

申请上海交通大学博士学位论文

PandaX-I暗物质实验的光电探测系统及放射性气体本底研究

论文作者 李绍莉

学 号 0120729013

指导教师 刘江来 教授

专 业 粒子物理与原子核物理

答辩日期 2018年6月

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

A study of the photosensor system
performance and background from
radioactive gases of the PandaX-I dark
matter experiment

SHAOLI LI

Supervisor:
Prof. JIANGLAI LIU

SCHOOL OF PHYSICS AND ASTRONOMY
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY
SHANGHAI, P.R.CHINA

June, 2018

上海交通大学 学位论文原创性声明

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

学位论文作者签名：_____

日期：_____年____月____日

上海交通大学

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保 密 ，在_____年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密 。

(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

PandaX-I暗物质实验的光电探测系统及放射性气体本底研究

摘要

天文学的多种研究结果表明，我们所处的宇宙中大部分物质是以“暗物质”的形式存在的。暗物质不能被我们已知的粒子物理标准模型解释，对这种全新粒子的探测是目前基础科学的研究最前沿的方向之一。

在直接测量我们周围的暗物质和探测器靶物质碰撞的信号，即所谓的直接探测实验中，目前国际上的主流技术之一是二相型氙探测技术，可以做到三维位置重建和很好的本底排除能力。PandaX(Particle AND Astrophysical Xenon experiment, PandaX)项目是中国第一个使用氙探测器直接测量暗物质的实验，该实验项目由上海交大主导，探测器位于四川锦屏地下实验室。针对暗物质的探测，一期和二期实验都采用双相液氙时间投影室探测器的技术，一期实验使用了120公斤氙作为靶物质，在保留探测器外罐、制冷、提纯、电子学等系统的情况下，通过增大桶状时间投影室上下电极的距离，我们可以很快实现二期实验的目标（约580公斤液氙）。通过一期实验，我们从无到位于国际暗物质研究的前沿。

本文重点讨论了一期实验中以笔者为主开展的数据质量监控、对光电探测阵列性能的研究、以及氙气和氡气本底的数据分析工作。光电探测器作为收集信号的直接手段，研究它们的性质是数据分析的基础。同时，光电管在探测器运行环境中由于种种原因带来的噪声和放电现象构成了PandaX实验的偶然符合本底，对这些噪声以及噪声来源的分析能够为本底分析和数据筛选提供指导。此外，由于PandaX-I 实验是国际上首个使用3 英寸光倍增管(R11410型)长期运行在液氙环境中的暗物质实验，对光电管长期的性能表现的分析结果对同类型的其他实验都有重要的参考价值。另外，基于一期实验中对探测器整体运行维护的经验，我们还讨论了二期实验中光电探测器系统的改进工作。最后，我们分析了一期实验中由于氙气和氡气产生的本底。由它们产生在低能区的电子反冲信号有一定的几率被误认为暗物质事例，因此通过测量这些放射性气体的含量，我们可以判断它们对实验本底的贡献，从而最终帮助

我们判断是否探测到了暗物质信号。值得指出的是，由氦气和氪气产生的本底不能被液氙的自屏蔽所降低，在下一代的实验中成为了最为重要的本底来源，因此本文的研究对未来实验有重要参考价值。

关键词： 暗物质探测，双相氙探测器，PandaX，放射性惰性气体

A study of the photosensor system performance and background from radioactive gases of the PandaX-I dark matter experiment

ABSTRACT

Results from a variety of research in astronomy show that most of the substances in the universe we live in exist in the form of “dark matter”. Dark matter cannot be explained by the standard model of particle physics. The detection of this new type of particle is one of the most frontier researches in basic science.

Among the methods of direct measurement of the collision between the dark matter and the detector target material, one of the mainstream technologies is the dual-phase xenon detector, which can achieve three-dimensional position reconstruction and good background elimination ability. The PandaX (Particle AND Astrophysical Xenon experiment, PandaX) project is the first experiment in China which uses a xenon detector to directly measure the dark matter. The project is dominated by Shanghai JiaoTong University, and the detector is located in the China Jinping Underground Laboratory in Sichuan. For the detection of dark matter, the phase-I and phase-II of PandaX experiments use the technology of the dual-phase liquid xenon time projection chamber. In the first phase of the experiment, 120 kilograms of xenon was used as the target material. By increasing the distance between the upper and lower electrodes of the time projection chamber while keeping the outer vessel, refrigeration, purification, and electronics systems, we can quickly achieve the goal of the second-phase experiment (about 580 kg of liquid xenon). Through phase-I experiment, we have been at the forefront of international dark matter research.

This thesis focuses on the data quality monitoring system, the performance of the photomultiplier tubes (PMT) and the analysis of background from krypton and radon in the phase-I experiment which are conducted by the author. Photomultiplier tubes used in the experiment are the detectors used to detect

light signals, their performance is the basis for data analysis work. Also, noise and discharge from the PMTs in the detector due to various reasons brought the accidental coincidence to the experiment. Study of the noise and its source can provide guidance for the related background analysis and noise filtering. In addition, since the PandaX-I experiment is the first dark matter experiment in the world which uses multiple 3-inch photomultiplier tube (R11410 type) for long-term operation in a liquid xenon environment, how the PMTs performed in a long-term has important reference value for the other xenon experiments. Based on the experience gathered from the operation and maintenance of the detector in the phase-I experiment, we've improved the photo-detector system for the phase-II experiment, which is also discussed in this thesis. Finally, we analyzed the background from krypton and radon gases in the first phase of the experiment. The electron recoil signals generated by them in the low energy region have a certain probability being tagged as dark matter signals by mistake. Therefore, by measuring the level of these radioactive gases, we can estimate their contribution to the background, and help us to determine whether dark matter has been detected. It is worth pointing out that the background generated by krypton and radon cannot be reduced by the self-shielding of liquid xenon, and it becomes the most important source of the background in the next generation of xenon experiments. Therefore, the study of krypton and radon backgrounds in this thesis has important references value for future experiments.

KEY WORDS: Dark matter detection, Dual-phase xenon detector, PandaX, Radioactive inert gas

目 录

摘要	i
ABSTRACT	iii
目录	v
插图索引	xvii
表格索引	xvii
第一章 绪论	1
1.1 暗物质的“发现”	2
1.1.1 星系旋转曲线	3
1.1.2 X射线辐射观测	4
1.1.3 引力透镜效应	5
1.2 暗物质粒子模型	5
1.2.1 轴子	5
1.2.2 惰性中微子	6
1.2.3 WIMP粒子	6
1.3 暗物质粒子的探测方法及实验进展	8
1.3.1 加速器实验	8
1.3.2 间接探测	9
1.3.3 直接探测	11
1.3.4 PandaX实验	19
1.4 论文内容	20
第二章 PandaX实验	21
2.1 中国锦屏地下实验室CJPL	21

2.2	PandaX-I实验装置	23
2.3	PandaX-II光电系统的升级改造	28
2.3.1	PMT供压方式	30
2.3.2	PMT分压底座	30
2.3.3	高压-信号解耦装置及滤波电路	32
2.3.4	布线	34
2.3.5	输出信号测试	35
第三章 数据质量在线监测		37
3.1	DAQ工作状态监测	38
3.1.1	V1724采集事例时间准齐	38
3.1.2	相干噪声	41
3.1.3	FADC读出道的基线	42
3.1.4	DAQ触发率	44
3.2	PMT工作状态监测	44
3.2.1	光电管噪声及分布	44
3.2.2	光电管增益	44
3.2.3	光电管运行状况	47
3.3	探测器运行状态监测	48
3.3.1	信号位置分布	48
3.3.2	电子寿命	48
3.4	本章小结	50
第四章 光电探测器		51
4.1	PandaX-I实验中PMT的安装连接	52
4.2	PandaX-I实验中PMT性能表现	53
4.2.1	增益	53
4.2.2	噪声	55
4.2.3	后脉冲Afterpulsing	58
4.2.4	信号饱和	68
4.2.5	光电管使用中的情况总结	69

4.3	PandaX-II实验中PMT在室温环境下的刻度	70
4.3.1	R11410-20 PMT高压增益曲线	70
4.3.2	R11410-20 PMT暗噪声	71
4.4	小结	71
第五章 Krypton和Radon本底分析		73
5.1	Kr本底	73
5.1.1	^{85}Kr 的 β - γ 符合事例分析	74
5.1.2	利用 β - γ 符合事例分析计算Kr水平	74
5.2	^{222}Rn 本底	77
5.2.1	BiPo2E符合事例	78
5.2.2	BiPo1E符合事例	80
5.2.3	利用BiPo符合事例计算 ^{222}Rn 本底	85
5.3	^{220}Rn 本底	87
5.3.1	^{212}Bi - ^{212}Po 符合事例	88
5.3.2	^{220}Rn - ^{216}Po 符合事例	89
5.3.3	^{220}Rn 本底计算	91
5.4	单 α 方法分析 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 本底	92
5.5	小结	95
第六章 PandaX-I物理结果和展望		97
6.1	PandaX-I结果	97
6.2	展望	98
第七章 总结		101
7.1	数据质量控制	101
7.2	光电探测器	101
7.3	氯气、氢气本底	102
附录 A R11410-20 PMT实验室刻度结果		105
参考文献		109

致谢 117

攻读学位期间发表的学术论文目录 119

表格索引

2.1 PandaX-II与PandaX-II实验中光电探测器分压底座的材料放射性，单位：mBq/pc	32
3.1 正常与不正常工作的V1724之间时间标签的对比，工作状态正常的V1724之间(模块5和22)的时间差是稳定的，不正常的V1724与正常的模块之间的时间差会发生改变。其中，由于V1724使用32位二进制数存储时间标签，当时间标签是32个1时，对应的是整型值(int)的“-1”。	39
4.1 R11410-MOD型PMT的afterpulse概率总结，ZK6307、ZK6313 和KA0019为几个afterpulse概率较高的PMT。p1到p7列分别对应由 H_2^+ , He^+ , CH_4^+ , CO^+/N_2^+ , CO_2^+/Ar^+ , Xe^{2+} 和 Xe^+ 产生的afterpulse	63
4.2 编号ZK6313的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing随着在液氩中运行时间的增加而产生的变化	63
4.3 编号ZK6307的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing随着在液氩中运行时间的增加而产生的变化	64
4.4 编号ZK6335的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing随着在液氩中运行时间的增加而产生的变化	66
4.5 编号KA0019的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing随着在液氩中运行时间的增加而产生的变化	67
4.6 编号KA0018的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing随着在液氩中运行时间的增加而产生的变化	67
5.1 16个 ^{85}Kr 符合事例的具体信息。	76
5.2 BiPo1E丢失事例推算。在不同漂移时间下，2、3列分别为找到的BiPo1E 事例数、它们的衰减时间 Δt 范围和该范围在20-100 μs 内所占百分比，4、5列分别为丢失事例所在的 Δt 范围和该范围在20-100 μs 内所占百分比、推算出丢失的事例数	85

5.3 FV中BiPo1E丢失事例推算。在不同漂移时间下，2、3列分别为找到的BiPo1E 事例数、它们的衰减时间 Δt 范围和该范围在20-100 μs 内所占百分比，4、5列为丢失事例所在的 Δt 范围和该范围在20-100 μs 内所占百分比、推算出丢失的事例数	86
5.4 FV内 ^{222}Rn 水平	87
5.5 FV内 ^{222}Rn 对本底的贡献	87
5.6 FV内 ^{220}Rn 水平	93
5.7 FV内 ^{220}Rn 对本底的贡献	93
5.8 根据单 α 事例得到的Radon含量，每个元素的误差由对应的拟合参数给出($\pm 10\%$)。对于 ^{214}Po ，由于它的半衰期较长，选择条件限制了单个 α 事例会对 ^{214}Po 的寻找产生一定的无效率，计算它对应的含量时有修正这个无效率参数	94
6.1 Fiducial volume内暗物质兴趣能区(0.5-5 keV)内预计的本底水平，单位是 10^{-3} evt/day/kg/keV $_{ee}^{[1]}$	99
7.1 PandaX-I出现问题的光电信增管通道编号及对应的问题简述，分压底座的总阻值和电容值分别用R和C表示	103
A.1 R11410-20 PMT的增益及噪声水平。表中，Q.E.值由Hamamatsu表单给出，par1 和par2 为使用函数 $e^{\text{par1} \times x + \text{par2}}$ 拟合PMT高压增益曲线的结果	105

插图索引

1.1 由Planck观察到的宇宙微波背景(CMB)的各向异性。CMB是当宇宙只有38万年的时候，印在天空上的宇宙中最古老的光的快照。它显示微小的温度波动，对应于略微不同的密度区域，代表现在星体和星系曾经的样子	2
1.2 旋涡星系NGC3198的转动曲线，带误差的数据点是测量数据，其它所示星系盘、星晕的拟合曲线 ^[2]	3
1.3 哈勃太空望远镜拍下的Abell-2218图片。图中几乎所有的亮点都是abell-2218 中的星系。由于引力透镜效应，放大、扭曲了它后面的星云形成图中的光弧 ^[3]	4
1.4 CERN的大型强子对装机加速管道和环上的CMS探测器(图片均来自CERN网站)	8
1.5 DAMPE探测器的结构示意图：由塑料闪烁体、硅微条探测器、BGO晶体和中子探测器四个部分组成。探测器完成后在CERN进行束流测试，测试整体性能(图片来自 [4])	10
1.6 IceCube实验，在深1450至2450处，一共有86条纵向的线索上一共安装了5160 个数字光学探测器模块测量切伦科夫光信号(图片来自威斯康辛大学IceCube实验网站)	10
1.7 暗物质直接探测方法和国际上暗物质直接探测实验示意图 ^[5]	11
1.8 DAMA/LIBRA探测器(图片来自网络)	13
1.9 CoGeNT实验探测器及屏蔽结构(图片来自网络)	14
1.10 PICASSO实验探测器(图片来自实验网站)	15
1.11 CDMS-II半导体探测器(伯克利CDMS网站)	15
1.12 位于容器内的CRESST所有探测模块(CRESST实验网站)	16
1.13 XENON100 时间投影室和LUX探测器(分别为相应实验的网站资源	17
1.14 二相型氙探测器工作原理示意图 ^[6]	19
1.15 二相型氙探测器中核反冲和电子反冲产生的光信号、电离信号大小示意图	19

2.1	PandaX实验的历史及发展计划	21
2.2	锦屏地下实验室位置	22
2.3	直接探测暗物质的地下实验室宇宙线流强对比 ^[7]	22
2.4	PandaX-I实验室结构示意图	23
2.5	PandaX-I探测器屏蔽体结构	24
2.6	PandaX-I探测器的制冷系统, 前面是循环提纯系统的气体纯化器(Getter)装置 ^[8]	25
2.7	PandaX-I内罐和探测器示意图	26
2.8	PandaX-I时间投影室(Time Projection Chamber)	26
2.9	上下光电管阵列, 相邻入射窗都被teflon 反射层覆盖以增加光收集效率	27
2.10	PandaX-I电子学和数据获取系统的逻辑示意图, 其中红色虚线为触发逻辑 ^[9]	28
2.11	图左为锦屏实验室电子学系统, 右侧为机架上的电子学器件分布。左侧的机架上放置了4个光电管去耦合装置(4×4U)、高压机箱和NIM 机箱(Phillips放大器)。右侧的机架上主要是VME机箱(逻辑、波形采样器)等电子学器件 ^[10]	29
2.12	PandaX-II探测器示意图 ^[11] , 左图为探测器剖面图	29
2.13	PandaX-II三英寸光电管分压底座电路图 ^[12]	31
2.14	PandaX-II实验使用的PMT分压底座和高压接头 ^[12]	31
2.15	PandaX-I使用的解耦器电路图及实物 ^[6]	32
2.16	PandaX-II使用的解耦器电路图及实物	33
2.17	PandaX-II使用的集线器和细节	34
2.18	S1信号测试波形结果 ^[12]	35
2.19	噪声测试结果 ^[12]	36
3.1	数据处理流程: 从电子学系统采集数据传递给离线软件实时处理系统, 根据处理过的文件, 数据质量监控对重要的运行参数进行监控	37
3.2	正常事例的TotalHeight与ESumHeight成正比, 时间未准齐事例的这两个参数之间相关性不明显	38

3.3 数据的时序监测。一个事例对应的23个V1724模块记录的时间标签，软件上对相邻模块间的时间标签作比较并记录两者之间的差值。一旦某个事例对应的23个时间标签中有一对差值发生较大变化，认为对应两个V1724模块取得的数据失去关联性，记为misaligned events并填入图中。可以看到，图中所有事例相邻板块间的数据都是时间关联的	40
3.4 波形中存在的200 kHz相干噪声	40
3.5 顶部和底部光电管信号的噪声水平，空白道为因有问题(连接或噪声事例率过高)而关闭的PMT，大部分道的噪声水平都低于0.05 PE	41
3.6 向下漂移的基线，图中的直线为软件后期补齐的默认基线水平	42
3.7 顶部和底部光电管信号道的基线水平，空白道连接的是被关闭使用的PMT，正常基线水平为0	43
3.8 顶部和底部光电管信号道的噪声水平。这里，顶部一英寸光电管的随机事例率一般低于0.3 kHz，底部三英寸的一般低于5 kHz。随机信号过多的原因可能是由于探测器内部额外的光信号或者PMT自身打火等原因	45
3.9 PandaX-II底部和顶部光电管噪声水平的位置分布，空白的为关闭了的PMT	46
3.10 某一路底部光电管的单光子信号分布，以LED刻度得到的增益为单位，使用标准高斯函数对分布进行拟合得到粗略的增益值	46
3.11 底部所有光电管的增益水平(非LED刻度所得，使用LED刻度得到的增益为标准单位)，用来直观的表现是否有光电管增益发生明显变化。部分PMT的增益为负值或过高，是因为在取数过程中，这些PMT因为噪声水平不稳定(偏高)，工作高压被降低，从而它们的增益呈指数关系降低，使得在做高斯拟合计算增益时很不准确，产生偏离基准的比例值。	47
3.12 TPC电极某处打火时，信号的位置分布集中在打火对应的位置	48
3.13 液氙中电子寿命，横轴为电子漂移的距离，纵轴表征了电离信号的大小。使用一次线性公式拟合，图中p1为电子寿命得值	49
3.14 电子寿命在约两周时间内的稳定性，每一次变动表明了探测器的工作状态不正常	49

4.1 R11410-MOD光电管频谱响应及光阴极电流线性 [?]	51
4.2 PMT及电子学连线示意图	52
4.3 R11410-MOD PMT典型的单光子谱，它的增益约为 2×10^6 。图中，蓝色曲线为电子学噪声分布的拟合、绿色是单光子峰，青色为双光子峰，红色曲线是联合拟合结果，且标示了拟合区间	53
4.4 三英寸和一英寸光电管典型的高压-增益曲线	54
4.5 PMT增益随时间变化。黑点表示一个典型的增益稳定的PMT，红框代表的PMT 增益因为过多的随机信号在运行中降低了两次	55
4.6 所有R11410-MOD和R8520-406 PMT在设定增益下的单光子分辨率分辨	55
4.7 R11410-MOD和R8520-406 PMT噪声水平与阳极暗电流的关系	56
4.8 两个相邻的R11410-MOD PMT噪声水平随时间变化；红色方框表示的PMT 噪声出现起伏，同一时间下黑色远点表示的相邻的PMT噪声情况稳定	57
4.9 第一种情况下顶部和底部光电管噪声分布，横纵坐标表明PMT 位置，单位为cm。方框代表R8520-406 PMT，圆代表R11410-MOD PMT，可以看到只有个别独立的PMT 噪声水平明显高于其他	57
4.10 第二种情况下顶部和底部光电管噪声分布。电极左上发生微弱放电使得对应的底部光电管阵列中多数PMT 的噪声水平都很高	58
4.11 暗物质取数和 ^{60}Co 刻度数据中R11410-MOD型PMT平均噪声水平和随机S1信号水平随时间变化(如图例)。右侧纵坐标表示了随机S1 信号水平	59
4.12 一个典型高afterpulse水平的R11410-MOD PMT的分布：(a)afterpulse 大小vs.与主脉冲的延迟时间，主脉冲信号小于20PE；(b)A3区域中afterpulse延迟时间分布，不同峰由不同的离子造成；(c)A3 中不同离子造成的afterpulse 大小分布(如图例)	60
4.13 所有使用的R11410-MOD型PMT的afterpulse概率分布	61

4.14 一个afterpulse概率正常和偏高的R11410-MOD型PMT的afterpulse概率随时间变化, (a) 正常的PMT、(b)偏高的PMT。 (a)和(b)中时间最早的数据是该较早时PMT 在室温下气氩中的测量数据。 (b) 中 Xe^+ 对应的afterpulse概率坐标为图中左侧红色, 其他粒子造成的afterpulse概率用图中右侧坐标表示大小	62
4.15 ZK6313在气氩测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	64
4.16 ZK6313在液氩中使用约10个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	64
4.17 ZK6307在气氩测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	65
4.18 ZK6307在液氩中使用约6个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	65
4.19 ZK6335在气氩测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	66
4.20 ZK6335在液氩中使用约10个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	66
4.21 KA0019在液氩中使用约10个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	67
4.22 KA0018在气氩测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	68
4.23 KA0018在液氩中使用约6个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系	68
4.24 事例中电信号S2与光信号S1大小关系, 红框是PMT工作在设定增益(2×10^6)下的结果, 蓝点是PMT工作在低增益(5×10^5)下的结果。当增益较大时, 对于能量较高的事例, S2 信号开始出现饱和现象。PMT增益较低时, 高能事例的S2信号线性变好, 但是对200 PE 左右S1信号, 由于阈值较大且软件中寻峰效率较低的原因, 曲线在此处有一个微小的过冲	69
4.25 KA0033的高压-增益关系, 随着高压的增加, 增益呈指数关系上升	70
4.26 KA和KB系列编号的R11410-20型PMT的暗噪声分布	71
5.1 ^{85}Kr β - γ 符合事例的(a)单S2事例波形和(b) 双S2 事例波形	75

5.2 ^{85}Kr β - γ 符合事例(a) β 与 γ 间衰变时间分布, (b) β 与 γ 间距离平方的分布和(c) 信号在探测器内的位置分布。对于图(b) 和(c) 中只有单个S2的事例, 我们使用S1 的位置来确定对应的 β 或 γ 发生的位置	75
5.3 Kr产生的符合事例的时间	77
5.4 ^{222}Rn 衰变链示意图	78
5.5 BiPo2E事例的(a) β 和(b) α S1大小	79
5.6 BiPo2E事例中 β (a)和 α (b)的 $\log_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ VS.S1 分布。图(b) 中A 和B 分别对应于图5.5(b)中的两个峰	79
5.7 BiPo2E中位于A和B内事例 β 和 α 间的(a)距离 ΔL^2 和(b) 衰变时间 Δt 的分布	80
5.8 分布A和B下的 β 能量分布(a)S1、(b)S2, $\log_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ 分布(c)、(d) 和位置分布(e)、(f)	81
5.9 BiPo2E事例 α 的(a)S1大小分布和(b)S2大小分布及高斯拟合结果	82
5.10 ^{214}Po α 重建能量vs β 能量	82
5.11 BiPo1E候选事例的 α 信号 $\log_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ vs S1	83
5.12 BiPo1E-DS2(a)和BiPo1E-SS2(b)事例的 β 漂移时间vs β - α 延迟时间分布	84
5.13 z_β 在-82到-90 μs 之间的BiPo1E候选事例的 β - α 衰变时间分布及拟合结果	84
5.14 BiPo2E和BiPo1E所有事例在(a)整个探测器和(b)FV内的衰减时间分布及指数拟合结果	86
5.15 ^{220}Rn 衰变链示意图	88
5.16 ^{212}Bi 和 ^{212}Po 事例在 $\log_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ vs. S1下的分布及 ^{212}Po 不同事例群A、B在探测器的位置分布	89
5.17 ^{212}Po 能量和衰变时间分布	90
5.18 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 事例在 $\log_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ vs. S1下的分布	90
5.19 候选事例中 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 的能量分布	91
5.20 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 之间的衰变时间 Δt 和距离 ΔL^2 的分布	91
5.21 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 重建能量的分布	92
5.22 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 的位置分布	92

5.23 单 α 事例S1对z和 r^2 的修正, 图中事例在 r^2 上的分布是由于PMT 阵列的位置导致的	94
5.24 单 α 事例能谱, 使用多高斯函数进行拟合, 图中竖虚线表明了不 同的峰位, 上方的红色横坐标为重建的 α 能量	95
6.1 542个事例在 $\log_{10}(S2/S1)$ vs S1下的分布。蓝色虚线间是电子反 冲信号的 2σ 区间, 中值用蓝色实线表示。红色实线为核反冲信号 的中值, 红虚线为对S2信号设定的大于300 PE的条件。灰色虚 线为对应核反冲能量下(灰色值)的等效能线。绿星是位于核反冲 中值线以下的暗物质候选事例 ^[1]	98
6.2 在90%置信区间下, PandaX-I实验给出的暗物质自旋无关碰撞截 面上限, 图中还给出了其他实验的结果: XENON100 225天 ^[13] 、 LUX首个结果 ^[14] 、SuperCDMS ^[15] 、DarkSide ^[16] 、CRESST-II 2014 ^[17] 、CDEX 2014 ^[18] ; CoGeNT 2014 ^[19] 、CDMS-II-Si ^[20] 、 DAMA/LIBRA ^[21] 和CRESST-II 2012 ^[22] 作对比 ^[1]	99

第一章 绪论

目前描述宇宙诞生初始条件及其演化过程的标准模型是大爆炸宇宙学模型。1929年哈勃观测24个邻近星系的光谱发现，所有的谱线都向长波段移动了。根据多普勒效应可以推算对应星系的运动速度，发现星系远离我们的速度与它们与我们的距离正比。哈勃膨胀预示有限的时间前，所有的星系都聚集在一个极小的空间内，奠定了大爆炸宇宙学的基础。宇宙微波背景辐射的测量结果肯定了宇宙早期的热历史、高温介质的高度各向同性，是宇宙各向同性的证明。根据大爆炸宇宙学的核合成理论，可以预言一些轻元素如He、D和⁷Li相对普通氢元素的比例，实际测量到的各种轻元素丰度与根据光子重子比推算的理论值吻合，从另个方面验证了大爆炸宇宙学的成功。此外，大爆炸宇宙学对宇宙年龄的预言也被验证。

在大爆炸初，物质以基本粒子的形态存在(如中子、质子、电子、光子和中微子等)，电子与光子发生频繁的散射使宇宙呈现不透明的状态。之后随着宇宙的膨胀，温度和密度下降，质子与电子复合产生中性氢原子和光子。原子核和分子开始形成复合成气体，气体逐渐凝聚成星云，星云再进一步形成各种星体和星系，最终形成我们现在的宇宙。大爆炸38万年后，绝大多数自由电子被质子捕获，宇宙对光子变得透明，我们现在可以观察到宇宙早期大爆炸后遗留下的这些光子。由于宇宙的膨胀，我们观察到的这些光子已经红移到微波波段。光子温度的各向异性在 10^{-5} 量级，但是都含宇宙膨胀历史的信息。

许多天文学和宇宙学的研究表明，整个宇宙中存在大量看不见的暗物质和暗能量。不同的宇宙模型结合不同的参数会预言不同的宇宙微波背景辐射的功率谱和功率谱上的起伏。

比如，根据欧洲PLANCK 卫星精确测量到的宇宙背景辐射的数据(图1.1)对标准宇宙模型：“Λ – CDM”模型进行拟合，得到宇宙中暗物质、暗能量和可见物质的密度比例分别为27%、68%和5% [23]，暗物质和暗能量占的比例是可见物质的5倍多。

微观上，暗物质极有可能是由一种基本粒子组成，但是是一种不在粒子物理标准模型之中的基本粒子，不参与电磁相互作用和强相互作用，参与引力作用，可能参与弱相互作用。需要新的物理模型来解释暗物质。宇宙中的暗物质是现代天体物理学的前沿核心问题之一，暗物质和暗能量的本质是什么，这个

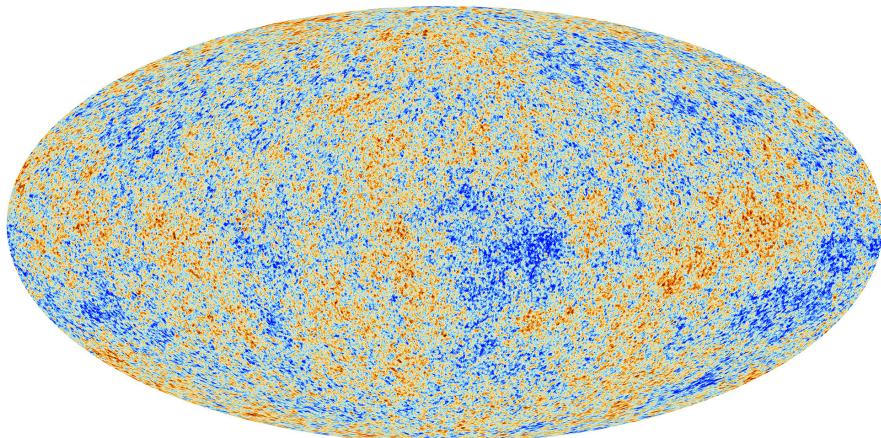


图 1.1 由Planck观察到的宇宙微波背景(CMB)的各向异性。CMB是当宇宙只有38 万年的时候，印在天空上的宇宙中最古老的光的快照。它显示微小的温度波动，对应于略微不同的密度区域，代表现在星体和星系曾经的样子 [23]

Fig 1.1 The anisotropies of the Cosmic microwave background (CMB) as observed by Planck. The CMB is a snapshot of the oldest light in our Universe, imprinted on the sky when the Universe was just 380,000 years old. It shows tiny temperature fluctuations that correspond to regions of slightly different densities, representing the seeds of all future structure: the stars and galaxies of today

问题的答案可能关系到我们对很多问题和事情的理解，可能导致物理学的又一次重大革命。

1.1 暗物质的“发现”

宇宙是目前人类能够研究、探索的最大对象。由于它的特殊性，我们只能通过研究目前宇宙的现状、特征(如膨胀率、宇宙物质大尺度结构状态和元素丰度等)来逆推早期宇宙中发生的一些物理过程和物理现象。随着科学和高能实验的快速发展，人们通过探测天体发射的电磁辐射了解它们。各种观测和理论分析发现，构成宇宙的物质绝大多数是不发光的暗物质。暗物质尽管不发光，仍然存在引力作用。通过星系旋转曲线、引力透镜效应、宇宙微波背景辐射等测量证实了宇宙中存在暗物质。星系的形成及其大尺度结构依赖于宇宙的各组成部分，通过数值模拟星系形成和大尺度结构可以反推暗物质的性质。如果暗物质是基本粒子的话，那它一定是稳定、电中性而且质量应该较大。

1.1.1 星系旋转曲线

天文学中暗物质存在最直观的证据来自旋涡星系的旋转曲线测量^[24]。对于一个球状引力系统，距离球心 r 的一个质点的旋转速度为：

$$\nu = \sqrt{\frac{G \cdot m(r)}{r}} \quad (1.1)$$

其中， $m(r)$ 是 r 内的质量。由于发光物质(恒星)在距离星系中心很大半径处的空间内变得相当稀少，发光物质的 $m(r)$ 随着 r 的增加渐渐趋于常量，根据公式1.2，我们期望由发光物质引起的旋转曲线随着半径的增加呈 $r^{-1/2}$ 趋势下降^[24]。实际观测的结果与这一预期并不符合，在距离星系中心很大半径处，旋涡星系的转动曲线并没有下降而是维持恒定的转速。研究表明，对于旋涡星系团和椭圆星系团，半径在100千秒差距(kpc)内和 10^{12} 太阳质量内，星系团质量与半径成正比^[25]，如图1.2所示。根据上面的测量结果，除了分布在星盘上的可见物

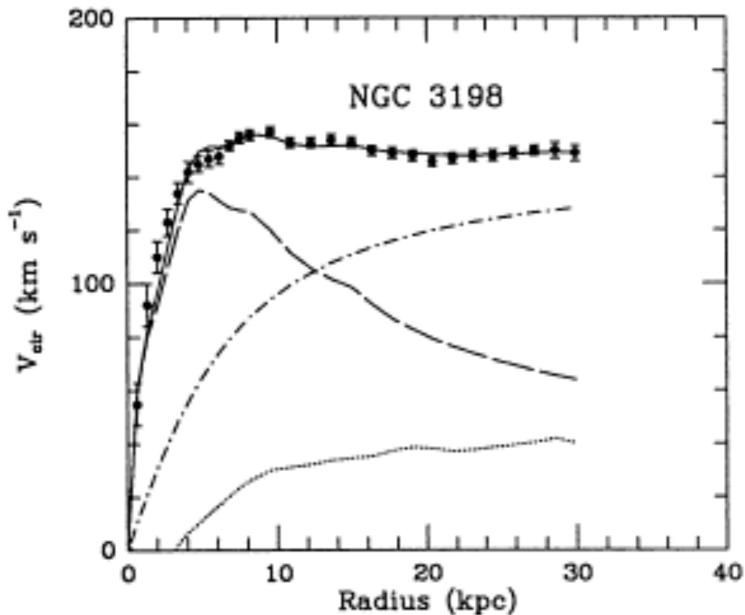


图 1.2 旋涡星系NGC3198的转动曲线，带误差的数据点是测量数据，其它所示星系盘、星晕的拟合曲线^[2]

Fig 1.2 Rotation curve of NGC3198, dots with error bars are measured data, the rest are curves from simulation

质，为了维持测量到的旋转速度，必须假定有密度为 r^{-2} 的暗物质(暗晕)存在。对星系周围的卫星及球状星团的潮汐力测量进一步支持了暗物质存在的假设，

它们间的关系式可以表达为：

$$\frac{r_t}{R} \approx \left(\frac{m}{M(R)} \right)^{1/3} \quad (1.2)$$

其中， r_t 是质量为 m 的卫星星系的潮汐半径， $M(R)$ 是星系内半径为 R 部分的质量。根据该公式推算银河系的质量约为 10^{12} 太阳质量 M_\odot ，半径可延伸至100-200 kpc。此推算得到的质量比银河系内发光物质质量总和大了10倍。同样支持了暗物质的存在。

1.1.2 X射线辐射观测

椭圆星系、星系群和星系团有很强的X射线辐射，利用X射线观测可以得到X射线的热气体的热辐射温度与气体的密度分布。这个方法首先利用于研究Virgo团的中心星系M87.20世纪80年代测定了M87的质量约为 $3 \times 10^{13} M_\odot$ ，比恒星质量总和高了至少一个量级。更多的X射线观测结果表明星系团和星系群的大部分物质是不发光的暗物质。

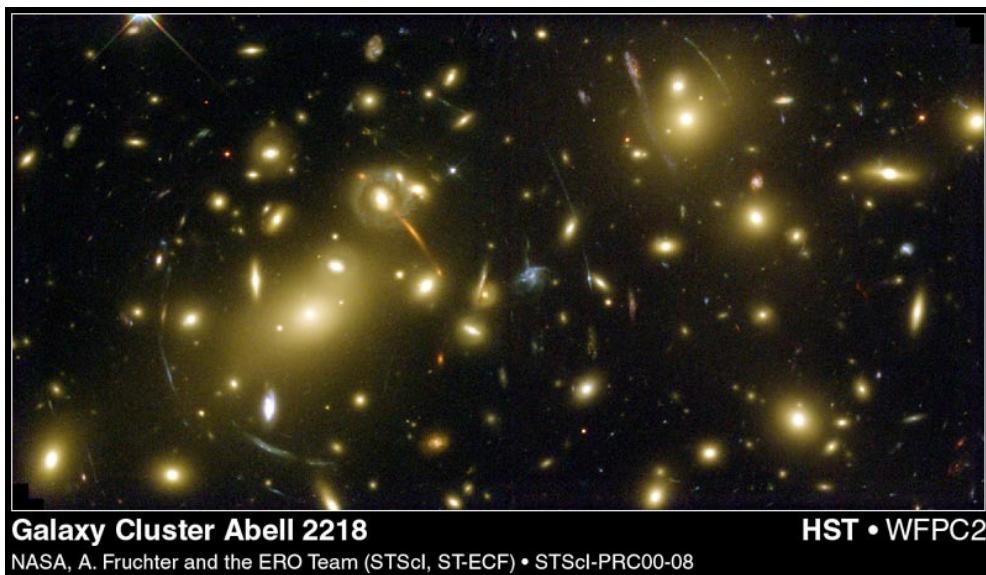


图 1.3 哈勃太空望远镜拍下的Abell-2218图片。图中几乎所有的亮点都是abell-2218 中的星系。由于引力透镜效应，放大、扭曲了它后面的星云形成图中的光弧 [3]

Fig 1.3 Abell-2218 and its gravitational lenses by Hubble Space Telescope. Almost all of the bright objects in this image are galaxies in Abell-2218. However, acting as a powerful lens, it magnifies and distorts all galaxies lying behind the cluster core into long arcs.

1.1.3 引力透镜效应

重力可以使光线弯曲，宇宙中质量很大的星系可以弯曲经过它附近的光线。利用这一点，研究人员可以了解更多关于宇宙中星系的信息。图1.3是哈勃望远镜拍下的Abell-2218星系的照片。背景星系由于引力效应产生的光弧非常明显。由该星系团是无法产生这样的引力透镜现象，产生这样的背景星系畸变要求在星系团中心250 kpc半径内至少有 $10^{14} M_{\odot}$ 物质。如果没有暗物质的存在，这样的引力透镜现象时无法产生的。

1.2 暗物质粒子模型

粒子物理标准模型描述了强作用力、弱作用力和电磁相互作用力这三种相互作用以及组成所有普通物质的基本粒子。到目前为止，几乎所有以上三种里的实验结果都可以用这个模型预测，除了引力作用。研究发现不发光的普通物质如大质量致密暗晕天体只能占暗物质的小部分，不能解释大部分的暗物质。除此之外，标准模型中的中微子由于质量几乎为零^[26]，在宇宙质量中也只占有很小的比例。有些星体经过一定阶段的演化，温度变得很低，不能在发出可以被观测到的电磁信号，即不能通过直接观测被发现，表现为“暗物质”，这种类型的暗物质可以称为重子物质的暗物质，在宇宙总质量中也仅仅占很小一部分。还有另一种暗物质，由一些中性有静止质量的稳定粒子构成。这类粒子组成的物质不会放出、吸收电磁信号，这类暗物质可以称为非重子物质的暗物质。

关于可能组成非重子暗物质的粒子，有很多种说法^[27]。在众多候选者中，最热门是一种称为大质量弱相互作用粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP)^[28]的新粒子。这种粒子与普通物质发生反应的截面很小，因此即使它们存在于环境中，却从来没有被探测到过。还有一种理论物理学家提出用来解决强相互作用中CP问题的新粒子：轴子，也有可能是暗物质的成分。此外还有惰性中微子(sterile neutrino)等。如果WIMP粒子存在的话，与普通物质可以发生弱相互作用，损失一部分能量，从而被我们探测到。

1.2.1 轴子

轴子是质量很轻的赝标量粒子，这种粒子被提出的原因与强相互作用(量子色动力学，QCD)不具备CP破坏有关^[29, 30]。轴子不带电，与正常物质间的作用截面也非常低，而且它的质量很小(可能在 $50\text{--}1500 \mu\text{eV}$ ^[31])，无法推动原

子核做明显的运动，很难通过原子核振动进行探测。轴子衰变的真实寿命正比于 $1/m_a^5$ (m_a 是轴子质量)，当它的质量低于 $10 \text{ eV}/c^2$ 时，寿命长于宇宙年龄。如果轴子的存在是真实的，那么它可以被视为大爆炸的遗迹。

在合适的磁场作用下(提供一个合适的入射光子)，一个轴子可以转变为一个光子。有很多实验利用这一点，期望探测到轴子的存在。轴子暗物质实验(Axion Dark Matter Experiment, ADMX [32])利用一个置于磁场中的可调微波采集器来探测轴子。调节采集器的频率得空腔的共振频率和轴子的质量匹配，其中穿过的轴子就可能衰变为微波光子从而证实轴子的存在。CERN轴子太阳系望远镜(CERN Axion Solar Telescope, CAST)利用一个超导磁体(9 T)，希望能探测到从太阳磁场中产生的轴子，CAST实验没有探测到轴子信号，但给出了轴子的质量上限： $m_a < 0.02 \text{ eV}/c^2$ [33]。还有一些实验尝试在实验室产生轴子并对它进行探测(BFRT [34], ALPS [35,36], PVLAS [37] 等)。虽然还没有实验直接证实了轴子的存在，但可以限制轴子质量的范围以及与光子的耦合常数。

1.2.2 惰性中微子

中微子震荡现象表明，中微子并不像标准模型预测的那样质量为零。理论上提出了惰性中微子的存在来解释这个现象。不同于一般中微子，惰性中微子不参加除引力以外的任何相互作用，但是可以通过它们到普通中微子的震荡来测量。

中微子实验中有一系列反常现象。比如，位于南极的冰立方实验(IceCube)的探测器置于冰层下，包含五千多个光探测器。当高能中微子与冰中的水分子作用，产生带电粒子并发出切伦科夫光。借助探测器捕获到的光信号可以重建中微子入射路径及其属性。由于物质共振效应，中微子穿过致密物质时，缪子中微子振荡为惰性中微子的可能性增强，导致特定能量的缪子中微子数量缺失。探测器探测从北极穿过地球的大气缪子中微子和它的反粒子，验证能量在320 GeV 到20 TeV 范围内中微子丢失，实验并未发现缪子中微子或反缪子中微子的异常消失现象 [38]。这个结果严格限制了惰性中微子存在的可能性，也为其他的一些中微子实验提供的未来的研究方向。

1.2.3 WIMP粒子

在宇宙初期，所有粒子都以非常快的速度相互碰撞，正是由于粒子间的碰撞，不断的产生和湮灭各种粒子。当粒子与它的反粒子湮灭，产生的能量在很

短的时间内衰变称为另外一对粒子和反粒子。产生的粒子对有可能与发生湮灭的粒子对不同。因此，暗物质粒子和暗物质反粒子也会同样的不断湮灭为一对较轻的粒子，也会不断的由一对较轻的粒子湮灭产生。宇宙早期的温度较高，提供给粒子的动能足以弥补由轻粒子对湮灭产生暗物质及其反粒子过程中的能量差。随着宇宙不断膨胀、变冷，粒子的热能降低，渐渐地轻粒子的热能不足以继续进行上面提到的过程，但是暗物质和它的反粒子依旧能够湮灭为其他的轻粒子对。当宇宙温度降低到一定程度，暗物质粒子的湮灭率高于产生率，于是，暗物质粒子的密度开始以指数趋势下降^[39]。正是因为宇宙在不断的膨胀，粒子的密度会因此降低，使得粒子和反粒子间的碰撞几率降低，这样一来，暗物质的正反粒子间的湮灭反应会几乎停止，使宇宙中暗物质的数目固定在一定的数量上^[40](冻结时刻)。正反粒子之间产生反应的截面越大，在宇宙膨胀到粒子相互碰撞停止前，它们之间发生湮灭的概率越高，最终留下来的数目越少。因此，暗物质的正反粒子间的相互作用强度要能够符合宇宙学观测到的暗物质密度。根据现在宇宙内暗物质含量，如果暗物质粒子是真实存在的话，它的反应截面约是弱相互作用范围^[39]。宇宙大爆炸中产生的WIMP数量与宇宙学测量的暗物质密度恰好吻合，这也被称为“WIMP 奇迹”。因此，虽然目前为止还没有实验证据证实这个猜测，WIMP 粒子仍然被认作暗物质粒子最有可能的候选者。

基本粒子由自旋为半整数的费米子和自旋为整数的玻色子组成。超对称理论的提出是为了解决标准模型所谓的等级问题。它假设费米子和玻色子之间存在某种对称性，因此每个费米子都有对应的玻色子伴子，每个已知的玻色子也有对应的费米子伴子。超对称模型有以下的特点：解决了标准模型的等级问题；可以实现规范耦合常数的统一，因此与大统一模型是自洽的；由于顶夸克质量较大，可以通过辐射修正得到正确的电弱对称性破缺；模型中包括自然的暗物质候选者，如超中微子(neutralino)，可以通过电弱重子数产生解释重子不对称；可以通过电弱精细检验的约束^[41]。在一些典型的超对称模型中，超中微子是最轻的一种超对称粒子(Lightest Supersymmetric Particle, LSP)，是弱电作用的四个规范粒子(光子、Z玻色子和希格斯粒子)的超对称伴子，它们可以是稳定的，不带电荷，只参与引力和弱相互作用，如果暗物质粒子也是基本粒子的话，超中微子(neutralinos)很可能是暗物质的候选粒子。

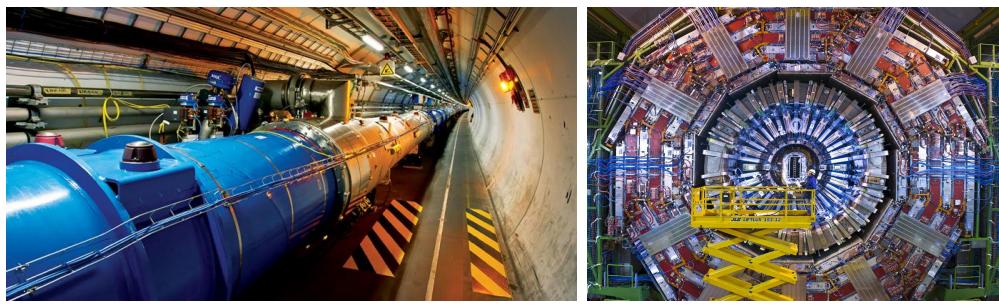
如果暗物质是WIMP，宇宙学上WIMP的性质符合宇宙中暗物质密度的要求；理论上它属于新的理论模型中被预言的粒子；实验上，由于WIMP和普通物质有微弱的相互作用力因此可以被探测到。因此，在暗物质研究上，人们

对WIMP 寄予了很大的希望，国际上有很多实验针对它的特点进行探测，希望能够借此揭开暗物质的本质。

1.3 暗物质粒子的探测方法及实验进展

前面提到了很多暗物质的观测方法，如引力透镜、旋涡星系的旋转曲线等。探测暗物质粒子的方法主要分为三种：通过高能粒子加速器产生暗物质粒子；测量暗物质粒子与它的反粒子发生湮灭产生的信号；或者探测穿过地球的暗物质与普通物质发生碰撞产生的信号。分别对应于暗物质探测的三种类别：对撞机实验、间接测量和直接测量实验。下面分别对它们的原理及实验进展作讨论。

1.3.1 加速器实验



(a) 大型强子对装机(LHC)加速管道

(b) CMS探测器

图 1.4 CERN的大型强子对装机加速管道和环上的CMS探测器(图片均来自CERN 网站)
Fig 1.4 The two-ring of Beijing Electron Positron ColliderII and the Beijing Spectrometer

暗物质粒子可以通过高能正负电子碰撞或者强子碰撞产生，因此一些大型对撞机可以“生产”暗物质，由于暗物质非常不易与物质发生互相作用，它携带的能量就会带离探测器，测量对撞过程中消失的能量就是测量暗物质的手段。如瑞士日内瓦欧洲核子研究中心(CERN)的大型强子对装机(Large Hadron Collider, LHC) [42-44]，反向绕行的两束质子在地下管道中旋转加速到一定能量后进行对撞，碰撞能量超过以往任何的加速器，以此希望制造出以前从未探测到的粒子，发现新粒子，验证超对称理论。任意一种超对称粒子的发现都将是超对称理论的有力证据，进而说明WIMP存在的可能性。

1.3.2 间接探测

间接探测主要是通过观测暗物质粒子互相碰撞、湮灭时产生的信号，如质子、电子及它们的反粒子、中微子和伽马射线。对探测器测量得到的宇宙线能谱混入的这部分粒子的能量进行判别可能让我们间接的得到暗物质的信息，了解关于暗物质粒子更多的性质。为了测量WIMP湮灭反应，实验上设计了针对伽马射线、中微子敏感的探测器，在宇宙中搜索这些粒子的爆发，间接证实WIMP的存在。间接探测的难度在于，要有效区分暗物质粒子湮灭信号与宇宙中天体信号如脉冲星和二次碰撞产生的信号。

PAMELA实验测量了正电子分数 $e^+/(e^++e^-)$ ，得出正电子分数在10到100 GeV范围内反常超出，不符合以往理论预期^[45]。2011年，Fermi卫星利用地磁场效应得到20到200 GeV 范围内正电子和电子谱，第一次给出高于100 GeV能量正电子分数能谱，Fermi的结果与上面PAMELA 测量的结果基本一致^[46]。ATIC^[47]、HESS^[48, 49]和Feimi^[46]精确测量了正负电子总能谱，在能量高于100 GeV 的区间都发现了超出现象，AMSII实验把各种带电粒子的能谱和能量范围测量到前所未有的程度，将超出现象的范围延伸至350 GeV^[50]。这一现象可以用暗物质理论进行解释^[51-53]。

虽然不能与光子直接耦合，暗物质湮灭或碰撞产生的带电粒子能够产生伽马射线。伽马射线基本保持直线传播，不受宇宙空间中广泛存在的电磁场干扰，比起带电宇宙线保留了更多原始反应的信息。EGRET探测器发现了全天弥散伽马射线在GeV能区有超出现象^[54]，这个发现可以被暗物质湮灭理论解释^[55]。Fermi的弥散伽马射线观测结果否定了EGRET的结论^[56]。根据Fermi等实验对伽马射线观测的结果，适当考虑背景贡献及不确定性，否定了超出现象的存在，这种情况给出关于暗物质性质的强烈限制^[57-62]。

在暗物质粒子探测卫星实验上，我国发射了“悟空”暗物质粒子探测卫星(Dark Matter Particle Explorer, DAMPE)^[63]，探测器从上往下依次为塑料闪烁体探测器阵列、硅探测器阵列、BGO量能器和中子探测器，包括了42000路电子学读出，168路高压电源，近8万路探测器通道，是迄今为止观测能段最宽、能量分辨率最好的空间探测器。它在500千米高度的轨道上围绕地球运行，接收来自宇宙四面八方的高能电子和伽马射线，通过探测宇宙中高能粒子的方向、电荷和能量来间接寻找、研究暗物质。2017年“悟空”发表了最新的结果，该实验以前所未有的高能量分辨率和低本底水平首次直接测量到了电子宇宙射线(Cosmic-ray electrons and positrons, CREs)在25 GeV至4.6 TeV的能谱。并且在约0.9 TeV 处直接测量到了能谱的拐折^[64]，证实了之前通过间接

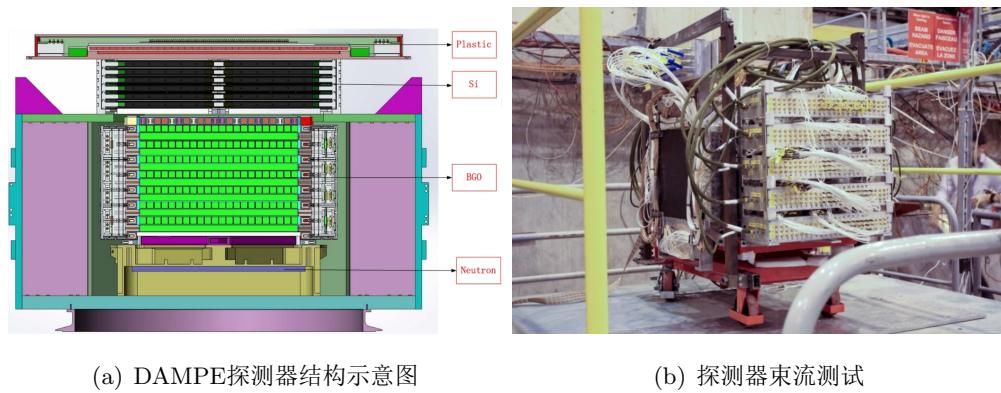


图 1.5 DAMPE探测器的结构示意图：由塑料闪烁体、硅微条探测器、BGO晶体和中子探测器四个部分组成。探测器完成后在CERN进行束流测试，测试整体性能(图片来自 [4])

Fig 1.5 Structure of the DAMPE detector: plastic scintillator strips detector, silicon-tungsten tracker-converter, BGO bars, neutron detector. And the beam test in CERN of the DAMPE detector (Figures come from [4])

测量得到的结论 [48, 49]。

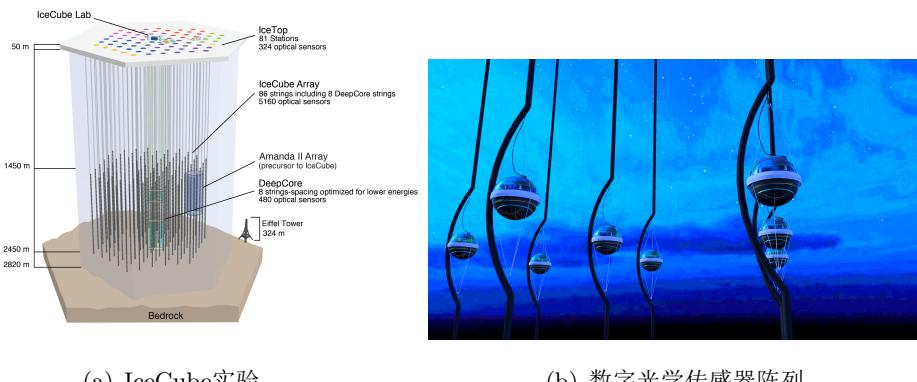


图 1.6 IceCube中微子观测站，在深1450至2450处，一共有86条纵向的线索上一共安装了5160 个数字光学探测器模块测量切伦科夫光信号(图片来自威斯康辛大学IceCube实验网站)

Fig 1.6 The IceCube Neutrino Observatory, 86 strings of 5160 digital optical modules were installed at depths between 1450 and 2450 meters, used to collect Cherenkov radiation light signals (Figures come from IceCube website)

在地面上，观测中心湮灭产生的中微子信号的实验利用中微子探测器，深埋于地下或山洞中以屏蔽宇宙线带来的本底，探测中微子在岩层或探测介质中产生的 μ 子来确认WIMP存在。基于超对称理论，被地球俘获的WIMP发生反

应产生的 μ 子流强为 10^{-14} - $10^{-17}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ [65]，而由大气中微子产生的向上 μ 事例比它高至少一个量级，为探测带来很大难度。AMANDA(Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) [66]和它的第二代实验IceCube [38]使用南极地下的一整块冰层作为探测器靶物质，使用高灵敏度的中微子探测器测量暗物质粒子湮灭产生的中微子信号。为了避免宇宙线的干扰，使用整个地球作为屏蔽体，只关注由北极穿过地球、自下而上方向的中微子信号，同样的，大气中微子带来的本底会对整个实验的探测带来很大困难。

1.3.3 直接探测



图 1.7 暗物质直接探测方法和国际上暗物质直接探测实验示意图 [5]

Fig 1.7 Dark matter direct detection methods and experiments [5]

直接探测就是使用探测器直接测量暗物质粒子与原子核发生碰撞后的反冲信号。一般来说，暗物质粒子与原子核碰撞产生三类信号，电离、光子和声子。反冲核穿过半导体探测器时产生电离信号，使用闪烁体材料作为靶物质可以产生光信号。反冲带来的能量中的大部分会以介质中格点振荡：声子信号表现，可以被低温探测器记录。探测单一信号的好处是简化了探测器的设计、制造和运行，还可以将探测器的规模做大、降低探测阈值，缺点是不能有效的区

分本底和暗物质信号。这样的实验国际上有很多，例如CoGeNT^[67]、CDEX^[18]等探测反冲电离信号；DAMA^[21]等实验探测光信号；PICASSO^[68]等测量热信号。为了有效的区分本底，探测器要能够探测上面三种反冲信号中的两种，例如XENON100^[69]、LUX^[70] 和PandaX^[10] 实验等可以同时收集光信号和电离信号；CDMSII^[20] 等同时测量电离和声子信号；CRESST^[71]同时测量光信号和声子信号。此外，不同的实验采用了不同介质的探测器，包括闪烁体、惰性气体、半导体等。不完整的总结也在图1.7^[5]中标出。

WIMP粒子与普通物质发生碰撞的事例率依赖于WIMP的数密度和发生反应的碰撞截面。由于WIMP 在银河系中特别是银盘和晕中的引力聚集，太阳系中的WIMP能量密度估计为宇宙平均值的 10^5 倍， $\rho_{\text{WIMP}} \sim 0.3 \text{ GeV}\cdot\text{cm}^{-3}$ ，导致流量为 $\varphi_{\text{WIMP}} \sim 0.3\nu/M\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ，其中M是WIMP质量(单位GeV)， ν 是WIMP的速度，约为 $10^{-3}c$ 。

暗物质广泛存在于我们的四周，太阳系在银河系中以220千米每秒的速度运动，每秒大概有 10^8 个暗物质粒子穿过我们的身体。对于这样的“靶物质”来说，流动的暗物质有可能与原子核发生碰撞，这种概率极低。假设反应截面为 10^{-44}cm^2 ，反应概率小于1/100公斤/天，每天暗物质粒子可能与不到一个原子核发生碰撞反应。在暗物质粒子发生碰撞反应的可能性极低的情况下，每天大概有 10^8 个来自外界(如宇宙线、天然反射性本底等)的本底粒子与人体内的粒子发生碰撞。对比暗物质信号和本底信号发生的概率可以看到，探测暗物质信号的难度非常大，影响最大的就是来自环境的本底碰撞信号。因此，为了躲避宇宙线引起的本底，所有的暗物质直接探测实验都只能在极深的地下进行，依靠上面覆盖的极厚的岩石或土地屏蔽宇宙线本底。并且，为了屏蔽材料中放射性同位素和空气中氡气产生的辐射，探测器的周围通常还搭建有很厚的屏蔽体。

单一测量光信号的实验，例如位于意大利Gran Sasso地下实验室的DAMA/LIBRA^[21] 实验，如图1.8，利用暗物质粒子穿过碘化钠(掺铊)晶体时会产生闪烁光，使用光电探测器探测光信号。实验使用了250千克放射性本底极低的NaI(Tl)闪烁体作为探测介质，得以将本底压到低于1 ppt。碘化钠晶体中碘对重质量暗物质的自旋无关弹性散射敏感、钠对轻质量暗物质的自旋相关弹性散射敏感；它的光产额高，对压低探测器的能量阈值有利；容易制作成大规模的探测器且易长期稳定运行。该实验主要目的是观测银晕暗物质粒子引发的模型无关暗物质年调制信号。根据地球在银河系的运动轨迹，可以推测出穿过地球的暗物质粒子流强变化的峰值。实验一共测量到了13个年调制周期，置信

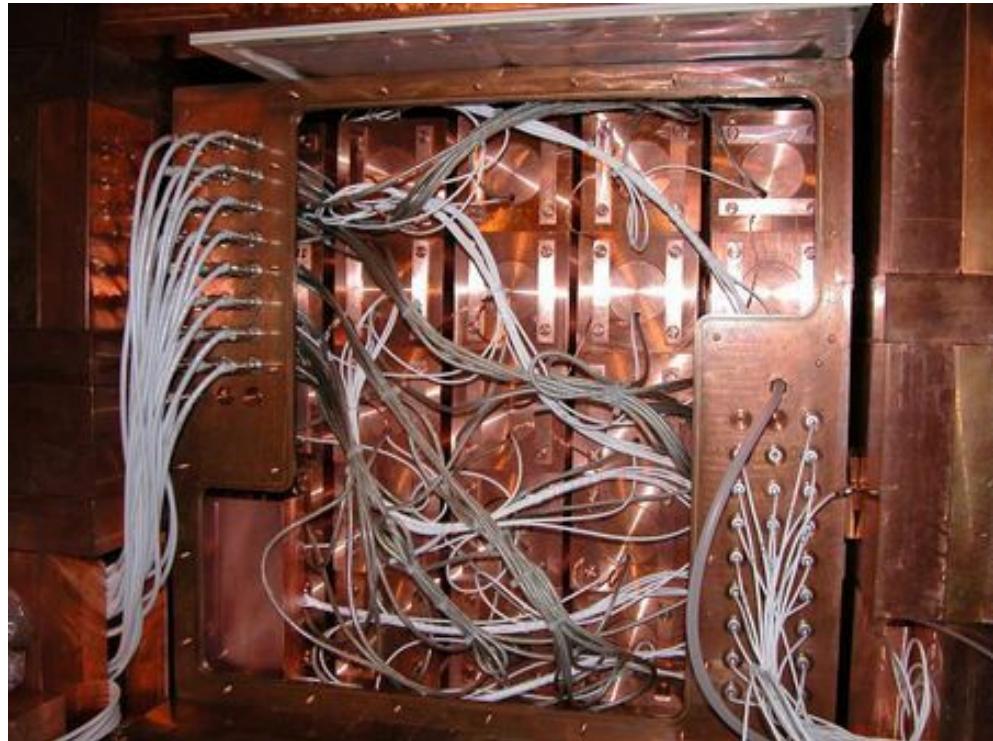


图 1.8 DAMA/LIBRA探测器(图片来自网络)

Fig 1.8 The inner Cu box fullfilled by the DAMA/LIBRA detectors

度水平高达 9σ 标准偏差，认为可能是轻暗物质粒子(约8GeV)与靶物质发生散射造成的，即可能探测到了暗物质粒子。

单一探测电离信号的实验中，一种实验利用半导体材料探测暗物质信号。半导体探测器中的高纯锗探测器实验处于技术领先地位，具有能量阈值低、能量分辨率高的特点，在暗物质低能区有很多发现，如CoGeNT和中国的CDEX实验都是用了高纯锗半导体探测器来进行探测。暗物质粒子造成的核反冲在高纯锗中产生电子空穴对，电子和空穴在电场的作用下向不同方向运动，最终被电极收集产生脉冲信号。2011 年位于美国地下实验室的CoGeNT实验(如图1.9)发表测量结果，表明粒子的碰撞事例率有周期性变化，峰值和峰谷分别对应于夏季和冬季。这个结论支持上面提到的DAMA/LIBRA实验测量到的年调制信号 [67]。并且，探测到的结果表明暗物质粒子的质量为质子质量的5 到10 倍，这个结论与其他一些暗物质探测结果不符合。位于中国的CDEX 实验同样利用低阈能的锗探测器进行轻质量暗物质探测。CDEX发布的探测结果，对CoGeNT 所探测到的疑似信号提出质疑 [18]。该实验获得了点电极高纯锗探测器在10GeV以下能区里最灵敏的暗物质实验结果，利用相同的探测技

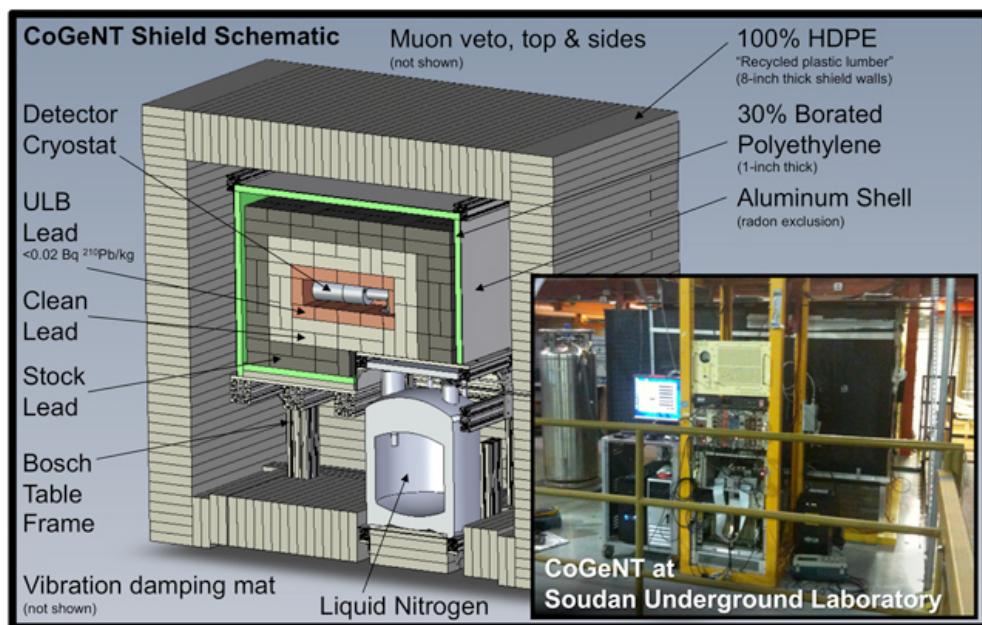


图 1.9 CoGeNT 实验探测器及屏蔽结构(图片来自网络)

Fig 1.9 The CoGeNT experiment and the shield schematic

术排除了美国CoGeNT实验组几年前给出的暗物质存在区域，并且排除了意大利DAMA/LIBRA 和美国CDMS-II 暗物质实验的确定的暗物质存在大部分区域。

单一探测热信号的实验有位于加拿大SNOLAB地下实验室的PICASSO实验(图1.10)。液体靶材料C₄F₁₀封装在泡室中，加热到其沸点后，将处于热液滴亚稳态。暗物质粒子在液滴中经过，一旦发生碰撞，反冲核会引起过热液滴变成蒸汽发生小型爆破，发出声波被压电传感器探测到热信号，期望探测到暗物质粒子的自旋相关弹性散射信号。在运行了近2 年后，累积了231.4 kg·day 的数据量，并没有发现暗物质信号 [68]。

下面讨论几个同时探测两种核反冲信号的实验。同时测量电离和声子信号的实验中包括美国的CDMS 实验，使用半导体材料锗或者硅作为靶物质。暗物质粒子碰撞反应产生的反冲核在半导体材料中产生电子空穴对，在电场作用下产生脉冲信号。由于靶材料被置于超低温环境下，温度低于50 mK。这种情况下，半导体中的热能由声子传播，声子扩散到钨传感器上通过能量的传递使传感器温度变高，由超导态变为常态，电阻增加，产生电信号。借此可以把核反冲信号与本底信号分离。2009年CDMS-II 实验(图1.11)曾经声称发现了两个疑似WIMP事例，它们来源于中子、误判的 β 或 γ 信号的可能性为23%，

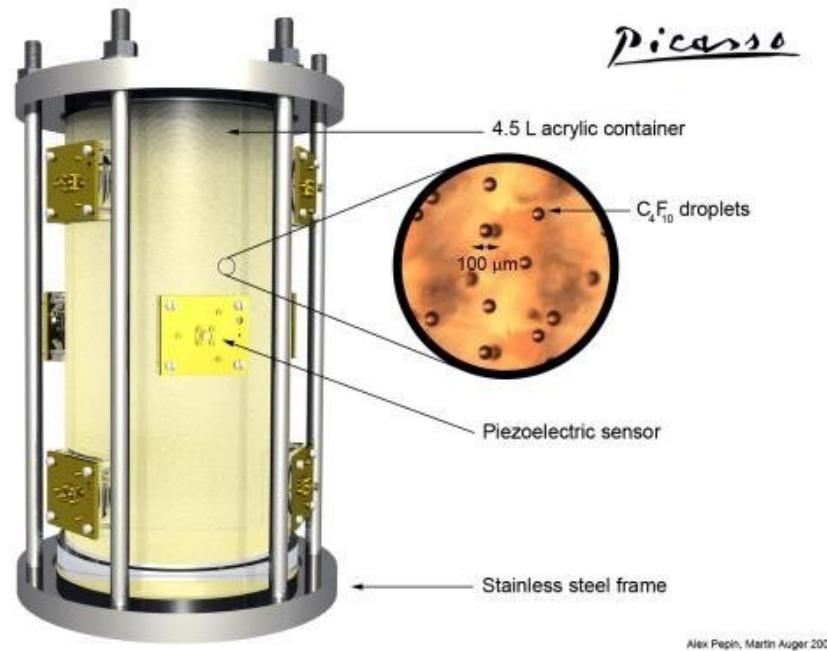


图 1.10 PICASSO实验探测器(图片来自实验网站)

Fig 1.10 Detector of the PICASSO experiment

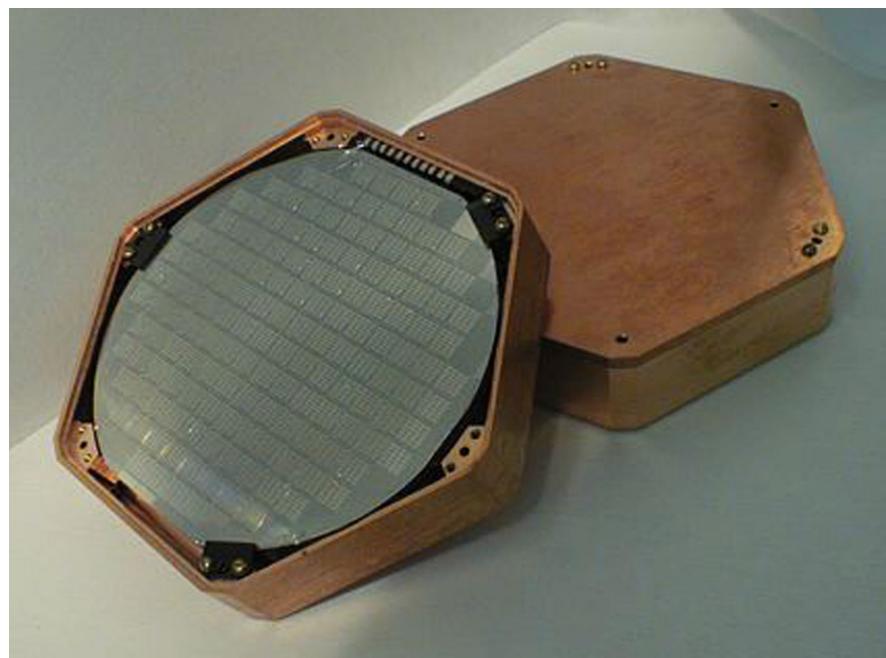


图 1.11 CDMS-II半导体探测器(伯克利CDMS网站)

Fig 1.11 Semiconductor detector of the CDMS-II experiment

结论是虽然没有有力的证据证明这两个疑似事例来源于是WIMP但也不能排除这种可能性 [72]。这个结果被后来灵敏度更好的其他实验所排除，但后来的CDMS-II-Si(使用硅探测器)声称发现了质量为 $8.6 \text{ GeV}/c^2$ 的疑似暗物质事例 [20]。最新的SuperCDMS实验结果排除了之前CDMS-II和CDMS-II Si实验发现暗物质存在的可能区域 [15, 73]。

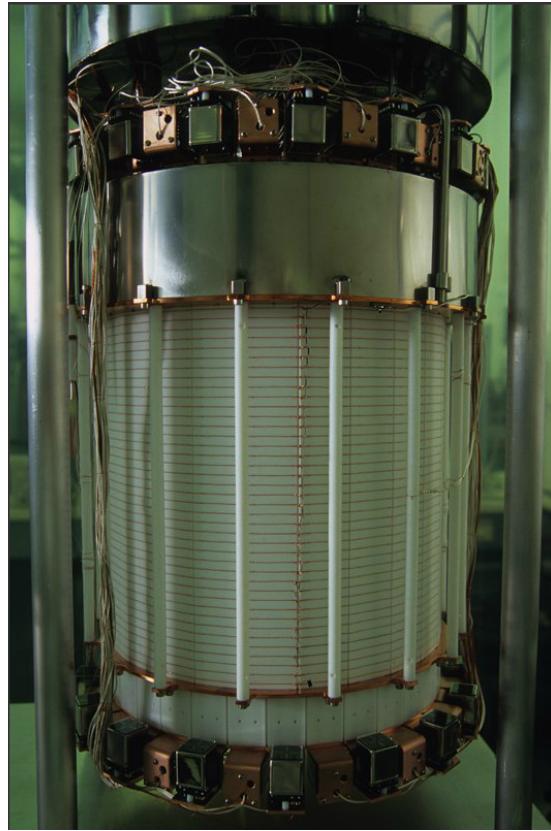


图 1.12 位于容器内的CRESST 所有探测模块(CRESST实验网站)

Fig 1.12 Detector carousel containing all detector modules

同时测量光和声子信号的实验，原理类似上面同时探测电离和声子信号，用闪烁体代替半导体材料产生闪烁荧光，类似的实验如位于意大利Gran Sasso地下实验室的CRESST 实验(图1.12)，使用钨酸钙晶体作为闪烁体制作探测器。2012年，该实验也声称探测到了低质量WIMP信号 [71]。随后，2014年，使用升级后的CRESST-II探测器测量结果排除了之前的结论，给出了关于自旋无关的碰撞反应的WIMP存在区域下限 [17]。

同时探测光和电离信号的实验主要使用液化的惰性气体作为探测介质，好处在于液化的惰性气体既能产生荧光又能够产生电离电子。目前惰性气体探测实验中的领先技术是二相型氙探测器。使用二相型氙探测器的实验中，值得



(a) XENON100 TPC



(b) LUX detector

图 1.13 XENON100 时间投影室和LUX 探测器(分别为相应实验的网站资源)

Fig 1.13 The TPC of XENON100 and detector of LUX experiment

一提的是XENON100^[69]和LUX^[70] 实验(图1.13)。前者是一个第一次实验上证实了液氙探测器的性能，作为探测暗物质的手段之一具有巨大的优势和潜力。LUX实验是目前世界上暗物质探测灵敏度最好的实验。两个实验都没有探测到WIMP信号，给出的WIMP 存在区域下限排除了之前给出WIMP存在区域的绝大部分。

液氙作为探测暗物质的靶物质，拥有很多优势。暗物质的碰撞截面正比于原子量的平方，氙的原子量较大，因此比较容易与暗物质粒子发生碰撞反应，提高了碰撞发生的事例率。其次，所有的惰性气体中，液氙的电离产额和闪烁光产额最高，约为NaI晶体光产额的80%，碰撞反应沉积的能量能够产生较强的光信号，更容易被探测器捕捉。氙没有较长半衰期的放射性同位素，液氙中的放射性杂质主要是氪和氡，这两种放射性杂质相对来说比较容易从液氙中移除，提纯液氙的难度相对不高。液氙的密度较大，因此作为靶物质来说，自身对于环境中的伽马射线本底的屏蔽能力较好，即“自屏蔽”能力强。相对于半导体探测器来说，使用液氙的另一个好处就是因为它是液态的特点，很容易把探测器增大，并且价格相对不贵。在一个大气压下，液氙的沸点约为-108°C(165.05 K)，气压上升，沸点的变化不大，这样液氙探测器的制冷系统的实现难度较低。

图1.14是二相型氙探测器的基本结构及工作原理示意图。中间的部分为时间投影室(Time Projection Chamber, TPC)，TPC内安装有电极。入射离子与原子核发生碰撞后产生反冲能，在液氙中产生荧光和电离电子，部分电离电子被结合，将能量以光子形式发出，这一过程产生了光子即光信号(S1)和电离电子。电离电子在TPC 电极提供的漂移电场中向上漂移，在液面处被更强的电场拉出液面进入气氛中，被拉出的电子通过电致发光效应产生大量光子，即延迟光信号(S2)。时间投影室的上下安装了光探测器：光电倍增管阵列，入射窗口朝向TPC 内部，负责搜集产生的光信号，并且可以根据光电管阵列收集到的光的模式，重建出光信号发生的二维位置。由于TPC 内提供给电子的漂移电场是固定的，因此可以根据S1与S2 信号之间的时间差来推算信号发生点距离液面的位置，即第三维的深度信息。二相型氙探测器的优势不仅在于可以对信号发生的位置作三维重建，还能根据信号自身的模式分辨是否为伽马本底。图1.15是液氙中发生的核反冲和电子反冲信号示意图。暗物质粒子与氙原子发生碰撞后，电离密度大因此电子容易被结合。而伽马本底与氙原子核碰撞后的电子反冲信号相对来说电离电子复合的比例较少。在信号上的表现为，核反冲信号的S2/S1 小于电子反冲的S2/S1。另外，很多伽马本底会发生多次散射现

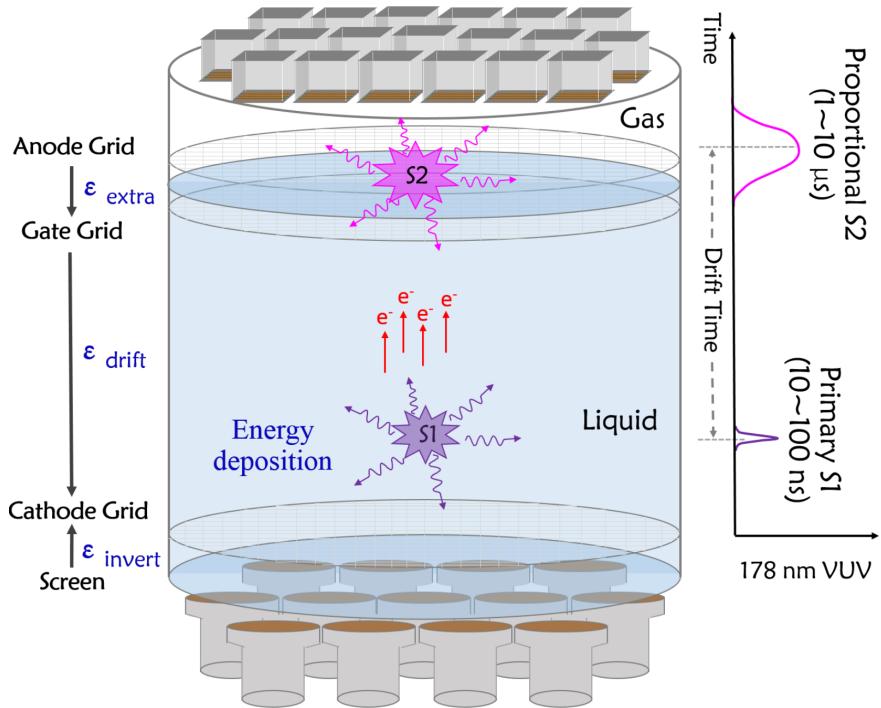
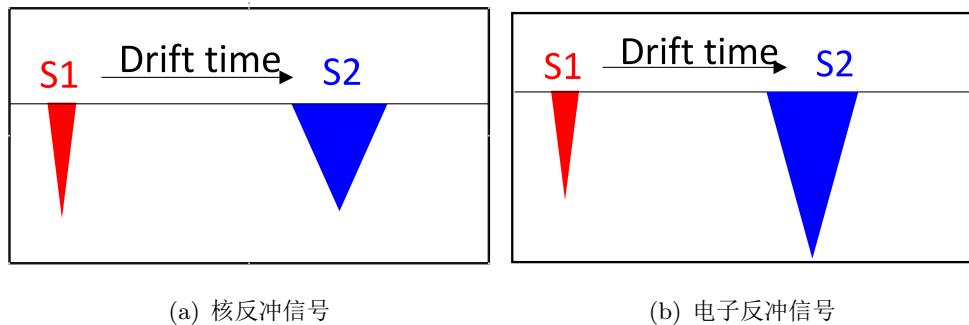


图 1.14 二相型氙探测器工作原理示意图 [6]

Fig 1.14 Dual-phase xenon detector

象，产生多个电离信号(S2)，这些特点允许我们根据信号区分它是来自暗物质事例还是本底事例。

图 1.15 二相型氙探测器中核反冲和电子反冲产生的光信号、电离信号大小示意图
Fig 1.15 Nuclear recoil and electron recoil signals from dual-phase xenon detector

1.3.4 PandaX实验

如前所述，近些年，意大利的DAMA、美国的CDMS-II和CoGeNT、德国

的CRESST实验前后分别宣布探测到了轻质量暗物质存在的证据，引起大家的兴趣和高度重视。虽然很多灵敏度更高的实验已经排除了区间存在的可能性(如LUX, XENON, SuperCDMS)，但是直到同类型探测器的结果能够确定排除暗物质存在区间之前，我们都不能草率的不考虑暗物质在这些区间存在的可能性。通过升级暗物质探测实验，使用越来越高灵敏度、大体积的探测器可以将暗物质存在的区间给予越来越强的限制。中国的PandaX实验，采用了先进的双相氙时间投影室探测器探测暗物质，在过去的几年中取得了很大的进展。PandaX一期实验是笔者博士生期间从事的实验，是本篇论文阐述的重点。

1.4 论文内容

论文在第二章详细的介绍了PandaX-I探测器的结构，尤其是光电探测器方面作了更为详细的说明。随后详细说明了PandaX-II实验中光电探测器及相关部分的升级改造。第三章讨论了数据质量实时监控系统，该系统针对探测器试运行过程中遇到的一些问题，利用实验取得的数据实时监控探测器的某些运行参数、重点监视光电倍增管的工作状态，对采集到的数据进行简单必要的实时分析，确定数据的好坏。第四章利用一期探测器运行时取得的数据，系统分析了光电倍增管在长时间运行时的性能表现，遇到的问题，加强对光电倍增管在液氙实验中性能表现的掌握。第五章利用探测器取得的暗物质数据，来分析探测器内氪和氡的含量及带来的本底。最后一章对前几章涉及的工作内容做了总结，介绍了它们对PandaX实验或其他类似暗物质实验的作用和意义并对未来做出展望。

第二章 PandaX实验

PandaX是Particle AND Astrophysical Xenon experiment(粒子和天体物理氙探测器实验)的简称，是利用氙时间漂移室(TPC)探测器进行暗物质和无中微子双贝塔衰变的一系列研究计划。采用分步实现的方式，开展高灵敏度的液氙暗物质探测实验和 ^{136}Xe 无中微子双贝塔衰变实验。因此，最初探测器的屏蔽体、外罐、制冷系统和提纯系统等设计目标服务的是最终的吨级探测器，只有时间投影室等内部系统会逐步升级。2009-2014年完成的一期实验(PandaX-I [10])是我国第一个基于液氙的暗物质探测实验，与2014 年开始，正在进行中的二期实验(PandaX-II [74, 75]) 分别是120 公斤和500 公斤的暗物质探测实验，下一步将拓展至更大的液氙暗物质实验，开始高压气氙的 ^{136}Xe 无中微子双贝塔衰变实验。

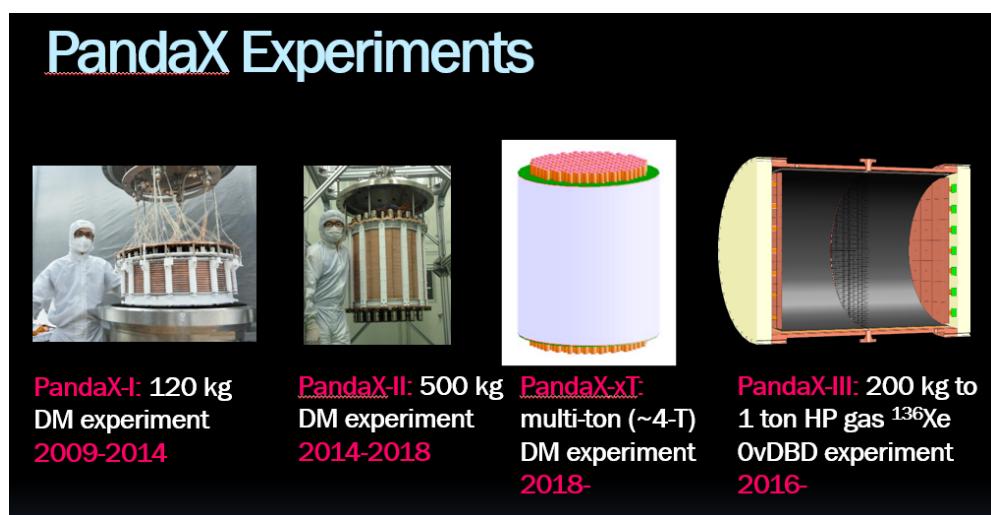


图 2.1 PandaX实验的历史及发展计划

Fig 2.1 Sketch of the PandaX detectors in different phases

2.1 中国锦屏地下实验室CJPL

由清华大学和雅砻江流域水电开发公司联合开发的中国锦屏地下实验室(CJPL, China JinPing underground Laboratory) [77, 78] 位于中国四川省凉山彝族自治州锦屏山(图2.2)内的锦屏隧道中。隧道长约17.5千米，实验室是从隧

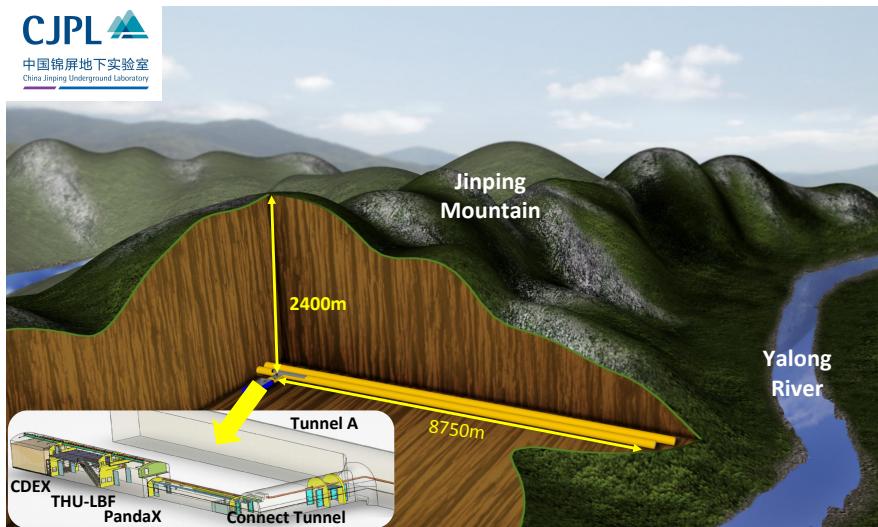


图 2.2 锦屏地下实验室位置 [76]

Fig 2.2 Location of the CJPL [76]

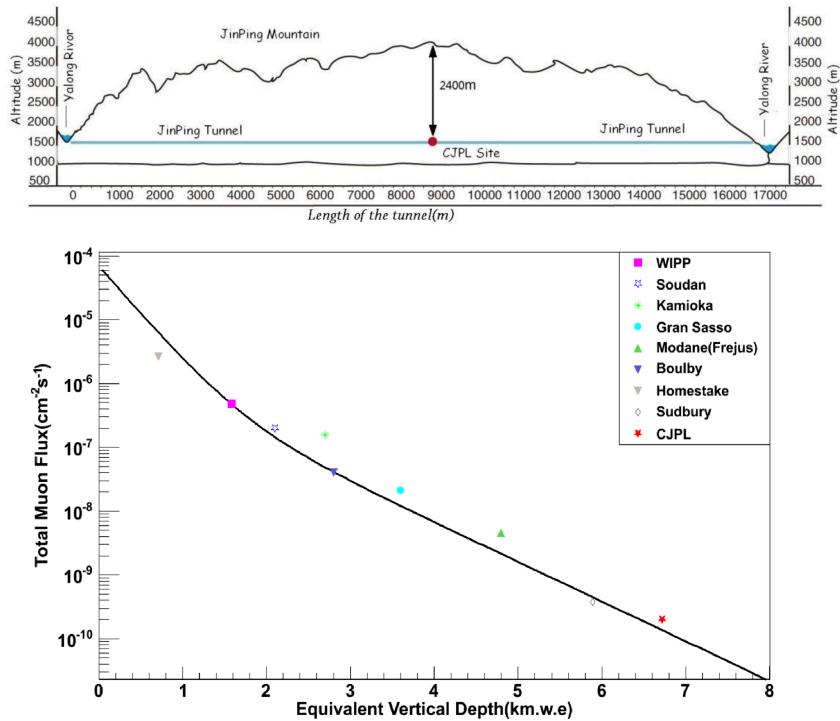


图 2.3 直接探测暗物质的地下实验室宇宙线流强对比 [7]

Fig 2.3 Comparison of Muon flux vs. depth between the main underground laboratories

道中间向山体内开凿建成。因此，整个实验室上方被约2400千米厚的岩石覆盖，等效水深6720米，是世界上埋深最大，宇宙射线通量 $((2.0 \pm 0.4) \times 10^{-10} / (\text{cm}^2 \cdot \text{s}))$ ，或者 $61.7 \pm 11.7 / (\text{m}^2 \cdot \text{year})$ ^[7] 最低的实验室(图2.3)。山体岩石的放射性与其他地下实验室接近，对比世界上其他的同类型实验室，锦屏地下实验室的天然屏蔽能力是最有竞争力的。此外，锦屏实验室可以直接从隧道进入，不用考虑垂直运输。目前，在CJPL有两个直接暗物质探测实验正在进行，分别是PandaX实验和CDEX实验^[79]，采用液氙和高纯锗探测器这两个前沿探测手段去寻找暗物质。

2.2 PandaX-I实验装置

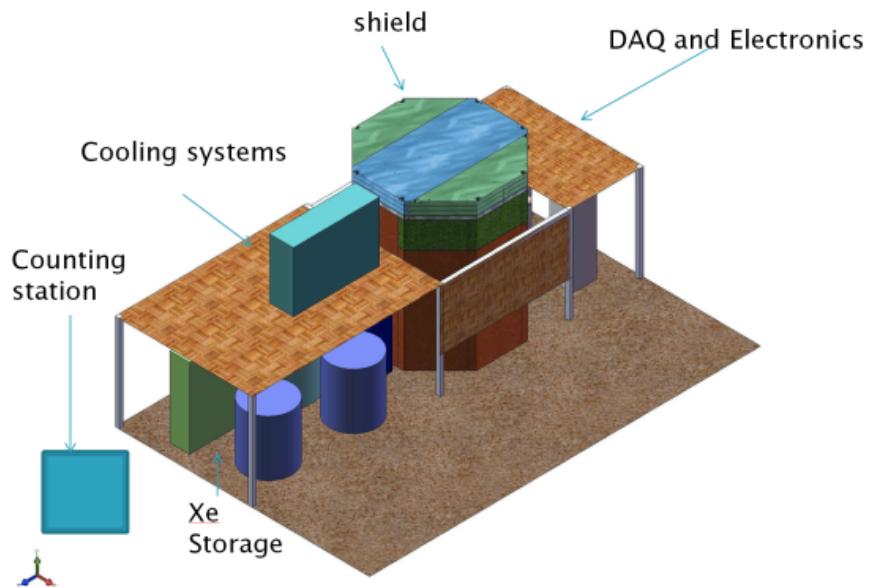


图 2.4 PandaX-I实验室结构示意图
Fig 2.4 Diagram of the PandaX-I laboratory

PandaX的实验装置位于CJPL一期的实验大厅内，包括屏蔽体、制冷系统、循环提纯系统和探测器这几个部分。如图2.4所示。材料监测站使用了高纯锗探测器，不间断的测量组成探测器的材料样品本底。

上面提到，锦屏地下实验室本身的宇宙线干扰较低，它们在材料内产生的中子本底可以忽略。但暗物质直接测量实验对本底有极为苛刻的要求，环境中如岩石、制造实验室和装置中的放射性元素(如 ^{238}U , ^{232}Th 和它们的放射性衰变产物)相对于暗物质信号仍然会产生很强的本底，因此，屏蔽体的存在是必

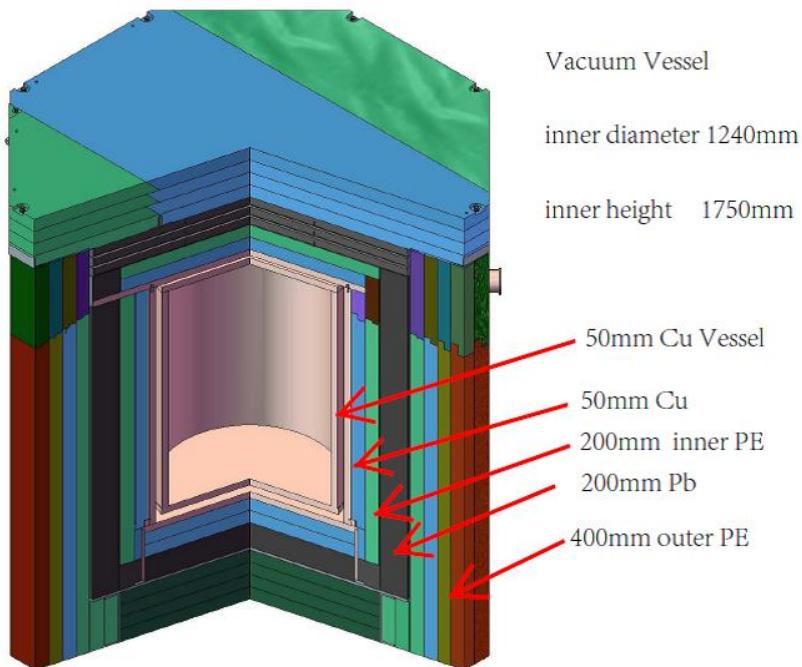


图 2.5 PandaX-I探测器屏蔽体结构
Fig 2.5 Structure of the PandaX-I shields

要的。图2.5中，探测器外罐(Outer vessel) 被屏蔽体整体包围在中间，整个屏蔽体从内到外分别是5 厘米铜、20厘米聚乙烯、20厘米铅和40厘米聚乙烯材料。外罐是厚5 厘米的高纯度无氧铜制成，时间投影室和不锈钢内罐被封装在其中。铅和铜的密度高，能够有效的阻挡伽马射线；聚乙烯富含氢，能够慢化、阻挡中子本底。整个屏蔽体重约有93 吨，外罐的顶部可以整体移开，暴露内罐。

PandaX-I实验正常运行时，内罐中装有约450公斤液氩，时间投影室和底部光电管阵列浸在液氩中，这些装置材料放出的杂质等会进入液氩，产生放射性本底。因此，灌入的氩需要被不断的抽出，经过循环提纯系统去除氩中的其他非惰性气体杂质后再进入内罐中。制冷系统(图2.6)使用一个Iwatani PC150脉冲管制冷机制冷，制冷功率为82 W。灌入气氩的速度为9 SLPM，使用LN₂协助制冷可以把循环速度提高至40 SLPM。为了提高制冷效率，系统使用了热交换器以节省制冷功率。液氩中的杂质会影响探测器内光信号和电信号的正常收集，因此循环提纯系统可以去除氩中的杂质，保证TPC的信号产生性能。我们使用了循环泵将探测器内的液氩持续抽出并加热变成气态后，使用基于锆金属的气体纯化器(Getter) 吸附这部分气体中的杂质，提纯后的气氩液化



图 2.6 PandaX-I探测器的制冷系统，前面是循环提纯系统的气体纯化器(Getter) 装置^[8]
Fig 2.6 PandaX-I cooling bus, in front is the getter of the recirculation-purification system

后再次送入内罐中。

探测器被封装在不锈钢内罐中，如图2.7。可以看到，时间投影室安置于内罐的底部，因为内罐是为了后期更大质量的探测器制造，所以在TPC上方有很大空间方便后期探测器升级。

粒子与氩原子发生碰撞，在液氩里产生光信号和电离电子。整个TPC(图2.8)采用了扁平形状的结构，半径30 厘米，漂移长度15 厘米，安装了光反射层，这些都能够更好的收集探测器内产生的光子，进而提高光产额。时间投影室从上至下安装了4 个电极：阳极、grid、阴极和screening。阳极和grid 分别接地和负高压，提供电场将漂移电子拉出液面产生电信号。阴极接负高压与grid 一期产生漂移电场。screening 接地，保护底部光电管免受阴极高压的影响。为了让电极尽量少的阻挡光子，电极使用0.2 mm 的细丝做成，丝间距为5 mm [80]。

对质量约10 GeV的WIMP粒子，核反冲能最大约10 keV。时间漂移室提供的漂移电场要均匀；整个探测器的光产额越高，就可以将能量阈值压的更低，这些都是为了提高对低质量暗物质探测的灵敏度。

TPC顶部和底部分别是由143个1英寸R8520-406 PMT和37 个3英寸R11410-MOD PMT阵列组成(图2.9) ^[81]。顶部光电管阵列悬挂在内罐的顶部法兰，底

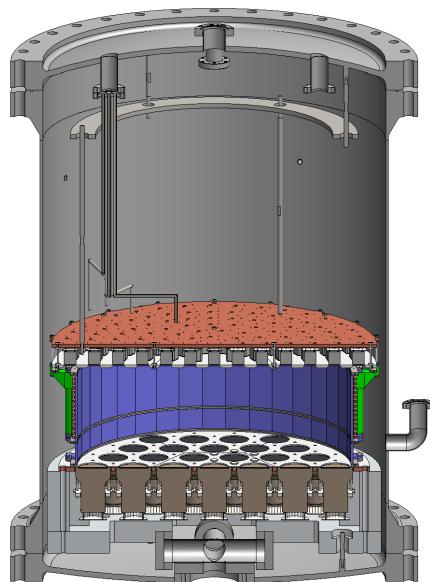


图 2.7 PandaX-I 内罐和探测器示意图
Fig 2.7 PandaX-I inner vessel and the detector

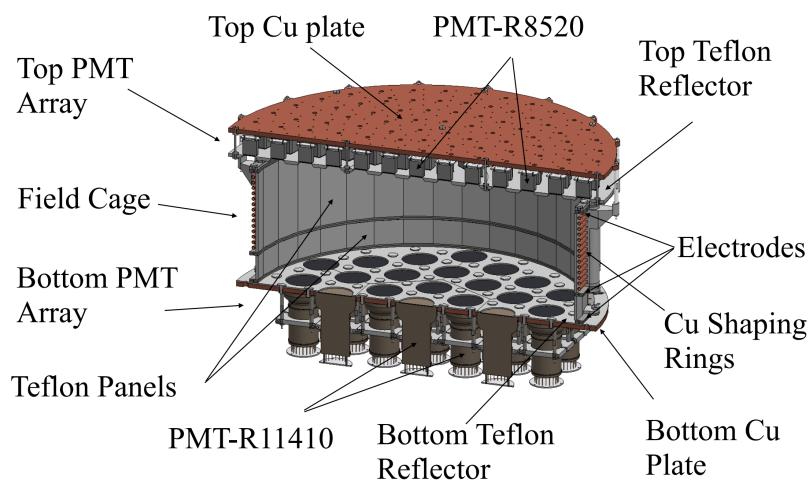


图 2.8 PandaX-I 时间投影室(Time Projection Chamber)
Fig 2.8 PandaX-I time projection chamber

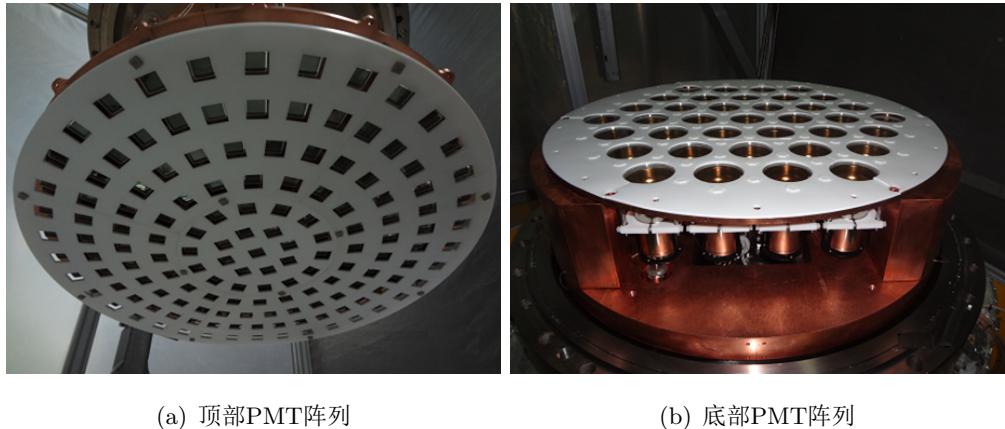


图 2.9 上下光电管阵列，相邻入射窗都被teflon 反射层覆盖以增加光收集效率

Fig 2.9 Top and bottom PMT arrays, the rest part of the top and bottom plates were covered by teflon material to increase the light collection efficiency

部光电管阵列与内罐的底部法兰连接。这两组PMT 阵列主要分别收集探测器内产生的光信号和电信号。

R8520-406型光电倍增管是一英寸10级光电倍增管；R11410-MOD 型PMT 是3 英寸12级光电倍增管，是Hamamatsu 公司专门为液氩实验开发，具有可以工作在低温下、量子效率高、阴极线性度好和低放射性的特点。一英寸R8520-406光电管同样能够在低至-110°C 的环境下使用，同样具有低放射性本底的特点。两者的频谱响应范围都是从160到650 nm，入射窗口采用合成二氧化硅材料，对紫外光敏感。考虑到液氩产生的闪烁光波长约为178 nm，和暗物质实验对放射性本底的严苛要求，这两种光电探测器是液氩暗物质实验很好的选择。

介于光电倍增管是探测、收集信号的直接部分，且这是首次将多个三英寸光电倍增管浸入液氩（低温环境）运行数个月。在9个月左右的取数过程中，光电管的运行状态、性能表现对于实验结果有很大的影响。基于我们在日常运行过程中遇到的各种相关PMT的问题，我们对高压、光电管分压底座、连接和去耦合等部分做了改进，并在下面的2.3节进行详细的说明。

图2.10是电子学系统的示意图。探测器的上下光电管阵列收集时间漂移时内部产生的光信号，经过信号线传递给电子学系统。每一路光电管产生的电信号经过10 倍放大(Phillips 779放大器^[82])后进入CAEN V1724数字转换器^[82]。探测器内一共有143个一英寸R8520-406光电管和37 个三英寸R11410-MOD光电管，因此波形采集系统包含了两个VME机箱，23个CAEN V1724数字转换器。收集底部三英寸光电管信号的5 块V1724 板提供的Majority signal(MAJ^[9])经

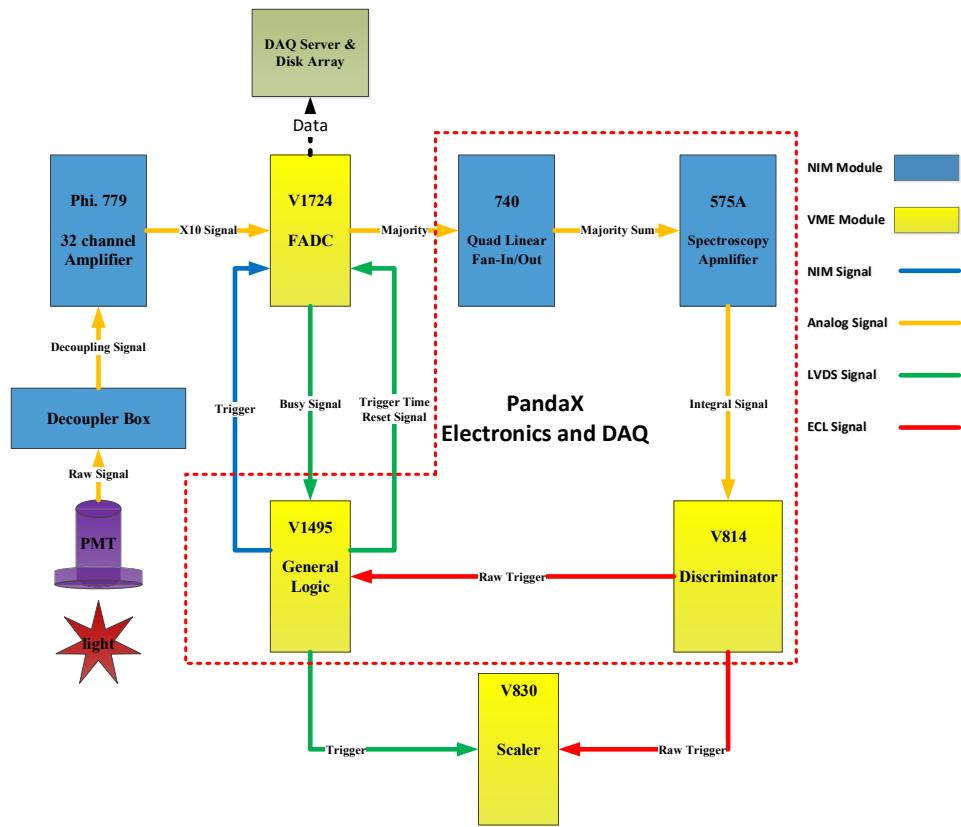


图 2.10 PandaX-I 电子学和数据获取系统的逻辑示意图，其中红色虚线为触发逻辑 [9]
 Fig 2.10 Diagram of the PandaX-I electronics and DAQ system. The red dashed lines enclose trigger logic components. [9]

加和后作为积分放大器的输入信号，积分放大器的输出经过甄别器后作为整个信号采集系统的触发信号。这样的设计可以避免信号里的噪声和随机小信号造成的误触发 [9]。在锦屏地下实验室的电子学区域，主要有两个机架，上面有光电管信号的去耦合装置、高压、波形采样器、逻辑单元和连线，如图2.11所示。

2.3 PandaX-II光电系统的升级改造

如上所述，PandaX-I实验使用143个一英寸方形窗口的光电管组成了探测器的顶部光探测阵列；37个三英寸圆形串口的光电管则构成探测器的底部光探测阵列；顶部和底部阵列分别至于气氙和液氙环境中。而PandaX-II 实验，顶底部光探测阵列都选择使用光探测效率更高的三英寸光电管，共110个(顶、底

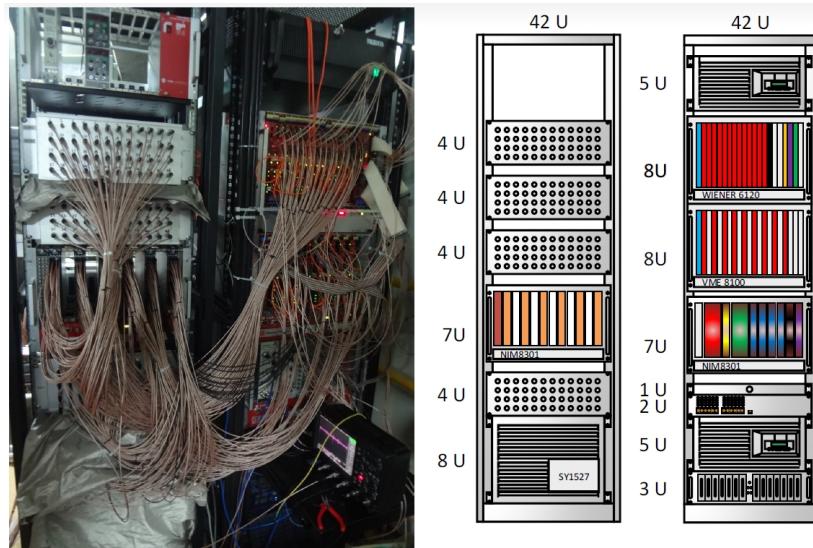


图 2.11 图左为锦屏实验室电子学系统，右侧为机架上的电子学器件分布。左侧的机架上放置了4个光电管去耦合装置($4 \times 4\text{U}$)、高压机箱和NIM机箱(Phillips放大器)。右侧的机架上主要是VME机箱(逻辑、波形采样器)等电子学器件 [10]

Fig 2.11 Photograph of the electronics system in Jinping (left) and a schematic layout of the rack components (right). The decoupler units ($4 \times 4\text{U}$) as well as the HV supply crate can be found in the left rack, together with NIM crate hosting the Phillips pre-amplifiers. The right rack contains the VME electronics and the trigger logic. [10]

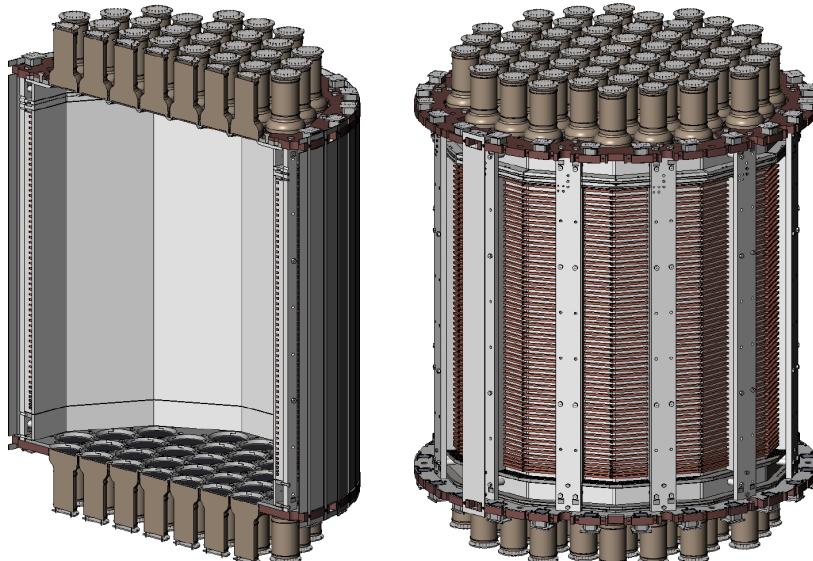


图 2.12 PandaX-II探测器示意图 [11]，左图为探测器剖面图

Fig 2.12 Diagram of the PandaX-II detector.

部分分别使用了55个)光电管组成圆形探测阵列(见图2.12)。同时，在最为靠近内罐壁的一层的液氙中安装了上下个24支1 英寸光电倍增管。笔者在博士期间也参与了PandaX-II实验的光电管系统相关工作，以下详述。

通过对一期实验探测器的安装、实际运行过程中遇到的问题和利用数据对光电探测系统性能表现的分析总结，我们尝试对光电探测系统做出改进，下面将对这些重要的改进做具体说明。

2.3.1 PMT供压方式

一期实验中，两种型号的光电管都工作在正高压模式下(光阴极接地、阳极接正高压)。对于一英寸光电管阵列来说，供给电压通常不会超过900 V。但对于三英寸光电管来说，为了保证PMT的增益，供给高压需要设定在1500 V左右甚至更高一些。考虑到底部光电管阵列会浸于液氙之中，工作电压过高会增加PMT 底座、连接处在液氙中放电的概率从而引入符合噪声事例。此外，由于光电探测系统的线路较多而探测器内罐上的真空连通器数量有限，我们需要让多路线缆通过同一个连通器到外罐(连通器连接的绝缘底座内针脚之间的耐压理论值仅为500 V)，过高的电压会增加针脚之间打火的概率。

结合一期实验运行过程中因为高压带来的各种问题，二期的光电系统设计中，针对三英寸PMT我们使用了正负分压代替单路正高压线路，如图2.13所示。新的设计将第五打拿极(D5)接地，通过阴极供给负高压，阳极供给正高压。光阴极和D5之间的电阻为52.5 Mohm，阳极和D5 之间的电阻为55 Mohm。这样，在三英寸光电管的增益满足实验需求的情况下，正负高压都不会超过800 V。不管是高压供给系统还是其连接线路，承受的绝对高压从一期的约1500 V 降低到800 V以下，大大降低了由于高压给实验带来的各种问题和风险。

基于这种正负高压系统，为了方便实验过程中对PMT的刻度，我们在实验室对若干三英寸PMT在不同正负高压设定下的表现做了详细的测试，最终我们选择将负高压固定在~650 V，通过调整供给的正高压来改变PMT 的增益。这样一来，理论上我们只需要一路负高压输出连接所有三英寸PMT的阴极，同时每一个三英寸PMT都需要独立的正高压供给线路以保证它们的增益(信号放大倍数)一致。

2.3.2 PMT分压底座

关于PMT系统的另一个重要改进是与PMT连接的分压底座。一期实验中，

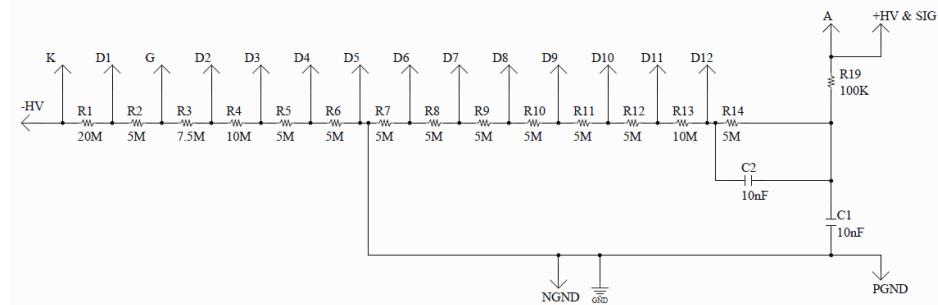
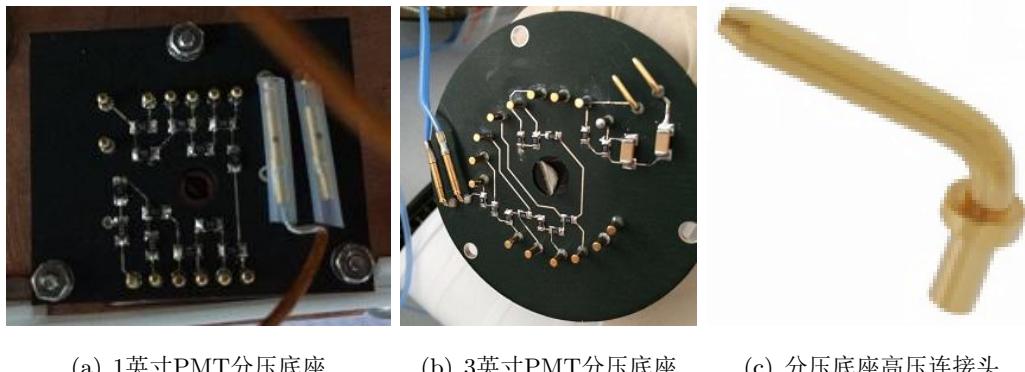


图 2.13 PandaX-II三英寸光电管分压底座电路图 [12]
Fig 2.13 Diagram of the PandaX-II 3-inch PMT base. [12]

R8520-406和R11410-MOD光电管分压底座的阻值分别为 $12.5\text{ M}\Omega$ 和 $18.5\text{ M}\Omega$ ，每个底座的发热功率分别为0.05瓦(工作电压800V时)和0.12瓦(工作电压1500V)^[6]。对于新的分压底座，相邻打拿极之间的通用分压电阻的阻值从1 Mohm增加为5 Mohm，使得由于PMT底座发热对制冷的影响降低了约5倍。



(a) 1英寸PMT分压底座 (b) 3英寸PMT分压底座 (c) 分压底座高压连接头

图 2.14 PandaX-II实验使用的PMT分压底座和高压接头 [12]
Fig 2.14 1-inch and 3-inch PMT bases and HV elbow pin used in PandaX-II.

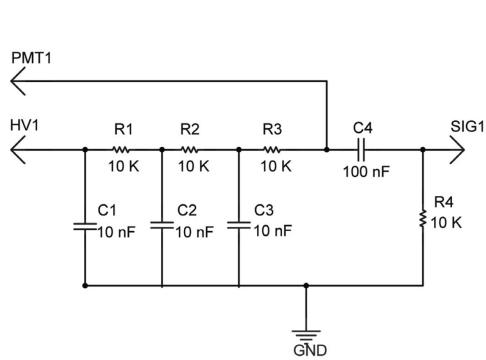
图2.14为二期实验中一英寸、三英寸PMT底座的实物图及高压线连接头。这样的弯头针使高压线与分压底座之间的连接状态由一期的垂直变为水平，保证高压线的连接更为牢固，不会因为线缆自身的重力或者连接处的松动导致脱落或接触不良。高压和地线还分别套上Teflon管以保证它们之间的绝缘性。制版方面我们沿用了一期实验选择的cirlex PCB板材，在满足实验需求(低温高压的工作环境)的同时尽量降低材料本身的放射性和放气率。使用高纯锗探测器测量分压底座的放射性结果如表2.1所示^[83]。

表 2.1 PandaX-II与PandaX-II实验中光电探测器分压底座的材料放射性, 单位: mBq/pc

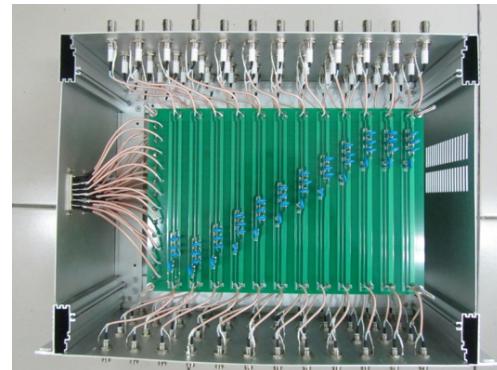
	^{226}Ra	^{228}Ac	^{228}Th	^{235}U	^{137}Cs	^{60}Co	^{40}K
3英 寸 底 座(二 期 顶/底 部PMT)	3.03 ± 0.40	<0.48	0.39 ± 0.28	0.64 ± 0.34	<0.14	<0.10	<3.48
3英 寸 底 座(一期底 部PMT)	1.14 ± 0.14	<0.29	0.16 ± 0.15	0.37 ± 0.19	0.33 ± 0.08	<0.06	<1.25
1英 寸 底 座(一期顶 部PMT)	0.73 ± 0.18	<0.29	<0.32	<0.18	0.35 ± 0.09	<0.07	<2.44

2.3.3 高压-信号解耦装置及滤波电路

之前我们提到在PandaX实验中, 光电管工作在正高压设置下, 使用一根同轴电缆传输高压和信号, 因此我们需要高压- 信号解耦器将信号与高压分离。



(a) PandaX-I解耦器电路图



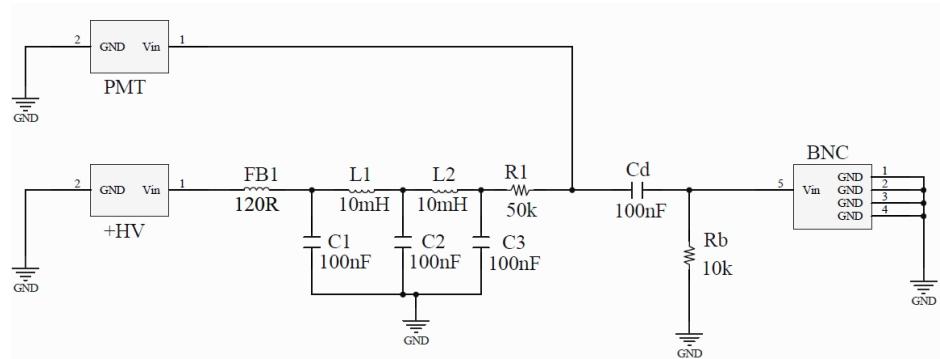
(b) PandaX-I解耦器实物图

图 2.15 PandaX-I使用的解耦器电路图及实物 [6]

Fig 2.15 Diagram and picture of the decoupler used in the PandaX-I experiment.

一期实验中使用的解耦器设计参考了大亚湾实验, 电路图及实物见图2.15。实物图中, 12个光电管的解耦电路集成在同一个电路板上, 每一路有三个接口: 高压、光电管、信号输出。4块集成解耦电路板组成一个解耦器(高度4U),

前面板安装了48道BNC接头作为信号输出端、后面板安装的是48道SHV接头连接光电管，侧面是4个DB25接头连接高压系统(SY1527LC与4个A1932AP)。所有接头与解耦电路板都使用RG316电缆连接。此外，在测试阶段，从采集到的信号波形中发现来自于高压电源的固定频率200KHz 的噪声，因此我们在解耦器的高压端使用了三级RC 滤波电路，通过选择合适的RC值过滤掉这种特定频率的电子学噪声。



(a) PandaX-II解耦器电路图



(b) PandaX-II解耦器实物图

图 2.16 PandaX-II使用的解耦器电路图及实物

Fig 2.16 Diagram and picture of the decoupler used in the PandaX-II experiment.

二期实验使用的解耦器(见图2.16)与一期相比，在电路图方面：只改变了滤波部分的电路，新的滤波电路基本能够将高压系统带来的噪声完全消除(见图2.19)；在解耦器的结构上我们做了较大改进。为了保证光电管之间相互独立，我们放弃了一期实验中自制的radial-to-DB25接头、采用商用的CAEN Radial-to-SHV接头给光电管提供正高压。因此，新的解耦器没有沿用之前12道解耦电路集成在同一块电路板上的设计。可以从实物图中看到，新的解耦器

内固定了12块独立的电路板，每一块电路板的前端直接焊接了BNC接头用于输出信号至电子学系统，2个SHV接头直接焊接在电路板后端分别连接高压系统和光电管底座。对比一期和二期的实物图可以看到，在很好完成高压-信号解耦合与过滤电子学噪声这些作用的同时，新的解耦器电路之间相互独立，结构更为紧凑、连接也更加牢固。

2.3.4 布线

二期实验中，所有的光电倍增管的正高压和信号线都使用Kapton同轴电缆，通过内罐顶部预留的出口连到外部系统，而负高压使用的是Teflon带状电缆同样从顶部出口连出。由于内罐预留的出口都设计在顶部，意味着连接底部光电管的电缆理论上整体需要弯折180度。但由于光电管底座新的设计采用了弯头针(图2.14)，除了可以消除由于线缆自身重力带来的连接不稳定因素，还使底部连接线路弯折角度减少为90度，降低电缆过度绞拧带来的风险。内罐连通器统一采用了48 pin Kyocera连通器，信号线与连通器的针脚通过插头和定制的48孔PEEK材料制作的绝缘器连接、固定。我们使用RG316线将信号和高压在内罐Kyocera连通器的外侧针脚和外罐上的LEMO连通器(24 pin)内侧针脚连接。同样也使用RG316线从外罐连通器连接电子学系统(解耦器或者负高压系统)。



图 2.17 PandaX-II使用的集线器和细节

Fig 2.17 -HV fanout board and its detailed look.

特别值得一提的是，由于三英寸PMT的负高压固定在同一值下，我们设计了特殊的结构保证负高压线束连接到连通器处不会轻易脱落、松动，见图2.17。

电子学负高压系统提供10道高压输出，经过外、内罐的连通器后最终连接在Kapton电路板上。这十路负高压分别经过各自的扇出线路分为8组12路输出和2组7路输出供给一共110个三英寸PMT 负高压。每一道扇出线路分别对应一个Teflon 带状电缆，共计十个Teflon带状电缆分别连接到对应PMT底座电路板上的阴极和地。由于所有110 路负高压连线最终会聚集在一起并通过feedthrough连接到外罐，考虑到负高压对应的feedthrough位于内罐顶部，为了保证这些线路不会因为重力原因脱落，我们使用不锈钢螺杆将两对特殊形装的Teflon板固定在内罐顶部，这十个Teflon带状电缆通过这两个“日”字型Teflon板被固定并与feedthrough内Kyocera 48 针底座连接。

2.3.5 输出信号测试

我们在实验室使用3英寸PMT测试了改进后电路的输出信号。

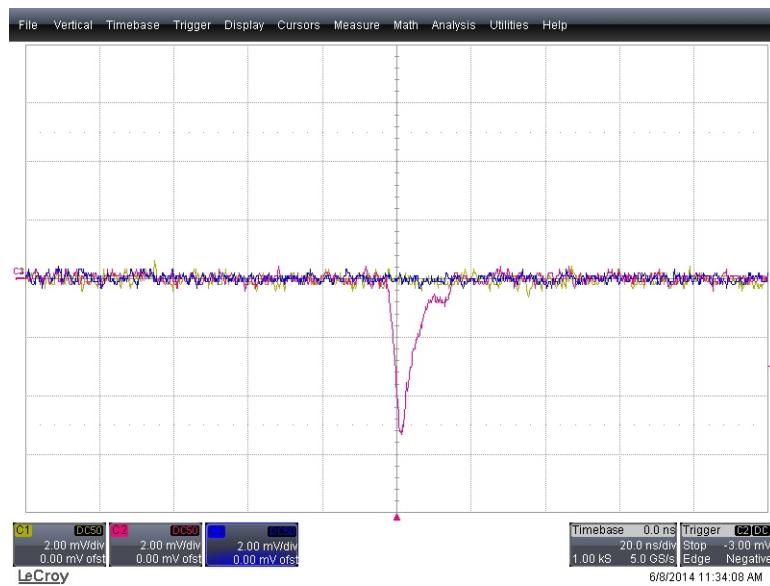


图 2.18 S1信号测试波形结果 [12]

Fig 2.18 S1-like waveform. [12]

图2.18为输出的S1信号波形。可以看到，在主脉冲上升沿后有一个小的反射信号，这是由于在信号传输过程中阻抗不匹配造成的。在正式运行时，反射信号的大小和电荷量相对于主脉冲来说可以忽略不计，因此这样的测试结果是满足实验需求的。图2.19是使用3英寸PMT接通高压时取得的噪声波形。可以看到，200kHz频率的噪声依然存在，但是噪声的幅度大大降低，只有0.5 mV左右，相对于一期的几个毫伏(参考图3.4)有了很大的改善。在实际取数时，对比

真实信号(S1或S2)的幅度，这样的噪声是可以通过设置合适的电子学阈值筛选的。

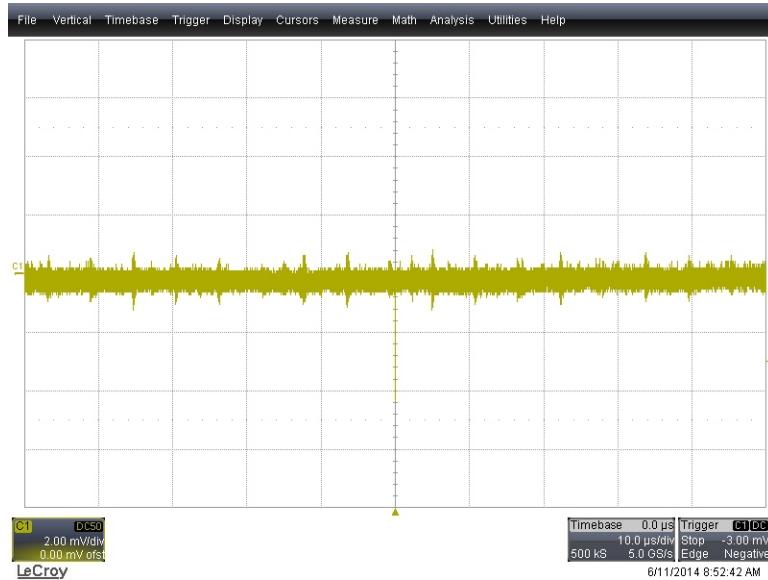


图 2.19 噪声测试结果 [12]

Fig 2.19 Waveform of the noise. [12]

第三章 数据质量在线监测

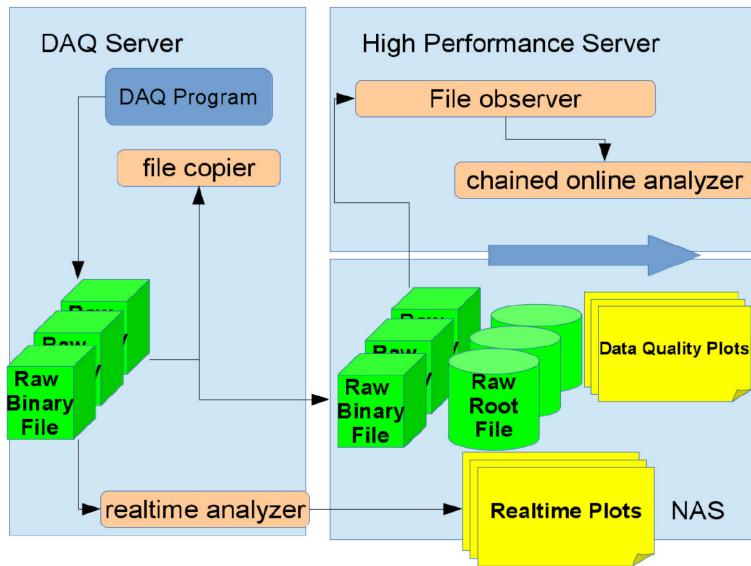


图 3.1 数据处理流程：从电子学系统采集数据传递给离线软件实时处理系统，根据处理过的文件，数据质量监控对重要的运行参数进行监控

Fig 3.1 Data processing: DAQ system gathered data to the realtime off-line analysis system, then the data quality system provides quality control based on the processed files

图3.1是数据流走向示意图。软件控制电子学系统的运行，并将所有的波形文件保存成原始二进制文件。波形实时处理软件还原二进制文件内所有PMT道的波形并在网页上打印出，供值班人员查看。同时，这些二进制文件顺次从电子学服务器转移到离线数据处理专用服务器上备份，并在此服务器上把这些二进制文件转换为可进行数据分析的root^[84]文件。数据质量监控系统同时使用原始的二进制文件和预处理后的root文件，对整个探测器运行过程中的重要参数进行实时监控^[85]，以保证探测器顺利运行和采集有效的物理数据。下面分别谈论一下质量监控系统对DAQ系统、光电管状态及探测器性能这三个部分中经常出现的、比较重要的问题的监视和控制。

3.1 DAQ工作状态监测

PandaX-I作为一个暗物质探测实验，要求电子学及数据采集系统能够在低甄别阈值下采集有效数据，噪声会对数据质量带来很大的影响。因此，在取数过程中，我们需要对来自光电探测器的噪声，环境和高压系统产生的噪声进行严密监控，一旦发现噪声水平产生较大的浮动，要及时进行调整，保证信号的噪声水平保持在可接受的范围以内。此外，在探测器的预取数阶段，因为不同V1724模块之间偶尔会出现时间不同步问题，使得不同V1724模块记录的数据不能在时间上一一对应，最终使得重建出来的事例错误。数据监测系统要鉴别出这种坏事例并剔除。

3.1.1 V1724采集事例时间准齐

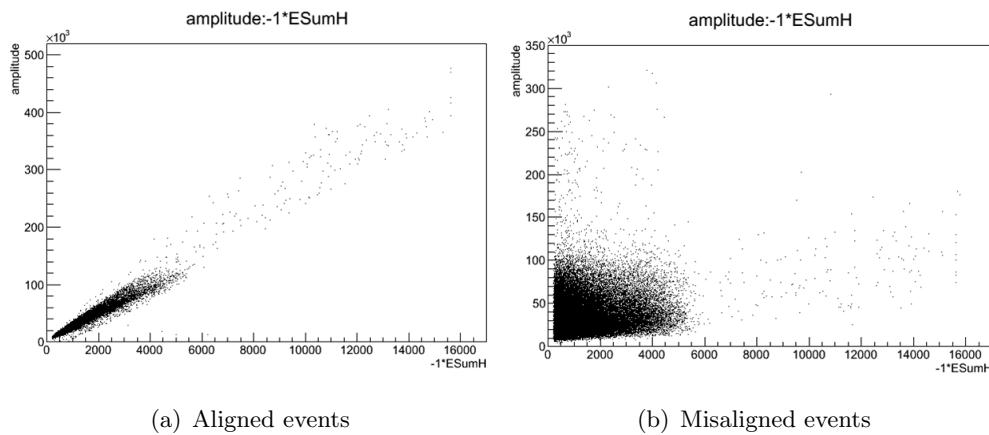


图 3.2 正常事例的TotalHeight与ESumHeight成正比，时间未准齐事例的这两个参数之间相关性不明显

Fig 3.2 TotalHeight vs. ESumHeight of aligned events is very good while correlations of misaligned events isn't clear

在PandaX-I实验的第三次测试(run3)取数中，电子学不仅为我们记录了不同光电管的信号，硬件上也对同个事例的所有光电管信号进行加和并保存。在数据分析的过程中，软件上我们把同一事例对应的所有光电管信号的幅度加和(TotalHeight)与硬件上事例信号的幅度大小(ESumHeight)作比较，发现有些文件内事例的这两个参数线性关联很好，有些文件内事例的关联很差，如图3.2所示。理论上，软件与硬件上得到的数据都表征了事例的大小，应该完全线性关联，关联差表明事例中存在错误。我们从二进制文件开始对错误事例进行检查，发现坏事例中来自某些V1724模块信号的时间标签不正确，并且，一

表 3.1 正常与不正常工作的V1724之间时间标签的对比，工作状态正常的V1724之间(模块5和22)的时间差是稳定的，不正常的V1724与正常的模块之间的时间差会发生改变。其中，由于V1724使用32位二进制数存储时间标签，当时间标签是32个1时，对应的是整型值(int)的“-1”。

Event No.	Modual5	Modual6	Modual9	Modual22
34655	1608016900	1608016899	1608016899	1608016898
34656	1612796872	1612796873	1612796873	1612796872
34657	1612813260	1615334839	1615334839	1612813260
34658	1615334838	-1	-1	1615334838
34659	1615371970	1615392761	-1	1615371970
34660	1615392760	1618043265	1618043265	1615392760
34661	1618043266	1618396883	1618396883	1618043266

一旦发生这种情况，这些模块所记录的事例的时间标签会一直错误直到对电子学模块重新初始化。表3.1中，列出了V1724第5、6、9和22块模板在某次取数中从第34655到34661个事例的时间标签。34655和34656这两个事例中，这五个模板的时间标签基本一致，从第34656个事例之后，第5、22块模板之间的时间标签仍旧保持一致，但是其余的两个模板的时间标签已经开始混乱，并且从这个事例开始，这三个模板的时间标签一直是错误的(表中粗斜体)。

为了从根本上解决不同V1724模块之间因时间不同步造成采集事例错误的问题，软件上使用V1495 [86]模块产生一个触发信号，在取数开始阶段校准所有V1724 数字转换器的时钟从而达到统一所有模块之间时钟的目的。此外，为了保证时间不准齐事例百分百被剔除，我们分别在DAQ采数程序和数据质量监测软件中植入算法模块。在DAQ 实时采数的过程中，该模块对每一个事例相邻的V1724时间标签作比对，一旦发现不同V1724 之间的时间标签发生偏移(相差大于 $1\mu s$ 即视为偏移)，会立刻停止DAQ 采集软件并输出报错记录，丢弃该事例并初始化电子学软件开始新一轮的采数。这样，即使电子学仍然产生了错误事例，它也不会被保留。图3.3是数据质量监测系统对每一次取数的时间准齐监测结果。可以看到，在此文件中，所有相邻的V1724之间都保持了时序一致。事实上，在使用V1495改善取数系统的时钟问题后，我们从未监测到时序错乱的事例。

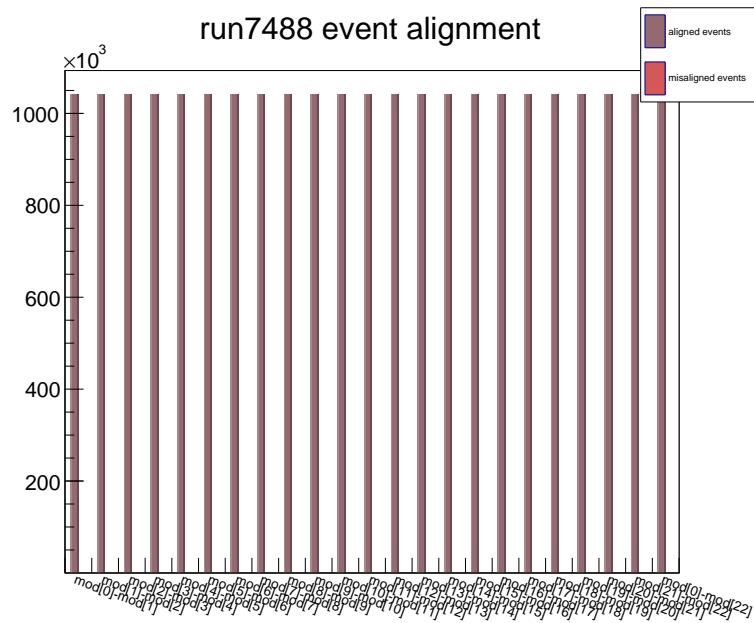


图 3.3 数据的时序监测。一个事例对应的23个V1724模块记录的时间标签，软件上对相邻模块间的时间标签作比较并记录两者之间的差值。一旦某个事例对应的23 个时间标签中有一对差值发生较大变化，认为对应两个V1724 模块取得的数据失去关联性，记为misaligned events并填入图中。可以看到，图中所有事例相邻板块间的数据都是时间关联的

Fig 3.3 Event time alignment check

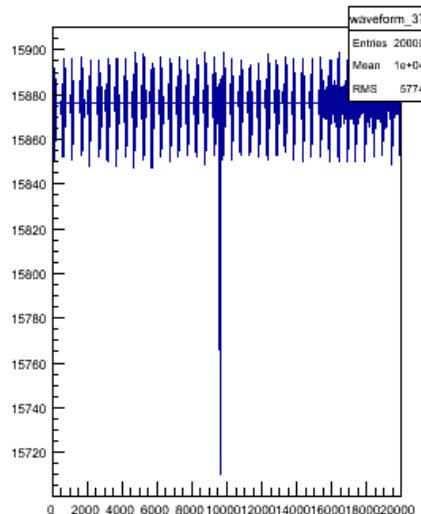


图 3.4 波形中存在的200 kHz相干噪声
Fig 3.4 200 kHz coherent noises in the waveform

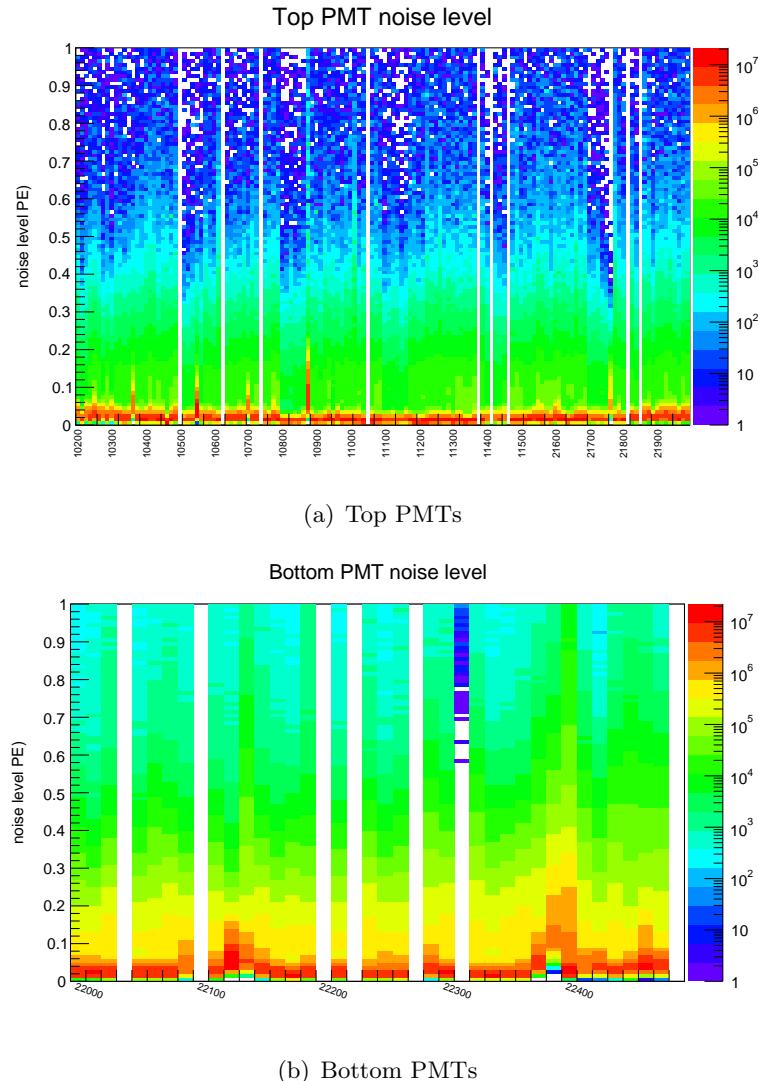


图 3.5 顶部和底部光电管信号的噪声水平，空白道为因有问题(连接或噪声事例率过高)而关闭的PMT，大部分道的噪声水平都低于0.05 PE

Fig 3.5 Noise levels of top and bottom PMTs, those empty channels are connected to the PMT which were turned off due to various reasons, noise levels of most channels are less than 0.05 PE

3.1.2 相干噪声

正式运行前的测试过程中，在逐道观察波形时，我们发现了一种普遍存在的相干噪声。它的特点是幅度较小(幅度一般在20 ADC或2.7 mV)且具有固定的频率(约为200 kHz)，如图3.4所示。可以看到，噪声的波形类振荡形状，我们可以在所有光电管的输出信号上都可以观察到这种噪声。通过多次检查，我

们找到这种噪声来源于高压供给系统CAEN SY1527LC [10]产生的电磁干扰。这种从高压供给系统产生的噪声被信号线接收，很难去除。由于整个探测器的信号道很多，信号线排布较密集，信号线接头连接不良会把这种相干噪声放大，对整个取数系统造成负担。

为了减缓相干噪声带来的问题，硬件上我们添加了针对这种噪声频率的滤波器；软件上一方面启用V1724模块的Zero Suppression功能，另一方面使用了Majority trigger 替代普通的 [9]触发信号。上面提到，相干噪声的幅度大概在20 ADC或2.7 mV水平。正常情况下，光电管的单光子信号幅度约为60 ADC或8.2 mV，因此把V1724 Zero Suppression的阈值设在两者之间可以有效的过滤这些小的相干噪声。为了掌握实验过程中的相干噪声水平的变化，对不同信号道下每一个被记录的信号片段(hit segment)，我们计算该片段前后波形基线RMS(均方根值)的平均值来标定噪声水平。图3.5为某次取数时所有信号道的噪声水平，噪声大小用单光电子信号的幅度做标准。当某些信号道的噪声水平偏高时可以很明显的从图中判别。

3.1.3 FADC读出道的基线

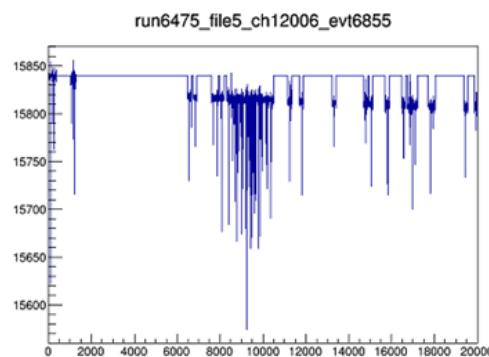


图 3.6 向下漂移的基线，图中的直线为软件后期补齐的默认基线水平

Fig 3.6 Drifted baseline, the horizontal line is the original baseline level added by software

当整个实验的取数条件稳定时，所有信号道的基线水平变化不大。对每一道信号，我们测量得到它的基线标准后，就可以确定V1724 Zero Suppression的阈值水平。考虑到相干噪声的幅度不大，如果信号道的基线水平发生漂移(向下漂移)，很容易使Zero Suppression的阈值失效，大大增加数据文件的大小，给后期的文件保存和信号处理带来难度。通过对信号基线的长期观察，当探测

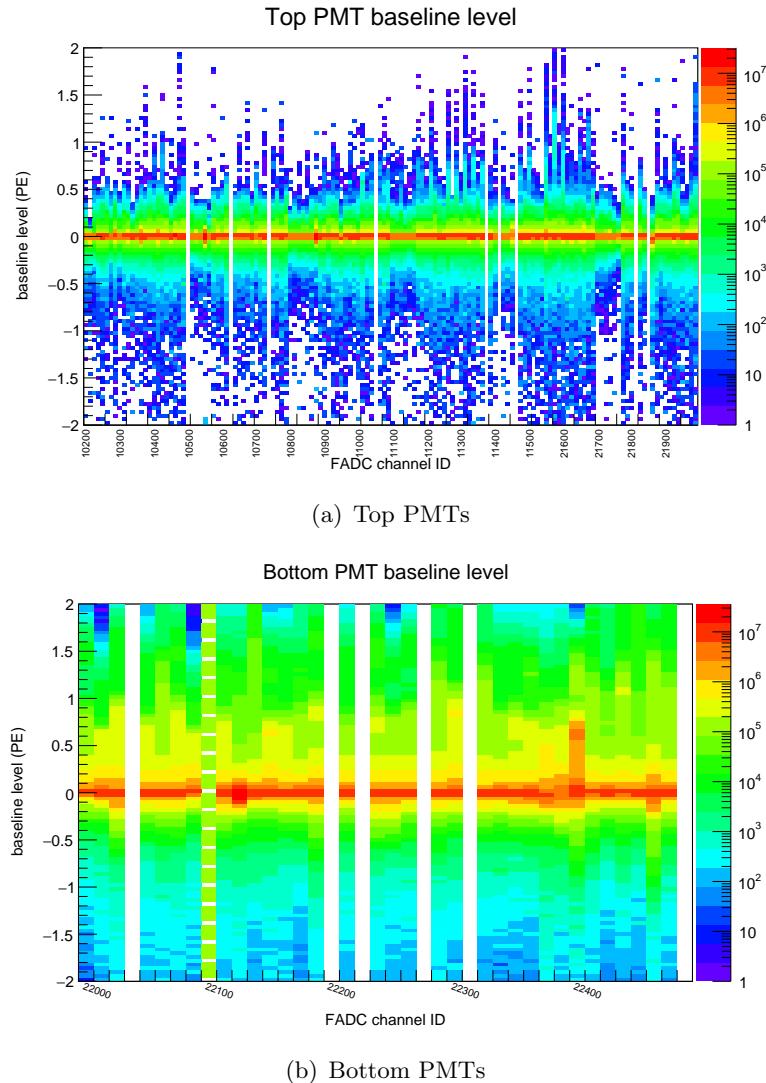


图 3.7 顶部和底部光电管信号道的基线水平，空白道连接的是被关闭使用的PMT，正常基线水平为0

Fig 3.7 Baseline levels of top and bottom PMTs, default baseline is 0

器工作状态不稳定时，信号道的基线水平有可能发生很大的变化，如图3.6所示。

我们计算每一个信号片段前后波形基线的平均值来监视该信号道的基线水平，如图3.7示。此外，从每个二进制波形文件中，数据质量监测软件对每一道选择4个事例，重建波形并保存，供值班人员不时检查波形是否正常。

3.1.4 DAQ触发率

在实验稳定运行期间，DAQ的事例采集率大概为3 Hz。如果实验环境发生变化，例如噪声水平变大，探测器内部发生电极打火现象等，都会产生额外的光信号，增加DAQ的触发速度。因此，通过监测DAQ的触发率可以间接的判断取数环境是否稳定。

3.2 PMT工作状态监测

PMT阵列作为PandaX-I实验的“眼睛”，负责搜集时间漂移室内产生的光信号。因此，所有PMT的工作状态及性能情况对整个实验的数据质量有很大的影响。通过监测数据文件中每个PMT输出信号的各种参数，我们可以获得对应PMT的信息。对这些信息进行筛选或者记录以保证我们准确掌控数据质量。为了避免已经关闭的和不在正常工作状态的光电管给我们的分析带来影响，对于光电管的性能监控都屏蔽了这些“bad”光电管的信息。本节中所有数据监控的图片中，横轴为不同PMT的编号，纵轴为监控参数。

3.2.1 光电管噪声及分布

这里的光电管噪声主要是那些非物理事例、大小接近单光子信号的随机噪声。如果噪声水平过高，在做事例重建时，很容易通过我们的三重符合要求，造成随机符合事例率增加。第四章中我们具体分析了造成光电管噪声水平增加的主要原因：时间漂移室电极或光电管自身底座发生打火或放电产生额外的光子。图3.8为PandaX-I实验中一次取数时所有光电管的噪声水平。某些信号道的噪声水平相对很高，具体原因将在后面的章节(4.2.2)具体说明。

为了对因时间漂移室电极打火造成的噪声增加有一个更为直观的了解，在PandaX-II期的数据质量监控软件中增加了光电管噪声位置分布的观测，如图3.9所示。可以很直接的观察出打火的大概位置，即光电管噪声最多的位置。

3.2.2 光电管增益

在每一路信号读出波形的前200个sample时间窗口内($2 \mu\text{s}$)，选择所有宽度小于80 ns的S1 信号，我们认为这种信号的大小类似于单光子信号。对它们的大小分布做高斯拟合，拟合得到的中值可以大致描述该道光电管的实时增益，如图3.10所示。

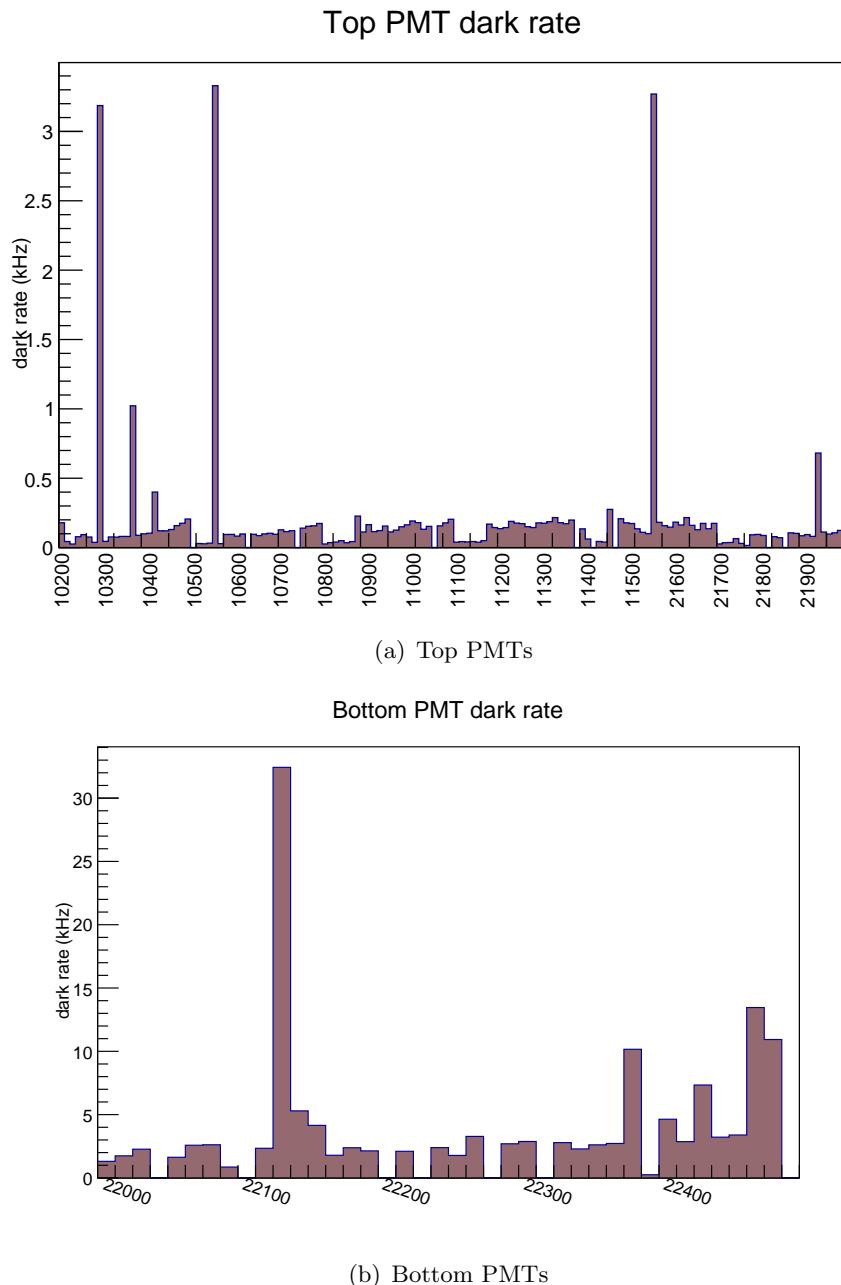


图 3.8 顶部和底部光电管信号道的噪声水平。这里，顶部一英寸光电管的随机事例率一般低于 0.3 kHz，底部三英寸的一般低于 5 kHz。随机信号过多的原因可能是由于探测器内部额外的光信号或者 PMT 自身打火等原因

Fig 3.8 Dark counts of top and bottom PMTs. Average random rates of top and bottom PMTs are less than 0.3 kHz and 5 kHz. High random rate of the PMT might be caused by extra light in the TPC or PMT sparking

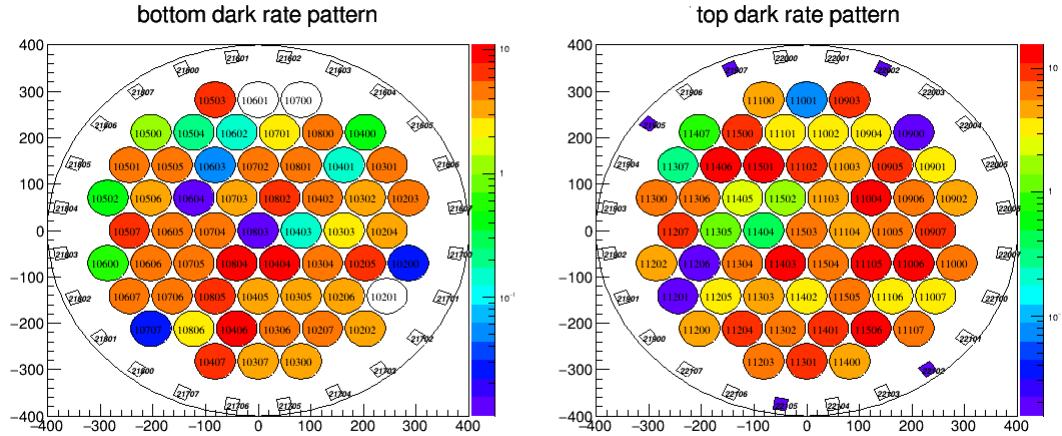


图 3.9 PandaX-II底部和顶部光电管噪声水平的位置分布，空白的为关闭了的PMT
Fig 3.9 Dark rate pattern of the bottom and top PMT array of the PandaX-II detector,
the empty ones are PMTs not in use

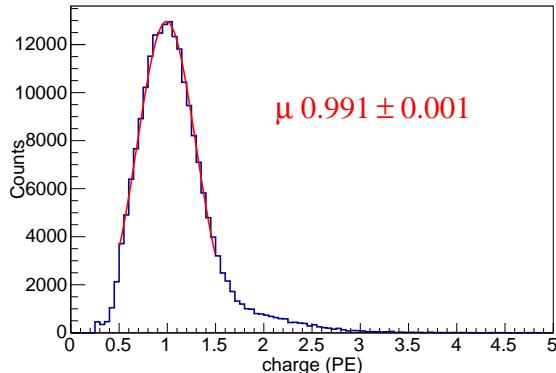


图 3.10 某一路底部光电管的单光子信号分布，以LED刻度得到的增益为单位，使用标准高斯函数对分布进行拟合得到粗略的增益值

Fig 3.10 Charge distribution of spe-like random pulse from one bottom PMT, fit it with the Gaussian function

图3.11是所有光电管在在某次取数过程中的增益水平，注意到在图中，Y轴的单位是光电管在最近一次LED刻度时测量的单光子信号大小。除了那些关闭掉的PMT，我们会对图中增益水平不正常的光电管及对应拟合所用的数据作重点检查，以确保光电管的增益在数据库中的正确性。

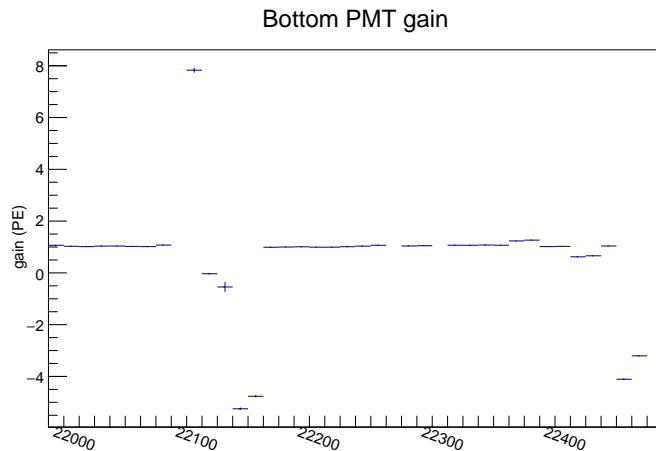


图 3.11 底部所有光电管的增益水平(非LED刻度所得, 使用LED刻度得到的增益为标准单位), 用来直观的表现是否有光电管增益发生明显变化。部分PMT的增益为负值或过高, 是因为在取数过程中, 这些PMT因为噪声水平不稳定(偏高), 工作高压被降低, 从而它们的增益呈指数关系降低, 使得在做高斯拟合计算增益时很不准确, 产生偏离基准的比例值。

Fig 3.11 Gain values of the bottom PMTs calculated with normal data in the unit of gain values obtained from LED calibration. Some PMTs' gain values are abnormal (too high or negative values in the figure) due to their low gain which make the fit result unaccurate.

由于我们每周只进行一次光电管的增益刻度, 这种通过日常取数就可以监视PMT 增益的手段有效的保证了每两次刻度之间光电管的工作状态。

3.2.3 光电管运行状况

我们已经提到, 光电管的工作状态是否正常对数据质量的影响很大。因此, 除了上面提到的通过各种分布图监视光电管的性能, 我们还要记录下不在正常工作状态的光电管。这样, 在后期的数据分析中, 由那些不正常工作的PMT 采集到的数据需要被适当的屏蔽掉, 避免引入过多的噪声和本底。

例如, 在正常取数中, 当测量到某路光电管的信号基线、噪声或者增益等参数发生了很大的变化, 这路光电管的编号以及对应的文件名会被记录并保存在PandaX数据库中。这样, 后期数据分析时, 通过访问数据库, 就可以通过软件轻易的屏蔽剔除坏信号。

3.3 探测器运行状态监测

3.3.1 信号位置分布

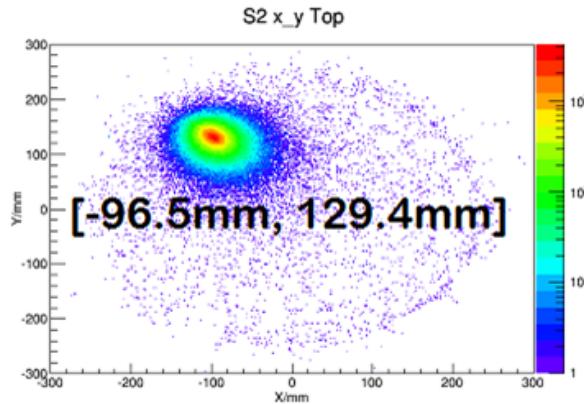


图 3.12 TPC电极某处打火时，信号的位置分布集中在打火对应的位置

Fig 3.12 Position distribution shows a hot spot indicating electrodes of TPC was sparking

数据也能够真实地反映探测器的运行状态。上面提到，当时间漂移室的电极发生打火或者放电现象时，会造成局部光电管的噪声水平偏高。如果这个现象较为严重，受影响的光电管数目变多，考虑到这种噪声的时间一致性，噪声会轻易通过三层符合要求，造成在打火或者放电位置的S1、S2信号变多。初期分析使用了重心法重建S1、S2信号的位置(后期使用neural network方法)后，可以在打火位置观察到一个事例高发区，即打火位置，如图3.12所示。

图中，由于电极长时间持续放电，对应位置的多个PMT收集到持续产生的光信号，这些信号被识别为S2信号。根据S2信号的位置分布可以推算出打火的中心位置约在(-96.5 mm, 129.4 mm) 处。一旦在监测网页上发现有打火现象，一般要停止取数，及时确定是否打火并解决打火现象。

3.3.2 电子寿命

电子在时间投影室内的电场作用下向上漂移，最终在液氩/气氩的分界面被extraction field 拉出，经过放大产生S2信号。如果时间投影室中液氩内含有杂质，电子在漂移过程中会被杂质吸附，从而不能顺利产生S2信号。因此，电子寿命可以表征探测器内靶物质的纯度。

选择文件内所有的单S2事例，要求该事例由S1产生触发信号并且S2信号面积大于产生触发的S1 信号。满足这些条件后，做信号漂移时间与参

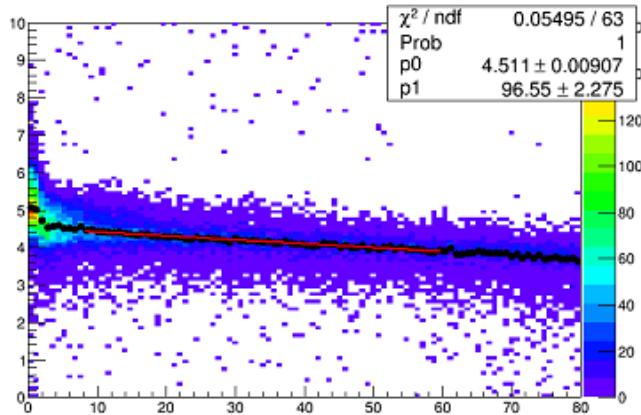


图 3.13 液氙中电子寿命，横轴为电子漂移的距离，纵轴表征了电离信号的大小。使用一次线性公式拟合图中的黑点，图中p1为电子寿命的值

Fig 3.13 Electron life time in the liquid xenon, the X-axis is the electron drift time, the Y-axis indicates the area of ionization signal. Fit the black dots with 1-order polynomial function, the parameter p1 is the value of electron lifetime

数 $\log(qS2/qS1\text{trigger})$ 的关系，如图3.13。得到的二维分布下，把所有事例按照横轴平均分为若干个纵向的子分布。每一个子分布的中值，即图中的黑色圆点。对所有子分布的中值选择合适的拟合区间进行线性拟合，可以算出探测器内的平均电子寿命(图中约为97 μs)。

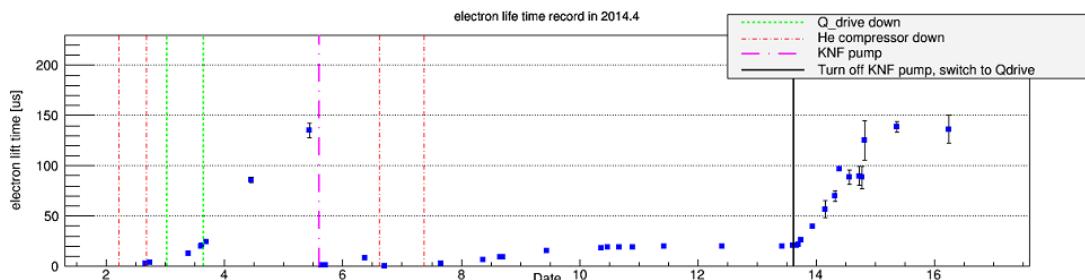


图 3.14 电子寿命在约两周时间内的稳定性，每一次变动表明了探测器的工作状态不正常
Fig 3.14 Electron life time evolution in about two weeks, each change was caused by dysfunction of some part of the detector

探测器运行稳定时，电子寿命基本保持不变。图3.14是PandaX-I探测器在2014年4月的电子寿命随时间的变化图。可以看到，当提纯系统不能正常工作时，液氙内的杂质含量增加使电子寿命降低。提纯系统重新开始工作后，电

子寿命短时间内得到较快的恢复，然后再较长的时间后恢复到稳定水平。因此，监测电子寿命这个参数也可以了解探测器及提纯系统等是否在正常运行。

3.4 本章小结

为了在实际取数过程中，我们能够实时了解当前取得的数据质量，我们选取了不同的参数去监控不同的系统。信号的噪声和基线水平能够反应电子学系统的运行情况，一旦噪声过高或者基线有了偏移，一方面需要检查电子学，另一方面也要在软件上更新基线水平以保证阈值计算的准确。DAQ触发率和信号在探测器内的位置分布可以反应探测器内部是否有不正常事例的产生(打火等情况)以及位置。而电子寿命可以告诉我们探测器内部液氙的纯度，间接反映了提纯系统的工作状况。

数据质量监控系统选用的这些重要参数是针对PandaX探测器，根据大量的测试和数据分析总结得到，在实际实验过程中能够帮助我们及时了解各种问题。

第四章 光电探测器

在PandaX一期实验中，时间投影室(Time Projection Chamber, TPC) 内一共装有120 kg 液氩作为探测暗物质的靶物质，通过位于顶部和底部的电极提供漂移电场和抽取电场，安装在用低放射性不锈钢材料制作的低温容器中(内容器)。顶部和底部安装了PMT 阵列，用来收集在TPC 内产生的闪烁光信号(S1) 和延迟电信号(S2)。根据所有光电管收集到信号可以重建出S1 和S2 信号的二维位置信息，而两者之间的时间差可以确定信号的第三维位置信息。为了保证光信号的收集效率，TPC四周安装了聚四氟乙烯(PTFE) 材料制作的反射板来尽可能多的收集所有的光子。顶部光电探测器阵列由143 个Hamamatsu R8520-406 1 英寸光电倍增管组成，底部由37 个Hamamatsu R11410-MOD 3 英寸光电倍增管组成(参考图2.9)。

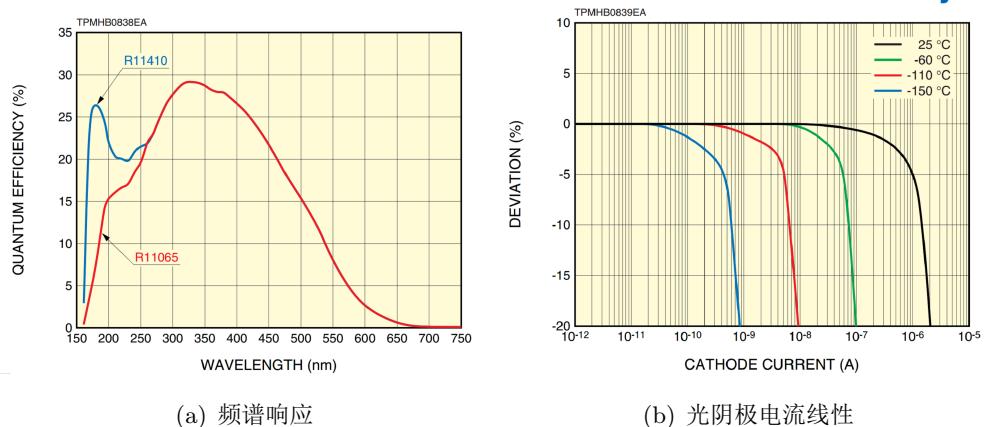


图 4.1 R11410-MOD 光电管频谱响应及光阴极电流线性 [?]

Fig 4.1 Characteristics of R11410-MOD PMT [?]

R11410-MOD PMT的自身放射性本底极低，可以在低温环境下如液氩(-110°C)、液氩(-186°C) 运行，是专门用于暗物质探测实验，量子效率高、光阴极的线性好也是它的特性，如图4.1。PandaX-II实验中使用了部分R11410-20 3 英寸PMT，这种新型号的PMT自身放射性本底相比于R11410-MOD型降低了1/4。

PandaX一期一共收集了80.1天有效的暗物质数据，实际运行了8至9个月左右，这也是R11410-MOD 型PMT在液氩内首次运行这么长的时间。我们利用

这些有效的暗物质数据及正常运行时取得的日常数据对所有的PMT 在这段时间内的性能表现进行分析和总结。

4.1 PandaX-I实验中PMT的安装连接

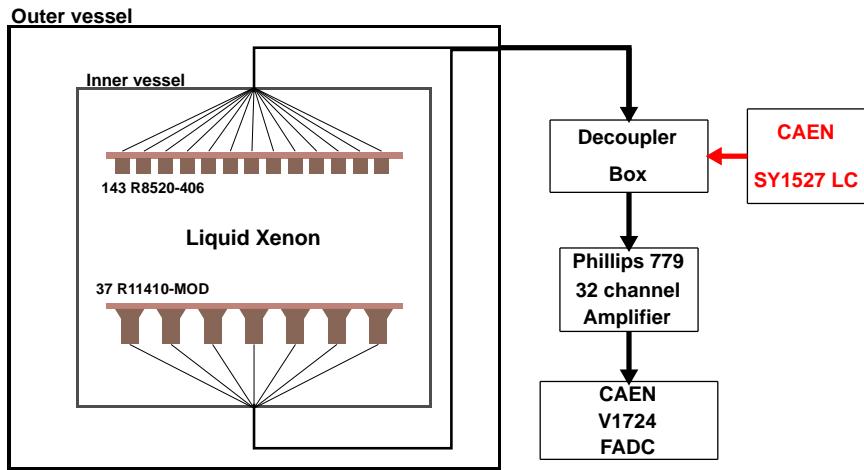


图 4.2 PMT及电子学连线示意图

Fig 4.2 A diagram of the PMTs and the readout electronics

图4.2示意PMT的位置及与电子学系统的连接方式。PMT的分压器按照滨松提供的分压比设计，R11410-MOD 和R8520-406 PMT 的分压器总的电阻分别是 12.5 和 $18.5\text{ M}\Omega$ 。连接在阳极输出端的电阻值为 $100\text{ k}\Omega$ 以增加低频带宽，防止S2 信号失真。为了尽量降低由陶瓷电容器带来的放射性，且不担心信号在低能区的线性度，我们仅保留了位于最后一级打拿极和阳极之间的 10 nF 电容。连接上下光电管的同轴电缆通过位于内容器顶部和底部的真空连通器连出，再经过外容器上的真空连接器连接到外面的电子学和高压系统。由交大自行设计的分压解耦装置(Decoupler Box)使用了低放射性的印制电路板，使用一根同轴电缆作为一路PMT 的正高压输入和信号输出以便减少在探测器内的线缆数量。去耦合装置使用了三级RC 电路分离高压和PMT 信号^[6]，为了尽可能减小S2信号的失真，电容值最终选为 100 nF 。经过去耦合，PMT信号被Phillips 779 线性放大器放大 10 倍，输入到CAEN V1724数字转换器中，再由数据读取系统把信号的数字化信息记录成单独的波形事件用于数据分析。

4.2 PandaX-I实验中PMT性能表现

在整个PandaX-I运行期间，为了精确监控每一个PMT的增益和噪声水平，我们每周都使用LED 作源对它们进行刻度。我们使用驱动器驱动三个位于探测器外部的LED 光源(波长为390 到395 nm)，产生极弱的快速光脉冲(宽约10 ns)，这些光子经过光纤送入探测器内部，在光纤终端被固定在PTFE 反射板外侧的三个Teflon 发散装置分散打入TPC。在驱动LED 产生光脉冲的同时，驱动器还提供一个同步脉冲用来触发数据采集系统。我们选择了不同的驱动电压做刻度以保证位于探测器不同位置的每一个PMT 都能清楚的分辨出单光子信号。LED 刻度除了监控PMT 的增益和噪声，也可以监控电子学系统的噪声水平，在此不多做讨论。PMT的增益，噪声和afterpulsing还可以通过日常暗物质数据大致监测，如前一章讨论。这里，我们对PMT 在低温环境中的性能表现及其工作很长时间时的稳定性做分析和讨论。

4.2.1 增益

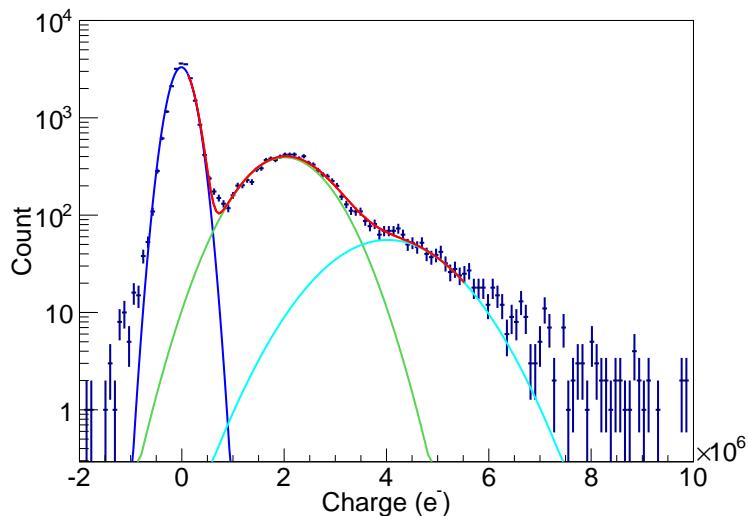


图 4.3 R11410-MOD PMT 典型的单光子谱，它的增益约为 2×10^6 。图中，蓝色曲线为电子学噪声分布的拟合、绿色是单光子峰，青色为双光子峰，红色曲线是联合拟合结果，且标示了拟合区间

Fig 4.3 A typical single photon spectrum of one R11410-MOD PMT with a gain of $\sim 2 \times 10^6$. A combined fit of the pedestal (blue), SPE(green), and double PE (cyan) with the fit range indicated by the fit curve (red)

通过LED刻度得到的PMT单光子(single photon, SPE)谱可以用来计算PMT

的增益，即单光子峰面积。图4.3是一个典型的R11410-MOD PMT的单光子谱。我们使用方程：

$$f(q) = c_1 \times G(q, \mu_1, \sigma_1) + c_2 \times G(q, \mu_2 + \mu_1, \sqrt{\sigma_2^2 + \sigma_1^2}) \\ + c_3 \times G(q, 2\mu_2 + \mu_1, \sqrt{2\sigma_2^2 + \sigma_1^2}) \quad (4.1)$$

对单光子谱进行拟合，其中 $G(x, \mu, \sigma) = e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2}$ 是高斯分布。该公式分别对单光子谱的第一、二、三个峰进行拟合：第一部分是由电子学噪声引起的，它的中值 μ_1 一般为0，宽 $\sigma_1 \sim 0.3 \times 10^6$ ；第二部分和第三部分分别描述了单光子(SPE) 和双光子峰，两个峰的中心值和宽度是相关联的。R11410-MOD PMT 的增益一般调为 $\sim 2 \times 10^6 e^-$ 。

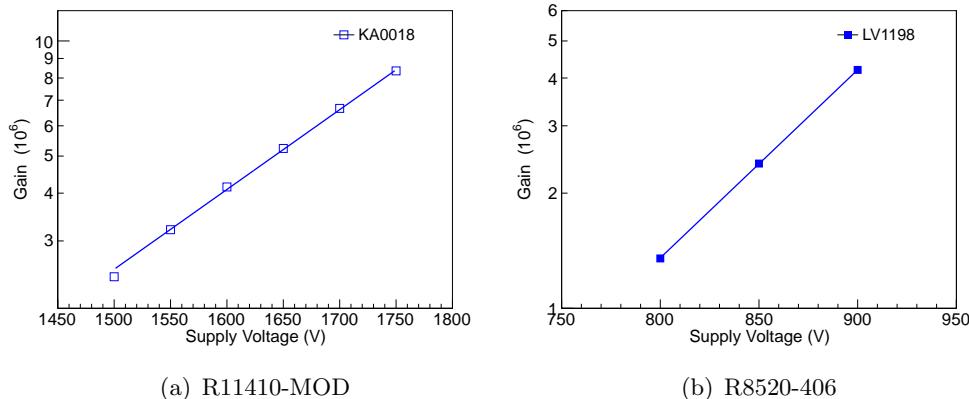


图 4.4 三英寸和一英寸光电管典型的高压-增益曲线

Fig 4.4 Gain vs. supply voltage of R11410-MOD and R8520-406 PMT

PMT的增益与供给高压一般成指数增长的关系，不同型号的光电管与供给高压的关系如图4.4所示。在PandaX-I实验中，我们对每个PMT作高压-增益刻度，选择不同的供给高压使得所有光电管的增益都统一在 2×10^6 左右。对于R11410-MOD 型光电管，它们的工作高压设定在1264 V 到1550 V，对R8520-406 型光电管，工作高压设定在675 V到881 V不等。

图4.5是两个R11410-MOD PMT增益在6个月时间内的变化，每一个数据点都是由对应时间取的LED刻度数据计算得到。大部分PMT的增益都很稳定，变化范围<10%，个别PMT 由于过多的随机脉冲不得不降低高压，增益也随之降低。

LED刻度还能给出光电管的单光子分辨率，即由公式4.1中的 σ_2/μ_2 定义。

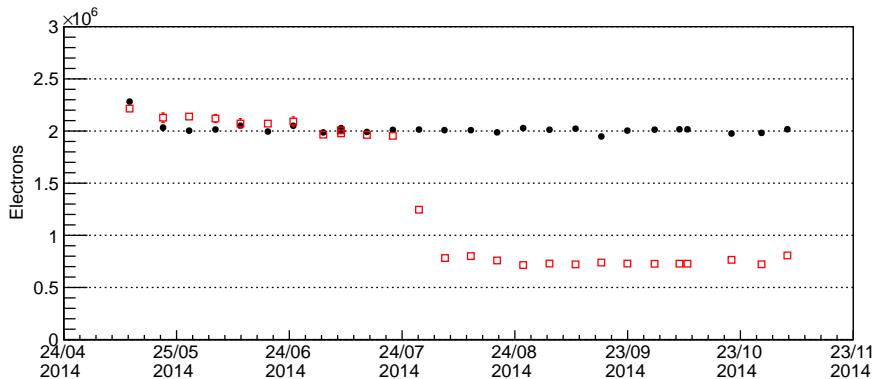


图 4.5 PMT 增益随时间变化。黑点表示一个典型的增益稳定的PMT，红框代表的PMT 增益因为过多的随机信号在运行中降低了两次

Fig 4.5 The gain history of two R11410-MOD PMTs. Black dots are from a typical stable PMT. Red squares represent the gain of a PMT with the supplied voltage lowered twice during the run to avoid excessive dark rate

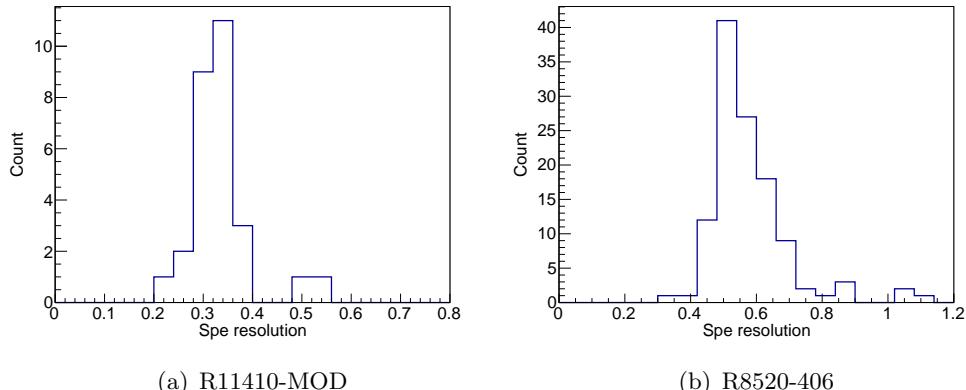


图 4.6 所有R11410-MOD 和R8520-406 PMT在设定增益下的单光子分辨率分辨

Fig 4.6 SPE resolutions of all R11410-MOD (a) and R8520-406 (b) PMTs operated under normal gain

所有工作在设定增益的光电管的单光子分辨率如图4.6所示，R11410—MOD PMT的平均SPE分辨率为35%，R8520-406 PMT的平均SPE 分辨率为58%。

4.2.2 噪声

不同于光电管暗电流噪声，这里定义噪声为真实的光子产生的随机单光子大小的信号。PandaX-I的取数窗口为 $200 \mu\text{s}$ ，触发信号位于整个信号窗口的中间。信号在探测器内最大漂移时间为 $88 \mu\text{s}$ (漂移速度 $1.7 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ，探测器高

度15 cm), 因此每个信号窗口内前5 μ s不会出现真实的S1信号。基于暗物质数据, 我们计算这5 μ s内单光子水平随机信号的数目来监测光电管的噪声水平。

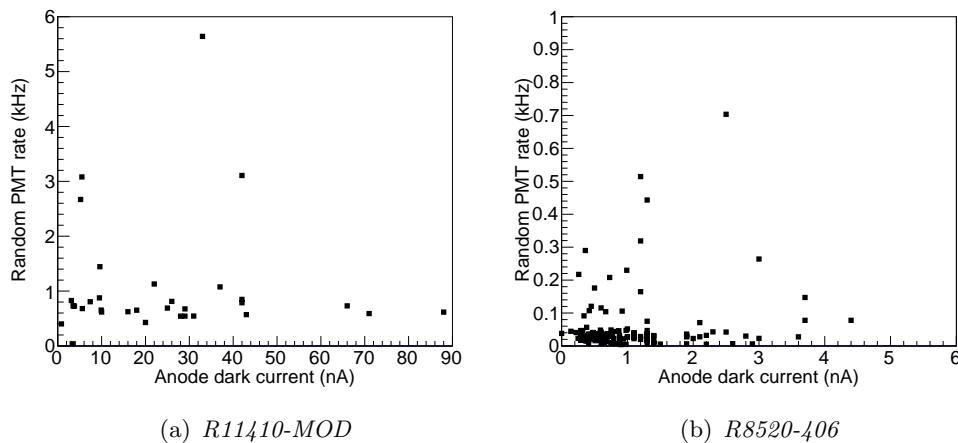


图 4.7 R11410-MOD 和 R8520-406 PMT 噪声水平与阳极暗电流的关系

Fig 4.7 Random PMT rate vs the anode dark current from Hamamatsu data sheets

图4.7是不同型号PMT的平均噪声水平与阳极暗电流(Hamamatsu出厂数据)的关系, 两者之间并无明显的关联, 表明光电管的噪声是由液氩中产生的光信号造成, 而不是光电管自身热电子或漏电流造成的。R11410-MOD型和R8520-406型光电管在正式暗物质取数过程中的平均噪声水平分别为1.07 kHz 和0.06 kHz, 它们处于室温气氩环境中的噪声水平分别为1.3 kHz 和0.3 kHz。由于环境温度的降低, R8520-406型PMT的噪声水平大大降低, 而R11410-MOD型PMT由于受液氩中额外产生的光信号的影响, 噪声水平没有因为温度的降低被大幅压低。

在实验运行过程中, 通过对PMT状态的监控我们发现它的噪声水平是不稳定的。最初液氩刚灌入探测器, PMT 的噪声水平高达数十万赫兹, 随着液氩纯度的提高, 噪声水平降到了几千赫兹。因此我们怀疑PMT 的噪声水平与液氩中杂质含量相关, 放电现象或者S2 电致发光放出的光子会释放杂质中的电子, 这些电子会在探测器中产生额外的光信号从而使PMT 噪声水平升高。

在稳定的取数过程中, 我们遇到两种不同形式的PMT噪声变化。第一种情况表现为单独的PMT噪声水平升高而周围的其他PMT 噪声水平稳定, 如图4.8示。一般来说, 我们可以通过关闭/打开这个不稳定光电管的高压来改善它的状况, 表明噪声水平的升高可能由光电管内部放电造成, 类似情况也被其他测试观察到过^[87]。这种情况下, 只有少数PMT 断续地受到影响(图4.9), 而

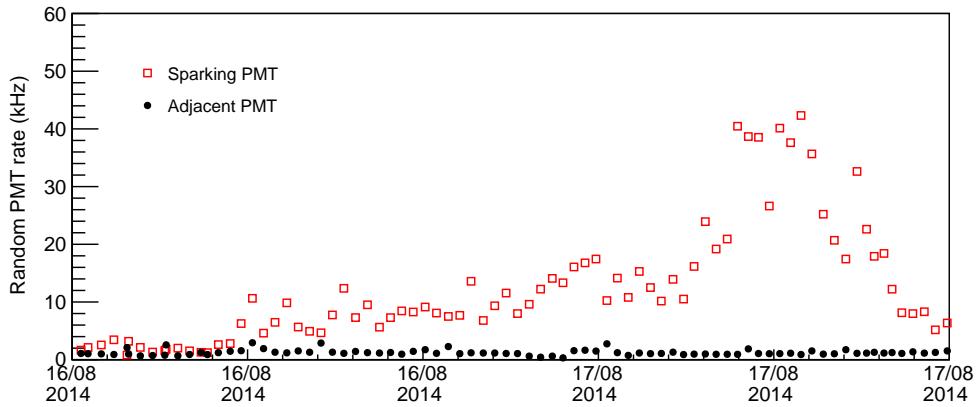


图 4.8 两个相邻的R11410-MOD PMT 噪声水平随时间变化；红色方框表示的PMT 噪声出现起伏，同一时间下黑色远点表示的相邻的PMT噪声情况稳定

Fig 4.8 Random PMT rate evolution for two neighboring R11410-MOD PMTs; one (red open square) had a sudden increase but no change was observed in the other (black solid circle)

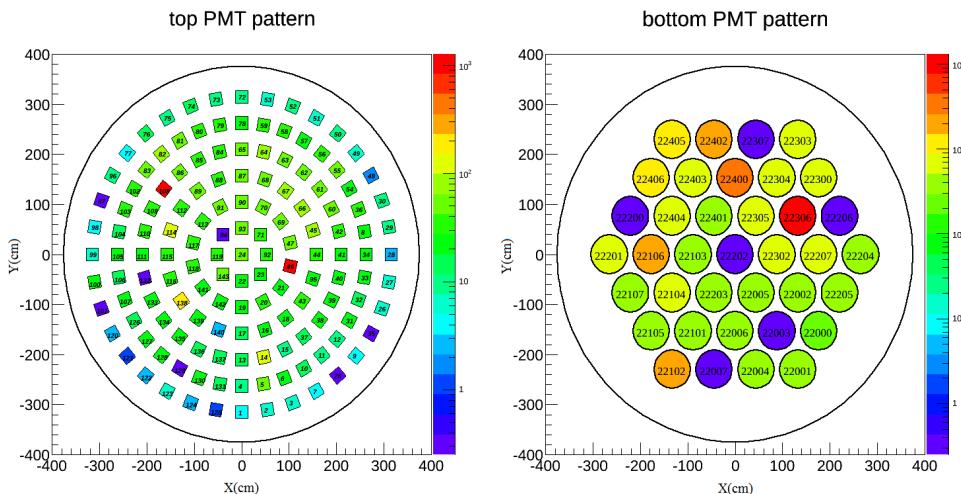


图 4.9 第一种情况下顶部和底部光电管噪声分布，横纵坐标表明PMT 位置，单位为cm。方框代表R8520-406 PMT，圆代表R11410-MOD PMT，可以看到只有个别独立的PMT 噪声水平明显高于其他

Fig 4.9 Top and bottom PMT random pulse rate pattern of the first type of rate excursions, the x and y axis are the position of the PMTs in the unit of cm. Squares are the R8520-406 PMT and circles are the R11410-MOD PMT, only random pulse rates of some individual PMTs are higher than their neighboring PMTs

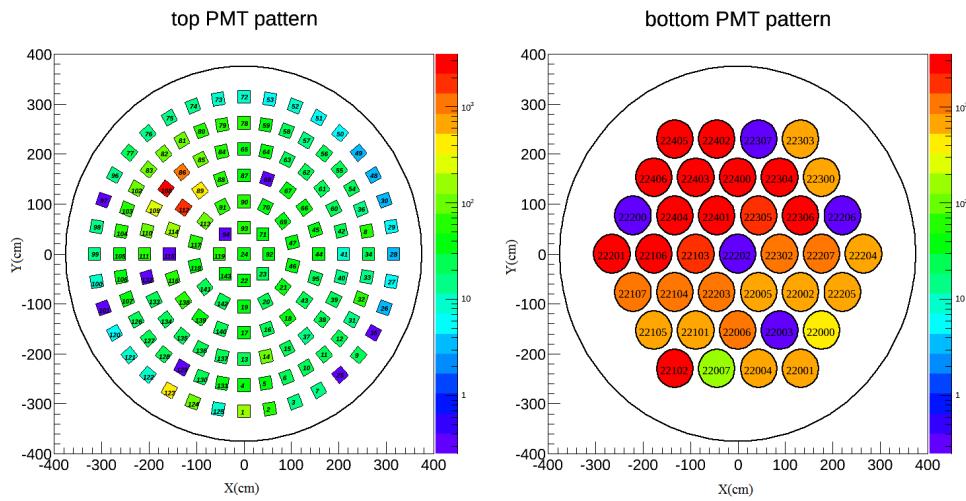


图 4.10 第二种情况下顶部和底部光电管噪声分布。电极左上发生微弱放电使得对应的底部光电管阵列中多数PMT 的噪声水平都很高

Fig 4.10 Top and bottom PMT random pulse rate pattern of the second type of rate excursions. Most of the bottom PMTs' random rates are high

第二种情况下，较多的PMT噪声水平会被影响(图4.10)。我们发现，这时的随机S1 信号水平也会增加(如图4.11示，S1信号是至少3个PMT的符合信号)。这种情况可能有很多原因导致，例如TPC电极放电或者PMT 底座放电等。TPC 顶部位于气氩中的电极放电产生微弱光，由于探测器的高度较小，这种微弱光信号会影响部分正对它的底部光电管和个别相近的顶部光电管的噪声水平，这也可以从图4.10看出，在 $\sim(-160 \text{ cm}, 100 \text{ cm})$ 处电极放电，影响到这个位置的PMT 噪声水平升高。同理，PMT底座放电发出微弱光，漏入探测器，也会影响到对应位置的若干PMT 噪声水平升高。事实上，我们确实可以通过重新关开TPC电极或者PMT高压来消除这种情况的噪声升高问题。在图4.11中，暗物质取数中PMT的平均噪声水平低于在 ^{60}Co 刻度中的，也表明了PMT 的这种噪声并不仅来源于自身，还受到液氩中额外产生的光信号的影响。因此，对于PandaX-I实验，相比PMT 在气氩中的噪声水平，噪声水平在液氩中只有轻微的下降。在其他的一些实验测试中，PMT的噪声水平在液氩的低温环境中都有很大的降低 [87-89]。

4.2.3 后脉冲Afterpulsing

入射光通过PMT入射窗口打在光阴极上，通过光电效应放出光电子，光电子在电场作用下向打拿极漂移。PMT 内部虽然是真空封装，但是内部仍然会

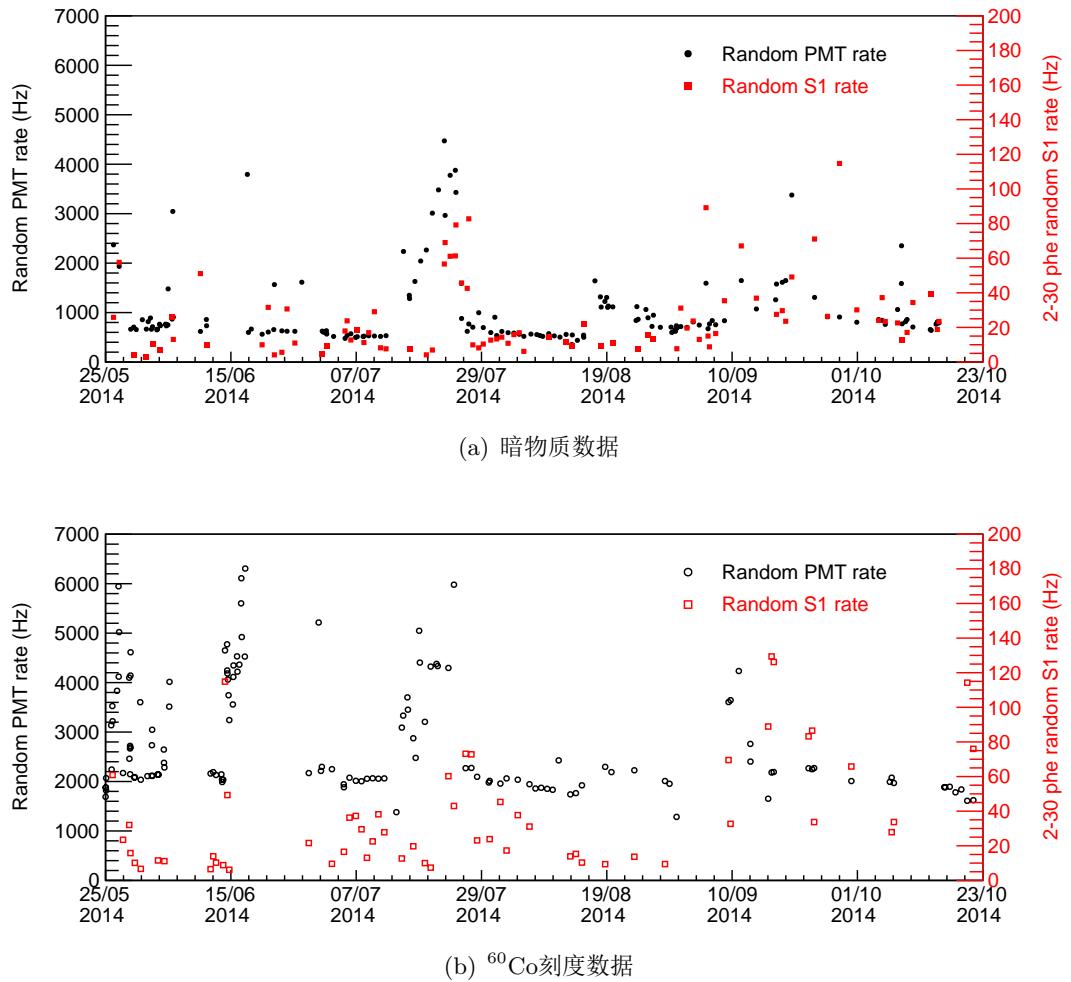


图 4.11 暗物质取数和 ^{60}Co 刻度数据中R11410-MOD型PMT 平均噪声水平和随机S1信号水平随时间变化(如图例)。右侧纵坐标表示了随机S1 信号水平

Fig 4.11 Average random PMT rate and the random S1 rate (indicated by legends) in 2 to 30 PE versus time in dark matter data (a) and ^{60}Co calibration data (b). The vertical scale for the random S1 rates is labeled on the right

残留部分气体，这些光电子在电场中漂移时，有可能电离残留的气体分子。电离产生的正离子在电场中反向漂移，打在光阴极上产生额外的信号脉冲。这种脉冲就是在主脉冲后的afterpulse 信号，它与主脉冲之间的时间延迟可以由下面的公式估计

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2md}{qV}}, \quad (4.2)$$

其中， d 和 V 分别是光阴极和第一打拿极之间的距离和电压差，大部分残留气

体就存在于这部分空间， m 和 q 分别是带电正离子的质量和电荷量。

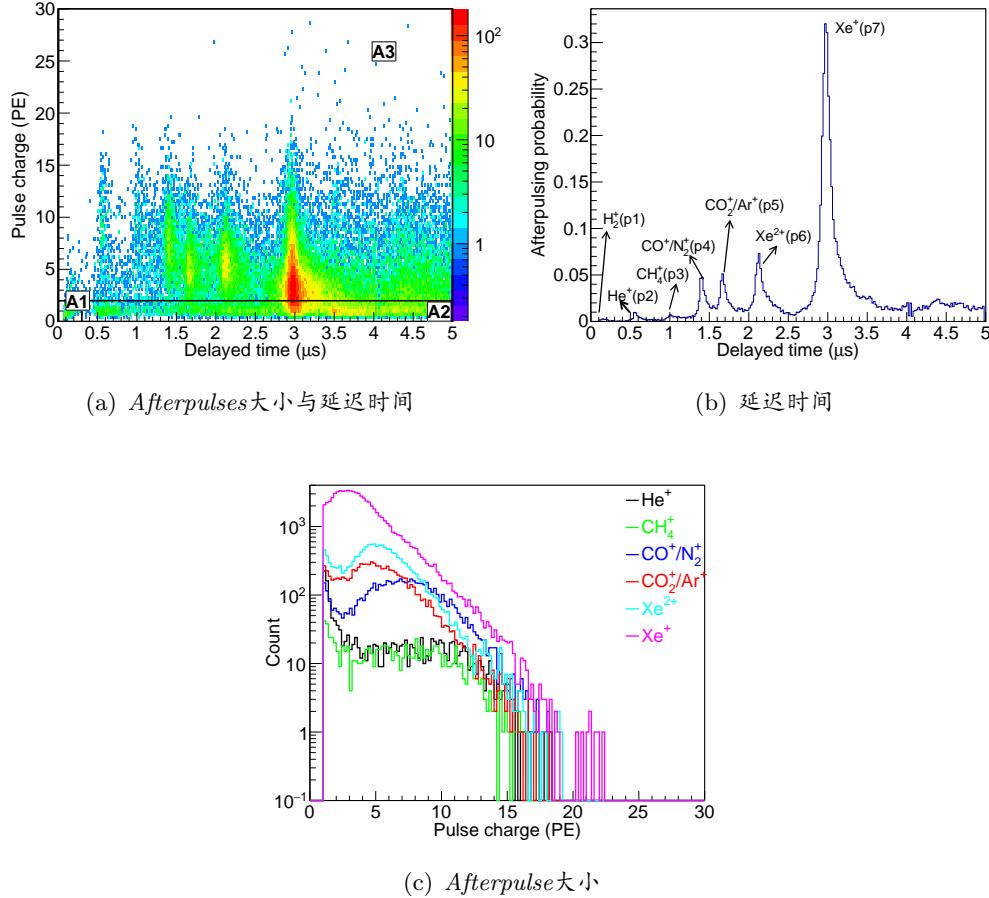


图 4.12 一个典型高afterpulse水平的R11410-MOD PMT的分布：(a)afterpulse 大小vs. 与主脉冲的延迟时间，主脉冲信号小于20PE；(b)A3区域中afterpulse 延迟时间分布，不同峰由不同的离子造成；(c)A3中不同离子造成的afterpulse 大小分布(如图例)

Fig 4.12 Distributions of the afterpulses for a R11410-MOD PMT with high afterpulsing rate: (a) charge vs. delayed time, each point representing an afterpulse identified after the primary pulses < 20PE; (b) the delayed time distribution of the afterpulses in the A3 region with individual ionic components indicated; and (c) charge distribution of the afterpulses associated with different ionic components (see legend)

有很多实验都对R11410-MOD型PMT的后脉冲做过测量 [88–90]。在PandaX-I 正常取数过程中，我们选择小于20 PE 的信号作为主脉冲，在它之后5 μs 时间内寻找afterpulse。我们选择一个afterpulse较多的R11410-MOD PMT作说明。图4.12(a)是afterpulse大小与延迟时间的分布，里面的每一个点代表了一个afterpulse信号，这里采用了与 [89]同样的方法把这些afterpulse 分为三种：

A1 区域内的信号大小低于2 PE，位于主脉冲后 $0.3 \mu\text{s}$ 内，这种afterpulse一般是由第一打拿极上二次电子发射时电子的弹性散射造成；A2 区域内的信号小于2 PE，随机分布在主脉冲后 $0.3 \mu\text{s}$ 到 $5.0 \mu\text{s}$ 之间；A3 区域内的afterpulse 大于2 PE，是由残留气体被电离产生的正离子造成的。不同正离子造成的afterpulse形成的分布可以在图4.12(b)清楚的分辨。延迟时间在 $3 \mu\text{s}$ 附近的afterpulse根据公式4.2可以推算是由 Xe^+ 造成的，同样的，其他位置的峰的来源也在图中标出。不同正离子造成的afterpulse的大小分布如图4.12(c)，对于带电量为1的正离子造成的afterpulse来说，随着正离子质量的增加，产生的afterpulse 的平均大小呈现下降的趋势，符合它们电离能力降低的预期。

对单光电子信号，出现afterpulse的概率定义为

$$APP = \frac{\sum N_{\text{afterpulse}}}{\sum Q_{\text{primary}}} , \quad (4.3)$$

其中， $\sum Q_{\text{primary}}$ 是所有主脉冲信号大小总和， $\sum N_{\text{afterpulse}}$ 是主脉冲后找到的所有afterpulse 大小总和。由于主脉冲信号小于20 PE，每个单光电子造成afterpulse 堆叠的可能性小到可以忽视。为了验证使用公式4.3定义afterpulse概率的正确性，我们计算了不同大小主脉冲造成afterpulse的可能性，结果显示两者间没有直接关联。

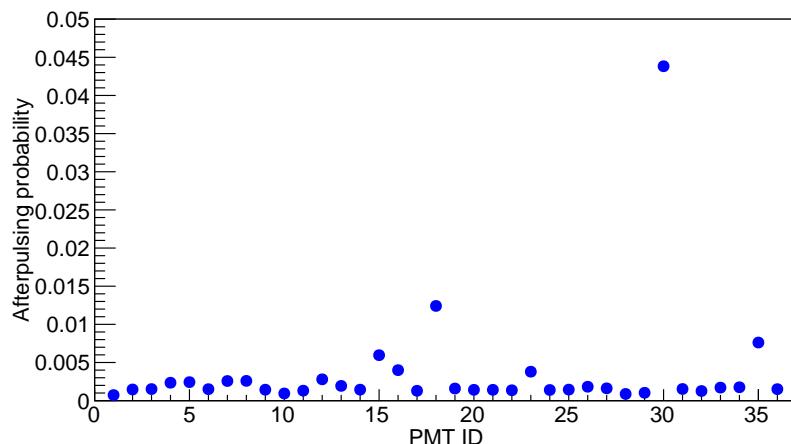


图 4.13 所有使用的R11410-MOD型PMT的afterpulse 概率分布
Fig 4.13 Measured Afterpulse probability for individual active R11410-MOD PMTs

图4.13列出了所有正常工作的3英寸PMT产生在A3区域内afterpulse的概率。对多数三英寸PMT来说，单光子信号产生afterpulse的可能性都低于1%，个别PMT 产生afterpulse 的可能性在几个百分点左右。R11410-MOD型PMT出

现afterpulse的平均概率为1.7%，具体见表4.1，1英寸PMT出现afterpulse的平均概率低于0.3%。PMT 出现afterpulse的概率与它的噪声水平没有观察到任何关联。

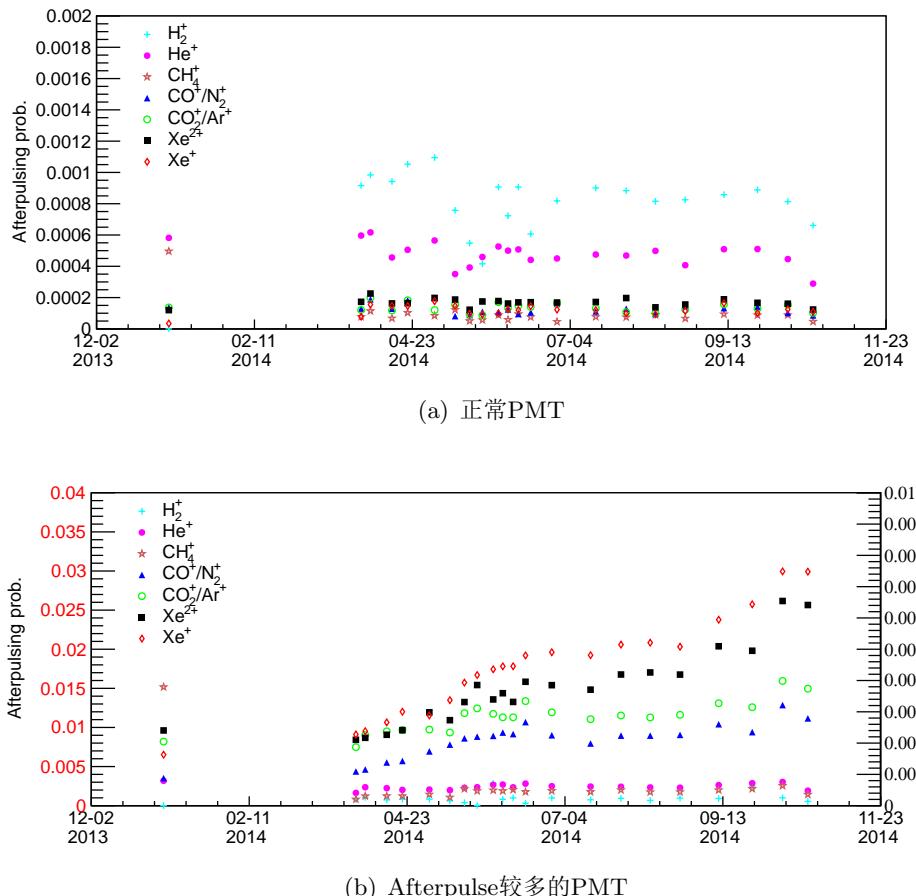


图 4.14 一个afterpulse概率正常和偏高的R11410-MOD 型PMT的afterpulse 概率随时间变化, (a) 正常的PMT、(b)偏高的PMT。(a)和(b)中时间最早的数据是该较早时PMT在室温下气氙中的测量数据。(b) 中 Xe^+ 对应的afterpulse概率坐标为图中左侧红色, 其他粒子造成的afterpulse概率用图中右侧坐标表示大小

Fig 4.14 Afterpulse probability vs. time for two R11410-MOD PMTs, one typical (a) and one abnormal (b). The very first data point in each figure is obtained in the gas xenon run under room temperature. Note that in (b) the scale for Xe^+ is indicated on the left side and the others on the right

图4.14表示两个R11410-MOD型PMT afterpulse概率随时间变化，一个是正常的PMT，另一个是afterpulse概率较高的PMT。正常PMT 的afterpulse性能表现比较稳定。另个PMT，不同正离子造成的afterpulse出现的概率随着在

表 4.1 R11410-MOD型PMT的afterpulse概率总结, ZK6307、ZK6313 和KA0019为几个afterpulse概率较高的PMT。p1到p7列分别对应由 H_2^+ , He^+ , CH_4^+ , CO^+/N_2^+ , CO_2^+/Ar^+ , Xe^{2+} 和 Xe^+ 产生的afterpulse

PMT	Total (%)	A1	A2	A3	p1	p2	p3	p4	p5	p6	p7
AVE	1.70	0.38	1.13	0.19	0.05	0.03	0.01	0.02	0.03	0.02	0.02
ZK6307	4.34	0.67	2.43	1.24	0.11	0.06	0.01	0.04	0.24	0.14	0.65
ZK6313	8.97	0.03	4.56	4.38	0.01	0.05	0.04	0.28	0.37	0.64	2.99
KA0019	2.49	0.44	1.30	0.76	0.06	0.03	0.01	0.01	0.11	0.11	0.44

液氩中运行时间的增长而增加, 表明PMT封装可能出现了问题, 有泄漏的可能。

下面对实验中afterpulse出现概率较高的五个3英寸PMT 的具体表现一一说明。3英寸PMT在液氩中工作很长一段时间后, 个别PMT(5/37)的afterpulsing问题变得严重, 尤其是 Xe^+ 离子导致的afterpulse出现并变多。为了与PMT 在液氩中运行数月后的情况作比较, 我们还给出了最初探测器气氩刻度时PMT 的表现。

4.2.3.1 ZK6313

表 4.2 编号ZK6313的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing 随着在液氩中运行时间的增加而产生的变化

ZK6313	Initial state	After running in LXe for ~ 40 days	After running in LXe for ~ 1 year
Total AP rate	-	1.64%	4.34%
AP due to Xenon	-	0.65%	2.91%

图4.15和图4.16分别是该光电管在气氩和在液氩中使用数月后的afterpulsing情况。由 Xe^+ 导致的afterpulse 峰位约在 $3 \mu s$ 处, 由 Xe^+ 导致的afterpulse 在液氩中经过长时间使用明显增加了。

4.2.3.2 ZK6307

图4.17和图4.18分别是该光电管在气氩和在液氩中使用数月后的afterpulsing情况。由 Xe^+ 导致的afterpulse 峰位约在 $3 \mu s$ 处, 由 Xe^+ 导致的afterpulse 在液氩

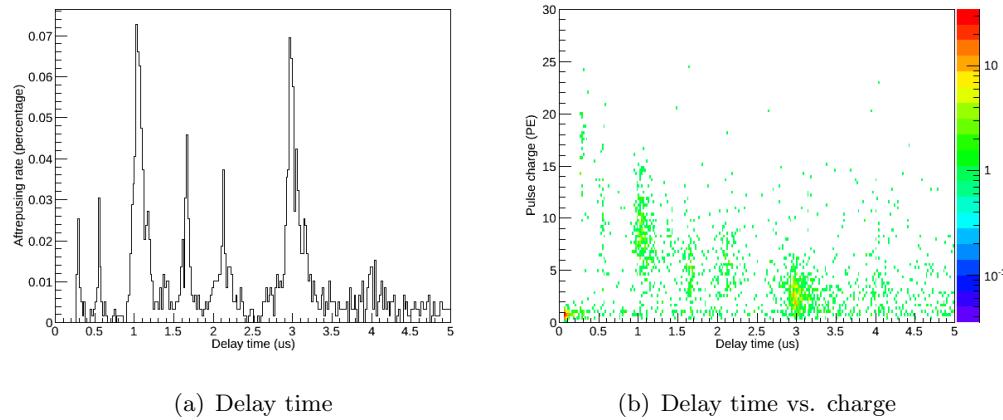


图 4.15 ZK6313在气氙测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系

Fig 4.15 Afterpulsing performance of ZK6313 from the gas xenon run

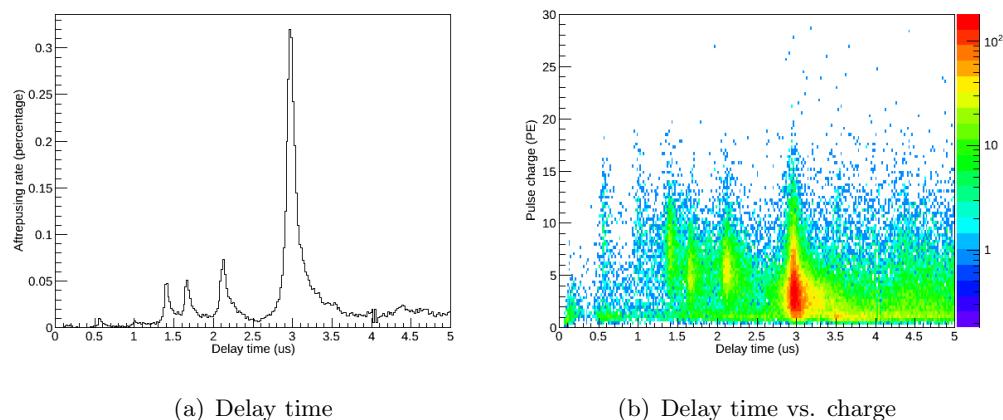


图 4.16 ZK6313在液氙中使用约10个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系

Fig 4.16 Afterpulsing performance of ZK6313 after operating in the liquid xenon for about 10 months

表 4.3 编号ZK6307的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing 随着在液氙中运行时间的增加而产生的变化

ZK6307	Initial state	After running in LXe for ~ 40 days	After running in LXe for ~ 1 year
Total AP rate	-	0.55%	1.24%
AP due to Xenon	-	0.25%	0.65%

中经过长时间使用有所增加。

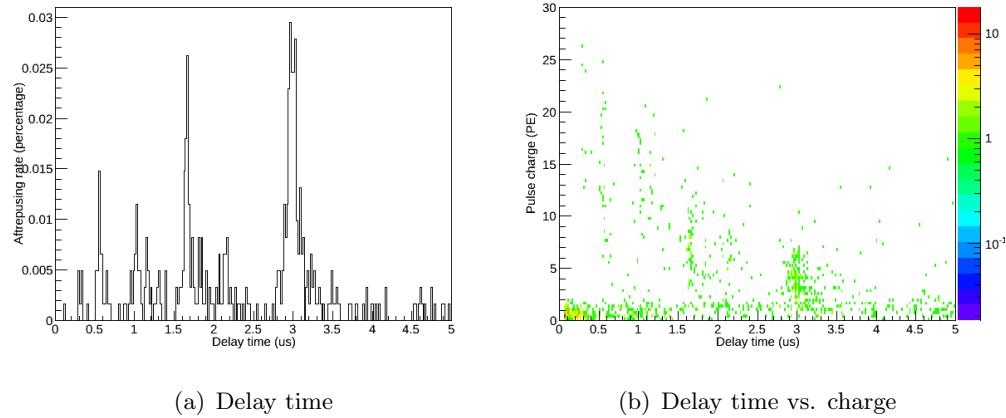


图 4.17 ZK6307在气氙测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系
Fig 4.17 Afterpulsing performance of ZK6307 from the gas xenon run

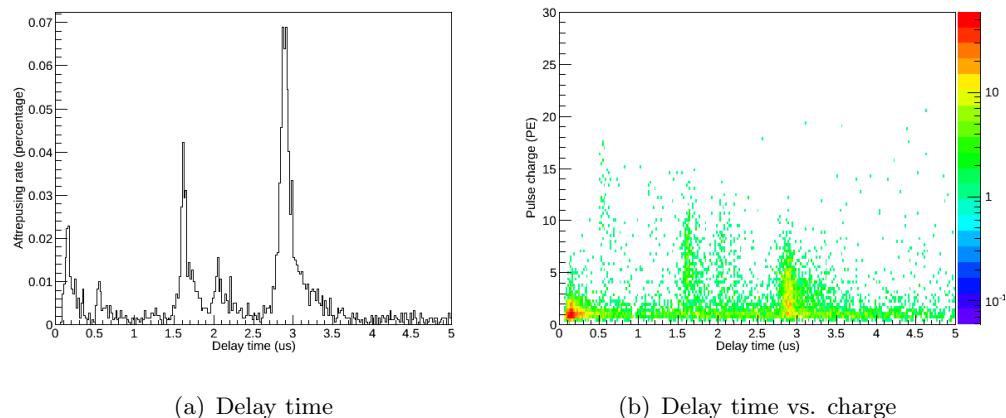


图 4.18 ZK6307在液氙中使用约6个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系
Fig 4.18 Afterpulsing performance of ZK6307 after operating in the liquid xenon for about 6 months

4.2.3.3 ZK6335

图4.19和图4.20分别是该光电管在气氙和在液氙中使用数月后的afterpulsing情况。由 Xe^+ 导致的afterpulse 峰位约在 $3 \mu s$ 处，由 Xe^+ 导致的afterpulse 在液氙中经过长时间使用明显增加了。

表 4.4 编号ZK6335的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing 随着在液氙中运行时间的增加而产生的变化

ZK6335	Initial state	After running in LXe for ~ 40 days	After running in LXe for ~ 1 year
Total AP rate	-	0.19%	0.40%
AP due to Xenon	-	0.05%	0.17%

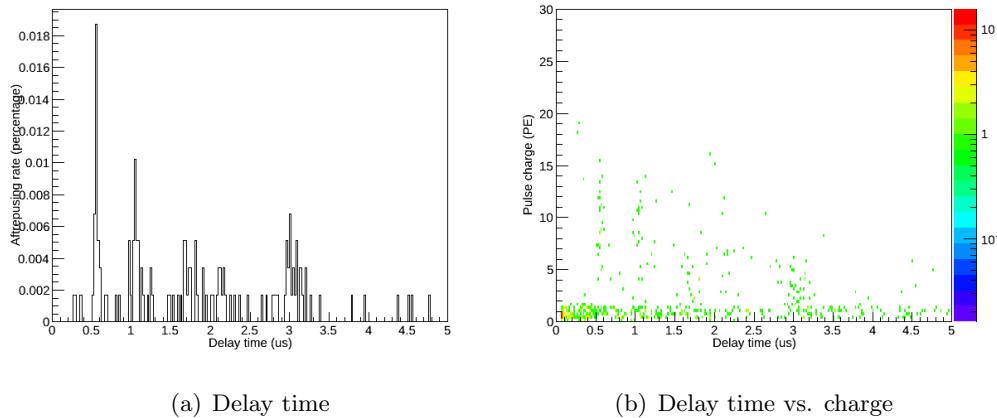


图 4.19 ZK6335在气氙测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系

Fig 4.19 Afterpulsing performance of ZK6335 from the gas xenon run

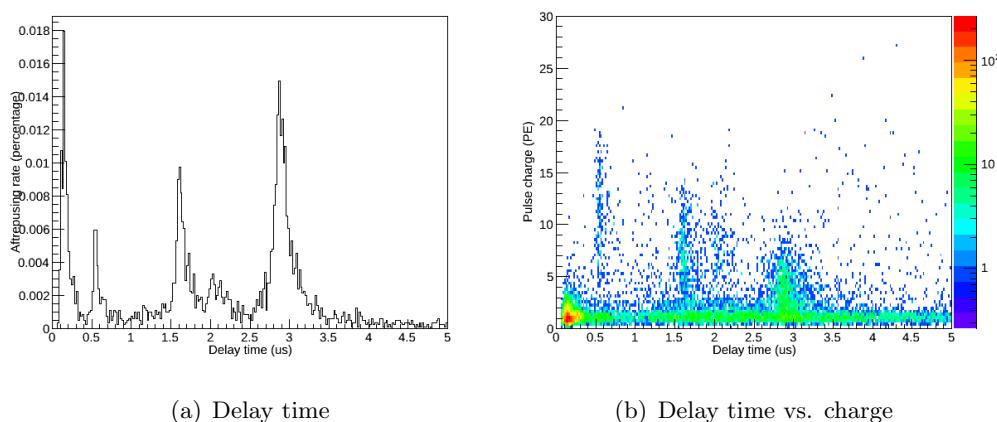


图 4.20 ZK6335在液氙中使用约10个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系
Fig 4.20 Afterpulsing performance of ZK6335 after operating in the liquid xenon for about 10 months

表 4.5 编号KA0019的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing 随着在液氙中运行时间的增加而产生的变化

KA0019	Initial state	After running in LXe for ~ 40 days	After running in LXe for ~ 1 year
Total AP rate	-	-	0.80%
AP due to Xenon	-	-	0.46%

4.2.3.4 KA0019

图4.21是该光电管在液氙中使用数月后的afterpulsing 情况。由 Xe^+ 导致的afterpulse 峰位约在 $3 \mu\text{s}$ 处。

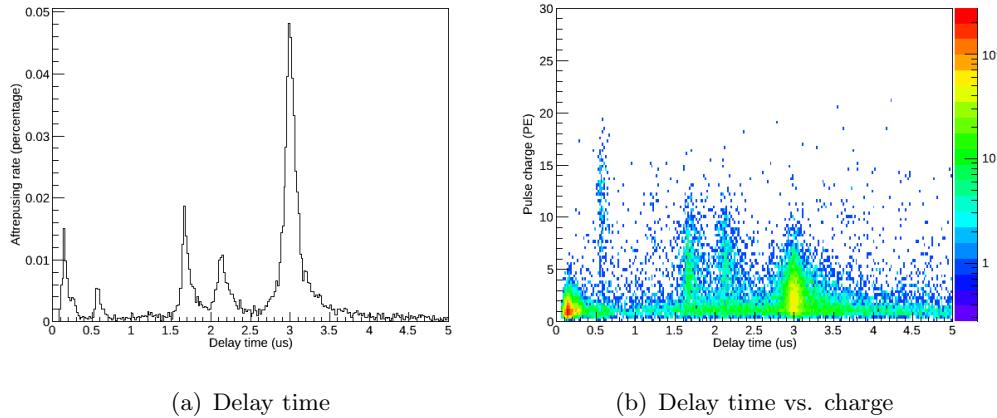


图 4.21 KA0019在液氙中使用约10个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系
Fig 4.21 Afterpulsing performance of KA0019 after operating in the liquid xenon for about 10 months

4.2.3.5 KA0018

表 4.6 编号KA0018的光电管afterpulsing率及由 Xe^+ 导致的afterpulsing 随着在液氙中运行时间的增加而产生的变化

KA0018	Initial state	After running in LXe for ~ 40 days	After running in LXe for ~ 1 year
Total AP rate	-	0.91%	0.40%
AP due to Xenon	-	0.07%	0.11%

图4.22和图4.23分别是该光电管在气氙和在液氙中使用数月后的afterpulsing情况。由 Xe^+ 导致的afterpulse 峰位约在 $3\ \mu s$ 处，由 Xe^+ 导致的afterpulse 在液氙中经过长时间使用出现并且概率增加。

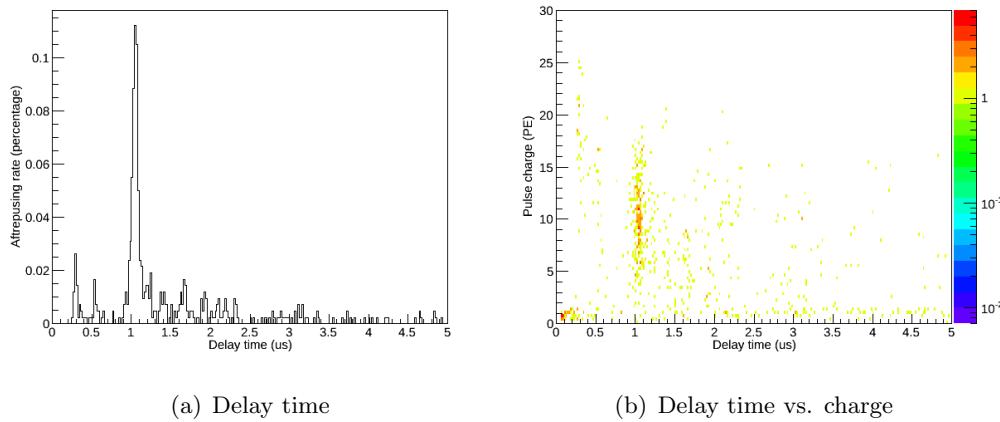


图 4.22 KA0018在气氙测试时afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系

Fig 4.22 Afterpulsing performance of KA0018 from the gas xenon run

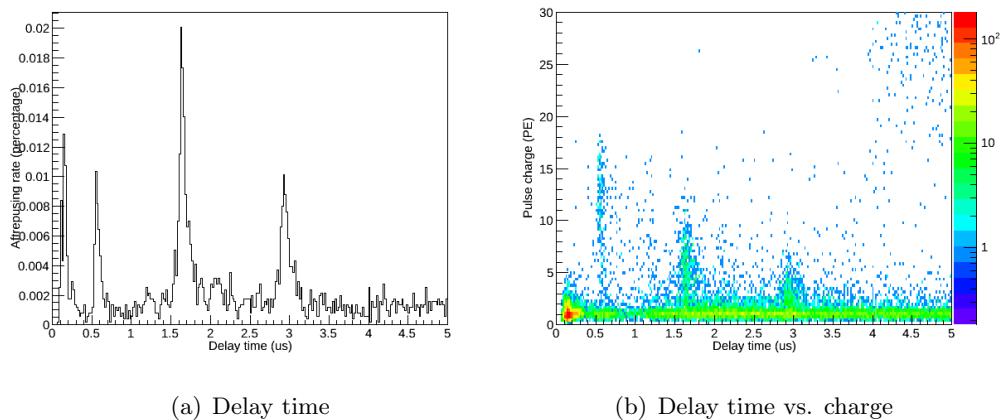


图 4.23 KA0018在液氙中使用约6个月后afterpulsing事例率和信号大小随延迟时间的关系

Fig 4.23 Afterpulsing performance of KA0018 after operating in the liquid xenon for about 6 months

4.2.4 信号饱和

我们在4.1节提过，为了减少陶瓷电容带来的放射性本底，我们只保留了最后一级打拿极和阳极之间的电容。对于高能事例，尤其是它们的S2电信号，信

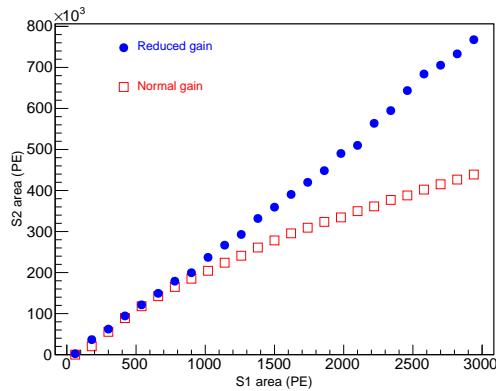


图 4.24 事例中电信号S2与光信号S1 大小关系，红框是PMT 工作在设定增益(2×10^6)下的结果，蓝点是PMT 工作在低增益(5×10^5) 下的结果。当增益较大时，对于能量较高的事例，S2 信号开始出现饱和现象。PMT 增益较低时，高能事例的S2 信号线性变好，但是对200 PE 左右S1 信号，由于阈值较大且软件中寻峰效率较低的原因，曲线在此处有一个微小的过冲

Fig 4.24 The mean S2 vs. S1 in PE when all PMTs were operated at the normal gain of 2×10^6 (red) and reduced gain of 5×10^5 (blue). Saturation of S2 signals was observed in the normal gain data for high energy events. The reduced gain data showed improved linearity for larger S2, but had a slight “overshoot” for S1 around 200 PE due to a higher trigger threshold for S2, as well as a lower signal finding efficiency for S1

号的线性度会变差。通过降低PMT 的工作高压，降低PMT 的增益可以改善这个问题，如图4.24。当PMT增益较大，在S1信号高于600 PE 的区间(等于约194 keV_{ee})，S2线性度变差，PMT出现了饱和情况。

4.2.5 光电管使用中的情况总结

在PandaX-I实验运行中，底部和顶部分别有一路光电管由于噪声水平不稳定被关闭，怀疑噪声是因为光电管分压底座放电引起。3个底部光电管和6个顶部光电管在运行过程产生各种问题被逐渐关闭，如连线问题导致分压底座的电阻、电容值不正常，高压跳断。此外，顶部和底部分别有一个光电管在探测器最初就不能正常工作(推测由于连接问题导致)。为了避免数据分析中因探测器光产额不稳定带来的问题，整个PandaX-I 取得的数据中，这13 个PMT 的读出数据都被屏蔽了。因为PMT 逐渐被关闭且波形文件基线算法的更新，导致探测器整体光产额在一期17.4 天数据中为7.3 PE/keV_{ee} 降低到6.0 PE/keV_{ee}。

4.3 PandaX-II实验中PMT在室温环境下的刻度

从PandaX-I的运行中我们意识到，光电管不稳定的噪声水平是实验运行过程中遇到的很大问题。噪声来源于PMT内部或分压底座放电，或是TPC电极放电产生的光子。PMT 的连接也有改进的需求。因此，PandaX-II 的PMT 系统做出了一些针对性的改变。PandaX-I 中，3英寸光电管使用正高压供电，为了保证增益，它们的工作高压在1264 V 到1550 V 不等。PMT、连接系统和高压系统长时间工作在高压下，出现问题的可能较高。PandaX-II 中使用了双路正负高压对PMT供电，保证压差的同时降低了整个系统的工作高压水平。使用连接更加牢固的double-jacketed KAPTON线替代KAP3 线，去耦合装置使用了独立的SHV 接头提供正高压。我们在实验室中对新的PMT连接系统及用于PandaX-II实验中的部分R11410-20 型3英寸光电管进行了简单的测试。所有测试的光电管的高压增益拟合结果及噪声水平在附录A中给出。

4.3.1 R11410-20 PMT高压增益曲线

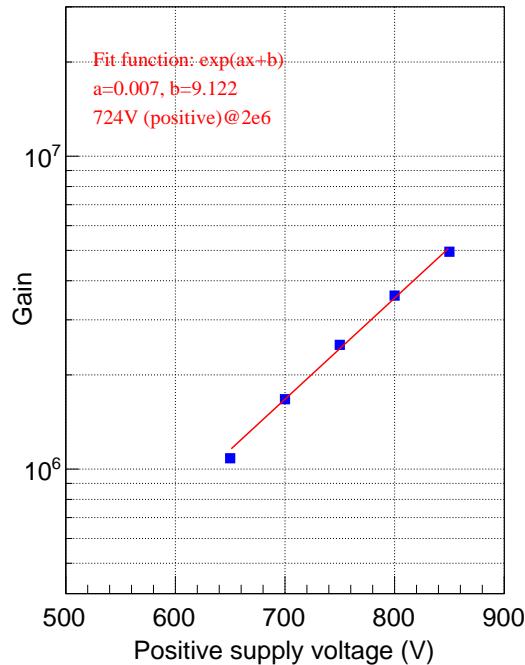


图 4.25 KA0033的高压-增益关系，随着高压的增加，增益呈指数关系上升

Fig 4.25 Gain vs. HV of KA0033

通过调整驱动装备，使LED提供PMT微弱的光信号，同时驱动装置给数据

采集系统提供同步触发信号采集波形数据。光电管的负高压设定在-700 V, 改变供给光电管的正高压来计算不同工作高压下光电管的增益, 从而得到高压增益曲线, 如图4.25, 拟合结果如图中文字部分。

4.3.2 R11410-20 PMT暗噪声

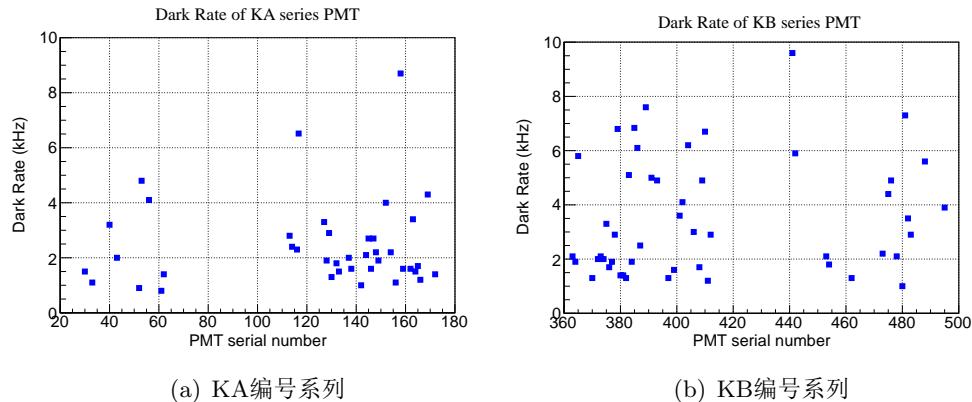


图 4.26 KA和KB系列编号的R11410-20型PMT的暗噪声分布

Fig 4.26 Dark rates of KA and KB series R11410-20 PMT

室温下, 将光电管置于暗室中, 使用随机信号触发数据采集系统, 使用采集到的波形文件计算光电管的暗噪声水平。在测试时, PMT只做了大概1~2个小时的预热, 因此测得的暗噪声水平相对偏高。图4.26为KA系列和KB系列编号(对应两个大的生产批次)的R11410-20型PMT的暗噪声水平分布, 并无明显区别。

4.4 小结

本章总结了PandaX-I实验中180个光电管在液氩中运行近9个月的情况。光电管的重要性能参数如增益、单光子分辨率、噪声和afterpulsing基本维持在稳定的状态。少数PMT经过长时间的使用, 出现了一些问题, 例如工作高压不能稳定, afterpulsing变多, 噪声变大。其中, 噪声带来的问题是最大的。有部分PMT因为噪声问题不得不牺牲增益, 降低工作高压来维持工作, 有一些甚至不得不完全关闭以避免噪声问题。通过分析, 我们总结出噪声是由PMT 的自身发生放电现象和分压基座、TPC电极打火引起的。这些为PandaX-II 实验, 包括其他使用同类型光电管进行液氩暗物质实验的设计提供了重要的参考。

第五章 Krypton和Radon本底分析

对基于氙的暗物质探测实验，放射性稀有气体是重要的本底来源。其中， ^{85}Kr 、 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 这几种放射性物质不能被常规的气体提纯装置去除，于是它们会均匀的分散到探测器的靶区域。由于这种放射性来源于靶区域，外区域的屏蔽层对这种本底无法有效的区隔。靶物质氙是通过对空气的分馏得到的，由于空气中含有约 10^{-17} 的 ^{85}Kr ，这部分极其微量的放射性 ^{85}Kr 在探测器中通过 β 衰变产生放射性本底。组成探测器的材料中含有 ^{238}U 和 ^{232}Th ，通过放射性衰变产生氡。氡气通过材料表面放气进入液氙。对由放射性 ^{85}Kr 、 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 产生的低能本底分析十分重要。

PandaX-I实验中使用双相氙探测器，在时间投影室探测器内，粒子进入时间投影室中，与其中的液氙发生相互作用，产生闪烁光信号(S2)，另一部分电离电子在TPC 内漂移电场的作用下向液面漂移。这些电子在更强的extraction电场的作用下被拉出液面，在气氙中通过电致发光产生电信号(S2)。

如第二章提及，S1和S2被上下光电管阵列收集并重建出二维位置信息，根据两者之间的时间差重建出第三维信息。在核反冲信号，该信号的S1与S2之间的比值比电子反冲信号的比例低，根据这个特点我们可以有效区分 α 与 β 、 γ 信号。

本章分别通过在数据中寻找特定的符合事例来标定探测器置信区域内的Kr和Rn本底水平。最后，使用单 α 事例对Kr和Rn 本底水平做二次检测。

5.1 Kr本底

^{85}Kr 通过 β 衰变到 ^{85m}Rb ，放出的电子最大能量为173.09keV，此衰变道的分支比为0.434%。 ^{85m}Rb 继续通过 γ 衰变到稳定的基态， γ 能量为514keV。 ^{85m}Rb 的半衰期为 $1.015\mu\text{s}$ （对应的衰变常数 τ 为 $1.47\mu\text{s}$ ）。我们通过寻找这种特定的 β - α 延迟符合事例来标定 ^{85}Kr 在探测器中的水平。

为了避免寻找符合事例中把S1和S2信号错误配对，我们限定无论 β 还是 γ 信号都在液氙中进行单次散射，也就是只产生一个S2 信号与之配对。因此，在 β - γ 事例中，分别有两组S1和S2信号，对应于 β 和 γ 事例，二者的时间间隔

即 ^{85m}Rb 的衰变时间；另一个特殊情况是：由于 ^{85m}Rb 的半衰期很短，对于某一次衰变，如果时间间隔短到小于S2信号的宽度（一般为 $2\mu\text{s}$ ），那么 γ 的S2 信号有很大可能会与 β 的S2 信号混在一起，使得 β - γ 符合事例中有两个S1、一个S2。

基于以上两种情况，我们还要求 β 和 γ 的S1之间的时间间隔在 $0.3\mu\text{s}$ 和 $3.0\mu\text{s}$ 之间； β 的能量在 20keV 到 200keV 之间； γ 的能量在 300keV 和 700keV 之间。其中，我们利用 ^{60}Co 刻度探测器，使用它的 1.17 、 $1.33\text{MeV}\gamma$ 能量计算得到探测器对于 γ 粒子的光产额约为 $2.34\text{PE}/\text{keV}$ 。因此，对于 β 和 α 粒子的光产额约为 $2.11\text{PE}/\text{keV}$ 和 $1.80\text{PE}/\text{keV}$ 。此外，对于双S2 符合事例，我们要求 β 和 γ 信号在PandaX-I 探测器的电子散射信号 5σ 区间内，该区间由探测器的 γ 刻度数据得到，电子散射信号 $\log_{10}(q\text{S2}/q\text{S1})$ 的中值的表达式为：

$$\log_{10}(q\text{S2}/q\text{S1}) = 0.73 \times e^{-q\text{S1}/4.27} + 0.33 \times e^{-q\text{S1}/26.96} + 1.99 \quad (5.1)$$

其中， σ 为 0.1345 ，当在S1较大的区间，此值基本不变。

5.1.1 ^{85}Kr 的 β - γ 符合事例分析

基于上面的筛选条件，在PandaX一期所有的 80.1天 的暗物质数据中找到16个符合事例，下图5.1分别是单S2符合事例和双S2符合事例的波形。

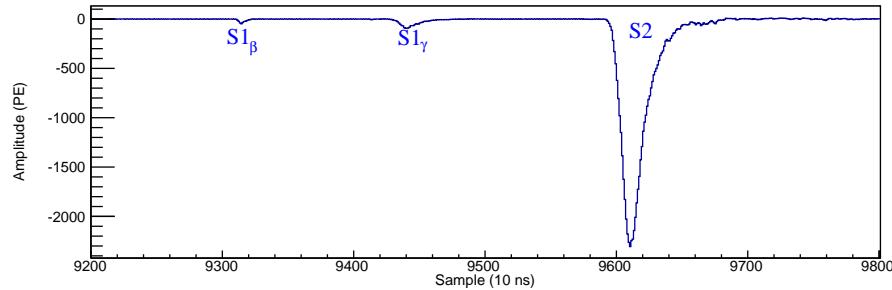
表5.1给出了所有16个符合事例在PandaX-I暗物质数据中的具体信息。

对这16个筛选出的符合事例， β 和 γ 信号之间的延迟时间 Δt 和距离平方 $\Delta L^2(\Delta L^2=\Delta x^2+\Delta y^2+\Delta z^2)$ 的分布如图5.2 所示。由于统计量较低，我们没有对 Δt 分布做拟合，但还是可以看出分布随衰变时间增加分布降低。图5.2(c) 为 ^{85}Kr 衰变 β 在探测器的空间分布。可以看到，部分事例集中在探测器的液氙、气氙交界面。考虑到Kr 的沸点（约 120K ）比Xe 的沸点（约 165K ）低， ^{85}Kr 符合事例集中在气液氙交界面是合理的。另外，这个现象也可能是由统计量较低的问题导致的。

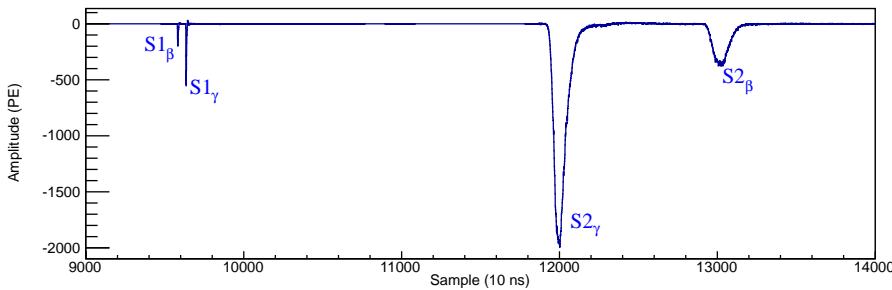
5.1.2 利用 β - γ 符合事例分析计算Kr水平

在计算Kr在探测器中的含量时，由于统计量低的原因，我们假设上面找到的16个符合事例在探测器中是均匀分布的，以避免因为置信区间的筛选使得Kr含量偏低。

考虑到有一定的可能性，两个分别通过 β 和 γ 信号筛选标准的随机信号组成一个符合信号，混入Kr 事例中造成误差。为了估计这个误差，我们使用暗物



(a) 单S2符合事例



(b) 双S2符合事例

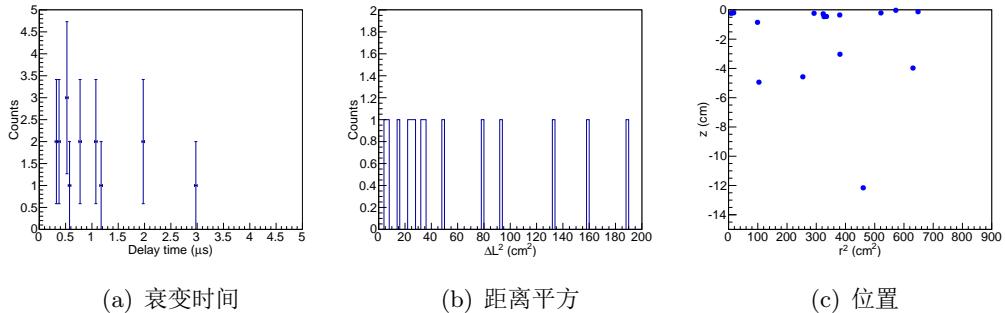
图 5.1 $^{85}\text{Kr}\beta\text{-}\gamma$ 符合事例的(a)单S2事例波形和(b) 双S2 事例波形Fig 5.1 Waveforms of $^{85}\text{Kr}\beta\text{-}\gamma$ coincidence with (a)single S2 and (b)double S2图 5.2 $^{85}\text{Kr}\beta\text{-}\gamma$ 符合事例(a) β 与 γ 间衰变时间分布, (b) β 与 γ 间距离平方的分布和(c) 信号在探测器内的位置分布。对于图(b) 和(c) 中只有单个S2的事例, 我们使用S1 的位置来确定对应的 β 或 γ 发生的位置Fig 5.2 Distributions in (a)Delay time, (b) ΔL^2 and (c)spatial of $^{85}\text{Kr}\beta\text{-}\gamma$ coincidences. Reconstructed position based on the S1 signal is used in (b) and (c) if there is only one S2 signal tagged in the delayed coincidence

表 5.1 16个⁸⁵Kr符合事例的具体信息。

No.	run	file	event	E_β (keV)	E_γ (keV)	Δt (μ s)	nS2
1	6329	0008	12518	124.5	717.9	1.98	
2	6397	0012	14935	285.7	657.4	0.31	
3	6500	0026	43617	38.4	907.6	0.35	
4	6967	0083	146293	43.1	415.5	1.05	1
5	7033	0067	113197	189.7	336.4	1.05	1
6	7195	0038	57812	23.4	307.2	0.50	1
7	7473	0158	186062	171.5	692.6	0.32	1
8	7553	0018	35816	121.2	642.5	1.17	1
9	7559	0021	55051	167.3	639.3	0.37	1
10	6882	0037	54052	167.6	523.2	0.55	2
11	7178	0046	77211	38.6	615.7	1.97	2
12	7420	0019	41250	151.4	313.2	0.78	2
13	7468	0340	448252	102.8	499.0	0.51	2
14	7506	0330	648139	124.6	395.0	0.51	2
15	6903	0055	92139	153.0	344.7	2.99	3
16	7307	0030	44231	61.0	436.8	0.75	3

质数据和同样的筛选条件，计算了类似 β 和类似 γ 信号的事例率，分别为0.24 Hz 和0.4 Hz。因此，在同样的符合时间窗口（0.3-3.0 μ s）内，它们形成的随机符合事例率为 2.3×10^{-2} 个/天，在80.1 天的取数时间中总共会产生1.8个随机符合事例。

在做Kr的 β - γ 符合事例分析中，我们一共使用了三个筛选： β 和 γ 的能量选择，延迟时间的选择。我们利用PandaX-I 的蒙特卡洛（MC）模拟来估计这三个筛选条件带来的效率问题。其中， β 和 γ 能量窗口的筛选效率分别是88.8%和72.9%。对于延迟时间窗口的筛选效率来说，我们要求 β 和 γ 在探测器内沉积能量的前提下，两者的时间延迟符合条件。由于有限的探测器体积，一部分 γ 会逃逸出去，使得最后总的延迟时间筛选效率为56.2%。因此，总的筛选效率为36.4%。

探测器内的Kr含量由下面的公式5.2得到：

$$N_{85} = \frac{N_{\text{data}}}{\varepsilon_{\text{cut}} \cdot BR \cdot (T/\tau)}, \quad N_{\text{Kr}} = N_{85}/f \quad (5.2)$$

其中, N_{85} 是 ^{85}Kr 个数, N_{Kr} 是Kr个数, f 是 ^{85}Kr 的丰度 (2×10^{-11})。 N_{data} 是在数据中找到的 β - γ 符合事例总数 (16 个), ε_{cut} 是总的筛选效率 (36.4%), BR是 β - γ 衰变道的分支比 (0.434%), T是总的暗物质取数时间 (80.1 天), τ 是 ^{85}Kr 的平均寿命 ($1.47\mu\text{s}$)。根据公式5.2, ^{85}Kr 的数量约为 $(6.4 \pm 1.8) \times 10^5$, 或Xe 中Kr 原子含量为 58 ± 16 part per trillion (ppt)。

在这个Kr含量的基础上, 我们使用MC来计算Kr在暗物质低能区间 (0.5-5 keV) 贡献的本底水平, 结果为 2.2 ± 0.6 mDRU ($\text{mDRU} = 10^{-3} \text{evt/day/kg/keV}$)。我们找到的这些符合事例的时间分布如图5.3 所示, 可以看到, 时间上没有出现明显的疏密区别, 可以判断Kr的含量与时间并无关联。因此我们判定, Kr 并非在探测器运行过程中由外部漏入, 而是由探测器内部产生。

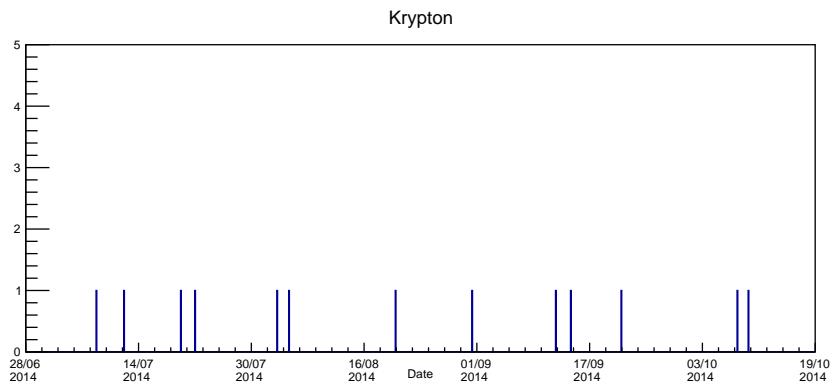


图 5.3 Kr产生的符合事例在时间上的分布

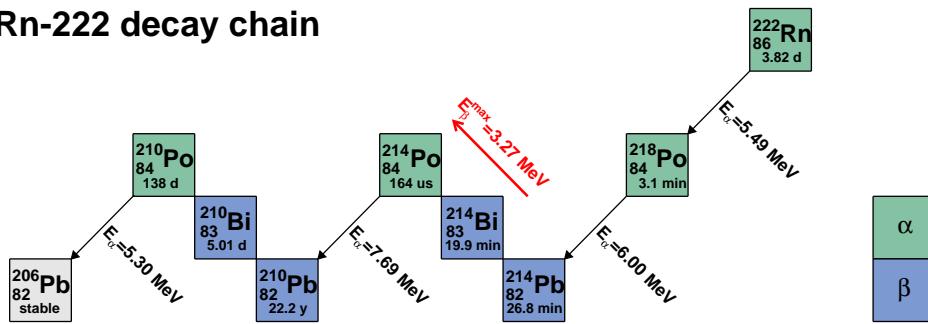
Fig 5.3 Time distribution of delayed coincidence events from Kr decay

5.2 ^{222}Rn 本底

^{222}Rn 是由 ^{238}U 衰变链产生, 一般来源于空气中或者由探测器内部的放射性杂质表面放气。 ^{222}Rn 的衰变方式如图5.4所示。衰变产生的 α 会在很短的路径内把能量沉积下来, 因此产生的电子很容易重新结合, 使得最后的S2/S1 比例降低很多, 这个特点让我们很容易把数据中的 α 剔除。同样的, 由于 β 的能谱是连续的, 是 ^{222}Rn 造成的低能本底的来源。考虑到实验运行时间远远长于 ^{210}Pb 前元素的半衰期, 我们认为在 ^{210}Pb 前的衰变达到了平衡状态, 因此我们可以通过计算 ^{210}Pb 前衰变元素的含量来估算 ^{222}Rn 在探测器内的含量。

根据图5.4中的放射性元素的半衰期, 我们可以使用 $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$ 这个衰变过程来估算 ^{222}Rn 水平。对 $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$ 这一延迟符合事例来说, β 的截止

Rn-222 decay chain

图 5.4 ^{222}Rn 衰变链示意图Fig 5.4 ^{222}Rn decay chain

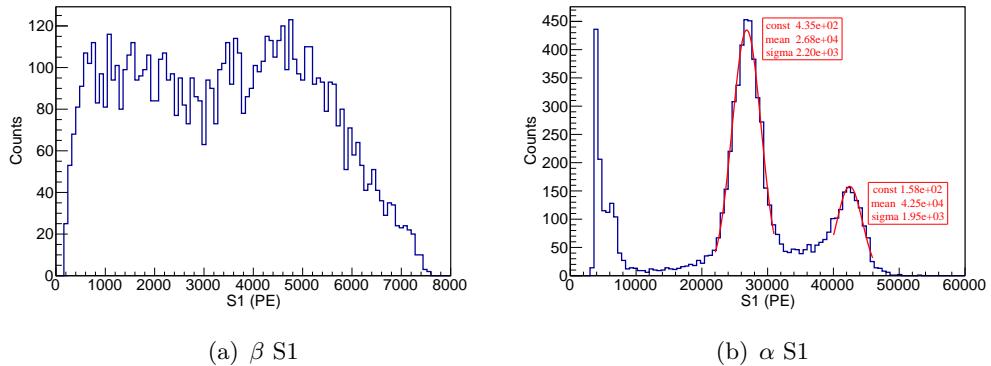
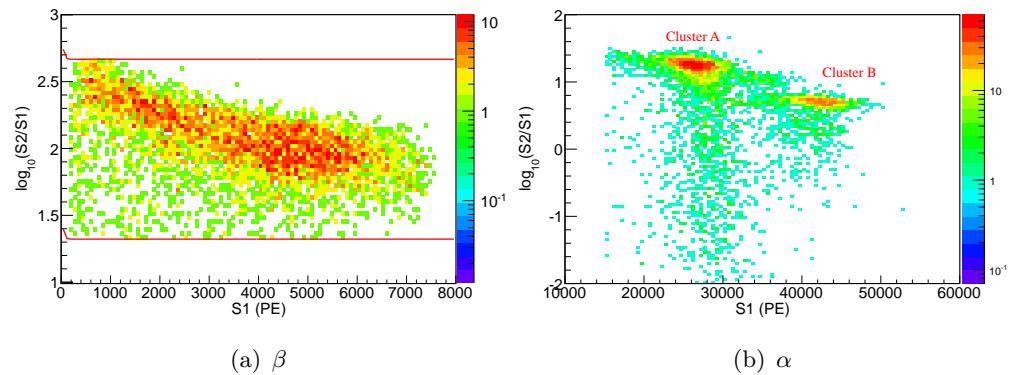
能量为3.27 MeV，随后产生的 α 能量为7.83 MeV， ^{214}Po 的半衰期为164 μs 。PandaX-I 的DAQ（数据获取）的时间窗口为200 μs ，因此，如果 ^{214}Bi - ^{214}Po 符合事例中 β 和 α 之间的延迟时间比取数时间窗口长， α 信号会被记录在紧接着的下一个事例中。我们用“BiPo1E”和“BiPo2E”来分别标记 β 和 α 在同一个事例和相连的两个事例中的情况。

根据 ^{214}Bi 和 ^{214}Po 的衰变特性，我们对于 β 和 α 的能量做出筛选。在实际分析中，我们同样根据 ^{60}Co 放射源刻度数据计算探测器的光产额和 β 、 α 的S1 来初步估算信号能量。由于 β 和 α 与 γ 的S2/S1 比略有区别，在使用该光产额估算 β 和 α 的能量时，分别添加了0.9 和0.78（13.8/17.9）的修正参数。换算后，对 ^{214}Bi - ^{214}Po 符合事例中 β 和 α 的能量选择条件分别设为0.1-3.5 MeV 和大于2 MeV。对BiPo1E 和BiPo2E 的延迟时间条件分别为20-100 μs 和200-1000 μs 。此外， β 信号要符合电子反冲信号的 5σ 区间内（如图5.5中双红线标示的区域），每个事例中至少有一个有效的S2 存在。

5.2.1 BiPo2E符合事例

根据对于BiPo2E情况的筛选条件，我们初步得到7412个事例，这些事例中 β 和 α 事例的S1 分布如图5.5所示。 β 能量分布是连续、有一个截断的分布，符合预期。在 α 信号的S1分布中，在小于15,000 PE 区域有一个分布，是由于 α 能量筛选设置的较低（2 MeV）使一些随机的低能事例漏入。另外的两个峰，中心值如图所示，比较符合高斯分布。

为了更好的分析这两个 α 信号分布的来源，我们在去除了漏入的低能事例后，得到了 β 和 α 信号在 $\log_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ 下的分布（图5.6），都符合预期。接下来

图 5.5 BiPo2E 事例的(a) β 和(b) α S1 大小Fig 5.5 S1 area distributions of (a) β and (b) α in BiPo2E events图 5.6 BiPo2E 事例中 β (a)和 α (b)的 $\log_{10}(S2/S1)$ VS.S1 分布。图(b) 中A 和B 分别对应于图5.5(b) 中的两个峰Fig 5.6 $\log_{10}(S2/S1)$ VS.S1 of β (a) and α (b) of BiPo2E candidates. Cluster A and B in (b) correspond to the two peaks in Fig.5.5(b)

我们对两个不同的 α 分布A 和B 做出各个参数上的比较。图5.7 为分布A和B中的 α 与对应的 β 之间距离和延迟时间的分布。对于这两个分布，A 和B 之间基本一致没有区别。更进一步的，我们使用指数函数拟合分布A 和B里延迟时间分布，得到的时间常数分别为 $254 \mu s$ 和 $244 \mu s$ ，与 ^{214}Po 的衰变常数（ $238 \mu s$ ）接近，这个特征让我们相信分布A 和B内都是真实的 ^{214}Po 信号。此外，两个分布中 β 的能量和位置分布也是相同的（图5.8），它们之间唯一的区别在于，分布A 中的 α 主要集中在时间漂移室的电极附近，尤其是电阴极，而分布B则均匀的分布在探测器中。因此，我们推测，探测器内部和电极附近不同强度的电场造成了 ^{214}Bi - ^{214}Po 事例中 α 不同的分布。在电极附近，电场强度更强，使得

电子更难重新结合，升高了S₂/S₁比。换言之，相对于在体事例，发生在电极附近的事例，它的光信号更小，电信号更大。在²¹⁴Bi-²¹⁴Po衰变中，²¹⁴Bi⁺会在电场的作用下向电阴极漂移，这也说明了为何 α 在电阴极的密度更大。在液氩的TPC探测器中，²²²Rn衰变链中的正离子在电场作用下向电极漂移的现象在其他实验中也观察到了。

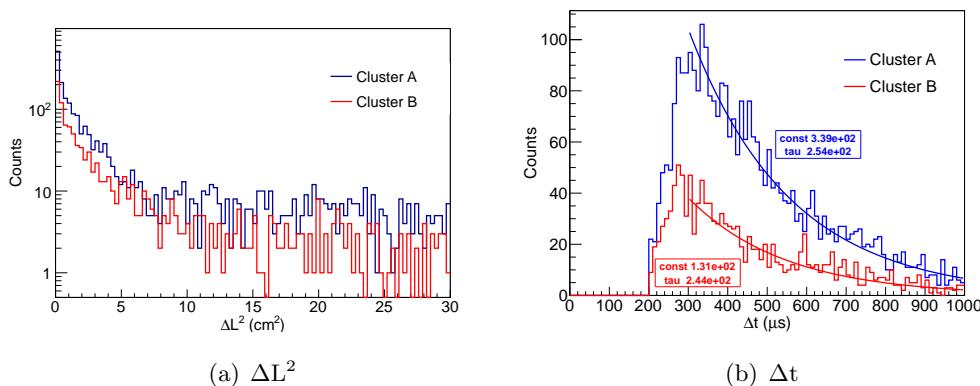


图 5.7 BiPo2E 中位于A和B内事例 β 和 α 间的(a)距离 ΔL^2 和(b) 衰变时间 Δt 的分布
Fig 5.7 Distributions of (a) ΔL^2 and (b) Δt between β and α of BiPo2E candidates in cluster A and B

确定了两个分布都来源于真实的²¹⁴Bi-²¹⁴Po衰变，为了更好的定义电极附近 α 的能量，根据分布A 和B内S₁ 和S₂的两组不同分布（图5.9），结合真实的²¹⁴Po 衰变能量，我们定义了新的 α 能量重建公式：

$$E_\alpha(\text{keV}) = \frac{S_1(\text{PE})}{7.19 \text{ PE/keV}} + \frac{S_2(\text{PE})}{116.88 \text{ PE/keV}} \quad (5.3)$$

根据公式5.3得到的 α 能量，我们对BiPo2E中的 α 信号做出更合理的能量筛选条件：6.0-9.5 MeV。此外，由图5.7(b) 可以观察到，可能由于数据采集系统的原因， Δt 在200-300 μs 之间缺失了一些事例，因此我们把延迟时间筛选条件调整为300-1000 μs 。结合之前的 β 能量筛选，我们最终得到了3732 个BiPo2E 的有效事例，它们的能量分布如图5.10 所示，其中有1118 个事例位于探测器的FV 内。

5.2.2 BiPo1E符合事例

根据前面提到的选择方法，我们得到了7278个事例。对于BiPo1E事例来说，因为 β 的大小足以触发DAQ，且触发信号始终位于取数窗口的中间，如

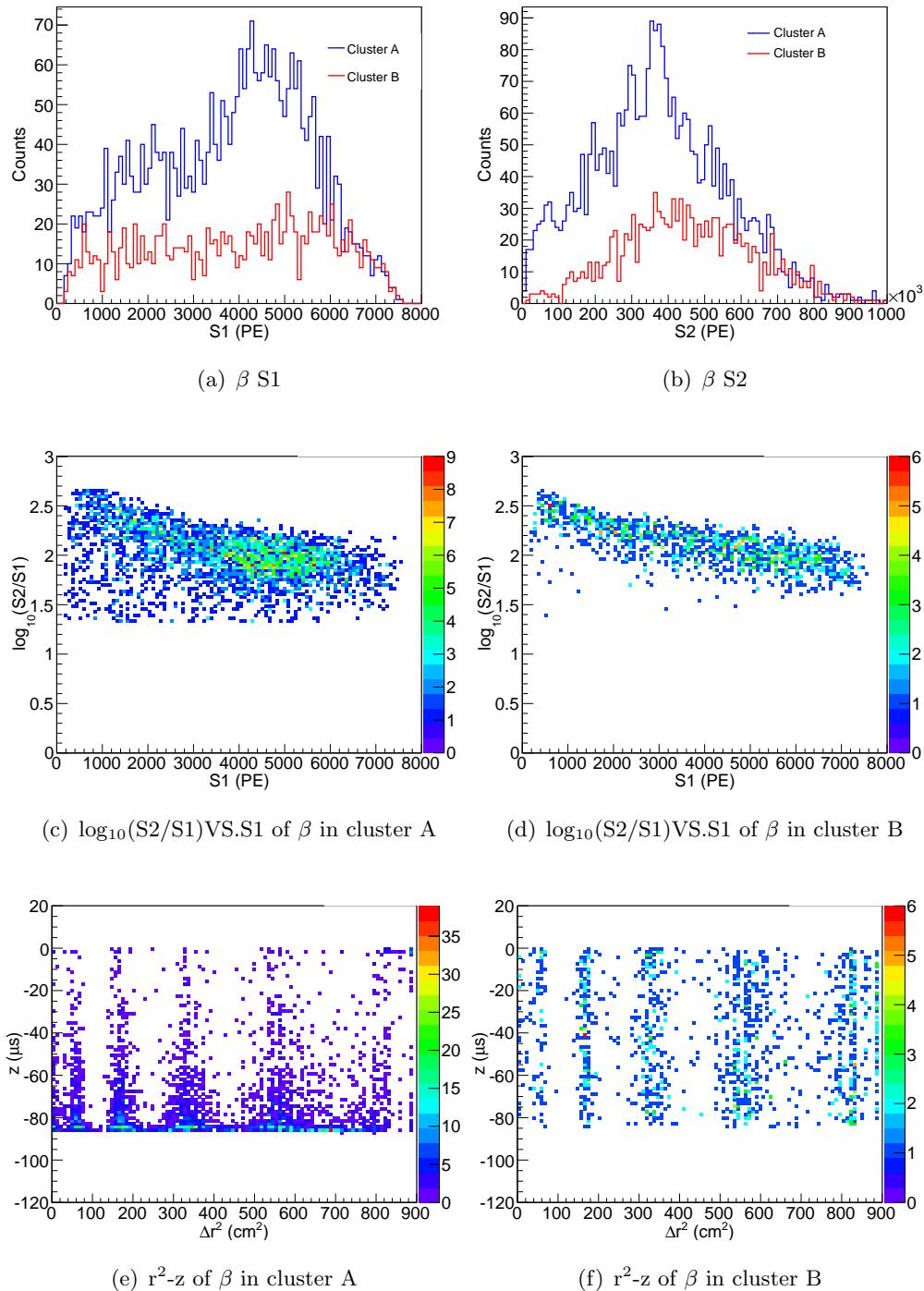


图 5.8 分布A和B下的 β 能量分布(a)S1、(b)S2, $\log_{10}(S2/S1)$ 分布(c)、(d) 和位置分布(e)、(f)

Fig 5.8 Distributions of (a)S1 and (b)S2 of β from BiPo2E candidates in clusters A and B, $\log_{10}(S2/S1)$ VS. $S1$ of β s in (c)cluster A and (d)cluster B, and position distribution of candidates in clusters (e)A and (f)B

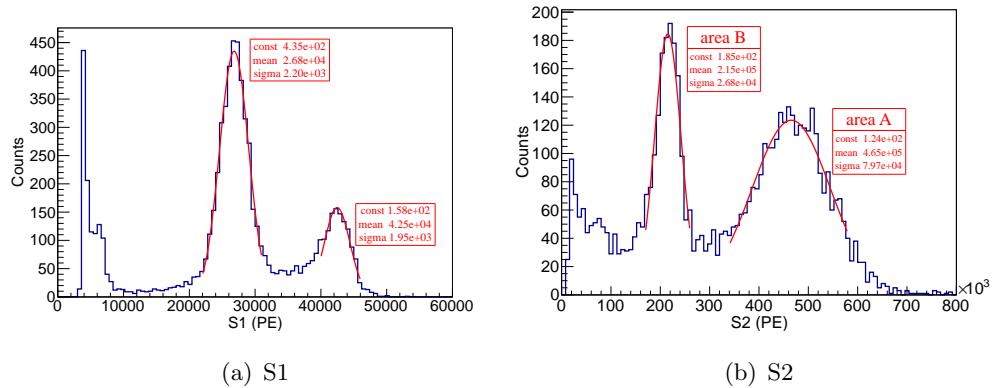


图 5.9 BiPo2E 事例 α 的(a)S1大小分布和(b)S2大小分布及高斯拟合结果

Fig 5.9 Charge distributions and fit results of (a)S1 signal and (b)S2 signal of α from BiPo2E candidates

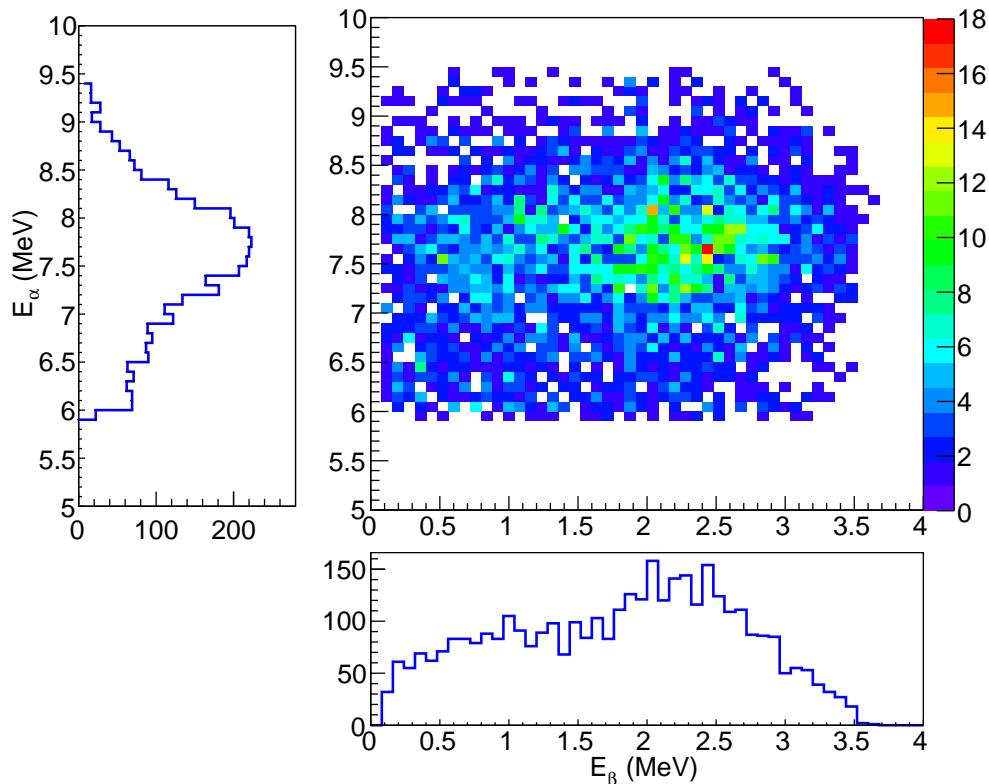


图 5.10 ^{214}Po α 重建能量vs β 能量

Fig 5.10 Combined energy of ^{214}Po α vs β energy distribution

果 β - α 的延迟时间太长，那么 α 的S2 信号无法被记录在同一个事例中。因此，对于这7278个事例，对于含有两个S2 的事例，我们要求 β 的S1和 α 的S2之间的时间差小于 $103 \mu\text{s}$ ，否则会出现S1 和S2 错误配对的情况 (BiPo1E-DS2)；对于只有单个S1的事例，我们要求 β 的S1和 α 的S2 之间的时间差大于 $103 \mu\text{s}$ (BiPo1E-SS2)。对BiPo1E-DS2 的情况，我们可以得到 β 和 α 的分布，与BiPo2E 相似， ^{214}Po 也在电场的作用下有两个分布(图5.11)。

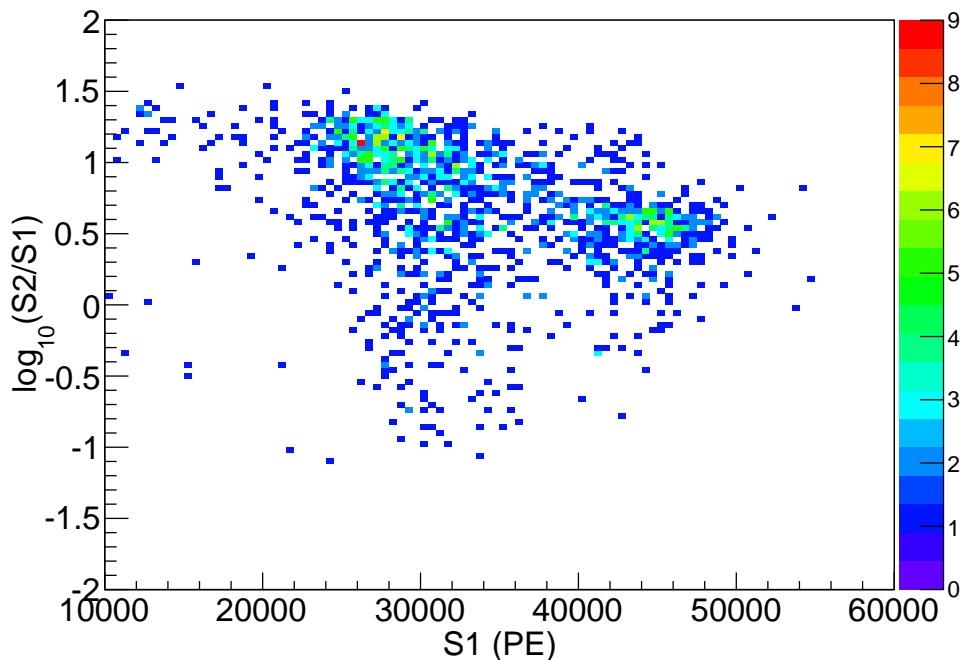


图 5.11 BiPo1E候选事例的 α 信号 $\log_{10}(S2/S1)$ vs S1

Fig 5.11 $\log_{10}(S2/S1)$ vsS1 of α from BiPo1E candidates

对于这两种情况， β 信号的漂移时间(z_β)和 β - α 延迟时间(Δt) 的分布分别如图5.12所示。可以观察到，与BiPo2E 相似，由于电场的原因，BiPo1E 事例在电阴极的密度同样偏高。并且，从右下到左上出现一个宽度约为 $2\text{-}5 \mu\text{s}$ 的空白带，空白带内的 β 漂移时间与 β - α 延迟时间相等。对于这部分事例， α 的S1 信号与 β 的S2 信号基本同时产生，由于S2 信号远宽于S1，我们将无法分辨它们，造成了这种事例无法通过我们的筛选条件保留下，造成一定的数据损失，令我们最终估算的 ^{222}Rn 含量偏低。并且，因为BiPo1E 符合事例在电阴极附近的含量偏高，意味着我们丢失的延迟时间较大的事例会更多一些，如果我们对这些BiPo1E 事例的延迟时间作指数分布拟合，得到的时间常数会比 ^{214}Po 的衰变

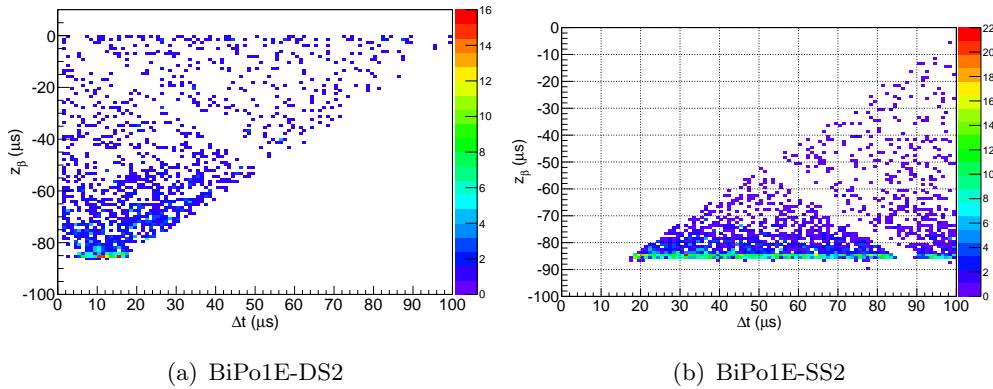


图 5.12 BiPo1E-DS2(a)和BiPo1E-SS2(b)事例的 β 漂移时间vs $\beta\text{-}\alpha$ 延迟时间分布
Fig 5.12 β drift time vs $\beta\text{-}\alpha$ delay time distributions of (a)BiPo1E-DS2 and (b)BiPo1E-SS2

时间常数小(图5.13)。

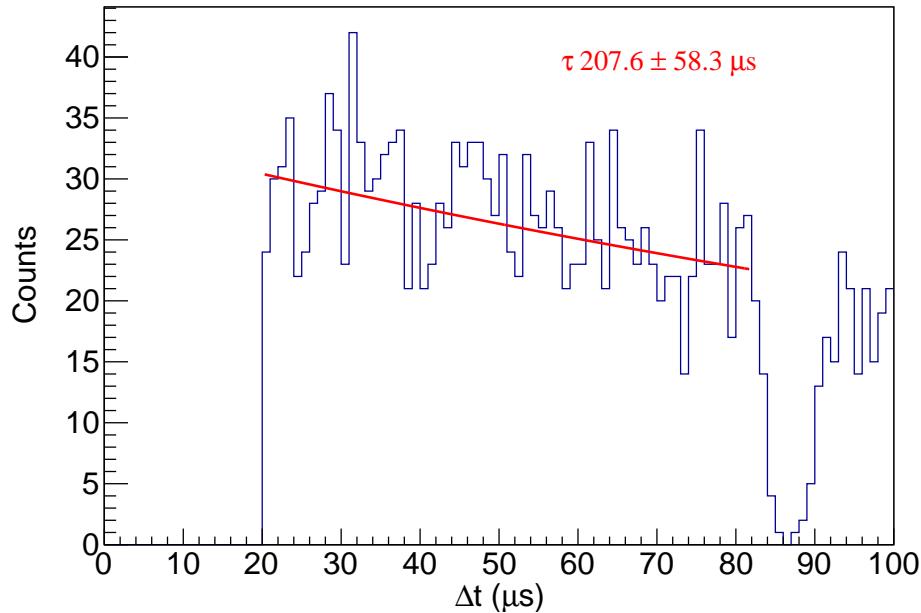


图 5.13 z_β 在-82到-90 μs 之间的BiPo1E候选事例的 $\beta\text{-}\alpha$ 衰变时间分布及拟合结果
Fig 5.13 Δt of BiPo1E candidates whose z_β between -82 and -90 μs and the fit result

为了消除因图5.12中空白部分丢失事例造成的radon 事例数下降，我们尝试推算丢失的事例数目。理论上， $\beta\text{-}\alpha$ 间的衰变时间 Δt 的分布符合指数分布，并且衰减时间常数对应于 ^{214}Po 的衰变时间常数(τ 为237 μs)。例如，取 z_β 在-20 到-30 μs 之前的这部分数据，基于它们的 Δt 分布和 ^{214}Po 的衰变时间常数计算

出空白部分大致的计数。以此类推，我们可以推算出整个空白部分丢失的事例数。为了更好的区分 β 和 α 的S1信号，我们又要求它们间的 Δt 在 $20\text{-}100 \mu\text{s}$ 内，一共得到了3687 个候选事例。我们根据 z_β 对所有3687个数据进行分割，然后根据理论给出的指数分布计算丢失的数据量,表5.2和表5.3中分别列出了在整个探测器及FV内计算的具体值。

表 5.2 BiPo1E丢失事例推算。在不同漂移时间下，2、3 列分别为找到的BiPo1E 事例数、它们的衰减时间 Δt 范围和该范围在 $20\text{-}100 \mu\text{s}$ 内所占百分比，4、5 列为丢失事例所在的 Δt 范围和该范围在 $20\text{-}100 \mu\text{s}$ 内所占百分比、推算出丢失的事例数

$z_\beta (\mu\text{s})$	detected event	Δt range (μs) and prob.	Δt range (μs) and prob.	missed event	Sum
(0,10]	152	[20-100], —	—, —	0	152.0
(10,20]	80	[25-100], 0.244	20-25, 0.019	6.3	86.3
(20,30]	91	[20-25] & [35-100], 0.226	[25-35], 0.037	15.0	106.0
(30,40]	107	[20-35] & [45-100], 0.228	[35-45], 0.036	16.8	123.8
(40,50]	144	[20-45] & [55-100], 0.229	[45-55], 0.034	21.5	165.5
(50,60]	214	[20-55] & [65-100], 0.231	[55-65], 0.033	30.4	244.4
(60,70]	314	[20-65] & [75-100], 0.232	[65-75], 0.031	42.5	356.5
(70,80]	675	[20-75] & [85-100], 0.233	[75-85], 0.030	87.2	762.2
(80, -]	1910	[20-85] & [90-100], 0.249	[85-90], 0.015	112.0	2022.0
Total	3687	-	-	331.7	4018.7

5.2.3 利用BiPo符合事例计算 ^{222}Rn 本底

结合通过BiPo2E方法找到的3732(FV中1118)个事例 和BiPo1E方法找到的4018.7(FV中935.7)个事例，我们可以得到它们在整个探测器及FV内的衰减时间分布(图5.14)，并用指数函数对分布进行拟合。图中的前两个bin 相比拟合结果偏高，相对总的数据量来说引入的误差不大，只有几个百分点，可以忽略影响。拟合结果分别为 $229.9 \mu\text{s}$ 和 $250.3 \mu\text{s}$ ， ^{214}Po 的真实衰变常数为 $240.1 \mu\text{s}$ ，拟合结果与真实值符合的较好。最后，我们通过对拟合得到的指数分布在 $0\text{-}\infty$ 时间范围内积分估计 ^{222}Rn 的含量。

根据BiPo2E和BiPo1E事例，通过积分拟合结果得到 ^{222}Rn 事例率在表5.4列出。偶然符合事例率的计算方法类似于5.1.2，相对于 ^{222}Rn 含量来说可以忽略不计。筛选条件的效率同样通过MC给出。对BiPo2E 和BiPo1E 的时间筛选效

表 5.3 FV中BiPo1E丢失事例推算。在不同漂移时间下, 2、3列分别为找到的BiPo1E 事例数、它们的衰减时间 Δt 范围和该范围在20-100 μs 内所占百分比, 4、5列为丢失事例所在的 Δt 范围和该范围在20-100 μs 内所占百分比、推算出丢失的事例数

z_β (μs)	detected event	Δt range (μs) and prob.	Δt range (μs) and prob.	missed event	Sum
(10,20]	37	25-100, 0.244	20-25, 0.019	2.9	39.9
(20,30]	31	[20-25] & [35-100], 0.226	[25-35], 0.037	5.1	36.1
(30,40]	38	[20-35] & [45-100], 0.228	[35-45], 0.036	5.9	43.9
(40,50]	83	[20-45] & [55-100], 0.229	[45-55], 0.034	12.4	95.4
(50,60]	110	[20-55] & [65-100], 0.231	[55-65], 0.033	15.7	125.7
(60,70]	150	[20-65] & [75-100], 0.232	[65-75], 0.031	20.3	170.3
(70,80]	376	[20-75] & [85-100], 0.233	[75-85], 0.030	48.4	424.4
Total	828	-	-	111.2	935.7

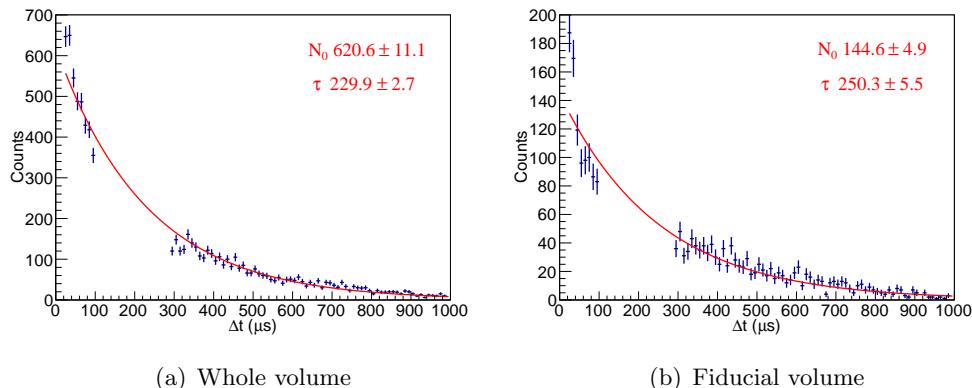


图 5.14 BiPo2E 和BiPo1E所有事例在(a)整个探测器和(b)FV内的衰减时间分布及指数拟合结果

Fig 5.14 Δt distributions of BiPo2E and BiPo1E coincidences in the (a)whole detector and (b)FV, fitted exponential functions are also given

率分别为26.4% 和26.3%, 对于全时间窗口积分的方法来说, 时间窗口筛选的效率为100%。如上面提到的, 最终的 ^{222}Rn 含量是由拟合结果计算出的, 误差定义为它与BiPo2E 和BiPo1E 方法计算得到的 ^{222}Rn 含量相差的最大值。

^{222}Rn 衰变链中包含的所有 β 衰变放出的 β 粒子会对探测暗物质的低能区造成本底。为了估计因 ^{222}Rn 造成的本底, 在MC模拟中, ^{222}Rn 粒子在探测器运行的时间内平均的产生、进行衰变。当衰变产生的粒子满足我们的筛选条件、

表 5.4 FV内 ^{222}Rn 水平

Method	BiPo2E	BiPo1E	Combined fit
Δt cut acceptance	26.4%	26.3%	100.0%
E_β cut acceptance	98.2%	98.2%	98.2%
E_α cut acceptance	100.0%	100.0%	100.0%
Branching ratio	99.98%	99.98%	99.98%
Event No.	1118	935.7	3618
^{222}Rn level	0.79 mBq 14.7 $\mu\text{Bq}/\text{kg}$	0.66 mBq 12.3 $\mu\text{Bq}/\text{kg}$	0.68±0.14 mBq 12.5±2.4 $\mu\text{Bq}/\text{kg}$

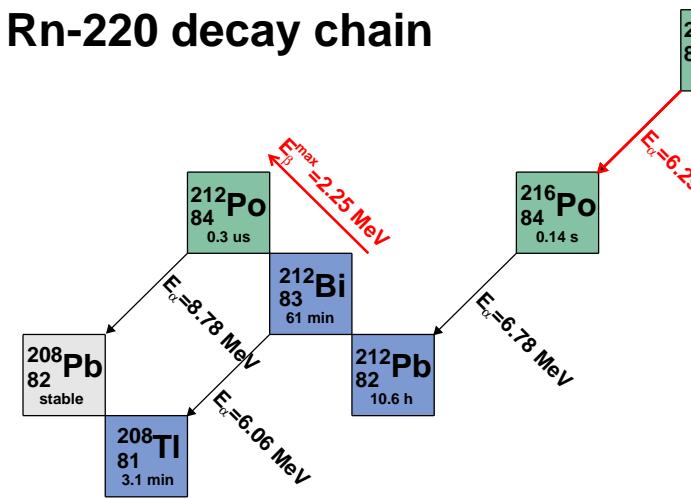
衰变的时间点符合探测器的暗物质取数时间阶段将会被记为本底事例。根据表5.4 中给出的 ^{222}Rn 在FV 内的含量(0.68±0.14 mBq)，表5.5 列出其衰变过程中对PandaX-I 实验的低能区本底做出主要贡献的元素。

表 5.5 FV内 ^{222}Rn 对本底的贡献

Isotope	Background (mDRU)
^{214}Pb	0.17
^{214}Bi	0.002
^{210}Pb	0.07
^{210}Bi	0.02
^{218}Po	0.002
Total	0.26±0.05

5.3 ^{220}Rn 本底

^{220}Rn 是 ^{232}Th 衰变链的产物，它的半衰期为55秒，衰变链如图5.15所示。其中，有两个元素的衰变可以用来作延迟符合分析从而计算 ^{220}Rn 的数量： ^{212}Bi - ^{212}Po (β - α) 和 ^{220}Rn - ^{216}Po (α - α)。 ^{212}Bi 有64.06%的可能性进行 β 衰变，放出的 β 截止能量为2.25 MeV。产生的 ^{212}Po 不稳定，通过 α 衰变成为稳定的 ^{208}Pb ， α 能量为8.78 MeV，半衰期是0.3 μs 。对于另一种延迟符合衰变 ^{220}Rn - ^{216}Po ， ^{216}Po 的半衰期为0.14 s， ^{220}Rn 和 ^{216}Po 放出的 α 能量分别为6.29 MeV和6.78 MeV，因为 ^{216}Po 半衰期较长， ^{220}Rn 和 ^{216}Po 事例不会被电子学记录在同一个波形中。

图 5.15 ^{220}Rn 衰变链示意图Fig 5.15 ^{220}Rn decay chain

类似 ^{222}Rn 中的BiPo1E分析，对于 ^{212}Bi - ^{212}Po β - α 延迟符合， ^{212}Bi 和 ^{212}Po 的能量选择条件分别是0.1-3.0 MeV和大于3 MeV，两者间的延迟时间窗口为0.3-1.0 μs 。同样， β 信号要符合电子反冲信号的 5σ 区间内（如图5.5中双红线标示的区域），每个事例中至少有一个有效的S2 存在。

筛选 ^{220}Rn - ^{216}Po α - α 延迟符合时，我们对两个 α 信号的能量选择区间都是5.0-12.0 MeV，延迟时间窗口为0.05-1.0 s。因为 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 信号分别记录在不同的事例中，我们要求每个事例至少存在一个S2信号。

上面涉及到的能量筛选都是根据 ^{60}Co 刻度得到的探测器的光产额，通过S1信换算得到 β 或者 α 信号的能量。

5.3.1 ^{212}Bi - ^{212}Po 符合事例

经过初步筛选，得到了736个 β - α 符合事例(117个在FV中)，这些事例的 β 和 α 信号在 $\log_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ 下的分布如图5.16所示。可以看到， ^{212}Po 的分布与 ^{214}Po 的类似，有两个分开的群，分别对应于分布在探测器阴极和主体中的事例。利用公式5.3,我们可以使用S1和S2重建 ^{212}Po 的能量，连同 β 和 α 之间的延迟时间 Δt ，画得图5.17。由于 ^{212}Po 的半衰期只有0.3 μs ，而S2信号宽度一般有2 μs ，使得找到的 ^{212}Bi - ^{212}Po 符合事例中 α 和 β 的S2信号很容易重合叠加为一个S2，因此重建的 ^{212}Po 的能量偏高于真实值8.78 MeV。此外，因为统计量较低，通过拟合得

到的 ^{212}Po 的衰减时间常数为 $0.64 \mu\text{s}$, 高于真实值 $0.43 \mu\text{s}$ 。

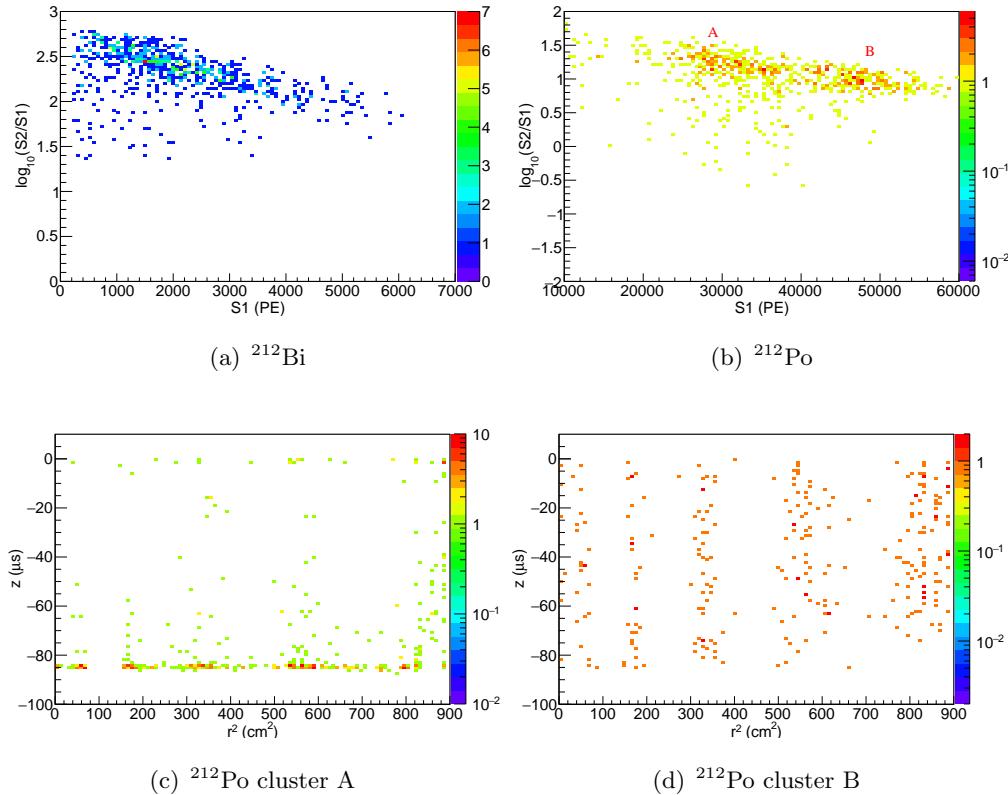


图 5.16 ^{212}Bi 和 ^{212}Po 事例在 $\log_{10}(S2/S1)$ vs. $S1$ 下的分布及 ^{212}Po 不同事例群 A、B 在探测器的位置分布

Fig 5.16 $\log_{10}(S2/S1)$ vs. $S1$ distributions of ^{212}Bi and ^{212}Po , and position distributions of clusters A and B of ^{212}Po

5.3.2 ^{220}Rn - ^{216}Po 符合事例

通过 ^{220}Rn - ^{216}Po 筛选条件的待选事例，它们的 $\log_{10}(S2/S1)$ vs. $S1$ 分布如如5.18 所示。在 Y 轴方向上可以看到，有一部分事例 $\log_{10}(S2/S1)$ 小于 0.5 且分布相对分散。这些事例是由于 $S1$ 与 $S2$ 没有正确的配对导致的，扣除掉这些无效事例，4524 个候选事例被保留了下来， ^{220}Rn 和 ^{216}Po 的重建能量如图5.19所示。候选事例中 ^{216}Po 的能量分布有两个峰，低于 6 MeV 的部分显然不属于真实的 ^{216}Po 事例。这是由于初级筛选时，能量选择较大，使得衰变链中一部分其他能量相近的事例漏入。移除这部分事例后，最终得到了 2694 个 ^{220}Rn - ^{216}Po 符合事例，其中有 915 个位于 FV 内。

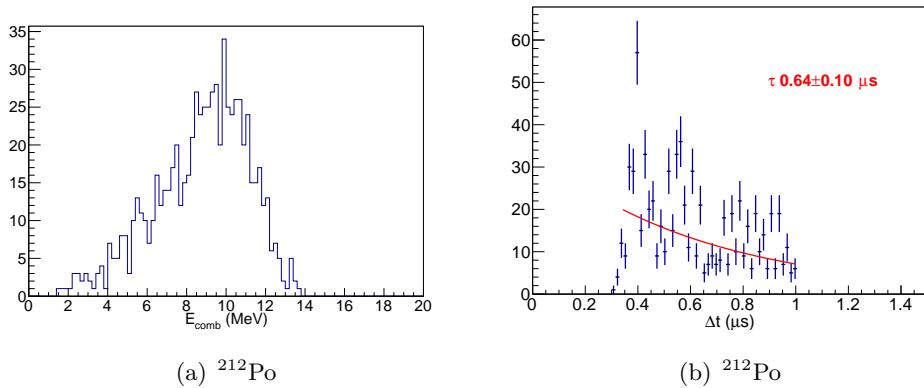


图 5.17 ^{212}Po 能量和衰变时间分布

Fig 5.17 Distributions of reconstructed energy and decay time of ^{212}Po

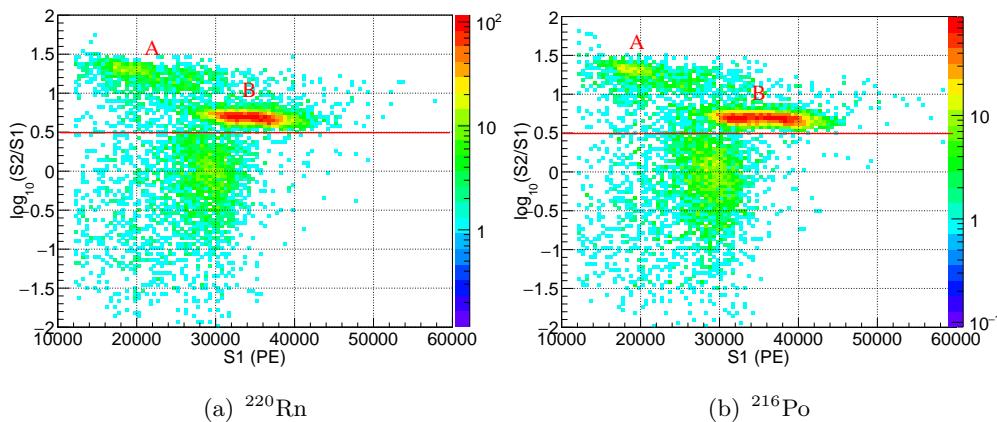
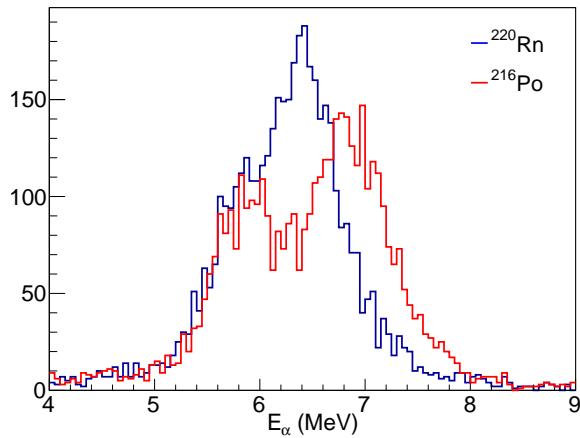
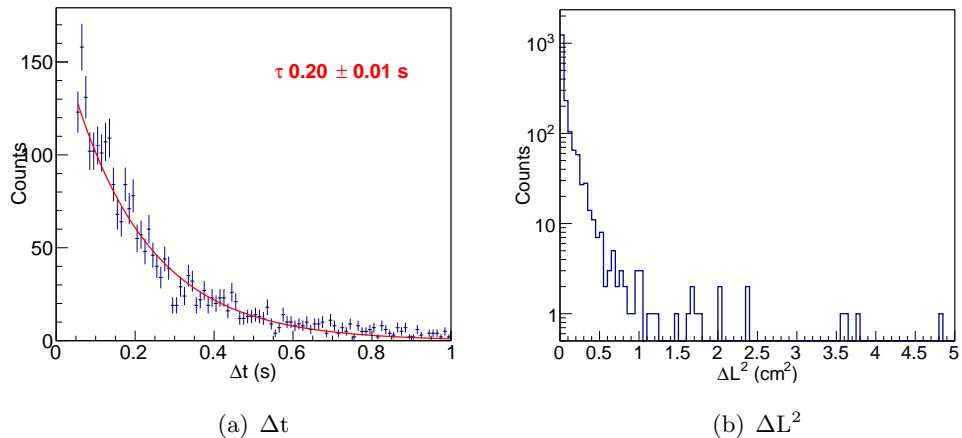


图 5.18 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 事例在 $\log_{10}(S2/S1)$ vs. $S1$ 下的分布

Fig 5.18 $\log_{10}(S2/S1)$ vs. $S1$ distributions of ^{220}Rn and ^{216}Po

我们给出了 ^{220}Rn - ^{216}Po 符合事例之间的延迟时间(Δt)、距离(ΔL^2)(图5.20), ^{220}Rn 、 ^{216}Po 重建能量分布(图5.21)和它们的位置分布(图5.22)。 Δt 分布与预期一致, 拟合结果与实际衰变常数接近; 两个 α 之间的距离 ΔL^2 也很小, 同样符合期望。用高斯分布拟合能量分布, 得到的中值分别为6.45 MeV和6.91 MeV。由位置分布可以观察到, 两个 α 事例的分布都相对之前 β - α 中 α 信号的更均匀一些。

图 5.19 候选事例中 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 的能量分布Fig 5.19 Reconstructed energy distributions of ^{220}Rn and ^{216}Po candidates图 5.20 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 之间的衰变时间 Δt 和距离 ΔL^2 的分布Fig 5.20 Distributions of Δt and ΔL^2 between ^{220}Rn and ^{216}Po

5.3.3 ^{220}Rn 本底计算

在PandaX-I的暗物质数据中，找到了736个 ^{212}Bi - ^{212}Po 事例，其中在FV 内有117 个； ^{220}Rn - ^{216}Po 事例有2694个，其中有915 个事例位于FV 内。最后探测器FV内 ^{220}Rn 的含量及误差是由两种分析方法的均值和这三个值之间最大的差决定的。偶然符合事例的数目相对于找到的延迟符合事例来说可以忽略不计。MC模拟给出了各个筛选条件的效率。这些值都在表5.6中列出。两种延迟符合事例计算得到的 ^{220}Rn 含量相差近两倍，符合 β - α 衰变中，正粒子向电极漂移导

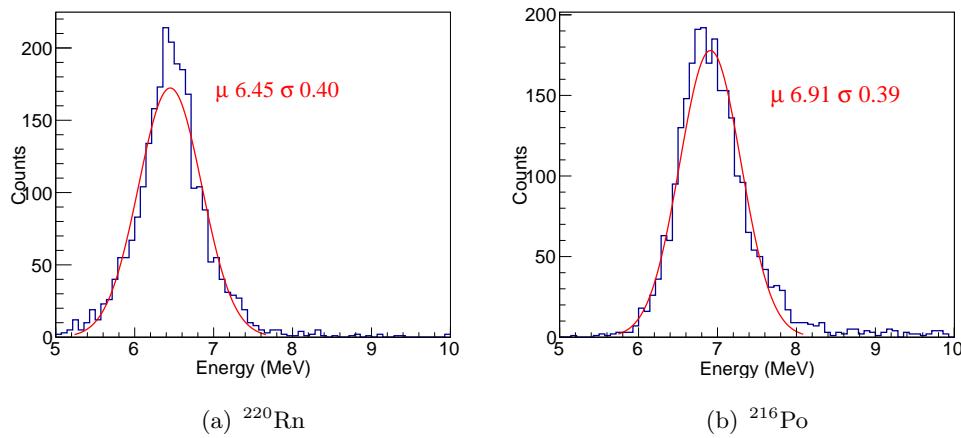


图 5.21 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 重建能量的分布

Fig 5.21 Reconstructed energy distributions of ^{220}Rn and ^{216}Po

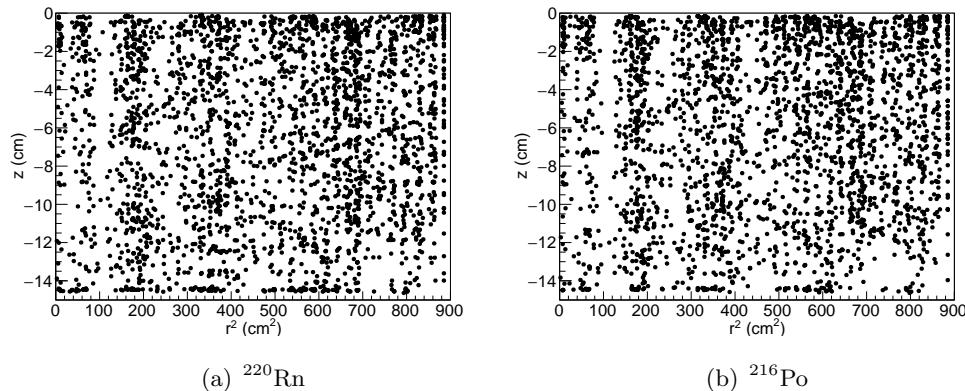


图 5.22 ^{220}Rn 和 ^{216}Po 的位置分布

Fig 5.22 Position distributions of ^{220}Rn and ^{216}Po

致探测到的 α 衰变事例变少的可能。最终得到 ^{220}Rn 在FV内的含量为 $2.7 \pm 1.1 \mu\text{Bq/kg}$, MC模拟给出了衰变链中不同元素对于本底的贡献, 如表5.7示。

5.4 单 α 方法分析 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 本底

由 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 的衰变链示意图5.4、5.15可以看出, 衰变放出的 α 粒子能量相对来说很高, 且 α 事例的光电比更高。因此我们可以通过寻找特定能量的单个 α 粒子(事例中仅含有单个 α 信号)来确定对应的元素含量。在这个分析中, 我们要求FV 内事例的S1 要大于 2×10^4 PE, 且由S1的top/bottom信号大小之比

表 5.6 FV内²²⁰Rn水平

Method	²¹² Bi- ²¹² Po	²²⁰ Rn- ²¹⁶ Po	Average
Δt cut acceptance	40.1%	77.9%	
$E_\beta(\alpha)$ cut eff.	95.7%	100.0%	
E_α cut eff.	100.0%	100.0%	
Branching ratio	64.06%	100%	
Event No.	117	915	
²²⁰ Rn level	0.09 mBq 1.6 μ Bq/kg	0.21 mBq 3.9 μ Bq/kg	0.15±0.06 mBq 2.7±1.1 μ Bq/kg

表 5.7 FV内²²⁰Rn对本底的贡献

Isotope	Background (mDRU)
²¹² Pb	0.11
²¹² Bi	0.02
²⁰⁸ Tl	0.001
Total	0.13±0.06

推算的z方向信息与由S1 和S2信号时间差推算出的z 符合，这样能够保证S1是与正确的S2 配对。

不同于章节5.2和5.3的分析，单 α 事例分析的方法依赖于能量分辨率的好坏。为了避免大信号造成S2 的饱和带来的失真，我们选择使用S1 作 α 能量重建。此外，在UDM数据的基础上，我们对筛选出的单 α 事例的S1 大小作z和 r^2 方向的修正，避免因为位置不同带来S1 大小的偏差。修正前后S1 与z 和 r^2 的关系如图5.23所示，图中红色曲线为S1的中值，可以看到在修正前S1 与z、 r^2 相关，我们使用3 次多项式函数对它进行拟合后，再修正。

修正后的单 α 事例的S1能谱如图5.24所示，使用多高斯对能谱进行拟合，拟合出来的峰能量从低到高依次判别为²²²Rn、²¹⁸Po(或²¹²Bi)、²²⁰Rn(或²¹⁶Po)、²¹⁴Po和²¹²Po。根据不同元素对应的高斯峰下的事例数计算得到对应的²²²Rn 和²²⁰Rn 在探测器FV内的含量如表5.8所示。可以看到，事例率随着衰变链的推进有降低的趋势，可以用带电正粒子在TPC 内漂向电场的现象解释，这种趋势在其他实验也有证实。表5.8 中²²²Rn 和²²⁰Rn 的含量与5.4 和5.6中列出的数据差在可以接受的范围内。最终的²²²Rn和²²⁰Rn 造成的本底水平任然是由符合事例方法给出。

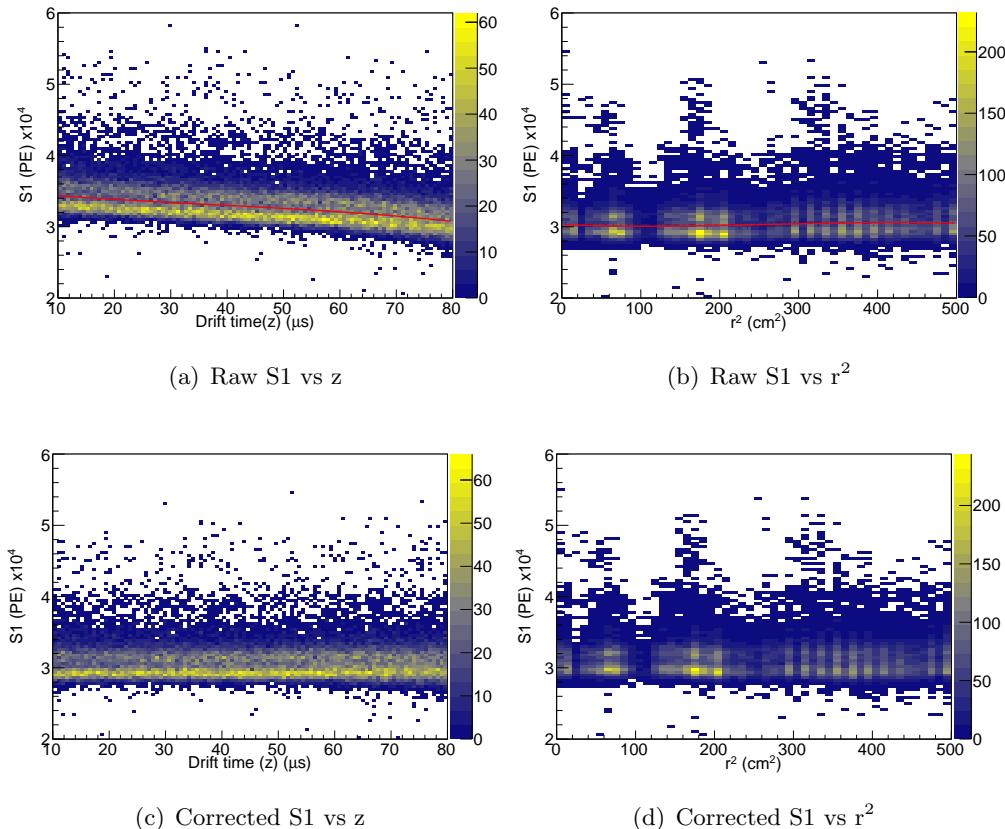


图 5.23 单 α 事例S1对z和 r^2 的修正，图中事例在 r^2 上的分布是由于PMT阵列的位置导致的
Fig 5.23 Correction of single α event S1 to the z and r^2 in the FV, structure along the r^2
is an reconstruction artifact due to PMT placement

表 5.8 根据单 α 事例得到的Radon含量，每个元素的误差由对应的拟合参数给出($\pm 10\%$)。对于 ^{214}Po ，由于它的半衰期较长，选择条件限制了单个 α 事例会对 ^{214}Po 的寻找产生一定的无效率，计算它对应的含量时有修正这个无效率参数

Decay chain	Isotope	$E_{\alpha,expected}$ (MeV)	$E_{\alpha,data}$ (MeV)	Radon rate (mBq)
^{222}Rn	^{222}Rn	5.49	5.59	3.9
	^{218}Po	6.00	6.02	2.8
	^{214}Po	7.69	7.69	0.28
^{220}Rn	^{220}Rn	6.29	6.47	0.9
	^{216}Po	6.78		
	^{212}Po	8.78	8.58	0.06

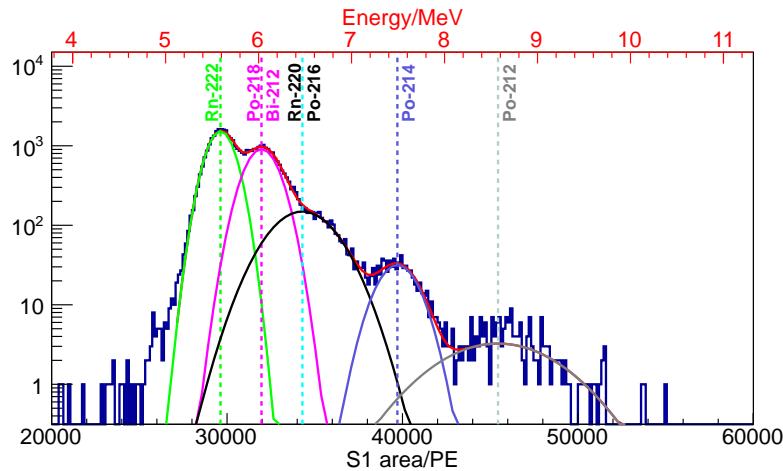


图 5.24 单 α 事例能谱，使用多高斯函数进行拟合，图中竖虚线表明了不同的峰位，上方的红色横坐标为重建的 α 能量

Fig 5.24 Single α spectrum fitted with multi-Gaussian function. The vertical dotted lines indicate the peak positions, the upper x-axis in red is the reconstructed α energy

5.5 小结

本章我们利用衰变链中可利用的延迟符合事例来计算PandaX-I探测器内氪和氡的含量。利用MC模拟，最终 ^{85}Kr 、 ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 贡献的本底分别是 2.0 ± 0.6 , 0.32 ± 0.06 和 0.13 ± 0.06 mDRU。与之前发表的结果^[1]相比有微小的差异，主要是因为这里使用了改进后的MC 模拟，程序中为了模拟真实的软件分析，添加了200 ns的信号分辨时间要求，以及要求模拟程序在相同的运行时间内均匀的添加放射性粒子。寻找到的本底事例在时间上分布均匀，表明它们不是来自于环境中漏入探测器内部的事例。另外，我们还通过拟合本底事例的单光子能谱来确定对应能量的放射性粒子含量。但是由于一期探测器的能量分辨率不高(在 ^{222}Rn 的能量峰处，分辨率为2.82%)，而在 ^{238}U 和 ^{232}Th 衰变链中产生的 α 粒子有些能量很接近(如 $^{218}\text{Po}(6.00 \text{ MeV})$ 和 $^{212}\text{Bi}(6.06 \text{ MeV})$)，因此利用延迟符合寻找的本底事例更为准确一些，这也是我们没有使用单 α 能谱方法估计最终本底水平的原因。

第六章 PandaX-I物理结果和展望

6.1 PandaX-I结果

PandaX一期实验的主要目标是检验由国际上其他实验报告的质量在 $10 \text{ GeV}/c^2$ 附近的轻暗物质信号，建造可用于后阶段的屏蔽体、制冷系统、提纯系统和外罐，未后阶段的升级节约成本、积累经验。通过PandaX一期实验，我们研究了探测器的物理性能，通过各种放射源刻度探测器性能：使用伽马放射源测量探测器的光产额、能量分辨率和探测器的非均匀性，使用中子源刻度探测器的核反冲信号。使用伽马和中子源分别模拟本底和暗物质信号，研究探测器对它们的响应情况。PandaXI实验运行期间，TPC提供了 $667 \text{ V}/\text{cm}$ 的漂移电场。使用中子刻度数据，利用 40 keV 对应的峰值，得到探测器对于光信号的光产额为 $4.2 \text{ PE}/\text{keV}$ ，等效于零点场下对 122 keV 能量的伽马光产额是 $6.0 \text{ PE}/\text{keV}$ ，介于XENON100($3.9 \text{ PE}/\text{keV}$)和LUX($8.8 \text{ PE}/\text{keV}$) [13, 14]。共取得了80.1 天有效时间和54 公斤质量液氙的最终暗物质数据。

基于取得的暗物质数据，最终通过所有软件筛选条件的事例有542个。在暗物质信号区间内，排除掉电子反冲事例，有7个事例在核反冲数据中值线以下，如图6.1所示。根据材料监测站对探测器内各种材料的放射性水平测量及本论文中给出的 ^{85}Kr , ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 含量，PandaX-I实验的本底水平如表6.1所示。模拟和本底数据分析给出同样区间内的本底事例有6.9 个，因此我们并没有在PandaX-I实验中探测到暗物质事例。这个结论不支持一些其他声明找到疑似暗物质信号的实验结果。

通过使用最大似然函数拟合数据，得到不同质量WIMP粒子反生作用的自旋不相关散射截面关系。当暗物质粒子质量在 $27.5 \text{ GeV}/c^2$ 时，暗物质与原子核碰撞反应截面上限为 $4.1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ 。PandaX-I 的数据分析结果表明，对于质量大于 $7 \text{ GeV}/c^2$ 的WIMP 粒子，比superCDMS 实验收紧了它可能存在的区域；对于质量小于 $5.5 \text{ GeV}/c^2$ 的WIMP粒子，给出了当时最好的结果，证明了二相型液氙探测器直接探测暗物质粒子的性能，如图6.2。通过一期实验，我们从无到有，积累了很多经验，为下一阶段的暗物质实验提供了巨大的保障。

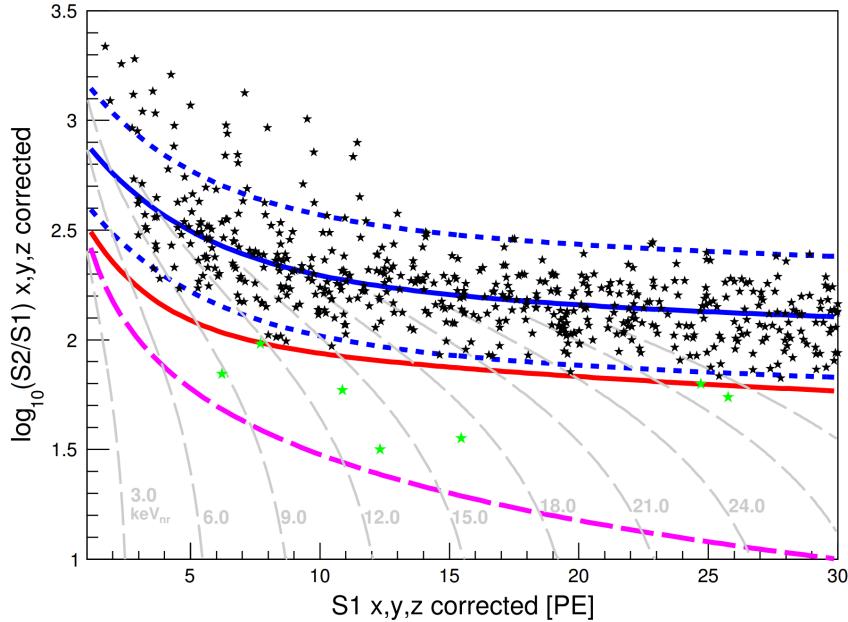


图 6.1 542个事例在 $\log_{10}(S2/S1)$ vs S1下的分布。蓝色虚线间是电子反冲信号的 2σ 区间，中值用蓝色实线表示。红色实线为核反冲信号的中值，红虚线为对S2 信号设定的大于300 PE的条件。灰色虚线为对应核反冲能量下(灰色值)的等效能线。绿星是位于核反冲中值线以下的暗物质候选事例 [1]

Fig 6.1 The band of $\log_{10}(S2/S1)$ versus S1 for the dark matter search data. The ER band is indicated by the blue solid line (median) and the sashed line ($\pm 2\sigma$). The median of the NR band is indicated as the solid red line. The dashed magenta line is the 300 PE cut on S2. The green stars represent events below the NR median. The gray dashed lines are the equal energy lines with NR energy indicated in the figures. [1]

6.2 展望

通过PandaX-I实验，我们得到了很好的实验结果，验证了双相氙探测器在探测WIMP粒子的强大能力。在硬件、软件方面我们做了大量探索也积累了丰富的经验。二期实验利用了更多质量的液氙、使用了更稳定的电子学设计和更低放射性的材料，相较于一期实验来说，不仅探测灵敏度更高、本底更低、性能也会更加稳定。

表 6.1 Fiducial volume内暗物质兴趣能区(0.5-5 keV)内预计的本底水平, 单位是 10^{-3} evt/day/kg/keV_{ee} [1]。

Source	background level
Top PMT array	4.7 ± 2.3
Bottom PMT array	2.3 ± 1.5
Inner vessel components	3.8 ± 2.2
TPC components	1.9 ± 0.9
⁸⁵ Kr	2.6 ± 1.2
²²² Rn and ²²⁰ Rn	0.5 ± 0.2
Outer vessel	0.9 ± 0.6
Total expected	16.7 ± 3.9
Total observed	23.6 ± 3.5

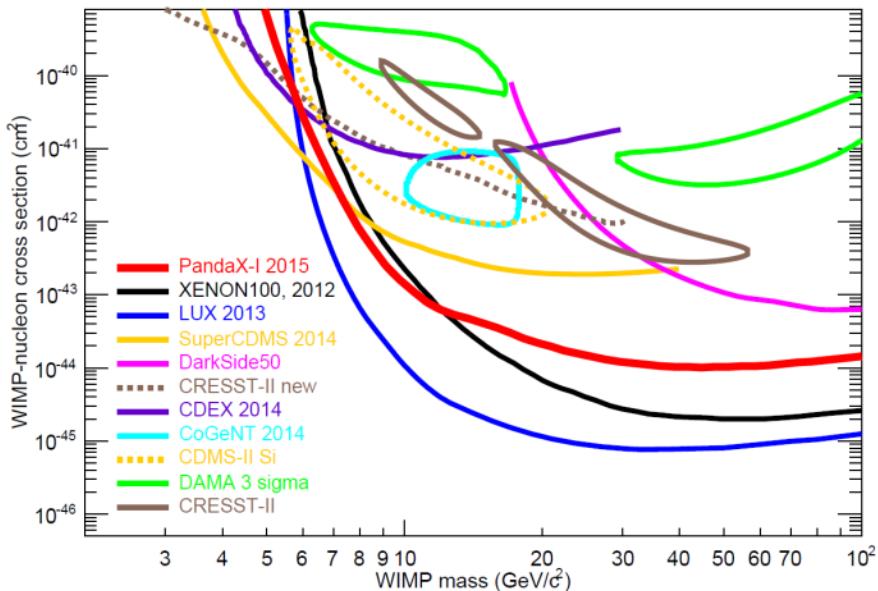


图 6.2 在90%置信区间下, PandaX-I实验给出的暗物质自旋无关碰撞截面上限, 图中还给出了其他实验的结果: XENON100 225天 [13]、LUX首个结果 [14]、SuperCDMS [15]、DarkSide [16]、CRESST-II 2014 [17]、CDEX 2014 [18]; CoGeNT 2014 [19]、CDMS-II-Si [20]、DAMA/LIBRA [21]和CRESST-II 2012 [22]作对比 [1]

Fig 6.2 The 90% c.l. upper limit for spin-independent isoscalar WIMP-nucleon cross section from the PandaX-I, results from other experiments are also given to make comparison

第七章 总结

本篇论文是笔者博士学习期间参加PandaX实验的总结，着重阐述了独立开展的三个方面的研究，即数据质量监控、光电管特性和运行状况、以及对氪气和氡气本底的分析工作。现小结如下：

7.1 数据质量控制

在PandaX-I实验的测试运行过程中，通过对测试数据的分析，我们在DAQ、光电探测器和探测器这几个部分发现了若干影响实验高效运行或者影响取数质量的若干问题。包括电子学不同模块的时间同步、信号的噪声、波形基线的稳定性、触发率等问题；光电探测器所有基本性能的长期实时监控；探测器运行状态(TPC电极打火、液氩纯度)。其中，运行过程中是否模块间的时间同步、触发率等问题影响了整个实验的正常取数。光电倍增管是收集探测器内产生的光信号的部分，尽可能的保证所有光电倍增管在正常状态下运行才能保证采集数据的质量，这些都是数据质量监控工作的目的和意义。

经过不断的测试和修改，目前的数据质量控制软件可以对DAQ获取到的每一个数据文件实时分析处理，对一些需要监控的参数进行分析，将分析后的结果实时更新到内部网络上，供值班人员不时查看。为了减轻后期对数据文件进行筛选时海量数目带来的难度和时间成本，数据质量监控软件会根据数据中每一道光电倍增管的表现(如增益是否稳定、噪声水平是否正常、是否有过多PMT没有正常工作等)结合探测器的工作状态(如TPC电极是否有打火或者放电现象、探测器内电子寿命是否正常)来判定文件的取舍。为了避免软件上的误判，所有的数据被判定为坏后并不会删除，而是在数据库中记录下它数据质量的好坏，便于后期数据分析时进行更为精确的文件筛选。

7.2 光电探测器

由于光电倍增管是收集信号的部分，它的工作状态将直接影响实验结果。由于轻质量暗物质的反冲能非常低，因此光电管的量子效率、光采集效率、增益、噪声等参数直接影响了整个探测器的光产额和探测暗物质信号的灵敏度。

基于光电管的重要性，不同于数据质量监控软件利用日常数据的对光电管的工作状态作监测，每周我们都会利用LED光源对每一个光电倍增管做精确的刻度，帮助我们了解光电倍增管的增益、对应道的基线和噪声水平，并把刻度的结果用于下一周的取数中。此外，由于PandaX一期实验是第一次大量的光电管在液氙中长期运行取数，它们的稳定性是否能胜任此类氙暗物质实验也是有研究意义的。因此，我们利用一期取得的数据对每一个光电倍增管在近九个月的时间内的重要性能做分析。

这些分析帮助我们对光电管和探测器都有了更为深刻的理解。性能上，一英寸和三英寸光电管的单光子分辨能力平均分别为35% 和58%；从室温到液氙温度下，一英寸光电管的平均噪声水平从0.3 kHz 降到0.06 kHz，三英寸光电管从1.3 kHz降到1.07 kHz，由于液氙中额外产生光信号的影响，三英寸光电管的噪声水平并没有因为环境温度的降低而得到显著的改善；

稳定性上，大部分光电管的工作状态都很稳定。光电管的噪声水平和增益是稳定性上的两个主要观察参数(为了与一般噪声的定义区分，这里定义噪声为单光子信号大小的随机信号)。分析表明，影响光电管噪声水平的主要因素有三个：液氙的纯度，液氙中杂质(如 H_2O , CO等)过多会使噪声水平大大升高；TPC电极打火也会产生额外的光子提高PMT噪声水平；PMT内部放电产生额外光子。另外，由于长期浸在液氙中工作，底部37个三英寸光电倍增管在使用近9个月后，有5个由 Xe^+ 引起的afterpulse明显增多，初步怀疑是有氙漏入光电管的真空封装内。总体而言，有5路底部三英寸光电管和8个顶部一英寸光电管因为连接问题、分压底座工作不正常、高压跳断等问题不能工作，部分光电倍增管不能在正常增益下工作，我们只能降低供应高压，维持它们的运行，具体如表7.1。为了保证探测器光产额在时间上的一致性，这些光电管的数据在分析中全部被屏蔽。最终，利用中子源刻度数据，一期探测器在零场强下的光产额为6.0 PE/keV [1]，好于XENON100探测器的3.9 PE/keV [13]。

由于二期探测器的升级，更多的光电倍增管投入使用。我们对新投入使用的光电倍增管做了简单刻度，一方面便于实验上根据刻度结果选择适合它们的工作高压，另一方面可以与二期实验结束后它们的工作状态做对比，更好的了解它们性能上发生的变化。

7.3 氙气、氡气本底

氙中的放射性稀有气体 ^{85}Kr , ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 不能被常规的气体提纯装置去除，会分散在探测器的靶区域内。它们衰变链中产生的 α 粒子在探测器内产生

表 7.1 PandaX-I出现问题的光电信增管通道编号及对应的问题简述，分压底座的总阻值和电容值分别用R和C表示

	Channel No.	method	problem
1-inch PMT	10602	turn off	base was broken at the beginning
	22206	turn off	base was broken at the beginning
	10500	turn off	C of the base is incorrect
	11004	turn off	dark rate is high
	11306	turn off	R and C of the base are incorrect
	11401	turn off	R and C of the base are incorrect
	11405	turn off	cannot hold HV
	21801	turn off	R and C of the base are incorrect
	21804	turn off	“dead” after applied too high voltage
	10305	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
3-inch PMT	10700	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	21705	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	22102	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	22103	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	22306	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	22307	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	22402	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	22404	lower supply HV	bad performance at normal supply HV
	22003	turn off	dark rate is high
	22007	turn off	C of the base is incorrect
	22200	turn off	R and C of the base are incorrect
	22202	turn off	“dead” after replaced the HV module

的核反冲信号很难与暗物质粒子产生的核反冲信号区分，此外，由于 β 衰变产生的能量是一个连续谱，其中低能段的本底也会对PandaX-I的暗物质兴趣能段带来本底影响。为了掌握探测器内由这三种放射性气体带来的本底，我们使用了衰变链中的延迟符合事例来判定探测器内对应放射性气体的含量。此外，为了对分析的结果做验证，我们还使用了 α 能谱来推测对应的放射性物质的含量。

值得一提的是，由于 β 和 α 衰变会产生带电离子，在TPC内电场的作用下会向对应的电极漂移。因此我们观察到的延迟符合事例在探测器内的位置分布是不均匀的，即有很多事例是聚集在电极附近。

由于一期探测器的能量分辨率限制，不能从 α 能谱里准确的区分能量相近的分布，因此，我们选择根据延迟符合分析来推算放射性气体含量(忽略带电离子吸附在电极上导致的损失)。由于MC模拟中参数的略微改变，论文中给出了 ^{85}Kr , ^{222}Rn 和 ^{220}Rn 在fiducial volume 中造成的本底贡献分别为 2.0 ± 0.6 、 0.32 ± 0.06 和 0.13 ± 0.06 mDRU，相对于一期最终发表的结果 [1]有略微的下降。

笔者在这三个方面的工作为PandaX一期实验的物理结果起了不可或缺的作用，也对升级后的PandaX二期实验提供了宝贵的经验和借鉴。

附录 A R11410-20 PMT实验室刻度结果

下表为R11410-20型PMT在室温环境下增益及噪声的测试结果。

表 A.1 R11410-20 PMT的增益及噪声水平。表中, Q.E.值由Hamamatsu表单给出, par1 和par2 为使用函数 $e^{par1 \times x + par2}$ 拟合PMT高压增益曲线的结果

S.N.	Gain@+700V ($\times 10^6$ e $^-$)	Q.E. (%)	HV@ 5×10^6 (V)	Dark Rate (kHz)	par1	par2
KA0030	3.80	32.40	747	1.5	0.0070	10.19
KA0033	3.59	30.00	757	1.1	0.0069	10.16
KA0040	5.53	30.90	694	3.2	0.0072	10.40
KA0043	2.46	32.60	812	2.0	0.0068	9.90
KA0052	5.95	31.90	676	0.9	0.0077	10.25
KA0053	5.74	32.10	682	4.8	0.0080	9.96
KA0056	5.37	32.00	690	4.1	0.0075	10.25
KA0061	4.27	36.00	764	0.8	0.0035	12.72
KA0062	4.43	36.20	760	1.4	0.0035	12.77
KA0113	2.61	34.00	902	2.8	0.0036	12.20
KA0114	3.65	35.50	732	2.4	0.0087	9.04
KA0116	3.05	35.50	768	2.3	0.0078	9.41
KA0117	3.20	35.90	766	6.5	0.0069	10.15
KA0127	2.37	32.60	798	3.3	0.0075	9.45
KA0128	2.50	32.70	810	1.9	0.0065	10.17
KA0129	2.40	33.10	817	2.9	0.0059	10.62
KA0130	2.63	32.20	771	1.3	0.0083	9.01
KA0132	3.20	32.10	772	1.8	0.0068	10.20
KA0133	2.83	32.50	793	1.5	0.0066	10.18
KA0137	2.49	33.00	810	2.0	0.0064	10.26
KA0138	2.42	34.80	816	1.6	0.0063	10.27
KA0142	3.24	35.50	757	1.0	0.0073	9.92
KA0144	2.01	35.40	828	2.1	0.0071	9.55

S.N.	Gain@+700V ($\times 10^6$ e $^-$)	Q.E. (%)	HV@5×10 6 (V)	Dark Rate (kHz)	par1	par2
KA0145	2.00	35.60	827	2.7	0.0072	9.49
KA0146	2.41	34.80	797	1.6	0.0075	9.44
KA0147	2.22	34.90	809	2.7	0.0074	9.42
KA0148	2.24	33.80	818	2.2	0.0083	8.67
KA0149	1.94	32.30	831	1.9	0.0072	9.42
KA0152	1.70	32.90	874	4.0	0.0063	9.89
KA0154	1.90	32.60	835	2.2	0.0075	9.12
KA0156	2.92	30.70	783	1.1	0.0072	9.77
KA0158	4.05	30.30	733	8.7	0.0066	10.56
KA0159	2.89	32.60	784	1.6	0.0070	9.91
KA0162	2.84	32.50	773	1.6	0.0077	9.50
KA0163	4.15	34.10	731	3.4	0.0067	10.50
KA0164	2.93	30.90	772	1.5	0.0073	9.75
KA0165	3.15	31.50	777	1.7	0.0068	10.15
KA0166	2.70	32.10	788	1.2	0.0070	9.93
KA0169	2.94	35.70	777	4.3	0.0072	9.84
KA0172	2.58	34.10	792	1.4	0.0071	9.77
KB0363	1.56	38.78	878	2.1	0.0065	9.69
KB0364	1.78	37.76	861	1.9	0.0065	9.83
KB0365	1.56	41.26	899	5.8	0.0058	10.16
KB0370	2.66	30.40	804	1.3	0.0061	10.49
KB0371	2.38	35.14	823		0.0060	10.46
KB0372	2.04	36.03	838	2.0	0.0066	9.86
KB0373	3.84	35.05	745	2.1	0.0069	10.29
KB0374	3.47	34.36	759	2.0	0.0065	10.49
KB0375	2.97	34.96	786	3.3	0.0067	10.15
KB0376	5.32	35.49	701	1.7	0.0078	9.96
KB0377	3.65	36.31	741	1.9	0.0076	9.82
KB0378	3.59	37.85	752	2.9	0.0061	10.84
KB0379	4.65	37.77	721	6.8	0.0070	10.35
KB0380	4.12	37.18	723	1.4	0.0080	9.60
KB0381	4.20	35.93	728	1.4	0.0064	10.76

S.N.	Gain@+700V ($\times 10^6$ e ⁻)	Q.E. (%)	HV@5×10 ⁶ (V)	Dark Rate (kHz)	par1	par2
KB0382	4.36	35.82	722	1.3	0.0062	10.94
KB0383	2.37	35.30	821	5.1	0.0059	10.55
KB0384	2.02	36.00	840	1.9	0.0065	9.93
KB0385	4.52	33.50	716	6.8	0.0063	10.92
KB0386	2.61	36.28	797	6.1	0.0070	9.84
KB0387	4.56	35.76	712	2.5	0.0074	10.15
KB0389	3.99	31.54	729	7.6	0.0076	9.85
KB0391	3.83	30.64	745	5.0	0.0071	10.13
KB0393	3.53	30.78	749	4.9	0.0070	10.15
KB0397	5.20	34.25	688	1.3	0.0060	11.26
KB0399	3.46	37.58	768	1.6	0.0066	10.34
KB0401	1.60	32.97	884	3.6	0.0061	10.02
KB0402	1.40	30.14	889	4.1	0.0069	9.27
KB0404	1.55	32.08	898	6.2	0.0059	10.16
KB0406	1.48	32.90	904	3.0	0.0061	9.91
KB0408	3.46	34.16	744	1.7	0.0055	11.30
KB0409	1.73	34.36	872	4.9	0.0069	9.40
KB0410	2.75	32.51	795	6.7	0.0066	10.15
KB0411	2.05	34.90	843	1.2	0.0066	9.88
KB0412	1.57	35.93	890	2.9	0.0061	10.01
KB0441	1.46	30.49	900	9.6	0.0062	9.82
KB0442	1.77	30.83	853	5.9	0.0070	9.48
KB0453	1.37	36.74	916	2.1	0.0059	10.03
KB0454	1.61	35.62	884	1.8	0.0062	9.98
KB0462	1.57	31.46	884	1.3	0.0062	9.95
KB0473	1.48	34.95	877	2.2	0.0070	9.30
KB0475	1.49	35.05	893	4.4	0.0062	9.85
KB0476	1.47	35.47	901	4.9	0.0060	10.03
KB0478	1.63	35.57	891	2.1	0.0058	10.25
KB0480	1.57	33.87	872	1.0	0.0070	9.35
KB0481	1.44	34.55	889	7.3	0.0066	9.53
KB0482	1.70	32.95	867	3.5	0.0066	9.69

S.N.	Gain@+700V ($\times 10^6$ e $^-$)	Q.E. (%)	HV@ 5×10^6 (V)	Dark Rate (kHz)	par1	par2
KB0483	1.80	32.15	888	2.9	0.0054	10.61
KB0488	1.14	30.03	937	5.6	0.0062	9.59
KB0495	1.54	30.02	905	3.9	0.0051	10.77
ZK6306	1.76		858	4.8	0.0070	9.39

参考文献

- [1] PandaX-I Collaboration, “Low-mass dark matter search results from full exposure of PandaX-I experiment”, Phys. Rev. D, 2015, **92**, 052004.
- [2] K.G. B. *et al.*, “Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics”, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1974, **1991**, 523–537.
- [3] <http://hubblesite.org/>, “Gravity of Galaxy Cluster Abell 2218 Creates Giant “Lens””, .
- [4] Xiang L., “Dark Matter Particle Explorer (DAMPE)”, Feimi summer school talk, 2013.
- [5] 马欣华, “直接探测暗物质”, 现代物理知识, 2011, **23(6)**, 30–36.
- [6] Mengjiao X., 利用 *PandaX*一期的探测器寻找低质量的暗物质, Ph.D. thesis, 上海交通大学博士毕业论文, 2016.
- [7] Wu Y.C. *et al.*, “Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing underground Laboratory”, Chinese Physics C, 2013, **37**, 086001.
- [8] Gong H. *et al.*, “The Cryogenic System for the Panda-X Dark Matter Serch Experiment”, JINST, 2013, **8**.
- [9] Ren X. *et al.*, “THe Electronics and Data Acquisition System for the PandaX-I Dark Matter Experiment”, JINST, arXiv:1602.00858v2.
- [10] XiGuang C. *et al.*, “PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL”, Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2014, **57(8)**, 1476–1494.
- [11] Collaboration P.I., “Dark Matter Search Results from the Commissioning Run of PandaX-II”, Phys. Rev. D, 2016, **93**.

- [12] 郭国栋, “Draft Paper on PMT System for Pandax II”, PandaX Internal Note, 2015.
- [13] XENON100 Collaboration, “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data”, Phys. Rev. Lett., 2012, **109**, 181301.
- [14] LUX Collaboration, “First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford underground research facility”, Phys. Rev. Lett., 2014, **112**, 091303.
- [15] SuperCDMS Collaboration, “Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles Using Voltage-Assisted Calorimetric Ionization Detection in the SuperCDMS Experiment”, Phys. Rev. Lett., 2014, **112**, 041302.
- [16] DarkSide Collaboration, “First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso”, Phys. Lett. B, 2015, **743**, 456.
- [17] CRESST Collaboration, “Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector”, Eur. Phys. J. C, 2014, **74**, 3184.
- [18] CDEX Collaboration, “Limits on light WIMPs from the CDEX-1 experiment with a p-type point-contact germanium detector at the China Jinping Underground Laboratory”, Phys. Rev. D, 2014, **90**, 091701.
- [19] CoGeNT Collaboration, “Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data”, arXiv:1401.6234, 2014.
- [20] CDMS Collaboration, “Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II”, Phys. Rev. Lett., 2013, **111**, 251301.
- [21] Savage C. *et al.*, “Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches”, JCAP, 2009, **0904**, 010.
- [22] CRESST Collaboration, “Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search”, Eur. Phys. J. C, 2012, **72**.
- [23] Planck Collaboration, “Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results”, arXiv:1303.5062, 2013.

- [24] 李宗伟., 天体物理学, 高等教育出版社, 2012.
- [25] Jaan E. *et al.*, “Dynamic evidence on massive coronas of galaxies”, *Nature*, 1974, **250**, 309.
- [26] Super-Kamiokande Collaboration, “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**, 1562.
- [27] Feng J.L., “Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection”, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 2010, **48**, 495.
- [28] G. J. *et al.*, “Supersymmetric dark matter”, *Phys Rept.*, 1996, **267**, 195–373.
- [29] D. P.R. *et al.*, “CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles”, *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **38**, 1440–1443.
- [30] D. P.R. *et al.*, “Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles”, *Phys. Rev. D*, 1977, **16**, 1791–1797.
- [31] Borsanyi S. *et al.*, “Calculation of the axion mass based on high-temperature lattice quantum chromodynamics”, *Nature*, 2016, **539**, 69–71.
- [32] S.J. Asztalos and others (ADMX Collaboration), “A SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions”, *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **104**, 041301.
- [33] Zioutas K. and others (CAST Collaboration), “First Results from the CERN Axion Solar Telescope”, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**, 121301.
- [34] Cameron R. and others (BFRT Collaboration), “Search for nearly massless, weakly coupled particles by optical techniques”, *Phys. Rev. D*, 1993, **47**, 3707.
- [35] Ehret K. *et al.*, “New ALPS Results on Hidden-Sector Lightweights”, *Phys. Lett. B*, 2010, **689(4/5)**, 149–155.
- [36] ALPS Collaboration, “ALPS II technical overview and status report”, arXiv:1611.05863, 2016.

- [37] Zavattini E. and others (PVLAS Collaboration), “Experimental Observation of Optical Rotation Generated in Vacuum by a Magnetic Field”, Phys. Rev. Lett., 2006, **96**, 110406.
- [38] IceCube Collaboration, “Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector”, Phys. Rev. Lett., 2016, **117**, 071801.
- [39] Kamionkowski M., “WIMP and Axion Dark Matter”, arXiv:hep-ph/9710467, 1997.
- [40] Griest K., “The Search for the Dark Matter: WIMPs and MACHOs”, arXiv:hep-ph/9303253, 1993.
- [41] 高昕 *et al.*, “暗物质模型简介”, 现代物理知识, 2011, **23(5)**, 31–34.
- [42] A. R. *et al.*, “LHC bounds on interactions of dark matter”, Phys. Rev. D, 2011, **84**, 095013.
- [43] P.J. F. *et al.*, “Missing energy signatures of dark matter at the LHC”, Phys. Rev. D, 2012, **85**, 056011.
- [44] Yang B. *et al.*, “Inelastic dark matter at the LHC”, Phys. Lett. B, 2012, **710**, 335–338.
- [45] PAMELA Collaboration, “An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV”, Nature, 2009, **102**, 051101.
- [46] Fermi-LAT Collaboration, “Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi large area telescope”, Phys. Rev. Lett., 2012, **108**, 011103.
- [47] J. C. *et al.*, “An excess of cosmic ray electrons at energies of 300–800 GeV”, Nature, 2008, **456**, 362–365.
- [48] HESS Collaboration, “The energy spectrum of cosmic-ray electrons at TeV energies”, Phys. Rev. Lett., 2008, **101**, 261104.
- [49] HESS Collaboration, “Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.”, Astronomy and Astrophysics, 2009, **508**, 561–564.

- [50] AMS Collaboration, “First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5 – 350 GeV”, Phys. Rev. Lett., 2013, **110**, 141102.
- [51] L. B. *et al.*, “New positron spectral features from supersymmetric dark matter - a way to explain the PAMELA data?”, Phy. Rev. D, 2008, **78**, 103520.
- [52] M. C. *et al.*, “Minimal dark matter predictions and the PAMELA positron excess”, Proceedings of Science, 2008, **089**.
- [53] V. B. *et al.*, “PAMELA and dark matter”, Phys. Lett. B, 2009, **672**, 141.
- [54] S.D. H. *et al.*, “EGRET observations of the diffuse gamma-ray emission from the galactic plane”, The Astrophysical Journal, 1997, **481**, 205–240.
- [55] W. D.B. *et al.*, “EGRET excess of diffuse galactic gamma rays as tracer of dark matter”, Astronomy and Astrophysics, 2005, **444**, 51–67.
- [56] Fermi-LAT Collaboration, “Fermi large area telescope measurements of the diffuse Gamma-ray emission at intermediate galactic latitudes”, Phys. Rev. Lett., 2009, **103**, 251101.
- [57] Fermi-LAT Collaboration, “Indirect search for dark matter from the center of the Milky way with the Fermi-large area telescope”, arXiv:0912.3828.
- [58] Fermi-LAT Collaboration, “Observations of Milky way dwarf spheroidal galaxies with the Fermi-LAT detector and constraints on dark matter models”, The Astrophysical Journal, 2010, **712**, 147–158.
- [59] Fermi-LAT Collaboration, “Constraints on dark matter annihilation in clusters of galaxies with the Fermi large area telescope”, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2010, **1005**, 025.
- [60] Xiaojun B. *et al.*, “Non-thermal production of WIMPs, cosmic e+- excesses and gamma-rays from the galactic center”, Phys. Rev. D, 2009, **80**, 103502.

- [61] Jun Z. *et al.*, “Galactic diffuse Gamma rays-recalculation based on the new measurements of cosmic electron spectrum”, *The Astrophysical Journal*, 2010, **720**, 9–19.
- [62] Qiang Y. *et al.*, “Gamma rays and neutrinos from dark matter annihilation in galaxy clusters”, *Phys. Rev. D*, 2010, **82**, 023506.
- [63] NASA website, “Chinese Long March 2D lofts DAMPE – A Dark Matter Investigator”, [https://www.nasa.gov/planetary/dampe/](https://www.nasa.gov/planetary/dampe).
- [64] Collaboration D., “Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons”, *Nature*, 2017, **552**, 63–66.
- [65] 戴长江, “宇宙中的暗物质”, *现代物理知识*, 1999, **11(3)**, 14–18.
- [66] Halzen F. and others (AMANDA Collaboration), “The AMANDA Neutrino Telescope and the Indirect Search for Dark Matter”, *Phys. Rept.*, 1998, **307**, 243–252.
- [67] CoGeNT Collaboration, “Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a p-Type Point Contact Germanium Detector”, *Phys. Rev. Lett.*, 2011, **106**, 131301.
- [68] Behnke E. *et al.*, “Final Results of the PICASSO Dark Matter Search Experiment”, arXiv:1611.01499.
- [69] XENON100 Collaboration, “The XENON100 Detector”, arXiv:1206.6576.
- [70] Akerib D. *et al.*, “The Large Underground Xenon (LUX) Experiment”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A*, 2013, **A704**, 111–126.
- [71] CRESST Collaboration, “Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter search”, *Eur. Phys. J. C*, 2012, **72**, 1971.
- [72] CDMS-II Collaboration, “Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment”, *Science*, 2010, **327**, 1619.
- [73] SuperCDMS Collaboration, “Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS”, *Phys. Rev. Lett.*, 2014, **112**, 241302.

- [74] PandaX-II Collaboration, “Dark Matter Search Results from the Commissioning Run of PandaX-II”, Phys. Rev. D, 2016, **93**, 122009.
- [75] PandaX-II Collaboration, “Dark Matter Results from First 98.7-day Data of PandaX-II Experiment”, Phys. Rev. Lett., 2016, **117**, 121303.
- [76] Cheng J.P. *et al.*, “The China Jinping Underground Laboratory and its Early Science”, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2017, **67**, 231–251.
- [77] Kang K. *et al.*, “Status and Prospects of a Deep Underground Laboratory in China”, J. Phys. Conf. Ser., 2010, **203**, 012028.
- [78] Li J. *et al.*, “The Second-phase Development of the China Jinping Underground Laboratory”, arXiv:1404.2651.
- [79] Kang K.J. *et al.*, “Introduction of the CDEX experiment”, Front. Phys., 2013, **8**, 412–437.
- [80] 肖翔, *PandaX暗物质探测器时间投影室的设计与性能*, Ph.D. thesis, 上海交通大学, 2015.
- [81] Wei Y. *et al.*, “Study of light detection and sensitivity for a ton-scale liquid xenon dark matter detector”, JINST, 2013, **8**, T06002.
- [82] CAEN V1724 Digitizers, “<http://www.caen.it>”, .
- [83] Xuming W., “Material Screening with HPGe Counting Station for PandaX Experiment”, Journal of Instrumentation, 2016, **11**.
- [84] ROOT, “<https://root.cern.ch>”, .
- [85] PandaX data quality online monitor, internal site, “<http://182.141.184.31:8000/pandadm/run-query/>”, .
- [86] CAEN V1495, “<http://www.caen.it>”, .
- [87] Akimov D. *et al.*, “Observation of light emission from Hamamatsu R11410-20 photomultiplier tubes”, Nucl. Instrum. Methods, 2015, **1**, A794.

- [88] Lung K. *et al.*, “Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-in. Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiments”, Nucl. Instrum. Methods, 2012, **32**, A696.
- [89] Baudis L. *et al.*, “Performance of the Hamamatsu R11410 Photomultiplier Tube in Cryogenic Xenon Environments”, JINST, 2013, **04026**, 8.
- [90] Akimov D. *et al.*, “Noise characteristics of low-background Hamamatsu R11410-20 photomultiplier tubes”, Instruments and Experimental Techniques, 2015, **406**, 58.

致 谢

本篇论文是对读博期间科研工作的总结，而这里是博士论文的最后一部分，也是对整个博士期间科研、生活的总结。在交大度过的日子，占据了目前人生的重要一部分，回忆起来，有艰辛也有快乐，有迷茫也有坚定，有失败也有成功，在这里，我要感谢那些在我读博生涯中给了重要帮助与陪伴的师长、同学、亲人。

感谢之前的导师衡月昆研究员，让我认识在交大的博士生导师刘江来教授。在加入交大之前，我学习、参与的科研课题与现在都不尽相同，研究方法也有差异。非常感谢刘老师，帮助我从头开始了解课题。除此之外，刘老师在课题研究中了解范围之广也对我有很大激励。我们从做实验开始，写代码做数据分析，对分析结果进行论证、总结写作。每一部分，刘老师都亲自参与、积极与我们讨论分享，他的学识与经验都对我的研究工作带来了很大的帮助。除此之外，刘老师对待科研工作的态度也让我十分敬佩。他把科研工作放在极为重要的位置，对待问题从不模糊跳过，从小细节到大问题，都用非常认真的态度和严谨的方法研究、解决。这些对我读博期间的工作带来了积极的影响，希望自己能够向刘老师学习，不管是工作还是生活、现在还是将来、大事还是小事，都要认真对待。

除了导师刘江来教授，我还要感谢合作组内很多的老师。季向东老师是整个PandaX项目的负责人，他的工作十分繁忙，但还是非常关心大家的学习、工作，时不时来到四川锦屏实验室，细致了解实验的进展与大家生活上的问题。倪凯旋教授、Karl-Ludwid Giboni教授、赵力老师、张涛老师等等，在整个实验中负责不同的部分，他们的帮助让我除了自身参与的实验部分，对项目整体的了解更为深入，在四川实验室期间的运维工作，他们也亲自参与，向我展示了科研工作者应有的态度。

我要感谢PandaX-I项目组里的小伙伴们：勋爷、梦姣、肖翔、鹏伟、任祥祥、国栋、安迪、旭明、详仪……可以说，读博期间，他们比我的家人陪伴我的时间还要长。不管在交大还是在四川，我们一起面对、解决了无数工作上的困难和问题，互相帮助、支持、鼓励。相对于在上海的学校生活，锦屏实验室的工作、生活环境都更加艰苦，但是这些困难都是我人生里独一无二的经历，让我永远铭记。

最后，我要特别感谢我的父母和爱人。没有我的父母就没有现在的我，当我遇到困难时，我知道他们永远在我身后支持我，是我最坚强的后盾。谨以此文，献给爱我的他们。

攻读学位期间发表的学术论文目录

- [1] **S. Li**, et al., “Performance of Photosensors in the PandaX-I Experiment” , JINST, 2015, 11(02), 1748. (第一作者)
- [2] **S. Li**, et al., “Krypton and radon background in the PandaX-I dark matter experiment” , JINST, 2017, 12(02), T02002. (第一作者)
- [3] **PandaX-II Collaboration**, “Dark Matter Results From 54-Ton-Day Exposure of PandaX-II Experiment” , Phys. Rev. Lett., 2017, 119, 181302. (合作组共同作者)
- [4] **PandaX-II Collaboration**, “Exploring the dark matter inelastic frontier with 79.6 days of PandaX-II data” , Phys. Rev. D, 2017, 96, 102007. (合作组共同作者)
- [5] **Changbo Fu**, et al., “Limits on Axion Couplings from the first 80-day data of PandaX-II Experiment” , Phys. Rev. Lett., 2017, 119, 181806. (合作组共同作者)
- [6] **Changbo Fu**, et al., “Spin-Dependent Weakly-Interacting-Massive-Particle–Nucleon Cross Section Limits from First Data of PandaX-II Experiment” , Phys. Rev. Lett., 2017, 118, 071301. (合作组共同作者)
- [7] **PandaX-II Collaboration**, “Dark Matter Results from First 98.7-day Data of PandaX-II Experiment” , Phys. Rev. Lett., 2016, 117, 121303. (合作组共同作者)
- [8] **PandaX-II Collaboration**, “Dark Matter Search Results from the Commissioning Run of PandaX-II” , Phys. Rev. D, 2016, 93, 122009. (合作组共同作者)
- [9] **Xiangxiang Ren**, et al., “The Electronics and Data Acquisition System for the PandaX-I Dark Matter Experiment” , JINST, 2016, 11, T04002. (第四作者)

- [10] **PandaX Collaboration**, “Low-mass dark matter search results from full exposure of PandaX-I experiment” , Phys. Rev. D , 2015, 92, 052004. (合作组共同作者)
- [11] **PandaX Collaboration**, “First dark matter search results from the PandaX-I experiment” , Sci China-Phys Mech Astron, 2014, 57(11), 2024-2030. (合作组共同作者)