上海交通大学博士学位论文

利用 PandaX-4T 探测器探测自旋无关和自旋相关的暗物质

博士研究生：黄　周

学　　号：017072910016

导　　师：周宁教授

申请学位：理学博士

学　　科：粒子物理专业

所在单位：物理与天文学院

答辩日期：2023 年 4 月 13 日

授予学位单位：上海交通大学

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

A SEARCH FOR SPIN-INDEPENDENT AND SPIN-DEPENDENT DARK MATTER USING PANDAX-4T DETECTOR

Candidate:	Zhou Huang
Student ID:	017072910016
Supervisor:	Prof. Ning Zhou
Academic Degree Applied for:	Doctor of Philosophy
Speciality:	Particle physics
Affiliation:	School of physics and astronomy
Date of Defence:	April 13, 2023
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University

上海交通大学

学位论文原创性声明

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

学位论文作者签名：

日期：　　年　　月　　日

上海交通大学

学位论文使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。

本学位论文属于 □**公开论文**

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

□**秘密论文**，____ 年（不超过 10 年）解密后适用本授权书。

□**机密论文**，____ 年（不超过 20 年）解密后适用本授权书。

（请在以上方框内打“✓”）

学位论文作者签名：　　指导教师签名：

日期：　　年　　月　　日　　日期：　　年　　月　　日

利用 PandaX-4T 探测器探测自旋无关和自旋相关的暗物质

摘　要

许多天文学和宇宙学的观测表明，宇宙中除了标准模型中的普通物质之外，还存在着大量的暗物质。暗物质与普通物质之间的相互作用强度极其微弱，但是却在宇宙演化和星系的形成中扮演着十分重要的作用。大质量弱相互作用粒子 (WIMP) 是许多超出标准模型的理论中预言的一类粒子。它是当代物理学界最有希望的暗物质候选者之一。实验上，物理学家研发了多种探测技术和方法来探测 WIMP 暗物质。其中，两相型氙时间投影室技术在近些年来发展迅速。作为一种直接探测暗物质的方法，它通过搜寻暗物质和靶物质的反冲事例来探索暗物质的踪迹。

PandaX 项目是国内率先开展暗物质直接探测的实验项目之一。它利用两相型氙时间投影室来探测暗物质。目前，PandaX 项目进入到了吨量级的阶段。其正在运行的探测器，PandaX-4T 探测器，内部总共包含 6 吨的氙。探测器的尺寸也达到了 1.2 米。这使得 PandaX-4T 实验成为了国际上最有竞争力的暗物质直接探测实验之一。PandaX-4T 实验试运行阶段开始于 2020 年底，通过 95 天的稳定运行，取得了 0.63 吨 · 年曝光量的数据。本论文也会详细介绍试运行期间部分数据分析的方法。PandaX-4T 实验结果对暗物质与核子自旋无关和自旋相关两种相互作用的散射截面做出了严格的限制。在已发表的结果中，WIMP 暗物质与核子自旋无关的相互作用的散射截面上限最低为 3.8×10^{-47} cm^2，对应的 WIMP 暗物质质量为 40 GeV。对于自旋相关相互作用中的只与中子反应和只与质子反应的散射截面上限最低值分别为 5.8×10^{-42} cm^2 和 1.7×10^{-40} cm^2，对应的 WIMP 质量均为 40 GeV。其中，PandaX-4T 实验对只与中子反应的自旋相关相互作用散射截面的限制结果为论文发表时世界上的最强限制。对于轴矢量和赝标量两种暗物质与夸克反应的传播子模型，PandaX-4T 实验也给出了限制。对于轴矢量传播子，PandaX-4T 实验对传播子质量排除线最高点为 825 GeV。对于赝标量传播子，PandaX-4T 实验对传播子质量排除线最高点为 106 GeV。

本篇论文将会介绍作者在 PandaX-4T 实验中硬件、软件和物理分析各方面的重要工作，包括：PandaX-4T 实验早期的探测器设计、探测器大尺寸透光电极的制作、电极高压传输系统的设计、信号底层数据分析、蒙卡模拟和信号模型的构建、中子核反冲本底的估计以及 WIMP 与核子自旋无关和自旋相关相互作用的研究。

关键词：暗物质，直接探测，两相型氙时间投影室，PandaX-4T 实验

A SEARCH FOR SPIN-INDEPENDENT AND SPIN-DEPENDENT DARK MATTER USING PANDAX-4T DETECTOR

ABSTRACT

Various evidences from astrophysical and cosmological observations support that, in addition to ordinary matters, there are a lot of dark matter in our universe. The interaction between dark matter and ordinary matter is extremely weak. However, it plays a significant role in the evolution of the universe and the formation of galaxies. Weakly interacting massive particles (WIMPs) are the elementary particle candidates predicted in some theories beyond the standard model. They are one of the most promising dark matter candidates in modern physics. Experimentally, physicists have developed a variety of detection techniques and methods to hunt for WIMP. Dual-phase xenon time projection chamber technique, as one of them, has developed rapidly in recent years. It is a direct detection method, which searches for recoil events from WIMP.

The PandaX project is one of the first projects to detect WIMP directly in China, utilizing the dual-phase xenon time projection chamber. To date, the PandaX project has entered the ton scale stage. The PandaX-4T detector is running, which contains 6 tons of xenon in total. The size of the detector reaches 1.2 meters. The PandaX-4T project is one of the most competitive experiments for WIMP direct detection over the world. The PandaX-4T experiment started at the end of 2020. After 95 days running, the 0.63 ton·day exposure data is obtained. This dissertation also introdudes the detail of data analysis methods. No significant excess was found above the background, leading to an upper limit of the WIMP-nucleon interaction. The most strin-

gent upper limit for WIMP-nucleon spin-independent interaction was published, with a lowest excluded cross section (90% C.L.) of 3.8×10^{-47} cm^2 as a WIMP mass of 40 GeV. By the way, the spin-dependent analysis is also completed. The results give the lowest excluded cross sections (90% C.L.) of 5.8×10^{-42} cm^2 and 1.7×10^{-40} cm^2 for neutron-only and proton-only interactions at the WIMP mass of 40 GeV, respectively. The constraints on the axial-vector and pseudo-scalar midiated WIMP-nucleus interactions are also set. For axial-vector mediator scenario, the highest excluded mediator mass (95% C.L.) is 825 GeV. For pseudo-scalar mediator scenario, the highest excluded mediator mass (95% C.L.) is 106 GeV.

This dissertation introduces the unique contributions of the author in PandaX-4T experiment, including the design of the PandaX-4T detector, the production process of large-scale and high-transmittance electrodes, data processing chain, Monte-Carlo simulation, signal models, neutron-induced nuclear recoil background evaluation, WIMP-nucleon spin-independent and spin-dependent interaction analysis.

KEY WORDS: Dark matter, direct detection, dual-phase xenon time projection chamber, PandaX-4T experiment

目 录

第一章 简介 …… 1
1.1 暗物质理论的提出 …… 1
1.2 暗物质候选者 …… 3
1.3 探测暗物质的意义 …… 4
1.4 探测暗物质的方式 …… 4
1.4.1 直接探测 …… 4
1.4.2 间接探测 …… 8
1.4.3 对撞机产生 …… 9
1.5 利用两相型氙时间投影室直接探测暗物质的挑战 …… 10
第二章 PandaX-4T 实验 …… 12
2.1 中国锦屏地下实验室 …… 12
2.2 PandaX-4T 实验子系统 …… 14
2.2.1 超纯水屏蔽系统 …… 14
2.2.2 制冷和循环系统 …… 15
2.2.3 光电倍增管、电子学和数据获取系统 …… 18
2.2.4 刻度系统 …… 20
2.3 PandaX-4T 实验运行状况 …… 24
第三章 PandaX-4T 探测器 …… 25
3.1 PandaX-4T 探测器总体设计 …… 25
3.2 电极 …… 26
3.2.1 网状电极 …… 28
3.2.2 丝状电极 …… 30
3.3 漂移电场区 …… 32
3.4 光刻度、溢流装置、传感器及馈通接口 …… 35
3.5 高压传输系统 …… 39
3.5.1 门电极高压传输 …… 39
3.5.2 阴极高压传输 …… 40
第四章 PandaX-4T 探测器的双光电子发射率、非均匀性修正和其他响应研究 45
4.1 PandaX-4T 实验的数据处理流程 …… 45
4.2 双光电子发射率 …… 46

4.3 探测器非均匀性修正 …… 49
4.3.1 电子寿命 …… 50
4.3.2 电荷映射关系 …… 51
4.4 探测器其他响应研究 …… 53
4.4.1 光电倍增管增益 …… 53
4.4.2 单电子增益 …… 55
4.4.3 位置重建 …… 58
4.4.4 能量重建 …… 60
第五章 PandaX-4T 实验的蒙特卡罗模拟和信号模型 …… 62
5.1 蒙特卡罗模拟的处理过程 …… 62
5.2 核反冲刻度 …… 63
5.3 单次散射的判定 …… 64
5.4 多次散射数据的质量选择条件 …… 70
5.5 信号模型的构建 …… 73
第六章 PandaX-4T 实验的核反冲本底和其他本底 …… 76
6.1 核反冲本底 …… 76
6.1.1 中子本底 …… 76
6.1.2 太阳中微子本底 …… 93
6.2 其他本底来源 …… 93
6.2.1 电子反冲本底 …… 93
6.2.2 偶然符合本底 …… 99
6.2.3 材料表面本底 …… 99
6.3 PandaX-4T 实验本底小结 …… 100
第七章 PandaX-4T 实验的物理结果 …… 101
7.1 暗物质探测的候选事例 …… 101
7.2 暗物质与核子自旋无关和自旋相关的反应 …… 103
7.3 暗物质与夸克相互作用的传播子模型 …… 105
7.3.1 轴矢量传播子模型 …… 106
7.3.2 赝标量传播子模型 …… 109
第八章 总结和展望 …… 111
参考文献 …… 113
致 谢 …… 126
攻读学位期间发表（或录用）的学术论文 …… 127

插图索引

图 1–1 M-33 星系的旋转曲线[3]。 …… 1
图 1–2 James Webb 空间望远镜观测到的 SMACS 0723 星系团引力透镜效应[6]。 …… 2
图 1–3 子弹星云现象 (1E 0657-558)。 …… 3
图 2–1 世界上主要几个地下实验室的比较[41]。包括岩层厚度、等效水深和缪子通量。 …… 13
图 2–2 锦屏地下实验室的地理位置 …… 13
图 2–3 锦屏地下实验室二期的布局效果图 …… 14
图 2–4 PandaX-4T 实验的洁净间、探测器和各个子系统的相对位置示意图 15
图 2–5 PandaX-4T 实验的制冷总线实物图。 …… 17
图 2–6 PandaX-4T 实验的循环提纯系统示意图。 …… 17
图 2–7 PandaX-4T 实验采用的光电倍增管的量子效率。 …… 19
图 2–8 PandaX-4T 实验的电子学和数据获取系统逻辑框图。 …… 20
图 2–9 PandaX-4T 实验的内源刻度注入控制面板。其中，阀门 V1 和 V3 分别控制着刻度管路的入口 (Inlet) 和出口 (Outlet)。氡腔体和氪腔体分别存有电子反冲刻度所需要的 ^{220}Rn 源和 ^{83m}Kr 源。 …… 21
图 2–10 左图为 ^{232}Th 衰变链，右图为 ^{238}U 衰变链。图片来自于[71]。 …… 22
图 2–11 通过模拟得到的 ^{241}Am-Be 源中子能谱。 …… 23
图 2–12 左图为位于外罐内表面的外源刻度管。右图为位于屏蔽体水罐顶部的外源刻度端口。 …… 23
图 2–13 左图为 DD 中子导管实物图。右图为 DD 中子发生器和中子导管概念图。 …… 24
图 3–1 PandaX-4T 探测器 a) 工程示意图。b) 电场示意图。c) 实物图。 … 27
图 3–2 丝状电极和网状电极对不同波长的光的透光率。 …… 28
图 3–3 a) 网状电极的不锈钢网铺设过程。b) 网状电极实物图。 …… 29
图 3–4 a) 网状电极微小形变的测量装置。b) 网状电极受静电吸引力的微小形变随电压的变化。 …… 29
图 3–5 a) 不锈钢丝的铺设和铜棒的设置。b) 丝状电极实物图。 …… 30
图 3–6 a) 电极圆环沿着丝方向的形变量。b) 电极圆环垂直于丝方向的形变量。 …… 31

图 3–7 a) 丝张力测量系统。b) 丝张力测量系统光路示意图。…… 32
图 3–8 Labview 计算及监控界面。…… 33
图 3–9 不锈钢丝张力的测量结果和铜棒的重力。黑线代表铜棒的重力。蓝点代表丝状电极制作完成静置一个月后的张力测量结果。绿点代表丝状电极经过液氮冷却复温后的丝张力测量结果。红点代表液氮冷却前后丝张力的差别。…… 33
图 3–10 不同电场整形环对电场强度 Z 分量大小的影响。…… 34
图 3–11 探测器内电场的 COMSOL 模拟。…… 35
图 3–12 a) 内罐顶部的四芯光纤馈通接口。b) 探测器侧面的一个光扩散柱。…… 36
图 3–13 a) 溢流管口细节图。b) 大扭矩电机实物图。…… 37
图 3–14 a) 短液位计实物图。b) 短液位计记录的电容值。…… 38
图 3–15 a) 探测器不同位置的温度记录。b) 内罐罐体不同位置的温度记录。…… 38
图 3–16 内外罐法兰接口示意图。…… 39
图 3–17 门电极和导线的连接。…… 40
图 3–18 门电极和阴极导线的走向。…… 41
图 3–19 a) 阴极电极和聚酰亚胺导线的连接。b) 阴极高压电源和聚酰亚胺导线的连接接口。…… 42
图 3–20 阴极高压馈通接口，“O”型密封圈设计。…… 42
图 3–21 阴极高压馈通接口，VCR 密封胶设计。…… 44
图 3–22 环氧树脂胶水密封步骤示例。…… 44
图 4–1 PandaX-4T 使用的数据模块示意图。…… 46
图 4–2 低能核反冲刻度事例分布。…… 47
图 4–3 ^{83m}Kr 级联衰变事例 S1 分布。…… 48
图 4–4 刻度数据 *S*1 包含的单次击中的电荷谱。红色实线为全局拟合函数。绿色虚线为单光电子峰。洋红色虚线为双光电子峰。…… 49
图 4–5 连续几个单次击中的波形。红色虚线的部分展示了两个单次击中。绿色虚线内的两个单次击中在时间上间隔太近，被算法误判为一个单次击中。…… 49
图 4–6 ^{241}Am-Be 数据中物理事例包含的单次击中的波形幅度和电荷的关系图。蓝色数据点为单峰结构的单次击中。红色数据点为双峰结构的单次击中。…… 50

图 4–7 电子寿命随时间的变化曲线。 …… 51
图 4–8 ^{83m}Kr 事例分布。横坐标代表未经过修正的 $S1$，纵坐标代表仅通过电子寿命修正的 $S2$。 …… 52
图 4–9 a) ^{83m}Kr 事例的 $S2_b$ 信号产额随位置的分布。b) $S2_b$ 电荷修正映射。 …… 54
图 4–10 a) ^{83m}Kr 事例第 10 层的 $S1$ 信号产额随位置的分布。b) $S1$ 电荷修正映射 Z-X 垂直剖面图。 …… 54
图 4–11 ^{83m}Kr 事例分布。横坐标代表修正后的 $S1$，纵坐标代表修正后的 $S2$。 …… 55
图 4–12 3 英寸光电倍增管 ch10115 的 LED 刻度电荷谱。整体拟合的三高斯函数 (红色实线) 和每个高斯函数 (绿色虚线) 都在图中画了出来。其中，单光子峰的均值为 150.81 ADC。扣除掉本底 (Pedestal) 的贡献 1.93 ADC，可以得到这道光电倍增管的增益为 152.74 ADC/PE。 …… 56
图 4–13 小电荷 $S2$ 谱。其中红色实线为全局拟合函数。蓝色虚线为费米-狄拉克函数。绿色虚线为单电子峰。洋红色虚线为双电子峰。 …… 57
图 4–14 ^{241}Am-Be 刻度数据中低能核反冲事例中 $S2_b$ 的占比随 $S2$ 电荷量的关系。 …… 57
图 4–15 ^{210}Po 产生的 α 事例的重建位置。灰色、绿色、深蓝色、红色、浅蓝色分别代表着传统重心法、第一种改进的重心法、第二种改进的重心法、模板匹配法和光接受函数法的重建结果。 …… 59
图 4–16 特征事例重建位置的分布。 …… 60
图 4–17 a) PandaX-4T 实验试运行期间多种单能事例的光电反相关图。b) 重建能量和真实能量之间的差别。 …… 61
图 5–1 NEST 2.0 模型给出的效率和能量分辨率曲线。 …… 64
图 5–2 多次散射事例和被误判的多次散射事例的原理图。 …… 65
图 5–3 蒙卡和核反冲刻度数据的能谱比较。 …… 69
图 5–4 多次散射事例中次大的 $S2$ 的扩散关系。横轴为次大的 $S2$ 的 90% 电荷对应的宽度。纵轴为次大 $S2$ 对应的漂移时间。 …… 71
图 5–5 多次散射中次大 $S2$ 在 $\log_{10}(\mathrm{wCDF}S2/\mathrm{h}S2)$ 和 $\log_{10}(S2)$ 参数空间上的分布。浅蓝色实线是过于严格的质量条件。红色曲线是调整过后的质量条件。 …… 71
图 5–6 多次散射事例中次大的 $S2$ 位置重建相关变量分布。 …… 72

图 5–7 刻度数据在 $\log_{10}(n_e/S1)$ vs. $S1$ 图的分布。…… 74
图 5–8 ^{220}Rn 电子反冲模型和刻度数据的比较。 …… 75
图 5–9 DD 核反冲模型核和刻度数据的比较。 …… 75
图 5–10 ^{241}Am-Be 核反冲模型和刻度数据的比较。 …… 75
图 6–1 a) ^{19}F 的 (α，n) 反应。b) ^{238}U 的自发裂变反应。图中的蓝圈代表中子。红圈代表质子。 …… 77
图 6–2 中子在探测器内的多次散射和被俘获过程示意图。…… 77
图 6–3 a) 蒙卡得到的中子本底事例的能谱。b) 蒙卡得到的中子本底事例的位置分布。 …… 80
图 6–4 由 NEST 2.0 模型给出的蒙卡模拟中中子本底事例的选择效率。虚线代表数据集 1 和 2 中的选择效率。实线代表数据集 3-5 的选择效率。 …… 80
图 6–5 DD 刻度数据中多次散射事例的位置分布。 …… 83
图 6–6 ^{241}Am-Be 刻度数据中多次散射事例的位置分布。 …… 84
图 6–7 核反冲刻度数据中多次散射事例的 $\log_{10}(\sum \mathrm{q}S2_b/\sum \mathrm{q}S1)$ 和 $\sum \mathrm{q}S1$ 变量的分布。 …… 85
图 6–8 PandaX-4T 实验试运行数据中的低能的多次散射核反冲事例。a) 多次散射事例和单次散射事例在 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 图上的分布。b) 位置分布。 …… 86
图 6–9 刻度数据中 2 MeV到 20 MeV能量区间内的能谱。 …… 87
图 6–10 典型的高能伽马事例的波形。蓝点和红点分别为该事例中最大的 $S1$ 和最大的 $S2$ 信号的起点和终点。红色星形代表 $S2_{max}$ 波形中的最高峰。蓝色三角和红色三角分别代表 $S2_{max}$ 波形中 FWHM 宽度对应的起点和终点。绿点代表 FWHM3 宽度对应的终点。 … 88
图 6–11 刻度数据中高能区事例的分布。阿尔法事例处于电子反冲带的下方。 …… 90
图 6–12 用于增强决策树模型训练和甄别的变量及其分布。…… 91
图 6–13 a) BDT 方法关于高能伽马事例信号和 α-ER-mixed 事例的响应。b) BDT 选择条件和对应的效率曲线。 …… 92
图 6–14 PandaX-4T 实验试运行阶段高能区事例的分布。 …… 92
图 6–15 数据集 4 中的低能区能谱和氚化甲烷拟合结果。蓝线为氚化甲烷的拟合谱，橙线为其他本底事例的拟合谱，红线为总的拟合谱。 94
图 6–16 ^{127}Xe 衰变过程示意图。 …… 95

图 6–17 太阳中微子和 ^{136}Xe 双贝塔衰变在探测器内产生的电子反冲本底事例能谱。 …… 96
图 6–18 a) ^{85}Kr 衰变示意图。b) β-γ 偶然符合事例的波形。 …… 97
图 6–19 高能区事例 $\log_{10}(S2/S1)$ 随能量的分布。 …… 98
图 6–20 PandaX-4T 实验试运行期间 ^{222}Rn 及其衰变链上部分子体的活度随时间的变化。 …… 98
图 7–1 PandaX-4T 实验试运行期间的低能事例分布。蓝色实线是电子反冲刻度中位线。蓝色虚线是电子反冲刻度 95% 分位数线。红色实线是核反冲刻度中位线。紫色虚线是核反冲数据 99.5% 接受度曲线。橙色的点为处于核反冲刻度中位线以下的 6 个暗物质候选事例。它们按 $S1$ 电荷量的大小依次编号。 …… 101
图 7–2 PandaX-4T 实验试运行期间低能事例的位置分布。图中虚线为置信体积的边界线。处于置信体积内的低能事例用黑点标出。置信体积之外的低能事例为灰色细点。6 个暗物质候选事例用橙点标出。 …… 102
图 7–3 WIMP 暗物质在 PandaX-4T 探测器中沉积能量谱。蓝色线为自旋无关的反应过程。红色线为 WIMP 与中子的自旋相关反应。绿色线为 WIMP 与质子的自旋相关反应。实线和虚线分别代表暗物质质量为 400 GeV和 40 GeV的情况。灰色的点代表 PandaX-4T 实验的选择效率。 …… 105
图 7–4 WIMP 暗物质和核子自旋无关反应弹性散射截面 90% 置信度的排除曲线。红色实线是 PandaX-4T 实验的排除曲线。绿色区域是 PandaX-4T 实验 1σ 灵敏度区域。橙红色是 PandaX-II 实验 132 吨 · 天曝光量的结果[25]。黑色曲线是 XENON1T 实验的结果[27]。绿色实线是 LUX 实验的结果[121]。红色虚线和黑色虚线分别是 PandaX-4T 实验和 XENON1T 实验的灵敏度曲线。 …… 106
图 7–5 WIMP 暗物质与中子的自旋相关散射截面 90% 置信度的排除曲线。红色实线是 PandaX-4T 实验的初步结果。绿色区域是 PandaX-4T 实验 1σ 灵敏度区域。红色虚线是 PandaX-4T 实验灵敏度中心线。黑色实线是 XENON1T 实验的结果[122]。深蓝色实线是 PandaX-II 实验 2018 年的实验结果[123]。 …… 107

图 7–6 WIMP 暗物质与质子的自旋相关散射截面 90% 置信度的排除曲线。红色实线是 PandaX-4T 实验的初步结果。绿色区域是 PandaX-4T 实验 1σ 灵敏度区域。红色虚线是 PandaX-4T 实验灵敏度中心线。黑色实线是 XENON1T 实验的结果[122]。天蓝色实线是 PICO-60 实验的结果[124]。深蓝色实线是 PandaX-II 实验 2018 年的实验结果[123]。 ····· 107

图 7–7 PandaX-4T 实验对轴矢量传播子质量的排除线 (95% C.L.)。耦合常数取为 $g_q = 0.25, g_\chi = 1$。不考虑自发对称性破缺的混合项的结果为图中的红色虚线。考虑自发对称性破缺的混合项的结果为图中的红色实线。其他直接探测实验 (XENON1T[122]，PICO-60[135]) 和对撞机实验[133, 134] 的实验结果也画在了图中。 ····· 108

图 7–8 在 95% 置信度下，PandaX-4T 实验对于 2HDM+a 模型中赝标量传播子质量的限制结果。红色实线代表 95% 置信度下的排除线。绿色区域代表 $\pm1\sigma$ 灵敏度区域。 ····· 110

图 7–9 在 95% 置信度下，PandaX-4T 实验对于归一化散射截面 ($\sigma/\sigma_{\text{theory}}$) 的限制结果。红色实线代表 95% 置信度下的排除线。绿色区域代表 $\pm1\sigma$ 灵敏度区域。橙色实线代表 ATLAS 实验[137] 的实验结果。蓝色虚线代表在公式 (7–15) 中给定的参数条件下，通过暗物质残余密度计算得到的归一化散射截面值。 ····· 110

表格索引

表 3–1 丝状电极使用的 316L 不锈钢丝的物理特性。 …… 30
表 4–1 PandaX-4T 实验试运行期间探测器相关参数。 …… 60
表 5–1 核反冲刻度数据的时长。 …… 63
表 5–2 DD 刻度数据和 DD 蒙卡计算的 χ^2 结果。红色数字表示了 χ^2 的最小值。 …… 67
表 5–3 ^{241}Am-Be 刻度数据和蒙卡计算的 χ^2 结果。 …… 68
表 6–1 探测器各种材料的中子产额。 …… 78
表 6–2 PandaX-4T 探测器各部件的重量或个数以及放射性活度的信息。$^{238}U_e$ 代表从 ^{238}U 到 ^{230}Th 前端链。$^{238}U_l$ 代表从 ^{226}Ra 到 ^{206}Pb 后端链。 …… 79
表 6–3 蒙卡模拟得到的各种事例的事例率以及相对比例。单位：个/天。 81
表 6–4 刻度数据和蒙卡模拟中，中子相关的各种特征事例数以及相应的比例。 …… 85
表 6–5 PandaX-4T 实验试运行阶段中子特征事例的个数。 …… 90
表 6–6 PandaX-4T 实验试运行期间中子本底事例的估计值。 …… 93
表 6–7 PandaX-4T 实验试运行期间各个数据集的本底组成。单位：事例个数。 …… 100
表 7–1 PandaX-4T 实验各种本底的个数、核反冲中位线以下的事例数和无信号假设下各种本底事例数的拟合值。 …… 102

符号对照表

WIMP	Weakly Interacting Massive Particle
SiPM	Siliconphotomultiplier
DRU	Differential Rate Unit = counts /keV/kg/day
ppm	part per millian
ppt	part per trillion
ppb	part per billion
PandaX	Particle And Astrophysics experiment with Xenon
CJPL	China Jinping Underground Laboratory
slpm	standard litre per minute
PMT	Photomultiplier Tube
ER	Electron recoil
NR	Nuclear recoil
SSNR	Single Scattering Nuclear Recoil
MSNR	Multiple Scattering Nuclear Recoil
HEG	High Energy Gamma
SS	Stainless Steel
PTFE	Polytetrafluoroethylene
DD	Deuterium-Deuterium generator
TPC	Time Projection Chammber
LED	Light Emitting Diode
VCR	Vacuum Coupling Radius seal
PE	Photoelectrons
DPE	Double Photoelectrons
PDE	Photon Detection Efficiency
SEG	Single Electron Gain
EEE	Electron extraction efficiency
COG	Center of gravity
TM	Template Matching
PAF	Photon Acceptance Function
NEST	Noble Element Simulation Technique

RMS	Root Mean Square
ROI	Region of interest
SF	Spontaneous Fission
LFV	Large Fiducial Volume
EFV	Extended Fiducial Volume
FWHM	Full Width Half Maximum
BDT	Boosted Decision Tree
PDF	Probability Density Function
SI	Spin Independent interaction
SD	Spin Dependent interaction

第一章　简介

1.1　暗物质理论的提出

1933 年 Fritz Zwicky 在研究后发座星系团边缘星云的运动时发现，利用维里定理结合星云速度推算的整个星系团的质量和通过星系团亮度所推算出的质量不相等[1, 2]。发光物质的质量比整个星系团的质量小了两个数量级。之后，天文学家发现，许多星系绕着星系团中心运动的速度曲线，都和牛顿力学给出的预测不相符[3, 4]。这些星系的运动速度，在距离星系团中心距离比较远时，没有如期衰减而是趋向于一个恒定值，如图 1–1所示。这证明这些星系中，除了可以看得见的星体之外，还有一部分看不见的物质。这些物质提供了星系边缘发光星体运动所需的引力。假设星系中存在不发光的暗物质，便可以解释这种现象。

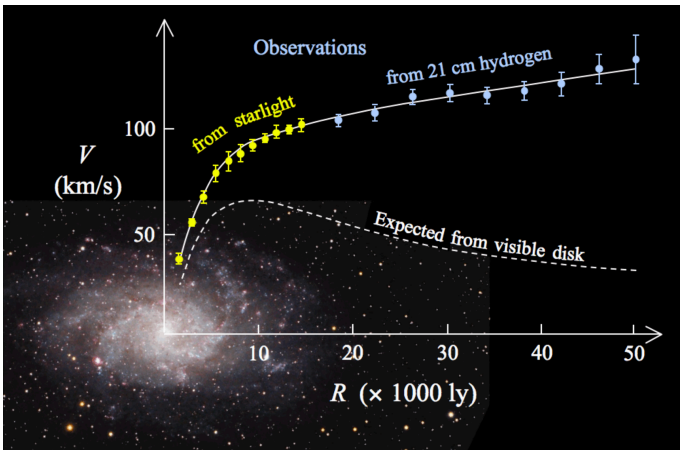


图 1–1 M-33 星系的旋转曲线[3]。

天文学和宇宙学上观测到的的引力透镜效应[5, 6] 也无法用现有的引力理论来解释。暗物质理论刚好可以用来解释这一现象。根据爱因斯坦的广义相对论，大质量星体周围的时空会发生畸变弯曲，当远处的恒星发出的光束经过某些大质量星体附近时，由于星体周围的时空发生弯曲，光束不会沿着平直的欧几里得空间直线传播，而是会发生偏折，偏折的程度与大质量星体的质量和进入星体附近时光线的角度有关。总的效果就是，原本不会到达地球上的光束，由于这种效应，传播路线发生偏移，最终被地球附近的探测器探测到。这种效果和普通物理中透镜引起光线传播方向发生偏折的效果类似，并因此而得名。图 1–2展示了 James Webb 空间望远镜观测到的引力透镜效应。

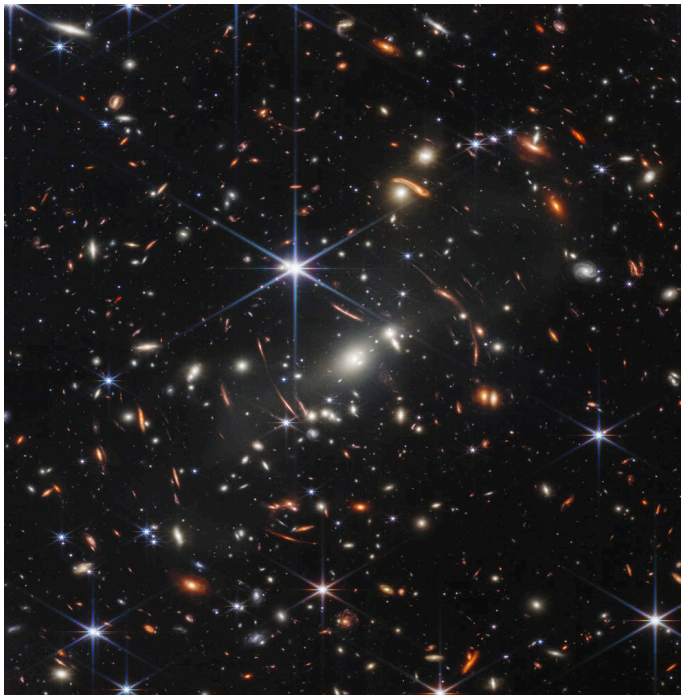


图 1–2 James Webb 空间望远镜观测到的 SMACS 0723 星系团引力透镜效应[6]。

子弹星云现象[7] 也可以由暗物质理论解释。当两个高速移动的星系团发生碰撞时，星系团内部的可见星体与不可见的暗物质都会发生碰撞。但是由于普通物质与普通物质之间碰撞的散射截面要比暗物质之间的散射截面大得多，可见的普通物质会在星系团与星系团碰撞之后，相对较快的损失动能，并滞留在碰撞点附近。而暗物质不参与电磁相互作用，只有引力相互作用，可能参与弱相互作用，在星系团与星系团碰撞的过程中，损失动能较慢，可能会在碰撞点比较远处滞留。这种普通发光物质和暗物质分离的现象，就好像高速运动的星系团将内部的暗物质打了出去，如图 1–3所示。星系团总体的质量可以通过引力透镜效应给出，发光星体的质量可以由地球附近的探测器给出。这两种质量的差异说明了暗物质的存在。

暗物质的提出还可以解释早期宇宙形成中的结构问题[8, 9]。现在主流的宇宙学早期理论，大爆炸理论认为，现在的宇宙起源于一次距今约 137 亿年前的一次大爆炸，并在之后一直不断加速膨胀至今。大爆炸之后，宇宙中的各类天体结构开始形成。但是宇宙初期的各种粒子，都是处于一种动能较大的热运动状态，无法自发的聚合到一起形成各种结构的天体。因此必须有一种在大爆炸初期便存在的非相对论性的暗物质，参与到早期宇宙的形成过程中。通过引力相互作用，这种暗物质可以吸引处于较热状态的普通粒子，进而形成我们当今宇宙中的各种尺度的天体结构。

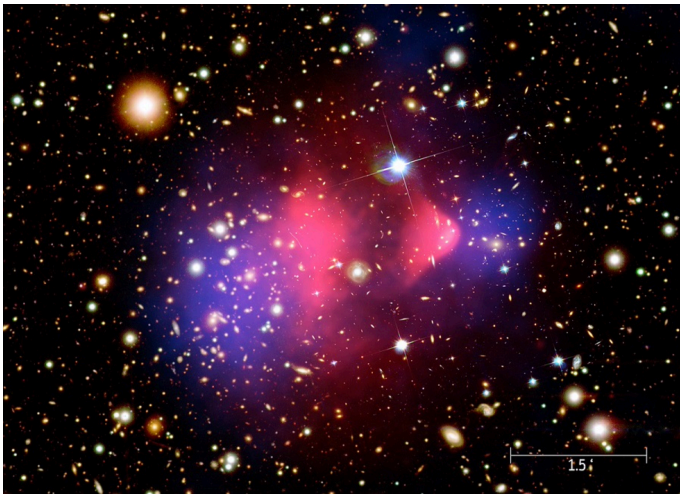


图 1–3 子弹星云现象 (1E 0657-558)。

1.2 暗物质候选者

对于暗物质，我们现在知之甚少。基于已有的天文观测数据，我们要求暗物质粒子相对稳定，从宇宙形成的早期便大量存在。同时要求暗物质粒子不与普通物质发生强相互作用和电磁相互作用，但必须与普通物质发生引力相互作用。满足这些条件的很多可能存在的粒子都可以称之为暗物质。

质量较轻的暗物质粒子候选者有轴子，类轴子粒子。轴子最开始被提出是为了解释强相互作用中 CP 破坏现象[10]。轴子的质量较轻，质量范围在 μeV 到 meV 之间。轴子在早期宇宙中产生，可以用来解释早期宇宙中的冷暗物质部分。惰性中微子也是暗物质的候选粒子。现在的中微子物理实验均只发现了左旋的中微子和右旋的反中微子。它们被称为活性中微子。粒子物理理论中，预言了一种右旋的中微子，称为惰性中微子[11]。为了解释中微子质量的产生，理论学家们提出了“跷跷板”机制。而这种机制便要求存在一种大质量的惰性中微子。普通中微子的有效质量与惰性中微子的有效质量成反比，这样普通中微子较小的质量便可以由与惰性中微子较大的质量所给出。按理论模型的不同，惰性中微子的质量最大可以达到 10^{16} GeV。还有一类暗物质候选粒子，叫大质量弱作用粒子 (Weakly interacting massive particle，WIMP)[12]。它是当今最热门的暗物质候选粒子，也是本课题研究的暗物质候选粒子。许多超出标准模型的理论都对 WIMP 类暗物质的存在给出了预言，比如超对称理论[13]，Universal Extra Dimension 理论[14] 和 little Higgs 理论[15]。其中，超对称理论认为，自旋为半整数的费米子和自旋为整数的玻色子之间存在一种对称性。每个标准模型内的基本粒子，都有一个和其本身相对应的自旋相差二分之一的的超对称粒子。其中，质量最轻的超对称粒子由于 R 宇称守恒，不发

生衰变，稳定存在。这一类粒子便是 WIMP。另外，Universal Extra Dimension 理论中最轻的 Kaluza-Klein 粒子，以及 little Higgs 理论中的某些中性标量粒子，都是 WIMP 类暗物质的候选粒子。通过宇宙演化的模型计算得到的早期宇宙“热退耦”后的暗物质密度，正好和现在满足天文观测所需要的暗物质密度相一致，这个巧合给了物理学家们信心，也被称为“WIMP 奇迹”。

1.3　探测暗物质的意义

暗物质是现代物理学的“两朵乌云”之一。若暗物质被观测到，它不止在粒子物理学领域中是程碑式的发现，在天文学和宇宙学上也会产生轰动的影响。20 世纪以来，被物理学家们广泛接受的标准模型，解释了宇宙中占比约 4.9% 的普通物质。标准模型给出了总共 61 种基本粒子，是解释电磁相互作用、强相互作用、弱相互作用的理论模型，而且是迄今为止最为成功的粒子物理理论。但是标准模型却并不是完美无缺的理论。宇宙中占比更多的暗物质 (26.2%) 和暗能量 (68.8%) 充斥着宇宙中的绝大部分[16]。而这些都无法被标准模型所解释。探测暗物质并发现暗物质，给出暗物质的各种性质，必然会导致超出标准模型的新发现，进而引发一系列的物理突破。

1.4　探测暗物质的方式

1.4.1　直接探测

直接探测方法是通过探测暗物质粒子和普通物质碰撞后的反冲事例来寻找暗物质的踪迹。假设暗物质只与原子核碰撞，产生的反冲能最终转化为光、电、热三部分。即反冲后释放出光子，电子和声子。基于目前的技术，一个实验同一时间最多只能测量其中的两部分。由所测信号的种类的不同，衍生出了许多不同的直接探测暗物质实验。

固态闪烁体探测器可以捕捉到由反冲事例导致的闪烁光。在极低温度下，量热计可以测量由声子导致的体系温度变化。这两种技术结合到一起，使得实验科学家们可以精确测量反冲能的光和热部分。位于意大利 Gran Sasso 地下实验室的 CRESST(Cryogenics Rare Event Search with Superconducting Thermometers)[17] 实验是一个典型的测量反冲能中的光和热信号的实验。该实验将 $CaWO_4$ 晶体放置于 mK 量级的低温环境下。即使很小的能量沉积，其导致的温度变化都能被灵敏的低温量热计所捕捉到。除此之外，暗物质与晶体碰撞产生的部分光子也能被放置于探测器四周的光探测器观测到。整个探测器放置于一个高反射率的集光腔内，

用来提升光信号的采集效率。该探测器对核反冲信号的信号阈值约为 30 eV，对质量为 0.1 GeV到 1 GeV左右的 WIMP 暗物质有较高的灵敏度。在意大利 Gran Sasso 地下实验室的另一个典型的用晶体探测器探测暗物质的实验是 DAMA 实验[18]。该实验利用的是高纯度、地本底的掺铊碘化钠晶体。这些晶体排布规律，通过低本底的光电倍增管读取暗物质碰撞产生的光信号。整个探测器被放在一个密闭的高纯铜容器中。为了降低来自周围环境的放射性本底和高能的宇宙线本底，在高纯铜容器的外围还包裹有几层厚厚的低本底屏蔽体。与 CRESST 实验同时采集光信号和热信号不同，DAMA 实验只探测暗物质和晶体碰撞产生的闪烁光信号。探测器随地球绕太阳公转，一年一个周期。探测器与暗物质晕之间的相对速度伴随着地球公转也会出现周期性的变化。这意味着暗物质在探测器中有着周期为一年的调制信号。DAMA 实验预期观测到暗物质的这种年调制信号。在已发表的论文[18, 19]中，DAMA 实验组声称已经发现了典型的暗物质年调制信号，置信度超过了 5σ。可是 DAMA 的实验结果与其他实验组的结果不相符。他们宣称已发现的暗物质信号区间已经被更高灵敏度的实验所排除。

固体探测器除了闪烁体探测器之外，还有半导体探测器。代表实验有 super-CDMS 和 CoGeNT。CoGeNT 实验[20] 利用 P 型点接触式锗探测器来探测暗物质粒子和普通物质碰撞产生的电信号。锗探测器被放置在极低温度的高纯无氧铜容器内。所有的探测器材料也都是用低本底的材料制作。整个实验达到了极低的本底水平，探测器的反冲能量阈值达到了 0.5keV。不仅如此，CoGeNT 实验还可以区分来自半导体表面的反冲事例和来自半导体内部的反冲事例，有效的排除掉了来自材料和外部的放射性本底事例。另一类实验 superCDMS[21]，采用了高纯锗晶体和高纯硅晶体的混合阵列，同时探测暗物质碰撞产生的电信号和热信号。为了降低本底水平和提升探测器的灵敏度，整个探测器运行于 mK 低温环境下。同时观测电信号和热信号还有一个好处就是可以利用电信号和热信号代表的能量配比来区分核反冲事例和电子反冲事例，这又提高了实验去除电子反冲本底信号的能力。国内利用半导体探测器探测暗物质的实验有 CDEX[22]。

除了固体探测器之外，还有液态惰性元素探测器。除了标靶物质元素 (氩、氙) 的不同，这类探测器还分为单相液态惰性元素探测器和两相惰性元素探测器。本课题采用的便是两相型氙探测器。目前国际上采用这项技术的实验组主要有 PandaX[23-25]、LUX[26] 和 XENON[27]。在 2009 年，由上海交通大学主导的 PandaX 一期实验便在中国锦屏地下实验室落地。到 2020 年，PandaX 一期 (PandaX-I) 和二期 (PandaX-II) 实验已经结束。现在在锦屏地下实验室正在开展的 PandaX-4T 实验包含的液氙质量总共约 6 吨，其中灵敏区域内液氙质量达到了 3.7 吨。LUX 实验也

是以两相型氙时间投影室为探测器来探测暗物质。LUX 探测器内有效的液氙质量为 250kg。在总共采集了 400 天左右的数据后，将暗物质与核子反应的散射截面限制拓展到了 10^{-46} cm^{2}量级。LUX 的下一代实验是 LZ 实验[28]。LZ 实验的探测器是一个高 1.5m、直径 1.5m 的圆柱形时间投影室。其总共容纳的有效液氙质量达到了 7 吨。探测器预计总共运行 4 年，采集的数据能够将暗物质与核子反应的散射截面限制拓展到 2×10^{-48} cm^{2}的量级。在论文撰写期间，LZ 实验已经公布了第一个物理结果[29]。XENON 实验组也是利用两相氙探测器探测暗物质的有力竞争者之一。从 2005 年 XENON10 实验[30] 开始，XENON 实验[31] 到现在已经经历了 3 次升级，探测器越来越大，靶物质液氙的质量也越来越大。XENON1T 实验的探测器内包含约 1 吨有效质量的液氙。在探测器顶部和底部共设计了 248 个高量子效率的光电倍增管，没有用一英寸的光电倍增管过滤本底信号。但是 XENON1T 实验除了将密闭容器放在高纯水中屏蔽中子外，还将高纯水中掺了部分钆，并且在水池四周放置了 80 个八英寸的光电倍增管。高能宇宙射线在掺钆高纯水中会产生切伦科夫光，XENON1T 实验利用高纯水中的八英寸光电倍增管来过滤掉来自宇宙射线或探测器周围放射性引起的本底事例。这类在高纯水中掺钆的技术最初应用在日本的 XMASS 实验[32] 上。尽管 XENON1T 探测器阴极的电压只加到了-10kV 左右，三英寸光电倍增管也因为各种原因被关掉了不少，但是它仍凭借着采集了 1 吨 · 年的大曝光量的数据，将暗物质与核子碰撞的散射截面的限制推进到了 4.1×10^{-47} cm^2。目前 XENON 实验组正在紧锣密鼓地推进 XENONnT 实验，它包含的液氙有效质量达到了 5 吨。它的第一篇物理分析文章[33] 是对极低能区间的轴子的探测与研究，已经在 PRL 杂志发表。XENONnT 实验几乎就是 XENON1T 实验等比放大版，许多子系统都直接沿用 XENON1T 实验。最终，XENONnT 实验预计能够将暗物质与核子反应的散射截面限制推进到约 2×10^{-48} cm^{2}的量级。

XMASS 实验是典型的利用单态液相探测器探测暗物质的实验。XMASS-I 实验[32] 的探测器是一个类似球形的探测器，内部装有 835kg 的液氙，通过捕获暗物质粒子与液态氙原子核碰撞产生的光信号来探测暗物质的踪迹。由于 XMASS 实验探测器不收集反冲能中的电信号，没有高电压输送的需求，所以和同等级的两相氙探测器比起来，它的探测器设计起来可以更大一些。XMASS 实验在类球形探测器的整个 4π 立体角都放置了探测光信号的光电倍增管，显著的提升了探测光信号的阈值。如此高的光探测效率，使得 XMASS 探测器拥有对低能信号更灵敏的探测能力。但是 XMASS 无法运用光信号和电信号的能量之比来有效排除电子反冲本底事例的干扰。即使运用脉冲形状鉴别的方法，也无法很好的区分核反冲信号的电子反冲本底。这导致 XMASS 探测器的本底甄别能力不如两相氙探测器，

最终的实验结果也没有两相氙探测器的结果有竞争力。

除了氙之外，氩也被广泛用作暗物质探测器的探测媒介。得益于氩气在空气中的含量较高 (占到了约 1%)，液氩探测器的靶物质价格相对于氙更便宜。同时，氩原子激发态单态和三重态的寿命相差很大。三重态激发态寿命达到了 1.6 微秒，而单态激发态的寿命只有 6 纳秒。当电子反冲在液氩中沉积能量时，低电离密度会抑制三重态激发态。而两种激发态寿命的不同会产生明显不同的波形。利用脉冲波形鉴别技术可以很好的区分液氩中的电子反冲信号和核反冲信号。但是氩也有其本身的弊端。氩的宇生同位素 ^{39}Ar 具有放射性，会引入靠近暗物质能区的本底事例，不可避免的降低探测器的灵敏度。而为了得到不含 ^{39}Ar 的产品氩又会加大经费的要求。DarkSide-50 实验[34] 组采用了两相氩探测器来探测暗物质。该探测器是一个圆柱形探测器，圆直径和高度都约为 35cm。气液相交界处的放大电场场强为 2.8kV/cm。探测器主体漂移电场场强为 200V/cm。由于 ^{39}Ar 引入的本底事例降低了探测器的灵敏度，DarkSide-50 实验组于 2014 年发布的实验结果没有超过同期的两相氙探测器的实验结果。但是在实验后期，DarkSide-50 实验组利用了长期处于地下环境的“贫氩”。这批氩中的 ^{39}Ar 含量显著低于大气中的普通氩。当 DarkSide-50 实验组利用这批老氩替换掉探测器中的普通氩后，探测器的探测灵敏度也提高了大约 100 倍。在 2015 年发布的结果中，DarkSide-50 实验将暗物质与核子反应的散射截面限制到了 1.6×10^{-44} cm^2。DarkSide-50 实验的下一步升级是 DarkSide-20T 实验[35]。该实验设计了一个 2.5m 直径和 2.5m 高的两相氩探测器，可容纳的液氩总质量达到 50T，将对暗物质与核子反应的截面推进到 10^{-48} cm^2。同时，该实验还可能会使用 SiPM(Siliconphotomultiplier) 来替代光电倍增管作为光信号的采集单元。这将有效地提高光阴极的面积和光信号的采集效率，有利于提高实验探测暗物质信号的反应灵敏度。

使用单态液氩探测器的代表实验是 DEAP-3600 实验[36]。该实验的探测器是一个半径约 85cm 的有机玻璃球，并且在整个 4π 立体角范围内都放置了光电倍增管。利用探测器内部 3600kg 的天然氩，采集了 231 天的有效时间的数据后，DEAP-3600 实验将暗物质 (100GeV) 与核子反应的散射截面限制到了 3.9×10^{-45} cm^{2}的量级。

除了以上收集暗物质与核子反应产生的光电热信号的实验之外，还有一类采用气泡室来探测暗物质反应径迹的暗物质直接探测实验。传统的气泡室内充满了处于亚稳态的过热气体，一旦有粒子穿过，由于粒子在气泡室内发生能量损失，导致过热气体产生气泡，会在粒子的运动径迹上留下肉眼可见的气泡。经过改良的气泡室被用于暗物质直接探测领域。SDD(superheated droplet detectors) 技术是对气泡室的一项重要的技术改进。SDD 有这样的特点，较轻的粒子在 SDD 中运动

的能量损失极小，而重离子在 SDD 中的能量损失较大。当来自宇宙射线中的较轻的粒子穿过 SDD 气泡室时，几乎没有径迹产生。而暗物质与 SDD 内的核子反应，会产生级次的高质量数的重离子。这些重离子会在 SDD 气泡室内产生径迹。基于这种特性，SDD 气泡室拥有极佳的本底排除能力。但是 SDD 气泡室技术也也有缺陷。气泡室配套的数据存储依赖于摄像头的及时捕捉，不太方便。同时，气泡室内无法准确记录入射粒子的能量信息，只有通过多次调节 SDD 气泡室内的气压或者温度，来改变入射粒子在 SDD 气泡室内的能损阈值，间接得到粒子的能量信息。因此采用这种气泡室技术的探测效率太低。

1.4.2　间接探测

间接探测实验是通过探测暗物质粒子之间互相反应，产生的普通物质的信号来间接探测暗物质的一类实验。典型的实验有 DAMPE 实验，AMS 实验，IceCube 实验等。

DAMPE 实验[37] 利用“悟空”暗物质卫星探测器来探测宇宙中的高能宇宙射线。DAMPE 暗物质卫星探测器包括许多子系统，从上到下，依次有塑料闪烁体探测器，硅-钨径迹探测器，BGO 量能器，中子探测器。它们在整个探测器中发挥的作用各不相同却又相互关联。塑料闪烁体探测器主要是为了探测入射粒子的电荷量，并以此来区分不带电的高能伽马射线和带电粒子，比如正负电子和正负质子。硅-钨径迹探测器主要是为了测量带电粒子的电量和粒子的运动轨迹，并将产生正负电子对的高能伽马射线的方向重建出来。BGO 量能器是 DAMPE 探测器中最为重要的部分。它承担了测量入射粒子能量的任务，同时也可以区分高能宇宙射线中粒子的种类。中子探测器进一步提升了在 TeV 能量量级的电子和质子的分辨能力。通过这几种子探测器的配合，DAMPE 暗物质卫星探测器实现了高能宇宙射线中带电粒子流的精确测量。宇宙射线中的带电粒子束流在传播过程中会损失部分能量，因此会产生多种多样的能量分布。宇宙中的暗物质也可能湮灭或者衰变形成带电粒子束流。通过观测不同能量的带电粒子束流，若发现有明显的束流强度超出预期的现象，便有机会追溯到这些末态粒子的来源，即暗物质粒子。DAMPE 在 2014 年至 2015 年间，在欧洲的 CERN 通过了定向能量束流的测试。测试结果表明，DAMPE 探测器拥有着极佳的能量分辨率和区分电子质子的能力。然后 DAMPE 卫星探测器被发射升空。在经过几年的数据采集并分析后，DAMPE 实验发表了众多科学成果，揭示了高能宇宙射线中带电粒子束流随能量变化的规律。不仅如此，该实验还在 1.4TeV 能量附近发现了正负电子谱的反常事例峰。这可能为暗物质的存在提供新的证据。目前，DAMPE 探测器仍在正常工作并采集来自宇

宙深处的信号。

IceCube 实验[38] 探测的是宇宙中的高能中微子。宇宙中的高能伽马射线，除了可能来自于暗物质的衰变或者湮灭外，还有许多其他的产生机制。而高能中微子几乎只可能来自于暗物质的湮灭。因此探测高能中微子便是间接探测暗物质的有力的方法之一。IceCube 实验设置在南极，实验的操作控制模块在南极冰面之上的实验室内。实验的整个探测装置包括 3 部分，IceTop，IceCube In-ice Array 和 DeepCore。每个部分都设有大量的数字光学模块 (Digital Optical Module) 来采集信号并读出。处于最顶层的 IceTop 主要测量来自大气或者宇宙中的高能射线。因为 IceCube 探测的是高能的中微子，所以这些高能射线会影响到中微子信号的采集，形成本底。因此实验中探测到的与 IceTop 相关的宇宙射线会被过滤掉。探测器的主体部分是位于南极冰面以下 1450 米到 2450 米深处的 IceCube in-ice Array。这部分是为了探测带电粒子在冰层中传播时产生的切伦科夫光。总共有 5160 个数字光学模块被放置在 86 个竖直的集成单元上。每一个数字光学模块包括一个光电倍增管和独立的分析主板。如此多的光探测模块实现了实验的预期目标，即探测能量在 TeV 至 PeV 量级的高能中微子。在冰层超过 1750 米处的中心区域，便是 DeepCore 部分。这部分的光敏探测模块部分采用的是特殊的数字光学模块，而且放置得更为密集。其中 6 个竖直的集成单元上的光电倍增管，拥有更高的量子效率，达到了 35%。更高的量子效率和更为密集的排布，使得这部分探测器的探测阈值更低。相比于普通的 IceCube in-ice Array 中的光敏探测模块，这部分探测器的能量探测阈值由 100GeV 降低到了 10GeV。这样，IceCube 探测器对于 10GeV 至 100GeV 能量的中微子也有较好的探测效率。

1.4.3 对撞机产生

利用对撞机实验探测暗物质的反应过程刚好和间接探测的过程相反。在对撞机中，高能的质子质子对撞，会产生大量的标准模型粒子。如果在对撞过程中产生了暗物质，但是暗物质又无法被对撞机上的粒子探测器探测到，这样会导致粒子事例重建时，观测到消失的部分质量，而这部分消失的质量便有可能来自于某类暗物质。在欧洲的大型强子对撞机上便可能观测到这一现象。欧洲的大型强子对撞机是现今世界上正在运行的半径最大，加速能量最高的环形对撞机。在对撞机的加速隧道上，主要包括 ATLAS 实验、CMS 实验、ALICE 实验和 LHCb 实验四个实验，针对不同的物理问题开展数据采集和分析的工作。大型强子对撞机在 2008 年开始启动，质心系碰撞能量最高达到了 13TeV。ATLAS 和 CMS 这两个实验组利用在大型强子对撞机上采集的数据，均没有发现有明显的暗物质信号超出[39, 40]。

1.5　利用两相型氙时间投影室直接探测暗物质的挑战

利用两相氙探测器直接探测暗物质的技术已经发展了几十年。这项技术的挑战主要来自于两个方面。首先是探测器的尺寸。假设暗物质与普通物质发生反应的散射截面是一个确定值，探测器的尺寸越大，内部容纳的靶物质的有效质量就越多，在相同的探测器有效运行时间内，探测到的暗物质事例的事例数就越多。对暗物质的搜寻也就更灵敏，即越有可能发现暗物质的踪迹。探测器技术发展至今，探测器的尺寸虽然明显变大，但是瓶颈期不可避免。因为现有的成熟的工程技术上的原因，探测器尺寸不可能无限制的变大下去。比如探测器内部的高压电极。传统制作透光电极的表面是将一层不锈钢网或者不锈钢丝的阵列铺在不锈钢环的表面。电极丝和电极网表面的平整度关系到探测器内部电场的均匀性，进一步会影响到探测器采集数据的质量和能量分辨率。在电极直径达到米量级时，电极丝和电极网的平整度对于工程和技术是一个挑战。甚至电极环本身，在米量级尺寸的要求下，对锻造技术也是一个考验。除了丝和网本身的平整度之外，他们在高电压下的性能也会影响探测器最终的效果。探测器的尺寸变大后，为了获得和小探测器相比同样的电场强度，电极上所加的电压需要更高，达到了几十 kV。在如此高的电压下，电极和丝网本身表面的一丁点毛刺都会造成尖端放电现象。打火点会不断释放出光子影响正常的暗物质数据采集。严重情况下，尖端局部电场过高，会击穿绝缘介质，导致电压迅速降为零，使探测器无法正常工作。当两个电极靠的较近时，电场力会引起电极面相互吸引。丝和网不可避免的会发生局部形变，导致电场达不到预期的要求。针对直径达到米量级的大尺寸不锈钢透光电极，突破传统的方法和技术，研发新型的电极制作工艺，也是一个必须面对的挑战。

另一个方面，降低探测器内的本底水平也是一个挑战。暗物质直接探测实验的本底水平，已经由最初的 DRU(个/公斤/天/keV) 量级降低了一千多倍。为了提高探测器的灵敏度，需要探测器内各种本底的事例率达到一个更低的水平。为此，需要在多个方面控制本底。首先便是材料的放射性。搭建探测器所用的材料，不可避免的会引入本底事例。材料的表面以及内部，都因为有自然界中的长半衰期核素，而天然的带有放射性，比如 ^{235}U, ^{238}U, ^{232}Th, ^{137}Cs, ^{60}Co, ^{40}K 等。而且由于探测器材料本身便处于探测器信号采集的核心区域附近，所以这种来自于材料的放射性事例在探测器搭建完成后，除了液氙的自屏蔽效应之外，很难通过其他的方式有效地压低本底水平。解决的方法便是严格的挑选探测器内部所使用的材料。通过高纯锗探测器测量出材料的放射性水平，然后比较不同的材料的放射性水平，最终选取最干净的材料。不仅如此，还可以通过物理和化学的方法除去材料表面放射性水平较高的部分，比如用酸和蒸馏水清洗，并妥善密封保存。除了探测器

材料的放射性之外，探测器中还可能存在的本底事例的是氙气中混入的氪气和氡气。氪和氡的衰变都会引入暗物质能区的本底事例。而且工业界产出的商品氙中，大多都含有 ppm(part per millian) 级别的氪和氡，会在探测器内部造成放射性本底。工业界的商品氙需要进行进一步的处理，才能用于暗物质直接探测实验。常用的方式是通过精馏或者活性炭吸附的方法对工业商品氙进行处理。出于对提升探测器探测暗物质灵敏度的要求，探测器内所含的液氙质量越来越大，要求氙中的氪和氡的含量也越来越低，因此基于精馏或者活性炭吸附的方法，要求达到的除氪和除氙的有效率也越来越高。PandaX 实验采用的是精馏的方法，即利用氙、氪、氡的沸点不同进行精馏的方法来除去氙气中的氪气和氡气。每一个气液共存态中，富集氙的比例是一定的。因此，精馏设备即精馏塔，需要搭建很多层的塔板，逐级富集氙，最终得到含有极少量氪和氡的高纯度氙气。可以看出最终的精馏效果和精馏塔的高度相关。精馏塔不可能无限的高，导致了探测器内部的氪和氡也不可能百分之百的被除去。

第二章　PandaX-4T 实验

PandaX(Particle And Astrophysics experiment with Xenon) 合作组在 2009 年成立。PandaX 实验是由上海交通大学牵头，联合国内外十几家高校和研究所一起建立的。顾名思义，它是一个利用惰性氙元素来进行粒子物理、天文学方面研究和探索的实验。它的实验室位于中国锦屏地下实验室 (China Jinping Underground Laboratory, CJPL)。PandaX 实验包括 4 个阶段。其中，一期 (PandaX-I,2009 年至 2014 年) 和二期 (PandaX-II，2014 年至 2019 年) 实验均采用气液两相型时间投影室技术，用来进行暗物质直接探测。一期实验含有 120kg 有效质量的液氙。二期实验含有有 580kg 有效质量的液氙。在当时，他们都是世界上同期最灵敏的实验之一。PandaX-4T 实验和 PandaX-I、PandaX-II 实验类似，它包含了 3.7 吨灵敏质量的液氙。目前，PandaX-4T 实验的探测器及各个子系统已经完成了调试，正在稳定运行中。其中，调试阶段的首批物理数据已经分析完毕。

2.1　中国锦屏地下实验室

宇宙射线中的缪子打在探测器附近的材料表面，能产生次生中子。这些中子能在探测器内产生和暗物质信号无法区分的本底事例。为了降低这种本底事例的事例率，暗物质直接探测实验一般选址在大山覆盖的隧道内或者深地的矿井中。利用几百甚至上千米的岩层，能有效的阻挡宇宙射线中的缪子。图 2–1展示了世界上主要几个深地实验室所在的位置、岩层厚度、等效水深和缪子通量[41]。

中国锦屏地下实验室位于中国四川省凉山州锦屏山 (图 2–2)。它上方有 2400 米厚的山体岩层。该岩层厚度等效于 6800 米的水深，可以有效的对宇宙射线进行屏蔽。这也导致了锦屏实验室是当今世界上等效水深最大的地下实验室。

锦屏地下实验室分为一期实验室 (CJPL-I) 和二期实验室 (CJPL-II)[42]。一期实验室内部总空间共有约 4000 立方米。自 2009 年起，上海交通大学的 PandaX 实验团队和清华大学的 CDEX 实验团队便在这里开展研究工作。其中 PandaX-I 和 PandaX-II 实验便是在这完成的。二期实验室内又分为 A、B、C、D 四个大厅。每个大厅有 130 米长、14 米宽、14 米高。整个二期实验室的可用空间达到了 33 万立方米。PandaX-4T 实验、JUNA 实验、CDEX-10 实验等都位于锦屏地下实验室二期。图 2–3展示了 CJPL-II 的整体布局。通过实验[43-46] 测得，PandaX-4T 实验所在的 B2 实验大厅内部的缪子通量为 $3.8\times10^{-10}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$，相当于每平方米的面积内每星期仅有约 2 个缪子通过。

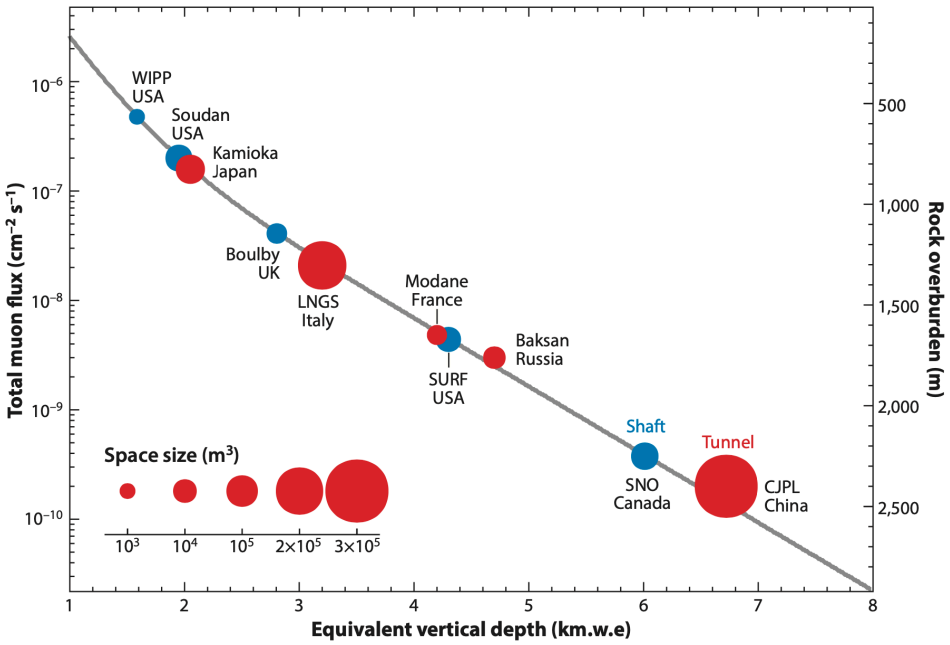


图 2–1 世界上主要几个地下实验室的比较[41]。包括岩层厚度、等效水深和缪子通量。

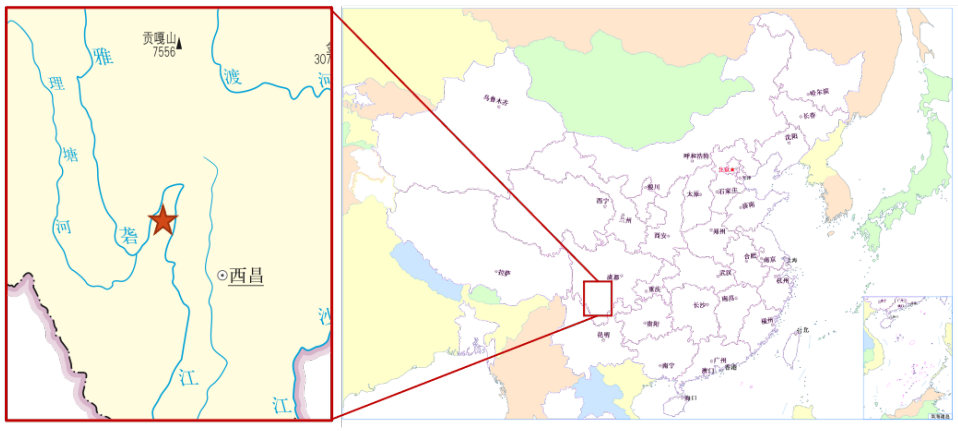


图 2–2 锦屏地下实验室的地理位置

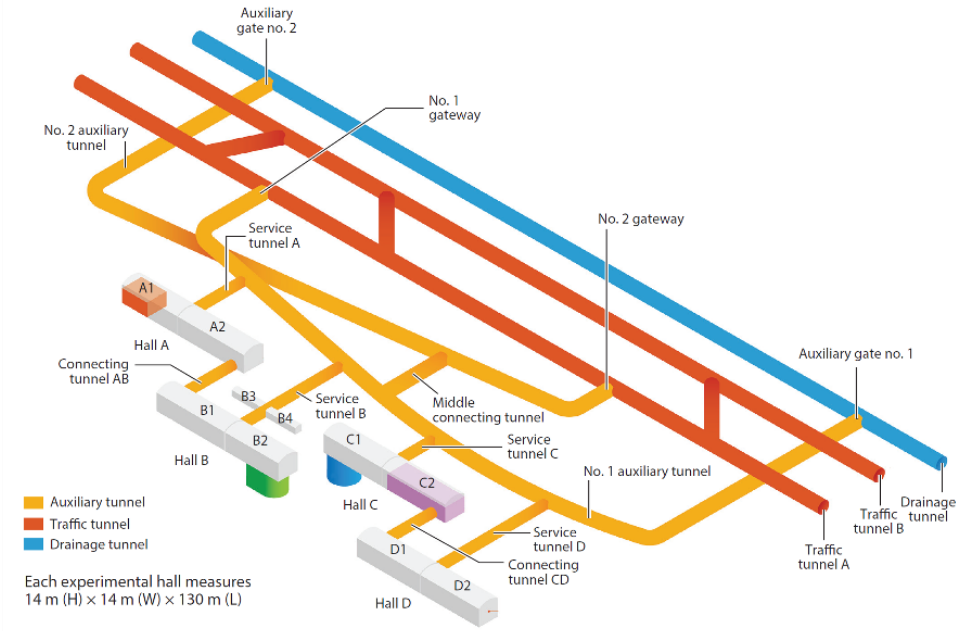


图 2–3　锦屏地下实验室二期的布局效果图

2.2　PandaX-4T 实验子系统

为了维持 PandaX-4T 实验的稳定运行，除了探测器时间投影室之外，还需要诸多配套的子系统。图 2–4展示了 PandaX-4T 实验的探测器和各个子系统的位置关系。这些子系统中，有的是数据采集和存储过程中必不可少的，有的是为了压低本底事例率而不可或缺的。总而言之，各个子系统和探测器一起，构成了 PandaX-4T 实验。本节将简要介绍除了探测器时间投影室之外的其他子系统。下一章将详细介绍 PandaX-4T 实验的核心部分—-时间投影室。

2.2.1　超纯水屏蔽系统

尽管 2400 米厚的岩层可以阻挡绝大多数的宇宙射线，B2 实验大厅内仍存在着许多放射性元素产生的次生粒子。而这些次生粒子也有可能产生不可忽视的本底事例。山体岩石、实验室建设过程中使用的水泥、实验设备等都不可避免地含有自然界存在的长寿命的放射性核素，铀、钍等。这些放射性核素及其衰变链上的大多数子体都会衰变并放出各种射线。特别的，有的放射性核素会以气体的形式存在，比如氡。它可以混在空气中，甚至溶解在水中。有些阿尔法粒子还能够打在材料上产生中子。铀的同位素 ^{238}U 也能通过自发裂变产生中子。

为了进一步屏蔽 PandaX-4T 实验室周围材料产生的各种射线和中子，PandaX-4T 实验使用了一套超纯水屏蔽系统。该系统能去除生活用水中除了氢和氧之外的

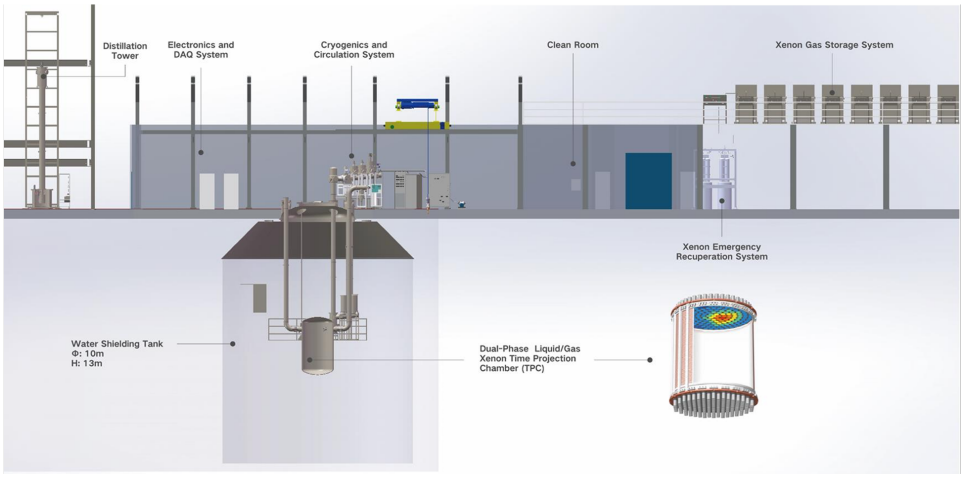


图 2–4 PandaX-4T 实验的洁净间、探测器和各个子系统的相对位置示意图

其他电解质，将生活用水转化为超纯水。平均下来，该系统每小时能产生 10 吨的超纯水。经过测量，该系统产生的超纯水电阻率达到了 18.25 MΩ·cm, 满足 PandaX-4T 实验的要求。该系统产生的超纯水，经过管路后，存储在图 2–4的屏蔽体水罐 (Water Sheilding Tank) 中。该水罐主体部分为圆柱形，高 13 米，直径 10 米。PandaX-4T 实验运行时，水罐主体部分装满了高纯水，距顶部 1 米左右的空间内，充满了高纯氮气。水罐顶部便是实验室的洁净间钢平台地面。利用高纯锗探测器[47] 和 ICP-MS[48, 49] (Inductively coupled plasma mass spectrometry) 测量，可以得到水中的氡 (^{222}Rn) 气含量约为 15.8±4.4 mBq/kg，钍 (^{232}Th) 的含量为 0.0029±0.0007 ppt (part per trillion，万亿分之一)，铀 (^{238}U) 的含量为 0.0019±0.0005 ppt[50]。

2.2.2 制冷和循环系统

PandaX-4T 实验为了保持系统的稳定性和靶物质液氙的纯度，研发了一套符合实验要求的制冷和循环系统[51, 52] (Cryogenics and circulation system)。该系统主要包括探测器容器、制冷总线 (Cooling bus)、循环提纯系统。

探测器容器包括低温压力容器 (内罐，Inner vessel) 和常温压力容器 (外罐，Outer vessel)。探测器和液氙被放置在高约 2.4 米、内径约 1.4 米的内罐中。内罐又被放置在高约 3.1 米、内径约 1.7 米的外罐中。外罐处于屏蔽体水罐的中心，距离水罐的顶部 7 米。为了减少漏热，内外罐之间的空间为 10^{-3} Pa 量级的真空。因此，内罐和外罐隔绝了低温氙、真空和常温水三种环境。考虑到密封的可靠性和罐体搭建期间检漏的方便性，内罐的大法兰口采用铟丝密封[53]，外罐的大法兰口采用双层橡胶圈密封。另外，内罐和外罐作为靠近探测器核心区域的材料，还需要考虑

到它们本身的放射性问题。经过层层筛选，只有低放射性的钢材才会被 PandaX-4T 实验使用。

氙在常温下以气体的形式存在于空气中。PandaX-4T 实验以液态氙为靶物质，因而需要一套稳定的制冷系统。图 2–5 展示了 PandaX-4T 实验使用的制冷总线装置，从左往右依次是内罐真空泵组，脉管制冷机 PC150 和 PT90 模块，GM 制冷机 RDK500B 模块。真空泵组包含一个机械前级泵和一个分子涡轮泵。在探测器安装好、内罐密封之后，灌氙之前，需要通过这套真空泵组对内罐腔体内部抽真空。PC150、PT90 和 RDK500B 模块负责对气氙制冷，使之液化。它们的最大制冷功率分别为 200 W，140 W 和 240 W。这三个模块通过一段倾角约 5° 的管路相连。液化后的氙，从冷指滴下，被下方的漏斗收集，流入管路，随后受重力作用，流向探测器。通过估算[54] 可得 PandaX-4T 实验正常运行时系统的总漏热约为 200 W。同时考虑到换热的效率和循环引入的热量，PandaX-4T 实验要求探测器正常运行时的制冷量为 350 W。故 PC150 和 PT90 两台制冷模块便已经能满足要求。但在灌氙的过程中，需要的制冷量大于探测器正常运行时的制冷量，达到了 1400 W。三台制冷模块全部工作也无法达到要求。这时候便需要液氮进行辅助制冷。灌氙一般持续约一周，属于短时间的运行工况，于是选用液氮与制冷模块制冷可以满足实验要求。液氮辅助制冷在实验室断电或者制冷模块意外停机的时候是不可或缺的。因此，在探测器正常运行时，即使不需要液氮辅助制冷，也必须维持液氮存量。

PandaX-4T 实验对氙的纯度有着极高的要求。工业上的产品氙主要来源于大气，不可避免的会混入氮气、氧气和水等电负性的气体。在液氙中，即使微量的电负性气体也会吸收氙产生的光信号，最终导致探测效率的降低。同时，管路表面、内罐表面和探测器材料表面都会不断的释气 (outgassing)。原本吸附在它们内部的电负性气体会混入氙中。因此，PandaX-4T 实验需要对氙进行不间断的循环和提纯，确保氙的纯度。图 2–6 展示了 PandaX-4T 实验的循环提纯系统。该系统采用两路独立的循环管路 (Loop1 和 loop2)。如果因紧急情况，其中某一路循环必须中断运行时，另一路循环仍旧能够维持氙的高纯度，确保实验不会中断运行。每路循环都包含一个循环泵 (KNF pump[55])、一个控制面板和一个纯化器 (Purifier[56])。KNF 循环泵是一种隔膜循环泵，它为该路循环提供动力。通过管路，它使得探测器内的氙不断的经过纯化器后，又回到探测器中。纯化器是提纯装置。它内部包含有一个真空腔体。当气体经过该腔体时，电负性的气体会与腔体内部的高温金属反应后被吸附，而氙气几乎不受影响。PandaX-4T 实验正常运行时要求电负性气体杂志的含量在 ppb(part per billion，十亿分之一) 以下。为了达到这一目标，另

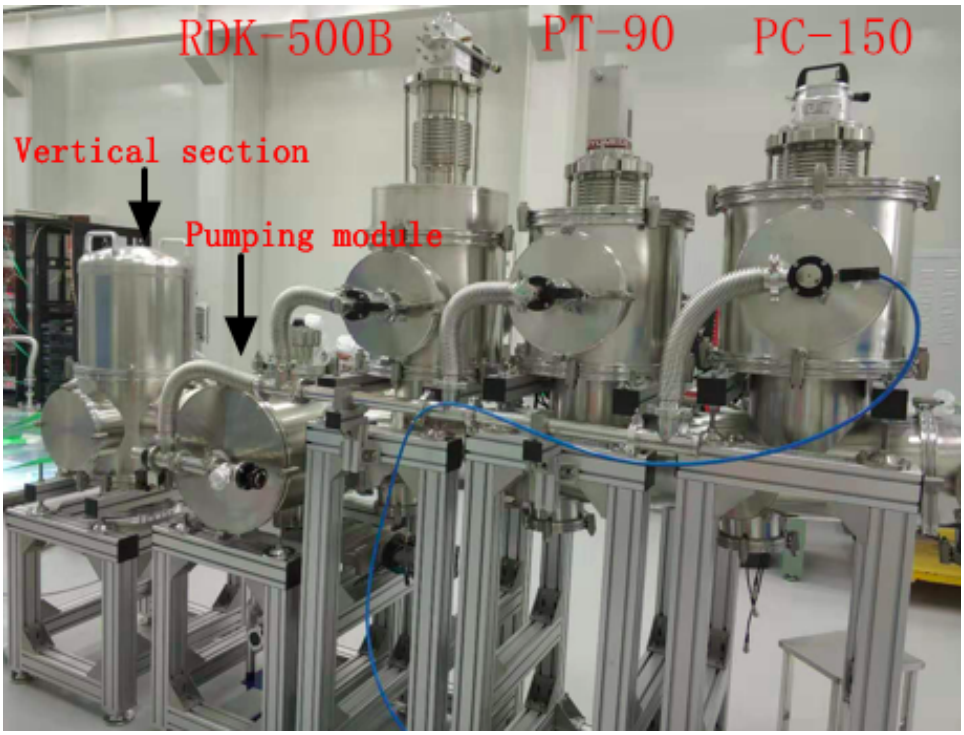


图 2–5 PandaX-4T 实验的制冷总线实物图。

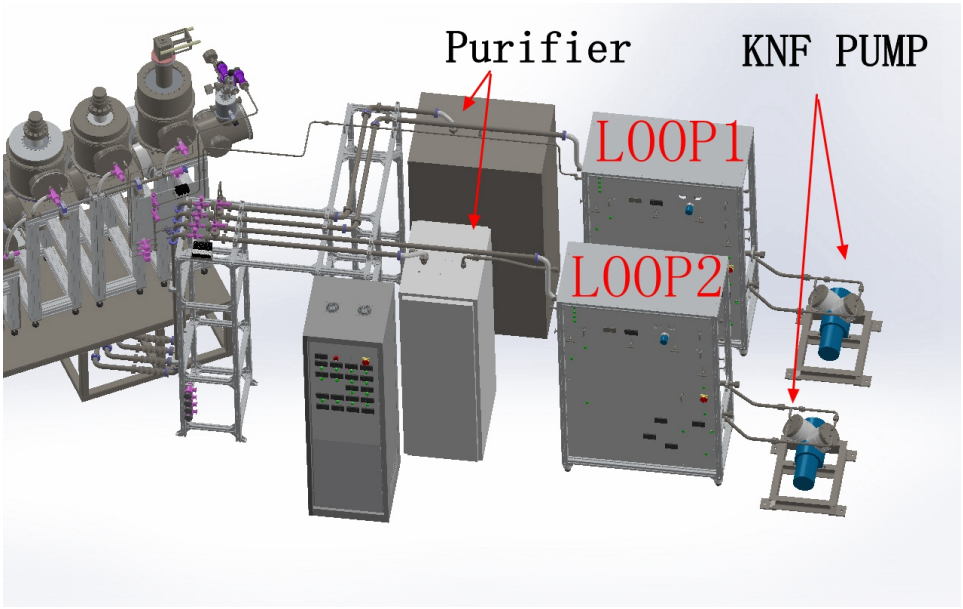


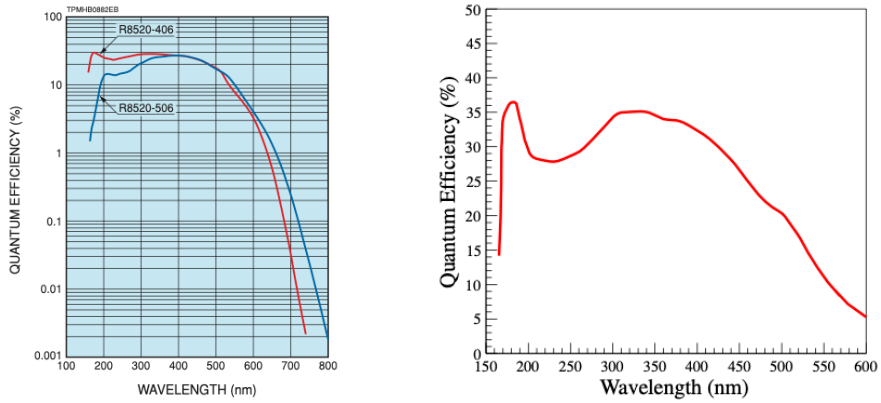
图 2–6 PandaX-4T 实验的循环提纯系统示意图。

一个关键的参数便是循环的流速。PandaX-4T 实验要求探测器正常运行时的循环流量为 70 kg/h[54]，也就是约 200 slpm(Standard litre per minute)。考虑到实验管路的流阻，如此高的循环流速会对 KNF 的膜片产生较大的压力，不利于实验的长久稳定运行。因此 PandaX-4T 实验正式运行时，会通过降低 KNF 泵的供电频率来降低循环流速，直到达到一个既能让实验稳定运行，又不会导致膜片破裂的状态。

2.2.3　光电倍增管、电子学和数据获取系统

PandaX-4T 实验使用日本滨松光电子公司[57] (Hamamatsu) 生产的光电倍增管 (Photomultiplier Tube，PMT) 来探测光信号。总共有 368 支 R11410-23 型号的 3 英寸光电倍增管和 105 支 R8520-406 型号的 1 英寸光电倍增管被用在探测器上。这些光电倍增管的使用经验来自于 PandaX-I 和 PandaX-II 实验。首先，PandaX-4T 实验要求光电倍增管对于氙中产生的 178 nm[58] 的真空紫外光有较高的量子效率。因为这直接影响到探测器的探测效率。图 2–7展示了这两种光电倍增管的量子效率随光波长的关系曲线。由图可得，这两种光电倍增管对 178 nm 的真空紫外光的量子效率都大于 30%。其次，PMT 靠近探测器的核心区域，它们本身也必须满足低放射性的要求。PandaX-4T 实验使用的 PMT 都经过锦屏地下实验室的高纯锗探测器测量和实验人员的筛选。光电倍增管的供电需要 1.5 kV 的高压。电压以一定的比例分配在光电倍增管的各个打拿级上。由于光电效应，光子在光电倍增管的光阴极面上产生电子。电子在光电倍增管内的电场下聚焦，然后在各个打拿级间逐级放大。因此，加在光电倍增管上的电压越高，放大倍数越大，单光子的探测效率也越高。对于 R11410-23 光电倍增管，供电高压达到了 1500 V。但是过高的电压会有光电倍增管打火放电的风险。基于 PandaX-I 和 PandaX-II 实验的经验，R11410-23 光电倍增管的供电模式优化为 ±750 V，其中负极供电采用 8 支光电倍增管集体供电。这降低了高电压下出现打火放电的概率。但是，随着探测器的运行，不同 PMT 的工况以及表现也变的不太一样。有的光电倍增管供电线缆在探测器的电极高压诱发下产生越来越明显的打火。为了减少放电提高数据质量，该路供电电压越来越低。有的光电倍增管的后脉冲 (afterpulse) 信号越来越明显，也会影响数据质量，不得不关掉。最终导致了不同光电倍增管的增益并不完全一致。PandaX-4T 实验通过每周一次的光刻度，从数据上来获取每道光电倍增管的增益值。

光信号被光电倍增管采集到了之后，通过 PandaX-4T 实验自研的分压基座读出。分压基座的设计也基于 PandaX-I 和 PandaX-II 实验[60] 的经验。其中，R11410-23 型号对应的分压基座采用阳极接正高压、阴极接负高压、第五打拿级接地的设置。同时，为了追求多物理目标 (搜寻无中微子双贝塔衰变[61] 等)，PandaX-4T 实



a) R8520-406[57]　　b) R11410-23[59]

图 2–7 PandaX-4T 实验采用的光电倍增管的量子效率。

验还对最靠近探测器中心的 14 支光电倍增管的分压基座进行了额外优化。优化后的分压基座除了可以从阳极读出信号之外，还可以从第八打拿级读出[62]。当单支光电倍增管接收到的光信号太大时，会导致阳极读出信号饱和 (Saturation)。如果此时第八打拿级信号还未饱和，便可以通过第八打拿级更准确的读出信号。这种双读出的基座设计，可以扩大单支光电倍增管的动态读出范围，为 PandaX-4T 实验研究 MeV 能区的信号提供更可靠的硬件支持。

物理信号通过分压基座读出后，被电子学和数据获取系统 (DAQ) 所记录。PandaX-4T 实验的电子学和数据获取系统[63] 相比 PandaX-I[64] 和 PandaX-II 实验[65] 时期有了较大的改进。首先，PandaX-4T 实验采用 CAEN 的 V1725B 的商业数字化波形采集卡 (采样率为 250 MS/s)。相比于 PandaX-I 和 PandaX-II 时期采用的 V1724 采集卡 (采样率 100 MS/s)，它的采样率得到了提升。其次，PandaX-4T 实验实现了“无触发”的触发模式。它可以根据每道光电倍增管采集到的信号波形的幅度大小是否超过触发阈值 (Threshold) 进行独立记录。相比于 PandaX-I 和 PandaX-II 实验采用的全局触发 (Global-trigger) 模式，在相同的触发阈值下，它能显著的提高低能区的触发效率。平均下来，PandaX-4T 实验的 R11410-23 型号光电倍增管对于单光子的采集效率达到了 96%[63]。不仅如此，PandaX-4T 实验的电子学和数据获取系统对于数据传输方式也有改进。来自探测器的光电倍增管系统的信号总共有 473 道。为了保证高效快速的传输，PandaX-4T 实验采用了并行 (Parallel) 传输的方式。总带宽最高可以达到 450 MB/s。图 2–8 展示了 PandaX-4T 电子学和数据获取系统的逻辑框图。它由三部分组成。第一部分是前端电子学，包括 PandaX-4T 实验自行研制的光电倍增管分压基座、信号解耦和放大模块。第二部分为数据获取与采集模块，主要由 V1725B 波形采集卡、V2495 控制模块、时钟分发板、VME

机箱构成。第三部分是数据处理与传输模块，由服务器、交换机和磁盘阵列组成。探测器接收到的信号通过这套系统后，最终通过网络专线转移到位于成都的大型计算集群进行离线处理和物理分析。

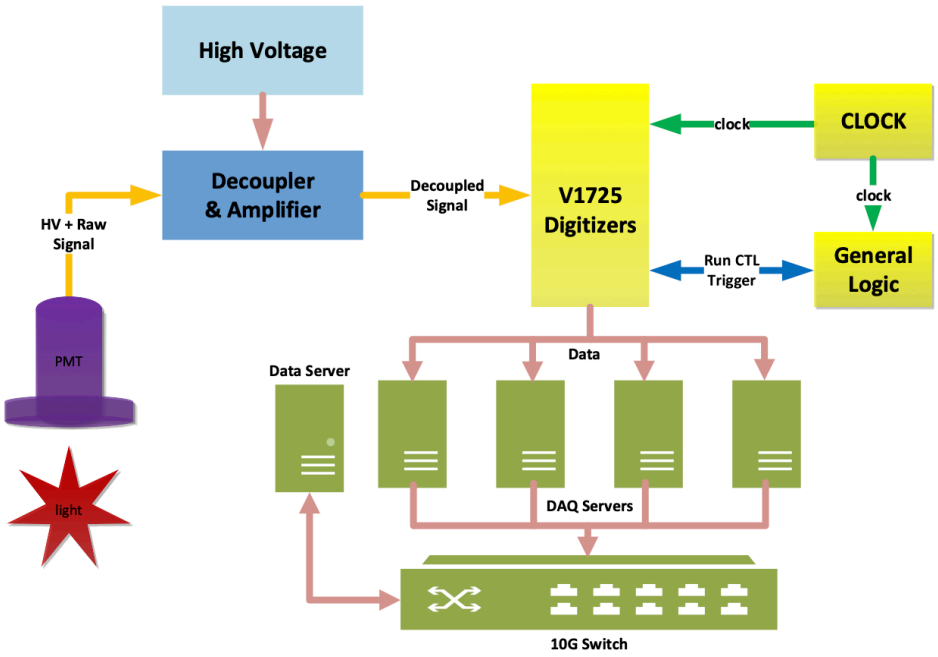


图 2–8 PandaX-4T 实验的电子学和数据获取系统逻辑框图。

2.2.4 刻度系统

通过已知的刻度源对探测器进行刻度，是了解探测器性能和各种响应的最好方式[66-68]。为此，PandaX-4T 实验专门设计了一套刻度系统。它分为内源刻度和外源刻度两大部分。

内源指的是可以注入 PandaX-4T 探测器的气体放射源，比如短寿命的放射性气体 ^{83m}Kr 和 ^{220}Rn。一般情况下，气体放射源可以通过循环系统的管路进入探测器中。当需要停止刻度时，可以通过关闭气体放射源两端的阀门使之隔绝。图 2–9展示了 PandaX-4T 实验的内源刻度注入控制面板。该面板连接在循环系统的 loop2 管路中。它包含一个氡腔体和一个氪腔体。用于 PandaX-4T 实验的 ^{220}Rn 源[67] 和 ^{83m}Kr 源[68, 69] 便存放在里面。它们都是电子反冲 (Electron recoil) 刻度源。内源刻度的好处是可以得到大量均匀分布在整个探测器的刻度事例。这对于了解探测器不同几何位置的响应是很有帮助的。

^{220}Rn 是长寿命放射性元素 ^{232}Th 衰变链上的元素。图 2–10展示了衰变链上各

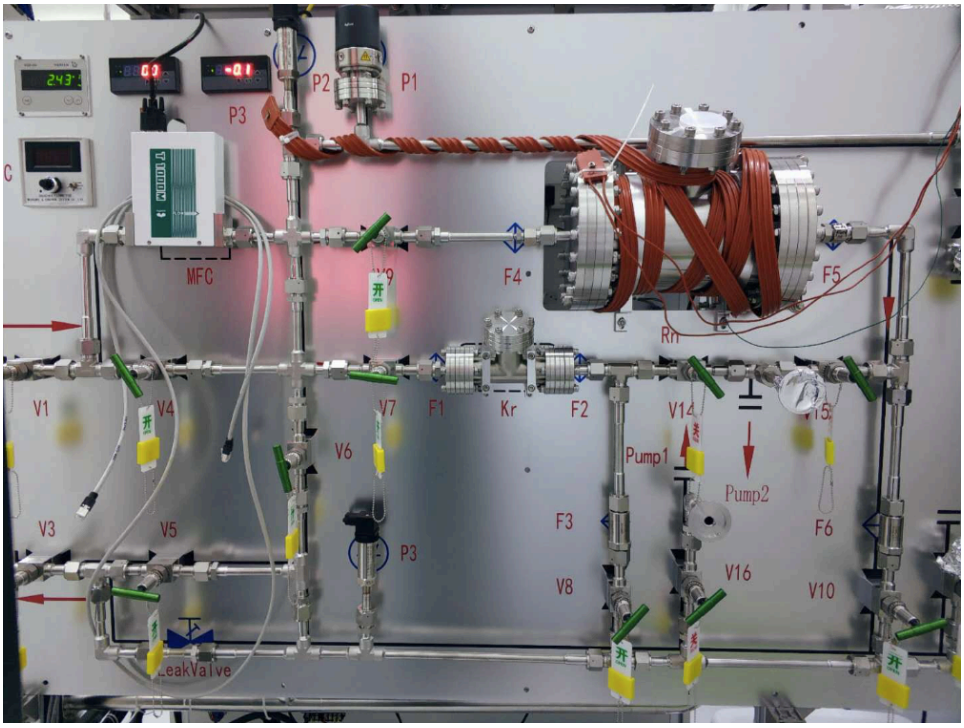


图 2–9 PandaX-4T 实验的内源刻度注入控制面板。其中，阀门 V1 和 V3 分别控制着刻度管路的入口 (Inlet) 和出口 (Outlet)。氡腔体和氪腔体分别存有电子反冲刻度所需要的 ^{220}Rn 源和 ^{83m}Kr 源。

元素的具体信息。^{232}Th 的半衰期高达十亿年。它的自然丰度为 99.98%。^{220}Rn 的母体 ^{224}Ra 的半衰期为 3.6 天，但是 ^{220}Rn 及其子体的半衰期都相对较短。半衰期最长的元素是 ^{212}Pb，仅为 10 个小时。^{220}Rn 及其子体通过衰变，在暗物质能区的能谱近乎是一个平谱。这为 PandaX-4T 实验了解探测器对电子反冲的响应提供了必要条件。制备和使用 ^{220}Rn 源时要注意 ^{222}Rn 的污染。^{222}Rn 来自于长寿命放射性元素 ^{238}U。^{238}U 的子体包含长寿命的 ^{230}Th。天然的 Th 中包含的微量的 ^{230}Th 能产生 ^{222}Rn。虽然同为气态的放射性元素，^{222}Rn 的半衰期长于 ^{220}Rn，达到了 3.8 天。这导致了 ^{222}Rn 不能轻易被去除，而且是实验上的一个重要本底。^{83m}Kr 通过 ^{83}Rb 衰变而来。该过程的半衰期为 86 天。^{83m}Kr 不稳定。它通过级联衰变，变为基态的 ^{83}Kr。这一过程中，它分别释放 32.1 keV 和 9.4 keV 的能量[70]。前者的半衰期为 1.8 小时，后者的半衰期只有 156 ns。

外源刻度指的是将放射源直接放置于 PandaX-4T 探测器附近，利用刻度源产生的次生粒子在探测器内部的反冲事例对探测器进行刻度。一般以这种方式进行刻度的放射源包括固体放射源 ^{60}Co、^{137}Cs、^{232}Th、^{241}Am-Be 和 deuterium-deuterium(DD) 中子源。除了 DD 中子源外，其余固体放射源均呈胶囊大小，且

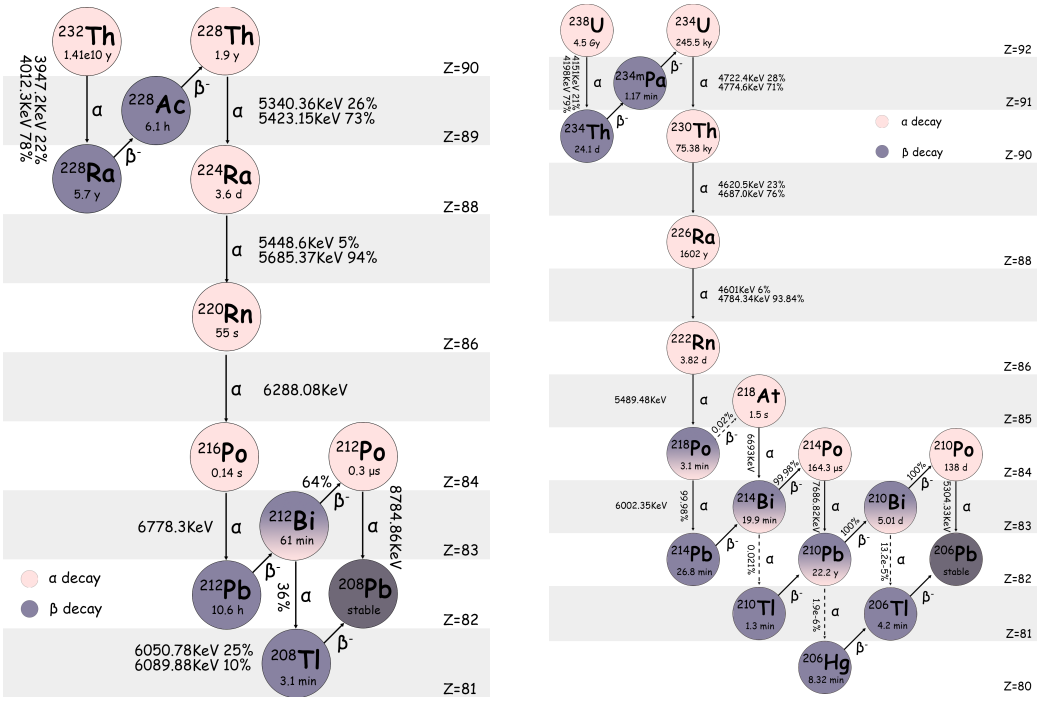


图 2–10 左图为 ^{232}Th 衰变链，右图为 ^{238}U 衰变链。图片来自于[71]。

都已经在 PandaX-II 实验[66] 上多次验证。其中，^{241}Am-Be 是常用的中子刻度源。PandaX-4T 实验使用的 ^{241}Am-Be 源产自原子高科[72]。中子产生于如下的 (α, n)[73] 反应：

$$\mathrm{Be} + \alpha \rightarrow \mathrm{n} + {}^{12}\mathrm{C}^{*}. \tag{2–1}$$

中子的能谱可以通过模拟计算[74] 得到，如图 2–11所示。同时，该反应的产物 ^{12}C* 可能处于基态或第一激发态。当它处于第一激发态时，还会通过退激发产生一个 4.4 MeV 的伽马射线。

PandaX-4T 实验在内罐和外罐之间的真空层预留了 3 圈聚乙烯刻度管，如图 2–12所示。管外为外罐真空环境。管内密封着一个大气压的高纯氮气。特氟龙管路随着外罐表面的不锈钢大管路延伸到屏蔽体水罐顶部，即洁净间。这些胶囊状刻度源一般固定在一根闭合的钢丝的固定位置上。钢丝在特氟龙管路内，沿着管路绕内罐一圈。内罐放置在外罐里面之前，PandaX-4T 实验预先根据刻度源在特氟龙管路内的位置对钢丝绳进行标记。每圈钢丝绳至少标记了 6 个刻度点。刻度时，通过在外部拉动钢丝可以调整刻度源的角度和位置。

DD 中子刻度比较特殊。它需要一个半米长的圆柱形中子发生器产生中子[75, 76]。因而无法像上述刻度源一样将其放入刻度管内进行刻度。PandaX-4T 实验在屏蔽体水罐建设之初便有了 DD 中子刻度的设想。图 2–13展示了 PandaX-4T

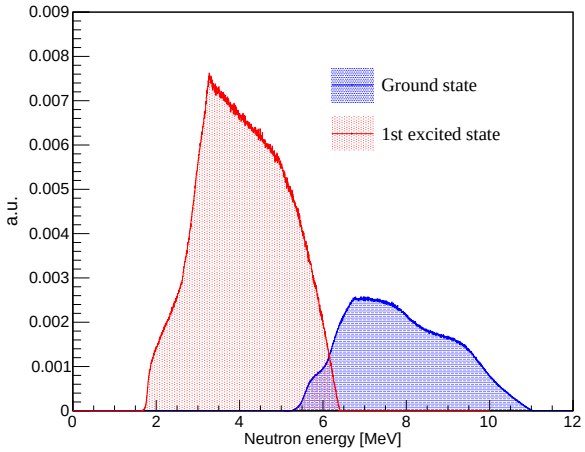


图 2–11 通过模拟得到的 ^{241}Am-Be 源中子能谱。

实验为 DD 中子刻度预留的不锈钢导管。对探测器进行 DD 中子刻度时，屏蔽体水罐内大部分都充满了高纯水。DD 中子发生器放置于靠近水罐外壁的导管内。由于核反应

$$\mathrm{D + D \rightarrow {}^{3}He + n} \tag{2–2}$$

中子在 DD 中子发生器内产生。水对中子的吸收截面比聚乙烯大得多，可以认为只有运动方向沿着不锈钢导管的中子才会进入探测器中。其余角度的中子都会被水吸收。由于氘核打靶和出射中子的角度不同，产生的中子动能也略有差异。PandaX-4T 实验采用了两种固定角度的 DD 中子刻度，对应于中子能量分别为 2.45 MeV 和 2.2 MeV。

图 2–12 左图为位于外罐内表面的外源刻度管。右图为位于屏蔽体水罐顶部的外源刻度端口。

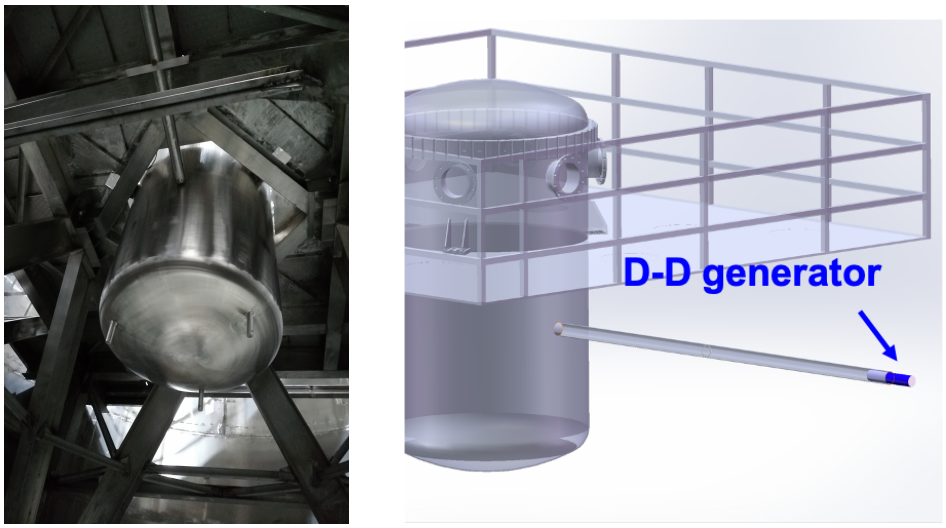


图 2–13 左图为 DD 中子导管实物图。右图为 DD 中子发生器和中子导管概念图。

2.3 PandaX-4T 实验运行状况

PandaX-4T 实验设施施工开始于 2018 年 4 月。此后的一年多时间内，锦屏地下实验室 B2 大厅相继完成了基坑、屏蔽体水罐、洁净间的建设。在 2019 年 8 月，PandaX-4T 实验完成了所有基础设施建设工作，正式开始探测器的搭建。同时，实验各个子系统也逐步开始硬件搭设工作。2020 年 3 月，PandaX-4T 实验用到的约 6 吨氙离线精馏完毕。2020 年 5 月，所有子系统均安装完毕。2020 年 12 月，PandaX-4T 实验开始试运行 (Commissioning run)。经过 95 天的稳定运行，第一批试运行数据共积累了 0.63 吨 · 年的曝光量。该结果[77] 已经发表于 Physical Review Letters。

第三章　PandaX-4T 探测器

PandaX-4T 探测器是气液两相型时间投影室 (Time Projection Chamber)。探测器以氙为媒介，探测 WIMP 暗物质与氙的反冲事例。PandaX 暗物质直接探测实验，探测器是最核心的部分。PandaX-4T 探测器的设计和搭建，借鉴了往期实验 (PandaX-I 和 PandaX-II 实验) 和国际上同类型实验 (XENON1T、LUX) 的经验，并融入了探测器组实验人员独特的想法与匠心。在中国锦屏地下实验室现场，探测器从搭建到试运行仅用了不到一年的时间。

3.1　PandaX-4T 探测器总体设计

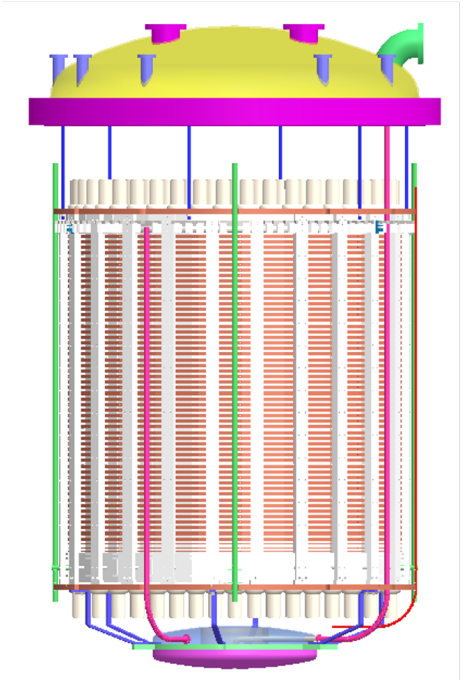
PandaX-4T 探测器是一个横截面为正二十四边形的桶状柱体。它的高约 1.2 m，横截面直径约 1.2 m。相比于 PandaX-II 实验的探测器 (高 60 cm，半径 60 cm)，它的体积要更大，容纳的有效质量的液氙也更多。在探测器的顶部和底部，各有一块直径为 1.325 m的圆形高纯铜板。上一章中提到的 R11410-23 型光电倍增管便放置在铜板上。铜板表面，安装有特氟龙反射片以增加探测器对光的采集效率。为了有效的承托整个探测器的重力和液氙带来的浮力，铜板的厚度被设计为 20 mm。两块铜板通过 24 根长为 1348 mm的特氟龙 (Polytetrafluoroethylene，PTFE，聚四氟乙烯) 支撑杆相连。两块铜板之间，放置了 4 个电极，它们分别为阳极、门电极、阴极和底部屏蔽极。其中，阳极和底部屏蔽极均接地。这两个电极最靠近光电倍增管，它们也有保护光电倍增管的功能。门电极会加上约 6 kV的负高压。门电极和阳极之间的距离为 10 mm。气氙和液氙的交界面便在门电极和阳极的正中间。阴极也会加上几十 kV的负高压。门电极和阴极的距离为 1185 mm，两者之间的区域便为漂移电场区。漂移电场区即为 PandaX-4T 实验探测暗物质的靶物质所在的主体区域。阴极和底部屏蔽极之间的间距为 100 mm。阴极所加的电压往往很高，为了防止电场过强而击穿介质，此处的距离设计的较大。同时，阴极之下的区域由于电场方向和漂移电场区的方向相反，这部分区域内的液氙无法用作探测暗物质的靶物质。探测器的侧面，除了特氟龙支撑杆之外，还有 24 块特氟龙反射板。由于特氟龙的反射率较高 (约 99%)，反射板能显著增加探测器的光采集效率。特氟龙对光的反射率和它本身的厚度有关。基于 PandaX-I 和 PandaX-II 实验的经验[78]，PandaX-4T 实验中特氟龙反射板的厚度被设计为 6 mm。特氟龙反射板和支撑杆之间，有 58 圈铜制的电场整形环和特氟龙支撑卡槽。每圈电场整形环由 24 根细铜条通过螺丝连接而成。PandaX-4T 探测器整体通过 6 根不锈钢螺杆挂在内罐顶盖

上。氙充满了整个内罐。同时，液氙的液位通过溢流装置控制。在侧面的特氟龙反射板和内罐之间的区域，也充满了液氙。这部分区域也被称为反符合区，其中的液氙可以屏蔽大多数的外部放射性粒子。一英寸的 R8520-406 光电倍增管被放置在反符合区的顶部和底部。此外，PandaX-4T 探测器还包含其他的附属部件，如进出液氙的管道、光刻度、温度传感器和液位传感器等。图 3–1展示了 PandaX-4T 探测器的示意图和实物图。WIMP 暗物质打入探测器内，与 Xe 发生反应，进而产生瞬时光信号 *S*1 和部分自由电子。自由电子在漂移电场区往液氙液面处漂移，然后在门电极和阳极之间的放大电场区内产生正比放大光信号 *S*2。*S*1 和 *S*2 都通过顶部和底部的光电倍增管接收。

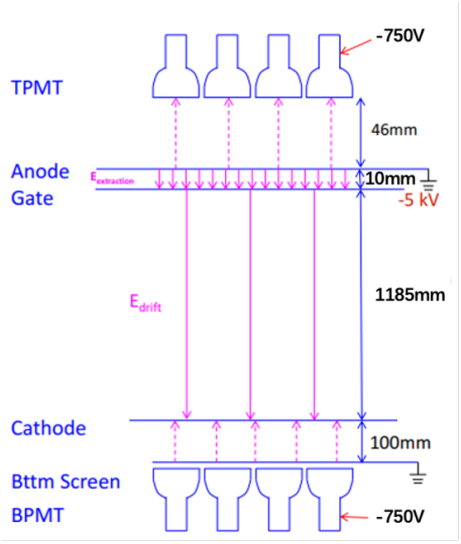
3.2　电极

电极构建了探测器内的漂移电场区和放大电场区这两个信号产生的核心区域。因此电极是探测器内的最为关键的部件之一。考虑到 PandaX-4T 探测器的尺寸，电极的尺寸也必须达到 1.2 m左右。同时，*S*1 和 *S*2 都是 Xe 产生的光信号。它们在被光电倍增管接受到之前，会穿过电极。因此电极还必须保持高透光率，能够保证大多数光子穿过。内罐内部为液氙低温环境，电极必须能够在约-90 °C环境下工作。门电极和阴极电极会加上负高压，它们的表面必须足够光滑，不能产生大量的尖端放电甚至击穿介质。电极最靠近探测器的核心区域，因此电极本身也应该是低放射性的。门电极和阳极两者距离仅 10 mm，高电压下它们会互相吸引而产生微小的形变，进而影响 *S*2 信号的质量。因此这种因静电吸引而产生的形变不能过大。

考虑到以上这些严苛的要求，PandaX-4T 实验中使用不锈钢圆环来制作电极。圆环采用低本底不锈钢制造，外径为 1245 mm，宽 20 mm，厚 10 mm。电极圆环的表面，铺上了一层不锈钢网 (网状电极) 或一排不锈钢丝 (丝状电极)。这种设计可以确保高透光率的同时，保持电场的均匀性。对于网状电极，纵横交错的不锈钢形成了许多正方形网眼，相互平行的两根不锈钢丝之间的间距为 3 mm，丝的直径为 0.19 mm。这种不锈钢网是国内厂家能生产的网眼面积占比最大的不锈钢网。对于丝状电极，相邻两根不锈钢丝之间的距离为 5 mm，丝的直径为 0.20 mm。通过分光分度计对小型的电极原型进行透光率测试可以得到这网状电极和丝状电极的透光率分别约为 86% 和 96%，如图 3–2所示。



a)



b)

c)

图 3–1 PandaX-4T 探测器 a) 工程示意图。b) 电场示意图。c) 实物图。

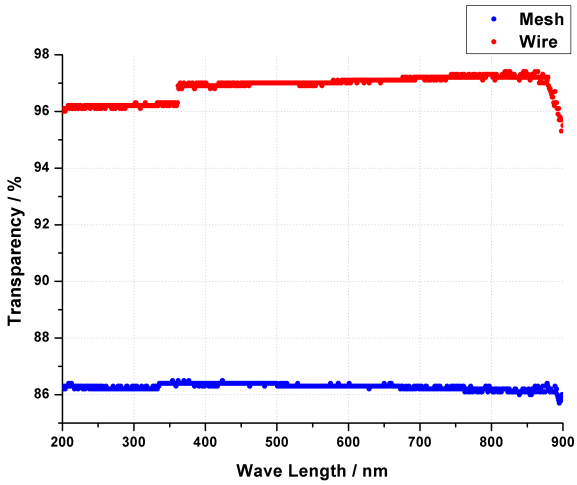


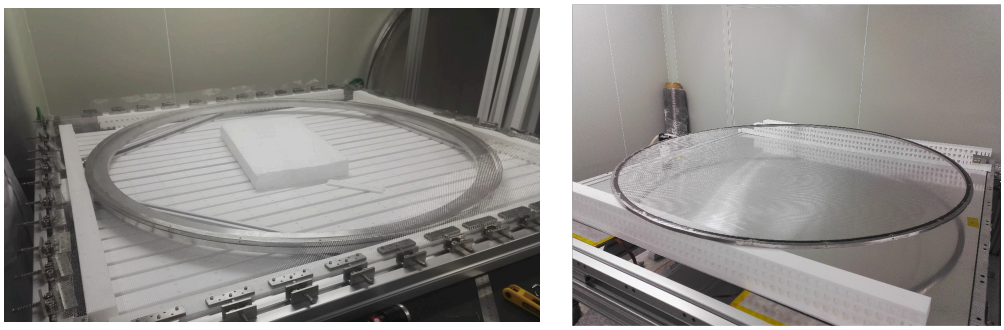
图 3–2 丝状电极和网状电极对不同波长的光的透光率。

3.2.1 网状电极

在制作网状电极之前，先要将一张 1.2 m×1.2 m 的不锈钢网铺装平整。在一套自制的工具架上，相对放置着 48 个固定卡钳。不锈钢网被卡钳夹住，然后在卡钳的拉力下，瞬间绷紧。整张绷紧的不锈钢网放置在电极圆环上，如图 3–3所示。接着，环氧树脂胶 FT2850 被均匀涂抹在了电极圆环和不锈钢网的接触面上。约 24 小时后，环氧树脂胶完全凝固。此时，不锈钢网已经牢固地粘在了电极圆环表面。然后，需要用剪刀剪去多余的网面，并用点焊的方法除去钢丝末端的尖锐部分。最后，在焊点处再涂抹一遍环氧树脂胶，防止焊点打火放电。不锈钢网被粘在电极圆环上之后，圆环的圆环尺寸并未发生明显变化。

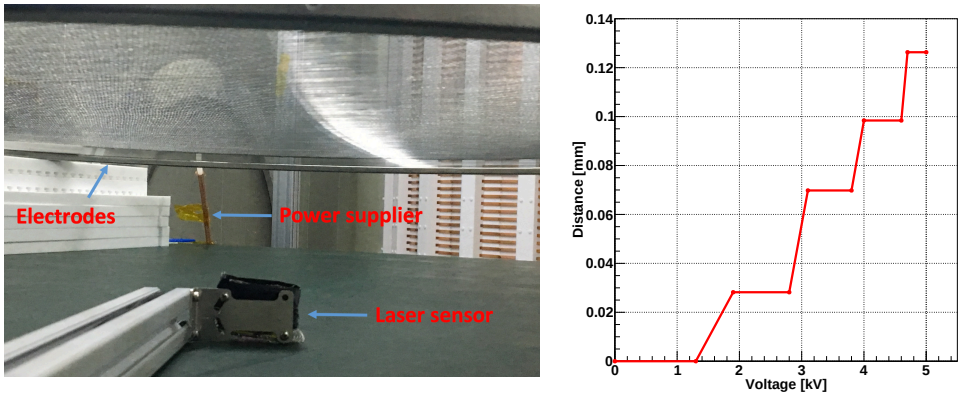
PandaX-4T 实验使用的环氧树脂胶 FT2850 在低温下也拥有良好的粘接性能。这种工艺制造出来的网状电极的网面，在液氮浸泡下，仍旧十分平整。不仅如此，PandaX-4T 实验还对网状电极在静电吸引力下的微小形变进行了测量。测量设置如图 3–4a所示。两个网状电极间隔 10 mm交叠放置在实验台上。电极中心下方放置着一个激光测距仪。当一个电极加上高压后，另一个电极的不锈钢网面会受静电吸引，网面距激光测距仪的距离会发生变化。不同的电压设置下，网面的微小距离变化会通过激光测距仪读出，如图 3–4b所示。因为激光测距仪的测量精度约 0.03 mm，所以图上显示出了明显的阶梯形状。测量结果显示，网面的中心，在 5 kV的高压设置下，形变量仅约 0.12 mm。

网状电极的制作方法比较简单可靠，但它的焊点较多，在加上几十 kV的负高压的条件下更容易出现打火，所以网状电极被用于阳极、门电极和底部屏蔽极。



a) b)

图 3–3 a) 网状电极的不锈钢网铺设过程。b) 网状电极实物图。

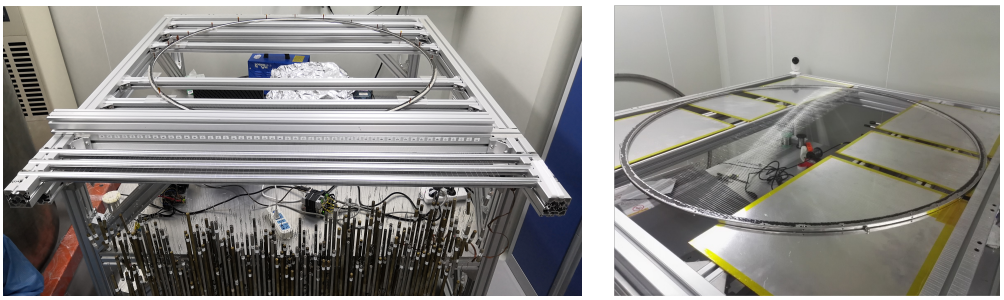


a) b)

图 3–4 a) 网状电极微小形变的测量装置。b) 网状电极受静电吸引力的微小形变随电压的变化。

3.2.2　丝状电极

丝状电极的制作采用和网状电极类似的方法。即先将一排不锈钢丝放置于电极圆环表面，然后通过环氧树脂胶粘和点焊的方法将不锈钢丝固定在电极圆环表面，如图 3–5所示。PandaX-4T 探测器中的阴极为丝状电极。丝状电极的透光率更高，能提高探测器的灵敏度。但丝状电极比网状电极的制作过程更复杂，技术要求也更高。



a)　　b)

图 3–5 a) 不锈钢丝的铺设和铜棒的设置。b) 丝状电极实物图。

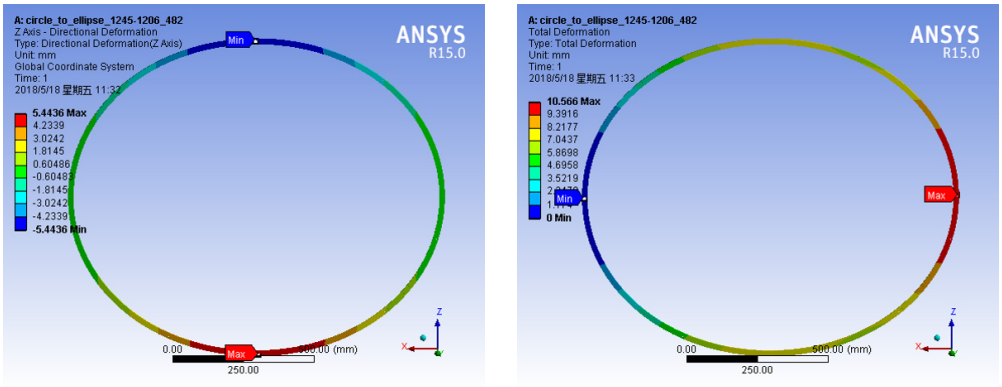
Type	Density(g/cm^3)	Radius(mm)	Tensile Str(MPa)	Yield Str(MPa)
316L	7.85	0.1	485	170

表 3–1 丝状电极使用的 316L 不锈钢丝的物理特性。

首先是不锈钢丝的选取。不同种类的丝，表面的光滑程度不一样。表面缺陷会在高电压下产生尖端放电，影响 PandaX-4T 探测器的正常运行。另外，在液氙低温环境下，不同的丝在外界拉力下的表现也不尽相同。经过调研，PandaX-4T 实验选用 GoodFellow 公司生产的硬质 316L 不锈钢丝。这种钢丝的一些物理特征总结在了表 3–1中。其次，为了确保丝状电极表面的不锈钢丝平整有序，不锈钢丝也需要用外力绷紧。PandaX-4T 实验利用图 3–5 中铜棒的重力来对不锈钢丝进行绷紧。但是单根不锈钢丝所受的外力过大时，会发生塑性形变，严重时，甚至会被拉断。因此，铜棒的重力不宜过大。不仅如此，这两百多根不锈钢丝在电极圆环上沿着相同的方向摆放。在制作过程中，会造成电极圆环发生形变，变为椭圆形。而椭圆形的电极极容易造成尺寸的误差和零件的错位，给 PandaX-4T 探测器的安装带来额外的困难。

由表中 3–1的屈服强度计算可得，丝径为 200 μm的 316L 不锈钢丝发生塑性形变时，内张力约 5.3 N。即钢丝所受的拉力必须小于 5.3 N。在制作丝状电极时，每

根钢丝上所受的拉力根据钢丝在圆环上的位置不同而不一样。最中间的钢丝两端的拉力被定为 3 N，对应铜棒的质量为 0.3 kg。钢丝在电极圆环内的长度越短，拉力也设的越小。每根钢丝在电极圆环上的位置和所挂铜棒的重力关系见图 3–9 中的黑色曲线。为了修正由不锈钢丝张力引起的电极圆环形变，PandaX-4T 实验首先加工了一个椭圆电极环，并沿着椭圆电极环的长轴方向放置不锈钢丝。在将不锈钢丝粘在电极环表面之前，先通过工装将电极环预紧至正圆。待丝完全固定在电极环上后，撤去预紧的工装，理想情况下，电极环尺寸几乎不变，保持正圆形。这种方法需要知道椭圆电极环的理想形变大小。PandaX-4T 实验通过 COMSOL[79] 和 ANSYS[80] 软件来计算。图 3–6显示了由 ANASYS 软件计算得到的正圆电极环受铜棒重力的形变情况。电极圆环原本外径为 1245 mm，受到拉力后，沿着丝的方向，直径缩短了约 11 mm，垂直于丝的方向，直径变大了约 11 mm。接着，将相同的受力条件应用到长轴长度 1256 mm、短轴长度 1234 mm的椭圆上。模拟结果显示椭圆的长轴和短轴长度均变为了 1245 mm。COMSOL 软件也给出了类似的结果。在丝状电极的制作过程中，撤去工装的预紧力时，电极环的形变量也保持在 1 mm以内。



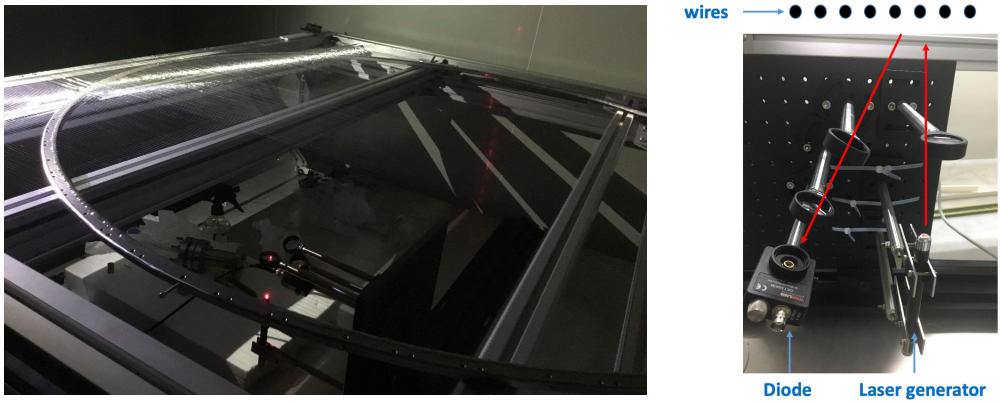
a) b)

图 3–6 a) 电极圆环沿着丝方向的形变量。b) 电极圆环垂直于丝方向的形变量。

虽然电极环没有产生明显的形变，但是不锈钢丝沿着径向微小长度变化也会产生较大的张力变化。若丝状电极制作完成后，丝的张力超过了 5.3 N，会造成塑性形变，进而丝上张力会随着时间越来越少，电极环也会逐渐变为原来的椭圆形。因此还需要测量丝上的张力，确保丝处于弹性形变范围内。一种经典的测量丝张力的方法是测量丝微小振动时的固有频率[81-84]。丝的张力 T 和丝的横截面半径 r、丝的长度 L、丝的密度 ρ、固有频率 f 之间的关系通过下式来描述：

$$T = 4\pi\rho r^2 l^2 f^2. \tag{3–1}$$

PandaX-4T 实验搭建了一套简单的光路来测量丝的张力，如图 3–7所示。图中的光路放置在一根直线导轨上，通过电机控制光路板的位置。激光器发出的激光经凸透镜汇聚到丝的表面。由于丝横截面为圆形且光点并非无限小，激光被反射。部分被反射的激光经过两个凸透镜汇聚到光敏二极管上。当激光没有照射在丝上时，光敏二极管接受不到激光信号。当激光照射在丝上并且丝在振动时，光敏二极管接受到周期性的光信号，同时将电压信号传输到示波器上。电脑端通过 Labview 程序读取示波器的波形信息，并输出指令控制电机的运动。Labview 程序界面如图 3–8所示。丝振动的频率和光敏二极管接受到的光信号的频率相同。通过实时的快速傅里叶分析和式 3–1便可以得到丝张力。这套丝张力测试系统可以很方便的监控丝状电极上每根丝的张力变化。测量结果如图 3–9所示。结果显示，丝上张力和预设的铜棒重力有差异，但总体趋势一致，而且经过液氮冷却后，丝张力也几乎没有发生变化。图中的蓝点代表丝状电极制作完成静置一个月后的张力测量结果。绿点代表丝状电极经过液氮冷却复温后的丝张力测量结果。红点代表液氮冷却前后丝张力的差别。



a)　　b)

图 3–7 a) 丝张力测量系统。b) 丝张力测量系统光路示意图。

3.3　漂移电场区

由门电极和阴极产生的漂移电场类似于平行板电场。电场线由门电极指向阴极。但是在电场的边缘，即柱状探测器的侧面，边缘效应会导致电场产生畸变、不均匀。不仅如此，PandaX-4T 探测器放置于内罐中，内罐罐体由于和屏蔽体水罐、山体等直接相连，因而内罐处于接地状态。处于零电势的内罐会导致漂移电场区内的电场线更加不均匀。电场整形环的作用就是为了给柱状的漂移电场一个额外

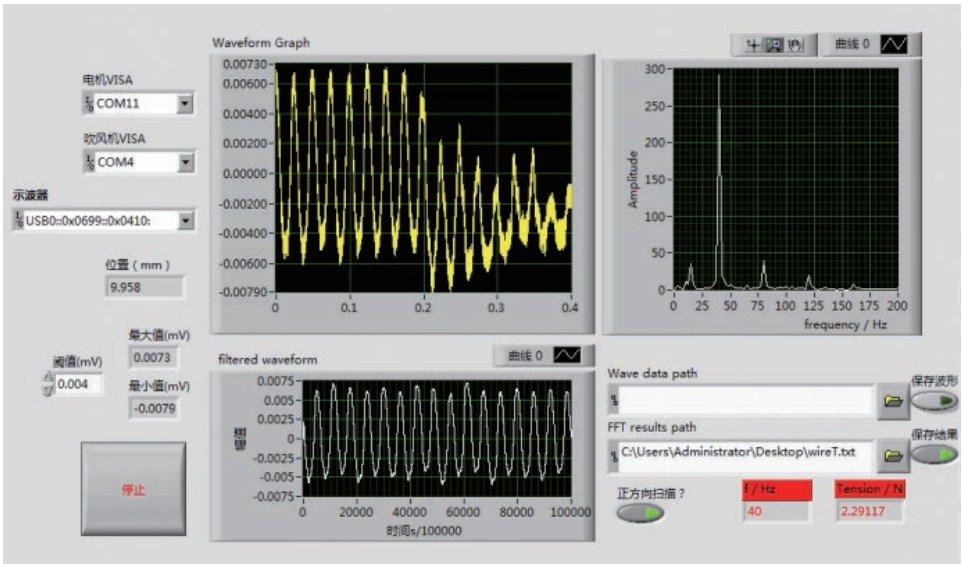


图 3–8 Labview 计算及监控界面。

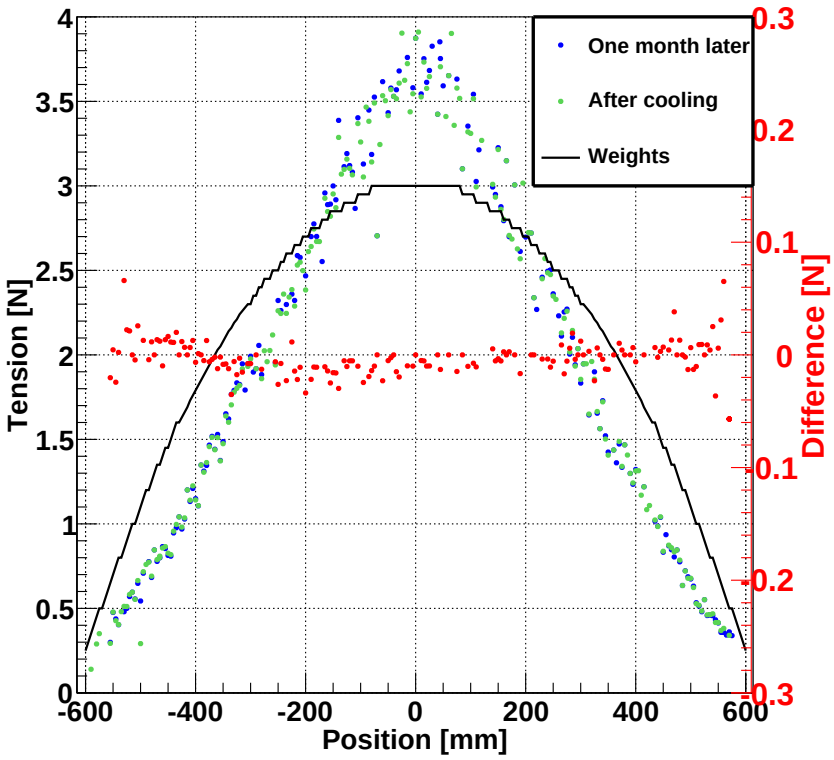


图 3–9 不锈钢丝张力的测量结果和铜棒的重力。黑线代表铜棒的重力。蓝点代表丝状电极制作完成静置一个月后的张力测量结果。绿点代表丝状电极经过液氮冷却复温后的丝张力测量结果。红点代表液氮冷却前后丝张力的差别。

的边界条件，尽可能的消除这些效应的影响，维持漂移电场的均匀性。不同圈整形环之间的电势差通过接入阻值为 1 GΩ 的贴片电阻来实现。贴片电阻焊在特制的聚酰亚胺电路膜上。同时，连接铜条的螺丝也能将电路膜上的导电触点夹住来实现整形环和电阻的连接。同样的方法，聚酰亚胺电路膜还能连接整形环和电极。这样，每圈整形环上便设置了特定的电压。为了防止意外导致的电阻脱落或接触点断裂，PandaX-4T 实验在电场整形环之间加入了两列并联的电阻链。

理想的边界条件是，从门电极到阴极，探测器侧面的电势随着 Z 方向均匀变化。然而，整形环的物理尺寸不可能无限小。同时，整形环表面的尖端放电也可能引起击穿现象。因此，需要通过 COMSOL 或 ANSYS[80] 进行电场模拟，进而对电场整形环的设置进行优化。结合 PandaX-II 实验的经验，PandaX-4T 实验尝试了多种形状的电场整形环。图 3–10 展示了其中三种形状的电场整形环对于边缘处场强 Z 分量的影响。由图可得，三种设置下，边缘处场强 Z 分量随着 Z 的位置都有着类似的波动。但是，厚度 3 mm、宽度 8 mm的长条形设置下，边缘处场强波动幅度最小，即该种设置为最优。通过进一步的模拟发现，将最靠近阴极的一圈整形环变为两圈宽度 4 mm的长条形细整形环，同时将相邻的粗整形环和细整形环短接后，靠近阴极区域角落内的电场均匀性更好。最终，PandaX-4T 探测器内电场整形环设置为 58 圈，其中最底部两圈为宽度 4 mm的窄整形环。图 3–11 展示了 COMSOL 模拟得到的 PandaX-4T 探测器内电势分布。

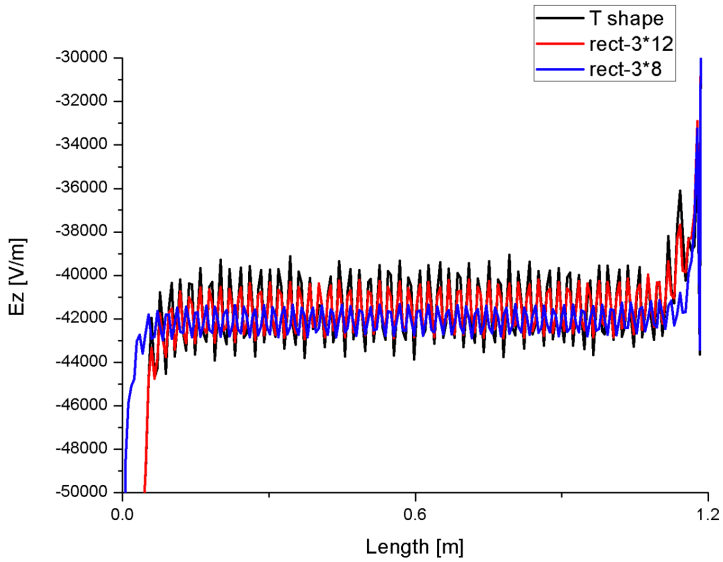


图 3–10 不同电场整形环对电场强度 Z 分量大小的影响。

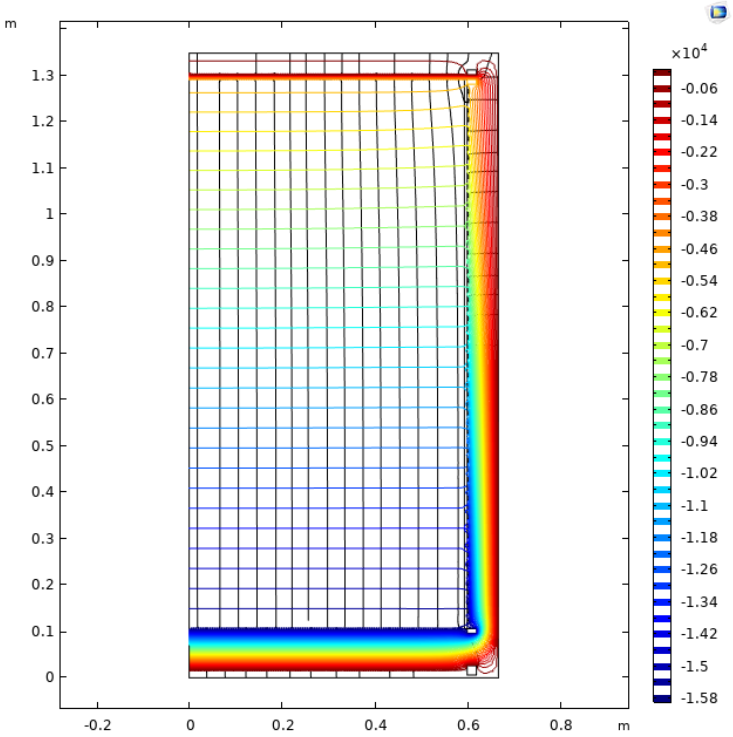
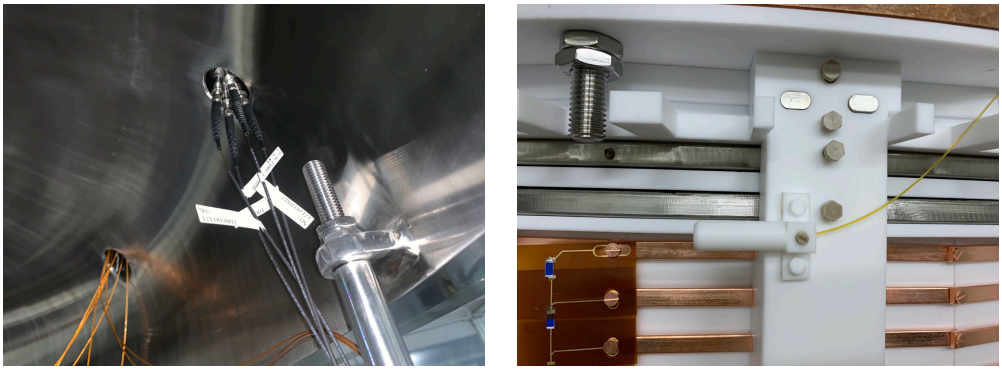


图 3–11 探测器内电场的 COMSOL 模拟。

3.4 光刻度、溢流装置、传感器及馈通接口

PandaX-4T 实验为了了解光电倍增管的工作状况，需要对其进行光刻度。万级洁净间内的蓝光二极管 (Light emitting diode，LED) 发出的光，通过光纤，传输到探测器上的发光点。光刻度的发光点总共有 4 个，因此总共需要 4 根光纤。它们放置于 4 根特氟龙支撑杆外侧靠近门电极处，并且在 X-Y 平面上间隔 90°。为了防止发光点发出的光束方向过于集中而导致某些光电倍增管的刻度效率较低，每个发光点末端都被套上了一个由特氟龙制作的光扩散柱。当蓝光 LED 发光时，光束沿着光纤进入内罐，然后被扩散柱发散，之后被发散的光通过特氟龙反射板顶部的微小缝隙漏入探测器内部，如图 3–12所示。由于光纤要穿过大气、真空、气氙环境，因此 PandaX-4T 实验还需要两个光纤馈通接口 (Optical fiber feedthrough)，确保密封不漏的同时还能传输光信号。

液氙从内罐顶部的液氙进口 (Xenon inlet) 进入后，通过探测器顶部的 5 通接口，沿着四路特氟龙管道，分别独立地从探测器阴极和底部屏蔽极之间的开口进入探测器。四路独立的液氙进入管路有助于提高液氙循环提纯的效率，减少液体循环可能存在的死区。液氙的液位通过一套溢流装置来控制。如图 3–1a所示，探测器的最底部有一个小腔体，名为溢流室 (Overflow chamber)。溢流室连有 3 根特

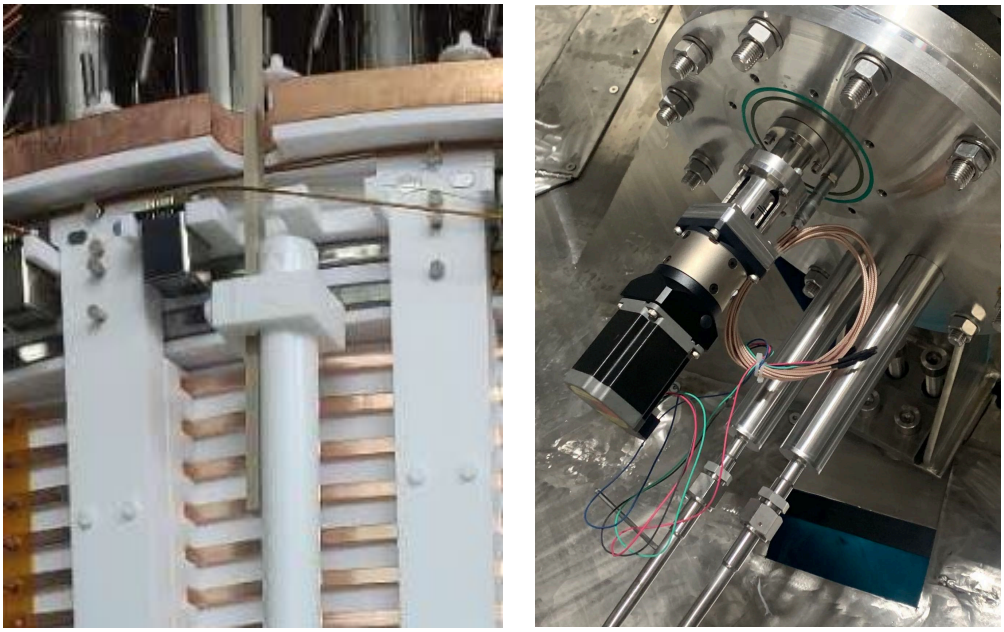


a)　　b)

图 3–12 a) 内罐顶部的四芯光纤馈通接口。b) 探测器侧面的一个光扩散柱。

氟龙管路，分别为溢流管、液氙出口 (Xenon outlet) 管和气压平衡管。液氙不断灌注进入内罐，但液位未超过溢流管管口时，溢流室内全部为气氙环境。当液位逐渐升高，液氙到达溢流管管口时，部分液氙会通过溢流管流入溢流室。此时溢流室内的氙为气液两相。气相部分通过气压平衡管和探测器顶部的气氙部分相通。同时，循环提纯系统也不断的将氙从溢流室内抽出。只要溢流室内没有完全充满液氙，探测器内的液氙液位就由溢流管管口的位置所决定。溢流管管口通过传导杆和内罐顶部的微距移动馈通 (Motion feedthrough) 相连。最终，它的高度位置受安装在外罐侧壁上的大扭矩电机控制，如图 3–13所示。

PandaX-4T 探测器内液氙的液位也需要通过传感器来监控。灌注氙的过程中，液氙液位变化为米量级。当液氙液位到达门电极和阴极之间后，毫米量级的液位变化对信号的产生也会有明显的影响。因此，PandaX-4T 实验中需要满足毫米量级和米量级的液位测量精度。电容式液位计可以实现这些要求。但商用的 pF电容液位计结构复杂，材料的放射性本底无法控制，而且无法做到特殊定制以放入内罐和探测器之间的区域中。基于 PandaX-I 和 PandaX-II 实验的经验，利用相同的原理，PandaX-4T 实验自研了两种电容式液位计[85]，以适应米量级和毫米量级两种测量状况。电容式液位计主体为两根同轴的不锈钢管。不锈钢管之间的区域被液氙不断填充时，由于气氙和液氙的介电常数不同，液位计整体的电容发生变化。通过 Smartec 公司[86] 生产的高精度的读出板可以读取到这一微小的电容变化。对于液氙灌注过程的液位变化，PandaX-4T 实验采用两个长液位计来监控。每个长液位计长约 0.6 m。它们一上一下分开放置在特氟龙支撑杆的外侧。对于门电极和阴极之间的毫米量级的液位变化，PandaX-4T 实验采用三个长约 1 cm的短液位计来监控。这三个短液位计间隔 120°放置。短液位计实物图和三个短液位计记录的电容值如图 3–14所示。由于三个短液位计的制造过程中，尺寸并非严格一模一

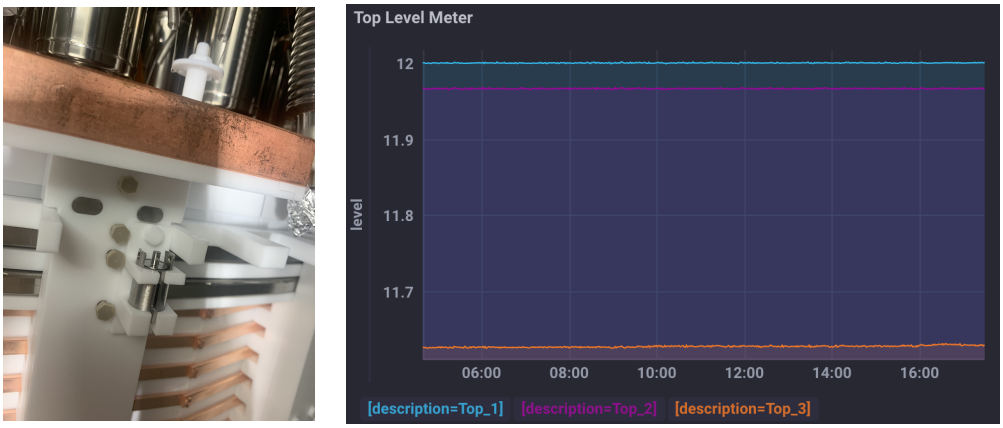


a) b)

图 3–13 a) 溢流管口细节图。b) 大扭矩电机实物图。

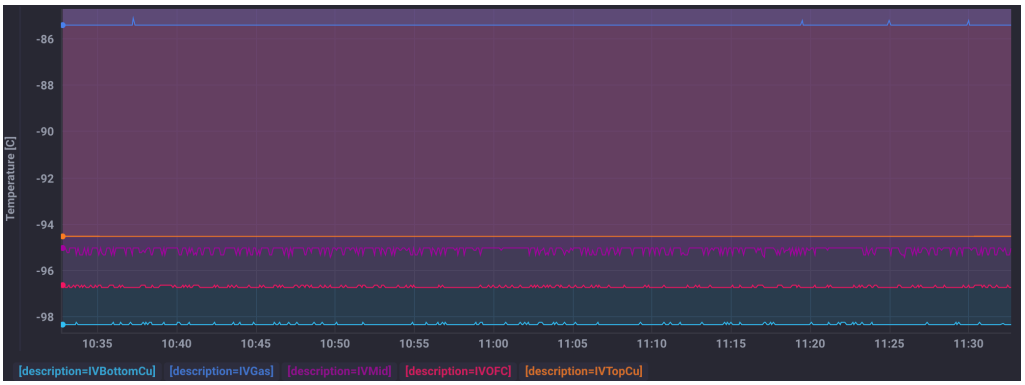
样，而且液位计安装的位置有细微的差别，三个短液位计显示的电容值略有差别。液氙的低温环境也是一个和探测器运行工况相关的变量，也需要温度传感器监控。PandaX-4T 实验采用商业的 Pt-100 电阻来实现温度监控。在探测器周围，总共有 5 个温度传感器，它们分别放置在探测器顶部气氙中、上铜板、探测器中部特氟龙支撑杆侧面、下铜板和溢流室内。另外，还有四个温度传感器放置在内罐外壁上，用以检测内罐罐体的温度。当探测器正常运行时，探测器周围和内罐罐体的温度应当维持稳定，如图 3–15所示。

在内罐顶部，总共有 9 个 CF35 法兰口和 5 个 CF100 法兰口。其中一个 CF100 法兰口用于制冷系统。另外四个 CF100 法兰口会套上额外的 CF35 转接法兰，供光电倍增管的信号线走线。在外罐侧面，总共有 6 个内径为 250 mm的法兰口。这些法兰在不锈钢内外罐制造之初便焊在了罐体上。探测器所有部件的供电线和信号线，包括光电倍增管、电极、传感器等，都通过这些法兰口连接到万级洁净间内的设备。同时，液氙进出、溢流管传导、抽真空等也需要一定数量的接口。导电线、光纤、特氟龙管等还要考虑到它们的最小转弯半径。太狭小的走线空间可能会导致导电线或光纤因弯折而失效。因此大多数从内罐顶部的法兰口伸出来的电线遵循就近原则，从紧邻的外罐侧面的法兰口伸出。因为内罐处于温度约-90°C的低温，所以和内罐顶部 CF35 法兰相连的馈通接口 (Feedthrough) 需要能够承受低

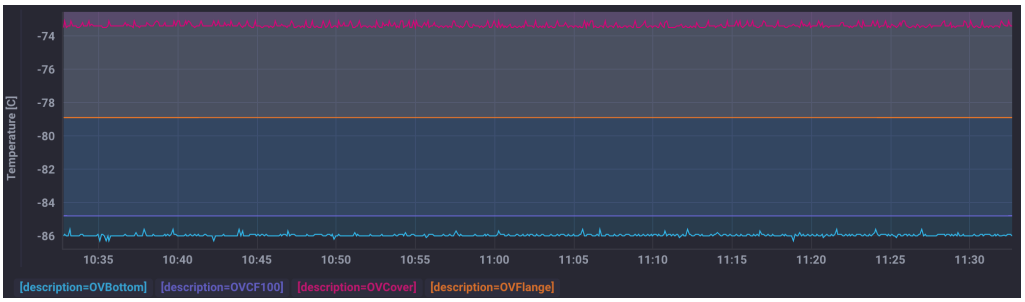


a)　　b)

图 3–14　a) 短液位计实物图。b) 短液位计记录的电容值。



a)



b)

图 3–15　a) 探测器不同位置的温度记录。b) 内罐罐体不同位置的温度记录。

温。对于光电倍增管和传感器的供电线，其传输的电压都在 1 kV以下。对应的馈通接口选用京瓷公司 (Kyocera) 的 48 芯馈通接口。对于光刻度所需的光信号传输，PandaX-4T 实验选用 Accu-glass 公司生产四芯光纤馈通。门电极所加的电压较高，因此门电极对应的接口选用了 Kurt J. Lesker 公司生产的 SHV 真空馈通接口。它最高可以承受 20kV 的高电压。阴极高压原本设计为几十 kV。尽管在试运行中，探测器阴极高压不断调整降低。但是其对应的馈通接口的耐压指标仍旧不变。这种严格的高电压条件下，没有商业化的真空馈通接口供 PandaX-4T 实验直接使用。在下一小节中，将会对其进行详细讨论。所有内外罐的法兰接口和对应的用途如图 3–16所示。

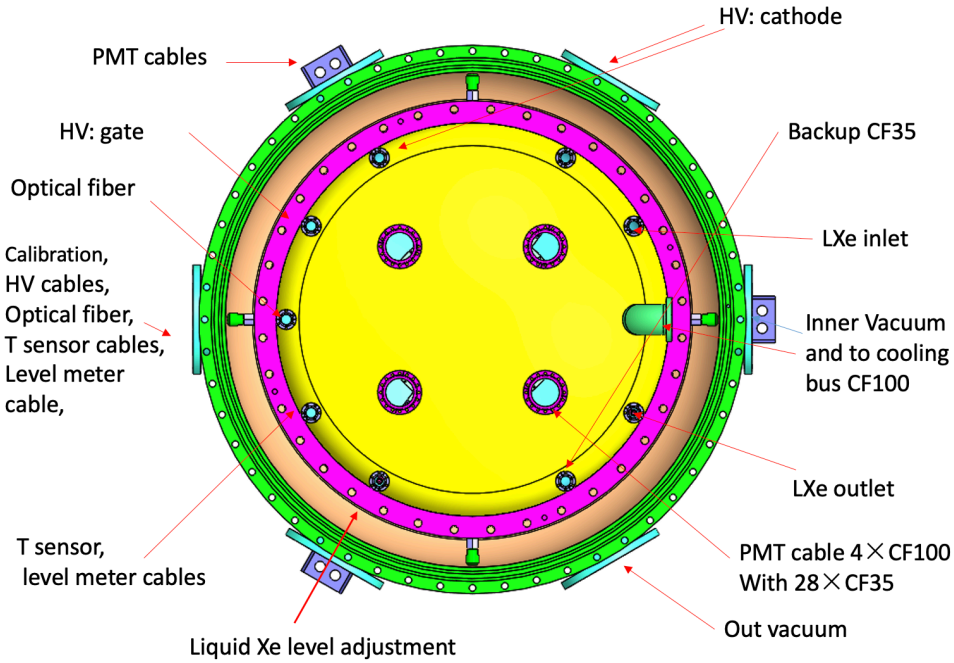


图 3–16 内外罐法兰接口示意图。

3.5 高压传输系统

3.5.1 门电极高压传输

门电极的供电电源选用日本松定公司 (Matsusada Precision Inc.) 生产的 AU-20N5-L(220V) 型高压电源。该电源可输出最高 20 kV的直流高压。商业化的高压馈通接口将门电极的高压供电线分为了三部分。在万级洁净间的大气环境中，门电极高压电源的输出导线通过 SHV 接口连到耐高压的 SHV 真空馈通接口中。在内外罐之间的真空环境中，一段 10 m长的同轴高压导线连接了内罐顶部的馈通接

口和电源输出导线末端的馈通接口。这段导线选用的是耐压标准 30 kV的商业化高压导线。在内罐之内的低温气氙环境中，高压传输导线有着更为严格的要求。普通导线的外部绝缘胶层会放气污染氙，而且普通导线的转弯半径过大。经过调研，PandaX-4T 实验最终选用北京坤兴盛达生产的聚酰亚胺 (kapton) 高压导线。该导线最外层绝缘膜由聚酰亚胺构成，放射性相对较小，不会放气污染氙，而且转弯半径最小仅约 5 cm，满足实验要求。聚酰亚胺高压导线通过一个沉头螺丝钉紧在自制的铜连接头上。铜连接头又通过螺纹和和门电极相连。为了防止探测器在转移过程中的晃动导致高压线脱落，铜连接头和聚酰亚胺高压导线之外，又加了一对特氟龙夹具，如图 3–17所示。

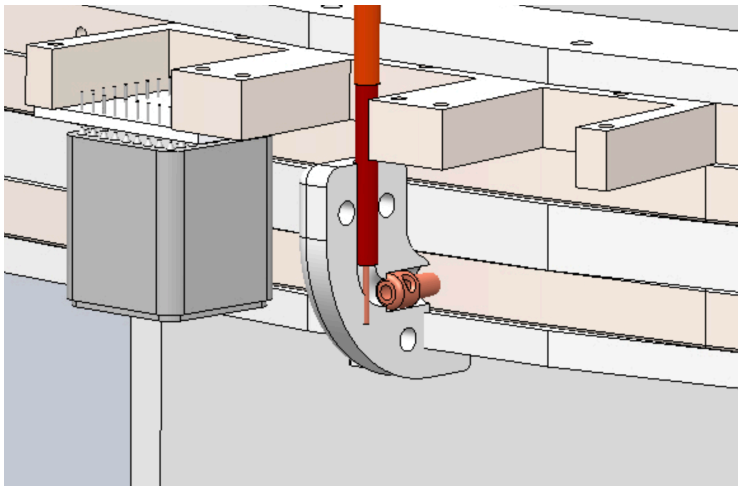


图 3–17 门电极和导线的连接。

3.5.2 阴极高压传输

阴极的设计电压较高，因而没有成熟的商业化真空馈通接口可供 PandaX-4T 实验直接使用。尤其是在内罐顶部，温度约-90 °C。此处的高压馈通接口要求能够传输几十 kV的高压、能耐-90 °C的低温的同时，还要求能够隔绝真空和气氙环境。PandaX-4T 实验的探测器设计中，阴极的高压传输导线在内罐顶部采用不分段的设计，即一根完整的高压传输导线从高压电源端连接到阴极电极上，如图 3–18所示。这根高压传输导线不经过外罐内的真空环境，而是直接从气氙环境到万级洁净间内的大气环境。尽管也需要一个类似的高压馈通接口来隔绝气氙和大气，但是这个接口可以远离内罐顶部的低温环境，减小了实现难度。PandaX-4T 实验将该接口设计在屏蔽体水罐顶部。由于七米深的纯水导热性能良好，阴极高压馈通接口处的温度已经接近室温。

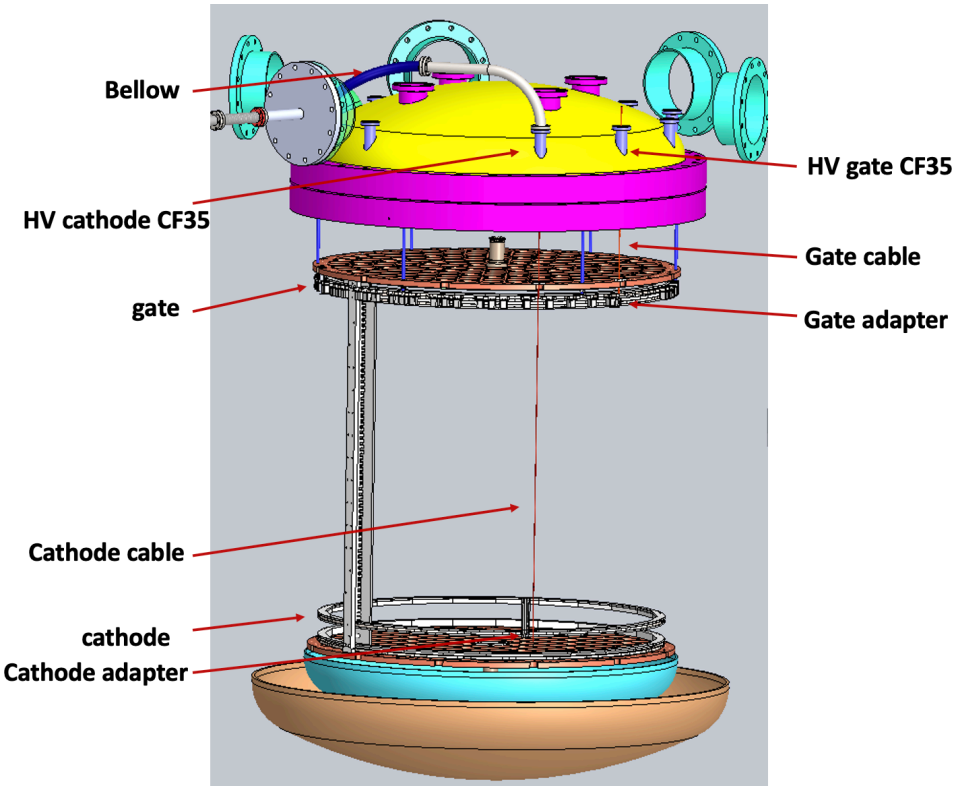


图 3–18 门电极和阴极导线的走向。

考虑到内罐内部导线的最小转弯半径问题，对于阴极高压传输线，PandaX-4T 实验仍旧选用北京坤兴盛达公司生产的聚酰亚胺高压导线。阴极电压更高，更容易与内罐内壁发生打火。因而阴极高压导线没有通过铜转接头，而是直接钉在了阴极电极上预留的孔内。图 3–19a 展示了高压传输导线和阴极的连接。和门电极情况类似，一对特氟龙夹具夹在了聚酰亚胺导线上，防止导线脱落。聚酰亚胺导线的另一端是阴极供电电源。和门电极电源类似，阴极的供电电源也是产自日本松定公司，型号 AU-100N3-L(220V)。它的最高输出电压为 100 kV。由于聚酰亚胺导线尺寸和日本松定电源的原厂线不一样，无法直接插入日本松定电源的输出端口，因此还需要额外自制一段接口 (如图 3–19b所示)，确保高压电源与聚酰亚胺导线的正常连接。

聚酰亚胺导线是一种同轴导线。它的导电芯线直径约 0.9 mm，绝缘层聚酰亚胺层直径 5 mm。绝缘层之外还有屏蔽包络层和一层封装聚酰亚胺薄膜。导电芯线和绝缘层之间的部分流阻足够大，常温下能够达到密封要求。但是它的屏蔽包络层有许多细小的缝隙，因而会导致氙气泄漏。

阴极高压馈通接口的制作有两种方法。第一种是“O”型密封圈的设计，如

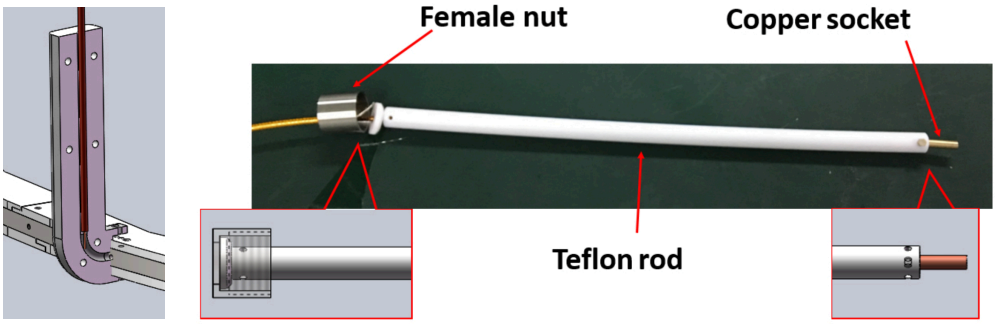


图 3–19 a) 阴极电极和聚酰亚胺导线的连接。b) 阴极高压电源和聚酰亚胺导线的连接接口。

图 3–20所示。这种设计和 PandaX-II 实验的设计类似，需要将屏蔽包络层完全断开。通过压紧图中的三层法兰结构，将特制的特氟龙密封块、橡胶圈和聚酰亚胺绝缘层压紧，以达到密封的目的。这种制作方法在 PandaX-I 和 PandaX-II 实验上经过验证，比较可靠。而且这种方法更换材料比较方便，只需重新更换特氟龙密封块和橡胶圈便能达到再次密封的目的。各个密封法兰和零件也相对容易制作。唯一不足的是这种方法需要断开屏蔽包络层。这可能会导致密封橡胶圈处气氙层的电场过强而产生击穿现象。但是 PandaX 系列实验都没有在此处发现气氙被击穿的现象。

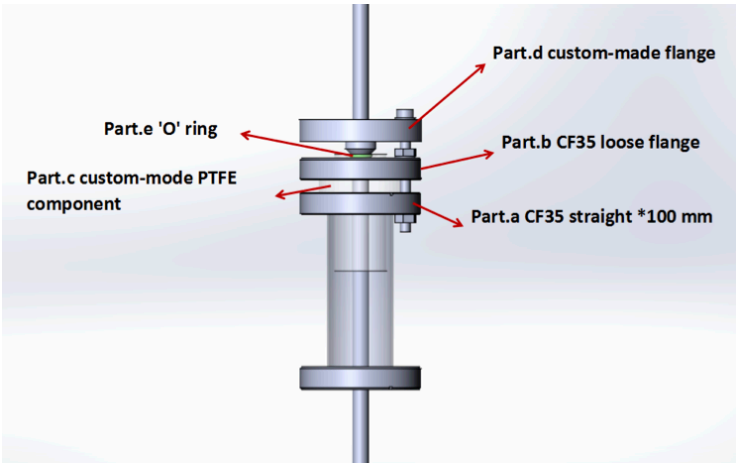


图 3–20 阴极高压馈通接口，“O”型密封圈设计。

第二种阴极高压馈通接口的制作方法更复杂。它由真空径向密封连接件 (Vacuum Coupling Radius Seal，VCR) 和特制的转接法兰组成，如图 3–21所示。聚酰亚胺导线穿过一段 1/2 英寸的 VCR 密封件管路。另一段 VCR 密封件相对焊接在 CF35 法兰上。由于 VCR 密封件和 CF35 法兰都是标准的密封器件，因此实验上只

需要考虑聚酰亚胺导线和 VCR 管路内壁之间区域的密封。这部分区域的密封依靠特殊的环氧树脂密封胶水 FT2850 来实现。自然情况下，环氧树脂胶不容易渗透进屏蔽包络层间的细小缝隙。需要遵循如图 3–22 所示的步骤，才能完全密封。

1. 在将要用环氧树脂胶水密封的部位剥开高压导线最外层的聚酰亚胺薄膜，并用镊子轻轻挑动部分绝缘层金属网，用酒精清理表面细小的杂质，在密封部位末端裹上特氟龙胶带。
2. 将聚酰亚胺导线穿过 VCR 管路，用特氟龙胶带将 VCR 管路的一段塞紧。
3. 调整聚酰亚胺导线在 VCR 管路中的位置，确保导线在管路的轴心，不与管壁接触。
4. 将配好的环氧树脂胶水 FT2850 通过滴管滴入 VCR 管路中，注意要让胶水沿着 VCR 管壁滴下。
5. 将 VCR 管路的另一端接入真空度为 Pa量级的粗真空环境中，利用大气压力，将环氧树脂胶水压入绝缘屏蔽层间的空隙内。
6. 静置 24 小时，待环氧树脂胶水完全凝固。

这种密封方法保留了屏蔽包络层的结构，避免了可能出现的气氙被击穿的现象。同时，环氧树脂胶 FT2850 能够在液氙的低温环境下工作。即使高压馈通接口处于低温环境下，也能实现密封效果。但是这种方法的弊端也非常明显。首先是环氧树脂密封胶的可靠性。密封胶凝固后，若受到外界的冲击力，仍旧有概率泄漏。又因为胶水将聚酰亚胺导线和 VCR 管路粘在一起，降低了该密封接口的可重复使用性。若密封胶泄漏，实验人员将不得不剪去部分导线然后重新制作该高压馈通接口。另外，VCR 密封件需要用到的拼合螺母对加工精度也要求较高。

在 PandaX-4T 探测器安装阶段，环氧树脂胶密封的方案出现了微漏。最终，实验人员额外采用密封“O”圈的方案进行了二次密封。

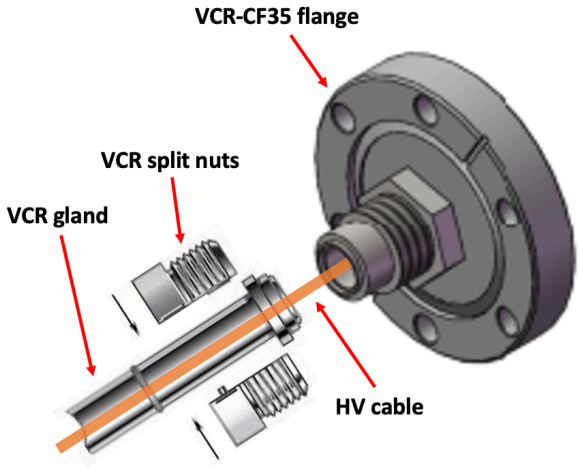
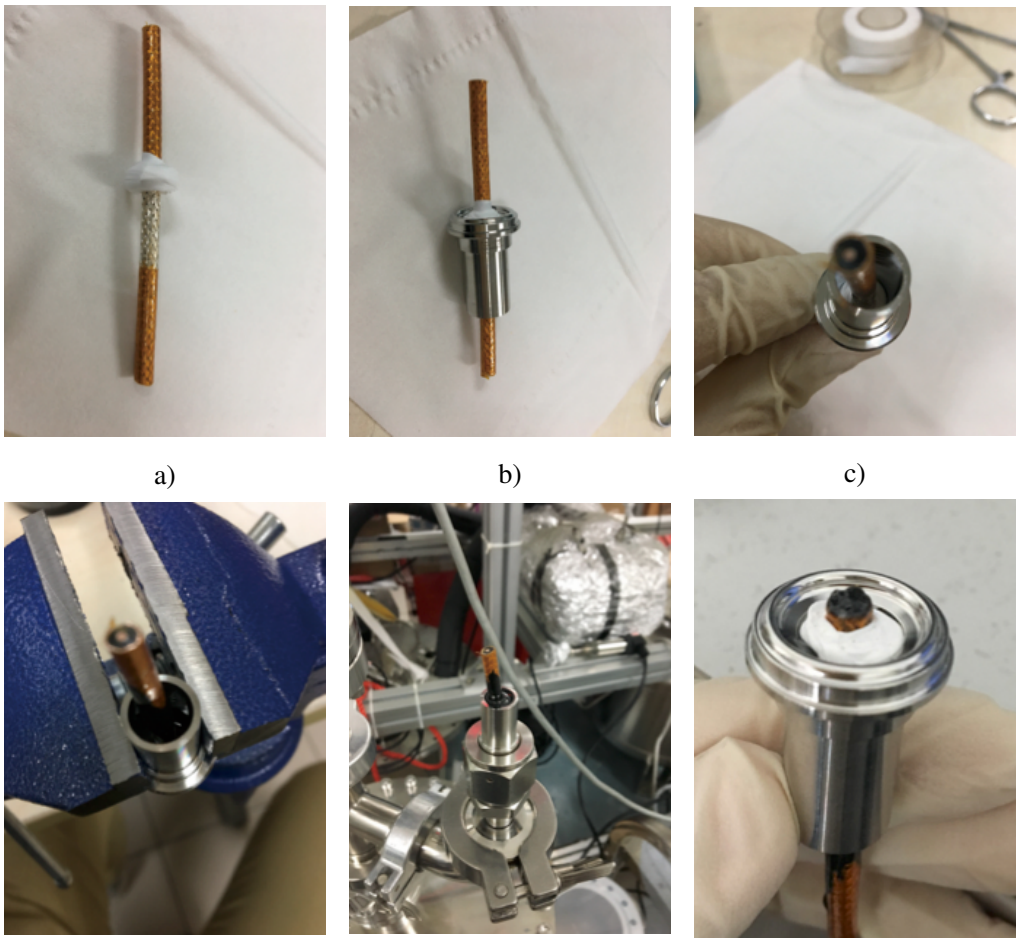


图 3–21　阴极高压馈通接口，VCR 密封胶设计。



a)　b)　c)

d)　e)　f)

图 3–22　环氧树脂胶水密封步骤示例。

第四章　PandaX-4T 探测器的双光电子发射率、非均匀性修正和其他响应研究

本章主要介绍从数据分析层面，展示对 PandaX-4T 探测器的各种性质的研究，并将着重介绍双光电子发射率和非均匀性修正的分析工作。

4.1　PandaX-4T 实验的数据处理流程

为了满足实验数据分析高效可靠的要求，PandaX-4T 实验研发了一套独有的基于 C++ 的数据处理系统。它主要包括以下几部分：定义数据结构的 C++ 库 Bamboo-Shoot 3[87]，数据处理算法链 (P4-Chain) 和相应的数据库。

Bamboo-Shoot 3 定义了不同级别的数据模块。图 4–1展示了这些数据模块之间的关系和不同层次的数据含有的最基本的变量及类型。

- GroupData：PMT 采集到的光信号的原始波形数据。它记录了每个过阈信号的起始时间。其中，RawPmtSegment 还记录了每道 PMT 的波形 (adcValue)。此时的波形幅度单位为 ADC(mV)。
- CalibData：在 GroupData 的基础之上，考虑到每道 PMT 的增益，经过刻度之后的波形数据。此时的波形幅度单位为光电子 (Photoelectron，PE)。
- HitData：每个光电管被光子击中 (Hit) 的信息。基于刻度后的波形数据，每次击中 (SingleHit) 的信息，包括光电管编号 (channelNumber)、起始时间 (startTime)、基线 (preBaseline)、Hit 高度 (height)、Hit 面积 (area)、Hit 类型 (type) 等都被记录了下来。
- SignalData：将所有光电管的 Hit 按时间进行聚类后得到的单个信号 (Signal)。此时可以对信号的类型进行判断 (S1、S2 或者噪声)。同时，也可以计算这个信号的相关变量。比如信号的起始时间、信号电荷大小 (光电子数)、各个光电管接收到的 Hit 数目、信号的位置、信号的高度、信号的宽度等参数。
- PhysicalEventData：将一定时间窗口内的信号进行配对，便得到了一个物理事例。

对应的，每个数据模块之间的处理操作要依靠 P4-Chain。它包含一些实时处理的 C++ 程序，比如 PMT 增益刻度 (Calibration)、Hit 寻找 (HitFinder)、Hit 聚类 (Hit-Clustering)、信号构建 (SignalBuilder)、信号标记 (SignalTagging)、物理事例构建 (SpeBuilder) 等。这些实时处理程序在 GroupData 传输到成都服务器后便会自动实

时处理。以上流程得到的基于 Bamboo-Shoot 3 程序库的数据格式无法直接用于最终的物理数据分析，还需要将其转化为基于 ROOT 程序库的数据格式。ROOT[88] 是高能物理领域常用的 C++ 程序库。为了弥补光击中聚类过程中可能导致的电荷量损失，最终的物理数据 (AnaData) 中，还需要对 *S*2 信号进行重聚类操作 (Re-clustering)。为了消除大尺寸探测器产额随位置的不均匀性，还需要对信号的电荷进行额外的非均匀性修正 (Non-unifomiry correction)。

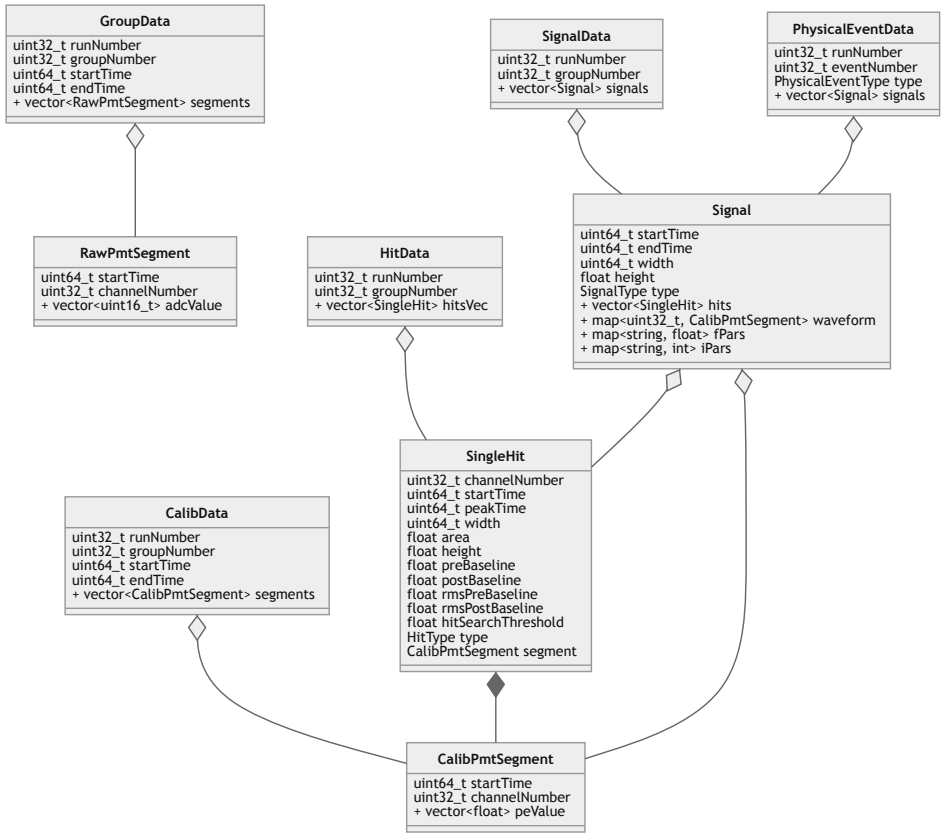


图 4–1 PandaX-4T 使用的数据模块示意图。

4.2 双光电子发射率

通常情况下，一个光子打在光电倍增管光阴极上能产生一个光电子。但是，当一个光子的能量足够大时，大于两倍的光阴极的功函数时，该光子能够轰击出两个光电子 (Double photoelectrons，DPE)[89]，这就是双光电子发射效应。对于氙产生的 178 nm[58] 的真空紫外光，R11410-23 型光电倍增管的双光电子发射率约 22.5%[89]。该参数对于信号模型有影响。

为了研究双光电子发射的概率，必须得选出来源于真实物理事例导致的氙发出的光信号。其他打火等偶然产生的光信号波长未必是 178 nm。噪声等也会影响到最终的双光电子发射率的计算。首先考虑到的便是从核反冲刻度数据中寻找这种几个光子的信号。^{241}Am-Be 刻度源和 DD 刻度源产生的中子，在探测器内能产生单次的弹性核反冲事例。少量动能转移到探测器内的氙核中，进而导致氙发光。这种事例能量极低，能用来研究 PandaX-4T 探测器对核反冲的响应。自然，这些事例的 *S*1 都是来自于真实的物理信号。为了去除打火或噪声的影响，筛选出这些低能核反冲刻度事例的过程中，需要添加一些质量筛选条件 (Quality cut) 和置信体积筛选条件 (Fiducial volume cut)。这些低能核反冲刻度数据的分布如图 4–2所示。在 S1<100 PE 的范围内，分布着较多的物理事例。

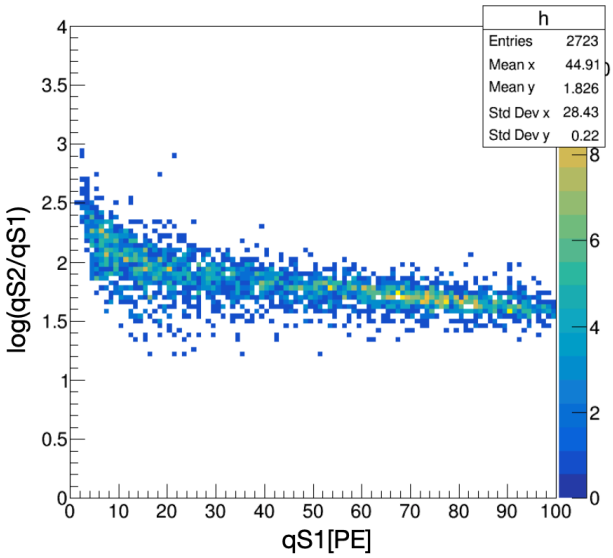


图 4–2 低能核反冲刻度事例分布。

除了中子产生的低能核反冲刻度数据之外，^{83m}Kr 也能提供较多的低能物理事例用于计算 PMT 的双光电子发射率。^{83m}Kr 能发生级联衰变。第一次衰变释放的能量为 32.1 keV，半衰期约 1.8 小时。第二次衰变释放的能量为 9.4 keV，半衰期仅 154 ns。实验上选用能量更低的第二次衰变 (9.4 keV) 来计算 PMT 的双光电子发射率。数据筛选上，除了添加质量筛选条件和置信体积筛选条件之外，还可以根据 ^{83m}Kr 级联衰变且第二次衰变的半衰期较短的特性，在最大的 S1 和次大的 S1 参数空间内，选取更干净的物理事例。图 4–3是部分 ^{83m}Kr 事例在该参数空间内的分布。横坐标代表了 32.1 keV的 S1，纵坐标代表了 9.4 keV的 S1。

这些物理事例的 *S*1 包含的大部分单个击中 (Hit)，反应了 PandaX-4T 探测器中 PMT 对单个光子的响应。少数的单个击中由于双光电子发射效应，电荷响应与

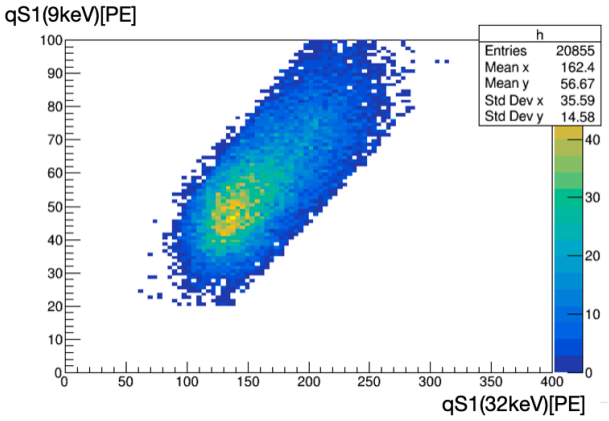
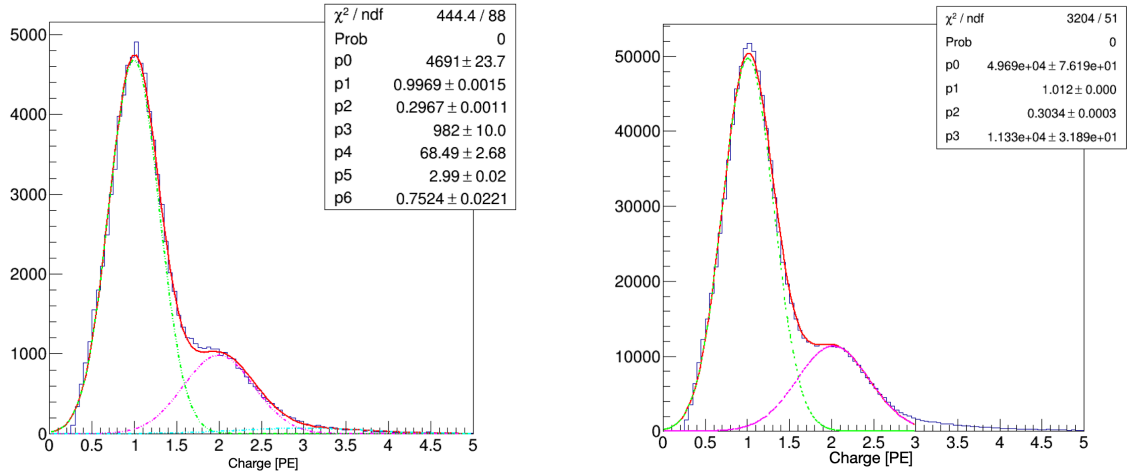


图 4–3 ^{83m}Kr 级联衰变事例 S1 分布。

其他的单个击中不同。这些所有的单个击中的电荷谱如图 4–4所示。图中在电荷为 1 PE 处的事例便对应了单光电子事例。在电荷为 2 PE 处的事例便对应了双光电子发射效应导致的单个击中。除此之外，还有少量电荷量为 3 PE 的单个击中。这可能来自于单光电子发射和双光电子发射的偶然符合。可以尝试多种函数对电荷谱进行拟合进而得到双光电子发射率，比如两个高斯函数之和、三个高斯函数之和、两个高斯函数之和加上本底平谱。拟合结果显示，双光电子发射率对拟合函数的选取不敏感。实验最终选取的拟合函数为三个高斯函数之和。通过对低能核反冲刻度事例得到的单个击中电荷谱进行拟合，能够得到双光电子事例发射率为 22.8%。统计量足够大，统计误差可以忽略。用相同的方法，从 ^{83m}Kr 数据中得到双光电子事例发射率，为 23.9%。最终，实验数据中得到的双光电子发射率为 22.8%±1.1%。其中误差由低能核反冲刻度数据和 ^{83m}Kr 刻度数据之间的差异给出。

两种刻度数据得到的值的差异可以由双次击中偶然符合来解释。图 4–5展示了几个典型的单次击中的波形。当两个单次击中的时间间隔太小，以至于算法无法区分时，两个单次击中会被误判为一个单次击中。相应的，这个单次击中的电荷为两个单次击中的电荷之和。但是这种单次击中在波形上有可能会有双峰结构(如图 4–5中的绿色虚线框内的波形)。同时，被误判为双光电子的击中事例的波形幅度比真正发生双光电子的击中事例的波形幅度要低，因而可以近似用波形的幅度来区分双光电子发射导致的单次击中和偶然符合导致的单次击中。图 4–6展示了 ^{241}Am-Be 中单个击中的波形幅度和电荷的关系图。蓝点是波形中仅有单峰结构的击中事例。红点是波形中有双峰结构的击中事例。它们便是由双次击中偶然符合产生的，平均的波形幅度也更低。单峰结构的击中事例数与双峰结构的击中事例数之比约为 36。这种偶然符合事例发生的概率随着刻度事例能量的增加而增加。^{83m}Kr 产生的电子反冲能量更高，有更大的概率出现双次击中偶然符合的情况，



a) ^{241}Am-Be　　b) ^{83m}Kr

图 4–4 刻度数据 $S1$ 包含的单次击中的电荷谱。红色实线为全局拟合函数。绿色虚线为单光电子峰。洋红色虚线为双光电子峰。

因而计算得到的双光电子发射率也相对较大。

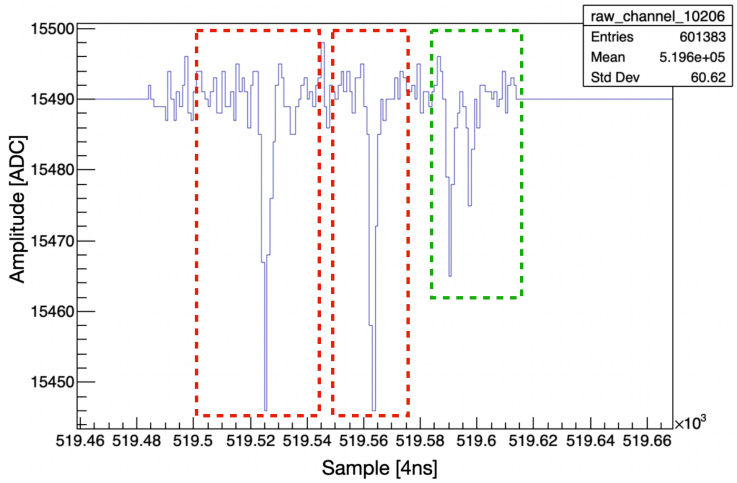


图 4–5 连续几个单次击中的波形。红色虚线的部分展示了两个单次击中。绿色虚线内的两个单次击中在时间上间隔太近，被算法误判为一个单次击中。

4.3 探测器非均匀性修正

PandaX-4T 探测器尺寸达到了米量级。如此大的探测器，存在着不同空间位置探测器响应不一样的问题，即非均匀性 (Non-uniformity)。$S1$、$S2_b$ 在 R 方向和 Z 方向上都存在着不均匀性。$S2_b$ 随着事例发生的深度 Z 导致的非均匀性将由电

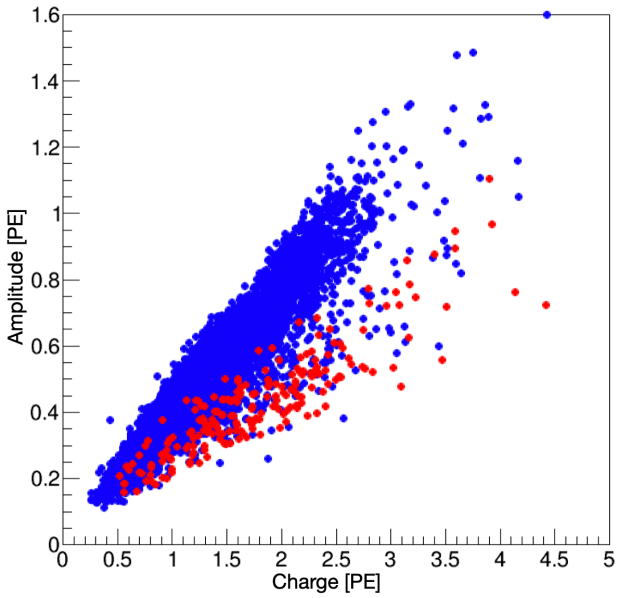


图 4–6 ^{241}Am-Be 数据中物理事例包含的单次击中的波形幅度和电荷的关系图。蓝色数据点为单峰结构的单次击中。红色数据点为双峰结构的单次击中。

子寿命描述。$S2_b$ 在 R 方向、$S1$ 在 R 方向和 Z 方向存在的不均匀性将由电荷映射关系给出。

4.3.1　电子寿命

反冲事例产生的电子在漂移过程中受到氙中的电负性气体影响，部分被其吸收。电子被吸收的比例和氙中电负性气体杂质的含量和电子漂移的距离相关。只有没被电负性气体吸收的电子，才能够到达液氙液面进而产生 $S2$ 信号。漂移过程损失的电子可以用一个指数函数来描述。指数函数的特征值即电子寿命 (Electron lifetime)①。该过程可以影响到事例能量的重建。

氙中电负性气体的含量随着循环提纯的时间而变化。因此，电子寿命是一个随着时间变化的物理量。要精确刻度电子寿命在整个 PandaX-4T 运行阶段的变化，需要长寿命的单能事例。氙中的 ^{131m}Xe 便是计算电子寿命的理想刻度源。天然的氙中，^{131}Xe 丰度为 21.2%。受宇宙线中的缪子活化后，^{131}Xe 变为亚稳态 ^{131m}Xe (半衰期 12 天)。^{131m}Xe 退激发产生 164 keV 的单能事例。在对探测器进行中子刻度的过程中，也能产生 ^{131m}Xe。探测器内部的 ^{222}Rn/^{218}Po 也可以用来计算电子寿命。在章节 2.2.4中已经介绍过，^{222}Rn 及其子体是探测器中重要的低能本底来源。它们也能产生能量为 5.5/6.0 MeV 的 α 粒子。这些 α 事例，能用来验证电子寿命

① 此处的电子寿命并非指电子会发生衰变，而是说可探测的电子数目会随漂移长度不同而变化

计算的结果。图 4–7展示了通过 164 keV 事例和 α 事例计算得到的电子寿命随时间的变化关系。两种刻度源计算的结果一致。同样，为了避免光电倍增管饱和带来的电荷量计算偏差，此处的电子寿命也是根据 $S2_b$ 得到的。当实验进行刻度时，比如注入 ^{83m}Kr，此时可以选用 ^{83m}Kr 的特征事例来计算电子寿命。当探测器正常运行，循环提纯系统正常工作时，探测器内的电负性气体含量不断降低，电子寿命也随时间不断增加。突发情况下，比如图 4–7中的 B 段，需要断开循环的管路。这种操作会额外引入空气中的氮和氧。当探测器再次运行时，电子寿命会有明显的下降。通过电子寿命，可以监控探测器的运行状况，排查管路中可能出现的漏点。

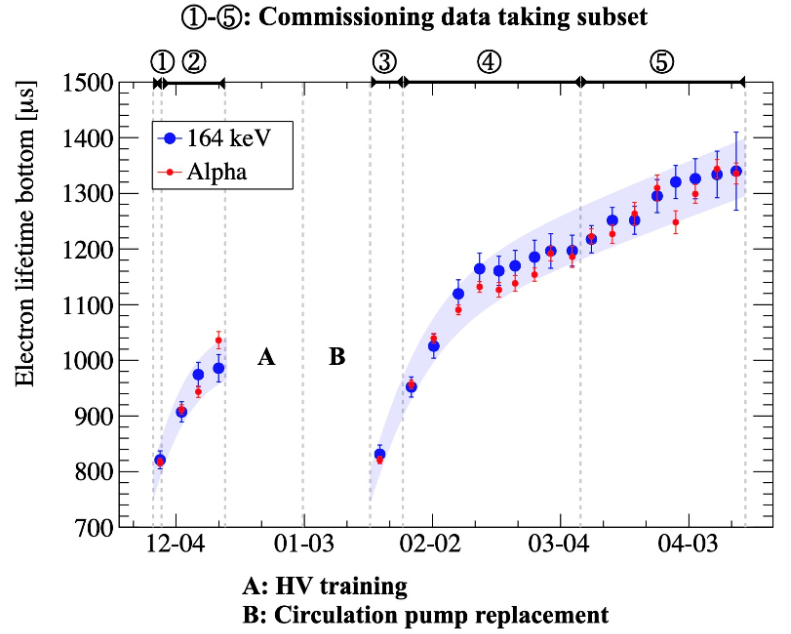


图 4–7 电子寿命随时间的变化曲线。

4.3.2 电荷映射关系

本节将研究 $S2_b$ 在 R 方向、$S1$ 在 R 方向和 Z 方向存在的不均匀性。这些不均匀性，或是来自于电场的不均匀，或是来自于液氙液面水平度的不均匀，或是因为光学立体角的原因，甚至是来自于光电倍增管的运行工况。这些不均匀性会导致探测器的能量分辨率变差，进而影响 PandaX-4T 实验对于低能核反冲事例的探测灵敏度。因此，有必要对探测器在各个位置响应的不均匀性进行研究。更进一步，还应根据探测器对各个位置的响应构建电荷修正的映射关系 (map)，对这种不均匀性进行修正，以达到提高探测器能量分辨率的目的。

为了精确描述这种不均匀性，PandaX-4T 实验需要统计量足够多且易于筛选的内部放射源事例。^{83m}Kr、^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 等多种放射源都满足这些要求。其中，^{83m}Kr 放射性活度相对较高，事例数更多，且沉积能量更低。因此 PandaX-4T 实验主要根据 ^{83m}Kr 的电子反冲事例来研究探测器的非均匀性及其修正。^{83m}Kr 的典型特征是会释放总能量为 41.5 keV的级联衰变。这些事例在 $S2_b$-$S1$ 光电反相关图中的分布如图 4–8所示。图中横坐标代表未经过修正的 $S1$，纵坐标代表仅通过电子寿命修正的 $S2_b$。

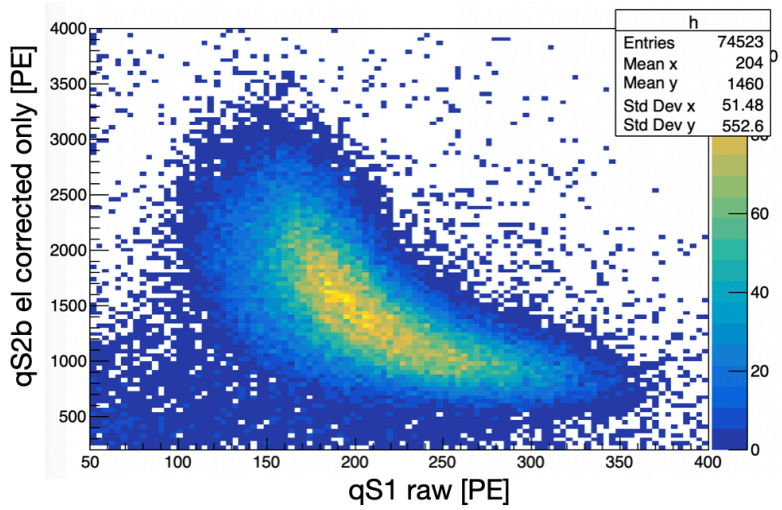


图 4–8 ^{83m}Kr 事例分布。横坐标代表未经过修正的 $S1$，纵坐标代表仅通过电子寿命修正的 $S2$。

非均匀性修正的步骤如下。$S1$ 的修正公式为:

$$S1 = S1_{\text{raw}} \times \frac{factor_{3d}(X,Y,Z)}{N_{S1}}. \tag{4–1}$$

其中，$S1_{\text{raw}}$ 代表事例原初计算的 $S1$ 电荷量大小。$factor_{3d}(X,Y,Z)$ 代表 $S1$ 的映射关系中，对应三维位置 (X,Y,Z) 处 $S1$ 的修正系数。N_{S1} 代表 $S1$ 修正的归一化系数。$S2_b$ 的修正公式为:

$$S2_b = S2_{bel}(Z) \times \frac{factor_{2d}(X,Y)}{N_{S2b}}. \tag{4–2}$$

其中，$S2_{bel}(Z)$ 代表处于深度 Z 的事例仅经过电子寿命修正后得到的 $S2_b$ 电荷量大小。$factor_{2d}(X,Y)$ 代表 $S2_b$ 的映射关系中，对应位置 (X,Y) 处 $S2_b$ 的修正系数。N_{S2b} 代表 $S2_b$ 修正的归一化系数。

修正公式 (4–1)、(4–2) 中的映射关系和归一化系数均通过分析 ^{83m}Kr 电子反冲刻度数据得到。归一化系数 N_{S1} 和 N_{S2b} 是探测器如下区域内 ^{83m}Kr 事例信号产

额的平均值。

$$\begin{aligned} R^2 &< 5\times10^5\text{mm} \\ 120\ \mu\text{s} < dt &< 720\ \mu\text{s}. \end{aligned} \tag{4–3}$$

需要说明的是此区域并不是 PandaX-4T 实验试运行阶段所选取的置信体积 (Fiducial volume)。置信体积是根据最终预估的本底事例的分布来决定的。此处的体积是在置信体积决定之前便确定的，它要比置信体积稍小。若以置信体积内的 ^{83m}Kr 事例信号产额的平均值为归一化因子，对 $S1$ 的修正电荷量的影响在 1% 以内，对 $S2_b$ 的电荷修正几乎没有差别。

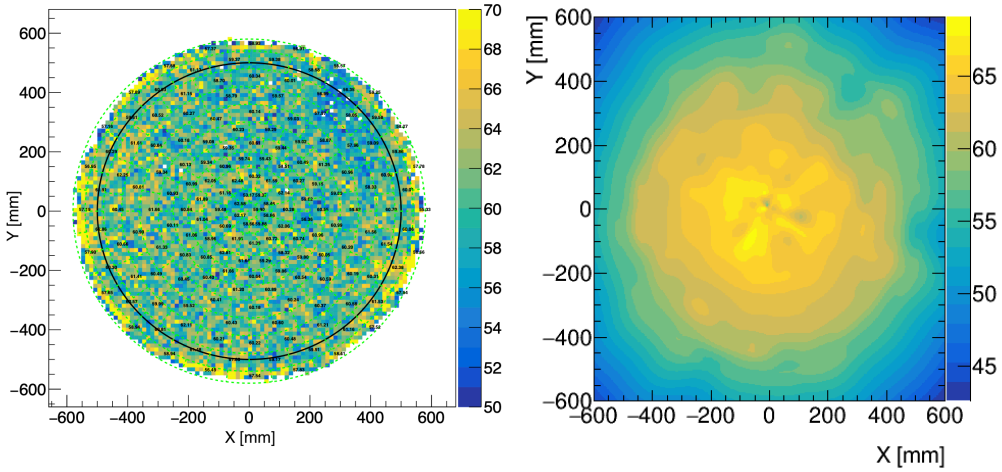
$S2_b$ 的修正映射是一个二维直方图。首先将 ^{83m}Kr 电子反冲事例原初计算的 $S2_b$ 都按照电子寿命进行修正，得到这些事例原始深度处的电荷量大小。然后，根据事例发生的水平位置，将所有事例的 $S2_b$ 画在二维直方图中。接着，对该二维直方图进行分块，如图 4–9a所示。按照不同的距离 R 和角度，总共划分了 173 块。在每块的区域内，对 ^{83m}Kr 事例的 $S2_b$ 电荷分布进行高斯拟合，得到其平均值。然后，对相同 R 的区域用有限阶傅里叶级数进行平滑化。之后在相邻 R 的区域进行线性插值。最终，将所有数值存在如图 4–9b 的二维直方图中。对 $S1$ 电荷修正映射的构建与 $S2_b$ 的方法类似，但又不完全相同。首先，$S1$ 采用三维的映射。$S1$ 事例会先按照事例发生的深度 Z 来进行分层。按深度划分 12 层后，每层再按照不同的距离 R 和角度进行划分小块。为保证每小块的统计量足够，$S1$ 的划分没有像 $S2_b$ 那样细，如图 4–10a所示。层与层之间也是通过线性插值的方法来实现的。最终，$S1$ 的三维电荷修正映射存在三维的直方图中。图 4–10b 展示了该直方图沿着 Z-X 方向垂直剖面的投影。由图可得，越靠近探测器底部，$S1$ 信号产额越大。这可能与底部事例的光子反射次数较少相关。

经过公式 (4–1)、(4–2) 修正过后，^{83m}Kr 事例的 $S1$ 和 $S2_b$ 的分布如图 4–11所示。与修正之前的事例分布 (图 4–8) 相比，修正后的信号分辨率明显提升。

4.4 探测器其他响应研究

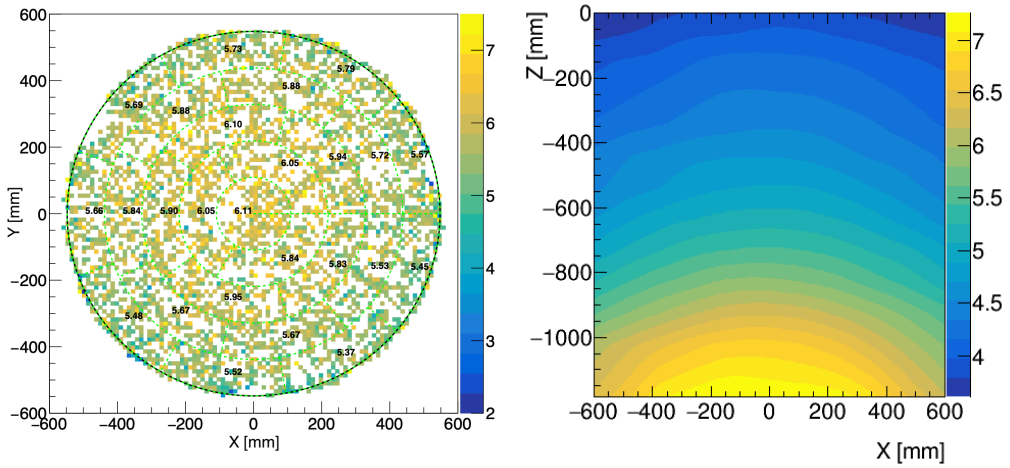
4.4.1 光电倍增管增益

PandaX-4T 实验通过蓝光二极管来刻度光电倍增管的增益。在探测器硬件章节已经介绍过，TPC 顶部外侧靠近液氙液面处，有四个光刻度发光点。LED 的亮度可以通过外部驱动的供电电压来控制。电压越低，LED 发光的亮度也越低。不同位置的光电倍增管随光刻度发光点的距离不完全一样。为了保证每个光电倍增管都能接收到足够数目的单光子，PandaX-4T 实验采用 5V 到 10V 的多组电压设置。当进行光刻度时，被点亮的光电倍增管接受到的光子数满足泊松分布。对每道光



a)　　b)

图 4–9　a) ^{83m}Kr 事例的 $S2_b$ 信号产额随位置的分布。b) $S2_b$ 电荷修正映射。



a)　　b)

图 4–10　a) ^{83m}Kr 事例第 10 层的 $S1$ 信号产额随位置的分布。b) $S1$ 电荷修正映射 Z-X 垂直剖面图。

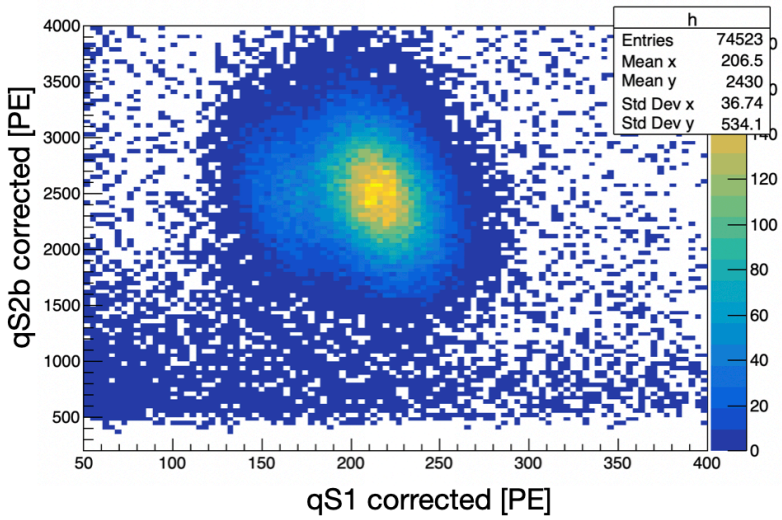


图 4–11 ^{83m}Kr 事例分布。横坐标代表修正后的 $S1$，纵坐标代表修正后的 $S2$。

电倍增管接受到的信号的波形进行积分，便可以得到信号的电荷分布。一个典型的电荷分布谱如图 4–12所示。当没有光子入射到光电倍增管的光阴极面上时，光电倍增管的输出信号来自于噪声或基线波动。因此，电荷谱上有一个均值在 0 附近的高斯峰 (Pedestal)。其余两个明显的高斯峰来自于单光子和双光子的贡献。更多光子数的事例因为概率太低，可忽略不计。PandaX-4T 实验采用一个相关联的三高斯函数来拟合单个光电倍增管的电荷谱，并给出增益值。函数形式如下：

$$\begin{aligned} f(q) = & \, p_0 \times \mathrm{Gaus}(q, \mu_0, \sigma_0) \\ & + p_1 \times \mathrm{Gaus}(q, \mu_0 + \mu_1, \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2}) \\ & + p_2 \times \mathrm{Gaus}(q, \mu_0 + 2\mu_1, \sqrt{\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2}). \end{aligned} \tag{4–4}$$

其中，p_0、p_1 和 p_2 分别代表本底峰、单光子峰和双光子峰的幅度，μ_0 和 μ_1 分别代表本底峰和单光子峰的高斯均值。光电倍增管的增益即 μ_1 的拟合值。

4.4.2 单电子增益

PandaX-4T 探测器中最小的 $S2$ 信号是单电子信号。电子在液氙液面处被阳极和门电极之间的电场拽出后，在气氙层产生电致发光，最终被阳极吸收。单电子增益 (Single electron gain，SEG) 指的是一个电子在气氙层的电致发光产生的光电子信号的大小。电子拽出效率 (Electron extraction efficiency，EEE) 指的是电子被电场从液氙拽出到气氙的比例。门电极和阳极之间的电势差越大，电子在气氙层产

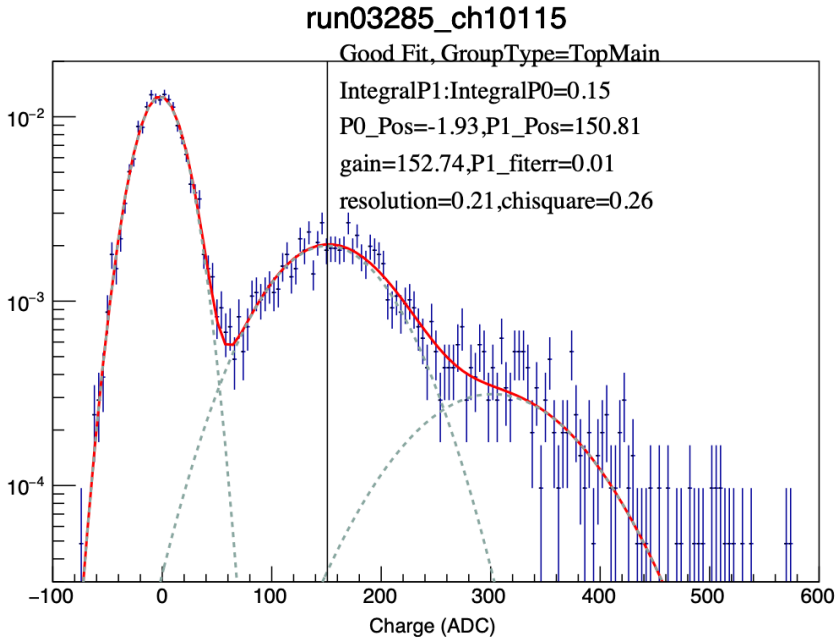


图 4–12 3 英寸光电倍增管 ch10115 的 LED 刻度电荷谱。整体拟合的三高斯函数 (红色实线) 和每个高斯函数 (绿色虚线) 都在图中画了出来。其中，单光子峰的均值为 150.81 ADC。扣除掉本底 (Pedestal) 的贡献 1.93 ADC，可以得到这道光电倍增管的增益为 152.74 ADC/PE。

生的光信号便越大，电子拽出的效率也越高。这些物理量代表了 PandaX-4T 探测器对于能量沉积产生的电信号部分的探测能力。

单电子增益可以通过选取数据中小电荷 *S*2 信号来计算。一般来说，电子在液氙液面处不会 100% 完全被拽出。因此，物理事例对应的 *S*2 之后的小电荷 *S*2 便是单电子 (或几个电子) 的信号。在门电极电压为-5 kV 时，这些信号的电荷谱如图 4–13所示。利用费米-狄拉克函数 (Fermi-dirac function) 联合双高斯函数对其进行拟合，可以得到单电子增益。其中，费米-狄拉克函数代表着硬件或软件导致的单电子探测效率。两个高斯函数分别代表单电子信号和双电子信号。单电子信号高斯峰的中心值便是相应的单电子增益。图 4–13显示单电子增益 SEG 为 19.3±0.1 PE/e^-。

对于 *S*2 信号，它的电荷分布相对 *S*1 来说更为集中。当电子电致发光处水平位置的光电倍增管出现损坏时，电荷计算会出现明显时偏差。同时，对于高能量的反冲事例，电子数目过多，*S*2 信号的电荷偏大。这种事例更容易导致光电倍增管接受到的信号饱和，进而影响电荷的计算。为了减少这些情况的影响，PandaX-4T 实验还计算了仅由底部光电倍增管计算得到的电荷量，即为 $S2_b$。*S*2 的光产生于气氙层。由于立体角的原因，底部光电倍增管接受到的 *S*2 产生的光子数要小于顶部。图 4–14展示了 ^{241}Am-Be 刻度数据中低能核反冲事例中 $S2_b$ 的占比随 *S*2 电荷

量的关系。由图可得该比值为 4.2。进而可以得到，仅由底部光电倍增管计算得到的单电子增益值 $SEG_b = 4.6\pm0.1$ PE/e^-。

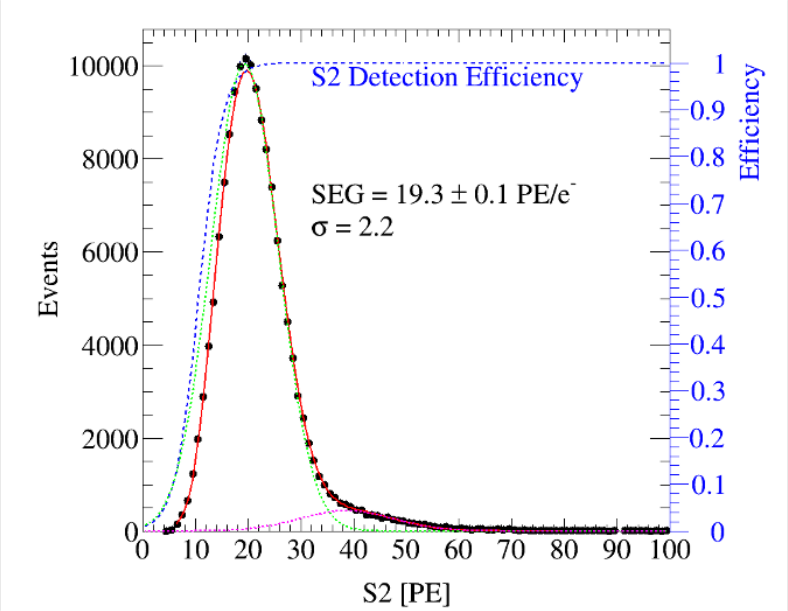


图 4–13 小电荷 *S2* 谱。其中红色实线为全局拟合函数。蓝色虚线为费米-狄拉克函数。绿色虚线为单电子峰。洋红色虚线为双电子峰。

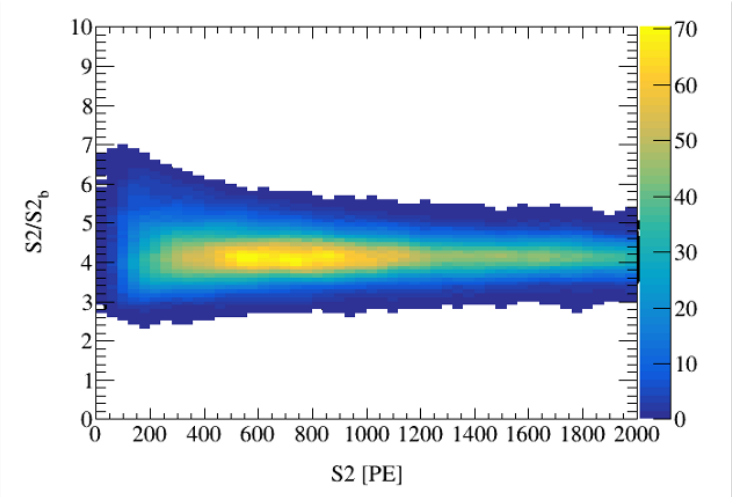


图 4–14 ^{241}Am-Be 刻度数据中低能核反冲事例中 $S2_b$ 的占比随 *S2* 电荷量的关系。

4.4.3　位置重建

两相型氙探测器一个巨大的优势便是可以精确重建出反冲事例发生的三维位置。假设反冲事例在氙中产生的电子在漂移电场中做匀速运动。事例发生的深度 Z 则可由 *S*1 和 *S*2 的时间差来计算得到。PandaX-4T 探测器阴极和门电极之间的距离为 1185 mm。在门电极-5 kV、阴极-16 kV 的电场设置下，最大漂移时间可由数据中的电极事例得到，为 841 μs。反冲事例的在 X-Y 水平方向上的位置通常由 *S*2 在顶部光电倍增管的光击中密度分布 (Hit pattern) 计算得到。PandaX-4T 实验建立了三种位置重建算法，分别为重心法 (Center of gravity，COG)，模版匹配法 (Template matching) 和光接收函数法 (Photon acceptance function)。

重心法是最为直接和简单的位置重建算法。PandaX-4T 探测器顶部总共有 169 个光电倍增管。每个光电倍增管的水平位置都已知。对于某个反冲事例，它产生的 *S*2 在顶部光电倍增管阵列的分布可由数据直接得到。计算每个光电倍增管的位置以相应的的 *S*2 电荷量为权重的加权平均值，便可以得到该事例的 COG 位置，如下所示：

$$\begin{aligned} X_{\mathrm{COG}} &= \frac{\sum_i (x_i \times q_i)}{\sum_i q_i} \\ Y_{\mathrm{COG}} &= \frac{\sum_i (y_i \times q_i)}{\sum_i q_i}. \end{aligned} \tag{4–5}$$

上式中，x_i、y_i 和 q_i 分别为顶部第 i 个光电倍增管的 X 坐标、Y 坐标和探测到的光电子数目。在最传统的重心法的基础之上，PandaX-4T 实验对该位置重建算法进行了改进。首先考虑到的是 PandaX-4T 实验数据中的大信号拖尾波形。这部分拖尾波形可能是来自于次级的光电效应，可能是来自于被延迟拽出的电子，也可能来自于光电倍增管的后脉冲 (After pulse) 效应，它们会降低位置重建的准确度。因此可以尝试对公式 4–5 中的求和设定条件。PandaX-4T 实验尝试了两种改进算法，第一种是只对 *S*2 最高点发生时间之前的光击中的电荷进行加权平均。第二种是只对大于 *S*2 总电荷量 1% 的光击中的电荷进行加权平均。这两种改进分别从时间尺度和电荷量大小对重心法进行优化。图 4–15 展示了这三种重心法对于来自特氟龙墙壁上的 ^{210}Po 产生的 α 事例的重建位置。重心法对于探测器边缘的事例位置重建效果不佳，而且这种方法受损坏的光电倍增管的影响十分明显。若有光电倍增管无法接受到光子，其附近的事例重建的位置明显偏离其中心。

模板匹配法是通过模拟来实现的。通过 Geant4 模拟可以得到 PandaX-4T 探测器中不同位置发出的光子在顶部光电倍增管阵列中产生的光击中密度分布。然后通过最大似然法比对模拟和数据中的光击中密度分布，得到最接近数据的模板。该模板在模拟中对应的发光点即为水平位置的计算结果。该方法的关键在于通过

模拟得到光电倍增管接受到的光子的密度分布。光接受函数也是通过最大似然法比较光子的密度分布来计算的。它与模板匹配不同的地方在于它的光击中密度分布是通过蒙特卡罗模拟或者数据拟合得到的解析表达式。PandaX-4T 实验首批数据的分析过程中，光接受函数方法仅仅使用了蒙特卡罗模拟的拟合结果。更详细的讨论参考[90]。模板匹配法和光接受函数法对 α 事例的重建效果见图 4–15中的红点和浅蓝色点。它们在一定程度上都能消除损坏的光电倍增管对位置重建的影响。

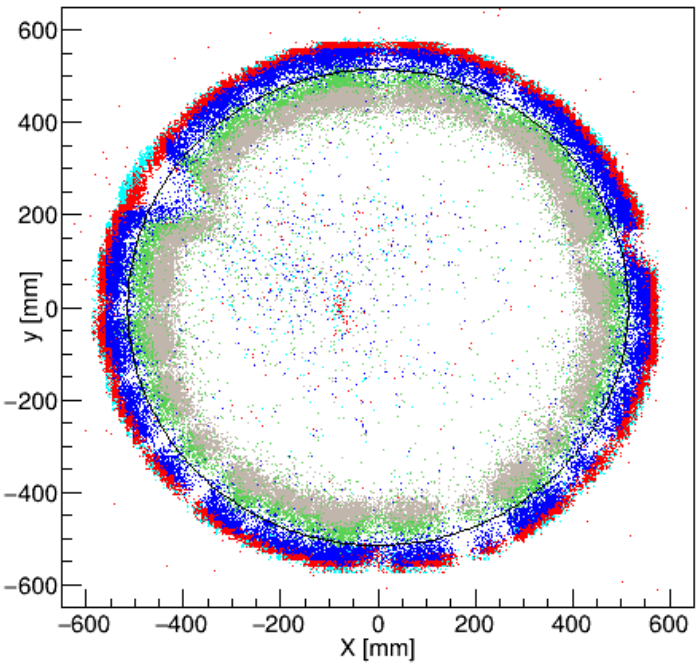
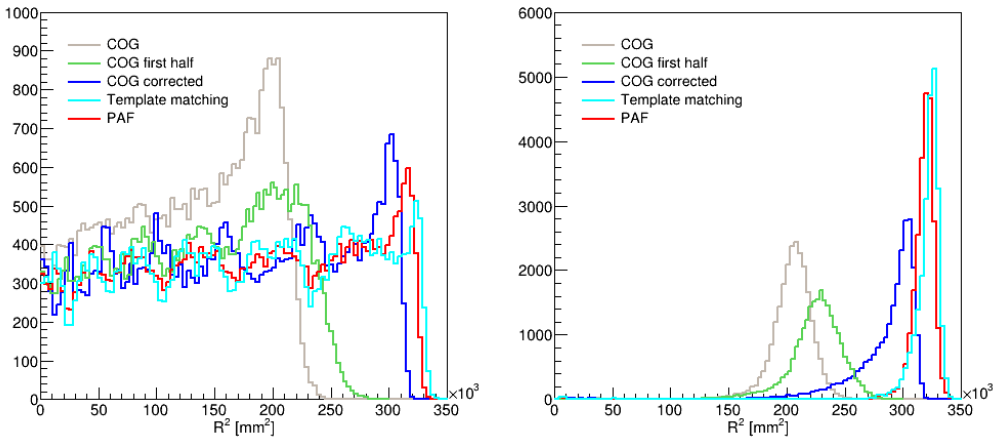


图 4–15 ^{210}Po 产生的 α 事例的重建位置。灰色、绿色、深蓝色、红色、浅蓝色分别代表着传统重心法、第一种改进的重心法、第二种改进的重心法、模板匹配法和光接受函数法的重建结果。

以上几种位置重建方法对 ^{83m}Kr 和 ^{210}Po 产生的 α 事例的重建效果见图 4–16。对于均匀分布在探测器内的 ^{83m}Kr 事例，模板匹配法和光接受函数法的计算结果相比重心法更均匀。由 α 事例的分布可以得出，模板匹配法和光接受函数法重建结果更接近真实物理位置。因为位置重建会影响到最终的本底估计，尤其是来自于特氟龙墙壁的表面本底，而光接受函数法对这种本底的估计最可靠，因而 PandaX-4T 实验最终选用光接受函数法作为位置重建方法。



a) ^{83m}Kr　　b) ^{210}Po

图 4–16 特征事例重建位置的分布。

4.4.4 能量重建

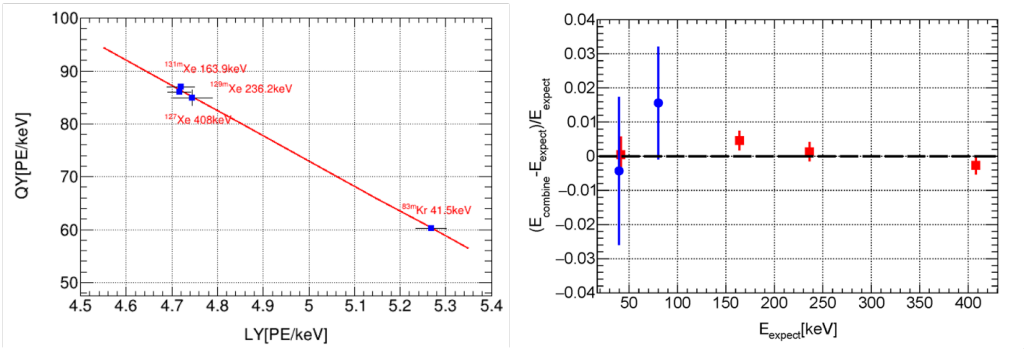
利用 PandaX-4T 探测器采集到的信号 $S1$ 和 $S2_b$，可以重建出等效电子反冲能：

$$E_{ee} = W \times \left(\frac{S1}{g_1} + \frac{S2_b}{g_{2b}} \right). \tag{4–6}$$

式中，$S1$ 和 $S2_b$ 为非均匀性修正后的电荷量。g_1 = PDE，为光电子探测效率 (Photon detection efficiency)。它包含了光电倍增管的量子效率、探测器电极透光率、探测器几何探测效率等多种因素。g_{2b} = EEE × SEG_b。W 为氙的功函数，代表产生一个能量量子 (Quanta) 所需要的平均能量。本文中 W 取值为 13.7 eV，与世界上大多数基于氙的实验[66, 91-95] 保持一致。因为 PandaX-4T 两相氙探测器无法有效的捕获核反冲产生的热能，如果为核反冲事例，该公式还需要额外乘上一个淬灭因子 L[96] (Lindhard factor)。该因子随核反冲能量大小相关[97]。该公式仍有 g_1 和 g_{2b} 两个未知的参数需要确定。

Data set	PDE (%)	EEE (%)	SEG (PE/e$^-$)
1-2	9.0±0.2	90.2±5.4	3.8±0.1
3-5	9.0±0.2	92.6±5.4	4.6±0.1

表 4–1 PandaX-4T 实验试运行期间探测器相关参数。



a) b)

图 4–17 a) PandaX-4T 实验试运行期间多种单能事例的光电反相关图。b) 重建能量和真实能量之间的差别。

PandaX-4T 实验采用光电反相关图 (Doke plot[98]) 来确定这两个参数：

$$g_{2b} = W \times S2_b / E_{ee},$$
$$g_1 = W \times S1 / E_{ee}. \tag{4–7}$$

即 g_1 和 g_{2b} 可以由 PandaX-4T 探测器对不同能量的反冲事例的光电产额来得到。图 4–17a展示了 PandaX-4T 实验试运行期间采集到的多个单能峰的光电产额图。此时的电场设置为门电极-5 kV，阴极-16 kV。它们包括 163.9 keV(^{131m}Xe)、236.2 keV(^{129m}Xe)、408 keV(^{127}Xe) 和 41.5 keV(^{83m}Kr)。这些事例均为置信体积内的事例。在低能量区域，由能量重建公式可得，光电产额应该满足反线性相关关系。通过直线拟合，由拟合的斜率和截距可以得到 g_1 和 g_{2b}。不同的阴极和门电极电场设置条件下，对于同样能量的反冲事例，探测器的电产额是不一样的。而光的探测效率只与探测器的几何相关。因此可以认为光产额在不同的电场设置下不变。PandaX-4T 试运行早期阶段，没有足够多的刻度事例。所以数据集 1 和数据集 2 中的相关参数是通过 ^{131m}Xe 退激发产生的 163.9 keV 事例的 $S2_b$ 电荷量大小等比例得到的。相关参数总结在表 4–1中。进而，可以根据重建能量和真实反冲能之间的差别来验证重建公式 4–6的有效性。图 4–17b 展示了各种单能事例的重建能量和真实能量之差。其中，图上 40 keV 处的蓝点是 ^{129}Xe 被中子活化后的短寿命激发态退激发产生的。80 keV 处的蓝点是 ^{132}Xe 被中子活化后的短寿命激发态退激发产生的。由于这两种瞬时激发态事例的统计量不如其他单能事例，因此它们只用来验证能量重建的有效性而没有画在光电反相关的图中。

第五章　PandaX-4T 实验的蒙特卡罗模拟和信号模型

当代的大中型实验，往往耗资巨大。如果能对实验进行有效的模拟，不仅可以在物理目标和实验资金开销之间进行平衡，还可以根据模拟结果更好的理解探测器的各项性能。甚至有些本底事例的估计，只能通过模拟来得到。Geant4[99, 100] 软件包是高能物理领域常用的模拟软件库。它将粒子与物质的各种反应都集成到了的 C++ 代码中。利用这个软件包，我们可以很方便的构建 PandaX-4T 探测器的几何结构，并模拟各种已知的粒子在探测器内的各种反应过程。模拟结果被用来构建 PandaX-4T 实验的信号模型。

在现有的理论框架下，WIMP 暗物质与氙核的反冲事例是单次核反冲事例。而本底事例中，既有核反冲，也有电子反冲。PandaX-4T 探测器对不同反冲类型的信号响应不一样。实验上通常采用的一个模型是 NEST(Noble element simulation technique) 模型[91-93]。通过调整 NEST 模型中的参数，可以使得蒙卡结果和数据一致。进而，调整后的 NEST 模型便可以描述 PandaX-4T 探测器的响应并给出本底事例和 WIMP 信号事例的概率密度函数。

5.1　蒙特卡罗模拟的处理过程

基于 Geant4 软件包，PandaX 合作组编写了一套高效可用的模拟程序 BambooMC[74, 101-103]。这个模拟程序，构建了和真实世界一样几何尺寸的探测器和各种罐体。同时，它还考虑了各种粒子在液氙中的各种物理过程，并将粒子的能量、动量、速度，以及每次反应发生的时间、位置等信息都记录了下来。接着，需要将探测器的效应和数据分析过程中添加的筛选条件对应的加入到蒙卡的模拟结果中。同时，根据 NEST 模型，蒙卡模拟中的事例能量被转化为可与探测器信号直接相比的 $S1$ 和 $S2$ 信号。

NEST 模型是一个基于数据的半经验模型。目前实验上通用的版本是 NEST 2.0[92]。PandaX-4T 实验用它来计算一定能量沉积在氙中的光产额和电产额。NEST 模型从反冲能开始，按一定比例产生能量量子 (Energy quanta)。平均下来，产生一个能量量子需要的能量为 W = 13.7 eV。如果是核反冲，能量量子包含激发子 (excitons)、电子-离子对 (electron-ion pairs) 和热声子 (Phonons) 三种。对于电子反冲，能量量子不包含热声子 (Phonons)。如章节 4.4.4 所述，PandaX-4T 探测器不具备探测热声子的能力。这部分能量占比由 Lindhard 理论模型[96] 来描述。

电子-离子对有一定的概率发生重结合[104]，转变为激发子。重结合过程与电

子-离子对所在的局部电场相关。对于 PandaX-4T 实验，大部分反冲事例发生的区域为门电极和阴极之间。这意味着重结合过程受漂移电场的影响。漂移电场越强，重结合的概率越低[104]。未发生重结合的电子便成为孤立电子 (n_e)，在 PandaX-4T 探测器内的电场驱动下运动。激发子退激发产生 178 nm 的真空紫外光 (n_γ)。两个激发子还可能因为额外的 Penning 效应[105] 导致只有一个光子产生。以上过程，都由相应的自由参数来描述。

由 NEST 2.0 模型给出的光子数 (n_γ) 和电子数 (n_e)，结合探测器的各种参数 (PDE，EEE，SEG 等) 和探测效率，最终得到和数据对应的 $S1$ 和 $S2$ 信号。探测效率主要来自于数据分析阶段的质量选择条件和信号区间限制。NEST 2.0 模型中的自由参数及其涨落程度需要通过比较蒙卡结果和数据来确定。PandaX-4T 实验将这些变量都视为拟合参数，构建了一个似然函数 (Likelihood function)，通过马尔科夫链蒙卡的方法，最小化这个似然函数，来得到最佳的拟合参数。

5.2 核反冲刻度

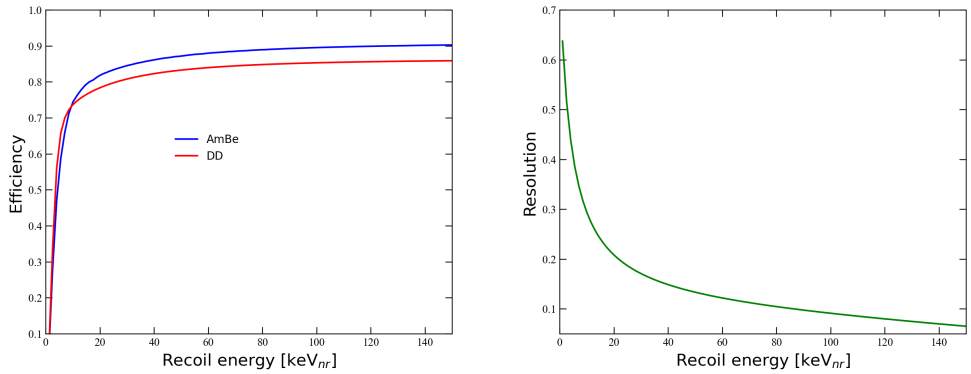
为了确定 NEST 2.0 模型中的参数及其涨落程度，PandaX-4T 实验通过同时拟合 ^{220}Rn 产生的低能电子反冲事例和 ^{241}Am-Be、DD 产生的低能核反冲事例来得到。刻度数据大部分都是在 PandaX-4T 试运行结束后取得的。少量的 ^{241}Am-Be 数据是在试运行数据集 2 和试运行数据集 3 之间采集的。^{241}Am-Be、DD 核反冲刻度数据的时长和刻度源所在的位置总结在表 5–1中。

Sources		Livetime (hours)
AmBe	Top	22.7
	Middle	127.4
	Bottom	24.1
DD	2.2 MeV	40.4
	2.45 MeV	45.6

表 5–1 核反冲刻度数据的时长。

不考虑其他探测效率的情况下，^{220}Rn 的电子反冲能谱在低能区是平谱[67]。但 ^{241}Am-Be、DD 核反冲谱不一样。中子弹性碰撞产生的能量沉积和中子入射角度相关联[106]。不同的立体角，不同的中子能量的中子沉积的能量也不一样。因此 ^{241}Am-Be、DD 核反冲的单次散射沉积能谱无法像 ^{220}Rn 的电子反冲谱一样通过解析表达式得到，而只能通过蒙卡模拟得到。

为了提高拟合的效率，PandaX-4T 试运行阶段并没有做全波形的模拟，而是先利用 BambooMC 模拟得到反冲事例的能量，然后根据 NEST 2.0 模型将能量转化为 *S*1 和 *S*2。*S*1 和 *S*2 在波形中都是有宽度的信号，但是在 BambooMC 模拟中，反冲事例只有能量、位置和时间信息。因此需要在蒙卡模拟中对能量沉积进行额外的聚类处理。即两次沿着 Z 方向小于 5 mm的能量沉积，会被缩并为一次能量沉积。BambooMC 中对应的质量筛选效率和能量分辨率随能量的关系也由 NEST 2.0 模型给出，见图 5–1。NEST 2.0 模型中的拟合参数会影响到这些曲线，进而反过来影响到 BambooMC 能谱。因此模型拟合和 BambooMC 能谱产生是经过了多次迭代的。最终选取的是迭代后的最佳拟合值。



a) 质量筛选效率。　　b) 能量分辨率。

图 5–1 NEST 2.0 模型给出的效率和能量分辨率曲线。

5.3 单次散射的判定

考虑到两相型氙的探测原理，核反冲刻度数据的单次散射事例中是混有被误判的多次散射事例的。刻度源产生的中子的速度约为 0.1 倍的光速。它在液氙中的平均自由程约 16 cm。两次散射之间时间差别只有约 10 ns。电子学采数的取样率决定了波形中相邻点之间时间间隔为 4 ns。考虑到光子在探测器中多次反射的时间、光电倍增管中电子放大的时间、信号在导线中传输的时间等，典型的单光子的时间宽度达到了约 50 ns。这意味着中子多次反冲产生的多个 *S*1 在数据的波形中是无法区分的，只能通过 *S*2 的个数来判断事例的反冲次数。

特殊情况下，数据中的多个 *S*2 也有概率无法区分。图 5–2展示了数据中被误判的多次散射事例的原理。单个 *S*2 是由反冲事例产生的多个电子产生的。这团电子在漂移电场往液面运动的时候会逐渐扩散 (Diffuse)。*S*2 的波形宽度跟这些电子的扩散程度相关，平均约为 4 μs。考虑到这团电子在液氙中的漂移速度约 1.4 mm/μs，

当中子两次反冲事例发生的深度位置距离 5 mm以上时，波形上能明显区分出两个 *S*2(图 5–2中的左图)。当中子两次反冲事例的深度位置几乎一样时，会产生两团电子云。但这种事例的波形只有一个 *S*2。仅能通过这个 *S*2 在顶部光电倍增管的光击中密度分布区分 (图 5–2中的中图)。在 PandaX-4T 试运行阶段的数据处理算法中，这种情况下产生的多个 *S*2 也无法区分。当两次反冲事例在水平位置上也距离很近时，这时位置重建算法的分辨率不够，不能区分出这两次反冲事例 (图 5–2中的右图)。在将来的更深入的分析中，可以通过 *S*1 和 *S*2 在光击中密度分布中的不同来区分单次散射和被误判的多次散射。图 5–2左图中的红色箭头标明了粒子运动的方向和两次反冲事例发生的时间先后顺序。但是通过真实数据中两个 *S*2 波形的时间先后顺序是无法区别两次反冲发生的时间顺序的。因为 *S*2 在波形上时间靠前，只说明了这次反冲事例发生的位置离液氙液面更近。

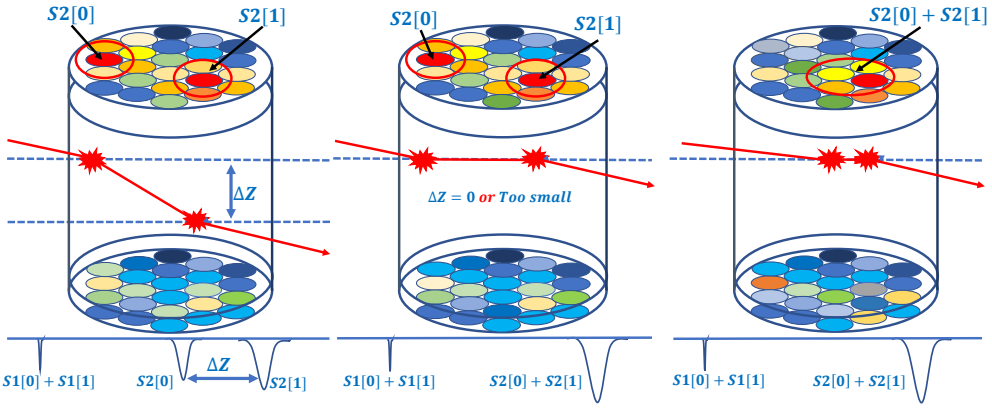


图 5–2 多次散射事例和被误判的多次散射事例的原理图。

PandaX-4T 试运行数据中对散射次数的计算还要考虑更多的因素。首先 *S*2 的个数并不能完全等同于散射次数。一次反冲事例会产生一团电子云。这团电子云上的电子漂移到液面处时，由于 PandaX-4T 探测器的拽出电场强度的限制，并不是所有的电子都会被立即拽出，产生 *S*2 光信号，也就是 EEE 达不到 100%。未被拽出液面电子可能会陆续被延后拽出。PandaX-4T 探测器单电子增益约 20 PE/e^-，反映到波形上，最大的 *S*2 之后，可能存在一些由几个电子产生的 *S*2 信号。这些 *S*2 信号大多断断续续且电荷量大小约几十 PE。不仅如此，光电倍增管的性能也会影响到 *S*2 的个数。*S*2 的光电子在光电倍增管内放大时，由于光电倍增管内的真空度变差，会产生后脉冲信号 (After pulse)。典型的由于 Xe 产生的后脉冲信号的时间间隔约为 3 μs。后脉冲信号电荷大小约为主脉冲的 1.2%。

考虑到以上两点，PandaX-4T 试运行的数据分析中对散射次数的定义如下：除

了满足质量筛选条件外，贡献散射次数的 $S2$ 还应满足

$$\begin{aligned} S2_i &> S2_{\max} \times P_1 \\ S2_i &> T_1 \end{aligned} \tag{5–1}$$

其中，角标 i 代表贡献散射次数的 $S2$。$S2_{\max}$ 代表最大的 $S2$。P_1 和 T_1 是两个待定的参数。它们严格来讲，并不算是 NEST 2.0 模型中的参数，而是用马尔科夫链蒙卡拟合之前便确定好的参数。它们的不同取值能够影响到核反冲单次散射事例的能谱。更为关键的是，被误判的多次散射事例中，波形上无法区分的多个 $S1$ 信号被合并成了一个 $S1$ 信号。这会显著的提高核反冲刻度数据中单次散射事例的 $S1$ 的能量占比。相对应的，信号响应模型中也要考虑到被误判的多次散射导致的 $S1$ 能量占比过高的问题。

通过蒙卡模拟，PandaX-4T 实验可以对这两个参数给出更好的估计。核反冲刻度数据中的单次散射事例是验证蒙卡和模型有效性的最佳选择。基于这些事例的 $S1$ 电荷谱、$S2$ 电荷谱和能量谱的分布，蒙卡和模型中的诸多参数可以被有效的限制。数据中的散射次数公式 5–1也应该在蒙卡中得到体现。但是蒙卡中只有能量信息，不包含 NEST 2.0 模型转化后的 $S1$ 和 $S2$。因此，实验上便只比较蒙卡和数据的单次散射能谱。蒙卡中对多次散射的定义为满足如下条件的能量沉积：

$$\begin{aligned} E_i &> E_{\max} \times P_2 \\ E_i &> T_2. \end{aligned} \tag{5–2}$$

其中，E_i 代表贡献散射次数的能量沉积。$E_{\max}$ 是最大的沉积能量。P_2 和 T_2 是两个待定的参数且假定 $P_1 = P_2$。需要指出的是，由于电子-离子对重结合过程存在涨落，S2 的大小与反冲能量的大小并不是一一对应的。尤其是对于特别低能量的 $S2$(小于 200 PE) 时。但是通过比较蒙卡和数据，同时限制 P_1、P_2、T_1 和 T_2 是一种新颖可行且有效的方法。图 5–3比较了核反冲刻度数据和蒙卡的等效电子反冲能谱。图中蓝色直方图代表数据能谱。此时公式 5–1中的参数取值为 $P_1 = 6\%$，$T_1 = 75$ PE。数据中重建能量小于 2 keV 的极低能部分因为探测器的探测效率和数据的质量筛选效率而导致了能谱幅度的压低。图中其他的颜色点代表了蒙卡输出的电子反冲能谱。点的不同颜色和形状代表了公式 5–2 中参数 P_2 和 T_2 的不同取值。其中，蒙卡的能谱部分没有考虑效率。

为了比较蒙卡的输出能谱和数据的能谱的吻合程度，PandaX-4T 实验采用了如下的 χ^2 变量：

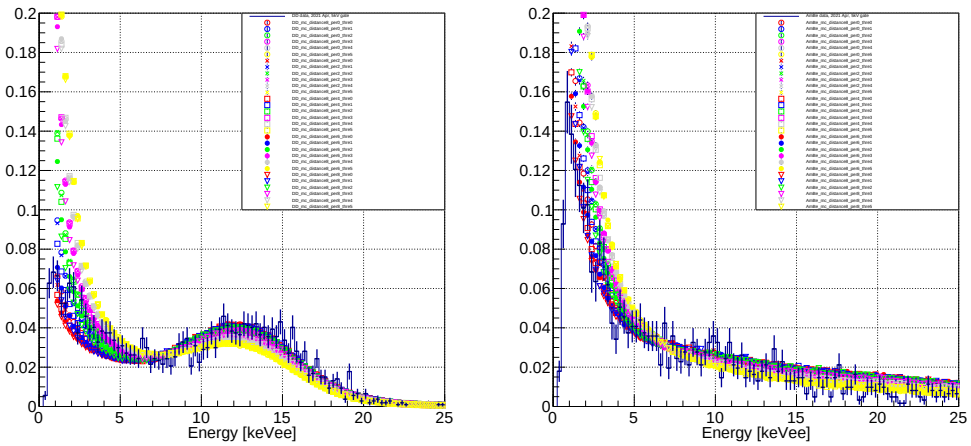
$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{(H_2(i) - H_1(i))^2}{H_1(i)} \right] = \sum_i \left[\left(\frac{H_2(i)}{H_1(i)} - 1 \right)^2 \times H_1(i) \right] \tag{5–3}$$

P_1	T_1 (PE)	T_2=1 keV_{nr}			T_2 =2 keV_{nr}			T_2=3 keV_{nr}			T_2=4 keV_{nr}			T_2=5 keV_{nr}		
		2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}
0%	25	5.04	5.93	10.93	4.25	6.23	10.45	7.20	6.52	13.71	14.74	6.76	21.50	27.54	7.04	34.58
	50	3.95	6.54	10.49	3.90	6.89	10.79	7.81	7.20	15.01	16.56	7.48	24.04	30.84	7.79	38.63
	75	3.96	5.08	9.04	2.97	5.39	8.36	5.66	5.70	11.36	12.80	5.98	18.77	25.08	6.27	31.33
2%	25	5.53	6.01	11.53	4.82	6.70	11.53	10.09	7.50	17.59	20.24	7.80	28.03	36.18	8.12	44.29
	50	6.15	5.79	11.92	3.79	6.46	10.25	7.80	7.20	15.00	16.54	7.48	24.01	30.81	7.79	38.59
	75	6.56	4.39	10.93	2.91	5.00	7.90	5.66	5.70	11.36	12.80	5.98	18.77	25.08	6.27	31.33
4%	25	5.24	4.59	9.83	3.78	4.59	8.37	12.43	4.64	17.07	30.66	6.12	36.76	52.66	6.69	59.32
	50	6.58	4.50	11.08	3.38	4.50	7.87	8.65	4.55	13.20	23.15	5.99	29.11	41.50	6.55	48.01
	75	9.44	4.47	13.91	3.84	4.47	8.31	4.35	4.51	8.86	13.46	5.90	19.35	26.58	6.45	33.00
6%	25	4.99	4.82	9.81	3.80	4.82	8.61	6.12	4.82	10.94	21.18	4.78	25.96	48.85	5.97	54.78
	50	5.59	4.82	10.41	3.84	4.82	8.66	4.90	4.82	9.72	17.93	4.78	22.70	43.04	5.97	48.96
	75	8.15	4.76	12.91	5.04	4.76	9.08	2.72	4.76	7.48	10.17	4.72	14.89	28.34	5.86	34.19
8%	25	5.31	5.05	10.36	4.49	5.05	9.54	4.12	5.05	9.17	10.65	5.05	15.70	31.19	5.01	36.20
	50	5.64	5.05	10.69	4.71	5.05	9.77	3.85	5.05	8.91	9.61	5.05	14.66	28.97	5.01	33.98
	75	7.49	5.05	12.54	6.08	5.05	11.13	3.30	5.05	8.35	5.77	5.05	10.82	20.15	5.01	25.16

表 5–2 DD 刻度数据和 DD 蒙卡计算的 χ^2 结果。红色数字表示了 χ^2 的最小值。

P_1	T_1 (PE)	T_2=1 keV_{nr}			T_2 =2 keV_{nr}			T_2=3 keV_{nr}			T_2=4 keV_{nr}			T_2=5 keV_{nr}		
		2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}	2-9 keV_{ee}	9-16 keV_{ee}	2-16 keV_{ee}
0%	25	8.33	8.58	16.88	12.55	8.40	20.90	24.39	8.19	32.54	45.95	8.07	53.96	79.50	8.00	87.43
	50	7.55	7.46	14.98	12.73	7.22	19.94	26.10	7.01	33.09	49.59	6.91	56.48	85.45	6.84	92.28
	75	6.65	6.30	12.94	10.71	6.09	16.80	22.53	5.91	28.44	44.20	5.77	49.97	77.89	5.68	83.57
2%	25	8.61	8.54	17.15	13.57	7.94	21.51	28.78	7.50	36.28	53.85	7.36	61.21	91.64	7.33	98.96
	50	9.27	8.16	17.38	12.23	7.45	19.67	26.10	7.01	33.09	49.59	6.91	56.48	85.45	6.84	92.28
	75	9.60	7.05	16.63	10.33	6.38	16.71	22.53	5.91	28.44	44.20	5.77	49.97	77.89	5.68	83.57
4%	25	9.34	7.25	16.59	10.45	7.25	17.70	30.82	7.10	37.91	68.71	6.32	75.02	114.68	6.18	120.84
	50	10.80	7.48	18.25	8.85	7.48	16.30	24.59	7.28	31.86	57.52	6.33	63.85	98.60	6.11	104.71
	75	14.75	6.72	21.45	9.04	6.72	15.74	17.93	6.53	24.45	44.09	5.55	49.64	78.91	5.30	84.21
6%	25	7.27	7.77	15.03	7.20	7.77	14.97	19.60	7.77	27.37	59.34	7.67	67.00	122.47	6.85	129.31
	50	8.71	7.81	16.50	7.36	7.81	15.15	16.46	7.81	24.25	51.20	7.70	58.89	108.72	6.81	115.52
	75	13.34	6.93	20.26	9.61	6.93	16.53	12.21	6.93	19.13	36.86	6.84	43.69	83.27	6.03	89.30
8%	25	7.42	7.30	14.72	6.86	7.30	14.16	12.05	7.30	19.35	36.62	7.30	43.92	92.40	7.23	99.62
	50	8.06	7.26	15.31	7.22	7.26	14.46	11.06	7.26	18.31	33.41	7.26	40.66	86.04	7.18	93.21
	75	11.30	7.33	18.62	9.54	7.33	16.86	9.66	7.33	16.97	25.46	7.33	32.78	68.59	7.25	75.83

表 5–3 ^{241}Am-Be 刻度数据和蒙卡计算的 χ^2 结果。



a) DD　　b) AmBe

图 5–3 蒙卡和核反冲刻度数据的能谱比较。

其中 H_1 和 H_2 分别代表数据和蒙卡的能谱。i 代表直方图中的第 i 个 bin。当蒙卡和数据的能谱越接近时，H_2 就和 H_1 越相似，整体计算得到的 χ^2 也就越小。因此，比较不同参数取值下，计算得到的两个直方图的 χ^2 值，找到最小值，便能得到最佳的散射次数的定义。受限于算力，PandaX-4T 实验没有对公式 5–1， 5–1 中的参数做严格的细致扫描，而是根据 PandaX-I 和 PandaX-II 经验，取了一些分立的参数集合。探测效率和数据质量筛选效率导致了能谱在极低能的差异十分明显。所以计算 χ^2 的时候没有考虑到 2 keV 以下的能谱贡献。由图 5–3可以看出，^{241}Am-Be 的能谱是类似指数衰减形状的，在 9-16 keV 区间内它不像 DD 的中子核反冲能谱有一个明显的全反射峰。^{241}Am-Be 的计算结果受效率的影响更大。因此最佳的散射次数的定义参数采用了 DD 刻度的计算结果。表 5–3和表 5–2 展示了 ^{241}Am-Be 和 DD 的 χ^2 不同能量区间内的 χ^2 计算结果。由表 5–2可知，最佳值为：

$$\begin{aligned} P_1 &= P_2 = 6\% \\ T_1 &= 75\ \text{PE} \\ T_2 &= 3\ \text{keV}_{\text{nr}} \end{aligned} \tag{5–4}$$

需要说明的是，平均而言，$S2$ 大小为 75 PE 的事例，能量沉积仅约为 1 keV_{nr}。由于现有的蒙卡中没有考虑到涨落，与 T_1 对应的蒙卡参数 T_2 达到了 3 keV_{nr}。今后的更精细的蒙卡模拟可以将这部分涨落也加入到 GPU 拟合中去。但在现有的蒙卡模拟框架下，这不失为一个有效的方法。

5.4　多次散射数据的质量选择条件

除了单次散射事例外，核反冲刻度数据中的多次散射事例，也是研究探测器性能和估计本底的有力工具。为了排除掉噪声干扰和其他未知的异常信号的影响，需要对这些多次散射事例添加质量选择条件 (Quality cut)。不管是 $S1$ 还是 $S2$，多次散射产生的信号，都和单次散射的信号稍有不同。但是多次散射产生的 $S1$ 和 $S2_{max}$ 仍旧需要满足单次散射的质量选择条件。非最大的 $S2$ 的某些变量分布和 $S2_{max}$ 表现十分接近，可以用来定义多次散射的质量选择条件。单次散射事例可能是暗物质候选事例，因此单次散射事例的质量选择条件要更严格。多次散射事例只是辅助工具，它的质量选择条件应尽可能宽松。甚至有些质量条件对多次散射的情况不适用，应当酌情作出修改。这些质量选择条件包括：扩散关系 (Diffusion relation)，$S2$ 的波形形状质量条件 (Single $S2$ shape)，位置重建质量条件 (Position quality)，非最大 $S1$ 和最大 $S2$ 的无效信号电荷的质量条件 (qElse)。

扩散关系

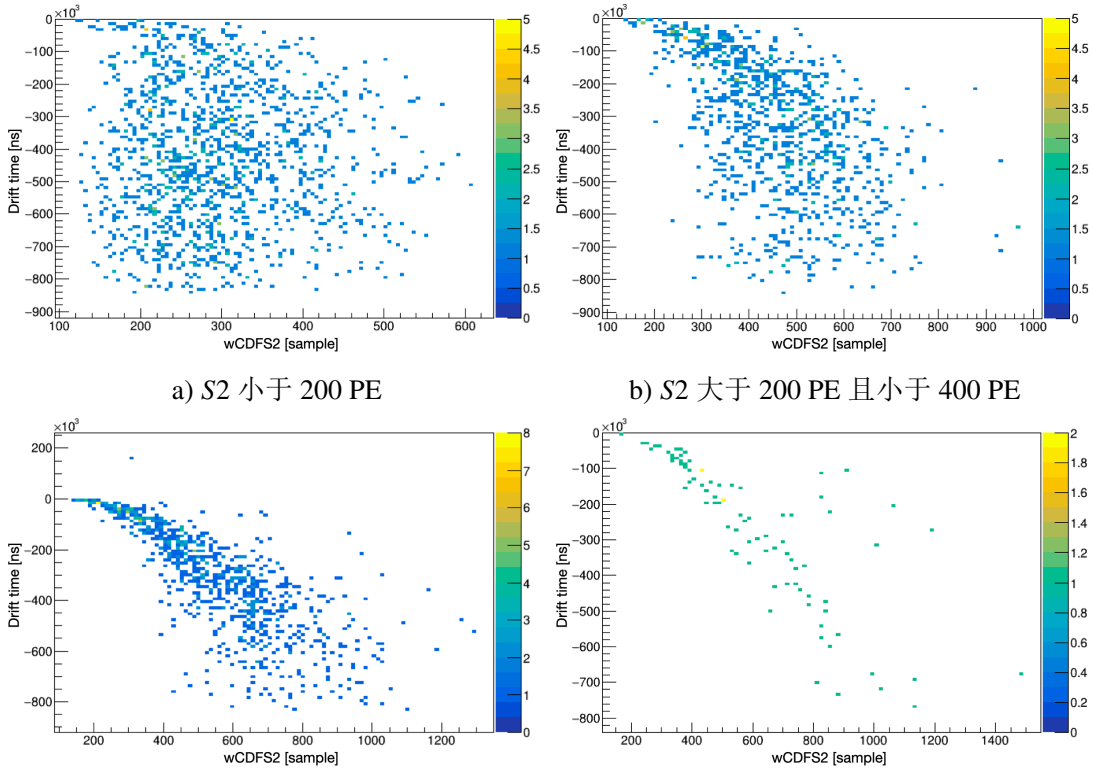
反冲事例产生的电子团在漂往液氙液面时，由于电子与电子之间的库伦排斥力，电子团的等效半径会变大，进而导致 $S2$ 的信号宽度也会变大。漂移时间越长，$S2$ 的信号宽度也越长。PandaX-4T 的数据中观测到了这种明显的扩散关系 (Diffusion relation)。核反冲刻度数据中，多次散射事例的扩散关系如图 5–4所示。$S2$ 的电荷量越大，扩散关系越明显。因为当 $S2$ 电荷量小时，电子团包含的电子数也少，其本身的随机涨落主导了 $S2$ 的宽度变化。扩散关系是一种重要的单次散射质量选择条件。它可以有效去除掉偶然符合本底事例。但是对于多次散射中非最大的 $S2$，它们本身电荷量相对较小，$S2$ 宽度受电子运动的随机涨落更明显。因此，扩散关系并没有被纳入多次散射的质量选择条件。

$S2$ 的波形形状质量条件 (Single $S2$ shape)

$S2$ 的波形相关变量，如宽高比等，应当和 $S2$ 的电荷量满足一定的关系。如果一个 $S2$ 波形宽度太小或者高度太高，它便有可能是混有打火信号或其他未知来源的 $S2$ 信号。多次散射中次大 $S2$ 在该质量选择条件的参数空间分布如图 5–5所示。在单次散射事例中，该质量选择条件也可以去掉部分的偶然符合本底。数据分析的过程中，曾出现过该条件过于严格的情况，如图 5–5中的浅蓝色实线。这样会导致效率的损失。利用多次散射中的次大 $S2$ 的分布，可以调整该选择条件至图中的 5–5红线，减少效率损失的同时，仍能去除偶然符合事例。

位置重建质量条件 (Position quality)

PandaX-4T 探测器通过 $S2$ 在顶部光电倍增管阵列的光分布来重建事例水平方向的位置。位置重建算法已经在章节 4.4.3介绍。其中，用来进行物理分析的方法



a) *S*2 小于 200 PE　　b) *S*2 大于 200 PE 且小于 400 PE

c) *S*2 大于 400 PE 且小于 1000 PE　　d) *S*2 大于 1000 PE

图 5–4 多次散射事例中次大的 *S*2 的扩散关系。横轴为次大的 *S*2 的 90% 电荷对应的宽度。纵轴为次大 *S*2 对应的漂移时间。

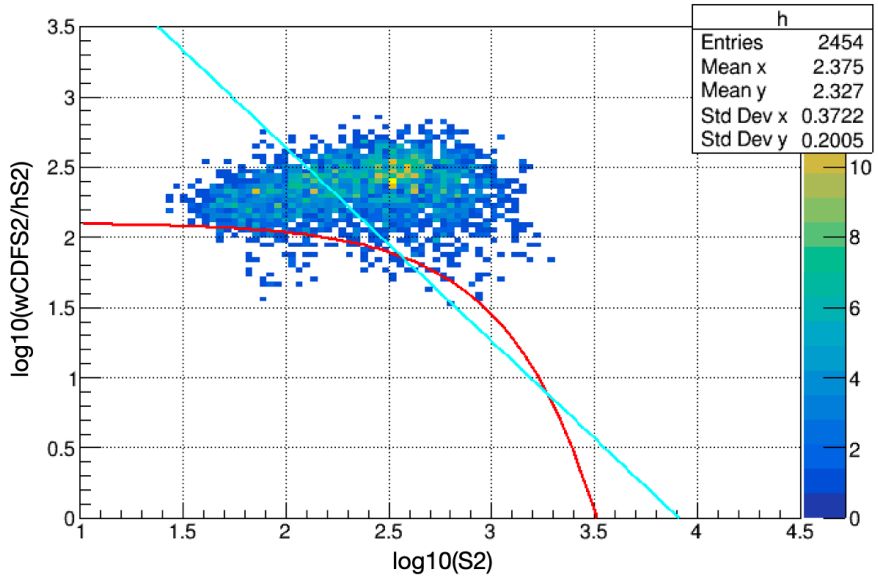


图 5–5 多次散射中次大 *S*2 在 $\log_{10}(\mathrm{wCDF}S2/\mathrm{h}S2)$ 和 $\log_{10}(S2)$ 参数空间上的分布。浅蓝色实线是过于严格的质量条件。红色曲线是调整过后的质量条件。

只有三种。跟据每两种位置重建算法之间的差别可以建立位置重建相关的质量条件。模板匹配法和改进的重心法的重建位置差别 dr(TM COG) 见图 5–6a。在单次散射事例中，该变量被限制为不大于 100 mm。在多次散射事例中，该条件被放松到 200 mm。模板匹配法和光接收函数法的重建位置差别的平方 dr2(TM PAF) 如图 5–6b所示。单次散射和多次散射事例中，该变量的限制都很宽松，为小于 5×10^3 mm^2。光接收函数法的计算结果的可信度由最似然概率 (Likelihood) 描述。多次散射事例的次大 $S2$ 的该变量分布见图 5–6c。单次散射事例的质量条件要求该最似然概率大于 2.2。在多次散射事例中，它没有被限制。最后一个位置重建相关的变量是模板匹配法重建结果的方均根 (root mean square, RMS) 值。它的分布如图 5–6d。单次散射中该变量被要求小于 300。但是对于多次散射，该变量的限制应该被放松到 411(5σ)。

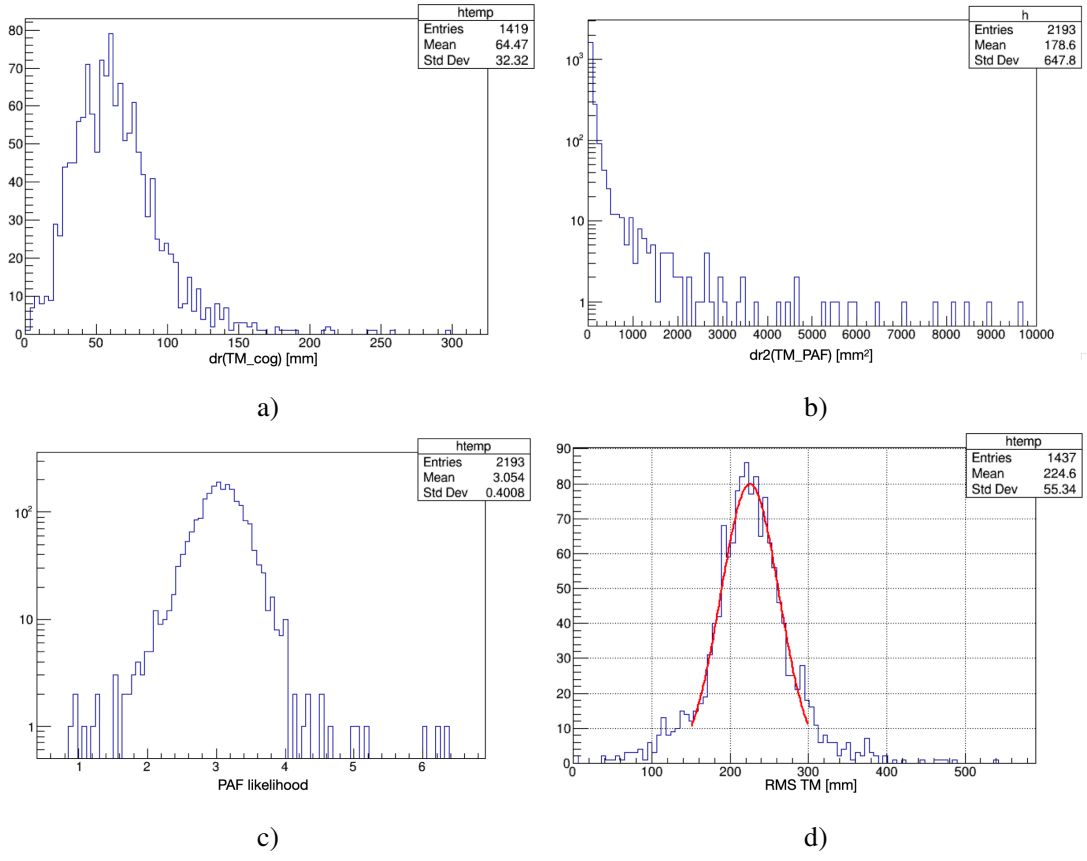


图 5–6　多次散射事例中次大的 $S2$ 位置重建相关变量分布。

非最大 $S1$ 和最大 $S2$ 的无效信号电荷的质量条件 (qElse)

一个事例的波形除了由该事例能量沉积产生的 $S1$ 和 $S2$ 之外，还有许多未知的不相关的信号，它们被称之无效信号 (qElse)。这部分信号可能是来自于上一个

高能事例的拖尾电荷，也可能来自于探测器内部的极微弱的打火。一般而言，这种无效信号越多，代表波形越脏，事例反冲能包含的信号电荷越容易被算错，该事例的纯净度也越低。这种无效信号的发生率随着探测器状态不同而改变。典型情况下，当核反冲刻度时，电子学带宽达到了 75 MB/s，这种无效信号的发生率也越高。而当探测器处于暗物质取数阶段时，电子学带宽仅 20 MB/s，这种无效信号的发生率也越低。单次散射事例中，对该无效信号的质量要求比较严格。它分为三部分：$S1$ 信号发生之前，$S1$ 与 $S2_{\mathrm{max}}$ 信号发生之间，$S2_{\mathrm{max}}$ 信号发生之后的无效信号电荷都不超过一定的比例，即

$$\begin{cases} \mathrm{qElseBeforeS1max} < 5.03875\ \mathrm{PE} \\ \mathrm{qElseAfterS2max/qS2max} < 0.191681 \\ \mathrm{qElseBetweenS1S2max} < 32.1328\ \mathrm{PE}\ \ \mathrm{if}\ \ \mathrm{qS2BCmax} \leq 1500\ \mathrm{PE} \\ \mathrm{qElseBetweenS1S2max/qS2max} < 0.03\ \ \mathrm{if}\ \ \mathrm{qS2BCmax} > 1500\ \mathrm{PE} \end{cases} \tag{5–5}$$

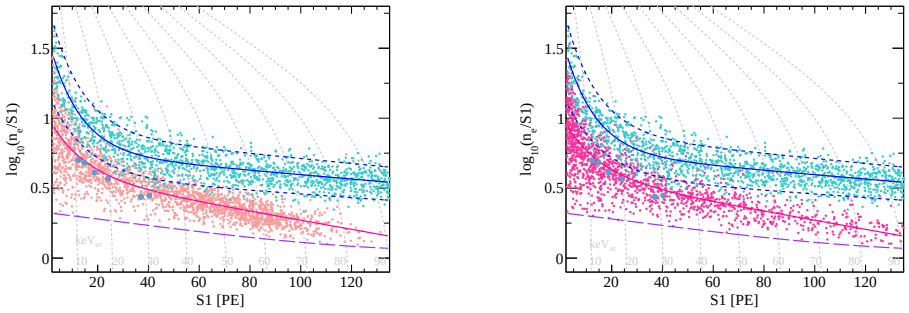
在多次散射事例中，显然该质量条件应该做出调整。因为 $S1$ 和 $S2_{\mathrm{max}}$ 之间、$S2_{\mathrm{max}}$ 之后的多个 $S2$ 都是多次反冲事例产生的有效信号。基于此，在多次散射事例中，无效信号的电荷质量条件被放宽为：

$$\mathrm{qElseBeforeS1max} < 5.03875\ \mathrm{PE}. \tag{5–6}$$

5.5 信号模型的构建

在置信体积内，在 2 PE 到 135 PE 的 $S1$ 信号范围内，PandaX-4T 共采集到 1393 个 ^{220}Rn 产生的低能电子反冲事例、2638 个 DD 刻度源产生的低能中子核反冲事例和 2811 个 ^{241}Am-Be 刻度源产生的低能中子核反冲事例。基于 WIMP 暗物质与氙发生核反冲的假设下，若能选定特定的感兴趣信号范围 (Region of interest，ROI)，去掉大部分电子反冲信号，同时保留可观的核反冲信号，便能极大的压低本底水平。PandaX-4T 探测器这种两相型氙探测器能做到这一点。通常情况下，核反冲事例的电离密度要高于电子反冲，核反冲事例的 $S2/S1$ 比值要明显低于电子反冲。在 $\log_{10}(n_{\mathrm{e}}/S1)$ vs. $S1$ 图上的核反冲中位线以下的区域中，电子反冲信号较少而核反冲事例还能保留约 50%。其中 $n_{\mathrm{e}} = S2_{\mathrm{b}}/\mathrm{EEE}/\mathrm{SEG}_{\mathrm{b}}$。PandaX-4T 实验的电子反冲和核反冲刻度数据在 $\log_{10}(n_{\mathrm{e}}/S1)$ vs. $S1$ 图上的分布如图 5–7所示。两图中的蓝点为 ^{220}Rn 产生的低能电子反冲刻度事例，红点为核反冲刻度事例。蓝色实线和蓝色虚线分别代表了电子反冲刻度数据的中位 (Median) 线和 95% 分位数 (Quantile) 线。红色实线代表了核反冲刻度数据的中位线。紫色虚线代表了核反冲

事例 99.5% 的接收曲线。它主要是为了去掉表面本底事例。红色实线和紫色虚线之间的区域便是 PandaX-4T 实验的感兴趣信号范围。数据中的“中子-X”事例能造成的 $S1$ 占比过高，影响事例的整体分布和中位线的位置。因此只选取了漂移时间在 120 到 520 μs内的事例来确定核反冲事例的中位线。探测器对电子反冲事例的分辨能力通常用电子反冲事例由于高斯涨落泄漏到核反冲中位线以下的比例来描述。图 5–7中较大的六个蓝点便是电子反冲泄露事例。计算可得，电子反冲事例泄漏比例约 0.43%。



a) DD 核反冲刻度数据和 ^{220}Rn 电子反冲刻度数据。

b) ^{241}Am-Be 核反冲刻度数据和 ^{220}Rn 电子反冲刻度数据。

图 5–7　刻度数据在 $\log_{10}(n_e/S1)$ vs. $S1$ 图的分布。

通过拟合核反冲和电子反冲刻度中的单次散射数据，PandaX-4T 实验得到了 NEST 2.0 模型中的最佳参数。拟合过程中考虑了双光电子发射的影响、探测器的各种参数 (PDE，EEE，$\mathrm{SEG_b}$) 的影响、电子寿命的影响、位置非均匀性的影响、电子学“零压缩”模式的影响、$S2$ 重聚类处理的影响等。最终得到的 PandaX-4T 信号模型和刻度数据的 $S1$ 电荷谱、$S2_\mathrm{b}$ 电荷谱和等效电子反冲能谱的比较如图 5–8、图 5–9、图 5–10所示。模型和数据符合的很好。这说明最佳拟合的 NEST 2.0 模型能够正确描述 PandaX-4T 的数据，并且能够产生符合探测器响应的暗物质信号和本底事例的 $S1$、$S2_\mathrm{b}$ 变量分布。

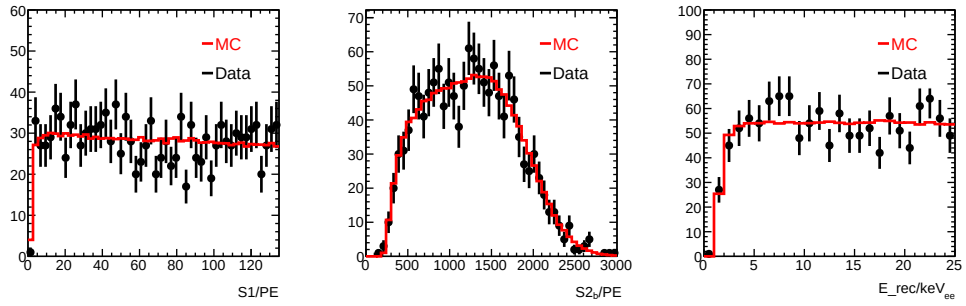


图 5–8 ^{220}Rn 电子反冲模型和刻度数据的比较。

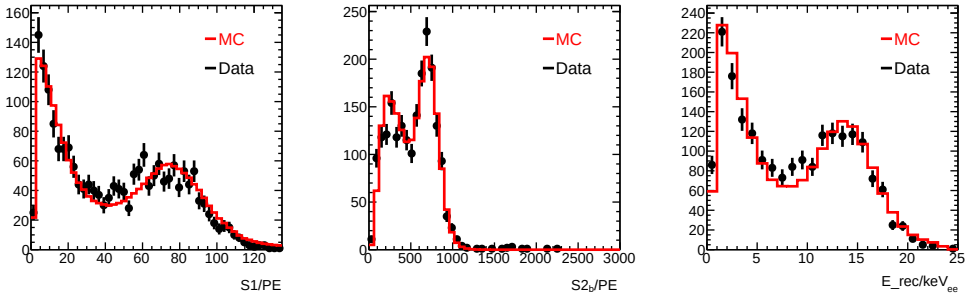


图 5–9 DD 核反冲模型核和刻度数据的比较。

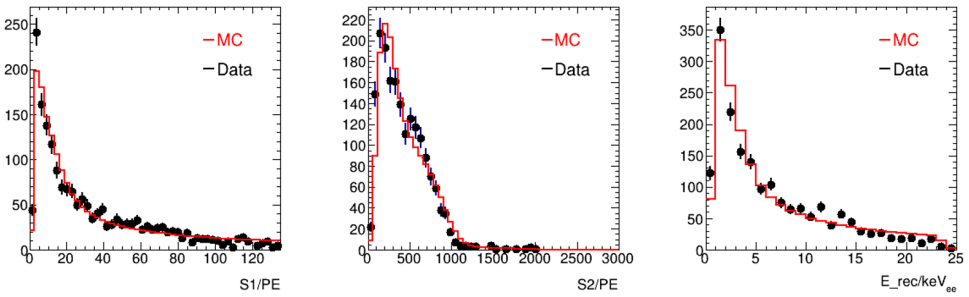


图 5–10 ^{241}Am-Be 核反冲模型和刻度数据的比较。

第六章　PandaX-4T 实验的核反冲本底和其他本底

WIMP 暗物质与氙核的反冲信号的事例率极低。PandaX-4T 实验自然需要对本底水平进行严格的控制。之前的章节已经介绍过，实验探测器中所使用的材料和器件包括特氟龙、铜、线缆、光电倍增管等。低温和真空容器包括内罐和外罐。这些材料都会用位于锦屏地下实验室的高纯锗探测器或位于北京大学物理学院的 ICP-MS 进行测量。根据测量结果，实验会挑选放射性低的材料。除此之外，实验还会通过精馏去除氙中的放射性元素 ^{85}Kr。另外，探测器本身由于高压电极表面的放电打火会显著增加孤立 *S*1 或孤立 *S*2 信号的事例率。这只能通过降低电压或者反复训练来避免。另一项需要注意的是，实验中进行内源注入时，要避免引入长寿命的痕量放射源。最终，PandaX-4T 探测器还需要精确估计本底水平，并通过上一章的信号模型给出各个本底的 *S*1 和 *S*2 信号分布。在暗物质能区内，PandaX-4T 实验的本底主要可以分为四类：电子反冲本底，核反冲本底，偶然符合本底和材料表面本底。其中核反冲本底的估计是本论文作者在 PandaX-4T 实验中的重要工作之一。

6.1　核反冲本底

WIMP 暗物质与氙的碰撞事例是核反冲单次散射事例。在 PandaX-4T 探测器内，中子也能产生和暗物质信号一样的核反冲单次散射事例。因此，中子本底是 PandaX-4T 实验中的一种重要本底。宇宙线会被锦屏山体屏蔽。岩石表面产生的中子因为远离探测器，同时又因为高纯水的屏蔽，达不到探测器的灵敏区域。这两部分产生的中子可以忽略不计。探测器材料本身产生的中子便成为了 PandaX-4T 实验中子本底的主要来源。太阳产生的中微子也可能因为相干弹性散射[107] 的过程在 PandaX-4T 探测器内产生核反冲单次散射的本底事例。因此太阳中微子也会贡献一部分核反冲本底事例。

6.1.1　中子本底

材料表面的长寿命放射性元素还能产生中子核反冲本底事例。有些放射性核素衰变时，能放出 α 粒子，如 ^{235}U、^{238}U 和 ^{232}Th 衰变链上的部分核素。这些 α 粒子与探测器材料本身含有的某些核素，比如特氟龙中的氟 (F)、PMT 制备材料陶瓷中的铝 (Al)，能够发生 (α，n) 反应[73, 108] 产生中子。还有另一类反应可以产生中子，比如 ^{238}U 的自发裂变 (Spontaneous fission)。这两种反应是探测器内的中

子的主要来源。它们的反应过程示意图如图 6–1所示。中子又有可能在探测器内发生多次散射，如图 6–2所示。单次散射核反冲 (Single scattering nuclear recoil) 事例会成为暗物质直接探测的本底事例。除此之外，中子本底事例中，还存在“中子-X”事例。这部分事例除了在灵敏区域内产生一次能量沉积之外，还在阴极和底部屏蔽极之间的液氙区域产生的能量沉积。在真实的探测器中，中子-X 事例在该部分液氙区域产生了能量沉积，但是因为电子无法漂移到液面处产生 *S*2 信号，所以仍旧被判定为单次散射事例。“中子-X”事例的 *S*2 与 *S*1 的比值因为混入的多次散射的 *S*1 而偏低。因此中子本底又分为两部分：纯中子和中子-X。

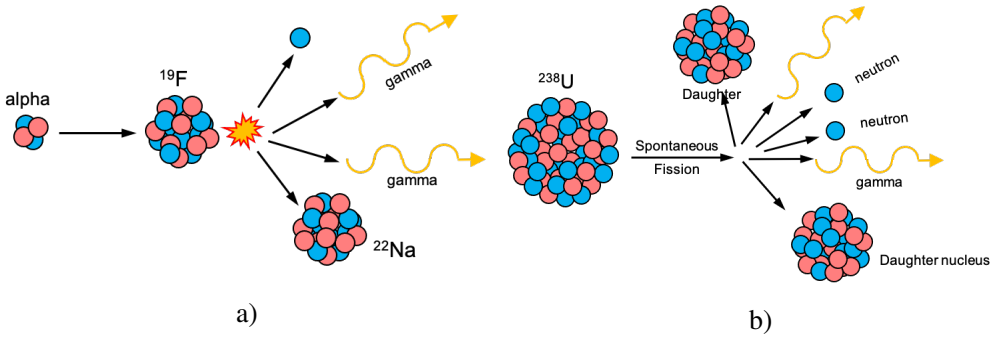


图 6–1 a) ^{19}F 的 (α，n) 反应。b) ^{238}U 的自发裂变反应。图中的蓝圈代表中子。红圈代表质子。

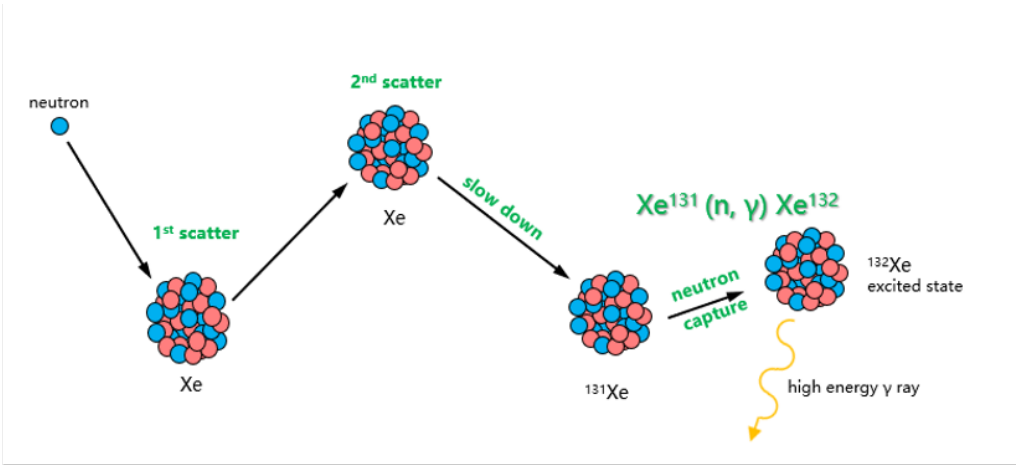


图 6–2 中子在探测器内的多次散射和被俘获过程示意图。

6.1.1.1 蒙特卡罗模拟方法

由 (α，n) 反应或 ^{238}U 的自发裂变产生的中子本底的个数可以由蒙特卡罗模拟的方法得到。首先，在探测器搭建之前，各个部件的放射性会由高纯锗探测器[47]

Component	(α,n)				SF
	^{235}U	^{232}Th	^{238}U$_e$	^{238}U$_l$	^{238}U$_e$
SS (cryostat)	3.4×10^{-7}	1.5×10^{-6}	8.3×10^{-10}	4.1×10^{-7}	1.1×10^{-6}
PTFE	8.9×10^{-5}	8.7×10^{-5}	9.4×10^{-6}	5.2×10^{-5}	1.1×10^{-6}
Kovar (PMT shell)	1.6×10^{-7}	9.0×10^{-7}	7.6×10^{-11}	2.2×10^{-7}	1.1×10^{-6}
SiO_2 (PMT window)	1.5×10^{-6}	1.6×10^{-6}	9.5×10^{-8}	9.6×10^{-7}	1.1×10^{-6}
Cirlex (PMT base)	2.2×10^{-6}	2.3×10^{-6}	3.5×10^{-7}	1.4×10^{-6}	1.1×10^{-6}
SS (PMT electrode)	3.4×10^{-7}	1.5×10^{-6}	8.3×10^{-10}	4.1×10^{-7}	1.1×10^{-6}
Al_2O_3 (PMT ceramic)	9.5×10^{-6}	1.1×10^{-5}	2.7×10^{-7}	6.2×10^{-6}	1.1×10^{-6}

表 6–1 探测器各种材料的中子产额。

或 ICP-MS[48, 49] 给出。接着，探测器材料的放射性活度和产生的中子数目和能谱之间的关系可以由计算工具或模拟给出。最后，以上述得到的中子能谱为输入，利用章节五中的探测器模型[101]，可以通过蒙卡模拟得到中子在探测器内的单次散射事例。中子本底的事例数由下式给出：

$$N_{\mathrm{ssnr}} = \sum_{ij} \left(A_{ij} \times Y_{ij} \times M_i \times P_{\mathrm{ssnr},ij}\right) \times \epsilon \times T. \tag{6–1}$$

其中，i 代表探测器的不同部件。j 代表不同的放射性衰变链。M_i 是探测器部件的质量或者计数个数。A_{ij} 是放射性的活度。$P_{\mathrm{ssnr},ij}$ 是由探测器蒙卡模拟得到的单个中子产生单次散射本底事例的概率。ϵ 代表了质量选择条件的选择效率。T 代表了探测器运行时长或本底测量的时长。Y_{ij} 是不同部件、不同衰变链的中子产额，一般通过工具 SOURCES-4A[109] 来计算。但是 SOURCES-4A 的处理过程过于理想化。它将每个由 (α，n) 反应或自发裂变反应产生的中子视为独立的粒子，进而得到的中子能谱也是按照独立的中子情况给出的。实际上，在 (α，n) 反应或自发裂变反应产生中子的同时，有一定的概率发出伽马射线，见图 6–1。这部分伽马射线也会在探测器内产生电子反冲，从而避免了该中子事例成为暗物质探测的本底事例。对此，PandaX 实验组利用 Geant4 软件库，对模拟中的中子发生器进行了改进[74, 110]，即加入了相关联的伽马射线。不同材料和放射性核素的中子产额如表 6–1所示。相应的放射性活度见表 6–2。对于不锈钢 (Stainless steel)、可伐合金 (Kovar)、聚酰亚胺 (Cirlex) 等重核元素组成的材料，(α，n) 反应的反应截面较低，利用 Geant4 模拟的效率很低。因此对这些材料的中子产额仍沿用 SOURCES-4A 的计算结果。对于其他轻核元素材料，如特氟龙、石英、氧化铝，使用 Geant4 产生的中子产额和能谱结果。^{238}U 的模拟是分前端链和后端链两部分分开模拟的。^{238}U$_e$ 代表从 ^{238}U 到 ^{230}Th 前端链。^{238}U$_l$ 代表从 ^{226}Ra 到 ^{206}Pb 后端链。

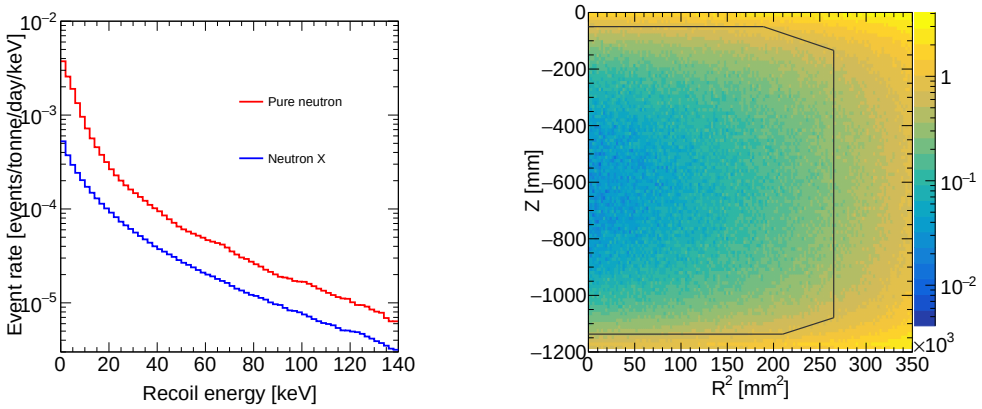
Component	Quantity	Radioactivity (mBq/unit)			
		^{235}U	^{232}Th	^{238}U$_e$	^{238}U$_l$
Inner Vessel barrel and dome (SS)	443.5 kg	0.32	2.5	30	3.2
Outer Vessel barrel (SS)	961.4 kg	5.3	3.2	41	2.0
Outer Vessel dome (SS)	396.6 kg	2.8	4.9	41	2.8
Flange (SS)	1254.5 kg	2.8	4.4	0.14	1.8
PTFE	200.0 kg	0.00010	0.041	0.015	0.015
R11410 PMT	368 pieces	5.0	2.5	26	3.2
PMT base	368 pieces	0.48	0.36	9.4	0.98

表 6–2 PandaX-4T 探测器各部件的重量或个数以及放射性活度的信息。^{238}U$_e$ 代表从 ^{238}U 到 ^{230}Th 前端链。^{238}U$_l$ 代表从 ^{226}Ra 到 ^{206}Pb 后端链。

以表格 6–1和表格 6–2 中的中子产额和放射性活度为输入放入 BambooMC 模拟中，便能得到探测器材料产生的中子在探测器内的反冲事例分布。模拟中的中子每次反冲沉积的能量、位置和时间都被记录了下来。如前所述，不是所有的中子都能成为暗物质能区的本底事例。对于模拟的反冲事例，还需要加上单次散射的选择条件，暗物质能量区间选择条件，置信体积选择条件，反符合光电管选择条件。反符合光电管的选择条件是通过比较核反冲刻度数据和蒙卡得到的。它被定为 $E_{\rm veto} < 705$ keV$_{\rm ee}$，即在反符合区域沉积的等效电子反冲能量小于 705 keV$_{\rm ee}$。通过这些选择条件的单次散射核反冲事例便是预期的中子本底事例。中子本底事例的能谱和探测器内的位置分布如图 6–3所示。最后，再结合信号响应模型给出的质量选择条件的效率 (见图 6–4)，便能得到最终中子本底的个数。由于 PandaX-4T 试运行期间不同数据集的电场设置不一样，导致了质量选择条件的效率在数据集 1-2 和数据集 3-5 之间略有差别。每种材料产生的中子本底事例的个数总结在了表 6–3中。由表可知，光电倍增管和内外罐贡献了绝大部分的中子本底。

6.1.1.2 基于数据的估计方法

蒙特卡罗模拟的方法过于依赖于材料样品的活度测量结果，没有其他来自于数据的信息限制。材料样品的活度和真正用在探测器上的材料之间可能的差别是个未知数。考虑到中子在探测器中的运动过程，中子除了能产生单次散射的本底事例外，还能产生多次散射事例和中子俘获事例 (如图 6–2)。PandaX-4T 探测器中典型的中子俘获事例来自于 ^{131}Xe(n，γ)^{132}Xe 反应。末态的 ^{132}Xe 不稳定，能放出一个或多个高能的伽马射线。由此可知，多次散射事例和高能的伽马射线也是中子的特征事例。因为散射次数或能量的差别，它们不会成为暗物质探测的本底。但



a)　　b)

图 6–3　a) 蒙卡得到的中子本底事例的能谱。b) 蒙卡得到的中子本底事例的位置分布。

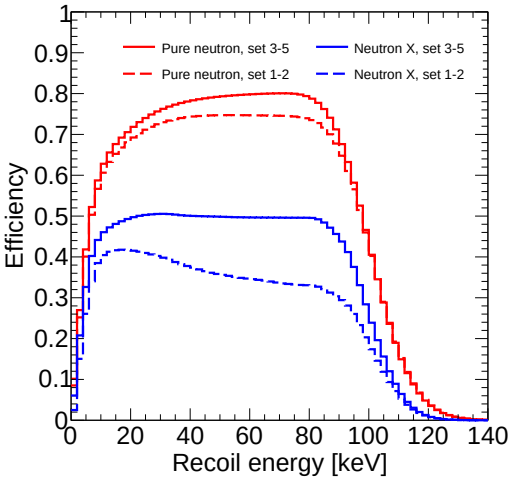


图 6–4　由 NEST 2.0 模型给出的蒙卡模拟中中子本底事例的选择效率。虚线代表数据集 1 和 2 中的选择效率。实线代表数据集 3-5 的选择效率。

Data sets	Set 1-2				Set 3-5			
Duration	14.0 days				72.0 days			
Rate	Pure neutron	Neutron X	MSNR	HEG	Pure neutron	Neutron X	MSNR	HEG
Inner Vessel	2.1×10^{-3}	2.0×10^{-4}	1.0×10^{-2}	6.5×10^{-2}	2.2×10^{-3}	2.6×10^{-4}	1.0×10^{-2}	6.5×10^{-2}
Outer Vessel	4.2×10^{-3}	4.6×10^{-4}	2.0×10^{-2}	1.4×10^{-1}	4.4×10^{-3}	5.9×10^{-4}	2.0×10^{-2}	1.4×10^{-1}
PTFE	1.4×10^{-4}	1.8×10^{-5}	1.0×10^{-3}	5.9×10^{-3}	1.5×10^{-4}	2.2×10^{-5}	1.1×10^{-3}	5.9×10^{-3}
R11410 PMT	1.2×10^{-3}	6.2×10^{-4}	7.3×10^{-3}	3.1×10^{-2}	1.3×10^{-3}	7.8×10^{-4}	7.6×10^{-3}	3.1×10^{-2}
PMT base	6.1×10^{-4}	3.5×10^{-4}	3.7×10^{-3}	2.3×10^{-2}	6.6×10^{-4}	4.4×10^{-4}	3.9×10^{-3}	2.3×10^{-2}
Total	8.2×10^{-3}	1.6×10^{-3}	4.1×10^{-2}	2.6×10^{-1}	8.7×10^{-3}	2.1×10^{-3}	4.3×10^{-2}	2.6×10^{-1}
R_{MC} pure neutron	1.0	0.2	5.0	32.1	1.0	2.4	5.0	30.3
R_{MC} neutron X	5.0	1.0	25.0	160.2	4.2	1.0	20.8	126.1

表 6–3 蒙卡模拟得到的各种事例的事例率以及相对比例。单位：个/天。

是在统计量足够时，中子产生的多次散射事例和高能伽马射线和暗物质能区的本底事例的比例是一定的。因此可以通过从数据中选取出多次散射或高能伽马射线特征事例，来估计中子在暗物质能区的本底事例数，如下式所示：

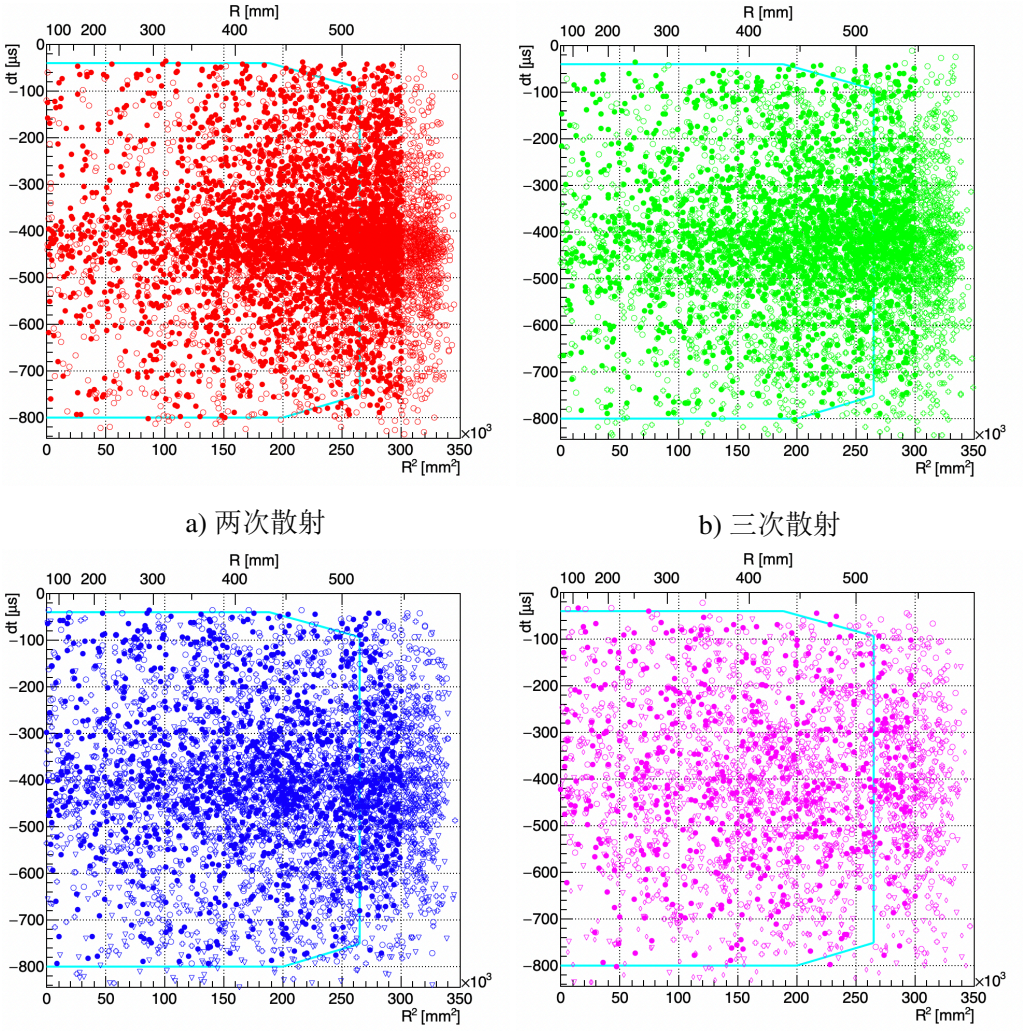
$$N_{\mathrm{SSNR}} = \frac{N_{\mathrm{feature}}}{R_{\mathrm{MC}}}. \tag{6–2}$$

N_{feature} 代表数据中的特征事例和的个数。R_{MC} 为特征事例与本底事例的比例，它只能通过蒙卡模拟得到。这种基于数据的方法虽然也依赖于蒙卡模拟得到的比例，但是它同时考虑到了数据中的中子特征事例，能对蒙卡模拟的结果进行检验。

多次散射事例的能量区间被定为 1-25 $\mathrm{keV_{ee}}$。因为在这部分能区内，核反冲刻度数据中有足够多的刻度事例能用来研究 PandaX-4T 探测器对多次散射的响应。同时，为了提高多次散射事例相对于单次散射核反冲事例比例，减小误差，多次散射事例是在一个更大的置信体积 (Large fiducial volume，LFV) 内选取的。对于电荷量最大的 $S2_{\mathrm{max}}$ 对应的散射，它的位置被限制在 LFV 之内。对于该多次散射事例中其他散射的位置没有限制。LFV 的上边界为门电极之下 52 mm。LFV 的下边界为阴极之上 58 mm。在径向上，LFV 相比于置信体积扩大到了 3×10^5 $\mathrm{mm^2}$。DD 和 ^{241}Am-Be 刻度数据中的多次散射位置分布如图 6–5和图 6–6所示。图中不同颜色数据点代表不同散射次数的事例。实心圆圈、空心圆圈、空心十字、空心三角和空心棱形分别代表 $S2$ 电荷量由大到小的对应的散射点。

核反冲刻度数据中，两次散射事例在 $\log_{10}(\sum S2_{\mathrm{b}}/\sum S1)$ 和 $\sum S1$ 图上的分布如图 6–7所示。由于数据中 $S1$ 和 $S2_{\mathrm{b}}$ 的加和，多次散射核反冲事例的 $\sum S2_{\mathrm{b}}/\sum S1$ 要比单次散射的 $S2_{\mathrm{b}}/S1$ 靠上。同时，多次散射核反冲事例也会混入多次散射的电子反冲事例。和单次散射类似，多次散射事例中，电子反冲事例的 $\log_{10}(\sum S2_{\mathrm{b}}/\sum S1)$ 比核反冲事例的值要更大些。尽管在 $S1 < 70$ PE 的部分，它们在 $\log_{10}(\sum S2_{\mathrm{b}}/\sum S1)$ 和 $\sum S1$ 分布图中仍有很大的概率重叠。单次散射事例中，核反冲中位线条件可以去掉约 99% 的电子反冲本底，同时保留约 50% 的核反冲事例。但是用多次散射来估计中子本底的情况下，需要尽可能多的保留多次散射核反冲事例。中位线条件过于严格。PandaX-4T 实验选用了一个相对宽松的 99% 上边界接受度选择条件。对于散射次数大于 3 的多次散射事例，刻度数据的统计量过少，不足以得到可靠的 99% 上边界接受度选择条件。因此该接受度选择条件只应用在散射次数为 2 或 3 的多次散射核反冲事例中。多次散射核反冲事例的中位线分布也画在了图 6–7中。随着散射次数的增加，中位线逐渐上移。

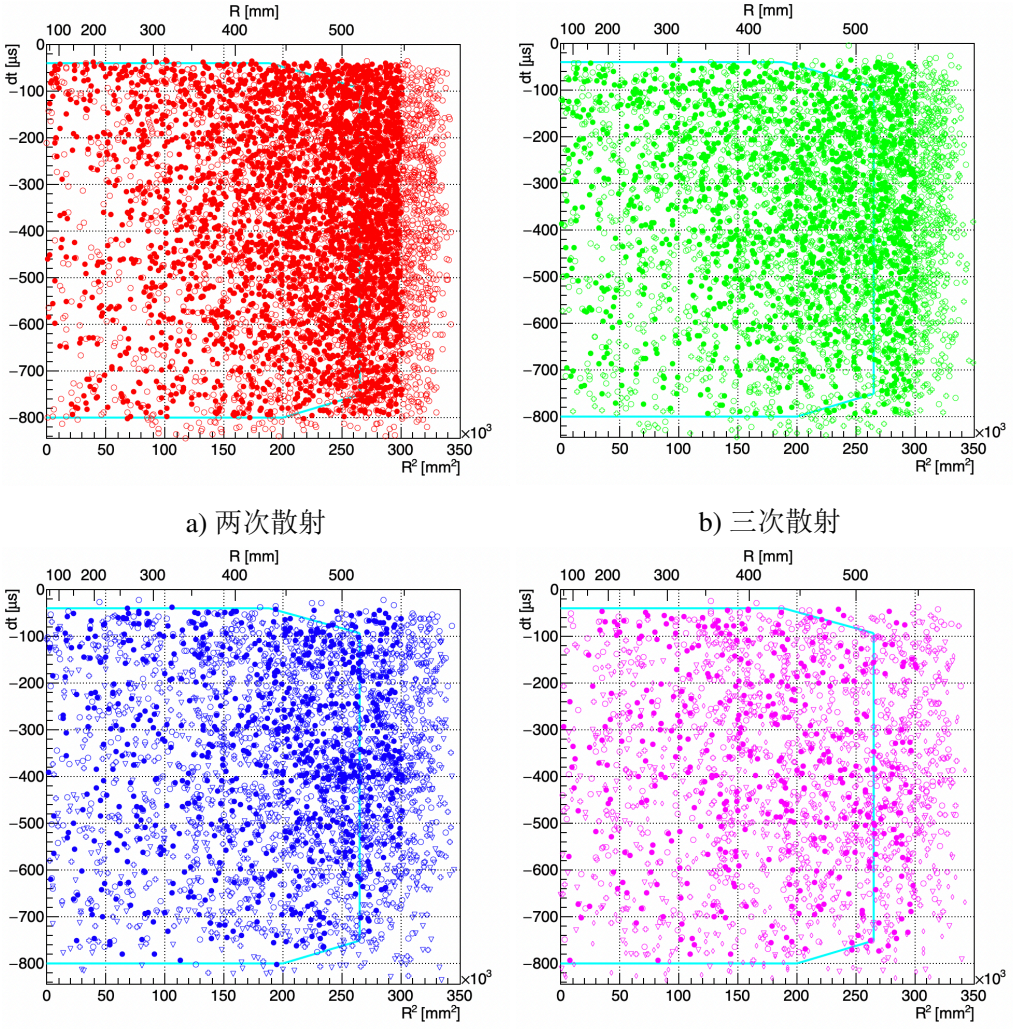
核反冲刻度数据和蒙卡模拟中多次散射事例数的比较见表 6–4。总体来看，蒙卡模拟和数据还是比较符合的。相比于数据，^{241}Am-Be 蒙卡中多次散射事例总数和单次散射的比例大了约 33%，DD 蒙卡的比例大了约 13%。这被用于评估多次



a) 两次散射　　b) 三次散射

c) 四次散射　　d) 五次散射

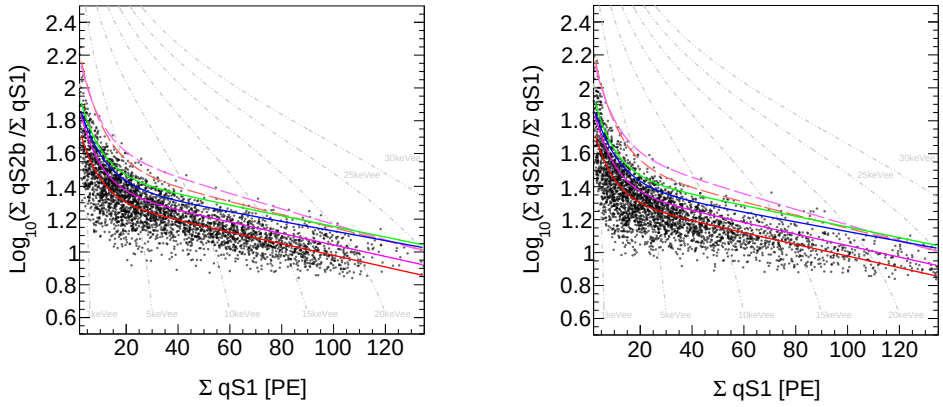
图 6–5 DD 刻度数据中多次散射事例的位置分布。



a) 两次散射　　b) 三次散射

c) 四次散射　　d) 五次散射

图 6–6 ^{241}Am-Be 刻度数据中多次散射事例的位置分布。



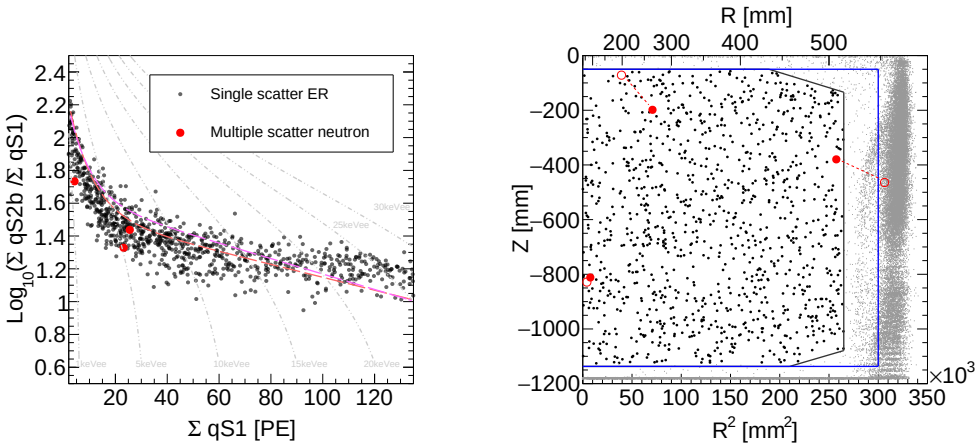
a) DD　　b) AmBe

图 6–7 核反冲刻度数据中多次散射事例的 $\log_{10}(\sum \mathrm{q}S2_\mathrm{b}/\sum \mathrm{q}S1)$ 和 $\sum \mathrm{q}S1$ 变量的分布。

散射蒙卡模拟和数据的系统误差。利用刻度数据充分了解了探测器对核反冲多次散射事例的响应之后，PandaX-4T 实验在 95 天的试运行数据中寻找多次散射的核反冲事例。加上了和刻度数据一样的选择条件之后，在数据集 3、数据集 4 和数据集 5 内各发现了一个两次散射的核反冲事例。因为这三个数据集内探测器的响应参数和探测效率相同，因此这三个数据集内的多次散射事例总数可直接相加，为 3±1.7 个。这里的误差仅为统计误差。这三个事例在 $\log_{10}(\sum S2_\mathrm{b}/\sum S1)$ 和 $\sum S1$ 图上的分布和位置分布见图 6–8。为了方便比较，试运行数据中的部分单次散射电子反冲事例也画在了图中。

	DD data	DD MC	AmBe data	AmBe MC
SSNR	2606	109932	2721	49407
MSNR (N=2)	3340	145293	3082	63362
MSNR (N=3)	1953	98508	1541	42014
MSNR (N=4)	1138	60711	751	27730
MSNR (N=5)	519	36235	397	18511
MSNR (N≤5)	6950	340747	5771	151617
HEG	71457	3165340	98450	1697100
MSNR/SSNR	2.7	3.1	2.12	3.1
HEG/SSNR	27.4	28.8	36.2	34.3

表 6–4 刻度数据和蒙卡模拟中，中子相关的各种特征事例数以及相应的比例。



a)　　b)

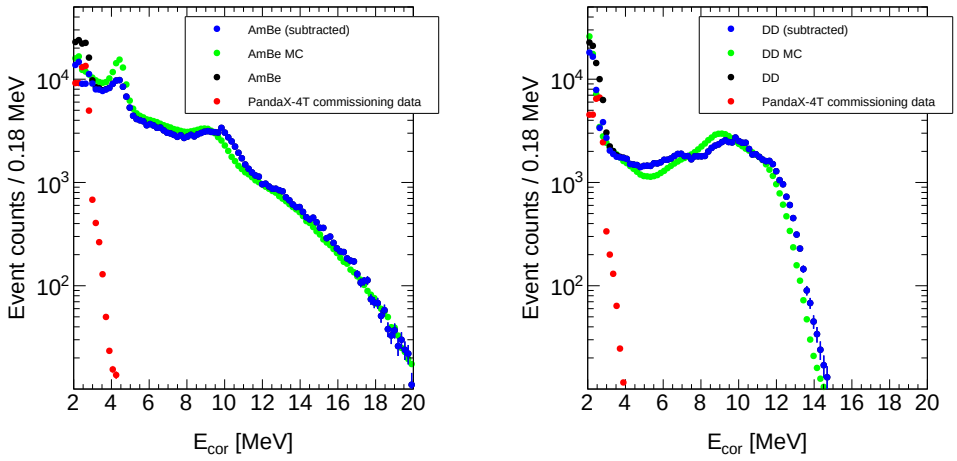
图 6–8 PandaX-4T 实验试运行数据中的低能的多次散射核反冲事例。a) 多次散射事例和单次散射事例在 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 图上的分布。b) 位置分布。

利用MeV能区的高能伽马事例 (High energy gamma，HEG) 也能对中子产生的本底进行估计。由中子俘获产生的高能伽马事例沉积的能量远大于探测器内长寿命放射性核素的电子反冲事例沉积的能量。一般来说，中子被俘获后，子核退激发过程中，会产生多个高能的伽马射线。每个伽马射线都能分别产生 *S*1 和 *S*2 信号。这意味着一个高能伽马事例的波形中，可能包含多个 *S*1 和多个 *S*2。如章节五所述，这些 *S*1 和 *S*2 的配对关系以及相应的漂移时间都无法精确得到。这对信号电荷量的修正有一定影响。为了简单起见，这个高能伽马事例中所有的非均匀性修正系数均由最大的 *S*1 和最大的 *S*2 来确定。在MeV能区，光电倍增管的饱和情况比较严重，尤其是靠近 *S*2 发光点附近的光电倍增管。这导致了重建的能量小于真实的反冲能。为了减小饱和带来的能标不准确的影响，利用能量重建公式 (4–6) 得到等效电子反冲能量后，还需要额外的修正因子来得到正确的重建能量。^{241}Am-Be 刻度数据中的高能伽马事例数更多，如 2.6 MeV(^{208}Tl)、4.4 MeV(^{12}C*) 和 9.3 MeV(^{130}Xe*)，因此选用 ^{241}Am-Be 刻度数据中的特征 γ 事例来确定额外的修正因子。修正后的高能区 (6 MeV到 20 MeV) 能量重建公式为

$$E_{\mathrm{cor}} = \begin{cases} E_{\mathrm{ee}} \times (1.046 + 2.129 \times 10^{-5} \times E_{\mathrm{ee}}) & \text{if } E_{\mathrm{ee}} \leq 8\ \mathrm{MeV} \\ E_{\mathrm{ee}} \times (1.046 + 2.129 \times 10^{-5} \times 8 \times 10^{3}) & \text{if } E_{\mathrm{ee}} > 8\ \mathrm{MeV} \end{cases} \tag{6–3}$$

其中 E_{ee} 由公式 (4–6) 得到。确定了能量重建方法之后，便需要确定中子特征事例–高能伽马事例的选择范围。基于 PandaX-II 数据分析的经验，高能伽马事例的能量区间定为 6 到 20 MeV。对于这样高能量的事例，多个 *S*2 的波形之间很大概

率会发生重叠，如图 6–10中的 $S2$ 波形。PandaX-4T 自动处理的算法中并不会将这些 $S2$ 信号一一区分，而会将其标记为一个 $S2$。这样，$S2$ 重建的水平位置误差会更大。为此，高能伽马事例是在一个扩展的置信体积 (Extended fiducial volume) 中挑选出来的。扩展后的置信体积的 R^2 限制扩大为 3.5×10^5 mm^2。为了包含更多的高能伽马事例，该 R^2 的限制十分宽松。在 Z 方向上，扩展的置信体积距离门电极和阴极的距离分别为 24 mm和 100 mm。在 2 MeV到 20 MeV的能量区间内，蒙卡模拟和数据中的电子反冲事例能谱的比较见图 6–9。图中的黑点和绿点分别代表刻度数据和蒙卡模拟的结果。红点代表 PandaX-4T 试运行的 95 天本底数据。蓝点代表刻度数据减去本底数据之后的能谱。在 2 MeV到 20 MeV的高能区内，刻度数据和蒙卡模拟的能谱形状十分吻合。相应的事例数也总结在了表 6–4中。由表可得，对于高能伽马事例的事例数，数据和蒙卡之间的差异仅为 5%。



a) ^{241}Am-Be　　b) DD

图 6–9 刻度数据中 2 MeV到 20 MeV能量区间内的能谱。

一个典型的高能伽马事例的波形如图 6–10所示。尽管 PandaX-4T 实验的算法处理链并没有对这种高能事例中波形重叠的 $S2$ 做更严格的切分，但是一些明显有区分度的变量可以被用于高能伽马事例的分析。$S2$ 波形中第一个幅度非零的点定义为该 $S2$ 的起始点。$S2$ 波形中幅度最高的点被定义为该 $S2$ 的最高峰 (Highest peak)。最高峰一半高度对应的波形宽度被定义为 FWHM 宽度 (Full width half maximum)。类似的还可以定义另一种宽度，FWHM3 宽度。FWHM3 宽度的起点即该 $S2$ 波形的起始点。FWHM3 宽度的终点为最高峰点加上 $+3\sigma$ 的高斯宽度。一般而言，FWHM3 宽度内的电荷量不包含大信号后拖尾信号的电荷。

在 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 和重建能量的图上，DD 和 ^{241}Am-Be 刻度数据中的事例

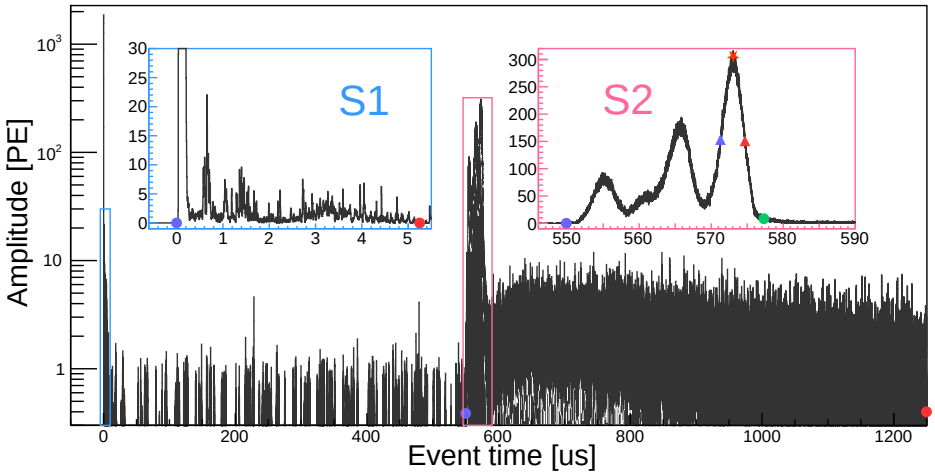


图 6–10 典型的高能伽马事例的波形。蓝点和红点分别为该事例中最大的 $S1$ 和最大的 $S2$ 信号的起点和终点。红色星形代表 $S2_{max}$ 波形中的最高峰。蓝色三角和红色三角分别代表 $S2_{max}$ 波形中 FWHM 宽度对应的起点和终点。绿点代表 FWHM3 宽度对应的终点。

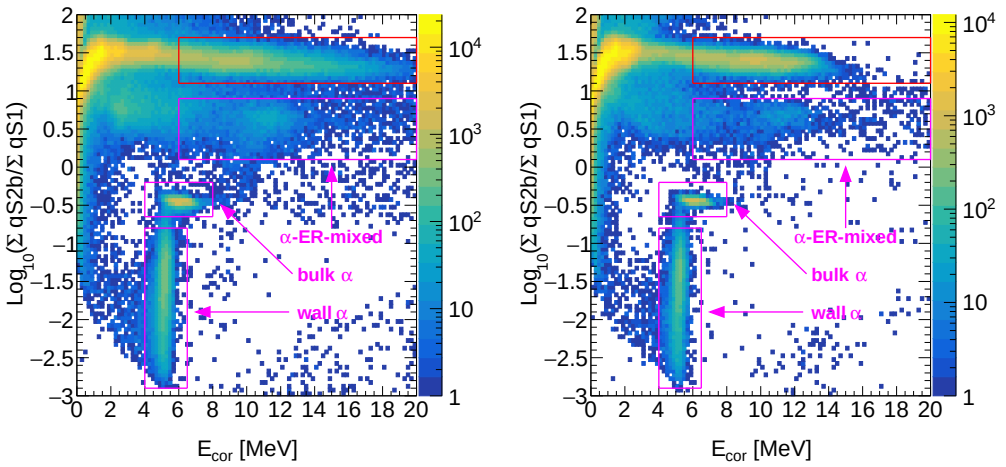
分布如图 6–11所示。高能伽马事例产生的电子反冲事例的 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 相比于 α 事例更大。在图上可以清晰看出高能伽马事例和 α 事例分布在不同的区域。高能伽马事例的选择区域为图 6–11中的红框，即 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 值在 1.1 到 1.7 之间。探测器灵敏区域靠近液氙中心部分的 α 事例 (Bulk α) 分布在重建能量 6 MeV处。这些 α 事例的 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 值约-0.5。发生在靠近特氟龙反射板位置的 α 事例 (Wall α) 主要来自 ^{210}Po。由于电子往液面漂移过程中被特氟龙反射板吸收这一特殊过程，靠近特氟龙反射板位置的 α 事例的 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 值分布在一个较大的范围内。还有另外一类和 α 相关的事例，α-ER-mixed 事例。它是由 α 事例和 2.6 MeV的电子反冲事例偶然符合造成的。2.6 MeV的电子反冲事例来自于 ^{232}Th 衰变链上的 ^{208}Tl。α 事例的 $S1$ 电荷量相比于电子反冲事例的更大。所以偶然符合的 α-ER-mixed 事例的能量也能重建在 6 MeV到 20 MeV内。但是这类事例的 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 值相比于纯电子反冲事例较小，约 0.1 到 0.9 之间。α-ER-mixed 事例可能会泄漏进高能伽马事例的选择范围 (6 MeV < E_{cor} < 20 MeV，1.1 < $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ < 1.7) 内，进而得出错误的高能伽马事例数并高估中子本底事例数。考虑到真正的高能伽马事例、α 事例和 2.6 MeV电子反冲事例的各种特征，即它们的 $S1$ 和 $S2$ 的电荷量、波形高度、波形宽度等，可以用机器学习中的增强决策树 (Boosted decision tree，BDT) 方法从高能伽马候选事例中去除掉 α-ER-mixed 事例。PandaX-4T 实验利用 ROOT 中的 TMVA 库[111]，构建了针对 α-ER-mixed 事例和高能伽马事例的增强决策树方法。如下的变量被用于甄别 α-ER-mixed 事例和

高能伽马事例。

- 电荷比的对数 (以 10 为底)。其中电荷比定义为 $S2_b$ 信号波形 FWHM3 宽度内的电荷量占总共电荷量的比例 (chargeRatio)
- 一个物理事例的波形中，信号的时间占比 (ratioTSignal)
- 最大的 $S1$ 的信号宽度 (w$S1$)
- 最大的 $S1$ 修正前的电荷量 (q$S1$)
- 次大的 $S1$ 修正前的电荷量 (q$S1$_2nd)
- 最大的 $S1$ 的波形中超过 10% 最大高度对应的宽度 (widthTen$S1$)
- 最大的 $S1$ 的波形中，10% 到 90% 电荷量对应的宽度 (w$S1$CDF)
- 最大的 $S1$ 的波形高度 (h$S1$)
- 最大的 $S2$ 修正前的电荷量 (q$S2$)
- 最大的 $S2$ 的信号宽度 (w$S2$)
- 最大的 $S2$ 的波形中超过 10% 最大高度对应的宽度 (widthTen$S2$)
- 最大的 $S2$ 的波形中，10% 到 90% 电荷量对应的宽度 (w$S2$CDF)
- 最大的 $S2$ 的波形高度 (h$S2$)
- $S1$ 信号在顶部光电倍增管接受到的电荷量和底部光电倍增管接受到的电荷量的相对比值 ($S1$Asy)
- $S2$ 信号在顶部光电倍增管接受到的电荷量和底部光电倍增管接受到的电荷量的相对比值 ($S2$Asy)

BDT 方法需要分别对信号 (高能伽马事例) 和本底 (α-ER-mixed 事例) 进行训练。其中，信号的训练数据来自于 21.6 小时的 ^{241}Am-Be 数据中的高能伽马事例。本底的训练数据来自于 30 天试运行数据中的 α-ER-mixed 事例。以上这些用于 BDT 训练的变量的分布情况见图 6–12。在 BDT 训练数据中，为了保证高能伽马事例的纯度，$S2$Asy 变量做了更严格的限制。但是这个 cut 并没有加在训练数据的 α-ER-mixed 事例中，也没有加在验证去除效率的验证集数据中。同时，从 $S1$ 相关的变量分布图中还可以观察到，α-ER-mixed 事例包含两种成分。这对应着 ^{222}Rn 和 ^{218}Po 两种 α 粒子来源。BDT 方法对信号和本底事例的响应及表现见图 6–13。由图可知，当 BDT 方法的响应值约为 0.2 时，该 BDT 方法的显著度 ($S/\sqrt{S+B}$) 开始下降，同时本底事例的去除率约 100%。因此，PandaX-4T 实验要求该 BDT 方法的响应值 ≥0.2。其余的核反冲刻度数据，包括 DD 和 ^{241}Am-Be 数据，被用于检验 BDT 方法对高能伽马事例的筛选效率。核反冲刻度数据中，高能伽马事例的 BDT 选择效率约为 100%。其余 65 天的试运行数据被用于检验 BDT 方法对 α-ER-mixed 事例的去除效率。结果表明该 BDT 方法对 α-ER-mixed 事例的去除效率也接近 100%。因

此，这种 BDT 方法可以有效的去除高能伽马事例选择区域内混入的 α-ER-mixed 事例。



a) ^{241}Am-Be　　b) DD

图 6–11 刻度数据中高能区事例的分布。阿尔法事例处于电子反冲带的下方。

和刻度数据类似，PandaX-4T 实验 95 天试运行数据中的事例也可以画在 $\log_{10}(\sum S2_b/\sum S1)$ 和重建能量的二维图中，如图 6–14所示。因为门电极电压不一样，数据集 1-2 的数据中，电子反冲事例的 $S2$ 电荷量偏小。为了保持数据分析和 BDT 方法的一致性，这两个数据集中的事例的 $S2$ 电荷量还需要乘以一个放大因子。这个放大因子是根据每个数据集的单电子增益得到的。最终，在图 6–14中的高能伽马事例选择区域 (红框) 内，有 102 个候选事例。经过 BDT 方法的筛选之后，仍旧有 36 个高能伽马事例。其中的 4±2 个事例来自于前两个数据集。其余 32±5.7 个事例来自于后三个数据集。每个数据集内高能伽马事例的数目见表 6–5。

feature event	set 1	set 2	set 3	set 4	set 5
MSNR	0	0	1	1	1
HEG	1	3	0	18	14

表 6–5 PandaX-4T 实验试运行阶段中子特征事例的个数。

6.1.1.3　中子本底的估计

上一小节的分析方法中，给出了试运行数据中两种中子特征事例的个数 (表 6–5)。结合蒙卡模拟中的相关事例数的比例 (表 6–3)，可以得到基于数据分析方法给

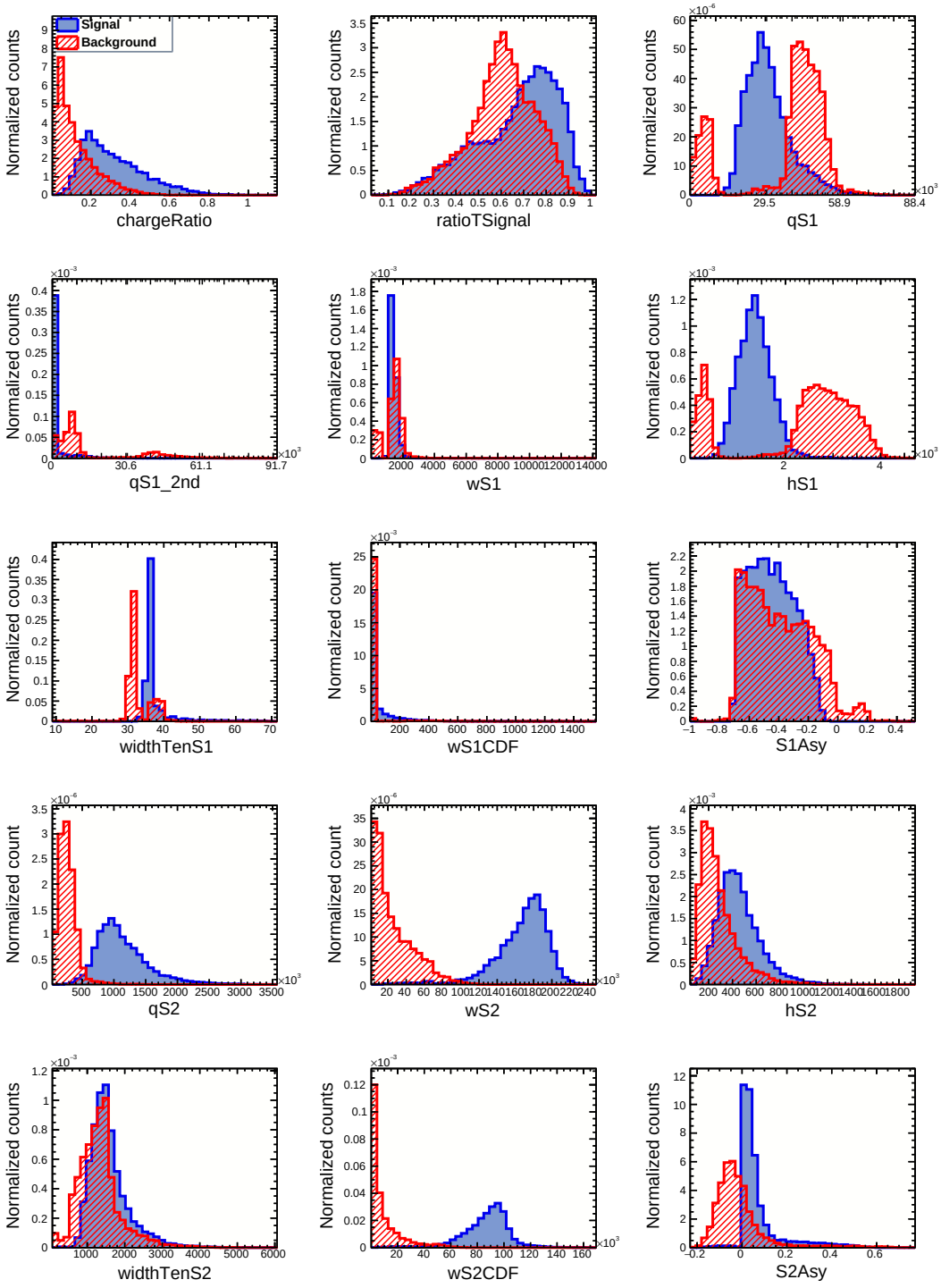
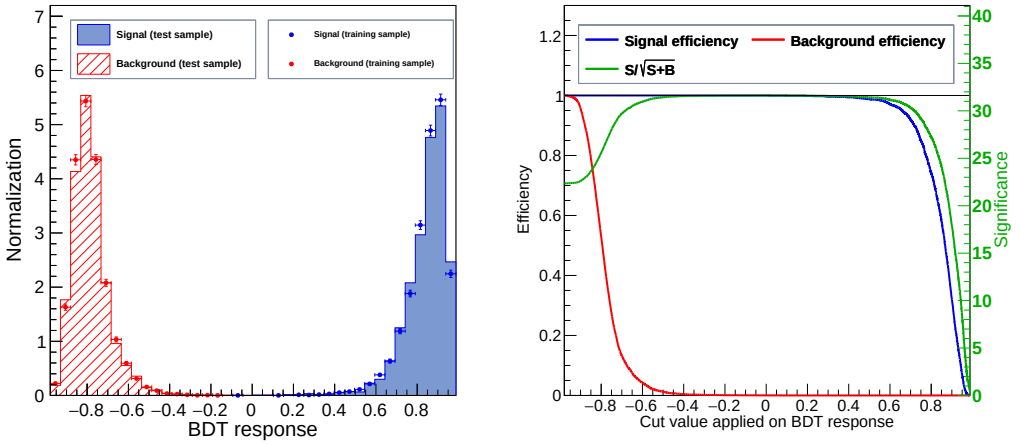


图 6–12 用于增强决策树模型训练和甄别的变量及其分布。



a)　　b)

图 6–13　a) BDT 方法关于高能伽马事例信号和 α-ER-mixed 事例的响应。b) BDT 选择条件和对应的效率曲线。

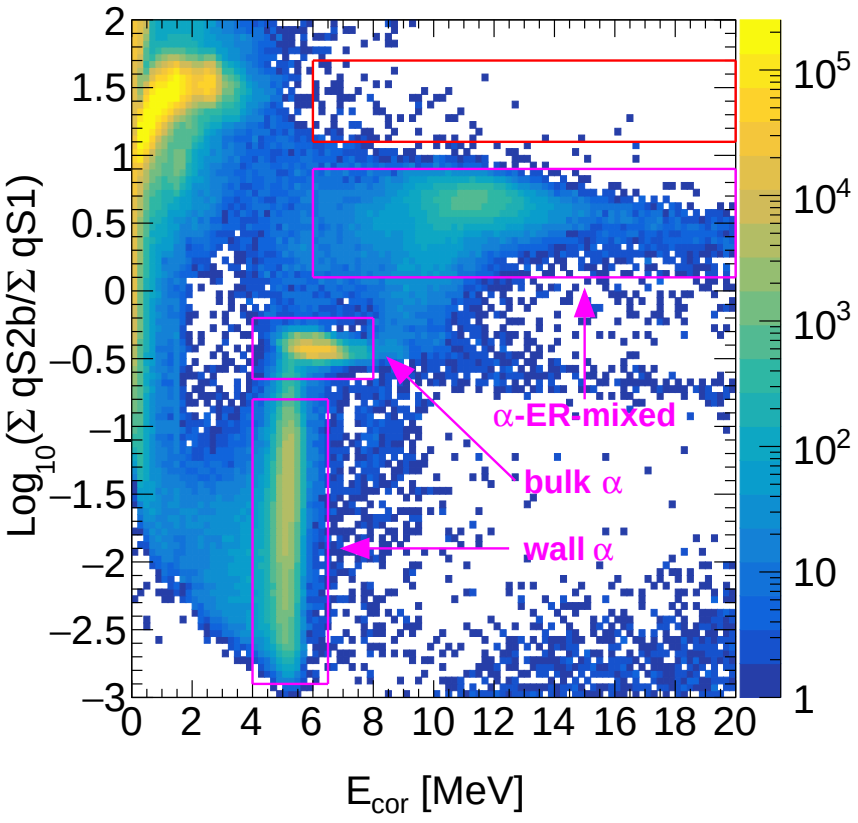


图 6–14　PandaX-4T 实验试运行阶段高能区事例的分布。

出的中子本底事例数。纯蒙卡模拟方法的误差为 52%。基于数据的方法需要同时考虑统计误差和系统误差。系统误差又可以分为两部分。一部分是由于蒙卡模拟方法造成的。这部分统计误差由刻度数据和蒙卡模拟的比较得出。另一部分来自于探测器材料放射性活度的测量。不同的放射性活度得到的中子相关事例数的比例也不一样。总体而言，多次散射事例的方法的系统误差为 40%，高能伽马事例的方法的系统误差为 20%。最终，三种方法估计的中子本底的个数总结在了表 6–6中。以误差为权重，三种方法给出的中子本底事例的加权平均值为 1.15 个。其中 0.93 个为纯中子事例，剩余 0.22 个为“中子-X”事例。

Data sets		Set 1-2	Set 3-5	Total	Average
Pure neutron	MC	0.12 ± 0.06	0.62 ± 0.31	0.74 ± 0.37	0.93
	MSNR	0 ± 0.26	0.60 ± 0.42	0.60 ± 0.68	
	HEG	0.12 ± 0.07	1.06 ± 0.28	1.18 ± 0.35	
Neutron X	MC	0.02 ± 0.01	0.15 ± 0.07	0.17 ± 0.09	0.22
	MSNR	0 ± 0.05	0.14 ± 0.10	0.14 ± 0.15	
	HEG	0.03 ± 0.01	0.25 ± 0.07	0.28 ± 0.08	

表 6–6 PandaX-4T 实验试运行期间中子本底事例的估计值。

6.1.2 太阳中微子本底

中微子的相干弹性散射过程已经被 COHERENT 实验[107] 所观测到。大部分太阳中微子由于产生的反冲能太低，不到 0.1 keV，而无法被 PandaX-4T 探测器所观测到。在 PandaX-4T 实验的暗物质能区内的主要中微子核反冲本底来自于 ^{8}B 产生的中微子[112]。与低质量的 WIMP 暗物质相比，^{8}B 中微子在 PandaX-4T 探测器内产生的反冲能谱十分相似。由理论计算[113] 和模拟可得太阳中微子产生的核反冲本底事例数为 0.6±0.3 个。

6.2 其他本底来源

6.2.1 电子反冲本底

PandaX-4T 探测器低能区的大多数事例都是电子反冲事例。这些电子反冲本底的来源主要包括：探测器材料中长寿命的放射性核素及其子体，氙中混有的氡气和氪气，^{127}Xe 产生的特征低能事例，氚化甲烷的贝塔衰变，太阳中微子和 ^{136}Xe 的双贝塔衰变。

6.2.1.1　氚化甲烷

PandaX-4T 实验发现数据中 20 keV 以下的低能区的能谱形状和氚的贝塔衰变十分相似。氚化甲烷的衰变能区刚好覆盖了暗物质能量窗口，可以很好的刻度探测器低能区电子反冲事例的响应。但它的半衰期长达 12 年。若没有有效的去除手段，在内源刻度之后，它会成为不可忽视的本底信号。LUX 实验在 2013 年使用过氚化甲烷作为低能电子反冲刻度源。之后，它通过调整气相和液相循环的流速达到了快速去除的目的。PandaX-II 实验曾在 2016 年和 2019 年两次注入氚化甲烷。但是 PandaX-II 实验通过调整气相和液相循环的流速没有完全去除掉氙中的甲烷。通过精馏，PandaX-II 实验将氚化甲烷去除至痕量级。部分 PandaX-4T 实验的氙来自于 PandaX-II 实验。所以，PandaX-4T 实验也不可避免的引入了氚本底。图 6–15中的数据点展示了试运行数据集 4 中低能区 0-30 keV 的能谱。图中的蓝线代表了理论上探测器观测到的氚化甲烷的贝塔衰变能谱。橙线为该能区其他本底事例能谱。氚化甲烷加上其他本底事例的能谱拟合结果和数据十分吻合。氚化甲烷的能谱幅度在拟合中是自由的参数。由拟合结果估计氚在氙中的含量约为 5×10^{-24} mol/mol。由于氚化甲烷的贝塔衰变会产生低能区的连续谱，而它本身又没有其他的特征事例可以标记，所以对它产生的低能电子反冲本底事例的估计只能来自于这种自由拟合。

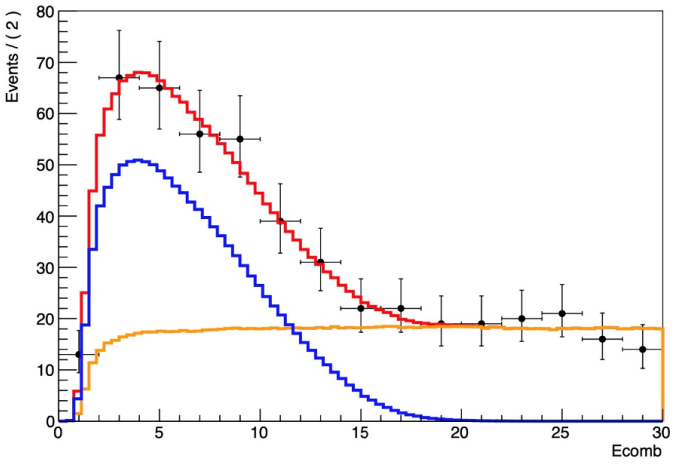


图 6–15 数据集 4 中的低能区能谱和氚化甲烷拟合结果。蓝线为氚化甲烷的拟合谱，橙线为其他本底事例的拟合谱，红线为总的拟合谱。

6.2.1.2 ^{127}Xe

PandaX-4T 探测器中含有自然丰度为 0.089% 的 ^{126}Xe。当它暴露于强度足够的中子源或者宇宙线时，会产生 ^{127}Xe。^{127}Xe 本身不稳定，会发生电子俘获衰变 (Electron capture)，半衰期为 36 天。衰变产物 ^{127}I 有 53% 概率处于能量为 203 keV 的激发态，也有 47% 的概率处于能量为 375 keV 的激发态。退激发的过程中，它会产生一个或多个 γ 射线。同时，由于壳层电子被俘获，电子轨道出现空穴。外层电子填充空穴时也会发射 X 射线或俄歇电子 (Auger electron)。其中，K 壳层电子被俘获的概率为 83%，L 层电子被俘获概率为 13%。由此产生的电子跃迁进而放出的粒子能量分别为 33 keV 或 5 keV。图 6–16形象的展示了其中的物理过程。由于这个特征，PandaX-4T 实验可以通过数据中 33 keV 电子反冲事例数来估计暗物质能区内 5 keV 的单次散射本底事例的个数。尽管 ^{127}Xe 在 PandaX-4T 探测器中是均匀分布的，但是预期的本底事例的分布并不均匀。当 ^{127}Xe 靠近探测器边缘时，33 keV 有可能向外发射。而这导致探测器内探测到的单次散射的 5 keV 电子反冲事例的概率更大。通过模拟可以得到，在置信体积内，33 keV 单次散射事例数和 5 keV 单次散射事例数之比为 6.15。而数据中，PandaX-4T 实验通过对 33 keV 附近的能谱进行拟合得到 33 keV 单次散射事例数为 75.8 个。考虑到低能暗物质能区的探测，最终实验上估计 ^{127}Xe 造成的电子反冲本底事例个数为 8.1±1.0 个。

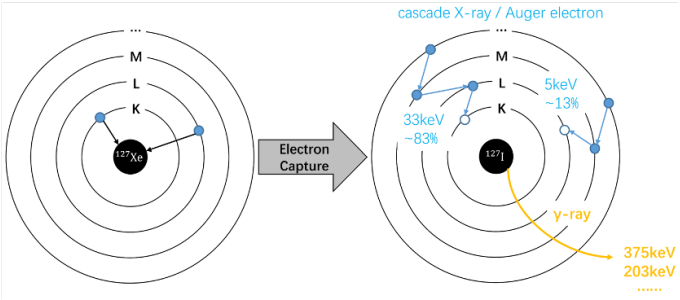


图 6–16 ^{127}Xe 衰变过程示意图。

6.2.1.3 太阳中微子本底和 ^{136}Xe 双贝塔衰变本底

PandaX-4T 实验还考虑了太阳中微子和 ^{136}Xe 造成的电子反冲本底。它们在探测器内产生的电子反冲能谱如图 6–17所示。其中具体的计算细节可以参考标准太阳模型的理论文章[114] 和 ^{136}Xe 双贝塔衰变相关的文章[115, 116]，本文不做详细介绍。

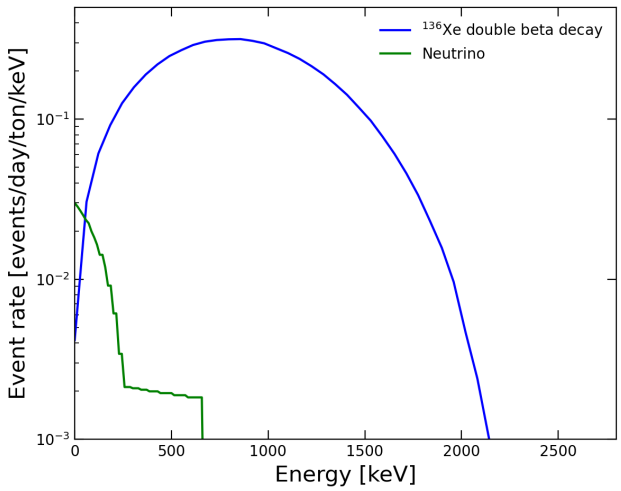
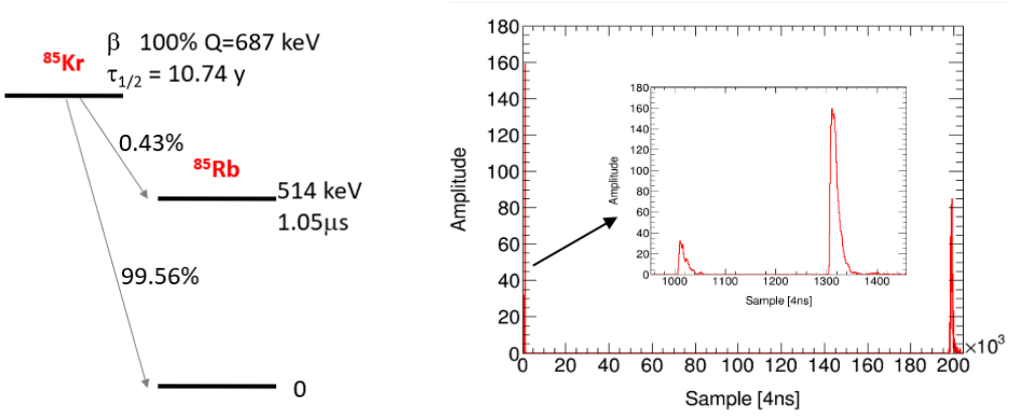


图 6–17 太阳中微子和 ^{136}Xe 双贝塔衰变在探测器内产生的电子反冲本底事例能谱。

6.2.1.4　氮

氙中溶有少量的氮气。它无法通过循环提纯的方式去除，只能利用氮氙的熔沸点不一样，通过精馏的方式去除。氙进入 PandaX-4T 探测器之前，都会进行精馏操作确保氮的含量不会显著增加。^{85}Kr 的自然丰度为 2×10^{-11}。它可以发生贝塔衰变，半衰期为 10 年。其中，99.56% 的分支发射单贝塔衰变，Q 值为 680 keV。另外，还有 0.43% 的分支会先通过 Q 值为 173.4 keV 的贝塔衰变产生亚稳态的 ^{85m}Rb。而产物 ^{85m}Rb 退激发会产生能量为 514 keV 的伽马射线。^{85m}Rb 衰变的半衰期约为 1 μs。^{85}Kr 的整个衰变过程见图 6–18a。贝塔衰变产生的电子反冲能谱是一个连续谱。因此 ^{85}Kr 有可能贡献暗物质能区的电子反冲本底事例。通过第二个分支的特征 β-γ 事例，可以估计出 ^{85}Kr 的含量。因为 ^{85m}Rb 半衰期仅 1 μs，PandaX-4T 实验数据中可能存在由 β 射线和 γ 射线偶然符合导致的两次散射事例。两次散射之间的时间差应当满足半衰期为 1 μs的指数衰减率。数据中确实观测到了这样的 β-γ 偶然符合事例。这样的事例的典型波形如图 6–18b所示。其中，一前一后两个 $S1$ 信号的电荷量正好符合 ^{85}Kr 和 ^{85m}Rb 的衰变粒子能量。而 $S2$ 由于两次能量沉积在 Z 方向上距离太近而无法区分。通过数据中的 β-γ 偶然符合事例数和蒙卡模拟，便能够估计出 ^{85}Kr 贝塔衰变在暗物质能区产生的本底事例数。在置信体积内，PandaX-4T 实验共发现了 4 个 ^{85}Kr 产生的 β-γ 偶然符合事例。进而估计出总共有 53±34 个低能的电子反冲本底事例。同时，还能够估计出氙中含有的氮约为 0.33 ppt。



a) b)

图 6–18 a) ^{85}Kr 衰变示意图。b) β-γ 偶然符合事例的波形。

6.2.1.5 氡

PandaX-4T 实验中的氙中也含有氡。如章节 2.2.4所介绍，^{220}Rn 和 ^{222}Rn 都能发生阿尔法衰变。它们子体的衰变能够在暗物质能区产生电子反冲本底。考虑到各个粒子的寿命，最主要的电子反冲本底的来源是 ^{214}Pb 的贝塔衰变。^{214}Pb 的母核是 ^{218}Po，子体是 ^{214}Bi。^{214}Bi 进而通过贝塔衰变产生 ^{214}Po。^{218}Po 和 ^{214}Po 都能通过阿尔法衰变产生能量极高的 α 粒子。其中 ^{214}Po 的半衰期较短，只有 164 μs。因此有较大概率出现由 ^{214}Bi-^{214}Po 产生的 β-α 偶然符合事例。在 MeV 量级的高能区，可以通过 α 粒子或 β-α 偶然符合事例的事例率来直接估计 ^{222}Rn、^{218}Po、^{214}Bi-^{214}Po 的活度。高能区事例的 $\log_{10}(S2/S1)$ 随能量的分布如图 6–19所示。图中能很明显的分辨出各种特征能量的 α 事例和 ^{214}Bi-^{214}Po 的 β-α 偶然符合事例。基于高能区的事例率，可以估算出 ^{222}Rn 衰变链上部分元素的活度，如图 6–20所示。图中五种颜色的阴影区域代表试运行阶段的五个数据集。数据集 4 中 ^{222}Rn 含量的上升是因为在线精馏引入的。

但是 ^{214}Pb 的准确活度并不能直接等于它的母体 (^{218}Po) 或子体 (^{214}Bi-^{214}Po) 的活度。这就是所谓的 depletion 效应[67]。衰变链上的带电核素可能在漂移电场中移动，导致了在置信体积内，衰变链上各个核素的含量呈一定的比例关系。若要准确估计出探测器内 ^{214}Pb 的活度，还需要知道 ^{218}Po、^{214}Pb 和 ^{214}Bi-^{214}Po 之间的比例。数据集 4 和数据集 5 之间由于 ^{222}Rn 含量的变化导致的高能和低能事例率的变化可以用来估计这些比例因子。由于只有两个数据点做比较，这种方法得到的比例因子的系统误差太大。最终，该方法给出的氡导致的暗物质能区的本底事例数为 347 ± 190。

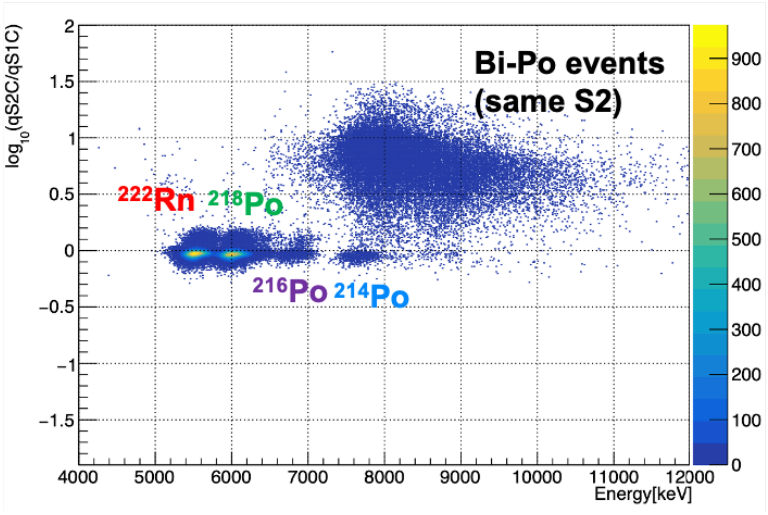


图 6–19 高能区事例 $\log_{10}(S2/S1)$ 随能量的分布。

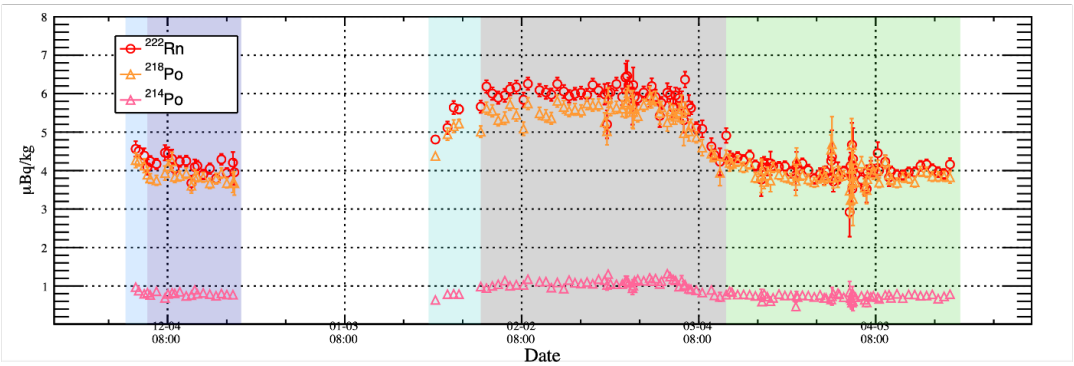


图 6–20 PandaX-4T 实验试运行期间 ^{222}Rn 及其衰变链上部分子体的活度随时间的变化。

6.2.1.6 探测器材料

探测器材料 (包括内罐和外罐) 中含有的长寿命放射性元素，如 ^{235}U、^{238}U、^{232}Th、^{40}K、^{60}Co 和 ^{137}Cs，衰变时会放出伽马射线。这些伽马射线在探测器置信体积内产生的低能电子反冲信号便会是暗物质探测的本底。这只能通过章节五介绍的蒙卡模拟的方法来估计。这种本底事例的估计方法和中子本底纯模拟的估计方法十分类似，这里不做详细介绍，仅给出蒙卡模拟结果，为 40±5 个本底事例。

6.2.2 偶然符合本底

偶然符合本底事例是由于孤立 *S*1 和孤立 *S*2 的随机配对产生的。这些孤立信号可能是电极表面打火产生的，也可能是反冲能量极小的事例产生的 (*S*1 或者 *S*2 未被接受到)，还可能是光电倍增管本身产生的暗噪声或暗电流。这类事例的 *S*1 和 *S*2 物理上并没有关联，仅仅是因为刚好出现在同一个事例的时间窗口内。但是它的 *S*1、*S*2 和重建能量也有可能和暗物质信号十分相似。PandaX-4T 实验上估计这种本底的方法如下。首先从数据中挑选出孤立 *S*1 和孤立 *S*2 信号。这种孤立信号大部分都是时间上也没有关联的未配对的信号。孤立 *S*1 的事例率为 9.5 Hz。孤立 *S*2 的事例率为 4.5×10^{-3} Hz。然后通过随机组合，人为模拟偶然符合过程。再通过添加各种质量选择条件，最终得到这种偶然符合本底事例的 *S*1、*S*2 以及位置分布。本底事例的个数可由孤立信号的事例率加上筛选效率计算得到，为 2.4±0.5 个。

6.2.3 材料表面本底

靠近特氟龙反射板附近的反冲事例产生的电子在向液氙液面处漂移的过程中，不仅会因为氙中的杂质气体的吸收而减少，还会因为特氟龙反射板的吸收而减少。特别的，^{222}Rn 气体的长寿命子体，比如 ^{210}Pb，会吸附到特氟龙反射板表面。当 ^{210}Pb 发生贝塔衰变时，部分电子在漂移过程中被特氟龙反射板吸收，导致这种 β 事例的 *S*2 电荷量明显偏小。这部分低能的电子反冲事例有可能泄漏进核反冲中位线以下的信号范围内。通过限制置信体积的 *R* 方向的范围，可以有效的减少表面本底事例的泄漏率。但是过于严格的置信体积，也会导致实验的灵敏度的下降。因此需要估计出不同 *R* 范围内，表面本底事例的个数。^{210}Po 也会吸附到特氟龙反射板上。但是它发生的是阿尔法衰变，释放能量为 5.3 MeV的 α 粒子。通过特氟龙反射板表面的 ^{210}Po 事例，可以得到表面本底事例的 *S*2 随半径 *R* 的分布以及置信体积内和置信体积外的事例的比例。利用重建在置信体积之外的却又满足暗物质能区的低能事例，可以得到表面本底事例的 *S*1 和 *S*2 的分布。结合以上两个条

件，可以得到 PandaX-4T 实验的表面本底的事例数为 0.5±0.1 个。

6.3 PandaX-4T 实验本底小结

根据以上各小节的讨论，PandaX-4T 实验将试运行阶段的各种本底事例数都给出了估计值及误差，见表 6–7。这些事例数均为在探测器置信体积内，在暗物质能区窗口内的本底事例数。它们将会被用于暗物质探测数据的本底拟合输入值。电子反冲本底中的氡、氪、材料本底、太阳中微子本底和 ^{136}Xe 本底被合并为了一类本底，即“Flat ER (data)”。他们的总的贡献可以直接由数据中 18-30 keV能区电子反冲事例中 ER 中位线之上的事例得到。因为他们的事例率在每个数据集内几乎都不变而且他们能谱的加和在低能的暗物质能区 (< 30 keV) 可以认为是平谱。通过这种直接依赖非信号区的事例来估计的方法可以减小误差。氚化甲烷的估计值来自于对每个数据集低能区能谱的拟合。核反冲本底、材料表面本底和偶然符合本底的事例率可以认为在整个试运行期间都不变。

	Set 1	Set 2	Set 3	Set 4	Set 5	Total
Rn	6.9±3.8	42.8±23.5	22.7±12.5	162.0±88.9	112.1±61.5	346.5±190.2
Kr	1.1±0.7	7.7±4.9	3.2±2.1	20.4±13.1	20.9±13.4	53.3±34.2
Material	0.8±0.1	5.7±0.7	2.4±0.4	15.2±1.9	15.6±1.9	39.7±5.0
solar ν	0.8±0.2	5.4±1.1	2.3±0.5	14.3±2.9	14.6±2.9	37.4±7.5
^{136}Xe	0.7±0.1	4.6±0.9	1.9±0.4	11.8±2.4	12.1±2.4	31.1±6.2
Flat ER (data)	4.0±2.9	54.5±10.5	12.2±4.9	240.5±21.8	180.9±18.9	492.1±31.2
CH_3T	17±5	88±11	21±6	258±24	148±17	532±32
^{127}Xe	0.19±0.04	1.08±0.25	0.96±0.22	3.99±0.92	1.91±0.44	8.13±1.07
Neutron	0.02±0.01	0.15±0.08	0.07±0.03	0.45±0.22	0.46±0.23	1.15±0.57
^{8}B	0.01±0.01	0.05±0.03	0.03±0.02	0.26±0.13	0.29±0.15	0.64±0.32
Surface	0.01±0.01	0.07±0.02	0.03±0.01	0.18±0.05	0.18±0.05	0.47±0.13
Accidental	0.04±0.01	0.32±0.05	0.03±0.01	0.99±0.18	1.05±0.21	2.43±0.47
Sum	21±6	144 ±15	34±8	504±32	333±25	1037±45

表 6–7 PandaX-4T 实验试运行期间各个数据集的本底组成。单位：事例个数。

第七章　PandaX-4T 实验的物理结果

7.1　暗物质探测的候选事例

PandaX-4T 实验试运行阶段，总共稳定取数 95 天。根据探测器取数时的噪声水平进行进一步筛选，总共剩下 86 天活时间的数据。尽管试运行阶段的数据分析并没有采用“盲分析”的方法，但是数据的质量筛选条件、信号能量范围和最终置信体积的选取都是基于刻度数据或蒙卡模拟得到的。最终，PandaX-4T 实验的暗物质信号范围定为 $S1$ 的电荷量在 2 到 135 PE 之间。经过估计，在置信体积内，探测器含有的靶物质 Xe 的质量为 2.67 吨。在这 0.63 吨 · 年的数据中，总共有 1058 个低能事例落在暗物质的信号范围内。它们在 $\log_{10}(n_e/S1)$ 和 $S1$ 上的分布如图 7–1所示。其中，只有 6 个事例分布在核反冲刻度中位线之下。这 6 个事例便是可能的暗物质候选事例。这些暗物质候选事例在探测器内的位置分布如图 7–2所示。

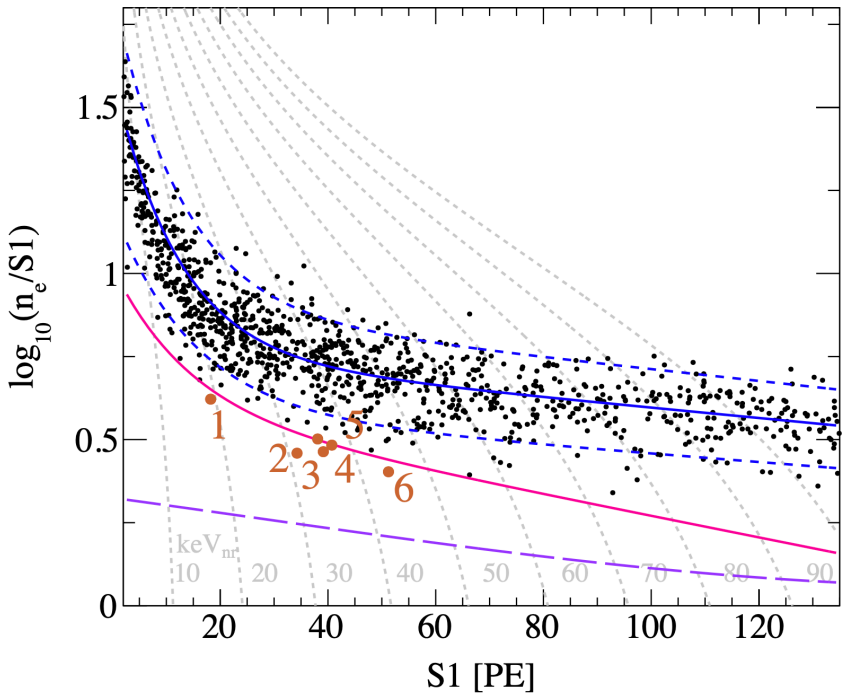
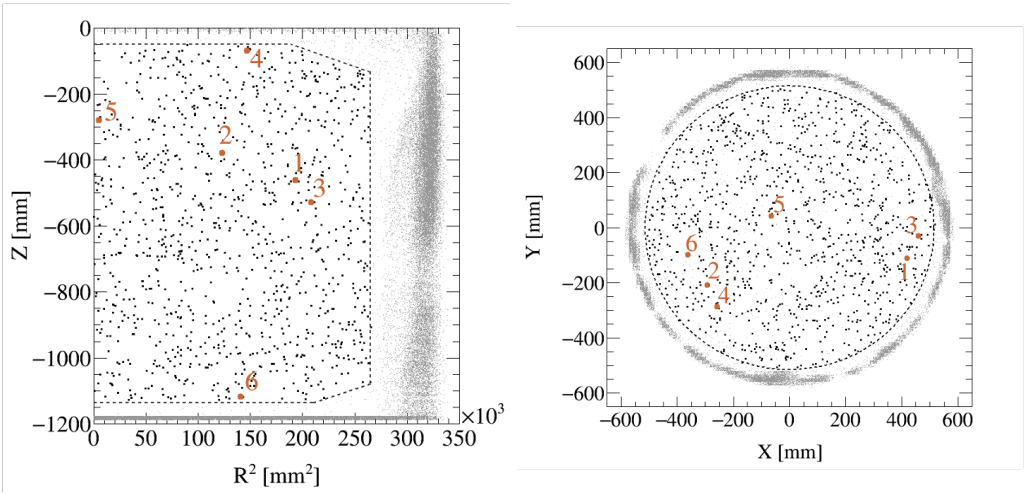


图 7–1 PandaX-4T 实验试运行期间的低能事例分布。蓝色实线是电子反冲刻度中位线。蓝色虚线是电子反冲刻度 95% 分位数线。红色实线是核反冲刻度中位线。紫色虚线是核反冲数据 99.5% 接受度曲线。橙色的点为处于核反冲刻度中位线以下的 6 个暗物质候选事例。它们按 $S1$ 电荷量的大小依次编号。



a)　　b)

图 7–2 PandaX-4T 实验试运行期间低能事例的位置分布。图中虚线为置信体积的边界线。处于置信体积内的低能事例用黑点标出。置信体积之外的低能事例为灰色细点。6 个暗物质候选事例用橙点标出。

	Total	Below NR median	Background only best fit
Flat ER (data)	492.1±31.2	2.06±0.14	509.6±22.8
CH_3T	532±32	5.1±0.3	532±32
^{127}Xe	8.13±1.07	0.12±0.02	8.41±2.08
Neutron	1.15±0.57	0.69±0.35	0.82±0.41
^{8}B	0.64±0.32	0.62±0.31	0.61±0.17
Surface	0.47±0.13	0.42±0.12	0.44±0.11
Accidental	2.43±0.47	0.80±0.15	2.31±0.45
Sum	1037±45	9.8±0.6	1054±39
Data	1058	6	

表 7–1 PandaX-4T 实验各种本底的个数、核反冲中位线以下的事例数和无信号假设下各种本底事例数的拟合值。

基于章节六中对各项本底事例数的估计和章节五中得到的信号模型，可以得到各项本底事例在 $\log_{10}(S2_b/S1)$ 和 $S1$ 图上的概率密度分布 (Probability density function，PDF)。进而，可以预测在核反冲刻度中位线以下各种本底事例的事例数，见表 7–1。在 PandaX-4T 实验试运行期间的数据中，总共预计有 9.8 个本底事例在核反冲刻度中位线之下。为了更精确的确定低能事例的来源，PandaX-4T 实验构建了似然函数 (Likelihood function) 对低能事例进行统计拟合[77, 117]。在无信号假设的前提下，各种本底事例的拟合值见表 7–1。拟合的 p 值达到了 0.71。

7.2 暗物质与核子自旋无关和自旋相关的反应

WIMP 暗物质与 PandaX-4T 探测器内 Xe 原子核发生弹性散射。该过程中会产生能量沉积。探测器内发生弹性散射的事例率可表示为

$$R = \frac{n_\chi \sigma_A(q)}{m_A}\langle v\rangle = \frac{\rho_\chi \sigma_A(q)}{m_A m_\chi}\langle v\rangle \tag{7–1}$$

其中 n_χ 代表探测器附近的暗物质粒子数密度，A 代表靶核的核子数，$\sigma_A(q)$ 代表暗物质和靶核之间弹性散射的反应截面，m_A 代表探测器中靶核的质量，v 代表暗物质相对探测器的速度，$\langle v\rangle$ 代表暗物质相对探测器的平均速度，m_χ 代表暗物质的质量，$q = \sqrt{2m_\chi E}$ 是暗物质发生弹性散射时转移的动量，E 是反冲能。进一步的，对于反冲能量为 E 的反应，微分事例率为

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E} = \frac{\rho_\chi}{m_A m_\chi}\frac{\mathrm{d}\sigma_A(q)}{\mathrm{d}E}\langle v\rangle. \tag{7–2}$$

基于暗物质晕模型[12, 118, 119]，假设暗物质的速度分布满足麦克斯韦速度分布率 $f(v)$，则微分事例率可进一步写为

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E} = \frac{\rho_\chi}{m_A m_\chi}\int_{v_{\min}}^{v_{\mathrm{esc}}} v f(v)\frac{\mathrm{d}\sigma_A(q)}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}v. \tag{7–3}$$

其中 $v_{\min}$ 为反冲能量为 E 的暗物质所需要的最小运动速度，v_{esc} 为暗物质在银河系中的逃逸速度。本文中采用和国际上大多数暗物质直接探测实验相同的物理参数[117]。即地球周围暗物质密度 $\rho_\chi = 0.3\ \mathrm{GeV/cm^3}$，速度分布中的最可几速率为 v_0=238 km/s，地球速度为 v_{E}=254 km/s，银河系内的逃逸速度为 v_{esc}=544 km/s。

暗物质-靶核的反应截面 σ_A 与暗物质-核子的反应截面 $\sigma_{p,n}$ 成正比关系。不同的反应类型，该正比关系的比例系数也不一样。自旋无关相互作用 (Spin independent interaction，SI) 和自旋相关相互作用 (Spin dependent interaction，SD) 是当代物理学界比较热门的两种反应类型。

对于自旋无关的反应，散射截面由下式给出

$$\sigma_A(q) = \sigma_0 |F^{\mathrm{SI}}(q)|^2. \tag{7–4}$$

其中 σ_0 是暗物质-靶核散射转移动量为 0 的极限下的散射截面，$F^{\mathrm{SI}}(q)$ 是该反应的散射形状因子。SI 反应的形状因子计算，参考文献[118]。同时，考虑转移动量为 0 的极限下，反应的散射截面可写为

$$\sigma_0 = \frac{(Zf^p + (A-Z)f^n)^2}{(f^p)^2} \frac{\mu_A^2}{\mu_p^2} \sigma_{\mathrm{p,n}}^{\mathrm{SI}} \tag{7–5}$$

式中 f^p、f^n 分别代表暗物质与质子反应和中子反应的耦合系数。在无同位旋破缺的假设下，$f^p = f^n$。Z 代表靶核的质子数，μ_A 是暗物质与靶核的约化质量，μ_p 是暗物质与核子的约化质量，$\sigma_{\mathrm{p,n}}^{\mathrm{SI}}$ 是暗物质与核子 (质子 p 或中子 n) 的散射截面。综合公式 (7–1)-公式 (7–5)，可以得到自旋无关反应的微分事例率为

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}E} = A \frac{\rho_\chi}{2m_\chi \mu_p^2} \sigma_{\mathrm{p,n}}^{\mathrm{SI}} |F^{\mathrm{SI}}(E)|^2 \eta(E). \tag{7–6}$$

式中 $\eta(E)$ 是暗物质速度倒数的平均值。

对于自旋相关的反应，暗物质与原子核发生碰撞的散射截面为：

$$\sigma_A(q) = \frac{4\pi}{3(2J+1)} \left(\frac{\mu_A}{\mu_{\mathrm{p,n}}}\right)^2 S_{\mathrm{p,n}}(q) \sigma_{\mathrm{p,n}}^{\mathrm{SD}} \tag{7–7}$$

式中包含了原子核的总角动量 J，和自旋相关反应的自旋结构因子 $S_{\mathrm{p,n}}(q)$。本文中自旋结构因子的计算，参考了文献[120] 中的结果。对于自旋相关的相互作用通常考虑两种极限情况，即暗物质只与中子发生相互作用或暗物质只与质子发生相互作用。这两种情况下，自旋结构因子也是不一样的。对于自旋无关的相互作用，质子和中子在反应中可以被认作同类核子。因而在 PandaX-4T 探测器中的 Xe 都是靶物质。但是对于自旋相关的反应，只有自旋非零的 Xe 核才可能与暗物质相互作用。PandaX-4T 探测器中，只有奇数核的 Xe 同位素 $^{129}_{54}$Xe 和 $^{131}_{54}$Xe 的自旋不为零，能够用来探测暗物质自旋相关的反应过程。它们在自然氙中的丰度分别为 26.4% 和 21.2%。同时，根据原子核的壳层结构模型，它们的自旋都来自于核内的中子。因而 PandaX-4T 实验对于只与中子反应的自旋相关暗物质更灵敏。对于只与质子反应的情况，由于等效场理论中的 π 介子交换[120]，核子内的中子也会对暗物质-质子自旋相关相互作用产生贡献，因而利用 PandaX-4T 探测器探测只与质子反应的自旋相关相互作用的灵敏度会得到加强。

对于以上三种特殊的相互作用模型，暗物质在 PandaX-4T 探测器内的沉积能量谱如图 7–3所示。由暗物质信号的能谱可以得到不同模型下，暗物质信号在

PandaX-4T 探测器内的信号概率密度分布。由于 PandaX-4T 实验没有观测到显著超出本底的暗物质事例，因此可以对暗物质与核子相互作用的散射截面做出限制。通过对试运行期间的低能事例进行进行拟合，并运用和上一小节类似的统计方法，可以得到在 90% 置信度下暗物质与核子相关反应的散射截面上限，见图 7–4、图 7–5 和图 7–6。对于自旋无关的相互作用，暗物质-核子散射截面上限的最低点为 3.8×10^{-47} cm^2。对应自旋相关的反应，WIMP 暗物质与中子和质子的散射截面上限的最低值分别为 5.8×10^{-42} cm^2 和 1.7×10^{-40} cm^2。最低点对应的暗物质质量都为 40 GeV。

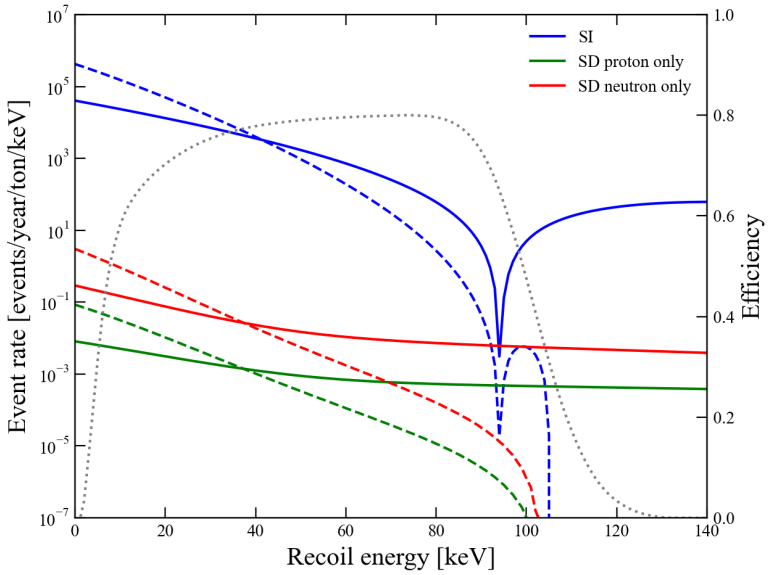


图 7–3 WIMP 暗物质在 PandaX-4T 探测器中沉积能量谱。蓝色线为自旋无关的反应过程。红色线为 WIMP 与中子的自旋相关反应。绿色线为 WIMP 与质子的自旋相关反应。实线和虚线分别代表暗物质质量为 400 GeV和 40 GeV的情况。灰色的点代表 PandaX-4T 实验的选择效率。

7.3 暗物质与夸克相互作用的传播子模型

除了在核子层次研究暗物质与普通物质的反应之外，现在越来越多的理论开始在夸克层次对暗物质与普通物质之间的反应进行更深入的研究。在此基础之上，本文考虑了两种暗物质与夸克相互作用的简化模型 (Simplified model)，轴矢量 (Axial-vector) 传播子模型[125] 和赝标量 (Pseudo-scalar) 传播子模型[126, 127]。

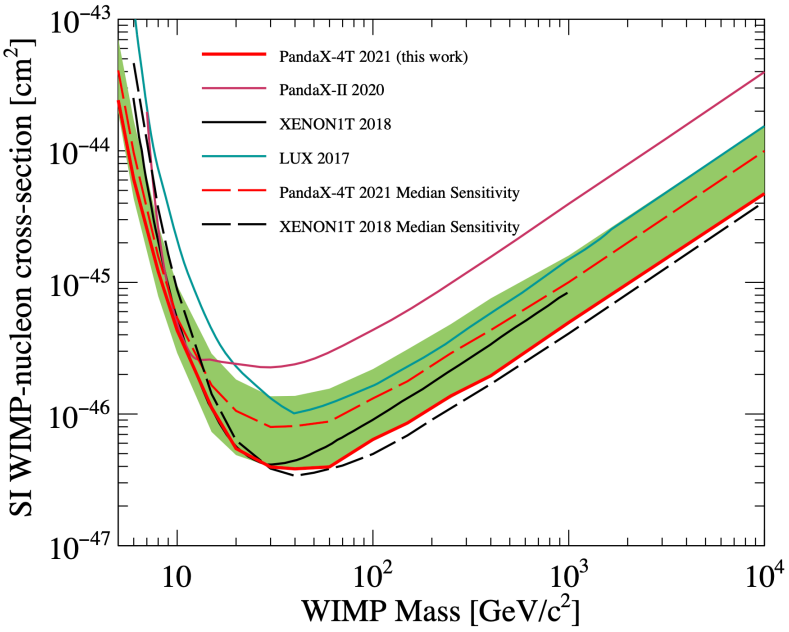


图 7–4 WIMP 暗物质和核子自旋无关反应弹性散射截面 90% 置信度的排除曲线。红色实线是 PandaX-4T 实验的排除曲线。绿色区域是 PandaX-4T 实验 1σ 灵敏度区域。橙红色是 PandaX-II 实验 132 吨 · 天曝光量的结果[25]。黑色曲线是 XENON1T 实验的结果[27]。绿色实线是 LUX 实验的结果[121]。红色虚线和黑色虚线分别是 PandaX-4T 实验和 XENON1T 实验的灵敏度曲线。

7.3.1　轴矢量传播子模型

在轴矢量传播子模型中，暗物质粒子与夸克之间通过一个轴矢量传播子发生相互作用。在非相对论近似下，该反应的拉格朗日量 (有效场理论[128, 129] 形式) 为

$$\mathcal{L} \sim \frac{g_q g_\chi}{m_V^2} \left(\bar{\chi}\gamma_\mu\gamma_5\chi\right)\left(\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5 q\right) + \text{high order correction.} \tag{7–8}$$

其中，g_q 和 g_χ 分别代表传播子与夸克和暗物质粒子的耦合常数，m_V 代表传播子质量。在此模型下，该传播子对所有夸克的耦合 g_q 是相同的。同时，更高阶的圈图的贡献可以被忽略。在不考虑自发对称性破缺的混合项情况下，暗物质粒子与质子的耦合强度和暗物质粒子与中子的耦合强度是相等的 (Isoscalar)。该反应的散射截面可写为

$$\sigma_{\text{p,n}}^{\text{SD}} = \frac{3(C^{(N)})^2 g_\chi^2 \mu_N^2}{\pi m_V^4}. \tag{7–9}$$

其中，传播子与夸克的耦合常数项可写为

$$C^{(N)} = \sum_{q=u,d,s} \Delta_q^{(N)} g_q \tag{7–10}$$

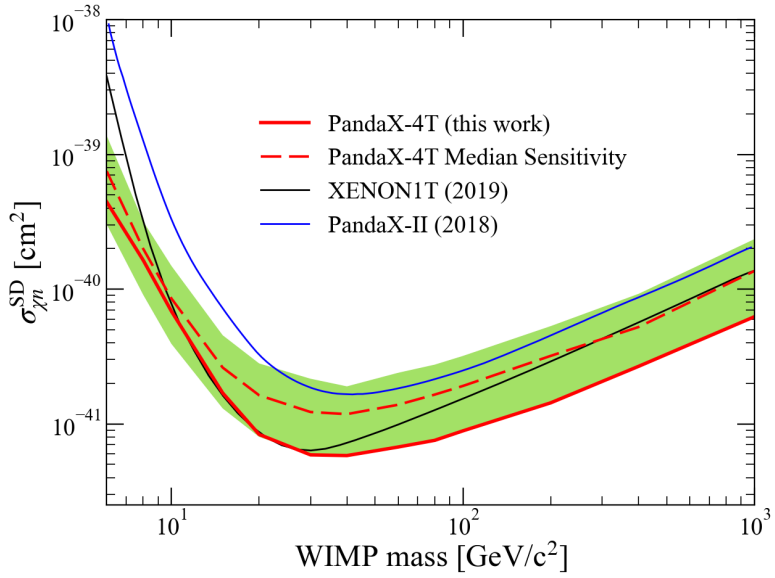


图 7–5 WIMP 暗物质与中子的自旋相关散射截面 90% 置信度的排除曲线。红色实线是 PandaX-4T 实验的初步结果。绿色区域是 PandaX-4T 实验 1σ 灵敏度区域。红色虚线是 PandaX-4T 实验灵敏度中心线。黑色实线是 XENON1T 实验的结果[122]。深蓝色实线是 PandaX-II 实验 2018 年的实验结果[123]。

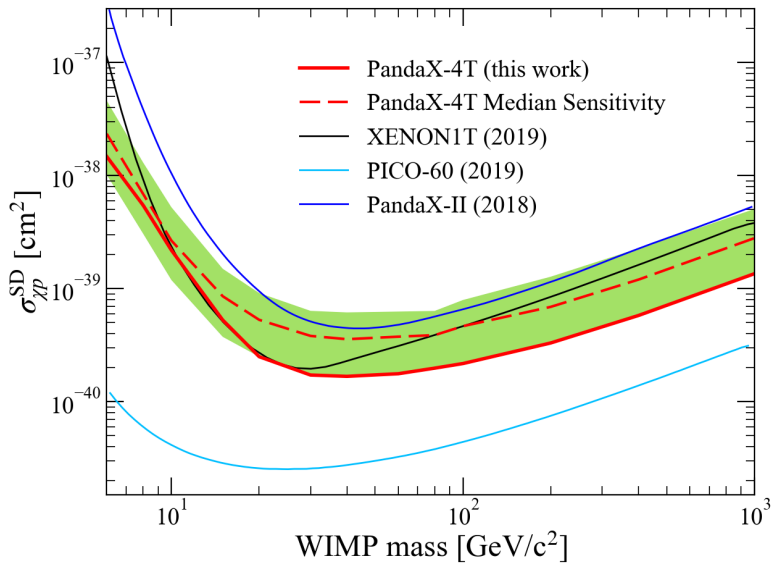


图 7–6 WIMP 暗物质与质子的自旋相关散射截面 90% 置信度的排除曲线。红色实线是 PandaX-4T 实验的初步结果。绿色区域是 PandaX-4T 实验 1σ 灵敏度区域。红色虚线是 PandaX-4T 实验灵敏度中心线。黑色实线是 XENON1T 实验的结果[122]。天蓝色实线是 PICO-60 实验的结果[124]。深蓝色实线是 PandaX-II 实验 2018 年的实验结果[123]。

其中 $\Delta_q^{(N)}$ 代表夸克的自旋分数 (quark spin fraction)。它们的取值参考[130, 131]，为

$$\begin{aligned} \Delta_u^{(p)} &= \Delta_d^{(n)} = 0.84, \\ \Delta_d^{(p)} &= \Delta_u^{(n)} = -0.43, \\ \Delta_s &= -0.09 \end{aligned} \tag{7–11}$$

若考虑自发对称性破缺的混合项[132]，耦合常数项可写为

$$C^{(N)} = g_q \left[\sum_{q=u,d,s} \Delta_q^{(N)} \right] + \frac{3g_q}{2\pi} \left(\Delta_d^{(N)} + \Delta_s^{(N)} - \Delta_u^{(N)} \right) [\alpha_t \ln(m_V/m_Z) - \alpha_b \ln(m_V/\mu_N)]. \tag{7–12}$$

式中 α_t 和 α_b 代表了顶夸克和底夸克的强相互作用耦合常数。m_Z 代表 Z 玻色子的质量。这种假设下，传播子与质子和中子的散射振幅大小会出现微小的差别。而这会进一步影响暗物质粒子在 PandaX-4T 探测器内发生能量沉积的信号能谱。

通过公式 (7–9)，可以将暗物质粒子发生反应的散射截面和传播子的质量联系起来。同时，可以利用 PandaX-4T 实验的实验结果，对轴矢量传播子质量进行限制，见图 7–7。该结果可以和对撞机探测暗物质的实验结果互补。PandaX-4T 实验对轴矢量传播子质量排除线的最高点为 825 GeV。同时，相比于对撞机实验[133, 134]，在暗物质质量大于 400 GeV 的质量区间，PandaX-4T 实验给出了对轴矢量传播子质量的最强限制。

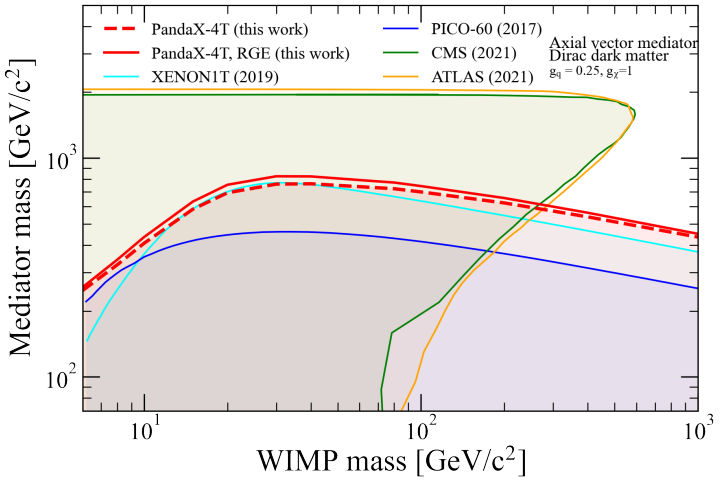


图 7–7 PandaX-4T 实验对轴矢量传播子质量的排除线 (95% C.L.)。耦合常数取为 $g_q = 0.25, g_\chi = 1$。不考虑自发对称性破缺的混合项的结果为图中的红色虚线。考虑自发对称性破缺的混合项的结果为图中的红色实线。其他直接探测实验 (XENON1T[122]，PICO-60[135]) 和对撞机实验[133, 134] 的实验结果也画在了图中。

7.3.2 赝标量传播子模型

对于赝标量传播子的情况，实验上通常考虑“Two higgs doublet plus pseudo scalar model”这种扩展的简化模型 (2HDM+a)[136]。按质量、电荷共轭宇称数和所带的电荷来分，该模型共包含 5 个希格斯玻色子。该模型还包括一个赝标量传播子 a。该传播子可以与标准模型粒子和暗物质粒子发生相互作用。在这个相互作用过程中，领头阶的树图[127] 对散射截面的贡献为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{SD}}}{\mathrm{d}E} = \frac{m_A q^4}{32\pi m_\chi^2 m_N^2 v^2 m_a^4} \sum_{N,N'=p,n} C_N C_{N'} F^{(N,N')}(q^2). \tag{7–13}$$

其中 C_N 是相互作用耦合系数，$F^{(N,N')}(q^2)$ 是文献[127] 中定义的形状因子。该相互作用是自旋相关的。领头阶贡献的系数中包含转移动量的四次方，因而树图的贡献在低能近似下不显著。其他次领头阶圈图对散射截面的贡献为

$$\sigma_{\chi N} = \frac{\mu_N^2 |C^{\mathrm{loop}}|^2}{\pi} \tag{7–14}$$

该反应是自旋无关的，并且在 2HDM+a 模型中，占据主导作用。

本文所考虑的 2HDM+a 模型包含 14 个自由参数：希格斯玻色子质量 m_h、m_H、m_A 和 $m_h^\pm$; 传播子质量 m_a; 暗物质质量 m_χ; 传播子与暗物质粒子的耦合常数 g_χ; 电弱相互作用的真空期望值 v; 两种希格斯双态粒子真空期望值的比值 $\tan\beta$; 电荷共轭宇称本征态的混合角 α 和 θ; 耦合系数 $(\lambda_{P1}, \lambda_{P2}, \lambda_3)$。这些自由参数的取值参考文献[136]，为

$$\begin{gathered} m_H = m_{H^\pm} = m_A = 600\ \mathrm{GeV}, \\ \cos(\beta-\alpha) = 0, \tan\beta = 1, \sin\theta = 0.35, \\ g_\chi = 1, \lambda_3 = \lambda_{P1} = \lambda_{P2} = 3. \end{gathered} \tag{7–15}$$

利用以上参数，PandaX-4T 实验给出了对 2HDM+a 模型中赝标量传播子质量的限制。图 7–8展示了 PandaX-4T 实验的实验结果。在 95% 置信度下，PandaX-4T 实验对赝标量传播子质量排除线的最高点为 106 GeV。对撞机实验中，通常对归一化散射截面 $(\sigma/\sigma_{\mathrm{theory}})$ 这一变量给出限制。对应的传播子质量取为 250 GeV。其中 σ_{theory} 代表参数全部固定后计算得到的理论散射截面值。图 7–9 展示了 PandaX-4T 实验和 ATLAS 实验的实验结果[137]。在暗物质质量大于 180 GeV 的质量区间内，PandaX-4T 实验给出了更强的限制。

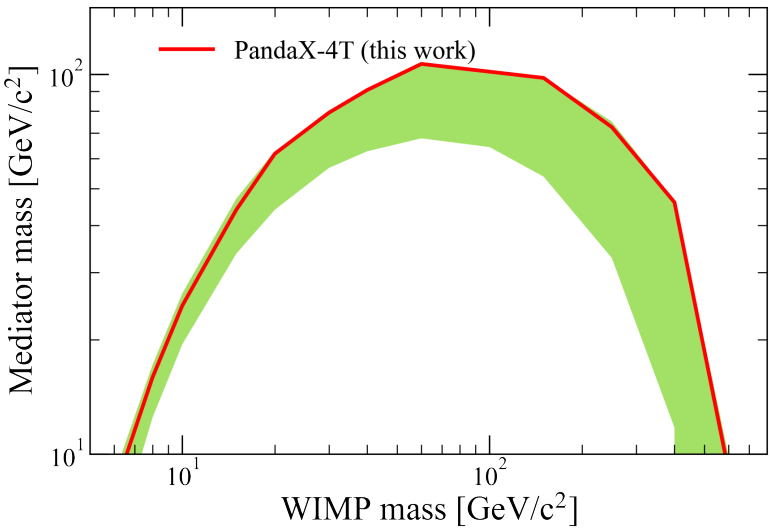


图 7–8　在 95% 置信度下，PandaX-4T 实验对于 2HDM+a 模型中赝标量传播子质量的限制结果。红色实线代表 95% 置信度下的排除线。绿色区域代表 $\pm1\sigma$ 灵敏度区域。

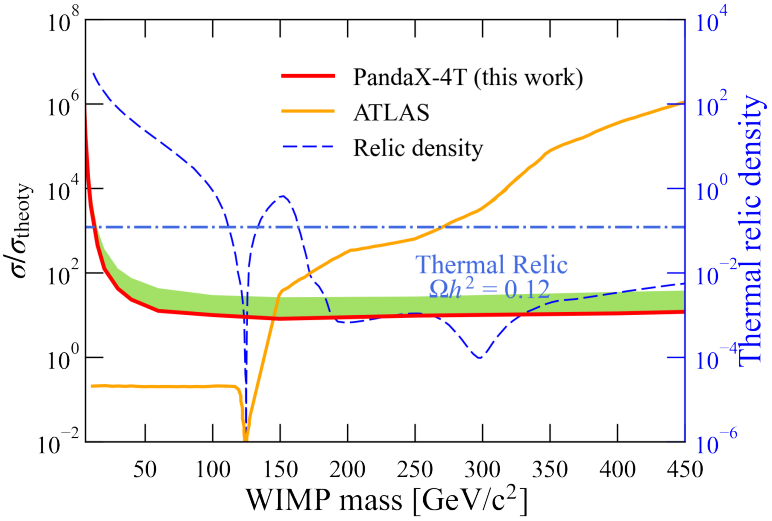


图 7–9　在 95% 置信度下，PandaX-4T 实验对于归一化散射截面 ($\sigma/\sigma_{\text{theory}}$) 的限制结果。红色实线代表 95% 置信度下的排除线。绿色区域代表 $\pm1\sigma$ 灵敏度区域。橙色实线代表 ATLAS 实验[137] 的实验结果。蓝色虚线代表在公式 (7–15) 中给定的参数条件下，通过暗物质残余密度计算得到的归一化散射截面值。

第八章　总结和展望

许多天文学和宇宙学的观测都表明，暗物质是宇宙中重要的组成部分，在宇宙的演化中占有不可或缺的地位。但是当今的物理实验中，却迟迟未能给出它确凿的存在证据。WIMP 暗物质是众多暗物质模型中最有希望的暗物质候选者之一。近些年来，两相型氙探测器技术发展迅速，对于质量为 GeV 到 TeV 量级的 WIMP 暗物质，灵敏度较高。相关的实验已经不断刷新 WIMP 与核子的相关反应的散射截面的限制。PandaX 实验是国内最早的暗物质直接探测实验之一。它在中国锦屏地下实验室内，利用两相型氙探测器进行暗物质直接探测。从 2009 年成立至今，PandaX 暗物质实验不断取得世界领先的成果。PandaX-4T 实验试运行阶段开始于 2020 年。它的首个暗物质直接探测结果发布于 2021 年 7 月。利用采集到的 0.63 吨 · 年曝光量的数据，取得了对大质量 WIMP 暗物质与核子相互作用散射截面的最强限制。之后，PandaX-4T 实验进行了一系列的降低本底水平的升级工作。然后，PandaX-4T 探测器开始了正式运行，并进入到了新一轮的取数阶段。

本文作者于 2016 年底加入了 PandaX 实验，主要在 PandaX-4T 探测器组工作，深度参与了 PandaX-4T 实验早期的探测器设计、探测器大尺寸透光电极的制作、探测器的安装、探测器的测试、多子系统联合调试、信号底层数据分析、蒙卡模拟和信号模型的构建、中子核反冲本底的估计以及 WIMP 与核子自旋相关散射的研究等工作。不仅如此，利用 PandaX-II 探测器，本文作者还计算了 PandaX-II 实验的单电子增益、研究了两相型氙探测器的信号产额关于电场依赖性。同时，本文作者还参与了锦屏地下实验室的现场值班工作，维持了探测器的正常运行。

本论文先介绍了暗物质在当代物理学与天文学中的重要性、暗物质探测实验的背景、意义和利用两相型氙探测器探测暗物质的难点 (第一章)。然后介绍了 PandaX-4T 暗物质实验的各个子系统 (第二章)，并着重介绍了探测器研发的相关工作 (第三章)，展示了大尺寸透光电极的研发过程和其中的难点。之后，又介绍了数据分析过程中各种算法，着重介绍了双光电子发射率和探测器位置非均匀性修正。(第四章)。接着，又重点介绍了探测器的蒙特卡罗模拟和它在单次散射、多次散射方面的应用 (第五章)。紧接着，又介绍了 PandaX-4T 实验试运行阶段各种本底事例的构成和估计方法 (第六章)，重点介绍了中子核反冲本底事例估计。然后，介绍了 PandaX-4T 实验的低能候选事例，并计算了 WIMP 暗物质与 Xe 原子核的两类相互作用，即自旋无关和自旋相关的反应 (第七章)。试运行期间 0.63 吨 · 年的实验数据未发现明显超出本底的暗物质信号。利用这些数据，可以给出暗物质与核子相

关反应的散射截面的上限。对于自旋无关的反应，散射截面最低为 3.8×10^{-47} cm^2，对应的 WIMP 暗物质质量为 40 GeV。对应自旋相关的反应，WIMP 暗物质与中子和质子的散射截面上限的最低值分别为 5.8×10^{-42} cm^{2}和 1.7×10^{-40} cm^2。它们对应的 WIMP 质量均为 40 GeV。相比于 PandaX 往期实验和其他国际上同类型的实验，PandaX-4T 实验进一步的缩小了 WIMP 和核子反应可能的参数空间。最后，介绍了轴矢量和赝标量两类传播子模型和 PandaX-4T 实验对传播子质量的限制结果。对于轴矢量传播子，PandaX-4T 实验对传播子质量排除线最高点为 825 GeV。对于赝标量传播子，PandaX-4T 实验对传播子质量排除线最高点为 106 GeV。

在 PanadX-4T 探测器的搭建和运行过程中，诸多探测器设计的技巧得到了验证，制作的方法得到了提升。在数据分析的过程中，许多分析方法和思路得到了扩展和验证。这为今后 PandaX 实验的稳定运行和数据分析提供了宝贵了经验。将来，PandaX-4T 实验将累计 6 吨 · 年的数据，有望进一步限制 WIMP 与核子反应的参数空间。

利用类似的技术，当前国际上有多个实验组都朝着更大更灵敏的探测器方向不断前进，比如 XENONnT[138] 实验、LZ 实验[28] 和 DARWIN 实验[139]。PandaX 合作组也开始了下一阶段 PandaX-30T 实验的预研。这些实验都致力于降低探测器的本底水平，同时提高探测器内靶物质的质量。多个暗物质直接探测实验你追我赶，既相互竞争又互相促进，不断地挑战着技术与科学的极限。

参考文献

[1] ZWICKY F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln[J]. Helv. Phys. Acta, 1933, 6: 110-127. DOI: 10.1007/s10714-008-0707-4.

[2] ZWICKY F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae[J]. Astrophys. J., 1937, 86: 217-246. DOI: 10.1086/143864.

[3] VOLDERS L M J S. Neutral hydrogen in M 33 and M 101[J]. Bulletin of the Astronomical Insti- tutes of the Netherlands, 1959, 14: 323.

[4] RUBIN V C, FORD W K, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions[J]. Astrophys. J., 1970, 159: 379-403. DOI: 10.1086/150317.

[5] NASA. New Hubble image of galaxy cluster Abell 1689[Z]. https://esahubble.org/news/heic1317/.

[6] NASA. First Images from the James Webb Space Telescope[Z]. https://www.nasa.gov/webbfirstimages.

[7] NASA. NED results for object Bullet Cluster[Z]. https://ned.ipac.caltech.edu/.

[8] TEGMARK M, et al. Cosmological parameters from SDSS and WMAP[J]. Phys. Rev. D, 2004, 69: 103501. DOI: 10.1103/PhysRevD.69.103501.

[9] SPRINGEL V, WHITE S D, JENKINS A, et al. Simulating the joint evolution of quasars, galaxies and their large-scale distribution[J]. ArXiv preprint astro-ph/0504097, 2005.

[10] WILCZEK F. Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons[J]. Phys. Rev. Lett., 1978, 40: 279-282. DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.279.

[11] HISANO J, MOROI T, TOBE K, et al. Lepton flavor violation in the supersymmetric standard model with seesaw induced neutrino masses[J]. Phys. Lett. B, 1995, 357: 579-587. arXiv: hep-ph/9501407. DOI: 10.1016/0370-2693(95)00954-J.

[12] GRIEST K, KAMIONKOWSKI M. Supersymmetric dark matter[J]. Phys. Rept., 2000, 333: 167-182. DOI: 10.1016/S0370-1573(00)00021-1.

[13] BILAL A. Introduction to supersymmetry[J]. ArXiv preprint hep-th/0101055, 2001.

[14] KUNDU A. Universal Extra Dimension[J]. ArXiv preprint arXiv:0806.3815, 2008.

[15] SCHMALTZ M. Physics beyond the standard model (theory): Introducing the little Higgs[J]. Nuclear Physics B-Proceedings Supplements, 2003, 117: 40-49.

[16] AGHANIM N, et al. Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters[J]. Astronomy & Astrophysics, 2020, 641: A6.

[17] ABDELHAMEED A H, et al. First results from the CRESST-III low-mass dark matter program[J]. Phys. Rev. D, 2019, 100(10): 102002. arXiv: 1904.00498 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.102002.

[18] BERNABEI R, et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI[J]. Eur. Phys. J. C, 2008, 56: 333-355. arXiv: 0804.2741 [astro-ph]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-008-0662-y.

[19] BERNABEI R, et al. New results from DAMA/LIBRA[J]. Eur. Phys. J. C, 2010, 67: 39-49. arXiv: 1002.1028 [astro-ph.GA]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1303-9.

[20] AALSETH C E, et al. Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P-type Point Contact Germanium Detector[J]. Phys. Rev. Lett., 2011, 106: 131301. arXiv: 1002.4703 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.131301.

[21] AGNESE R, et al. Results from the Super Cryogenic Dark Matter Search Experiment at Soudan[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 120(6): 061802. arXiv: 1708.08869 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.061802.

[22] JIANG H, et al. Limits on Light Weakly Interacting Massive Particles from the First 102.8 kg × day Data of the CDEX-10 Experiment[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 120(24): 241301. arXiv: 1802.09016 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.241301.

[23] TAN A, et al. Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment[J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2016, 117: 121303. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.121303. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.121303.

[24] 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.

[25] WANG Q, et al. Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure[J]. Chin. Phys. C, 2020, 44(12): 125001. arXiv: 2007 . 15469 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1088/1674-1137/abb658.

[26] AKERIB D S, et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 118(2): 021303. arXiv: 1608 . 07648 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.021303.

[27] APRILE E, et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121(11): 111302. arXiv: 1805 . 12562 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.111302.

[28] MOUNT B J, et al. LUX-ZEPLIN (LZ) Technical Design Report[J]., 2017. arXiv: 1703.09144 [physics.ins-det].

[29] AALBERS J, et al. First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment[J]., 2022. arXiv: 2207.03764 [hep-ex].

[30] 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.

[31] APRILE E, et al. Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data[J]. Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 131302. arXiv: 1104 . 2549 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.131302.

[32] ABE K, et al. A direct dark matter search in XMASS-I[J]. Phys. Lett. B, 2019, 789: 45-53. arXiv: 1804.02180 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.10.070.

[33] APRILE E, et al. Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT[J]. Phys. Rev. Lett., 2022, 129(16): 161805. arXiv: 2207 . 11330 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.161805.

[34] AGNES P, et al. First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso[J]. Phys. Lett. B, 2015, 743: 456-466. arXiv: 1410.0653 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.03.012.

[35] AALSETH C E, et al. DarkSide-20k: A 20 tonne two-phase LAr TPC for direct dark matter detection at LNGS[J]. Eur. Phys. J. Plus, 2018, 133: 131. arXiv: 1707.08145 [physics.ins-det]. DOI: 10.1140/epjp/i2018-11973-4.

[36] AMAUDRUZ P A, et al. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB[J]. Phys. Rev. Lett., 2018, 121(7): 071801. arXiv: 1707.08042 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.071801.

[37] AMBROSI G, et al. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons[J]. Nature, 2017, 552: 63-66. arXiv: 1711.10981 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1038/nature24475.

[38] AARTSEN M G, et al. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data[J]. Phys. Rev. Lett., 2014, 113: 101101. arXiv: 1405.5303 [astro-ph.HE]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.101101.

[39] AABOUD M, et al. Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV using the ATLAS detector[J]. Phys. Rev. D, 2016, 94(3): 032005. arXiv: 1604.07773 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.032005.

[40] SIRUNYAN A M, et al. Search for invisible decays of a Higgs boson produced through vector boson fusion in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV[J]. Phys. Lett. B, 2019, 793: 520-551. arXiv: 1809.05937 [hep-ex]. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.04.025.

[41] CHENG J P, et al. The China Jinping Underground Laboratory and its Early Science[J]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2017, 67: 231-251. arXiv: 1801.00587 [hep-ex]. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102115-044842.

[42] LI J, JI X, HAXTON W, et al. The second-phase development of the China Jin-Ping underground Laboratory[J]. Phys. Procedia, 2015, 61: 576-585. arXiv: 1404.2651 [physics.ins-det]. DOI: 10.1016/j.phpro.2014.12.055.

[43] 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.

[44] GUO Z, et al. Muon flux measurement at China Jinping Underground Laboratory[J]. Chin. Phys. C, 2021, 45(2): 025001. arXiv: 2007 . 15925 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1674-1137/abccae.

[45] ZENG Z M, GONG H, LI J M, et al. Design of the thermal neutron detection system for CJPL-II[J]. Chin. Phys. C, 2017, 41(5): 056002. DOI: 10.1088/1674-1137/41/5/056002.

[46] ZHAO L. R&D of the Jinping Neutrino Experiment[D]. Tsinghua University, 2021.

[47] WANG X, CHEN X, FU C, et al. Material Screening with HPGe Counting Station for PandaX Experiment[J]. JINST, 2016, 11(12): T12002. arXiv: 1608.08345 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/12/T12002.

[48] YUAN Y, WANG S. Determination of thorium and uranium in copper using inductively coupled plasma mass spectrometry[J]. Nuclear Techniques, 2018, 41(9): 90301-090301.

[49] FU M, et al. Investigation of radioactive radon daughters removal methods from copper surface[J]. Nuclear Techniques, 2021, 44(2): 20502-020502.

[50] CHENG C, et al. Water counting paper[J]. In preparation, 2023.

[51] ZHAO L, CUI X, MA W, et al. The cryogenics and xenon handling system for the PandaX-4T experiment[J]. JINST, 2021, 16(06): T06007. arXiv: 2012.10583 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/16/06/T06007.

[52] 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.

[53] WANG X, LI S, JU Y, et al. Performance of cryogenic demountable indium seal at high pressures[J]. Review of Scientific Instruments, 2021, 92(9): 093905. DOI: 10.1063/5.0051279.

[54] CUI X. PandaX-II Dark Matter Experiment and the PandaX-4T Cryogenics, Circulation and Distillation System[D]. Shanghai Jiao Tong University, 2019.

[55] KNF company, Germany. https://knf.com/en/cn/solutions/pumps/series/diaphragm-gas-pump-n-1400.

[56] Entegris Singapore Pte. Ltd. https://www.entegris.com/en/home/products/gas-filtration-and-purification.html.

[57] Hamamatsu Photonics K.K. https://www.hamamatsu.com/us/en/index.html.

[58] FUJII K, ENDO Y, TORIGOE Y, et al. High-accuracy measurement of the emission spectrum of liquid xenon in the vacuum ultraviolet region[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2015, 795: 293-297. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.065.

[59] LUNG K, et al. Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-Inch Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiments[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2012, 696: 32-39. arXiv: 1202 . 2628 [physics.ins-det]. DOI: 10.1016/j.nima.2012.08.052.

[60] 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.

[61] NI K, et al. Searching for neutrino-less double beta decay of ^{136}Xe with PandaX-II liquid xenon detector[J]. Chin. Phys. C, 2019, 43(11): 113001. arXiv: 1906.11457 [hep-ex]. DOI: 10.1088/1674-1137/43/11/113001.

[62] ZHENG Q, HUANG Y, HUANG D, et al. An improved design of the readout base board of the photomultiplier tube for future PandaX dark matter experiments[J]. JINST, 2020, 15(12): T12006. arXiv: 2012.03202 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/15/12/T12006.

[63] YANG J, et al. Readout electronics and data acquisition system of PandaX-4T experiment[J]., 2021. arXiv: 2108.03433 [physics.ins-det].

[64] REN X, CHEN X, JI X, et al. The Electronics and Data Acquisition System for the PandaX-I Dark Matter Experiment[J]. JINST, 2016, 11(04): T04002. arXiv: 1602.00858 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/04/T040 02.

[65] WU Q, et al. Update of the trigger system of the PandaX-II experiment[J]. JINST, 2017, 12(08): T08004. arXiv: 1707.02134 [physics.ins-det]. DOI: 10 .1088/1748-0221/12/08/T08004.

[66] YAN B, et al. Determination of responses of liquid xenon to low energy electron and nuclear recoils using a PandaX-II detector[J]. Chin. Phys. C, 2021, 45(7): 075001. arXiv: 2102.09158 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1674-11 37/abf6c2.

[67] MA W, et al. Internal calibration of the PandaX-II detector with radon gaseous sources[J]. JINST, 2020, 15(12): P12038. arXiv: 2006 . 09311 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/15/12/P12038.

[68] HUANG Z, et al. Light yield and field dependence measurement in PandaX-II dual-phase xenon detector[J]. JINST, 2022, 17(01): P01008. arXiv: 2111.01492 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/17/01/P01008.

[69] ZHANG D, LI Y, BAO J, et al. ^{83}Rb/^{83m}Kr production and cross-section measurement with 3.4 MeV and 20 MeV proton beams[J]. Phys. Rev. C, 2022, 105: 014604. DOI: 10.1103/PhysRevC.105.014604.

[70] National nuclear data center. https://www.nndc.bnl.gov/.

[71] Wikipedia. https://www.wikipedia.org/.

[72] HTA Co.,Ltd. http://www.atom-hitech.com/.

[73] KUDRYAVTSEV V A, ZAKHARY P, EASEMAN B. Neutron production in (α, n) reactions[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2020, 972: 164095. arXiv: 2005.02499 [physics.ins-det]. DOI: 10.1016/j.nima.2020.164095.

[74] 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.

[75] HE D D, et al. Design and optimization of thermal neutron device based on deuterium-deuterium neutron generator[J]. Fusion Engineering and Design, 2021, 166: 112289.

[76] PLANTE G. The XENON100 Dark Matter Experiment: Design, Construction, Calibration and 2010 Search Results with Improved Measurement of the Scintillation Response of Liquid Xenon to Low-Energy Nuclear[D]. Columbia University, 2012.

[77] MENG Y, et al. Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run[J]. Phys. Rev. Lett., 2021, 127: 261802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.261802.

[78] XIAO X. Design and Performance of Time Projection Chambers for the PandaX Dark Matter Detector[D]. Shanghai Jiao Tong University, 2015.

[79] COMSOL. COMSOL Multiphysics[Z]. https://cn.comsol.com.

[80] ANSYS. Ansys Academic Research Mechanical, Release 15.0[Z]. https://www.ansys.com/.

[81] BHADRA S, ERREDE S, FISHBACK L, et al. A computer-controlled wire tension measurement system used in the fabrication of the CDF central drift tube array[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1988, 269(1): 33-39. DOI: https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90859-5.

[82] CIAMBRONE P, DANÉ E, DUMPS R, et al. Automated wire tension measurement system for LHCb muon chambers[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2005, 545(1): 156-163. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.12.039.

[83] CALVETTI M, PIANO MORTARI G, PLACCI A, et al. A computer-aided system for MWPC wire tension control[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1980, 174(1): 285-289. DOI: https://doi.org/10.1016/0029-554X(80)90443-7.

[84] WANG X, et al. Design and implementation of wire tension measurement system for MWPCs used in the STAR iTPC upgrade[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2017, 859(Supplement C): 90-94. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.04.005.

[85] HU J, GONG H W, LIN Q, et al. Development of the Liquid Level Meters for the PandaX Dark Matter Detector[J]. Chin. Phys. C, 2014, 38(5): 056002. arXiv: 1306.3064 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1674-1137/38/5/056002.

[86] Smartec Company. UTI board[Z]. https://www.smartec-sensors.eu/cms/.

[87] Bamboo Shoot 3, data serialization used in PandaX. https://github.com/revive/bamboo-shoot3.

[88] ROOT,An open-source data analysis framework used by high energy physics and others. https://root.cern.ch/.

[89] FAHAM C H, GEHMAN V M, CURRIE A, et al. Measurements of wavelength-dependent double photoelectron emission from single photons in VUV-sensitive photomultiplier tubes[J]. JINST, 2015, 10(09): P09010. arXiv: 1506 . 08748 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/10/09/P09010.

[90] ZHANG D, et al. Horizontal position reconstruction in PandaX-II[J]. JINST, 2021, 16(11): P11040. arXiv: 2106.08380 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/16/11/P11040.

[91] SZYDAGIS M, et al. NEST: A Comprehensive Model for Scintillation Yield in Liquid Xenon[J]. JINST, 2011, 6: P10002. arXiv: 1106 . 1613 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1748-0221/6/10/P10002.

[92] SZYDAGIS M, et al. Noble Element Simulation Technique[EB/OL]. v2.1.0. Zenodo. 2020. https://doi.org/10.5281/zenodo.3905382.

[93] SZYDAGIS M, et al. A Review of Basic Energy Reconstruction Techniques in Liquid Xenon and Argon Detectors for Dark Matter and Neutrino Physics Using NEST[J]. Instruments, 2021, 5(1): 13. arXiv: 2102.10209 [hep-ex]. DOI: 10.3390/instruments5010013.

[94] APRILE E, et al. XENON1T dark matter data analysis: Signal and background models and statistical inference[J]. Phys. Rev. D, 2019, 99: 112009. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.112009.

[95] AKERIB D S, et al. Calibration, event reconstruction, data analysis, and limit calculation for the LUX dark matter experiment[J]. Phys. Rev. D, 2018, 97(10): 102008. arXiv: 1712.05696 [physics.ins-det]. DOI: 10.1103/PhysRevD.97.102008.

[96] LINDHARD J, SCHARFF M. Energy Dissipation by Ions in the kev Region[J]. Phys. Rev., 1961, 124: 128-130. DOI: 10.1103/PhysRev.124.128.

[97] PLANTE G, APRILE E, BUDNIK R, et al. New Measurement of the Scintillation Efficiency of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon[J]. Phys. Rev. C, 2011, 84: 045805. arXiv: 1104.2587 [nucl-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevC.84.045805.

[98] DOKE T, HITACHI A, KIKUCHI J, et al. Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles[J]. Jap. J. Appl. Phys., 2002, 41: 1538-1545. DOI: 10.1143/JJAP.41.1538.

[99] GEANT4 A S T. https://geant4.web.cern.ch/.

[100] AGOSTINELLI S, et al. GEANT4—a simulation toolkit[J]. Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 506(3): 250-303.

[101] CHEN X, et al. BambooMC —A Geant4-based simulation program for the PandaX experiments[J]. Journal of Instrumentation, 2021, 16(09): T09004. DOI: 10.1088/1748-0221/16/09/t09004.

[102] ZHANG H, et al. Dark matter direct search sensitivity of the PandaX-4T experiment[J]. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2019, 62(3): 31011. arXiv: 1806.02229 [physics.ins-det]. DOI: 10.1007/s11433-018-9259-0.

[103] QIAN Z, et al. Low Radioactive Material Screening and Background Control for the PandaX-4T Experiment[J]., 2021. arXiv: 2112.02892 [physics.ins-det].

[104] THOMAS J, IMEL D. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon[J]. Physical Review A, 1987, 36(2): 614.

[105] MEI D M, YIN Z B, STONEHILL L C, et al. A Model of Nuclear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids[J]. Astropart. Phys., 2008, 30: 12-17. arXiv: 0712.2470 [nucl-ex]. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.06.001.

[106] AKERIB D S, et al. Low-energy (0.7-74 keV) nuclear recoil calibration of the LUX dark matter experiment using D-D neutron scattering kinematics[J]., 2016. arXiv: 1608.05381 [physics.ins-det].

[107] AKIMOV D, et al. Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering[J]. Science, 2017, 357(6356): 1123-1126. arXiv: 1708.01294 [nucl-ex]. DOI: 10.1126/science.aao0990.

[108] NORMAN E, et al. 19F (α, n) thick target yield from 3.5 to 10.0 MeV[J]. Applied Radiation and Isotopes, 2015, 103: 177-178.

[109] WILSON W B, et al. Sources: a code for calculating (α, n), spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra[J]. Radiation protection dosimetry, 2005, 115(1-4): 117-121.

[110] WANG Q. PandaX-II Experiment for Dark Matter Search[D]. Shanghai Institute of Applied Physics, 2020.

[111] HOECKER A, SPECKMAYER P, STELZER J, et al. TMVA-toolkit for multivariate data analysis[J]. ArXiv preprint physics/0703039, 2007.

[112] RUPPIN F, BILLARD J, FIGUEROA-FELICIANO E, et al. Complementarity of dark matter detectors in light of the neutrino background[J]. Phys. Rev. D, 2014, 90(8): 083510. arXiv: 1408.3581 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.083510.

[113] SERENELLI A M, HAXTON W C, PENA-GARAY C. Solar models with accretion. I. Application to the solar abundance problem[J]. Astrophys. J., 2011, 743: 24. arXiv: 1104.1639 [astro-ph.SR]. DOI: 10.1088/0004-637X/743/1/24.

[114] BILLARD J, STRIGARI L, FIGUEROA-FELICIANO E. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments[J]. Phys. Rev. D, 2014, 89(2): 023524. arXiv: 1307.5458 [hep-ph]. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.023524.

[115] ACKERMAN N, et al. Observation of Two-Neutrino Double-Beta Decay in ^{136}Xe with EXO-200[J]. Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 212501. arXiv: 1108.4193 [nucl-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.212501.

[116] ALBERT J B, et al. Improved measurement of the $2\nu\beta\beta$ half-life of ^{136}Xe with the EXO-200 detector[J]. Phys. Rev. C, 2014, 89: 015502. DOI: 10.1103/PhysRevC.89.015502.

[117] BAXTER D, et al. Recommended conventions for reporting results from direct dark matter searches[J]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81(10): 907. arXiv: 2105.00599 [hep-ex]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09655-y.

[118] LEWIN J D, SMITH P F. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil[J]. Astropart. Phys., 1996, 6: 87-112. DOI: 10.1016/S0927-6505(96)00047-3.

[119] SAVAGE C, GELMINI G, GONDOLO P, et al. Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches[J]. JCAP, 2009, 04: 010. arXiv: 0808.3607 [astro-ph]. DOI: 10.1088/1475-7516/2009/04/010.

[120] KLOS P, MENÉNDEZ J, GAZIT D, et al. Large-scale nuclear structure calculations for spin-dependent WIMP scattering with chiral effective field theory currents[J]. Phys. Rev. D, 2013, 88(8): 083516. arXiv: 1304.7684 [nucl-th]. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.083516.

[121] AKERIB D S, et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 118(2): 021303. arXiv: 1608.07648 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.021303.

[122] APRILE E, et al. Constraining the spin-dependent WIMP-nucleon cross sections with XENON1T[J]. Phys. Rev. Lett., 2019, 122(14): 141301. arXiv: 1902.03234 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.141301.

[123] XIA J, et al. PandaX-II Constraints on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Effective Interactions[J]. Phys. Lett. B, 2019, 792: 193-198. arXiv: 1807.01936 [hep-ex]. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.02.043.

[124] AMOLE C, et al. Dark Matter Search Results from the Complete Exposure of the PICO-60 C_3F_8 Bubble Chamber[J]. Phys. Rev. D, 2019, 100(2): 022001. arXiv: 1902.04031 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.022001.

[125] CHAO W. Direct detections of Majorana dark matter in vector portal[J]. JHEP, 2019, 11: 013. arXiv: 1904.09785 [hep-ph]. DOI: 10.1007/JHEP11(2019)013.

[126] LI T. Revisiting the direct detection of dark matter in simplified models[J]. Phys. Lett. B, 2018, 782: 497-502. arXiv: 1804.02120 [hep-ph]. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.05.073.

[127] LI T, WU P. Simplified dark matter models with loop effects in direct detection and the constraints from indirect detection and collider search[J]. Chin. Phys. C, 2019, 43(11): 113102. arXiv: 1904.03407 [hep-ph]. DOI: 10.1088/1674-1137/43/11/113102.

[128] BISHARA F, BROD J, GRINSTEIN B, et al. From quarks to nucleons in dark matter direct detection[J]. JHEP, 2017, 11: 059. arXiv: 1707.06998 [hep-ph]. DOI: 10.1007/JHEP11(2017)059.

[129] BISHARA F, BROD J, GRINSTEIN B, et al. DirectDM: a tool for dark matter direct detection[J]., 2017. arXiv: 1708.02678 [hep-ph].

[130] BOVEIA A, et al. Recommendations on presenting LHC searches for missing transverse energy signals using simplified s-channel models of dark matter[J]. Phys. Dark Univ., 2020, 27: 100365. arXiv: 1603.04156 [hep-ex]. DOI: 10.1016/j.dark.2019.100365.

[131] OLIVE K A, et al. Review of Particle Physics[J]. Chin. Phys. C, 2014, 38: 090001. DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.

[132] D'ERAMO F, KAVANAGH B J, PANCI P. You can hide but you have to run: direct detection with vector mediators[J]. JHEP, 2016, 08: 111. arXiv: 1605.04917 [hep-ph]. DOI: 10.1007/JHEP08(2016)111.

[133] SIRUNYAN A M, et al. Search for new physics in final states with an energetic jet or a hadronically decaying W or Z boson and transverse momentum imbalance at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. Phys. Rev. D, 2018, 97(9): 092005. arXiv: 1712.02345 [hep-ex]. DOI: 10.1103/PhysRevD.97.092005.

[134] AABOUD M, et al. Search for dark matter and other new phenomena in events with an energetic jet and large missing transverse momentum using the ATLAS detector[J]. JHEP, 2018, 01: 126. arXiv: 1711.03301 [hep-ex]. DOI: 10.1007/JHEP01(2018)126.

[135] AMOLE C, et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C_3F_8 Bubble Chamber[J]. Phys. Rev. Lett., 2017, 118(25): 251301. arXiv: 1702.07666 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.251301.

[136] ABE T, et al. LHC Dark Matter Working Group: Next-generation spin-0 dark matter models[J]. Phys. Dark Univ., 2020, 27: 100351. arXiv: 1810.09420 [hep-ex]. DOI: 10.1016/j.dark.2019.100351.

[137] AABOUD M, et al. Constraints on mediator-based dark matter and scalar dark energy models using $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data collected by the ATLAS detector[J]. JHEP, 2019, 05: 142. arXiv: 1903.01400 [hep-ex]. DOI: 10.1007/JHEP05(2019)142.

[138] APRILE E, et al. Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment[J]. JCAP, 2020, 11: 031. arXiv: 2007.08796 [physics.ins-det]. DOI: 10.1088/1475-7516/2020/11/031.

[139] THIEME K. DARWIN – a next-generation liquid xenon observatory for dark matter and neutrino physics[J]. PoS, 2021, ICRC2021: 548. DOI: 10.22323/1.395.0548.

致 谢

从 2016 年底第一次来 PandaX 实验室，至今已有五年多的时光。感谢在此期间帮助过我、鼓励过我、陪伴过我的每一个人。

首先，我要感谢我的指导老师周宁老师，感谢他对我耐心的指导和细心的帮助。周老师在学术研究上独具匠心，有着极敏锐的洞察力。同时他对整个物理图像的理解可谓高屋建瓴。周老师在指导我的过程中，给了我很多自由发挥的余地，让我在科研工作中能无所顾虑地尽情释放我的想象力。在我迷茫和无助的时候，他也能恰到时机地悉心开导我，给了我最大的支持。

同时我也要感谢 PandaX 合作组的季向东老师。感谢他当初给我进入 PandaX 科研的机会，以及他在我进组后给予的指导。和季老师的讨论总能让我受益匪浅。我也要感谢合作组内的刘江来老师。刘老师对于粒子物理实验造诣颇深。他的无私且忘我的工作精神令我深受鼓舞。我还要感谢合作组内的杨勇老师、韩柯老师、孟月老师、谌勋老师、赵力老师、张涛老师、林箐老师、肖翔老师、周小朋老师。感谢你们在过去几年中对我学术上的指导帮助。

我要感谢帮助过我的同学和朋友们。感谢肖梦娇、张圆圆、张宏光、夏经铠、谈安迪、谢鹏伟、燕斌斌、崔翔仪、王秋红、陶奕等师兄师姐在我工作学习中的帮助。感谢杨继军、黄迪、樊英杰、张丹、林横、袁影、宁旭阳、武蒙蒙、李帅杰、申国防、阿布都沙拉木、马文博、司琳、程晨、姚玉昆、钱志成、Nasir、何昶达、尚晓凤、顾琳慧、梁昆、杨晓琴等同学，和你们在 PandaX 组内相处的时光总是快乐而有趣。

我要感谢关华、苏俊峰、黄宇华、左志秋、倪立、陈晓煜、李荣杰、陈俊篪、欧阳路飞、马喆、罗川。感谢你们在我博士期间的无私相助和鼓励，感谢你们陪伴着我度过那些艰难的日子，让我知道我绝不孤单。

我还要感谢从容，让我在美妙的吉他声中舒缓心情。感谢斗鱼直播工会的好朋友小天，谢谢你在我直播初期的支持与鼓励。感谢北京齐进法语的顾贝艺老师，谢谢你的指导，让我重拾纯粹学习带来的快乐。感谢锦屏篮球协会的每一位球友，和你们在锦屏球场上相处的时光令人难忘。感谢周杰伦，感谢你的天才般的音乐创作，让我能摆脱紧张和压力。感谢全国的医护工作者，谢谢你们在抗击 COVID-2019 新冠疫情中的巨大贡献。

最后，我要感谢我的家人们。感谢我的父母和外公外婆，感谢你们对我的抚养和教育，也感谢你们对我的勉励与支持，让我能心无旁骛地专心学习。

攻读学位期间发表（或录用）的学术论文

[1] **Zhou Huang** et al. Constraints on the axial-vector and pseudo-scalar mediated WIMP-nucleus interactions from PandaX-4T experiment [J] Physics Letters B, 834 (2022) 137487.

[2] **Zhou Huang** et al. Light yield and field dependence measurement in PandaX-II dual-phase xenon detector[J]. JINST, 2022, 17 P01008.

[3] **Zhou Huang** et al. Neutron-induced nuclear recoil background in the PandaX-4T experiment[J]. 2022 Chinese Physics C, 46 115001

[4] Yue Meng, **et al**. Dark matter search results from the PandaX-4T commissioning run[J]. Phys.Rev.Lett. 127 (2021) 26, 261802.

[5] Qiuhong Wang, **et al**. Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure[J]. Chin.Phys.C 44 (2020) 12, 125001.