



上海交通大学博士学位论文

利用 PandaX-4T 探测器搜寻低质量暗物质和
太阳中微子

姓 名：马文博
学 号：020072910098
导 师：刘江来 教授
院 系：物理与天文学院
学 科/专 业：物理学
申 请 学 位：理学博士

2024 年 9 月 23 日

**A Dissertation Submitted to
Shanghai Jiao Tong University for the Degree of Doctor**

**SEARCH FOR LOW-MASS DARK MATTER AND
SOLAR NEUTRINO USING PANDAX-4T DETECTOR**

Author: Wenbo Ma

Supervisor: Prof. Jianglei Liu

School of Physics and Astronomy

Shanghai Jiao Tong University

Shanghai, P.R. China

September 23rd, 2024

上海交通大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全知晓本声明的法律后果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

上海交通大学

学位论文使用授权书

本人同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。

本学位论文属于：

公开论文

内部论文，保密 1 年 / 2 年 / 3 年，过保密期后适用本授权书。

秘密论文，保密 ____ 年（不超过 10 年），过保密期后适用本授权书。

机密论文，保密 ____ 年（不超过 20 年），过保密期后适用本授权书。

（请在以上方框内选择打“√”）

学位论文作者签名：

指导教师签名：

日期： 年 月 日

日期： 年 月 日

摘要

暗物质是现代物理学和天文学的重大科学问题。由天文证据可计算出暗能量占宇宙质能的 68%，暗物质占 27%，可见物质占 5%。宇宙各尺度的天文观测结果与暗物质存在的假设自洽。然而，暗物质的本质迄今未知。其中，弱相互作用大质量粒子 (WIMP) 是最具简洁性和物理动机的候选模型之一。WIMP 可以与氦原子核散射，发生能量微弱的核反冲 ($O(\text{keV}_{nr})$)。近年来快速发展的深地液氦实验，是最适合探测 WIMP 的实验手段之一。PandaX 是坐落于中国锦屏地下实验室的暗物质探测实验。PandaX-4T 是新一代多吨级暗物质探测器，使用时间投影室、光电倍增管和 5.6 吨液氦进行暗物质直接探测。该实验对暗物质、轴子等一系列暗物质候选模型粒子均具有灵敏度，还可以探测太阳和宇宙中微子的微弱信号。

本博士学位论文聚焦于 PandaX-4T 实验首次安装、取数及数据分析，特别是制冷、循环、存储、回收系统的安装、调试与运行，内源标定源技术的研发，探测器的联合调试和稳定取数，数据处理和波形模拟软件开发，WIMP 暗物质分析，太阳 ^8B 中微子分析。笔者作为主要贡献者或研究骨干参与了以上工作。在这些工作中，本实验首次实现了多吨级液氦制冷回收，利用氦源进行暗物质探测器标定，确定了 PandaX-4T 实验的分析框架，使用数据驱动模拟进行信号效率分析和信号本底鉴别，为 PandaX-4T 系列物理结果提供了数据基础，取得了世界上最好的 WIMP 探测结果和太阳 ^8B 中微子核相干弹性散射测量结果。

笔者的研究工作取得了重要的科学意义。对 WIMP 的探测取得了 5 GeV – 10 TeV 范围内世界最好的暗物质探测结果；在 40 GeV 暗物质质量下，将散射截面限制为 $< 3.8 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ (90% 置信区间)。对太阳 ^8B 中微子的探测，通过中微子-核弹性相干散射，将太阳 ^8B 中微子流强限制为 $< 9 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，同时取得了 3 GeV – 9 GeV 范围内世界最好的暗物质探测结果；在 6 GeV 暗物质质量下，将散射截面限制为 $< 2.5 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ 。

关键词：暗物质，中微子，液氦，中微子核弹性相干散射

Abstract

Dark matter is a major scientific problem in modern physics and astronomy. Astronomical evidence suggests that dark energy accounts for 68% of the universe's energy density, dark matter accounts for 27%, and visible matter constitutes 5%. Observational results across various scales of the universe are consistent with the hypothesis of the existence of dark matter. However, the nature of dark matter remains unknown. Among the candidate models, Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) are one of the most physically motivated and simplest models. WIMPs can scatter off xenon nuclei, leading to faint nuclear recoils ($O(\text{keV}_{\text{nr}})$). In recent years, rapidly developing underground liquid xenon experiments have become one of the most suitable means for detecting WIMPs. PandaX is a dark matter detection experiment located at the China Jinping Underground Laboratory (CJPL). PandaX-4T is a next-generation multi-tonne dark matter detector, utilizing a time projection chamber, photomultiplier tubes, and 5.6 tonnes of liquid xenon for direct dark matter detection. This experiment is sensitive to a variety of dark matter candidates, including WIMPs and axions, and can also detect faint signals from solar and cosmic neutrinos.

This PhD dissertation focuses on the first installation, data-taking, and data analysis of the PandaX-4T experiment, specifically on the installation, commissioning, and operation of the cryogenics, circulation, storage, and recovery systems, the development of internal calibration source technologies, the joint commissioning and stable data-taking of the detector, the development of data processing and waveform simulation software, WIMP dark matter analysis, and solar ^8B neutrino analysis. The author, as a key contributor, was involved in these works. In particular, the experiment achieved several firsts, including multi-tonne liquid xenon cryogenics and recovery, calibration of the dark matter detector using radon sources, establishing the data analysis framework for PandaX-4T, and using data-driven simulations for signal efficiency analysis and signal-background discrimination. These efforts provided the foundation for the PandaX-4T physics results, leading to world-leading WIMP detection limits and the measurement of solar ^8B neutrino coherent elastic scattering.

The author's research achieved significant scientific contributions. For WIMP detection, the experiment achieved the world's best dark matter detection sensitivity in the mass range

from 5 GeV to 10 TeV, with a cross-section limit of $< 3.8 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ at 40 GeV WIMP mass (90% confidence level). For solar ^8B neutrino detection via neutrino-nucleus coherent elastic scattering, the solar ^8B neutrino flux was constrained to $< 9 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, and the experiment achieved the world's best dark matter detection sensitivity in the 3 GeV to 9 GeV mass range, with a cross-section limit of $< 2.5 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ at 6 GeV WIMP mass.

Key words: dark matter, solar neutrino, liquid xenon, CE ν NS

目 录

第 1 章 暗物质导论	1
1.1 暗物质的存在性.....	1
1.1.1 暗物质的天文学证据	1
1.1.2 冷暗物质宇宙学模型 (Λ CDM)	5
1.1.3 中微子	6
1.2 暗物质的本质.....	7
1.2.1 暗物质候选体	7
1.2.2 弱相互作用大质量粒子 (WIMP)	8
1.2.3 中微子地板	9
1.3 暗物质的探测.....	11
1.3.1 暗物质直接探测实验	11
1.3.2 深地液氙实验	13
1.3.3 PandaX 实验	14
第 2 章 PandaX-4T 探测器硬件	19
2.1 探测器设计.....	19
2.1.1 场笼	19
2.1.2 光电倍增管	20
2.1.3 电子学系统	21
2.2 低温系统.....	24
2.2.1 制冷循环系统	24
2.2.2 氙气灌注回收系统	31
2.3 标定系统.....	34
2.3.1 PandaX-II 氙标定系统	34
2.3.2 PandaX-4T 标定系统.....	37
第 3 章 数据处理软件: P4-Chain	39
3.1 软件架构.....	39
3.2 波形处理.....	42

3.3 Hit 处理.....	45
3.4 信号重建.....	46
3.5 信号计算.....	48
3.6 事例重建.....	49
第 4 章 波形模拟软件	51
4.1 S1 信号: 随机丢弃.....	52
4.2 S2 信号: 单电子采样组装.....	53
4.3 光电管后脉冲模型.....	54
4.4 延迟电离模型.....	55
4.5 暗噪声采样.....	56
4.6 能谱-信号模型-软件整合.....	57
4.7 波形模拟结果.....	60
第 5 章 WIMP 暗物质分析.....	69
5.1 运行概况.....	69
5.2 能量重建.....	71
5.3 事例筛选.....	73
5.4 物理本底.....	77
5.5 物理结果.....	78
第 6 章 太阳 ^8B 中微子分析.....	83
6.1 低阈值分析策略.....	85
6.2 基础数据筛选.....	87
6.3 机器学习信号鉴别.....	89
6.4 偶然符合本底分析.....	93
6.5 低能信号模型.....	95
6.6 中微子和暗物质统计推断.....	98
第 7 章 总结与展望	101
参考文献.....	103
致 谢.....	111
学术论文和科研成果目录.....	115

插图

- 图 1.1 宇宙大爆炸宇宙学模型示意图，展示了宇宙从极端高温高密度的状态开始膨胀，逐渐形成当今我们观测到的宇宙结构。图中显示了宇宙膨胀的时间线，标注了关键事件，如大爆炸、宇宙微波背景辐射的产生、暗物质和暗能量的主导作用，以及星系和其他大尺度结构的形成。图片来自 NASA WMAP 网站^[4]。 2
- 图 1.2 螺旋星系 Messier 33 的旋转曲线，从中心到边缘。黄色是可见光观测结果，蓝色是射电波段观测结果，实线是旋转曲线拟合。虚线是只由可见物质贡献的速度分布。实线和虚线的差异可以从暗物质解释。图片来自星系旋转曲线 Wikipedia^[7]。 3
- 图 1.3 宇宙微波背景辐射图。图片展示了早期宇宙中的微小温度涨落，红色为略高的温度区域，蓝色为略低的温度区域，这些涨落在之后形成了宇宙中的大尺度结构。这些温度不均匀性被认为是暴涨时期量子涨落扩展到宇宙尺度的结果。这张图片等效于大爆炸后 37.8 万年时的宇宙结构图，是宇宙最早期状态的直接观测证据之一。图片来自 Planck 合作组网站^[15]。 4
- 图 1.4 宇宙观测尺度、观测能量、观测目标、观测结果之间的关联。横坐标是光子能量，纵坐标是宇宙可见距离。特别地，在能量超过 10^{14}eV (100TeV) 的极端宇宙中，由于与宇宙微波辐射相互作用，光子会发生电子对产生，导致光在宇宙中变得不透明。而中微子总是可以穿越宇宙的大部分时空，是研究高能天文现象的信使粒子。图片来自 IceCube 网站^[29]。 7
- 图 1.5 各种暗物质候选粒子的质量范围图。图中展示了从从 10^{-22}eV 到数十太阳质量广泛的能量范围内从极轻到极重的暗物质候选体。包括轴子、类轴子粒子，轻暗物质，有弱相互作用的重暗物质，由复杂结构组成的复合暗物质，恒星质量尺度的原初黑洞。在能标的最左端和最右端，仍有各种暗物质理论存在的空间。 7

- 图 1.6 更准确定义的中微子地板^[43]。图片展示了到 XENON1T 时期的暗物质实验探测结果，宇宙中微子源，和搜索极限梯度 n 。中微子源包括太阳 pp 中微子，太阳 CNO 中微子，地壳中微子，地球大气中微子，超新星中微子等。同时以太阳 ^8B 中微子观测窗口为例，展示了中微子本底对暗物质探测的灵敏度影响。在流强和谱形确定的大量中微子本底下，暗物质探测实验仍然有可能取得更缓慢的灵敏度提升。..... 10
- 图 1.7 WIMP 暗物质的探测方式。基于与普通物质发生弱相互作用的假设，WIMP 可以在特定探测介质中产生热能、电荷、或光子，可以设计不同类型的探测器分别或者同时捕捉这些信号^[36]。..... 11
- 图 1.8 锦屏地下实验室的示意图。地下实验室建设于 2.4 公里的岩体下，位于雅砻江流域水电站的交通隧道中，是世界上最深最大的地下实验室^[59]。... 15
- 图 1.9 PandaX-xT 实验在 200 吨-年曝光量下的预期灵敏度^[48]。该灵敏度基于保守的探测性能假设，包括与暗物质实验 PandaX-II 和 PandaX-4T 相似的本底水平，核反冲分辨能力，和探测效率。同时基于 PandaX-4T 太阳 B-8 中微子探测灵敏度，估计了对低质量暗物质的探测灵敏度。同时展示了到 LZ 首个结果为止的代表性暗物质探测结果^[67]。图片还标出了一些超对称模型的感兴趣区间和最优点，以及 Billard 2014 计算的中微子地板^[42]。..... 16
- 图 2.1 PandaX-4T 探测器的时间投影室设计。左图是外罐、内罐、时间投影室的剖面图，包括内外罐法兰，上下铜板，上下光电管，电极，整形环，反射板，和支撑结构。右图是时间投影室的电场配置、液位配置和光电管外壳负高压配置。..... 20
- 图 2.2 PandaX-4T 光电管的读出系统配置。经过多级电阻电容系统对光电信号进行放大，在电阻 R15 后对信号进行读出。此外，在打拿极 8(Dynode 8, Dy8) 后可以额外读出，避免饱和效应的影响，对高能量信号具备潜在的分析优势。..... 21
- 图 2.3 PandaX-4T 读出电子学和 DAQ 的配置^[71]。光电管的高压源信号和物理信号耦合在一起，经过自研反耦合器和放大器，将物理信号分解，并传输到 CAEN V1725 电子板转换为数字信号。数字信号和外加时钟信号一起实时提供到锦屏的 DAQ 服务器，经过交换机传输到成都的服务器。..... 22

- 图 2.4 氙的相图^[72]。氙的三相点 (triple point, t.p.) 是 161.4 K, 81.8 kPa(0.82 bar), 此时液氙密度为 3.1 g/cm³, 固氙密度为 3.4 g/cm³。气液二相氙时间投影室工作在气液线 (Vaporization line) 上, 在内罐中调整运行温度, 可以控制密度, 同时控制气液比例, 从而调节内罐液面高度。经过循环流速和探测器工况联合优化, PandaX-4T 的运行点确定为气液线上 $O = (T = 178 \text{ K}, P = 1.2 \text{ barg} (2.2 \text{ bar 绝对压力}), \rho = 2.85 \text{ g/cm}^3)$ 。..... 23
- 图 2.5 PandaX-4T 的氙低温容器设计^[73]。外罐内直径为 1700 mm, 内罐内直径为 1360 mm, 时间投影室直径为 1185 mm。外罐全高为 3102 mm, 内罐全高为 2280 mm。内罐底部有三个可调高度的机械触点连接到外罐。内外罐之间的真空可以绝热和屏蔽氙气。内外罐之间的缝隙用于放置标定管道, 和多层绝热纸绝热层。有弧度的圆柱形是不锈钢高压容器应力设计。实际加工存在焊接误差。..... 25
- 图 2.6 PandaX-4T 探测器、氙低温容器、真空系统、制冷机、换热器、循环提纯系统、氙气存储系统、快速回收系统的整体布局^[74]。..... 26
- 图 2.7 PandaX-4T 的氙气室温存储系统 (左) 和液氮低温回收系统 (右)。室温系统使用 8 组地秤, 每组放置 16 个气瓶。低温系统使用 4 组杜瓦, 每组放置 4 个气瓶。系统配备温度计、压力计、气动阀、电磁阀、手动阀。使用 Messier 气瓶, 标称容积为 50 L, 可以容纳 40 kg 高压氙。..... 27
- 图 2.8 PandaX-4T 探测器的制冷总线^[74]。PC150, PT90, 和 500B 三台制冷机并联放置, 是整个系统的唯一冷源。三台制冷机的温度压力略有不同, 通过调整各自冷头工作温度, 达到等权重的功率分配。PC150 左侧配备液氮盘管冷却系统。RDK500B 右侧的耦合管道可以同时连接到循环系统、精馏系统、回收系统、存储系统。..... 28
- 图 2.9 PandaX-4T 探测器的两路在线提纯系统, 包括纯化器、阀门面板、循环泵^[74]。..... 30
- 图 2.10 PandaX-4T 探测器的灌氙流速, 通过记录氙气存储系统重量数据得到。横轴是灌氙时间, 黑线 (左坐标轴) 是灌氙重量, 蓝线 (右坐标轴) 是平均灌氙速度。全流程平均速度为 674 kg/day。氙引入了额外的热量, 系统的灌氙速度由总制冷量和总漏热量约束。在初始的三天, 整个低温系统温度较高, 放热量较大。在整个系统变冷后, 灌氙速度会增加并趋于稳定。..... 31

- 图 2.11 PandaX-4T 探测器快速回收系统的高压泵、探测器加热系统、探测器管道实物。左图包括高压泵、阀门、管道组。中图的竖直细管是连接到探测器内罐外壁的酒精管道。右图是包含酒精缓冲罐、流量计、换热器、液体泵在内的酒精循环系统。由于空间有限,对各装置进行了紧凑型设计。..... 33
- 图 2.12 PandaX-4T 探测器快速回收系统的探测器加热系统。使用酒精作为加热介质,从酒精缓冲罐连接到探测器内罐外壁的盘管。水上的被动换热器会把水下泵出的低温酒精重新加热为室温。高压泵控制系统会根据内罐压力和温度联合调解继电器。继电器会调节泵的工作频率,改变酒精的流速,改变探测器受热量..... 33
- 图 2.13 ^{220}Rn 、 ^{222}Rn 及其相关子同位素的衰变数据。 ^{212}Po 衰变为稳定的 ^{208}Pb 。 ^{214}Po 的子同位素 ^{210}Pb 的半衰期为 22.3 年,因此在校准过程中贡献的事件量可以忽略不计。..... 34
- 图 2.14 源室中的钽化钨电极 (a) 和灯芯纱罩 (b)。图 (c) 显示了内部涂有树脂源的管件接头。..... 35
- 图 2.15 PandaX-II 探测器的气体源传输系统 (红色部分),包括源室、质量流量控制器、真空泵、旁通管道、阀门和滤网的简化示意图,以及与探测器循环气体回路的连接方式。..... 36
- 图 2.16 2017 年校准数据的高能区域能谱^[76]。 ^{222}Rn (5490 keV)、 ^{218}Po (6002 keV)、 ^{212}Bi (6090 keV)、 ^{220}Rn (6288 keV) 和 ^{216}Po (6778 keV) 峰值分别用高斯函数拟合并以蓝色、绿色、黄色、红色和橙色显示。拟合中加入了平坦背景,用灰色表示。 ^{218}Po 左侧肩部和 ^{220}Rn 、 ^{216}Po 峰的右侧因靠近探测器底部的 S1 信号响应失真而与拟合偏离。..... 37
- 图 2.17 左:镀在不锈钢上的 ^{228}Th 源。右:固定在探测器外罐内壁上的刻度管,可以放胶囊大小的标定源,如 AmBe , PuC , ^{137}Cs , ^{252}Cf 。..... 38
- 图 2.18 PandaX-4T 探测器的循环、纯化器、高温炉耦合管路。..... 38
- 图 3.1 P4-Chain 的数据结构。这个表格同时展示了 C++ 元组 (tuple) 的特性,高级数据是低级数据的打包,同时增加了一些高级信息。以及,在中间层,数据可以 CalibData , HitData , SignalData 的级别提取出来,并检验中间过程是否正确。..... 41

- 图 3.2 P4-Chain 的数据处理流程。RawPmtSegment 需要从整形的 (64-bit unsigned integer, uint64_t), 经过光电管增益修正变为浮点型。Event 数据并不包含更多信息, 而是信号的容器。..... 41
- 图 3.3 以 10610 为例, 黑色是外触发取数, 红色是自触发取数, 蓝色是无光外触发取数。红色是经验函数拟合。主峰是单光子峰。缺失的红色面积表示单光子不能被完全接受。主峰左侧尾巴的不确定性主导单光子效率的测量误差。误差也受时钟噪声、后脉冲的影响。..... 42
- 图 3.4 对每只光电管测量单光子探测效率的结果。当 gain 降低到 100 以下时, 光电管探测能力急剧下降。当 gain 降低到 50 以下时, 光电管可以考虑报废。..... 43
- 图 3.5 根据物理事例的光电分布 (hit pattern map) 将光电管对 LED 的单光子探测效率转换为探测 S1 信号的 BLS 效率, 横轴为 S1 信号的能量 [PE], 纵轴为此能量下可能出现的接受效率分布。..... 44
- 图 3.6 对于一个大约 100 PE 的 S1 信号计算 wCDF, 可以有效抵抗热噪声、暗噪声以及后脉冲的影响。图中红色曲线表示整体波形, 蓝色曲线代表底部光电管的信号, 绿色曲线则代表顶部光电管的信号。经过 clustering 得到的信号原始宽度由于受到光电管和电子学因素的影响, 会比实际物理宽度稍宽, 最大宽度为 50 sample (200 ns)。wCDF 提供了真实宽度的量度, 在此例中测得的宽度为 19 sample (76 ns)。..... 47
- 图 3.7 对于一个大约 400 PE 的 S2 信号计算 wCDF, 测得的全宽为 3.884 μs , wCDF 宽度为 2.540 μs (见图中黑线)。Pandax-II 使用的 widthTen (基于特定寻峰算法) 给出的宽度为 0.816 μs 。该事例是一个 AmBe 候选事例, 具体信息为: run 3513, file 3, event 7205, S1 信号为 15.7 PE, S2 信号为 372.3 PE。..... 47
- 图 4.1 左图显示了单光子电子 (PE) 波形, 右图展示了来自 ^{220}Rn 、AmBe 和 DD 校准数据的命中时间分布。蓝色、橙色和红色实线分别表示 ^{220}Rn 、AmBe 和 DD 校准数据中的分布。..... 52

- 图 4.2 单电子组装算法的示例。从单电子 (SE) 库中选择了两个 SE 事件。它们的命中模式和波形显示在上方的面板中。对每个 SE 波形应用了时间偏移, 偏移量遵循高斯分布, 以考虑电子从 z 位置 47.2 厘米处扩散的影响。组合后的模拟 S2 信号的模式和波形显示在下方的面板中。模式图中的数字表示光电倍增管观察到的命中数。..... 54
- 图 4.3 不同类型数据的扩散宽度 W_{S2}^{80} 随漂移时间的归一化分布: a) 来自 ^{220}Rn 的 β 标定数据, b) 来自 AmBe 和 DD 的中子标定数据, c) $^{83\text{m}}\text{Kr}$ 标定数据, d) 来自 ^{222}Rn 本底的 α 事例数据。红色实线表示拟合得到的均值。通过拟合这些均值与漂移时间的关系, 得出了相应的纵向扩散系数 D_L 。..... 55
- 图 4.4 PMT 后脉冲随延迟时间的微分概率。由氦、氮和氩残留气体引起的后脉冲最为明显, 并由洋红色虚线标出。氮的二次后脉冲也由洋红色虚线标出。红色实线显示了每个单光电子后脉冲的平均电荷。..... 56
- 图 4.5 平均 S2 波形 (蓝色实线)。红色实线表示对平均 S2 波形的拟合, 包括栅极电离 (橙色实线) 和液氙中延迟电子的贡献 (绿色实线)。栅极光电离产生的 S2 光子来自固定的 Z 位置, 并被建模为高斯分布。液氙中的延迟电子则被建模为两个指数分布与高斯分布的卷积。高斯卷积代表电子在气隙中的传播时间扩展。栅极光电离产生的 S2 光子 (洋红色实线) 进一步导致二次光电离。..... 57
- 图 4.6 从 ^{220}Rn 校准数据 (上)、中子校准数据 (中) 和暗物质数据 (下) 中选取的噪声波形示例。..... 58
- 图 4.7 波形模拟软件 WfSim 与其他软件整合后, 可以产生并可视化能与真实数据比较的波形。这里展示三个具有相似漂移时间的事件波形。上图是记录的实验数据波形; 中图是一个模拟波形, 其中真实信号被略高电荷的噪声信号掩盖; 下图是另一个模拟波形, 其中 S1 和 S2 信号被正确识别。灰色、绿色和青色阴影区域分别表示与真实 S1、误识别的 S1 以及真实 S2 信号对应的时间窗口。每个面板中还显示了识别出的 S1 和 S2 信号的重建电荷值, 插图面板提供了 S1 和 S2 信号的放大视图。右侧列展示了主要 S1 和 S2 信号的光电分布 (hit pattern)。..... 59
- 图 4.8 电子反冲标定数据的与 S1 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据, 绿色是波形模拟, $\chi^2/\text{n.d.f}$ 显示数据和模拟符合较好。..... 62

- 图 4.9 核反冲标定数据的与 S1 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。..... 63
- 图 4.10 电子反冲标定数据的与 S2 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。..... 64
- 图 4.11 核反冲标定数据的与 S1 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。..... 65
- 图 4.12 电子反冲标定数据的与 S1、S2 信号的信号位置分布相关的六个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。..... 66
- 图 4.13 核反冲标定数据的与 S1、S2 信号的信号位置分布相关的六个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。..... 66
- 图 4.14 电子反冲标定数据的与波形脏度相关的四个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。..... 67
- 图 4.15 核反冲标定数据的与波形脏度相关的四个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。..... 67
- 图 4.16 波形模拟的 α 粒子的波形和特征变量特征分布。事例的 S2 展宽符合液氙中的电子团扩散物理过程。波形展示了一个漂移时间为 $24 \mu s$ 的 α 粒子，S1 为 5×10^4 PE，S2 为 4×10^5 PE。..... 68
- 图 4.17 波形模拟的 $2.4 \text{ Mev } \beta$ 粒子的 S2 波形。上面三幅图展示了朝底部一个方向能量沉积时，在漂移深度为 10, 400, 800 μs 时的 S2 波形。上面三幅图展示了朝顶部底部两个方向能量沉积时，在漂移深度为 10, 400, 800 μs 时的 S2 波形。能量沉积函数 dE/dx 由 NIST 得到。..... 68
- 图 5.1 PandaX-4T 调试运行期间的取数事件线和电子寿命变化。两种特征事例测量的电子寿命相同。电子寿命随着提纯运行逐渐增加。A 段中，处理电极打火中断了物理取数。B 段中，循环管路隔膜泵破裂，进行更换、抽真空、检漏，导致了电子寿命下降。图中也标注了五个运行电极电压不同的子数据集。..... 70
- 图 5.2 重建的单电子事例费米狄拉克接收函数-高斯函数联合拟合，同时拟合了双电子峰和探测效率作为参考。..... 72

- 图 5.3 利用 ^{83m}Kr 单能峰标定数据，反解 S1-S2 信号的能量响应空间分布，并得到数值的空间修正函数，用修正函数反修 ^{83m}Kr 事例，得到的 S1-S2 能量团和电子反冲能峰。..... 72
- 图 5.4 死时间筛选条件。图中显示了大信号后每 ms 的光电密度衰变趋势，由残余的 S2 主导。这些电荷密度最终贡献为事例窗口内物理 S1-S2 信号外的无关电荷。红色虚线左侧的数据会被直接排除，不参与后续数据筛选优化。..... 74
- 图 5.5 红色虚线是优化定义的基准体积。散点是十吨年曝光量下的中子本底、均匀电子反冲本底、材料电子反冲本底的示意图。外围的墙壁边界确定为 $265 \times 10^3 \text{ mm}^2$ (514.8 mm)，不能通过模拟数据确定，而是通过位置重建算法和筛选后的墙壁事例，用数据驱动方法确定。..... 75
- 图 5.6 扩散筛选条件的上半片和下半片。基于模拟数据进行参数化得到 cut 函数，在约束波形宽度-漂移深度在一定范围内时，同时考虑到 S2 能量逐渐减小时，波形逐渐弥散，测得有效宽度增大的效应。通过这两个三维函数，保证了扩散筛选条件的筛选效率对各能量、各深度的 S2 相同。..... 76
- 图 5.7 基于 S1 信号的光电分布和 S1-S2 时间差构成的重建漂移时间，构建的 TBA (top-bottom asymmetry) 筛选条件，和本底数据在此参数空间上的分布。当事例重建在底部时，S1 光信号也应该更由底部光电管主导，如果不符合这个规律，则可能是错误的 S1 信号或错误的重建。..... 77
- 图 5.8 对子数据集进行电子反冲能量重建，并按平本底（氦氖等）和氡本底拟合成分，发现探测器中存在大量氡。..... 78
- 图 5.9 暗物质候选事例的空间分布，用棕色点标记出了核反冲带中位线以下的六个候选事例。虚线是基准体积，黑色点是基准体积内的事例，灰色散点是基准体积外的事例。黑色点由探测器内均匀电子反冲本底氦氖氡主导。基准体积外的灰色散点的分布显现出与光电管分布和运行情况、电极本底、PTFE 表面本底、反符合光电管本底、位置重建误差的关联。但是这些事例不会影响基准体积内的物理分析。..... 79

- 图 5.10 暗物质候选事例在 S1-S2 信号空间的分布, 纵轴约化为 $\log_{10}(n_e/S1)$, 以修正每个子数据集的信号响应差异, 同时展示核反冲分辨能力。蓝色线是由标定数据确定的 95% 电子反冲信号区间。红色线是由标定数据确定的核反冲信号中位线, 此线以下的信号更可能是暗物质信号。紫色虚线是由标定数据确定的 99.5% 核反冲信号接受区间。候选事例在排除带上的分布, 和根据信号-本底模型计算的概率。六个核反冲中位线以下的暗物质疑似信号由棕色点标出。右图同时展示了由剖面似然函数方法确定的本底假设下的信号相似度, 可以看到尽管这些事例落在核反冲中位线下, 但是靠近核反冲线不远, 同时能量较大, 因此最有可能是氡 β 衰变产生的电子反冲本底。 80
- 图 5.11 本分析的探测灵敏度分析。左图是全能区探测灵敏度, 左侧和右侧效率边界由 S1 2-135 PE, S2 80-10000 PE 约束, 绿线、蓝线、红线是重建和探测效率、筛选效率、总效率。右图是 0-5 keV_{nr} 探测灵敏度和与往次实验的比较。红色实线是本分析的灵敏度, 红色虚线是假设本分析不考虑 S1 2-Hit 时探测效率的下降情况。黑线是 XENON1T 的低能量探测效率, 黄、绿、红是 PandaX-II 往次分析探测效率。 81
- 图 5.12 本分析的 5 GeV-10 TeV 暗物质探测结果。红线是本分析的暗物质排除线, 绿色区间是 $\pm 1\sigma$ 灵敏度区间。红色虚线是本分析灵敏度。蓝色实线和虚线是 XENON1T 实验的排除线和灵敏度。绿色线是 LUX 实验的排除线。 81
- 图 6.1 Borexino 实验提供的太阳核聚变链 (质子-质子链和碳氮氧循环) 和能谱^[93]。 84
- 图 6.2 左图是太阳中微子、超新星遗迹中微子、地球大气中微子的能谱, 右图是通过中微子-核弹性相干散射在液氙中沉积的核反冲能谱^[94]。 β 衰变产生的中微子能谱和核反冲能谱谱形相似。特别地, 在 0.1-3 keV_{nr} 范围内, 太阳 ^8B 中微子的流强主导整个液氙核反冲能谱, 因此成为液氙暗物质实验首先探测到的中微子地板。 84

- 图 6.3 太阳 ^8B 中微子分析的数据处理和筛选流程。在 WIMP 分析已完成的基础上，利用修改了低阈值相关参数的 B8-Chain，重新生成数据。并且对数据按顺序进行多维度死时间分析，得到死时间数据库，相关分支整合到原有数据上。预筛选出 10000 PE 以下（WIMP 分析能量上限）事例，进行标准定窗口重建和扩展定窗口重建。扩展定窗口重建数据用于筛选和采样窗口外事例。标准定窗口重建数据用于中微子候选事例筛选和盲分析。..... 86
- 图 6.4 太阳 ^8B 中微子分析的流程图。黑色的框包括低阈值数据、事例重建、流强计算、统计分析是基于已实现的 WIMP 分析框架进行，可以通过修改已有框架内的参数生成，是工作量较小的子物理主题。紫色的框是太阳中微子筛选，包括能区筛选、基础筛选、机器学习筛选；红色的框是波形模拟和偶然符合本底估计，这些工作在之前的分析中缺失或者从简处理，在本分析中首次确定，是工作量较大的子物理主题。..... 87
- 图 6.5 太阳 ^8B 中微子分析的死时间筛选条件。黑线是通用死时间筛选条件，红线是 Q-Density 间筛选条件，小图中的紫色线是 E-Burst 筛选条件。两条黑色数据线分别是 10^6 PE 和 10^5 PE 的 S2 信号之后的电荷密度。..... 88
- 图 6.6 太阳中微子、中子、表面本底、均匀本底（以偶然符合本底为主）事例数随基准体积半径方向的变化。..... 88
- 图 6.7 太阳中微子、中子、表面本底、均匀本底（以偶然符合本底为主）事例数随基准体积纵向的变化。..... 89
- 图 6.8 BDT 训练中使用的特征变量一维分布，由 TMVAGUI 生成。蓝色（信号）是波形模拟太阳中微子信号的特征变量分布，红色（本底）是通过前述基础筛选条件的数据（由偶然符合本底主导）的分布。这些分布体现了可解释性，见上文。总的来说，信号（物理事例）的分布较为平缓，本底（偶然符合事例）的分布较为离散或有特定的聚集。..... 92
- 图 6.9 BDT 训练中使用的特征变量关联性分布，由 TMVAGUI 生成。出现这些现象的物理原因如前述。这两份表格可以从三个方面概括，首先 S1 信号和 S2 信号的特征彼此无关；第二，物理事例的 S2 信号的结构和整体结构，按组成的单电子波形分布，服从各自独立的分布；第三，探测器内由打火、延迟电离、材料电离产生的本底，在特征变量上具备高度关联的特征，这也表示本底信号在高维特征变量空间中聚集。..... 93

- 图 6.10 信号能区的太阳 ^8B 中微子和物理本底 S2 信号能谱, 包括氡, 氦氦本底, 中子, 底部中子, 和 Xe 同位素。左图中 S1 能量为 2-Hit 的, 右图中 S2 能量为 3-Hit。在能量较低时, 物理本底完全忽略不计。在能量较高时, 太阳中微子减少, 物理本底更多, 因此将信号能区最终优化为 2-Hit 230 PE 和 3-Hit 190 PE。 94
- 图 6.11 旁带能区和信号能区的能谱预测比较。紫色是模型, 黑色是数据, 蓝色是太阳中微子的谱形。左上和右上图是旁带能区。左下和右下图是信号能区。这些直方图显示偶然符合本底模型预测与观测数据一致。 96
- 图 6.12 太阳 ^8B 中微子分析揭盲后唯一的中微子候选事例波形。事例的 S1 信号, S2 信号波形见小图, 事例波形中其他的峰是暗噪声。 96
- 图 6.13 本次分析中, 太阳 ^8B 中微子 $\text{CE}\nu\text{NS}$ 的总效率 (红色实线), 对应 S1 信号的碰撞次数为 2 或 3。蓝色、绿色、青色和品红色实线分别代表信号重建、数据选择、ROI 和 BDT 的信号效率。粉色虚线表示上一研究^[66]中的信号效率作为参考。黑色实线和灰色虚线 (虚点线) 分别叠加显示了太阳 ^8B $\text{CE}\nu\text{NS}$ 信号和假设截面为 10^{-44} cm^2 、质量为 $4 \text{ GeV}/c^2$ 的暗物质核反应的理想能谱, 右轴标明了相应的比例。 97
- 图 6.14 本次分析中使用的光产额 (上图) 和电荷产额 (下图) 与 NEST v2.3.6 模型 (黑色虚线) 及其他不同漂移电场下的测量结果的比较。灰色阴影区域表示 NEST 全局拟合的不确定性^[80], 散点是其他实验的测量结果^[97-100]。 98
- 图 6.15 上图: 本分析使用中微子核弹性相干散射对太阳 ^8B 中微子流强的约束, 并与 XENON1T 结果^[102] 及 B16-GS98 标准太阳模型预测^[103] 进行比较。下图: 本分析对暗物质-核子自旋无关截面的约束^[68]。红色实线是本太阳中微子分析的结果, 绿色区域是 $\pm 1\sigma$ 灵敏区间。红色虚线是暗物质分析的排除线。灰色阴影是不同计算条件下的中微子地板。 100

表 格

表 1.1 基于 Λ CDM 模型的宇宙成分	6
表 1.2 一些典型的暗物质探测实验 ^[55]	13
表 3.1 Hit 级别变量表	46
表 3.2 信号级别变量表	49
表 3.3 事例级别变量表	50
表 4.1 用于数据和波形模拟事例特征比较的关键变量列表	61
表 5.1 PandaX-4T 试运行概况表	69
表 5.2 PandaX-4T 实验关键日期	71
表 6.1 BDT 训练使用的物理量和定义	91
表 6.2 中微子能区的物理本底表	93
表 6.3 在旁带能区、信号能区、BDT 揭盲后信号能区的预期本底、预期信号、 数据表	95
表 6.4 太阳中微子统计分析冗余参数表	99
表 6.5 太阳中微子分析揭盲数据表	99

算 法

算法 3.1 P4-Chain 核心算法.....	40
算法 4.1 WfSim 核心算法	51

符号对照表

χ	暗物质
ν	中微子
α	α 粒子 (氦核)
β	β 粒子 (自由电子)
γ	γ 粒子 (高能光子)
NR	核反冲
ER	电子反冲
TPC	时间投影室
PMT	光电倍增管
ϵ	探测效率
Λ CDM	冷暗物质宇宙学模型
WIMP	弱相互作用大质量粒子
CE ν NS	中微子-核弹性相干散射

第 1 章 暗物质导论

1.1 暗物质的存在性

暗物质是现代物理学和天文学的重大科学问题。自从星际旋转曲线的研究以来，暗物质的存在逐渐成为解释大爆炸以来各个时间、能标、尺度上许多天文学观测的最有力概念，从支持宇宙结构的 Λ CDM 和宇宙微波背景辐射，到支持大尺度星系分布结构的暗物质纤维，到支持星系重力结构的暗物质晕。

1.1.1 暗物质的天文学证据

天文学家在观察星系旋转曲线和星系团运动时发现，仅通过可见物质的引力作用无法解释这些天体的运动规律。这种现象提示我们，宇宙中可能存在一种不发光、不与电磁辐射相互作用的物质，这就是所谓的暗物质^[1]。

大爆炸理论是描述宇宙起源和演化的模型，根据这一理论，宇宙在约 138 亿年前从一个极度高温高密度的状态开始膨胀，并逐渐演化为我们今天所观测到的宇宙结构，如图 1.1。在这一过程中，暗物质起到了至关重要的作用。根据大爆炸理论，早期宇宙中的极端条件为暗物质的形成提供了可能。虽然暗物质的具体性质仍然未知，但科学家们推测暗物质是在宇宙膨胀的早期阶段，通过某种尚未识别的物理过程生成的。与普通物质不同，暗物质不与电磁力相互作用，因此无法通过电磁辐射直接观测到，但其引力效应在宇宙结构的形成中至关重要^[2]。大爆炸核合成 (Big Bang Nucleosynthesis, BBN) 是指在大爆炸发生后的几分钟内，轻元素 (如氢、氦和锂) 通过核反应形成的过程。暗物质虽然不参与这些核反应，但它的存在影响了宇宙的膨胀速率，并进而影响了这些轻元素的丰度。通过观测轻元素的丰度，科学家们可以推测暗物质的密度和性质，这为理解暗物质的本质提供了间接证据^[3]。

宇宙微波背景辐射 (Cosmic Microwave Background, CMB) 是大爆炸后约 38 万年时宇宙冷却到足够低温度，使得光子能够脱耦并自由传播所留下的“光的化石”。宇宙微波背景辐射的各向异性，即温度的微小波动，反映了早期宇宙中物质的分布情况。暗物质在此过程中通过其引力作用，帮助形成了密度涨落，这些涨落在后来的宇宙中逐渐演化成星系和星系团。通过对宇宙微波背景辐射的精确测量，科学家们可以推断出暗物质的密度和其他宇宙学参数^[5]。

在大爆炸之后，暗物质的引力效应成为驱动宇宙大尺度结构形成的主要力量之

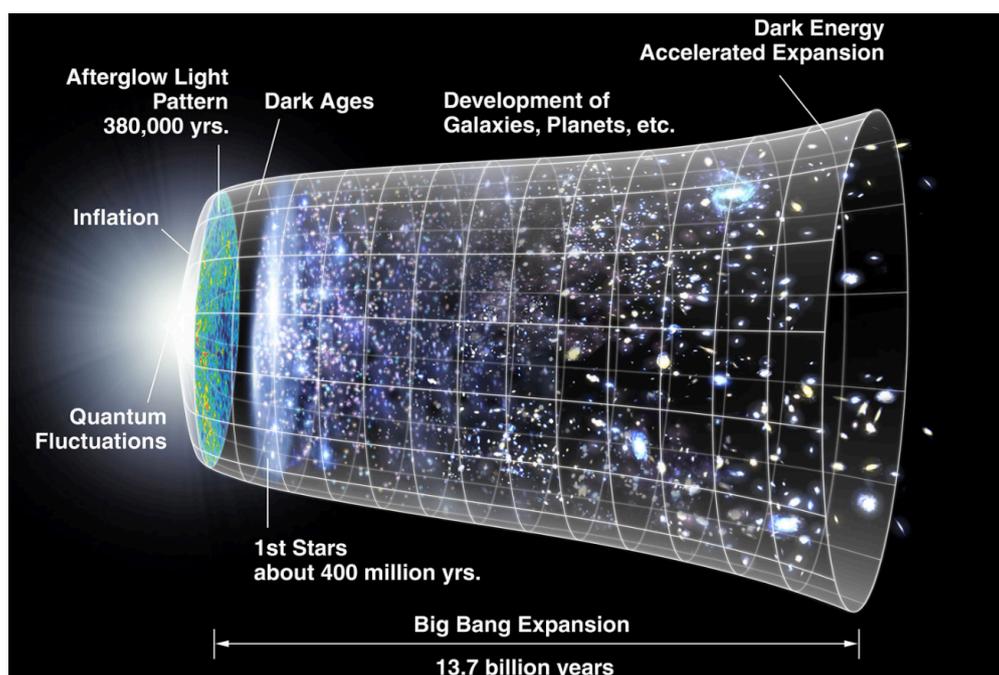


图 1.1 宇宙大爆炸宇宙学模型示意图，展示了宇宙从极端高温高密度的状态开始膨胀，逐渐形成当今我们观测到的宇宙结构。图中显示了宇宙膨胀的时间线，标注了关键事件，如大爆炸、宇宙微波背景辐射的产生、暗物质和暗能量的主导作用，以及星系和其他大尺度结构的形成。图片来自 NASA WMAP 网站^[4]。

一。由于暗物质不与光相互作用，其运动不会受到辐射压力的影响，因此在宇宙早期就能够形成密度不均匀性。这些不均匀性在引力作用下逐渐增长，最终形成了今天的星系、星系团和更大的宇宙结构。大爆炸理论与暗物质研究的结合，使我们得以理解宇宙结构如何从初始的密度涨落演化到现在的状态^[6]。

暗物质与大爆炸理论密切相关，它不仅帮助解释了宇宙的初始条件和演化过程，还为我们理解宇宙的当前结构和组成提供了重要的框架。

弗里茨·兹威基 (Fritz Zwicky) 在 1930 年代通过对星系团的观测发现，星系团的总质量远大于其可见成分的质量。他使用星系的运动速度以及星系团的动能测定了星系团的质量，并得出了“暗物质”的概念。这个发现为暗物质存在提供了早期证据，并推动了后续相关研究的发展^[8]。在典型的螺旋星系中，恒星的旋转速度应该随着远离星系中心的距离增加而减小，这是基于牛顿万有引力定律和可见物质分布所预期的。然而，实际观测显示，这些恒星在远离星系中心的区域依然保持着高速旋转。这种异常的旋转曲线暗示着存在一种额外的质量，这种质量广泛分布于星系的晕部，且无法通过可见光直接观测到^[9]，如图 1.2。

暗物质在宇宙大尺度结构的形成和演化中扮演着关键角色。大尺度结构指的是

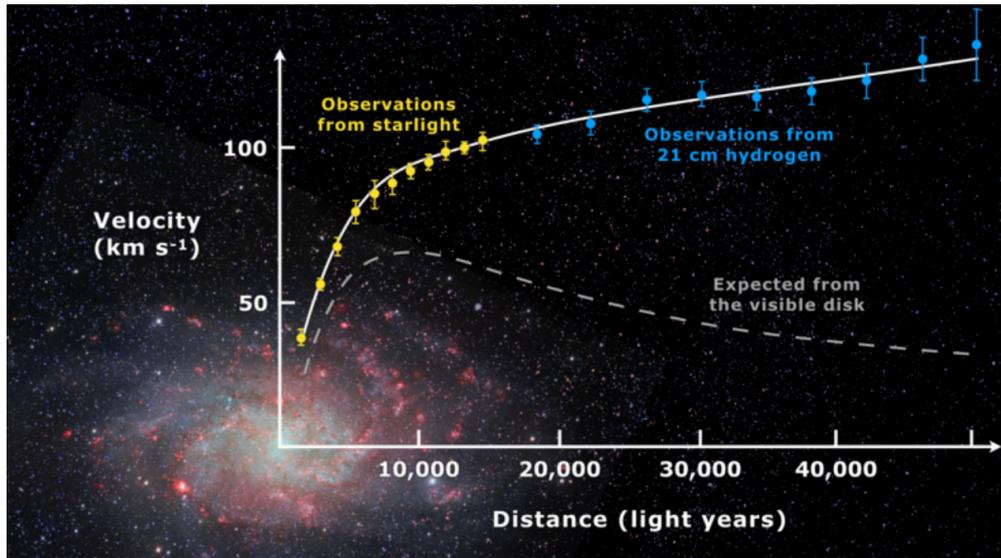


图 1.2 螺旋星系 Messier 33 的旋转曲线，从中心到边缘。黄色是可见光观测结果，蓝色是射电波段观测结果，实线是旋转曲线拟合。虚线是只由可见物质贡献的速度分布。实线和虚线的差异可以从暗物质解释。图片来自星系旋转曲线 Wikipedia^[7]。

宇宙中最大的天体系统，如星系团、超星系团以及更大的宇宙网状结构。通过对这些结构的观测，可以推断暗物质在宇宙中的分布和性质。在早期宇宙中，暗物质通过其引力作用使得微小的密度扰动逐渐增长，最终形成了今天可见的星系和星系团。这些密度扰动在宇宙微波背景辐射中留下了微小的温度波动，这些波动随后演化成了大尺度结构。冷暗物质 (Cold Dark Matter, CDM) 的非相互作用特性使得它能够有效地聚集，推动了结构的形成^[6]。通过观测宇宙大尺度结构，科学家们能够追踪暗物质的分布。星系的分布、星系团的聚集、以及宇宙网状结构的形成，都可以通过暗物质的引力效应来解释。暗物质的分布通常与可见物质的分布密切相关，星系和星系团通常位于暗物质晕的密集区域^[10]。重子声波振荡 (BAO) 是宇宙大尺度结构中的一种特征尺度，它是由早期宇宙中重子 (普通物质) 与光子的相互作用产生的。BAO 的观测为宇宙学模型提供了一个标准尺，并且帮助限制了暗物质的性质。暗物质通过其引力影响 BAO 的演化，从而在宇宙大尺度结构的观测中留下了重要的印记^[11]。引力透镜效应也是测量暗物质分布的重要工具。大质量天体的引力场会弯曲经过其附近的光线，从而放大或扭曲背景天体的图像。通过分析引力透镜效应，特别是在大尺度结构如星系团中的效应，科学家们可以绘制出暗物质的分布图，并进一步理解暗物质在结构形成中的作用^[12]。总的来说，暗物质与宇宙大尺度结构测量之间的关系是双向的。暗物质驱动了宇宙大尺度结构的形成，而通过对这些结构的精确观测，科学家们得以更深入地理解暗物质的分布和性质。

宇宙微波背景辐射的精确测量（图1.3）为暗物质的存在提供了独立的证据。宇宙微波背景辐射的各向异性图像反映了早期宇宙中物质分布的微小波动，这些波动在引力作用下逐渐演化形成了今天的大尺度结构。通过分析这些波动，发现仅依靠普通物质无法解释观测到的结构形成，暗物质在宇宙早期物质聚集过程中扮演了至关重要的角色^[13]。暗物质的存在还可以通过引力透镜效应来间接观测。引力透镜效应是指当光线经过大质量天体附近时，其路径会发生弯曲，从而改变远处天体的观测图像。许多观测表明，引力透镜效应所需的质量远远超出可见物质的质量，这进一步支持了暗物质的存在^[14]。

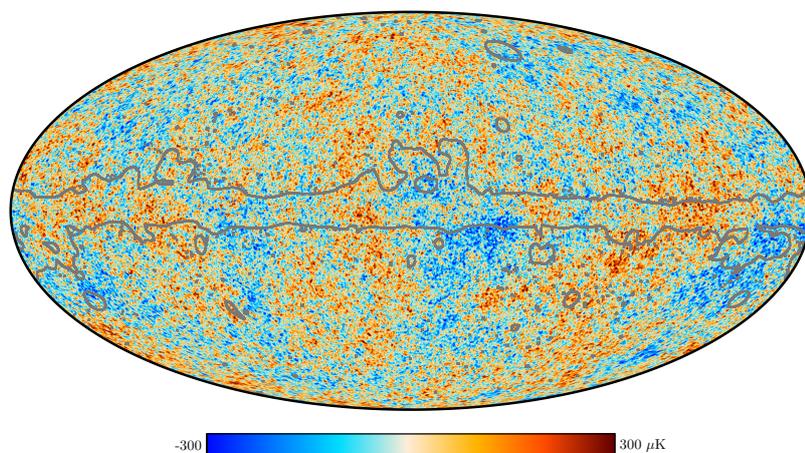


图 1.3 宇宙微波背景辐射图。图片展示了早期宇宙中的微小温度涨落，红色为略高的温度区域，蓝色为略低的温度区域，这些涨落在之后形成了宇宙中的大尺度结构。这些温度不均匀性被认为是暴涨时期量子涨落扩展到宇宙尺度的结果。这张图片等效于大爆炸后 37.8 万年时的宇宙结构图，是宇宙最早期状态的直接观测证据之一。图片来自 Planck 合作组网站^[15]。

詹姆斯·韦伯太空望远镜（JWST）的发射为宇宙学和天文学研究带来了革命性的工具，特别是在暗物质研究领域，JWST 将提供前所未有的观测能力，使得科学家能够更深入地理解暗物质的性质及其在宇宙演化中的角色。JWST 拥有极高的空间分辨率和灵敏度，能够深入探测早期宇宙中星系的形成与演化。通过对这些远古星系的详细观测，科学家可以追踪暗物质的引力效应，尤其是在星系形成的早期阶段。这些观测将有助于验证暗物质在冷暗物质模型（CDM）中的预测，并可能揭示暗物质与普通物质之间的相互作用方式。引力透镜效应是研究暗物质分布的重要手段。JWST 可以通过对多个引力透镜系统的高精度成像，测量暗物质在星系团和更大尺度结构中的分布。这将允许科学家更精确地绘制出暗物质晕的形状和分布，从而提供对暗物质特性的进一步限制。JWST 的红外观测能力使其能够探测到早期宇宙中由暗物质候选粒子引发的天文现象。例如，某些暗物质模型预测，暗物质粒子在碰撞时可能会

产生微弱的电磁辐射，这些辐射在红外波段可能会被 JWST 探测到。通过这些观测，JWST 有可能直接或间接检测到暗物质粒子的存在，为揭示暗物质的本质提供新的线索^[16]。JWST 还能够通过对大尺度结构的观测，星系的空间分布、星系团的动态演化，以及更大尺度的宇宙结构，帮助科学家更精确地理解暗物质的分布。JWST 将通过多方面的观测能力，进一步加深我们对暗物质的理解，并为未来的暗物质研究提供宝贵的数据支持。它的观测结果不仅会验证现有的理论模型，还可能为暗物质研究带来新的突破。

以上，暗物质作为二十一世纪最重要的物理学之一，关于它的研究会像大爆炸一样继续轰轰烈烈的开展。

1.1.2 冷暗物质宇宙学模型 (Λ CDM)

Λ CDM 是当前宇宙学中最广泛接受的宇宙模型，它成功地解释了多种天文学观测现象，并为理解宇宙结构的形成和演化提供了一个统一的框架^[17]。 Λ CDM 模型中的“ Λ ”代表宇宙常数，暗示了宇宙的加速膨胀^[18-19]，而“CDM”代表冷暗物质，这种暗物质对宇宙结构的形成至关重要^[1,9]。在大尺度结构中， Λ CDM 模型描述了宇宙如何从微小的密度波动演化出今天的星系、星系团和更大的结构^[20]。暗物质在其中起到了种子作用，通过其引力吸引，促使普通物质聚集，从而形成星系和星系团^[21]。宇宙微波背景辐射中的温度起伏正是这种早期密度波动的印记， Λ CDM 模型成功预测了这些起伏的特性，并与观测数据高度吻合^[22]。在中尺度和小尺度的研究中， Λ CDM 模型解释了星系旋转晕现象^[23]。根据 Λ CDM 模型，暗物质在星系中形成了一个广泛分布的晕，提供了额外的引力，这解释了为什么星系外围恒星的旋转速度比单靠可见物质预测的要高^[9]。星系旋转曲线的异常正是由于这种暗物质晕的存在。此外， Λ CDM 模型也与暗物质纤维 (dark matter fiber) 的概念密切相关。暗物质纤维是宇宙中大尺度结构的骨架，星系和星系团沿着这些暗物质纤维分布^[24]。这种分布模式在大规模数值模拟中得到了验证，并与实际观测到的星系分布一致^[25]。

总的来说， Λ CDM 模型提供了一个整体性的框架，将暗物质与多种天文学现象联系在一起，从宇宙微波背景辐射到星系旋转晕，再到宇宙大尺度结构的形成与演化。通过这一模型，我们能够深入理解暗物质在宇宙中的角色及其对各种天文现象的解释力。

表 1.1 基于 Λ CDM 模型的宇宙成分

成分	所占比例	描述
暗能量 (Λ)	约 70%	导致宇宙加速膨胀, 通常以宇宙常数 Λ 表示
冷暗物质 (CDM)	约 25%	不发光的物质, 通过引力作用影响宇宙结构形成
普通物质	约 5%	由原子构成的物质, 包括恒星、行星、星系和星际气体
辐射 (光子和中微子)	约 < 1%	光子和中微子组成的能量, 主要影响早期宇宙

1.1.3 中微子

中微子是宇宙中最轻且最难探测的粒子之一, 但它们在宇宙演化中扮演着重要角色。作为基本粒子之一, 中微子在宇宙大爆炸后不久就形成, 并对宇宙的早期和晚期阶段产生了深远的影响。在宇宙大爆炸的几秒钟后, 中微子就已经脱耦, 成为自由粒子, 开始独立于其他物质演化。这些早期的中微子构成了所谓的“宇宙中微子背景”(C ν B), 类似于宇宙微波背景辐射 (CMB), 只是中微子的温度更低。中微子在早期宇宙中的作用主要体现在它们对辐射密度的贡献上, 影响了宇宙微波背景辐射的各向异性以及宇宙的膨胀历史^[26]。尽管中微子质量极小, 但它们的总质量对宇宙大尺度结构的形成有重要影响。由于中微子的高速度, 它们能够“流出”引力势井, 从而抑制小尺度结构的形成。这种效应导致宇宙大尺度结构中, 中微子贡献的部分表现为抑制了小尺度的密度涨落, 使得我们在观测星系和星系团的分布时可以间接推断出中微子的质量^[27]。中微子的质量和数量可以通过宇宙学观测来限制。宇宙微波背景辐射的精确测量、重子声波振荡的观测以及星系团的形成过程等, 都对中微子质量的总和提供了上限。通过这些观测, 我们得知中微子的总质量小于 1 eV, 这对粒子物理学中的中微子振荡实验提供了重要的补充信息^[5]。中微子在暗物质和暗能量的研究中也起着间接作用。尽管中微子不能解释暗物质的全部现象, 但它们可能贡献了一部分热暗物质。中微子对宇宙膨胀速率的影响也帮助我们更好地理解暗能量的性质。通过研究中微子的贡献, 我们能够更加全面地了解宇宙的构成及其演化历史^[28]。总的来说, 中微子尽管质量轻微且难以探测, 但它们在宇宙演化的多个阶段中扮演了不可或缺的角色。从早期的辐射密度, 到晚期对大尺度结构的影响, 再到其在宇宙学参数测量中的应用, 中微子为我们揭示了宇宙更深层次的秘密。

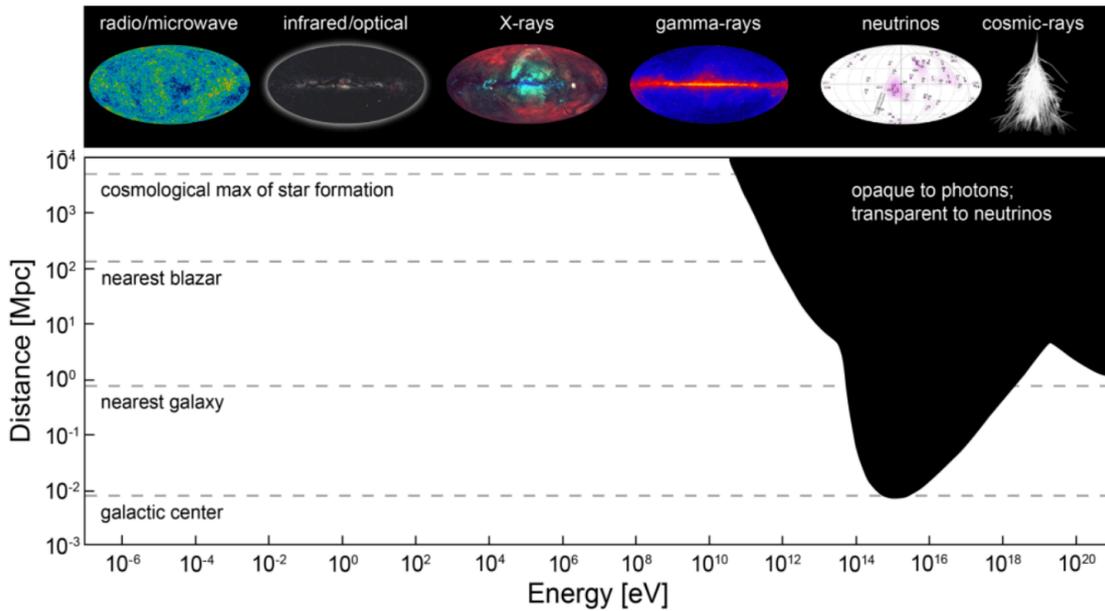


图 1.4 宇宙观测尺度、观测能量、观测目标、观测结果之间的关联。横坐标是光子能量，纵坐标是宇宙可见距离。特别地，在能量超过 10^{14}eV (100 TeV) 的极端宇宙中，由于与宇宙微波辐射相互作用，光子会发生电子对产生，导致光在宇宙中变得不透明。而中微子总是可以穿越宇宙的大部分时空，是研究高能天文现象的信使粒子。图片来自 IceCube 网站^[29]。

1.2 暗物质的本质

1.2.1 暗物质候选体

暗物质的本质是现代物理学中最重大的未解之谜之一。尽管我们已经通过引力效应推断出暗物质的存在，但其具体性质仍然未知。科学家们提出了多种具备实验动机暗物质候选体，按能标从小到大，包括轴子、类轴子粒子、WIMP 暗物质、原初黑洞等，如图1.5。

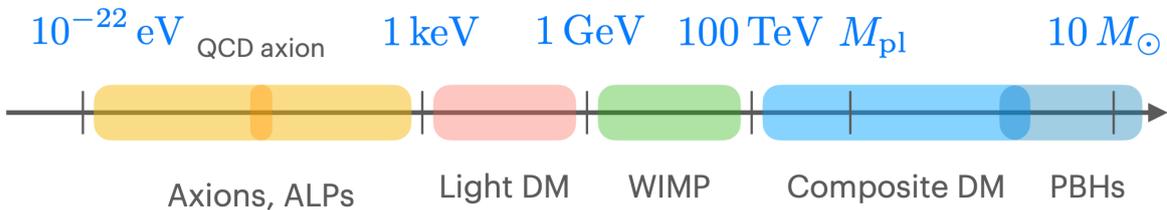


图 1.5 各种暗物质候选粒子的质量范围图。图中展示了从 10^{-22}eV 到数十太阳质量广泛的能量范围内从极轻到极重的暗物质候选体。包括轴子、类轴子粒子，轻暗物质，有弱相互作用的重暗物质，由复杂结构组成的复合暗物质，恒星质量尺度的原初黑洞。在能标的最左端和最右端，仍有各种暗物质理论存在的空间。

轴子是一种轻质量的标量粒子，最初是为了解决强相互作用中的 CP 问题而提出的。轴子可以通过与光子耦合而产生，并且在宇宙学尺度上表现为冷暗物质。轴子的质量非常轻，可以在 10^{-22} eV 至 10^3 eV 之间的能区（甚至更轻或更重的能区）分布，但由于其弱相互作用，轴子至今仍未被直接探测到^[30]。类轴子粒子（Axion-like Particles, ALPs）与轴子类似，但它们的质量和耦合常数不受强相互作用的限制。ALPs 广泛存在于超对称性和超弦理论中，被认为是暗物质的可能组成部分。ALPs 的质量范围广泛，可以在实验室通过光子-ALP 转换实验或天文观测中间接探测^[31]。轻暗物质候选者包括那些质量远低于典型的弱相互作用大质量粒子（WIMP）的粒子。这类粒子质量通常在 eV 到 GeV 之间，可能通过与标准模型粒子的极弱耦合而存在。轻暗物质的探测非常具有挑战性，科学家们正在通过低能量散射实验和天文观测来寻找其存在的证据^[32]。WIMP 是最具粒子物理与天文学动机的暗物质候选体之一。WIMP 具有与标准模型粒子类似的质量范围（通常为 GeV 到 TeV），并通过弱相互作用力与普通物质相互作用。WIMP 在早期宇宙中通过“冻结”机制被产生，其丰度与现今观测的暗物质密度相符。尽管已有多项实验尝试直接探测 WIMP，但至今仍未有确凿的发现^[33]。复合暗物质模型假设暗物质由基本粒子的复合态构成，类似于普通物质中的质子和中子。这样的复合暗物质可能包括暗强子或其他基于强耦合力的结构。复合暗物质模型提供了丰富的物理现象，如暗强子与普通物质的相互作用可以在大型粒子对撞机实验或宇宙射线观测中得到检验^[34]。原初黑洞（Primordial Black Holes, PBHs）是另一种非粒子的暗物质候选体。PBHs 是在早期宇宙中的高密度波动下形成的，是不需要星系演化形成的黑洞，质量范围可以从小于小行星到超大质量黑洞。PBHs 作为暗物质候选体的一个显著优点是它们可以解释宇宙中一些未解的天文现象，如引力波事件或超大质量黑洞的形成^[35]。

总之，各种暗物质候选体提供了不同的可能性来解释暗物质的本质。每一种候选者都具有独特的物理性质和探测方法，目前的研究仍在积极探索这些候选体的存在及其对宇宙学的影响。

1.2.2 弱相互作用大质量粒子（WIMP）

弱相互作用大质量粒子（Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs）是最有前景的暗物质候选者之一。WIMP 具有质量较大（通常在 GeV 到 TeV 范围内），并且通过弱相互作用与标准模型粒子相互作用。这种弱相互作用使得 WIMP 在早期宇宙中的热冻结过程中逐渐脱耦，从而遗留下来的丰度与现今观测到的暗物质密度一致。尽管 WIMP 的存在通过其引力效应得以推测，但至今为止，尚未有任何实验能够直

接探测到 WIMP^[36]。

WIMP 奇迹 (WIMP Miracle) 是指 WIMP 的热冻结机制与宇宙中暗物质密度之间的巧合。在早期宇宙中, WIMP 粒子通过弱相互作用与其他粒子保持平衡, 随着宇宙膨胀和冷却, WIMP 逐渐脱耦, 形成稳定的遗留粒子。计算表明, 这一过程中留下的 WIMP 数量与宇宙学观测所需的暗物质密度非常接近。这种巧合被称为“WIMP 奇迹”, 并成为支持 WIMP 作为暗物质候选者的重要理由之一^[37]。

弦论 (String Theory) 认为所有基本粒子是不同振动模式的一维弦, 并通过引入额外维度和超对称性 (Supersymmetry, SUSY) 形成了超弦理论, 从而解决了数学上的不一致性^[38-39]。弦论的不同版本通过 M 理论统一在 11 维的框架下, 而超对称性假设每个标准模型粒子都有超级伙伴粒子, 解释了希格斯质量的自然性问题^[40]。其中最轻的超对称粒子 (LSP) 是一种很好的弱相互作用大质量粒子 (WIMP) 暗物质候选者, 通过引力与标准模型粒子相互作用, 被认为可能构成宇宙中的暗物质^[36-37]。

WIMP 的存在可以通过多种途径进行探测。直接探测实验旨在观测 WIMP 与原子核的弹性散射事件, 通常通过低温探测器或液体氙探测器来实现。间接探测则尝试通过观测 WIMP 湮灭或衰变产生的高能粒子, 如伽马射线、多核子反物质或中微子等。此外, 大型粒子对撞机, 如 LHC, 也在尝试通过产生超对称粒子的方式间接探测 WIMP。然而, 迄今为止, 这些实验仍未取得确凿的证据, WIMP 的性质和存在仍然是一个开放的科学问题^[41]。

以上, WIMP 及其相关理论 (如超对称性) 为暗物质的研究提供了一个具有吸引力的框架。尽管目前还没有直接证据支持 WIMP 的存在, 但其理论基础和与宇宙学观测的一致性使得 WIMP 继续作为暗物质研究的一个重要方向。

1.2.3 中微子地板

中微子地板 (Neutrino Floor) 是暗物质直接探测实验中的一个重要概念, 指的是实验探测灵敏度的自然极限。随着探测器灵敏度的提高, 中微子与物质之间的相互作用会产生与暗物质相似的信号, 从而形成无法区分的背景噪声。宇宙中存在着多种中微子源, 包括太阳中微子、大气中微子、超新星遗留中微子背景 (SNB) 等。当这些中微子通过探测器时, 与探测器中的原子核发生相互作用, 产生核反冲事件。这些核反冲事件与预期的暗物质粒子 (如 WIMP) 产生的信号非常相似, 因此中微子背景成为暗物质直接探测实验的基本限制^[42]。

随着探测器灵敏度的进一步提高, 实验逐渐接近中微子地板。此时, 进一步提高灵敏度将不再显著增加对暗物质的探测能力, 因为中微子背景事件开始主导探测信

号。这种情况为暗物质探测设定了一个“底限”，即中微子地板。在这一水平上，暗物质与中微子的信号混合在一起，带来巨大的挑战^[43]。为突破中微子地板的限制，已提出多种策略。提高探测器的时间分辨率和空间分辨率，以精确测量中微子与暗物质之间的细微差异，是其中的一种方法。通过研究不同能量段和反冲谱的特征，区分暗物质信号和中微子信号，亦可有效。此外，使用不同的探测材料和组合探测器技术，亦可能有助于区分这些相互作用事件^[44]。

尽管中微子地板为暗物质探测设定了自然极限，它也提供了新的研究机会。未来实验中，中微子背景事件本身可用于研究中微子物理，同时继续探索暗物质的性质。随着探测技术的发展，更先进的技术手段有望开发，既能突破中微子地板的限制，又能深入了解中微子的特性^[45]。中微子地板为暗物质探测领域中的一个关键挑战，不仅代表了当前实验技术的极限，也为未来的物理研究提供了新的方向和目标。

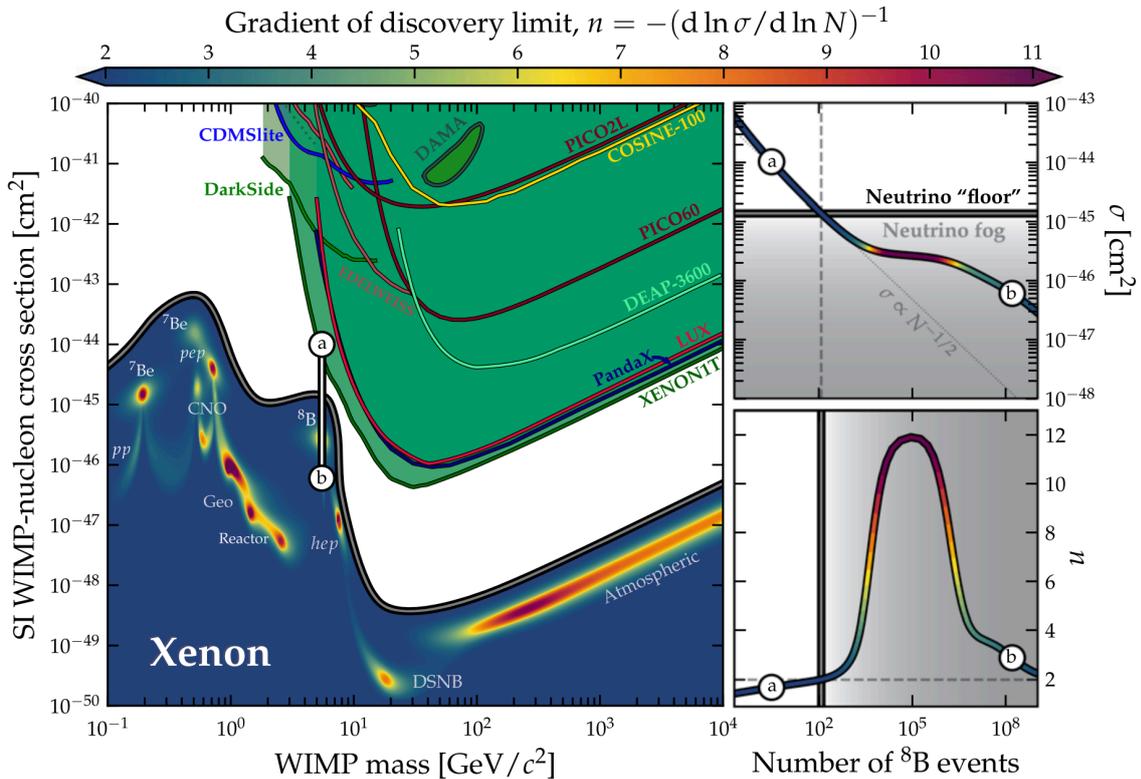


图 1.6 更准确定义的中微子地板^[43]。图片展示了到 XENON1T 时期的暗物质实验探测结果，宇宙中微子源，和搜索极限梯度 n 。中微子源包括太阳 pp 中微子，太阳 CNO 中微子，地壳中微子，地球大气中微子，超新星中微子等。同时以太阳 ^8B 中微子观测窗口为例，展示了中微子本底对暗物质探测的灵敏度影响。在流强和谱形确定的大量中微子本底下，暗物质探测实验仍然有可能取得更缓慢的灵敏度提升。

1.3 暗物质的探测

1.3.1 暗物质直接探测实验

暗物质的存在通过引力效应得到了广泛支持，但它的直接探测仍然是现代物理学的重大挑战。科学家们已经设计了多种实验来探测暗物质，这些实验大致可以分为三类：直接探测、间接探测和对撞机实验，如图1.7。

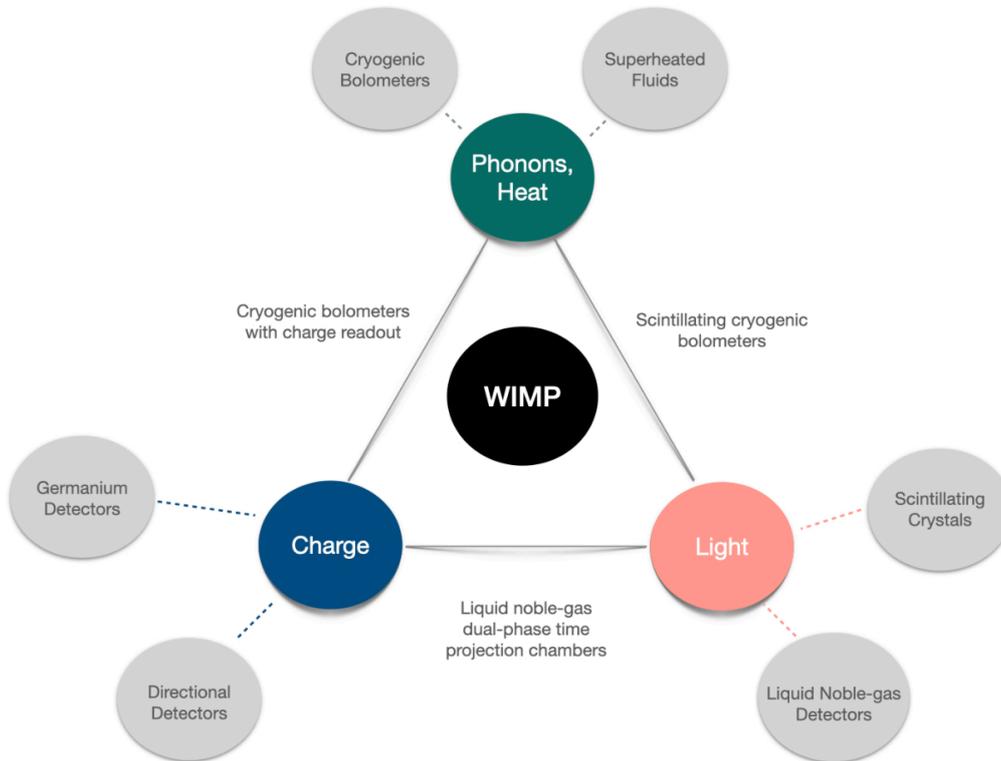


图 1.7 WIMP 暗物质的探测方式。基于与普通物质发生弱相互作用的假设，WIMP 可以在特定探测介质中产生热能、电荷、或光子，可以设计不同类型的探测器分别或者同时捕捉这些信号^[36]。

直接探测实验旨在探测暗物质粒子与普通物质之间的相互作用，通常是通过探测暗物质粒子与原子核的弹性散射事件。典型的直接探测实验使用低温探测器、液体氙探测器或超纯晶体探测器，如图1.7。这些实验位于地下深处，以屏蔽宇宙射线和其他背景噪声。例如，XENON^[46]、LUX^[47] 和 PandaX^[48]等实验都在使用液体氙作为目标物质，利用其对 WIMP 等暗物质候选者的高灵敏度^[49]。

间接探测实验试图通过探测暗物质粒子的湮灭或衰变产物来间接寻找暗物质的存在。这些产物可能包括高能伽马射线、反质子或中微子等。天文观测卫星如费米伽

马射线太空望远镜 (Fermi Gamma-ray Space Telescope) 和地面探测器如南极中微子观测站 (IceCube Neutrino Observatory) 等, 正通过观测银河系中心或其他暗物质密度高的区域来寻找这些信号^[50]。

对撞机实验通过高能粒子碰撞来探索暗物质的产生机制, 尤其是通过检测超对称性理论中的轻质量超对称粒子 (如 LSP)。大型强子对撞机 (LHC) 是当前最重要的对撞机实验之一, 它可以产生足够高的能量, 有可能创造出暗物质粒子。如果这些粒子与探测器中的物质发生相互作用, 或通过某些缺失能量信号间接探测到, 科学家就有可能确认暗物质的存在^[51]。

随着技术的发展, 未来的暗物质探测实验将进一步提高灵敏度和精确度。新一代的探测器将更加敏感, 能够探测到更低质量和更弱相互作用的暗物质粒子。此外, 多探测器合作和跨学科研究的增加将有助于更全面地理解暗物质的性质。未来的挑战还包括应对中微子底噪带来的限制, 以及探索更为广泛的暗物质候选者^[45]。

除了液氩实验之外, 科学家们还使用了其他类型的靶材料进行地下暗物质探测实验。这些实验利用氙、锗、氦等材料作为探测介质, 探索暗物质与普通物质之间可能的相互作用。每种靶材料都有其独特的物理特性, 使得这些实验能够在不同的暗物质质量范围和相互作用模式下进行精确探测。

氙 (Ar) 是一种惰性气体, 广泛用于暗物质探测实验中。氙探测器通常使用液态氙作为目标物质, 通过检测暗物质粒子与氙原子核之间的弹性散射事件来寻找暗物质信号。液态氙探测器的一个显著优势是其低本底噪声和优异的电子-核反冲区分能力。代表性的氙实验包括位于意大利 Gran Sasso 国家实验室的 DarkSide 和美国南达科他州 Sanford 地下研究设施的 DEAP-3600。氙实验在较大质量的暗物质候选者探测中具有竞争力, 并且具有较强的自屏蔽特性^[52]。

锗 (Ge) 是一种半导体材料, 在暗物质直接探测中具有极高的能量分辨率。锗探测器通常用于探测低质量暗物质候选者, 因为它们对低能核反冲事件的敏感性极高。锗探测器通过冷却至接近绝对零度以减少热噪声, 进而提高探测精度。主要的锗实验包括德国的 GERDA 和美国的 SuperCDMS 实验, 这些实验致力于探测 WIMP 及其他低质量暗物质粒子^[53]。

氦 (He) 作为探测介质在超低温条件下展现出独特的性质。超流氦-4 (He-4) 和液氦-3 (He-3) 探测器能够对极低质量的暗物质候选者进行探测, 尤其是在亚 GeV 质量范围内。氦探测器通过测量暗物质粒子与氦原子核的相互作用所引发的声波信号或光子发射来识别事件。虽然氦实验目前还处于发展阶段, 但它们在探索极低质量暗

物质方面显示出了巨大潜力^[54]。

除了上述靶材料，科学家们还在探索其他潜在的探测材料，如液态氖 (Ne)、超导体以及气态氙 (Kr)。这些材料各具特点，适用于不同的暗物质质量区间和探测方法。未来的地下实验将进一步结合多种靶材料的优点，推动暗物质探测进入新的高度。随着技术的不断进步和新探测手法的出现，科学家们有望在不久的将来直接探测到暗物质的存在^[49]。

以上，各种靶类型的地下实验为暗物质探测提供了多样化的途径。每种靶材料的独特特性使得这些实验能够在不同的参数空间内对暗物质进行精确探测，从而为解开宇宙中最深奥的谜团之一提供了强有力的工具。

表 1.2 一些典型的暗物质探测实验^[55]

实验	类型
CDMS	Ge
CRESST	CaWO ₄
DarkSide	TPC Ar
XMASS	Single-Phase Xe
XENON	TPC Xe
LUX	TPC Xe
PandaX	TPC Xe

1.3.2 深地液氙实验

深地液氙实验是目前探测暗物质最前沿的技术之一。这些实验利用液态氙作为探测介质，并将探测器放置在地下，以最大程度地减少宇宙射线和环境辐射的干扰。这种设计使得液氙实验在探测弱相互作用大质量粒子 (WIMP) 等暗物质候选者方面具有极高的灵敏度。

液氙探测器通过测量暗物质粒子与氙原子核之间的弹性散射事件来进行探测。当暗物质粒子与氙核发生碰撞时，会产生核反冲，这些反冲会激发液氙并产生两种信号：一个是初级闪烁光 (S1)，另一个是电离电子在电场作用下漂移并在气相氙中产生的电离光 (S2)。通过精确测量这两种信号，科学家可以重建事件的位置和能量，从而识别出可能的暗物质信号^[56]。

为了屏蔽宇宙射线和其他高能粒子的干扰，液氙探测器通常放置在地下实验室中。例如，XENONnT 实验位于意大利的 Gran Sasso 国家实验室 (LNGS) 地下约 1400 米处；LUX-ZEPLIN (LZ) 实验位于美国南达科他州的 Sanford 地下研究设施 (SURF)

地下约 1500 米处。地下环境可以显著减少来自宇宙射线的背景噪声，从而提高探测器的灵敏度^[57]。

液氙探测器具有多项独特优势，使其成为暗物质直接探测的理想选择。首先，液氙的高密度和高原子序数 (Z) 使其对 WIMP 等暗物质粒子的探测截面较大。其次，液氙的自洁能力极强，能够通过蒸发和再凝结去除大部分杂质，从而降低本底噪声。最后，二相氙时间投影室具备独特的核反冲信号和电子反冲本底鉴别能力，进一步提高暗物质探测的精度^[58]。

随着技术的进步和实验规模的扩大，地下液氙实验将继续在暗物质探测领域发挥重要作用。新一代的液氙探测器如 XENONnT 和 LZ，将进一步提升探测灵敏度，探索更广泛的暗物质参数空间。此外，这些实验还可能通过中微子探测等副产物，为基础物理研究提供新的洞见。未来，液氙实验有望在暗物质直接探测领域取得突破性进展^[55]。

以上，地下液氙实验是暗物质研究的前沿工具，其先进的探测技术和地下的实验环境为科学家提供了强大的手段来探索宇宙中最神秘的成分之一——暗物质。

1.3.3 PandaX 实验

PandaX (Particle AND Astrophysical Xenon experiment) 实验是中国锦屏地下实验室 (China Jinping Underground Laboratory, CJPL) 进行的一项大规模暗物质直接探测实验。该实验采用液态氙作为探测介质，旨在探测弱相互作用大质量粒子 (WIMP) 及其他暗物质候选者。

1.3.3.1 中国锦屏地下实验室

中国锦屏地下实验室 (China JinPing Underground Laboratory, CJPL) 是世界上最大最深的地下实验室，位于四川省锦屏山隧道的中心，隧道全长约 17.5 公里，隧道纵深约 2400 米的岩石覆盖，具有 6700 米等效水深 (meter water equivalent, m.w.e.)。深度和地理位置决定了 CJPL 的极低宇宙线背景 (仅为地面宇宙线通量的约百万分之一)，使得它在全球深地下实验中处于领先地位。实验室的总面积超过 10000 平方米，分为多个实验大厅，提供了多个深地下实验大厅，能够支持多个大规模物理实验的同时进行。其设计目标是支持多吨级、甚至十吨级的液氙或液氙探测器，用于暗物质、中微子等领域的研究。

CJPL 目前支持多个重要的暗物质和中微子探测实验。其中最著名的是 PandaX (Particle and Astrophysical Xenon Experiment) 实验，该实验使用液氙探测器直接探测弱

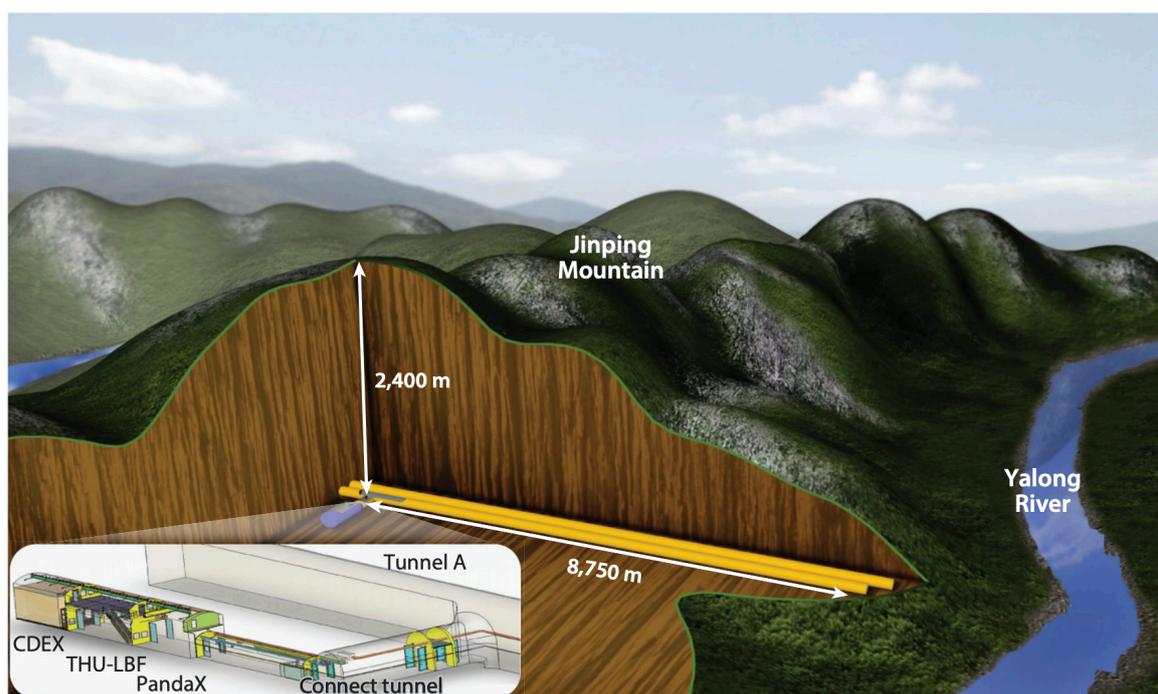


图 1.8 锦屏地下实验室的示意图。地下实验室建设于 2.4 公里的岩体下，位于雅砻江流域水电站的交通隧道中，是世界上最深最大的地下实验室^[59]。

相互作用大质量粒子 (WIMP) 暗物质^[60]。CDEX (China Dark Matter Experiment) 实验使用高纯锗探测器探索低质量暗物质粒子的存在^[61]。锦屏中微子实验 (Jinping Neutrino Experiment) 有潜力通过液体闪烁体确定中微子性质^[62]。JUNA (Jinping Underground Nuclear Astrophysics Experiment, 锦屏地下核天体物理实验) 的主要目标是研究宇宙中元素形成的核反应过程，使用低本底重离子加速器探测与核天体过程密切相关的相互作用界面^[63]。这些实验的开展使得 CJPL 在国际暗物质研究中占据了重要位置。

CJPL 的独特地理位置使得实验室内的宇宙射线背景极低，这对于暗物质和中微子实验至关重要。实验室内的辐射本底水平也经过了精心的控制，通过使用低放射性材料和精密的屏蔽措施，进一步降低了探测器所受的噪声干扰。这种极低的背景噪声环境使得 CJPL 成为进行极高灵敏度探测实验的理想场所。随着 CJPL 的扩展和技术的进步，未来实验室将容纳更多的国际合作项目，进一步推动基础物理研究的发展。CJPL 将持续支持暗物质直接探测、中微子物理、无中微子双 β 衰变探测、低能核物理等领域的研究，建成全球领先的地下实验平台。

1.3.3.2 PandaX 实验

PandaX 实验自 2012 年启动，经过了 PandaX-I^[64]，PandaX-II^[65]，PandaX-4T^[66] 三代实验升级，并将在未来建设数十吨级液氙探测器 PandaX-xT^[48]。实验的主要探测器为双相液氙时间投影室（TPC），通过测量暗物质粒子与氙原子核之间的弹性散射事件来识别暗物质信号。PandaX 实验探测器具备高灵敏度，能够有效区分核反冲信号与背景电子反冲信号，从而提升了暗物质探测的精度。

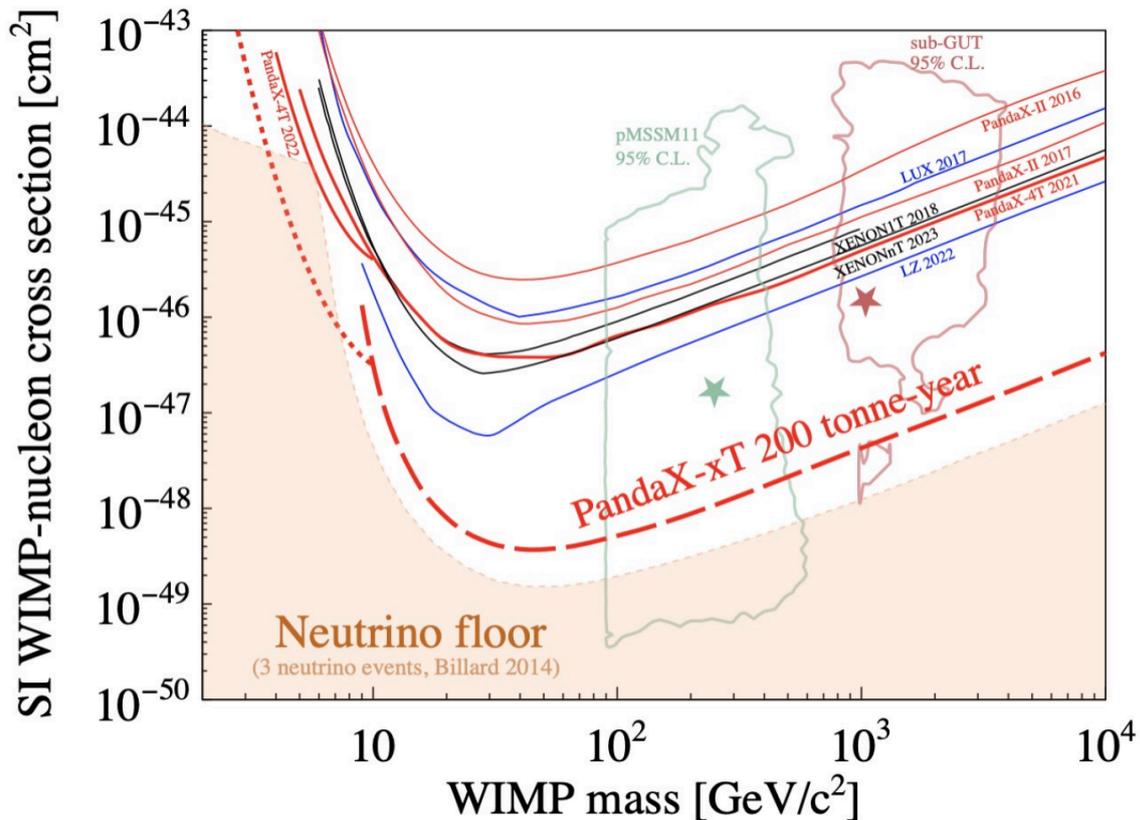


图 1.9 PandaX-xT 实验在 200 吨-年曝光量下的预期灵敏度^[48]。该灵敏度基于保守的探测性能假设，包括与暗物质实验 PandaX-II 和 PandaX-4T 相似的本底水平，核反冲分辨能力，和探测效率。同时基于 PandaX-4T 太阳 B-8 中微子探测灵敏度，估计了对低质量暗物质的探测灵敏度。同时展示了到 LZ 首个结果为止的代表性暗物质探测结果^[67]。图片还标出了一些超对称模型的感兴趣区间和最优点，以及 Billard 2014 计算的中微子地板^[42]。

PandaX 实验按阶段开展。PandaX-I 阶段使用 120 千克液氙，成功实施了一系列暗物质探测。PandaX-II 阶段将液氙总量提升至 580 千克，探测灵敏度显著提高。在 PandaX-4T 阶段，液氙总量进一步增加至 5.6 吨，使其成为全球灵敏度最高的暗物质探测实验之一。PandaX-4T 也是世界上运行的首个多吨级液氙实验^[66]。

PandaX-4T 的全面运行将在未来数年内进一步提升探测灵敏度，探索更低截面和更广泛质量范围的暗物质候选者。未来的 PandaX 实验计划与其他国际实验合作，数据和技术共享将促进全球暗物质研究的发展。PandaX 还在中微子物理^[68]、无中微子双 β 衰变^[69]、中微子天文学^[70]等领域进行了探索。

PandaX-xT 实验是 PandaX 实验的扩展项目，旨在进一步提升暗物质直接探测的灵敏度，并探索更广泛的物理现象^[48]。采用更大规模的探测器和更先进的技术，提升暗物质粒子的探测灵敏度。探测器场笼将扩大到两米以上，并配备更大的内外罐真空系统。液氙总量将进一步增加至数十吨，以提高信号统计量。探测器的读出电子学和数据处理系统将升级，在 1 ns 采样率和 1 GB 带宽下，并潜在地可能使用冷电子学系统减小信号传播延迟，增强核反冲和电子反冲信号的 S1 时间分辨率。将进一步优化光电倍增管设计或硅光电管设计，使用先进低本底材料制造光电倍增管、场笼、内外罐、制冷循环系统，进一步降低氩氙本底。在保守的探测效率和本底水平假设下，200 吨年曝光量下的灵敏度如图 1.9。

通过探索更广泛的暗物质参数空间，PandaX-xT 可能识别出当前尚未探测到的暗物质粒子，为理解暗物质的本质提供新的见解。PandaX-xT 在太阳中微子、超新星中微子、无中微子双 β 衰变等领域的研究也将对本领域产生重要影响。随着 PandaX-xT 实验的推进，未来会进一步整合全球资源，开展多学科、多机构的国际合作，与其他暗物质探测实验协同工作，PandaX-xT 有望在暗物质研究的前沿领域取得显著进展。实验数据的积累和技术的提升将为新一代探测器的设计和建设提供经验，推动未来暗物质探测技术的发展。PandaX-xT 实验不仅是对 PandaX 实验的继承与扩展，亦是中国在暗物质研究领域的一次关键创新。通过更大规模的实验设备和更先进的探测技术，将进一步深化对暗物质这一宇宙中最神秘成分之一的理解。

第 2 章 PandaX-4T 探测器硬件

PandaX-4T 探测器是世界首个多吨级液氙探测器，使用高度 1185 mm 和直径 1185 mm 的场笼，利用总量 5.6 吨液氙进行暗物质探测。相比之下，PandaX-II 的液氙总量是 1.1 吨。为此，需要对探测器各模块进行技术升级。PandaX-4T 探测器的探测单元包括时间投影室、场笼、光电倍增管、电子学系统，在多电极系统维持的高压电场下观测液氙反冲闪光和放电，利用 R11410 滨松光电管探测光信号，被无触发电子学系统记录，如图 2.1。探测靶材，也就是液氙，作为低温液态惰性气体，会均匀地填满探测器，因此需要一套独特的维持系统，以保证液氙在稳定的温度、压力、密度、液位、纯度下运行。这需要内外罐真空系统，制冷系统，循环提纯系统，氙气存储系统，氙气灌注回收系统，精馏系统。除了这些以外，还需要多种放射源对探测器进行不同能区不同特征的标定，开发 ^{220}Rn ， $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ，DD 等多种标定技术。为了进一步降低本底，PandaX-4T 还设计了纯水屏蔽系统，防氩新风系统，为此还需要全套基坑、水罐、钢平台、纯水装置、除氩新风系统。为了将这些设备安全可靠地结合起来，需要符合工业设计、安全设计、系统设计的要求。

2.1 探测器设计

PandaX-4T 探测器的探测单元包括时间投影室、场笼、光电倍增管、电子学系统，在多电极系统维持的高压电场下观测液氙反冲闪光和放电，利用 R11410 滨松光电管探测光信号，被无触发电子学系统记录。这个过程需要设计运行稳定的场笼，包括阴极、门电极、阳极，克服液氙实验常常出现的场笼打火故障。测试并使用数百只光电管，监控暗噪声和单光子增益。设计高带宽低阈值电子学系统，尽可能在硬件上提高探测效率和时间分辨率。

2.1.1 场笼

PandaX-4T 探测器的几何设计在暗物质探测中起着关键作用。探测器的核心是一个圆柱形的液氙时间投影室 (TPC)，其直径和高度均为 1185 mm。这个精确设计的场笼由 24 块高反射性的聚四氟乙烯 (PTFE) 板构成，确保了液氙内部的电场均匀性，并最大化了光收集效率，从而提高了探测的灵敏度。

整个探测器内罐中液氙总量为 5.6 吨，其中时间投影室内有 3.7 吨液氙，称为灵

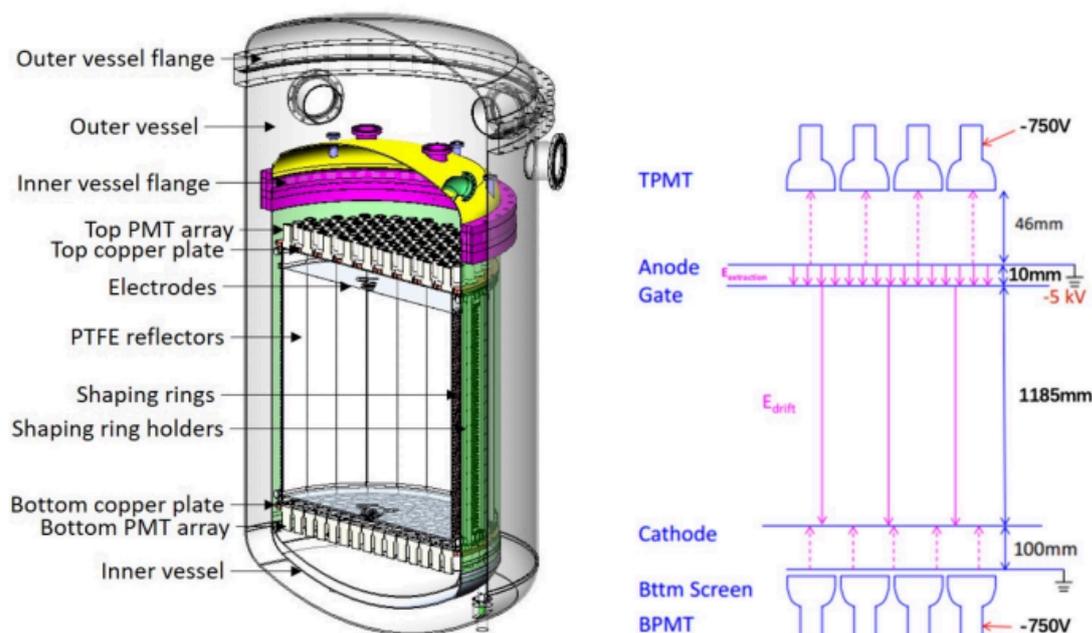


图 2.1 PandaX-4T 探测器的时间投影室设计。左图是外罐、内罐、时间投影室的剖面图，包括内外罐法兰，上下铜板，上下光电管，电极，整形环，反射板，和支撑结构。右图是时间投影室的电场配置、液位配置和光电管外壳负高压配置。

敏体积，这部分体积内的散射事例能被探测器完整记录。排除掉时间投影室边缘受外部辐射、边缘电场均匀性效应、边缘位置重建引起的本底较高的区域（约为门电极以下 56mm，阴极以上 56mm，侧面 77mm，和靠近边缘的额外区域）进一步定义有效暗物质探测区域，这个体积称为基准体积（Fiducial Volume, FV），其质量约为 2.67 吨，

此外，为了确保液氙的纯净度和维持低本底环境，PandaX-4T 的液氙被置于一个双层不锈钢低本底材料的冷却容器中。这个容器被安装在一个直径 10 米、深度 13 米的超纯水屏蔽罐的中央。该设计使得探测器在深地下环境中进一步减少了宇宙射线和其他背景辐射的干扰，确保了暗物质搜索的高灵敏度。

2.1.2 光电倍增管

在 PandaX-4T 探测器中，光电倍增管（PMTs）和电子学系统共同构成了探测器的核心读出与数据处理链条。与 PandaX-II 相同的三英寸光电管 R11410 在本实验中使用，光电管后端电容板读出系统由我们独立设计，以优化读出模式，同时降低电阻电容元件、电路板、焊接材料焊锡的放射性影响。光电倍增管作为光子探测的前端设备，其主要作用是将液氙中发生的核反冲事件产生的微弱光信号（通常称为 S1 和 S2 信号）转换为可检测的电信号。这些光信号源自液氙原子在能量沉积后发出的闪烁光

(S1)，以及电离电子在液氙气相中电致发光产生的光子 (S2)。PandaX-4T 探测器顶部配有 169 个光电倍增管，底部配有 199 个，这些光电倍增管负责接收并放大这些微弱的光信号。

光电倍增管的工作原理基于光电效应。当一个光子打到光电倍增管的光电阴极时，会产生一个光电子。这个光电子在内部电场的加速下撞击到第一级倍增电极（通常称为“打拿极”），产生更多的二次电子。这个过程在多级倍增电极中重复多次，最终产生一个强大的电流脉冲。每个光电倍增管能够将单个光子事件放大成可以被后续电子学系统处理的电信号。在 PandaX-4T 中，顶部光电倍增管的平均增益为 5.5×10^6 ，而底部光电倍增管的增益约为 2.3×10^6 ，这些增益是通过定期校准来维持的。顶部光电管七层环形排列，以最小化位置重建误差。底部光电管六方最密排列，以最大化有效探测面积，提高对 S1-S2 信号的探测能力。

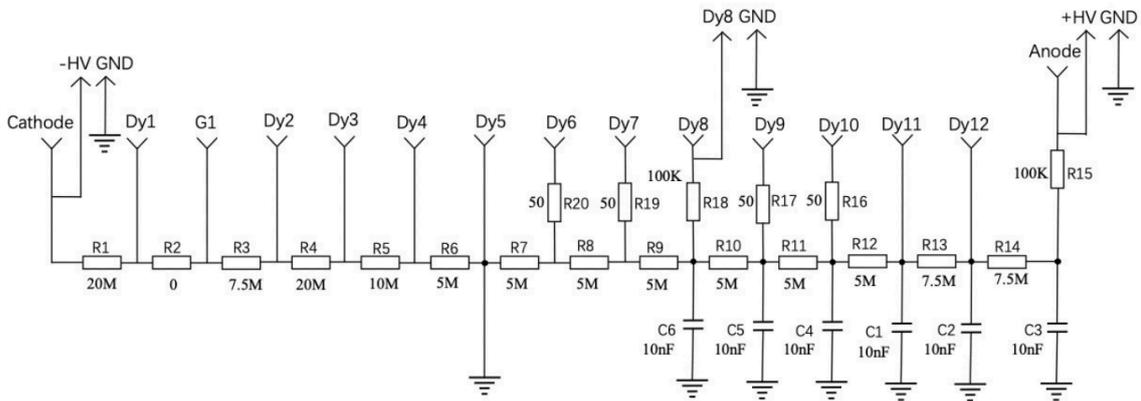


图 2.2 PandaX-4T 光电管的读出系统配置。经过多级电阻电容系统对光电信号进行放大，在电阻 R15 后对信号进行读出。此外，在打拿极 8(Dynode 8, Dy8) 后可以额外读出，避免饱和效应的影响，对高能量信号具备潜在的分析优势。

2.1.3 电子学系统

从光电倍增管输出的电信号被传输到低噪声线性前置放大器（前放）进行信号的初步放大。不同于传统放大器，这些前放特别设计用于保留信号的线性特性和低噪声性能，从而确保信号的精确性。顶部 PMTs 的信号放大倍数设置为 1.5，而底部 PMTs 的放大倍数为 5，这一设计选择基于探测器的几何结构和光收集需求，以确保上下两端信号的均匀性。

经过放大的电信号接下来被送入飞行时间-模数转换器（FADC）系统。CAEN V1725B FADC 模块以 250 MHz 采样率对信号进行数字化处理^[71]，如图2.3，并以

0.122 mV 的分辨率记录下每一个电信号的振幅。FADC 的高采样率确保了能够精确捕捉到来自事件的所有细微信号波形细节，特别是对于快速变化的 S1 和 S2 信号，这对于精确的时间和位置重建至关重要。

一旦信号被数字化，它们通过光纤传输到数据采集系统 (Data AcQuisition, DAQ) 中。在 DAQ 中，信号通过复杂的软件算法进行实时触发和处理。触发系统用于筛选出可能的物理事件，剔除噪声和无关信号，确保只记录高质量的数据。触发后的信号进一步通过离线重建软件进行处理，这些软件利用光电倍增管阵列的信号分布，重建出每个事件的三维顶点位置，通常精度可以达到亚厘米级别。整个光电倍增管到电子学系统的链条设计高度集成和优化，确保了 PandaX-4T 探测器能够以极高的灵敏度进行暗物质搜索和其他稀有事件的探测。设计了 Slow Control, Run Query Page 和 DAQ Page 进行实时远程数据监控和取数操作。

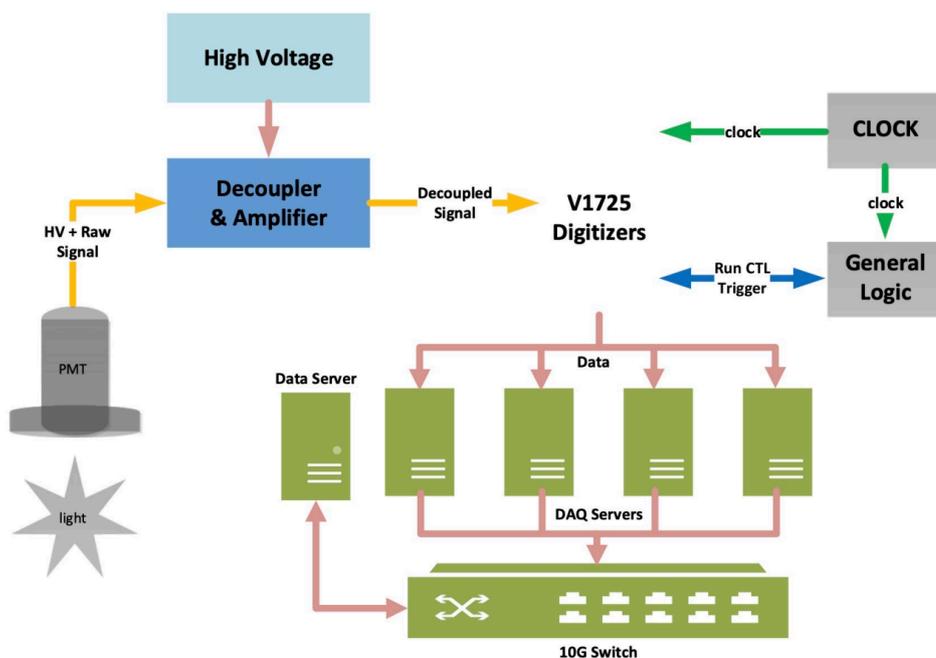


图 2.3 PandaX-4T 读出电子学和 DAQ 的配置^[71]。光电管的高压源信号和物理信号耦合在一起，经过自研反耦合器和放大器，将物理信号分解，并传输到 CAEN V1725 电子板转换为数字信号。数字信号和外加时钟信号一起实时提供到锦屏的 DAQ 服务器，经过交换机传输到成都的服务器。

2.1.3.1 氙气控制

在氙暗物质实验中，实验的核心和最具挑战性的部分在于对氙的精确控制，特别是在气态、液态和固态之间的相变过程中 (图2.4)。这些相变必须得到正确的执行，以确保实验的顺利进行和结果的准确性。氙的一个显著优势在于其高密度，大约为 3

克每立方厘米，同时氙还具备优秀的自屏蔽性能，这使其在暗物质探测中具有独特的灵敏度。然而，正是这些优越的性质也使得氙在实验中的使用变得极为复杂。

在氙的使用过程中，虽然技术原理本身并不复杂，可以通过小型储罐、制冷机、液氮冷阱系统来展示其可行性，但在实际应用中，尤其是在大规模实验和严格的安全、可控性以及监控要求下，系统的复杂性急剧增加。要实现这些要求，需要遵循工业设计的原则，实现复杂系统的设计与管理。

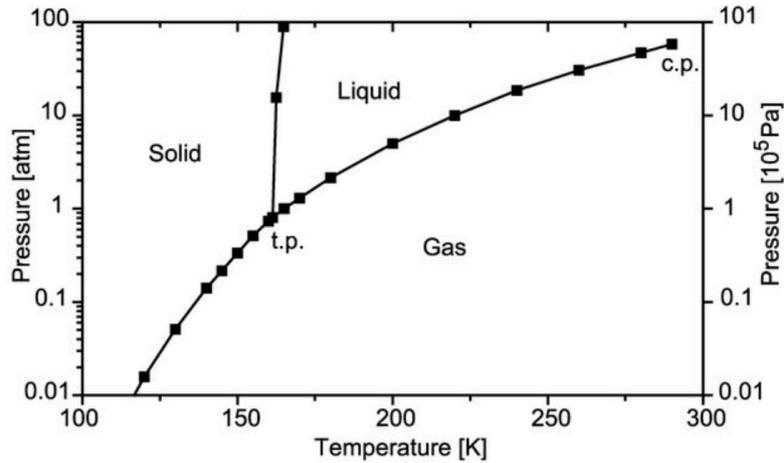


图 2.4 氙的相图^[72]。氙的三相点 (triple point, t.p.) 是 161.4 K, 81.8 kPa (0.82 bar), 此时液氙密度为 3.1 g/cm³, 固氙密度为 3.4 g/cm³。气液二相氙时间投影室工作在气液线 (Vaporization line) 上, 在内罐中调整运行温度, 可以控制密度, 同时控制气液比例, 从而调节内罐液面高度。经过循环流速和探测器工况联合优化, PandaX-4T 的运行点确定为气液线上 $O = (T = 178 \text{ K}, P = 1.2 \text{ barg} (2.2 \text{ bar 绝对压力}), \rho = 2.85 \text{ g/cm}^3)$ 。

给定体积时, 曝光量与液氙密度成正比。原则上给定体积内, 应该降低液氙温度, 提高液氙密度, 以最大化探测能力。但这样并不安全, 因为三相点附近缺乏缓冲热容。当压力突然出现扰动时, 比如外真空突然泄漏时, 漏热量增大, 压力会迅速上升, 引起相变。当相变发生时, 氙不均匀地从液态转化为固态, 改变探测器内应力分布, 损毁探测元件。实际运行中, 考虑到循环泵的工作能力, 以及循环流速与打火的潜在联系, 将运行工况优化为 $T = 178 \text{ K}, P = 1.2 \text{ barg} (2.2 \text{ bar}), \rho = 2.85 \text{ g/cm}^3$ 。

虽然控制氙进行粒子探测可以在实验室通过小型桌面实验、液氙储罐、小制冷机、冷阱系统进行实现, 但当实验规模扩大并且需要遵循严格的安全规范、可控性规则和监控要求时, 整个系统的复杂性显著增加。在这种情况下, 实验系统需要遵循类似于工业设计中的复杂系统管理原则, 以确保其在实际应用中的可靠性和稳定性。

在氙暗物质实验中, 氙气通常通过空气压缩分离后储存在超高压气瓶中, 此时的

氙处于超临界状态。虽然氙在此状态下表现为气态，但其特性类似于高压气体。为了将超临界氙气引入实验装置，首先需要将其从超临界状态释放到常压的气态氙，然后通过制冷管道将其引导至探测器中。在进入探测器之前，必须确保氙气尽可能致密，以提高其探测效能。然而，在这一过程中必须非常小心，以避免氙气在液态时发生固化。如果氙气在液态时局部凝固，生成的小固体可能导致探测器内应力分布不均，从而损坏探测器的关键组件，例如光电倍增管。此外，由于氙气在探测器内运行时接近三相点，对于双相氙探测器而言，必须在三相点附近维持温度的稳定性。即便如此，这还不足以满足实验需求，因为氙气还需要进行高度纯化。只有当氙气中的杂质（如水、氮气和氧气）被充分去除后，光子和电子才能在氙中有效传播，从而使氙能够作为闪烁体和电离体发挥作用。

理解探测器内压力的变化对于氙暗物质实验至关重要。当探测器突然失压时，可能会导致氙从液相突然转变为固相，这种相变可能引发系统内的应力不均，进而影响探测器的正常运行。此外，如果循环系统内的压力过高，可能会改变实验工况，影响实验结果。而在泵的前后端产生过大的压差时，也可能导致探测器内压力的意外增加。这些复杂的过程之间存在耦合关系，只有通过实际调试和运行探测器，才能充分理解这些耦合效应。

2.2 低温系统

PandaX-4T 使用 5.6 吨液氙作为靶材搜索一系列暗物质候选体。为这个大型探测器设计了一个低温和氙处理系统，以实现液化和净化。下文中我们将会报告低温和气体处理系统的调试结果。三个协作冷头在 178 K 温度下达到了 580 W 的最大冷却功率。通过辅助液氮冷却，填充速率可以达到约 700 kg/天。通过液氮的平均回收速率约为 440 kg/天。两条循环回路的总净化速度最高可达 155 SLPM (Standard Liter Per Minute, 每分钟流过的标准体积)。每个回路都使用了一个大型换热器，其测得的换热效率为 $97.5 \pm 0.5\%$ 。

2.2.1 制冷循环系统

支撑结构

图2.6展示了探测器容器及其支持基础设施的布局。关键要素包括放置在超纯水箱中的探测器容器、冷却总线、氙在线净化系统、水下换热器和氙储存装置。为了抑制探测器的本底，水箱（直径 10 米；高度 13.5 米）建在一个大型干燥池坑中，作为

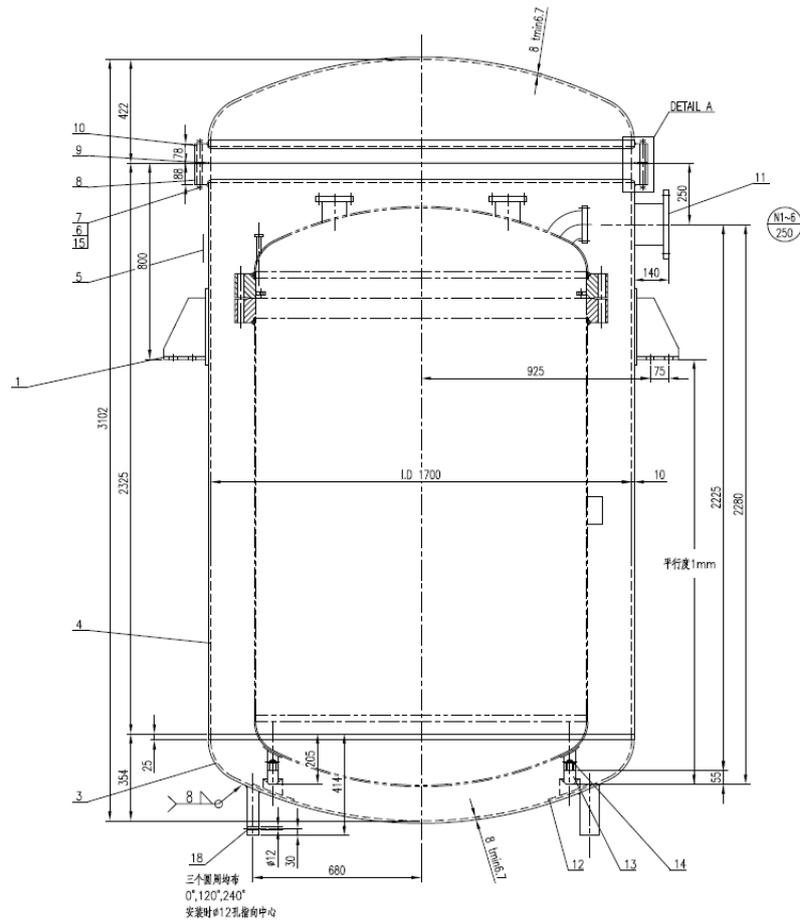


图 2.5 PandaX-4T 的氦低温容器设计^[73]。外罐内直径为 1700 mm，内罐内直径为 1360 mm，时间投影室直径为 1185 mm。外罐全高为 3102 mm，内罐全高为 2280 mm。内罐底部有三个可调高度的机械触点连接到外罐。内外罐之间的真空可以绝热和屏蔽氦气。内外罐之间的缝隙用于放置标定管道，和多层绝热纸绝热层。有弧度的圆柱形是不锈钢高压容器应力设计。实际加工存在焊接误差。

水屏蔽。水箱可以容纳约 900 吨的水。探测器容器（外层和内层）放置在水箱的中心，距离实验室地板约 7 米。带有 10 层铝化 Mylar 箔的低温容器（表面积：13 平方米）由三个 Torlon 脚支撑，放置在外容器内。探测器容器由辐射纯净的不锈钢制成。

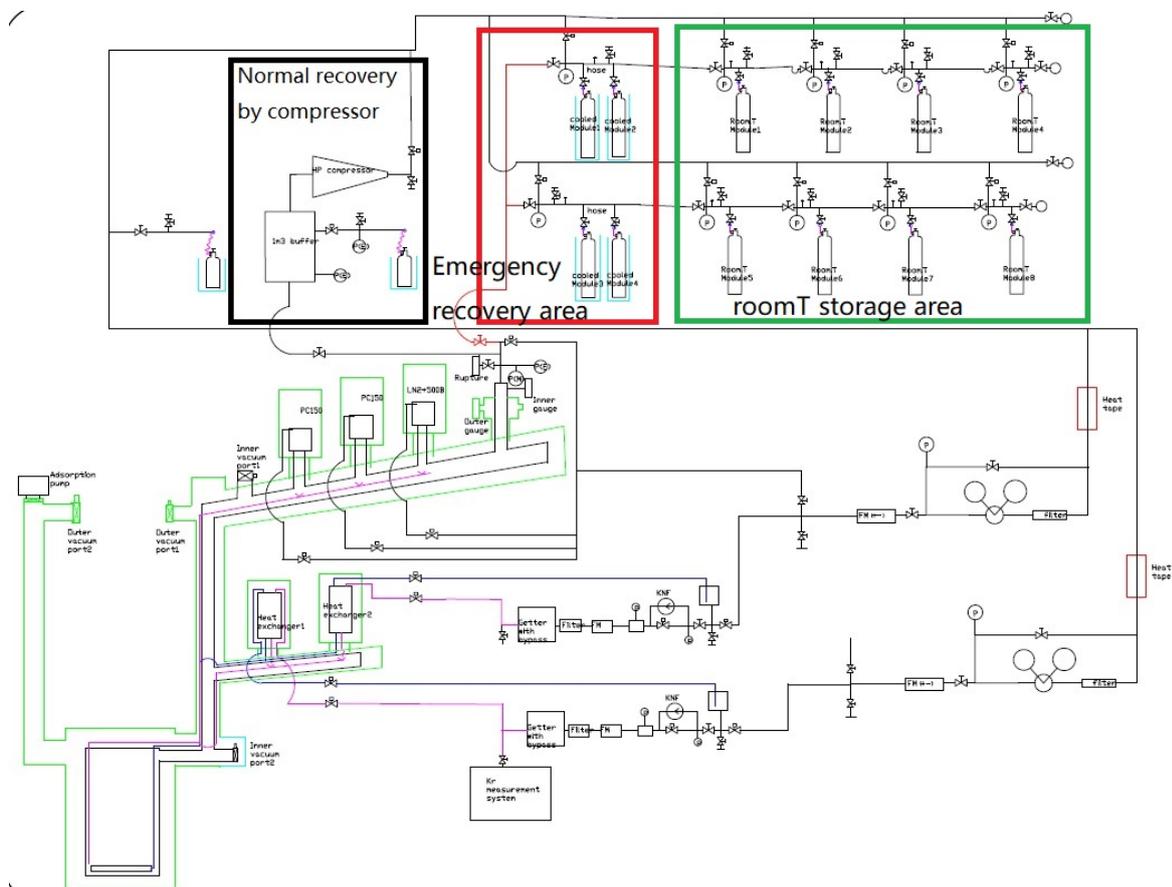


图 2.6 PandaX-4T 探测器、氙低温容器、真空系统、制冷机、换热器、循环提纯系统、氙气存储系统、快速回收系统的整体布局^[74]。

氙存储和紧急回收系统

氙室温储存系统距离探测器运行区域约 20 米。氙储存系统主要由 128 个气瓶（每个 40 升）、D200-Brass 气瓶阀（ROTAREX，卢森堡）、歧管和包装组成。每个包装有 16 个气瓶相互连接。在填充氙之前，必须对每个包装进行漏气检查和真空泵浦。包装存放在一个钢平台的二楼的气体室内。每个包装都有一个控制面板，通过该面板，所有包装相互连接。面板上有一个压力传感器、一个爆破片、一个高压波纹管、一些手动阀门和一个高压气动阀，方便将一个包装从整个气体系统中断开或连接。气动阀用于远程操作，手动阀则用于正常和紧急情况下。此外，它们的环境温度和气体压力由慢速监控系统监控和记录。

紧急回收系统由液氮 (LN₂) 操作, 位于钢平台的一楼。如果需要回收氙气, 可以手动启动该系统。四组 4 个气瓶装在一个预制的包装中, 可以用起重机搬运。每个气瓶 (40 升) 都使用了一个用于超高纯度气体应用的钢气瓶阀 D304 (ROTAREX, 卢森堡) 密封, 这与储存气瓶使用的阀门不同。气瓶出口阀连接为 DISS 718 型, 类似于 VCR 的接头, 能够实现全金属密封。包装中的气瓶通过不锈钢歧管连接, 歧管与 DISS 接头配合使用。每个包装都有一个控制面板, 类似于储存系统的面板。其关键参数也被监控和记录。这四个包装中的冷冻氙可以通过加热使其回升到储存气瓶中, 这是回收大量氙气的方法。因此, 6 吨氙气可以连续回收, 每次通过保持两个包装在 LN₂ 中, 另两个在室温中交替进行。



图 2.7 PandaX-4T 的氙气室温存储系统 (左) 和液氮低温回收系统 (右)。室温系统使用 8 组地秤, 每组放置 16 个气瓶。低温系统使用 4 组杜瓦, 每组放置 4 个气瓶。系统配备温度计、压力计、气动阀、电磁阀、手动阀。使用 Messier 气瓶, 标称容积为 50 L, 可以容纳 40 kg 高压氙。

多冷头制冷总线

由于 PandaX-4T 探测器位于水箱中央, 低温设备必须通过长管道穿过水屏蔽与探测器容器连接。冷却总线和循环装置位于实验室地板上, 便于维护。

选择了一个直径 100 mm 的气体管道, 带有真空绝缘外套, 用于在内容器和冷却总线之间运输气体, 它也是内室在填充氙之前的真空泵浦线。由冷头液化的氙气可以通过一个独立的同心 16 mm 直径的管道返回。由于重力作用, 该液氙管道安装在冷却总线上, 倾斜 5°, 然后在连接的垂直部分中通过气体管道单独进入内容器。它们被封闭在一个直径 250 mm 的真空管中, 外壁覆盖有铝化 Mylar 箔, 以最大程度地减

少外部热泄漏。对于连接到探测器容器的所有装置，在水屏蔽中选择了 L 形管道。

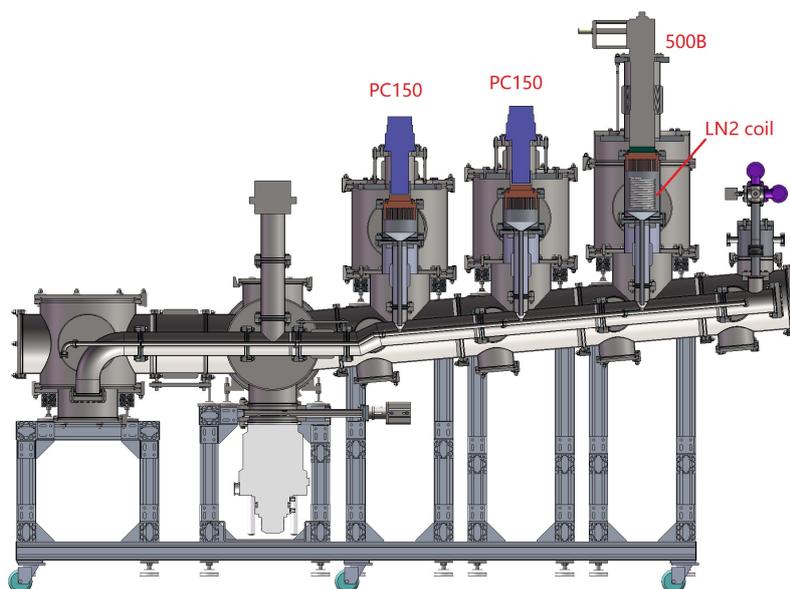


图 2.8 PandaX-4T 探测器的制冷总线^[74]。PC150, PT90, 和 500B 三台制冷机并联放置，是整个系统的唯一冷源。三台制冷机的温度压力略有不同，通过调整各自冷头工作温度，达到等权重的功率分配。PC150 左侧配备液氮盘管冷却系统。RDK500B 右侧的耦合管道可以同时连接到循环系统、精馏系统、回收系统、存储系统。

图2.8展示了实验室中组装的冷却总线，配有三个冷头（单级 Gifford McMahon (GM) RDK-500B(住友重机械，日本)、脉冲管制冷机 (PTR) PT-90(Cryomech，美国)、脉冲管制冷机 PC-150 (JEC，日本))。冷却总线上所有冷却塔的长度和角度相同，可以配备不同的冷头。冷头的冷却功率通过安装在氦气室顶部的无氧高导电率 (OFHC) 铜制冷指传递给氦气。冷指上加工的散热片增加了液化氦气的表面积。冷凝在冷指上的液氦滴落到一个漏斗中，引导它们进入中央液体管道。冷指用钢线密封在一个直径 150 mm 的圆柱容器中，该容器的内腔通过一个直径 50 mm 的波纹管与氦气管道连接。容器的底部法兰通过一个 2 mm 厚的不锈钢圆柱体延伸到冷却塔的外室。因此，冷头的真空室与冷却总线的真空室分离。这样，即使不打开内氦容器和破坏探测器的外真空室，也可以方便地进行维护或更换。此外，额外的冷却回路包括一个不锈钢管绕成的线圈，通过内外室。LN2 通过线圈流动，冷凝氦气，液体将像冷头一样滴入漏斗。该线圈安装在 RDK-500B 的冷却塔中。总之，冷却总线的所有冷却装置都不直接接触氦气，其辅助部件（传感器、加热器和电缆）也不接触氦气。

铟是一种非常柔软的金属，具有良好的延展性和可塑性，能够很好地适应表面不规则性。这使其能够紧密贴合两个表面，形成有效的密封。铟在极低温度（液氦探测

器运行的温度范围内)下保持其金属状态,并且不易变脆或丧失密封性能。这在低温实验中非常重要,如液氩暗物质探测实验中的密封。铟的抗氧化性较强,在空气中不易氧化。这有助于其在不同环境下保持长期稳定的密封效果。铟具有较低的蒸气压,因此在真空或极低温条件下不会挥发或产生污染,对保持高真空度的实验环境非常有利。铟丝可以多次使用,因为在密封时不易变形且可以重新塑造。这降低了实验设备的维护成本。

在 500B 冷却塔中, RDK-500B 冷头配备了一个 OFHC 铜适配器,并安装在冷指上。Pt100 传感器被放置在冷指的孔中。加热器被插入适配器的合适孔中。PT-90 冷却塔的内部结构相似。然而, PC-150 塔的结构有些不同。在冷头和铜适配器之间安装了一个杯形电加热器(由公司提供)。冷却总线的所有 Pt100 传感器都由两个温度控制器(Lakeshore 350, 美国)读取,这些控制器控制加热器的功率,并保持冷指的温度稳定在设定温度。

L 形长管道通过一个垂直部分连接到冷却总线上,允许围绕管道中心旋转,因此冷却总线几乎可以安装在任何方向。下一部分是一个真空泵模块,外腔直径为 400 mm,其中可以方便地连接内管。其底部通过一个直径 200 mm 的气动阀连接到一个涡轮泵(KYKY FF-200/1200, 中国)。涡轮泵由干式涡旋泵(安捷伦 IDP-15, 美国)提供支持。此泵组用于绝缘和低温容器的真空。顶部安装了一个涡轮泵(安捷伦 TV304FS, 美国),通过一个全金属手动角阀连接到内腔。在填充探测器之前,角阀会关闭。其前级泵也是 IDP-15。冷却总线的内部压力传感器、爆破片和外部表也已设置。

考虑到 L 形真空管道中的大量铝化 Mylar 箔和内管,第二个泵浦站配备了一个 LN2 吸附泵,直接连接到外容器,通过一个直径 250 mm 的空管道以保持良好的外部真空。泵浦站还配备了与冷却总线外腔相同的泵、气动阀和表。LN2 吸附泵用于紧急情况,如停电或泵故障。

在线提纯系统

通常,液氩中的杂质主要来自材料的放气。虽然可以通过抽真空和烘烤来抑制容器和探测器组件的放气,但残留的放气仍然存在。因此,为 PandaX-4T 特别设计了一个高速在线净化系统。图2.9显示了净化系统的原理设计。有两个并行回路(LOOP1 和 LOOP2)可以独立运行,以最小化对探测器的干扰。每个回路主要包括一个水中的换热器、一个循环泵(KNF 泵)和一个热净化器。

换热器是一个标准的钎焊板式换热器,型号为 K205-50W-NB93(KAORI, 中国),

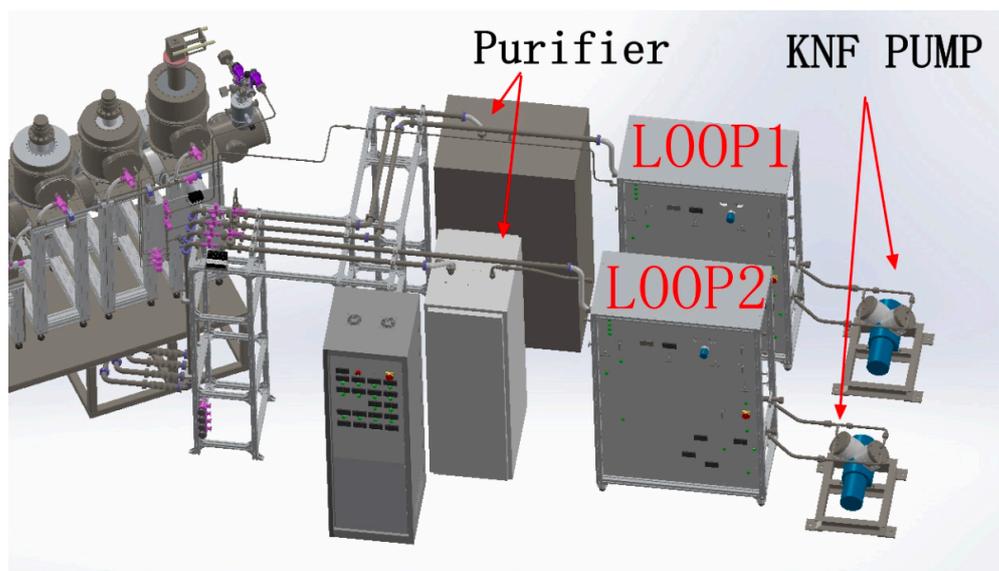


图 2.9 PandaX-4T 探测器的两路在线提纯系统，包括纯化器、阀门面板、循环泵^[74]。

由 50 块板组成（尺寸：528 mm-246 mm-131.5 mm，总体积约为 11 L，总换热面积约为 5 平方米），可以承受 100-300 SLPM 的流量。循环泵是一个大容量双头隔膜泵，型号为 PM28943-N1400.12（KNF，德国），通过工作隔膜和额外的安全隔膜组合提供双重安全保护。在输入端，它通常可以输送约 250 SLPM 的空气，最大输出操作压力为 3.0 barg。在每个回路的 KNF 泵的输入和输出端安装了两个压力表。KNF 泵和净化器之间的流量计为 FM5012（Siargo，美国），可校准到 300 SLPM 的氙气流量。LOOP1 的净化器是型号为 PS5-MGT50-R-909（Entegris，新加坡）的，额定净化流量为 100 SLPM 的稀有气体。LOOP2 的净化器是型号为 9N300-R（Simpure，中国）的，可以承受 100 SLPM 的氙气流量。循环系统的主气体管道由 35 mm 直径的不锈钢管制成，带有 CF35 法兰，以允许气体快速流过回路。此外，为了自净化回路，在每个回路面板的出口和入口之间设置了一个气动阀。

大部分氙气通过连续气体循环通过热净化器进行净化，从溢流室取出液氙进入换热器，并让净化后的氙气在回到探测器的途中冷却和液化。溢流室位于内容器的底部。由于液氙的高密度和 KNF 泵的有限能力，带有绝缘真空腔的换热器模块被定位在靠近溢流室的水屏蔽平台上，这有助于通过压力差将液氙引入换热器。这是与 PandaX-II^[75]不同的主要区别。考虑到低沸点杂质（ H_2 、 N_2 、 O_2 、 CO 、 CH_4 ）容易在液位上方的氙气中富集，约 5 SLPM 的氙气从冷却总线中的铜指附近被引导到 LOOP1 进行净化。

2.2.2 氙气灌注回收系统

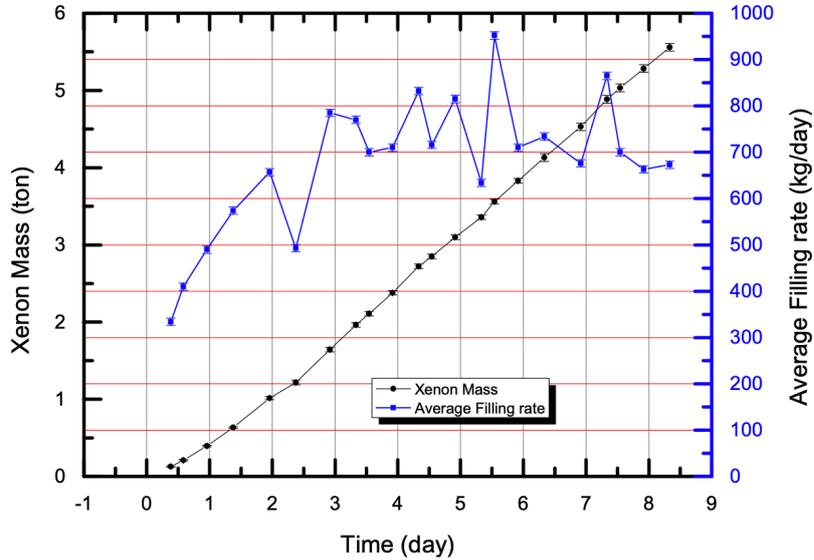


图 2.10 PandaX-4T 探测器的灌氙流速，通过记录氙气存储系统重量数据得到。横轴是灌氙时间，黑线（左坐标轴）是灌氙重量，蓝线（右坐标轴）是平均灌氙速度。全流程平均速度为 674 kg/day 。氙引入了额外的热量，系统的灌氙速度由总制冷量和总漏热量约束。在初始的三天，整个低温系统温度较高，放热量较大。在整个系统变冷后，灌氙速度会增加并趋于稳定。

冷却总线上的冷头的有效冷却功率在内外腔室处于良好真空 ($\sim 10^{-3} \text{ Pa}$) 的条件下进行了测试。Lakeshore 350 比例、积分和差分 (PID) 控制器读取冷指上的温度，并控制加热器的电功率。然而，控制器的最大加热功率有时不足以抵消冷却功率。因此，二级控制回路 350 提供 0 至 10 V 直流信号，控制加热器的 500 W 直流电源，冷指的温度可以在一小时内稳定在设定值。PID 值根据 PandaX-II 的经验设置。测试中，当其他冷头运行或停止时，一个冷头的性能相当稳定。测试结果如图 5 所示。GM RDK-500B 冷头的有效冷却功率在 178 K 时为 240 W，PTR PC-150 和 PT-90 的冷却功率分别为 200 W 和 140 W。PC-150 在高温点 ($>130 \text{ K}$) 的冷却功率高于 PT-90。在 178 K 时，PC-150 的冷却功率略高于 PandaX-II 的 180 W，因为使用了不同的氦气压缩机 (4.3 kW 水冷 Cryomech CP2850)。三个冷头的总冷却功率在 178 K 时为 580 W。

探测器容器抽真空一周后，内容器填充了 1.5 barg 的氙气。在开始连续填充探测器容器之前，三个冷头对内腔进行了两天的预冷。预冷后的内容器最低温度约为 $-30 \text{ }^\circ\text{C}$ 。然后，紧急 LN2 冷却器辅助三个冷头尽可能快速地液化氙气。

由于氙储存系统和主实验区之间的距离较长，使用了约 30 米长的气管 (1/2 英寸) 将高压氙气从储存装置传输到 LOOP1 和 LOOP2 的两个并行气体控制面板。开

启两个净化器后的填充过程如图 9 所示。由于内容器的热负荷有限，连续液化后的平均填充速率保持在约 700 公斤/天。最终液化了约 6 吨氙，过程持续了约 10 天。

在测试结束时，为排空容器，通过酒精加热管蒸发液氙，然后气态氙通过约 30 米的管道并由紧急回收系统存储。图 10 展示了不同内压下的回收流速，较高的内压有助于更快地回收氙。平均回收速率约为 55 SLPM (440 公斤/天)，对于一组 4 个瓶子。未来将使用高压压缩机回收系统，以实现更快的回收速率，相关内容将在其他地方报告。

LOOP1 的最大液氙循环流速测得为 100 SLPM, 当 KNF 泵的输出压力约为 1.78 barg 时。LOOP2 的流速为 55 SLPM, 当 KNF 泵的输出压力约为 2.53 barg 时。结果显示, LOOP2 的主要动态阻力来自 Simpure 净化器。因此, LOOP1 和 LOOP2 的最大总流速为 155 SLPM。

通过 PandaX-4T 实验中低温和气体处理系统的调试结果, 表明该系统能够在高净化速度下有效处理大规模液氙。冷却总线在三个协作冷头下的总冷却功率在 178 K 时为 580 W。冷却总线至少在两个冷头运行时可以处理 6 吨液氙, 即使两条循环回路正在运行。在 LN2 冷却线圈的帮助下, 连续液化约 6 吨氙的填充速率可达到 700 kg/day。液氮 LN2 回收系统, 回收速率为 440 kg/day。未来将通过使用高压压缩机来提高回收速度。通过使用大容量泵和低流动阻力管道进行净化系统, LOOP1 的流速达到 100 SLPM, 而 LOOP2 的净化器是气体流动的主要限制因素。新设计的回路中的更大的平行板换热器提供了 $97.5\pm 0.5\%$ 的换热效率。LOOP1 和 LOOP2 的净化速度总和可达 155 SLPM, 并可通过更换净化器以减少 LOOP2 的流动阻力来改进 LOOP2。

PandaX-4T 高速超高纯氙气回收系统的设计和运行旨在应对紧急情况或实验终止时的氙气回收需求。该系统被设计为能够在这些情况下, 将 PandaX-4T 暗物质探测器中的超高纯氙气快速而有效地回收到高压气瓶中。整个系统(图2.11)由隔膜泵、热管理系统、回收主管路、回流管路、辅助回收管路和自动控制系统组成。在操作过程中, 液态氙气经过热管理系统汽化后, 通过隔膜压缩机以每分钟 200 SLPM 的流量压缩至 6 MPa, 然后将高压氙气通过回收主管路充入 128 个容量为 40 L 的高压气瓶中。在整个回收过程中, PandaX-4T 探测器内部维持在 1.2 barg 的低压状态, 同时保持 178 K 的低温环境, 以确保氙气的安全和高效回收。

为了实现高速回收, 该系统采用了乙醇加热循环系统(图2.12), 将探测器内的液态氙气化, 以支持氙气的高效回收。乙醇作为加热介质具有多个优点, 其在 1×10^5 Pa 下的熔点为 159 K, 能够在 178 K 的低温下与液氙进行热交换而不结冰, 这使得乙

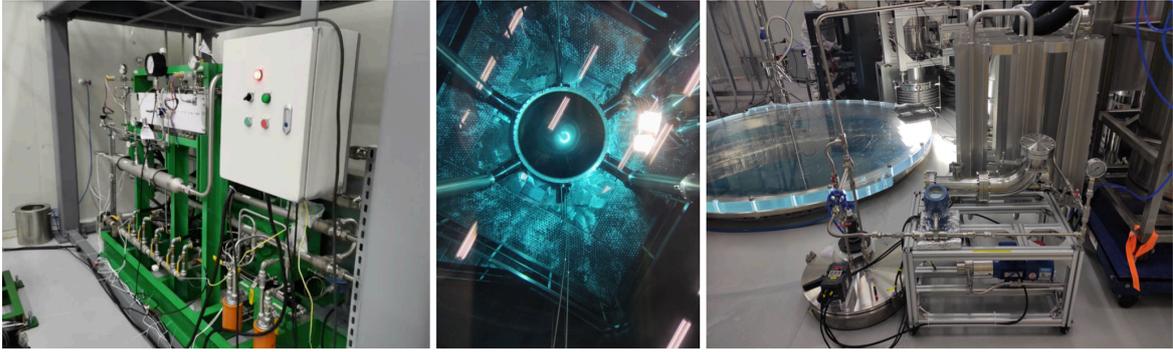


图 2.11 PandaX-4T 探测器快速回收系统的高压泵、探测器加热系统、探测器管道实物。左图包括高压泵、阀门、管道组。中图的竖直细管是连接到探测器内罐外壁的酒精管道。右图是包含酒精缓冲罐、流量计、换热器、液体泵在内的酒精循环系统。由于空间有限，对各装置进行了紧凑型设计。

醇可以在整个回收过程中保持液体状态，避免了探测器内液氙的结冰风险。通过隔膜压缩机，气态氙气从 ~ 1 barg 的初始压力压缩至 6 MPa，并以 200 SLPM 的流量填充到高压瓶中。为了防止氙气在回收过程中的泄漏和污染，系统设计中还包括了多重管路和严密的控制措施，确保回收的氙气在高纯度条件下储存。

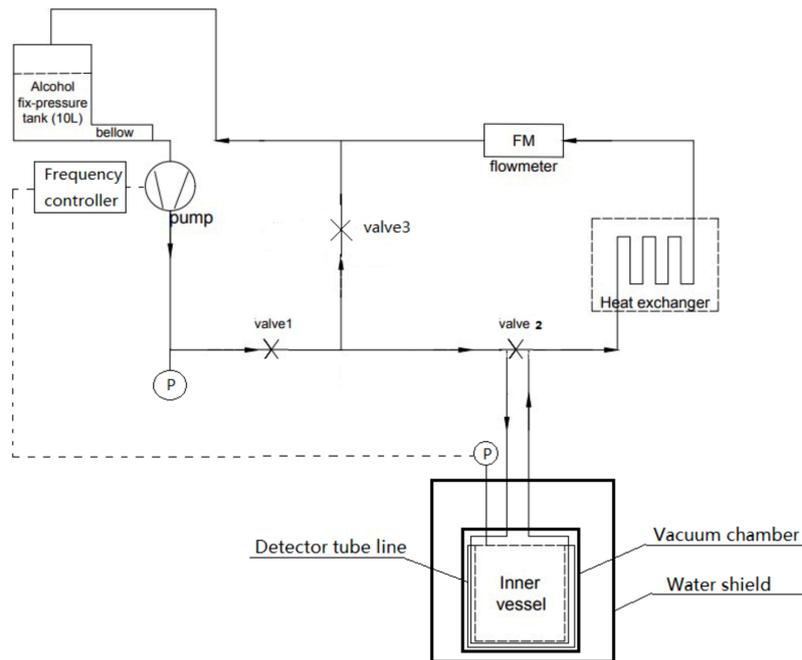


图 2.12 PandaX-4T 探测器快速回收系统的探测器加热系统。使用酒精作为加热介质，从酒精缓冲罐连接到探测器内罐外壁的盘管。水上的被动换热器会把水下泵出的低温酒精重新加热为室温。高压泵控制系统会根据内罐压力和温度联合调解继电器。继电器会调节泵的工作频率，改变酒精的流速，改变探测器受热量

系统在实际运行中的表现也验证了其设计的有效性。在首次科学运行后，该系统成功地从 PandaX-4T 探测器中回收了 5.6 吨氙气，并对回收后的氙气进行了样品测量，结果表明氙气未受到任何污染。在整个回收过程中，氙气的充注过程、稳定回收过程和停机过程均按照设计要求顺利进行，总回收时间约为 6 天，其中稳定回收过程持续了 5 天。热力学分析显示，系统在回收过程中保持了稳定的性能和可靠的技术指标。此外，系统还具有对氙气纯度进行监测的能力，通过对氙气样品中氮浓度的测量，确保了回收的氙气未受到空气的污染。回收系统的成功应用对未来大型暗物质探测器的设计和运行提供了重要的参考。

2.3 标定系统

2.3.1 PandaX-II 氙标定系统

氙 (Radon, Rn) 是一种具有放射性的惰性气体，其衰变链是核物理学和环境科学中广泛研究的课题^[76]。在 PandaX-II 实验中，主要涉及到的是 ^{220}Rn 和 ^{222}Rn 两种同位素的衰变。 ^{220}Rn 是 ^{232}Th 衰变链的一部分，它的半衰期为 55 s，经过一系列 α 和 β 衰变，最终生成稳定的 ^{208}Pb ，如图 2.13。而 ^{222}Rn 则是 ^{238}U 衰变链的一部分，半衰期为 3.8 天，通过多步衰变，最终生成稳定的 ^{206}Pb 。在这些衰变过程中，每个子同位素的半衰期和衰变模式都是确定的，这些信息对于校准探测器和分析数据至关重要。

Isotope	^{220}Rn	^{216}Po	^{212}Pb	^{212}Bi	^{212}Po
Half-life	55 s	0.14 s	10.6 h	61 m	299 ns
Decay mode	α	α	β	β (64.1%)	α
E (α) or Q-value [MeV]	6.288	6.778	0.574	2.254	8.784
Isotope	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Pb	^{214}Bi	^{214}Po
Half-life	3.8 d	3.1 m	26.8 m	19.9 m	164 μs
Decay mode	α	α	β	β (99.98%)	α
E (α) or Q-value [MeV]	5.490	6.002	1.024	3.272	7.687

图 2.13 ^{220}Rn 、 ^{222}Rn 及其相关子同位素的衰变数据。 ^{212}Po 衰变为稳定的 ^{208}Pb 。 ^{214}Po 的子同位素 ^{210}Pb 的半衰期为 22.3 年，因此在校准过程中贡献的事件量可以忽略不计。

在 PandaX-II 实验中，使用了几种不同的氙气校准源来校准探测器。 ^{220}Rn 是一种从天然钍化合物中产生的惰性气体同位素，其半衰期为 55 s，非常适合用作内部校准源。在 2017 年至 2019 年间，研究人员通过将这些氙气源插入到探测器的氙气净化系统中，将 ^{220}Rn 导入到探测器中，生成均匀分布的低能电子反冲 (ER) 事件。这些 ER 事件能够帮助确定探测器特定的 ER 带，从而提高对暗物质信号的鉴别能力。通过三

次校准活动，成功收集了大量的 ER 事件数据，用于构建 PandaX-II 的 ER 分布模型，并用于后续的暗物质分析。

在 2017 年的标定中，使用了钽化钨电极作为 ^{220}Rn 的源。这些电极直径为 1 mm，长度为 150mm，测得的 ^{228}Th 活度为 48.0 ± 0.6 kBq/kg。通过 RAD7 氡气检测器测量，这些电极每千克可以产生 1.22 ± 0.03 Bq 的 ^{220}Rn 活度，而 ^{222}Rn 的活度则小于 0.03 ± 0.01 Bq/kg。这些钨电极源使得能够研究 ^{220}Rn 及其子核素在 PandaX-II 中的行为。2018 年，使用了经过钽硝酸盐处理的灯芯纱罩作为标定源，每片灯芯纱罩的 ^{228}Th 活度为 343 ± 2 Bq，通过持续 24 小时的氮气冲洗，测得灯芯纱罩的 ^{220}Rn 活度为 1.27 ± 0.01 Bq/片，测得 ^{222}Rn 活度则低于 0.58 Bq/片。在探测器氡气循环管道中冲扫并注入探测器，成功收集到了大量的低能事件。

在 2019 年的校准活动中，使用了一种涂有钽硝酸盐树脂的源，该源能够产生大量的 ^{220}Rn 和 ^{222}Rn 。RAD7 氡气检测器测得该源的 ^{220}Rn 活度为 300 ± 3 Bq， ^{222}Rn 活度为 16 ± 2 Bq。此次校准活动主要在 PandaX-II 实验结束前进行，旨在研究 ^{214}Pb 及其他同位素的事件率演变情况。尽管这次校准产生了较高的 ^{222}Rn 本底，但放在了 PandaX-II 最终本底取数结束后进行，因此对 PandaX-II 的最终取数计划影响有限。利用这些数据，对 PandaX-II 中的 ^{214}Pb 背景进行了精确的测量，并应用于最终的暗物质分析中。

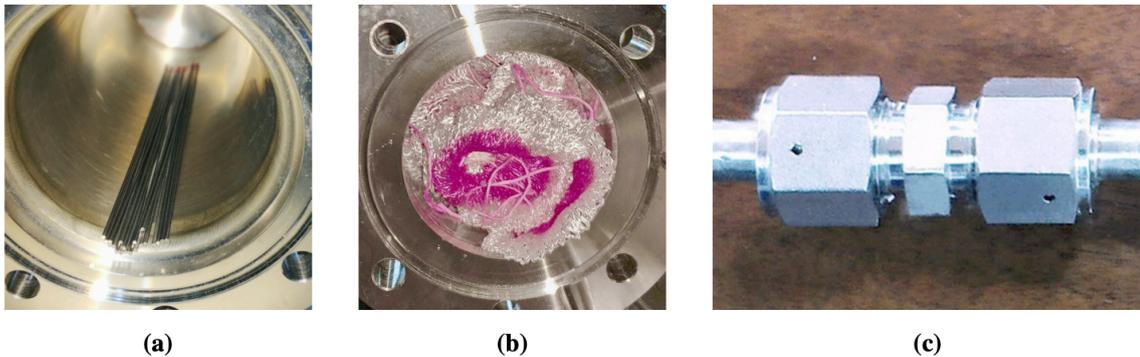


图 2.14 源室中的钽化钨电极 (a) 和灯芯纱罩 (b)。图 (c) 显示了内部涂有树脂源的管件连接头。

PandaX-II 探测器的标定装置（图2.15）管道系统设计具有高度的精密性和安全性，核心部件包括一个直径 63 mm、长度 200 mm 的不锈钢源室，用于容纳氡气源。源室通过 1/4 英寸的 VCR 接头与管道连接，并且所有管道和法兰都经过电化学抛光处理，以最大限度地减少 ^{222}Rn 的逸出。系统还配备了一个质量流量控制器，可以在 20-60 SLPM 范围内以 0.1 SLPM 的精度控制气体流量。为了确保放射性颗粒物不会

进入探测器，管道中安装了多个过滤精度为 0.4 微米和 3 纳米的滤网，进一步保证了标定过程的安全和精确性。

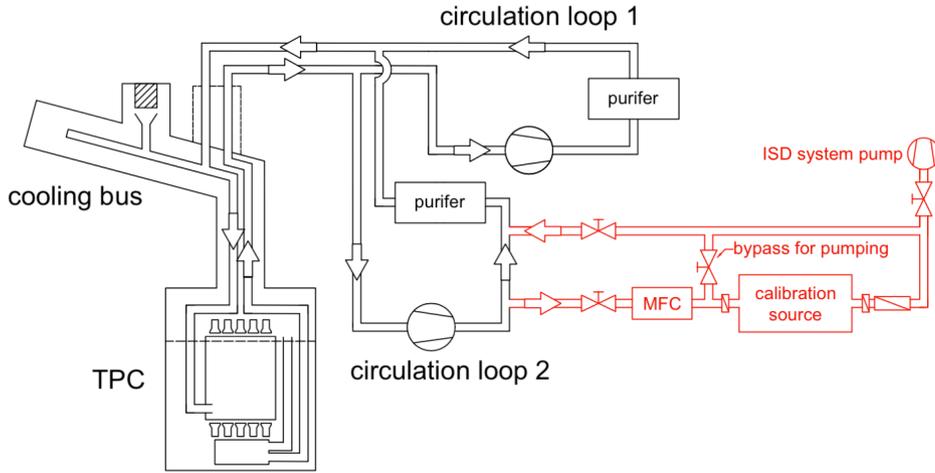


图 2.15 PandaX-II 探测器的气体源传输系统 (红色部分), 包括源室、质量流量控制器、真空泵、旁通管道、阀门和滤网的简化示意图, 以及与探测器循环气体回路的连接方式。

在 PandaX-II 实验中, 通过空间和能量筛选来选择高能 α 事件。首先, 利用漂移时间切割排除顶部和底部 17 mm 厚的层中的事件。此外, 要求 S2 信号大于 25000 PE, 以排除靠近场笼边缘的表面事件。为了消除由于与 α 事件同时发生的低能事件引起的能量重建误差, 我们对事件的 S1 能量大小进行筛选, 并排除那些 S1 在 30000-70000 PE 范围之外的事件。在进行三维映射校正后, 我们进一步严格筛选了 S1 在 40000-60000 PE 范围内且 S2 大于 30000 PE 的 α 事件。

通过三维位置校正, 利用 S1 信号重建 α 事件的能量 (图 2.16)。事件的位置由 S1 和 S2 信号确定。我们利用统计量为 10^6 的 $^{220}\text{Rn}-^{216}\text{Po}$ 的重合事件生成了整个探测器体积的 S1 响应映射。随后, 根据探测器响应的非均匀性对 S1 信号进行了校正。校正后的 S1 信号与 α 能谱的标志性能量进行了线性拟合, 得到的光产率为 8.19 ± 0.10 PE/keV。在拟合过程中, 使用高斯函数和平坦背景对 α 峰进行了拟合, 并以此报告标定运行期间氡同位素的事件率。在拟合中, ^{218}Po 的左侧和 ^{220}Rn 及 ^{216}Po 峰的右侧出现了偏差, 我们确认这些偏差是由于探测器底部附近的事件响应失真引起的。

PandaX-II 的氡同位素本底主要来自 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 。这两组衰变链会产生级联特征衰变事件, $^{222}\text{Rn}-^{218}\text{Po} \alpha-\alpha$, $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po} \beta-\alpha$, $^{220}\text{Rn}-^{216}\text{Po} \alpha-\alpha$, $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po} \beta-\alpha$, 可以通过高能 α 谱测量与级联符合事例测量得到 ^{222}Rn , ^{220}Rn 活度以及子链核素活度。同时考虑氡衰变离子向探测器电极的漂移, 约束得到 ^{214}Pb 活度为 $10.5 \pm 0.5 \mu\text{Bq/kg}^{[76]}$ 。

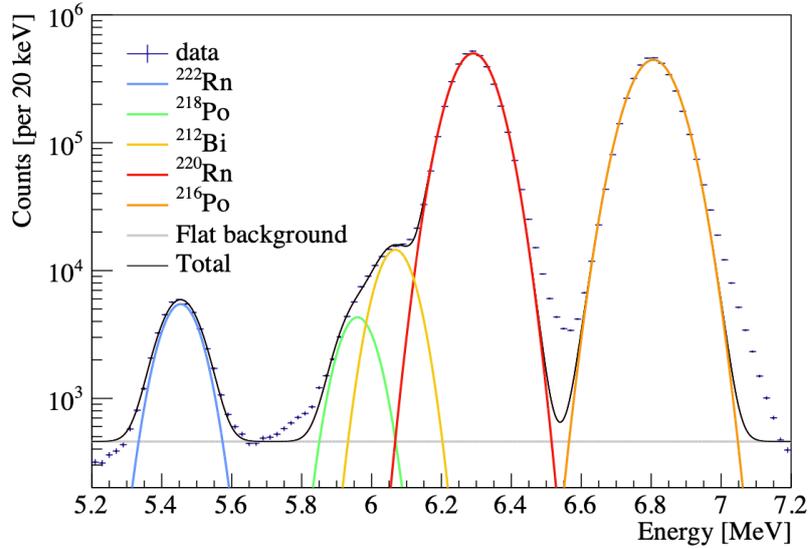


图 2.16 2017 年校准数据的高能区域能谱^[76]。 ^{222}Rn (5490 keV)、 ^{218}Po (6002 keV)、 ^{212}Bi (6090 keV)、 ^{220}Rn (6288 keV) 和 ^{216}Po (6778 keV) 峰值分别用高斯函数拟合并以蓝色、绿色、黄色、红色和橙色显示。拟合中加入了平坦背景，用灰色表示。 ^{218}Po 左侧肩部和 ^{220}Rn 、 ^{216}Po 峰的右侧因靠近探测器底部的 S1 信号响应失真而与拟合偏离。

2.3.2 PandaX-4T 标定系统

PandaX-4T 标定系统包括内源、外源、定向束流源。注入源的位置和粒子依赖于探测器的几何设计，包括内源氙气循环管道和到探测器内罐的注入点，外罐内壁的三路外源标定罐，水罐内垂直于外罐的束流管。对内源进行了升级，在四吨实验上使用了与上海计量院共同研发的基于 ^{228}Th 的富集钍源。

在 PandaX-4T 的标定过程中，采用了多种内置的弥散源来校准探测器的响应，以确保测量的准确性。为避免光电倍增管饱和，使用了底部 S2 信号 (S2b) 进行几何均匀性的校准。这种均匀性通过测量由 ^{131m}Xe 的 164 keV 去激发峰 (经中子辐照产生) 得到的电子寿命 τ_e 来表征，结果与通过 ^{222}Rn - α 峰获得的结果一致。此外，注入 ^{83m}Kr (41.5 keV) 以校准 S1 和水平 S2b 的三维均匀性，此操作在标定数据采集的开始和结束时分别进行，收集了约 10 万个事件^[77]。

为了进一步校准低能响应，实验中在第五组数据之后注入了 ^{220}Rn 进行电子反冲 (ER) 响应的校准。通过注入一个由 ^{228}Th 源产生的 ^{220}Rn ，其在探测器中的观测速率约为 1.7 Bq，共收集了 1393 个低能单散射 ER 事件。这些标定事件在 S2-S1 的分布可以用于后续的背景和信号模型拟合。

最后，核反冲 (NR) 响应则通过两个不同的中子源来校准，包括外部水平管道

引入的 $^{241}\text{Am-Be}$ 源和通过水罐中的束管水平准直的氘氘 (D-D) 中子。单散射 D-D NR 事件的分布叠加在标定数据的散点图中，最终结合这些校准数据进行无约束拟合以得到暗物质信号的响应模型。



图 2.17 左：镀在不锈钢上的 ^{228}Th 源。右：固定在探测器外罐内壁上的刻度管，可以放胶囊大小的标定源，如 AmBe , PuC , ^{137}Cs , ^{252}Cf 。

在内源标定系统成功运行之后，PandaX-4T 循环系统 Loop2，与内源标定系统，除氘高温炉系统实现了硬件耦合，缩短了管道长度，提高了内源注入效率，见图2.18。

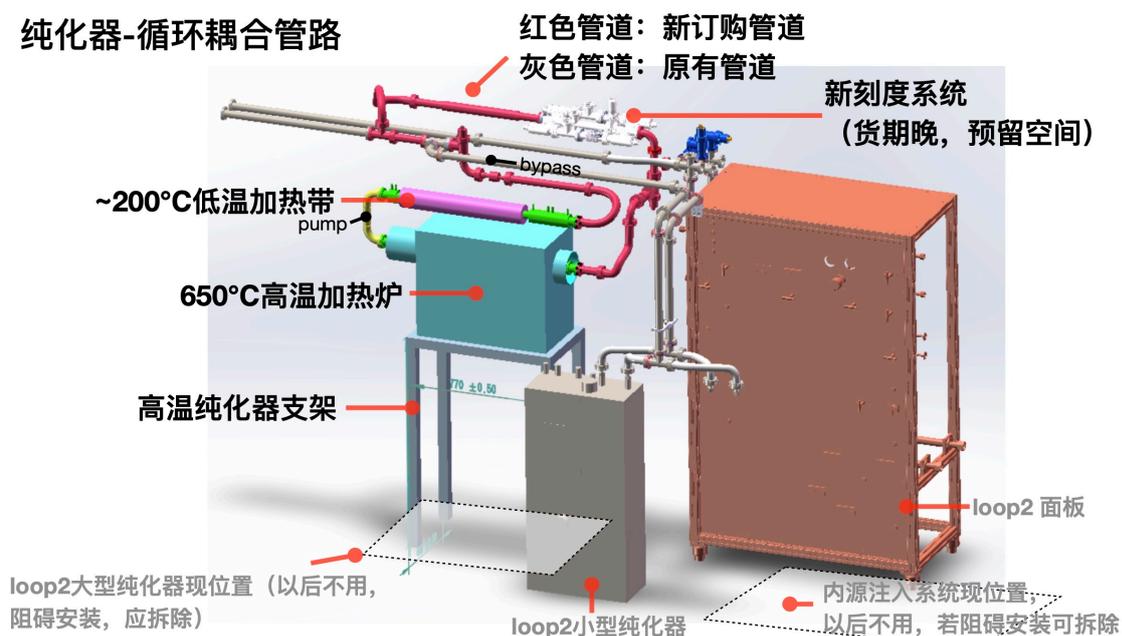


图 2.18 PandaX-4T 探测器的循环、纯化器、高温炉耦合管路。

第3章 数据处理软件：P4-Chain

PandaX-4T 的数据处理软件 P4-Chain 把电子学波形信号转换为物理事例。为了确保重建过程准确，在软件中划分了波形、Hit、信号、事件四级结构，并且可以确定这些过程的重建效率。这一过程需要保证各种状况下准确，应对高带宽和低带宽情况，如低能核反冲事例、高能放射性、打火、标定取数、本底取数等各种情况。这一过程保持了高效性、易用性和兼容性。如位置重建算法、波形模拟算法、死时间算法。P4-Chain 需要准确处理信号能量，对每个重建、筛选、标记过程有准确的定义，并具备评估探测效率、重建效率的能力。经过 P4-Chain 处理得到的物理事例，可以用于理解探测的空间响应、能量响应、噪声响应、本底情况，进一步地用于物理分析和暗物质分析。在数据处理软件章节中，关注于 P4-Chain 的物理结构波形、Hit、信号、事例架构与软件架构的耦合，以及软件处理产生的物理事例效率。在下一章中，基于独立提出的数据驱动模拟方法，编写了适用于 P4-Chain 的架构的波形模拟软件，并展示了波形模拟软件生成物理事例的能力，以及与物理事例的特征参数比较。

3.1 软件架构

PandaX-4T 探测器的物理信号通过光电倍增管捕获，并经由电子学系统和 P4-Chain 软件进行处理。该软件基于 C++11 标准开发，使用 Bamboo Shoot 3 库^[78]，处理的数据格式包括波形（段）、Hit、信号和事件，这些数据通过 C++ 元组 (tuple) 连接。实时处理数据并监控数据质量。系统在 250 MHz (4 ns/sample) 无触发数据采集系统 (DAQ) 的支持下，与电子系统协同工作，确保在各种条件下（如本底运行、校准、放电和 μ 子入射）带宽和后端存储的稳定性。

软件还提供光电倍增管校准、Hit 分割、信号识别和事件切分的功能。事件处理后，数据通过 ROOT 进行进一步修正（如 S1、S2 和电子寿命），提高 S1、S2 能量测量及 xyz 位置重建精度，并利用筛选和机器学习识别暗物质候选事件。在能进行硬件加速的地方，进行了硬件加速相关的函数重定义，使用 SIMD 指令（如 AVX）进行了并行计算和内存对齐。尽管系统复杂，但它在各个层面上保持了可扩展性、可重复性和可验证性，支持在不同阶段检查能量计算结果的正确性，并可添加如 LED 校准、时间校正和波形模拟等新模块。P4-Chain 实现了与高能区的一致性和代码的最大复用，核心代码量约为 1000 行。

P4-Chain 在设计之初维持了可扩展性的架构, 可以整合多个模块。这一架构经受住了数年的时间考验, 尽管复杂, 但是保持了易用性和可靠性。序列事例提取计算: P4-Chain 在初步处理的数据序列后, 提取某些事例进行处理, 如 indexed data, group picker。位置重建: 模板匹配 (Template Matching, TM) 和光接收函数 (Photon Acceptance Function, PAF) 两种位置重建算法, 可以作为 P4-Chain 的对象使用。输出为 ROOT: P4-Chain 完成软件重建后, 使用 PeRoot 将事例输出到 C++ROOT 格式, 用于物理分析。数据可视化: 基于 P4-Chain 可以开发基本的数据可视化软件, 用于绘制事例波形和光电分布, 如 PePlotter, PeChannelPlotter, PatternPlotter, EventViewer。波形模拟: P4-Chain 可以整合波形模拟软件包 WfSim。作者贡献于 WIMP 暗物质和太阳 ^8B 中微子分析的 P4-Chain GitLab 库 master 分支和 low_energy 分支, 在 2019-2022 年间共有 294 次提交, 还开发了基于 P4-Chain 的关联项目 p4-bls, PET_toolkit, alpha-electron-lifetime, p4-deadtime。

P4-Chain 维持 C++11 和 clang 代码风格, 区分头文件、类文件、执行文件。系统尽量遵循函数式编程原则, 即每个模块接收一种数据类型作为输入, 并输出另一种数据类型。内部函数调用以网状结构组织, 但可按物理意义、数据结构或处理模块进行分类。P4-Chain 在 Run 0 期间, 成都的服务器使用 320 核处理了 100 天的本底或校准数据, 各需要约一周时间, 和同类实验相比, 具备卓越的性能。

为了更具象的解释 P4-Chain 数据处理软件, 以下展示 P4-Chain 数据结构3.1、数据处理流程3.2、核心算法3.1。

算法 3.1 P4-Chain 核心算法

```

Data: Group data with run information
Result: Signal data with run information
1 if group_data.begin()  $\neq$  group_data.end() then
2   run  $\leftarrow$  group_data.begin()->runNumber;
3   Initialize PandaXDataSource pds;
4   cal  $\leftarrow$  {pds, run};
5   hit_clustering  $\leftarrow$  {pds, run};
6   sig_builder  $\leftarrow$  {pds, run};
7   hit_finder  $\leftarrow$  {pds, run};
8 end

```

P4-Chain 的核心代码, 详见 signal_builder.cc。代码上分为光电管标定 (Calibration.cc, cal), Hit 寻找 (HitFinder2.cc, hit_finder), Hit 聚集 (HitClustering.cc, hit_clustering), 信号重建 (SignalBuilder.cc, sig_builder), 信号鉴别 (SignalTagging.cc, sig_tagging) 五个部分。可以在波形数据 (group data), Hit 数据 (hit data), 信号数据 (signal data) 三个

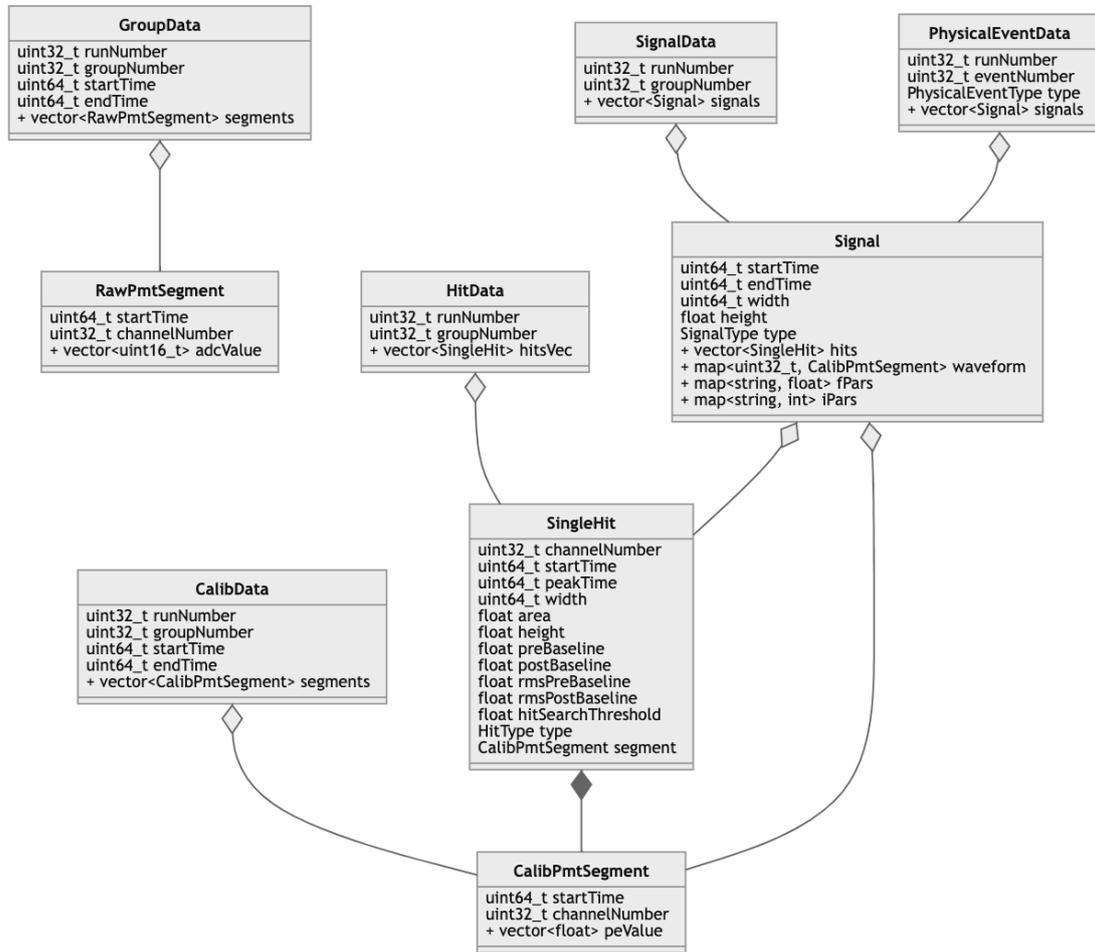


图 3.1 P4-Chain 的数据结构。这个表格同时展示了 C++ 元组 (tuple) 的特性，高级数据是低级数据的打包，同时增加了一些高级信息。以及，在中间层，数据可以 CalibData, HitData, SignalData 的级别提取出来，并检验中间过程是否正确。



图 3.2 P4-Chain 的数据处理流程。RawPmtSegment 需要从整形的 (64-bit unsigned integer, uint64_t)，经过光电管增益修正变为浮点型。Event 数据并不包含更多信息，而是信号的容器。

阶段将数据导出，并检查程序有效性。代码使用 C++11 特性，保证内存分配合理、可读性好、容易 debug、高效运行，包括 auto，即时 lambda，map；。保持了 p4-chain 的函数式编程风格，包括映射 pu::map，bamboo-shoot-3 库，pbsu，pbsf，

可用性讨论 此处需要注意，通往物理分析的数据处理方式在各个层级不是唯一的。设想一个最原初的探测器，尽管二相氙，只有 3-inch 大小的时间投影室，只有一两只光电管，这个探测器仍然可以收集信号，并且进行物理分析。事实上我相信我们能在波形层级得到物理结果，而跳过中间其他的这些。一些非常底层的方式，如能量被测定为波形的积分，可能不是唯一的分析手段，我也相信 waveform, hit, signal, event 不是唯一的划分方式。但当我们把探测器扩展到几百道，保护高采样率，电子学带宽，数据量，存储，质疑几何均匀性，希望有精确的位置重建，我们最终走到了 P4-Chain。这是一个经历时间检验的复杂系统。

总的来说，P4-Chain 是一个软件，执行的物理目标是 waveform, hit, signal, event 重建。下文中会更准确的定义每个过程。尽管代码量巨大，我们会关注物理，并在计算机细节上（数据结构、C++11 和 ROOT 特性、编程风格）从简叙述，除非这些细节与电子学、带宽、重建效率、物理结果有关。

3.2 波形处理

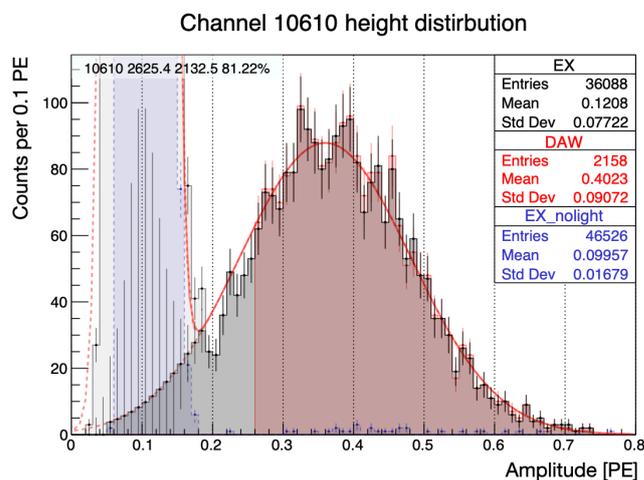


图 3.3 以 10610 为例，黑色是外触发取数，红色是自触发取数，蓝色是无光外触发取数。红色是经验函数拟合。主峰是单光子峰。缺失的红色面积表示单光子不能被完全接受。主峰左侧尾巴的不确定性主导单光子效率的测量误差。误差也受时钟噪声、后脉冲的影响。

波形就是一只光电管在一段时间内接收到的信号。当光电管打开时，它会持续收

集波形, 并且输送到服务器。在深地实验室液氩低温环境中, 一只光电管大部分时间没有信号。当暗物质、本底辐射、打火出现时, 光电管上会出现信号。在 PandaX-4T 178 K 液氩低温环境下, 统计得到所有光电管的暗噪声为每 ms 时间窗口 6 个, 即 6 kHz。S1 信号的特征时间是 100 ns, S2 信号的特征时间是 10 μ s (在 PandaX-4T 最大漂移时间时)。打火可能来自于电极不锈钢丝, 光电管外壳金属的表面缺陷和表面处理不均匀性, 低温、液氩流场、电极吸引引起的电极形变, 液氩流场引起的细小灰尘扰动, 导致加高压情况下出现尖端放电。微小尖端放电可能会与其他背景难以区分, 无法得到立刻处理。打火可能会导致连续不断的信号, 从毫秒, 到秒, 到数天。这可能会导致电子学超过带宽, 应该在硬件上立刻处理。因此, 总的来说, 光电管上大部分时间没有信号。但 PandaX-4T 的电子学硬件和在线处理软件也需要兼顾极端情况。设想这种情况存在, 许多只光电管一起打开, 以很高的采样率工作, 夹杂着大量的噪声, 打火, 和高能粒子, 然后计算机瞬间爆满。

不同于过往探测器, PandaX-4T 使用无触发设计, 以最大程度利用探测器性能。在 PandaX-II 中, 硬件阈值设为 20 ADC, 并且当三个光电管都被击中的时候, 才会产生触发。不足 20 ADC 的部分在硬件上被设为零。此外还有 majority sum 和 high energy veto 等算法抑制高能事例。在 PandaX-4T 中, 硬件阈值设为 20 ADC, 每只光电管都能触发, 这被称为 triggerless 或者 self-trigger, 不足 20 ADC 的部分被设为零。然后, 在软件还会进行 zero-length-suppression, 即把接近零的部分设为零, 是一种常用的信号处理和数据压缩方法。对原始波形进行基线压缩产生的光子探测效率损失, 也记为 BLS (Baseline Suppression) 效率。

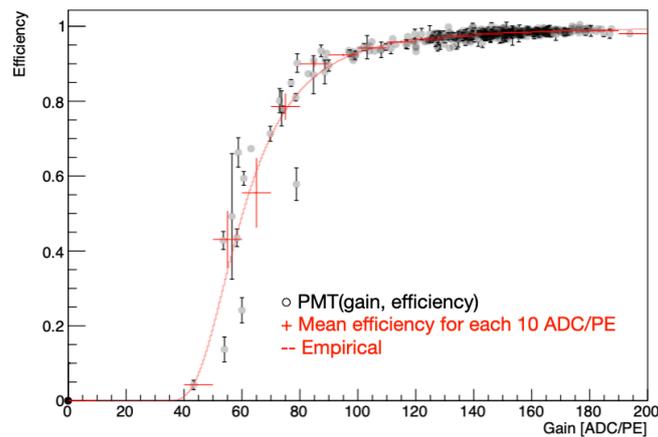


图 3.4 对每只光电管测量单光子探测效率的结果。当 gain 降低到 100 以下时, 光电管探测能力急剧下降。当 gain 降低到 50 以下时, 光电管可以考虑报废。

这些过程被写在Calibration.cc, 会读取增益数据库, 得到光电管最新的增益, 并修正; 读取时间数据库, 得到由于电缆长度不均匀所导致的传播时间差, 并修正; 对于长基线, 还会在软件上进行零压缩。一般来说, 新光电管的增益可达 200 ADC/PE, 随着衰老, 降低到 50 ADC/PE, 同时可能伴随大量噪声和打火, 然后就会关闭。注意是负信号。这个软件计算基线, 零压缩, 读取增益, 把十六位整型转化成浮点型。同时还会做零压缩。

基线计算写在Calibration::get_seg_baseline中。这段代码计算一个原始 PMT 数据段的基线。它一般取前 20 个 ADC 值计算基线, 但同时, 计算初步平均值和极值差异及其不对称性。如果差异超过 30 且不对称性小于-0.5, 作为一种特殊情况, 则只使用前 2 个值重新计算最终基线。

零压缩写在Calibration::software_zle中, 但是只对 $8 \mu\text{s}$ 以上的 waveform 使用。会读取单光电管标定后的波形, 如果波形长度超过 2000 sample ($8 \mu\text{s}$), 就会以 50 ADC(转化为标定后的值) 作为阈值进行零压缩。在零抑制的过程中, 通过阈值处理和基线调整来压缩输入数据, 移除连续超过 48 个不重要样本, 并在超过 40 个样本时计算基线。

通过外触发和自触发 LED 联合取数, 可以在确定 PMT 增益的时候, 同时确定 PMT 对光子的接受效率, 见图3.3。这是因为随着自触发阈值 (20 ADC) 的不断抬高, 会从切掉单光子峰的 2σ 左边尾巴变为切掉单光子峰的主体, 造成单光子探测效率的急剧变化。

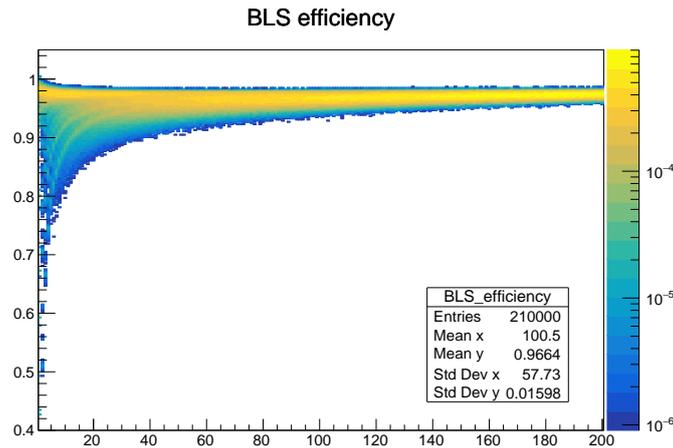


图 3.5 根据物理事例的光电分布 (hit pattern map) 将光电管对 LED 的单光子探测效率转换为探测 S1 信号的 BLS 效率, 横轴为 S1 信号的能量 [PE], 纵轴为此能量下可能出现的接受效率分布。

对所有的顶部和底部三英寸光电管进行测量, 可以得到可用的 355 道光电管的总

单光子探测效率为 95.6%。其中顶部单光子效率为 97.3%，底部单光子效率为 94.1%。考虑到 12 道光电管（10204, 10205, 10615, 11003, 11214, 11504, 11710, 12014, 12111, 12313, 12402, 12409, 12414）已经不可用，单光子效率为 92.2%，见图3.4。

根据 LED 数据和中子标定数据，通过按物理事例光电分布重新赋权重 (reweight) 到各光电管探测效率，并且考虑到氚的 VUV 光子（能量比 LED 稍高）在光电倍增管上的双光子发射效应，可以得到对于每个事例的平均效率，并且整合为二维图可以供模拟时使用，见图3.5。

3.3 Hit 处理

在物理上，信号处理的核心是通过将单个光电管的波形按时间顺序切分并排序，生成基础的 Hit 信息。以 20 ADC（转换为 PE）为基准，从第一个过阈点开始，到第一个未过阈点结束。在波形级别的数据中，波形以一串数字（C 语言数组或 C++ 向量）的形式存储；而在 Hit 级别的数据中，系统计算了每个波形的基础变量，如高度、宽度和面积。

这一过程中对底层信息进行了重新排序。虽然光电管的顺序可能是乱序的，但 Hit 的起始时间是按时间顺序排列的。此外，在波形序列中，PE 值可能为负值，但在计算 Hit 的高度和面积时会取绝对值使其成为正值。尽管许多与硬件加速相关的函数重定义并使用了 SIMD 指令（如 AVX）进行并行计算和内存对齐，该算法预留了 LED 标定的接口，但并未实际使用。

在 Hit 的类型识别中，系统会根据基本波形信息将 Hit 分类为正常、噪声、饱和或基线 (NORMAL、NOISE、SATURATE、BASELINE)，并标记出可能存在的震荡情况，同时计算 Fat Hit。这些步骤虽然主要在底层进行，但在后续分析中会使用更复杂和精确的信号和事件级别的变量来评估物理有效性。这些过程都写入了 HitFinder2.cc 文件中（原来的 HitFinder.cc 未被使用）。

表3.1列出了在 Hit 处理过程中计算的关键变量，这些变量用于描述每个 Hit 的基本属性。在波形经过除基线、零压缩、增益标定后，软件将其通过过阈判定转化为 Hit。表格详细介绍了与每个 Hit 相关的物理量、变量名称以及它们的具体定义。这些关键变量为后续的信号处理和物理分析提供了基础。

表 3.1 Hit 级别变量表

物理量	变量名	定义
光电管编号	channelNumber	Hit 的光电管编号
起始时间	startTime	Hit 的起始时间
峰值时间	peakTime	Hit 的最大值的时间
宽度	width	Hit 的宽度
面积	area	Hit 的波形面积, 即 Hit 的能量 [PE]
高度	height	Hit 的峰值的高度
前基线	preBaseline	Hit 开始前的基线平均值
后基线	postBaseline	Hit 结束后的基线平均值
前基线均方根值	rmsPreBaseline	Hit 开始前的基线均方根值
后基线均方根值	rmsPostBaseline	Hit 结束后前的基线均方根值
Hit 搜索阈值	hitSearchThreshold	Hit 的软件阈值, 一般是 20ADC
类型	type	Hit 的类型
校准段	segment	Hit 的 PMT 波形段

3.4 信号重建

从 Hit 到 Signal 的处理过程由 HitClustering.cc 完成。这里的“cluster”概念指的是将分散在不同光电管上的单个信号聚集成完整的信号。在此过程中, 如果两个 Hit 的时间间隔 (即波形上的距离) 小于 15 个采样点 (60 ns), 则认为它们属于同一个信号。值得注意的是, 这里的时间间隔定义为上一个 Hit 的结束时间与下一个 Hit 的开始时间之间的差值, 若存在重叠, 间隔值可能为负数。

这一时间间隔的设置实际上由 S1 信号的波形宽度决定, 即 S1 光子在 LXe 中的传播尺度。这包括 VUV 光的退激发、LXe 中的传播和瑞利散射以及电缆的延迟。通过数据测量, S1 的典型宽度大约为 100 ns。过短的时间间隔可能导致无法正确聚集信号, 而过长的时间间隔则可能误将独立信号错误地聚集在一起。

对于 S2 信号, 大能量的 S2 会在 10 ns 内释放大量光子, 因此能够被正确聚集。而对于小能量、远距离的 S2 信号, 由于单电子信号的横向扩散效应, 每个单电子信号之间的时间间隔大约在 μs 量级, 且单电子信号的宽度约为 $0.5 \mu\text{s}$, 这使得这些信号通常也能够正确聚集。

在 WIMP 分析中, 这一步会将单 Hit 信号删除。具体实现方式是在对 Hit 的开始时间进行排序并形成 Signal 时, 删除单 Hit 信号。然而, 在 ^8B 分析中, 为了获得更多信息, 这些单 Hit 信号被保留了下来, 尽管这相当于引入了大量的暗噪声, 导致处理速度进一步减慢。

累积分布函数 (Cumulative Distribution Function, CDF) 被用于准确测量 S2 的宽度。

其主要优势在于能够有效应对 1000 PE 以下的 S2 内部电子疏散以及超过 100000 PE 时的 S2 拖尾问题。该算法在这些具有挑战性的条件下, 确保了 S2 宽度测量的精确性和可靠性。在这一步中, 可以计算 wCDF, 并验证其对 S1 和 S2 都有效, 具体结果见图3.6和图3.7。

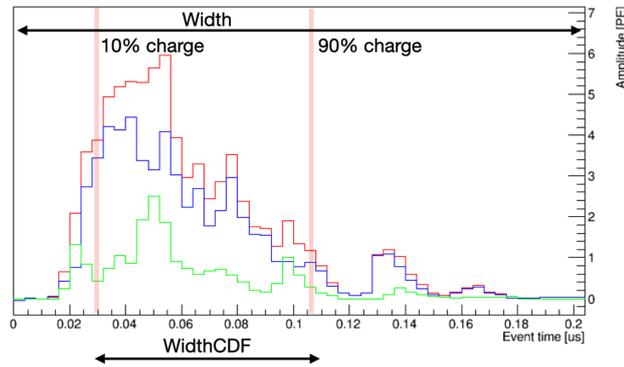


图 3.6 对于一个大约 100 PE 的 S1 信号计算 wCDF, 可以有效抵抗热噪声、暗噪声以及后脉冲的影响。图中红色曲线表示整体波形, 蓝色曲线代表底部光电管的信号, 绿色曲线则代表顶部光电管的信号。经过 clustering 得到的信号原始宽度由于受到光电管和电子学因素的影响, 会比实际物理宽度稍宽, 最大宽度为 50 sample (200 ns)。wCDF 提供了真实宽度的量度, 在此例中测得的宽度为 19 sample (76 ns)。

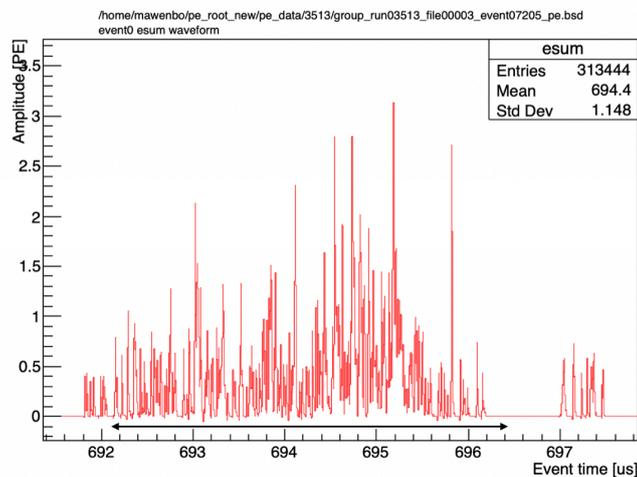


图 3.7 对于一个大约 400 PE 的 S2 信号计算 wCDF, 测得的全宽为 $3.884 \mu\text{s}$, wCDF 宽度为 $2.540 \mu\text{s}$ (见图中黑线)。Pandax-II 使用的 widthTen (基于特定寻峰算法) 给出的宽度为 $0.816 \mu\text{s}$ 。该事例是一个 AmBe 候选事例, 具体信息为: run 3513, file 3, event 7205, S1 信号为 15.7 PE, S2 信号为 372.3 PE。

通过开发 wCDF 算法, 可以准确辨认 S2 信号的扩散行为。

3.5 信号计算

信号阶段, 还会区分顶部光电管、底部光电管、外符合光电管, 进行能量计算、波形计算、特征变量计算。信号是软件处理的核心, 这一步会计算大量关于信号的关键变量。尽管时间投影室的原理是利用双信号进行配对和核反冲鉴别, 但仅使用信号也能分析大量的数据, 比如 α -S1-only 分析和 S2-only 分析, 都可以基于信号级别思路进行开展。通过对信号的详细分析, 不仅能够为复杂的粒子事件提供精确的时间和空间信息, 还能从信号特征中提取出与物理现象直接相关的关键参数。这些参数在进一步的数据处理中起着至关重要的作用, 特别是在背景抑制和信号纯化等方面, 见表3.2。

在信号处理阶段, 我们需要计算多个基础变量、特征宽度变量、特征位置变量以及波动性变量, 以便更好地理解和分析信号的性质。这些变量可以帮助我们识别信号的来源、特性, 并区分信号与背景噪声。

基础变量: 包括信号的起始时间、结束时间、宽度、高度, 以及信号中击中和光电倍增管的数量等。这些变量提供了信号的基本特性, 是后续分析的基础。

特征宽度变量: 包括信号的完整宽度、半高全宽 (Full Width Half Maximum, FWHM) 以及累积分布函数 (Cumulative Distribution Function, CDF) 宽度。这些变量用于精确描述信号的时间展宽, 能够帮助我们识别不同类型的信号。

特征位置变量: 包括通过不同算法计算的信号位置, 例如最大光电倍增管位置 (Maximum PMT, MP)、质心法 (Center of gravity, Cog)、以及基于 TM (Template Matching) 和 PAF (Photon Acceptance Function) 算法的精确位置。这些位置变量结合信号的时间和能量分布, 能够更好地定位信号的来源。

波动性变量: 如击中标准差、通道标准差等, 用于描述信号在不同光电倍增管之间的波动性。

此外, 在事例处理阶段, 我们关注事例的总电荷、信号之间的比率、其他信号的电荷分布等。这些变量可以帮助我们在更高层次上理解事件的整体特征和行为。

对于信号的光电分布, 我们使用了两种粗略位置算法 (MP 和 Cog) 以及两种精确位置算法 (TM 和 PAF)。MP 算法通过寻找顶部或底部光电管中最亮的位置来确定信号位置, Cog 算法则使用质心法计算光电管亮度的平均位置。TM 算法通过对比 GEANT4 光模拟得到的光电分布与数据中的光电分布来确定信号位置, 而 PAF 算法则进一步提高了精度。

信号截断和重新计算 (truncate and recalculate) 也是信号处理中的重要步骤。例

如, 在处理 S2 信号时, 通过使用 CDF 算法截断信号的头尾, 可以排除后脉冲和打火的影响, 使位置计算更加精确。这些复杂的处理步骤和变量计算不仅依赖于信号处理和统计方法, 还需要对探测器物理有深刻的理解, 尤其是对 S1 信号传播、S2 信号扩散和放大、以及暗噪声和打火的影响。

表 3.2 信号级别变量表

变量名	定义
信号基础变量	
startTime	信号的开始时间
endTime	信号的结束时间
width	信号的宽度
height	信号的高度
Nhits	信号中的击中数量
NPmts	信号中的光电倍增管数量
NvetoHits	信号中的排斥击中数量
特征宽度变量	
wTen	信号的 10% 宽度
wFWHM	信号的全宽半高 (FWHM) 宽度
wCDF	信号的累积分布函数 (CDF) 宽度
光电分布 (Pattern) 变量	
TBA	顶部-底部不对称性
rmsPos	位置-电荷权重均方根值
maxHitCharge	信号中单个击中的最大电荷
maxChannelCharge	信号中单个通道的最大电荷
hitRms	按 Hit 的电荷量均方根值
pmtRms	光电管电荷量均方根值
位置变量	
MP	最亮光电管坐标
Cog	质心法坐标
TM, TMs, TMcdf, TMscdf	TM 算法坐标
PAF, PAFcdf	PAF 算法坐标
lTM, lPAF	算法重建的似然函数值或拟合优度

3.6 事例重建

P4-Chain 能够执行 S1 和 S2 的配对、窗口锚定以及事例重建。这一部分的任务是按照时间顺序将信号打包成事例, 值得注意的是, 这个过程中并未添加新的信息, 只是对现有信号进行打包处理。

在调试运行早期, 没有完全确定阴极电压、门电极电压、漂移场强, 可能会在 700-900 μs 之间多种最大漂移时间下取数, 因此时间窗口被固定为 1 ms。算法会搜索

主导的 S1 信号, 并以该 S1 为中心, 前后各搜索 1 ms, 从而创建一个 2 ms 的窗口。对于正确的大信号, 这种窗口设置通常能够有效捕捉相关的事例。这些问题主要源于为了包容多次散射事件, 时间窗口的任意性被引入。这种设计可能会引起时间窗口的任意性, 不利于在太阳 ^8B 中微子能量窗口 (S1~2,3-Hit) 下搜索。这种设计在处理小信号和保留暗噪声的情况下, 可能会引发许多潜在的问题。在太阳 ^8B 中微子分析中, 这一部分被替换为以 S2 为基准的固定窗口 (fix-window), 以 S2 为锚点, 前后各搜索 1 ms, 创建一个 2 ms 的窗口, 以更好地处理信号并减少不必要的噪声干扰。

在事例重建过程中, 事例内的噪声事件可能会取代真实 S1 信号, 被错认为主要的 S1 信号, 这被称为事例重建效率或配对 (Pairing) 效率。有时 S2 信号也可能会因此被混淆。配对效率对大多数大信号来说忽略不计。但是对于太阳中微子分析值得考虑。随着探测器内噪声电荷密度上升, 或时间窗口扩大, 配对效率将会越来越显著。这些效率在物理分析中进行了估计。

表 3.3 事例级别变量表

变量名	定义
事例变量	
qTotal	事例的总电荷
ratioTSignal	T 信号的比率
qElse	其他信号的电荷
qElseBefore	S1 最大信号之前的其他信号电荷
qElseBetween	S1 和 S2 最大信号之间的其他信号电荷
qElseAfter	S2 最大信号之后的其他信号电荷
qElseMaxChannel	其他信号的最大通道
异常信号统计	
qVeto	排斥信号的电荷
qSparking	火花信号的电荷
qNoise	噪声信号的电荷
qNearS1max	靠近 S1 最大信号的电荷
qNearS2max	靠近 S2 最大信号的电荷
nSinglePhoton	单光子信号数量
nSingleElectron	单电子信号数量
nCandidateS1	S1 候选信号数量
nCandidateS2	S2 候选信号数量
前信号统计	
qTotalPreEvent	事例前的总电荷
qS2maxPreEvent	事例前的 S2 最大电荷
tDiffPreEvent	事例前的时间差
deadtime	死时间

第4章 波形模拟软件

在暗物质和中微子分析中，波形模拟 (Waveform simulation, WfSim) 是重建和理解探测器响应的关键工具。通过精确的波形模拟，我们可以再现和研究探测器在实际实验中可能遇到的各种信号和噪声情况，从而提高分析的准确性和可靠性。本章节将详细介绍用于波形模拟的方法及其在中微子信号分析中的应用。

首先，我们将介绍不同类型信号的波形模拟方法，这些方法涵盖了探测器中关键物理过程的模拟，包括 S1 和 S2 信号的生成、噪声的处理，以及延迟电离的特征重现。S1 信号：采用“drop-hit”方法模拟，这种方法能够精确模拟光电倍增管 (PMT) 检测到的单个光子的响应特征。S2 信号：使用单电子 (SE) 采样与组装的方法来模拟。通过对单电子信号的多次采样和组合，S2 信号的复杂波形可以被准确重建。噪声：采用数据驱动的方法进行模拟。通过对实验中的实际噪声数据进行分析，能够生成与真实实验环境相匹配的噪声波形。延迟电离：基于经验函数的单电子组装方法模拟。该方法能够重现延迟电离事件的特征，帮助分析中微子与背景噪声的相互作用。核心算法见算法4.1。

接下来，章节将深入探讨如何将这些模拟技术应用于中微子分析中。通过模拟得到的波形，研究人员能够更好地理解探测器的响应特性，精确提取信号的形状和时间结构，并在复杂背景下识别中微子信号。最后，章节将展示波形模拟在数据分析中的具体应用，并讨论其对最终实验结果的影响。我们还将说明如何通过不断优化模拟方法，提升分析的精度和灵敏度，确保在实验数据中准确捕捉到微弱的中微子信号。这一章节为中微子信号的波形重建和分析提供了强有力的工具和方法，为后续的物理分析奠定了坚实的基础。

算法 4.1 WfSim 核心算法

Data: Input low-level Energy S1 S2 information

Result: Output P4-Chain format ROOT events

```

1 Initialization;;
2 s1 ← drophit_generator();
3 (s2, afterpulse, delayionization) ← se_assemble_generator();
4 dark_noise ← darknoise_generator();
5 Event formation;;
6 event ← (s1, s2, dark_noise);
7 Processing;;
8 output ← p4-chain(event);

```

4.1 S1 信号：随机丢弃

S1 信号的数据驱动采样方法 (drop hit) 是指在模拟过程中, 有选择地丢弃部分来自实际数据的光电子 (photoelectron, PE) 命中记录, 从而形成模拟信号的一部分。具体来说, 这一过程首先从真实事件数据中随机抽取一定数量的单光子命中 (hit), 这些 Hit 在光电管上检测到, 然后再随机丢弃其中的一些命中以生成最终的模拟信号。这个操作的目的是为了能够更好地再现信号的实际行为, 尤其是信号中命中分布的不确定性, 从而提高模拟信号与真实数据的吻合度。

在这种模拟方法中, 命中的丢弃是基于统计学上的考虑, 确保模拟信号在特性上与真实数据保持一致。丢弃的命中数量通常与预期的物理信号强度相关联, 确保模拟信号的时间特性和空间分布能反映实验中的实际情况。这种方法帮助我们理解信号重建中的潜在偏差, 并优化数据分析的准确性。

Drop hit 算法能够自然地融入光子传播和探测过程中的位置依赖特性, 并且对 PMT 性能差异 (例如增益和单光子分辨率) 进行了考虑。因此, 它在 PandaX-4T 实验中是波形模拟的重要组成部分, 为提高实验结果的精度和可靠性提供了保障。

图4.1展示了单光子电子波形及其在不同校准数据中的命中时间分布, 这些波形和分布是 drop hit 过程的基础。在模拟 S1 信号时, 模拟过程通过从 S1 波形库中随机选择单光子命中记录, 并根据实际事件位置和特性对其进行 drop hit 操作, 即随机丢弃部分命中记录, 从而生成符合实验数据的模拟信号。这种处理方法能够保留实际数据中命中分布的特性, 并在波形模拟中体现出光子传播的不确定性。

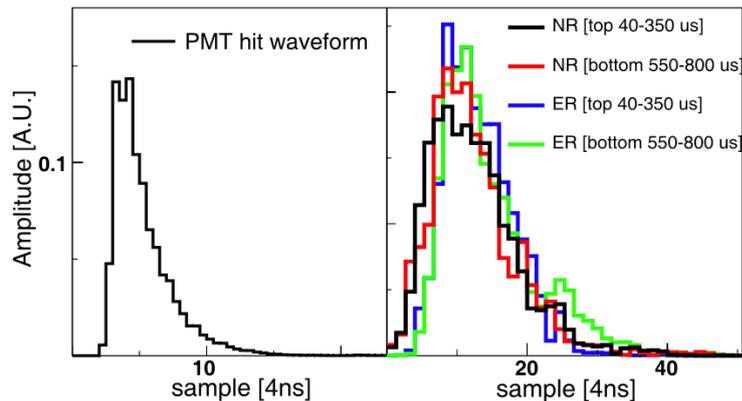


图 4.1 左图显示了单光子电子 (PE) 波形, 右图展示了来自 ^{220}Rn 、AmBe 和 DD 校准数据的命中时间分布。蓝色、橙色和红色实线分别表示 ^{220}Rn 、AmBe 和 DD 校准数据中的分布。

4.2 S2 信号：单电子采样组装

S2 脉冲的处理使用单电子组装 (SE assembling) 方法, 如图4.2。S2 脉冲是由在气相氙中漂移的电子产生的比例闪烁光构成, 其波形形状主要受电子在液氙中的扩散和在气相氙中的传播影响。为了准确模拟这一过程, 我们采用了单电子波形的组装方法。

具体而言, 在单电子组装过程中, 首先从实际数据中选择若干单电子 (SE) 脉冲波形, 这些波形的空间位置与模拟的 S2 脉冲的位置相匹配。这些选中的单电子波形被赋予一个时间偏移, 使得模拟的单电子到达时间符合扩散原则。这一时间偏移遵循特定的高斯分布, 以确保模拟的 S2 信号在时间上与实际数据相符。同时, 为了保证组装后的 S2 的重建位置与采样的单电子位置一致, 以及位置相关的信号关键变量分布一致, 单电子波形会赋予重建位置的偏移 (R0), 根据变量分布, R0 被确定为 40 mm。

在完成时间偏移后, 这些单电子波形将被重新组装, 以形成最终的模拟 S2 脉冲。这一过程不仅考虑了电子扩散的时间特性, 还结合了气相氙中的光子传播时间, 确保模拟结果与实验数据在时间和空间分布上保持一致。

通过单电子组装的方法, PandaX-4T 的波形模拟能够更精确地再现 S2 脉冲的特性。这一处理手段在背景抑制和信号重建中发挥了关键作用, 提升了实验数据的分析精度。

在 PandaX-4T 实验中, 纵向扩散系数 D_L 定义为电子在液氙中漂移时, 由于扩散效应引起的电子云沿漂移方向的扩展程度。它反映了漂移电子的空间扩展与漂移时间之间的关系。

W_{S2}^{80} 与 D_L 之间存在直接的关联。通过测量 S2 脉冲中 80% 电荷所覆盖的时间窗口长度 W_{S2}^{80} , 并将其与漂移时间 T 的平方根成比例关系拟合, 可以计算出纵向扩散系数 D_L :

$$\langle W_{S2}^{80} \rangle = \frac{f_{80}}{v_d} \sqrt{2D_L T + \sigma_0^2}, \quad (4.1)$$

其中, f_{80} 是转换因子, v_d 是液氙中的漂移速度, T 是漂移时间, σ_0 是单电子波形中光子命中的时间标准差。

通过对 PandaX-4T 实验数据的分析, 使用 ^{83m}Kr 校准数据得出的 D_L 值约为 30-40 cm^2/s , 这与低能数据中的 W_{S2}^{80} 与漂移时间的分布一致。这一测量结果对于理解电子在液氙中的扩散行为具有重要意义, 能够帮助提高事件重建的精度。

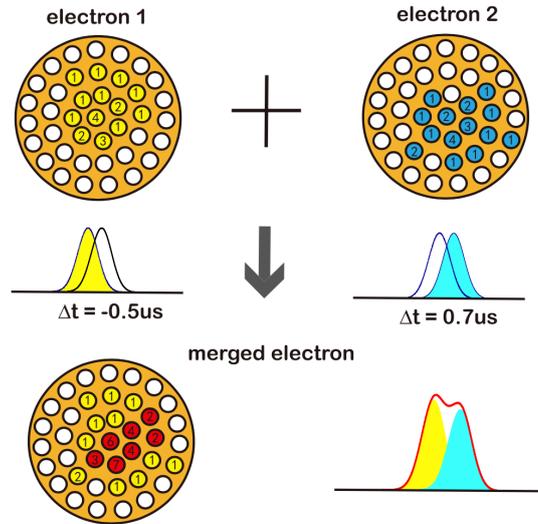


图 4.2 单电子组装算法的示例。从单电子（SE）库中选择了两个 SE 事件。它们的命中模式和波形显示在上方的面板中。对每个 SE 波形应用了时间偏移，偏移量遵循高斯分布，以考虑电子从 z 位置 47.2 厘米处扩散的影响。组合后的模拟 S2 信号的模式和波形显示在下方的面板中。模式图中的数字表示光电倍增管观察到的命中数。

图4.3中显示的 W_{S2}^{80} 随漂移时间的分布，用于推导电子在液氩中的纵向扩散系数 D_L 。该系数直接影响到 S2 信号的时间扩展和波形形状的模拟。在单电子组装过程中，通过调整选取的单电子波形的时间偏移，使得模拟的 S2 信号能够符合这一扩散特性，从而提高模拟结果与实际数据的匹配度。

4.3 光电管后脉冲模型

PMT 后脉冲是由残留气体在光电倍增管中被加速的光电子（photoelectron, PE）电离引起的，这些正离子随后会漂移回到光阴极，产生额外的光电子，从而在主脉冲之后出现延迟信号。这种延迟信号如果不加以处理，可能会干扰实际信号的识别和重建^[79]。

为了在波形模拟中精确处理 PMT 后脉冲，首先会根据延迟时间的分布特征，对后脉冲的发生概率和每个后脉冲的电荷量进行建模，如图4.4。在模拟过程中，每个光电子引发的后脉冲数量以及这些脉冲的电荷量都是依据这种平均概率和平均电荷量从统计分布中随机抽取的。这些延迟信号的时间延迟主要与残留气体的类型及其质量有关，且延迟时间通常与气体分子的原子质量和电荷的平方根成正比。

通过对后脉冲的详细建模，PandaX-4T 实验中的波形模拟能够有效地再现后脉冲对信号的影响。此模拟过程确保在进行信号重建和背景抑制时，后脉冲现象被充分考

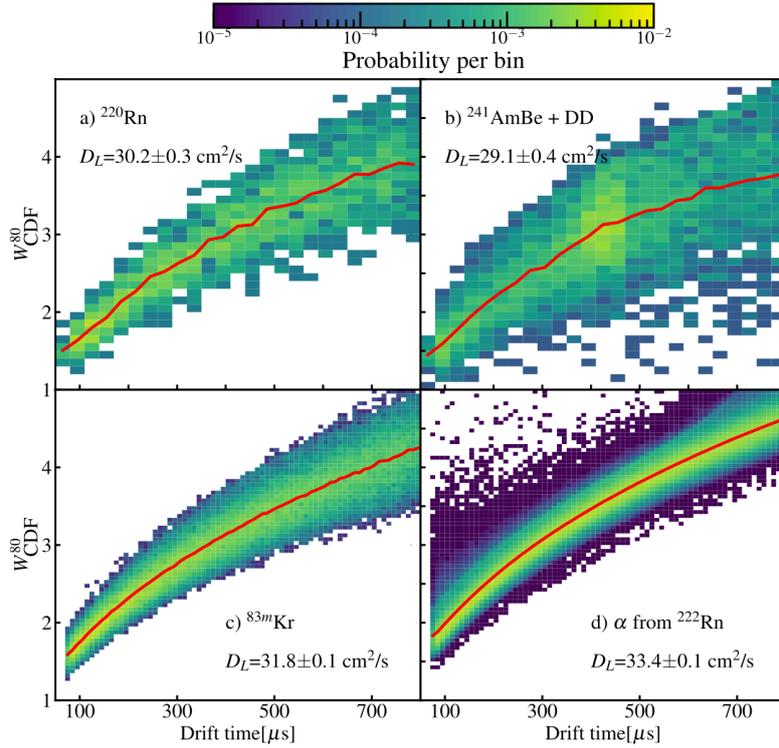


图 4.3 不同类型数据的扩散宽度 W_{S2}^{80} 随漂移时间的归一化分布：a) 来自 ^{220}Rn 的 β 标定数据，b) 来自 AmBe 和 DD 的中子标定数据，c) ^{83m}Kr 标定数据，d) 来自 ^{222}Rn 本底的 α 事例数据。红色实线表示拟合得到的均值。通过拟合这些均值与漂移时间的关系，得出了相应的纵向扩散系数 D_L 。

虑，从而提高了模拟信号与实际数据的匹配度。这种处理手段为实验数据的精确分析提供了必要的保障。

4.4 延迟电离模型

延迟电离通常表现为在一个较大的 S2 脉冲之后，出现额外的 S2 信号，这些信号是由不同机制引发的。例如，电极金属的光电离、氧等电负性杂质的光电离，以及液氙中的杂质捕获并随后释放漂移电子等，都可能导致延迟电离现象的发生。

为了在波形模拟中精确处理这一效应，首先通过数据驱动的方法对延迟电离的产生概率进行建模，如图4.5。在这一过程中，来自实际数据的 S2 波形被叠加并分析，以确定延迟电子的产生概率及其对应的延迟时间分布。这一分布通常使用两个高斯分布和两个指数分布的组合来进行拟合，其中高斯分布表示来自栅极和阴极电极的延迟电子，而指数分布则描述了由于杂质光电离和液氙表面电子延迟等效应产生的

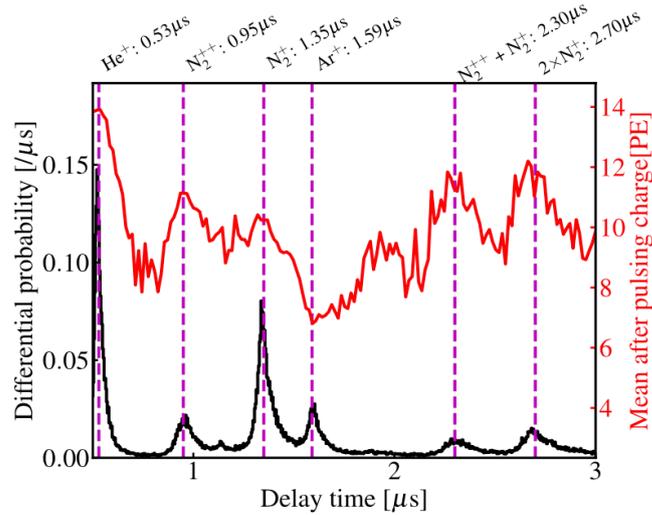


图 4.4 PMT 后脉冲随延迟时间的微分概率。由氦、氮和氩残留气体引起的后脉冲最为明显，并由洋红色虚线标出。氮的二次后脉冲也由洋红色虚线标出。红色实线显示了每个单光电子后后脉冲的平均电荷。

延迟电子。

在波形模拟中，每个 S2 信号的延迟电子数量根据这些建模的概率和时间分布进行采样。延迟电离的时间分布也被精确地拟合，确保模拟的 S2 信号能准确反映这些延迟效应。通过这种方式，模拟波形能够忠实再现实验中由于延迟电离引起的附加 S2 信号，从而增强信号识别的准确性。

4.5 暗噪声采样

在 PandaX-4T 实验的波形模拟中，暗噪声（dark noise）的处理是一个关键步骤。暗噪声指的是光电倍增管在没有外部光子入射的情况下，由于热电子或其他随机效应产生的信号。这些噪声信号可能干扰实际信号的识别，因此在模拟中需要进行精确建模和处理。

为准确模拟暗噪声的影响，首先从实际数据中提取暗噪声的背景信息。这些背景数据是在没有物理事件发生时采集的，能够真实反映暗噪声的特性。在波形模拟过程中，这些背景噪声信号段被随机叠加到生成的波形中，具体做法是在识别到的 S1 信号之前，从 2 毫秒的时间窗口内随机抽取噪声段，并将其叠加到模拟的波形中。

此外，模拟过程还考虑了不同实验运行条件下暗噪声水平的变化。例如，在某些校准数据中，S2 信号的增加可能导致噪声率的上升。因此，波形模拟通过调整暗噪

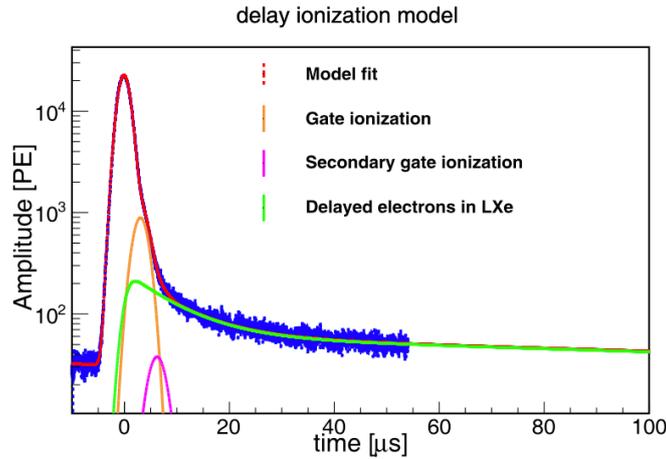


图 4.5 平均 S2 波形 (蓝色实线)。红色实线表示对平均 S2 波形的拟合, 包括栅极电离 (橙色实线) 和液氙中延迟电子的贡献 (绿色实线)。栅极光电离产生的 S2 光子来自固定的 Z 位置, 并被建模为高斯分布。液氙中的延迟电子则被建模为两个指数分布与高斯分布的卷积。高斯卷积代表电子在气隙中的传播时间扩展。栅极光电离产生的 S2 光子 (洋红色实线) 进一步导致二次光电离。

声的水平, 确保模拟波形能够反映实际实验中噪声的动态变化。

通过这一处理方法, PandaX-4T 的波形模拟能够更精确地再现实验中观测到的暗噪声特性。这种精确的噪声处理有助于提高信号重建的准确性, 从而确保数据分析的可靠性。

图4.6展示了不同类型实验运行中记录的噪声波形。这些噪声波形反映了暗噪声在不同条件下的表现。在波形模拟中, 暗噪声通过从这些实际记录的噪声波形中随机抽取, 并叠加到模拟的波形中, 以再现实验中的背景噪声。通过这种处理, 模拟波形能够更准确地反映暗噪声对信号的影响, 从而提高信号重建的精度。

4.6 能谱-信号模型-软件整合

波形模拟软件 WfSim 与数据处理软件 P4-Chain 整合后, 可以将波形模拟原始数据, 经过整个软件重建流程, 生成 ROOT 文件, 得到能量信息、位置信息、变量信息。与波形可视化软件 PeChannelPlotter、波形和光电分布可视化软件 PandaXEventViewer 整合后, 可以在线观察事例的波形和光电分布。与不同版本的 PandaX NEST 整合后, 可以产生不同类型的波形模拟事例, 如太阳 ^8B 中微子、低质量暗物质、高质量暗物质。

特别地, P4-Chain 的程包括信号重建、信号配对、事例重建, 对于确保模拟数据

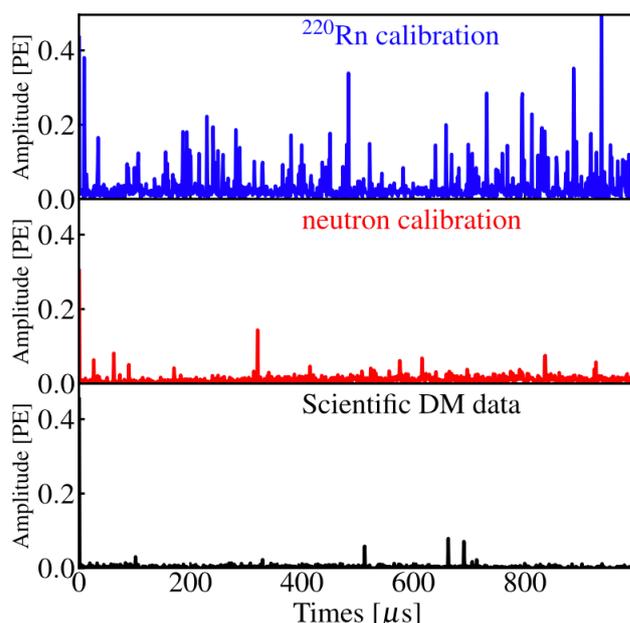


图 4.6 从 ^{220}Rn 校准数据（上）、中子校准数据（中）和暗物质数据（下）中选取的噪声波形示例。

与实际数据的处理过程一致性至关重要。特别地，如果不同批次的数据使用不同的配对和窗口锚定方法，如顺序配对 (in-order pairing)、定窗口配对 (fix-window pairing)、信号质量配对 (signal quality pairing)，需要确保在波形模拟软件 WfSim 后端使用的 P4-Chain 版本一致。这些配对过程可能会影响信号的分布和最终能谱。波形模拟生成的合成信号波形首先会经过与实际数据相同的 P4 链处理。这一处理过程包括事件构建，即将多个信号峰值（如 S1 和 S2）整合为一个物理事件。信号配对是其中的一个关键环节，特别是在区分不同事件类型时（如电子反冲和核反冲），准确的 S1-S2 配对至关重要。通过在 P4 链中对波形模拟进行事件构建和信号配对，我们可以验证 P4 链在不同信号环境下的性能，并评估事件重建的效率和精度。例如，波形模拟中引入的噪声和伪信号将被用于测试 P4 链的鲁棒性，以确保其能够在复杂背景下正确识别和配对信号。最终，这种耦合使得我们能够通过模拟数据优化 P4 链的处理步骤，包括事件构建和信号配对，从而提高 PandaX-4T 实验的整体数据分析精度和可靠性。

图4.7展示了实验数据波形与模拟波形的比较，这是波形模拟与 P4 链耦合的直接体现。通过将波形模拟生成的合成信号波形与实际观测数据进行对比，并在 P4 链中处理这些波形，我们能够评估和验证 P4 链在信号重建过程中的表现，包括对 S1 和 S2 信号的识别和配对。图中不同面板显示了信号识别的成功与失败案例，强调了波

形模拟在优化 P4 链处理步骤中的重要作用。

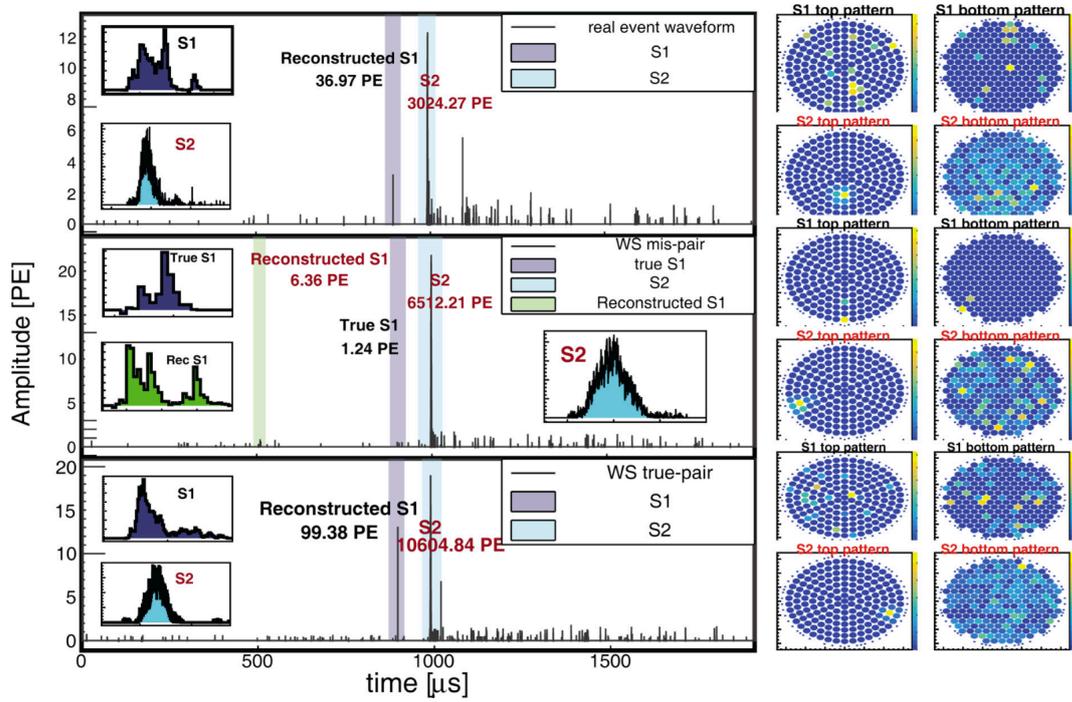


图 4.7 波形模拟软件 WfSim 与其他软件整合后，可以产生并可视化能与真实数据比较的波形。这里展示三个具有相似漂移时间的事件波形。上图是记录的实验数据波形；中图是一个模拟波形，其中真实信号被略高电荷的噪声信号掩盖；下图是另一个模拟波形，其中 S1 和 S2 信号被正确识别。灰色、绿色和青色阴影区域分别表示与真实 S1、误识别的 S1 以及真实 S2 信号对应的窗口。每个面板中还显示了识别出的 S1 和 S2 信号的重建电荷值，插图面板提供了 S1 和 S2 信号的放大视图。右侧列展示了主要 S1 和 S2 信号的光电分布 (hit pattern)。

4.7 波形模拟结果

波形模拟的有效性最终由波形模拟得到的事例与真实事例的相似程度得到。为了描述相似程度，使用了与 S1 信号质量、S2 信号质量、S1S2 信号光电分布 (hit pattern)、波形脏度 (waveform dirtyness) 相关的一共 28 个特征变量进行一维直方图变量分布比较，符号和定义见表4.1。变量分布包括了 ER 标定数据和 NR 标定数据，包括 $^{220}\text{Rn-}\beta$ ，AmBe- n ，和 DD- n 。在每类数据中，按照数据的能量和位置分布对大量模拟数据进行高维重加权 (reweight)，以使比较更加精确。

拟合优度的评估使用 $\chi^2/\text{n.d.f.}$ 。 χ^2 (卡方值) 是衡量观测数据与模型预测之间差异的一个量度。 $\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(O_i - E_i)^2}{\sigma_i^2}$ 其中 O_i 是第 i 个观测值， E_i 是模型的期望值， σ_i 是观测值的不确定性， N 是观测数据的总数。n.d.f. 是自由度的数量 (number of degrees of freedom)。自由度通常是总数据点数 N 减去模型中独立参数的个数 p ，即 $\text{n.d.f.} = N - p$ 。 $\chi^2/\text{n.d.f.}$ 是将卡方值 χ^2 除以自由度后的结果，用来评估模型与数据之间的拟合质量。如果 $\chi^2/\text{n.d.f.}$ 值接近于 1，则表明模型与数据的拟合较好。如果该值显著大于 1，则可能表明模型不能很好地解释数据，可能存在未被考虑的系统误差或模型本身不准确；如果显著小于 1，则可能表明观测数据的误差被高估。

通过分析这些变量，可以量化探测器对事件的响应特性，并评估模拟与实际数据之间的差异。表格提供了每个变量的符号及其定义，旨在为数据分析过程中提供精确的参考。这些变量的精确定义对于波形建模的准确性和实验结果的可信度至关重要。

通过全面的一维直方图比较，并用 $\chi^2/\text{n.d.f.}$ 评估拟合优度，可以验证本波形模拟方法能够精确的。此外，在之后的太阳 ^8B 中微子分析中，通过比较标定数据和波形模拟事例的机器学习参数 (如 BDT) 分布，进一步保证了波形模拟产生的事例对于机器学习识别仍然有效。

此外，当增大波形模拟模拟量时，结合 GEANT4 和 BambooMC 给出沉积能量和散射位置，以及 NEST^[80]给出的 S1-S2 能量，波形模拟可以模拟更高能量的事例。图4.164.17展示了模拟的 α 粒子和高能 β 粒子。这些工具可以用于未来液氙实验数据分析中的径迹识别。

表 4.1 用于数据和波形模拟事例特征比较的关键变量列表

类别	符号	描述
S1 信号变量		
S1 的主要峰值数	N_{peak}^{S1}	主要 S1 信号的峰值数量。
S1 的总电荷	Q_{S1}	主要 S1 信号的总电荷。
S1 的脉冲最大高度	h_{S1}	主要 S1 信号的脉冲最大高度。
S1 的脉冲宽度	W_{S1}	主要 S1 信号的起止时间差。
S1 的半高宽度	W_{FWHM}^{S1}	主要 S1 信号的半高宽度。
S1 的 10% 高度宽度	W_{ten}^{S1}	主要 S1 信号的 10% 高度宽度。
S1 的命中数	N_{hit}^{S1}	主要 S1 信号的命中数。
S1 候选信号数	N_{cand}^{S1}	事件中的 S1 候选信号数量。
最常命中底部 PMT 的电荷	M_{bot}^{S1}	主要 S1 信号中最常命中底部 PMT 的电荷。
S2 信号变量		
S2 的主要峰值数	N_{peak}^{S2}	主要 S2 信号的峰值数量。
S2 的总电荷	Q_{S2}	主要 S2 信号的总电荷。
S2 的半高宽度	W_{FWHM}^{S2}	主要 S2 信号的半高宽度。
S2 的 10% 高度宽度	W_{ten}^{S2}	主要 S2 信号的 10% 高度宽度。
S2 的脉冲最大高度	h_{S2}	主要 S2 信号的脉冲最大高度。
S2 最大高度前的电荷比例	R_{preS2}	主要 S2 信号中最大高度前的电荷比例。
S2 的命中数	N_{hit}^{S2}	主要 S2 信号的命中数。
80% 电荷覆盖的宽度	W_{S2}^{80}	覆盖 80% 电荷的 S2 宽度。
S2 在 PMT 间电荷的标准差	σ_{hit}^{S2}	主要 S2 信号中 PMT 间电荷的标准差。
S1S2 信号光电分布 (hit pattern) 变量		
S1 的顶部-底部不对称性	A_{S1}	主要 S1 信号的顶部-底部不对称性。
S2 的顶部-底部不对称性	A_{S2}	主要 S2 信号的顶部-底部不对称性。
S1 的最大电荷比例	F_{maxq}^{S1}	主要 S1 信号中最常命中 PMT 的电荷比例。
S2 的最大电荷比例	F_{maxq}^{S2}	主要 S2 信号中最常命中 PMT 的电荷比例。
S1 在触发 PMT 间的电荷标准差	σ_{ch}^{S1}	主要 S1 信号中触发 PMT 间的电荷标准差。
S2 重心位置的 RMS	$\sigma_{\text{CoG}}^{S2b}$	主要 S2 信号中命中 PMT 位置到重心位置的 RMS。
事例波形脏度 (waveform dirtyness) 变量		
S1 前的电荷密度	ρ_{preS1}	主要 S1 信号前的电荷密度。
S1-S2 间的电荷密度	ρ_{S1-S2}	主要 S1 和 S2 信号之间的电荷密度。
S2 后的电荷密度	ρ_{postS2}	主要 S2 信号后的电荷密度。
事件波形中 S1+S2 信号的电荷比例	F_{S1-S2}	事件波形中主要 S1 和 S2 信号的总电荷比例。

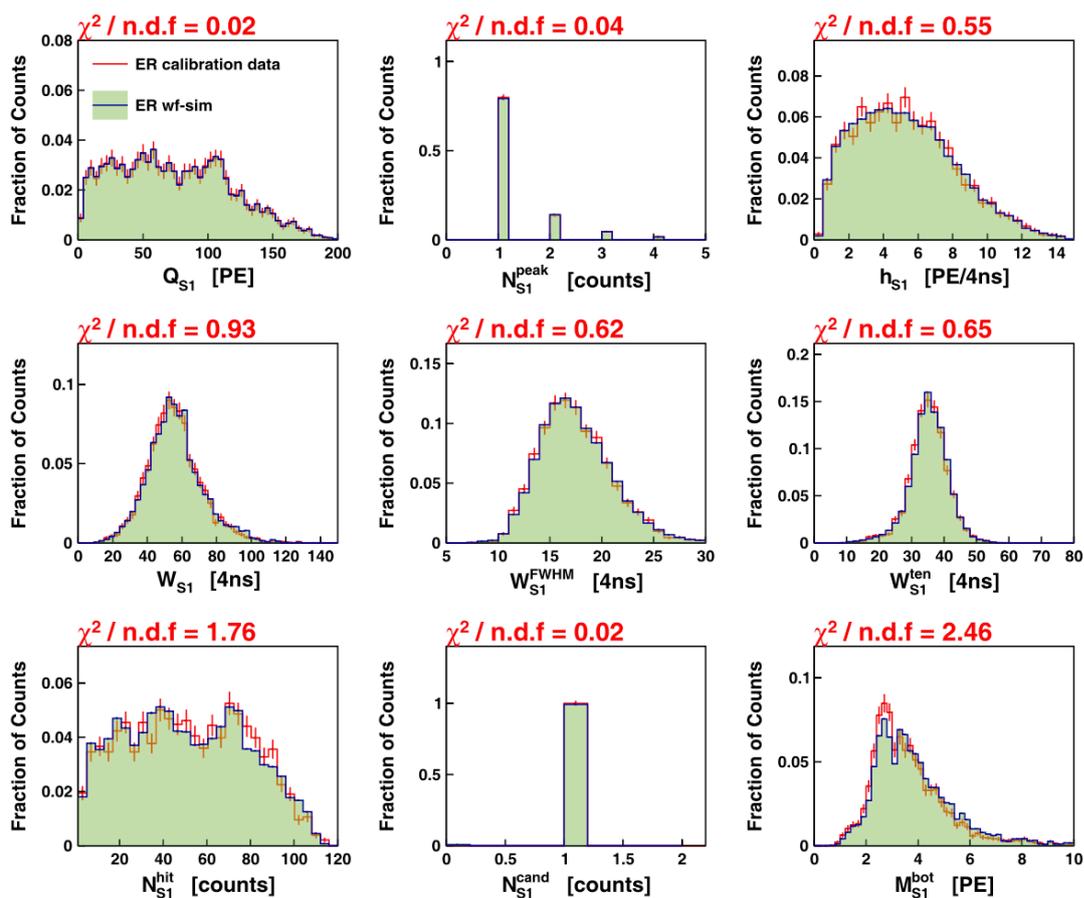


图 4.8 电子反冲标定数据的与 S1 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/\text{n.d.f}$ 显示数据和模拟符合较好。

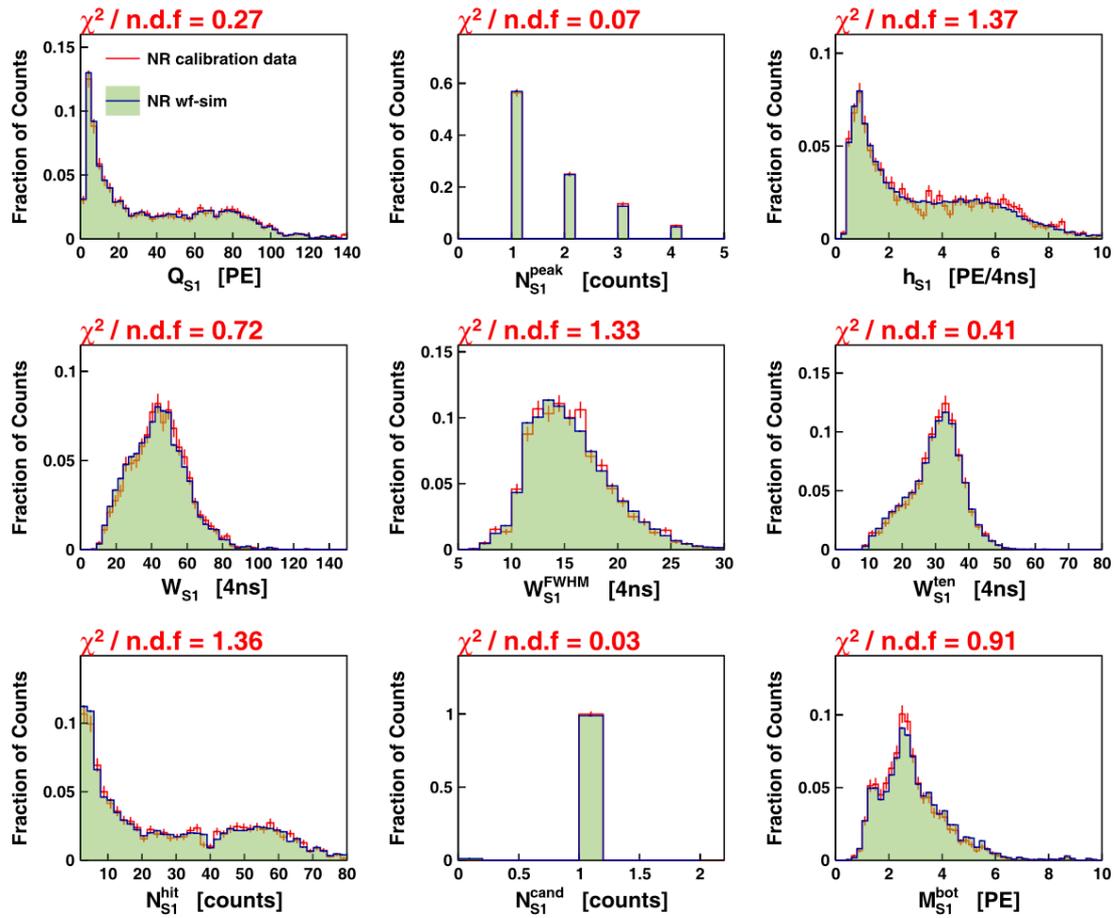


图 4.9 核反冲标定数据的与 S1 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。

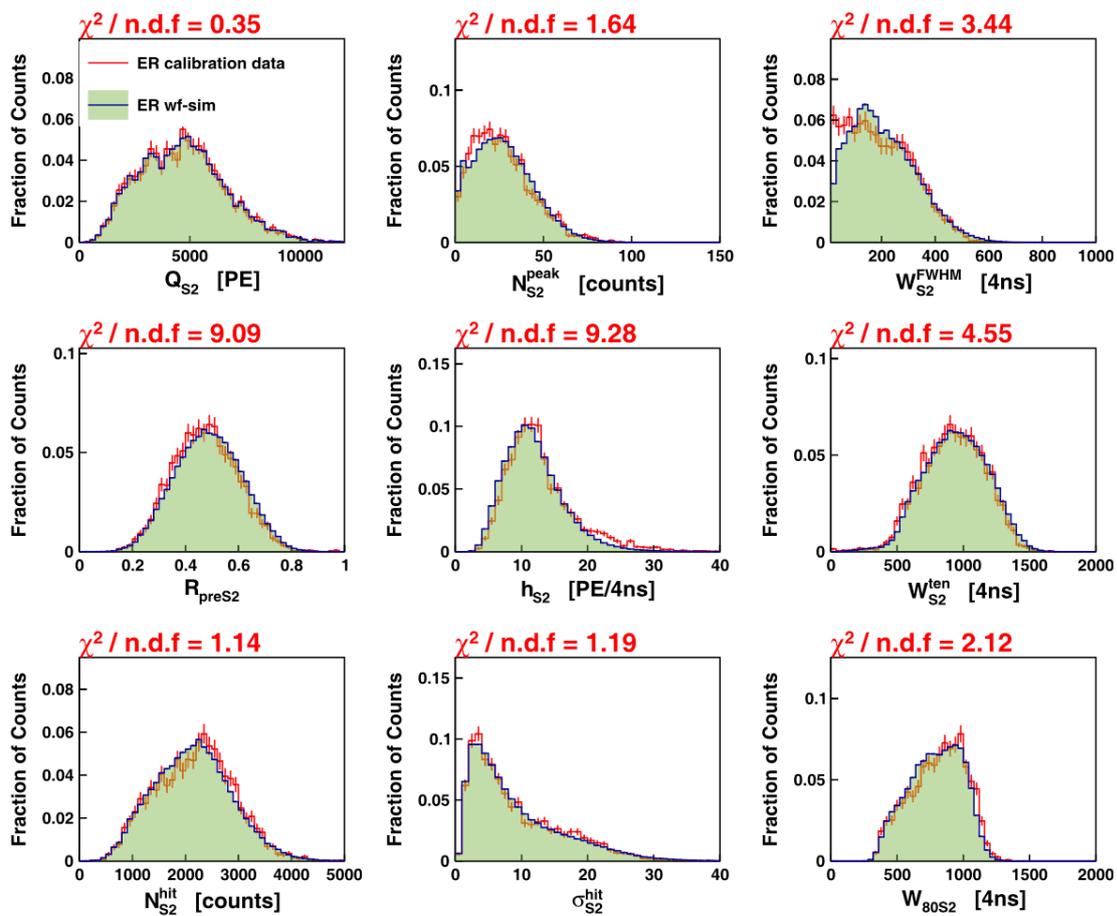


图 4.10 电子反冲标定数据的与 S2 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/\text{n.d.f}$ 显示数据和模拟符合较好。

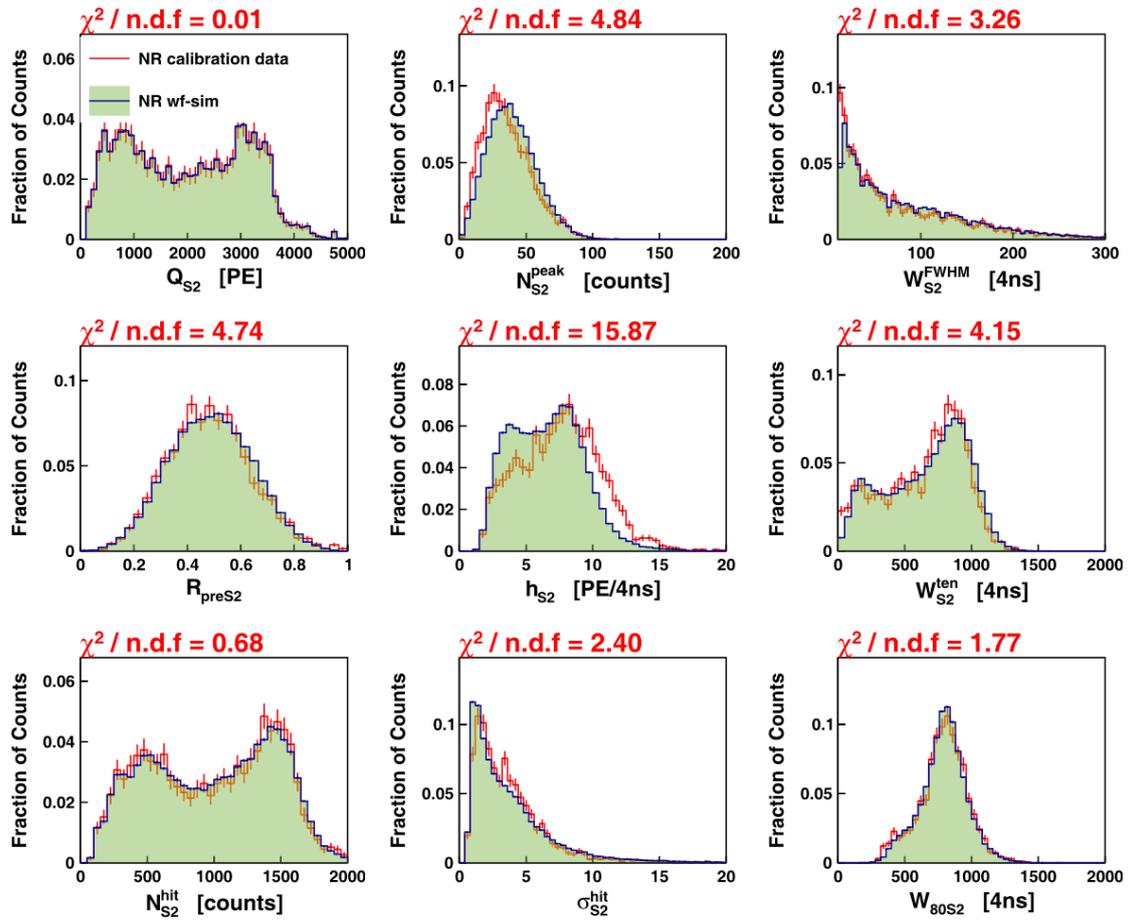


图 4.11 核反冲标定数据的与 S1 信号相关的九个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2 / \text{n.d.f.}$ 显示数据和模拟符合较好。

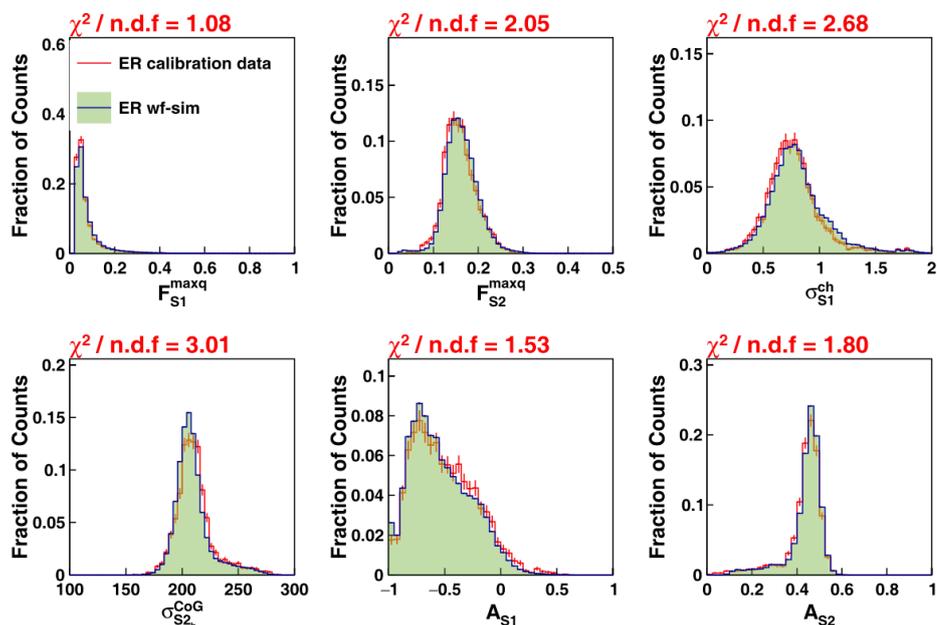


图 4.12 电子反冲标定数据的与 S1、S2 信号的信号位置分布相关的六个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。

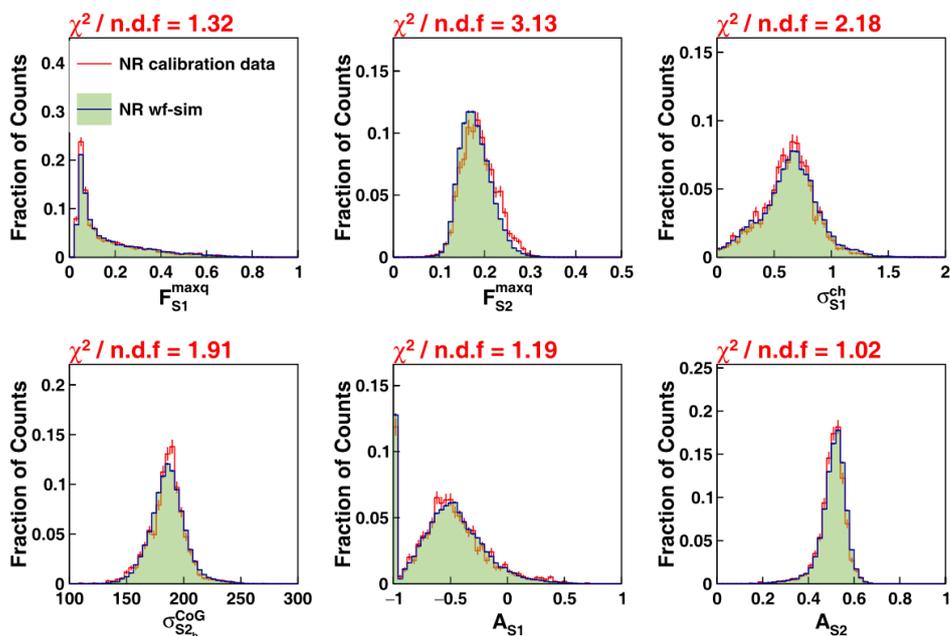


图 4.13 核反冲标定数据的与 S1、S2 信号的信号位置分布相关的六个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。

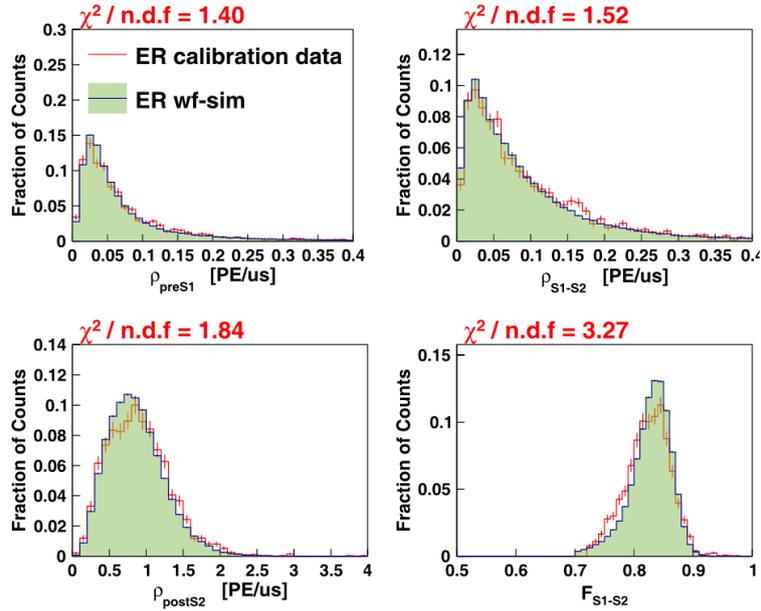


图 4.14 电子反冲标定数据的与波形脏度相关的四个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。

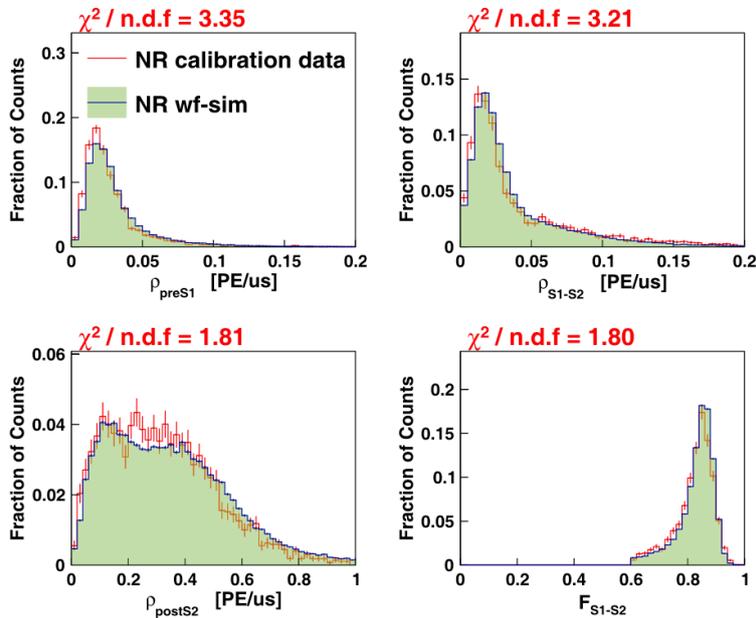


图 4.15 核反冲标定数据的与波形脏度相关的四个关键变量的一维分布图。红色是数据，绿色是波形模拟， $\chi^2/n.d.f$ 显示数据和模拟符合较好。

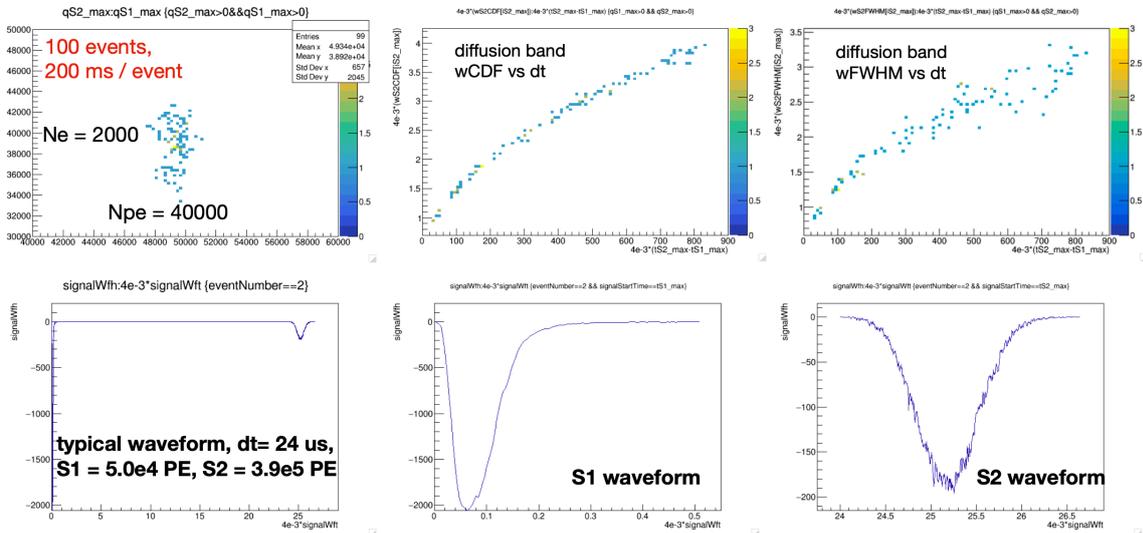


图 4.16 波形模拟的 α 粒子的波形和特征变量特征分布。事例的 S2 展宽符合液氩中的电子团扩散物理过程。波形展示了一个漂移时间为 $24 \mu\text{s}$ 的 α 粒子，S1 为 5×10^4 PE，S2 为 4×10^5 PE。

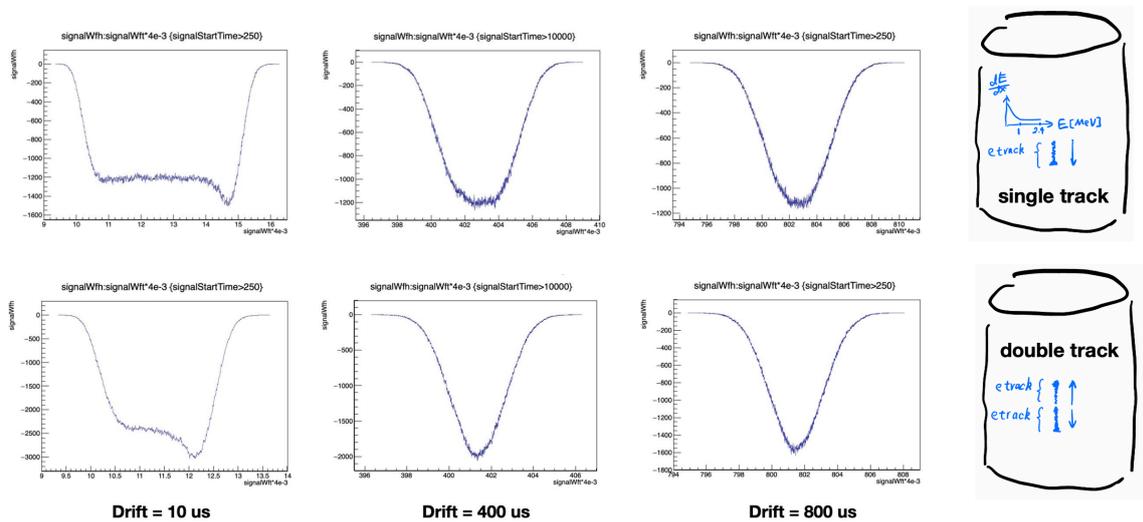


图 4.17 波形模拟的 2.4 MeV β 粒子的 S2 波形。上面三幅图展示了朝底部一个方向能量沉积时，在漂移深度为 10, 400, 800 μs 时的 S2 波形。上面三幅图展示了朝顶部底部两个方向能量沉积时，在漂移深度为 10, 400, 800 μs 时的 S2 波形。能量沉积函数 dE/dx 由 NIST 得到。

第 5 章 WIMP 暗物质分析

PandaX-4T 暗物质物理分析取数 95 天，有效曝光量 0.63 吨年，采集 1058 个候选事例，未发现超出本底的暗物质信号，取得世界最好的暗物质探测结果，也是世界上首个发表结果的多吨级液氙暗物质探测器。在 5.6 吨氙内确定了包含 2.67 吨氙的基准体积，在 95 天取数内确定了 86 天数据质量较好的有效时间。在数据处理软件 P4-Chain 基本完备的基础上进行物理分析，基于取数本底事例、特征峰、核反冲和电子反冲标定事例，确定探测器空间响应、能量响应、S1-S2 参数空间核反冲和电子反冲分辨能力。在能量重建的基础上，根据探测器内多能区特征事例确定各种放射性本底含量，包括 ^{222}Rn ， ^{85}Kr ，氙，中子等。迭代优化 P4-Chain 信号重建各步骤关键参数，提高探测效率。经过筛选条件，在 95 天取数中获得 86.0 天有效取数事件，确定 2.67 吨氙的基准体积抑制探测器外放射性本底，根据 P4-Chain 计算的特征变量在 2-Hit 下进行低阈值信号和事例质量筛选。根据筛选的高质量标定数据和本底数据，联合优化确定本底含量和液氙响应模型，使用剖面似然函数进行统计分析，取得 5 GeV-10 TeV 范围内世界最好的暗物质探测结果。最终实验的灵敏度极限达到 $3.8 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ (90% 置信区间)，对应于质量为 40 GeV/c² 的暗物质粒子。

5.1 运行概况

在 PandaX-4T 调试运行期间，实验在 2020 年 11 月 28 日至 2021 年 4 月 16 日之间进行了 95 天的稳定数据采集，总有效运行时间为 86.0 天，有效靶质量为 2.67 吨，总曝光量为 0.63 吨年，按不同的取数电场划分了五个数据集，见表 5.1。

表 5.1 PandaX-4T 试运行概况表

子数据集	1	2	3	4	5
取数时间 (天)	1.95	13.25	5.53	35.58	36.51
平均电子寿命 (μs)	800.4	939.2	833.6	1121.5	1288.2
最大漂移时间 (μs)	800	810	817	841	841
阴极电压 (-kV)	20	18.6	18	16	16
门级电压 (-kV)	4.9	4.9	5	5	5
S1 探测效率 PDE (%)				9.0 \pm 0.2	
S2 拽出效率 EEE (%)	90.2 \pm 5.4		92.6 \pm 5.4		
单电子放大效率 SEG _b (PE/e)	3.8 \pm 0.1		4.6 \pm 0.1		

电子寿命 (electron lifetime) 是指在探测器 (如液氙暗物质探测器) 中, 自由电子在被捕获或衰减之前能够存活的时间。通常, 电子寿命是由探测器介质中的杂质 (如氧气或水分) 决定的。在液氙探测器中, 当一个粒子 (如 WIMP 或中微子) 与液氙原子发生相互作用时, 会产生自由电子。这些电子会在电场的作用下移动到探测器的阳极上, 被探测器读取为信号。然而, 液氙中的杂质可能会捕获这些电子, 导致它们在到达电极前损失, 降低了探测器的信号效率。电子寿命越长, 意味着电子在到达探测器的电极之前的损失越少, 这最终会导致核反冲和电子反冲具备更好的能量分辨率。通过不断运行提纯, 探测器的电子寿命会越来越高, 如图 5.1。

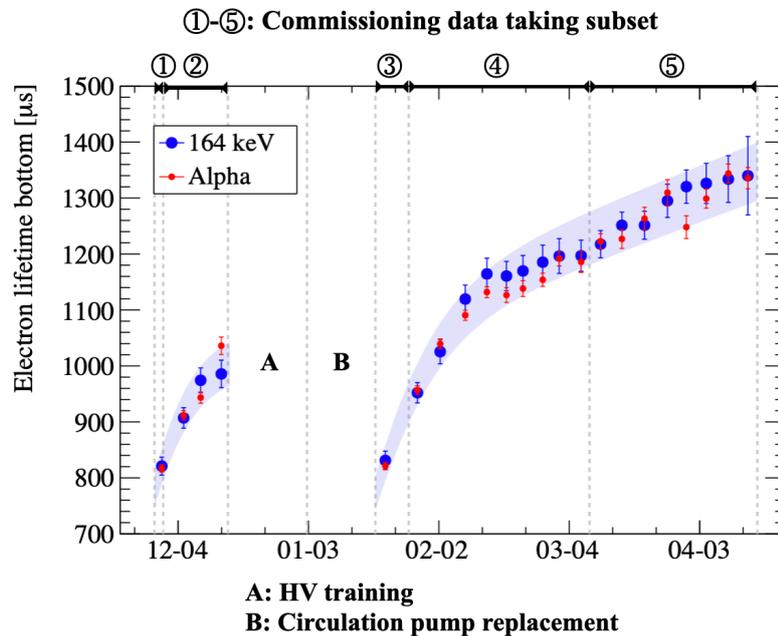


图 5.1 PandaX-4T 调试运行期间的取数事件线和电子寿命变化。两种特征事例测量的电子寿命相同。电子寿命随着提纯运行逐渐增加。A 段中, 处理电极打火中断了物理取数。B 段中, 循环管路隔膜泵破裂, 进行更换、抽真空、检漏, 导致了电子寿命下降。图中也标注了五个运行电极电压不同的子数据集。

在液氙暗物质探测实验中, 电子寿命是反映自由电子在液氙中被杂质捕获之前存活时间的一个重要参数。通过测量事件产生的电子信号随漂移时间的衰减, 可以对电子寿命进行拟合。漂移时间指的是电子从产生位置漂移到电极所需的时间, 漂移时间越长, 电子信号会逐渐减弱, 这是因为自由电子在漂移过程中会被液氙中的杂质捕获。电子信号的衰减通常可以用指数衰减模型表示:

$$Q(t) = Q_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right). \quad (5.1)$$

其中, $Q(t)$ 是漂移时间 t 对应的电离信号, Q_0 是初始信号强度, τ_e 是电子寿命。通过对大量时间的漂移时间和相应的电离信号进行数据收集, 使用统计方法对上述模型进行拟合, 确定电子寿命和拟合误差。电子寿命越长, 表示液氙中的杂质越少, 探测器的信号保真度越高。使用单能峰计算电子寿命得到最准确的结果。在 PandaX-4T 探测器中, 利用 164 keV 的 ^{131m}Xe , ^{222}Rn 及其子核产生的 α 事例, 计算电子寿命, 得到的结果一致, 如图 5.1。 ^{83m}Kr 标定时的内转换电子事例得到的电子寿命也相同。

在开始正式取数前, 总计进行了 14 个月的全面安装调试, 见表 5.2。

表 5.2 PandaX-4T 实验关键日期

2019/9/1	全面安装开始
2020/3/6	5.75 吨氙离线精馏完成
2020/4/27	内罐放入外罐中
2020/5/28	5.6 吨液氙填充完成
2020/6/13	水管注水完成
2020/7/1	电子寿命超过 400 微秒, 栅极电压 5.5kV, 阴极电压 20kV
2020/8/13	^{83m}Kr 标定, 之后三个月进一步优化电压和液位
2020/11/28	试运行 (Run 0) 开始
2021/4/15	试运行 (Run 0) 结束
2021/5/20	中子标定和氦标定完成

5.2 能量重建

在 PandaX-4T 实验中, 通过精确分析光电倍增管的输出波形来重建信号。首先, 从单个通道的波形中识别出振幅大于 20 ADC 的信号峰值。这些信号被定义为一组符合特定时间间隔内 (通常为 60 ns) 的脉冲, 且要求至少有两个不同的 PMT 检测到信号。该过程有效地过滤掉了不符合时间和空间关联的噪声信号。接着, 将信号分类为 S1 和 S2。S1 信号主要由液氙中的闪烁光产生, 而 S2 信号则由电离电子在气态区域被抽出后形成的电致发光产生。根据检测到的电荷数量、顶部和底部 PMT 阵列之间的电荷比率, 以及包围 10%-90% 累积电荷的波形宽度, 对信号进行分类。为了应对漂移过程中扩散效应带来的影响, 还会进一步对 S2 信号进行聚类处理, 以确保信号分类的准确性。基于顶部 PMT 阵列的电荷分布模式来重建信号的位置, 确定水平位置, 并通过漂移时间确定垂直位置。为了提高位置重建的精度, 在信号重建时只使用 S2 信号的一半电荷, 从而减小了因总电荷量变化引起的误差。在垂直方向上的重建不确定性约为 3 毫米, 而水平方向的不确定性则随 S2 电荷量的增加而减少, 最低可达到 3.0 毫米。

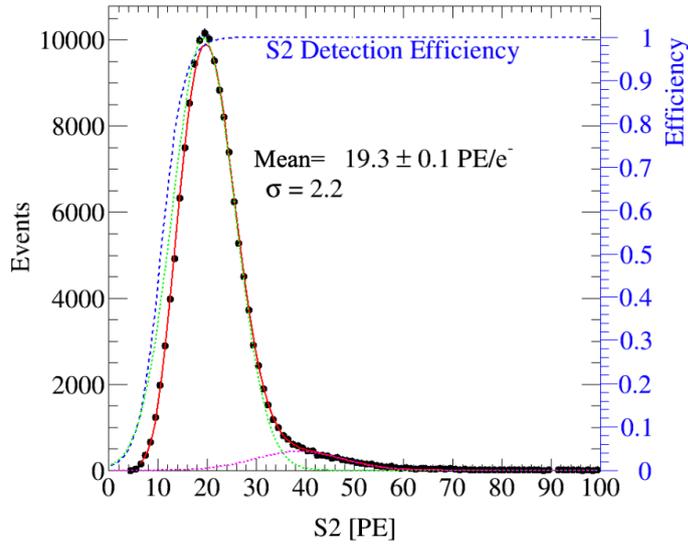


图 5.2 重建的单电子事例费米狄拉克接收函数-高斯函数联合拟合，同时拟合了双电子峰和探测效率作为参考。

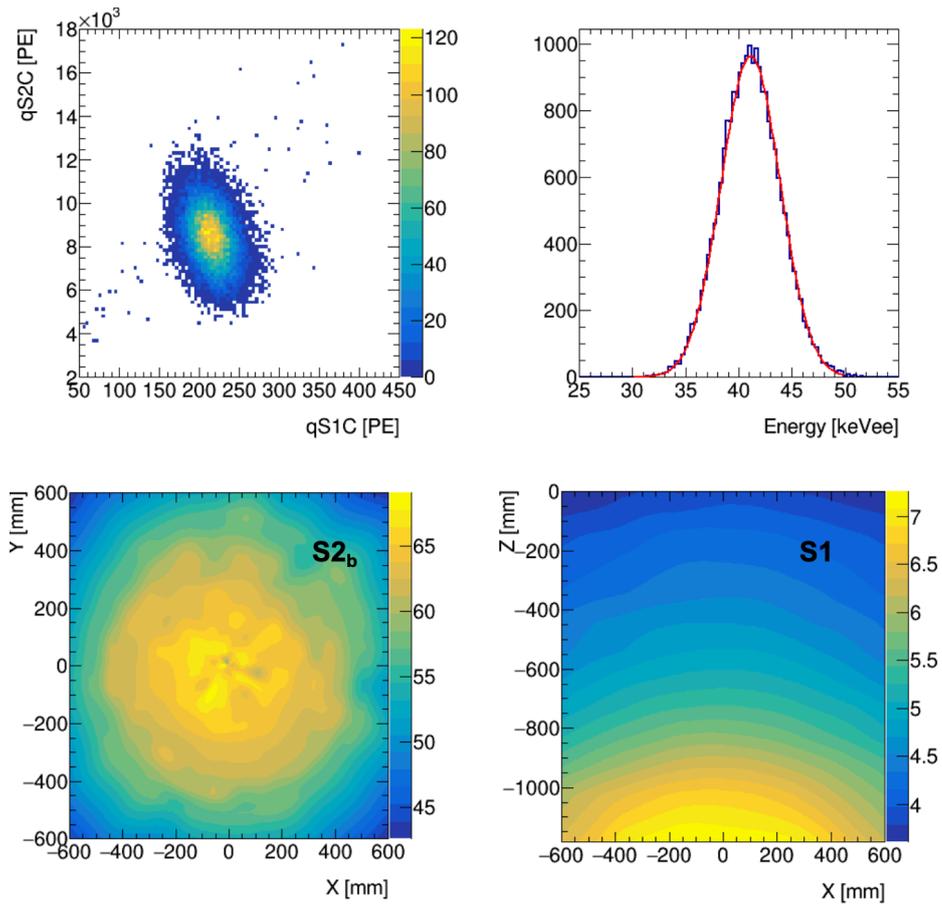


图 5.3 利用 ^{83m}Kr 单能峰标定数据，反解 S1-S2 信号的能量响应空间分布，并得到数值的空间修正函数，用修正函数反修 ^{83m}Kr 事例，得到的 S1-S2 能量团和电子反冲能峰。

5.3 事例筛选

PandaX-4T 实验在运行过程中, 基于不断增加的本底数据, 逐步理解探测器响应和探测器内本底水平, 在本底取数完成后, 基于电子反冲、核反冲、能量均匀性标定数据完全确定信号质量筛选和事例质量筛选条件。

这些筛选条件包括死时间, 基准体积, 和质量筛选 (quality cut)。质量筛选考虑到信号阶段和事例阶段数据的可靠性。包括 S1 信号质量, S2 信号质量, 波形噪声质量, 重建 S1-S2 事例可靠性。S1-S2 信号质量考虑到信号电荷量, 波形分布, 光电分布。波形噪声质量考虑到波形窗口内和窗口外各阶段的非 S1-S2 物理信号的电荷量贡献, 以排除打火的干扰。重建 S1-S2 事例可靠性, 包含重建位置 (漂移深度和平面投影位置) 是否符合 S1 的光电分布, S2 信号的算法重建可靠性, S2 信号的扩散宽度。

事实上, P4-Chain 信号重建和筛选的条件, 与 P4-Chain 生成 ROOT 数据后的各筛选条件, 是反复迭代的过程, 以确保没有产生事例误判, 尽可能避免人工引入软件和算法误差, 最大化探测效率, 降低探测阈值, 降低非物理本底。

根据 PandaX-4T 实验的数据处理流程, 为了消除由先前高能相互作用引发的游离电子对后续事件的干扰, 候选事件必须与之前的事件至少间隔 22 毫秒, 以确保剩余脉冲的影响可以忽略不计。这一要求引入了大约 7.3% 的可控死时间。此外, 对于检测到的异常 S1 孤立事件 (如由于电极或光电倍增管放电引起的过多噪声), 这些数据也会从分析中剔除, 从而进一步减少了大约 2.3% 的有效数据采集时间。最终, PandaX-4T 实验的有效观测时间为 86.0 天。注意到, 有多种方法可以定义死时间, 在不同的方法的差异难以区分时, 采用了从简的算法。

基准体积是探测器内部用于数据分析的有效探测区域。该区域通常被选择为远离探测器边缘和其他容易受到背景噪声影响的部分, 以最大限度地减少边缘效应和外部本底的干扰。通过在探测器内部定义一个相对纯净的体积, 研究者可以更精确地识别潜在的暗物质信号, 而不受边缘事件或探测器外部本底的影响。基准体积的选择需要考虑多个因素, 包括探测器的几何形状、信号衰减特性以及背景事件的分布。一般来说, 基准体积位于探测器中心附近, 因为这里的信号保真度更高, 且受外部辐射的影响最小。氙在此过程中发挥了内屏蔽的作用, 将本底降低到与氙内部本底相当的水平。基准体积是暗物质探测器的核心区域。即使设置了 veto 系统, 内部仍可能存在漏信号, 且可能来自 PTFE 等材料。底部可能会产生来自底部光电管的事件, 而顶部则可能来自顶部光电管。此外, 由于气氙区的存在, 自屏蔽效应会减弱。靠近墙

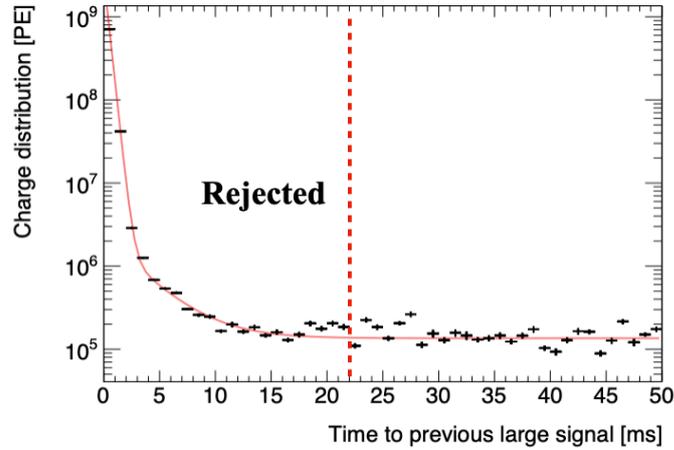


图 5.4 死时间筛选条件。图中显示了大信号后每 ms 的光电密度衰变趋势，由残余的 S2 主导。这些电荷密度最终贡献为事例窗口内物理 S1-S2 信号外的无关电荷。红色虚线左侧的数据会被直接排除，不参与后续数据筛选优化。

壁的事件可能因为电场不均匀性，或者靠近 PTFE 材料而产生反射，导致信号无法被完全放大。基准体积可以通过多种方法进行优化。例如，在 P2 最终分析中，基准体积作为一个维度 (z)，在剖面似然函数中联合优化，以同步估计。在本分析中，为了保持简洁性和效率，在一些基础切割下定义基准体积，并通过后续切割的微调来确保结果的稳定性，如图 5.5。

S2 信号的扩散行为是一个重要的筛选条件。电子团在液氙中漂移的过程中会发生扩散，纵向扩散导致 S2 信号的波形变宽。通过鉴别和测量这种扩散行为，可以检查 S2 信号和事件是否被正确重建。这赋予了四吨探测器额外的处理能力，特别是对于偶然符合事件的处理。当外壳电子在碰撞后从氙原子中剥离时，它们会向上漂移到液体表面，并随后被提取和放大。在漂移过程中，电子群体由于热扩散效应会逐渐分离并扩大。考虑到 z 维度，平均距离遵循 \sqrt{N} 的规则，其中 N 与运动步数、碰撞深度或漂移时间成比例。扩散过程遵循

$$\sigma = \sqrt{2D_L t}, \quad (5.2)$$

其中， D_L 为扩散系数，已经在多个实验中测量，且随电场和温度变化。在本实验中， D_L 测量值约为 $30 \text{ cm}^2/\text{s}$ 。尽管存在各种误差，但这些误差在确定筛选条件时的影响相对较小。

扩散的模拟和对照在 `s2_wf_simulation` 项目中进行了详细描述，该项目可以在 `node01` 服务器上运行，并已集成到波形模拟工具箱中。此项目还包括了筛选条件

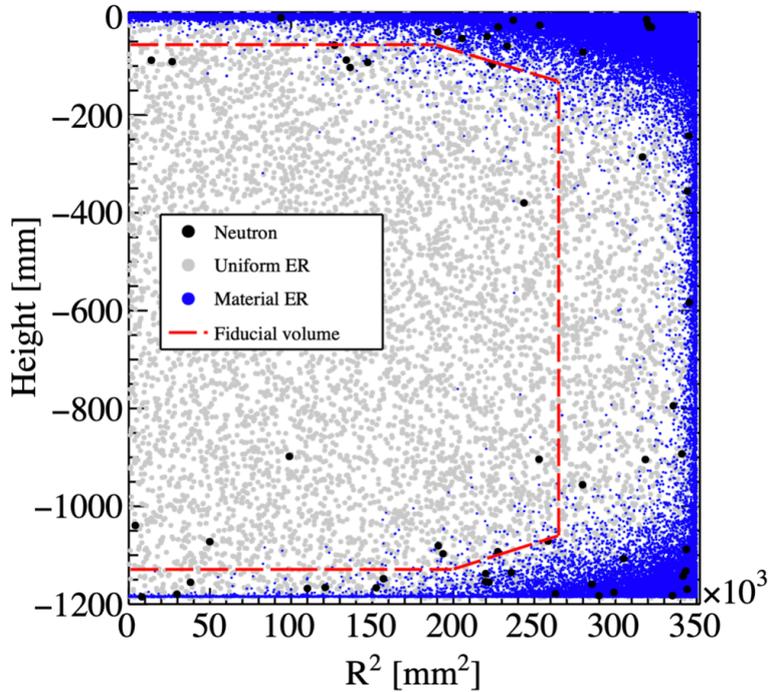


图 5.5 红色虚线是优化定义的基准体积。散点是十吨年曝光量下的中子本底、均匀电子反冲本底、材料电子反冲本底的示意图。外围的墙壁边界确定为 $265 \times 10^3 \text{ mm}^2$ (514.8 mm)，不能通过模拟数据确定，而是通过位置重建算法和筛选后的墙壁事例，用数据驱动方法确定。

的参数化拟合与生成、效率计算以及与标定数据的检验。最终的扩散筛选条件结合了高能区和低能区的现象。特别地，假设波形和电荷沉积服从高斯分布， $W_{\text{cdf } 10\%-90\%} = 2.56\sigma$ ，可以把波形分析的有效宽度和 S2 的展宽联系起来。这一参数化方案使得能量与深度无关，并在优化时提供了筛选条件接受度（信号效率）的有效函数。

扩散筛选条件与其他条件一起在系统中进行了优化，最终将下限推至 95% 的接受度，而上限则超过了 99.9%。尽管如此，最终版中上限进行了进一步优化，而下限则取到了 5%，整体产生了 5% 的误差。值得注意的是，参数化并非唯一的形式，在参数化筛选条件时，需要保守地考虑效率和不确定性的计算方法。另外，PandaX-4T 探测器的电场均匀性较好，电场不均匀性对 S2 信号形变的影响可以忽略不计。

在 PandaX-4T 实验的数据筛选过程中，使用了多种数据质量筛选 (cut) 技术，以确保所选事件的真实性和物理意义。这些筛选措施基于先前的校准数据和实践经验，主要分为：**波形清洁度筛选**：这一类筛选用于剔除事件中的过多噪声或单电子 S2 事件。这些噪声信号可能会影响数据的准确性，因此必须通过适当的算法进行过滤。**S1 信号筛选**：为了避免 S1 信号与单电子 S2 信号混淆，要求在一个事件中检测到的 S1

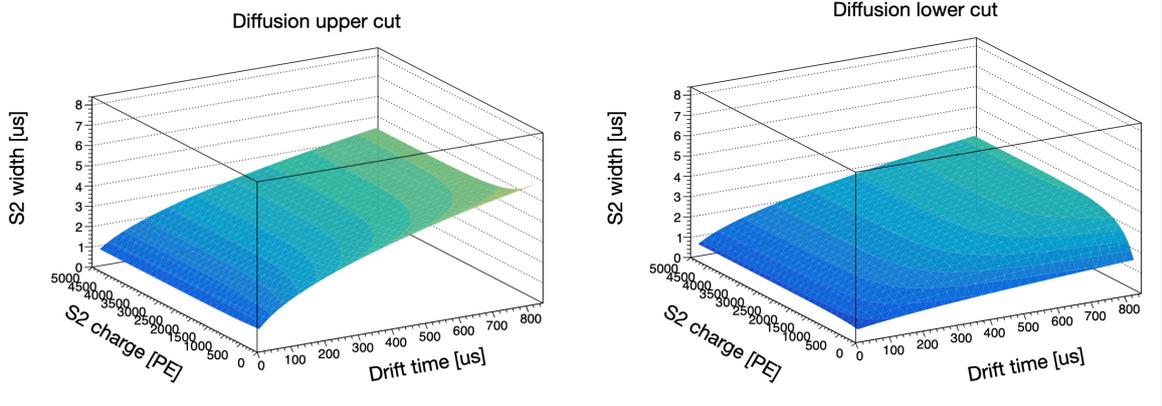


图 5.6 扩散筛选条件的上半片和下半片。基于模拟数据进行参数化得到 **cut** 函数，在约束波形宽度-漂移深度在一定范围内时，同时考虑到 S2 能量逐渐减小时，波形逐渐弥散，测得有效宽度增大的效应。通过这两个三维函数，保证了扩散筛选条件的筛选效率对各能量、各深度的 S2 相同。

信号峰数量不超过四个，并且顶部和底部电荷比必须与相互作用的位置一致。另外，S1 信号的电荷分布也会经过筛选，以抑制由光电倍增管 (PMT) 之后脉冲引起的异常电荷。**S2 信号筛选**：针对 S2 信号，进行了多项筛选，包括波形形状筛选、顶部和底部电荷比筛选、顶部 PMT 电荷分布的均方根 (rms) 筛选，以及水平位置重建质量筛选。此外，还根据漂移时间与累计电荷包络宽度 (wcum) 的关系进行了 S2 依赖性筛选，这对于抑制意外背景非常重要。

在筛选的最终阶段，对多个关键参数进行了联合优化，包括死时间 (Dead Time)、基准体积 (Fiducial Volume)、扩散 (Diffusion) 和质量筛选 (Quality Cut)。这些参数的优化过程相互关联，确保了信号处理的整体一致性和精确性。信号质量筛选是整个实验数据分析的核心部分。通过对 S1 和 S2 信号的独立性进行严格筛选，可以确保数据的可靠性和结果的有效性。每个筛选条件都经过精心设计，目的在于最大限度地减少噪声和系统误差，同时保留尽可能多的真实物理信号。为了维护筛选条件的一致性，采用了一种渐进优化的方法。这种方法类似于马尔可夫链蒙特卡罗 (MCMC) 算法，通过在独立优化器上运行多个参数的联合优化，实现了全局优化的目标。最终，使用 MCMC 方法对各个筛选条件进行了联合优化。在这个过程中，死时间、基准体积、扩散行为以及质量筛选参数被系统地调整，以确保实验的整体效率和精度。这种联合优化策略不仅提高了信号筛选的效果，还增强了实验结果的鲁棒性。

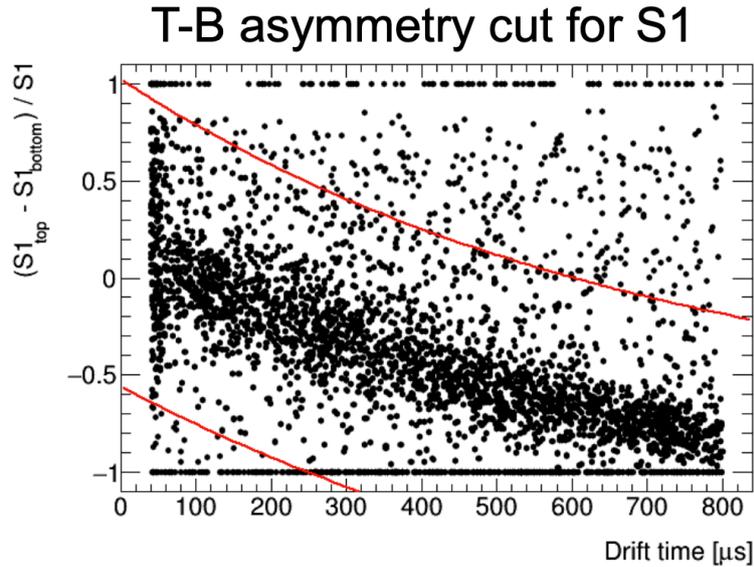


图 5.7 基于 S1 信号的光电分布和 S1-S2 时间差构成的重建漂移时间，构建的 TBA (top-bottom asymmetry) 筛选条件，和本底数据在此参数空间上的分布。当事例重建在底部时，S1 光信号也应该更由底部光电管主导，如果不符合这个规律，则可能是错误的 S1 信号或错误的重建。

5.4 物理本底

PandaX-4T 实验的物理本底需要全面考虑各种辐射和各能区事例的影响。可以分为地球本底和地外本底，物理本底和非物理本底，材料本底和氙内均匀本底，核反冲本底和电子反冲本底。在硬件上前期进行低本底设计，在软件上用各种筛选条件评估和优化去除后，留存在暗物质能区内的低能本底事件，特别是混淆暗物质事例的中子单次散射本底和均匀氩氙本底，会进入物理推断和统计分析，成为最终影响暗物质探测灵敏度的关键指标。

穿过锦屏山体进入探测器的高能宇宙线缪子会在探测器沉积大量能量，产生复杂的次级事例，导致光电管饱和、电子学基线紊乱、光电产额暂时耗竭，在探测器中能观测到缪子信号，但无法准确标定测量能量和轨迹，但可以通过次级事例的死时间筛选去除，如前述。地外中微子事例，包括太阳 ^8B 中微子、太阳 pp 中微子、超新星遗迹中微子，可以广泛的在暗物质能区贡献核反冲和电子反冲事例，但是相对于其他本底事例数较低。地球中微子本底在本实验中忽略不计。非物理本底包括沉积在非液氙电离放大区域的事例，如部分或全部沉积在气氙层的放射性事例，反符合区域的事例，阴极以下的事例，这些事例的能量和粒子类型不能准确鉴别，但是与正常 S1-S2 信号的特征有显著差异，可以通过前述信号和事例筛选条件去除。

物理本底，包括材料中丰富的 α, β, γ 放射性，特别是 U 链和 Th 链放射性，可能

来自内外罐、不锈钢、光电管电容板等。这些放射性大部分通过基准体积 (Fiducial Volume) 去除。也可能通过 $\alpha - n$ 等过程产生中子^{[81][82]}。中子本底通过 GEANT4 和 Source4A 材料模拟和数据对照, 标定数据高能区中子俘获事例筛选, 多次散射事例筛选, 标定和本底取数对照等方法构造旁带数据 (sideband) 计算中子预期本底。^[83] 电子反冲本底, 包括氦、氦、氡、氡同位素等, 如图 5.8。氦链 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 链上的 α, β, γ 能够贡献高能 α 谱和 $\alpha - \beta$ 等关联事例, 能够确定氦链活度和不确定性。 ^{85}Kr 存在一个 $\beta - \gamma$ 关联事例衰变分支。氡同位素会贡献多个 γ 特征峰。最终, 平坦电子反冲本底由于统计量较大, 且存在氦链耗竭率 (depletion ratio) 需要实验测量^[76], 通过探测器取数, 特别是 18-30 keV 作为旁带数据, 可以直接约束整体事例率。计算得到, 预期 492 个事例来自平坦电子反冲本底 (氦、氦、材料 ER、太阳 pp 中微子、 ^{136}Xe), 532 个事例来自氡, 数据为 1058 个事例。特别地, 由于核反冲和电子反冲分辨能力, 在 NR 中位线以下, 2.06 个事例来自平坦电子反冲本底, 5.1 个事例来自氡, 0.7 个事例来自中子, 数据为 6 个事例。所有这些本底估计, 作为冗余参数, 考虑到拟合中, 且拟合结果与本底预期一致。

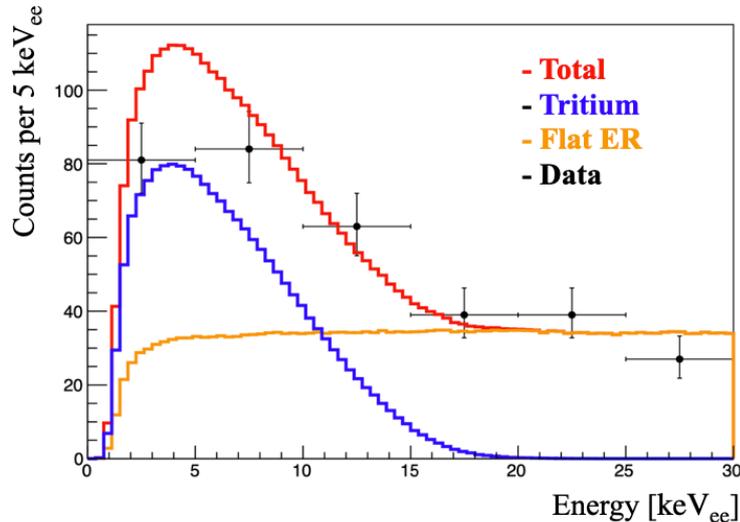


图 5.8 对子数据集进行电子反冲能量重建, 并按平本底 (氦氦等) 和氡本底拟合成分, 发现探测器中存在大量氡。

5.5 物理结果

PandaX-4T 的首次 WIMP 暗物质探测实现了 5 GeV-10 TeV 能区世界最好的暗物质约束。利用基准体积内 2.65 吨液态氦靶和 0.63 吨年的曝光量, 在 S1 范围为 2-

135 PE, S2 范围为 80-10000 PE 的范围内, 经过数据筛选, 探测到了 1058 个候选事件。此分析的探测能力来自于优越的核反冲-电子反冲分辨能力、低阈值灵敏度、数据涨落, 尽管在高质量区域 (超过 $20 \text{ GeV}/c^2$), 由于曝光量的差异和氡污染背景的增加, 灵敏度较 XENON1T 略有下降, 但在低于 $20 \text{ GeV}/c^2$ 的范围内, PandaX-4T 的中位灵敏度和排除限制均优于 XENON1T。图 5.9 和 5.10 展示了候选事例的空间分布和核反冲带上的分布。

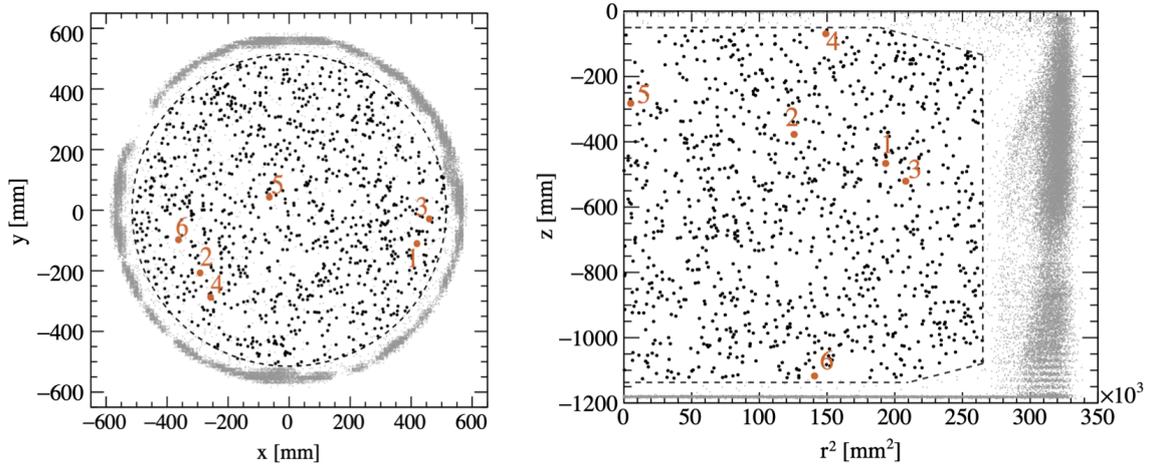


图 5.9 暗物质候选事例的空间分布, 用棕色点标记出了核反冲带中位线以下的六个候选事例。虚线是基准体积, 黑色点是基准体积内的事例, 灰色散点是基准体积外的事例。黑色点由探测器内均匀电子反冲本底氡氩氙主导。基准体积外的灰色散点的分布显现出与光电管分布和运行情况、电极本底、PTFE 表面本底、反符合光电管本底、位置重建误差的关联。但是这些事例不会影响基准体积内的物理分析。

Unbinned 似然函数定义为

$$\mathcal{L}_{\text{tot}}(\mu) = \prod_{n=1}^{N_{\text{set}}} [\mathcal{L}_n] \times \prod_b [G(\delta_b, 0, \sigma_b)] \times \prod_{p_\nu} [G(\delta_{p_\nu}, \mu_{p_\nu}, \sigma_{p_\nu})], \quad (5.3)$$

其中 \mathcal{L}_n 是每个子数据集的 Unbinned 似然函数 n ,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_n = & \text{Pois}(N_{\text{meas}}^n | N_{\text{fit}}^n) \times \prod_{i=1}^{N_{\text{axes}}} \left(\frac{N_{\mu_\nu}^n \epsilon_\nu(p_\nu) P_\nu^n(S1_i, S2_i | \{p_\nu\})}{N_{\text{fit}}^n} \right) \\ & + \sum_b N_b^n \epsilon_b(p_b) (1 + \delta_b) P_b^n(S1_i, S2_i | \{p_b\}) \\ & + \sum_{b \text{ (out ER)}} N_b^n (1 + \delta_b) P_b^n(S1_i, S2_i) \end{aligned} \quad (5.4)$$

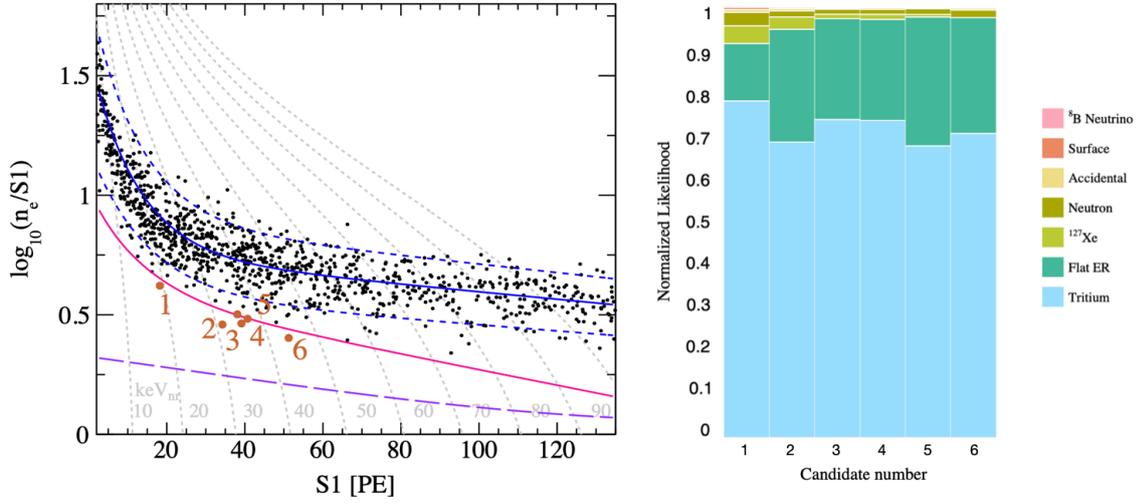


图 5.10 暗物质候选事例在 S1-S2 信号空间的分布，纵轴约化为 $\log_{10}(n_e/S1)$ ，以修正每个子数据集的信号响应差异，同时展示核反冲分辨能力。蓝色线是由标定数据确定的 95% 电子反冲信号区间。红色线是由标定数据确定的核反冲信号中位线，此线以下的信号更可能是暗物质信号。紫色虚线是由标定数据确定的 99.5% 核反冲信号接受区间。候选事例在排除带上的分布，和根据信号-本底模型计算的概率。六个核反冲中位线以下的暗物质疑似信号由棕色点标出。右图同时展示了由剖面似然函数方法确定的本底假设下的信号相似度，可以看到尽管这些事例落在核反冲中位线下，但是靠近核反冲线不远，同时能量较大，因此最有可能是氡 β 衰变产生的电子反冲本底。

$$N_{\text{fit}}^n = N_{\mu\nu}^n \epsilon_\nu(p_\nu) + \sum_b N_b^n \epsilon_b(p_b)(1 + \delta_b) + \sum_{b(\text{out ER})} N_b^n (1 + \delta_b). \quad (5.5)$$

背景和暗物质的概率密度函数分别记作 P_b^n 和 P_ν^n ，其中 ER 成分中探测器扰动参数 δ_{p_ν} 的不确定性通过高斯惩罚项 $G(\delta_{p_\nu}, 0, \sigma_{p_\nu})$ 进行约束。不确定性 σ_p 被视为来自 ER 校准的系统不确定性。每个数据集的测量数据数量 N_{meas}^n 与泊松分布进行比较，其均值为总的期望观测事件数量 N_{fit}^n ，包括观测到的信号事件数量 ($N_{\mu\nu}^n \epsilon_\nu$) 以及背景事件数量 ($N_b^n \epsilon_b$ 或 N_b^n)，这些数量通过包含不确定性 δ_b 的惩罚项进行约束，如图 6.23 所示。对于 ER 成分，来自 ER 校准的效率 $\epsilon_\nu(p_\nu)$ 、 $\epsilon_b(p_b)$ 用于计算观测到的事件数量。氡的放射性活度不会被独立估计，它在拟合过程中被浮动，并标记为具有无穷大的 σ_b 。

根据似然函数和本底分布分布，数据略小于本底预期，产生了 1σ 的向下统计涨落，会使探测结果略好。氡本底的存在使探测结果略差。排除线见图 5.12。在实验前期确定的低阈值分析策略 (S1 2-Hit, S2 80 PE ($\sim 4e$)) 是 PandaX 实验首次推进到此能区并应用到 WIMP 分析，优于同类型实验以往探测阈值，是此分析确保灵敏度的关

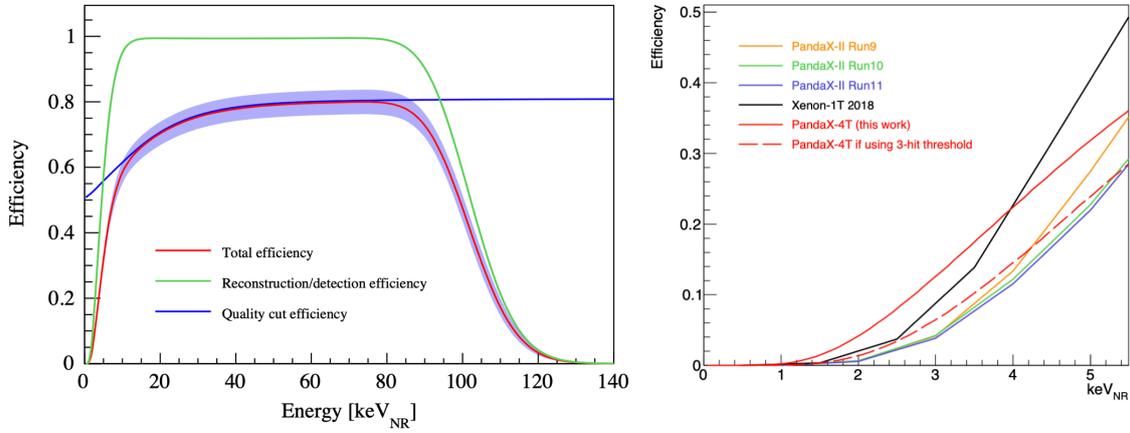


图 5.11 本分析的探测灵敏度分析。左图是全能区探测灵敏度，左侧和右侧效率边界由 S1 2-135 PE, S2 80-10000 PE 约束，绿线、蓝线、红线是重建和探测效率、筛选效率、总效率。右图是 0-5 keV_{nr} 探测灵敏度和与往次实验的比较。红色实线是本分析的灵敏度，红色虚线是假设本分析不考虑 S1 2-Hit 时探测效率的下降情况。黑线是 XENON1T 的低能量探测效率，黄、绿、红是 PandaX-II 往次分析探测效率。

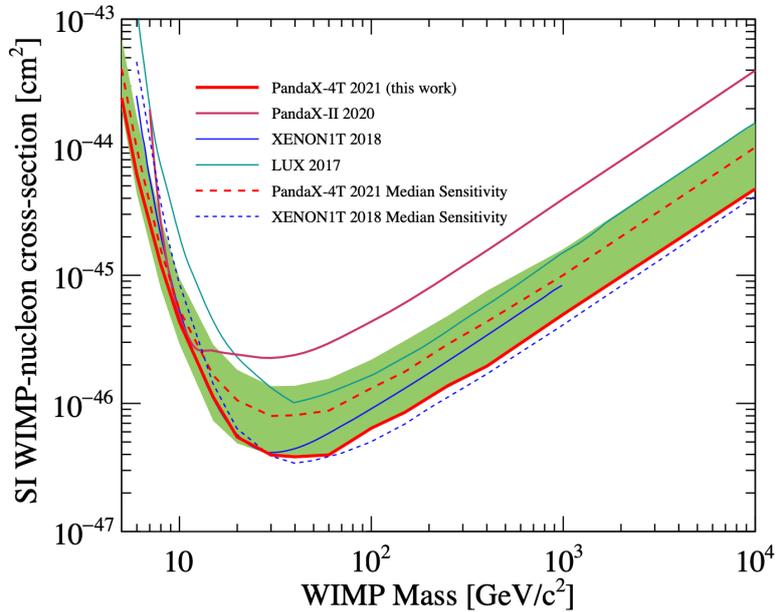


图 5.12 本分析的 5 GeV-10 TeV 暗物质探测结果。红线是本分析的暗物质排除线，绿色区间是 $\pm 1\sigma$ 灵敏度区间。红色虚线是本分析灵敏度。蓝色实线和虚线是 XENON1T 实验的排除线和灵敏度。绿色线是 LUX 实验的排除线。

键，见图5.11。

考虑这些事例的核反冲-电子反冲分布和本底预期，实验并未观察到相对于背景的显著超出，这为暗物质-核子自旋无关相互作用设定了严格的限制。在 $40 \text{ GeV}/c^2$ 的暗物质质量下，90% 置信水平下的最低排除截面为 $3.8 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ ，较 PandaX-II 实验的最终分析结果提高了 2.6 倍。

第 6 章 太阳 ^8B 中微子分析

太阳 ^8B 中微子是太阳内部核反应过程释放的中微子，这一过程由标准太阳模型 (Standard Solar Model, SSM) 描述，但留有一些未定参数需要实验确定。具体地，太阳 ^8B 中微子来自于 Q-value 为 15 MeV 的 β 衰变，如图 6.1。此能量下，中微子弹性相干散射 (中微子-核弹性相干散射, Coherent Elastic Neutrino Nucleus Scattering, CE ν NS) 占主导地位，此时中微子与氦原子核整体发生散射^[84]。与大多数中性流 (Neutral Current, NC) 和带电流 (Charged Current, CC) 中微子探测实验不同，弹性相干散射的过程是中微子味 (ν_e, ν_μ, ν_τ) 无关的，中微子不会打碎氦核，或者使氦的核子发生转变，也不会与氦的电子发生散射，只会留下低能量的点能量沉积，并且在统计上表现为连续谱，这在分析中称为无特征事件。

许多大型中微子实验测得过太阳 ^8B 中微子的相互作用，如 Homestake^[85], Super-Kamiokande^[86], Borexino^[87], SNO^[88], SNO+^[89]。Borexino 的测量结果为 $\Phi_{^8\text{B}} = (5.68 \pm 0.40) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。标准太阳模型 (假设不同金属丰度 HZ/LZ^[90-91]) 会为中微子流强提供不同的理论预测。CE ν NS 的观测在 2017 年首次由 COHERENT 合作组以 6.7σ 测得^[92]，此实验克服了中子散裂源屏蔽体附近的大量中子次级本底，利用 CsI 靶进行测量。对太阳中微子和 CE ν NS 的精确测量，具有通过中微子检验超出标准模型的新物理的潜力。

对于自旋为 0，Z 个质子，N 个中子组成的原子核，在不考虑辐射修正的情况下，CE ν NS 的散射截面由标准模型描述^[84]

$$\frac{d\sigma}{dE_r} = \frac{G_F^2 M_A}{\pi} \left[1 - \frac{E_r}{E_\nu} - \frac{M_A E_r}{2E_\nu^2} \right] \frac{Q_W^2}{4} F^2(q), \quad (6.1)$$

其中 E_r 是核反冲能量， E_ν 是中微子能量， M_A 是靶核质量， G_F 是费米耦合常数， F 是核形状因子， q 是动量转移， $Q_W = N - (1 - 4 \sin^2 \theta_W)Z$ 是弱核电荷， θ_W 是温伯格角。

探测到太阳中微子对于暗物质直接探测具有独特的意义。太阳中微子的核反冲事件构成深地暗物质靶探测器的主要本底，这被称为中微子地板。测到中微子地板是逼近探测极限的标志。更高能量的太阳中微子需要累积更高的曝光量，也许会在数十吨级探测器和百吨年曝光量下看到。但太阳 ^8B 中微子，在改进分析技术的前提下，能够在吨级探测器上看到。触及中微子地板是暗物质直接探测的里程碑事件，同时标

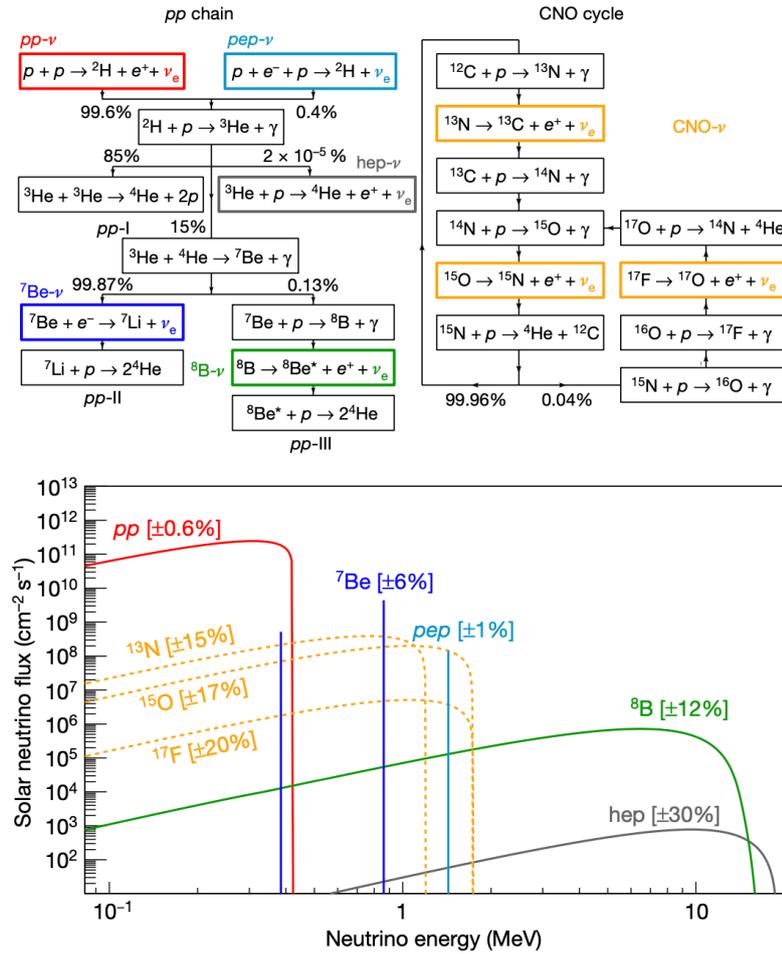


图 6.1 Borexino 实验提供的太阳核聚变链（质子-质子链和碳氮氧循环）和能谱^[93]。

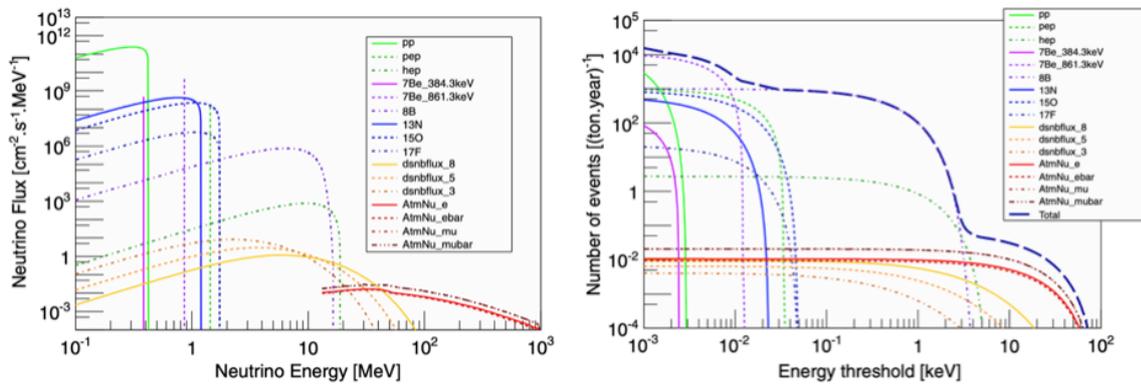


图 6.2 左图是太阳中微子、超新星遗迹中微子、地球大气中微子的能谱，右图是通过中微子-核弹性相干散射在液氙中沉积的核反冲能谱^[94]。 β 衰变产生的中微子能谱和核反冲能谱谱形相似。特别地，在 $0.1\text{-}3 \text{ keV}_{\text{nr}}$ 范围内，太阳 ^8B 中微子的流强主导整个液氙核反冲能谱，因此成为液氙暗物质实验首先探测到的中微子地板。

志了暗物质探测器作为宽能谱模型无关探测器的分辨能力，暗物质直接探测的限度，和暗物质作为多信使天文系探测器的潜力。

建立在前述 **WIMP** 分析已经确定探测器取数情况、光电响应参数、本底水平、筛选条件的基础上，将分析区间移动到探测器的低能量区域，并在此区间调整筛选条件，以增加信号、抑制本底，可以实现在 **PandaX-4T** 液氙暗物质探测器中，对太阳 ^8B 中微子的有效探测。

具体地，本分析关注于 **S1** 范围为 0-5 PE (1, 2, 3 Hit), **S2** 范围为 60-300 PE 的区间。在此区间，太阳 ^8B 中微子和偶然符合本底都会大量增加。通过基于波形模拟的机器学习优化筛选条件，在 0.48 吨年的曝光量下，2-3 Hit 和 65-230 PE 区间内，预期看到 1.71 个太阳中微子和 1.57 个本底。经过盲分析看到一个事例，得到太阳 ^8B 中微子流强的上限为 $9.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

6.1 低阈值分析策略

事例率初步计算 在假设流强 $\Phi_{^8\text{B}} = 5.25 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 时，液氙中的事例数为 940 个事例每吨年，由于液氙中的核反冲淬灭，沉积能量越低时，更多的能量转换为热运动，而不释放光电。同时考虑到光电探测效率 (g_1g_2)，大部分事例不会释放出可探测的 **S1-S2**，约 100 个事例以 **S2** 事例沉积，不到 10 个事例以 **S1-S2** 事例沉积。对于这些 **S1-S2** 事例，除了中微子流强不确定度，还需要考虑低能区液氙光电响应的不确定度（由 **NEST** 描述），重建和筛选的不确定度。

信号能区 (ROI, region of interest) 初步计算 太阳 ^8B 中微子的相干散射在液氙中会产生 keV 级别的沉积能量，谱形与自旋无关的 **WIMP**-核子散射非常接近，特别是与 6 GeV 弱相互作用大质量粒子的自旋无关能谱相同。根据 **WIMP** 分析中确定的 **NEST** 模型和探测器响应模型，可以计算得到大多数太阳中微子事例的能量区间落在 **S1** 0-5 PE（考虑到双光子发射），**S2** 0-300 PE。这时 **S1** 表现为 1,2,3 Hits, **S2** 表现为 0-15 个电子。经过分析初期的信噪比计算，在 1-Hit 能区，光电管暗噪声会主导，0-3 个电子的能区，单电子和多电子本底会主导，因此本分析能量区间初步确定为 **S1** 2-3 Hit, **S2** 65-300 PE。

数据筛选策略 在前述 **WIMP** 分析中，筛选条件往往表示为 **S1S2** 能量对于特征变量的函数，且在构造筛选条件时，往往要求筛选效率对于不同能量的 **S1** 和 **S2** 信号相同，即 ϵ -PE 无关，这时对于从 $\sim \text{keV}_{\text{nr}}$ 到 $\sim 10 \text{ keV}_{\text{nr}}$ 的沉积能量，和 GeV 到 TeV 很大质量范围内的暗物质，会展现出合理的探测效率和灵敏度。但这种筛选条件的构

造方式不适用于太阳 ^8B 中微子的探测，考虑到前述太阳中微子事例率较低（不足 10 个）不足以进行能谱分析，和感兴趣能区较窄，不适合特征变量-S1S2 能量函数。经过基础计算，此分析将数据筛选分为三类：死时间、基础筛选、机器学习筛选。死时间筛选是为了更多地去掉感兴趣区间的 S2 本底。基础筛选，如基准体积、反符合光电管筛选、扩散筛选，是基于物理本底去除能力、对信号的机器学习筛选，是挑选能区分偶然符合本底和物理事例的若干特征变量，基于高维关联性进行太阳中微子信号-偶然符合本底优化。

偶然符合本底计算 在此分析中，需要在低能区对偶然符合本底进行重新计算。偶然符合本底是粒子探测实验，特别是快信号-慢信号耦合实验的常见本底，通常与物理事例特征不同。为此，对于感兴趣能区事例，使用定窗口 (fix-window) 方法进行事例重建，使用随机 S1S2 信号，漂移窗口外的数据 (off-window) 和旁带数据 (sideband) 检验预测结果。并组装随机 S1S2 信号用于偶然符合本底事例特征鉴别和机器学习训练。

统计分析策略 此分析在旁带能区 (sideband) 中检验本底模型，在信号能区使用盲分析。考虑到低能区液氙光电响应不确定度（由 NEST 模型提供），筛选效率不确定度，偶然符合本底不确定度。在两个 bin 内使用剖面似然比方法 (Profile Likelihood Ratio)。

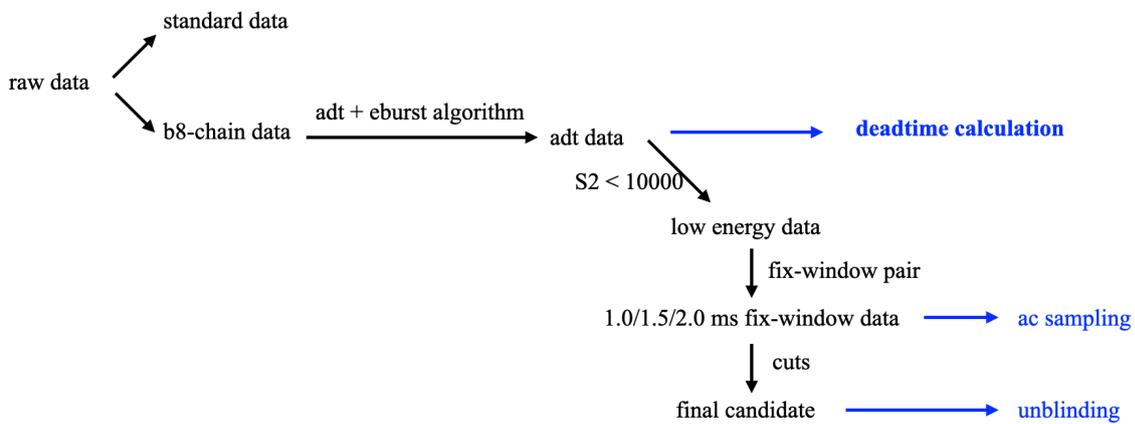


图 6.3 太阳 ^8B 中微子分析的数据处理和筛选流程。在 WIMP 分析已完成的基础上，利用修改了低阈值相关参数的 B8-Chain，重新生成数据。并且对数据按顺序进行多维度死时间分析，得到死时间数据库，相关分支整合到原有数据上。预筛选出 10000 PE 以下 (WIMP 分析能量上限) 事例，进行标准定窗口重建和扩展定窗口重建。扩展定窗口重建数据用于筛选和采样窗口外事例。标准定窗口重建数据用于中微子候选事例筛选和盲分析。

图6.3展示了数据处理和筛选的完整流程。在分析策略确定后，本分析关键工作

聚焦于波形模拟软件的开发（见前章），筛选条件优化，偶然符合本底计算，效率和不确定度精确计算，和统计分析，见图6.4。

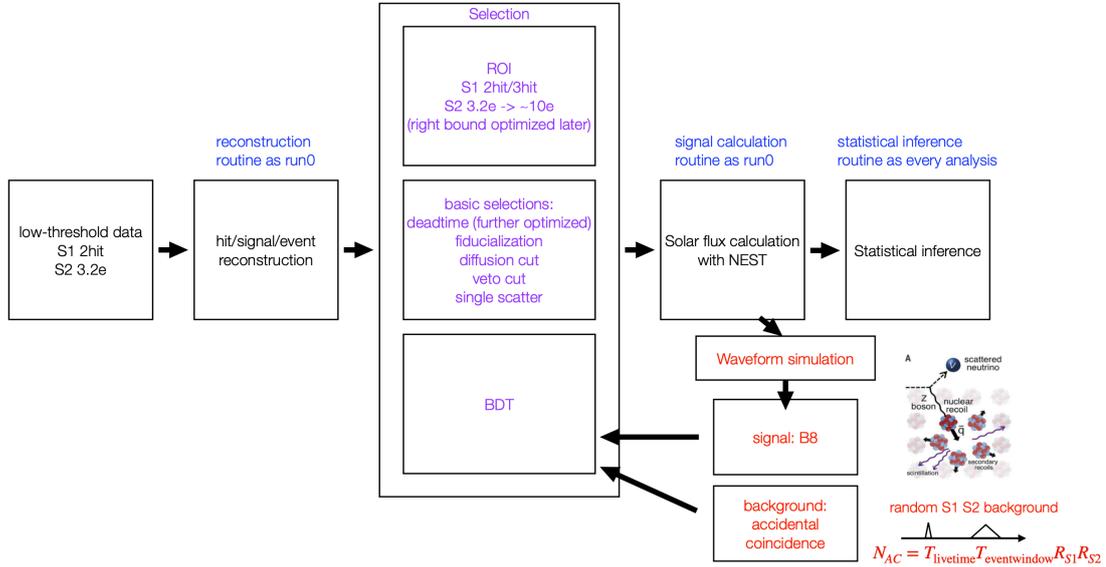


图 6.4 太阳 ^8B 中微子分析的流程图。黑色的框包括低阈值数据、事例重建、流强计算、统计分析是基于已实现的 WIMP 分析框架进行，可以通过修改已有框架内的参数生成，是工作量较小的子物理主题。紫色的框是太阳中微子筛选，包括能区筛选、基础筛选、机器学习筛选；红色的框是波形模拟和偶然符合本底估计，这些工作在之前的分析中缺失或者从简处理，在本分析中首次确定，是工作量较大的子物理主题。

6.2 基础数据筛选

在本分析的能量区间中，根据给定的感兴趣能区，按照信噪比（有效曝光量除以根号下偶然符合本底事例数， V/\sqrt{b} ）对死时间进行了重新优化，见图6.5。死时间由大 S2 信号之后的级联延迟电离导致的 S2 本底升高主导。**通用死时间 deadtime**：主要使用的判断标准是距离上一个 >10000 PE 的 S2 信号的时间间隔，在 WIMP 分析中是 22 ms，在本分析中被优化为 50 ms。**Q-Density**：使用经验函数拟合了更大范围内的拖尾过程模型，扣除本底后，要求模型预测电荷密度小于 14 PE/ms；为避免突然出现的暗噪声升高的影响，要求每个事例之前的 1 ms 窗口内，单光电子信号的密度小于 15 PE/ms。**E-Burst**：观察到大信号之后产生的延迟 S2 信号具有位置依赖性，因此会去除每个 >2000 PE 的 S2 信号之后 100 mm 的体积。**异常数据集**：取数状况不够稳定的 Set1 和高打火率 Set3 被去除。这些优化等效于总取数时间从 95.1 天变为 64.7 天，保留了 68% 的数据。

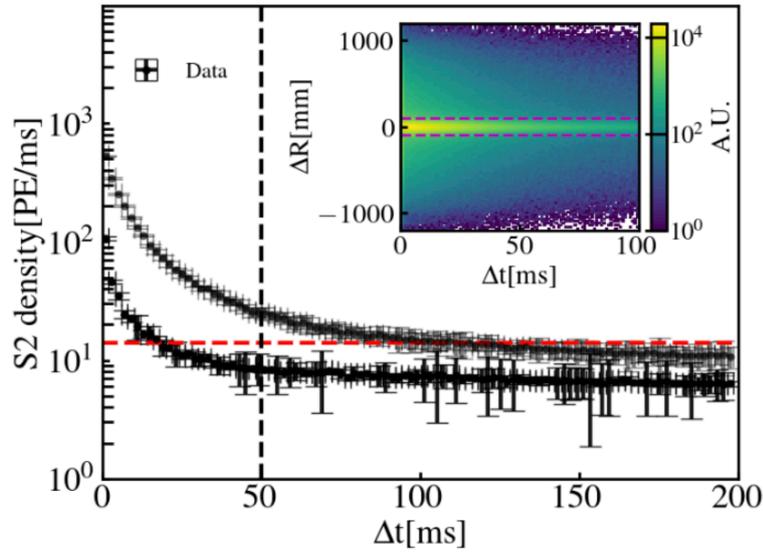


图 6.5 太阳 ^8B 中微子分析的死时间筛选条件。黑线是通用死时间筛选条件，红线是 Q-Density 间筛选条件，小图中的紫色线是 E-Burst 筛选条件。两条黑色数据线分别是 10^6 PE 和 10^5 PE 的 S2 信号之后的电荷密度。

FV, fiducial volume 由于分析能区发生变化，PTFE 表面本底（基于 wall model）和中子数量会发生一定变化，但计算显示，基准体积维持不变是最优选择。图6.6和6.7显示了基准体积径向和法向改变时，太阳中微子和各种本底的变化。

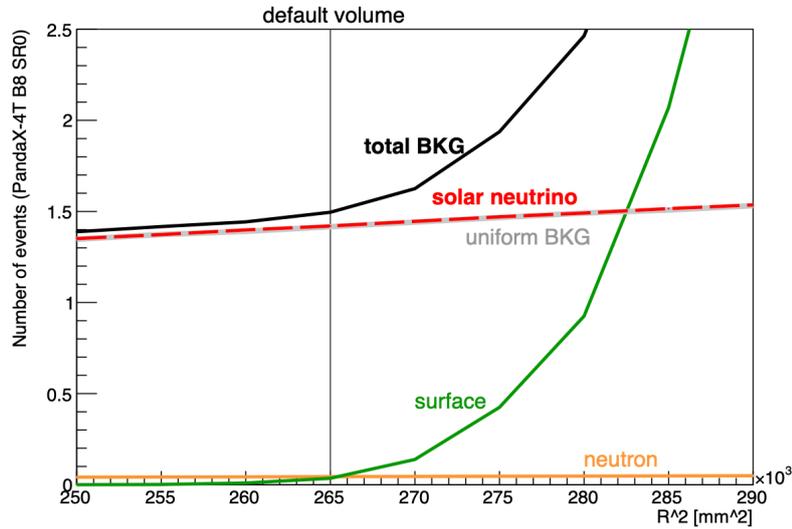


图 6.6 太阳中微子、中子、表面本底、均匀本底（以偶然符合本底为主）事例数随基准体积半径方向的变化。

前述死时间筛选进一步过滤了潜在的脏信号；基准体积筛选与 WIMP 分析相同。

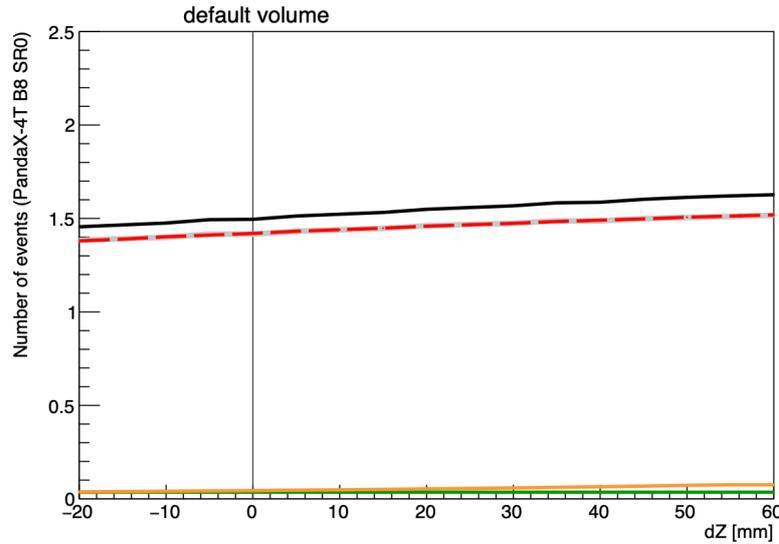


图 6.7 太阳中微子、中子、表面本底、均匀本底（以偶然符合本底为主）事例数随基准体积纵向的变化。

能区筛选 **range**，也写在基础筛选中，是 S1 0-10 PE, S2 65-300 PE。由于本分析考虑了 1-Hit 暗噪声，这些暗噪声会贡献事例中额外的电荷量，还设置了额外的粗略事例波形脏度筛选条件，也可以进一步屏蔽偶发的微型打火：**gas** 整个事例的总电荷量不大于 $180 + 1.2q_{S2}$ ；**s1else** S1 前面的时间窗口的暗噪声少于 20PE，S1 附近 3us 的时间窗口没有额外暗噪声和其他电荷量；单次散射筛选 **SS2** 与 WIMP 分析相同。反符合筛选 **veto** 与 WIMP 分析相同。扩散筛选 **diffusion** 与 WIMP 分析相同。**multihit** S1 的多个 Hit 不由重复的光电管贡献。

6.3 机器学习信号鉴别

增强决策树

ROOT TMVA (Toolkit for Multivariate Data Analysis) 是高能物理中广泛使用的一个工具包^[95]，专门用于多变量数据分析。TMVA 是 ROOT 框架的一个子模块，提供了一整套先进的机器学习算法，帮助研究人员对复杂数据进行分类、回归、维度缩减和生成对抗性分析。它被广泛应用于高能物理实验中，例如在寻找稀有事件、背景噪声抑制和信号提取等方面。TMVA 支持多种机器学习算法，包括决策树（如 BDT）、神经网络 (NN)、贝叶斯分类器等。可以通过简单的配置文件或 ROOT 宏脚本来定义这些算法，进行模型训练，并优化分类器的性能。TMVA 能够自动进行交叉验证和模型评估，选择最优的模型参数，优化分析结果。

增强决策树 (BDT, Boosted Decision Tree) 是一种可靠、透明的信号本底分类算法, 基于大量弱分类器 (决策树) 逐步提高权重, 生成强分类器, 并最终产生一维的 BDT 打分, 如范围在-1 到 1 之间的浮点数。增强决策树适合于具备大量特征变量的暗物质探测数据。基于机器学习基本原理, 在假设信号本底定义明确、数据量充足、逼近训练极限、无过拟合的情况下, 各分类器应当效果一致。

在本实验中, 使用 $O(10^7)$ 的波形模拟太阳中微子事件, 和 $O(10^7)$ 数据驱动采样-重新组合的偶然符合事件进行训练。树的数量、最大深度、学习率是主要的优化指标。考虑到 S1-S2 的信号特征彼此相互独立, 经过验证后, 使用一个分类器同时考虑 S1 信号和 S2 信号的特征。

利用的特征变量包括 4 个 S1 信号特征, 和 13 个 S2 信号特征, 见下文。增减相似变量对优化结果的影响忽略不计。要注意在本分析能区, 特别是 S2 在 65-300 PE 的范围内生成样本, 考虑到在稍高的能区特征变量分布有所不同。对于 2-Hit 和 3-Hit 的情况, 分别使用数据进行训练。通过区分不同批次的数据驱动采样本底事件, 和检查 BDT 对同能区标定数据的响应, 可以设定参数优化界限防止过拟合。训练完成后, 根据灵敏度联合优化 BDT 分数和 S2 能量上限, 获得最高信噪比。应用到 S1 在 1-hit, 2-hit, 3-hit 能量范围内, 通过前述筛选步骤的数据, 根据数据的一维和多维分布, 可以增强对可解释性的理解。

特征变量包括 S1 和 S2 信号的电荷量和波动 $Q(\text{charge})$ 、波形宽度变量 $W(\text{waveform})$ 、光电分布变量 $P(\text{pattern})$, 这些变量考虑了暗噪声、打火和随机电子本底的信号与物理事例的差异, 如果 S1 是暗噪声耦合形成的, 会由于随机耦合效应和后脉冲效应具备更大的展宽, 而物理 S1 的波形展宽符合液氩中光的传播, 且由于液面全反射更容易被底部光电管看到。如果 S2 与打火、延迟电离、材料电离有关, 可能会具备更窄的波形, 或者在某个光电管上更亮。而且 S2 的子结构与整体结构可能有较大差异, 这可以通过截取 S2 的前一微秒波形计算特征变量得到验证。因此可以被若干变量描述。其中 S1 使用了关于电荷量、光电分布、波形宽度的 4 个特征变量, S2 使用了关于电荷量、光电分布、波形宽度 17 个特征变量。在 14 个 S2 变量中, 最后五个变量是关于 S2 潜在的子结构, 记为 S2F。许多变量在信号层级用相同的代码进行计算, 因此符号相似。定义见表6.1, 分布见图6.8, 关联性见图6.9。这些参数的差异在大量高维分布上可以更清楚的感知。

表 6.1 BDT 训练使用的物理量和定义

物理量	类别	变量名	定义
S1 电荷量	Q	s1charge	q
S1 顶底不对称性	P	s1tba	$(q_T - q_B)/q$
S1 特征宽度	W	s1wcdf	$wcdf_{90} - wcdf_{10}$
S1 前半段宽度	W	s1wcdf50	$wcdf_{50} - wcdf_0$
S2 顶底不对称性	P	s2tba	$(q_T - q_B)/q$
S2 最亮比	Q	max_pmt_q	$q^{\text{brightest PMT}}/q$
S2 电荷波动	Q	hit_stdev	信号内 Hit 电荷量的标准差 σ_{Hit}
S2 径向波动	P	top_rms	以最亮光电管为中心的計算各光电管的电荷量加权位置差
S2 峰值时间	W	ps2	S2 波形峰值时间
S2 特征宽度 1090	W	wcdf1090	$wcdf_{90} - wcdf_{10}$
S2 特征宽度 2575	W	wcdf2575	$wcdf_{75} - wcdf_{25}$
S2 特征宽度 0050% 点	W	wcdf50	$wcdf_{50} - wcdf_0$
S2F 顶底不对称性	P	tba_s2f	$(q_T - q_B)/q$
S2F 电荷波动	Q	hit_stdev_s2f	信号内 Hit 电荷量的标准差 σ_{Hit}
S2F 径向波动	P	top_rms_s2f	以最亮光电管为中心計算的各光电管的电荷量加权位置差
S2F 最亮比	Q	max_pmt_q_s2f	$q^{\text{brightest PMT}}/q$
S2F 电荷有效宽度比	Q	qw_s2f	$q/wcdf$

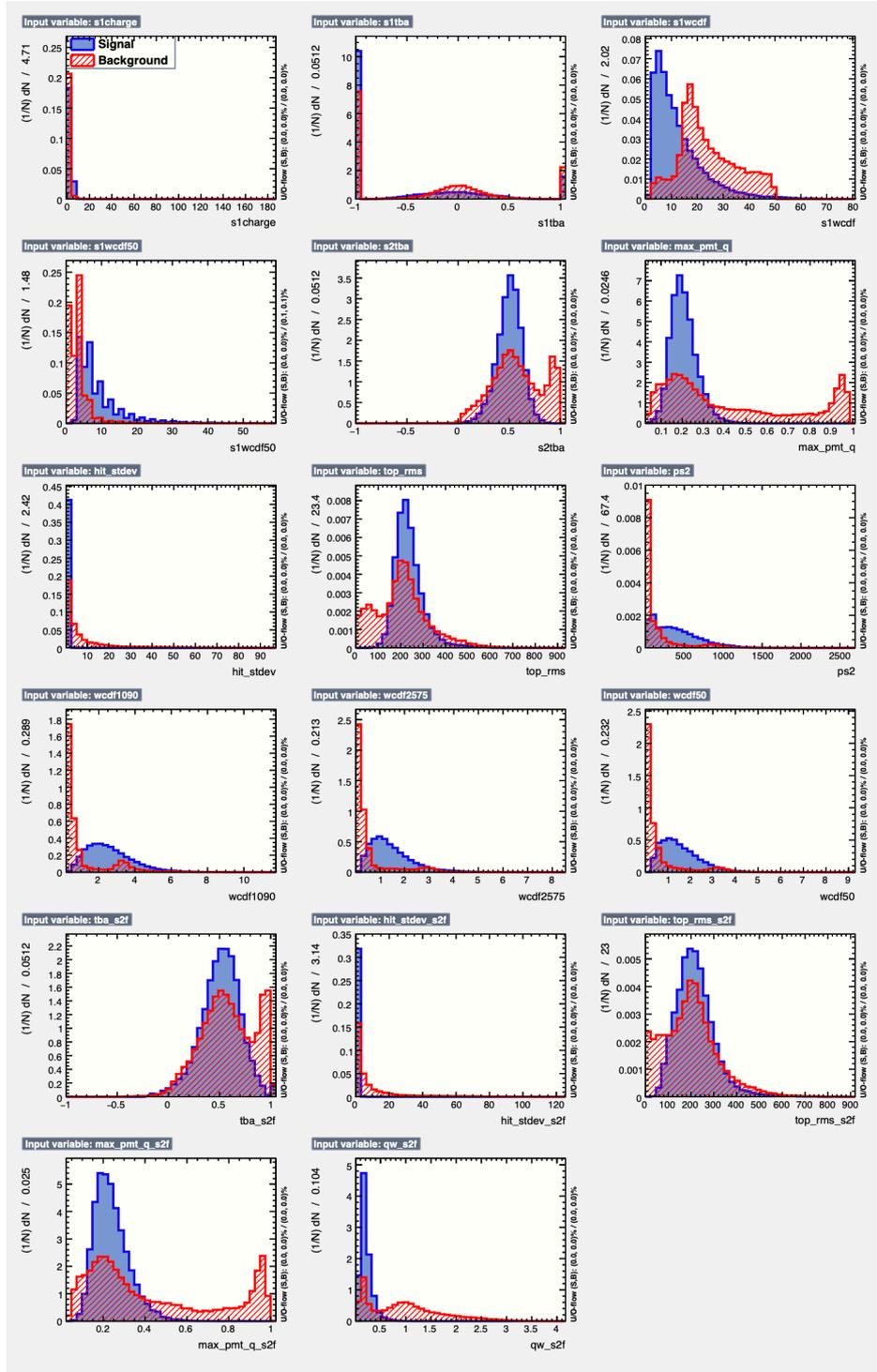


图 6.8 BDT 训练中使用的特征变量一维分布，由 TMVAGUI 生成。蓝色（信号）是波形模拟太阳中微子信号的特征变量分布，红色（本底）是通过了前述基础筛选条件的数据（由偶然符合本底主导）的分布。这些分布体现了可解释性，见上文。总的来说，信号（物理事例）的分布较为平缓，本底（偶然符合事例）的分布较为离散或有特定的聚集。

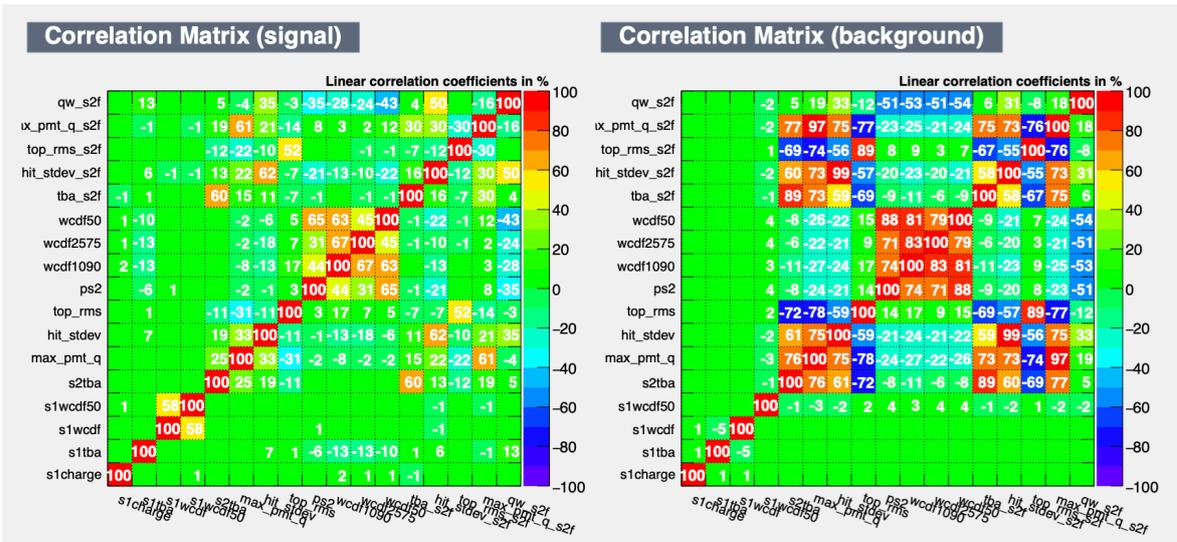


图 6.9 BDT 训练中使用的特征变量关联性分布，由 TMVAGUI 生成。出现这些现象的物理原因如前述。这两份表格可以从三个方面概括，首先 S1 信号和 S2 信号的特征彼此无关；第二，物理事例的 S2 信号的特征和整体结构，按组成的单电子波形分布，服从各自独立的分布；第三，探测器内由打火、延迟电离、材料电离产生的本底，在特征变量上具备高度关联的特征，这也表示本底信号在高维特征变量空间中聚集。

6.4 偶然符合本底分析

在中微子分析中，中微子核反冲能量远低于本底中子的核反冲能量和均匀电子反冲本底 (Uniform ER) 氦氩氙的电子反冲能量，是中微子能区物理本底事例远低于通常暗物质能区的主导原因。PTFE 表面本底 (surface/wall) 需要根据表面模型 (surface/wall model) 在中微子能区重新计算，在基准体积中忽略不计。中微子能区的中子本底，包括中子单次散射 (nSS) 本底、中子多次散射 (nMS) 混淆本底、探测器底部阴极以下中子散射本底 (neutron-X)，经过 NEST 和波形模拟评估后忽略不计这些物理本底分析的步骤与前 WIMP 分析相同。所有这些事例经过 NEST 和波形模拟评估，BDT 筛选条件对这些物理事例效率相近，见本底表格6.2和谱形图6.10。

表 6.2 中微子能区的物理本底表

能区	电子反冲本底	核反冲本底	表面本底	太阳中微子
S1 2-Hit, S2 65-230 PE	0.04(0.02)	0.10(0.04)	0.14(0.03)	2.32(1.42)
S1 3-Hit, S2 65-190 PE	0.01(0.00)	0.05(0.02)	0.08(0.03)	0.42(0.29)

偶然符合本底 (Accidental Coincidence background, AC) 在中微子分析中占主导地位^[96]。除了使用前述基础筛选-机器学习筛选方法有效去除本底以外，还需要考虑以下方面。第一，需要根据偶然符合本底模型估计本底数量，同时得到本底能谱和

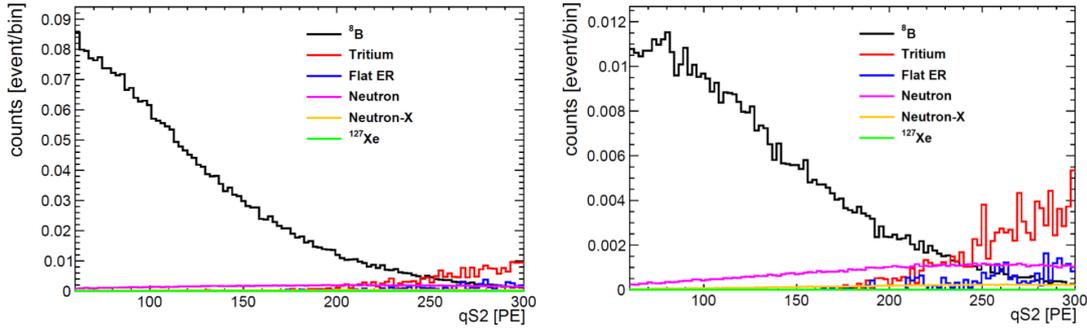


图 6.10 信号能区的太阳 ^8B 中微子和物理本底 S2 信号能谱，包括氚，氦氖本底，中子，底部中子，和 Xe 同位素。左图中 S1 能量为 2-Hit 的，右图中 S2 能量为 3-Hit。在能量较低时，物理本底完全忽略不计。在能量较高时，太阳中微子减少，物理本底更多，因此将信号能区最终优化为 2-Hit 230 PE 和 3-Hit 190 PE。

本底特征。第二，需要设计合理的盲分析步骤，使用窗口外数据 (off-window) 和旁带数据 (side-band) 验证本底模型的可靠性，避免检测 ROI。第三，需要根据旁带数据和 ROI 区间的数字和谱形误差，计算偶然符合本底模型的不确定度，此不确定度会传递到最终的中微子探测灵敏度和排除线。

偶然符合本底的公式为

$$N_{AC} = T_{\text{lifetime}} T_{\text{event window}} R_{S1} R_{S2} \quad (6.2)$$

首项 T_{lifetime} 是有效取数时间， $T_{\text{event window}}$ 是偶然符合时间窗口长度， R_{S1} 是随机 S1 信号率， R_{S2} 是随机 S2 信号率。偶然符合本底事件率 $R_{AC} = T_{\text{event window}} R_{S1} R_{S2}$ 。事件率统计时都受到筛选条件的影响。为了保证时间窗口 $T_{\text{event window}}$ 长度稳定，在本次分析中，通过使用 event-pick 和 fix-window 算法，定义事例为 S2 前后 1ms，因此强制将事例时间窗口锁定为 $T_{\text{event window}} = 2 \text{ ms}$ 。

随机 S1 信号率由暗噪声的偶然符合主导。随机 S2 信号率由多电子本底主导，在物理上叫做电子本底，来源于单电子本底叠加、光电管打火、阴极电极打火等。在后续的 s2-only 分析中利用特定数据集特征数据详细计算了这些本底。在本分析中，可以基于窗口外事例 (off window) 采样得到随机 S1 和随机 S2，在筛选条件下直接计算出随机 S1 和 S2 信号事例率，同步得到事例能谱和事例特征变量分布。为此，定义了三种窗口外事例，分别基于 S2 信号后 1 ms, 1.5 ms, 2 ms 进行定窗口重建，选取 0.9-1.0 ms, 0.9-1.5 ms, 0.9-2.0 ms 范围内的窗口外事例进行采样。以 0.9-1.5 ms 事例作为主要的窗口外样本，用于筛选条件优化和 BDT 训练。1-Hit 的 S1 的信号率为

6.3 kHz, 而 2-Hit 及以上的 S1 的信号率为 0.011 kHz。S2 的信号率强烈依赖于筛选条件, 见前述。

为了提高样本量, 基于采样得到的 S1 信号和 S2 信号, 构建随机打乱的波形数据集。这个过程会使用波形模拟提供的数据重组框架, 把采样暗噪声、采样 S1、采样 S2 合并, 经过 S1-S2 重建和定窗口重建, 生成大量偶然符合事例。 $O(10^7)$ 统计量的生成偶然符合事例用于 BDT 训练, 并同时得到偶然符合模型的事例能谱。

在盲分析过程中, 首先选取 S1 1,2,3 Hit, S2 300-800 PE, 作为与太阳中微子完全无关的能区, 验证偶然符合本底模型的有效性, 见表 6.3。然后检查旁带能区能谱一致性, 见图 6.11。然后检查基础筛选情况下, 旁带能区和信号能区的偶然符合本底模型情况, 在此阶段会试探使用或取消各筛选条件, 检查数据和模型是否一致, 产生若干版本的比较结果。最后, 应用 BDT 筛选, 并检查, 完成盲分析。

表 6.3 在旁带能区、信号能区、BDT 揭盲后信号能区的预期本底、预期信号、数据表

旁带能区	物理本底	偶然符合本底	总本底	太阳中微子	数据
S1 1-Hit, S2 300-800 PE	9.4	2060.5	2069.9		2043
S1 2-Hit, S2 300-800 PE	10.1	33.8	43.9		47
S1 3-Hit, S2 300-800 PE	6.9	2.2	9.1		7
信号能区	物理本底	偶然符合本底	总本底	太阳中微子	数据
S1 2-Hit, S2 65-230 PE	0.28	62.43	62.71	2.32	59
S1 3-Hit, S2 65-190 PE	0.14	0.79	0.93	0.42	2
信号能区 (BDT)	物理本底	偶然符合本底	总本底	太阳中微子	数据
S1 2-Hit, S2 65-230 PE	0.09	1.41	1.50	1.42	1
S1 3-Hit, S2 65-190 PE	0.05	0.02	0.07	0.29	0

基于以上符合盲分析规范的偶然符合本底检查过程, 基于各能区的数字和谱形差异, 根据统计学方法将模型的系统误差保守地确定为 30%。在完全确认本底模型有效性的同时完成了盲分析最终的揭盲步骤, 最终发现一个事例, S1 为 2-Hit, 1.6 PE, S2 为 165 PE。

6.5 低能信号模型

在本次分析中, 信号模型的构建是通过多个步骤实现的, 目的是精确模拟 ^8B 中微子引起的相干弹性中微子-核散射 (CE ν NS) 信号在探测器中的表现。

图 6.13 展示了在本次分析中, 为探测太阳 ^8B 中微子通过与氦核发生的相干弹性中微子-核散射 (CE ν NS) 事件时所使用的信号效率。这包括信号重建、数据选择、ROI 选择以及 BDT 分类的各个步骤的效率。此外, 该图还与之前的暗物质分析结果进行

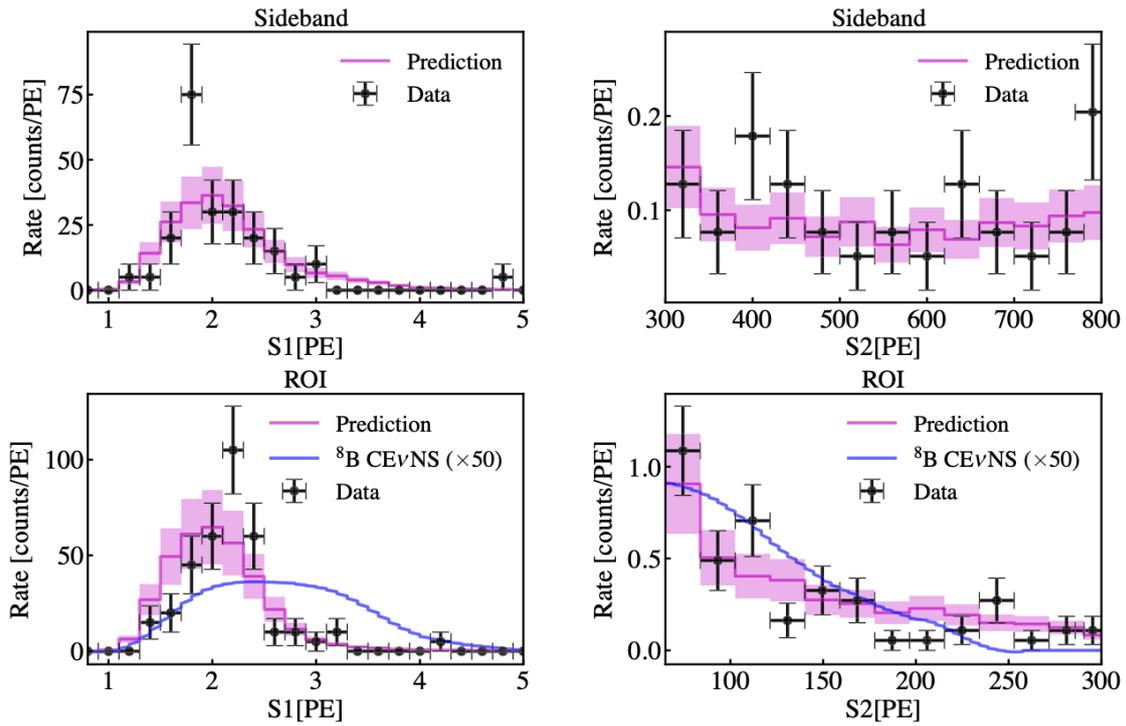


图 6.11 旁带能区和信号能区的能谱预测比较。紫色是模型，黑色是数据，蓝色是太阳中微子的谱形。左上和右上图是旁带能区。左下和右下图是信号能区。这些直方图显示偶然符合本底模型预测与观测数据一致。

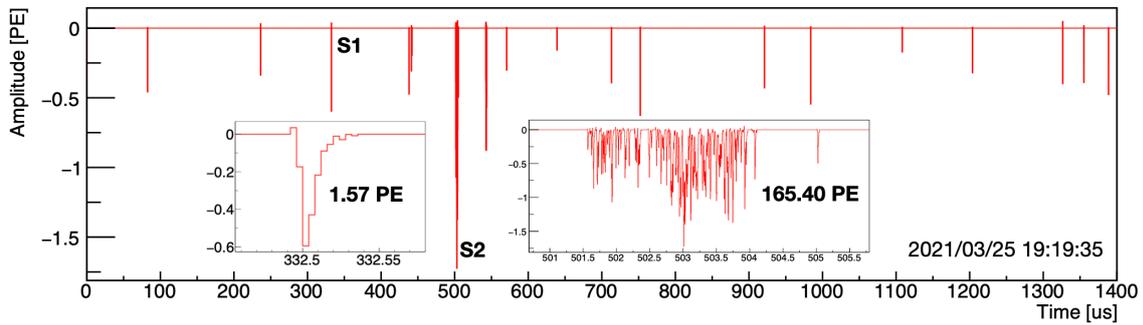


图 6.12 太阳 ^8B 中微子分析揭盲后唯一的中微子候选事例波形。事例的 S1 信号，S2 信号波形见小图，事例波形中其他的峰是暗噪声。

了对比。通过显示这些不同阶段的效率曲线展示了 ^8B 中微子探测的信号处理流程，并明确了各步骤对信号捕获的贡献，从而有助于理解整个分析的灵敏度和背景抑制能力。

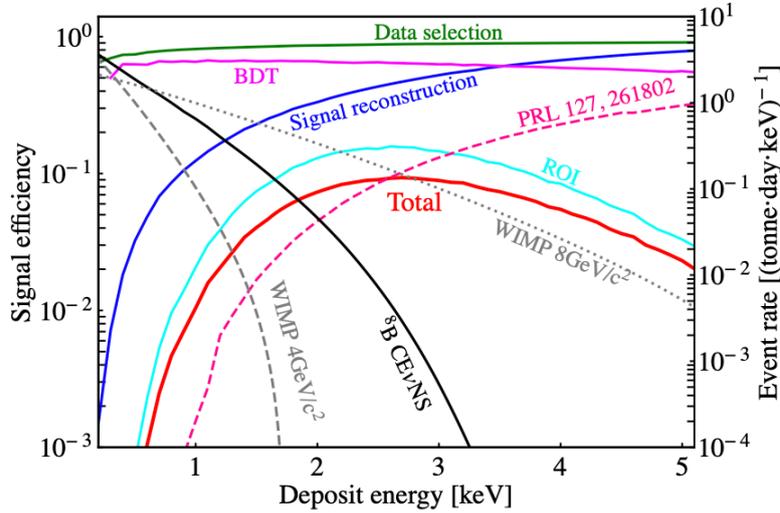


图 6.13 本次分析中，太阳 ^8B 中微子 CEvNS 的总效率（红色实线），对应 S1 信号的碰撞次数为 2 或 3。蓝色、绿色、青色和品红色实线分别代表信号重建、数据选择、ROI 和 BDT 的信号效率。粉色虚线表示上一研究^[66]中的信号效率作为参考。黑色实线和灰色虚线（虚点线）分别叠加显示了太阳 ^8B CEvNS 信号和假设截面为 10^{-44} cm^2 、质量为 $4 \text{ GeV}/c^2$ 的暗物质核反应的理想能谱，右轴标明了相应的比例。

首先，信号模型的构建基于液氙探测器中的光和电荷产生模型。在液氙中，当核反冲事件发生时，能量被分割成两部分：一部分以闪烁光的形式释放，另一部分以电离电子的形式释放。这两个过程分别对应探测器中记录的 S1（闪烁信号）和 S2（电离信号）。为了模拟这些过程，我们采用了 NEST 软件包中的参数化模型。NEST 的参数化模型对不同能量下的光产额和电荷产额进行了详细的描述，并结合实验校准数据进行了调校。

其次，在建立信号模型时，我们首先根据中子校准数据拟合 S1 和 S2 的分布。这些拟合用于生成事件的初始光电产额（S1 和 S2）分布。之后，通过开发的波形模拟工具，将这些初始的 S1 和 S2 光电产额转换为最终探测器可以观测到的信号。这一步通过采样实际数据中的 S1 和 S2 波形，并将它们重新组装为事件的信号波形来完成。信号波形还会包含各种噪声成分，如光电管后脉冲、延迟电子等，确保模拟尽可能接近真实情况。

此外，信号模型还考虑了探测器中的扩散效应。S2 信号在漂移过程中会发生扩散，导致其在探测器中的位置分布变宽。这个扩散效应通过与数据匹配的扩散系数进

行建模，以确保 S2 波形宽度符合数据观测。

最后，通过比较模拟结果与中子校准数据的实际观测，我们对信号模型的不同参数进行了微调，以进一步提高其准确性。调整后的信号模型能够精确再现探测器对 ^8B 中微子事件的响应，并且在最终的背景估计和信号识别中被广泛应用。

总的来说，信号模型通过 NEST 参数化模型的光电产额描述、波形模拟工具的开发和扩散效应的考虑，结合实际数据校准，实现了对探测器响应的精确建模。

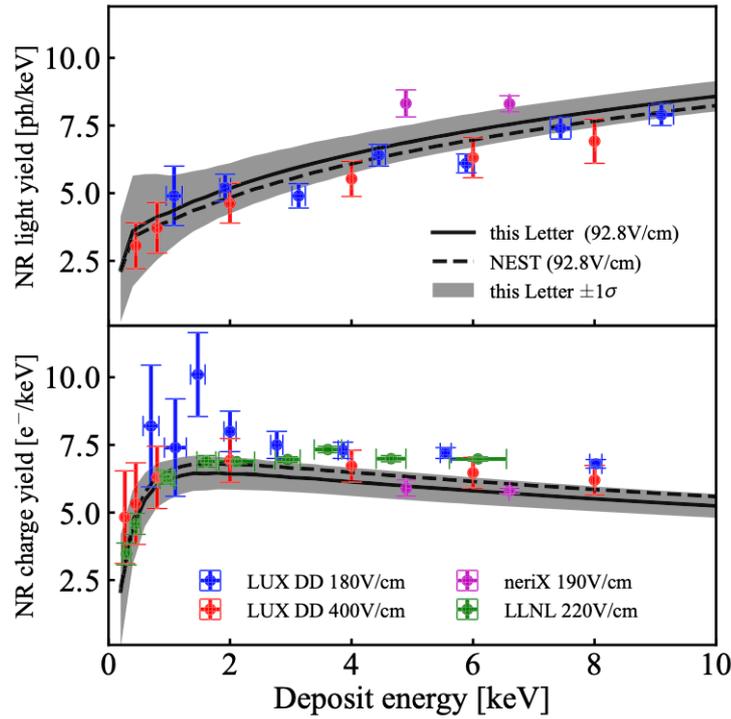


图 6.14 本次分析中使用的光产额（上图）和电荷产额（下图）与 NEST v2.3.6 模型（黑色虚线）及其他不同漂移电场下的测量结果的比较。灰色阴影区域表示 NEST 全局拟合的不确定性^[80]，散点和其他实验的测量结果^[97-100]。

6.6 中微子和暗物质统计推断

使用剖面似然比 (Profile Likelihood Ratio, PLR) 方法进行太阳中微子和低质量暗物质的统计推断，使用冗余参数 (Nuisance parameters) 计算统计推断中的不确定性。S1 的两个能区 2-Hit 和 3-Hit 分别处理，S2 的能区积分处理，似然函数和冗余参数为

$$\mathcal{L} = \prod_j G(\delta_j) \cdot \prod_i G(\delta_s^i) G(\delta_{B_s}^i) G(\delta_{B_b}^i) P(N_i, \lambda_i) \quad (6.3)$$

其中 G 是高斯分布, P 是泊松分布, $j = \{\epsilon, b, \Phi\}$, $i = \{2\text{-Hit}, 3\text{-Hit}\}$ 。 ϵ 是基础筛选效率, $s = \nu, \chi_m$ 是太阳中微子或低质量暗物质的核反冲事件数, b 偶然符合本底事件数, Φ 是太阳中微子流强, B_s 是 BDT 筛选条件对太阳中微子的效率, B_b 是 BDT 筛选条件对偶然符合本底的效率, 表格 6.4 总结了各冗余参数的值。

太阳中微子流强 Φ 的不确定度使用中微子实验 SNO 的精确测量结果^[101]。偶然符合事例 b 的不确定度使用旁带数据和信号能区的统计误差和谱形误差联合得到。偶然符合本底的 BDT 筛选效率 B_b 的不确定度, 通过随机组合生成本底事例、真实窗口外事例、真实本底事例之间的 BDT 响应差异得到。数据筛选效率, 包括基础筛选效率 ϵ 和 BDT 筛选效率 B_s 的不确定度, 通过比较核反冲标定事例和波形模拟事例得到, 核反冲标定事例来自于在新的低阈值数据下重新筛选的 AmBe 和 DD 中子事例。核反冲事件数 $s = \nu, \chi_m$ 的不确定度由液氙在低反冲能下的光电响应误差决定, 通过 NEST 模型联合拟合得到^[80], 是能谱依赖的值, 对太阳中微子或不同能区的暗物质不同。

表 6.4 太阳中微子统计分析冗余参数表

冗余参数		2-hit	3-hit
中微子流强	δ_Φ	0.04	0.04
中微子信号数	δ_ν	0.29	0.39
暗物质信号数	$\delta_{\chi=3 \text{ GeV}}$	0.70	0.87
	$\delta_{\chi=4 \text{ GeV}}$	0.45	0.60
	$\delta_{\chi=5 \text{ GeV}}$	0.32	0.43
	$\delta_{\chi=6 \text{ GeV}}$	0.24	0.33
	$\delta_{\chi=7 \text{ GeV}}$	0.19	0.30
	$\delta_{\chi=10 \text{ GeV}}$	0.13	0.21
偶然符合本底	δ_b	0.30	0.30
预筛选	$\delta\epsilon$	0.14	0.14
BDT 筛选 (对信号)	$\delta_{B_s}^i$	0.14	0.13
BDT 筛选 (对本底)	$\delta_{B_b}^i$	0.19	0.18

表 6.5 太阳中微子分析揭盲数据表

观测通道	本底预测	太阳中微子预测	总预测	数据
2-Hit	1.50	1.42	2.92	1
3-Hit	0.07	0.29	0.36	0
总计	1.57	1.71	3.28	1

对 0.48 吨-年数据进行揭盲后, 总本底预期为 1.57 个事件, 总太阳中微子预期为 1.71 个事件, 共计 3.28 个事件。观测结果为 1 个事件, 见表 6.5。

对于太阳中微子分析 ($\lambda_\nu = \lambda_b$), 该观测结果与本底假设相符, p-value 为 0.53。对于低质量暗物质分析 ($\lambda_\chi = \lambda_\nu + \lambda_b$), 应考虑太阳中微子的存在, 该观测结果有约 1σ 的向下涨落, p-value 为 0.17。根据剖面似然函数和冗余参数, 使用自编 C++ 代码和 ROOT RooFit 库进行灵敏度和排除线计算, 得到的物理结果一致。计算得到, 在 90% 置信区间 (Confidence Level, C.L.) 下, 的太阳 ⁸B 中微子流强上限为 $9.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。如果使用 XENON1T 的本底模型假设, 中微子流强上限会降低到 7.8。或者, 如果从数据约束信号模型不确定度, 中微子流强上限会降低到 8.1。在标准中微子流强和不确定下计算暗物质截面上限, 得到 3-9 GeV/ c^2 能区内世界最好的低质量暗物质探测结果。见图6.15。

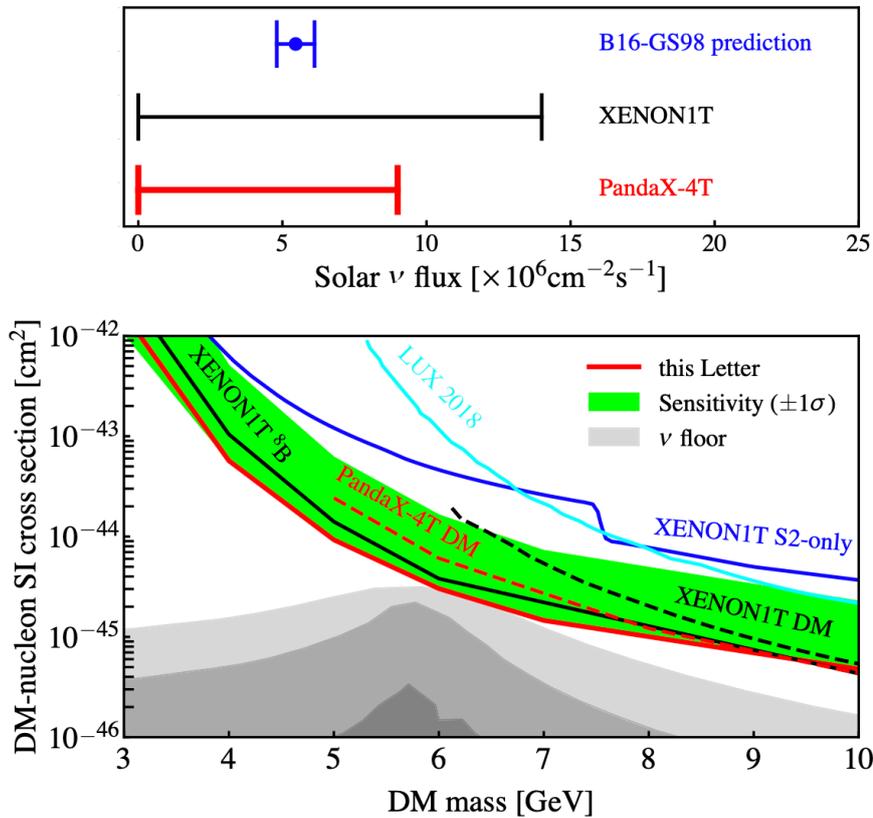


图 6.15 上图: 本分析使用中微子核弹性相干散射对太阳 ⁸B 中微子流强的约束, 并与 XENON1T 结果^[102] 及 B16-GS98 标准太阳模型预测^[103] 进行比较。下图: 本分析对暗物质-核子自旋无关截面的约束^[68]。红色实线是本太阳中微子分析的结果, 绿色区域是 $\pm 1\sigma$ 灵敏区间。红色虚线是暗物质分析的排除线。灰色阴影是不同计算条件下的中微子地板。

第7章 总结与展望

作者作为主要贡献者或重要参与者完成了以下工作：PandaX-4T 制冷系统，标定系统，探测器联合调试，自旋无关重暗物质 (WIMP) 分析，太阳 ^8B 中微子分析，内源标定技术，氙制冷技术，氙回收技术，波形模拟技术。这期间克服了硕士博士阶段学业压力的困难、锦屏实验室早期条件的困难、疫情封控的困难、液氙实验国际竞争时间线的困难。从 2019 年 9 月 PandaX-4T 开始建设以来，用 14 个月时间完成探测器建设、调试、运行，并发表氙标定技术、制冷技术、快速回收技术三篇技术文章。从 2020 年 11 月开始，经过 100 天本底取数，60 天标定取数阶段，同步完成数据分析，到 2021 年 7 月发布世界最好的 WIMP 暗物质探测结果。随后经过一年的分析，到 2022 年 6 月发表世界最好的太阳 ^8B 中微子探测结果。

这些结果为 PandaX-4T 和未来探测器系列物理结果奠定了基础，包括系列暗物质模型结果，和基于 S1-S2 信号和 S2-only 信号的联合 ^8B 分析结果。同期的国际竞争实验 XENONnT 和 LZ 利用曝光量优势发表了更灵敏的 WIMP 暗物质探测结果和 ^8B 中微子探测结果。

作者在低温系统、标定系统、探测器联合调试、探测器值班取数、数据分析方面的贡献，保障了 PandaX-4T 先于国际同期吨级液氙实验发表结果，确保了开机时间早、场笼运行稳定、数据分析高效的优势。PandaX-4T 在硬件和软件方面还有许多不足。在硬件上，探测器吨位较小，氙氙本底含量较高，首批光电管存在饱和问题。在分析上，低阈值分析、低-中-高能区统一分析，仍有提升空间。这些问题会在后续升级中得到解决。走通两米以上的大型探测器设计，降低氙氙中子本底一个量级及以上，是最重要的研究方向。

作者在博士阶段的研究工作中积累了一定的感悟。吨级液氙实验的进展快于预期，但反复发布的零结果和向下涨落，在物理意义上也许使本领域的期待落空。作者认为，未来的液氙实验具有技术路线确定、物理目标清晰的优势。未来的大合作组，在面对多种技术困难时，需要分清问题主次，培养内部科研力量，合理规划合作组架构。总的来说，增加曝光量、降低本底、提高分析技术是未来液氙实验的矛头。这里需要注意，在曝光量大、硬件运行良好的情况下，许多问题会自动消失，不要陷入技术和过度开发的怪圈。技术上，大型场笼的设计和稳定运行可能是未来的难点。结合光电管、电子学和探测器设计方面的改进，在理解探测器本底和响应的基础上，低阈

值分析仍有进一步提升的空间。在弄清基本问题的基础上,进行软硬件结合的联合优化。

作者认为,随着液氙探测技术路线逐渐成熟稳定,研究者应不止着眼于本领域探测技术或当前研究热点。物理上,需要更注重思考深地液氙暗物质探测器对本领域的物理意义,发掘动机充分的超出标准模型猜测,注重深地暗物质探测与中微子天文学、加速器物理、核物理的关联。要深刻理解液氙探测器是宽能谱、高分辨率、物理目标广泛的性质,不要为了做探测器而做探测器。要注意 **AI for science** 和开源数据对本领域未来的贡献。不同实验需要更注重相互学习和国际合作,从各自的优势劣势中相互借鉴,实现良性国际竞争。本暗物质实验应注意与整个暗物质学术社区的交流。

作者认为,液氙暗物质探测器正处于从桌面实验变成大型实验的转型期,这方面与加速器上世纪五十年代的情况相似。要相信前途是光明的,不论是否在本实验上找到暗物质,这都是二十一世纪物理学与天文学领域最值得思考的问题之一。

参考文献

- [1] ZWICKY F. The Redshift of Extragalactic Nebulae[J]. *Helv. Phys. Acta*, 1933, 6: 110-127.
- [2] PEEBLES P J E. Large-scale background temperature fluctuations and matter distribution[J]. *Astrophysical Journal*, 1982, 263: L1-L5.
- [3] STEIGMAN G, SCHRAMM D N, GUNN J E. Cosmological limits to the number of massive leptons[J]. *Physics Letters B*, 1977, 66: 202-204. DOI: 10.1016/0370-2693(77)90166-7.
- [4] NASA. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe[EB/OL]. <https://map.gsfc.nasa.gov/>.
- [5] COLLABORATION P. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2020, 641: A6. DOI: 10.1051/0004-6361/201833910.
- [6] SPRINGEL V, FRENK C S, WHITE S D M. The large-scale structure of the Universe[J]. *Nature*, 2006, 440: 1137-1144. DOI: 10.1038/nature04805.
- [7] CONTRIBUTORS W. Galaxy rotation curve — Wikipedia, The Free Encyclopedia[Z]. https://en.wikipedia.org/wiki/Galaxy_rotation_curve. Accessed: 4 September 2024. 2024.
- [8] ZWICKY F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae[J]. *Astrophysical Journal*, 1937, 86: 217-246. DOI: 10.1086/143864.
- [9] RUBIN V C, FORD W K. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions[J]. *Astrophysical Journal*, 1980, 238: 471-487. DOI: 10.1086/158003.
- [10] KRAVTSOV A V. The Tumultuous Formation of the Milky Way Galaxy[J]. *Astronomy & Astrophysics Review*, 2012, 50: 413-463. DOI: 10.1007/s00159-012-0054-5.
- [11] EISENSTEIN D J E A. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies[J]. *Astrophysical Journal*, 2005, 633: 560-574. DOI: 10.1086/466512.
- [12] BARTELMANN M. Gravitational Lensing[J]. *Classical and Quantum Gravity*, 2010, 27: 233001. DOI: 10.1088/0264-9381/27/23/233001.
- [13] COLLABORATION P. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2016, 594: A13. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830.
- [14] CLOWE D, BRADAC M, GONZALEZ A H, et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter[J]. *Astrophysical Journal Letters*, 2006, 648: L109-L113. DOI: 10.1086/508162.
- [15] COLLABORATION P. Planck Mission: ESA's mission to observe the early universe[EB/OL]. https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Planck.
- [16] TEAM N J W S T. James Webb Space Telescope: Dark Matter Research[EB/OL]. <https://www.jwst.nasa.gov/content/science/darkMatter.html>.

- [17] PEEBLES P J E. Dark Matter and the Origin of Galaxies and Globular Clusters[J]. *Astrophysical Journal*, 1984, 277: 470-477. DOI: 10.1086/161714.
- [18] Et AL. P. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae[J]. *Astrophysical Journal*, 1999, 517: 565-586. DOI: 10.1086/307221.
- [19] RIESS A G E A. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant[J]. *Astronomical Journal*, 1998, 116: 1009-1038. DOI: 10.1086/300499.
- [20] BLUMENTHAL G R, FABER S M, PRIMACK J R, et al. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter[J]. *Nature*, 1984, 311: 517-525. DOI: 10.1038/311517a0.
- [21] WHITE S D M, REES M J. Core condensation in heavy halos: A two-stage theory for galaxy formation and clustering[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1978, 183: 341-358. DOI: 10.1093/mnras/183.3.341.
- [22] SPERGEL D N E A. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters[J]. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 2003, 148: 175-194. DOI: 10.1086/377226.
- [23] NAVARRO J F, FRENK C S, WHITE S D M. The Structure of Cold Dark Matter Halos[J]. *Astrophysical Journal*, 1996, 462: 563-575. DOI: 10.1086/177173.
- [24] SPRINGEL V, WHITE S D M, JENKINS A, et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars[J]. *Nature*, 2005, 435: 629-636. DOI: 10.1038/nature03597.
- [25] VOGELSBERGER M, GENEL S, SPRINGEL V, et al. Introducing the Illustris Project: Simulating the coevolution of dark and visible matter in the Universe[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2014, 444: 1518-1547. DOI: 10.1093/mnras/stu1536.
- [26] LESGOURGUES J, PASTOR S. Neutrino mass from cosmology[J]. *Advances in High Energy Physics*, 2013, 2013: 608515. DOI: 10.1155/2013/608515.
- [27] HU W, SUGIYAMA N. Anisotropies in the cosmic microwave background: An analytic approach[J]. *Astrophysical Journal*, 1996, 471: 542-570. DOI: 10.1086/177989.
- [28] FUKUGITA M, PEEBLES P J E. The Cosmic Energy Inventory[J]. *Astrophysical Journal*, 2004, 616: 643-668. DOI: 10.1086/425155.
- [29] COLLABORATION I. The IceCube high-energy starting event sample: Description and flux characterization with 7.5 years of data[J]. *Physical Review D*, 2020, 102: 043021. DOI: 10.1103/PhysRevD.102.043021.
- [30] PECCEI R D, QUINN H R. CP Conservation in the Presence of Instantons[J]. *Physical Review Letters*, 1977, 38: 1440-1443. DOI: 10.1103/PhysRevLett.38.1440.
- [31] RINGWALD A. Exploring the Role of Axions and Other WISPs in the Dark Universe[J]. *Physics of the Dark Universe*, 2012, 1: 116-135. DOI: 10.1016/j.dark.2012.10.002.
- [32] BOEHM C, FAYET P, SILK J. Light and Heavy Dark Matter Particles[J]. *Physical Review D*, 2004, 69: 101302. DOI: 10.1103/PhysRevD.69.101302.

- [33] BERTONE G, HOOPER D, SILK J. Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints[J]. *Physics Reports*, 2005, 405: 279-390. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- [34] KRIBS G D, NEIL E T. Review of strongly-coupled composite dark matter models and lattice simulations[J]. *International Journal of Modern Physics A*, 2016, 31: 1643004. DOI: 10.1142/S0217751X16430041.
- [35] CARR B, KÜHNEL F, VISINELLI L. Primordial Black Holes as Dark Matter: Recent Developments[J]. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2020, 70: 355-394. DOI: 10.1146/annurev-nucl-050520-125911.
- [36] JUNGMAN G, KAMIONKOWSKI M, GRIEST K. Supersymmetric Dark Matter[J]. *Physics Reports*, 1996, 267: 195-373. DOI: 10.1016/0370-1573(95)00058-5.
- [37] KOLB E W, TURNER M S. *The Early Universe*[M]. Redwood City, CA: Addison-Wesley, 1990.
- [38] GREEN M B, SCHWARZ J H, WITTEN E. *Superstring Theory*[M]. Cambridge University Press, 1984.
- [39] WITTEN E. String Theory Dynamics in Various Dimensions[J]. *Nuclear Physics B*, 1995, 443: 85-126. DOI: 10.1016/0550-3213(95)00158-O.
- [40] DINE M. *Supersymmetry and String Theory*[M]. Cambridge University Press, 1996.
- [41] ROSZKOWSKI L, SESSOLO E M, TROJANOWSKI S. WIMP dark matter candidates and searches —current status and future prospects[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2018, 81: 066201. DOI: 10.1088/1361-6633/aab913.
- [42] BILLARD J, STRIGARI L E, FIGUEROA-FELICIANO E. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments[J]. *Physical Review D*, 2014, 89: 023524. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.023524.
- [43] O'HARE C A J. Dark matter astrophysical uncertainties and new sensitivity targets for xenon detectors[J]. *Physical Review D*, 2021, 103: 063024. DOI: 10.1103/PhysRevD.103.063024.
- [44] O'HARE C A J, et al. Dark matter astrophysical uncertainties and new sensitivity targets for xenon detectors[J]. *Physical Review D*, 2022, 105: 063028. DOI: 10.1103/PhysRevD.105.063028.
- [45] CUSHMAN P, et al. Snowmass CF1 summary: WIMP dark matter direct detection[J/OL]. *ArXiv preprint*, 2013, arXiv:1310.8327. <https://arxiv.org/abs/1310.8327>.
- [46] ANGLE J, et al. First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100: 021303. arXiv: 0706.0039 [astro-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.021303.
- [47] MCKINSEY D N, et al. The LUX dark matter search[J]. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2010, 203: 012026. DOI: 10.1088/1742-6596/203/1/012026.
- [48] COLLABORATION P. PandaX-xT: a Multi-ten-tonne Liquid Xenon Observatory at the China Jinping Underground Laboratory[J/OL]. *ArXiv preprint*, 2024, arXiv:2402.03596. <https://arxiv.org/abs/2402.03596>.

- [49] APRILE E, others (XENON Collaboration). Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121: 111302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.111302.
- [50] COLLABORATION F L. Searching for Dark Matter Annihilation in Recently Discovered Milky Way Satellites with Fermi-LAT[J]. *Astrophysical Journal*, 2015, 809: L4. DOI: 10.1088/2041-8205/809/1/L4.
- [51] COLLABORATION A. Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum using 36 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ pp collision data with the ATLAS detector[J]. *Physical Review D*, 2018, 97: 112001. DOI: 10.1103/PhysRevD.97.112001.
- [52] AALSETH C E E A. Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data[J]. *Physical Review D*, 2018, 98: 102006. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.102006.
- [53] AGNESE R E A (C. Results from the Super Cryogenic Dark Matter Search Experiment at Soudan[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120: 061802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.061802.
- [54] GUO Q, WHITE S D M, ANGULO R E, et al. Galaxy formation in the Planck cosmology - I. Matching the observed evolution of star formation rates, colours and stellar masses[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, 428: 1351-1365. DOI: 10.1093/mnras/sts091.
- [55] SCHUMANN M. Direct detection of WIMP dark matter: Concepts and status[J]. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2019, 46: 103003. DOI: 10.1088/1361-6471/ab2ea5.
- [56] APRILE E E A (C. The XENON100 Dark Matter Experiment[J]. *Astroparticle Physics*, 2012, 35: 573-590. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.01.003.
- [57] MOUNT B J E A. LUX-ZEPLIN (LZ) Technical Design Report[J/OL]. ArXiv preprint, 2017, arXiv:1703.09144. <https://arxiv.org/abs/1703.09144>.
- [58] AKERIB D S E A (C. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118: 021303. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.021303.
- [59] WU Y C, et al. Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing underground Laboratory[J]. *Chin. Phys. C*, 2013, 37(8): 086001. arXiv: 1305.0899 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1674-1137/37/8/086001.
- [60] CAO X, CHEN X, CHEN Y, et al. PandaX: a liquid xenon dark matter experiment at CJPL[J/OL]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2014, 57: 1476-1494. <https://doi.org/10.1007/s11433-014-5521-2>. DOI: 10.1007/s11433-014-5521-2.
- [61] MA H, et al. Overview of the PandaX dark matter experiments[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2020, 1342: 012067. DOI: 10.1088/1742-6596/1342/1/012067.
- [62] BEACOM J F, et al. Physics prospects of the Jinping neutrino experiment[J]. *Chin. Phys. C*, 2017, 41(2): 023002. arXiv: 1602.01733 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1674-1137/41/2/023002.

- [63] Et AL. Z H L. JUNA: A nuclear astrophysics experiment in China Jinping Underground Laboratory[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2020, 63: 242011. DOI: 10.1007/s11433-019-9439-0.
- [64] XIAO M, et al. First dark matter search results from the PandaX-I experiment[J]. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 2014, 57: 2024-2030. arXiv: 1408.5114 [hep-ex]. DOI: 10.1007/s11433-014-5598-7.
- [65] CUI X, et al. Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119(18): 181302. arXiv: 1708.06917 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.181302.
- [66] MENG Y, et al. Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 127(26): 261802. arXiv: 2107.13438 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.261802.
- [67] AALBERS J, et al. First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2023, 131(4): 041002. arXiv: 2207.03764 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.041002.
- [68] MA W, et al. Search for Solar B8 Neutrinos in the PandaX-4T Experiment Using Neutrino-Nucleus Coherent Scattering[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2023, 130(2): 021802. arXiv: 2207.04883 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.130.021802.
- [69] SI L, et al. Determination of Double Beta Decay Half-Life of ^{136}Xe with the PandaX-4T Natural Xenon Detector[J]. *Research*, 2022, 2022: 9798721. arXiv: 2205.12809 [nucl-ex]. DOI: 10.34133/2022/9798721.
- [70] PANG B, et al. Detecting neutrinos from supernova bursts in PandaX-4T*[J]. *Chin. Phys. C*, 2024, 48(7): 073002. arXiv: 2403.06220 [hep-ex]. DOI: 10.1088/1674-1137/ad3efe.
- [71] YANG J, et al. Readout electronics and data acquisition system of PandaX-4T experiment[J]. *Journal of Instrumentation*, 2022, 17: T02004. DOI: 10.1088/1748-0221/17/02/T02004.
- [72] CONTI E. Enrico Conti's Liquid Xenon Page[Z]. <https://userswww.pd.infn.it/~conti/LXe.html>. Last updated: 18 January 2019, Accessed: 4 September 2024. 2019.
- [73] ZHANG T, FU C, JI X, et al. Low Background Stainless Steel for the Pressure Vessel in the PandaX-II Dark Matter Experiment[J]. *JINST*, 2016, 11(09): T09004. arXiv: 1609.07515 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/09/T09004.
- [74] ZHAO L E A. PandaX-4T Cryogenics Technical Report[R]. Internal report. PandaX Collaboration, 2024.
- [75] GONG H, GIBONI K L, JI X, et al. The Cryogenic System for the Panda-X Dark Matter Search Experiment[J]. *JINST*, 2013, 8: P01002. arXiv: 1207.5100 [astro-ph.IM]. DOI: 10.1088/1748-0221/8/01/P01002.

- [76] MA W, others (PandaX Collaboration). Internal calibration of the PandaX-II detector with radon gaseous sources[J]. *Journal of Instrumentation*, 2020, 15: P12038. DOI: 10.1088/1748-0221/15/12/P12038.
- [77] ZHANG D, et al. Rb83/Kr83m production and cross-section measurement with 3.4 MeV and 20 MeV proton beams[J]. *Phys. Rev. C*, 2022, 105(1): 014604. arXiv: 2102.02490 [nucl-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevC.105.014604.
- [78] XUN C. Bamboo Shoot 3[EB/OL]. 2016. <https://github.com/revive/bamboo-shoot3>.
- [79] LI S, et al. Performance of Photosensors in the PandaX-I Experiment[J]. *JINST*, 2016, 11(02): T02005. arXiv: 1511.06223 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/02/T02005.
- [80] SZYDAGIS M, BALAJTHY J, BRODSKY J, et al. Noble element simulation technique v2.0[Z]. Zenodo. Geneva, Switzerland, 2018. DOI: 10.5281/zenodo.1314669.
- [81] WANG Q, et al. An Improved Evaluation of the Neutron Background in the PandaX-II Experiment[J]. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 2020, 63(3): 231011. arXiv: 1907.00545 [hep-ex]. DOI: 10.1007/s11433-019-9603-9.
- [82] QIAN Z, et al. Low radioactive material screening and background control for the PandaX-4T experiment[J]. *JHEP*, 2022, 06: 147. arXiv: 2112.02892 [physics.ins-det]. DOI: 10.1007/JHEP06(2022)147.
- [83] HUANG Z, et al. Neutron-induced nuclear recoil background in the PandaX-4T experiment*[J]. *Chin. Phys. C*, 2022, 46(11): 115001. arXiv: 2206.06087 [hep-ex]. DOI: 10.1088/1674-1137/ac8539.
- [84] FREEDMAN D Z. Coherent Neutrino Nucleus Scattering as a Probe of the Weak Neutral Current[J]. *Physical Review D*, 1974, 9: 1389-1392. DOI: 10.1103/PhysRevD.9.1389.
- [85] R. DAVIS J, HARMER D S, HOFFMAN K C. Search for Neutrinos from the Sun[J]. *Physical Review Letters*, 1968, 20: 1205-1209. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1205.
- [86] FUKUDA Y, others (Super-Kamiokande Collaboration). Measurement of the Solar Neutrino Energy Spectrum Using Neutrino-Electron Scattering[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81: 1158-1162. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.1158.
- [87] AGOSTINI M, others (Borexino Collaboration). Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos[J]. *Nature*, 2018, 562: 505-510. DOI: 10.1038/s41586-018-0624-y.
- [88] AHMAD Q R, others (SNO Collaboration). Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89: 011301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.011301.
- [89] ANDRINGA S, others (SNO+ Collaboration). Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment[J]. *Advances in High Energy Physics*, 2016: 6194250. DOI: 10.1155/2016/6194250.

- [90] SERENELLI A M, BASU S, FERGUSON J W, et al. New Solar Composition: The Problem With Solar Models Revisited[J]. *The Astrophysical Journal*, 2009, 705: L123-L127. DOI: 10.1088/0004-637X/705/2/L123.
- [91] VILLANTE F L, SERENELLI A M, DELAHAYE F, et al. The chemical composition of the Sun from helioseismic and solar neutrino data[J]. *The Astrophysical Journal*, 2014, 787: 13. DOI: 10.1088/0004-637X/787/1/13.
- [92] AKIMOV D E A (C. Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering[J]. *Science*, 2017, 357: 1123-1126. DOI: 10.1126/science.aao0990.
- [93] AGOSTINI M E A (C. Measurement of the solar ^8B neutrino rate with a liquid scintillator target and 3 MeV energy threshold in the Borexino detector[J]. *Physical Review D*, 2020, 101: 062001. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.062001.
- [94] ZHANG H, ABDUKERIM A, CHEN W, et al. Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment[J/OL]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2019, 62: 31011. <https://doi.org/10.1007/s11433-018-9259-0>. DOI: 10.1007/s11433-018-9259-0.
- [95] HOECKER A, SPECKMAYER P, STELZER J, et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis[J/OL]. ArXiv preprint, 2007, arXiv:physics/0703039. <https://arxiv.org/abs/physics/0703039>.
- [96] ABDUKERIM A, et al. Study of background from accidental coincidence signals in the PandaX-II experiment*[J]. *Chin. Phys. C*, 2022, 46(10): 103001. arXiv: 2204.11175 [hep-ex]. DOI: 10.1088/1674-1137/ac7cd8.
- [97] AKERIB D S E A (C. Low-energy (0.7–74 keV) nuclear recoil calibration of the LUX dark matter experiment using D-D neutron scattering kinematics[J/OL]. ArXiv preprint, 2017, arXiv:1608.05381. <https://arxiv.org/abs/1608.05381>.
- [98] HUANG D. Ultra-low energy calibration of the LUX and LZ dark matter detectors[D]. Brown University, 2020.
- [99] APRILE E E A. Simultaneous measurement of the light and charge response of liquid xenon to low-energy nuclear recoils at multiple electric fields[J]. *Physical Review D*, 2018, 98: 112003. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.112003.
- [100] J X E A. Measurement of the ionization yield from nuclear recoils in liquid xenon between 0.3–6 keV with single-ionization-electron sensitivity[J/OL]. *Physical Review C*, 2019, arXiv:1908.00518. <https://arxiv.org/abs/1908.00518>.
- [101] AHARMIM B A. Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory[J/OL]. *Phys. Rev. C*, 2013, 88: 025501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.025501>. DOI: 10.1103/PhysRevC.88.025501.
- [102] APRILE E, et al. Search for Coherent Elastic Scattering of Solar ^8B Neutrinos in the XENON1T Dark Matter Experiment[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 126: 091301. arXiv: 2012.02846 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.091301.

-
- [103] VINYOLES N, SERENELLI A M, VILLANTE F L, et al. A new Generation of Standard Solar Models[J]. *Astrophys. J.*, 2017, 835(2): 202. arXiv: 1611.09867 [astro-ph.SR]. DOI: 10.3847/1538-4357/835/2/202.

致 谢

参与熊猫实验，是我生命的荣幸。在上海交通大学和中国锦屏地下实验室，从熊猫二期的最终结果，到四吨实验的落成，到未来实验的立项，是我的荣幸。

我想感谢我的导师刘江来。在我见过的所有头脑敏锐的物理学家中，你同时是一位具有国际视野的战略家，有坚韧不拔的意志和敢于面对一切困难的勇气。你对我的教育贯穿熊猫实验内外，不止有如何做熊猫实验，还有粒子物理实验方法课、xT 计划书、大亚湾中微子-氩散射测量。你身体力行，言传身教，除了聪明的头脑，你还教会我极致的投入、极致的勤奋、极致的积累。你让我明白了什么是国际标准。随着我接触越来越多的同行，逐渐理解暗物质直接探测的现状和未来，我越来越意识到我所受的教育的宝贵。时至今日你仍是我见过的最勤奋的人。如果没有这份智慧、毅力、勇气，我们不会有迅速落成的 Run0，发表在自然的 Milicharge，破局的太阳中微子联合分析，未来探测器的立项和李所的发展。感谢你不可能变为可能，而我有幸经历了这一切。

我想感谢我最初指引我来到 PandaX 的领路人，季向东老师，谌勋老师，和张丹学姐。你们把我从一个迷茫的天文系本科生，拉入到轰轰烈烈的暗物质直接探测的征程。我能够在研究生开始之前，在 GEANT4 模拟、NEST 模拟、PLR 统计、P4-Chain 数据处理软件、氩标定上打下良好的基础，离不开你们对我认真的培养。我想特别感谢张丹，我不会忘记 2017 年 7 月 2 日在李图四楼初见你，不会忘记你启蒙我学 C++ 和数据分析，我们一起做标定，你带我到西雅图玩，不会忘记 2024 年春天我已经不想做任何事的时候，你还尽力给我推 Project-8 的职位，让我看到校园里巨大的樱花树，你做的分析都很扎实，写的文章都很清晰，我一直默默地学习你。这些年我对你们的教育念念不忘，我一直在反思自己，有没有在做对的事。

我想感谢 PandaX 的老师，大家对我的教育、支持、培养不遗余力，感谢周宁老师，韩柯老师，杨勇老师，林箐老师，孟月老师，赵力老师，张涛老师。感谢你们在硬件搭建、取数运行、主分析、太阳中微子分析、联合分析上的付出。特别感谢林箐老师，我们一起完成了首个太阳中微子分析，感谢你面对挑战的勇气，和对数据分析的长期坚持。

我想感谢一起同甘共苦的四吨开局的锦屏兄弟们，黄周、黄迪、杨继军、顾琳慧、宁旭阳、樊英杰、李帅杰、武蒙蒙、司琳、程晨。我想对你们说，你们的苦我知道。

如果你还在物理里，我希望你加油。如果你已经不在物理里，我希望你好好生活。还有从熊猫二期长期坚守的山东兄弟们，周小朋，崔祥仪，燕斌斌，王秋红，任祥祥，张圆圆。我特别感谢周小朋，你是我心中四吨实验最重要的 **bed rock**。我不会忘记水罐漏水的时候，XENON1T 发表轴子的时候，探测器看到氙的时候，还有你的手被原水箱划伤的时候。我会记得我们一起克服疫情封控困难、现场基建困难、国际竞争困难的日子。从现在的结果来看，我们做的很好。

我还想感谢一直在四川锦屏雅砻江二级电站、一级电站、克拉光伏电站的兄弟们，锦屏地下实验室管理局、二号营地、一号营地、四号营地、辅助洞营地的兄弟们，李明川，李亚松，司茂华，李文科，于高翔。我一直都记得你们。我多想有一天把你们带到上海一起喝酒，让你们能经历我的生活。

我想感谢太阳中微子分析小组，沙拉木，和程晨，你们是我心中最认可的做物理分析最聪明的学生。我想感谢主分析数据质量小组的黄迪和陶奕。我想感谢制冷精馏组的赵力、崔祥仪、樊英杰、王舟、李帅杰，硬件系统的快速落成和稳定运行，离不开大家的长期值守，所有人都牺牲了很多。我们一起发表的制冷文章、回收文章、精馏文章，是我的骄傲。我想感谢标定组，韩柯、周小朋、张丹、申国防、薄子豪，我们一起研发了氦、氩、氙气。我想感谢低本底组的谢鹏伟、孟月，感谢我们许多有益的讨论。我想感谢和我一起上学的司琳、谢忱、杨晓琴、钱志成。特别感谢钱志成陪伴我度过眩晕的人生谷底。我想感谢在我之后入学的优秀学生，特别是李家富，张敏祯，周钰博，罗云阳，芦晓盈，感谢你们把熊猫实验的精神传承下去。

我想特别感谢熊猫一期和二期实验的两位大师兄，肖梦姣和谈安迪，感谢你们在我博士生涯的早期教会我拼搏，感谢你们在麻省理工和普林斯顿对我的教育，你们一直是我的丈量自己是否已经足够努力的尺子。

我想感谢交大和李所的陈列文、赵玉民、徐东莲，感谢你们在我物理学道路上的引导。我不会忘记初次见面你写了一大段微信把我领到季老师那边，不会忘记你生动的核物理课，不会忘记海铃。

我想感谢我的两任好室友，张逸和陈诗豪，感谢你们在不平静的生活里给我创造了一份特别平和的生活空间。我想特别感谢物理与天文学院的鲁佳铭老师、朱敏老师、贺刚老师，感谢你们一直关心我的成长，感谢你们在我最孤独的时候给了我父母般的爱。

感谢我的国际朋友们。特别是哥伦比亚大学的徐大成、加州圣迭戈的马越，芝加哥大学的袁澜清。我想感谢你们把我从深渊拉回，让我能够重新锚定这个世界，思考

自己生命的其他可能。我还想感谢伯克利的 Annka Schuetz，米大的梁时潇，加州戴维斯的朱天宇和 Scott Stephenson，斯坦福的陈一帆，感谢你们领我来到这趟旅途。我还想感谢哥伦比亚大学的 Elena Aprile 和斯坦福的 Tom Shutt，感谢你们坚定的对我在物理学上的认可和鼓励。你们对我的爱，让我在震荡后最终选择重新回到物理学的道路。

我想感谢在量化金融里遇到的许多好朋友，特别是交大安泰的陈也超，Worldquant 的蒋坤奇，黄凯。我会记得一直理解、鼓励、支持我的选择的蒋坤奇。我会记得和陈也超相互鼓励，最终取得世坤世界量化竞赛中国区第二名。我会记得黄凯在总决赛把最后一个问题留给了我，问现场的资深研究员：「你是否满意自己的量化人生？」在你们的鼓励下，我最终选择了让自己感到满意的人生。

我想感谢交大的朋友。我想感谢在浮泽动漫协会、二次元和 Cosplay 遇到的朋友。我想感谢在交大艺术中心、乐队联盟、开始乐队、RALO 遇到的好朋友，特别是皇家伦艺牛津分校乐队的主唱李语辰。我想感谢在蒙楼咖啡和交大摄影协会遇到的好朋友，特别想感谢柴悦妍和王培培两位店长，你们是我的家人，我还想感谢咖啡店给予我启发的人，崔徐，一峰，恒酱，桂马，睿，何，郑等许多朋友。感谢你们对我的保护和支持，让我重新开始自己的人生。

我想感谢在一年多的重病期间一直支持我、照顾我的人，曾竹祎，浦嘉婕，雷允上的黄医生，六院的殷院长，闵行精卫中心的龙医生，铁生馆心理咨询室的老师们，宿舍楼潘阿姨，交大保卫处的赵勇老师，我想额外再次感谢鲁佳铭老师和朱敏老师。你们在我最艰难的时候显现，又在我回到忙碌的正轨的时候淡出。我没有能够做什么，只是坦然接受你们的帮助。未来我希望能够继续传承这份命运的馈赠。

我想感谢从小到大一直支持我的人。特别是和光市理化所的许文政，湾区的孟祥瑞，西湖大学的王智明，北大的赵宏政，曼彻斯特的杨柳，斯德哥尔摩的王蒙蒙。物理所的袁震宇，北大天文的张中府，科大的彭礼超。南京的杨博涵，北京的耿福明。在远方照亮我的朋友，毕奕璠，朱莹莹，石一妍。我想感谢吴思明。感谢你们一次又一次在我山穷水尽的时候出现，支持我过任何我想过的生活。

感谢我的父母养育了我，赠予我物理学的天赋，动手做实验的天赋，和体力的天赋。由于时代的原因，你们在稳定的岗位上度过平凡的生活，我代替你们观察更大的世界和更暗的宇宙。我还想感谢我的亲人们，特别是孙冉，文通，王谦，文朔。

我想感谢所有帮助过我的人。我为不能完整地在此写下你们而感到不安。但我会把这份帮助传递下去。我希望我们未来能再相见，让我们始终是彼此生命的明灯。

学术论文和科研成果目录

学术论文

- [1] 第一作者. Search for Solar ^8B Neutrinos in the PandaX-4T Experiment Using Neutrino-Nucleus Coherent Scattering. *Physical Review Letters* 130, 021802, 2023.
- [2] 主要作者. Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run. *Physical Review Letters* 127, 261802, 2021.
- [3] 通讯作者. Waveform simulation in PandaX-4T. *Chinese Physics C* 48 073001, 2024.
- [4] 第一作者. Internal calibration of the PandaX-II detector with radon gaseous sources. *Journal of Instrumentation* 15 P12038, 2020.
- [5] 第二作者. Design and operation of the PandaX-4T high speed ultra-high purity xenon recuperation system. *Journal of Instrumentation* 17 T10008, 2021.
- [6] 第三作者. The cryogenics and xenon handling system for the PandaX-4T experiment. *Journal of Instrumentation* 16 T06007, 2022.