由于暗物质粒子与标准模型粒子的相互作用十分微弱,即散射截面很小,暗物质粒子与靶物质发生碰撞反冲的事例率也就会非常低。此外,建造探测器本身的材料乃至靶物质也会无法避免地含有放射性,还有来自地球环境以及宇宙射线的可能干扰,导致暗物质反冲这种稀有事例可能会淹没在各种本底事例中,使得识别暗物质粒子的反冲信号变得非常困难。WIMP 粒子和各种本底粒子与靶物质原子的散射示意图可见图 1.10。综上讨论可知,要提升直接探测实验的灵敏度,一方面要增加靶物质对于暗物质粒子的曝光量,即增大靶物质的量和加长探测时间,从而增加暗物质反冲的事例数,另一方面要利用各种技术降低探测器内的各种本底和噪声。



图 1.10 WIMP 粒子、中子、光子和电子与原子的散射示意图 [35]。

另外,理论上直接探测的暗物质信号还存在一种"年调制"效应。位于地球 上的探测器会随地球绕着太阳进行公转,公转周期为1年,且公转速度会随地球 轨道变化而出现差异,因此探测器相对于暗物质的运动速度会出现周期性的变 化,进而导致与探测器中靶物质相碰撞的暗物质事例率也出现周期性的变化,这 就是所谓的年调制效应。年调制效应的观测灵敏度不仅依赖于探测器的低本底, 更需要数年乃至更长时间的稳定运行和数据采集。

在探测器中,暗物质粒子与靶物质原子的反冲能量一般可以转化为三种信

号,即闪烁光信号(光子)、电离信号(电子)和热信号(声子)。各种实验利用 不同的探测技术来探测不同的信号,而实际上目前的实验只能探测其中一种信 号或同时探测两种信号,还没有实验能够同时探测三种信号。根据探测信号类型 的不同,可以对各种直接探测实验进行分类,如图 1.11所示。早期即 1985 年至 2000 年的固态晶体探测器,比如锗/硅/碘化钠探测器,只能探测一种信号,且对 于 WIMP 粒子(以 50 GeV 为例)与核子散射的探测灵敏度在 10⁻⁴² cm² 的量级; 而接下来 2000 年至 2006 年左右建造的极低温固体探测器一般能够探测两种信 号,且可以将暗物质的探测灵敏度提高两个量级;而自 2006 年以来,采用二相 型时间投影室(dual-phase TPC)技术的实验,特别是液氙实验,可以同时探测 光信号和电信号,且有强大的本底分辨能力,已经进一步将探测灵敏度提高了三 个量级,达到了 10⁻⁴⁷ cm² 的水平。全球各类暗物质直接探测实验及所在实验室 的分布如图 1.12所示。本节接下来将按照靶物质和探测信号种类的不同对几个 典型的实验进行介绍。



图 1.11 暗物质直接探测实验的信号类型以及使用的相应靶物质。

固态晶体靶物质,光信号: DAMA 实验

DAMA (DArk MAtter) 实验位于意大利的 Gran Sasso 国家地下实验室 (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, LNGS),使用掺铊 (Tl)的高纯度碘化钠晶体 (NaI)作为靶物质,只能测量闪烁光信号。DAMA 实验分为两代,第一代 DAMA/-NaI 实验使用了 100 公斤的碘化钠晶体,而第二代实验 DAMA/LIBRA 探测器由 25 个十公斤的碘化钠晶体组成,并排成 5×5 阵列,总晶体质量升级到约 250



图 1.12 世界上各类暗物质直接探测实验及其所在实验室的地理位置分布。

公斤。DAMA/LIBRA 探测器的每个碘化钠晶体都对应着两个低本底光电倍增管 (Photomultiplier Tube, PMT),用于收集反冲产生的闪烁光信号。

DAMA/LIBRA 于 2003 年 9 月开始取数,其一期数据总共有 7 年,其长时间稳定采集的数据可以用来探测暗物质信号的年调制效应。DAMA/LIBRA 观测到的 2-4 keV、2-5 keV、2-6 keV 能量范围内的单次散射事例率随时间的演化如图 1.13所示,由此宣称发现了不依赖于模型的年调制效应 [36]。但这个疑似的暗物质信号很快被其他实验排除了,特别是 COSINE-100 实验采用和 DAMA 类似的实验装置,也排除掉了 DAMA 的年调制信号 [37]。

极低温固体探测器, 电信号和热信号: CDMS 实验

CDMS(Cryogenic Dark Matter Search)是一系列直接探测 WIMP 暗物质的 实验, 其靶物质是处于 mK 量级的超低温的锗/硅半导体阵列, 能够测量电信号和 热信号。第一代实验 CDMS I 运行于斯坦福大学内的地下隧道; 接下来的 CDMS II 实验位于明尼苏达州的苏丹矿井内; 而最新的 SuperCDMS Soudan 则位于苏 丹矿井下的深地,在 2011-2015 年期间采集数据;下一代实验 SuperCDMS SNO-LAB 位于加拿大的萨德伯里中微子观测站实验室(Sudbury Neutrino Observatory Laboratory, SNOLAB), 2018 年开始建造, 计划在 2020 年开始取数。

CDMS 通过电离信号和热信号的比值来区分电子反冲与核反冲,由此区分 WIMP 信号和电子反冲本底。自旋不相关(Spin-Indenpendent, SI)的 WIMP-原子 核的散射截面与核子数相关,由于锗的核子数多于硅,所以比起硅探测器,WIMP 粒子更容易与锗探测器相互作用,而中子与这两者的散射截面都差不多。因此 CDMS 通过比较其中的硅探测器和锗探测器的核反冲事例率,可以估计出来源



图 1.13 DAMA/LIBRA 实验 1.04 吨-年数据关于年调制效应的结果 [36]。

于中子的信号比例。而将锗/硅半导体降至超低温是为了减少会干扰声子信号的 热噪声。

最新的 SuperCDMS Soudan 实验具有交错的电极、更大的靶质量,且增加了 Z 方向上探测电信号与热信号的传感器后,对低能本底的排除能力比 CDMS II 提高了一个量级。SuperCDMS Soudan 在 2017 年发表了基于 1690 千克-天数据的盲分析结果 [38],其最终事例分布和由此设置的 WIMP-核子截面上限如图 1.14所示。在低能区域只探测到 1 个候选事例 (见图 1.14a中箭头处),和预估本底一致。其结果显示 46 GeV 的 WIMP 暗物质与核子的自旋不相关散射截面上限为 1.4×10⁻⁴⁴ cm²,而对质量大于 12 GeV 的 WIMP 与锗核的散射截面设置了当时 最强的上限。

液态惰性气体探测器,光信号和电信号: DarkSide 实验和 XENON 实验

固态靶物质的暗物质探测实验由于其低能量阈值和高能量分辨率,对低质量的暗物质具有较强的探测优势,但在大质量区具有优势的却是接下来要介绍的基于液态惰性气体的暗物质探测器。惰性气体在暗物质探测实验中具有如下几种优势 [39]:



图 1.14 SuperCDMS Soudan 实验中最终候选事例分布 (a) 和设置的 WIMP-核子反应截面的 排除曲线 (b) [38]。

对于核反冲与电子反冲信号具有很强的分辨力:两种反冲在液态惰性气体中产生的闪烁光信号和电离信号的能量比例不同;

惰性气体稳定且纯净:工业技术以及在线提纯技术可以将惰性气体提纯
至极点,因此电离信号的电子在其中漂移时不容易被吸收掉;

3. 利于建造大型探测器: 惰性气体相对于晶体或半导体靶物质在价格上便 宜得多,可以用来建造吨量级乃至几十吨量级的大型探测器; 而且液态惰性气体 具有很好的自屏蔽效应, 在内部有效体积内能够将外界本底排除至很低, 对于大 型探测器来说更具优势。

液态惰性气体探测器根据设计的不同,能探测的信号种类也不同,有的只能探测闪烁光信号,有的可以同时探测闪烁光和电离信号。并且使用的惰性气体种类也不同,包括液氛、液氩和液氙。采用液态惰性气体的实验非常多,包括ZEPLIN、XENON、LUX、XMASS、DarkSide、DEAP/CLEAN以及本文研究的PandaX等实验。这些实验十几年来的运行结果证明了二相型时间投影室技术的优越性,即同时探测光信号和电信号,具有很好的位置重建能力和本底分辨能力,因而在探测WIMP 暗物质方面更为灵敏。这里将简单介绍一下代表性的XENON 实验。

XENON 暗物质探测实验位于意大利的 Gran Sasso 地下实验室,以液氙作为 靶物质,使用二相型时间投影室,以光电倍增管阵列探测反冲事例产生的闪烁光 信号和电致发光信号。XENON 实验包含多期升级实验: XENON10、XENON100、 XENON1T 和正在建设中的 XENONnT。

XENON10 实验仅含有 15 千克的液氙,置信体积(Fiducial Volume, FV)内的液氙也只有 5.4 千克,于 2006 年 3 月开始运行取数,根据其 58.6 天有效时间的数据,对 30 GeV 的暗物质与核子的自旋不相关散射截面得到了 4.5×10⁻⁴⁴ cm²的上限 [40]。XENON10 实验主要是作为 XENON100 的先期实验而建立运行的。

XENON100 探测器里总共包含 165 千克液氙,置信体积内则含有 62 千克液 氙。该扩大的探测器仍放在 XENON10 实验的屏蔽体内。XENON100 根据其在 2010 年至 2014 年总共 477 天的数据,将结果提升至对 50 GeV 暗物质与核子的 自旋不相关散射截面上限为 1.1 × 10⁻⁴⁵ cm² [41]。

XENON1T 实验是目前液氙实验中最大的探测器,总共包含 3.2 吨液氙,其中 探测器中心的 2 吨液氙作为靶物质 [42]。XENON1T 在暗物质探测敏感的低能区 域,[1.4, 10.6] keV_{ee},能够达到极低的电子反冲本底,约为 82 事例/吨/年/keV_{ee},主 要来自于氡气。XENON1T 于 2018 年发布了 278.8 天的暗物质探测数据结果 [43], 其中选取的置信体积内有 1.30±0.01 吨液氙,故而总曝光量为 1.0 吨-年,其最 终得到的单次散射事例分布如图 1.15所示,并未发现相对于预估本底的明显超 出。由剖面似然分析法得到自旋不相关的 WIMP-核子散射截面上限如图 1.16所 示,其中对 30 GeV 的 WIMP 暗物质作出了最小的截面上限,为4.1×10⁻⁴⁷ cm², 对 6 GeV 以上的 WIMP 暗物质截面作出了直到目前为止仍是最强的限制。



图 1.15 XENON1T 实验 1 吨-年数据的低能候选事例分布 [43]。

XENONnT 实验是正在建设中的新一代多吨级液氙探测器 [44]。XENONnT 仍是使用 XENON1T 的屏蔽体设施,只是建造了一个更大的探测器,总共包含 8.3 吨液氙,其中 5.9 吨在 TPC 内作为靶物质,是 XENON1T 的三倍多。探测器 有两套在线提纯系统,气体提纯速度达到约 1.8 吨/天,液体提纯速度更是高达



图 1.16 XENON1T 实验 1 吨-年数据得到的自旋不相关 WIMP-核子散射截面的上限和相应 灵敏度 [43]。

21 吨/天,因此可以保证大量液氙处于超纯净状态。此外上下两列 3 英寸光电倍 增管共有 494 个。除了继承自 XENON1T 的缪子反符合系统,XENONnT 还增加 了一个中子反符合系统,即在水屏蔽体里参 0.5% 的钆 Gd₂(SO₄)₃,利用钆对中 子的高俘获截面来俘获中子产生高能伽马,继而产生切伦科夫辐射,从而将中子 信号标记出来。该中子反符合系统对于 TPC 里的单次散射中子有 80% 以上的排 除效率。XENONnT 预计在 2020 年开始进行取数,将以前所未有的灵敏度对暗 物质-核子散射截面作出更强的限制。

1.4 二相型液氙时间投影室

正如上一节所提到的,利用液态惰性气体作为靶物质的探测器具有诸多优势,而应用二相型液氙时间投影室技术的多个实验在大部分暗物质质量区间都 具有最好的探测灵敏度。因此本节将对液氙的独特性质进行叙述讨论,并介绍二 相型时间投影室的探测原理。

1.4.1 液氙的特性

液氙作为靶物质在暗物质探测领域具有很多有利的特性,我们将其罗列如 下并进行阐述。

1. 大原子序数和原子量

钠、锗、碘的原子量分别为 23.0、72.6、126.9 [45]。理论上可知 WIMP 粒子与 原子核的自旋不相关散射截面与原子量的平方成正比,即 σ_{SI} ∝ A²,因此越重的 原子核与 WIMP 暗物质发生碰撞反冲的几率和事例率也越大。氙原子核在这方 面具有独特优势。此外氙原子核与 WIMP 粒子发生碰撞可以产生较大的反冲能 量,从而使得探测器对于暗物质信号具有较高的探测效率。WIMP 暗物质的质量 依赖于模型,根据最小超对称标准模型其质量范围在 GeV 到 TeV,典型质量为 100 GeV,而 100 GeV 的 WIMP 与各种靶物质核素(包括氙、锗、氩、氖)发生 反冲产生的积分能谱如图 1.17所示,其中假设了 WIMP 与核子的自旋不相关散 射截面为 10⁻⁴⁵ cm² [46]。由图可知 WIMP 与氙核具有较高的反冲事例率。



图 1.17 100 GeV 的 WIMP 暗物质与不同靶物质核素(氙、锗、氩、氛)发生自旋不相关散 射产生的积分反冲能谱,其中假设散射截面为 10⁻⁴⁵ cm² [46]。

2. 密度大, 自屏蔽效果好

暗物质直接探测实验中,需要严格地控制本底。因此一般在探测器周围都会 布置各种屏蔽体,以屏蔽来自外界的中子或伽马射线。但探测器材料本身含有的 放射性则无法利用这种方法屏蔽掉,其放射出来的光子、α粒子、中子、电子会 在靶物质中沉积能量成为本底,其中主要是伽马本底和中子本底。对于这些放射 性,我们主要依赖靶物质本身的外层作为屏蔽体,而选择靶物质的中心区域作为 暗物质探测的"置信"体积,在这个区域内这类放射性本底能够被降至最低。通 常来说密度越大的材料,其屏蔽效果越好。屏蔽效果可以用平均自由程来衡量, 也就是一个粒子在材料中进行两次碰撞之间经过的平均路程。平均自由程和粒 子的种类、能量以及材料的种类、密度相关;对于光子来说,密度越大,平均自由程越小。不同能量的光子在液氙中的平均自由程如图 1.18a所示,1 MeV 的光子在液氙中的平均自由程大约为 5 厘米,由此可见液氙对于伽马射线有极好的屏蔽效果。图 1.18b中展示了来自于几种反应方式对于光子衰减的贡献,从低能到高能的伽马光子主要依次通过光电吸收(Photoelectric Absorption)、康普顿散射(Compton Scattering)和电子对效应(Pair Production)与液氙发生相互作用进而被"吸收"衰减 [47]。



图 1.18 不同能量的光子在液氙中的平均自由程 (a) 和衰减系数及反应方式 (b) [47]。

由于液氙极好的屏蔽效果,在液氙探测器里本底事例的分布一般从液氙外 围到中心区域急剧降低。图 1.19展示了 XENON1T 实验 1 吨-年数据得到的单次 散射(本底)事例在探测器中的位置分布 [43],可明显看出外围和内部的事例分 布的密集程度相差极大。综上讨论,使用液氙作为靶物质的探测器能够选择相对 较大的置信体积来探测暗物质,从而增大曝光量和暗物质信号的事例率。

3. 具有多种同位素,可进行多种物理目标的实验

氙具有多种不同性质的同位素,各自的原子量、丰度、自旋、半衰期、衰变方 式和衰变产物列在表 1.1中 [48,49]。可以发现,氙的多种同位素中 ¹²⁹Xe、¹³¹Xe 和 ¹³²Xe 占主要成分,这几种同位素连同 ¹²⁶Xe、¹²⁸Xe、¹³⁰Xe 和 ¹³⁴Xe 都是稳定 的同位素,即不会发生衰变。而 ¹²⁴Xe 虽然是长寿命同位素(半衰期为 1.8×10²² 年),但丰度只有 0.095%,对于本底的贡献可以忽略不计。¹³⁶Xe 也是长寿命同位 素(半衰期为 2.165×10²¹ 年 [50]),丰度为 8.857%,但对于低能区域的电子反冲



图 1.19 XENON1T 实验 1 吨-年数据得到的单次散射事例在探测器中的位置分布 [43]。

本底的贡献一般比起其他氪本底、氡本底小两个数量级以上(可参考文献 [51]), 也是可以忽略不计的。而剩下的人工合成的同位素¹²⁵Xe、¹²⁷Xe、¹³³Xe 和¹³⁵Xe 在天然液氙里是不存在的,但如果液氙曝光于宇宙射线或中子源的辐射中,是可 能通过中子俘获产生这些核素的。不过由于其半衰期都相对较短,在深地实验室 中放置一段时间即可排除其本底影响。在同位素这个方面,氙相比于氩是具有优 势的。氩被宇宙射线激发会产生长寿命的放射性同位素³⁹Ar,能够发生最大能 量为 565.5 keV 的β衰变,半衰期为 269 年,其在低能区域产生的"本征"电子反 冲本底是无法排除的。只能像 DarkSide 实验那样在宇宙射线通量小的地底寻找 长时间衰变干净后的老氩(Underground Argon, UAr),再进一步提纯,但全世 界已勘探可收集的老氩目前是有限的,而不像液氙通过工业生产每年都有固定 的产量,可以对液氙质量和实验规模进行不断升级。

天然液氙中接近一半的氙原子核含有奇数个中子,即¹²⁹Xe 和¹³¹Xe,分别拥 有 1/2 和 3/2 的自旋,可以用于探测 WIMP 粒子与中子的自旋相关散射 [52,53]。 因此用同一个液氙探测器,就能够对自旋不相关和自旋相关的两种 WIMP-核子 散射截面进行研究。相比之下,氩的稳定同位素³⁶Ar、³⁸Ar 和 ⁴⁰Ar 的自旋都为 0,只能用于进行自旋不相关散射的研究。

另外我们在上面提到的氙的长寿命同位素¹³⁶Xe,在低能区域的电子反冲本底一般可忽略不计,但另一方面可以利用¹³⁶Xe来寻找无中微子双贝塔衰变(Neutrino-less Double Beta Decay, NLDBD)的稀有信号。以PandaX-II 实验为例, TPC 内作为靶物质的自然液氙有 580 千克,根据丰度可得到其中有 51.6 千克的¹³⁶Xe,可以用来寻找 NLDBD 信号。在文献 [54] 中,我们使用了 PandaX-II 里

同位素	原子量	丰度	自旋	半衰期	衰变方式	衰变产物
¹²⁴ Xe	123.9	0.095%	0	1.8×10^{22} yr	88	¹²⁴ Te
¹²⁵ Xe	124.9	syn	1/2	16.9 h	ε	^{125}I
¹²⁶ Xe	125.9	0.089%	0	-	稳定	-
¹²⁷ Xe	126.9	syn	1/2	36.345 d	ε	127 I
¹²⁸ Xe	127.9	1.910%	0	-	稳定	-
¹²⁹ Xe	128.9	26.401%	1/2	-	稳定	-
¹³⁰ Xe	129.9	4.071%	0	-	稳定	-
¹³¹ Xe	130.9	21.232%	3/2	-	稳定	-
¹³² Xe	131.9	26.909%	0	-	稳定	-
¹³³ Xe	132.9	syn	3/2	5.247 d	β^{-}	¹³³ Cs
¹³⁴ Xe	133.9	10.436%	0	-	稳定	-
¹³⁵ Xe	134.9	syn	0	9.14 h	β^{-}	¹³⁵ Cs
¹³⁶ Xe	135.9	8.857%	0	$2.165 \times 10^{21} \text{ yr}$	$\beta^{-}\beta^{-}$	¹³⁶ Ba

表 1.1 Xe 的各种同位素和相应的原子量、丰度、自旋、半衰期、衰变方式和衰变产物 [48, 49]。

403.1 天的暗物质探测的数据集,选择 219 千克的液氙区域作为置信体积,相应的 关于 ¹³⁶Xe 的总曝光量为 22.2 千克-年;我们选择 ¹³⁶Xe 衰变 Q 值(2485 keV) 左 右 400 keV 的能量区间,即 [2058, 2858] keV,作为 NLDBD 的信号区间(Region Of Interest, ROI)。在高能区域与 NLDBD ROI 区域的数据能谱以及相应的本底 拟合如图 1.20所示,其中并未找到 NLDBD 信号,由此得到了 2.4 × 10²³ 年的 NLDBD 半衰期下限的结果(90% 置信水平)以及对马约拉纳中微子的质量限制 $m_{\beta\beta} < (1.3 - 3.5) eV$ 。

1.4.2 二相型液氙时间投影室的探测原理

时间投影室指的是一类施加有电场的气体或液体探测器,通过粒子在电场 中的运动来重建粒子沉积能量的位置或者三维径迹。而二相型时间投影室则是 在探测器中同时存在液体和气体,结合二者的优势从而具有更好的信号分辨能 力。下面我们将根据示意图 1.21来说明二相型液氙时间投影室的探测原理。

二相型液氙时间投影室的构造如图 1.21所示, TPC 主体是液态氙, 顶部是气态氙。TPC 内部的电场由三层网状电极进行构建, 分别是底部的阴极网 (Cathod Grid)、顶部的门电极网 (Gate Grid)和阳极网 (Anode Grid), 前两者连接着负高



图 1.20 PandaX-II 403.1 天数据集里 [1, 3] MeV 范围的能谱与本底拟合 (a) 和 NLDBD ROI 区域的能谱与本底拟合 (b) [54]。



图 1.21 二相型液氙时间投影室的探测原理 [55]。

压,后者接地。阴极和门电极之间形成一个向下的均匀电场,即漂移电场(Drift Field),能够使游离的电子向上漂移;门电极和阳极一般处于气液交界处两侧的 等间距处,且间距较短,形成一个很强的向下的电场,即萃取电场(Extraction Field),使漂移至此的电子向上加速,乃至拽出液面进入气氙区域,以极高速度 和气氙里的氙原子相撞,产生电致放光(electroluminescent)现象 [56]。顶部和 底部排列着用于接收光或电信号的敏感元件,比如光电倍增管,可以接收探测器 中源于氙原子的特定波长(178 纳米)的光子。

我们前面提到过,入射粒子与靶物质相互作用沉积的能量一般会转化为闪 烁光、电离、热信号,而在二相型 TPC 中只能探测闪烁光信号和电离信号,第三 种热信号会在 TPC 中耗散掉,无法进行探测利用。入射粒子在液氙中发生散射 沉积的能量会导致局域的氙原子受激发(Xe*)和电子-离子对(e⁻+Xe⁺)的出 现,其中 Xe* 退激发会产生闪烁光,而电子-离子对中的部分电子会与离子发生 重结合,再次产生闪烁光,这两部分闪烁光的时间间隔非常短,共同形成了 *S*1 信号。电子-离子对中的另一部分电子会"逃逸"出来成为自由电子,在漂移电场 的作用下向上漂移,由萃取电场拽出液面进而发生电致发光,从而形成了 *S*2 信 号 [56]。由于产生 *S*1 的物理过程的时间尺度非常短,所以 *S*1 信号的宽度一般 只有 10-100 纳秒,并且还受到漂移电场和后端电子学系统的影响。而 *S*2 信号的 宽度一般在几个微秒的量级,主要由萃取电场中的气氙厚度决定,同时也受到漂 移距离的一些影响。

二相型时间投影室中散射事件的三维位置可以通过 S1 信号和 S2 信号重建 出来。垂直方向的位置可以通过 S1 和 S2 信号之间的时间差重建得到。散射事 件发生能量沉积时,在非常短的时间内产生闪烁光,且以光速被光电管接收到, 因此可以认为 S1 信号是瞬时发生的。而 S2 信号则是电离出来的电子在漂移电 场的作用向上漂移,在萃取电场的作用下加速,最后在气氙里电致发光才被光电 管接受到的,由于萃取电场远大于漂移电场,电子的运动速度在萃取电场中也远 大于在漂移电场中,因此 S2 信号自能量沉积发生到信号被接收的时间基本等同 于电子的漂移时间,也即 S1 和 S2 信号之间的时间差就是漂移时间。在均匀电 场的作用下,电子的漂移速度是恒定的,且可以通过理论计算和实验测量得到, 图 1.22显示了液氙、液氪、液氩等不同液态介质中,电子在不同漂移电场下的漂 移速度 [57-59]。已知漂移时间和漂移速度,我们就能得到漂移距离,也就是能

量沉积处的纵向位置。而水平方向上的位置可以通过 S2 得到, S2 信号虽然是 在气氙区域产生的,但却是由电离产生的电子经漂移和萃取垂直向上运动产生 的,因此 S2 信号的水平位置即是能量沉积的水平位置,而 S2 的水平位置可以 通过其在项部或底部光电管阵列上的信号分布重建出来。



图 1.22 在液氙、液氪、液氩三种介质中电子的漂移速度与漂移电场的关系 [57-59]。

由于 WIMP 暗物质和液氙的相互作用截面十分小,所以 WIMP 粒子在液氙 探测器中基本只能发生一次散射,发生两次或多次散射的概率要小上很多个量 级。也就是说,当 WIMP-核子散射信号出现时,其沉积的能量可以在 TPC 产生 一个 *S*1 信号和一个 *S*2 信号。另一方面,MeV 量级的高能光子和中子在液氙中 的平均自由程大约为 10 厘米量级,因此在尺寸为 1 立方米量级的液氙探测器中 就可能发生多次散射,从而产生单个 *S*1 信号和多个 *S*2 信号。暗物质核反冲信 号和多次散射本底的波形示意可见图 1.23。综上讨论,在二相型 TPC 中探测暗 物质信号时,我们一般挑选具有单个 *S*2 的单次散射事例,这样可以排除掉很多 高能中子或光子产生的本底事例。

另外, WIMP 或中子产生的核反冲信号与 γ 或 e⁻ 产生的电子反冲信号也可 以通过 S1 和 S2 波形进行区分。核反冲与电子反冲事例在液氙中沉积能量时电 产额(Charge Yield, CY)与光产额(Light Yield, LY)的分配比是不同的。核 反冲发生时产生的初始闪烁光与电离的比例,是高于电子反冲事例的;而之后 电子-离子对发生重结合时,核反冲事例的能量沉积径迹上的电离密度也远高于 电子反冲事例,因而重结合的几率也更大,进而产生更大的 S1 信号,使得 S2





图 1.23 二相型 TPC 中通过 S1、S2 波形区分 WIMP 信号和本底。

信号相对减小。综合两者,在能量相同、电场相同的条件下,核反冲事例相对于 电子反冲事例具有较大的 *S*1 和较小的 *S*2,也就是具有相对较小的 *S*2/*S*1 比例。 核反冲事例和电子反冲事例的波形示意亦可见图 1.23。我们可以根据 *S*2 信号与 *S*1 信号的比值 *S*2/*S*1 对 WIMP 核反冲事例与电子反冲本底进行区分。

由于电子-离子对里电子重结合的比例受到漂移电场的影响,所以漂移电场 对于核反冲与电子反冲的区分也有所影响。电子反冲事例的 *S2/S1* 比值或者说 光产额与电产额受漂移电场的影响非常大:随着漂移电场的增强,光产额会减小, 电产额会增大。但核反冲事例的光/电产额受到漂移电场的影响却很小。图1.24中 以 56.5 keV_{nr} 的核反冲事例、122 keV γ (来自 ⁵⁷Co)的电子反冲事例、5.5 MeV α (来自 ²⁴¹Am)事例为代表,展示了液氙中三类事例的光产额与电产额随漂移 电场的变化 [60]。从图中可以看到核反冲事例与电子反冲事例的明显差别。(此 处暂时不讨论 α 事例,因为其能量一般在几 MeV 量级,不会与低能区的 WIMP 事例混在一起。)因此,在二相型液氙 TPC 里,通过增大漂移电场的强度,可以 有效地对核反冲事例和电子反冲事例进行区分。



图 1.24 液氙中核反冲、电子反冲、α 事例的光产额与电产额随漂移电场的变化 [60]。

第2章 PandaX-II 实验介绍

PandaX (Particle and astrophysical Xenon)项目 [61] 是位于中国锦屏地下实 验室(China Jinping Underground Laboratory, CJPL) [62] 的一系列基于氙的低 本底实验。PandaX 合作组成立于 2009 年,由来自于国内外十几家高校和研究 所组成,总共有 50 个成员左右。PandaX 一期和二期实验,即 PandaX-I [63] 和 PandaX-II [64],都是采用二相型液氙 TPC 技术的暗物质直接探测实验,有效液 氙质量分别为 120 千克和 580 千克。目前 PandaX-I 和 PandaX-II 都已经结束暗物 质取数,停止运行。下一代多吨级的暗物质探测实验 PandaX-4T 正在安装与调 试中,其探测器内含有 4 吨有效质量的液氙。另外同样正在调试中的中微子实验 PandaX-III [65] 是利用 200 千克到 1 吨的 ¹³⁶Xe 高压气体来探测 NLDBD 的实验。 本文讨论的是 PandaX-II 的暗物质探测。

在本章中,我们将先简要介绍中国锦屏地下实验室。然后再介绍 PandaX-II 探测器,主要包括其屏蔽系统、时间投影室和刻度系统。最后我们将简述一下 PandaX-II 探测器的运行历史,并对采集的各种数据进行总结。

2.1 中国锦屏地下实验室

暗物质直接探测实验一般都建立在深地实验室中,主要是为了降低来自于 宇宙射线的本底,特别是宇宙射线中的缪子产生的中子,其产生的单次反冲信号 和暗物质信号无法进行区分。图 2.1中展示了世界上主要几个深地实验室的等效 水深和缪子流通量 [66]。

中国锦屏地下实验室位于中国四川省凉山彝族自治州,在锦屏山的山腹中, 被大约 2400 米高的山体岩石覆盖,该岩石厚度对于宇宙射线的屏蔽相当于 6800 米的等效水深,其地理位置和山体剖面如图 2.2所示。锦屏实验室是目前世界上 最深的地下实验室,内部测得的缪子通量为 (2.0±0.4)×10⁻¹⁰ cm⁻²s⁻¹ [66],相 当于每立方米每星期有 1 个缪子穿过,这在世界各大地下实验室中是最低的。

CJPL 目前有两个实验洞,即分为两期实验室,CJPL-I和 CJPL-II。CJPL-I位 于锦屏山隧道的中间,内部总空间约有 4000 立方米,其中 A 实验大厅大约 40 米 长、6.5 米宽、6.5 米高,大约有 2000 立方米的空间。CDEX、PandaX-I和 PandaX-II



图 2.1 世界上各个深地实验室的深度 (a) 和缪子流通量 (b) [66]。





(b)

图 2.2 中国锦屏地下实验的地理位置 (a) 和锦屏山剖面 (b)。

实验都位于 A 实验大厅中,其布局可见图 2.2b中左下角示意图。CJPL-II 是正在 建设中的一个升级实验室,位于 CJPL-I 附近,海拔相同,上方同样有 2400 米的 岩石覆盖,总共有 4 个 130 米长、14 米宽、14 米高的实验大厅,总实验空间约 有 10 万立方米 [67]。CJPL-II 的布局示意图如图 2.3所示 [68],其中 PandaX-4T 暗物质实验将在 B2 实验大厅(绿色标记)里开展运行。



图 2.3 CJPL-II 布局示意图 [68]。

2.2 PandaX-II 探测器

PandaX-II 实验位于 CJPL-I 中 A 实验大厅的外侧,其主要设施如图 2.4所示。 本节将介绍 PandaX-II 探测器的几个组成部分,包括被动屏蔽系统、时间投影室 和刻度系统。

2.2.1 被动屏蔽系统

在锦屏地下实验室中,尽管大部分来自宇宙射线的本底都能够被 2400 米厚 的山体屏蔽掉,但实验室环境里仍有其他放射性存在,可能会成为暗物质探测的 本底,比如山体岩石、水泥、各种实验设施中包含着铀、钍等天然存在的长寿命 放射性核素及其衰变链,甚至空气也含有具有放射性的氡气。因此探测器还需要 额外的屏蔽系统用于屏蔽这些本底。PandaX-II 的屏蔽系统包括主动屏蔽和被动 屏蔽两部分。

主动屏蔽是指在探测器中通过某种方式主动测得这些本底,将其标记出来



图 2.4 CJPL-I 里的 PandaX 设备照片。

从暗物质探测的候选信号中排除掉,也就是所谓的"反符合"。比如 PandaX-II 在 TPC 外围环状液氙区域("skin" 区域)正对的顶部和底部分别安装有两圈 1 英寸 光电管,可以接收到"skin" 区域发生散射、沉积能量产生的闪烁光,因此如果观 察到一个在 TPC 内部进行单次散射的事例,在 1 英寸光电管阵列上还出现信号, 则可以判断这可能是一个双次散射事例,也就不可能是 WIMP 信号了。

被动屏蔽则是指在探测器周围搭建低放射性的材料,将各种放射性阻挡在 探测器外。实验室里岩石和设备材料中的放射性核素会通过衰变等核反应发射 出伽马射线和中子。伽马射线可以通过高密度材料进行有效屏蔽,比如铅和铜, 其中铜本身的放射性可以通过制作工艺降得更低,所以可以放置得离探测器更 近。而中子可以通过富氢材料进行有效阻挡,比如聚乙烯。PandaX-II 的被动屏 蔽系统继承于 PandaX-I,采用了多层的屏蔽材料,并通过蒙特卡罗模拟得到了各 种材料的最佳组合配置以优化屏蔽效率,具体如图 2.5所示,由外到内分别为40 厘米厚的外层聚乙烯、20 厘米厚的铅层、20 厘米的内层聚乙烯、5 厘米厚的高 纯无氧铜和更靠内的 5 厘米厚的铜罐。其中聚乙烯层和铅层都是使用相应厚度 的聚乙烯块和铅块堆砌而成的。

实验室里另外一种放射性来源是空气中的氡气,包括两种同位素²²²Rn 和 ²²⁰Rn。氡核及其子衰变链可以放射出伽马射线,或者放射出α粒子与材料通过 (α, n)反应产生中子,成为探测器本底。而由于被动屏蔽体并非密闭性的,作为



图 2.5 PandaX-I 和 PandaX-II 实验的被动屏蔽系统。

气体的氡气可以渗透进铜罐外的屏蔽体间隙中,因此被动屏蔽体对于氡气的放射性无法有效屏蔽。通过商业型的氡探测器 RAD7 可以测量氡气含量,测得锦屏山体内的氡气含量大约为 200 Bq/m³,而 CJPL-I 实验室内通过引入外界新鲜山风并保持空气循环流通,可以将氡气含量降至 100 Bq/m³。为进一步降低屏蔽体内部空隙的氡气含量,在 PandaX-II 运行期间,我们通过往铜屏蔽体与铜罐之间的空隙持续灌注高纯度(99.99%)氮气,使得空隙内充满高纯氮气,其管道装置如 2.6所示 [69]。利用 RAD7 测量可知,该方法最低可以将屏蔽体内的氡气含量降至 5 Bq/m³ 左右。但该方法的效果依赖于灌注氮气的流速,且 CJPL-I 里无法保证 24 小时不间断的高纯氮气供应,所以在 PandaX-II 运行期间屏蔽体内部的平均氡气含量大约为 40 Bq/m³。

2.2.2 时间投影室

PandaX-II 大部分实验装置都继承自 PandaX-I,最主要的升级在于新的不锈 钢内罐和更大的二相型氙时间投影室。内罐所使用的不锈钢放射性极低,特别 是 ⁶⁰Co 的放射性比起 PandaX-I 内罐低了一个量级 [70]。而时间投影室则是整 个 PandaX-II 探测器中最核心的部分。我们已经在第一章中介绍了二相型氙时 间投影室的探测原理,而在本节中我们将详细介绍 PandaX-II TPC 的设计构造。PandaX-II TPC 是柱状的结构,横截面是由 12 块 PTFE 反射板围成的正十二边形,



Pipes for flushing N2 between the OV and copper shield

图 2.6 铜罐与铜屏蔽体之间充氮气的管道装置 [69]。

其中灵敏区域包含 580 千克的液氙,其设计图如图 2.7所示,而相应的照片和详细标注可见图 2.8。



图 2.7 PandaX-II TPC 的设计图,分别为包括内层与外层 PTFE 反射板的剖面图 (a) 和显示出 "skin" 区域的全视图 (b)。

如图 2.7所示, PandaX-II TPC 是由顶部和底部的铜板以及中间的场笼构成。 12 块 PTFE 反射板将场笼包裹起来,其内切直径为 646 mm,柱体的漂移长度是 600 mm。漂移电场由 TPC 底部的阴极网和顶部的门电极网构成,其中阴极丝直 径为 200 μm,网格宽度为 5 mm,门电极丝直径为 100 μm,网格宽度也是 5 mm。 阳极网构造和阴极网相同,位于门电极网上方 11 mm。TPC 内部的液面可以通



图 2.8 PandaX-II TPC 组装照片 (a) 和标注详细的示意图 (b)。

过溢流机制进行远程调节,使其位于门电极和阳极的中间位置,即距离门电极和阳极各 5.5 mm。由门电极和阳极形成的萃取电场可以将漂移电子拽出液面。内层 PTFE 反射板外,安装了 58 个铜环将其环绕,以保证漂移电场的均匀性。在内层和外层 PTFE 反射板之间有一层 40 mm 厚的液氙,被称为"skin"区域。

在 TPC 的顶部和底部有两组完全一致的 PMT 阵列,每组阵列包含 55 个型 号为 Hamamatsu-R11410 的 3 英寸 PMT,用于探测 TPC 内部产生的光子。顶部 PMT 阵列位于阳极上方 46 mm,底部 PMT 阵列位于阴极下方 66 mm,而底部 PMT 阵列上方 6 mm 处安装了一个接地的屏栅极,其构造与阴极网相同,用于 屏蔽阴极高压。而对应于"skin"区域,在顶部和底部与 3 英寸 PMT 阵列等高处,也安装了两组 PMT 阵列,每组阵列包含 25 个型号为 Hamamatsu-R8520-406 的 1 英寸 PMT。这两圈 1 英寸 PMT 起的是主动屏蔽的作用,如上一节所说,可以把 在 "skin" 区域产生信号的外界伽马射线或中子标记出来而从暗物质候选事例中 排除否决 (veto)掉,故有时候也称为 "veto PMT"。

2.2.3 刻度系统

我们用放射源来刻度探测器中的电子反冲与核反冲信号。放射源可以放置 在探测器外部或者注入到液氙里。

对于外部刻度源,比如²⁴¹Am-Be(AmBe)和²⁵²Cf等中子源,⁶⁰Co、¹³⁷Cs 和 Th 等伽马源, PandaX-II 在铜罐的内表面上安装了两圈 25 mm 粗的 PTFE 管

道用于放置刻度源,其高度分别在阴极上方的 15 cm 和 45 cm 处,如图 2.9a所示。 两圈 PTFE 管道连接在不锈钢管道上进行密封,如图 2.9b所示,因此不会破坏铜 罐内部、不锈钢罐外部里的真空。刻度源一般装在胶囊中,并固定在钢丝上,两 条钢丝分别穿过两圈 PTFE 细管,可以通过在外部拉动钢丝调整刻度源的角度位 置。



图 2.9 安装在铜罐内表面的两圈 PTFE 管道 (a),与不锈钢管道的密封连接 (b) 和位置示意图 (c)。

但由于前文提到的液氙自屏蔽效应,外部的伽马放射源在 TPC 内部产生低能电子反冲信号的效率很低,事例数非常少。因此我们在循环管路(circulation loop 2)上接入了一个注入系统,可以将气体刻度源均匀地注入到液氙中,比如 氚化甲烷(CH₃T)、^{83m}Kr 和²²⁰Rn [71]。图 2.10即是在探测器的循环管路和提纯系统中接入²²⁰Rn 气体注入装置的示意图。



图 2.10 在探测器的循环管路和提纯系统(黑色)中接入气体源注入系统(红色) [71]。

2.3 PandaX-II 运行历史和数据总结

整个 PandaX-II 的运行历史和取数操作总结在图 2.11中。PandaX-II 在试运行 后,总共采集三段暗物质数据,分别标记为 Run 9、Run 10、Run 11,三个 Run 相应的起始时间、结束时间、探测活时间以及关键的探测器参数总结在表 2.1中。 在 Run 9 采集了 79.6 天的暗物质数据后,就开始注入氚化甲烷进行电子反冲刻 度,以及探测器调试和液氙精馏;接下来则是 Run 10 采集了 77.1 天的暗物质数 据,直到因为断电而停下;恢复后紧接着开始 Run 11 的取数,从 2017 年 7 月 17 日到 2018 年 8 月 16 日总共采集了 244.2 天的暗物质数据。图 2.11中还展示了 PandaX-II 期间相应的电子寿命的变化,代表着 TPC 里液氙的电负性纯净度。下 面我们将详细论述 PandaX-II 探测器的运行历史、各种操作和探测器状况,并解 释运行期间电子寿命相应变化的原因,以及对 Run 9、Run 10 和 Run 11 中采集 的各种数据进行总结。

2016 年初在上海对液氙进行氪精馏后,重新灌入探测器并进行调试后,即 开始 Run 9 的取数。这里要注意到,在氪精馏的一个月左右时间里,1.1 吨的液 氙曝光在海平面处的宇宙线辐射中,从而液氙中产生很多氙同位素,比如¹²⁷ Xe 等。在 2016 年 5 月,由于外真空泵损坏,导致了电子寿命发生短暂下降,这可能 是由于内罐和外罐之间存在漏点,导致微量空气进入到液氙里。在 Run 9 暗物质 取数结束后,我们往探测器中注入了氚化甲烷气体进行了一段长时间的电子反 冲刻度。由于甲烷本身的电负性,氚化甲烷注入初期电子寿命发生了急剧下降,



图 2.11 PandaX-II 期间暗物质探测曝光量的累积(黑色折线)和电子寿命的变化(蓝色曲 线,对应右侧纵轴)。四条黑色横虚线代表暗物质探测数据集的划分。不同颜色的竖带 表示 PandaX-II 期间相应时间段的运行操作模式,包括 AmBe 源的 NR 刻度(蓝绿色)、 氚化甲烷的 ER 刻度(淡红色)、²²⁰Rn 源的 ER 刻度(品红色)、^{83m}Kr 刻度(黄色)、 BLS 效应研究(绿色)、液氙精馏(灰色)和探测器调试(浅绿色)。

表 2.1 三个暗物质探测数据集的总结以及相应的活时间、PDE、EEE、SEG 和平均电子寿命

DM data	Begin	End	Live time	PDE	EEE	SEG	$ au_e$
			(day)	(%)	(%)	(PE/e ⁻)	(µs)
Run 9	Mar.9, 2016	Jun.30, 2016	79.6	11.50	46.34	24.36	623
Run 10	Apr.22, 2017	Jul.16, 2017	77.1	12.05	50.78	23.69	850
Run 11	Jul.17, 2017	Aug.16, 2018	244.2	11.99	47.49	23.53	1367

 (τ_e) 等探测器参数。

随着循环系统中高温纯化器(SAES PS4-M750-R-2 Getter)的提纯,电子寿命才 渐渐上升。因此我们将氚化甲烷刻度数据按电子寿命分成三段,其平均电子寿命 分别为124 µs、253 µs、706 µs,电子寿命过小会导致探测到的 S2 信号偏小,修 正时会带来较大的误差,因此我们最终选择电子寿命为706 µs 的这组数据作为 Run 9 的 ER 刻度。在氚化甲烷 ER 刻度期间,我们发现纯化器 Getter 无法有效 地去除掉氚化甲烷,因此我们在锦屏实验室搭建了精馏塔,将液氙回收并进行第 二次精馏以去除氚本底,同时进一步去除氪本底。

将精馏后的液氙重新灌入探测器后,我们于 2017 年 4 月 22 日开始了 Run 10 暗物质探测数据的采集。需要注意的是,在精馏过程中由于添加了一瓶曝光 在宇宙射线中的氙气,从而在 Run 10 里引入了一些新的 ¹²⁷Xe 本底。Run 10 期 间出现两次断电,循环系统停止提纯导致电子寿命出现相应的下降。我们将到第 二次断电时的暗物质探测数据归为 Run 10,即 Run 10 结束于 2017 年 7 月 16 日, 相应的活时间为 77.1 天。

Run 10 之后我们并未对探测器条件作任何改变,继续开始了 Run 11 的暗物 质取数,从 2017 年 7 月 17 日开始,到 2018 年 8 月 16 日结束,运行时间跨度 超过一年,总的暗物质探测活时间为 244.2 天。在 Run 11 期间还采集了大量的 AmBe 核反冲刻度与²²⁰Rn 电子反冲刻度数据,另外还进行了^{83m}Kr 刻度和 BLS (Baseline Suppression,基线抑制)效应的研究。Run 11 期间由于各种原因,电子 寿命出现了 4 次下降, 如图 2.11中 "A"、"B"、"C"、"D" 所示。第一次下降 "A" 是 在 2017 年 8 月中旬,由于长达 3 个小时的断电造成的。第二次下降 "B" 是为了研 究氡本底和循环流速的关联而对后者进行调节导致的,在2017年9月末将循环 流速由 55 SLPM (Standard Liter Per Minute,标准公升每分钟)降至 18 SLPM,电 子寿命开始下降, 而在 10 月末将循环流速恢复为 55 SLPM 后, 电子寿命也开始 恢复。第三次"C"是在 2017 年 12 月初往探测器中注入 ²²⁰Rn 气体(可能含有杂 质气体)带来的电子寿命下降。第四次下降"D"则是 2018 年 1 月 18 日空压机损 坏导致了环境空气漏进探测器内部导致的,并因此观察到 ER 本底的增高。所以 在分析中,我们将 Run 11 从时间点"D"分成前后两部分,"span 1"和"span 2",分 别对应着 96.3 天和 147.9 天的暗物质探测活时间。表 2.2中总结了整个 PandaX-II 期间 8 次电子寿命下降的发生时间与原因。在 Run 11 结束后, PandaX-II 的运行 主要是为了采集刻度数据和对探测器进行系统的研究,直到 2019 年 6 月 29 日

正式停止探测器的运行。

序号	取数阶段	时间	原因
1	Run 9	2016-05	外真空泵损坏
2	Run 9	2016-07	注入 CH ₃ T 气体
3	Run 10	2017-05	实验室断电
4	Run 10	2017-07	实验室断电
5	Run 11	2017-08	实验室断电
6	Run 11	2017-09	调低循环流速
7	Run 11	2017-12	注入 220 Rn 气体
8	Run 11	2018-01	空压机损坏

表 2.2 PandaX-II 运行期间发生的 8 次电子寿命下降的时间和原因。

Run 9 期间的阴极负高压和门电极负高压分别设置为 -29 kV 和 -4.95 kV, 在液氙中产生的漂移电场强度大约为 400 V/cm。而 Run 9 结束后对液氙进行回 收、精馏、重新灌装后,为了避免阴极发生放电现象,我们降低了阴极的负高压, 保持门电极负高压不变,即 Run 10 和 Run 11 期间的阴极负高压为 -24 kV,门 电极负高压仍为 -4.95 kV,漂移电场也因此变小了,大约为 317 V/cm。Run 10 和 Run 11 期间的电场配置示意可见图 2.12。



图 2.12 Run 10 和 Run 11 期间探测器电场设置示意图。

Run 9、Run 10、Run 11 这三个暗物质探测阶段,都有相应的低能 NR 和 ER

刻度数据用于刻度这两种关键信号的响应,表 2.3中总结了实际采用的 NR 和 ER 刻度数据集,包括其活时间、触发事例率和平均电子寿命。对于 NR 刻度,我们 都是利用 AmBe 中子源,在 Run 9 暗物质取数间隙和末尾采集了数次 AmBe 刻度 数据,在 Run 11 期间和结束后也采集了超过六组的 AmBe 数据。对于 ER 刻度, Run 9 采用的是平均电子寿命为 706 µs 的氚化甲烷数据集,Run 10 和 Run11 采 用的是 ²²⁰Rn 数据集。由于 Run 10 和 Run 11 是相连在一起进行持续采数的,并 未对探测器运行条件作任何手动改变,特别是电极的高压和相应的漂移电场、萃 取电场都保持一致,所以理论上电产额和光产额也保持不变,可以用同样的 NR 和 ER 刻度数据来刻度这两个暗物质探测 Run,即共用 AmBe 和 ²²⁰Rn 刻度数据。 除了低能 NR 和 ER 刻度外,我们还进行了其他类型的刻度取数,包括注入 ^{83m}Kr 用于位置重建和探测器的均匀性修正,以及在探测器外放置 ¹³⁷Cs 和 ⁶⁰Co 用于 刻度探测器对于高能伽马信号的响应(详见2.2.3节和第4章)。

表 2.3 PandaX-II 里三个暗物质探测阶段对应的 NR 和 ER 刻度数据集的总结。

Calibration	Live time	Trigger rate	$ au_e$
data	(day)	(Hz)	(µs)
Run 9 AmBe	6.77	5.06	845
Runs 10/11 AmBe	48.48	4.42	1287
Run 9 CH ₃ T	20.54	3.68	706
Runs 10/11 220 Rn	28.90	20.12	1373

第3章 PandaX-II 数据的事例重建和质量条件

本章将介绍 PandaX-II 的基础数据处理流程,及其在本分析中的主要改进,包括以下几个方面:在各个暗物质探测数据集里统一关闭部分不稳定的光电管; 对低增益光电管进行增益修正;对位置重建算法做重要改进;完善信号选取的质量条件。

从这里开始需要注意的一点是,对于 Run 11 暗物质探测数据,我们计划采用"盲"分析(blind analysis),即"遮盖"(blind)了 *S*1<45 PE(Photoelectron,光电子)(以前对于 Run 9 和 Run 10 的暗物质探测窗口)的数据,以避免对于其中的信号作出主观上的筛选。直到第 5章中对暗物质探测窗口中的各种本底做出了确切的估计后,才在第 6章中"揭开"(unblind)这部分暗物质探测数据,与估算的本底进行比较,并对其进行拟合分析,从而判断暗物质信号是否存在或者对其散射截面作出限制。而对于 Run 9 和 Run 10 这两个暗物质探测数据集,我们将在上述改进的基础上对其进行重新分析;而由于我们已经在文献 [51,64]中对 Run 9 和 Run 10 进行过暗物质分析,所以在重分析过程中也就不必再"盲"掉*S*1<45 PE的暗物质探测窗口。并且,本文会对 Run 9、Run 10 的重分析结果与文献 [51,64]中的结果进行比较,来进一步确认本分析的流程、方法和其中改进的合理性和可靠性。

3.1 数据处理流程

PandaX 的数据分析框架是基于 ROOT 和 C++ 构建起来的,称为 UDM (Unified Data Model),主要包含三部分,即数据结构模型 Bamboo-Shoot、数据处理 算法流程 PandaX-Chain 和数据处理工具 PandaX-Tools:

1. Bamboo-Shoot 是一个面向对象的数据模型,作为整个框架的基础,可以 将原始数据按固定格式转化为更轻量的数据类型,并获得关于物理事例多个层 次的信息;

2. PandaX-Chain 重建出各个层次的信息,并生成各级数据;

3. PandaX-Tools 是关于数据处理的工具包,比如对事例的波形、电荷分布等信息进行可视化。

图 3.1展示了 PandaX-II UDM 的数据处理流程 [72]。最原始的数据是将一系列触发事例保存在 LZO 格式的压缩包文件里,其优势在于压缩速度较快。最终 是将数据转化为包含一系列物理量为 branch 的 ROOT 文件。下面我们将按照该 流程图对 UDM 进行阐述。



图 3.1 PandaX-II UDM 流程图 [72]。

3.1.1 Bamboo-Shoot

图 3.1中红色方框表示的是 Bamboo-Shoot 的数据模块,包括 RawData、CalibData、EsumData、HitData、ClusterData 和 SignalData:

RawData: 记录了基本的 DAQ (Data Acquisition,数据获取)参数,比如
BLS 阈值、ADC (Analog-to-Digital Converter,模数转换器)数值、原始的 PMT

波形信息等。PMT 波形信息记录的是每道 PMT 的波形,并且由于 BLS 效应而 分成许多段。

2. CalibData:对 RawData 进行了基线补偿与 PMT 增益刻度,即把单位为 ADC 的幅度信息转化为单位为 PE 的光电子数。该数据类型只在脚本里产生,实 际并不保存下来。

3. EsumData:对 CalibData 里刻度过增益的 PMT 波形分别按顶部、底部、veto 光电管进行加和。

4. HitData: 记录了每个光电管被光子击中(Hit)的信息,其中每次击中(SingleHit)的信息包括光电管的编号(PMT ID)、起始时间(start time)、宽度(width)、高度(height)、面积(area)、击中的信号类型(hit type)等等。

5. ClusterData:将所有光电管的Hit 按时间进行聚类。ClusterData 也是暂时产生,实际并不保存下来。

6. SignalData: 在 ClusterData 的基础上进一步处理物理信号的信息,特别是 判断信号的类型是 *S*1、*S*2 还是噪声。SignalData 还记录该信号的各种信息,包 括起始时间、信号电荷大小(即光电子数)、各个光电管接收到的 Hit 数目、信 号位置以及信号的宽度、高度等波形参数。

3.1.2 PandaX-Chain

图 3.1中绿色方框表示的是 PandaX-Chain 的算法流程,即各个数据模块之间的处理操作,依次对数据进行处理的程序包括 calib-hit、hit-to-signal、analyze_signal、 data_quality 等。右侧的黑色方框内表示的是数据处理过程中通过分析计算得到的一些关键参数,包括光电管增益(Gain)、信号记录时间(Timing)、信号修正(Mapping)等,在后面的章节中会进行详细讨论。

 calib-hit:对 PMT 波形进行基线刻度和增益刻度,将 RawData 转换为 CalibData;并基于刻度的波形寻找 Hit、记录相应信息、加和处理等,将 CalibData 转换为 HitData 和 EsumData。

2. hit-to-signal:对光电管的Hit信息进行聚合,将HitData转换为ClusterData,并结合EsumData进行物理信号的重建,记录物理信号的位置、电荷大小、波形信息等,将数据转换为SignalData。

3. analyze_signal:将 SignalData 转换为具有 tree 结构的 ROOT 格式的文件,即 AnaData,方便后续进行进一步的数据分析。

4. data_quality: 从各级数据中提取出关于数据质量(Data Quality)的信息, 并实时监控,以判断探测器的运行和取数状况。

3.1.3 PandaX-Tools 和 EventSelector

PandaX-Tools 是对各级数据进行一系列处理的工具包,包含多种功能,可以 根据特定需要进行设计,比如对光电管波形、Hit 信号分布等进行可视化。

数据处理流程的最后一步有一个关键的程序工具 EventSelector,可以对 Ana-Data 中的物理信号数据作进一步的修正、选择和处理,从而得到 PhysicalData。 特别是由于 WIMP 暗物质在液氙探测器中最多发生单次散射信号,因而对于暗 物质探测数据我们只需要留下单次散射的事例,而将多次散射的事例去掉,得到 更为轻量级的 ROOT 格式的文件,以便于分析处理。而在挑选物理事例时,我 们会在 AnaData 进一步施加关于数据质量的选择条件,即要求所挑选的事例满 足一定的物理特征,从而去除掉数据样本中的噪声事例等。关于信号选取的质量 条件,我们会在3.4节中进行详细描述。

3.2 光电管增益刻度

在 PandaX-II 液氙探测器中能量沉积产生的信号,无论是闪烁光信号 S1 还 是电离的电子在气氙中电致发光产生的 S2 信号,都是由光电倍增管进行探测 的。当信号产生的光子进入光电管时,光阴极会将其转化为光电子;接着光电子 在打拿极构成的电场中加速并形成倍增;倍增后的电子经光电管阳极接收,最后 输出相应的脉冲信号。我们在电子学末端记录得到脉冲信号,需要知道该光电管 的倍增率,才可以反推出最初进入光电管的光子数或者说光电子数,这就是光电 管的刻度。通常将单个光电子(Single Photoelectron, SPE)被放大的倍增率定义 为光电管的增益。光电管增益和打拿极间的电场强度相关,从而与光电管施加的 电压相关;并且各个光电管不可能完全相同,运行过程中老化状态也不相同,因 此增益也各不相同,且会随时间产生变化。本节将会介绍 PandaX-II 期间中光电 管的运行状况和增益的刻度与变化。

3.2.1 光电管运行状况

如2.2.2节所述, PandaX-II 探测器中顶部和底部各有一组光电管阵列,分别 包含 55 个型号为 Hamamatsu-R11410 的三英寸光电管。顶部和底部的光电管排
列完全一致,其编号分布如图 3.2所示。在 PandaX-II 的长期运行中,光电管会由于各种原因发生老化、故障等,因此最终分析里在 110 个光电管中关掉了 7 个光电管,其中 5 个位于顶部,2 个位于底部。



图 3.2 PandaX-II 顶部(左图)和底部(右图)光电管阵列分布和相应编号,以及运行期间 物理上手动关掉的4个光电管(灰色)和软件中关掉的3个光电管(棕色)的分布。

关掉的光电管中有 3 个是在 Run 9 和 Run 10 期间手动关掉的 [51],其中一个 (ch10803)是由于严重的跟随脉冲效应,另外两个(ch10604 和 ch11201)是由于 光电管 base 出现损坏。而在 Run 11 期间,有4个光电管变得越来越不稳定,其中 一个(ch11007)是由于出现打火现象而在物理上手动关掉的;另外三个则是在 软件中关掉的(即在数据分析中完全不考虑这三个光电管接收到的信号),分别 是因为光电管出现严重的跟随脉冲现象(ch11405)和严重的白噪声及其导致的 反常增益(ch10900 和 ch11203)。在物理上手动关掉的四个光电管在 PandaX-II 运行时间轴上的分布如图 3.3所示,其排列在图 3.2中标记为灰色,而在软件中关 掉的三个光电管在图 3.2中标记为棕色。

3.2.2 光电管增益的计算

PandaX-II运行期间,我们通过发光二极管(Light Emitting Diode, LED)技术 来刻度光电管的增益。我们在 TPC 顶部外侧放置了三个蓝光 LED,其能够放出 波长约为 430 nm 的蓝光光子(能量小于波长为 178 nm 的氙闪烁光)[73]。LED 光子通过三条光纤传输至位于"skin"区域的扩散器,然后从 PTFE 反射板的上 方进入 TPC 内部。LED 刻度期间,对于光电管接收的信号都处于强制触发状态; 我们通过调节 LED 驱动的电压来调节 LED 的亮度,并且希望亮度足够低使得光 电管在每个时刻最多接收到一个光子。而同样的亮度对于位于不同位置的光电



图 3.3 PandaX-II 运行期间在物理上手动关掉的四个光电管的时间轴分布(黑色圆圈)。关 掉的光电管编号(原因)依次为 ch10803(严重的跟随脉冲)、ch10604(base 损坏)、 ch11201(base 损坏)和 ch11007(打火)。

管的光强则各不相同,所以为了刻度顶部和底部的 110 个三英寸光电管,我们每次选择应用三组电压: 5.5 V、6.0 V、6.5 V,对每组电压的刻度持续约 4 分钟,使得每个光电管都接收到 50000 个信号。而为了连同 48 个一英寸光电管也刻度到,我们会应用更大范围的十组电压。在 Run 9,我们每三天做一次 LED 全刻度;自Run 10 开始,则每天做一次对三英寸光电管的 LED 刻度,每周做一次对所有光电管的 LED 全刻度。

对于 LED 刻度时记录的信号,积分得到其波形的面积,即得到该信号的电荷大小(以 ADC·bit 为单位)。将每次 LED 刻度期间的信号大小填到直方图中,得到相应光电管的信号谱,如图 3.4中黑色直方图所示。我们通常用三高斯函数来拟合基线白噪声、单光电子峰和双光电子(Double Photoelectron, DPE)峰,如图 3.4红色曲线所示,其中对双光电子峰中心值和宽度有所限制,所以该三高斯函数共有 7 个自由参数,具体形式如下:

$$f(q) = p_0 \times Gaus(q, \mu_0, \sigma_0) + p_1 \times Gaus(q, \mu_0 + \mu_1, \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2}) + p_2 \times Gaus(q, \mu_0 + 2\mu_1, \sqrt{\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2}).$$
(3.1)

图 3.4中拟合得到的参数 "p5",即公式中的 μ₁,就是该光电管的增益,其单 位为 ADC·bit/PE。以增益较大的光电管 ch10805 为例,其增益在 Run 10 和 Run 11 中随时间的变化如图 3.5所示,额外进行了下文提到的针对低增益光电管的修 正后的增益也显示在图中,说明了 LED 单光电子峰拟合方法对于高增益光电管 的准确性。



图 3.4 三英寸光电管 ch10704 的 LED 刻度信号谱(黑色直方图)和相应的三高斯拟合(红色曲线), 图例中的 "p5" 即单光电子峰的中心值,也就是光电管对应的增益,单位为ADC-bit/PE。



图 3.5 PandaX-II Run 10 和 Run 11 期间对高增益光电管通过 LED 单光电子峰拟合得到的 增益(黄色圆圈)和通过对称光电管进行修正后的增益(浅紫色方形)随时间的变化。

3.2.3 低增益光电管的修正

为了防止光电管的打火现象,从 Run 10 开始调低了多个光电管的高压,因 此这些光电管的增益也显著降低。其中有几个光电管的高压在整个运行期间需 要持续地调低,我们猜测可能是光电管的高压引线由于实验室断电而出现损坏。 对于这些低增益光电管,LED 刻度的方法存在不足,因为相应的单光电子峰会 和白噪声混在一起难以区分。在图 3.6a中比较了低增益光电管 ch10707 和与之旋 转对称的高增益光电管 ch10300 的 LED 信号谱,后者有明显的单光电子峰,而 前者的单光电子峰被白噪声掩盖了,因而无法进行准确拟合,比如图 3.6b中对光 电管 ch10707 的信号谱进行强行拟合,得到的单光电子峰的中心值(即增益)误 差极大,宽度也过大,拟合结果完全不可靠。



图 3.6 低增益光电管 ch10707 和高增益光电管 ch10300 的 LED 信号谱比较 (a) 和对低增益 光电管信号谱的三高斯拟合结果 (b)。

因此,我们建立了新的方法来估计这些低增益光电管的增益,即通过比较 均匀分布的高能 α 事例在低增益光电管和与其旋转对称的正常光电管上的 *S*1, 来修正其错误增益。以低增益光电管 ch10707 为例来说明修正的具体步骤。与 ch10707 旋转对称的光电管在示意图 3.7中用蓝色五角星标记出来,包括 ch10200、 ch10202、ch10203、ch10300、ch10400、ch10407、ch10500、ch10502、ch10503、 ch10600 和 ch10700。通过 LED 刻度得到的增益计算这些光电管对应于 α 事例的 *S*1 谱,如图 3.8所示, ch10707 与对称位置的光电管的 *S*1 谱的差别说明了此处 ch10707 的增益有问题,即这里 ch10707 的增益过大使得 *S*1 的光电子数相比于 其他光电管偏小。我们将对称位置光电管的 *S*1 谱的平均值与 ch10707 的 *S*1 谱 的比值作为其增益的修正因子,使得对 ch10707 重新计算得到的 α 事例的 S1 谱 能够和其他对称的光电管相符合。



图 3.7 低增益光电管 ch10707 和与之旋转对称的光电管的分布。



图 3.8 低增益光电管 ch10707 (蓝色)和与其旋转对称的光电管(其他颜色)对应的 α 事例 的 *S*1 谱。

光电管 ch10707 通过 LED 单光电子峰拟合得到的增益随时间的演化如图 3.9中 绿色空心圆圈所示,其数值非常不稳定。修正后的增益如图 3.9中红色方形所示, 其增益的演化明显更为稳定。



图 3.9 PandaX-II Run 10 和 Run 11 期间对于低增益光电管通过 LED 单光子峰拟合得到的 增益(绿色圆圈)和通过对称光电管进行修正后的增益(红色方形)随时间的变化。

3.3 信号的位置重建

我们在 1.4.2节简单讨论过在二相型液氙 TPC 中重建散射事件的三维位置的 相关原理,本节中将进一步阐述 PandaX-II TPC 中关于位置重建的具体做法,分 为两部分:垂直方向和水平方向的位置重建。

3.3.1 垂直方向的位置重建

在 PandaX-II TPC 中,垂直方向的位置由漂移时间(即 *S*1 和 *S*2 信号的时间差)重建得到。我们通常用一个事例的漂移时间来标记其垂直方向的位置,而最大漂移时间意味着能量沉积在阴极上,即对应着漂移电场场笼的垂直间距,也就是阴极和门电极之间的距离:60 cm。

由于漂移时间与漂移速度成反比,也就与漂移电场相关;而 Runs 10/11 的漂移电场相比于 Run 9 减小了,从而 Runs 10/11 对应的最大漂移时间也相对变大了。最大漂移时间可以从 AnaData 数据中得到,以 Run 10 为例,其单次散射事例关于漂移时间的分布如图 3.10所示,可知最大漂移时间为 360 µs。类似地,可以得到 Run 9 的最大漂移时间为 350 µs, Runs 10/11 的最大漂移时间均为 360 µs。

3.3.2 水平方向的位置重建

在 PandaX-II TPC 中,水平方向的位置由 *S*2 信号在顶部光电管阵列上的分 布来确定。在 PandaX-II 期间我们建立了三种水平位置重建的算法:重心(Center of Gravity, COG)法、模板匹配(Template Match, TM)法和光接收函数(Photon Accpetance Function, PAF)法,其中光接收函数法又根据其中光接收函数的形



图 3.10 AnaData 数据中 Run 10 单次散射事例的漂移时间分布。其最大漂移时间为 360 µs。

式分为两种:解析形式的光接收函数(analytical PAF, anaPAF)和基于模拟的光接收函数(simulation-based PAF, simPAF)。在 2016 年和 2017 年对于 Run 9 和 Run 10 数据的分析 [51, 74] 中,我们采用的是 anaPAF 算法,在最终分析即本文中采用的是 simPAF 算法。下面我们将简要讨论一下这几种位置重建算法的原理和优劣。

重心法 COG

水平方向的位置重建算法最简单快速的便是重心法,即对顶部光电管的位置以相应的电荷进行加权平均,具体如下:

$$\begin{cases} x_{\text{COG}} &= \frac{\sum_{i} (x_{i} \times q_{i})}{\sum_{i} q_{i}} \\ y_{\text{COG}} &= \frac{\sum_{i} (y_{i} \times q_{i})}{\sum_{i} q_{i}}, \end{cases}$$
(3.2)

其中 (x_i, y_i) 是顶部第 i 个光电管的中心位置坐标, q_i 是该光电管接收到的电荷 (即光电子数)。对于实际发光位置在中心区域的事例,重心法具有不错的重建效 果。如果实际发光位置在外侧区域,即靠近 PTFE 反射板,顶部光电管对于向里 发出的光的探测效率将会高于向外发出的光,导致重心法重建得到的 COG 位置 会偏向中心区域。此外如果顶部光电管出现问题,无法接收到电荷,将会极大地 影响 COG 位置的重建。因此在 PandaX-II 实验中, COG 位置只是用于对真实发 光位置的初步判断以及作为其他位置重建算法的参考输入值。

最大似然法

由于模板匹配法和光接收函数法都需要通过最大似然法来找出事例的最可

几位置,因此在这里会先介绍一下利用最大似然法来重建位置的思路以及如何 构建相应的似然函数。

若已知一个事例产生的顶部光电管电荷分布为 {*n_i*},最大似然法就是要找 出合适的发光位置 *r*,使得该电荷分布 {*n_i*}出现的概率最大,这个最可几位置就 作为我们重建出来的位置。因此关键在于构建出代表着电荷分布 {*n_i*}出现概率 大小的似然函数。

对于一个实际发光位置为 \vec{r} 的事例,若顶部光电管探测到的总光子数为N, 对于单个光子第i个光电管的探测概率为 $\eta_i(\vec{r})$,则第i个光电管探测到的光子数 满足一个期待值为 $\mu_i = N\eta_i(\vec{r})$ 的泊松分布,即第i个光电管探测到 n_i 个光子的 概率为

$$p_i(n_i) = \frac{\mu_i^{n_i} e^{-\mu_i}}{n_i!}.$$
(3.3)

n

而顶部各个光电管探测到电荷分布为 {*n_i*} 的概率则等于各个 *p_i(n_i*) 的乘积,因此 其似然函数可以构建如下:

$$\ln \mathcal{L}(\vec{r}) = \ln(\prod_{i} p_{i}(n_{i})) = \sum_{i} \ln p_{i}(n_{i}) = \sum_{i} \ln \frac{\mu_{i}^{n_{i}} e^{-\mu_{i}}}{n_{i}!}$$

$$= \sum_{i} \left(n_{i} \ln \mu_{i} - \mu_{i} - \ln(n_{i}!) \right)$$

$$= \sum_{i} \left(n_{i} \ln(N\eta_{i}(\vec{r})) - (N\eta_{i}(\vec{r})) - \ln(n_{i}!) \right)$$

$$= -N \sum_{i} \eta_{i}(\vec{r}) + \sum_{i} (n_{i} \ln N - \ln(n_{i}!)) + \sum_{i} (n_{i} \ln(\eta_{i}(\vec{r})))$$

$$= -N + \sum_{i} (n_{i} \ln N - \ln(n_{i}!)) + \sum_{i} (n_{i} \ln(\eta_{i}(\vec{r}))),$$
(3.4)

其中利用了关系式 $\mu_i = N\eta_i(\vec{r})$ 和 $\sum_i \eta_i(\vec{r}) = 1$ 。注意到前两项为常数,因此相应的似然函数可以修正如下:

$$-\ln \tilde{\mathcal{L}}(\vec{r}) = -\sum_{i} \frac{n_i}{N} \ln \eta_i(\vec{r}).$$
(3.5)

综上,利用最大似然法来重建位置也就是要寻找最合适的 $\vec{r} = (x, y)$ 使得 $-\ln \tilde{\mathcal{L}}$ 得到最小值,并且关键在于获得每个顶部光电管对于位于 \vec{r} 的单个光子的 探测概率 $\eta_i(\vec{r})$ 。我们建立了两种方法来获得 { $\eta_i(\vec{r})$ },即模板匹配法和光接收函数 法。

模板匹配法 TM

由于无法直接在探测器中放置一个可以水平移动的光源来进行光刻度,我 们可以尝试通过 Geant4 [75,76] 对探测器进行光学模拟,从而得到相应的 { $\eta_i(\vec{r})$ }。 这个光学模拟考虑了探测器的几何和探测器材料的光反射效应。在该光学模拟 中,*S*2 信号产生于液面和阳极之间的 5.5 mm 气体间隙中,并假设液面和阳极 之间的发光强度是均匀不变的。我们将 X-Y 平面划分成 225 × 225 个正方形的小 格子(边长为 3 mm),并得到每个小格子中心处 $\vec{r}_j = (x_j, y_j)$ 的事例发光产生的 光电子数在顶部 55 个光电管上的分布 { $\eta_i(\vec{r}_j)$ },每一个小格子 \vec{r}_j 对应一个模板 (template)。遍历所有的小格子,找到使得 – ln $\tilde{\mathcal{L}}(\vec{r})$ 取得最小值的 \vec{r}_j ,这就是模 板匹配法重建得到的水平位置。

在具体重建过程中,为了减少计算量,我们会以重心法计算得到的位置作为中心,在其周围寻找最似然的模板。找到最似然的模板后,对其周围 7×7个模板计算得到的 – ln $\tilde{\mathcal{L}}(\vec{r_j})$ 值进行二维抛物线拟合,其最低点才是最终重建出来的位置。

相较于重心法,模板匹配法重建得到的位置更为准确,特别是位于外侧区域 的事例;而且即使项部阵列有部分光电管失效,在计算 – ln $\tilde{\mathcal{L}}(\vec{r_j})$ 时跳过该光电 管也影响不大。然而模板匹配法的缺点在于其严重依赖于探测器光学模拟的准 确性。相比于从数据中得到的光电子数分布 { n_i },通过光学模拟得到的 { $\eta_i(\vec{r})$ } 整体上更为弥散,并且无法通过调节光模拟程序中的瑞利散射、光吸收长度和 PTFE 反射率等自由参数得到明显的改进。这可能是因为在光学模拟中无法准确 地模拟 TPC 项部的光泄露。这个问题对于靠近 PTFE 反射板的外侧事例更为明 显,重建出来的位置会像重心法一样出现往探测器中心区域偏移的趋势。因此我 们进一步建立了光接收函数法来重建位置,即基于数据得到每个项部光电管对 应的 PAF,即 { $\eta_i(\vec{r})$ }。

解析形式的光接收函数法 anaPAF

相较于模板匹配法,光接收函数法是基于数据的,因此可以避免模拟与数据 之间的光分布差异。光接收函数法关键在于通过数据获得相应的光接收函数,即 { $\eta_i(\vec{r})$ }。这里我们先介绍解析形式的光接收函数,即用含有自由参数的解析函数 对数据分布进行拟合 [77]:

$$\eta_i(r) = A_i \cdot exp\left(-\frac{a_i \cdot \rho}{1 + \rho^{1 - \alpha_i}} - \frac{b_i}{1 + \rho^{-\alpha_i}}\right), \rho = \frac{r_i}{r_i^0}$$
(3.6)

其中 r_i 是发光位置 \vec{r} 与光电管i中心的水平距离, A_i 、 r_i^0 、 a_i 、 b_i 是相应光电管 对应的待拟合参数。

光接收函数法选择的训练样本数据是均匀分布于探测器中的事例。在 Run 9 中我们利用 ¹³¹Xe 退激发产生的 164 keV 事例作为拟合光接收函数 $\eta_i(r)$ 的样本。我们首先以重心法得到的位置 \vec{r}_{COG} 对数据分布进行拟合得到光接收函数 $\{\eta_i^{(1)}(r)\}$ (即确定公式 3.6中的自由参数); 然后根据 $\{\eta_i^{(1)}(r)\}$ 用最大似然法对所有样本事例重建出新的位置 $\vec{r}^{(1)}$,根据此位置再一次拟合数据得到新的光接收函数 $\{\eta_i^{(2)}(r)\}$ 。依次反复迭代,直到光接收函数的自由参数发生收敛,得到最终的光接收函数 $\{\eta_i(r)\}$ 。该迭代过程以及相应的 164 keV 事例的位置分布变化如图 3.11所示。图 3.12展示了某个外围光电管对应的光接收函数的拟合结果。得到最终的光接收函数 $\{\eta_i(r)\}$ 后,对于任意的事例都将以该光接收函数作为输入值,通过最大似然法计算其重建位置。



图 3.11 anaPAF 算法的迭代示意和迭代过程中 164 keV 事例的位置分布变化。

相比重心法 COG 和模板匹配法 TM,光接收函数法 anaPAF 重建得到的径向位置分布更为均匀。对于训练样本数据,即均匀分布的 164 keV 事例,三种算法重建得到的径向分布如图 3.13所示。重心法有将外围事例重建向中心区域的趋势;模板匹配法则倾向于将事例重建于模板方格的中心处,从而导致在径向上出现梳子状的事例分布;而光接收函数法 anaPAF 重建得到的位置更为平滑和均匀。

基于模拟的光接收函数法 simPAF

实际探测器中 S2 信号对应的光子的物理行为非常复杂,特别是考虑到光子 在 PTFE 反射板上的反射。因此在 PAF 算法中,解析形式的光接收函数可能无 法准确描述真实的探测器状况。事实上,我们发现 anaPAF 算法重建得到的位置 会出现局部的变形,即重建的位置会聚集于光电管的中心;并且在光电管关闭的



图 **3.12** 外围光电管(标号为 PMT66)的光探测概率分布 η_i(r) vs. r 以及使用光接收函数进 行拟合的结果。



图 3.13 重心法 COG、模板匹配法 TM 和光接收函数法 anaPAF 对 164 keV 事例进行位置重 建得到的径向分布及比较。

位置其重建效果不稳定。这个现象可以通过 2018 年采集的 ^{83m}Kr 刻度数据清楚 看到。^{83m}Kr 刻度数据中的 41.6 keV ER 事例均匀分布于整个探测器中,这些事 例通过 anaPAF 算法重建得到的水平方向位置分布如图 3.14b所示,可以看到在 光电管中心处出现事例聚集,在左下角关闭了两个光电管(ch11201 和 ch11203) 的地方事例出现明显的缺失。于是在本文中我们根据 ^{83m}Kr 数据的 41.6 keV 事 例,利用探测器的光模拟来建立一个非解析形式的光接收函数,使其更接近真实 的物理情况。simPAF 算法的流程罗列如下:

1. 根据 anaPAF 算法重建的位置,我们首先在^{83m}Kr 数据中挑选出重建到55 个顶部光电管中心位置的事例,得到这些事例在顶部阵列上的 S2 电荷分布。

2. 建立一个基于 Geant4 的探测器光模拟,其中考虑了 PandaX-II 探测器的 实际几何结构和光学特征,并假设 S2 光子是从气氙中的点光源发射出来的。对 于 55 个光电管中心的水平位置 (x_c, y_c),分别调节发光点在气氙中的垂直位置 $z_{S2}(x_c, y_c)$,使得模拟中 55 个顶部光电管接收到的光分布和数据中得到 S2 电荷分布最为符合,我们将该垂直位置 z_{S2} 称为有效发光位置 (effective photon emission vertex)。以光电管 ch10905 的中心 (163 mm, 141 mm)为例,在不同的特 氟龙反射率和不同的垂直发光位置的光模拟得到的光分布与数据中的 S2 电荷 分布的比较可见图 3.15,通过计算 χ^2 可以得到最佳的有效发光位置。

3. 对于非光电管中心处 (x, y) 的有效发光位置可以通过对 55 个垂直位置 z_{S2}(x_c, x_c) 在 X-Y 平面上进行差值计算得到,即 z_{S2}(x, y)。

4. 根据连续的 $z_{S2}(x, y)$ 可以在探测器光模拟中得到对应于每个顶部光电管的光接收函数 $\eta_i(\vec{r})$,此时它并非解析形式的函数,而是关于 $\vec{r} = (x, y)$ 的二维映射。根据这组新的光接收函数对 ^{83m}Kr 事例进行位置重建,进而得到一组新的顶部光电管中心位置的 S2 电荷分布。

对这个流程进行迭代,直到^{83m}Kr 事例的重建效果变得稳定,即得到最终的基于模拟的光接收函数 { $\eta_i(\vec{r})$ }。光电管 ch10906 对应的光接收函数如图 3.16所示。基于改进的光接收函数 { $\eta_i(\vec{r})$ },利用最大似然法就可以得到任一 S2 电荷分布对应的最可能的水平位置 $\vec{r} = (x, y)$ 。

新的 simPAF 算法的重建效果相较于旧的 anaPAF 算法具有极大优势,如 图 3.14所示, simPAF 算法重建得到的 ^{83m}Kr 事例更为均匀,事例聚集于光电管 中心的现象大大改善,特别是在左下角光电管关掉处的位置重建缺陷也被完善。

因此,本分析中进行水平位置的重建时最终采用的是 simPAF 算法。基于 ^{83m}Kr 事例的重建效果,可以估计出水平位置的误差为 5 mm,这个误差可以进一步用 于估计最终选定的置信体积的误差。



图 3.14 采用 simPAF 算法 (a) 和 anaPAF 算法 (b) 重建得到的 ^{83m}Kr 事例在水平方向上的分 布,以及两者在径向分布上的比较 (c)。simPAF 算法相比于 anaPAF 算法得到的分布 在两个光电管关掉的左下角处更为稳定。



图 3.15 在光电管 ch10905 的中心 (163 mm, 141 mm) 处,不同参数 (特氟龙反射率 r,垂直 发光位置 z)下的探测器光模拟得到的光分布和数据中的 S2 电荷分布的比较。通过计 算 χ^2 可以得到该光电管中心位置对应的特氟龙反射率和垂直发光位置的最优值。



图 3.16 基于模拟得到的光电管 ch10906 对应的光接收函数。

3.4 信号选取的质量条件

利用 AnaData 层次的 ROOT 数据文件可以对物理事例进行分析,但 AnaData 包含了光电管和数据获取系统得到的大部分事例信息,其中可能包含了多次散 射事例和各种各样的噪声干扰。而为了在探测器中寻找 WIMP 暗物质的低能核 反冲信号,我们会对 AnaData 作进一步筛选,留下单次散射的事例,并对这些事 例施加质量条件 (Quality cuts),从而排除噪声干扰,挑选出我们关心的真实物 理信号。本节将会介绍 PandaX-II 对低能事例研发的数据质量条件,主要包括:

1. S1AsyCut: 对 S1 在顶部-底部光电管上的电荷非对称性与其垂直位置的 关联条件;

2. S1PerPmtCut: 对 S1 在点亮的光电管上的平均电荷大小的要求;

3. S1PatternCut:对 S1 信号在光电管阵列上的分布(Pattern)的要求;

4. S1NoiseFilter: 去除掉呈现"波状起伏"的相干噪声,防止将其误判为 S1 信号;

5. S2AsyCut: 对 S2 在顶部-底部光电管上的电荷比值与其径向位置的关联 条件;

6. GasCut: 对发生在气氙区域的信号的条件;

7. drCut: 对事例的位置重建效果的要求;

8. nS1Cut: 对 S1 信号数量的限制条件;

9. TimeDiffCut: 对触发事例的时间间隔的限制条件;

10. UnExpQCut: 对于事例波形里噪声水平的限制条件。

3.4.1 对 S1 信号的质量条件

对 S1 信号的质量条件主要包括 S1AsyCut、S1PerPmtCut、S1PatternCut 和 S1NoiseFilter,我们将在下面对这些条件分别进行描述。

S1AsyCut

我们将 *S*1 信号的顶部和底部光电管上的电荷大小的非对称性 A_{TB} 定义为 $(S1_t - S1_b)/S1$, S1AsyCut 是关于该比值与漂移时间的关系,因为在物理上 *S*1 信号的顶部-底部电荷的分布比例和其垂直位置有关。我们以 2018 年的 Run 11 AmBe 数据为例,在图 3.17中展示了 AnaData 事例的 *S*1 电荷非对称性和漂移时间的关系,其中按 *S*1 的电荷大小分为三段,即 (0,40] PE、(40,200] PE 和大于 200 PE。S1AsyCut 也是按照三段 *S*1 范围分别设置的,如图 3.17中红线所示。对于 *S*1 \in (0,40] PE 的低能事例,其产生的光子数较少,有可能只被底部光电管观察到,于是顶部-底部非对称性 A_{TB} 等于 –1,所以我们只考虑单边的质量条件。对于 *S*1 \in (40,200] PE 和大于 200 PE 的事例,可以明显观察到 *S*1 电荷非对称性与漂移时间的线性关系,我们在上下两侧都添加了质量条件。S1AsyCut 具体由下列关系式给定 (其中 *dt* 的单位是 ms):

 $\begin{cases} A_{TB} \le 0.18 + 3 \times e^{-dt/0.076272} & S1 \le 40 \text{ PE} \\ -1.8 \times dt - 0.55 \le A_{TB} \le -1.8 \times dt + 0.35 & 40 < S1 \le 200 \text{ PE} \end{cases}$ (3.7) $-0.55 + 0.18 \times dt - 4 \times dt^2 \le A_{TB} \le -2 \times dt + 0.15 \quad S1 > 200 \text{ PE} \end{cases}$

S1PerPmtCut

对于低能事例来说, *S*1 电荷应该和其击中的 PMT 数量(记为 nPMT)正 相关。我们基于这个关系建立了 *S*1 电荷在光电管阵列上的分布的质量条件 S1PerPmtCut,即考察每个点亮的光电管的平均 *S*1 电荷 *S*1/nPMT 与 *S*1 本身 大小的关系,主要目的是为了去除那些大部分 *S*1 电荷集中于某几个光电管上的 事例,这些事例可能是来自非正常事例,比如阴极的微小放电。2018 年的 Run 11 AmBe 数据中事例关于 *S*1/nPMT 与 *S*1 的分布如图 3.18所示,我们将 *S*1 的 范围分为三段,分别给出了相应范围的 S1PerPmtCut,如图 3.18中红线所示,即



图 3.17 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例的 S1 顶部-底部电荷非对称性相对于漂移时间的分布以及相应的 S1AsyCut(红线),并按照 S1 大小分成三段: S1 ≤ 40 PE (a)、40 < S1 ≤ 200 PE (b)和 S1 > 200 PE (c)。

排除掉红线上方的零散事例。S1PerPmtCut 具体由下列关系式给定:

 $\begin{cases} S1/nPMT < 2.6 + e^{-S1/10} & S1 \le 15 \text{ PE} \\ \\ S1/nPMT < 2.706 + 7.8 \times 10^{-3} \times S1 & 15 < S1 \le 200 \text{ PE} \\ \\ S1/nPMT < 2.32 + 9.71 \times 10^{-3} \times S1 & S1 > 200 \text{ PE} \end{cases}$ (3.8)



图 3.18 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例关于 S1/nPMT vs. S1 的分布,分为两段: S1 ≤ 200 PE (a) 和 S1 > 200 PE (b)。相应的 S1PerPmtCut 如图中红线所示。

S1PatternCut

如果一个多次散射事例的某次散射发生在液氙敏感区域中,而其他散射发生在阴极下方等死角,其沉积能量产生的闪烁光可以被光电管探测到,但电离信

号则无法探测到;因此这种多次散射事例会产生一个较大的 S1 和一个相对偏小的 S2,我们一般将之称为"X 事例"。相比于正常单次散射事例,X 事例仅仅是 S2 偏小,或者说 S1 偏大,但无法从波形上将 X 事例区分出来,因此会干扰正常 事例的辨别。由于 X 事例一般发生在阴极下方这样的死角区域,非常靠近光电管,因此 S1 在光电管阵列上的分布可能存在明显的不均匀性,我们根据这个特征建立了 S1PatternCut 来排除探测器中的 X 事例。我们分别定义 Q_{max}^b 和 Q_{max}^t 为底部和顶部光电管接收到的最大 S1 电荷。PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例的 $Q_{max}^b/S1_b$ 和 $Q_{max}^t/S1$ 相对于 S1的分布如图 3.19所示。 $Q_{max}^b/S1_b$ 和 $Q_{max}^t/S1$ 这两个比值过高,意味着闪烁光 S1产生时太过接近光电管,很可能是 X 事例。因此,如图 3.19中红线所示,我们按照不同的 S1范围去除了比值 $Q_{max}^b/S1_b$ 和 $Q_{max}^t/S1_b$ 和 $P_{max}^t/S1_b$ 和 $P_{max}^t/$

$$\begin{cases} Q_{max}^{b}/S1_{b} < 0.2 + 2.0 \times e^{-S1/20} & S1 \le 1000 \text{ PE} \\ Q_{max}^{t}/S1 < 0.16 + 1.35 \times e^{-S1/12.0} & S1 \le 40 \text{ PE} \\ Q_{max}^{t}/S1 < 0.2242 - 0.01 \times \log_{10}(S1) & S1 > 40 \text{ PE} \end{cases}$$
(3.9)



图 3.19 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例关于 $Q_{max}^b/S1_b$ vs. S1 (a) 和 $Q_{max}^t/S1$ vs. S1 (b) 的分 布,以及相应的 S1PatternCut (红线)。

S1NoiseFilter

PandaX-II 实验中会出现"波状起伏"的相干噪声,其典型波形如图 3.20所示。因为这种噪声会由于屏蔽电子学高压供电和连接而减弱,所以很可能是电子学

的电磁干扰造成的。这种噪声会同时出现在多个光电管上,因此可能会被误判为 *S*1 信号。我们根据其波形特征建立如下两个质量条件(合称为 S1NoiseFilter) 来去除这种噪声:

1. 相干噪声的波形中,正向与反向脉冲信号的大小相近,因此要求正向与反向的脉冲信号比例小于 0.4,可以排除这类噪声。2018 年 Run 11 AmBe 事例关于正向-反向脉冲信号比和 S1 信号大小的分布以及相应的质量条件如图 3.21a所示。

2. 计算 *S*1 的电荷有两种方式,一是对 Hit 加和后的波形(重新刻度了基线)进行积分,记为 *S*1_{esum}; 二是直接将所有 Hit 对应的电荷相加起来,即通常的计算方法得到的 *S*1。Run11 AmBe 事例的 *S*1_{esum}/*S*1 比值相对于 *S*1 的分布如图 3.21b所示。对于"波状起伏"的相干噪声来说,Hit 相加的波形会出现正向与反向的脉冲信号相互抵消,导致 *S*1_{esum} 的数值明显小于 *S*1,因此我们的质量条件要求两者比值 *S*1_{esum}/*S*1 大于 0.85,且小于 1.25,如图 3.21b中红线所示。



图 3.20 呈"波状起伏"的相干噪声的波形示例。

3.4.2 对 S2 信号的质量条件

在气氙区域发生能量沉积的事例(一般称作气体事例),电离出的电子会在 电场作用下漂移至阳极下方,然后在萃取电场的加速作用下产生电致发光,其 *S*2 信号与在液氙里发生能量沉积的事例的 *S*2 有所不同。为了排除气体事例我



图 3.21 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例的正向-反向脉冲信号比 (a) 和 S1_{esum}/S1 比值 (b) 相对于 S1 的分布,以及相应的 S1NoiseFilter 质量条件(红线)。

们建立了 S2AsyCut 和 GasCut 这些对于 S2 信号的质量条件,将在下面分别进行 描述。

S2AsyCut

由于 S2 信号是气氙区域通过电致发光产生的,所以顶部光电管比底部光电 管接收到的 S2 电荷更多,顶部-底部电荷比 S2_t/S2_b 大约是 2.2:1。而对于气体 事例来说,底部光电管阵列接收的 S2 信号过小,所以 S2_t/S2_b 相比正常事例会 偏大一些。因此我们根据顶部-底部电荷比的分布建立了质量条件 S2AsyCut 来 去除气体事例。在 PandaX-II 中我们观察到,随着半径 r 增大, S2_t/S2_b 有减小的 趋势,这可能是 S2 发光处相对于顶部和底部光电管阵列的立体角在不同半径处 的不同变化程度导致的。以 ^{83m}Kr 刻度的均匀事例为例, S2_t/S2_b 相对于半径 r 的分布如图 3.22a所示,因此质量条件 S2AsyCut 也是关于半径 r 的函数。

在图 3.22a中 r ~ 150 mm 处存在一个明显的向下的"鼓包",即有一团事例 的 S2_t/S2_b 偏小。查看这些事例的位置分布,可以发现它们正对着关掉的光电管 ch11405。如果 S2 产生的位置恰好在某个关掉的光电管下方,发出的光子中会 有很多"丢失"掉,因此顶部光电管阵列接收的信号 S2_t 会明显减少,S2_t/S2_b 也 就会偏小。这些事例其实也是正常的物理信号,其能量也可以通过刻度数据进 行修正而准确重建出来。但是这里如果在 S2_t/S2_b 相对于半径 r 的分布图上建立 S2AsyCut,这个质量条件对于和光电管 ch11405 在相同半径处却不同角度的其



图 3.22 PandaX-II 中^{83m}Kr 事例关于 S2 顶部-底部电荷比与半径的分布,其中顶部 S2 电荷 分别不考虑关掉的光电管 (a) 和手动补足关掉光电管对应的电荷 (b), S2AsyCut 质量条 件(红线)是基于后者建立的。

他事例也会同样处理,因而存在偏差。可以通过建立一个 S2_t/S2_b 相对于二维平 面 (x, y) 的条件而避免这个偏差,但较为复杂。因此我们通过算法"重建"出关掉 光电管对应的 S2 电荷 (S2_{extra}),从而避免关掉的光电管带来的 S2 顶部-底部 比的偏差。这里 S2_{extra} 是根据下列要求进行重建的:在顶部 S2 分布中补上了 S2_{extra} 后,并不影响根据 S2 的顶部阵列分布重建得到的水平位置。补足 S2_{extra} 后,^{83m}Kr 事例关于 (S2_t + S2_{extra})/S2_b 和半径 r 的分布如图 3.22b所示,相应的 质量条件 S2AsyCut 将上下零散分布的事例排除掉,如图中红线所示,具体由下 列关系式给定:

$$1.55 - e^{(r-350)/70} \le (S2_t + S2_{extra})/S2_b \le 3$$
(3.10)

GasCut

气体事例电离出的游离电子团在弱电场作用下在气氙中向下漂移,在 PandaX-II 探测器中其典型的漂移时间大约为 40 μs。相比于液氙中产生的正常事例在相 同漂移时间的情况,在气氙漂移过程中对游离电子团产生的涨落更大,可能导 致 *S*2 的宽度较正常偏大。我们根据这个特征建立了质量条件 GasCut 来排除探 测器中的气体事例。由于波形在基线附近的涨落,*S*2 的全宽度 *wS*2 这个量无法 很好地刻画 *S*2 的宽窄,所以我们也采用 *S*2 的十分之一高宽 *wtenS*2 来判断 *S*2 的宽窄。PandaX-II AmBe 事例的 *wtenS*2 和 *wS*2 相对于漂移时间的分布分别如 图 3.23a和3.23b所示,可以观察到漂移时间为 40 μs 附近存在一些宽度相对较大 的事例,很可能是气体事例。对比图 3.23a和3.23b可以发现 *wtenS*2 这个量相比 于 *wS*2 能够更明显地将气体事例与正常液氙事例区分开来。质量条件 GasCut 如 图 3.23中红线所示,将 *wtenS*2 和 *wS*2 相对较大的零散事例(即图中黑点)去除 掉,这些事例在水平面上的分布如图 3.23c所示,有部分事例在第二象限出现聚 集,即光电管 ch11405 的位置,这是由于关掉了该光电管导致的。对于 *S*1 < 50 PE 的 GasCut 具体由下列关系式给定(其中 *wS*2 和 *wtenS*2 的单位是 ns, *dt* 的单位 是 μs):



图 3.23 PandaX-II 中 AmBe 事例的 S2 十分之一高宽 (a) 与全宽度 (b) 相对于漂移时间的分 布,以及由此建立的 GasCut 质量条件(红线),和 GasCut 去掉事例(黑点)在水平 方向上的分布 (c)。

3.4.3 对事例位置重建的质量条件

二相型氙时间投影室探测器是通过 S2 在顶部光电管阵列上的分布(PMT pattern)来重建事例的水平位置。我们根据不同算法得到的位置差别和位置重建的效果来建立质量条件 drCut。

PandaX-II 使用光接收函数的算法来重建水平位置,而光接收函数可以使用 解析函数拟合数据得到(anaPAF),也可以基于探测器的光模拟和数据对比得到 (simPAF)。我们根据这两种不同算法重建出来的位置的差别建立了一个宽松的 质量条件,即要求两种位置的距离小于 40 mm。以 2018 年的 Run 11 AmBe 事例 为例,两种位置的距离的分布如图 3.24a所示,其中红色横线即相应的质量条件。 另外,基于光模拟的 simPAF 算法得到位置重建的似然度 *L* 代表着其重建效果, 通过其相对于半径平方的分布(见图 3.24b),要求对于低能事例的似然度大于 1 且小于 3.2。综上所述, drCut 具体由下列关系式给定:

$$\begin{cases} \Delta r < 40 \text{ mm} \\ 1 < L < 3.2 \end{cases}$$
(3.12)



图 3.24 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例关于两种重建算法得到的位置距离 Δr 的径向分布
 (a),和基于 simPAF 算法重建位置的似然度 L 的径向分布 (b),以及相应的 drCut 质 量条件 (红线)。

3.4.4 其它质量条件

除了关于 S1、S2 和位置重建的质量条件外,我们还对数据应用了其他质量 条件,包括对 S1 信号数量的限制、事例触发的时间差的限制和对波形里噪声水 平的限制。

$nPostCutS1 \leq 2$

PandaX-II 要求单次散射事例的波形里只有一个电荷大于 45 PE 的 S2 信号, 而满足所有关于 S1 的质量条件的 S1 ("good S1")的数量最多只能有 2 个,我 们选择其中较大的那个 S1 和 S2 配对组成一个物理事例。PandaX-II 中 good S1 的数量分布和相应的限制条件如图 3.25所示。

TimeDiff>0.01

高能事例产生的电子团在漂移过程中其末端可能会出现一些游离散落的电子,因此其 S2 的主脉冲后面可能会出现一些稍小的脉冲,称为"after-pulsing"



图 3.25 PandaX-II 中满足所有质量条件的 S1 的数量分布和相应的条件(红线)。

或跟随脉冲。跟随脉冲也可能会触发信号,且可能会成为核反冲本底;为了避免跟随脉冲的影响以及电极放电等因素,我们对相邻的两个触发事例的时间差 TimeDiff 作出了限制,即要求 TimeDiff>0.01 s。这个时间差的(对数)分布和相应的限制条件如图 3.26所示。



图 3.26 PandaX-II 中两个相邻的触发事例的时间间隔分布和相应的条件(红线)。

UnExpQCut

对于单次散射事例,其波形里只有一个 S1 和一个 S2 是属于真实的物理信号。而如果波形里存在其他信号,则它们可能是噪声,或者是偶然符合的信号干扰, 甚至挑选出来的 S1 是由噪声误判的,或者这个波形对应的并非单次散射事例。 我们将整个波形里除 S1 和 S2 外的所有其他信号的电荷总和记为 UnExpQ,这 个量代表着事例波形里的噪声水平以及判断为单次散射事例的可信度: UnExpQ 越大,说明噪声水平越高,物理信号被其他信号干扰的可能性也越大。2018 年的 Run 11 AmBe 数据在应用了上述各种质量条件后关于 log₁₀(UnExpQ) vs. S1 的事 例分布如图 3.27所示,其中红线表示质量条件 UnExpQCut,即 UnExpQ < 280 PE。



图 3.27 PandaX-II 中 2018 年 AmBe 事例关于 log₁₀(UnExpQ) vs. S1 的分布以及相应的质量 条件(红线 y = log₁₀ 280)。

3.4.5 信号质量条件的 "平顶" 选择效率 $\epsilon_{\text{plateau}}$

上述所有的质量条件都能够或多或少地去掉一些可疑的噪声和本底,但同 样也会将一些真正的物理信号一起去除掉,这就是质量条件的选择效率。我们 在具体确定上述的质量条件时,都要求该条件可以去掉尽量多的噪声本底,而同 时对物理信号保留尽量高的选择效率。其选择效率可以通过下列方法进行保守 的估计:将上述各种质量条件应用于刻度数据,通过比较事例数在应用前后的差 别,计算其比值。

由于我们要探测的是暗物质核反冲信号,因此选取的刻度数据为 AmBe 刻

度的低能单次散射事例;并且为了避免探测效率的影响,我们选取的是探测效率 100%的"plateau"区域,即 S1 ∈ (20,45) PE 且 S2 ∈ (500,10000) PE 范围内的事 例,并要求事例位于核反冲 log₁₀(S2/S1) vs. S1 分布的 ±3σ 范围内。唯一的例 外是 GasCut,这个质量条件去掉的是宽度较大的 S2 信号,而 S2 宽度和其电荷 大小之间具有强关联,因此去掉的事例也大多是大 S2 信号。因此我们选取 [3, 45] PE 范围的暗物质探测区间里的事例来计算 GasCut 的平均选取效率。

表 3.1中总结了利用 Run 9、Run 10 和 Run 11 分别对应的 AmBe 刻度数据计 算得到的质量条件的"平顶"选择效率 $\epsilon_{plateau}$ 。其中将除 GasCut 外的其他所有质 量条件合称为 mainQC。表格中的等式表示对所选区域里的事例应用质量条件后 的事例数除以原本的事例数,从而得到相应选择效率的过程。对于 Run 9、Run 10 和 Run 11,计算得到的所有质量条件的"平顶"选择效率 $\epsilon_{plateau}$ 分别为 92%、 90% 和 90%,而平均的选择效率 $\epsilon_{plateau}$ 则为 91%,这个效率将用于最终对暗物 质探测的候选事例的似然拟合过程中。

表 3.1 通过 AmBe 数据得到的 Run 9、Run 10 和 Run 11 中质量条件的 "平顶" 选择效率 $\epsilon_{\text{plateau}}$ 。

Run	mainQC	GasCut	$\epsilon_{ m plateau}$
Run 9 AmBe	716/771 = 92.9%	3496/3547 = 98.6%	92%
Run 10 AmBe	1850/2045 = 90.5%	8842/8923 = 99.1%	90%
Run 11 AmBe	2132/2334 = 91.3%	10882/11005 = 98.9%	90%

第4章 PandaX-II 探测器的响应和刻度

PandaX-II 探测器通过顶部与底部的光电管阵列来探测事例产生的光电信号, 而探测器中不同位置、不同能量的事例产生的信号被光电管探测到的效率并不相 同,即探测器对于信号的响应各不相同,因此需要通过选择出来的数据对探测器 的响应进行刻度与修正。本章将对 PandaX-II 探测器对于信号的响应特征进行研 究,主要包括对不同空间位置产生的 *S*1、*S*2 信号的非均匀性进行修正、基线抑 制效应的非线性修正、对单电子信号的增益进行刻度、通过 *S*1、*S*2 信号对事例 沉积的能量进行重建,以及估计探测器内部的平均光探测效率(Photon Detection Efficiency, PDE)和电子拽出效率(Electron Extraction Efficiency, EEE)。这些 探测器响应特性将会用于各种刻度数据以及暗物质探测数据的分析中。

此外,在二相型氙探测器中 WIMP 粒子产生的低能信号为核反冲事例,而中 子和伽马射线等主要的本底产生的信号分别为核反冲事例与电子反冲事例。因 此液氙暗物质探测实验中对低能核反冲与电子反冲事例的刻度十分重要。因此 本章还会叙述利用中子源、电子源来分别对核反冲与电子反冲事例进行的刻度, 以及基于上述探测器响应特征建立 PandaX-II 的信号与本底产生模型。

4.1 探测器的非均匀性修正

在 PandaX-II 实验中,我们一般选择液氙中均匀分布的单能事例来刻度探测 信号在空间分布上的不均匀性。S1 信号是直接通过一个三维映射(map)来进 行修正的。S2 信号的修正分为两部分,即垂直方向和水平方向上的分布:前者 是通过拟合 S2 信号相对于漂移时间(即垂直位置)的指数衰减得到的,其衰减 常数即电子寿命;后者是一个二维映射来进行修正的。

理论上,单能的本底峰事例是用于进行 S1、S2 信号均匀性修正的最好选择,因为本底数据(即暗物质探测数据)中的事例反映了探测器运行状况的随时变化,能够更好地刻度响应取数阶段的探测器响应。然而本底数据中合适的单能事例可能存在统计量过少的问题,因此单能的刻度数据(^{83m}Kr数据)有时也用于信号的均匀性修正。Run 9、Run 10 和 Run 11 三个暗物质探测数据集进行均匀性修正利用的单能事例各有不同,其总结可见表 4.1。

Item	Run 9	Run 10	Run 11
<i>S</i> 1	^{131m} Xe	^{83m} Kr	^{83m} Kr
S2 electron lifetime	^{131m} Xe	^{131m} Xe	internal α
S2 horizontal	^{131m} Xe + tritium	^{131m} Xe	^{83m} Kr

表 4.1 Run 9、Run 10 和 Run 11 三个暗物质探测数据集进行均匀性修正所利用的事例总结。

在 Run 9 中,由于液氙曾曝光于地表宇宙射线中,中子激发导致的^{131m}Xe 会在探测器中产生较多的 164 keV 伽马事例,可以用于建立 *S*1 和 *S*2 信号的修 正映射。在 Run 10 中,*S*2 水平方向的修正和电子寿命是通过^{131m}Xe 事例获得 的,而 *S*1 信号的三维修正则是基于 2019 年采集的^{83m}Kr 数据,其中含有充足 的 40 keV 单能事例。在 Run 11 中,^{131m}Xe 事例率太小,没有足够的统计量用于 均匀性修正,因此我们利用^{83m}Kr 数据来进行 *S*1 的三维修正和 *S*2 的水平修正; 而电子寿命则是通过本底数据中²²²Rn 和²¹⁸Po 的 α 事例计算得到的,且为了避 免光电管的饱和效应,我们使用底部光电管阵列探测的 *S*2 信号,即 *S*2_b,来拟 合电子寿命。

Run 11 中利用^{83m}Kr 数据得到的 S1 修正映射(分别投影于水平面和垂直剖面)和 S2 水平修正映射如图 4.1所示。PandaX-II 探测各阶段对应的电子寿命的演化详见图 2.11中蓝色曲线。

另外,注意到 S2 光子在顶部光电管阵列上的分布较为聚集,因此会受到饱和效应的影响。在本文中,我们根据表 4.1对 S2 和 S2_b 的非均匀性分别使用相应的修正映射。此外,我们发现 Run 9(那个时间段大多数光电管的增益较为正常)的 S2 修正映射由于饱和效应而存在较大的偏差,因此 S2 水平映射会根据 氚化甲烷刻度数据中的 S2 平均值作进一步的修正。S1、S2 信号非均匀性修正的具体方法和步骤将会在下面分别进行阐述和讨论。

4.1.1 S1 信号修正

S1 信号的空间非均匀性主要是相对于光电管阵列的光学立体角的不同。由于不存在一个简单的解析函数能够对 S1 信号进行三维修正,我们选择将 TPC 内的有效体积分割成很多个小块,以每个小块为单位分别对 S1 信号进行相应的修正。这个过程中,要确保分割后的每个小块足够小,使得在小块里的探测器响应基本相同;并且对每个小块对应的修正因子作插值,从而得到一个平滑的三维修



图 4.1 由 ^{83m}Kr 数据得到的对于 S1 和 S2 信号的非均匀性修正 map。

正 map。建立 S1 修正 map 的具体过程罗列如下:

1. 选择单能事例:对于 Run 9 挑选本底数据中 164 keV 能峰的事例,对于 Run 10 和 Run 11 则挑选 ^{83m}Kr 数据中 40 keV 能峰的事例;同时也要求应用相应 能区的质量选择条件。

2. 对 TPC 内有效体积进行分块:分块要求足够精细,同时要保证小块内的单能事例有足够的统计量,因此我们将有效体积分成 150 块,如图 4.2中黑色实线所示,Z方向上分成 6 层 (20-350 µs 平均分成 6 层,每层高度为 55 µs),每层在 X-Y 平面上分成 25 块 (0-300 mm 从径向上平均分成 5 层,每层宽度为 60 mm,每层块数从里向外依次为 1、3、5、7、9 块),图中黑色虚线代表相应小块的中心位置。

3. 分块后对 150 个小块分别用高斯函数拟合其 *S*1 的平均值(即代表相应 区域中心位置处 *S*1 信号的非均匀性),然后对各小块的数值进行插值平滑化处 理,具体做法是对 X-Y 平面上的每一层在 2π 角范围用三角函数拟合,再在层与 层之间进行线性插值。最终将数值存储在 X、Y、Z 均分成 512 个 bin 的 3 维直 方图 "TH3"中,即为 *S*1 信号的 3 维修正 map。

Run 11 中利用 ^{83m}Kr 数据得到的 *S*1 修正 map 在水平面和垂直剖面的投影 如图 4.1所示,可以看出中心区域相比于外围的 *S*1 平均值较大,底部(靠近阴极)相比于顶部(靠近门电极)的 *S*1 平均值也较大,这个结果正和光学立体角 反映出的探测效率的非均匀性相符合。



图 4.2 用于 S1 修正 map 的有效体积三维分块: X-Y 平面 (a) 和 Z 方向 (b)。其中黑色实线 表示具体分块,黑色虚线表示每一小块的中心。

4.1.2 S2 信号垂直方向的修正

S1 信号在 TPC 内不同位置的探测效率不均匀性主要来自于光学立体角,所 以我们将有效区域分成 3 维小立体块进行修正,而 S2 信号的产生过程分成两部 分,即液氙中电子群的向上漂移过程和阳极下方气氙区域的电致发光过程,两个 过程较为独立,因此 S2 信号的修正也可以两部分。电子漂移过程中受到液氙中 电负性气体的吸附导致信号的减弱,其减弱程度与垂直方向的漂移距离直接相 关。我们可以用一个指数函数拟合垂直方向上 S2 信号的减弱趋势,指数函数的 特征值即所谓的电子寿命 (electron lifetime)。在得到每一段时间里的电子寿命, 即可以对相应时间段的 S2 信号进行垂直方向上的修正。

在 Run 9 和 Run 10 暗物质探测数据中,我们选择^{131m}Xe 的 164 keV 事例来 拟合电子寿命。在 Run 11 暗物质探测阶段,由于 164 keV 事例的低统计量,我 们选择 TPC 内部²²²Rn/²¹⁸Po 产生的 α 事例来拟合电子寿命。²²²Rn/²¹⁸Po 产生的 α 事例的能量分别为 5.5/6.0 MeV,对应的 S2 约为 60000 PE,与低能 ER 事例的 S2 较为接近,因此可以用于暗物质探测能区的 S2 信号的垂直修正。对于刻度数 据,如果存在相应的单能峰事例和足够的统计量,则会选择该能峰事例来拟合电 子寿命,比如对 ^{83m}Kr 数据中 S2 信号的垂直方向修正,我们选择的就是 40 keV 事例来拟合电子寿命。

4.1.3 S2 信号水平方向的修正

S2 信号的电致发光过程发生在阳极下方的 5.5 mm 气氙区域,其相对于光电管的探测效率主要由平面位置的光学立体角决定,其垂直位置的差别可以忽略不计。因此该过程带来的 S2 信号不均匀性需要在水平方向上进行修正,此二维修正过程和针对 S1 信号的三维修正过程类似,即在 Z 方向修正完成后,将 X-Y 平面分割成多个小块,对每个小块中事例的 S2 进行高斯拟合,以每个小块为单位对 S2 信号进行二维修正,再进行插值平滑化处理,从而得到一个平滑的二维修正 map。建立 S2 水平方向上的二维修正 map 的具体过程罗列如下:

1. 选择单能事例:对于 Run 9 和 Run 10 挑选本底数据中 164 keV 能峰的事例,对于 Run 11 则挑选^{83m}Kr 数据中 40 keV 能峰的事例;同时也要求应用相应 能区的质量选择条件。

2. 对二维平面进行分块:我们将 X-Y 平面分成 67 块,如图 4.3中黑色实线 所示,其中内圈小块的面积较小,外围小块的面积较大,以保证每个小块内的单 能事例有足够的统计量。

3. 分块后对 67 个小块分别用高斯函数拟合其 S2 的平均值(即代表相应区域中心位置处 S2 信号的非均匀性),然后对各小块的数值进行插值平滑化处理,具体做法是对 X-Y 平面上的每一圈在 2π 角范围用三角函数拟合,再在圈与圈之间进行线性插值。最终将数值存储在 X、Y [-340 mm, 340 mm] 均分成 800 个 bin 的 2 维直方图 "TH2"中,即为 S2 信号水平方向上的 2 维修正 map。

在 Run 9 中我们利用 164 keV 能峰的事例来得到 S2 水平方向上的修正 map, 但由于 Run 9 期间光电管的增益较为正常,可能会导致 164 keV 的 S2 在顶部光 电管上出现饱和效应,因此相应的 S2 修正 map 在中心区域可能会存在较大偏 差。于是我们利用氚化甲烷刻度数据中的低能事例的 S2 分布作进一步的修正。

由于 Run 9 进行氚化甲烷刻度时, 氚化甲烷气体均匀分布于 TPC 内部, 相应的 S2 信号大小实际上也应该是均匀分布的。仅仅利用 Run 9 164 keV 事例得到的 S2 修正 map 如图 4.4a所示, 而基于该 164 keV map 对 Run 9 氚化甲烷数据进行修正后,我们发现其 S2 信号的分布并不均匀。选择其中 S1 ∈ (3,100) PE范围内的事例,按照图 4.3的分块计算每个分块里的 S2 平均值,再对其作插值平滑化处理,得到的 S2 平面分布如图 4.4b所示,可以发现在中心区域存在明显的不均匀性。这个不均匀性正是由于 164 keV map 出现饱和效应带来的偏差。我



图 4.3 用于 S2 水平方向修正 map 的二维平面具体分块。

们可以将图 4.4b中的 S2 分布作为 164 keV map 的额外修正因子,即两者相乘得 到最终的 Run 9 map,归一化后如图 4.4c所示。



(a) Run 9 S2 map, 164 keV (b) Run 9 CH₃T S2 分布,基 (c) Run 9 S2 map, CH₃T cor-于 164 keV map rection

图 4.4 利用氚化甲烷事例对 Run 9 S2 map 作额外修正:利用 164 keV 事例得到的 S2 map (a),基于 164 keV map 得到的氚化甲烷低能事例的 S2 平均值分布 (b),以及经过氚 化甲烷 S2 分布作为额外修正后得到的 Run 9 S2 map (c)。其中 S2 map 图都经过了 R²<72000 mm² 内的归一化。

4.2 BLS 非线性修正

PandaX-II 实验中,当一个事例由 S1 或 S2 触发时,每个光电管接收到的 模拟波形会被线性放大约 10 倍,并由 100 MHz CAEN V1724 数字转换器数字

化 [78]。而数字转换器使用 BLS 固件来抑制低于阈值的信号读出,也就是说,当 某个光电管接收到的光电信号的幅度低于某个阈值时,该信号不会被记录下来, 从而使得探测到的整体 S1 和 S2 信号小于实际信号大小。

每个数字转换器通道的 BLS 阈值均设置为比基线高 2.75 mV (增益为 10⁶ 的 SPE 信号对应于 4.4 mV 的平均幅度)。尽管光电管的增益各不相同,但是对各个 光电管都采用了固定的 BLS 阈值,以避免基线噪声导致的冗余数据过量。对于 Run 9,所有光电管都在正常增益下运行,BLS 效应导致的信号损失效率可以忽 略不计,但在 Run 10 和 Run 11 期间光电管的增益越来越低,BLS 效应也变得更 加明显。因此,探测到的信号 *S*1_d 和 *S*2_d 小于真实的 *S*1 和 *S*2 信号。只要 *S*1_d 和 *S*2_d 处于信号选择窗口中,BLS 效应就不会导致事例的缺失,而会使得 *S*1 和 *S*2 信号大小出现非线性的变化;并且 BLS 效应对于小能量的信号效果更明显,而对于大能量信号的抑制效率则趋于 100%。

BLS 的非线性效应依赖于单个光电管上的 *S*1 和 *S*2 信号的波形和实际分布。 因此,在 Run 11 中我们没有采用文献 [51] 的 LED 数据来刻度单道光电管的 BLS 效率,而是使用 AmBe 中子刻度数据中的低能事例对进 BLS 效率进行直接测量。 我们采集了一段没有 BLS 的 AmBe 数据,即在这段特殊数据中禁用了 BLS 固 件,因而保存了所有波形数据(其中无阈值效应),然后按照正常方式识别出 *S*1 和 *S*2 信号。另一方面,我们将 BLS 算法应用于上面的数据,从而得到每个低能 事例相应的 *S*1_d 和 *S*2_d,以及相应的 BLS 非线性 $f_1 = \frac{S1_d}{S1}$ 和 $f_2 = \frac{S2_d}{S2} \circ f_1$ 和 f_2 的分布如图 4.5所示,可以观察到由于数据的涨落导致 f_1 和 f_2 出现明显的波 动。在稍后在信号和本底模型中将 *S*1 和 *S*2 转换为 *S*1_d 和 *S*2_d 时, BLS 非线 性的相应涨落也会考虑进去,从而得到平滑的概率密度函数(Probability Density Function, PDF)。为简单起见,在本文的其余部分中除非另有说明,*S*1 和 *S*2 指 的都是实际探测到的 *S*1_d 和 *S*2_d。



图 4.5 利用没有 BLS 的 AmBe 刻度数据得到的 BLS 非线性 *f*₁ (*f*₂) 相对于 *S*1 (*S*2) 的分布。 其中红色实线和虚线分别表示相应分布的中位线和 90% 分位线。

4.3 单电子增益

二相型液氙探测器能看到的最小 S2 信号是单电子信号,即一个自由电子被 拽出液面后电致发光产生的 S2 信号。典型的单电子信号的波形如图 4.6所示。单 电子信号产生的光子数即所谓的单电子增益(Single Electron Gain, SEG),可以 用来刻度 S2 信号的特征。



图 4.6 单电子信号的典型波形。

我们通过选择暗物质探测数据中的小 S2 信号来计算 SEG 的具体数值, Run 9、Run 10 和 Run 11 的小 S2 信号谱如图 4.7所示,利用费米-狄拉克函数 (Fermi-Dirac function)联合三高斯函数对其进行拟合,其中费米-狄拉克函数代表着由选择条件或者信号识别算法导致的探测效率,而三个高斯函数分别对应单电子信号、双电子信号和三电子信号,第一个高斯峰的中心值即相应的 SEG 数值。由图 4.7中的拟合结果可得到 Run 9、Run 10 和 Run 11 期间的平均 SEG 分别为 24.36±0.37 PE/e⁻、23.69±0.80 PE/e⁻和 23.53±0.79 PE/e⁻,其中系统误差来自于不同的拟合选项。实际上 SEG 在取数期间会发生波动,而且是液氙的纯净程

度相关联,也就是说探测器发生泄露导致电子寿命下降的同时,也会使得 SEG 出现下降的趋势,而随循环系统运行使得液氙纯净度增高时,SEG 会出现上升的趋势。在 PandaX-II 暗物质取数期间的 SEG 演化如图 4.8所示。



图 4.7 使用费米-狄拉克函数联合三高斯函数对 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) 暗物质数据中的小 S2 谱进行拟合。



图 4.8 Run 9、Run 10 和 Run 11 暗物质取数期间的 SEG 随时间的演化。其变化趋势和液氙 纯净度有明显的关联,其中统计误差可以忽略不计,而系统误差来自于不同的拟合选 项。

4.4 信号的能量重建

对于探测器中的单次散射事例,根据探测到的 S1 和 S2 信号可以按照下面 公式进行能量重建:

$$E_{\rm rec} = 0.0137 \,\rm keV \times \left(\frac{S1}{\rm PDE} + \frac{S2}{\rm EEE \times SEG}\right), \tag{4.1}$$

其中 S1 和 S2 已经进行了相应的非均匀性修正,以及 BLS 非线性修正(针对 Run 10 和 Run 11)。注意到在三个 Run 中,对于能量大于 200 keV 的事例, S2

信号会出现饱和,准确地说是项部光电管发生饱和,而底部光电管地饱和程度远低于项部。因此为保守起见,对于能量大于 30 keV 的事例,进行能量重建时 S2 数值会通过底部光电管探测到的 $S2_b$ 来进行估计,即令 $S2 = \alpha \times S2_b$ 。利用低能暗物质探测区域的数据来估计比例 $S2/S2_b$,可以得到,对于 Run 9 α = 3.0,对于 Run 10 和 Run 11 α = 3.18。

在 4.3节中我们已经得到了能量重建公式中的待定参数 SEG。本节将通过扫描参数空间的方法来找到合适的 PDE 和 EEE 数值,使得对于重建出的 ER 峰能量和理论数值最为接近,从而得到最佳的 PDE 和 EEE。对于各个 ER 能峰的重建能量和真实能量的差别,我们用 χ^2 方法来进行描述,即:

$$\chi^{2} = \sum_{i} \frac{\left(E_{\text{rec}}^{i} - E_{\text{true}}^{i}\right)^{2}}{\left(\Delta_{E_{\text{rec}}^{i}}\right)^{2}}$$

$$\left(\Delta_{E_{\text{rec}}^{i}}\right)^{2} = \left(\delta_{E_{\text{rec}}^{i}}\right)^{2} + \left(E_{\text{true}}^{i} \cdot x\%\right)^{2},$$

$$(4.2)$$

其中 *i* 表示选择的各个 ER 能峰, E_{rec}^{i} 是第 *i* 个峰的重建能量, E_{true}^{i} 是第 *i* 个峰的 真实能量, $\Delta_{E_{rec}^{i}}$ 是重建能量的总误差, $\delta_{E_{rec}^{i}}$ 是用高斯函数拟合重建能量时的统 计误差, $E_{true}^{i} \cdot x^{\%}$ 是重建能量的系统误差。当 ER 能峰的事例数统计量足够时, 统计误差 $\delta_{E_{rec}^{i}}$ 一般小到可以忽略不计,因此总误差主要由系统误差决定。在这 里我们将各个能峰的初始系统误差设置为 $E_{true}^{i} \cdot 1\%$,然后根据各个能峰的准确 度对系统误差进行额外调整,比如对于 1000 keV 能峰可能存在的饱和效应,对 于 AmBe 的 40/80 keV 能峰会和 NR 能量混合,因此设置更大的系统误差。最终 扫描得到的 PDE 和 EEE 的误差由 $\Delta \chi^{2} = 1$ 对应的参数范围进行估计。下面我们 将分别对 Run 9、Run 10、Run 11 的 PDE 和 EEE 的计算过程进行详细的描述。

4.4.1 Run 9 PDE 和 EEE 的扫描

扫描 PDE 和 EEE 计算 χ^2 所选择的 ER 能峰来自于本底数据和相应的刻度 数据。对于 Run 9,我们选择了由于中子刻度导致的瞬时退激发伽马射线峰,即 来自于 ¹²⁹Xe 的 39.6 keV 和来自于 ¹³¹Xe 的 80.2 keV,在拟合这两个峰时我们修 正了 NR 能量混合导致的能峰位移。同时我们也选择了中子激发的另外两个能 峰,164 keV (^{131m}Xe) 和 236 keV (^{129m}Xe)。由于 Run 9 光电管的增益正常,对于 高能事例 *S*2 容易发生饱和效应,因此对于更高能的 ER 能峰,我们只选择来自 于 ¹³⁷Cs 刻度数据的 662 keV。表 4.2中总结了 Run 9 中选择的这 5 个 ER 峰以及
相应的系统误差。

ER peak (keV)	39.6	80.2	164	236	662
Sys. uncertainty	1%	1%	1%	1%	1%

表 4.2 Run 9 中扫描 PDE 和 EEE 时选择的 ER 能峰和相应的系统误差。

将上述能峰及系统误差代入公式 4.2,并扫描 PDE 和 EEE 计算 χ^2 ,在参数 空间中 1/ χ^2 的分布如图 4.9a所示,当 PDE=0.1150,EEE=0.4634 时, χ^2 取得最 小值 2.89604。由于该扫描过程中使用了 5 个能峰,理论上 χ^2 的最小值应该 ~ 5, 因此估计 PDE 和 EEE 的误差时,我们要求 $\Delta \chi^2 < 2.89604 \cdot 1/5$,其对应的参数 分布如图 4.9b所示,PDE 和 EEE 的相对误差分别为 1.7% 和 3.1%。因此最终得 到 Run 9 的 PDE 和 EEE 分别为 0.1150 ± 0.0020 和 0.4634 ± 0.0144。



图 4.9 Run 9 中利用 χ^2 -拟合方法扫描 PDE 和 EEE,包括 $1/\chi^2$ 相对于 PDE 和 EEE 的分 布 (a),以及 PDE 和 EEE 的误差估计 (b)。其中黑色五角星表示 χ^2 取得最小值对应的 (PDE, EEE),红色椭圆描绘出了误差区域的轮廓。

根据上述得到的 PDE 和 EEE 进行能量重建,对于各个 ER 能峰的拟合如 图 4.10所示。除了上述选择的 5 个 ER 峰外,图 4.10中还拟合了来自于 ¹²⁷Xe 衰 变产生的 202.8、375.0 和 408.2 keV 能峰,这几个能峰由于事例统计量少以及和 其他能峰混合在一起,导致拟合的准确度较差,因此在计算 χ^2 没有考虑进去。 图 4.10中蓝色直方图是代入 PDE 和 EEE 按公式 4.1重建的能谱;红色实线是对 相应能谱的拟合,其中混合了一个本底函数和多个高斯函数;蓝色曲线表示该本 底函数,或为线性函数,或卷积了一个费米-狄拉克函数以代表康普顿坪;灰色 竖直虚线或阴影区域表示相应能峰的真实能量;其他颜色的曲线表示各个能峰 对应的高斯拟合函数,相应颜色的竖直实线表示高斯峰的中心值。另外对于 39.6 和 80.2 keV 能峰的拟合中,分别卷积了 1.17 和 2.23 keV 的 NR 能量。



图 4.10 Run 9 各个 ER 单能峰的重建和拟合。左上角是 Run 9 AmBe 数据的低能谱,右下角 是 Run 9 Cs 刻度数据的能谱,其余两个图则是 Run 9 暗物质探测数据的本底能谱,具 体描述详见文本。

Run 9 各个 ER 能峰的能量分辨率如图 4.11所示,其中用 $\sqrt{p_0/E + p_1}$ 形式的 函数对能量分辨率进行拟合,得到 $p_0 = 0.212 \pm 0.022$ 和 $p_1 = (1.74 \pm 0.11) \times 10^{-3}$, 由此可以知道 Run 9 高能区域的能量分辨率趋于 4.2%。各个 ER 能峰的重建能量 相对于真实能量的偏差如图 4.12所示,可知对所有能峰的重建偏差都小于 3%。



图 4.11 Run 9 各个 ER 峰的能量分辨率。各个能峰的能谱及高斯拟合也叠加在图中,为清晰 起见,图中各个能谱按不同的比例进行缩小。和高斯拟合峰对应颜色的各个点表示相 应能峰的分辨率,红色实线 σ/E = p₀/E + p₁表示对能量分辨率的拟合,且空心点没有 包括在拟合中。



图 4.12 Run 9 对于各个 ER 能峰的重建能量 *E*_{rec} 相对于真实能量 *E*_{expect} 的偏差 (a) 以及其线 性程度 (b)。

4.4.2 Run 10 PDE 和 EEE 的扫描

对于 Run 10 中 PDE 和 EEE 的扫描,挑选 ER 能峰时,为了避免低能区 BLS 效应带来的偏差,我们略过了 AmBe 刻度数据中的 39.6 keV 和 80.2 keV 能峰,而

挑选更高能量的 ER 能峰,包括 164 keV、236 keV、408.2 keV、662 keV 和 ⁶⁰Co 刻度数据中的 1173 keV 与 1332 keV 伽马能峰。表 4.3中总结了 Run 10 中选择的 这 6 个 ER 峰以及相应的系统误差,其中 164 keV 和 236 keV 由于能量更接近暗 物质探测区间,所以设置了较小的系统误差 0.75%,而更高能的四个能峰由于拟 合的准确度以及高能区域位置重建、饱和效应带来的偏差,所以设置了较大的系 统误差 1.5%。

表 4.3 Run 10 中扫描 PDE 和 EEE 时选择的 ER 能峰和相应的系统误差。

ER peak (keV)	164	236	408.2	662	1173	1332
Sys. uncertainty	0.75%	0.75%	1.5%	1.5%	1.5%	1.5%

与对 Run 9 的做法类似, 将上述 Run 10 能峰及系统误差代入公式 4.2, 并扫描 PDE 和 EEE 计算 χ^2 , 在参数空间中 $1/\chi^2$ 的分布如图 4.13a所示, 当 PDE=0.1205, EEE=0.5078 时, χ^2 取得最小值 5.34506。由于该扫描过程中使用了 6 个能峰, 理 论上 χ^2 的最小值应该 ~ 6, 因此估计 PDE 和 EEE 的误差时, 我们要求 $\Delta \chi^2 <$ 5.34506 · 1/6, 其对应的参数分布如图 4.13b所示, PDE 和 EEE 的相对误差分别 为 4.1% 和 4.1%。因此最终得到 Run 10 的 PDE 和 EEE 分别为 0.1205 ± 0.0050 和 0.5078 ± 0.0209。



图 4.13 Run 10 中利用 χ^2 -拟合方法扫描 PDE 和 EEE,包括 $1/\chi^2$ 相对于 PDE 和 EEE 的分 布 (a),以及 PDE 和 EEE 的误差估计 (b)。其中黑色五角星表示 χ^2 取得最小值对应的 (PDE, EEE),红色椭圆描绘出了误差区域的轮廓。

根据上述得到的 PDE 和 EEE 对 Run 10 进行能量重建,对于各个 ER 能峰的拟合如图 4.14所示。除了上述选择的 6 个 ER 峰外,图 4.14中还拟合了来自于AmBe 刻度数据的 39.6 keV、80.2 keV 能峰,以及来自于 ¹²⁷Xe 衰变产生的 202.8、

375.0 keV 能峰,这几个能峰在计算 χ^2 并没有考虑进去。图 4.14中各个颜色的曲 线说明和对应于 Run 9 的图 4.10一致,详见 4.4.1节中的文字说明。



图 4.14 Run 10 各个 ER 单能峰的重建和拟合。左上角是 Run 10 AmBe 数据的低能谱,上面 右侧的两个图是 Run 10 暗物质探测数据的本底能谱,下面两个图分别是 Run 10 Cs 和 Co 刻度数据的能谱。

Run 10 各个 ER 能峰的能量分辨率如图 4.15所示,其中用 $\sqrt{p_0/E + p_1}$ 形式的 函数对能量分辨率进行拟合,得到 $p_0 = 0.156 \pm 0.018$ 和 $p_1 = (1.85 \pm 0.13) \times 10^{-3}$,由此可以知道 Run 10 高能区域的能量分辨率趋于 4.3%。Run 10 各个 ER 能峰的 重建能量相对于真实能量的偏差如图 4.16所示,可知对所有能峰的重建偏差都 小于 3%。

4.4.3 Run 11 PDE 和 EEE

Run 11 期间本底数据中没有大于 300 keV 的明显单能峰,也没有相应的 Cs 和 Co 刻度数据,缺少足够多的 ER 能峰,不足以用 χ^2 拟合的方法扫描 PDE 和 EEE。鉴于 Run 11 和 Run 10 的探测器电场条件完全相同,并且 164 keV 能峰有 足够的统计量及代表性,我们通过比较 Run 11 和 Run 10 的 164 keV 对应的 S1 和 S2_b,根据 Run 10 的 PDE 和 EEE 按比例可获得 Run 11 的 PDE 和 EEE。

分别挑选出 Run 10 和 Run 11 暗物质探测数据中的 164 keV 事例,用高斯函 数拟合相应的 S1 谱和 S2_b 谱,可以得到 S1 中心值分别为 773.35 PE (Run 10) 和 769.7 PE (Run 11), S2_b 的中心值分别为 20755 PE (Run 10) 和 19280 PE (Run



图 4.15 Run 10 各个 ER 峰的能量分辨率。各个能峰的能谱及高斯拟合也叠加在图中。图中 各个曲线和点的说明和图 4.11中一致。



图 4.16 Run 10 对于各个 ER 能峰的重建能量 *E*_{rec} 相对于真实能量 *E*_{expect} 的偏差 (a) 以及其 线性程度 (b)。

11),因此可得到比例系数 $f_{S1} = \frac{S1_{Run11}}{S1_{Run10}} = 0.9953$, $f_{S2b} = \frac{S2b_{Run11}}{S2b_{Run10}} = 0.9289$ 。Run 11 的 PDE 和 EEE×SEG 可以乘以相应的比例从 Run 10 的数值得到, PDE 和 EEE 的相对误差和 Run 10 保持一致(即 4.1%),因此最终得到 Run 11 的 PDE 和 EEE 分别为 0.1199 ± 0.0049 和 0.4749 ± 0.0195。

根据上述得到的 PDE 和 EEE 对 Run 11 进行能量重建,对于各个 ER 能峰的 拟合如图 4.17所示,图中展示了 Run 11 期间明显的 4 个能峰,来自于 AmBe 刻度 数据的 39.6 keV 和 80.2 keV,来自于暗物质探测数据的本底峰 164 keV 和 236 keV。 图 4.17中各个颜色的曲线说明和对应于 Run 9 的图 4.10一致,详见 4.4.1节中的 文字说明。



图 4.17 Run 11 各个 ER 单能峰的重建和拟合。左图是 Run 11 AmBe 数据的低能谱,右图是 Run 11 暗物质探测数据的本底能谱。

Run 11 中 4 个 ER 能峰的能量分辨率如图 4.18所示,其中用 $\sqrt{p_0/E + p_1}$ 形式的函数对能量分辨率进行拟合,得到 $p_0 = 0.227 \pm 0.020$ 和 $p_1 = (1.43 \pm 0.12) \times 10^{-3}$,由此推测 Run 11 高能区域的能量分辨率趋于 3.8%,这个结果和 Run 9 与 Run 10 的高能分辨率非常接近。各个 ER 能峰的重建能量相对于真实能量的偏差如图 4.19所示,同样其重建偏差都小于 3%。



图 4.18 Run 11 各个 ER 峰的能量分辨率。各个能峰的能谱及高斯拟合也叠加在图中。图中 各个曲线和点的说明和图 4.11中一致。

综上所述,将 Run 9、Run 10 和 Run 11 的能量重建参数总结在表 4.4中,能 量重建的效果汇总如图 4.20所示,对其中展示的所有 ER 能峰,重建能量相对于 真实能量的偏差都小于 3%。



图 4.19 Run 11 对于各个 ER 能峰的重建能量 *E*_{rec} 相对于真实能量 *E*_{expect} 的偏差 (a) 以及其 线性程度 (b)。

表 4.4 PandaX-II 实验三个暗物质探测数据集中的 PDE、EEE 和 SEG 的总结。

Run	PDE (%)	EEE (%)	SEG (PE/e ⁻)
9	11.50 ± 0.20	46.34 ± 1.44	24.36 ± 0.37
10	12.05 ± 0.50	50.78 ± 2.09	23.69 ± 0.80
11	11.99 ± 0.49	47.49 ± 1.95	23.53 ± 0.79



图 4.20 Run 9(蓝色圆圈)、Run 10(品红色方形)和 Run 11(绿色棱形)中典型伽马能峰的重建能量 E_{rec} 相对于真实能量 E_{expect} 的偏差。图中伽马能峰包括 39.6 keV (n, ¹²⁹Xe)、80.2 keV (n, ¹³¹Xe)、164 keV (^{131m}Xe)、236 keV (^{129m}Xe)、202.8、375、408 keV (¹²⁷Xe)、662 keV (¹³⁷Cs)以及 1173、1332 keV (⁶⁰Co)。误差主要来源于系统误差。实心点表示用于 χ² 拟合扫描的能峰,空心点用于检验能量重建效果。

4.5 核反冲与电子反冲刻度

PandaX-II 实验中用于 Run 9、Run 10、Run 11 的核反冲与电子反冲刻度数据总结在表 2.3中。由于 Run 10 和 Run 11 的电场设置等探测条件并未发生改变,低能 NR 与 ER 信号的响应也应该保持一致,因此我们用同样的 ER 和 NR 刻度数据来刻度 Run 10 和 Run 11。

在 PandaX-II 实验中,我们利用探测器外部的 AmBe 中子源来进行核反冲刻度。AmBe 的具体放置位置可见 2.2.3节。在整个暗物质取数期间,我们间断性地采集了很多 AmBe 刻度数据,其在时间轴上的具体分布如图 2.11中的浅蓝色条状所示。根据探测器运行状况的不同,特别是 Run 9 和 Runs 10/11 中漂移电场的变化,我们将 AmBe 数据分为两组,分别用于 Run 9 和 Runs 10/11 的核反冲刻度,即 Run 9 AmBe 和 Runs 10/11 AmBe,相应的活时间分别为 6.77 天和 48.48 天,相应的平均电子寿命等特征总结于表 2.3中。

对于电子反冲刻度, Run 9 依旧和文献 [51] 一样利用高电子寿命的氚化甲烷 数据集进行刻度,并且基于更新的光电管设置、新的位置重建算法和相应的均匀 性修正等探测器响应,对该刻度数据进行了重新分析。而对于 Runs 10/11,我们 利用在 Run 11 期间采集的两组²²⁰Rn 数据集,合并在一起进行相应的电子反冲 刻度。

基于这些核反冲与电子反冲刻度数据,我们将建立 PandaX-II 的信号产生模型,从而给出暗物质信号和各种本底的概率密度分布函数。

4.5.1 核反冲与电子反冲事例分布

在暗物质探测的 FV 和低能探测窗口里, Run 9 AmBe 和 Runs 10/11 AmBe 分别有 3236 和 19158 个单次 NR 散射事例, Run 9 CH₃T 和 Runs 10/11 ²²⁰Rn 分 别有 7089 和 3463 个单次 ER 散射事例, 两者关于 $\log_{10}(S2/S1)$ vs. S1 的分布分 別如图 4.21中红点和黑点所示。可以观察到,由于 Run 9 和 Runs 10/11 中不同 的漂移电场,ER 事例分布出现了明显的位移,而 NR 事例分布则没有,这与理 论预计和其他实验结果一致(见 1.4.2节以及其中的图 1.24 [60])。PandaX-II 探 测器对于 ER 本底的分辨能力可以用 ER 事例泄露率 r 进行估计, r 定义为 ER 事例泄露到 NR 中位线下方的比例。根据图 4.21的分布可以计算得到, Run 9 中 $r = 53/7089 = 0.75 \pm 0.10\%$, Runs 10/11 中 $r = 28/3463 = 0.81 \pm 0.15\%$ 。



图 4.21 Run 9 (a) 和 Runs 10/11 (b) 对应的电子反冲(黑点)与核反冲(红点)刻度事例关 于 log₁₀(S2/S1) vs. S1 的分布,其中浅蓝色和深蓝色实线分别是 Run 9 和 Runs 10/11 的电子反冲分布的中位点拟合曲线,蓝色虚线则是相应的 90% 分位点的拟合曲线,橙 色和红色实线分别是 Run 9 和 Runs 10/11 的核反冲分布的中位点拟合曲线。不同 Run 中 PDE/EEE/SEG 的不同对于事例分布的影响可以忽略不计。

4.5.2 PandaX-II 信号模型

本文中,PandaX-II使用的NR和ER信号响应模型是基于所谓的NEST2.0[79]。 初始的激发-电离比 N_{ex}/N_i直接采用 NEST2.0中的数值,但模型中CY与LY的 初始值是从 PandaX-II本身的刻度数据中拟合得到的:

$$CY_0 = \frac{S2}{EEE \times SEG} / E_{rec}, LY_0 = \frac{S1}{PDE} / E_{rec}, \qquad (4.3)$$

其中对于电子反冲事例, *E*_{rec} 是所谓的电子能效能量 (electron-equivalent energy), 根据公式 4.1进行能量重建所得;对于核反冲事例,其对应的 NR 能量由 *E*_{rec} 除以所谓的 Lindhard 因子 (Lindhard factor) 计算得到 [80]。注意到 *E*_{rec} 包含了 *S*1 和 *S*2 统计涨落带来的能量弥散,因此拟合得到的 CY₀ 和 LY₀ 也会有相应的波动分布;所以在基于 NEST2.0 的信号模型中,我们会不断地迭代调整模型的 CY 和 LY 输入值,以使得根据模型输出得到的 CY 和 LY 二维分布和刻度数据相符合。

PandaX-II 信号响应模型还考虑了上面计算得到的各种探测器参数和 S1、S2 信号的非均匀性(见 4.1节),双光电子发射(比例 ~21.5%)[51]以及单光电子分辨率,从而将信号涨落合理地包含进模型中。此外,在模型中 S1 对应的光子随机分布在各个光电管上,因此 three-PMT-coincidence(至少有三个光电管同时点

亮)这个选择条件在模型能够模拟出来。BLS 非线性修正也包含在对 S1 和 S2 的计算过程中。电子重结合比例的涨落也进行了适当调整,使得模型和刻度数据 的事例分布能够相符合。最终得到 PandaX-II 信号模型和刻度数据关于 S1、S2 和 E_{rec} 谱的比较如图 4.22所示,可以发现模型和数据符合得非常好。



图 4.22 PandaX-II 信号模型和刻度数据关于能谱、S1 谱、S2 谱的比较,按 Run 9 和 Runs 10/11、NR 和 ER 共分类成四组。

我们还比较了 ER 信号模型和 Run 11 暗物质探测数据关于 ER 事例的 log₁₀(*S*2/*S*1) vs. *S*1 分布,其中选择的是 *S*1 ∈ (45,200) PE (在暗物质探测窗口外,详见 6.1节)

的 ER 事例。我们发现两者的信号分布中位线符合得很好,但是暗物质探测数据中的 ER 分布宽度比²²⁰Rn 刻度数据(等同于 ER 信号模型)的更大,如图 4.23所示,这很可能是由于暗物质探测期间长时间取数导致的累积涨落。因此对于 Run 10 和 Run 11 的 ER 本底模型,我们会相应地调高其涨落程度,从而导致其 ER 事例泄露率 r 会比 ER 刻度数据更大(详见表 6.2)。



图 4.23 ²²⁰ Rn 刻度数据(品红色点)和 Run 11 暗物质探测数据(绿点)中 S1 ∈ (45,200) PE
 事例相对于 ER 中位线的分布和比较。相应的高斯拟合函数也叠加在图中。

PandaX-II 实验中最终拟合得到的 NR CY 和 ER LY,以及和其他液氙实验的 比较如图 4.24所示。PandaX-II 的 NR 信号模型在误差范围内和其他实验结果相 符合;而 ER 信号模型和文献 [81] 的结果一致,但与其他文献 [82–84] 有一定的 差别。尽管如此,由于我们的信号模型能够很好地描述我们的刻度数据,也就是 说这是一个自洽的模型,能够产生符合 PandaX-II 探测器的正确的信号与本底事 例分布。

4.5.3 S1 和 S2 信号选择效率

在数据中应用各种质量选择条件后,可以保留下来所谓"好质量"的单次散 射事例,同时也会对这些"好质量"事例产生一定的选择效率。一般对于低能事 例,会出现更明显的事例缺失,也就是具有更低的选择效率,而能量逐渐增大时, 选择效率会趋于平稳。在本分析中,事例的总选择效率可以分成独立的几部分:

$$\epsilon = \epsilon_1(S1)\epsilon_2(S2)\epsilon_{\rm BDT}\epsilon_{\rm plateau}, \qquad (4.4)$$

其中 $\epsilon_{\text{plateau}}$ 表示所有信号质量条件产生的 "平顶" 效率 (~ 91%,具体计算过程 可见3.4.5节), ϵ_{BDT} 表示用于降低偶然符合本底的 BDT (Boosted Decision Tree,





(b) LY of ER

图 4.24 PandaX-II 刻度数据得到的 NR 电产额 (a) 和 ER 光产额 (b),并与世界上其他液氙实验的结果(ER: 文献 [81-84], NR: 文献 [60, 85-89],具体见图例)进行比较。

增强决策树)条件带来的效率(详见5.3.3节),而 *ε*₁(*S*1) (*ε*₂(*S*2))代表对于 *S*1 (*S*2) 信号的质量条件效率(在高能量区域令该效率趋于 100%)

在上述信号模型中 S1 和 S2 并未考虑来自数据质量条件的选择效率。通过 比较模拟和刻度数据的 S1、S2 谱(令其分布在高能区域一致),可以得到公 式 4.4中的 ϵ_1 和 ϵ_2 。图 4.22中对这个方法也进行了展示,即把黑色和蓝色直方图 进行相除就可以得到相应的 $\epsilon_1 \times \epsilon_2$ 。

NR 和 ER 事例对应的 ϵ_1 非常相近,因此我们对同一组 Run 的 NR 和 ER 采 用同一个 ϵ_1 ,即 $\epsilon_1 = 1/(1 + \exp(\frac{S1-3.1}{0.075}))$ (Run 9)和 $\epsilon_1 = 1/(1 + \exp(\frac{S1-4.0}{0.8}))$ (Runs 10/11)。此外,我们发现考虑了 S1 效率 ϵ_1 后,不需要再考虑 S2 效率 ϵ_2 ,即 $\epsilon_2 = 1.0$ 可以使得模拟和数据的 S1 和 S2 谱符合得非常好。这可能是由于我们 的数据选择条件要求 S2_{raw} > 100 PE,而 S2 的实际触发阈值大约为 50 PE [90], 所以在我们的事例选择范围内,基本不需要考虑 S2 效率。

第5章 PandaX-II 暗物质探测数据中的本底估计

PandaX-II 等暗物质直接探测实验本质上是要将暗物质信号从各种本底中辨别出来,因此对于低本底条件有极高的要求,同时要对探测器中的各种可能本底作出精确的估计。由于本文中对 Run 11 暗物质探测数据进行盲分析,所以需要在揭开低能区的暗物质探测数据前,估计出其中各种本底的数值。PandaX-II 实验中暗物质探测的低能区域里的本底主要可以分为四类:电子反冲本底,中子本底,偶然符合本底和表面本底。本章中将对各类本底进行详细的讨论和估计。

5.1 电子反冲本底

电子反冲本底可以根据能谱的形状进一步分为两类,一是具有特定形状的 非平整能谱的电子反冲本底,其来源包括 ¹²⁷Xe 的低能 X 射线、氚化甲烷的 β 衰 变、太阳中微子和 ¹³⁶Xe 的双 β 衰变;二是具有平整能谱的电子反冲(flat ER) 本底,其来源包括探测器材料产生的放射性 γ 射线、氡气和氪气产生的的 β 衰 变。本节将对上述各类电子反冲本底分别进行估计。

5.1.1 ¹²⁷Xe 本底

自然氙的成分里并没有¹²⁷Xe,所以正常情况下液氙探测器里是不会有¹²⁷Xe 本底的。然而如果液氙曝光在中子源前,其中丰度为 0.089% 的¹²⁶Xe 则可能俘 获中子,生成¹²⁷Xe。¹²⁷Xe 会通过电子俘获(EC,也即 *ε* 衰变)生成处于激发态 的¹²⁷I,其半衰期为 36.35 天。激发核¹²⁷I 通过发射一个或多个 γ 射线或内转换 电子进行退激发;并且内部电子壳层因电子俘获出现的空缺会被轨道电子填充, ¹²⁷I 原子也会因此发射级联 X 射线或俄歇电子。该物理过程如图 5.1所示 [91]。

PandaX-II 实验中的¹²⁷Xe 是在两次对液氙的精馏提纯过程中产生的。第一次是 2016 年初对 1.1 吨的液氙在上海进行氪精馏,使得液氙曝光在宇宙射线中约一个月时间。此次精馏结束后将液氙重新灌进探测器中即开始 Run 9 的取数,因此在 Run 9 数据中可以观察到因为¹²⁷Xe 的衰变而发生事例率的减少。我们通过识别挑选 33 keV 的 X 射线信号可以估计出¹²⁷Xe 的含量,其在 Run 9 开始与结束时的衰变强度分别为 1.1±0.3 和 0.1±0.03 mBq/kg。在 [18,49] keV_{ee} 能量区间内的事例率变化如图 5.2所示,其中红色曲线是对该变化的指数衰变拟合,拟



图 5.1¹²⁷Xe 通过电子俘获产生¹²⁷I 的物理过程示意图 [91]。

合得到的半衰期系数为 35.74 ± 0.03 天,和 ¹²⁷Xe 半衰期的理论值相符合;而品 红色虚线则代表其他本底的贡献。



图 5.2 Run 9 期间 ¹²⁷ Xe 活度随时间的变化。

¹²⁷Xe 在暗物质探测的低能区域产生的 ER 本底是由 ¹²⁷I 发射的 1.1 keV 和 5.2 keV 的 X 射线/俄歇电子形成的。通过 MC 模拟我们可以根据 33 keV 的 X 射线事例率按比例得到 10 keV_{ee} 以下的事例率,相应本底为 0.37 ± 0.05 mDRU (1 milli-differential rate unit = 10^{-3} /keV/kg/day),与通过能谱拟合得到的 0.42 ± 0.10 mDRU 的本底数值相符合。经过简单转换并除去掉探测效率的因素可以反 推出 [0, 25] keV_{ee} 能量窗口内 Run 9 ¹²⁷Xe 的平均本底为 0.14 ± 0.03 mDRU。

第一次精馏导致的¹²⁷Xe本底在 Run 10 开始已经衰变得可忽略不计了,但第 二次精馏过程中,额外增加了一瓶 200 升的氙气,该氙气此前同样曝光于宇宙射 线中,因此在整体液氙中带进了部分¹²⁷Xe,故而在接下来开始的 Run 10 取数中也 含有少量的¹²⁷Xe本底,但因为事例率较小,我们仅通过能谱拟合(如图 5.3所示) 得到平均本底为 0.021±0.005 mDRU。经过简单转换并除去相应的探测效率可以 得到 [0, 25] keV_{ee} 能量窗口内 Run 10¹²⁷Xe 的平均本底为 0.0069±0.0017 mDRU。

由于¹²⁷Xe 的半衰期只有 36.35 天, 几个月后 Run 11 开始时 ¹²⁷Xe 已经几乎





衰变干净了,估计其平均本底小于 0.0001 mDRU。

虽然¹²⁷Xe在探测器中均匀分布,但其产生的低能本底事例在探测器中却并 非均匀分布的,因为¹²⁷Xe 衰变产生的 33 keV 的 X 射线和 5.2 keV 的 X 射线在时 间是关联的,因此当¹²⁷Xe 在探测器中间区域衰变时可以观察到这种符合事例, 将之从单次散射本底中排除;若¹²⁷Xe 在探测器边缘区域衰变,可能出现 33 keV 的 X 射线向外发射,而 5 keV 的 X 射线向内发射的情况,从而成为 ER 本底。所 以,¹²⁷Xe 低能本底在空间位置上呈现从外向里减少的分布。利用 BambooMC 进 行探测器模拟得到的结果和数据一致,其位置分布如图 5.4所示。



图 5.4 暗物质探测窗口内¹²⁷Xe本底的空间位置分布图。

根据¹²⁷Xe的低能能谱和 PandaX-II 信号模型,可以得到暗物质探测窗口内¹²⁷Xe 本底的概率密度分布如图 5.5所示,



图 5.5 暗物质探测窗口内 ¹²⁷Xe 本底的概率密度分布图。

5.1.2 氚本底

2016 年 Run 9 DM 取数结束后,我们向探测器中注入了氚化甲烷来做电子 反冲刻度,氚本底就是由那时候引入的。注入氚化甲烷后,我们利用高温纯化 器 Getter 对其进行去除,但只有初始阶段有效,最终氚化甲烷的衰变率稳定在 2.0±0.4 μBq/kg,这说明氚化甲烷气体可能附着在探测器的内表面,其放气率 和纯化器 Getter 的去除速率最终达到了平衡。氚化甲烷衰变事例率随时间的变 化可以从图 5.6中清楚看到。因此,为了进一步去除掉液ඛ中的氚化甲烷和氪气, 我们将液氙从探测器中回收出来,进行了第二次精馏。于 2017 年 2 月,再重新 将液氙灌回探测器,调试后即开始 Run 10 DM 和之后 Run 11 DM 的取数。对液 氙的精馏过程将氚化甲烷含量降低了大约 100 倍。



图 5.6 Run 9 和 Run 10 期间暗物质探测窗口中的事例率随时间的变化。

氚的 β 衰变产生的能谱并非一个特征峰(截止能量为 18.6 keV),因此无 法利用别的间接方法将其标记出来,只能通过对低能数据的拟合来估计。Run 10 里的氚本底在文献 [51] 中是对 Run 10 数据进行最大似然法拟合得到的,为 0.27 ± 0.08 mDRU, 其拟合结果的能谱如图 5.3所示。

Run 11 和 Run 10 的取数在时间上和操作上都是连在一起的,且期间也没有 再次注入氚化甲烷从而引入源,同时纯化器 Getter 的去除效率也到达极限,因此 对于 Run 11 中的氚本底,我们保守地估计为和 Run 10 相同。因此在本分析中,我 们重新对 Run 10 和 Run 11 的数据能谱在 (0, 10] keV 范围进行拟合,得到相应的 氚含量稳定在 0.030±0.004 μBq/kg,在 [0, 25] keV_{ee} 的能量窗口内,该本底可以 转换为 0.11 mDRU,作为最终进行最佳拟合(best-fit)时所采用的输入值,且在 best-fit 时不考虑其误差,也就是说氚本底在 best-fit 中时自由浮动的(见 7.1节)。 氚本底在探测器内均匀分布,其在低能的暗物质探测窗口内氚本底的概率密度 分布如图 5.7所示。



图 5.7 暗物质探测窗口内氚本底的概率密度分布图。

5.1.3 探测器材料伽马本底

探测器材料里含有的放射性元素,比如²³⁸U、²³⁵U、²³²Th、¹³⁷Cs、⁶⁰Co和⁴⁰K,会衰变放出的γ射线等,从而在液氙里产生 ER 本底。由于这些放射性元素的半衰期都是十分长(百万年以上),远远高于我们探测器的运行时间(几年)的量级,因此可以认为其放射性强度是恒定的,故而这部分 ER 本底在 Run 9、Run 10 和 Run 11 里也是保持不变的。此外,探测器材料的伽马本底几乎可以说是内禀的,即其放射性源于材料本身,无法通过循环提纯等方式进行去除。对于一些在径向位置上的材料,比如 TPC 外部的不锈钢壁、铜壁等,产生的γ射线可以通过 PTFE 反射板外的1英寸光电管进行判定,可以有效地将多次散射事例排除

掉。而其余材料产生地γ射线只能依靠液氙本身的自屏蔽。

对于 PandaX-II 实验中使用到的各种材料,我们利用位于锦屏地下实验室中的高纯锗探测器测量其放射性,具体测量方法可以参考文献 [92]。各种材料的放射性测量结果如文献 [93] 中表 5 所示。

对探测器中各个材料里各种放射性元素进行 BambooMC 模拟,且其相应的 放射性允许在各自误差范围内进行浮动,以此对数据中的高能区能谱进行拟合, 拟合结果如图 5.8所示,各种元素对应的能谱也在标记在图中。将调整后的放射 性作为输入值,利用 BambooMC 可以得到这些γ射线在液氙中产生的低能单次 散射事例。所有材料在 FV 内产生的 ER 本底估计为 0.20 mDRU,其相对误差根 据放射性测量误差和能谱拟合误差保守地估计为 50%。



图 5.8 数据和 MC 中高能能谱的比较。

由于探测器中这些含有放射性的材料都位于敏感的液氙区域的外部,加上 液氙的自屏蔽效应,因而相应的低能 ER 本底在三维位置上应该存在一个由外向 里减少的分布。但由于来自于材料放射性的 ER 本底占比较小,加上在 Run 9 和 Run 10 的暗物质探测数据里的低能候选事例在径向和垂直方向上都呈现均匀性, 因此为方便起见,在最终的本底拟合时,我们假设材料 ER 本底在液氙中时均匀 分布的。

5.1.4 ¹³⁶Xe 的双 β 衰变和太阳中微子本底

本分析中还考虑了¹³⁶Xe 的双 β 衰变和中微子导致的本底,具体计算方法 可参考文献 [94] 及其中引用文献,这里将不进行详细讨论,只列出在 PandaX-II

中的本底估计值 [74]。¹³⁶Xe 的双 β 衰变产生的 ER 本底为 0.10±0.01 个事例每 10000 千克·天。而中微子产生的 ER 本底主要来自于 pp 太阳中微子,假设中微 子磁矩的下限和上限分别为零和当前实验限制值 [95],从而估计出中微子 ER 本 底的范围为 0.2 到 6.0 个事例每 10000 千克·天。

5.1.5 ²²⁰Rn 本底

²²⁰Rn 衰变链如图 5.9所示,其中红色的箭头分别表示 ²²⁰Rn-²¹⁶Po 的 α - α 延迟符合以及 ²¹²Bi-²¹²Po 的 β - α 延迟符合。



图 5.9²²⁰Rn 衰变链。

²²⁰Rn 本底主要是由衰变链上的 ²¹²Pb 和 ²⁰⁸Tl 核素的 β 衰变产生的。²²⁰Rn 的放射性水平可以通过 ²²⁰Rn-²¹⁶Po 的 α - α 符合事例以及 ²¹²Bi-²¹²Po 的 β - α 符 合事例进行估计,对于 Run 11 的结果分别为 0.52 μ Bq/kg 和 0.23 μ Bq/kg,因此 我们以 ²²⁰Rn-²¹⁶Po 估计作为最终数值,将两种估计的差别作为误差,即 0.52 ± 0.29 μ Bq/kg。Run 9、Run 10 和 Run 11 的 ²²⁰Rn 的放射性含量总结在表 5.1中。 通过 BambooMC 探测器模拟可以得到 ²²⁰Rn 在低能区域的 ER 本底均为 0.01 ± 0.01 mDRU。

Item	Run 9 (µBq/kg)	Run 10 (µBq/kg)	Run 11 (µBq/kg)
²²⁰ Rn- ²¹⁶ Po	0.38	0.63	0.52
²¹² Bi- ²¹² Po	0.27	0.22	0.23
Result	0.38 ± 0.11	0.63 ± 0.41	0.52 ± 0.29

表 5.1 Run 9、Run 10 和 Run 11 中 220 Rn 放射性水平的总结。

5.1.6 ²²²Rn 本底

²²²Rn 衰变链如图 5.10所示,其中红色箭头表示 ²¹⁴Bi-²¹⁴Po 的 β - α 延迟符合。



图 5.10²²²Rn 衰变链。

²²²Rn 衰变链产生的 ER 本底是直接来源于 ²¹⁴Pb 的 β 衰变。我们可以通过 ²¹⁸Po 的 α 衰变和 ²¹⁴Bi-²¹⁴Po 符合事例去估计 ²¹⁴Pb 的含量。两种方法估计得到 的放射性强度在 Run 10 和 Run 11 期间随时间的演化分别如图 5.11和图 5.12所 示,并没有观察到 ²²²Rn 本底因为探测器泄露事故而产生明显的增加。在各个 Run 中平均的 ²²²Rn 放射性强度则列于表 5.2中。



图 5.11 Run 10 和 Run 11 期间利用 [5.4, 5.8] MeV 区间的 α 事例计算的 222 Rn 事例率变化图。

我们很容易发现,利用²¹⁸Po α 得到的放射性远大于²¹⁴Bi-²¹⁴Po,前者比后 者大五倍以上。这可能是因为在衰变链上的带电核素,比如 α 衰变后的离子,会 在漂移电场的作用下向下漂移 [96],从而衰变链上各元素的含量存在一个比例 关系,即利用²¹⁸Po 的 α 事例得到的衰变强度会大于²¹⁴Pb,而利用²¹⁴Bi-²¹⁴Po 符合事例估计的衰变强度则小于²¹⁴Pb。所以这两种方法估计得到的数值都不是 ²¹⁴Pb 的真实放射性强度,若要进行准确的估计,则需要知道²²²Rn 衰变链上这 几种核素放射性之间的比例关系。

我们可以利用²²²Rn 刻度数据去估计²²²Rn 链上²¹⁸Po、²¹⁴Pb 和²¹⁴Bi-²¹⁴Po



图 5.12 Run 10 和 Run 11 期间利用 ²¹⁴Bi-²¹⁴Po 符合事例计算的 ²²²Rn 事例率变化图。

事例之间的比例关系 [71]: ²²²Rn 刻度是向液氙中注入氡气实现的,且较为均匀 地分布在液氙中,和液氙里原本存在的 ²²²Rn 本底情况相一致。²²²Rn 刻度数据 中三种事例随时间的变化如图 5.13所示,对图 5.13b中的比值进行拟合,可以得 到 ²¹⁴Pb 和 ²¹⁸Po 的比值平均为 37%±1%,而 ²¹⁴Bi-²¹⁴Po 和 ²¹⁴Pb 的比值平均为 43%±1%。



图 5.13 ²²²Rn 刻度数据中 ²¹⁸Po、²¹⁴Pb 和 ²¹⁴Bi-²¹⁴Po 的事例率的变化 (a) 以及与 ²¹⁸Po 的比值 的变化 (b)。

对于 DM 数据中的 ²¹⁴Pb 放射性强度,我们分别根据 ²¹⁸Po 和 ²¹⁴Bi-²¹⁴Po 的 放射性及其与 ²¹⁴Pb 间的比例关系,可以计算出两个数值,如表 5.2所示,两种结果 是一致的,对于 Run 10 和 Run 11 其差别不超过 20%。我们以两者的平均值作为最 终结果,以标准差作为误差,可以得到 Run 10 的 ²¹⁴Pb 水平为 9.98±1.12 μ Bq/kg, Run 11 的 ²¹⁴Pb 水平为 11.10±1.44 μ Bq/kg。在 BambooMC 探测器模拟中,我们

以²¹⁴Pb的放射性强度作为²²²Rn的输入值,且放射源²²²Rn 衰变链假设处于久 期平衡,从而估计出²²²Rn 链(主要是²¹⁴Pb)在[0,25] keV 的低能区域产生的 ER 本底在 Run 10 和 Run 11 中分别为 0.17 ± 0.02 mDRU 和 0.19 ± 0.02 mDRU。

Item	Run 9 (µBq/kg)	Run 10 (µBq/kg)	Run 11 (µBq/kg)
²¹⁸ Po α	22.53	24.83	27.24
²¹⁴ Bi- ²¹⁴ Po	5.14	4.63	5.21
²¹⁴ Pb (from ²¹⁸ Po)	8.34	9.19	10.08
²¹⁴ Pb (from ²¹⁴ Bi- ²¹⁴ Po)	11.95	10.77	12.12
平均 ²¹⁴ Pb	10.15 ± 2.55	9.98 ± 1.12	11.10 ± 1.44

表 5.2 Run 9、Run 10 和 Run 11 中 222 Rn 采用新方法估计的放射性水平。

5.1.7 氪本底

液氙中含有少量的氪气,无法通过纯化器 Getter 的提纯将其去除掉,只能利用精馏塔技术去除。因此溶解在液氙中的氪气含量一般保持恒定,而如果探测器发生空气泄露事故,空气中的氪也会溶解在液氙中,从而导致氪含量的增加。自然氪气中丰度为2×10⁻¹¹的⁸⁵Kr可以发生 β 衰变,其半衰期为10.756年,因此在液氙中的连续 β 谱会产生低能 ER 本底。⁸⁵Kr 的衰变纲图如图 5.14所示 [97],其中有两个衰变分支,有 99.563%的分支比发生单 β 衰变,0.434%的分支比发生 β 衰变生成^{85m}Rb(最大能量为173.4 keV),而^{85m}Rb很快退激发会放出一个514 keV的 γ ,其准确的半衰期为1.015 μ s。我们通常利用第二个分支上的 β - γ 符合事例来估计氪含量。



图 5.14⁸⁵Kr 的衰变纲图 [97]。

在 Run 11 取数期间,探测器发生过一次由于空压机损坏导致的空气泄露事故(见2.3节),因此可能引入了氪气、氡气等 ER 本底。该空气泄露发生在 2018

年1月18日,即第四次电子寿命下降的时间点"D"(见图2.11)。在上节中我们 知道氡本底并没有发生显著的变化。而我们接下来会对氪本底进行估计,其结果 表明氪本底在 Run 11 期间确实增大了。

首先,我们还是采用传统的方法,即寻找⁸⁵Kr的 β - γ 符合事例来估计氪本底。 整个 Run 11 期间,在 361.5 kg 的液氙中心区域内总共找到了 49 个事例。假设氪气 中⁸⁵Kr 的丰度为 2×10⁻¹¹,则可以得到 Run 11 中平均氪气浓度为 12.3±1.8 ppt (part per trillion,万亿份之一)。Run 11 期间 β - γ 的事例数变化和浓度变化如 图 5.15所示,从中可以明显观察到氪气浓度的增加趋势,特别是在空气泄露时 间点"D"前后有明显的变化。以时间点"D"作为间隔,Run 11 span 1 和 span 2 期间的 β - γ 符合事例分别有 12 和 37 个,两个时间段里相应的氪气浓度分别为 7.7±2.2 ppt 和 15.2±2.5 ppt,进而估计在暗物质探测区域的相应本底分别为 0.20±0.06 mDRU 和 0.40±0.07 mDRU,可以发现后者大约是前者的两倍。



图 5.15 Run 10、Run 11 期间液氙中氪事例数 (a) 和浓度 (b) 的变化图。

从 Run 11 DM 数据中,也可以发现 ER 本底随时间的增加。我们在暗物质 探测窗口之外的低能区域,即 45 < *S*1 < 100 PE,挑选事例,其事例数的变化如 图 5.16所示,可以发现其在 Run 11 span 2 期间相对于 span 1 有明显的增加。最 终我们根据 20-25 keV 能区内的事例率相对于 Run 10 期间的变化,估计出 Run 11 span 1 和 span 2 的 flat ER 本底为 0.73 ± 0.08 mDRU 和 1.03 ± 0.08 mDRU。因 此,在 Run 11 的低能 flat ER 本底中,除去 ²²²Rn、²²⁰Rn、材料伽马本底、¹³⁶Xe 和太阳中微子本底这些 flat ER 本底的贡献(皆随时间保持不变),即可得到 Run 11 span 1 和 span 2 的氪本底分别为 0.32 ± 0.13 mDRU 和 0.62 ± 0.13 mDRU,在 误差范围内与通过 β -γ 符合方法估计出的氪本底相符合或者极为接近,亦佐证了

氪本底在空气泄露事故后的增加。



图 5.16 PandaX-II 暗物质取数期间, Run 9、Run 10 和 Run 11 中 S1 ∈ (45, 100) PE 区间内 的 ER 事例率变化图。

5.2 中子本底

在液氙探测器里,中子产生的单次核反冲信号和暗物质粒子产生的信号非 常相似,无法进行区分,因此是 PandaX-II 实验里不可忽视的一项重要本底,需 要进行准确的估计。中子的来源包括探测器材料产生的放射性中子和外界中子。 其中外界中子包括宇宙射线缪子流产生的次级中子和实验室环境(山体等)产生 的中子,而这两者分别会被锦屏山山体和探测器外的聚乙烯材料屏蔽体屏蔽掉, 所以这部分中子本底在 PandaX-II 实验中可以忽略不计。而探测器本身的材料含 有铀、钍等放射性元素,可以通过两种方式放射出中子,即(α,n)反应和²³⁸U的 自发裂变反应;这部分中子只能依靠液氙本身的自屏蔽,仍旧有可能在 FV 内产 生核反冲本底。因此在本节里,我们只考虑探测器材料产生的中子本底估计。

5.2.1 估计中子本底的新方法

传统的中子本底估计方法非常依赖于蒙特卡罗模拟。单次核反冲(Single-site Scattering Nuclear Recoil, SSNR)的中子本底包括三个要素:

1. 探测器材料的放射性,

2. 将材料放射性转化成产生的中子数目及其能谱的模型,

3. 完整的探测器蒙特卡罗模拟,以上述模型作为事例产生子,能够详细模 拟中子在探测器里的运动、反应以及探测器本身的响应和信号产生。 SSNR 本底可以按如下公式计算:

$$N_{\rm ssnr} = \sum_{ij} P_{\rm ssnr, ij} \times n_{ij} \times T$$

$$n_{ij} = Y_{ij} \times A_{ij} \times M_i.$$
(5.1)

其中 *n_{ij}* 是来自于探测器部分 i 中放射性衰变链 j 的中子产生率,可以通过结合 单位质量的放射性 *A_{ij}、*中子产额 *Y_{ij}* 和材料质量 *M_i* 计算得到。中子产额 *Y_{ij}* 通 常由 SOURCES-4A 程序来计算,该程序可以通过已知的数据库计算 (*α*, n) 和自 发裂变的中子产生率及相应能谱。*P_{ssnr,ij}* 是单个发射中子产生一个 SSNR 信号的 概率,可以通过探测器蒙特卡罗计算得到,而*T* 则是指实验的探测时长。

上述方法有两个主要的缺点。首先,SOURCES-4A 及其相应的中子发生器 将每个发射出的中子视为孤立的粒子。实际上,这是一个有偏颇的假设:在(α, n)反应和自发裂变过程中,中子产生时有很大概率伴随着单个或多个γ,从而导 致多次散射和 ER-NR 混合的能量沉积。其次,对于极低本底材料的放射性 *A_{ij}* 测量其实具有较大的不确定性,在上述方法里对材料放射性的测量误差会直接 带来 SSNR 事例率的误差,即影响中子本底的估计准确性。

考虑到上述原因,我们发展出一种基于数据本身的新方法,即利用中子导致的高能伽马(High Energy Gamma, HEG)信号作为基准,来计算中子本底[98]。 我们还开发了一种完整的中子发生器,其中考虑了中子和γ的联合发射这个因素。这使我们能够更准确可靠地模拟得到 SSNR 事例和中子诱发的 HEG 事例之间的关系。SSNR 中子本底可以由下面公式进行估计:

$$N_{\rm ssnr} = N_{\rm heg} \times R_{\rm mc} = N_{\rm heg} \times \left(\frac{\sum_{ij} P_{\rm ssnr, ij} \times n_{ij}}{\sum_{ij} P_{\rm heg, ij} \times n_{ij}}\right)$$
(5.2)

其中 N_{heg} 是从暗物质探测数据中识别出的 HEG 事例的数量(可作为中子本底的一个参照基准), R_{mc} 是由蒙特卡罗模拟得到的各个材料引起的 SSNR 和 HEG 总事例数之比,该比例是通过结合各种材料各个衰变链的中子产生率 n_{ij} 和产生相应的 SSNR(HEG)事例的概率 $P_{ssnr,ij}$ ($P_{heg,ij}$)得到的。接下来,我们将首先利用 AmBe 中子刻度来理解 SSNR 和 HEG 事例之间的关联,然后分别讨论如何去估计 R_{mc} 和 N_{heg} 这两个关键数值。

5.2.2 利用 AmBe 数据进行刻度

我们用到的两个 AmBe 中子源都是由原子高科技有限公司制造的,且其设 计构造相同。AmBe 源是通过 (*α*, **n**) 反应产生中子的:

$${}^{9}\text{Be} + \alpha \to n + {}^{12}\text{C}^*.$$

其中有两个反应道 (α, n₀) 和 (α, n₁) 占主导地位,分别对应着 ¹²C* 处于基态和第 一激发态。后一个反应道发射出中子的同时会伴随着一个 4.4 MeV 的退激发 γ 射 线。我们通过结合一个基于 Geant4 的独立模拟 (α 的能量损失过程) 和 JENDL 数据库 (中子产生) 来计算两个反应道的中子能谱,如图 5.17所示。这两个 AmBe 源中的一个曾放置于大亚湾探测器中,并通过测量验证了模拟得到的能谱。而另 一个则用于 PandaX-II 的中子刻度。



图 5.17 从模拟得到的 AmBe 源的中子能谱,两个直方图分别对应 (α, n₀) (红色)和 (α, n₁) (蓝色)。

PandaX-II 中的 AmBe 刻度 run 是穿插在 DM 数据中取数的,且进行了 20 次 以上。在 2.3节和表 2.3中,我们叙述了 PandaX-II 的运行历史和其中 AmBe 刻度 的取数情况,其中我们使用 Run 11 期间和结束后采集的所有 AmBe 数据来进行 Runs 10/11 的低能 NR 刻度,特别是不对 Run 10 和 Run 11 作区分。而在此处为 了利用 AmBe 数据对于 SSNR 和 HEG 信号作更细致的刻度,我们对 Runs 10/11 AmBe 数据进行划分,以分别对应 Run 10 和 Run 11 的情况:将紧接在 Run 10 后 面的 22.77 天 AmBe 数据称为 "Run 10 AmBe",将更之后的 25.71 天 AmBe 数据 称为 "Run 11 AmBe" (注意该划分和名称只在本章中使用)。而 Run 9 AmBe 仍

是在 Run 9 期间采集的 6.77 天 AmBe 数据。进行刻度时, AmBe 源放置于特氟龙 管道的不同位置(相对于时间投影室中心对称);而对于不同的位置,在数据或 蒙特卡罗中都没有发现明显的差异,因此我们在 AmBe 刻度数据的分析中对源 的不同位置不作区分。

当 AmBe 产生的中子在 TPC 中和氙原子核发生了弹性散射,且只散射一次, 那么该中子就会产生 SSNR 信号。但是更多时候,AmBe 中子会与氙核发生非弹 性散射,产生的核反冲信号同时也会与原子核退激发导致的的电子反冲信号混 合在一起。对于以上两种情况,能量沉积都是"瞬时"发生的,并且可能会与 4.4 MeV 的γ射线产生的"瞬时"电子反冲信号混合在一起。另一方面,中子经 过多次散射损耗动能、成为热中子后,也很有可能被氙原子核捕获,从而产生 "延迟"的高能γ射线,其延迟时间在几微秒左右。这些中子诱发的 HEG 信号, 无论是瞬时产生的还是通过延迟俘获产生的,都与该中子产生的 SSNR 事例有 物理上的关联。

在 AmBe 刻度数据集中,SSNR 事例的选择条件和对暗物质数据进行选择使用的条件完全相同,即其中 S1 为 3 至 45 PE,S2 为 100 PE (未修正)至 10000 PE (作位置均匀性的修正)。该选择条件大致对应于 1 到 10 keV_{ee} 间的能量范围。这 里暂时选择的置信体积和最终对暗物质数据采用的置信体积有所不同,其中径 向条件仍旧为 $r^2 < 720$ cm²,而垂直方向上对漂移时间的限制条件在 Run 9、Run 10 和 Run 11 里分别为 [18,310] μ s、[20,350] μ s 和 [20,350] μ s。

在探测器里 HEG 信号很容易识别出来,因为它们的总能量能够比自然放射 性产生的信号高很多。此外,多个γ射线(瞬时或延迟)的产生时间可能有所不 同,并且在液氙中极可能发生多次散射,从而导致出现多个 *S*1 和多个 *S*2 信号。 其中一小部分事例在延迟俘获的 HEG 信号前会包含一个低能的 NR 信号,这种 事例波形的一个例子如图 5.18所示。

在选择 HEG 事例时,对每个 *S*1 和 *S*2 的质量选择条件都和 PandaX-II 2016年的文章 [64] 保持一致。每次散射的水平位置使用 anaPAF 算法进行重建(3.3.2节), 其垂直位置是通过将这些 *S*2 与最大的 *S*1 进行配对来近似地给出。由于我们感兴趣的是能量大于 5.0 MeV 的 HEG 事例 (5.0 MeV 是 ²⁰⁸Tl 的 Q 值,即自然放射性所能产生的最大 ER 能量),这个能量范围里没有其他 ER 本底,也就不需要对 HEG 事例的径向位置作限制。另外,HEG 信号会发生 PMT 饱和效应,使



图 5.18 AmBe 数据里高能中子俘获事例的波形示例,其中瞬时的 NR 信号发生在延迟的 HEG 信号之前。

得水平方向位置的重建出现偏差(倾向于重建在 TPC 靠中心处),这也是我们 对 HEG 事例径向位置不作限制的一个原因。因此,我们在一个扩展的置信体积 (Extended Fiducial Volume, EFV)内选择所有 *S*2 信号,该 EFV 在径向上的具体 条件为 $r^2 < 1000 \text{ cm}^2$ (十分宽松,包含了 PTFE 反射板的范围),垂直方向上距离 阴极和门电极的距离分别大于 1.7 厘米和 3.3 厘米,其对应的液氙靶质量为 502 千克。HEG 事例的总能量则是将 EFV 里的所有 *S*1 和 *S*2 信号考虑进来计算。为 了避免 PMT 在这么高能量下发生的饱和效应(*S*2 的数值会偏小),进行能量重 建时我们选择的是底部 PMT 阵列接受到的 *S*2 信号(*S*2_b),并乘以 3.5 倍的比 例。对于由 *S*1 和 *S*2_b 重建得到的能量,我们还会进一步地作一个多项式修正, 将几个识别出来的 γ 峰的能量校准到其对应的真实能量,从而得到高能事例的修 正能量 E_{corr} 。进行能量校准时,我们选择的 γ 峰包括 609 keV (²¹⁴Bi)、911/934 keV (²²⁸Ac/²¹⁴Bi)、1173 keV (⁶⁰Co)、1332 keV (⁶⁰Co)、2614 keV (²⁰⁸TI)、4439 keV (¹²C*)、6467 keV (¹³²Xe*) 和 9255 keV (¹³⁰Xe*)。

对于 Run 9、Run 10 和 Run 11 的 AmBe 数据,其事例按 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ vs. E_{corr} 的分布如图 5.19所示。HEG 信号的选择区域也显示在图 5.19上,即位 于高能 ER 分布的 3 σ 范围内,且 $E_{corr} > 6.2$ MeV (距离 5 MeV 约 3 σ 外),对于 Run 11 HEG 的选择,我们最终要求 $E_{corr} > 6.5$ MeV。图 5.19中主体的 ER 分布 下方还存在着一些与 α 相关的事例,因此具有较小的电离信号(即 *S*2)。根据 这些事例在图 5.19中的纵向分布,从高到低可以分为三类,即来自于 TPC 内部 的氡气本底的 α -ER 混合信号,TPC 内部的 α 体事例,靠近 PTFE 反射板的 α 墙 事例 (其电离信号会被 PTFE 板吸收,故而测量值偏小)。在 AmBe 刻度数据中,

α-ER 混合事例的发生率远低于 AmBe 中子引起的 HEG 事例率,因此其对估计 HEG 的影响可以忽略不计。



图 5.19 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) AmBe 数据中的事例分布 log₁₀(∑ S2_b/∑ S1) vs. *E*_{corr}。ER 事例分布的 ±3σ 线以品红色实线表示。红色虚线表示 HEG 事例的 6.2 MeV 范围下限。ER 分布下方的 α-ER 混合信号、α 体事例、靠近 PTFE 反射板的 α 墙事例 也进行了标记。

表 5.3中总结了选择出来的 HEG 和 SSNR 事例的数量及其比例,且该比例 会和下面讨论的模拟结果进行比较。

表 5.3 Run 9、Run 10 和 Run 11 AmBe 刻度数据中 SSNR、	HEG 事例的数量及其比例。	模
拟得到的相应比例也列在表中。		

		MC		
Ambe Run	# SSNR	# HEG	Ratio	Ratio
Run 9	3415	49159	1/14.4	1/14.7
Run 10	10390	151783	1/14.6	1/15.2
Run 11	13182	164195	1/12.5	1/13.4

对于模拟 AmBe 源在探测器中的能量沉积,我们使用自定义的基于 Geant4 的程序(BambooMC),其中包含了 PandaX-II 探测器完整的几何结构,所使用 的产生初级粒子的事例生成器是按图 5.17中的中子能谱随机采样,并对于 (α, n₁) 反应道考虑了 4.4 MeV γ 射线和中子的关联发射。要注意一点,该生成器中的 γ 的关联发射是手动实现的,而这实际上和稍后在 5.2.3节讨论的改进后的 (α, n) 生 成器是等效的。对于 SSNR 事例,我们使用了基于 NEST 的模型将沉积能量转化 为模拟的 *S*1 和 *S*2 信号 [80]。而对于 HEG 事例,我们无需运行基于 NEST 的模 拟程序来生成 *S*1 和 *S*2, 而是简单地对 EFV 内的真实能量沉积求和,然后做一 个能量依赖的高斯函数展宽 (Gaussian smearing),以使得能谱可以和 AmBe 数 据中测得的 HEG 能谱匹配对上。该高斯函数展宽从 1 MeV 到 10 MeV 的能量分 辨率 σ 在 4% 到 10% 之间。在模拟 SSNR 和 HEG 事例时,也考虑了从 AmBe 数 据得到的探测效率和事例选择条件的效率。

我们通过了多种方式对 MC 模拟进行了验证。在图 5.20中,将测量得到的能 谱(减去了非 AmBe 产生的本底部分)和模拟得到的能谱 *E*_{corr} 叠加在一起进行 比较,其中将模拟能谱和数据能谱在 2 到 20 MeV 之间的积分调成一致。Run 9、 Run 10 和 Run 11 的能谱之间存在一些差别,这可能是由于不同时间段里 PMT 饱 和效应的差异(来源于运行中电极的电压变化)[51]。数据和 MC 的 HEG 能谱 在 6.2 至 20 MeV 之间(积分值或面积)的相对差别对于 Run 9 和 Run 10 分别为 16.3% 和 18.3%,这个差别将用来估计 HEG 事例数的系统误差。



图 5.20 Run 10 中的原始 AmBe 能谱(黑色)、本底能谱(红色)和 AmBe 净能谱(蓝色)。 本底能谱是从 DM 数据中得到的,并按运行时间作了缩放。AmBe 净能谱是通过从原 始 AmBe 能谱中减去本底能谱得到的。MC 模拟得到的能谱(绿色)也叠加在一起。

为了验证 MC 里的中子俘获过程,我们比较了数据和 MC 中瞬时和延迟能量沉积之间的时间间隔。数据中的许多中子事例没有瞬时 *S*1 信号,因为瞬时信号的能量可能沉积在死区中而未被探测到。为了将具有真正的瞬时 *S*1 的事例准确干净地挑选出来,我们在数据和 MC 上都加了 40 keV 的选择条件。40 keV 对应着由中子激发的¹²⁹Xe 的退激发γ能量。然后我们寻找同一中子被延迟俘获产生的第二个 *S*1,并从而得到其时间差的分布。数据与 MC 里该时间差的分布比较如图 5.21所示,其中在 1 μs 以上的区域两者符合得非常好。而低于 1 μ 的区域 里的差别很可能是在数据里两个 *S*1 很接近时无法被有效地识别出来。此外需要强调的是,从数据中选择 HEG 事例时并不要求瞬时 *S*1 和延迟 *S*1 同时存在,因 此不存在 S1 识别效率的问题。



图 5.21 在 Run 10 AmBe 数据(红色)和 MC(蓝色)中,来自¹²⁹Xe*的 40 keV 瞬时 γ 射线 与中子俘获产生的延迟 HEG 信号之间的时间差的分布。

最后,为了定量化地确认 AmBe 数据和 MC 之间总体的一致性,我们在 表 5.3中比较了两者的 SSNR 和 HEG 事例数的比值。对于 Run 9、Run 10 和 Run11 这三个运行时间段,数据和 MC 的比例均在 4% 之内。此外,通过 MC 模 拟,我们发现在 AmBe 源的事例生成器里不考虑 4.4 MeVγ 的情况下,SSNR 事 例的数量增加了 20%。而当中子源是在 PTFE 或 PMT 这些更靠近液氙的位置产 生时,是否考虑伴随γ 的差异会进一步增大。这说明了在中子产生模型中考虑γ 和中子的关联发射是非常重要的。

5.2.3 中子探测器模拟的改进

在本节中,我们对 MC 模拟进行了改进,从而能够准确地计算 DM 数据中 材料中子导致的 SSNR 事例和 HEG 事例之间的比率(即公式 5.2中的 *R*_{mc})。

²³⁸U、²³⁵U和²³²Th 衰变链能够发射 α,且半衰期很长。由于其低库伦势能, 探测器中 (α, n) 反应主要在轻核上发生,例如 PTFE 反射板中的氟 (F)、PMT 陶 瓷芯柱中的铝 (Al)、PMT 石英窗中的硅 (Si) 等等。此外,这些衰变链还会产 生自发裂变中子。表 5.4总结了探测器中产生中子的最重要成分及相应的放射性 (用来作为模拟的输入)。

我们用 SOURCES-4A 程序来计算中子产额 Y_{ij} ,并总结在表5.5中。²³⁸U_e的自发裂变中子产额为 1.1×10⁻⁶ 中子/衰变,而其他链的自发裂变可忽略不计。表中还列出了每种材料的中子产生率 $\sum_{i} n_{ii}$ (通过结合放射性和中子产额得到),其

表 5.4 PandaX-II 实验中用于中子本底估计的各种材料及其放射性。对于 ²³⁸U,其前链(²³⁸U_e) 表示 ²³⁸U → ²³⁰Th, 后链(²³⁸U₁) 表示 ²²⁶Ra → ²⁰⁶Pb。对于 ²³²Th, 前链(²³²Th_e) 和后链 (²³²Th₁) 分别指 ²³²Th → ²²⁸Ac 和 ²²⁸Th → ²⁰⁸Pb。SS 和 PTFE 的放射性来自于 PandaX 锗探测器的测量 [93], 并假设其衰变链满足久期平衡测量。而 3 英寸 PMT 的放射性则 来自文献 [99]。

	Omentita	Radioactivity (mBq/kg or mB				
Component (Material)	Quantity	²³⁸ U _e	$^{238}U_{l}$	²³⁵ U	²³² Th _e	$^{232}\mathrm{Th}_{\mathrm{l}}$
PTFE	55.5 kg	3.2	3.2	1.3	1.5	1.5
Cryostat (SS)	256.9 kg	1.7	1.7	2.4	2.7	2.7
PMT stem (Al_2O_3)	110 piece	2.4	0.3	0.1	0.2	0.1
PMT window (SiO_2)	110 piece	1.2	0.07	0.02	0.03	0.03

中可以发现 PTFE 占主要贡献。自发裂变对中子产生的贡献大约为 (α, n) 的 4%。

表 5.5 不同材料里 ²³⁸U、²³⁵U 和 ²³²Th 的中子产额。在所有反应道中,氟具有最大的 (α, n)
 中子产额。自发裂变仅发生在前链中,且其中子产额与 (α, n) 相比大约低 2 个数量级。
 表中还列出了相应材料 *i* 的中子产生率 Σ_i n_{ii}。

Motorial		$\sum_j n_{ij}$				
wateriai	²³⁸ U _e	$^{238}U_{l}$	²³⁵ U	²³² Th _e	$^{232}\mathrm{Th}_{\mathrm{l}}$	(neutrons/day)
PTFE	7.6×10^{-6}	5.5×10^{-5}	8.9×10^{-5}	7.9×10^{-7}	8.6×10^{-5}	2.1×10^{0}
SS	1.1×10^{-6}	4.1×10^{-7}	3.4×10^{-7}	4.9×10^{-11}	1.5×10^{-6}	1.7×10^{-1}
Al_2O_3	1.3 ×10 ⁻⁶	6.3 ×10 ⁻⁶	9.5 ×10 ⁻⁶	1.3×10^{-8}	1.1×10^{-5}	6.6×10^{-2}
SiO ₂	1.2×10^{-6}	9.9×10^{-7}	1.5×10^{-6}	7.8×10^{-9}	1.6×10^{-6}	1.5×10^{-2}

近年来,一些更新后的低能核反应模型和数据库已被纳入 Geant4 [100] 中。 因此,我们用 Geant4(版本 10.03p03) 替代 SOURCES-4A 程序,并发展出了一 种新的 (α, n) 中子生成器,其中考虑了对于末态核的激发/退激发过程。

在此 Geant4 模型中,用 *INCL*++ 模型处理核反应过程,且用 *G4ExcitationHandler* 处理核激发/退激发过程 [100]。长寿命的衰变链由 Geant4 自动触发衰变,并且对 于中子由 (α, n)反应道产生的事例,每个出射粒子的能量和 ID 信息都会记录下 来。另外,我们发现原始的 *G4ExcitationHandler* 程序中,级联衰变过程中的第一 个 γ 的能量与末态核的已知能级并不符合,而这会导致 (α, n₀)的几率相对于其 他反应道出现明显错误的低估。于是我们对这个 γ 能量施加了一个修正,使其能 量值与相应的能级差一致,并将该能量修正差值吸收到中子的动能中。我们最终 记录下来并用于 BambooMC 的初始中子生成器的即是修正后的中子动能以及各 个γ(如果存在的话)的能量。为了简单起见,我们假定中子和γ的出射方向是 各向同性的。

我们使用改进后的 (α, n) 中子生成器进行了 BambooMC 模拟,以 PTFE 材料 里的 ²³⁸U 为例,其结果总结在表 5.6中,表中同时列出了以 SOURCES-4A 的中 子作为生成器模拟的结果。显然,由于γ的关联发射,前者使得 SSNR 事例数减 少到了原来的 1/4,这个结论和我们在 5.2.2节中的预期一致。

表 5.6 对于 PTFE 材料的 ²³⁸U 通过两种 (α, n) 中子生成器模拟得到的 P_{ssnr}、P_{heg} 及其比值。 在两个模拟中均生成了 10⁶ 个初始事件。具体情况见正文。

Generator	$P_{\rm ssnr}$	$P_{ m heg}$	Ratio
Improved	1038/10 ⁶	27602/106	1/26.6
SOURCES-4A	3997/10 ⁶	26171/10 ⁶	1/6.5

和 (α , n) 反应类似,²³⁸U 的自发裂变过程会产生多个中子和多个 γ ,且平均的中子数和 γ 数分别为 2.0 和 6.4 个 [101],而 SOURCES-4A 中子生成器并未将这种多粒子发射的情况考虑在内。依照参考文献 [101] 中的步骤,我们采用了一个基于 Geant4 的特定程序来模拟²³⁸U 的自发裂变。该程序结合了数据库 LLNL Fission Library 2.0.2,其中包括一个特殊的 FREYA 模型 [102]。这个 FREYA 模型考虑了多中子发射、中子的能量、角度以及中子与 γ 之间的能量关联。我们在 BambooMC 中使用这个新的生成器,模拟了 PTFE 材料中²³⁸U 的自发裂变,其关于 SSNR 和 HEG 事例数的结果如表 5.7所示。该表中还列出了使用 SOURCES-4A 的中子能谱作为事例生成器的结果。由于新的事例生成器中有多个中子和多个 γ 同时发射出来,因此相比于 (α , n)反应,²³⁸U 自发裂变导致的 SSNR 事例会变少到几乎可以忽略的水平。

我们使用了改进的中子生成器对表 5.4中的所有探测器材料进行了 BambooMC 模拟。然后使用了与 AmBe MC 分析中相同的条件来选择 SSNR 和 HEG 事例,相应结果如表 5.8所示。由于 PTFE 材料中的较高的 ²³⁸U 放射性元素含量 和氟的高中子产额,SSNR 和 HEG 事例主要来源于 PTFE 的贡献。根据公式 5.1直 接估计得到的 SSNR 本底在 Run 9 和 Run 10 中分别均约为 0.2 个事例。然而正如

表 5.7 对于 PTFE 材料的 ²³⁸U 通过两种自发裂变生成器模拟得到的 P_{ssnr}、P_{heg} 及其比值。在 两个模拟中均生成了 10⁶ 个初始事件。其中 "2.0" 来源于每次自发裂变产生的平均中子 数。具体情况见正文。

Generator	$P_{\rm ssnr}$	$P_{ m heg}$	Ratio
Improved	89/2.0/10 ⁶	86693/2.0/10 ⁶	1/974.1
SOURCES-4A	3885/10 ⁶	27771/10 ⁶	1/7.1

我们在5.2.1节中提到的,这个数值在很大程度上取决于材料放射性强度的输入 值,因此缺乏可靠性。在 Run 9 和 Run 10 中,总体 SSNR 事例和 HEG 事例之间 的比值分别为 1/26.6 和 1/24.6。其差异主要来源于 Run 9 和 Run 10 中选择 SSNR 事例时(因为¹²⁷Xe本底水平的不同)采用了不同的 FV [51]。根据 5.2.2节中讨 论的 AmBe 数据和 MC 中 HEG 能谱的差别,我们估计得到对于 Run 9 和 Run 10 的 *R*_{mc} 的相对误差分别为 16.3% 和 18.3%。对于 Run 11 进行类似的分析,可以 得到总体 SSNR 和 HEG 事例事例率分别为 2.3 × 10⁻³ 和 6.0 × 10⁻² 个/每天,两 者的比值为 1/26.3,该比值与 Run 10 的差异主要来自于 HEG 事例的能量选择范 围的不同。

表 5.8 PandaX-II 中使用更新后的中子生成器进行模拟得到的 SSNR 和 HEG 事例数(单位:数目/天)及其比值。

Componente		Run 9		Run 10			
Components	# SSNR	# HEG	Ratio	# SSNR	# HEG	Ratio	
PTFE	1.9×10^{-3}	5.8×10^{-2}	1/30.8	2.0×10^{-3}	5.8×10^{-2}	1/28.8	
Cryostat	3.4×10^{-4}	2.8×10^{-3}	1/8.2	3.5×10^{-4}	2.8×10^{-3}	1/7.9	
PMT Stem	1.2×10^{-4}	1.3×10^{-3}	1/10.4	1.6×10^{-4}	1.3×10^{-3}	1/7.8	
PMT Window	5.1×10^{-6}	3.9×10^{-4}	1/76.3	6.5×10^{-6}	3.9×10^{-4}	1/59.7	
Total	2.3×10^{-3}	6.2×10^{-2}	1/26.6	2.6×10^{-3}	6.3×10^{-2}	1/24.6	

5.2.4 新方法得到的 PandaX-II 中子本底

如 5.2.2节中所述,中子可以在氙靶上激发产生 HEG 事例,其事例率远高于 SSNR 事例。因此,我们将在 PandaX-II DM 数据中寻找 HEG 事例,并根据 5.2.3节 中得到的 *R*_{mc} 估算源自于探测器材料的 SSNR 本底。

我们采用了和分析 AmBe 数据时相同的步骤,来从 DM 数据中选择 HEG 事
例。Run 9、Run 10 和 Run 11 DM 数据中几 MeV 的高能事例的 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ vs. E_{corr} 分布如图 5.22所示。Run 9、Run 10 和 Run 11 的 PMT 的工作电压有所 不同 [51],因此对于较大的 S1 和 S2 饱和效应也不同,从而导致了高能事例的 分布也存在一些差别。在 Run 9、Run 10 和 Run 11 中分别找到 36、20 和 57 个 HEG 候选事例。然而,与 AmBe 数据里不同的是,DM 数据里 HEG 的事例率低 得多, α -ER 混合事例就变得很显著,有可能和真正的 HEG 事例混合在一起,从 而对其选择造成干扰。



图 5.22 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) DM 数据中的事例分布 log₁₀(∑ S2_b/∑S1) vs. E_{corr}。

由于 α 在探测器中不能散射两次,因此我们预期 α 混合事例所含有的 S2 数 量要少于 HEG 的 γ 级联衰变含有的 S2 数量。在图 5.23中进一步证实了这一点, 其中比较了 AmBe 数据中 HEG 事例和 DM 数据中 ER 分布下方的 α -混合事例 (如图 5.23所示)关于 S2 数量与 E_{corr} 的分布。于是我们提出了一个排除 α 的选 择条件 (α -rejection cut),如图 5.23中的绿色曲线所示,其对于 HEG 事例的选择 效率可根据 AmBe 数据进行估计,在 Run 9、Run 10 和 Run 11 分别为 82%、61% 和 82%,而其系统误差为 10.5%。该 α 排除条件对于 α 混合事例的排除效率可根 据 DM 数据进行估计,分别为 91 ± 1%、89 ± 1% 和 68 ± 11%。

应用 α 排除条件后, Run 9、Run 10 和 Run 11 DM 数据中剩余事例的信号分 布如图 5.24所示。在 Run9、Run10 和 Run 11 中的 HEG 候选事例分别剩下了 16、 8 和 40 个。最终的 HEG 候选事例具有多个 *S*2,与 AmBe 数据中的 HEG 事例一 致,其示例波形如图 5.25所示。根据上文里得到的条件选择效率和排除效率,可 以估计得到这些候选事例中残余的 α 混合本底分别为 1.7 ± 0.7、0.9 ± 0.7 和 4.5 个事例。因此,减去了本底并考虑了效率修正的 HEG 事例数, N_{heg} ,在 Run 9 中 为 17.5 ± 5.6 个事例,在 Run10 中为 11.6 ± 5.7 个事例,在 Run 11 中为 43.1 ± 19.4



图 5.23 Run 9 及 Run10 AmBe 数据中的 HEG 事例 (a) 和 DM 数据中的高能 α 混合事例 (b)

关于 S2 数量 vs. E_{corr} 的分布。其中绿色曲线代表 α 排除条件。

个事例,其中误差部分包含了统计误差和系统误差。



图 5.24 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) DM 数据中应用了 α 排除条件后的事例分布 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1) \text{ vs. } E_{\text{corr}} \text{ or }$



图 5.25 Run 10 DM 数据里的 HEG 波形示例。

利用从数据中得到的 N_{heg} 和公式 Eqn. 5.2,改进后的 SSNR 本底的估计值 对于 Run 9、Run 10 和 Run 11 分别为 0.66 ± 0.24 、 0.47 ± 0.25 和 1.64 ± 0.82 个, 其中包含了 N_{heg} 和 R_{mc} 两者的误差。表 5.9总结了最终结果,同时也列出了我 们先前发表的论文里估计的 Run 9 和 Run 10 中子本底 [51]。这项新的估计方法 在 SSNR 概率计算方面有了重大改进,并且以数据中测得的 HEG 作为本底估计的参考基准,因此相比以前的估计更可信。

表 5.9 用改进方法估计得到 Run 9 和 Run 10 里的中子本底,同时列出了以前发表论文里的 估计结果以作比较。

Methods	Run 9 DM	Run 10 DM
新方法	0.66 ± 0.24	0.47 ± 0.25
文献 [51]	0.85 ± 0.43	0.83 ± 0.42

注意到5.2.2节和和5.2.3节中对于 SSNR 计算所采用的信号模型仍是文献 [51] 中基于 NEST 的模型,并在其中考虑了当时计算的探测效率。在本分析中,我 们更新了 PandaX-II 信号模型以及相应的探测效率。因此将上述的结果除去其中 的探测效率,可以得到信号模型无关的中子本底数值,即 Run 9、Run 10 和 Run 11 在 [0, 25] keV_{ee} 能区内的中子本底分别为 0.0025、0.0021 和 0.0021 mDRU。在 实际实验中,由于材料的中子放射性保持不变,所以在中子本底事例率在整个 PandaX-II 运行期间应当也是恒定的,并且由于中子本底事例率极小,为了减少 统计量带来的误差,在本分析中将 Run 9、Run 10 和 Run 11 的中子本底进行加和 以及取平均,最终得到 PandaX-II 期间的平均中子本底为 0.0022 ± 0.0011 mDRU, 其中对相对误差保守估计为 50%。这个数值也将作为 best-fit 时 Run 9、Run 10 和 Run 11 的中子本底的输入值。

总而言之,我们对 PandaX-II 实验中源自于探测器材料的中子本底进行了详 细研究。我们提出并建立了一种新的中子生成器模型,该模型具体地考虑了中子 和γ的关联发射。并且我们采用了一种基于数据的全新方法,将 SSNR 本底和 HEG 事例关联起来,从而准确地估计出 PandaX-II 里的中子本底。更新后的中子 本底水平低于以前发表的结果,并且能够对误差有更加可靠的估计。在 PandaX-II 的下一代实验,即4吨级的 PandaX-4T 实验 [103] 中,有望通过应用这种新方法 对中子本底进行准确的估计。该方法也可以更普遍地用于其他暗物质实验的中 子本底估计。

5.3 偶然符合本底

偶然符合本底来源于孤立 S1 信号和孤立 S2 信号的随机符合。因为 S1 和 S2 信号没有物理关联,所以组成的偶然符合事例像什么都有可能。而部分偶然符 合可以满足所有选择条件和质量条件,且信号特征恰好和暗物质信号相同,于是 成为了暗物质探测时的一种本底。典型的孤立 S1 和孤立 S2 的波形如图 5.26所 示。估计偶然符合本底的方法是寻找满足条件的孤立 S1 和孤立 S2 信号,并通 过模拟手动对其进行随机配对;然后应用各种选择条件和质量条件进行筛选,即 可得到偶然符合本底的概率密度分布以及位置分布等等。而分别估计出孤立 S1 和孤立 S2 的事例率,则可以按一定比例得到偶然符合本底的事例率。



图 5.26 PandaX-II 中孤立 S1 (a) 和孤立 S2 (b) 的波形。

5.3.1 孤立 S1 信号

孤立 *S*1 信号可能来源于阴极下方或者表面事例。如果能量沉积发生在阴极下方,产生的电子由于反向电场无法向上漂移产生电信号 *S*2;而如果能量沉积发生在 PTFE 反射板表面附近,产生的电子可能被 PTFE 表面吸收从而无法形成*S*2;这两种情况下,光信号 *S*1 都不受影响仍被光电倍增管接收到,于是形成了孤立 *S*1 信号。

在 PandaX-II 期间,我们总共提出了三种方法来选择孤立 S1 信号:

1. 在文献 [64] 中我们在 Run 9 DM 数据里选择孤立 S1 信号时,选取的是只有 S1 信号而无 S2 信号的事例,然后将产生触发的 S1 前的时间窗口内的 S1 作为孤立 S1。然而我们发现该孤立 S1 和触发 S1 之间存在时间上的关联,也就是

说这种方法选择出来的孤立 S1 和触发事例有物理关联,而非真正随机产生出来的偶然信号。这种现象可能是由于该方法挑选的事例可能混有 Bi-Po 符合信号。

2. 在文献 [51] 中我们利用随机触发数据来挑选 Run 10 里的孤立 S1。然而在 Run 10 期间我们只有短时间的随机触发取数,挑选出的孤立 S1 的分布和事例率都无法代表和反应整个暗物质取数期间的运行状况。

3. 因此在这篇论文里,我们改进了在暗物质探测数据中挑选孤立 *S*1 的方法。我们在同时具有 *S*1 (>100 PE)和 *S*2 (>10000 PE)信号的较高能量的事例中挑选孤立 *S*1,其选择窗口在该触发 *S*1前,且为了排除该孤立 *S*1和这个事例的物理关联,还要求它和 *S*2的时间差大于最大漂移时间。我们发现用这种方法挑选出来的孤立 *S*1和触发 *S*1间不存在时间关联。这种新方法估计的 Run 9、Run 10 里的孤立 *S*1 事例率和前两种方法一致,然而该方法得到的孤立 *S*1 谱分布更能真实地反应暗物质取数期间孤立 *S*1 变化状况,以 Run 11 为例,其孤立 *S*1分布如图 5.27a中蓝色谱所示。而 PandaX-II 期间的孤立 *S*1 事例率变化如图 5.28所示。Run 9、Run 10、Run 11 里平均的孤立 *S*1 事例率分别为 1.53 Hz、0.47 Hz、0.69 Hz,由各自时间段内事例率的变动估计出相对误差分别为 46%、17%、55%。



图 5.27 PandaX-II 中孤立 S1 (a) 和孤立 S2 (b) 的谱分布。

5.3.2 孤立 S2 信号

孤立 S2 信号可能来源于门电极(gate)事例。在门电极附近电场畸变,光 产额偏小,而由于 PandaX-II 探测器中的光探测效率(PDE)只有 10% 左右,因 此事例对应的 S1 信号可能无法观测到,从而成为孤立 S2 信号。

121



图 5.28 PandaX-II 暗物质取数期间, Run 9、Run 10 和 Run 11 中孤立 S1、孤立 S2、偶然 符合本底的事例率变化图。

关于挑选孤立 S2 信号,我们是在暗物质探测数据中挑选只有单个 S2 且没 有 S1 信号的事例,最终得到的孤立 S2 事例率在三组 DM 数据中都是 0.012 Hz。 由于孤立 S2 的候选事例足够多,其统计误差可以忽略不计;其事例率变化同样 展示在图 5.28中。以 Run 11 为例,其孤立 S2 分布如图 5.27b中蓝色谱所示。

5.3.3 随机匹配孤立 S1 和孤立 S2 与 BDT 方法

挑选出孤立 S1 和孤立 S2 信号后,通过模拟随机匹配两种信号,即可组成 偶然符合事例。偶然符合事例的信号质量水平、位置信息、能量信息、概率密度 分布完全从组成该事例的孤立 S1 和孤立 S2 得到。比如其水平位置由孤立 S2 的重建位置决定,垂直位置由孤立 S2 与孤立 S1 的在 1 ms 窗口内的时间差决 定。而偶然符合事例率 R_{acc} 可以按如下公式进行计算:

$$R_{\rm acc} = R_{\rm ss1} \times R_{\rm ss2} \times \tau \tag{5.3}$$

其中 R_{ss1} 是孤立 S1 的事例率, R_{ss2} 是孤立 S2 的事例率, 而 τ 指的是 S1 和 S2 信号时间差的窗口长度, 即对于 Run 9 漂移时间的限制为 [18, 310 μ s], 则 $\tau = 292 \,\mu s$, 对于 Run 10 和 Run 11 漂移时间的限制为 [50, 350 μ s], 则 $\tau = 300 \,\mu s$ 。

在暗物质探测数据中的偶然符合本底 Nacc 可以按下列公式计算:

$$N_{\rm acc} = R_{\rm acc} \times T \times \epsilon \tag{5.4}$$

其中 *T* 是指该 DM 数据集对应的活时间, *e* 则是结合了暗物质探测窗口、质量条件效率、探测效率等的选择效率,其中也包括我们接下来建立的专门排除偶然符合本底的 BDT 条件。

所谓 BDT 条件是我们基于 BDT 方法建立的 [104],其中将 AmBe 刻度数据 中 NR 中位线以下的事例作为输入信号,将随机配对的 *S*1-*S*2 事例作为输入本 底。而输入的数据集都平分为两组统计量相等的数据集,一组用于条件的训练, 另一组用于条件的测试。BDT 条件的目的是为了去除一些可能的非物理事件,比 如漂移时间和 *S*2 的宽度不符合正常的比例关系,或者 *S*2 的波形更类似于发生 在门电极附近或者气氙区域的信号。我们总共使用了 13 个物理量用于 BDT 条 件的训练,包括 *S*1,*S*2 的电荷、漂移时间、宽度、10% 宽度、上升沿、波形的对 称性、*S*2 的顶部-底部比、最大 PMT 电荷与总电荷的比例、*S*1 的顶部-底部比、 *S*1 内部或周围的突刺以及 *S*2 前 1.5 至 3μs 窗口内的信号面积等。 对于 Run 9、Run 10 和 Run 11 三个数据集,我们分别使用相对应的 AmBe 刻度数据和相对应的随机配对得到的偶然符合事例,作为输入的信号和本底进 行 BDT 条件的训练,因此该 BDT 条件对于三组数据的效率也是分别计算。在 图 5.29中,我们列出了 BDT 条件应用于各自 Run 的 AmBe 核反冲事例、氚化甲 烷的电子反冲信号和偶然符合事例的效率。以 Run 11 为例,应用了 BDT 条件能 够将偶然符合本底减少至 30% 左右,同时对于 AmBe 核反冲信号的效率保持在 90% 左右。此外应用了 BDT 条件后孤立 *S*1 和孤立 *S*2 分布的变化如图 5.27中所 示。



图 5.29 BDT 条件对于 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) 中 NR、ER、偶然符合事例的效率。

考虑了各种数据质量条件和 BDT 条件后,根据公式 5.5和 5.4计算得到的 DM 数据中的偶然符合本底总结在表 5.10中,并分别给出了整个暗物质探测窗口 内的本底和位于 NR 中位线下方区域内的本底,其中前者在 Run 9、Run 10、Run 11 分别为 2.1、1.0、2.5 个,并由孤立 *S*1 事例率在 PandaX-II 期间的变动给出平 均的相对误差为 30%。最终的偶然符合本底相应的概率密度分布和空间位置分 布则如图 5.30所示。

Item	Run 9	Run 10	Run 11	
R_{ss1} (Hz)	1.53	0.47	0.69	
R_{ss2} (Hz)	0.0151	0.0160	0.0152	
τ (μ s)	292	300	300	
T (day)	79.6	77.1	244.2	
ϵ_{whole}	4.5%	6.9%	3.8%	
ϵ_{below}	0.8%	1.4%	1.2%	
$N_{acc,whole}$	2.1	1.0	2.5	
$N_{\it acc,below}$	0.4	0.2	0.8	

表 5.10 Run 9、Run 10 和 Run 11 中偶然符合本底的总结。



图 5.30 暗物质探测窗口内偶然符合本底的概率密度分布 (a) 和空间位置分布 (b)。

5.4 表面本底

PTFE 反射墙上吸附的 ²²²Rn 气体的子核衰变形成的事例即表面事例,而由 于位置重建算法分辨率的原因,这些事例有概率会被重建到暗物质探测的 FV 内 部。特别是 ²¹⁰Pb 发生 β 衰变信号(半衰期为 22.2 年),在沉积能量时由于电子 被 PTFE 表面吸收,其低能事例会分布在 NR 信号区及其下方,成为暗物质探测 区域的本底。PTFE 墙附近事例的信号分布如图 5.31所示。随着 PandaX-II 运行 取数时间的增加,特别是 Run 11 很长的时间跨度,²²²Rn 气体不断在 PTFE 墙上 累积,因此表面本底也越来越多,成为一种不可忽略的重要本底。在本分析中, 我们通过建立一个基于数据数据的表面本底模型 [105] 来计算该本底。



图 5.31 表面事例的 $\log_{10}(S2_b)$ vs. S1 分布及表面本底来源。

我们一开始尝试通过波形特征对表面本底与 NR 事例进行分辨:选取分布在 NR 中位线和 –2 σ 边界之间的表面事例和 AmBe NR 事例,对比它们的波形特征, 发现没有显著的区别,即无法单从波形特征去掉表面本底。因此我们通过数据建 立模型来描述表面本底的概率密度分布,根据表面事例的特征,该模型包含电荷 大小与位置四个参数,即 $P_{bwall}(r_w, S1, S2, z)$,并将此概率密度分布函数分成两 部分,即径向分布 $P_R(r_w, S2)$ 和纵向分布 $P_d(S2, S1, z)$:

$$P_{bwall}(r_w, S1, S2, z) = P_R(r_w, S2) \times P_d(S2, S1, z)$$
(5.5)

径向分布 *P_R*(*r_w*, *S*2) 代表表面事例在径向上的分布和 *S*2 的关系, *S*2 越小,其位置重建带来的分辨率或误差越大,表面事例泄露到 FV 内也就越明显。我们

选取 $S1 \in (50, 500)$ PE 范围内的事例来构建 $P_R(r_w, S2)$, 以避免暗物质探测区 域内的表面事例的影响。因为水平位置是根据顶部 S2 重建得到的,理论上表 面事例的径向分布只和 S2 有关,和 S1 无关,该径向分布也就适用于低能区域 $S1 \in (3, 45)$ PE 内的表面事例。此外,纵向分布 $P_d(S2, S1, z)$ 的构建形式是由于 若不看径向分布 (即对 r_w 积分),只看 S2 电荷分布,其明显还依赖于 S1 电荷与 垂直方向上的位置 z;我们利用数据中重建浮位置浮动到 PTFE 墙外 ($r_w > 0$)的 事例来构建 $P_d(S2, S1, z)$ 。最终通过表面事例模型得到概率密度分布如图 5.32所 示,其分别投影到空间位置和 (S2, S1)分布上。



图 5.32 表面事例投影到空间坐标上的分布 (a) 以及 FV 内表面本底的概率密度分布 (b)。

表面本底模型和数据中事例在 R^2 上分布的比较如图 5.33所示。数据(模型)中在 ER 分布的 -4σ 线下方且 $S1 \in (50, 100)$ PE 和 $R^2 \in (0, 720)$ cm² 在 Run 9、Run 10、Run 11 分别为 20 (17.4)、28 (31.6)、187 (161.8)个,其中应用了和暗物质 探测数据同样的质量条件。表面本底模型的误差可以根据位置重建的 5 mm 分辨率保守地估计为 20%。最终根据表面本底模型估计出 Run 9、Run 10、Run 11 的暗物质探测区域中分别有 2.9 ± 0.6、3.6 ± 0.8、15.4 ± 3.3 个表面本底。PandaX-II 暗物质取数期间表面事例率的变化如图 5.34所示,证实了表面事例确实在随时间不断增多。



图 5.33 (a) 和 (b): Run 9 (蓝色)、Run 10 (品红色)、Run 11 (绿色) 中数据 (点) 和表面本底 模型预期 (线) 的表面事例的 *R*² 分布的比较。(c): FV 外面的表面事例的 log₁₀(*S*2/*S*1) vs. *S*1 分布。ER 中位线 (黑色虚线)、NR 中位线 (红色虚线) 和 ER –4σ 线 (蓝色虚 线) 也叠加在图中。



图 5.34 Run 9、Run 10 和 Run 11 DM 数据中表面事例的事例率变化图。

5.5 PandaX-II 本底水平总结

根据本章中的讨论,我们将 PandaX-II 各个时间段的各类电子反冲本底、中 子本底、偶然符合本底和表面本底总结在表 5.11中。所有的本底指的都是 FV 内 的本底水平,将用于对暗物质探测数据进行 best-fit 时的本底输入值。其中 ER 和中子本底是在 0-25 keV 能区内估计的,并且未考虑相应的探测效率(将通过 PandaX-II 信号模型并考虑探测效率,得到最终暗物质探测窗口 *S*1 ∈ (3,45) PE, *S*2 ∈ (100 (raw), 10000) PE 范围对应的本底事例数,从而和数据中的候选事例比 较,见第6章)。偶然符合本底和表面本底则是对应于暗物质探测窗口内的本底事 例率。此外,偶然符合本底由于在 best-fit 中采用同一个惩罚项,因而在表中将 各个 Run 的数值合并为一行。 表 5.11 PandaX-II 各个暗物质探测 Run 在 FV 内的本底总结。其中 ³H 是通过对数据的最 佳拟合得到的,其他 ER 本底是独立估计的。ER 和中子本底对应的是 0-25 keV 的估 计值。偶然符合本底和表面本底对应的是 S1 ∈ (3,45) PE, S2 ∈ (100 (raw), 10000) PE 探测窗口的估计值。Run 9 和 Run 10 的总 flat ER 本底是各项的加和,而 Run 11 的总 flat ER 是根据 20-25 keV 范围的暗物质探测数据从 Run 10 估计得到的 (具体描述见正 文)。

I	tem	Run 9	Run 10	Run 11, span 1	Run 11, span 2
	⁸⁵ Kr	1.19 ± 0.2	0.18 ± 0.05	0.20 ± 0.06	0.40 ± 0.07
Flat ER	²²² Rn	0.19 ± 0.10	0.17 ± 0.02	0.19 ± 0.02	0.19 ± 0.02
components	²²⁰ Rn	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
(mDRU)	ER (material)	0.20 ± 0.10	0.20 ± 0.10	0.20 ± 0.10	0.20 ± 0.10
	Solar v	0.01	0.01	0.01	0.01
	¹³⁶ Xe	0.0022	0.0022	0.0022	0.0022
Total flat l	ER (mDRU)	nDRU) 1.61 ± 0.24 0.57 ± 0.11 0.73 ± 0.08 1.03		1.03 ± 0.08	
¹²⁷ Xe	(mDRU)	0.14 ± 0.03	$03 0.0069 \pm 0.0017 \qquad < 0.0001$		0001
³ H (r	nDRU)	0 0.11			
Neutron	n (mDRU)	0.0022 ± 0.0011			
Accidenta	l (event/day)	0.014 ± 0.004			
Surface ((event/day)	0.041 ± 0.008 0.063 ± 0.0		± 0.013	

第6章 PandaX-II 暗物质探测数据中的最终候选事例

本章将首先确定对于最终暗物质候选事例的选择条件,特别是暗物质探测 窗口和 FV 条件。然后揭开 Run 11 低能窗口内的暗物质探测数据,得到其中的 候选事例及分布;同时也将展示 Run 9 和 Run 10 暗物质探测数据经过重新分析 后,得到的候选事例及其分布。最后,我们将对这些最终候选事例与第5章中预 估的本底进行比较,并对 NR 中位线下方的泄露事例进行讨论。

6.1 暗物质信号探测的选择条件

本文对于新采集的 Run 11 暗物质探测数据使用盲分析方法,因此对于最终 候选事例的选择条件需要在查看相应的实际数据前确定下来。通过要求对质量 为40 GeV/c² 的暗物质获得最佳的灵敏度,可以确定最优化的寻找暗物质候选事 例的能量窗口(S1范围)和置信半径(FV 的半径),该过程中的灵敏度是在低 于 NR 中位线(Below-NR-Median, BNM)的范围内利用 cut-and-count 方法来计 算的。对于 S1,我们采用和以前分析中同样的选择范围,即[3,45] PE,因为当 上限从 45 PE 变到 70 PE 时灵敏度会趋于平稳,变化极缓。对于 S2,选择范围也 和以前一样,即 100 PE (raw)到 10000 PE。此外,除了要求事例在 99.99%的 NR 接受线上方,为了去除一些非物理的超大 S2 事例,本分析还要求事例在 99.9% 的 ER 接受线下方。我们将这几个关于 S1、S2 范围的选择条件合并称为暗物质 探测窗口(DM search window)。

根据灵敏度扫描,对三个暗物质 Run 都使用相同的置信半径条件,即 $R^2 < 720 \text{ cm}^2$ 。而对于漂移时间的选择条件,基于 $S1 \in (50,70)$ PE 事例在垂直方向上的分布(如图 6.1所示),为了排除阴极和门电极事例的干扰,将 Run 9 中漂移时间的范围确定为(18,310) μ s,将 Run 10 和 Run11 中漂移时间的范围确定为(50,350) μ s(注意到其下限 50 μ 比文献 [51]中的更高)。由此分别确定了各个 Run 的 FV,进而得到 FV 内的液氙质量为 $328.9 \pm 9.9 \text{ kg}$ (Run 9)和 $328.6 \pm 9.9 \text{ kg}$ (Run 10 与 Run 11),其中误差是基于位置重建算法的 5 mm 分辨率进行估计得到的。此分析中三个暗物质探测 Run 使用的最终曝光量分别为 26.2 吨·天(Run 9)、25.3 吨·天(Run 10)和 80.3 吨·天(Run 11)。

131



图 6.1 Run 9 (a)、Run 10 (b) 和 Run 11 (c) DM 数据中 S1 ∈ (50, 70) PE 区间内的事例在垂直 方向上的分布图。

暗物质探测数据中,应用一系列选择条件后剩余的事例数总结在表 6.1中。 三个 Run 中总共得到 1222 个候选事例。在揭开暗物质探测数据后,我们对这 1222 个候选事例逐个检查其波形,以判断其中是否存在非物理事例。最终我们 在 Run 11 中观察到两个虚假事例,其具体波形分别如图 6.2和图 6.3所示。第一 个事例是一个双 S2 事例,其中第二个 S2 较小,在我们的信号辨别算法中被误 判为多个 S1,因此这个双 S2 事例被错误地判断成一个单次散射事例。第二个 虚假事例的 S1 由三个光电管 hit 组成,恰好满足 three-PMT-coincidence 条件,但 实际上其中两个 hit 来源于两道光电管(ch10506 和 ch10507)的相干噪声,也就 是说该 S1 是一个偶然符合噪声,该事例实际上并非一个正常的单次散射事例。 我们将检查候选事例的波形以排除虚假事例这个做法,也作为一个选择条件,即 "post-unblinding cuts",应用该条件后三个 Run 的最终候选事例数如表 6.1最后一 行所示,总候选事例数最终变为 1220 个。

Cut	Run 9 Run 10		Run 11	
All triggers	24502402	18369083	49885025	
Single S2 cut	9806452	6731811	20896629	
Quality cut	331996	543393	2708838	
DM search window	76036	74829	257111	
FV cut	392	145	710	
BDT cut	384	143	695	
Post-unblinding cuts	384	143	693	





图 6.2 标记为 run20922 event167193 的事例波形。在我们的信号识别算法中,第二个 S2 被 误判为多个 S1,因此该事例被错误地判断成一个单次散射事例。



图 6.3 标记为 run22940 event112727 的事例的部分波形。组成该事例 S1 的三个 hit 中的两个是来源于光电管 ch10506 和 ch10507 的相干噪声。

6.2 最终候选事例及分布

Run 9、Run 10 和 Run 11 中的候选事例在 FV 里面和外面(相同的 S1 和 S2 选择范围内)的空间分布如图 6.4所示,可以观察到在 Run 11 中有更多的事例聚 集在 PTFE 墙上,这和表面本底增加的结论相符合。满足 S2 即 S1 范围条件(即 暗物质探测窗口内)的事例在 X-Y 平面上的分布如图 6.5所示,图中同时标记出 了五个关掉的顶部光电管的位置以及十个最像暗物质信号的候选事例的位置。

三个 Run 中最终候选事例关于 log₁₀(S2/S1) vs. S1 的分布也显示在图 6.4中, 其中还叠加了 NR 和 ER 中位线作为参照,由此可以得到各个 Run 中位于 NR 中 位线下方的候选事例数 BNM。





图 6.5 三个暗物质探测 Run 中满足 S2 和 S1 范围条件的事例的 x vs. y 分布。对所有事例都 应用了漂移时间的条件,即要求 Run 9 (a) 满足 (18,310)µs, Run 10 (b) 和 Run 11 (c) 满 足 (50,350)µs。十个最可能的 DM 候选事例也标记在图中。两圈虚线分别表示 R² = 720 cm² 和 R² = 600 cm²。十二边形表示探测器的边界,即 PTFE 反射板。黄色(灰色)圆 圈代表顶部阵列上的正常(关掉)的光电管。

6.3 泄露事例的讨论

从图 6.4可以得知, Run 9、Run 10 和 Run 11 中的 BNM 候选事例数分别为 4、0 和 34 个。第 7章中会对候选事例数作统计上的解释,因此这里我们只讨论 一些一般性的特征。

对于 Run 9,其中一个 BNM 事例就是以前的分析 [74]中的唯一一个 BNM 事例,该事例的 *S*1~40 PE, *R*²~330 cm²。而另外三个 BNM 事例在以前的分析中位于 NR 中位线的上方,其水平位置靠近 TPC 的中心区域,采用改进后的均匀性修正 map 后,*S*2 数值相对于以前变小了,从而出现在 NR 中位线以下成为 BNM 事例。对于 Run 10,和以前的分析 [51] 一致,并不存在 BNM 事例。

对于 Run 11, 大部分的 BNM 事例和估计的表面本底与 ER 本底事例数相符 合。如果在 Run 11 中将最大半径条件减小到 *R*² < 600 cm²,排除掉表面本底事 例的干扰,BNM 事例数会减少到 14 个,其中 11 个非常靠近 NR 中位线(很可 能是 ER 本底事例泄露下来的)。

数据中探测到的候选事例数和预估的本底数目的比较总结在表 6.2中,表中 也给出了各类本底的最佳拟合数值(详见第 7章)。从简单的 cut-and-count 角度 来看,实验中观测到的事例数相对于本底并没有出现明显的超出。 表 6.2 根据 m_x = 400 GeV/c² 的信号模型通过 best-fit 得到的 Run 9、Run 10 和 Run 11 的总 本底事例数和 BNM 本底事例数。BNM 本底是根据 PDF 估计得到的。相应的冗余项 来自于表 7.1,其误差会传递到总拟合事例数的误差中。实验中观测到的事例数展示在 最后一列。

	ER	Accidental	Neutron	Surface	Total	Total
					fitted	observed
Run 9	381.5	2.20	0.77	2.13	387 ± 23	384
Below NR median	2.7	0.46	0.37	2.12	5.6 ± 0.5	4
Run 10	141.7	1.08	0.48	2.66	145.9 ± 16	143
Below NR median	1.7	0.24	0.22	2.65	4.8 ± 0.6	0
Run 11, span 1	216.5	1.04	0.60	6.24	224 ± 22	224
Below NR median	4.2	0.32	0.32	6.22	11.1 ± 1.1	13
Run 11, span 2	448.2	1.60	0.92	9.58	460 ± 35	469
Below NR median	8.26	0.50	0.50	9.54	18.8 ± 1.7	21
Total	1187.9	5.9	2.77	20.6	1217 ± 60	1220
Below NR median	16.8	1.52	1.42	20.5	40.3 ± 3.1	38

第7章 PandaX-II 实验的 WIMP 探测灵敏度和排除线

在本章中,我们将结合前面讨论确定的 PandaX-II 信号模型和本底估计等结果,对暗物质探测数据中的最终候选事例做剖面似然拟合分析,以探讨候选事例的信号可能性,并最终得到 PandaX-II 全曝光量数据对于 WIMP-核子自旋不相关 弹性散射截面的探测灵敏度和排除曲线。

7.1 剖面似然拟合分析

我们用剖面似然比(Profile Likelihood Ratio, PLR)方法对暗物质探测数据 中的最终候选事例进行统计拟合,具体处理方法类似于文献 [51,74,106]。对于 ER 本底,除了¹²⁷Xe 和氚本底,其他 ER 本底在暗物质探测能区的能谱是平的, 因此我们将其合并起来作为一个"flat ER"本底以简化似然拟合过程。本分析中 无 bin 似然函数构建如下:

$$\mathcal{L}_{\text{pandax}} = \left\{ \prod_{n=1}^{\text{nset}} \left[\text{Poiss}(\mathcal{N}_{\text{obs}}^{n} | \mathcal{N}_{\text{fit}}^{n}) \times \prod_{i=1}^{\mathcal{N}_{\text{obs}}^{n}} (l_{s}^{n,i} + \sum_{b} l_{b}^{n,i}) \right] \right\} \times \left[G(\delta_{s}, \sigma_{s}) \prod_{b} G(\delta_{b}, \sigma_{b}) \right], \quad (7.1)$$

其中

$$\mathcal{N}_{\text{fit}}^n = N_s^n (1+\delta_s) + \sum_b N_b^n (1+\delta_b), \tag{7.2}$$

$$I_{s}^{n,i} = \frac{N_{s}^{n}(1+\delta_{s})P_{\rm DM}^{n}(S1^{i}, S2^{i}, r^{i}, z^{i})}{\mathcal{N}_{\rm fit}^{n}},$$
(7.3)

$$l_{b}^{n,i} = \frac{N_{b}^{n}(1+\delta_{b})P_{b}^{n}(S1^{i}, S2^{i}, r^{i}, z^{i})}{\mathcal{N}_{\text{fit}}^{n}},$$
(7.4)

$$G(\delta,\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma^2}\right).$$
(7.5)

我们并非简单地将暗物质探测数据划分成三个部分,而是对 Run 9、Run 10、 Run 11 分别划分成 14、4、6 组(因此 nset = 24),划分依据是按照不同的探测 器运行状况,比如漂移电场、萃取电场、电子寿命等影响信号分布的因素。对 于每组数据 n, \mathcal{N}_{obs}^{n} 为观测到的事例数, N_{s}^{n} 和 N_{b}^{n} 分别为信号和本底事例数。 本分析中, N_s^n 和 WIMP-核子反应截面 $\sigma_{\chi n}$ 、氙原子核的靶数目以及 Helms 形状 因子相关 [107]。冗余项 δ_s 和 δ_b 分别由相应的误差 σ_s 和 σ_b 通过高斯惩罚函数 (Gaussian penalty function) $G(\delta, \sigma)$ 进行约束。为了能够包含 DM 入射流、靶质 量和探测器效率带来的整体误差, σ_s 设置为 20%。 σ_b 可以从表 5.11得到。对于 ¹²⁷Xe、偶然符合本底和中微子本底,我们在所有数据组中都假设一个统一的 δ_b 来反映其相关的系统误差。而对于 flat ER 本底和表面本底,在各个数据组中有 独立的 δ_b 来表征其在各个数据组中的变化。在拟合中, 氚本底是设为浮动的, 即 没有相应的惩罚项。

在本分析中,信号和本底的 PDF, P_s^n 和 P_b^n ,拓展到四维 (S1, S2, r, z)。除了 表面本底,暗物质和其他本底的信号分布 (S1, S2) 和相应的空间分布 (r, z) 是独 立的。中子本底和 ¹²⁷Xe 本底的空间分布是从基于 Geant4 的探测器模拟得到的, 而偶然符合本底的空间分布则来源于孤立 S1-S2 的随机配对。表面本底的四维 分布是通过基于数据的表面模型 [105] 产生的,其中 S1、S2 和 r 是关联的,而 z 是独立的。所有其他本底和暗物质信号的空间分布是均匀的。ER 本底的 (S1, S2) 分布由 PandaX-II 基于 NEST2.0 的 ER 信号模型 (见 4.5.2节)给出。暗物质 信号的 (S1, S2) 分布则是由同样基于 NEST2.0 的 NR 信号模型 (见 4.5.2节)给出。暗物质 信号的 (S1, S2) 分布则是由同样基于 NEST2.0 的 NR 信号模型 (见 4.5.2节)给出。暗物质 总选择效率 ϵ (见公式 4.4) 作为相应的比重。为了方便说明,我们给出了 NR 事 例的探测效率关于反冲能量的函数,如图 7.1所示。



图 7.1 Run 9 (蓝色)、Run 10 (品红色) 和 Run 11 (绿色) 中的探测效率 vs. NR 能量。

基于上述似然函数,我们对所有合并的数据进行标准的拟合,以使得不同暗物质质量 m_{χ} 下的 PLR 统计检测 (q_{σ})最小化。对于 $m_{\chi} = 400 \text{ GeV}/c^2$ 进行的最佳拟合得到的各个冗余项如表 7.1所示,并且对于 $m_{\chi} > 200 \text{ GeV}/c^2$ 的拟合结果和表 7.1近乎一致。对于 $m_{\chi} = 400 \text{ GeV}/c^2$, $\sigma_{\chi n}$ 的最佳拟合值为 4.4×10⁻⁴⁶ cm², 对应于探测到 5.7 个暗物质信号。基于假设只有本底(background-only)的 MC检测,该最佳拟合对应于 0.17 的 p 值 (p-value),也就是 0.96 σ 的置信度,这和相对于本底没有明显信号超出的结论相一致。

	$m_{\chi} = 400 \text{ GeV}/c^2$
${\delta_3}_{ m H}$	-0.03 ± 0.27
$\delta_{ m flat~ER,~Run~9}$	-0.08 ± 0.07
$\delta_{ m flat~ER,~Run~10}$	0.02 ± 0.13
$\delta_{ m flat~ER,~Run~11,~span~1}$	0.08 ± 0.11
$\delta_{ m flat~ER,~Run~11,~span~2}$	0.10 ± 0.08
$\delta_{ m ^{127}Xe}$	0.00 ± 0.13
$\delta_{ m Accidental}$	0.02 ± 0.29
$\delta_{ m Neutron}$	-0.04 ± 0.49
$\delta_{ m wall~Run~9~and~10}$	-0.26 ± 0.20
$\delta_{ m wall\ Run\ 11}$	0.03 ± 0.16

表 7.1 对于 $m_{\gamma} = 400 \text{ GeV}/c^2$ 的最佳拟合得到的各个冗余项数值。

我们还通过本底和暗物质信号的 PDF,根据公式7.3和7.4进行计算各个事例是某种本底或暗物质信号的可能性(likelihood)。对于标记在图 6.4中对应 $m_{\chi} = 400 \text{ GeV}/c^2$ 的十个最可能是暗物质信号的事例,其各种信号成分的可能性的比例显示在图 7.2中。这个统计检查确认了我们在6.3节中对候选事例的讨论结果,即 38 个 BNM 事例中,大部分事例可能是表面本底和 ER 本底。事例 1 和 2 最有可能是暗物质信号或偶然符合本底。



图 7.2 对于 $m_{\gamma} = 400 \text{ GeV}/c^2$,最可能是暗物质信号的十个事例的信号组成可能性。

7.2 探测灵敏度和最终排除线

基于上一节中的讨论和分析,可以计算出该暗物质探测中 WIMP-核子反应 截面的上限。我们采用标准的 CL_{s+b} 方法 [108],其中对二维网格 (m_{χ} , $\sigma_{\chi n}$)进行 扫描计算。对于每一个格点,都会生成大量具有相近统计量的 toy 蒙特卡罗,并 根据信号假设进行拟合,将得到的 $q_{\sigma,MC}$ 分布与观察到的 $q_{\sigma,data}$ 相比,从而确定 90% 的排除置信度。对于 10 GeV/ c^2 以下的结果,会在灵敏度分布的 –1 σ 处进 行 power constrain [109],其中灵敏度分布是基于同样的 PLR 统计方法,通过只 有本底的蒙特卡罗模拟数据生成 90% 排除线得到的。最终结果如图 7.3所示,最 低的排除点为 m_{χ} = 30 GeV/ c^2 时, $\sigma_{\chi n}$ = 2.2 × 10⁻⁴⁶ cm²,对应于探测到 1.7 个 暗物质信号。在更大的质量区域,比如对于 WIMP 质量为 40 (400) GeV/ c^2 ,其 上限为 2.5 × 10⁻⁴⁶ (1.6 × 10⁻⁴⁵) cm²,对应于探测到 13.7 (20.1)个暗物质信号。

本分析得到的排除曲线相比于文献 [51] 有所削弱,这是因为在文献 [51] 中本底出现向下的涨落, power constrain 会将排除上限约束到灵敏度分布的 –1σ。 在 15 GeV/c² 附近,排除曲线有一个拐点,这是因为数据中最可能是暗物质信号 的几个事例的 *S*1 > 10 PE (见图 6.4),所以当 WIMP 质量超过 15 GeV/c² 后它 们成为暗物质信号的可能性也就增大了。

近年来 PandaX-II 和国际上其他暗物质实验的探测结果在 WIMP-核子的参数空间中的分布和比较如图 7.4所示。PandaX-II [51, 74]、LUX [110]、XENON1T [43]、 DarkSide [111] 和 CRESST-III [112] 等实验展开了对暗物质的迅猛探测,并持续地提高了探测灵敏度和更新了在 1-10⁴ GeV/c² WIMP 质量区域的排除上限,但目



图 7.3 从 PandaX-II 全曝光量数据得到的关于自旋不相关的 WIMP-核子弹性散射截面的 90% C.L. 上限,同时叠加了来自 PandaX-II 2017 [51]、LUX 2017 [110] 和 XENON1T 2018 [43] 的结果。绿色区域表示 ±1σ 的灵敏度分布。在低于 8 GeV/c² 的质量区域,本 分析的灵敏度中心值比 2017 年的结果稍弱,这是由于我们重新刻度的 NR 信号模型会 导致对于低质量 WIMP 的信号探测效率比以前更低。

前为止还没有一个实验观察到可信的暗物质信号。但这些直接探测实验的探测 灵敏度不会永远提升下去,因为任何探测器都存在一种无法降低的本底,即来自 于太阳中微子和大气中微子与核子的相干散射。这些中微子相干散射本底会与 暗物质信号混合在一起,无法分辨开来,进而对探测灵敏度带来限制,如图7.4中 橙色点区域所示,即所谓的"中微子地板"(neutrino floor) [94]。图7.4中灰色 轮廓对应的区域为最小超对称理论(minimal-SUSY,mSUSY)预言的暗物质参 数范围[113],主要在几十到几千 GeV/c²的 WIMP 质量区间内,目前 PandaX-II、 LUX 和 XENON1T 等液氙实验已经探索了其中大约三分之一的参数空间,距离 "中微子地板"上方的待探测区域还差 3-4 个数量级。为此,PandaX 和国际上多 个实验组都在升级建造下一代具有更大靶质量的暗物质探测器,希望覆盖剩余 的参数空间,从而"捕获"到暗物质粒子或者排除掉 mSUSY 等理论模型。

143



图 7.4 国际上各个实验对于 WIMP-核子自旋不相关散射截面设置的 90% 上限 [114]。其 中列出了来自于 PandaX-II [51, 74]、LUX [110]、XENON1T [43]、DarkSide [111] 和 CRESST-III [112] 得到的最好的排除曲线,以及 PandaX-4T 的预期灵敏度 [103]。位于 下方的橙色点区域表示中微子相干散射导致的探测极限 "中微子地板" [94],灰色轮廓 区域表示 post-LHC-Run1 minimal-SUSY 允许的 WIMP 参数空间 [113]。

第8章 总结和展望

大量的天文学和宇宙学观测,包括星系旋转曲线、子弹星系团和微波背景辐射等研究,都证实了暗物质的存在。但暗物质的本质,即其粒子属性,仍是当今物理学未能解决的重大物理课题。在多种暗物质模型中,WIMP是其中一种最有希望的暗物质粒子候选者。针对WIMP暗物质的探测,物理学家发展了多种探测方式和实验技术,其中二相型液氙时间投影室技术由于在放射性本底控制、信号-本底分辨能力、易于建造大型探测器等多方面的优势,近些年来在暗物质探测领域得到了迅猛的发展。

PandaX项目正是一系列采用该技术的暗物质探测实验,其二期实验 PandaX-II 是第一个吨级的液氙暗物质探测器,并由于其低放射性本底、强漂移电场、长时间运行等优势,对 WIMP-核子散射截面的限制取得了一系列国际领先的结果, 是目前国际上暗物质探测领域最有影响力的实验之一。PandaX-II 实验于 2016 年 开始运行,到 2019 年 6 月正式结束,有效低本底数据曝光量为 132 吨·天,其 中 2016 年和 2017 年公布的 33 吨·天和 54 吨·天的阶段性结果均取得了当时国 际上最强的对暗物质-核子相互作用的限制。

本文作者从 2015 年开始加入 PandaX 合作组,其时 PandaX-II 探测器已经搭 建完成,而在之后的实验测试、运行、维护和数据分析工作中,直到 PandaX-II 实验结束都全程参与。每年有数个月在锦屏地下实验室参加现场工作,对探测器 的运行和采数进行维护。对于 PandaX-II 的数据分析,则深度参与了大多数分析 课题,特别是数据选取的质量条件、探测器的响应和刻度、ER 和中子本底的估 计以及对暗物质候选事例的分析等。攻读博士学位期间,作为主要完成人完成了 对 54 吨·天曝光量数据和 132 吨·天全曝光量数据关于 WIMP-核子自旋不相关 散射的分析工作。

本论文主要展示了我们根据 PandaX-II 实验 132 吨·天的全部曝光量数据, 进行分析得到的 WIMP 探测结果。在数据分析过程中,我们对信号的数据质量 筛选条件、位置重建算法、能量重建算法、电子反冲/核反冲信号刻度、探测器 响应模型、本底估算方法及探测结果的统计分析方法等做了一系列重要改进, 进一步提高了对信号的灵敏度。在最终候选事例中,并未发现相对于本底的明

145

显 WIMP 信号超出,并基于此对自旋不相关的弹性 WIMP-核子散射截面设置了 90% 的上限,其中最低排除点是在 WIMP 质量为 30 GeV/ c^2 时,散射截面上限为 2.2×10^{-46} cm²。

在 PandaX-II 实验的长时间运行中,我们对液氙探测器进行了一系列系统的 研究,并完善了暗物质探测过程与数据分析过程中的各种技术,为下一代四吨级 液氙探测器 PandaX-4T [103] 的运行和探测积累了更多经验。目前 PandaX-4T 探 测器正在 CJPL-II 中进行安装测试中。PandaX-4T TPC 是一个直径和高度分别为 1.2 米的圆柱体,总共含有6吨的液氙,有效靶质量为4吨。PandaX-4T 计划将在 两年的曝光时间里将 WIMP 暗物质的探测灵敏度推进到1×10⁻⁴⁷ cm² 以下(如 图 7.4所示),有望覆盖大量的暗物质信号的参数空间。

目前国际上多个实验组都在建造更加灵敏的探测器,对WIMP 暗物质信号的 探测竞赛正如火如荼地进行中。XENON 合作组的下一代多吨级实验 XENONnT [44], LZ 合作组的 10 吨级液氙探测器 [115],连同 PandaX-4T 实验,都计划在 2020 年 开始试运行,并且具有相近的探测灵敏度。我们希望在接下来的几年中,这些多 吨级液氙实验能够探知更多的 WIMP 参数空间,乃至发现 WIMP 暗物质粒子的 存在迹象。

参考文献

- ZWICKY F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln[J/OL]. Helv. Phys. Acta, 1933, 6:110-127. DOI: 10.1007/s10714-008-0707-4.
- [2] BERTONE G, HOOPER D, SILK J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints[J/OL]. Phys. Rept., 2005, 405:279-390. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- [3] AKRAMI Y, et al. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck [J/OL]. Astron. Astrophys., 2020, 641:A1. DOI: 10.1051/0004-6361/201833880.
- [4] VOLDERS L. Neutral hydrogen in m 33 and m 101[J]. Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 1959, 14:323.
- [5] TUCKER W, BLANCO P, RAPPOPORT S, et al. 1e 0657–56: A contender for the hottest known cluster of galaxies[J]. The Astrophysical Journal Letters, 1998, 496(1):L5.
- [6] CLOWE D, GONZALEZ A, MARKEVITCH M. Weak-lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1e 0657–558: Direct evidence for the existence of dark matter[J]. The Astrophysical Journal, 2004, 604(2):596.
- [7] NASA. Ned results for object bullet cluster[J]. NASA Extragalactic Database, 2012.
- [8] CLAVIN W, HARRINGTON J. Planck mission brings universe into sharp focus[J]. Jet Propulsion Laboratory: California Institute of Technology, http://www. jpl. nasa. gov-/news/news. php, 2013:3-1.
- [9] GEORGI H, GLASHOW S L. Unity of all elementary-particle forces[J]. Physical Review Letters, 1974, 32(8):438.
- [10] MOHAPATRA R N, SENJANOVIĆ G. Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation[J]. Physical Review Letters, 1980, 44(14):912.
- [11] PECCEI R D, QUINN H R. Cp conservation in the presence of pseudoparticles[J]. Physical Review Letters, 1977, 38(25):1440.
- [12] WEINBERG S. A new light boson?[J]. Physical Review Letters, 1978, 40(4):223.
- [13] WILCZEK F. Problem of strong p and t invariance in the presence of instantons[J]. Physical Review Letters, 1978, 40(5):279.
- [14] DU N, FORCE N, KHATIWADA R, et al. Search for invisible axion dark matter with the axion dark matter experiment[J]. Physical review letters, 2018, 120(15):151301.
- [15] ANASTASSOPOULOS V, AUNE S, BARTH K, et al. New cast limit on the axion-photon interaction[J]. Nature Physics, 2017, 13(6):584.
- [16] BAER H, TATA X. Weak scale supersymmetry: From superfields to scattering events[M]. Cambridge University Press, 2006.

- [17] AABOUD M, AAD G, ABBOTT B, et al. Search for dark matter in association with a higgs boson decaying to two photons at s= 13 tev with the atlas detector[J]. Physical Review D, 2017, 96(11):112004.
- [18] COLLABORATION C, et al. Dark matter summary plots from cms for lhcp and eps 2017[J]. twiki. cern. ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEXO, P, 3.
- [19] ACKERMANN M, ALBERT A, ANDERSON B, et al. Searching for dark matter annihilation from milky way dwarf spheroidal galaxies with six years of fermi large area telescope data
 [J]. Physical Review Letters, 2015, 115(23):231301.
- [20] ABDALLAH H, ABRAMOWSKI A, AHARONIAN F, et al. Search for dark matter annihilations towards the inner galactic halo from 10 years of observations with hess[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(11):111301.
- [21] BARTOLI B, BERNARDINI P, BI X, et al. Search for gamma-ray emission from the sun during solar minimum with the argo-ybj experiment[J]. The Astrophysical Journal, 2019, 872(2):143.
- [22] ADRIANI O, BARBARINO G, BAZILEVSKAYA G, et al. Time dependence of the electron and positron components of the cosmic radiation measured by the pamela experiment between july 2006 and december 2015[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(24):241105.
- [23] AMBROSI G, AN Q, ASFANDIYAROV R, et al. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons[J]. Nature, 2017, 552(7683): 63-66.
- [24] AGUILAR M, AISA D, ALVINO A, et al. Electron and positron fluxes in primary cosmic rays measured with the alpha magnetic spectrometer on the international space station[J]. Physical review letters, 2014, 113(12):121102.
- [25] AGUILAR M, AISA D, ALPAT B, et al. Precision measurement of the proton flux in primary cosmic rays from rigidity 1 gv to 1.8 tv with the alpha magnetic spectrometer on the international space station[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(17):171103.
- [26] AGUILAR M, CAVASONZA L A, ALPAT B, et al. Antiproton flux, antiproton-to-proton flux ratio, and properties of elementary particle fluxes in primary cosmic rays measured with the alpha magnetic spectrometer on the international space station[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(9):091103.
- [27] AARTSEN M, ACKERMANN M, ADAMS J, et al. Search for neutrinos from decaying dark matter with icecube[J]. The European Physical Journal C, 2018, 78(10):831.
- [28] AJELLO M, ALBERT A, ATWOOD W, et al. Fermi-lat observations of high-energy γ -ray emission toward the galactic center[J]. The Astrophysical Journal, 2016, 819(1):44.

- [29] GU P H, HE X G. Electrophilic dark matter with dark photon: from dampe to direct detection[J]. Physics Letters B, 2018, 778:292-295.
- [30] FOWLIE A. Dampe squib? significance of the 1.4 tev dampe excess[J]. Physics Letters B, 2018, 780:181-184.
- [31] CUOCO A, KRÄMER M, KORSMEIER M. Novel dark matter constraints from antiprotons in light of ams-02[J]. Physical Review Letters, 2017, 118(19):191102.
- [32] CUI M Y, YUAN Q, TSAI Y L S, et al. Possible dark matter annihilation signal in the ams-02 antiproton data[J]. Physical Review Letters, 2017, 118(19):191101.
- [33] AARTSEN M, ABRAHAM K, ACKERMANN M, et al. Search for dark matter annihilation in the galactic center with icecube-79[J]. The European Physical Journal C, 2015, 75(10): 492.
- [34] HUANG Y, LIU X W, YUAN H B, et al. The milky way's rotation curve out to 100 kpc and its constraint on the galactic mass distribution[J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2016, 463(3):2623-2639.
- [35] [EB/OL]. http://cdms.berkeley.edu/Education/DMpages/science/directDetection.shtml.
- [36] BERNABEI R, BELLI P, CAPPELLA F, et al. Final model independent result of dama/libraphase1[J]. The European Physical Journal C, 2013, 73(12):2648.
- [37] ADHIKARI G, et al. An experiment to search for dark-matter interactions using sodium iodide detectors[J/OL]. Nature, 2018, 564(7734):83-86. DOI: 10.1038/s41586-018-0739-1.
- [38] AGNESE R, et al. Results from the Super Cryogenic Dark Matter Search Experiment at Soudan[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2018, 120(6):061802. DOI: 10.1103/Phys-RevLett.120.061802.
- [39] APRILE E, BOLOTNIKOV A E, BOLOZDYNYA A I, et al. Noble gas detectors[M]. John Wiley & Sons, 2006.
- [40] ANGLE J, APRILE E, ARNEODO F, et al. First results from the xenon10 dark matter experiment at the gran sasso national laboratory[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(2): 021303.
- [41] APRILE E, AALBERS J, AGOSTINI F, et al. Xenon100 dark matter results from a combination of 477 live days[J]. Physical Review D, 2016, 94(12):122001.
- [42] COLLABORATION X, APRILE E, et al. Xenon1t at lngs, technical design report[M]. October, 2010.
- [43] APRILE E, et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121(11):111302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.111302.
- [44] APRILE E, COLLABORATION X, et al. The xenonnt dark matter experiment[J]. APS, 2017, 2017;J9-003.

- [45] ROHLF J W. Modern physics from aα to z0[M]. Wiley-VCH, 1994: 664.
- [46] CUSHMAN P, GALBIATI C, MCKINSEY D, et al. Snowmass cf1 summary: Wimp dark matter direct detection[J]. arXiv preprint arXiv:1310.8327, 2013.
- [47] OZONE K. Liquid xenon scintillation detector for the new $\mu \rightarrow e\gamma$ search experiment[D]. Thèse de doctorat, Department of Physics, Faculty of Science, University of Tokyo, 2005.
- [48] [EB/OL]. https://en.wikipedia.org/wiki/Isotopes_of_xenon.
- [49] CENTER N N D. information extracted from the nudat 2 database[EB/OL]. http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/.
- [50] ALBERT J, AUGER M, AUTY D, et al. Improved measurement of the 2 $\nu \beta \beta$ half-life of 136 xe with the exo-200 detector[J]. Physical Review C, 2014, 89(1):015502.
- [51] CUI X, et al. Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2017, 119(18):181302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.181302.
- [52] TOIVANEN P, KORTELAINEN M, SUHONEN J, et al. Large-scale shell-model calculations of elastic and inelastic scattering rates of lightest supersymmetric particles (lsp) on i 127, xe 129, xe 131, and cs 133 nuclei[J]. Physical Review C, 2009, 79(4):044302.
- [53] BAUDIS L, KESSLER G, KLOS P, et al. Signatures of dark matter scattering inelastically off nuclei[J]. Physical Review D, 2013, 88(11):115014.
- [54] NI K, LAI Y, ABDUKERIM A, et al. Searching for neutrino-less double beta decay of 136xe with pandax-ii liquid xenon detector[J]. Chinese Physics C, 2019, 43(11):113001.
- [55] NI K. Development of a liquid xenon time projection chamber for the xenon dark matter search[D]. Columbia University, 2006.
- [56] APRILE E, DOKE T. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(3):2053.
- [57] PACK J, VOSHALL R, PHELPS A. Drift velocities of slow electrons in krypton, xenon, deuterium, carbon monoxide, carbon dioxide, water vapor, nitrous oxide, and ammonia[J]. Physical Review, 1962, 127(6):2084.
- [58] MILLER L, HOWE S, SPEAR W. Charge transport in solid and liquid ar, kr, and xe[J]. Physical Review, 1968, 166(3):871.
- [59] YOSHINO K, SOWADA U, SCHMIDT W. Effect of molecular solutes on the electron drift velocity in liquid ar, kr, and xe[J]. Physical review A, 1976, 14(1):438.
- [60] APRILE E, DAHL C, DE VIVEIROS L, et al. Simultaneous measurement of ionization and scintillation from nuclear recoils in liquid xenon for a dark matter experiment[J]. Physical review letters, 2006, 97(8):081302.
- [61] CAO X, et al. PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL[J/OL]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2014, 57:1476-1494. DOI: 10.1007/s11433-014-5521-2.

- [62] WU Y C, et al. Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing underground Laboratory[J/OL]. Chin. Phys., 2013, C37(8):086001. DOI: 10.1088/1674-1137/37/8/086001,, 10.1088/1674-1137/37/1/016001.
- [63] XIAO M, et al. First dark matter search results from the PandaX-I experiment[J/OL]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2014, 57:2024-2030. DOI: 10.1007/s11433-014-5598-7.
- [64] TAN A, et al. Dark Matter Search Results from the Commissioning Run of PandaX-II[J/OL]. Phys. Rev., 2016, D93(12):122009. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.122009.
- [65] CHEN X, et al. PandaX-III: Searching for neutrinoless double beta decay with high pressure¹³⁶Xe gas time projection chambers[J/OL]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2017, 60(6): 061011. DOI: 10.1007/s11433-017-9028-0.
- [66] WU Y C, ZENG Z, WANG J M, et al. Measurement of cosmic ray flux in china jinping underground laboratory[J]. Chinese Physics C Vol., 2013, 37(arXiv: 1305.0899):086001.
- [67] LI J, JI X, HAXTON W, et al. The second-phase development of the china jinping underground laboratory[J]. Physics Procedia, 2015, 61:576-585.
- [68] CHENG J P, KANG K J, LI J M, et al. The china jinping underground laboratory and its early science[J]. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2017, 67:231-251.
- [69] XIAO M. Pandax-i experiment for low-mass dark matter search[D]. Shanghai Jiao Tong University, 2016.
- [70] ZHANG T, FU C, JI X, et al. Low Background Stainless Steel for the Pressure Vessel in the PandaX-II Dark Matter Experiment[J/OL]. JINST, 2016, 11(09):T09004. DOI: 10.1088/1748-0221/11/09/T09004.
- [71] MA W, et al. Internal Calibration of the PandaX-II Detector with Radon Gaseous Sources[J].2020.
- [72] XIE P. A search of spin-independent wimp-nucleon interactions using the pandax-i and pandax-ii detectors[D]. Shanghai Jiao Tong University, 2017.
- [73] LI S, CHEN X, GIBONI K L, et al. Performance of photosensors in the pandax-i experiment[J]. Journal of Instrumentation, 2016, 11(02):T02005.
- [74] TAN A, et al. Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117(12):121303. DOI: 10.1103/Phys-RevLett.117.121303.
- [75] AGOSTINELLI S, et al. GEANT4: A Simulation toolkit[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A506:250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [76] ALLISON J, et al. Geant4 developments and applications[J/OL]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2006, 53:270. DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.

- [77] SOLOVOV V, BELOV V, AKIMOV D Y, et al. Position reconstruction in a dual phase xenon scintillation detector[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2012, 59(6):3286-3293.
- [78] [EB/OL]. http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=12364.
- [79] BRODSKY J, TUNNELL C, MSZYDAGIS, et al. NESTCollaboration/nest: Geant4 Integration Fixes and Updates[CP/OL]. Zenodo, 2019. https://doi.org/10.5281/zenodo.2535713.
- [80] LENARDO B, KAZKAZ K, MANALAYSAY A, et al. A Global Analysis of Light and Charge Yields in Liquid Xenon[J/OL]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2015, 62(6):3387-3396. DOI: 10.1109/TNS.2015.2481322.
- [81] BAUDIS L, DUJMOVIC H, GEIS C, et al. Response of liquid xenon to Compton electrons down to 1.5 keV[J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 87(11):115015. DOI: 10.1103/Phys-RevD.87.115015.
- [82] LIN Q, FEI J, GAO F, et al. Scintillation and ionization responses of liquid xenon to low energy electronic and nuclear recoils at drift fields from 236 V/cm to 3.93 kV/cm[J/OL]. Phys. Rev. D, 2015, 92(3):032005. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.032005.
- [83] AKERIB D S, et al. Tritium calibration of the LUX dark matter experiment[J/OL]. Phys. Rev., 2016, D93(7):072009. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.072009.
- [84] GOETZKE L, APRILE E, ANTHONY M, et al. Measurement of light and charge yield of low-energy electronic recoils in liquid xenon[J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96(10):103007. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.103007.
- [85] MANZUR A, CURIONI A, KASTENS L, et al. Scintillation efficiency and ionization yield of liquid xenon for mono-energetic nuclear recoils down to 4 keV[J/OL]. Phys. Rev. C, 2010, 81:025808. DOI: 10.1103/PhysRevC.81.025808.
- [86] SORENSEN P. A coherent understanding of low-energy nuclear recoils in liquid xenon [J/OL]. JCAP, 2010, 09:033. DOI: 10.1088/1475-7516/2010/09/033.
- [87] APRILE E, et al. Response of the XENON100 Dark Matter Detector to Nuclear Recoils[J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 88:012006. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.012006.
- [88] AKERIB D S, et al. Low-energy (0.7-74 keV) nuclear recoil calibration of the LUX dark matter experiment using D-D neutron scattering kinematics[J]. 2016.
- [89] APRILE E, ANTHONY M, LIN Q, et al. Simultaneous measurement of the light and charge response of liquid xenon to low-energy nuclear recoils at multiple electric fields[J/OL]. Phys. Rev. D, 2018, 98(11):112003. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.112003.
- [90] WU Q, et al. Update of the trigger system of the PandaX-II experiment[J/OL]. JINST, 2017, 12(08):T08004. DOI: 10.1088/1748-0221/12/08/T08004.
- [91] AKERIB D, ALSUM S, ARAÚJO H, et al. Ultralow energy calibration of lux detector using xe 127 electron capture[J]. Physical Review D, 2017, 96(11):112011.
- [92] WANG X. Radioactive background control for pandax experiment and corresponding analysis[D]. Shanghai Jiao Tong University, 2017.
- [93] WANG X, CHEN X, FU C, et al. Material Screening with HPGe Counting Station for PandaX Experiment[J/OL]. JINST, 2016, 11(12):T12002. DOI: 10.1088/1748-0221/11/12/T12002.
- [94] BILLARD J, STRIGARI L, FIGUEROA-FELICIANO E. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments[J/OL]. Phys. Rev. D, 2014, 89(2):023524. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.023524.
- [95] BEDA A, BRUDANIN V, EGOROV V, et al. Gemma experiment: The results of neutrino magnetic moment search[J/OL]. Phys. Part. Nucl. Lett., 2013, 10:139-143. DOI: 10.1134/S1547477113020027.
- [96] ALBERT J, AUTY D, BARBEAU P, et al. Measurements of the ion fraction and mobility of α and β -decay products in liquid xenon using the exo-200 detector[J]. Physical Review C, 2015, 92(4):045504.
- [97] CHADWICK M B, HERMAN M, OBLOŽINSKÝ P, et al. Endf/b-vii. 1 nuclear data for science and technology: cross sections, covariances, fission product yields and decay data[J]. Nuclear data sheets, 2011, 112(12):2887-2996.
- [98] WANG Q, et al. An Improved Evaluation of the Neutron Background in the PandaX-II Experiment[J/OL]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2020, 63(3):231011. DOI: 10.1007/s11433-019-9603-9.
- [99] APRILE E, et al. Physics reach of the XENON1T dark matter experiment[J/OL]. JCAP, 2016, 1604(04):027. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/04/027.
- [100] [EB/OL]. http://cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/ BackupVersions/V10.3/fo/PhysicsReferenceManual.pdf.
- [101] VERBEKE J, HAGMANN C, WRIGHT D. Simulation of Neutron and Gamma Ray Emission from Fission and Photofission. LLNL Fission Library 2.0.2.: UCRL-AR-228518-REV-1[R]. Lawrence Livermore National Laboratory, 2016.
- [102] VERBEKE J, RANDRUP J, VOGT R. Fission Reaction Event Yield Algorithm FREYA 2.0.2 User Manual: LLNL-SM-705798[R]. Lawrence Livermore National Laboratory, 2017.
- [103] ZHANG H, et al. Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment[J/OL].Sci. China Phys. Mech. Astron., 2019, 62(3):31011. DOI: 10.1007/s11433-018-9259-0.
- [104] ROE B P, YANG H J, ZHU J, et al. Boosted decision trees, an alternative to artificial neural networks[J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2005, 543(2-3):577-584. DOI: 10.1016/j.nima.2004.12.018.
- [105] ZHANG D. Estimating the surface backgrounds in PandaX-II WIMP search data[J/OL].
 JINST, 2019, 14(10):C10039. DOI: 10.1088/1748-0221/14/10/C10039.

- [106] APRILE E, et al. Likelihood Approach to the First Dark Matter Results from XENON100[J/OL]. Phys. Rev., 2011, D84:052003. DOI: 10.1103/PhysRevD.84.052003.
- [107] SAVAGE C, FREESE K, GONDOLO P. Annual Modulation of Dark Matter in the Presence of Streams[J/OL]. Phys. Rev. D, 2006, 74:043531. DOI: 10.1103/PhysRevD.74.043531.
- [108] JUNK T. Confidence level computation for combining searches with small statistics[J/OL].Nucl. Instrum. Meth. A, 1999, 434:435-443. DOI: 10.1016/S0168-9002(99)00498-2.
- [109] COWAN G, CRANMER K, GROSS E, et al. Power-Constrained Limits[J]. 2011.
- [110] AKERIB D S, et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2017, 118(2):021303. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.021303.
- [111] AGNES P, et al. Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121(8):081307. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.081307.
- [112] ABDELHAMEED A, et al. First results from the CRESST-III low-mass dark matter program[J/OL]. Phys. Rev. D, 2019, 100(10):102002. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.102002.
- [113] BAGNASCHI E A, et al. Supersymmetric Dark Matter after LHC Run 1[J/OL]. Eur. Phys. J., 2015, C75:500. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3718-9.
- [114] ZHAO L, LIU J. Experimental search for dark matter in China[J/OL]. Front. Phys. (Beijing), 2020, 15(4):44301. DOI: 10.1007/s11467-020-0960-x.
- [115] MOUNT B, et al. LUX-ZEPLIN (LZ) Technical Design Report[J]. 2017.

攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

第一作者文章:

- Qiuhong Wang et al. (PandaX-II Collaboration), An improved evaluation of the neutron background in the PandaX-II Experiment, Sci.China Phys.Mech.Astron. 63 (2020) 3, 231011.
- 2. Qiuhong Wang et al. (PandaX-II Collaboration), Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure, Chin.Phys.C 44 (2020) 12, 125001.

共同通讯作者文章:

1. Xiangyi Cui et al. (PandaX-II Collaboration), Dark matter results from 54-tonday exposure of PandaX-II experiment, Phys.Rev.Lett. 119 (2017) 18, 181302.

其他合作组文章:

- 1. Andi Tan et al. (PandaX-II Collaboration), Dark matter search results from the commissioning run of PandaX-II, Phys.Rev.D 93 (2016) 12, 122009.
- 2. Andi Tan et al. (PandaX-II Collaboration), Dark matter results from first 98.7 days of data from the PandaX-II experiment, Phys.Rev.Lett. 117 (2016) 12, 121303.
- Changbo Fu et al. (PandaX-II Collaboration), Spin-dependent weakly-interactingmassive-particle-Nucleon cross section limits from first data of PandaX-II experiment, Phys.Rev.Lett. 118 (2017) 7, 071301
- Changbo Fu et al. (PandaX-II Collaboration), Limits on axion couplings from the first 80 days of data of the PandaX-II experimentet, Phys.Rev.Lett. 119 (2017) 18, 181806.
- 5. Xun Chen et al. (PandaX-II Collaboration), Exploring the dark matter inelastic frontier with 79.6 days of PandaX-II data, Phys.Rev.D 96 (2017) 10, 102007.
- Xiangxiang Ren et al. (PandaX-II Collaboration), Constraining dark matter models with a light mediator at the PandaX-II experiment, Phys.Rev.Lett. 121 (2018) 2, 021304.
- 7. Jingkai Xia et al. (PandaX-II Collaboration), PandaX-II constraints on spin-dependent

WIMP-nucleon effective interactions, Phys.Lett.B 792 (2019), 193-198.

- Kaixiang Ni et al. (PandaX-II Collaboration), Searching for neutrino-less double beta decay of ¹³⁶Xe with PandaX-II liquid xenon detector, Chin.Phys.C 43 (2019) 11, 113001.
- Hongguang Zhang et al. (PandaX Collaboration), Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment, Sci.China Phys.Mech.Astron. 62 (2019) 3, 31011.

致 谢

艰难困苦,玉吾于成。六年多的博士生涯中,历经彷徨、努力、挣扎与希望, 到如今这篇博士论文终于得以完成。成长至此,离不开在这些年的研究工作与生 活中遇到的各种支持与陪伴,在这里我将对给予我帮助的人致以最诚挚的感谢。

首先要感谢我的导师马余刚研究员,马老师对物理学中的各种未知保持着 旺盛的好奇与热情,一直指引着我在科学研究中前进。而且马老师在繁忙的工作 中依旧关心着学生,在博士期间的几个重要的节点给我提供了重要的帮助与建 议,其生活态度、言传身教,亦成为我的人生导师。

感谢上海交通大学的刘江来教授,自我加入 PandaX 合作组以来一直亲身指导着我进行研究,对我进行最好的科研训练的同时,也给予我耐心的帮助与鞭策,在生活学习中也给予我各种关照。此外,刘老师在粒子物理领域具有丰富的知识与广阔的全局观,同时勤奋地进行一线工作,亦是我的工作榜样。

感谢 PandaX 合作组的所有老师与同学。感谢季向东老师、谌勋老师、陈葳 老师给我的教导与帮助。还要感谢肖梦姣、王旭明、王舟、任祥祥、谢鹏伟、张 宏光、夏经铠等师兄师姐给予我的指导,以及张丹、萨拉姆、王秀丽、武蒙蒙等 同学在工作生活中的互相学习。特别要感谢谈安迪、周小朋、燕斌斌、崔祥仪, 在博士阶段的大部分时光里,在锦屏和上海,我们都一起做科研、共同在生活中 成长奋斗。

还要感谢上海应用物理研究所的各位老师与同学。感谢核物理研究室的王 宏伟老师、方德清老师、吴琛老师等,他们在研究工作中给我提供了很多重要建 议与指导。感谢研究生部的刘青老师对我的关照与帮助。还要感谢安振东、黄勃 松、王婷婷、刘鹏、张岳、刘焕玲、赵新丽、周文豪等应物所的兄弟姐妹,很幸 运能够在这几年中相遇相聚。特别要感谢韩章柱、张振方、金小海、黄文,我们 一起在中科大与应物所欢笑度过的时光是我难以忘怀的回忆。

最后要感谢的是我的家人们,我的父母不辞辛劳地抚养我长大、支持我进修 学业,这些年给予我毫无保留的信任与鼓励,希望能一直成为你们的骄傲。感谢 我的妹妹们,与你们相聚的短暂假期和真挚的亲情,一直是我在漂泊中无法替代 的慰藉。

157

谨以此论文献给所有支持、鼓励、关怀、帮助我的亲人、师长、同学和朋友

们!