申请上海交通大学博士学位论文

PandaX暗物质探测器时间投影室的设计与性能

论文作者 肖翔

学　　号 0100729020

指导教师 倪凯旋教授

专　　业 粒子物理实验

答辩日期 2015 年 12 月

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

Design and Performance of Time Projection Chambers for the PandaX Dark Matter Detector

Candidate: Xiang Xiao

Advisor: Prof. Kaixuan Ni

Major: Experimental Particle Physics

Department of Physics and Astronomy
Shanghai Jiao Tong University
Shanghai, 200240, China

December, 2015

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暗物质探测器时间投影室的设计与性能

摘　　要

自上世纪三十年代被提出以来，暗物质的存在已经被许多天文学观测和宇宙学研究所证实。在目前的宇宙学标准模型中，暗物质约占整个宇宙组成的26%，然而人们对于它的本性仍然知之甚少。在众多来自理论模型的候选者中，弱相互作用大质量粒子（WIMP，Weakly Interacting Massive Particle）被认为是最可能的暗物质粒子，因其从早期宇宙热平衡中退耦出来之后的残余密度恰好与现在的暗物质丰度吻合，并且在超对称模型中自然存在。对WIMP的直接探测技术已经发展了近20年，在这些技术中，二相型液氙时间投影室技术取得了近年来最好的探测上限，被认为是最有希望发现确凿暗物质信号的技术之一。该技术的最大优势是能够同时探测在液氙中沉积能量的反冲事例产生的光信号和电信号，由两者的比值来区分电子反冲（本底）和核反冲（可能的暗物质信号），并且可以利用电信号和光信号之间的时间差以及信号在光电管阵列上的分布来重建事例在探测器中发生的三维位置。

作为国内最早的两个暗物质直接探测实验之一，PandaX实验采用了二相型液氙时间投影室技术，探测器在位于四川省的中国锦屏地下实验室中运行。成立于2009年的PandaX实验组采用阶段性升级的实验方案，除了探测器之外的其他主要配套子系统如屏蔽体、制冷系统、电子学和数据采集系统等都是直接为了吨级液氙实验打造。第一阶段实验PandaX-I于2010年开始设计建造，采用120公斤液氙作为探测媒介，特别设计的扁平状时间投影室提高了光探测效率，对于DAMA/LIBRA和GoGeNT等实验声称发现的低质量暗物质信号有更

高的探测灵敏度。 PandaX-I于2014年3月开始正式运行，我们利用放射源刻度数据预先定义了信号的筛选方案，并且在充分了解了探测器各项性能参数的基础上预先定义了暗物质的探测窗口。全部物理数据的采集于2014年10月完成，在总共80.1天 × 54.0公斤的曝光量中，我们在暗物质探测窗口内发现了7个事例，这跟预计的6.9个事例相吻合。我们公布的暗物质探测上限排除了目前所有声称发现了暗物质-核子的自旋无关弹性散射信号的实验结果。

作为PandaX实验的第二阶段，PandaX-II实验的概念设计开始于2014年1月，主要升级就是探测器本身。我们特别测量了聚四氟乙烯材料对于氙闪烁光的反射率，并且选用了反射率最高的样品来建造PandaX-II的时间投影室。同时，改进的时间投影室结构设计、更高光学透过率的电极以及优化的光电管阵列都有助于提高PandaX-II时间投影室的光探测效率，我们预期其值将比PandaX-I更高。此外，探测器本身以及其他实验子系统在其他方面也有改进和优化。 PandaX-II时间投影室可以容纳580公斤液氙作为探测媒介，已经全部安装完毕，目前正在中国锦屏地下实验室进行第二轮试运行，并预计于今年年底开始正式运行采数。在累积一年的数据之后，PandaX-II实验预计得到的暗物质-核子自旋无关弹性散射截面探测上限将深入最小超对称标准模型预言的参数空间的中心区域。

关　键　词: 暗物质，直接探测，二相型液氙时间投影室，PandaX实验

DESIGN AND PERFORMANCE OF
TIME PROJECTION CHAMBERS
FOR THE PANDAX DARK MATTER
DETECTOR

ABSTRACT

Since proposed in the 1930s, the existence of dark matter has been confirmed by a series of astronomical observations and cosmological researches. In the ΛCDM model, dark matter constitutes about 26% of the current universe, although its natural character still remains unknown. Among many theoretic candidates, the Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) is most popular, for its relic abundance after freezing out from thermal equilibrium in early universe happens to fit with that of dark matter today, and also it exists naturally in the supersymmetry model. Technologies for direct detection on WIMP-nucleon scattering have been developed for nearly two decades, among them the dual phase liquid xenon time projection chamber (LXeTPC) technology achieved the best upper limit in recent years, and therefor is thought to be one of the most promising technologies to discover solid signals from WIMP. The greatest advantage of LXeTPC is that it can simultaneously detect light and charge signals from energy deposited in liquid xenon (LXe), and distinguish between electronic recoil and nuclear recoil according to the ratio of two types of signals. Also, this technology can reconstruct the 3-dimensional position of event happened inside the detector, based on the arrival time difference between light and charge signals, as well as the signal distribution

on the array of photomultiplier tubes (PMTs).

As one of the earliest WIMP direct detection experiments in China, PandaX experiment employs LXeTPC technology, and runs the detector in the China JinPing underground Laboratory (CJPL) located in Sichuan Province. Since established in 2009, PandaX has been adopting an experimental plan of staged-upgrading. Except the detector itself, other main subsystems as the shield, the cryogenics, the electronics and data acquisition, etc. are designed and constructed towards a ton-scale LXe experiment. As the first stage, PandaX-I started design and construction in 2010 with 120 kg LXe as detection medium, and in order to improve the photon detection efficiency (PDE), the time projection chamber (TPC) is specially designed as a pancake-shape, hence has a better sensitivity to low mass dark matter signal as reported by DAMA/LIBRA, CoGeNT, etc. As the physical operation began in March, 2014, we pre-defined all signal selection cuts and also understood well the performances of detector based on the calibration data, and then pre-defined the WIMP detection window. The full physical data taking was completed in October, 2014, and with a total exposure of 80.1 day $\times$ 54.0 kg, 7 events were found in the WIMP detection window, consistent with our background prediction of 6.9 events. Our published cross-section upper limit excluded all positive results of other experiments interpreted as WIMP-nucleon spin-independent elastic scattering.

The conceptual design of PandaX-II, the second stage of PandaX, began in January, 2014, and the major upgrading from PandaX-I is the detector itself. We measured the reflectivity of Teflon for xenon scintillation light with dedicated set-ups, and selected the most reflective Teflon sample to build the PandaX-II TPC. Furthermore, the improved design of TPC structure, the higher optical transparency of electrodes and the op-

timized design of PMT array will all help to improve the PDE of PandaX-II, and the value is expected to be even higher than PandaX-I. We also improved and optimized other aspects of the detector as well as other subsystems of the experiment. With 580 kg LXe as sensitive target, the construction of PandaX-II detector has been completed. The detector is currently under the second commissioning in CJPL, and the physical data taking is scheduled to start in the end of this year. After running for a year, PandaX-II is projected to achieve an upper limit of WIMP-nucleon spin-independent elastic scattering cross-section deep into the core area of the minimal supersymmetric standard model (MSSM).

KEY WORDS: WIMP, direct detection, LXeTPC, PandaX

目　　录

摘要 i

ABSTRACT iii

目录 vii

第一章　绪论 1

1.1　暗物质存在证据 1

1.1.1　星系旋转曲线 1

1.1.2　引力透镜 2

1.1.3　大尺度结构的形成和演化 4

1.1.4　宇宙微波背景辐射 4

1.2　暗物质粒子候选者 6

1.2.1　WIMP 7

1.3　暗物质探测现状 8

1.3.1　对撞机实验 9

1.3.2　间接探测 9

1.3.3　直接探测 11

1.4　暗物质的直接探测 12

1.4.1　事例率和反冲能谱 12

1.4.2　信号类型和探测策略 15

1.4.3　探测技术 15

1.5　本论文选题背景和研究目的 24

第二章 液氙作为二相型时间投影室探测媒介 **25**

2.1 物理性质 25

2.2 能量损失和作用过程 26

2.3 发光特性 29

2.3.1 发光机制 29

2.3.2 闪烁光光产额 30

2.3.3 闪烁光的吸收、散射和反射 31

2.4 电离特性 32

2.4.1 电子的漂移、扩散和吸附 32

2.4.2 电子的重结合 33

2.4.3 电致发光 35

第三章 PandaX-I暗物质实验时间投影室 **37**

3.1 PandaX暗物质实验介绍 37

3.1.1 中国锦屏地下实验室 37

3.1.2 屏蔽体 38

3.1.3 制冷系统和循环系统 39

3.1.4 电子学和数据获取系统 42

3.2 PandaX-I时间投影室设计 43

3.2.1 总体设计 43

3.2.2 顶部光电管阵列 45

3.2.3 漂移室和缓冲室 47

3.2.4 底部光电管阵列 48

3.2.5 整体悬挂和固定 50

3.3 PandaX-I时间投影室模拟 51

3.3.1 光采集效率模拟 52

3.3.2 电场模拟 54

3.4 PandaX-I时间投影室电极的制作 59
3.4.1 丝状电极的制作 61
3.4.2 网状电极的制作 63
3.5 PandaX-I时间投影室性能 63
3.5.1 事例X-Y位置重建 63
3.5.2 S1和S2信号三维位置修正 65
3.5.3 S1-S2结合能标 68
3.5.4 S1探测效率、S2单电子增益和电子拽出率 69
3.5.5 电子反冲和核反冲刻度能带 71
3.6 PandaX-I物理结果 72

第四章 聚四氟乙烯对于氙闪烁光反射率的测量 75

4.1 气氙中聚四氟乙烯对于氙闪烁光的反射率测量 75
4.2 液氙中聚四氟乙烯对于氙闪烁光的反射率测量 79

第五章 PandaX-II暗物质实验时间投影室 85

5.1 PandaX-II主要优化和改进 85
5.2 PandaX-II时间投影室设计 87
5.2.1 时间投影室横截面尺寸 87
5.2.2 veto光电管 88
5.2.3 电场整形环 90
5.2.4 顶部三电极组合 91
5.2.5 电极的设计和制作 93
5.2.6 X-Y位置重建的优化 95
5.2.7 光采集效率模拟 96
5.2.8 最终总体设计 97
5.3 PandaX-II实验现状和计划 102

第六章　总结和展望 105

表格索引 107

插图索引 118

参考文献 119

致谢 131

攻读学位期间发表的学术论文目录 133

第一章　绪论

二十世纪初物理学界的“两朵乌云”直接导致了量子力学和相对论的诞生，这两个理论不仅极大的拓展了人类对于物质世界的认识，而且还对人们的日常生活产生了深远影响。如今，物理学的天空出现了两朵新的“乌云”：暗物质（Dark Matter）和暗能量（Dark Energy）。现代天文学和宇宙学的观测表明，构成我们所熟知的物质世界的“普通物质（Ordinary Matter）”只占整个宇宙物质-能量组成的4.8%，而暗物质和暗能量则分别占到了26.0%和69.2%[1]。虽然暗物质这个概念早在八十多年前就被提出，但时至今日，人们对其性质依然知之甚少。一类被称为“弱相互作用大质量粒子（WIMP，Weakly Interacting Massive Particle）”的理论假想粒子被认为是最有可能的暗物质粒子候选者，而对WIMP的直接探测已经成为粒子物理实验最热门的方向之一。然而，WIMP和普通物质之间的相互作用概率极其小、信号极其微弱，直接探测的难度十分大，因此目前仍然缺乏确凿的直接探测实验结果。本章将首先介绍暗物质存在的天文学和宇宙学证据以及暗物质粒子候选者，然后介绍暗物质探测的现状，之后着重介绍直接探测领域，最后介绍本论文的选题背景和研究目的。

1.1　暗物质存在证据

目前所有证实暗物质存在的证据都来自于对其引力效应的天文学观测和宇宙学研究。由于在宇宙中占有较大丰度，暗物质的引力效应可以让处于星系外围的恒星仍然具有较大的公转速度，可以让光线弯曲，并且可以帮助形成目前我们所看到的宇宙大尺度结构。对宇宙微波背景辐射的精确测量给出了宇宙中暗物质丰度的最精确估计。

1.1.1　星系旋转曲线

1933年，Fritz Zwicky注意到，Coma星系团中所有物质的总质量不足以维持星系团中星系的速度分布。利用维里定理，Zwicky由星系的速度分布计算出来的Coma星系团物质总质量比天文观测到的大了将近100倍。由此，Zwicky断定Coma星系团中存在大量“不发光”物质[2]，这被认为是暗物质这一概念的首次提出。

之后在上世纪七八十年代，Vera Rubin以及其他科学家对不同星系中的恒星旋转曲线做了系统的观测和研究 (见综述性文章[3])。由牛顿万有引力定理可知，在盘状星系中恒星的公转速度应满足 $\nu(r) = \sqrt{GM(r)/r}$。而对不同星系的测量结果表明，星系中恒星的旋转曲线在星系外围并未出现预想中的下降，而是保持平坦，如图1–1中左图所示。这表明在被观测的星系中，很可能含有大量的不发光物质，即暗物质，且他们的质量分布满足 $M(r)/r \sim const$，从而保障了在星系外围的恒星公转速度基本恒定。这些暗物质构成了“晕”，将这些星系包含其间。暗物质晕模型可以很好的解释这些星系在动力学上的稳定性，而星系旋转曲线一直以来都被认为是暗物质存在的有力证据之一。

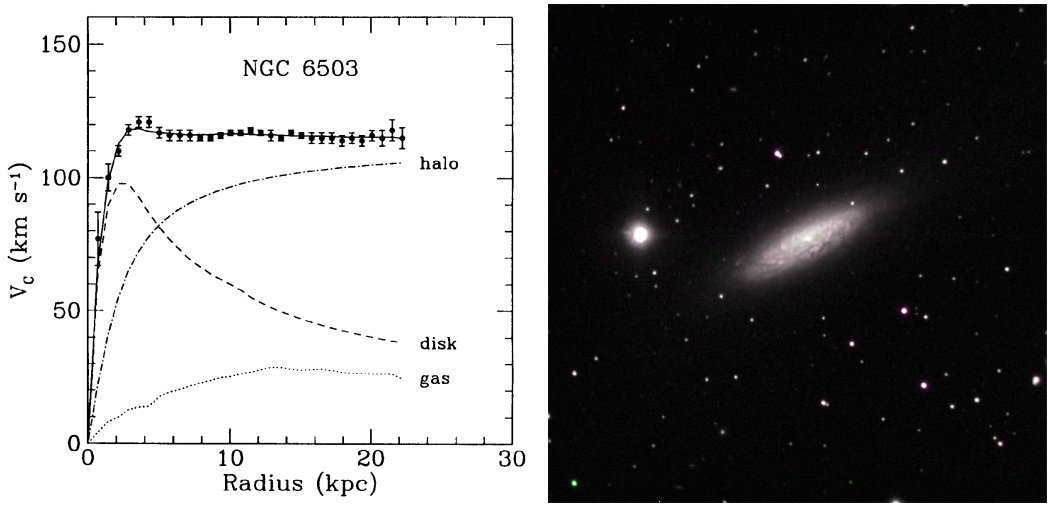


图 1–1: 左图：NGC6503盘状星系旋转曲线。图中实线为拟合曲线，考虑了三类物质的贡献：盘状星系中发光物质（虚线）、星系中气体（点线）以及暗物质晕（点虚线），暗物质晕可以很好解释星系旋转曲线在星系外围趋于平坦。图片来自[4]。右图：NGC6503盘状星系可见光波段天文观测照片。图片来自NASA。

1.1.2　引力透镜

引力透镜是爱因斯坦广义相对论预言的一个有趣的天文现象。根据相对论，引力场会引起时空的弯曲，而光在经过弯曲时空时其路径也会发生弯曲。当宇宙中存在一个大质量的物质团时（比如暗物质晕），由更远处的星体所发出的光经过其周围时路线会被弯曲，最终被观察者看到时会觉得这束光来自不同的光源，因而形成多个影像，好似经典光学中“透镜”的作用（如图1–2中左图）。而通过光被弯曲的程度，我们可以获知这个“透镜”的质量，不论其本身发不发光。鉴于暗物质本身不发光的特性，引力透镜被认为是最好的探知暗物质的工具之一。

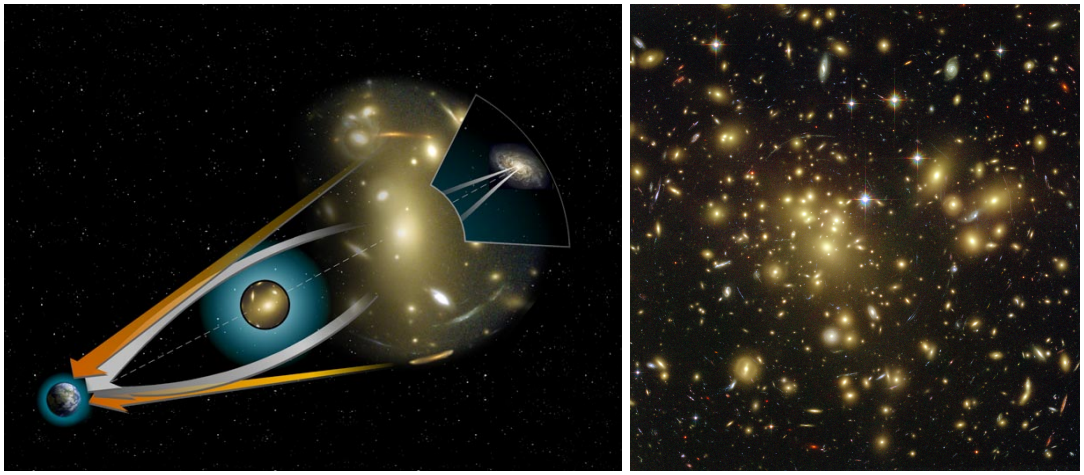


图 1–2: 左图：关于引力透镜原理的简单图像描述。遥远的光源（星系、恒星等）发出的光经过大质量物质团时（如暗物质晕）由于引力发生弯曲，对于地球上的观察者而言，好似形成了多个影像。图片来自NASA。右图：哈勃空间望远镜拍摄的Abell1689星系的引力透镜效应，背景星系的影像被明显的拉伸和变形，并且可以清晰的看到多个影像。图片来自[5]。

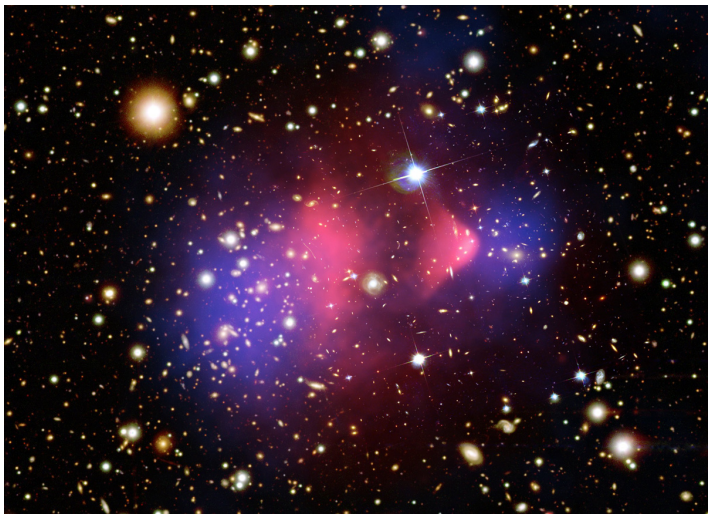


图 1–3: 子弹星系团。红色区域为由X射线观测得出的热重子物质分布，蓝色区域为由引力透镜观测得出的引力物质分布，黄色和白色光斑为背景星系的引力透镜效应。热重子物质和引力物质在两个星系团高速碰撞穿过彼此之后发生了分离。图片来自[6]。

最著名的例子是对于“子弹星系团”的观测，这是天文学家观测到的两个星系团互相碰撞并且穿过彼此之后的遗迹。如图1–3所示，红色区域代表由Chandra望远镜观测到的X射线重建出的热重子物质分布，蓝色区域代表由哈勃空间望远镜观测到的通过引力透镜重建出来的引力物质分布，黄色和白色背景亮斑为背景星系的引力透镜成像。我们可以看到，热重子物质和引力物质被碰撞所分离开来。热重子物质或者说普通物质之间由于存在电磁相互作用，在星系团互相碰撞穿过彼此的过程

中速度降低较快，而暗物质由于不参与电磁相互作用，在碰撞之后仍然可以以一个较快的速度穿过对方星系团，直到最终被引力束缚。因此我们可以认为，构成引力物质的主要就是暗物质。有别于星系旋转曲线，对子弹星系团现象的解释不依赖于具体的引力模型，因而被认为是天文观测中最直接的暗物质存在的证据。

1.1.3　大尺度结构的形成和演化

除了天文学之外，现代宇宙学标准模型ΛCDM模型[7]也需要暗物质的存在。ΛCDM模型精确描述了大爆炸之后宇宙的演化。在暴涨（Inflation）阶段，由量子涨落引起的密度扰动造成了物质分布的微小不均匀性。之后随着宇宙温度的逐渐降低，不同质量的粒子逐渐脱离热运动和引力的平衡而塌缩，较小天体首先形成，然后依次是较大的恒星、星系和星系团。但是原初重子气体的温度和压强都太高，必须要有一种非相对论的粒子参与到大尺度结构的形成中来，而这种粒子就是我们所说的冷暗物质粒子。 Sloan数字巡天项目[8]精确测量了银河系附近的大尺度结构分布，而Millennium项目[9]模拟了在大尺度上暗物质的重力塌缩和参与天体形成的过程。如图1–4所示，观测和模拟有惊人的一致性。这有力的说明，如果没有暗物质的参与，宇宙不会演化成现在我们看到的样子。

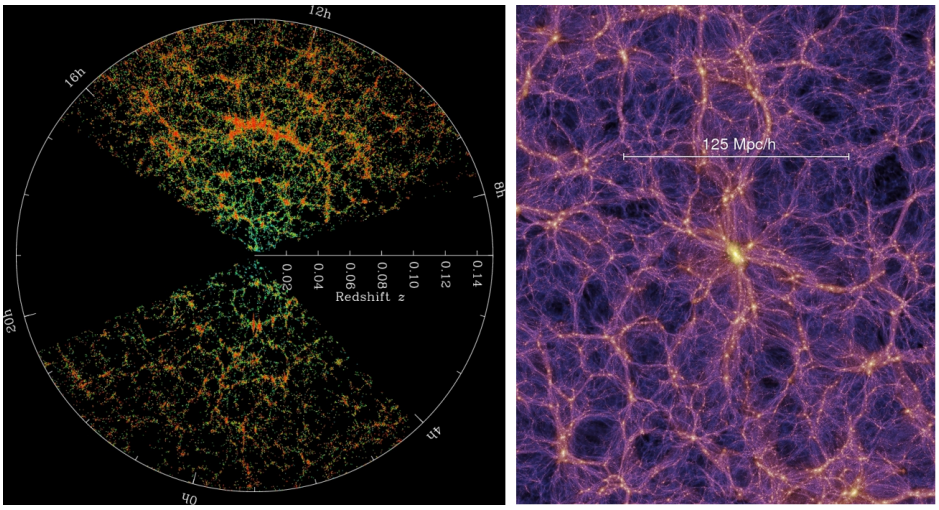


图 1–4: 左图：Sloan数字巡天项目所观测到的大尺度结构[8]。右图：Millennium项目模拟的在大尺度上暗物质的重力塌缩[9]。观测和模拟的惊人一致性证明了暗物质存在的必要性。

1.1.4　宇宙微波背景辐射

目前，对于暗物质在宇宙中丰度的最精确估计来自宇宙微波背景辐射（CMB，Cosmic Microwave Background）的观测（如图1–5中上图）。自从于1964年被Arno

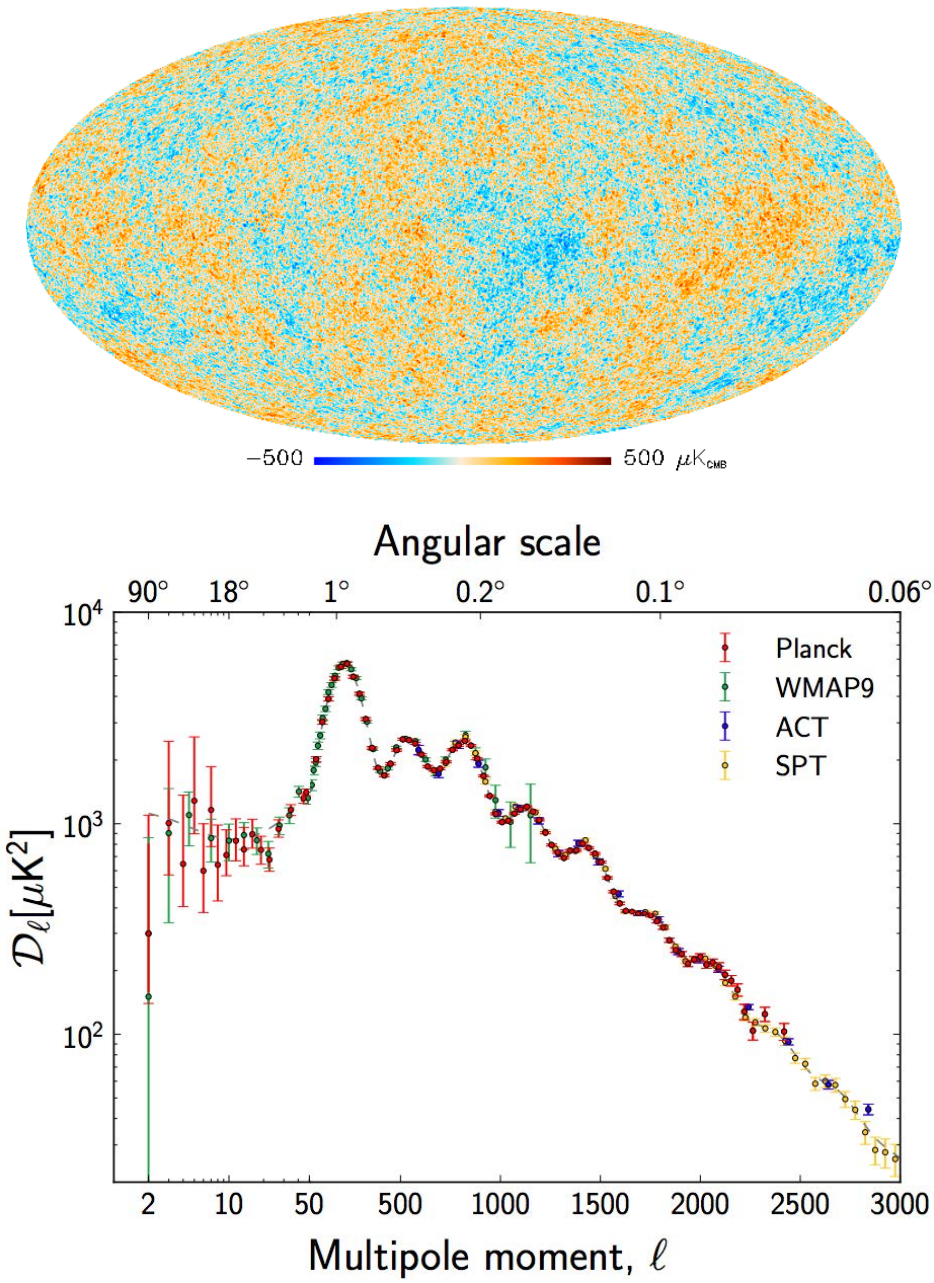


图 1–5: 上图：Planck实验组所测量的全周天宇宙微波背景辐射温度分布，细微的各向异性呈现了早期宇宙的结构。下图：Planck实验组所测量的宇宙微波背景辐射角功率谱，包括了WMAP9 [10,11]、ACT [12] 和SPT [13] 实验组的结果，灰色虚线是用ΛCDM模型对数据的最佳拟合。图片来自 [1]。

Penzias和Robert Wilson偶然发现之后，宇宙微波背景辐射在最近的几十年里面逐渐被精确测量，宣告了精确宇宙学时代的来临。宇宙微波背景辐射是大爆炸之后的热辐射残留，经过z≈1090的红移，如今温度已经冷却到2.73 K，并且在全周天有大约10 μK量级的不均匀性，而这种细微的各向异性呈现了宇宙早期的结构。通过进一步的球谐函数展开我们可以得到宇宙微波背景辐射的角功率谱（如图1–5中下图），重子声振荡（BAO，Baryon Acoustic Oscillation）峰在这张功率谱中的位置和相对幅度可以告诉我们很多关于宇宙的信息，例如时空的总体曲率、物质的组成等等。通过与ΛCDM模型的参数拟合，我们可以得知重子物质、暗物质和暗能量在当今宇宙中的密度为[1]：

$$\Omega_b h^2 = 0.02214 \pm 0.00024,\ \Omega_c h^2 = 0.1187 \pm 0.0017,\ \Omega_\Lambda{}^{1} = 0.692 \pm 0.010.$$

它们对应于宇宙中物质-能量丰度为：4.8%的重子物质，26.0%的暗物质以及69.2%的暗能量。

1.2　暗物质粒子候选者

种种天文观测证据都指向了暗物质的存在，但是其粒子特性还远未被了解清楚。目前我们所知的暗物质所具有的一般性质包括：不参与电磁相互作用和强相互作用；在宇宙学时间尺度上稳定，寿命大于宇宙年龄。

首先进入考虑范围的是不发光的普通物质，例如大质量致密暗晕天体(MACHO, Massive Astrophysical Compact Halo Object)。但是进一步的研究表明，MACHO只占暗物质的极小一部分，并不足以解释绝大部分的暗物质。人们所想到的另一个可能就是中微子（neutrino）。由于质量很轻，中微子从宇宙早期的热平衡中退耦时速度仍然是相对论性的，这一类具有相对论性速度的暗物质候选者被称为热暗物质。正是由于具有极大的速度，这一类粒子的自由运动会将星系团尺度以下的原初扰动抹平，故而星系团会首先形成进而分裂成星系，而这与实际观测不符。再者，中微子质量太轻，也无法解释大量的暗物质。因此，暗物质应该是冷的（非相对论性的），而且是粒子物理标准模型之外的粒子。

目前，有两种理论粒子被公认为是最可能的暗物质候选者：轴子（Axion）和弱相互作用大质量粒子（WIMP, Weakly Interacting Massie Particle）。轴子是上世

[1] Ω_Λ是暗能量密度除以宇宙临界密度的值

纪70年代理论物理学家为解决强相互作用中的CP不守恒而提出的一种中性赝标量波色子。如果轴子确实存在，它可能在量子色动力学（QCD，quantum chromodynamics）相变中产生，并且有可能在磁场腔中与光子发生谐振转换进而被探测到（更多关于轴子的讨论参见[14]）。在本论文中，后面所有内容只讨论WIMP作为暗物质候选粒子的情况，在绝大部分情况下，“暗物质”即指代“WIMP”，反之亦然。

1.2.1 WIMP

WIMP是目前最具吸引力的暗物质粒子候选者，它的质量和相互作用截面（cross-section）都在弱相互作用量级，因此在实验上有可能被探测到。暗物质在大爆炸之后的残留粒子数密度n_χ应该满足方程[15,16]：

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -\langle\sigma_a\nu\rangle\left[(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2\right] - 3Hn_\chi \tag{1·1}$$

式中n_χ^{eq}表示在热平衡状态下的暗物质数密度，而$\langle\sigma_a\nu\rangle$表示暗物质粒子之间相互作用截面与相对速度乘积的平均值，H为哈勃常数。如图1–6所示，实线是根据方程1·1计算的暗物质粒子数密度随宇宙膨胀冷却的变化曲线。 在宇宙膨胀初期，方程1·1的第一项占主导，此时暗物质处于一个热平衡的状态。随着宇宙继续膨胀，温度降到临界温度时热平衡被打破，并且暗物质粒子之间的相互作用大大降低。此时暗物质被“冻结”并且从热平衡中退耦出来（freeze out），一直维持着这个数密度直到现在。通过ΛCDM模型，现在宇宙中暗物质的残余密度（relic density）$\Omega_\chi h^2$可以被简化为[15,16]：

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{3\times10^{-27}cm^3s^{-1}}{\langle\sigma_a\nu\rangle} \tag{1·2}$$

如果暗物质粒子之间的相互作用截面恰好在弱相互作用的量级，即$\langle\sigma_a\nu\rangle \sim 10^{-25}cm^3s^{-1}$，则由方程1·2计算出来的暗物质粒子数密度就正好跟如今观测到的宇宙中暗物质的残余密度相当。这个巧合被称为“WIMP奇迹（WIMP Miracle）”，跟具体的暗物质粒子模型无关。这是WIMP被认为是最具吸引力的暗物质粒子候选者的由来。

在具体的理论模型如“超对称”模型（SUSY，Supersymmetry）[16]中，也自然存在着WIMP的候选者。作为目前粒子物理标准模型的延伸，超对称模型可以统一规范耦合常数、解决标准模型的规范等级问题（hierarchy problem）等等。标准模型中每一种粒子都可以在超对称模型中找到其超对称伙伴粒子（自旋相差1/2），但由于这些超对称伙伴粒子的质量都远远大于其在标准模型中的对应粒子，因此目前

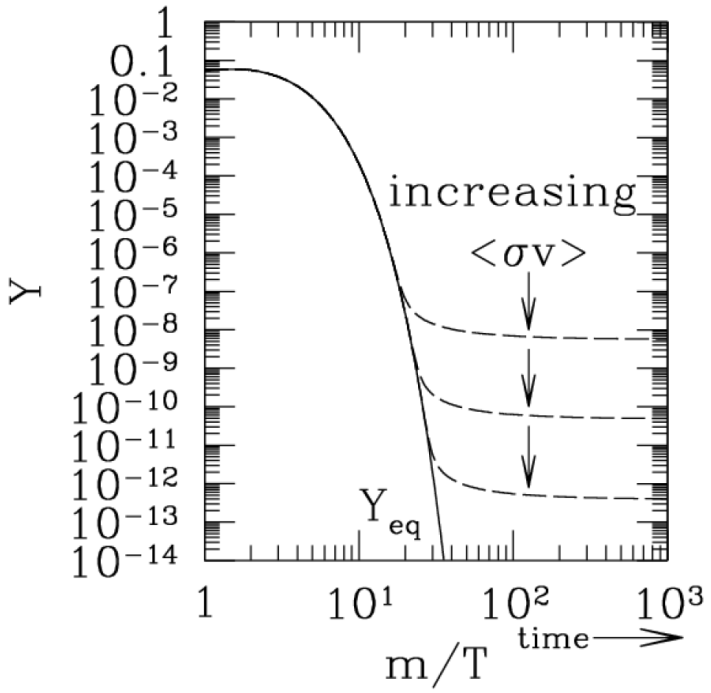


图 1–6: 大爆炸之后冷暗物质粒子数密度随时间的演化。实线表示随宇宙膨胀冷却而变化的冷暗物质热平衡密度，虚线表示对于不同假设的$\langle\sigma_a\nu\rangle$ 所对应的冷暗物质粒子热退耦（freeze out）时的密度。图片来自 [15]。

实验上还没有发现。位于欧洲核子中心（CERN）的大型强子对撞机（LHC，Large Hadron Collider）的最主要研究内容之一就是试图在质子-质子对撞中寻找超对称模型的证据。超对称模型中最轻的粒子LSP（Lightest Supersymmetric Particle），亦被称为Neutralino，是一种十分稳定的粒子。它不带电荷，只参与引力相互作用和弱相互作用，并且质量大约在10 ∼ 10000 GeV。 Neutralino就是一种自然的、同时也是最热门的WIMP候选者。

1.3　暗物质探测现状

近年来，随着探测技术和探测方法的不断提高，在暗物质探测领域涌现出越来越多的实验，而暗物质和普通物质之间相互作用截面的探测上限也在不断降低。暗物质和普通物质之间的相互作用可以根据时间顺序分为三类，如图1–7所示。如果考虑图示竖直方向上的粒子相互作用方式，这就是暗物质-夸克散射，而相应的探测方法被称为直接探测。如果时间顺序是从左往右，这就是暗物质湮灭产生普通物质的过程，而通过探测这种“凭空”产生的普通物质粒子来探测暗物质的方法被称为间接探测。而如果时间顺序是从右往左，也就是普通物质湮灭产生暗物质粒子的过程，

这需要在对撞机上通过探测粒子对撞中的缺失能量来实现，这一类方法被称为对撞机实验。

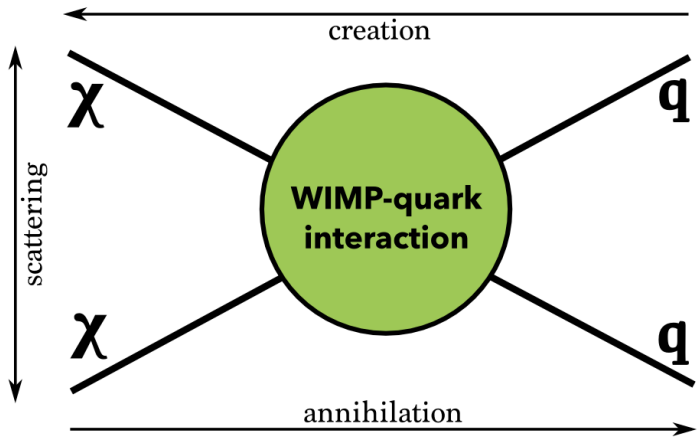


图 1–7: 暗物质粒子（χ）和标准模型粒子（q）的等效相互作用费曼图。时间顺序决定了该相互作用会导致暗物质的湮灭、产生或者散射，分别对应了探测方法中的间接探测、对撞击探测以及直接探测。

1.3.1 对撞机实验

对撞机实验通过大型粒子加速器（如LHC）来加速粒子进而产生粒子对撞（如正负电子对撞、质子质子对撞），通过精确测量对撞前后的能量缺失来获知暗物质的信息。对撞机实验对于高能区的自旋相关的（Spin-dependent）暗物质-核子相互作用截面有很强的探测能力，但是在极低能区的有效场理论中仍然有一些问题需要解决。由于这个原因，在直接比较对撞机实验的上限和直接探测实验（对于极低能区有很强探测能力）上限时仍然需要很小心[17,18]。图1–8展示了LHC上的ATLAS实验通过测量能量缺失得出的自旋相关和自旋无关（Spin-independent）的暗物质-核子相互作用截面的上限，以及和近期的直接探测实验结果的比较[19]。

1.3.2 间接探测

间接探测实验通过探测地球、太阳以及银河系中心等暗物质富集区域的湮灭信号（如γ射线、正电子和中微子等）来间接探测暗物质。该类型实验的探测上限也已经深入到最小超对称标准模型（MSSM，Minimal Supersymmetric Standard Model）的预言参数空间，如图1–9所示。尽管超出于本底的信号已经被发现，人们仍然很难将其单独解释为暗物质的湮灭，因为暗物质的湮灭强度和暗物质在小尺度上的空间

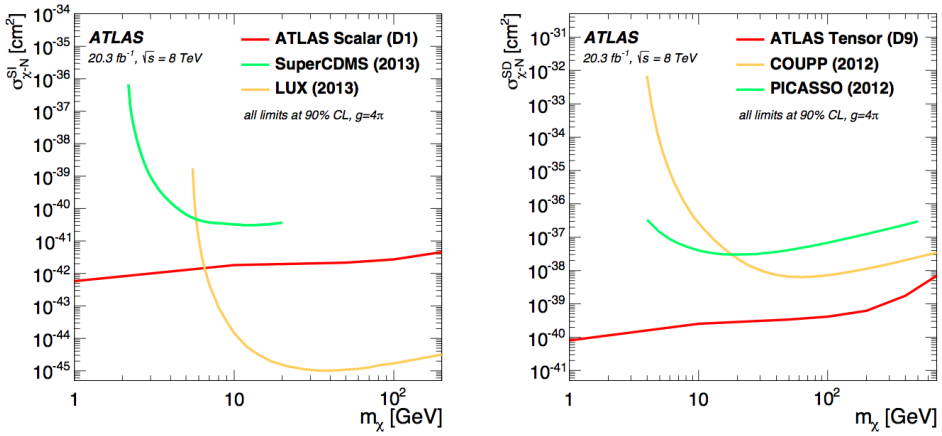


图 1–8: ATLAS对于缺失传递能量的测量所给出的暗物质-核子相互作用截面上限，以及跟近期的直接探测实验结果的比较，左图为自旋无关的相互作用，而右图为自旋相关的相互作用 [19]。

密度分布有极强的相关性，而后者往往通过计算机模拟获得，对具体的天文学模型比较敏感 [20]。

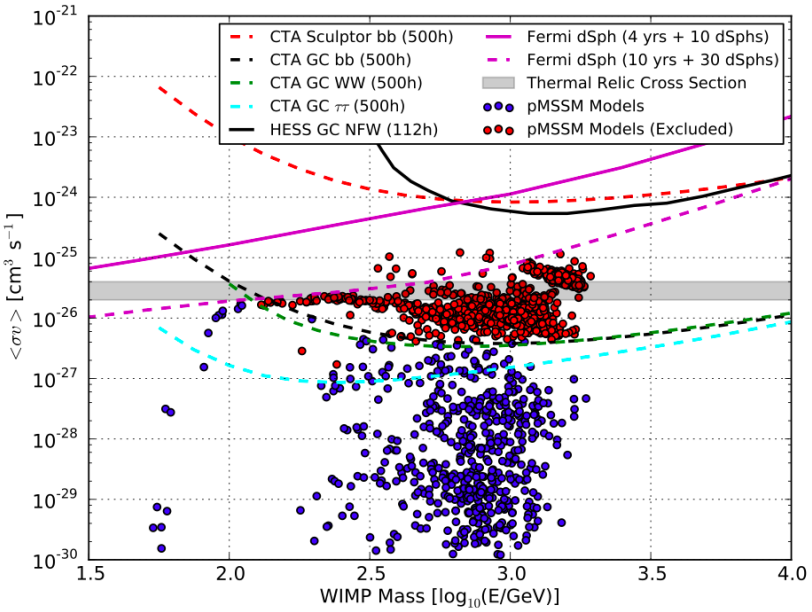


图 1–9: 间接探测实验结果总结，包括地基大气切伦科夫探测器如HESS [21]，CTA [22] 和空间卫星实验如FERMI [23]．已经被排除的pMSSM （phenomenological Minimal Supersymmetric Standard Model）模型由红点表示，而蓝点则表示仍然可能的模型。图片来自 [24]。

1.3.3 直接探测

由于太阳系围绕银河系中心运动，地球以一定的相对速度在银河系的暗物质晕中穿行，地球上的普通物质有很低的概率与暗物质发生直接散射。地基直接探测实验通过探测暗物质粒子和普通粒子之间的散射信号来直接测量暗物质-核子相互作用截面。由于直接探测实验原理简洁、花费相对较低，经过将近20年的发展，目前全世界有超过20个暗物质直接探测实验项目已经发表了结果或者正在运行中。这些实验中有几个声称发现了暗物质信号，最著名的就是位于意大利的DAMA/LIBRA实验组[25,26]。该实验组通过多年观测的数据积累，发现了高置信度的年调制信号，并声称该信号来源于暗物质-核子散射。由于地球绕日的周年运动，一年之中地球相对于银河系的运动速度有一个周期性的变化（年调制），因此地球上的探测器与暗物质直接散射的事例率也会有相应的年调制。其他诸如CDMS-Si[27]，CRESST-II[28]和CoGeNT[29]实验也声称发现了低质量暗物质信号。但是由于这些实验对于各自本底的理解还不够清楚，其结果并不被人信服。另一方面，这些声称发现了低质量暗物质信号的实验结果之间并不一致，而其他一些实验发表的排除曲线（相互作用截面上限）和它们也存在严重冲突。因此，人们普遍认为目前直接探测实验也没有找到确凿的暗物质信号。图1–10总结了目前世界上主要的暗物质直接探测实验的排除曲线和声称发现了暗物质信号所得到的闭合轮廓。

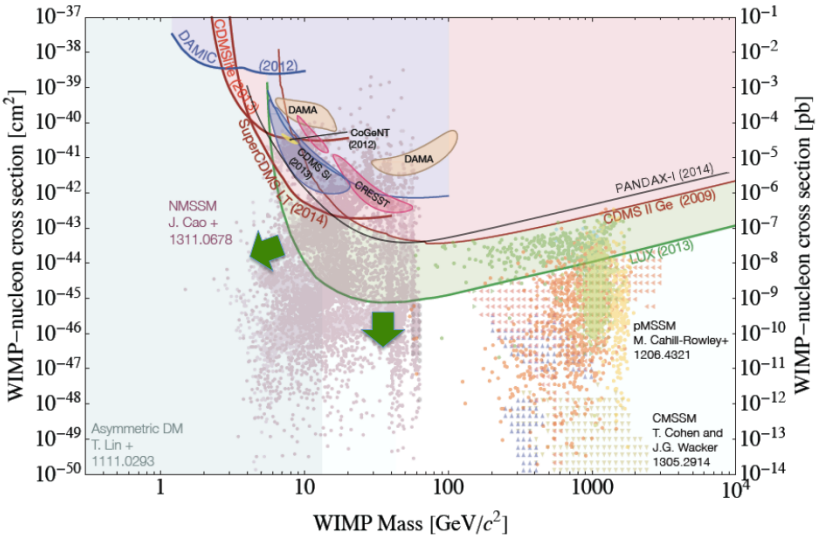


图 1–10: 目前世界上暗物质直接探测实验的排除曲线（实线）和声称发现了信号的闭合轮廓以及理论模型（散点）。排除曲线和闭合轮廓之间有严重的冲突。图片来自[30]。

1.4　暗物质的直接探测

由于暗物质和普通物质的反应截面很低，因此产生的信号微弱并且事例率极低。所以，这一类型实验的基本思路就是：在严格控制本底并且精确了解本底的前提下，寻找在统计上超出本底事例的暗物质-核子散射信号。如果探测器想要有极高的灵敏度，则需要有极低的实验本底。一般来说，暗物质直接探测实验的本底主要来自宇宙射线和实验材料中的自然放射性。

来自宇宙的高能射线在穿过大气层时会产生大量次级粒子，其中的μ子、中子和γ射线具有较强的穿透性，会在地表的探测器中留下信号，因此成为地表探测器的主要本底来源。最有效的屏蔽方法就是利用地球自身的岩层来屏蔽这些粒子，因此所有的暗物质直接探测实验都会把探测器放在被厚厚岩石所覆盖的地下，以期屏蔽来自宇宙射线的本底。另一类本底来自实验室环境如岩体、水泥衬砌、各种仪器设备等材料中的自然放射性。为了屏蔽这部分探测器外部环境的本底，我们需要建造一个屏蔽体把探测器放置其中。通常的方法是用高密度金属材料如铅和铜来屏蔽γ射线，用富含氢的塑料材料如聚乙烯来慢化和吸收中子。但是还有一类本底是无法被外部的屏蔽体所屏蔽的，即探测器本身材料的放射性。最常见也是最让人头疼的自然放射性同位素是铀238和钍232，因其有较长的衰变链能产生α、β 和γ三种衰变，并且分别有长达45亿年和141亿年的半衰期。减小这一类本底的唯一方法就是选取放射性同位素含量极小的材料来建造探测器。实际中需要事先检测多达上百种材料的放射性，分析它们中主要放射性同位素的含量，最后选择合适的材料来建造探测器。

一旦探测器的本底被精确了解之后，实验上就可以寻找实际探测到的信号较本底是否有统计上的超出。本节将针对直接探测手段首先讨论预期的暗物质和探测器靶核发生碰撞的事例率以及碰撞产生的反冲能谱，然后讨论探测器靶核可以产生的信号类型和相应的探测策略，最后介绍不同的探测技术并且辅以具体实验来说明。

1.4.1　事例率和反冲能谱

一般认为暗物质是跟原子核而不是电子发生碰撞（核反冲），而由于暗物质是非相对论性的，所以这种碰撞极有可能是弹性碰撞。如果地球在一个暗物质晕中穿行，暗物质粒子则预期会穿过任何地球上的探测器靶核并可能发生反应，事例率可以表示为[16,31]

$$R = \frac{n_\chi \sigma \langle v \rangle}{m_T} = \frac{\rho_0 \sigma \langle v \rangle}{m_T m_\chi} \tag{1·3}$$

式中，n_χ表示地球附近暗物质粒子数密度，σ表示暗物质和普通物质之间弹性碰撞的反应截面，$\langle v\rangle$表示暗物质相对于探测器的平均速度，m_T表示探测器靶核的原子质量，ρ_0表示地球附近的暗物质粒子能量密度（普遍使用的值为$0.3\,\mathrm{GeV}/c^2$ [32] ），而m_χ表示暗物质粒子的质量。反冲能量为E_{nr}的微分事例率dR/dE_{nr}则可以表示为

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = \frac{\rho_0}{m_T m_\chi}\frac{d\sigma}{dE_{nr}}\langle v\rangle \tag{1·4}$$

式中的微分散射截面$d\sigma/dE_{nr}$是反冲能量E_{nr}和暗物质相对探测器运动速度$\langle v\rangle$的函数。在标准暗物质晕模型中，暗物质的速度满足麦克斯韦分布，因此方程1·4 可以进一步写成

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = \frac{\rho_0}{m_T m_\chi}\int_{v_{min}}^{v_{esc}} v f(v)\frac{d\sigma}{dE_{nr}}dv \tag{1·5}$$

根据经典的两体碰撞理论，暗物质与靶核发生散射时如果要传递E_{nr}的反冲能量则入射速度至少要达到$v_{min} = \sqrt{(m_N E_{nr})/(2\mu^2)}$，其中$\mu = m_T m_\chi/(m_T + m_\chi)$为暗物质与靶核散射的约化质量。方程1·5中，$v_{esc}$为暗物质粒子在银河系暗物质晕中的逃逸速度，一般使用的值为$544\,\mathrm{km/s}$ [33] 。

如果假设暗物质与靶核的散射是跟自旋无关的（SI，Spin-independent），则基于暗物质与夸克的标量耦合，方程1·5中的微分散射截面可以写成 [34]

$$\frac{d\sigma^{SI}}{dE_{nr}} = \frac{m_T}{2\mu^2 v^2}F^2(E_{nr})\sigma_0 \tag{1·6}$$

式中σ_0为暗物质粒子与靶核的散射截面

$$\sigma_0 = \frac{Zf^p + (A-Z)f^n}{(f^p)^2}\frac{\mu^2}{\mu_p^2}\sigma_p^{SI} \tag{1·7}$$

上式中，Z和A为靶核的质子数与核子数，而f^p和f^n分别为暗物质与核内质子和中子的耦合系数。一般我们考虑没有同位旋破缺的情况，即$f^p = f^n$，则方程1·5可以被简化为：

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = A\frac{\rho_0}{2m_\chi\mu_n^2}\sigma_n^{SI}F^2(E_{nr})\eta(E_{nr}) \tag{1·8}$$

式中，μ_n和σ_n^{SI}分别为简化后的暗物质与核子的约化质量及自旋无关散射截面，$F(E_{nr})$被称为形状因子，是由于原子核具有有限大小而引入的修正，跟反冲能量和原子核大小有关，$\eta(E_{nr})$是暗物质的速度倒数的平均值。形状因子$F(E_{nr})$一般可用

如下形式 [35, 36]

$$F^2(E_{nr}) = \frac{3j_1(qr_0)}{qr_0} e^{-s^2q^2} \tag{1·9}$$

式中j_1为球贝塞尔函数，$r_0 = \sqrt{(1.23A^{1/3} - 0.6)^2 + \frac{7}{3}(\pi^2 \cdot 0.52^2 - 5s^2)}$ (fm)，$q = \sqrt{2m_T E_{nr}}$为传递动量，$s = 0.9\,\mathrm{fm}$。而暗物质的速度倒数平均值$\eta(E_{nr})$可以被近似为 [37]

$$\eta(E_{nr}) = \begin{cases} \frac{1}{2N_{esc}\bar{v}_0 y} & \text{for z<y, x< | y-z |} \\ \frac{1}{2N_{esc}\bar{v}_0 y}\left[erf(x+y) - erf(x-y) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} y e^{-z^2}\right] & \text{for z>y, x< | y-z |} \\ \frac{1}{2N_{esc}\bar{v}_0 y}\left[erf(z) - erf(x-y) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}(y+z-x)e^{-z^2}\right] & \text{for | y-z | < x < y+z} \\ 0 & \text{for y+z<x} \end{cases} \tag{1·10}$$

式中erf为误差函数，参数N_{esc}、x、y和z分别为：$N_{esc} = erf(z) - 2ze^{-z^2}/\pi^{1/2}$；$x = v_{min}/\bar{v}_0$；$y = v_{obs}/\bar{v}_0$；和$z = v_{esc}/\bar{v}_0$。其中$\bar{v}_0$表示暗物质的麦克斯韦速度分布中的最可几速率，为220 km/s [32]。v_{obs}表示观测者（地球）的速率，由于地球的公转而具有年调制性，可以参数化地表示为 [31]

$$v_{obs} = \bar{v}_0\left[1.05 + 0.07\cos\left(\frac{t - t_p}{1\,yr}\right)\right] \tag{1·11}$$

其中相位t_p为6月2号。

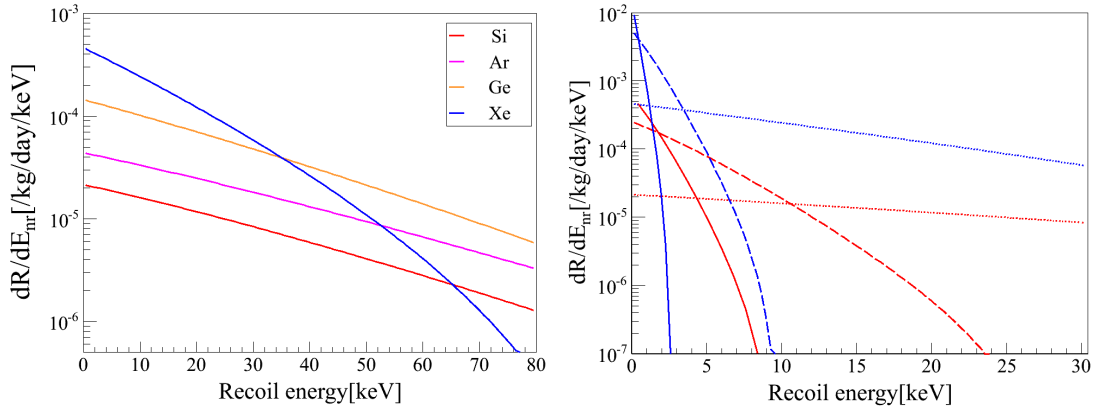


图 1–11: 左图：暗物质与不同靶核之间的反冲能谱，红色、紫色、黄色和蓝色曲线对应硅、氩、锗以及氙。暗物质质量和散射截面分别设为100 GeV和$10^{-44}\,\mathrm{cm}^2$。右图：不同质量暗物质与硅和氙的反冲能谱，实线、虚线和点线分别对应于暗物质质量为5、10 以及100 GeV的情况，反应截面设为$10^{-44}\,\mathrm{cm}^2$。

从方程1·4到方程1·10计算出的暗物质-靶核反冲能谱如图1–11所示，分别侧重于不同的靶核材料（左图）和不同的暗物质质量（右图）。可以看到，对于不同的材料和不同的暗物质质量而言，反冲事例的事例率都随反冲能量的增加而减小，从实际探测的角度出发，大部分事例都只可能发生于低能区域，而这对于低质量的暗物质尤其显著。因此，探测器的能量阈值对于暗物质直接探测十分重要，拥有更低能量阈值的探测器对于暗物质（特别是低质量暗物质）的反冲信号更加灵敏。

1.4.2 信号类型和探测策略

一旦知道了暗物质和靶核发生弹性散射的事例率和反冲能谱，我们就能通过有可能探测到的超出本底的暗物质信号来反推暗物质-核子散射截面。一般来说，入射粒子在靶核材料中沉积能量时可以产生三种基本过程：激发、电离和振动，对应于三种可探测的信号：光、电和热。探测器可以基于其中一种信号渠道来测量核反冲能量，比如锗二极管可以测量电离信号，而配置了光电倍增管（PMT，photomultiplier tube）的闪烁体可以测量闪烁光信号。由于核反冲和电子反冲各自的能量沉积密度（即dE/dx）差别较大，因而产生的三种信号之间比例不同，所以能同时测量其中两种信号的探测器就可以通过比较信号比例来区分反冲类型。由于暗物质直接探测的主要本底来自于β射线和γ射线所产生的电子反冲，因此能同时测量两种信号的探测器往往会具有更好的本底甄别能力。不过，目前还没有一种技术可以同时测量三种信号。

图1–12总结了世界上主要的暗物质直接探测实验（包括已经结束和正在运行中的）根据信号渠道的分类。在三个顶点的椭圆处，各个实验测量相应的单一信号类型，而在三条边处各个实验同时测量相应的两种信号类型。还有一类实验通过重建所测的电离信号来寻找入射粒子的方向，以期区分各向异性的暗物质信号和各向同性的本底信号。此外，如果探测器能测量暗物质-核子散射信号的其他的预期特征，比如事例率的年调制、事例率和不同靶核材料之间的相关性等，也将大大提高探测结果的可信度。

1.4.3 探测技术

1.4.3.1 常温晶体闪烁体探测器

碱金属卤化物晶体长久以来因其优良的光产额被应用于许多场合，包括暗物质的直接探测。著名的DAMA/LIBRA实验[25,26]（见1.3.3）使用了25个掺铊碘化钠晶

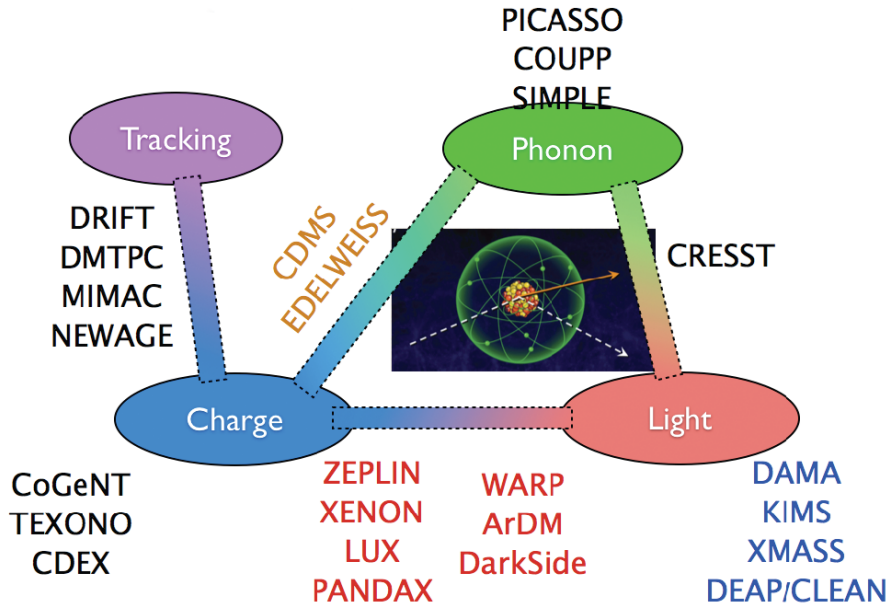


图 1–12: 已经结束和正在运行中的世界上主要的暗物质直接探测实验根据所测量的信号渠道的分类。图片来自[38]。

体闪烁体模块，每个模块两端各配置了一个高灵敏度光电倍增管来探测闪烁光（如图1–13）。 由于只能探测闪烁光信号，该实验不具备区分核反冲和电子反冲的能力。因此，所使用的掺铊碘化钠晶体被提纯到具有极低的放射性同位素水平，所选用的光电倍增管也具有低放射性。每个闪烁体模块和光电倍增管被高纯无氧铜屏蔽起来

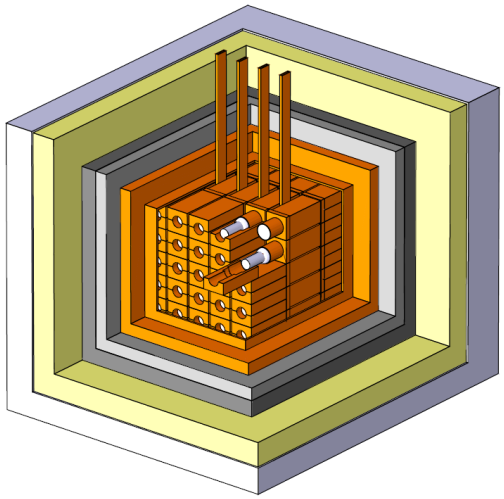


图 1–13: DAMA/LIBRA探测器示意图，共有5×5个掺铊碘化钠晶体闪烁体模块，每个模块两端各配置有一个光电倍增管，整个探测器放置于屏蔽体之中。图片来自[26]。

以降低其放射性对邻近模块的干扰。这种模块化设计可以帮助区分单次散射和多次散射事例。由于暗物质与普通物质之间的相互作用极其微弱，发生两次或者多次散射的可能性可以认为是零。如果在不同的模块中同时看到了闪烁光信号，则该事例属于多次散射事例，因此一定是本底事例而非暗物质事例。但是仍然有相当一部分本底事例以单次散射的方式在探测器中沉积能量，所以模块化方法也只能将本底降低大约一个数量级。

DAMA/LIBRA实验使用232.8 kg掺铊碘化钠晶体闪烁体首先发现了年调制信号，如图1–14所示。根据方程1·11，地球相对于银河系暗物质晕的速度因其绕日公转而具有了年调制性，代入方程1·10和1·8，暗物质散射的事例率也会具有相应的年调制。 DAMA/LIBRA实验积累了跨度长达6年的数据，以极高的置信度声称发现了暗物质的年调制信号。但是科学界对于DAMA/LIBRA的发现仍然有较大争议，因为固态晶体闪烁体技术无法很好的排除本底，故该年调制信号也极有可能来自某种未被清楚了解的本底信号。而且其他一些未发现暗物质事例的实验排除上限和DAMA/LIBRA实验的结果有冲突。为了检验和确认DAMA的结果，DM-ICE [39] 实验使用相同的技术正在南极寻找暗物质的年调制信号。

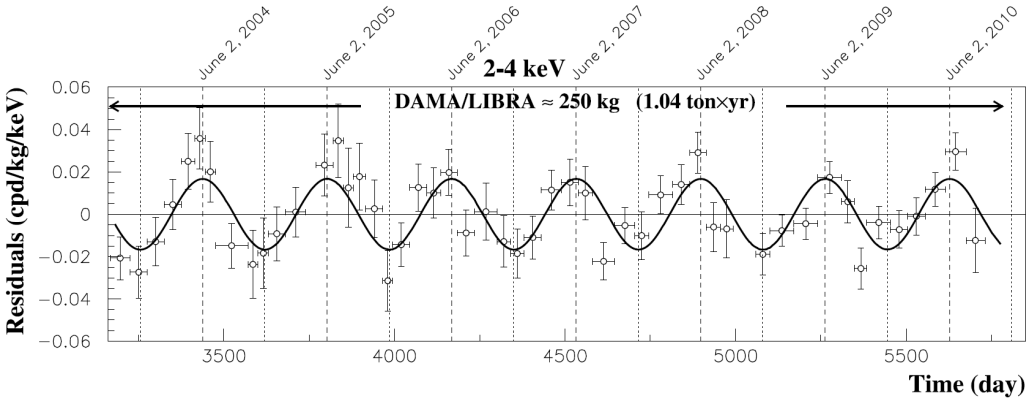


图 1–14: DAMA/LIBRA实验观察到的年调制信号。图片来自 [26]。

1.4.3.2 低温探测器

低温探测器一般包括高纯半导体晶体和氧化物晶体两类，需要工作在低温下（液氮温度）以保证低噪音，或者工作在极低温下（mK量级）以探测热信号（晶格振动声子信号）。同样地，如果能探测两种信号，低温探测器也可以鉴别核反冲和电子反冲。

1.4.3.2.1　电离-声子探测器

电离-声子探测器同时测量由反冲粒子产生的电离信号和声子信号，属于高纯半导体探测器。 CDMS实验组[40]使用30个高纯锗或高纯硅圆柱形探测器阵列，每个高纯锗或高纯硅探测器含有250 g或100 g质量的单晶。同时，每个单晶探测器配备了4个非热声子传感器（athermal phonon sensor），用来测量单晶中的反冲能量和事例位置。两个同轴电荷收集环用来探测电离信号，其中外环用于排除发生在晶体边缘的事例。电离信号和反冲能量（即声子信号）的比例用于鉴别核反冲和电子反冲事例，对于电子反冲事例的排除率可以达到10^4分之一。如图1–15所示为CDMS实验用^{252}Cf中子源刻度数据得到的电离产额随反冲能量的关系，蓝点是由γ射线产生的电子反冲事例，而绿点是由中子产生的核反冲事例。 然而，发生在晶体表面的事例由于其电离信号收集不完全，电离信号和反冲能量的比例会比真实值偏小，有可能把电子反冲事例误认为是核反冲事例。声子信号的上升时间可以用来有效排除这一类事例，CDMS实验利用这一方法得到了10^6分之一的表面事例排除率[41]。其他同类实验还包括EDELWEISS[42]和CDMS的升级版实验SuperCDMS[43]。得益于其极佳的能量分辨率和电子反冲甄别能力，电离-声子探测器在很长一段时间内都给出了最严格的暗物质-核子反应截面上限。但是由于高纯锗单晶的造价昂贵，要制造百公斤量级的

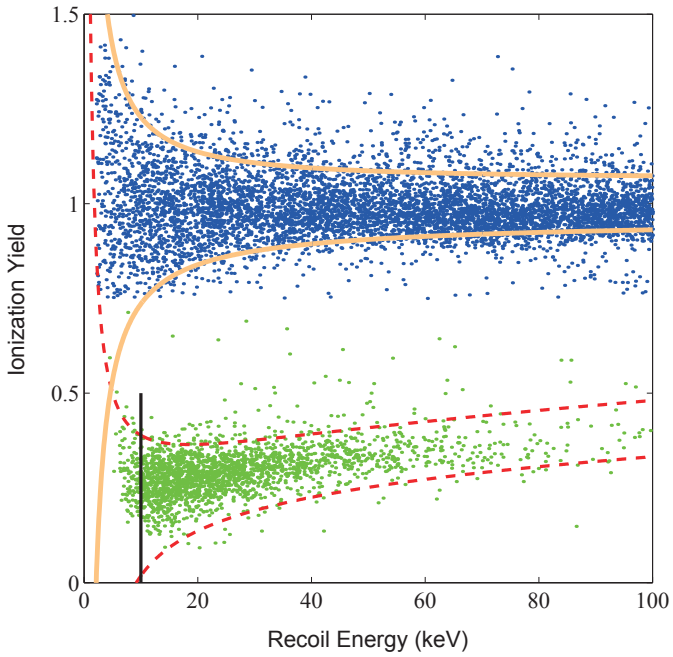


图 1–15: CDMS实验^{252}Cf中子源刻度数据的电离产额随反冲能量的关系，蓝点是由γ射线产生的电子反冲事例，而绿点是由中子产生的核反冲事例，两种反冲类型的事例形成上下分明的两条带状结构，显示了CDMS探测器优良的电子反冲甄别能力。图片来自[40]。

电离-声子探测器需要庞大的资金支持，因而困难重重。

1.4.3.2.2 闪烁光-声子探测器

CRESST-II实验[28,44]采用$CaWO_4$晶体作为靶核来同时测量闪烁光和声子信号。由于对其自身的闪烁光透明，$CaWO_4$晶体是一种良好的固体闪烁体。但是在极低温环境下探测闪烁光是比较困难的，因为传统技术比如光电倍增管在极低温度下已经不适用。 CRESST-II实验使用了一个精巧的设计，由于闪烁光被锗或硅晶片吸收后也会产生声子信号（类似于γ射线入射），把单独的声子传感器贴在锗或硅晶片上即可间接的测量闪烁光。探测器中的靶核材料$CaWO_4$晶体还被反射膜包裹起来以提高光探测效率，而声子信号则由另外的声子传感器读出。类似于电离-声子探测器，在闪烁光-声子探测器中，事例的反冲能量由声子信号来决定，而电子反冲和核反冲则由闪烁光和反冲能量的比例来区分。然而这一类探测器的缺点是，电子反冲的甄别能力受闪烁光光子数的统计涨落影响很大，同时现在也没有一种高效的方式来排除表面事例。

1.4.3.2.3 电离探测器

只探测电离信号的半导体探测器也被用于暗物质的直接探测，这种探测器虽然失去了甄别核反冲和电子反冲的能力，但是可以获得极其低的探测阈值（亚keV量级）。CoGeNT实验采用475 g的p型高纯锗晶体并且特别配备了一个点电极（p-type point-contact high-purity Ge）和低噪声的场效应晶体管（FET，Field Effect Transistor），取得了大约0.4 keV的极低能量阈值和杰出的能量分辨率[29]。该实验声称发现了可以被解释成低质量暗物质的反冲信号[29]，以及暗物质的年调制信号[45]。类似于DAMA/LIBRA实验，由于无法很好的排除本底，CoGeNT发现的信号是否真是由暗物质引起还存在疑问。电离探测器也具有排除表面事例的能力，但是该能力在如此低的能量范围内会受到限制。由清华大学主导的CDEX实验采用和CoGeNT实验相同的技术，其第一阶段实验CDEX-I[46]采用994 g的p型点接触锗探测器没有看到暗物质信号，所得到的探测上限排除了CoGeNT实验声称发现暗物质信号的区域[47]。

1.4.3.3 液态惰性气体探测器

液态惰性气体探测器具有另一种降低本底的能力：自屏蔽（self-shielding）。由于具有较大的原子数和密度（特别是液氙），液态惰性气体自身对于外部的γ射线具

有较好的屏蔽能力，这使得探测器中比较内部的体积可以有极低的电子反冲本底。因此对于这一类探测器来说，事例位置的重建能力十分重要，它对于选取合适的基准体积（fiducial volume）来降低本底十分关键。液态惰性气体本身是良好的闪烁体，配备光电倍增管之后可以测量闪烁光信号，而如果在探测器中加上静电场还可以进一步测量电离信号。同样地，电离信号和闪烁光信号之间的比值可以被用于区分电子反冲和核反冲。

1.4.3.3.1　二相型电离-闪烁光探测器

二相型（dual-phase）电离-闪烁光液态惰性气体探测器通过同时测量电离信号和闪烁光信号来寻找暗物质。由于暗物质事例产生的核反冲能量较小，而常用的电荷读出传感器的噪音往往相对较大，因此直接读电离信号比较困难。在这一类探测器中，我们利用气态惰性气体的“电致发光”（electroluminescence）效应来“放大”电离信号。电致发光是指电子在电场作用下在气态惰性气体中穿行时，会和惰性气体分子发生非弹性散射让其激发，随后退激发时发出闪烁光。通过合理的施加这一电场，可以把电子的动能控制在产生雪崩效应的能阈之下，从而主要只产生闪烁光。由于产生的闪烁光光子数和电子数成正比，所以电致发光又被称为正比闪烁光（proportional scintillation）。二相型电离-闪烁光液态惰性气体探测器工作原理如图1–16所示，当入射粒子和液态惰性气体靶核碰撞并沉积能量时，会产生初级闪烁

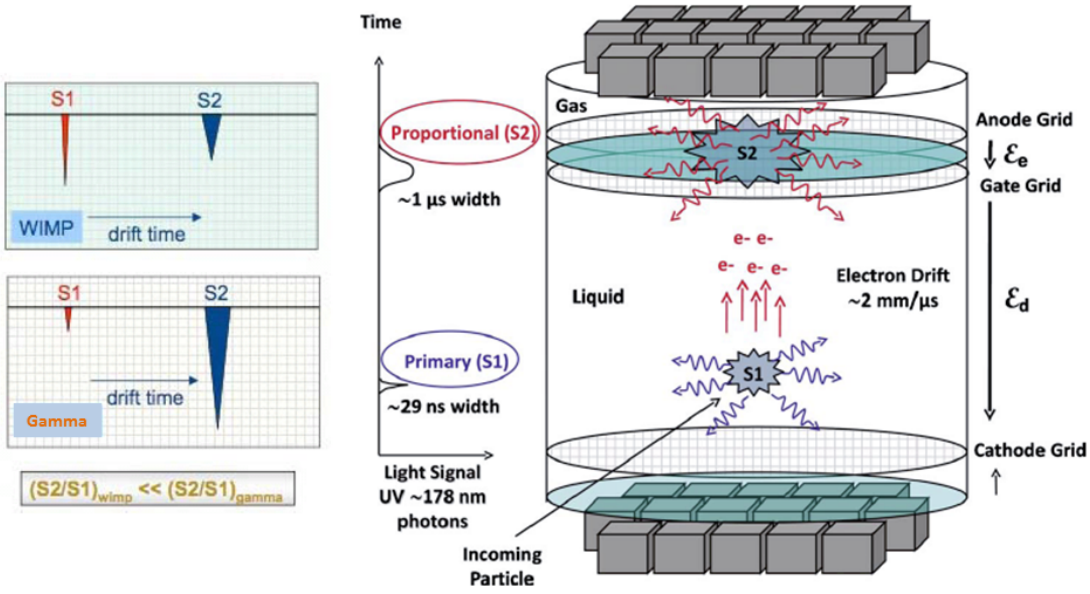


图 1–16: 二相型电离-闪烁光液态惰性气体探测器工作原理示意图（以液氙为例）。

光信号（称为S1）和电离电子。这部分被电离的自由电子在漂移电场ε_d作用下向气液分界面漂移，到达气液分界面附近时，被一个场强更强的拽出电场ε_e（extraction field）拽出到气相中，产生正比闪烁光信号（称为S2）。 S1和S2信号都被位于顶部气相和底部液相中的光电倍增管阵列所读出。 S2信号滞后于S1信号的时间差可以用来重建事例在竖直方向上的位置，而S2信号在顶部光电倍增管阵列上的信号分布可以用来重建事例在水平方向上的X-Y位置。因此，如前所述，这种重建事例三维位置的能力可以很好的帮助降低本底。类似于传统的气体时间投影室（TPC，Time Projection Chamber），二相型电离-闪烁光液态惰性气体探测器由于具有很好的重建事例三维位置的能力，习惯上也被叫做二相型液态惰性气体时间投影室（dual-phase liquid noble gas TPC）。 S2和S1两个信号的比值可以用来很好的区分核反冲和电子反冲，在暗物质探测能区能够达到99%以上的区分率。

首先把该技术运用于暗物质探测的是于2001年启动的ZEPLIN-II实验[48]，采用31 kg液氙作为靶核。之后XENON10实验采用15 kg液氙，在当时（2008年）第一次超过了CDMS实验的灵敏度[49]。这引人注目的结果源自于该技术中液氙良好的自屏蔽效应所降低的本底、在低能区仍然可观的电子反冲排除率以及较低的能量阈值。随后快速升级的XENON100实验采用62 kg液氙作为靶核在几年内一直保持着暗物质直接探测的最低排除上限[50–52]，直到最近被同类型的LUX实验（250 kg液氙）超过[53]。由上海交通大学主导的PandaX实验也使用这种技术，第一阶段的120 kg液氙探测器[54]致力于寻找低质量暗物质信号并且已经发表结果[55,56]，基本排除了目前所有声称发现了暗物质信号的其他实验结果（详见第三章）。

不同于液氙，二相型液氙时间投影室有一个额外的方法来区分电子反冲：脉冲形状甄别（PSD，Pulse Shape Discrimination）技术。液态惰性气体的发光过程都会包含一个快过程和一个慢过程，分别对应分子激发态的单态（singlet）和三重态（triplet）。其中三重态的退激发会被Penning电离效应和electron-triplet自旋交换所抑制，这两个过程在高电离密度（ionization density）时更加明显。由于核反冲的电离密度远大于电子反冲，核反冲闪烁光中的慢过程会被大大抑制。因此，通过分析闪烁光中的快过程和慢过程的比例，也可以区分电子反冲和核反冲。液氙的单态激发态和三重态激发态的寿命分别为4.3 ns和22 ns，差别太小难以分辨；但是对于液氩，两者的寿命分别为7 ns和1.6 μs，近三个量级的差别足以实现脉冲形状甄别。在核反冲能量低至大约50 keV时，对液氩闪烁光的脉冲形状甄别仍然能给出约10^6的电子反冲排除能力[57]。这个额外的电子反冲排除能力是为了抑制大气氩中的宇生同位素^{39}Ar（半衰期约270年），它会产生活度大约为1 Bq/kg的β衰变，这成为液氩探测器的一个巨大的本底来源。采用二相型液氩时间投影室技术的实验包括WArP[58]、

ArDM [59] 和DarkSide [60]，其中DarkSide-50采用50 kg的液氩（大气氩）给出了目前用液氩做靶核的暗物质直接探测实验的最好结果 [60]。目前DarkSide实验正在从地下油气田分离氩，由于宇宙射线被岩层阻挡，这些氩中的^{39}Ar含量很低。DarkSide实验计划用这些地下氩替换掉大气氩作为靶核，以期得到更低的本底。

1.4.3.3.2　单相型闪烁光探测器

单相型闪烁光探测器把液态惰性气体的自屏蔽能力发挥到极致，通过建造巨大的探测器来屏蔽外界本底，从而得到本底极低的中心区域来寻找暗物质核反冲信号。XMASS [61] 实验采用球形探测器装载800 kg液氙，四面都用光电倍增管包围，获得了很高的光探测效率（如图1–17）。事例的位置重建单独依赖于初级闪烁光信号（即二相型探测器中的S1）在4π方向上每个光电倍增管中的分布。由于难以采用脉冲形状甄别技术帮助区分电子反冲信号，XMASS仅能依靠液氙的自屏蔽作用，因此需要选取一个较小的中心区域以确保极低的本底。DEAP/CLEAN实验 [62,63] 则采用单相型液氩和液氖来寻找暗物质，并且期望通过脉冲形状甄别技术来帮助排除本底。

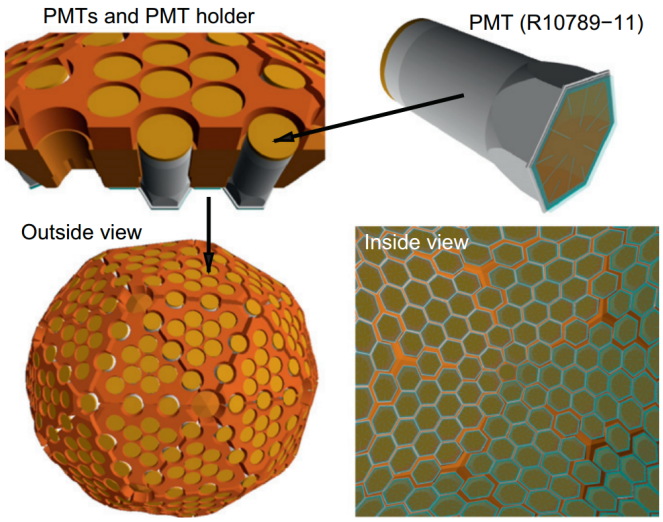


图 1–17: XMASS球形探测器结构示意图。图片来自 [61]。

1.4.3.4　过热液滴探测器

过热液滴探测器（superheated droplet detector）源自于传统的气泡室（bubble chamber）。过热液滴处于一种亚稳态，当带电粒子穿过时会产生甚至肉眼可见的气泡，可以用光学或者声学的办法来记录气泡位置。气泡的产生需要足够大的电

离密度，因此当一定能量的核反冲产生气泡时，相同能量的电子反冲还远不足以产生气泡。 这给过热液滴探测器以无比强大的本底排除能力，比如采用该技术的COUPP实验的电子反冲排除能力可以达到10^{10} [64,65]。产生气泡的能量阈值受温度和气压的影响，所以可以通过恰当地设定这两个量从而达到几乎完全排除电子反冲本底的目的。然而，当有气泡产生时，我们只知道有大于该能量阈值的能量沉积在探测器中，并不知道具体的能量大小。换言之，过热液滴探测器只能测量反冲事例的计数而无法测量能谱。唯一的办法就是通过调节温度和气压来设定不

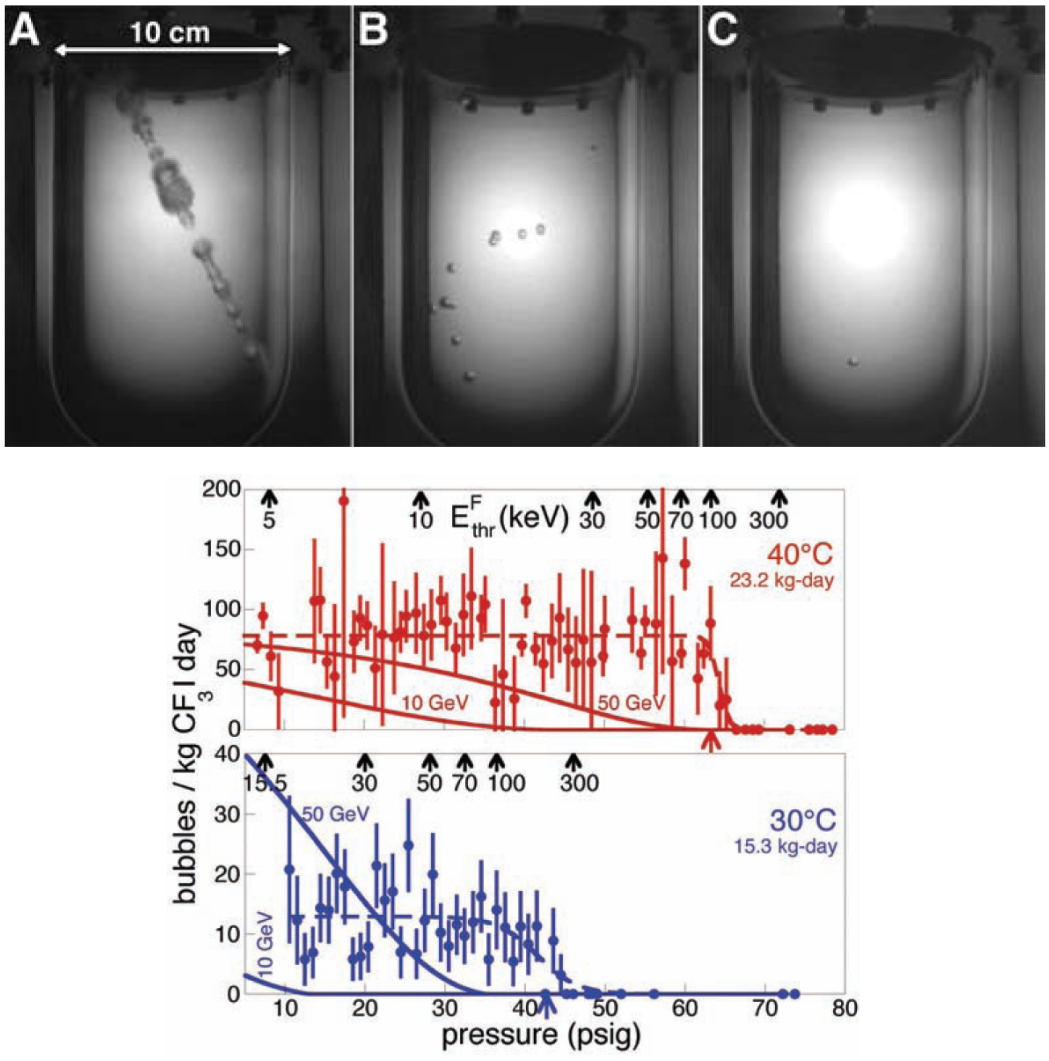


图 1–18: 上图：过热液滴探测器中的典型气泡：A）最小电离宇宙射线；B）中子，因为中子的平均自由程较小通常会产生若干点状气泡；C）可能的暗物质信号，由于作用概率极低，暗物质信号只会有一个气泡产生。下图：不同温度不同气压下过热液滴探测器的事例率，表征了等效累积能谱。图片来自 [64]。

同的能量阈值，通过在不同阈值下的多次测量来累积得到等效的能谱，这就大大降低了探测效率。同时，有效排除α粒子本底也是一个难题。其他同类实验还包括PICASSO [66,67] 和SIMPLE [68,69]，这一类实验主要探测自旋相关的暗物质-核子散射截面。图1–18展示了COUPP实验给出的不同入射粒子的气泡形成，以及不同温度不同气压下的事例率所表征的等效累积能谱。

1.4.3.5　方向探测器

有别于前面介绍的探测技术，方向探测器通过测量入射粒子的方向以期给出最令人信服的暗物质信号证据。由于太阳系绕银河系中心转动，对于地球上的探测器来说，相当于一股暗物质“风”从特定的方向刮来。而且，由于地球的自传，在一天之内这股风的方向就有周期性变化（日调制）。这都是本底事例很难混淆的、带有清晰暗物质事例特点的信号。由于在固体或者液体中，暗物质碰撞引起的核反冲事例的径迹只有大约100 nm量级的长度，实验上很难测量，所以这一类探测器只能使用低压（小于100 Torr量级）的气体时间投影室。如果要保证较大的靶核质量来提高探测灵敏度，需要尺寸极大的探测器，而这正是方向探测器技术所面临的最严峻挑战。目前，几乎所有采用该技术的实验都还处于实验室研发阶段。即便如此，在过去十几年中这一技术还是获得了巨大的发展，DRIFT [70]、NEWAGE [71]、MIMAC [72] 和DMTPC [73] 实验是目前主要的暗物质方向探测实验。

1.5　本论文选题背景和研究目的

虽然离暗物质的首次提出已经80多年，暗物质的存在也已经被各种天文观测所证实，但是构成宇宙26.0%的暗物质的本性仍然是一个谜。在各种直接探测实验中，由上海交通大学主导的PandaX实验组于2009年成立，采用二相型液氙时间投影室技术，是国内最早的暗物质直接探测实验之一。本论文作者从实验组成立之时即加入了PandaX实验，参与了整个实验的设计、搭建、调试和运行过程，并主要负责了一期和二期的两个时间投影室的模拟、设计、制作和组装。本论文将主要介绍PandaX-I时间投影室的设计细节和运行性能，以及PandaX-II时间投影室的设计。

第二章　液氙作为二相型时间投影室探测媒介

在所有惰性元素中（除了氡[1]），氙以其最高的原子量、最高的闪烁光产额和电离电子产额脱颖而出，成为使用最广泛的探测器媒介（medium），应用于天体物理、粒子物理、核物理以及医疗成像等领域中。前面在1.4.3.3.1已经介绍了二相型液态惰性气体时间投影室的探测原理，本章将首先介绍氙的物理性质以及作为粒子物理探测器媒介的相关特性，然后介绍不同粒子和氙的作用过程以及能量损失，液氙的发光和电离特性也将在本章中详细讨论。

2.1　物理性质

氙是除氡之外最重的惰性元素，目前在大气中的含量大约为0.1 ppm（part per million）。作为液化空气的副产品，氙和氪一起存在于从空气分离后的液氧中。经过分段蒸馏之后，氙和氪的混合气体可以从液氧中分离出来，而最后一步就是精细蒸馏把氪除去得到纯净的氙。物以稀为贵，氙的价格大约为每公斤一万人民币，远高于另一种常用惰性气体氩。自然氙中包含9种稳定的同位素，其中^{129}Xe和^{131}Xe带有非零的核自旋，因此可以被用来探测暗物质-核子的自旋相关散射截面。氙没有长衰变周期的放射性同位素，最长衰变周期的放射性同位素是^{127}Xe，其半衰期只有36.3天，这让氙成为很有吸引力的探测媒介用于寻找稀有事例。在除氡之外的所有惰性元素中，氙也是液化温度最高的，这让液氙环境的获取和维持变得相对容易。一般来说，二相型液氙时间投影室的工作气压在1~3个大气压，相应的液化温度为165~187 K。在这种条件下，商用的制冷机就可以满足要求，如脉管制冷机（PTR，Pulse Tube Refrigerator）就是常用的一种。表2–1总结了氙的一些物理性质，数据来自[74,75]。

作为粒子探测媒介，氙的另一个很有吸引力的性质就是能同时产生闪烁光和电离信号。液氙是一个高效的闪烁体，对于相对论性的高能电子入射，液氙的闪烁光产额大约为45×10^3 photons/MeV，而且本身对其闪烁光透明。同时，电离电子在液氙中有高迁移率（mobility），这使得电子可以在外加电场下在液氙中漂移并最终被探测，这是时间投影室工作原理的重要环节。液氙的一些跟粒子探测相关的性质总结在表2–2中。

[1] 由于其自身的放射性，氡还没有作为粒子物理探测器媒介使用。

表 2–1: 氙的物理性质。

性质	数值
原子数Z	54
摩尔质量	131.29 g/mol
同位素丰度	^{124}Xe (0.095%), ^{126}Xe (0.089%), ^{128}Xe (1.91%) ^{129}Xe (26.4%), ^{130}Xe (4.07%), ^{131}Xe (21.2%) ^{132}Xe (26.9%), ^{134}Xe (10.4%), ^{136}Xe (8.86%)
气体密度（273 K，1 atm）	5.8971 g/L
液体密度（165.05 K，1 atm）	3.057 g/cm^3
熔点（1 atm）	161.4 K
沸点（1 atm）	163.05 K
三相点	161.31 K, 0.805 atm, 3.08 g/cm^3
临界点	289.74 K, 57.65 atm, 1.155 g/cm^3
溶解潜热	17.29 kJ/kg
热导率（气体，273 K，1 atm）	5.192 mW/m/K
热导率（液体，178 K）	71.1 mW/m/K
相对介电常数（气体）	1.00
相对介电常数（液体）	1.96
绝缘强度	$\gtrsim$ 400 kV/cm

表 2–2: 液氙和粒子探测相关的性质。

性质	数值
产生电子-离子对的平均所需能量W_i	15.6 eV
产生闪烁光光子的平均所需能量W_ph（最小值）	13.8 eV
产生电子-离子对或者光子的平均所需能量W_q	13.7 eV
原初激发数目和电离数目比$N_\mathrm{ex}/N_\mathrm{i}$	0.06
闪烁光波长	178 nm
折射率（178 nm）	1.69
瑞利散射长度$\lambda_\mathrm{Rayleigh}$（178 nm）	29∼50 cm
单态激发态寿命	4.3 ns
三重态激发态寿命	22 ns

2.2　能量损失和作用过程

入射粒子在液氙中损失能量的方式与粒子类型相关。带电粒子会直接与氙原子轨道电子或者原子核发生库伦相互作用，电离并激发氙原子，留下一条带有电子-离子对的轨迹。而中性粒子需要首先和轨道电子或者原子核发生弹性或者非弹性散射，转移部分或者全部动能给反冲电子或者离子，然后这些获得了反冲能的电子或者离子再以和带电粒子相同的方式与氙原子作用（详见[76]）。

由于带有正电荷，α粒子会以库伦相互作用的方式和轨道电子碰撞。在这种作用下，轨道电子会被提升到更高壳层从而使氩原子激发，或者被踢出轨道成为自由电子从而使氩原子电离。 α粒子会发生多次这样的相互作用把能量转换成氩原子的激发或者电离，直到最后损失全部动能。由于α粒子的质量远大于电子，在每次作用中它的入射方向基本不会受到影响，所以α粒子在液氩中的径迹通常是一条直线。由于带有两个电荷，α粒子的能量损失速率很快，MeV量级的α粒子在实际液氩探测器中的径迹往往被当成一个点。不同于α粒子，相对论性电子在液氩中的径迹往往比较曲折，因为它们和氩原子的轨道电子有相同的质量。由于只带有一个电荷，相对论性电子在液氩中损失能量的速率也比α粒子慢。相对论性电子还会以韧致辐射的方式损失能量，但是在我们感兴趣的能量范围内（小于1 MeV）韧致辐射贡献的能量损失还不显著。

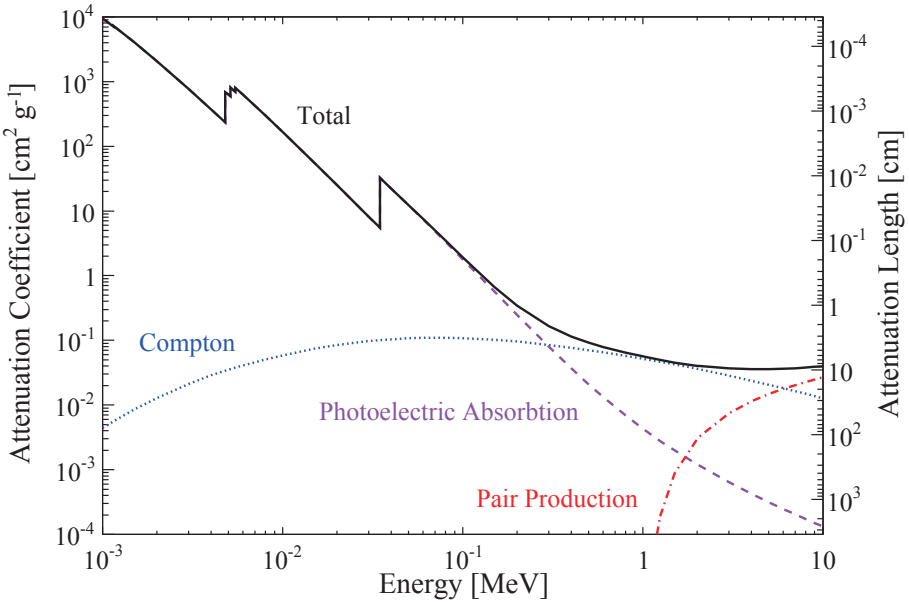


图 2–1: γ射线在氩中的质量衰减系数随能量的关系：总体（黑色实线）、光电吸收（紫色虚线）、康普顿散射（蓝色点线）和正负电子对产生（红色点虚线）。右侧的坐标轴表示在液氩中的相应衰减长度，采用2.86 g/cm^{3}作为液氩密度。图片来自[77]。

对于X射线和γ射线来说，和物质作用的方式主要有三种：光电吸收、康普顿散射和产生正负电子对。这三种过程都会产生一定动能的电子（或正电子），后续地在液氩中损失能量并且激发或电离氩原子。在能量较低时（小于300 keV），光电吸收占主导。在这个过程中一个光子会被氩原子完全吸收损失全部能量，而后者会从壳层中放出一个带动能的电子。而在1 MeV左右的能量时，康普顿散射作用占

主导，此时入射光子传递部分能量给轨道电子且行进方向发生偏转，而这个电子获得能量从壳层中被踢出。该光子可以继续在液氙中行进并且再（多）次与氙原子作用直到损失全部能量，因此康普顿散射往往可以产生多次散射事例。当能量大于两倍电子质量时（1.02 MeV），入射光子还会产生正负电子对，这个过程在能量高于几个MeV时占主导地位。图2–1展示了γ射线在液氙中的质量衰减系数（mass attenuation coefficient）和衰减长度随能量的关系，其中液氙密度采用了2.86 g/cm^3。对于300 keV和1 MeV的γ射线，在液氙中的衰减长度大约分别为2 cm和6 cm，这体现了液氙良好的自屏蔽能力。

中子和液氙的作用过程与能量相关。快中子主要通过弹性散射的方式和氙原子核作用，并产生核反冲事例。在MeV量级的能量时，非弹性散射开始出现。最常见的非弹性散射方式是$^{A}\mathrm{Xe}(n,n')^{A}\mathrm{Xe}$，该过程会激发一个氙原子核并在很短的时间内（通常ns量级）退激发放出一个γ射线。在某些情况下，^{129}Xe和^{131}Xe原子核会被激发到更高的半稳态（metastable state），半衰期长达几天。当能量低至100 keV或以下时，中子和液氙的反应方式主要为弹性散射和辐射俘获$^{A}\mathrm{Xe}(n,\gamma)^{A+1}\mathrm{Xe}$。但是在这么低的能量时，大部分弹性散射产生的核反冲已经难以测量。图2–2显示了中子和氙之间的总弹性散射、总非弹性散射以及辐射俘获的反应截面随能量的变化。

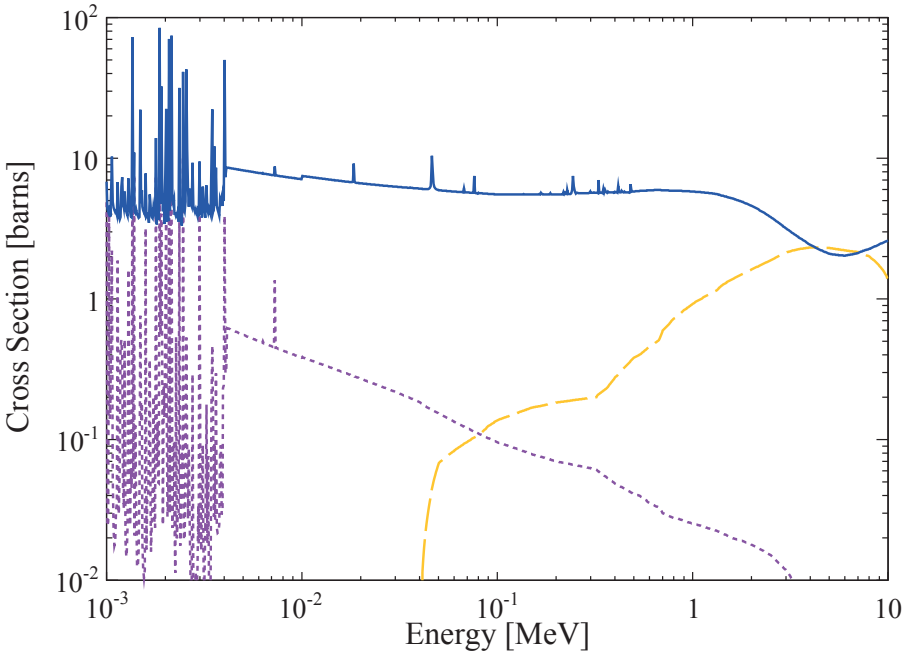


图 2–2: 中子和氙之间的总弹性散射（蓝色实线）、总非弹性散射（橙色长虚线）以及辐射俘获（紫色虚线）的反应截面随能量的变化。图片来自[78]。

中子和氙之间产生低能γ射线的非弹性散射对于刻度大体积的液氙探测器十分有用。由于低能的γ射线难以穿透大体积的液氙，而高能的γ射线通常产生多次散射事例并且集中于探测器的外侧，因此外部的γ放射源不容易刻度探测器的中心区域。而中子可以穿透液氙深入探测器中心区域，因此提供了一个很好的均匀分布于液氙探测器体积的γ射线源。表2–3列出了中子和氙之间最可能的产生低能γ射线的非弹性散射反应方式。

表 2–3: 中子和氙之间最可能的产生低能γ射线的非弹性散射作用方式。数据来自 [78] 。

反应方式	1 MeV的散射截面（barn）	半衰期	γ射线能量（keV）
$^{129}\mathrm{Xe}(n,n')^{129}\mathrm{Xe}$	0.28	0.97 ns	39.58
$^{131}\mathrm{Xe}(n,n')^{131}\mathrm{Xe}$	0.15	0.48 ns	80.19
$^{129}\mathrm{Xe}(n,n')^{129m}\mathrm{Xe}$	0.011	8.88 d	236.14
$^{131}\mathrm{Xe}(n,n')^{131m}\mathrm{Xe}$	0.054	11.84 d	163.93

2.3 发光特性

在时间投影室中，闪烁光信号可以用于确定事例的初始时刻t_0。由于闪烁光信号的物理过程相对比较清楚，在一段时期里，二相型液氙时间投影室都是用闪烁光信号作为能标来重建事例的反冲能量，直到最近几年才开始使用闪烁光和电离信号结合的能标（combined energy scale）来获得更高的能量分辨率。闪烁光的探测效率决定了二相型液氙时间投影室的能量阈值，因此成为探测器设计阶段至关重要的指标之一。

2.3.1 发光机制

如前所述，反冲粒子会在液氙中留下径迹，伴随着受激原子Xe^*和离子-电子对$\mathrm{Xe}^+ + e^-$。通过与邻近的基态氙原子碰撞，受激原子会形成受激分子Xe_2^*。氙离子Xe^+也可以通过下面的重结合（recombination）过程形成受激分子：

$$\begin{aligned}
\mathrm{Xe}^+ + \mathrm{Xe} &\rightarrow \mathrm{Xe}_2^+ \\
\mathrm{Xe}_2^+ + \mathrm{e}^- &\rightarrow \mathrm{Xe}^{**} + \mathrm{Xe} \\
\mathrm{Xe}^{**} &\rightarrow \mathrm{Xe}^* + \mathrm{heat} \\
\mathrm{Xe}^* + \mathrm{Xe} &\rightarrow \mathrm{Xe}_2^*
\end{aligned} \tag{2·1}$$

受激分子再衰变为分离的两个基态原子并放出一个闪烁光光子

$$\mathrm{Xe}_2^* \rightarrow 2\mathrm{Xe} + \mathrm{h}\nu \tag{2·2}$$

液氙的闪烁光光谱在真空紫外光（VUV，vacuum ultraviolet）范围，中心波长为178 nm，对应于大约7 eV的能量，宽度为13 nm [79]。闪烁光包含分别对应于单态受激分子和三重态受激分子的快成分和慢成分，衰变寿命分别为4.3 ns和22 ns [80]。在液氙中，大部分的闪烁光来自离子-电子的重结合（$N_{\mathrm{ex}}/N_{\mathrm{i}} \approx 0.06$，表2–2），因此在外加电场作用下，闪烁光产额会降低。即使在零点场下，仍然会有少数电子由于热运动而不发生重结合。

在高电离密度时，会发生一个额外的机制来抑制闪烁光产额，例如在α粒子入射时观察到的那样。Hitachi提出了“双激子（bi-exciton）”抑制机制 [81]：

$$\mathrm{Xe}^* + \mathrm{Xe}^* \rightarrow \mathrm{Xe}_2^{**} \rightarrow \mathrm{Xe} + \mathrm{Xe}^+ + \mathrm{e}^- \tag{2·3}$$

在这个机制中，两个受激原子碰撞会最终产生一个基态原子和一个离子-电子对，这个电子之后可能会发生重结合并放出一个光子。这样，两个受激原子原本应该产生两个光子，现在只产生了一个光子，这样就造成了光产额的降低。由于这个过程需要受激原子的互相碰撞，因此只会在高电离密度的条件下发生，比如α粒子和核反冲。图2–3展示了液氙产生闪烁光的总体过程。

2.3.2　闪烁光光产额

如前所述，有多种因素可以影响液氙的闪烁光过程。不同类型的入射粒子由于与液氙的相互作用机制不同，其光产额也会有所不同；相同入射粒子，其光产额也跟反冲能量有关。外加电场由于可以大大降低电离电子重结合的几率从而也会降低光产额，因此讨论光产额时一般默认是在零电场情况下。我们用W_{ph}来表示产生一个闪烁光光子所需的平均能量。对于α粒子，其在气氙和液氙中的W_{ph}分别为49.6 eV和16.3 eV [82]。在MeV能量时，最大的光产额，即最小的W_{ph}来自相对论性重粒子 [83]，此时α粒子和相对论性电子的闪烁光产额都被抑制。如表2–2所示，最小的W_{ph}为13.8 eV。

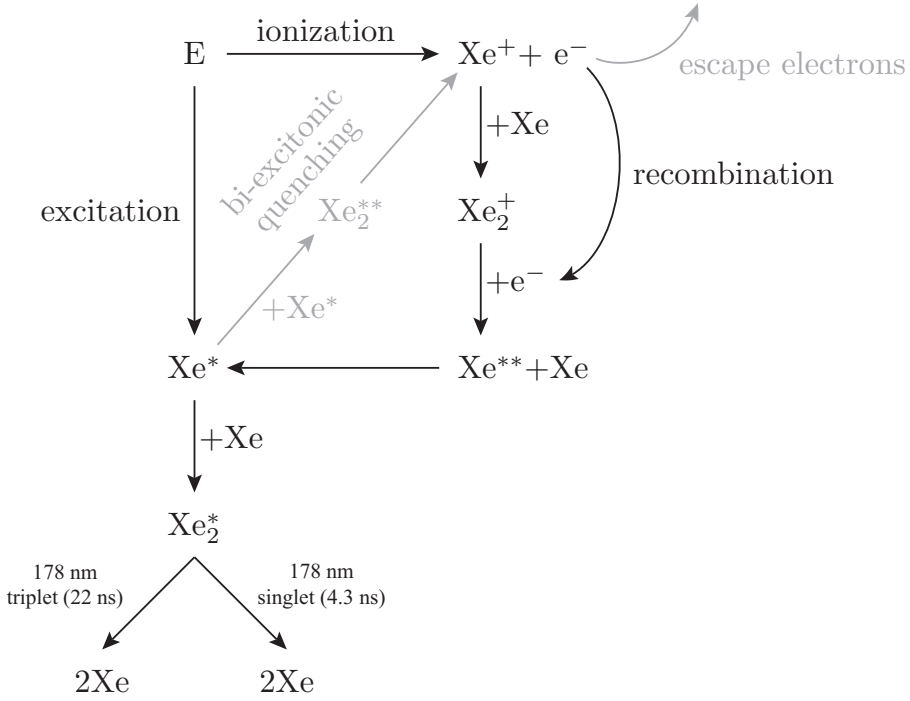


图 2–3: 液氙中闪烁光的机制（黑色）和另一种可以抑制闪烁光产额的过程（灰色），详细讨论见正文。

2.3.3 闪烁光的吸收、散射和反射

讨论完闪烁光的产生机制之后，现在讨论闪烁光在液氙探测器中的传播。由于氙的自由受激原子Xe^*的带隙能量比受激分子Xe_2^*大（即比闪烁光光子大）[84]，因此氙对于自身的闪烁光是透明的。然而，即使是及其微量的杂质也会吸收大量的闪烁光，首当其冲的就是水，因为水对于7 eV的光子有着很高的吸收截面。此外，氧气对于液氙的闪烁光的吸收截面大约为水的十分之一，因此也可以有一定的贡献。闪烁光的吸收过程一般可以用指数衰减的模型来描述，衰减系数也叫吸收长度λ_{abs}可以反映液氙中杂质含量。大于10 m的λ_{abs}已经在实验中得到[85]。液氙对闪烁光的瑞利散射也是一个重要的过程，因为它也可以影响闪烁光的探测。虽然瑞利散射本身并不吸收光子，但是它往往会增加光子被光电倍增管探测到之前在探测器中传播的距离和反射的次数，因此间接的增大了光子被吸收的概率。液氙中瑞利散射长度$\lambda_{Rayleigh}$的实验测量值在29 cm到50 cm之间[86,87]。

由于液氙的折射率为1.69（表2–2）高于气氙，在液氙中产生的闪烁光向上传播至气液分界面时，一部分会被全反射回来。这就使得上下两个光电倍增管阵列对于初级闪烁光（S1）的收集效率不同，上下的比值一般在1/5 ∼ 1/2。二相型液氙

时间投影室的内表面通常由可以反射紫外光的材料制成，这样可以减少闪烁光的损失从而提高采集效率。最常用的一种材料是聚四氟乙烯（PTFE，也常用其商标名Teflon），它对于氩闪烁光的反射率的实验测量值差别较大，从60% [88] 到95% [89]。我们也在实验室中测量了不同聚四氟乙烯样品对于氩闪烁光的反射率，这部分内容将在第四章中详细介绍。

2.4　电离特性

在上一节中我们介绍了液氩的发光特性，这一节介绍与之互补的电离信号的特性。液氩具有电子能带结构，其导带和价带之间的带隙能量为9.28 eV [90]，这让液氩成为良好的绝缘体。在液氩中产生一个电子-离子对所需的平均能量W_{i}为15.6 eV（表2–2），这在所有液态惰性气体（除氡之外）中是最小的，因此液氩有最高的电离产额。

2.4.1　电子的漂移、扩散和吸附

为了测量电离信号，必须在液氩中施加一个外部电场抑制电子的重结合，并且让电子在液氩中漂移一段距离。在较低的电场下，电子在液氩中的漂移速度和电场场强成正比，这个比例系数即为迁移率（mobility）。在大约10 kV/cm的高场强下，漂移电子的速度开始达到最大值并且饱和。这被认为是由于此时电子和氩原子的非弹性散射开始明显，加剧了能量损失。如前面讨论的那样（1.4.3.3.1），电子的漂移速度对于精确重建事例的竖直方向位置十分重要，其随约化电场的变化关系如图2–4所示，比如在1 kV/cm的漂移电场下电子的漂移速度大约为2 mm/μs。而离子在液氩中的漂移速度远小于电子。

电离电子在产生时呈团状，因此也被称为电子云（cloud）。电子云在电场中漂移时由于热运动还会有扩散现象。在经过时间t的漂移后，电子云大小在任意方向的投影之后的标准差可以表示为$\sigma_i = \sqrt{2D_i t}$，其中下标i表示投影的方向，D_i被称为在该方向下的扩散系数。在有外加电场的情况下，扩散是各向异性的，纵向扩散系数（平行电场方向）D_L预计为横向扩散系数（垂直电场方向）D_T的十分之一 [92]。

当电子云在液氩中漂移时，它们会和液氩中电负性的杂质碰撞而被吸附在这些杂质分子上形成负离子。这些负离子的漂移速度远小于电子而且会大大降低电离信号的收集率。假设液氩中的杂质是均匀分布的，与闪烁光被杂质吸收的过程类似，

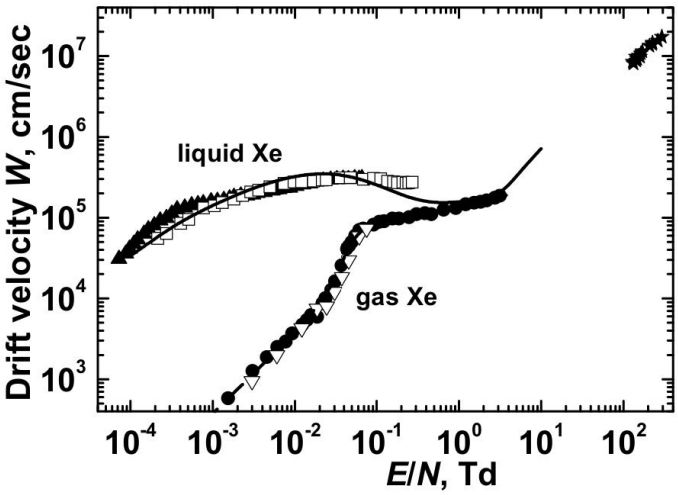


图 2–4: 电子在液氙和气氙中的漂移速度随约化电场的关系。图片来自[91]。

电子被电负性杂质吸附的过程也可以用一个指数衰减的模型来描述。如果初始的电离电子数目为$N_e(0)$，经过t时间的漂移后的电子数目$N_e(t)$可以表示为

$$N_e(t) = N_e(0)e^{t/\tau} \tag{2·4}$$

其中τ被称为电子寿命。在液氙中对电子吸附贡献最大的电负性杂质是氧气，因为氧气的液化温度比氙低，所以在液氙中仍然可以以气体形式存在而自由移动。液氙中电子寿命τ受不同电负性杂质的浓度n_i和它们各自的电子吸附率k_i的影响，其形式为$\tau = (\sum k_i n_i)^{-1}$。由于电子被杂质吸附的概率跟自身能量有关，所以外加电场的强度可以影响电子吸附率k_i。对于氧气来说，电子吸附率随电场的增加而降低。但是对于一氧化二氮（N_2O）来说，电子吸附率反而随着电场的增加而增加。图2–5总结了三种电负性杂质氧气、一氧化二氮和六氟化硫（SF_6）的电子吸附率随电场场强的关系。

2.4.2　电子的重结合

如前所述（2.3.1），被电离的电子有几率和氙离子重结合而放出光子，因此在外加电场作用下闪烁光的光产额会被抑制，相应地电离电子的产额也会增大。最早发现闪烁光产额和电离产额跟电场相关的是Kubota[94]，这个发现也为液氙中重结合机制发光提供了强有力的证据。同时，不同电离密度的事例受电场影响也不同。在高电离密度下，比如α粒子和核反冲事例，外部电场对于事例局域的影响很小，多

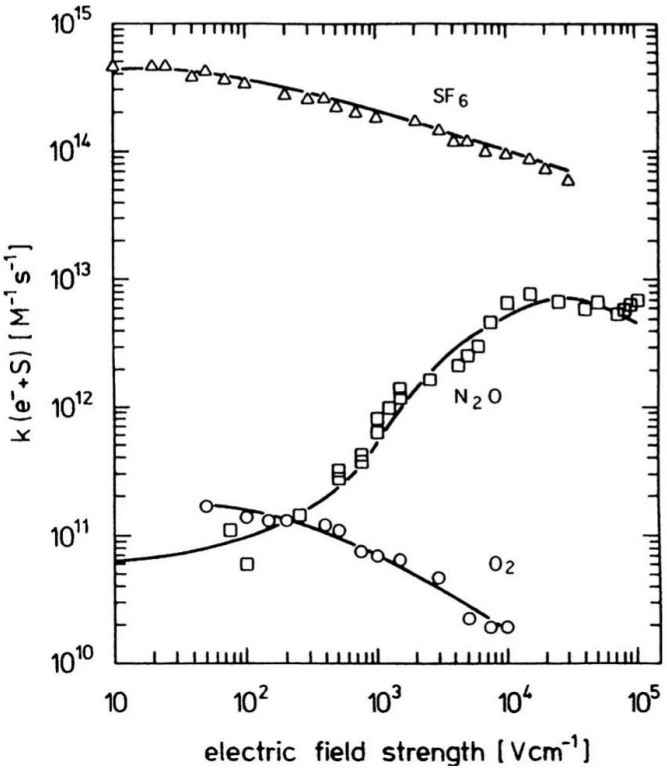


图 2–5: 液氙中三种主要电负性杂质的电子吸附率随电场的关系。图片来自 [93]。

数电子仍然可以重结合。但是在低电离密度下比如电子反冲事例，外部电场就能起到很强的作用，越强的电场会导致越小的重结合概率因而越大的电离-闪烁光信号之比。这也正是人们通常认为在更高的电场强度下会获得更大的电子反冲排除率的原因。但是我们最近的实验研究表明，虽然在高电场下电子反冲的电离-闪烁光信号之比的平均值确实会增大，但是同时由于闪烁光光子数大大减少，泊松涨落开始占主导，使得电离-闪烁光信号之比的标准差也增大。这两个效应之间基本互相抵消，因此实验上我们并没有观测到随电场增加而增加的电子反冲排除率[2]。图2–6展示实验上测量的液氙对于α粒子、电子反冲以及核反冲的相对发光产额和相对电离产额随电场强度的变化 [95]。可以清晰的看到，电子反冲的电离产额（发光产额）随电场增加有明显的增加（降低），而α粒子和核反冲则变化较小。

[2] Q. Lin *et al.*, paper in preparation

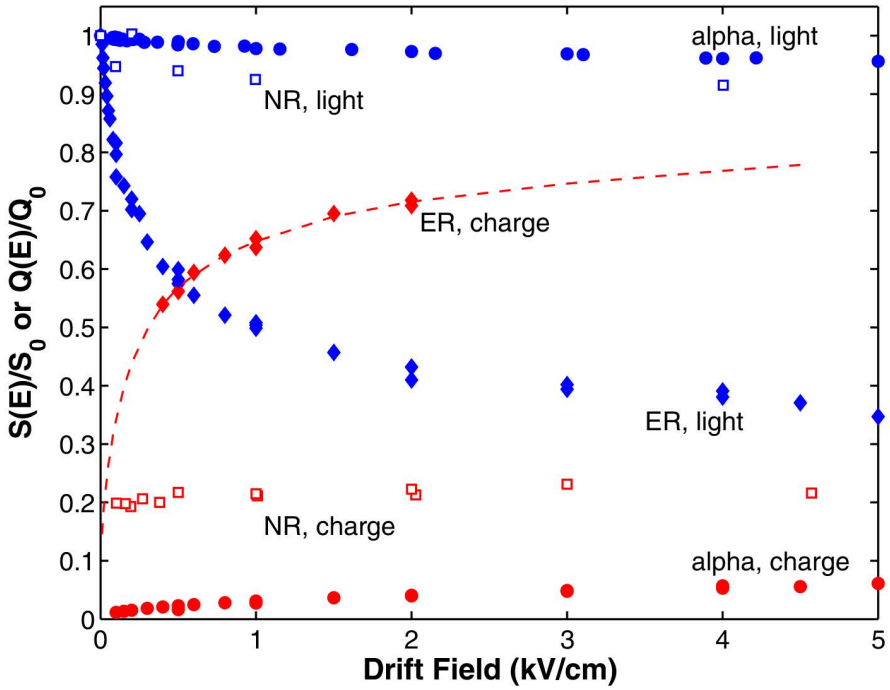


图 2–6: 液氙对于α粒子、电子反冲（ER）以及核反冲（NR）的相对发光产额和相对电离产额随电场强度的变化。图片来自[95]。

2.4.3　电致发光

由于液氙的相对介电常数大于气氙（见表2–1），当液氙中的电离电子漂移到气液交界面附近时会受到一个排斥的镜像电势。如果施加一个足够高的电场加速这些电子，当平均动能大于这个电势能时，它们就有可能越过气液交界面的势垒而被“拽出”到气氙中。电子的拽出率显然和电场强度相关，在大于10 kV/cm的电场下[3]，电子的拽出率可以达到100%[96]。在气氙中，电子在高电场加速下获得动能并且和氙原子发生碰撞。如果在两次碰撞之间电子能够积累足够的动能，则可以激发氙原子并使其发出闪烁光。这个效应就被称为电致发光，或者也叫做正比发光，因为发出的总光子数和在气氙中漂移的电子数成正比。每个电子在单位距离内产生的光子数dN_{ph}/dx可以由经验公式给出[97]

$$\frac{dN_{\mathrm{ph}}}{dx} = \alpha\left(\frac{E_g}{p} - \beta\right)p \tag{2·5}$$

[3]此处习惯上指的是气氙中的电场强度，因为此电场还负责产生电致发光效应。但是实际让电子从液氙被拽出到气氙的是气液交界面之下的液氙中的电场，由于液氙的相对介电常数近似为2，故这个电场强度大约为气氙中的一半。

式中，E_g是气氩中的电场强度，p是气氩的压强，α和β是两个常数，实验测量值为$\alpha = 70\,\mathrm{photon/kV}$和$\beta = 1\,\mathrm{kV/cm/atm}$[97]。需要注意的是，气氩中的电场强度并不是一个常量，不同位置的场强往往并不相同。电致发光效应加上电子被拽出到气氩的过程提供了一种有效的放大电离信号的方法，有助于获得更低的探测器能量阈值。不同于雪崩效应，电致发光效应的本征涨落很小，因此也能同时保证良好的能量分辨率。这种方法甚至可以探测到单电子信号[98]，这是用电荷传感器直接读出电离信号所无法做到的。

第三章　PandaX-I暗物质实验时间投影室

作为中国首批暗物质直接探测实验之一，PandaX实验采用二相型液氙时间投影室技术，在中国锦屏地下实验室捕捉暗物质信号。 PandaX-I是第一阶段实验，采用120 kg液氙作为探测媒介，总液氙用量约为450 kg，特别优化设计的探测器着重于寻找低质量暗物质信号。最近，PandaX-I公布了最新的实验结果，基本排除了目前所有声称发现了暗物质信号的其他实验结果。作为探测器最核心的部件，时间投影室负责产生和收集事例信号，提供几乎所有的物理信息。本章将首先介绍PandaX暗物质实验的整体情况，然后详细介绍PandaX-I实验的时间投影室的设计、模拟和电极的制作，以及分析刻度数据得到的运行性能，最后介绍PandaX-I的暗物质探测结果。

3.1　PandaX暗物质实验介绍

由上海交通大学领导的PandaX国际合作组成立于2009年，并于次年开始了第一阶段的实验PandaX-I。实验的最终目标是吨级的液氙探测器，采用阶段性的方式逐步升级。在建造PandaX-I实验时，除了探测器之外，其他配套系统例如屏蔽体、制冷系统、循环系统和电子学系统等都是直接为吨级探测器而构建，这样在将来升级的时候只需要考虑探测器本身。这种阶段性升级的实验方案可以节省时间和财力消耗。

3.1.1　中国锦屏地下实验室

由清华大学和二滩水电开发有限公司联合开发建立的中国锦屏地下实验室（CJPL，China Jin Ping Underground Laboratory）位于中国四川省凉山州冕宁、木里、盐源三县交汇处，岩石埋深约2400米（等效水深6720米），是目前世界上正在使用中的最深的地下实验室。实验室中测得的宇宙线通量为61.7 ± 11.7 events/m^2/year [99]，与地面相比降低了8个数量级，同时也是世界上地下实验室中最低。实验室可以由侧向的交通隧道进入，相比于改建自矿井的地下实验室只能用升降机的方式上下，基于隧道的地下实验室显然更加方便。同时，锦屏山山

体的岩石构成主要为大理石，其自身放射性也比较低。这些得天独厚的条件使得锦屏地下实验室成为开展包括暗物质探测在内的一系列天体粒子物理、粒子物理和天体核物理等实验的绝佳场所。目前，在一期的实验室中（CJPL-I），中国最早的两个暗物质直接探测实验CDEX和PandaX正在运行。同时二期（CJPL-II）的实验大厅正在开挖建设中，届时将可以容纳8个大型实验，采用^{136}Xe富集的高压氙气时间投影室技术来探测无中微子双贝塔衰变的PandaX-III实验也将在这里开展。图3–1展示了锦屏地下实验室在锦屏山和交通隧道中的位置，以及一期实验大厅的布局。

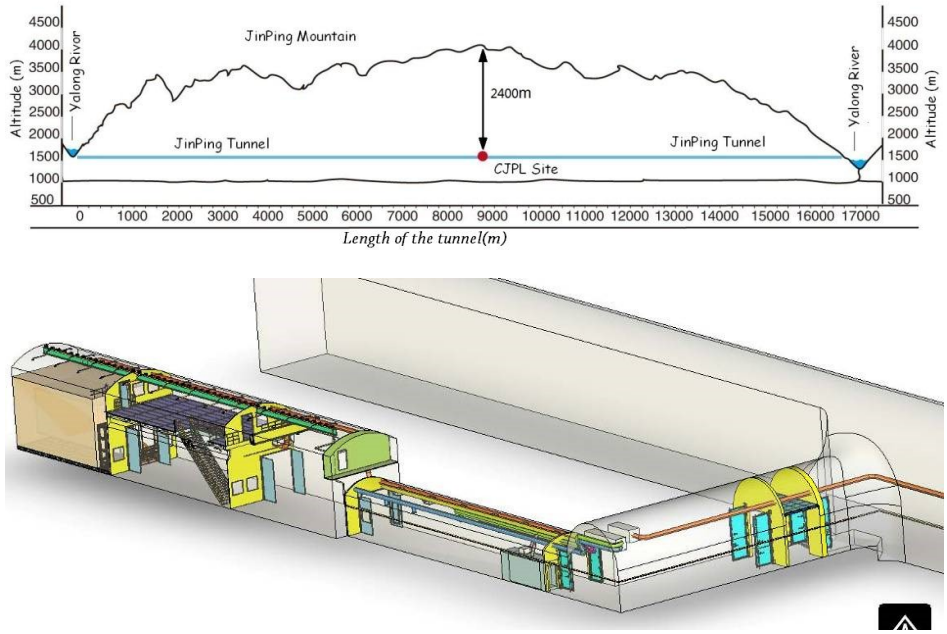


图 3–1: 上图：锦屏地下实验室相对于锦屏山和交通隧道的位置。下图：锦屏地下实验室一期实验大厅的布局。

3.1.2　屏蔽体

用岩石屏蔽宇宙线之后，仍然需要特别建造一个屏蔽体来屏蔽环境中的本底。由于CJPL-I实验大厅的空间限制，PandaX实验采用了紧凑型的被动屏蔽体（passive shielding）方案。如图3–2所示，屏蔽体是一个横截面为正八边形的柱体，总高368 cm、总宽316 cm，由不同的屏蔽层组合构成。最外围是一层厚度为400 mm的聚乙烯（PE，polyethylene）材料，用来慢化和吸收环境中的中子本底。往里一层是厚度为200 mm的铅，用来阻挡环境中的γ射线。再往里是另一层200 mm厚的聚乙烯，主要目的是用来屏蔽铅中含有的天然放射性同位素重核如^{238}U和^{232}Th自发裂变产生

的中子。最里层是50 mm厚的高纯无氧铜用来屏蔽内层聚乙烯和铅放出的γ射线。由于这些屏蔽材料自身都比较软，因此整个屏蔽体使用了少量（放射性考虑）不锈钢结构来承重和支撑。屏蔽体的上盖可以打开，探测器（液氙容器）从上部放入。液氙低温恒温器的外部真空容器由50 mm厚的高纯无氧铜制成，其内径为1240 mm、内高为1750 mm，足够容纳一个吨级的液氙探测器。这个铜制真空容器（被称为外铜罐）被预先放置于屏蔽体中，其下部有三个用于调节高度的支撑结构，可以通过传动装置在屏蔽体外部调节其水平度，也即调节放置其中的液氙探测器的水平度。外铜罐的侧壁上共有4个馈穿一直伸出屏蔽体，分别用来连接制冷系统、电子学系统以及时间投影室电极高压等等。有一根外部连接在液氮罐上的塑料管道一直通到屏蔽体中，汽化（boil-off）的干燥氮气持续不断的吹扫屏蔽体各个屏蔽层空隙中的空气以降低氡气含量，用氡气探测器测得的残余氡气含量可以维持在10 Bq/m^{3}之下。我们的蒙特卡洛（Monte-Carlo）模拟结果显示，外部环境放射性以及屏蔽体自身材料放射性在液氙探测器中造成的本底可以忽略不计。

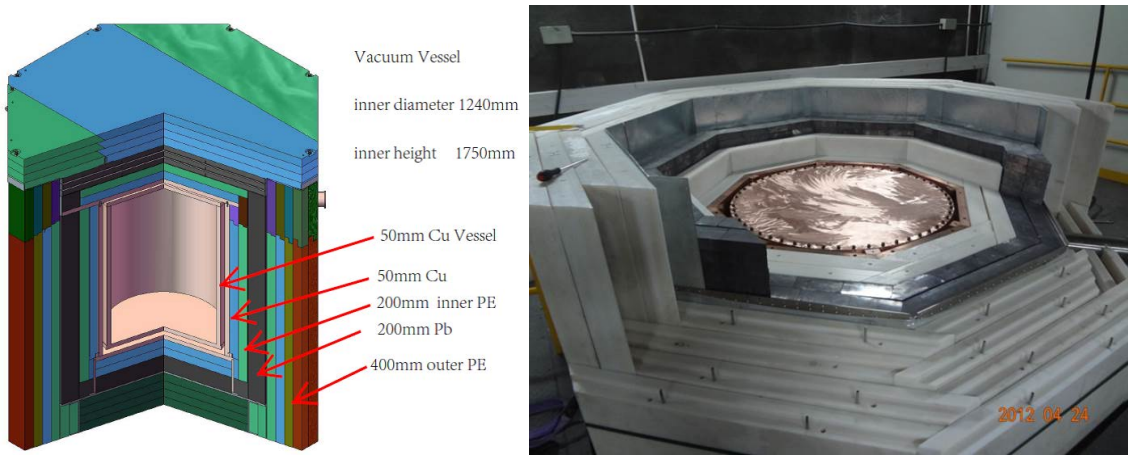


图 3–2: 左图：屏蔽体设计的剖视图，从外往里依次为400 mm聚乙烯、200 mm铅、200 mm聚乙烯和50 mm高纯无氧铜，最里面为50 mm壁厚的高纯无氧铜真空容器。右图：于2012年4月搭建完成的屏蔽体照片，顶盖还未闭合因此可以看到里面的高纯无氧铜真空容器。

3.1.3 制冷系统和循环系统

对于液氙探测器来说，一个高效稳定的制冷系统和循环系统至关重要。PandaX的制冷系统和循环系统都是为了吨级液氙实验而设计，出于放射性的考虑，整个系统放置在屏蔽体之外，由穿过屏蔽体的管道与液氙容器连接。制冷系统也采用了真空绝热隔层，其内外容积分别与液氙探测器以及真空恒温器连通。内外两个容积分别配备一套真空泵组（前级泵加分子泵），内容积即液氙探测器在充入氙气之前

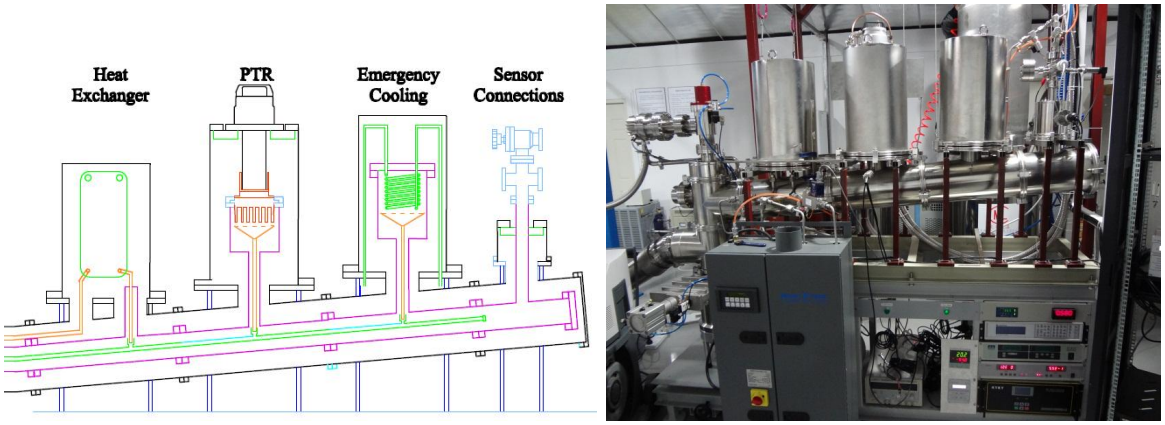


图 3–3: 左图：制冷系统的设计图，从左到右的三个模块分别为热交换器、PTR和紧急制冷，最右边有接口连接氙气储存系统和真空泵等等。系统的横向主管道与水平方向有5° 的倾角，使得液氙可以靠重力流入探测器中。右图：制冷系统照片，前面的长方体型设备为氙纯化器。

需要用泵组获得满足要求的真空度，而外容积即真空绝热层则在整个实验过程中都由泵组维持10^{-3} Pa量级的真空度。真空绝热层还额外配备了一个吸附泵（absorption pump）作为常规泵组出现意外故障时的应急方案。制冷系统的主体管路和水平方向有5°的倾角，使得液氙可以靠重力流入屏蔽体内的探测器中。制冷系统采用了模块化设计，每个模块之间相对独立，方便将来可能的扩展。如图3–3所示，目前的制冷系统总共有三个模块。中间的模块为主要制冷设备脉管制冷机（PTR，Pulse Tube Refrigerator），采用了Iwatani公司型号PC150的产品，由Oxford Instruments公司型号M600的7.3 kW氦压缩机驱动。脉管制冷机下部携带了一个额外的“冷指”（cold finger）来增大热交换表面积，实测的制冷功率为180 W [100]。在正常运行时，脉管制冷机提供整个系统所需的制冷量；当有紧急情况发生时（比如突然断电），脉管制冷机无法正常工作，这时就需要紧急制冷（emergency cooling）模块来维持系统的低温。该模块内部是绕成盘状的纯铜管道，外部与液氮杜瓦罐相连。紧急情况时相应阀门会自动打开，液氮连续流过盘状铜管，气氙在该处被液化从而把制冷量传递给整个系统。吸收热量而气化的氮气则从盘状铜管的另一端经过长管道一直排到实验室外部，这是为了避免实验内部氧气含量过低引发窒息危险。由于氙的提纯只能以气态的形式进行，因此从探测器中抽出来的液氙在进入循环系统之前要气化，这个过程本身需要吸收大量热量，而提纯完毕的氙在进入探测器之前又首先需要被制冷系统液化，这无形中增加了巨大的制冷量。因此，我们在制冷系统中设计了热交换器（heat exchanger）模块来减少这部分不必要的制冷量。从探测器中抽出来的液氙在进入循环系统之前会首先在热交换器中与已经经过循环提纯的气氙交换热量，液氙吸热气化并且温度升高而气氙被预冷到较低温度。之后被气化的氙进入循环系

统正常循环提纯，而经过预冷的氙被脉管制冷机进一步冷却液化。这个过程大大降低了维持正常运行所需的制冷量，使得采用单一的商用脉管制冷机作为制冷设备进行吨级液氙实验成为可能。该热交换器的实际测量效率为95.2% [100]。此外，制冷系统还与一套氙气储存系统相连。氙气储存系统包括4个220 L的高压氙气瓶，每个最高可以承受8 MPa的高压（约为250 kg氙气容量），以及一套紧急回收氙气的管路（图3–4中左图）。整个制冷系统装备了一个精度为±5%耐压3.5 barA的爆破膜作为最终的安全保障。

在第二章中讲到，液氙的闪烁光和电离电子都会被杂质吸收，因此降低液氙的杂质浓度对于二相型液氙时间投影室十分重要。液氙中的杂质主要来源于探测器内部各种部件的表面放气（outgassing），这是一个持续的过程，因而探测器中的液氙也需要实时的提纯来保证较低的杂质浓度。 PandaX的循环系统主要包括循环泵和纯化器（getter），以及相应的管路、传感器和控制阀门。我们采用了一个双隔膜循环泵（KNF公司型号PM26937-1400.12）和一个电磁泵（订制的Q-drive泵）平行工作的设计，而纯化器选用了SAES公司的高温纯化器PS4-M750-R-2，最高工作流速为100 SLPM（standard liter per minute）。在PandaX-I实验运行阶段，循环速度保持在30 SLPM。

液氙探测器中液面的位置通过“溢流”机制（overflow mechanism）来调节。在液氙容器外侧悬挂有一个体积约10 L的容器，称作溢流腔，它通过管道和液氙探测器内部相通。该管道的竖直段带有可以伸缩的波纹管，其顶端的高低位置（也称为溢流点）可以通过屏蔽体外部的步进馈穿（motion feedthrough）来调节。根据连通

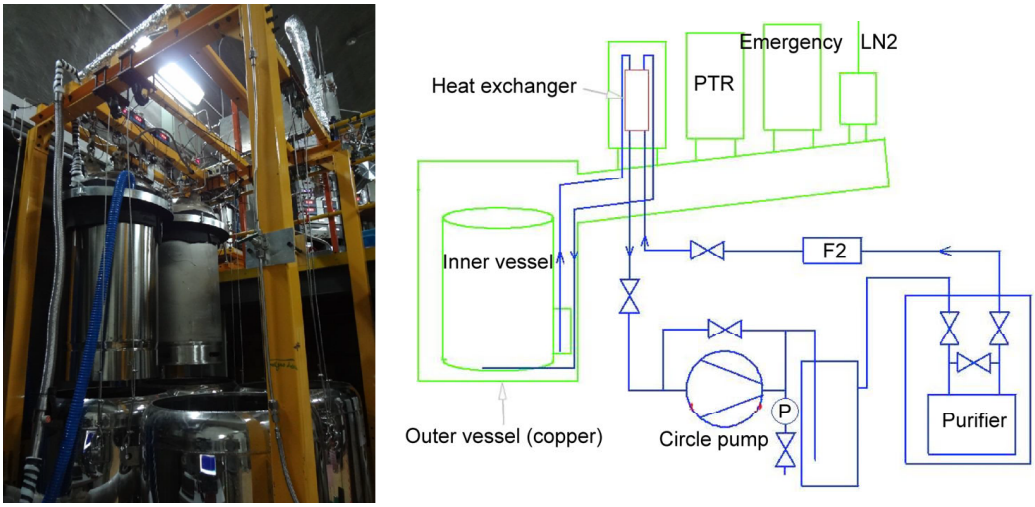


图 3–4: 左图：气体储存系统照片。右图：制冷系统、循环系统以及探测器和溢流腔之间氙循环的示意图。

器原理，当液氙探测器内的液位高于溢流点时，多余的液氙就会由管道流入溢流腔中，而溢流腔底部与循环系统相连，溢流过来的液氙持续地被循环泵抽出，经过热交换器之后进入循环系统的纯化器得到提纯，再返回热交换器预冷之后进入制冷系统被液化，最终由管道流回液氙探测器中，整个过程达到动态平衡（参考图3–4中左图所示）。因此通过外部调节溢流点的高低就可以达到调节液位的作用。通过自制的液位计的测量[101]，PandaX-I中液位调节的精度在0.1 mm量级。

3.1.4　电子学和数据获取系统

PandaX的电子学和数据获取系统也是为了吨级液氙暗物质实验设计的，主要功能包括信号放大、波形采样和数字化、信号触发和读取等。所有的硬件设备都采用了商业化模块，由VME和NIM环境混合组成，而数据获取的软件系统则是基于CAEN提供的库用C++语言自行开发的。图3–5展示了PandaX电子学和数据获取系统的示意图。信号首先通过Phillips 779放大器被放大十倍，然后进入快速模数转换器（FADC）。我们采用了CAEN的V1724 FADC模块，它有8通道，能对输入信号以100 MS/s的采样率和14 bit的幅度分辨率进行波形采样，并且以40 MS/s的频率输出经过了数字加和（ESum）的信号。当接收到触发信号时，储存在缓存器中的信号就会被FADC释放并经由光纤传输到数据获取系统服务器的磁盘阵列中储存。信号的触发方式有两种：ESum和Majority。 ESum方式由扇入扇出模块把每个FADC的输出信号加和以产生ESum信号，ESum信号经过波形放大器ORTEC 575A整形积分（1.5 μs整形时间）之后，波形面积转变成了波形幅度，然后输入甄别器CAEN V814得到逻辑脉冲作为触发。 Majority方式利用CAEN V1724自身的多数逻辑工作模式，对每一个通道设定阈值，过阈则输出一个幅度为125 mV的模拟信号，这样就把过阈的通道数转变成了波形幅度，提高了触发信号的信噪比，之后的流程和ESum方式一样，Majority信号由扇入扇出加和之后经过波形放大器整形积分，然后输入甄别器得到逻辑脉冲信号作为原始触发。由于Majority触发方式能够取得更低的阈值，最终我们采取了这种方式。对于低能区事例，我们采用底部光电管的S2信号作为触发，取得了大约89 PE的S2阈值。对于高能区事例则采用S1信号作为触发，S1阈值大约为65 PE。 PandaX-I时间投影室的漂移长度为15 cm，大约对应于75 μs的最大漂移时间，由此，数据获取窗口的时间宽度设定为200 μs，触发位置大约在时间窗口的正中间，以保证不论是触发在S1还是S2 信号上，事例的完整原始波形都能够被记录下来。关于PandaX电子学和数据获取系统更详细的介绍参见[102]。

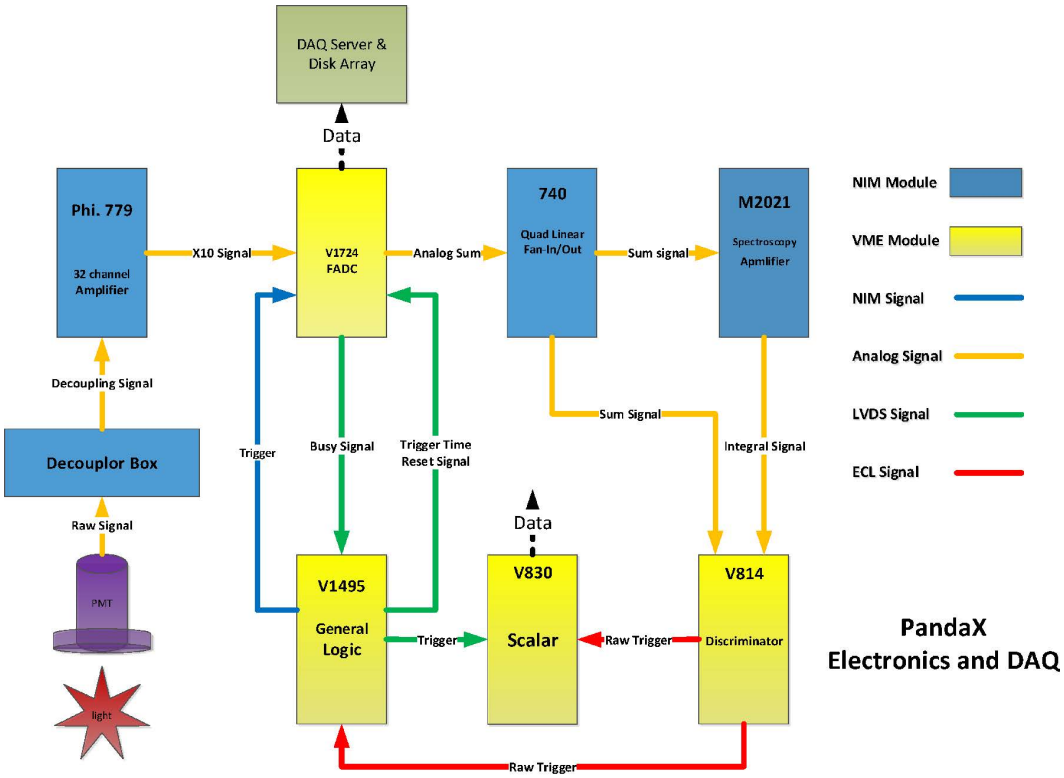


图 3–5: PandaX电子学和数据获取系统的示意图。图片来自[102]。

3.2 PandaX-I时间投影室设计

一个典型的时间投影室主要包含漂移室（drift chamber）和读出系统（readout system）两大部分。漂移室容纳探测媒介用于产生闪烁光和电离信号，并且外加电场以供电离信号漂移直到最终被读出。读出系统负责信号的读出，在PandaX实验中，我们使用光电倍增管（或简称光电管）来读出初级闪烁光S1和正比闪烁光S2信号。

3.2.1 总体设计

为了提高光采集效率以降低探测器能量阈值（见2.3），PandaX-I的时间投影室采用了非常规的扁平状设计，以着重寻找低质量暗物质信号。如图3–6，PandaX-I漂移室是一个横截面为正36边形的桶状腔体，半径为60 cm，漂移长度为15 cm，顶端至栅极（gate grid）位置而底端至阴极（cathode grid）位置，四周由36片聚四氟乙烯板围成。栅极预计会加上几kV的负高压，而阴极会加几十kV的负高压，两者之间即为漂移电场区域。在漂移室之下，还有一个高为5 cm直径相同的缓冲室（buffer

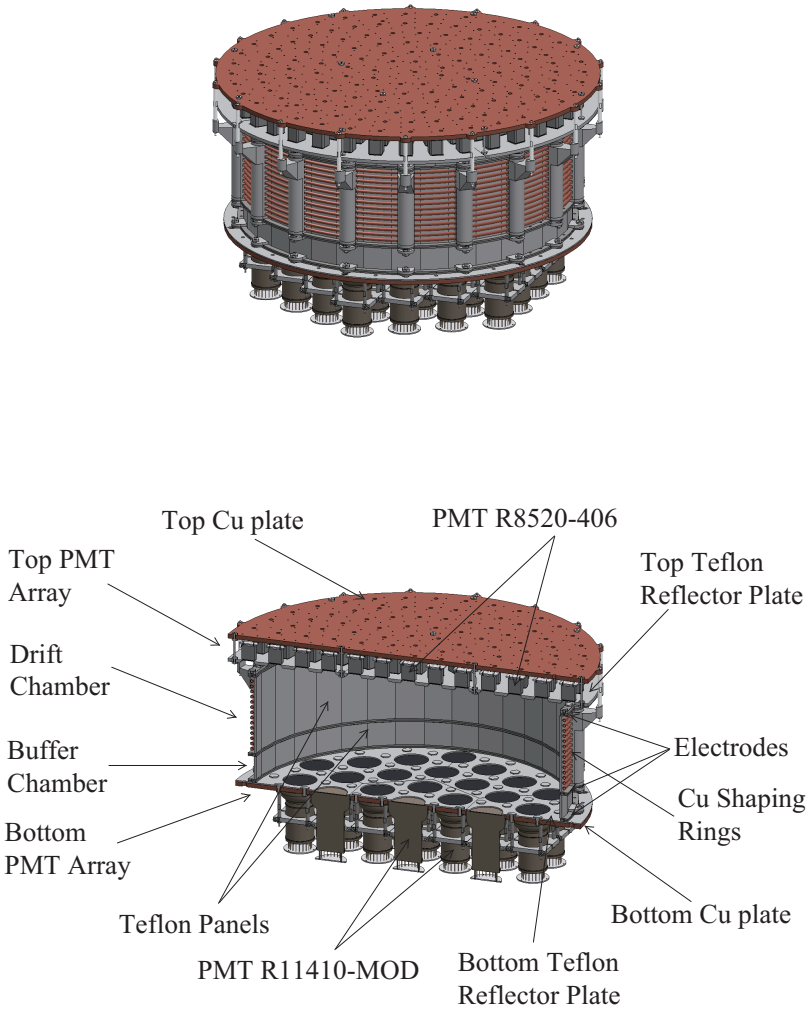


图 3–6: 上图：PandaX-I扁平状时间投影室总体三维设计图。下图：PandaX-I扁平状时间投影室总体三维剖视图，配有文字及箭头说明各个部件，详细介绍见正文。

chamber），缓冲室底部有一个接地的屏栅极（screen grid）用来屏蔽阴极高电压对底部光电管的影响。屏栅极之下是底部光电管阵列，共有37个高量子效率（QE，quantum efficiency）低本底的3英寸直径的光电管（Hamamatsu R11410-MOD），采用相邻等边三角形的紧致排布以减小死区（dead area）。相邻3英寸光电管的中心距为88.4 mm，这使得整个底部光电管阵列的光阴极（photocathode）覆盖率达到了42%。 在漂移室栅极之上8 mm处放置了一个接地的网状阳极（anode mesh），气液交界面就设计在栅极和阳极中间，即大约阳极以下4 mm处。阳极和栅极之间的电

场强度比漂移电场更强，使得漂移电子可以穿过栅极，在液面附近获得足够的动能以克服气液交界面之间的势垒从而被“拽出”到气相中。之后电子在气相中漂移，一路产生电致发光并且最终落到阳极之上。在阳极之上2 cm为顶部光电管阵列，由于阳极接地，故顶部光电管不受高电场的影响。不同于底部光电管阵列，顶部光电管的主要作用是根据S2信号分布重建出事例的X-Y位置，因此相比于高的光阴极覆盖率，光电管数量更重要，越多的光电管即相当于提供了越多的像素点，有助于提高X-Y位置重建的精度。 PandaX-I中我们在顶部光电管阵列使用了143个1英寸边长的正方形光电管（Hamamatsu R8520-406），同样有高QE和低本底，并且为了更好的重建位置，顶部光电管按圆周排列。除了顶部光电管阵列的中心放置了一个光电管之外，其他光电管共排列成6个圆周，每个圆周上分别等角度均布有8、14、20、28、36和36个光电管，相邻圆周之间的距离为52.5 mm。由图3–6还可以看到，最外圈的顶部光电管已经部分处于漂移室直径之外，这是为了让产生在漂移室边缘的事例也能有比较好的X-Y位置重建而特意设计的。整个时间投影室在不同的竖直位置安装有4个Pt100铂电阻来监测温度，同时有两套自行设计制作的液位计来监测液位的高度和时间投影室的水平度[101]。

3.2.2 顶部光电管阵列

为了减少光电管信号线带来的放气（outgassing），PandaX-I采用了顶部和底部光电管信号线分别从液氙容器顶端和底端馈穿出去的设计思路，以尽可能减少信号线的总长度。 基于这个思路以及安装的方便，时间投影室被分成了上下两个分别固定的独立部分。顶部光电管阵列和漂移室以及缓冲室作为整体悬挂在液氙容器的顶

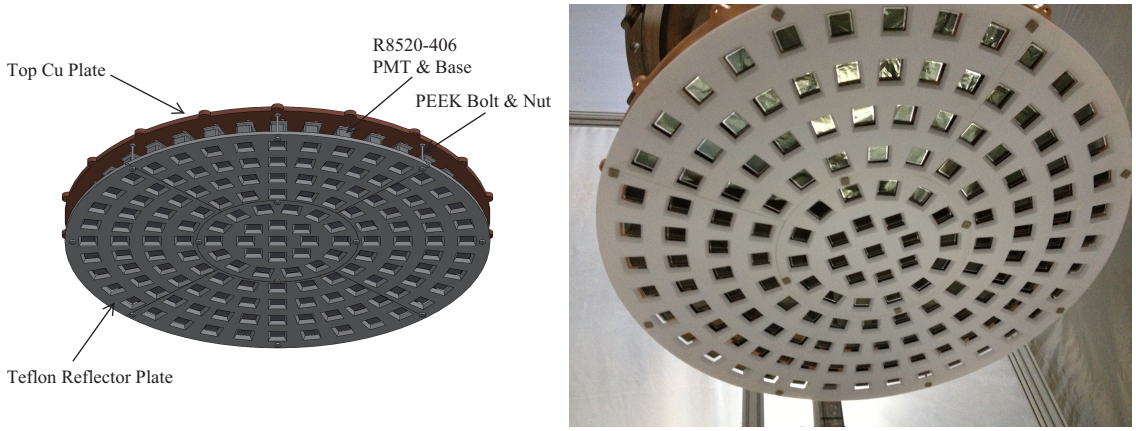


图 3–7: 左图：PandaX-I顶部光电管阵列三维设计图。右图：PandaX-I顶部光电管阵列实体组装照片。

部，而底部光电管阵列则从液氙容器底部固定。如图3–7所示，一个8 mm厚的高纯无氧铜板被设计为整个时间投影室上部的主要承重物，其主体为直径710 mm的圆，在圆的外缘还有18个半径10 mm的半圆凸起。在每个顶部光电管所在位置，该铜板都设计了相应的四个通孔，其中较小的三个通孔用来悬挂光电管而较大的那个通孔用来使信号线穿过铜板。每个顶部光电管由自身针脚固定在各自底座（base）上，而每个底座也设计了对应的三个通孔，由不锈钢螺丝和螺帽悬挂于顶部铜板上。为了防止意外的碰撞，底座和铜板之间加入了弹簧作为机械上的缓冲。同时，不同光电管和底座之间针脚插入的深度有一定偏差，加入弹簧还能够调节每个光电管的实际位置，保证最终安装完成之后所有顶部光电管的石英窗口都在同一高度（如图3–8）。为了减少闪烁光的损失，我们设计了一块6 mm厚的聚四氟乙烯组合板来覆盖顶部光电管之间的死区。这块组合板由5块单独的聚四氟乙烯板拼接而成，由于聚四氟乙烯材料可观的热膨胀系数（$\sim 1 \times 10^{-4}$/K），在液氙温度下其较室温会有大约1.2%的线收缩。为了避免收缩之后互相之间留下间隙，每块聚四氟乙烯板之间采用了交叠的拼接方式。每块板通过PEEK（聚醚醚酮）螺杆和螺帽悬挂于顶部铜板上，同样考虑到聚四氟乙烯的收缩[1]，位于聚四氟乙烯板上的通孔被设计成相应朝向的腰孔，避免收缩时产生横向应力造成聚四氟乙烯板或者PEEK螺杆的损坏。对应于每个顶部光电管的位置，聚四氟乙烯组合板上开有相应的方形孔，这些孔被设计为45°斜槽孔以增大光采集效率。每块聚四氟乙烯板的收缩也会引起孔位置的变化，在设计时我们考虑了这个效应，确保在液氙温度时每个孔的位置可以恰好对应相应光电管位置，这也就使得在室温时，一些孔和相应光电管之间有肉眼可见的明显偏移（如图3–7，右图）。同时，方孔宽度设计得比顶部光电管光阴极的宽度长2 mm，以期平衡各种误差而使光阴极不被遮挡。

图 3–8: 左图和中图：PandaX-I顶部光电管底座和顶部铜板之间的弹簧。右图：安装时用特别设计制作的小工具调节每个顶部光电管高度。

[1]铜、不锈钢等金属材料的热膨胀系数往往比聚四氟乙烯小一个量级，因此在这里基本可以忽略。

3.2.3 漂移室和缓冲室

在漂移室外侧设计有14根电场整形环（field shaping rings）。类似于平行板电容器的边缘效应，漂移电场在漂移室的边缘会有畸变而不均匀；同时，由于液氙容器在实验中处于接地状态，也会极大的影响漂移室内部的电场。电场整形环的作用就是屏蔽并且矫正这些影响，保证漂移电场尽可能的均匀。相邻整形环之间通过电阻相连，最顶端和最低端的整形环分别通过电阻和栅极以及阴极相连。在栅极-整形环-阴极回路中间，各个整形环由此获得了均匀的电势差，等效于给漂移电场的静电场泊松方程限制了一个均匀电势降落的边界条件，从而起到整形电场的目的。在PandaX-I中我们使用的电阻是日本FineChem公司的SM20D型贴片电阻，阻值500 MΩ，最大耐压5 kV，其放射性水平在可以接受的范围。保险起见，我们采用了两条并联电阻链（resistor chain）的设计，即相邻整形环或者电极之间以180°方向并联两个电阻，这样在其中一个出现松动或故障等意外时漂移室还能保留基本的功能。整形环由外径6 mm内径5 mm的高纯无氧铜管两端焊接而成（乙炔焊），我们设计了一个特殊的不锈钢模具用来把铜管弯成环状，并且在焊接时提供一定的固定。整形环的特定位置加工了一些通孔，贴片电阻两端各自用无铅焊锡焊接了一段无氧铜丝，铜丝通过对应的通孔把电阻固定在相邻的整形环之间（如图3–9，左图）。

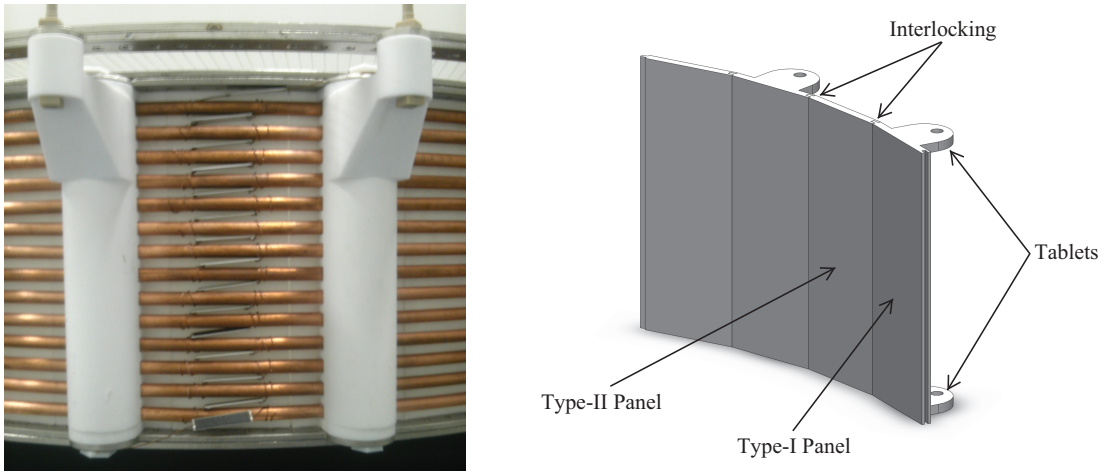


图 3–9: 左图：PandaX-I漂移室的高纯无氧铜整形环以及其中一个电阻链。右图：PandaX-I漂移室两种聚四氟乙烯板的形状，以及它们之间的凹凸交锁结构。

漂移室由外围18个聚四氟乙烯支撑棒作为首要承重物，它们在顶部向外张开，分别通过订制的PEEK螺杆和螺帽悬挂于顶部铜板外围对应的小突起上。这18个聚四氟乙烯支撑棒内侧有14个凹槽，用来固定上述14根整形环。在这些整形环的内侧，紧贴的是36片5 mm厚的聚四氟乙烯反射板，围成了时间投影室的灵敏区域。这些反

射板共有两种形状：一种在上下两端各伸出一块水平板，整体呈“[”型，可以由螺丝固定在外围的18个聚四氟乙烯支撑棒上，称为I型板；另一种没有水平板结构，称为II型板。两种板相间排列，互相之间以凹凸交锁结构拼接，使得在液氙环境下聚四氟乙烯收缩时不会产生空隙而漏光，同时也使得夹在两块I型板之间的II型板在水平方向上得以固定（如图3–9，右图）。 II型板在竖直方向上被栅极和阴极的不锈钢环所限制。栅极和阴极的不锈钢环也带有18个半圆形突出部分，它们分别与I型板的上下两片突出共用一套聚四氟乙烯螺杆而被固定于聚四氟乙烯支撑棒上。缓冲室中的聚四氟乙烯反射板的设计和漂移室完全相同，只是长度减小到5 cm。外围18个聚四氟乙烯支撑棒的长度只到阴极附近，因此固定阴极的螺杆为上下两端螺纹设计，其下端的螺纹用于配合螺母固定缓冲室的I型聚四氟乙烯板上端。类似地，这些I型板的下端则用来配合聚四氟乙烯螺丝螺母固定底部屏栅极。因此底部屏栅极是被缓冲室的I型板悬挂在漂移室上。漂移室和缓冲室的三维设计图和实物装配图见图3–10。

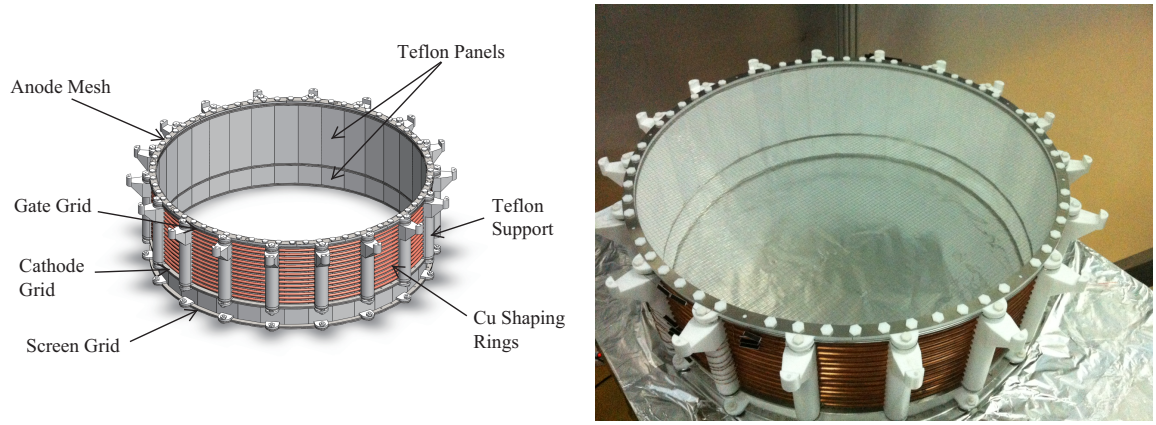


图 3–10: 左图：PandaX-I漂移室和缓冲室三维设计图，图中电极的丝或网没有画出。右图：PandaX-I漂移室和缓冲室实体组装照片。

3.2.4　底部光电管阵列

底部光电管阵列的主要承重物也是一块厚度8 mm的高纯无氧铜板，直径680 mm。不同于顶部光电管整体悬挂于铜板之下的设计，由于底部3英寸光电管较长（约13 cm），我们采用了让其穿过铜板的设计（如图3–11）。铜板上对应于光电管的位置设计了一个直径80 mm的通孔，光电管头部穿过该孔且石英窗口与铜板上表面齐平。一对由聚乙烯螺杆和螺母紧固的聚四氟乙烯卡箍被设计用来夹紧底部光电管主体，四根不锈钢杆被用来将聚四氟乙烯卡箍悬挂在铜板之下。 由于聚四氟乙烯卡箍相对于光电管的位置可以任意调节，因此容易保证每个光电管的石英窗口与

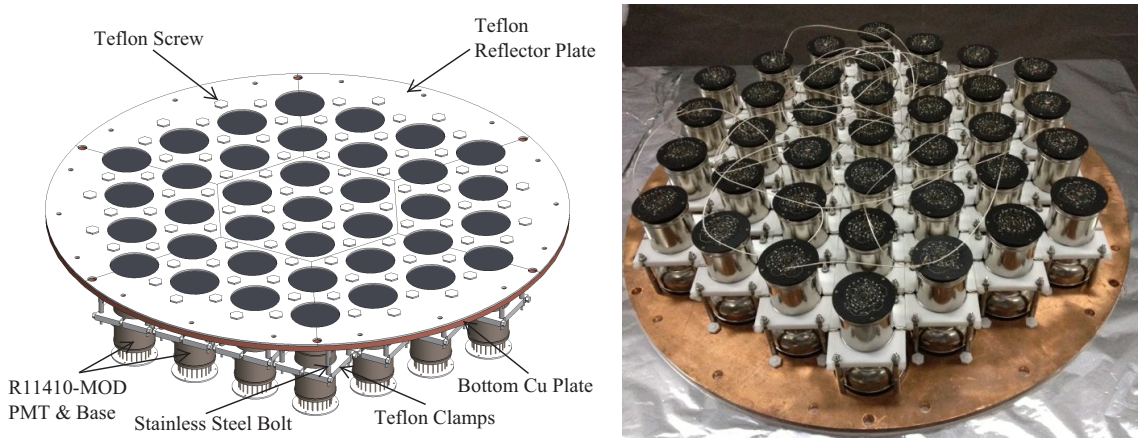


图 3–11: 左图：PandaX-I底部光电管阵列三维设计图。右图：PandaX-I底部光电管阵列倒扣在工作台上的照片，可以看到聚四氟乙烯卡箍和其内侧的不锈钢薄片，以及连接在光电管底座上的信号线。

铜板上表面齐平。在实际安装中，由于担心聚四氟乙烯与光电管之间的摩擦系数过小，我们在卡箍和光电管之间加入了不锈钢薄片，薄片被聚乙烯螺杆固定，将卡箍的压力传递给光电管主体并且与之产生摩擦力（如图3–11，右图）。考虑到聚四氟乙烯的收缩，卡箍对于光电管的夹紧力（正压力）不能过大，否则在液氙温度聚四氟乙烯收缩之后附加的应力有可能将光电管挤坏。在对聚四氟乙烯卡箍单独进行了液氮测试以研究收缩，以及在室温下对于卡箍-不锈钢薄片-光电管装配体进行了受力测试的研究之后，我们得出了一个安全且牢固的卡箍装配流程。底部光电管阵列的死区同样被聚四氟乙烯覆盖。不同于顶部光电管阵列，在底部我们采用了厚度为2.4 mm的聚四氟乙烯薄层，整张薄层被分割成7块，由较多的聚四氟乙烯螺丝直接固定在铜板上表面。由于厚度太薄，薄层之间没有采用交叠的设计，因此在液氙温度下相邻薄层之间会产生漏光的空隙。聚四氟乙烯薄层在每个光电管的对应位置设计有与3英寸光电管光阴极直径相同的竖直圆孔。由于液氙的密度较大，完全浸没在液氙中的底部光电管会受到大于自身重力的浮力，因此会有向上漂浮的趋势。覆盖在其顶部的聚四氟乙烯反射薄层上的开口只有64 mm直径，小于光电管的76 mm外径，因此可以很好的阻挡光电管并且保护其安全。

如前所述，底部光电管阵列从底部固定。在底部光电管阵列和液氙容器之间有一个高纯无氧铜制成的填充体（filler），作用是填充多余体积以减少液氙的用量，同时还能一定程度地屏蔽来自底部光电管的γ射线（如图3–12，左图）。这个填充体由5块构成，总重约为280 kg，固定在三个预先焊接于液氙容器底盖上的不锈钢支撑结构上。底部光电管阵列放置在中空的填充体上，信号线通过位于液氙容器底盖的馈穿连接到外部（如图3–12，右图）。底部铜板四周的空白区域架在填充体上，

由6个不锈钢螺栓通过6个通孔限制水平方向的移动。同时，铜板和填充体之间也加入了弹簧作为缓冲。为了保证在关闭液氙容器时，整个时间投影室能够闭合，即底部屏栅极和底部聚四氟乙烯反射层之间不留缝隙，时间投影室的上部和下部在安装时会预调到设计高度。当液氙容器关闭时，时间投影室的上部对下部有一定的挤压，底部铜板和填充体之间的弹簧会被相应地压缩。实际的安装误差被估计为0.5~1 mm，因此我们把挤压距离设定在3 mm，之后的多次测试安装表明了这个设定的安全性和有效性。

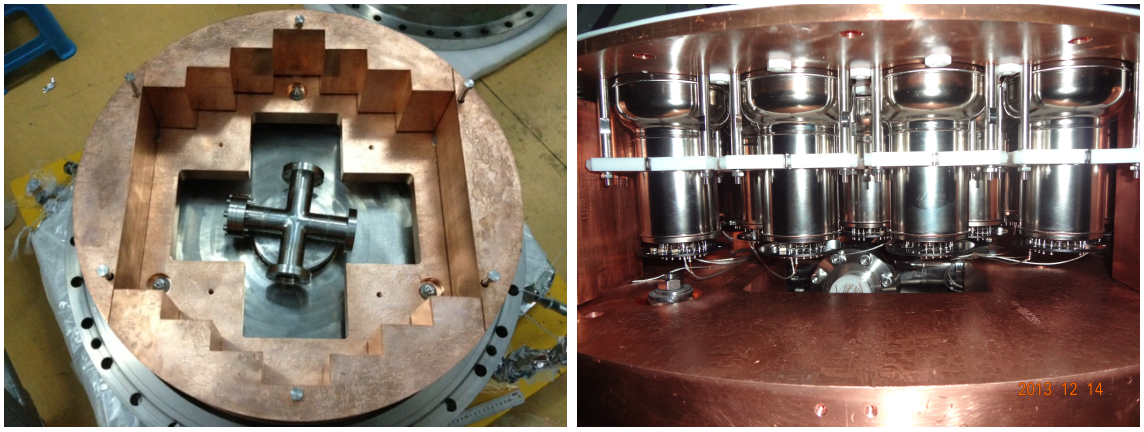


图 3–12: 左图：固定在液氙容器底盖上的高纯无氧铜填充体，以及底盖中心的十字形多通，其上可以安装4个馈穿。右图：底部光电管阵列放置于铜填充体内的照片，此时侧面的一块铜填充体被拿掉，可以看到光电管固定在铜板上的方式以及信号线和底部馈穿之间的连接。

3.2.5　整体悬挂和固定

PandaX的液氙容器由不锈钢制成，罐体厚度6 mm，内径750 mm，总高1.2 m，从一开始就被设计为可以容纳二期实验的时间投影室。一期到二期的时间投影室升级大致只需要把漂移长度从15 cm拉长到60 cm，因此对于PandaX-I的时间投影室而言，顶部铜板距离液氙容器顶盖有大约60 cm的距离。在液氙容器顶盖上预先焊接了三个带有内螺纹的不锈钢结构，可以用不锈钢杆悬挂时间投影室的上部。由于焊接过程有较大误差，这三个内螺纹并不严格竖直，微小的角度偏差在经过60 cm距离的放大之后变得显著，于是我们设计了另外一个不锈钢中间板，采用两级悬挂的方式将时间投影室上部调节到大致水平位置。整个时间投影室就是以这样上下两部分的方式分别固定于液氙容器中，如图3–13所示。

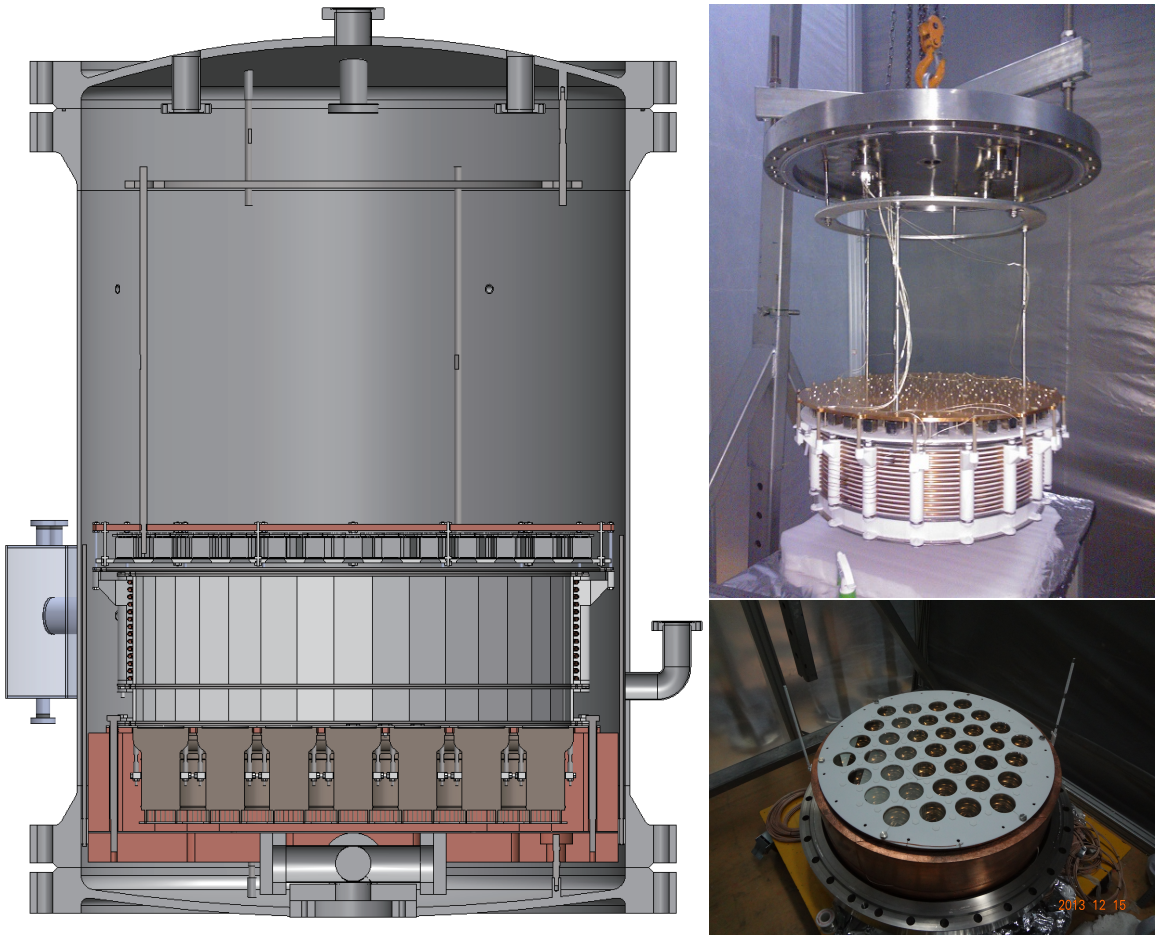


图 3–13: 左图：PandaX-I时间投影室固定于液氙容器内部三维剖面设计图。右上：PandaX-I时间投影室上部（顶部光电管阵列、漂移室和缓冲室）悬挂于液氙容器顶盖之下，中间经过一个不锈钢板修正水平。右下：PandaX-I时间投影室下部（底部光电管阵列）放置在固定于液氙容器底盖上的铜填充体上，中间有弹簧缓冲。

3.3 PandaX-I时间投影室模拟

作为一种重要的研究手段，模拟能帮助优化设计，并且检验设计是否能达到预期的物理目标。在PandaX-I时间投影室的设计阶段，我们主要进行了两方面的物理模拟：光采集效率模拟和电场模拟。光采集效率是决定时间投影室的光探测效率的主要因素，因而对于确定探测器的能量阈值十分关键。电场模拟可以帮助研究漂移电场和电致发光电场的分布情况，指导时间投影室的设计。

3.3.1　光采集效率模拟

液氙的闪烁光在时间投影室中传播时会发生吸收、散射和反射等情况（见2.3.3），这些都会影响探测器的光采集效率。光采集效率（LCE，light collection efficiency）定义为一个事例发出的闪烁光中最终到达光电管光阴极的光子数占总光子数的百分比，即

$$LCE = \frac{N_{hit}}{N_{tot}} \times 100\% \tag{3·1}$$

式中N_{hit}为到达光电管光阴极的光子数，N_{tot}为该事例的总发光光子数。在二相型液氙时间投影室中，S2信号往往可以比S1信号大2到3个数量级，因此我们更关注的是S1的光采集效率。

在PandaX实验中，我们开发了一套基于Geant4[103]的程序*PandaXLight*来模拟探测器中光子的传播。此时的光子被认为不会与物质发生反应，即只考虑了光学过程。如前所述（见2.3.3），与光子传播相关的光学过程包括：液氙的吸收过程、液氙的瑞利散射过程、液氙/气氙交界面的折射和全反射过程、探测器材料的反射和吸收过程。这些过程都可以使用Geant4自有的物理过程库来描述，只需选择合适的具体类型以及设定恰当的参数。液氙的吸收过程可以由指数衰减的模型来描述，而吸收长度跟液氙中的杂质水平有关，在模拟中我们将其设定为1 m、5 m以及10 m。如表2–1所列举的，液氙的瑞利散射长度实验测量值在29 cm到50 cm之间，在模拟中我们固定为40 cm，而气氙和液氙的折射率分别设定为1和1.69。探测器材料对于光子的反射（吸收）过程采用了Geant4库中的Unified Model[104]，并统一设定为99.7%的漫反射（Lambertian reflection）。作为主要的反射材料，聚四氟乙烯的反射率一直让人感兴趣，我们将在第四章中详细介绍，在模拟中我们把聚四氟乙烯的反射率设定在0.8、0.85、0.9、0.95和1一共五个值。 PandaX-I时间投影室中一共使用了4个电极，它们的丝或者网对于闪烁光的吸收也起到了显著的作用，所用材料不锈钢的反射率被设定为0.57[105]。另一个相关的材料是光电管的石英窗口，光子需要首先穿过大约1.5 mm厚的石英才会打到光阴极上。在这个模拟中我们忽略石英对光子的吸收，但是仍然考虑了其折射，石英的折射率被设定为1.56，略微小于液氙，因此大角度入射的光子还是可以产生全反射而无法到达光阴极。时间投影室中的其他材料如铜以及光电管本体的合金材料，关于它们对液氙闪烁光的反射率研究甚少，因此在模拟中我们保守的把它们的反射率设定为0。由此，在光采集效率模拟中的自由参数就是液氙的吸收长度（以a表示）和聚四氟乙烯的反射率（以r表示），我们主要研究两者对于光采集效率的影响。

整个PandaX-I的时间投影室被写入了模拟程序中，为了简化起见，与光传播无关的探测器部件被省略，而一些细节也被简化。图3–14的左图展示了*PandaXLight*模拟程序中构建的PandaX-I时间投影室，可以看到顶部的1英寸光电管和底部的3英寸光电管（橙色）以及它们的底座（白色），围成时间投影室的聚四氟乙烯反射板（深绿色）以及4个电极（褐色）。在图示的情况中，共有100个光子在时间投影室中心点各向同性地发出，传播轨迹以浅绿色线表示，在经过了瑞利散射、折射和反射之后，这些光子要么最终到达光电管的光阴极被计数，要么被液氙和其他材料吸收。在模拟中，我们固定每个事例产生各个方向均匀分布的1000个光子，事例的位置也随机均匀地分布在整个时间投影室的液氙体积中。在每个事例中，各个光电管光阴极接收到的光子数被记录下来，它们加和之后除以1000即得到该事例的光采集效率。利用Monte-Carlo方法，我们生成数以百万计的事例，得到的时间投影室中不同位置的光采集效率如图3–14中右图所示。为读图方便，我们将三维的时间投影室投影到了Z-X（或Z-Y）平面，图中坐标Z = 0就是液面的位置，而Z = -15 cm以及Z = -20 cm处分别是阴极和屏栅极位置。图中的黑色方框代表预计的基准体积（见1.4.3.3）选取范围，即从每个方向各删减5 cm的液氙以屏蔽外部本底。这里所采用的参数为$a = 5\,\mathrm{m}$，$r = 0.95$。

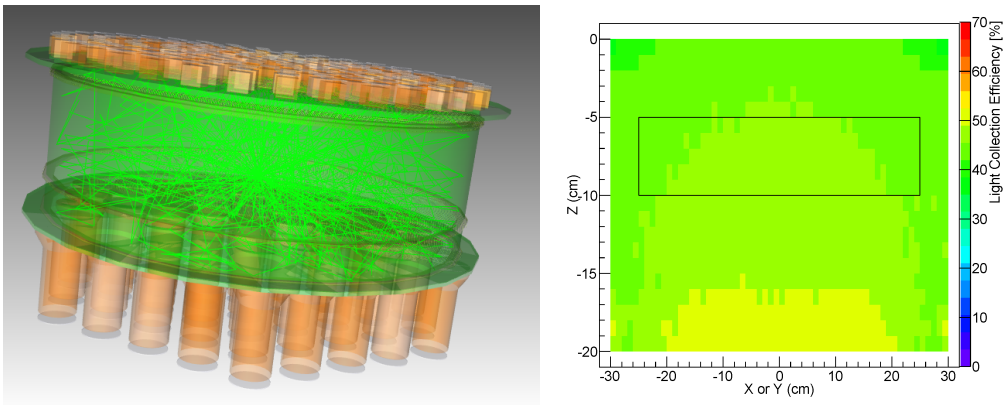


图 3–14: 左图：在模拟程序*PandaXLight*中构建的PandaX-I时间投影室，上下橙色为光电管主体、白色为光电管底座，中间深绿色的为聚四氟乙烯反射板，中间分布了四个电极，呈丝状发散的浅绿色线的是光子在时间投影室中的传播轨迹，可以看出它们在聚四氟乙烯以及液面上的反射，图示为100个光子从时间投影室中心点各向同性地发出的情景。右图：PandaX-I时间投影室模拟的光采集效率随位置的分布，图中黑色方框为预计的基准体积，所用参数为$a = 5\,\mathrm{m}$，$r = 0.95$。

知道了光采集效率，我们就可以得知探测器的光产额（LY，light yield）。光产额被定义为单位反冲能量下探测器所探测到的光电子（PE，photoelectron）数，其中光电子是指闪烁光被光电管的光阴极光电吸收之后产生的、并且最终进入光电管

第一打拿极（dynode）开始倍增的电子。由于液氙闪烁光的产额跟入射粒子类型和能量相关（见2.3.2），显然探测器的光产额也跟能量相关。同样，由于外加电场也会影响液氙闪烁光的光产额，除非特别说明，探测器的光产额都是默认在零电场下的值。传统上，我们用^{57}Co放射性同位素的122 keV特征峰来刻度液氙探测器能量，因此探测器的光产额也是默认这个能量的电子反冲下的值。为了便于区分，我们给能量单位keV引入下标ee（electron-equivalent）和nr（nuclear recoil）来分别代表电子反冲和核反冲能量。探测器的光产额可以写成

$$LY = S(122\,keV) \times \langle LCE \rangle \times QE_{eff} \tag{3·2}$$

式中$S(122\,keV)$为零电场下122 keV的γ射线在液氙中的闪烁光产额，我们采用NEST模型[106]的拟合值，$S(122\,keV) = 63.40\,\text{photon/keV}_{ee}$。$\langle LCE \rangle$为探测器基准体积中的平均光采集效率。$QE_{eff}$为光电管的有效量子效率，可以表示为$QE_{eff} = QE \times (1+f) \times CE$，其中$QE$为光电管在室温下的量子效率，由Hamamatsu公司提供，f为观测到的光电管量子效率在液氙温度下的增幅，一般为10%~20%，CE为第一打拿极从光阴极收集光电子的效率，一般为70%~85%。在这里我们分别采用0.25和0.31 PE/photon作为顶部1英寸光电管和底部3英寸光电管的有效量子效率。显然，由于顶部和底部分别使用了有效量子效率不同的两种光电管，式3·2需要修改为

$$LY = S(122\,keV) \times \left(\langle LCE^{top} \rangle \times QE_{eff}^{top} + \langle LCE^{bottom} \rangle \times QE_{eff}^{bottom} \right) \tag{3·3}$$

式中的上标top和$bottom$分别表示顶部和底部光电管。将上述数值以及模拟得到的$\langle LCE^{top} \rangle$和$\langle LCE^{bottom} \rangle$代入上式，可以得到PandaX-I时间投影室预期的光产额跟液氙吸收长度以及聚四氟乙烯反射率的关系，如图3–15所示。图中绿色虚线为XENON100实验的实际光产额3.8 PE/keV$_{ee}$[52]，紫色虚线为LUX实验的实际光产额8.8 PE/keV$_{ee}$[53]。由于大于1 m的液氙吸收长度相对比较容易实现，所以从图中曲线趋势来看PandaX-I基本可以超过XENON100的光产额，但是要想超过LUX实验，我们需要取得至少10 m的液氙吸收长度和至少0.9的聚四氟乙烯反射率。

3.3.2　电场模拟

时间投影室中的电场由各个外加了不同高压或者接地的电极产生，电极上的电压为定值（忽略高压电源的微小波动），电场也即为静电场，其行为满足泊松方程。

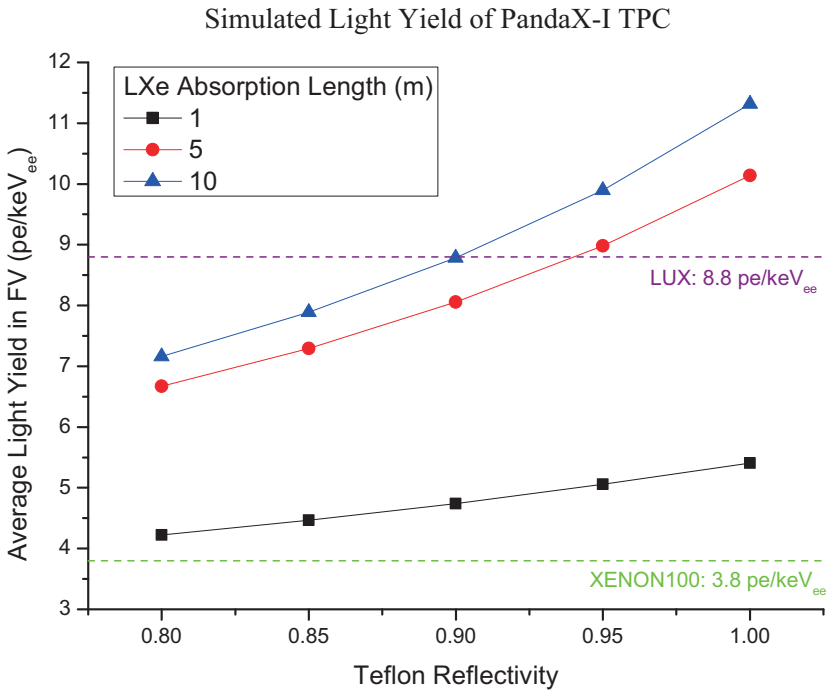


图 3–15: PandaX-I时间投影室模拟的光产额跟液氙吸收长度以及聚四氟乙烯反射率的关系，图中加入了XENON100和LUX实验的实际光产额数据做参考。

因此，所谓电场模拟即用数值方法求解时间投影室中的静电场泊松方程，由于时间投影室的结构相对复杂，一般借助现有的有限元分析（FEA，finite element analysis）软件来求解。在PandaX实验中，我们使用了COMSOL Multiphysics软件[107]来模拟PandaX-I时间投影室中的电场分布。

如前所述，电场整形环对于漂移电场的均匀性十分必要（3.2.3）。从静电场泊松方程的角度来看，整形环的存在相当于给漂移电场附加了一个边界条件，以期漂移电场尽可能的接近匀强电场。一个直观的方法是将整形环在Z方向均匀排布，其上所加电压也均匀递减（递增），即$\Delta U/\Delta x$为常数，从而使得附近的场强趋向于均匀。如果我们把这种离散的等电势降落的点的数量延拓到无限个，即$\Delta U/\Delta x$变为dU/dx且为常数，这就变成了完美的匀强电场，这指导我们把整形环的数量设计得尽可能的多，而把其几何尺度（截面）设计得尽可能的小。但是在实际的时间投影室设计中这会受到一些限制。首先从实际运用的角度出发，整形环截面尺寸无法做到无限小。如果整形环的截面尺寸不能无限小，增加整形环的数量即要求减小相邻整形环之间的距离，这也就相当于增大了相邻整形环之间的电场强度，也即增大

了液氙被击穿的风险[2]。另外，相邻整形环之间一般是通过连接电阻来实现等电势降落的，而电阻本身也具有尺寸，整形环的间距太小也不利于电阻的连接和固定。

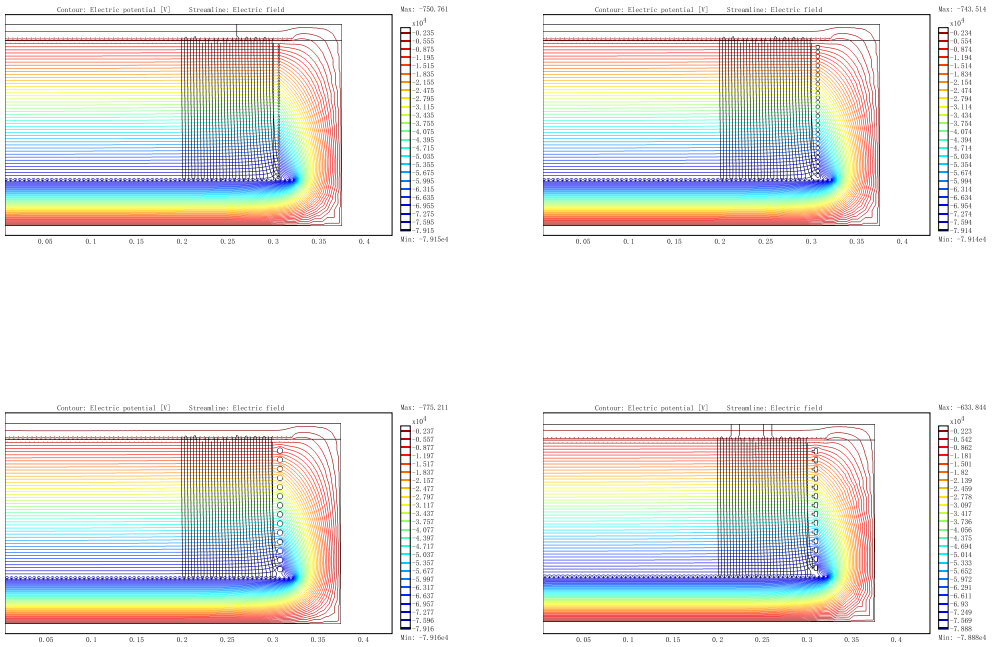


图 3–16: COMSOL Multiphysics软件模拟的4种整形环设计，图中电场线为大致纵向的黑色实线（选择了其显示区域），等势线为彩色轮廓线，其色带在图的右侧。左上：圆形截面整形环，直径2 mm 中心距3 mm。右上：圆形截面整形环，直径4 mm中心距5 mm。左下：圆形截面整形环，直径6 mm中心距10 mm。右下：“⊣”型截面整形环，中心距10 mm。

由于PandaX-I时间投影室近似为圆柱形，因此在模拟时采用了柱坐标对称，即将三维模拟简化为了r-Z的二维模拟。我们首先模拟了不同的整形环截面形状和尺寸、数量以及间距对于漂移电场的影响。模拟中我们简化了时间投影室的其他部件，但是保持了相对尺寸的准确。整个求解域在Z方向上包括了顶部光电管阵列石英窗口面至缓冲室屏栅极，这两个面简化为求解域的上界和下界（接地）；在r方向上从0一直到液氙容器的内表面处，此为求解域的右界（接地）。阳极、栅极和阴极都包含在模拟中，电势分别设定为0、-5 kV和-80 kV。电极外侧的固定环被省略，只包含了电极上的平行丝（关于电极的讨论见3.4），在r-Z平面内都被简化为直径200 μm中心距5 mm的小圆圈。整形环之间的电阻也被省略，每个整形环上的电势依具体数

[2]实际上在低于击穿强度的电场下液氙就已经开始产生发光和电离现象。

量在栅极和阴极电势之间均匀分布。液面被设置在阳极和栅极正中间，上方的气氙相对介电常数设为1，而下方的液氙则为1.96。如图3–16所示，我们以4种情况为例说明，每种情况下整形环的内侧都保持在r = 305 mm即聚四氟乙烯板外侧。左上为圆形截面整形环，直径2 mm中心距3 mm，由于漂移长度为15 cm，相当于把漂移长度50等分，共有49个整形环。类似的，右上为直径4 mm中心距5 mm，而左下为直径6 mm中心距10 mm。我们可以看到这三种情况的漂移电场几乎没有差别。右下显示的是“⊣”型截面整形环，中心距10 mm。我们也模拟了截面为正方形的情况，发现这三种情况之间的漂移电场也几乎没有差别。另外，我们尝试了把整形环向漂移室的外侧移动，即增大r，跟预期一样，漂移电场在边缘处的均匀度略有提高。综合各方面考虑，我们最终选择的设计为圆形截面的整形环，直径为6 mm中心距为10 mm，并且仍然紧贴聚四氟乙烯板以方便固定。

PandaX-I时间投影室的最终设计的电场模拟如图3–17所示，彩色区域为等势线填充的轮廓，黑色实线为电场线，其中选择性的只显示了时间投影室内部区域。 时间投影室的主要部件也已经添加，比如聚四氟乙烯（相对介电常数2.1）和电极的固定环。在这个模拟中，金属材料的内部被预先从求解域中减掉，于是在图中呈现白色。在图中漂移室的右上侧和右下侧区域，电场线有比较明显的弯曲，这主要是由栅极和阴极的固定环（电极右侧白色部分）造成的。这两个电极由上下各3 mm的不锈钢环固定，固定环与电极等电势，栅极底部的固定环和阴极顶部的固定环分别深

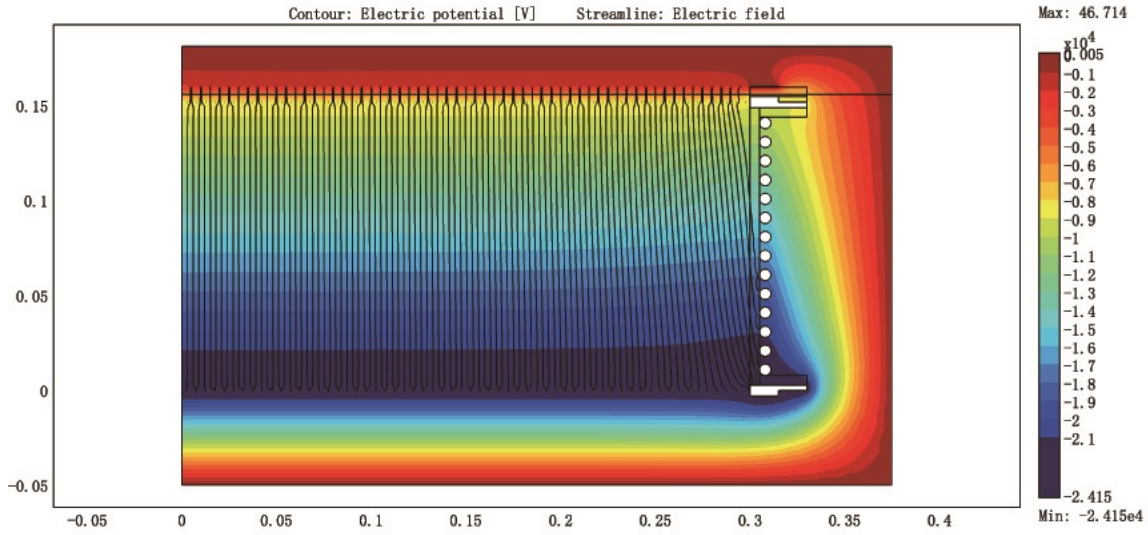


图 3–17: PandaX-I时间投影室的最终电场模拟，图中彩色区域为等势线填充的轮廓，黑色实线为电场线，聚四氟乙烯和电极的固定环也已经添加，所有金属材料的内部被预先从求解域中减掉因此在图中呈现白色。

入漂移室区域。由于漂移室的总高度只有15 cm相对较短，深入漂移室区域的电极固定环对于漂移电场有比较明显的影响。在PandaX-II时间投影室中我们对此作了优化（详见5.2.3）。

在模拟中我们尝试了不同的栅极高压，发现要基本达到100%的电子拽出率，即10 kV/cm的电致发光电场（见2.4.3），栅极高压需要达到大约-9 kV。如图3–18所示，上图为图3–17在电致发光区域的放大图，下图为电场强度随Z方向的分布。由

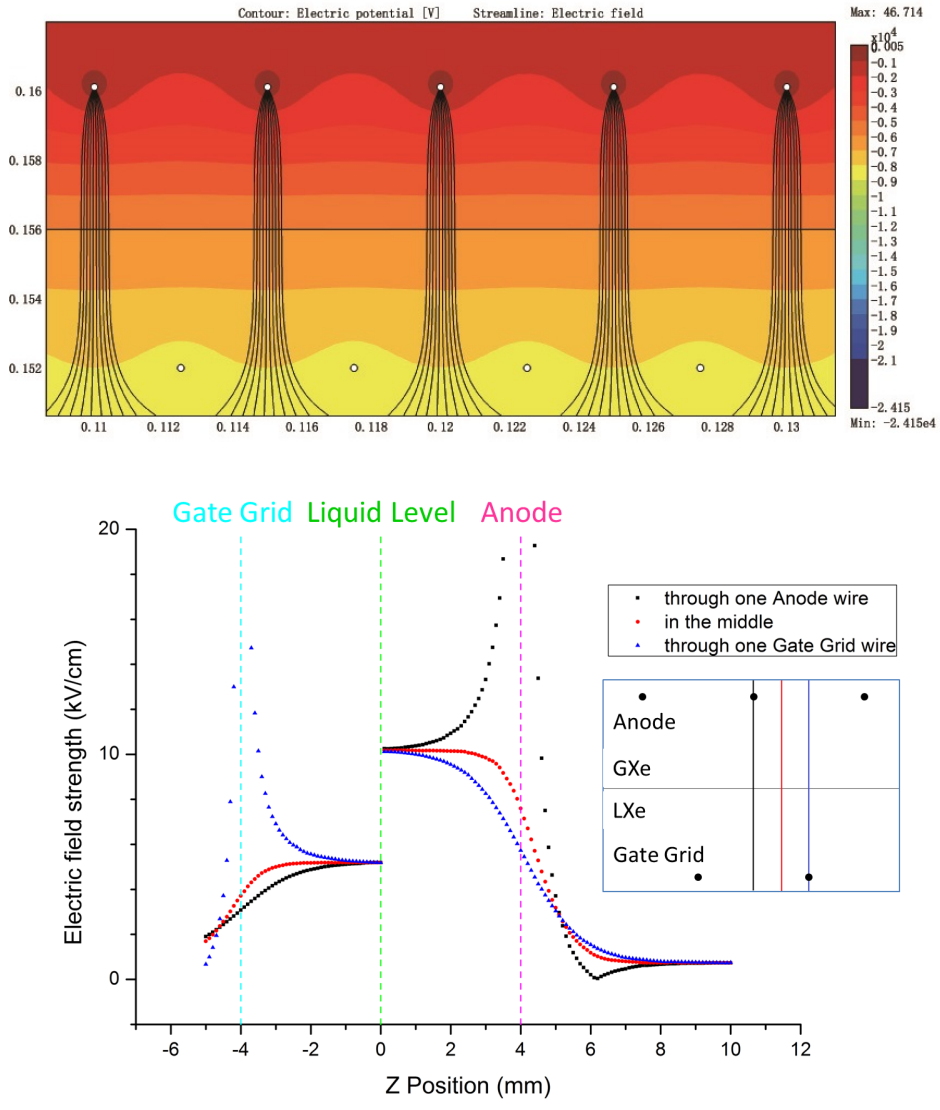


图 3–18: 上图：COMSOL Multiphysics模拟的电致发光区域的局部放大图。下图：电场强度随Z方向的分布，分别选取了阳极丝、栅极丝和它们正中间的三个r位置，在液位以上它们的电场都大于10 kV/cm，而这需要栅极达到-9 kV的高压。

于阳极和栅极是错位排布的，我们选取了三个有代表性的r位置，分别位于阳极丝、栅极丝和它们的正中间，可以看到在液位以上它们的电场都大于10 kV/cm，而这需要栅极达到-9 kV的高压。相应的为了达到~1 kV/cm的漂移电场，阴极高压需要-24 kV。在图3–17所示的模拟中，栅极和阴极正是分别设定了-9 kV和-24 kV的边界条件。

我们分析了漂移电场的方向在r-Z平面内的分布，用电场的r分量E_r和Z分量E_Z的比值来推导，即夹角$\theta = \mathrm{Tan}^{-1}(E_r/E_Z)$，结果如图3–19左图所示。可以看到，在漂移室上下分别接近栅极和阴极的地方，由于电极平行丝（即小圆圈）的存在，θ角出现了规律性的振荡。在漂移室的外侧即r $\gtrsim$ 210 mm区域，电场方向开始变得不竖直，尤其是在图中右下角处，θ角达到了约-60°，如前所述，这是阴极的固定环造成的。在探测器实际运行时，栅极和阴极的高压分别为-5 kV和-20 kV，我们模拟了在这样的设定下，PandaX-I第一批物理结果[55]中的基准体积内漂移电场场强的分布，如图3–19右图所示。可以看到，漂移电场场强的分布仍然向右上和右下两个方向呈现不均匀性，其中右上区域场强偏大而右下区域场强偏小，总体在620~670 kV/cm范围，相对涨落（RMS/mean）约为0.6%。

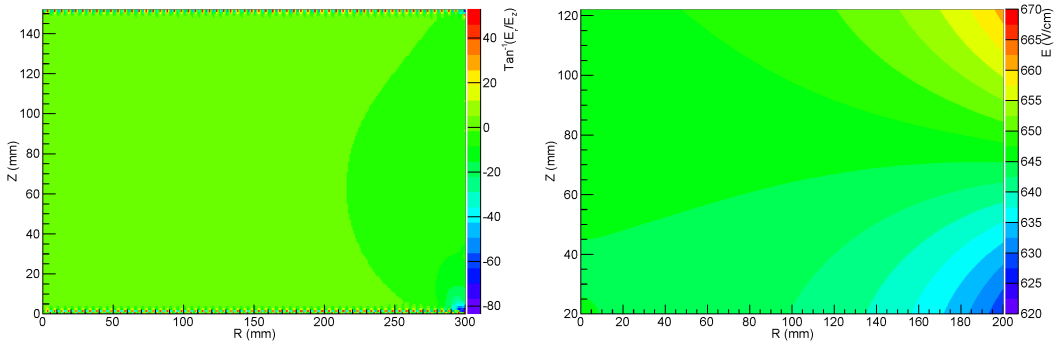


图 3–19: 左图：漂移电场r分量E_r和Z分量E_Z之间的夹角θ在整个漂移室中的分布。右图：PandaX-I第一批物理结果中的基准体积内漂移电场场强的分布。

3.4 PandaX-I时间投影室电极的制作

电极在时间投影室中的作用是产生漂移电场和电致发光电场（拽出电场），它使得电离信号也可以被放大和读出，让时间可以被“投影”，是时间投影室的关键部件。出于光采集效率的考虑（见3.3.1），一般希望电极有尽可能高的光学透过率（optical transparency），因此通常把电极设计为网状和丝状。网状电极一般采用光

化学蚀刻的工艺来制作，以几十到几百微米金属箔为原料，蚀刻成正方形或者正六边形网眼的网。网状电极的优点是由于具有二维结构，其机械强度较高，局部电场较均匀；而缺点是光学透过率比相同丝径和间距的丝状电极低，而且蚀刻会使金属表面留下坑坑洼洼（如图3–20，右下），这种不平整被认为可能产生较大的局部电场而影响二相型液氙时间投影室的性能。 丝状电极由间距相同的平行丝组成，每根丝上需要预先施加有一定的拉力以减少其在自身重力以及电场力作用下产生的下垂或者上翘。制作丝状电极的方法通常是把预拉紧的丝一根根固定在环上，环的材料最好和丝相同，以避免在液氙温度下不同热膨胀系数造成两者之间的收缩不一致，从而使得丝变松或者被拉断。丝状电极的优点是光学透过率较高，而且丝的表面相对

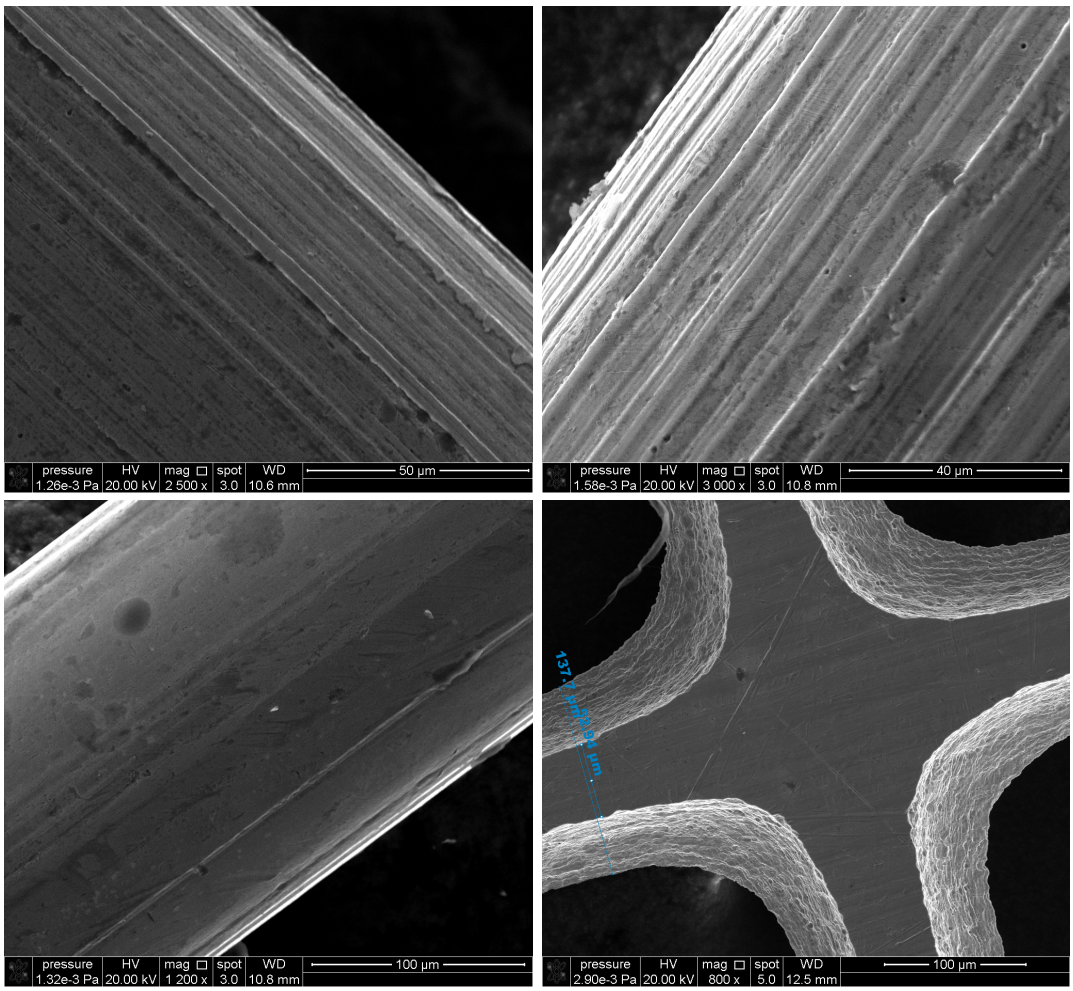
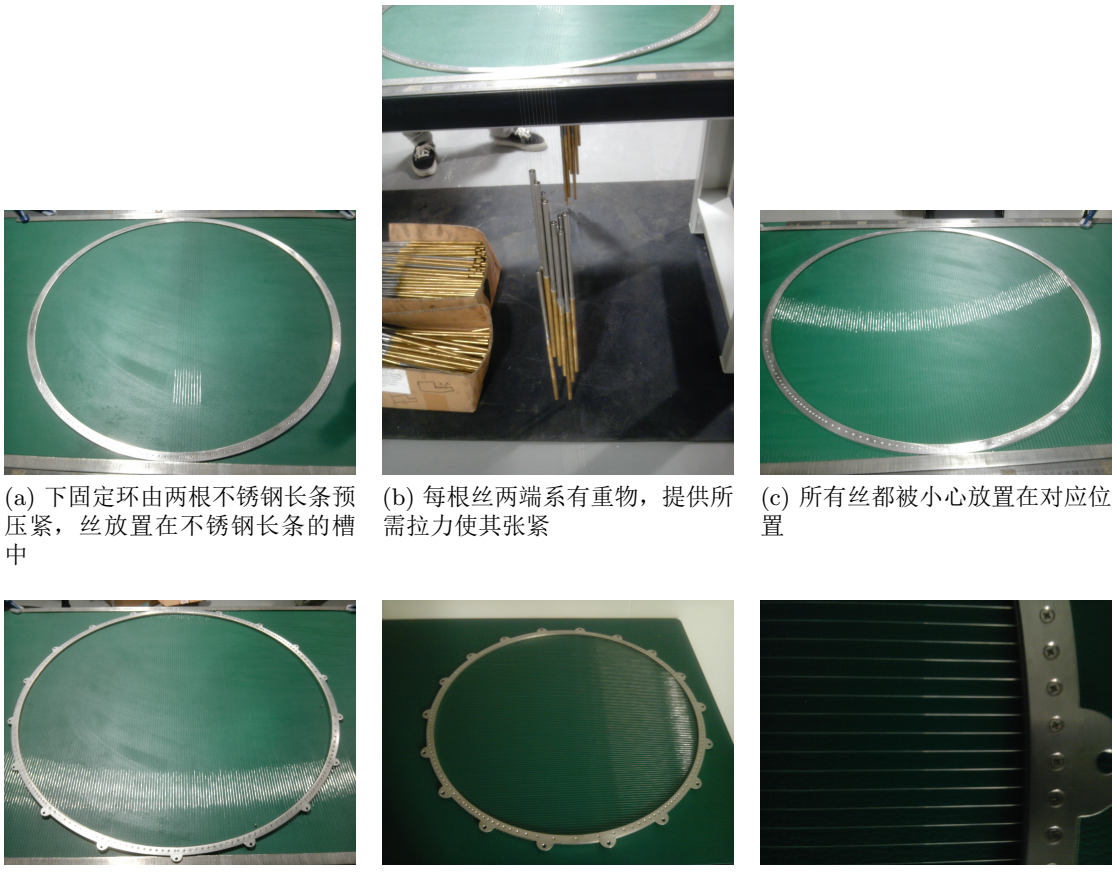


图 3–20: 几种不锈钢丝样品（直径200 um）和蚀刻的不锈钢网样品在扫描电子显微镜下看到的表面结构。左上：国内市面上的304不锈钢丝。右上：国内市面上的316L不锈钢丝。左下：GoodFellow公司316L不锈钢丝。右下：GreatLakes公司蚀刻的正方形网眼的网，可以看到蚀刻的面有一个斜度，而且表面粗糙不平。

比较光滑而瑕疵较少，可以通过筛选来控制品质（如图3–20所示）；而其缺点是局部电场不如网状电极均匀，而且制作过程比较精细和繁琐，特别当电极直径变大时（吨级二相型液氙时间投影室需要大约1 m直径的电极），设计和制作都是机械上的挑战。

3.4.1 丝状电极的制作

由于PandaX-I时间投影室的设计目标是尽可能增加光采集效率以寻找低质量暗物质，栅极、阴极和底部屏栅极都采用了200 μm直径、5 mm间距的丝状电极。我们尝试过锡焊和点焊的方法将不锈钢丝固定于不锈钢环上。 锡焊的最大问题是焊点形状不容易控制，往往带有尖端；而点焊的问题是成功率不高，不锈钢丝容易焊断。最终我们采用的是机械固定的办法，如图3–21所示以栅极丝状电极为例介绍



(a) 下固定环由两根不锈钢长条预压紧，丝放置在不锈钢长条的槽中

(b) 每根丝两端系有重物，提供所需拉力使其张紧

(c) 所有丝都被小心放置在对应位置

(d) 放置上固定环，并且拧紧所有螺丝

(e) 剪断重物，在固定环外援处把丝修建干净

(f) 在固定环内侧的丝和螺丝近照

图 3–21: 丝状栅极电极的制作过程，详细描述见正文。

制作过程。经过扫描电子显微镜下的比较，我们选用了GoodFellow公司的316L材质的200 μm直径不锈钢丝（如图3–20，左下）。电极包含上下两个厚度为3 mm的不锈钢固定环，外径和内径分别为630 mm和600 mm，上部固定环还设计有用于固定在漂移室聚四氟乙烯棒上的半圆凸起。下部固定环设计有约180个M2螺纹通孔，而上部固定环在对应位置设计有锥形沉孔，两个环通过M2平基不锈钢螺丝互相固定，所有的不锈钢丝就放置在两个固定环中被夹紧固定。两根加工有间距1 mm深度约0.2 mm槽的不锈钢长条用于定位丝，确保丝之间5 mm的中心距。同时，由于最终丝上拉力的作用，电极的固定环会在丝的方向上发生形变，因此需要在安装的时候给予固定环一定的预紧力来抵消这种形变。我们利用这两根不锈钢长条预先挤压下部固定环，使之在丝方向有4 mm的形变。整个安装过程在一张水平的工作桌上进行，两个不锈钢长条调整到平行对齐的位置并且固定在桌上，而下部固定环放置其间保持4 mm的预形变。不锈钢丝两端系上重物之后放置在对应的槽内，而重物自然下垂产生所需的拉力使丝得以张紧。在放置每根丝之前，我们都会检查丝上是否有明显的折痕和损伤。所有丝都小心放置就位之后，我们会重复该检查过程以确保丝没有收到损伤。之后，我们会把上部固定环小心放置在下部固定环之上，对称地拧紧螺丝。在所有螺丝都拧紧之后，需要先检查是否所有丝都已经被压紧。最后剪断丝上的重物，将电极从不锈钢长条的预压紧固定中取出，并且小心把每根丝的末端在固定环外援处修剪干净。这样一个丝状电极就制作完毕了。之后还需要将其放入液氮中冷却，然后取出来让其回到室温，如此重复几次以确保在冷热循环中丝不会松掉或者拉断。

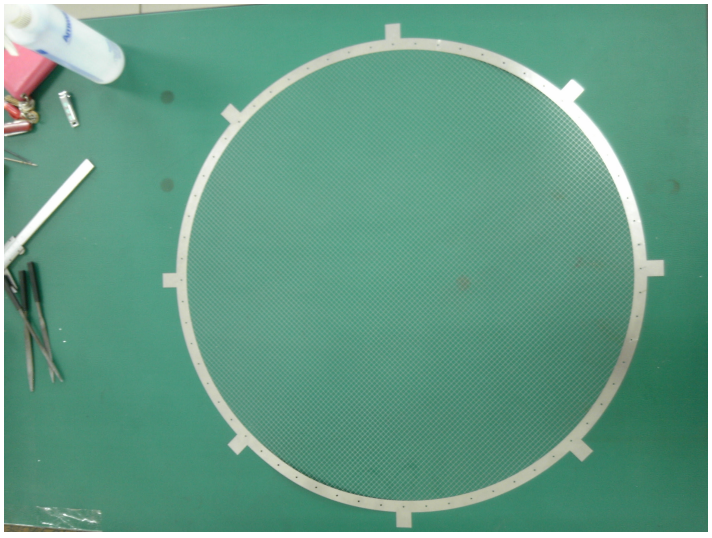


图 3–22: PandaX-I时间投影室的阳极所用的网状电极。

3.4.2 网状电极的制作

为了获得更加均匀的电致发光电场，PandaX-I时间投影室的阳极采用了丝径200 μm、中心距5 mm的正方形网眼网状电极，如图3–22所示。该网状电极由GreatLakes公司根据我们的设计采用光化学蚀刻的办法生产，厚度为200 μm。电极直接固定在一个由18片聚四氟乙烯部件拼成的圆环上，该圆环同样固定在18个聚四氟乙烯固定棒上，将栅极和阳极隔开。

3.5 PandaX-I时间投影室性能

PandaX-I时间投影室的实际运行性能可以通过分析中子和γ放射源的刻度数据来获知。PandaX-I外铜罐的内壁上用环氧树脂固定了在水平方向上围成一个圈的聚乙烯软管，其高度大约在PandaX-I时间投影室的中间位置。软管两端从外铜罐侧壁上的馈穿伸出屏蔽体之外，由不锈钢索引导的放射源由此引入并且可以在这条软管中移动。其中，γ放射源^{137}Cs和^{60}Co会深入软管中并且在不同的方位角上刻度探测器，而中子放射源^{252}Cf则仅仅穿过屏蔽体内层聚乙烯层，屏蔽体最里层的高纯铜屏蔽层以及外铜罐罐身可以阻挡^{252}Cf衰变过程中同时产生的γ射线以得到纯净的中子谱。模拟显示处于此位置的^{252}Cf源放出的γ射线在探测器中产生的事例可以忽略。

本节将首先介绍事例的X-Y位置重建，然后介绍S1和S2信号对于三维位置的修正，之后介绍事例反冲能的S1-S2结合能标，在此基础上介绍三个重要的参数：S1探测效率、S2单电子增益和电子拽出率，最后介绍电子反冲和核反冲刻度能带。

3.5.1 事例X-Y位置重建

如1.4.3.3所述，时间投影室通过S2信号在顶部光电管阵列上的分布来重建事例的X-Y位置。最简单的重建算法就是重心（CoG，center-of-gravity）法，即对光电管位置的加权平均

$$\mathbf{r_{CoG}} = \frac{\sum_{\mathrm{i}} \mathbf{r_i} \cdot \mathrm{S2_i}}{\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{S2_i}}, \tag{3·4}$$

式中$\mathbf{r_i}$为第i个光电管的中心位置，$\mathrm{S2_i}$为第i个光电管探测到的S2信号大小。重心法简单直观，但是精度相对较差，而且由于光电管阵列的大小是有限的，边缘事例用重心法重建的X-Y位置会比实际位置更靠近中心。

另一种常用算法是神经网络（neural network）算法[108]，这是一种基于机器学习的算法，需要提供正确的样本来“训练”神经网络使之“学会”如何由输入量得到准确的输出量。 在PandaX中我们采用了一种快速人工神经网络（FANN，fast artificial neural network）算法，并且用前述的*PandaXLight*模拟程序模拟正比闪烁光S2在时间投影室中的传播、反射和吸收。在*PandaXLight*模拟中，每一个S2事例产生的X-Y位置和它在光电管阵列上的分布都是已知的，模拟产生的大数据量的样本就被用来训练神经网络。我们使用了不同于训练样本的另一批模拟数据来检验训练之后的神经网络，其真实X-Y位置分布和用神经网络重建之后的X-Y位置分布如图3–23的上两图所示，可以看到重建的事例位置会往顶部光电管所在位置集中。如果事例的真实X-Y位置为$\mathbf{r_0}$，重建之后的X-Y位置为$\mathbf{r_{NN}}$，则定义$\Delta r^2 = (\mathbf{r_{NN}} - \mathbf{r_0})^2$为重建位置和真实位置的距离平方。 Δr^2的统计分布如图3–23下图所示，可以用其平均值的平方根$\sqrt{\langle \Delta r^2 \rangle}$来表征重建的误差。在PandaX-I实验运行中，有个别光电管由于较高暗电流或者线路连接问题被人为关闭，在训练神经网络时我们也

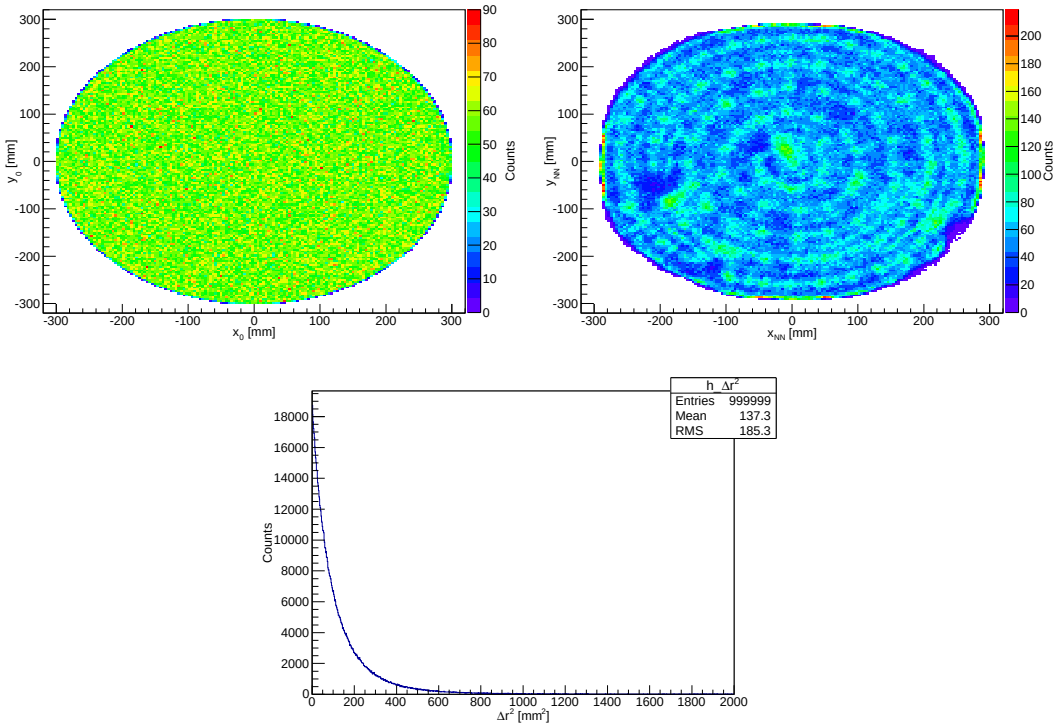


图 3–23: 神经网络方法重建PandaX-I时间投影室中事例的X-Y位置。上图：用模拟数据检验的训练之后的神经网络，左图为事例的真实X-Y位置，右图为事例的重建X-Y位置，重建的X-Y位置会向光电管位置集中。下图：重建位置和真实位置的距离平方Δr^2的统计分布。

从模拟数据中扣除了这些光电管的贡献[3]。最终PandaX-I时间投影室基于顶部光电管阵列的神经网络算法重建的事例X-Y位置的误差大约为12 mm。

神经网络算法虽然比重心法精度高，但是由于其依赖于精确的模拟，不如重心法直观，因此在分析中我们还是同时保留了重心法和神经网络算法，并用它们相互检验。同时，由于PandaX-I扁平状时间投影室的特点，底部光电管阵列上的S2分布也可以用来重建事例的X-Y位置，但是精度不如顶部光电管阵列。我们保留了顶部和底部光电管阵列的两套重建结果，图3–24展示了典型的S2信号在顶部和底部光电管阵列上的分布和神经网络算法重建出来的对应X-Y位置。

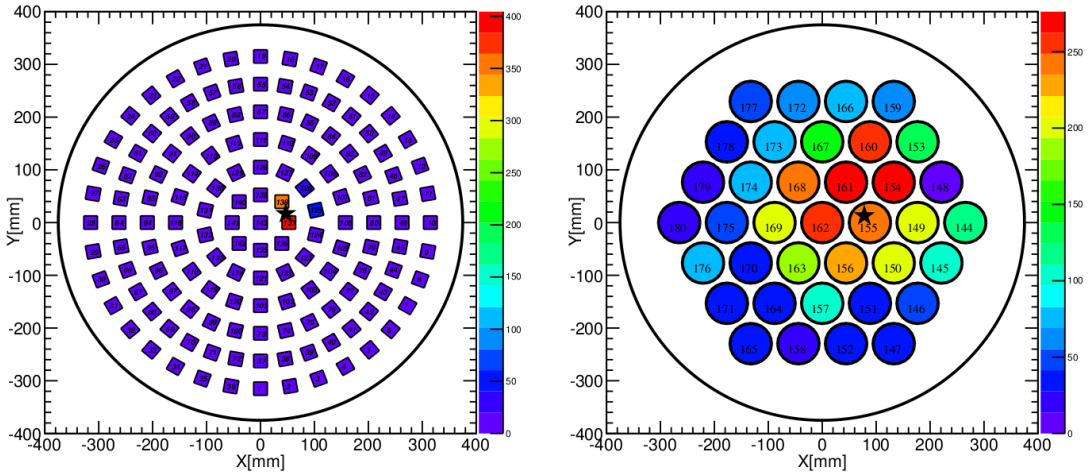


图 3–24: PandaX-I时间投影室中一个事例的S2信号在顶部（左图）和底部（右图）光电管阵列上的分布，星号表示用神经网络算法重建的X-Y位置，基于顶部和底部光电管阵列重建的结果略有差别。

另外，我们在PandaX中还采用了一种快速模板匹配（TM，template matching）的X-Y位置重建方法。我们把*PandaXLight*程序模拟得到数据作为模板，通过极大似然估计方法匹配实验数据和模板数据并由此重建事例的X-Y位置，这里不作详细介绍。

3.5.2 S1和S2信号三维位置修正

由于闪烁光在时间投影室中传播时会有吸收、反射和折射等过程，因此不同位置的光采集效率不同，模拟结果如前面图3–14右图所示。在数据分析中，我们

[3]严格来说是将它们探测到的光子数恒定地设置为0，以跟实验数据吻合，而并不是在几何上“拿掉”了这些光电管。

也需要修正信号的位置依赖性。由于液氙良好的自屏蔽效应，外部γ射线产生的事例主要集中在探测器的外部，但是修正信号三维位置依赖性又需要分布较均匀的事例，根据2.2所述，我们利用^{252}Cf中子源产生的^{129}Xe(n, n′)^{129}Xe非弹性散射放出的40 keV的γ射线来刻度信号的位置依赖性。

S1信号大小在时间投影室中随位置的分布如图3–25所示，由于时间投影室近似为圆柱形，我们忽略了X-Y坐标上的不对称性而把三维位置投影到R-Z平面。图中横轴为R^2，纵轴为电子漂移时间即指代Z，黑色虚线框内为PandaX-I最终暗物质探测结果的基准体积。与模拟类似，由于液面的全反射增加了光在液氙中传播的总距离以及在聚四氟乙烯壁上的反射次数，而且底部光电管阵列比顶部的排列得紧密，因此靠近中心和底部区域的事例产生的S1信号更大。在黑色虚线框所示的基准体积内，S1在R方向和Z方向的涨落分别为±9.5%和±8.5%。

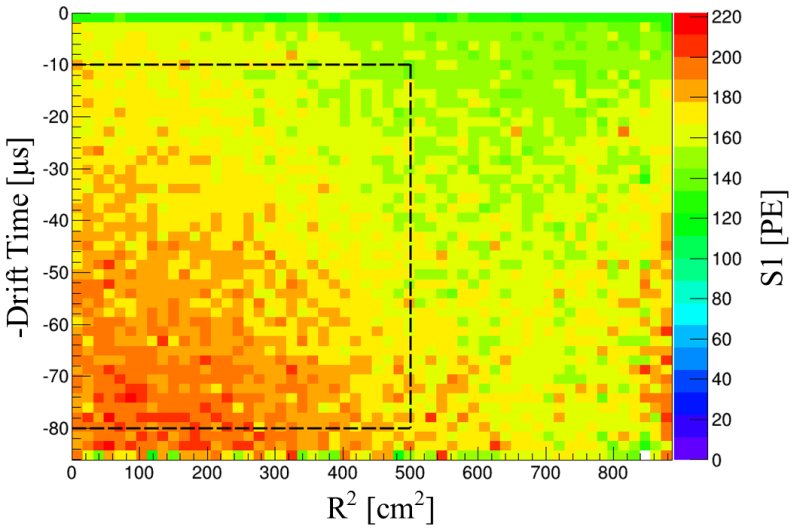


图 3–25: PandaX-I时间投影室中40 keV的γ射线事例的S1信号随R-Z位置的依赖性，黑色虚线框内为最终暗物质探测结果的基准体积。

对于S2信号而言，电子在漂移过程中会被杂质吸附，这造成了Z坐标的位置依赖性。如方程2·4描述的，我们定义电子寿命τ为电子被吸附过程满足的指数衰减的衰减常数。在PandaX-I暗物质探测数据采集阶段，电子寿命已经达到了328±8 μs并且基本饱和，等效于559 mm的衰减长度。图3–26展示了用40 keV的γ射线刻度的电子寿命，其中黑点为每一漂移时间上S2分布的中位数，红线为指数函数的拟合

另一方面，S2信号还有X-Y位置的依赖性，如图3–27所示。 这主要是因为网状

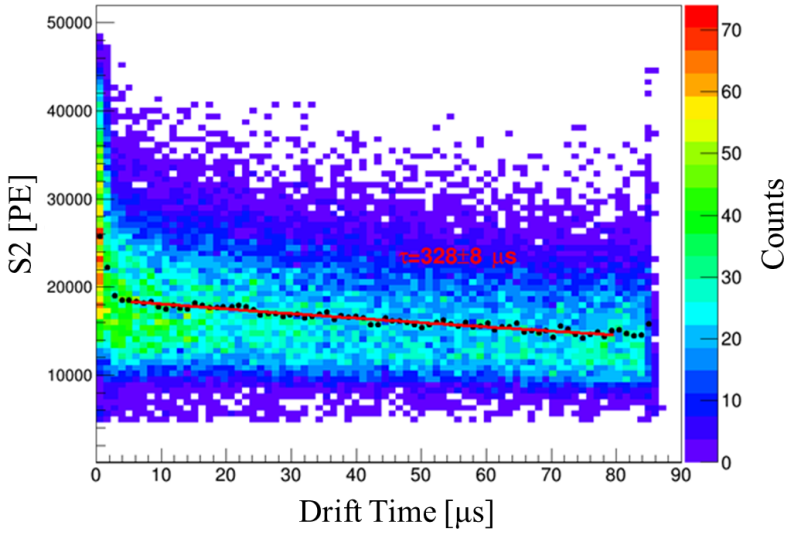


图 3–26: PandaX-I暗物质数据采集阶段的电子寿命，数据来自40 keV的γ射线事例，黑点为每一漂移时间上S2的中位数，红线为指数函数的拟合。

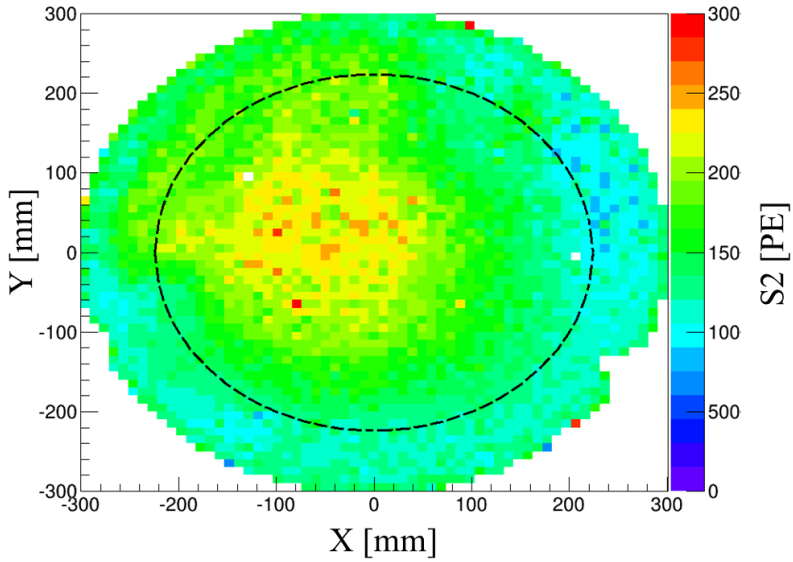


图 3–27: PandaX-I时间投影室中40 keV的γ射线事例的S2信号随X-Y位置的依赖性。

阳极受到与栅极之间的电场吸引而下垂，使得中心区域更靠近液面因而电场更强，而根据经验公式2·5做简单推导可知，中心区域的电致发光产额会变大。另一个来源是时间投影室没有处于十分水平的状态，在图3–27所示方位中，整体上左上方的S2信号大于右下方，即说明阳极的右下侧位置高于左上侧。由于在安装的初期，屏蔽体中的三个水平调节装置（见3.1.2）并未处于调节量程的中间位置附近，在最终实验时我们发现，无论如何调节，阳极都无法达到满意的水平状态，探测器的最终运行状态就是可以达到的最接近水平的状态，即如图3–27所示。以上两种原因造成了S2信号的X-Y位置涨落高达±36%，成为时间投影室位置不均匀性的主要来源。

3.5.3　S1-S2结合能标

S1和S2信号经过三维位置修正之后[4]，我们可以通过S1和S2的反相关性（如2.4.2所述）来重建事例的反冲能量。由于电子重结合过程本身具有统计涨落，单一地用S1或S2信号作为能标（energy scale）会导致较差的能量分辨率。如果把S1和S2信号结合起来，则可以自然的消除电子重结合带来的涨落从而提高能量分辨率。定义S1-S2结合能标（combined energy scale）如下

$$E_c = W_q \left(\frac{\mathrm{S1}}{a} + \frac{\mathrm{S2}}{b} \right) \tag{3·5}$$

其中W_q为在液氙中产生一个光子或者电子所需的平均能量，我们采用NEST模型的拟合值13.7 eV [106]，而a和b为探测器参数，会在下一小节具体讨论。

如图3–28所示为^{252}Cf中子源刻度数据的S1-S2反相关性（anti-correlation）分布图。$^{129}\mathrm{Xe}(n,n')^{129}\mathrm{Xe}$和$^{131}\mathrm{Xe}(n,n')^{131}\mathrm{Xe}$反应产生的40 keV和80 keV的$\gamma$射线电子反冲事例（见表2–3）混着着中子非弹性散射产生的核反冲事例构成了图中两块斜向的椭圆区域[5]，而中子弹性散射产生的低能核反冲事例则构成了图中左下角的带状区域。如果假定弹性散射和非弹性散射产生的核反冲事例的能量满足相同的分布，则由数据中的中子弹性散射核反冲事例以及蒙特卡洛模拟可以得到混合在40 keV和80 keV的电子反冲事例中的核反冲事例的平均能量，在图中以竖直和水平的红色虚线表示。通过拟合扣除了核反冲事例的40 keV和80 keV电子反冲事例，我们可以得到方程3·5中a和b的值。基于40 keV的电子反冲事例的拟合结果，a = 9.6% PE/photon，b = 15.1 PE/e$^-$，b/a即为图中椭圆的拟合长轴（红色实线）斜率的绝对值。

[4] 在本章后面的讨论中，如无特别说明，S1和S2均代表已经经过三维位置修正的信号。
[5] 由于40 keV和80 keV的γ射线退激发半衰期都不到1 ns，因此无法将它们从核反冲事例中区分开。

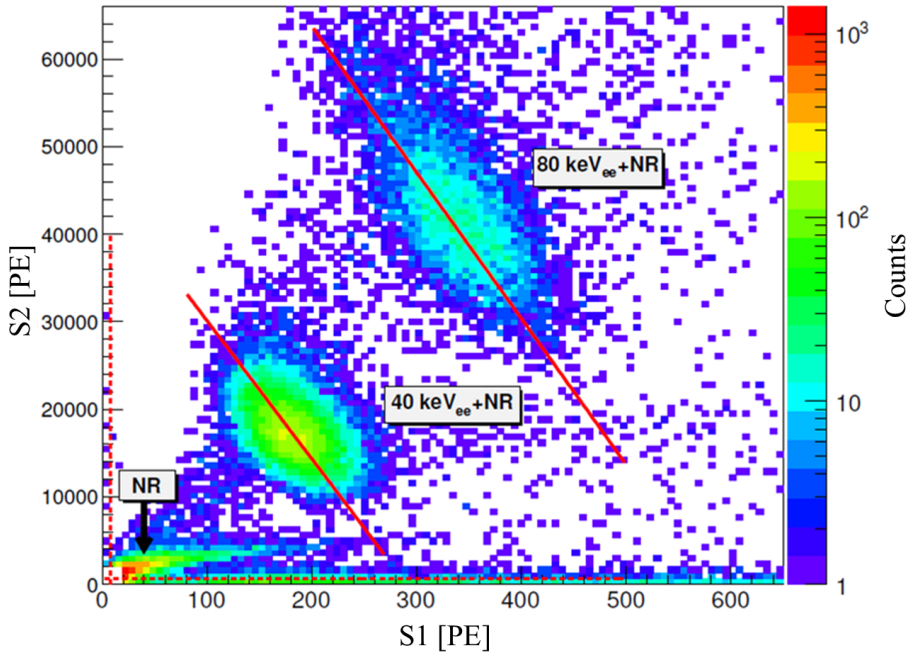


图 3–28: PandaX-I时间投影室^{252}Cf中子源刻度数据的S1-S2反相关性分布图，两个椭圆区域分别为40 keV和80 kV的γ射线电子反冲事例以及中子非弹性散射核反冲事例的混合，红色实线为拟合的椭圆长轴，靠近坐标轴的竖直和水平红色虚线为混合在40 keV和80 kV电子反冲事例中的核反冲事例的平均贡献，左下角为中子弹性散射产生的低能核反冲事例带。

3.5.4 S1探测效率、S2单电子增益和电子拽出率

S1探测效率（PDE，photon detection efficiency）定义为一个事例产生的总光子数最终被转换为光电管中光电子数的比例，即$PDE = LCE \times QE_{eff}$。这是时间投影室一个重要的指标，直接反应了探测S1闪烁光的能力，对于寻找低质量暗物质十分重要。从S1-S2结合能标的定义3·5中不难发现，参数a即S1探测效率，其值为9.6% PE/photon，通过比较不同能量的电子反冲刻度数据，S1探测效率的相对不确定度估计为10%。根据NEST模型[106]，该S1探测效率对应于零电场下122 keV的γ射线的光产额为6.0 PE/keV，这个值大于XENON100实验值（3.8 PE/keV）但是小于LUX实验值（8.8 PE/keV）。

S2单电子增益（SEG，single electron gain）即每个在气氙中漂移的电子产生的电致发光光子最终被转换为光电管中光电子的数目[6]，显然这也是一个跟时间投影室相关的重要参数。在数据中，我们可以通过单电子的S2谱（single electron spectrum）

[6]注意公式2·5指的是每个在气氙中漂移的电子在单位距离上产生的电致发光光子数，与这里的S2单电子增益不同。

来拟合得到S2单电子增益。时间投影室中的小S2信号大多由单电子产生，由于杂质离子在电场作用下在栅极和阴极处汇集，正常事例产生的S1和S2闪烁光有可能与某些离子发生光电效应从而放出单个电子。此外漂浮在液氙中的杂质离子也可能发生相同的过程。这些小S2信号的谱如图3–29所示，通过两个关联的高斯函数拟合[7]，可以得到S2单电子增益的值为18.4±1.6 PE/e$^-$。

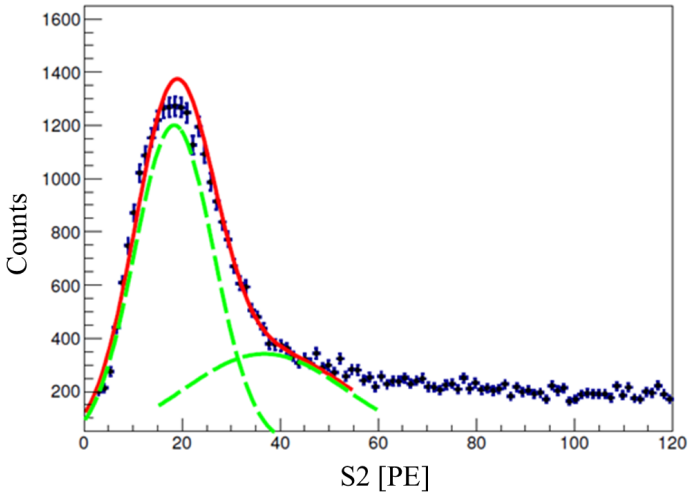


图 3–29: PandaX-I时间投影室中小S2信号的能谱，红色实线为用两个关联的高斯函数拟合曲线，绿色虚线为对应的单个高斯函数曲线。

电子拽出率（EEE，electron extraction efficiency）即电子在液面处被拽出到气氙中的比例，与液面处的电场强度相关（见2.4.3）。这个参数难以直接刻度得到，需要通过其他参数来推导。 S1-S2结合能标3·5中的参数b可以表示为

$$b = \varepsilon_{gate} \times EEE \times SEG \tag{3·6}$$

其中ε_{gate}为栅极的电子透过率，EEE和SEG分别为电子拽出率和S2单电子增益。栅极的电子透过率与栅极的细微几何结构以及栅极上下区域的电场强度有关，其达到100%的近似条件为[109]

$$\begin{cases} \rho = \frac{2\pi r_g}{d_g}, & \text{for 1-D grid,} \\ \rho = \frac{2(2r_g)}{d_g}\left(2 - \frac{2r_g}{d_g}\right), & \text{for 2-D mesh.} \end{cases} \tag{3·7}$$
$$R = \frac{E_s}{E_d} \geq \frac{1+\rho}{1-\rho}$$

[7]这两个高斯函数的μ相差2倍，σ相差$\sqrt{2}$倍

式中r_g是栅极丝的半径，d_g是丝的中心间距，E_s是位于栅极之上的电子拽出电场的场强，E_d是位于栅极之下的电子漂移电场的场强。在PandaX-I时间投影室中，r_g和d_g分别为100 μm和5 mm，因此对于一维丝状结构的栅极来说，$\rho = 0.1256$。栅极和阴极电压分别为 -5 kV和 -15 kV而阳极接地，液位在栅极和阳极中间，按照平行板近似计算的E_s和E_d分别为4.17 kV/cm和0.667 kV/cm，则$R = 6.25 > \frac{1+\rho}{1-\rho} = 1.29$，故可以认为栅极的电子透过率为100%。因此由方程3·6可得，$EEE = b/SEG$，代入前述得到的b和SEG的值即得电子拽出率为82.1%，其相对不确定度估计为9%。

3.5.5 电子反冲和核反冲刻度能带

前面在1.4.3.3.1以及第二章中已经介绍过，电子反冲和核反冲在二相型液氙时间投影室中产生的S2和S1的比值不同，可以利用这一特性来区分电子反冲事例从而大大降低暗物质探测的本底。 PandaX-I分别利用放置在探测器外部的^{60}Co和^{252}Cf放射源来刻度得到低能电子反冲和核反冲能带，如图3–30所示，其中图(a)和图(b)分别为电子反冲和核反冲能带，两图中的蓝色和红色实线分别为电子反冲和核反冲能带的拟合中心线，图(a)中的蓝色虚线为电子反冲能带的$\pm 2\sigma$轮廓线，两图中的粉色虚线表示S2等于300 PE的阈值，而灰色虚线为S1-S2结合能标的等能线。 对于电子反冲事例而言，其能标已经由方程3·5给出，在图(a)中以keV$_{ee}$作为能量单位。然而，核反冲事例有一部分反冲能量会不可避免的转化为热运动能量而无法探测，因此需要除以一个所谓的Lindhard系数$L(E_{nrc})$ [106, 110]，该系数与核反冲能量有关，因此核反冲S1-S2结合能标可以写为

$$E_{nrc} = \frac{W_q}{L(E_{nrc})}\left(\frac{\mathrm{S1}}{a} + \frac{\mathrm{S2}}{b}\right) \tag{3·8}$$

式中参数W_q、a和b与方程3·5完全相同。图(b)中核反冲等能线以keV$_{nr}$作为单位以示区别。

PandaX-I实验暗物质探测的S1窗口设定为2到30 PE，即整个暗物质探测窗口为图3–30中2 PE < S1 < 30 PE和红色实线以及粉色虚线所包含的范围。 ^{60}Co刻度数据中“泄露”到暗物质探测窗口的事例数所占百分比为0.68±0.23%，而用高斯拟合电子反冲能带得到的泄露率为0.5%，两者吻合。因而，我们得到PandaX-I时间投影室在暗物质探测窗口内的电子反冲本底排除率为99.5%（高斯拟合值）。

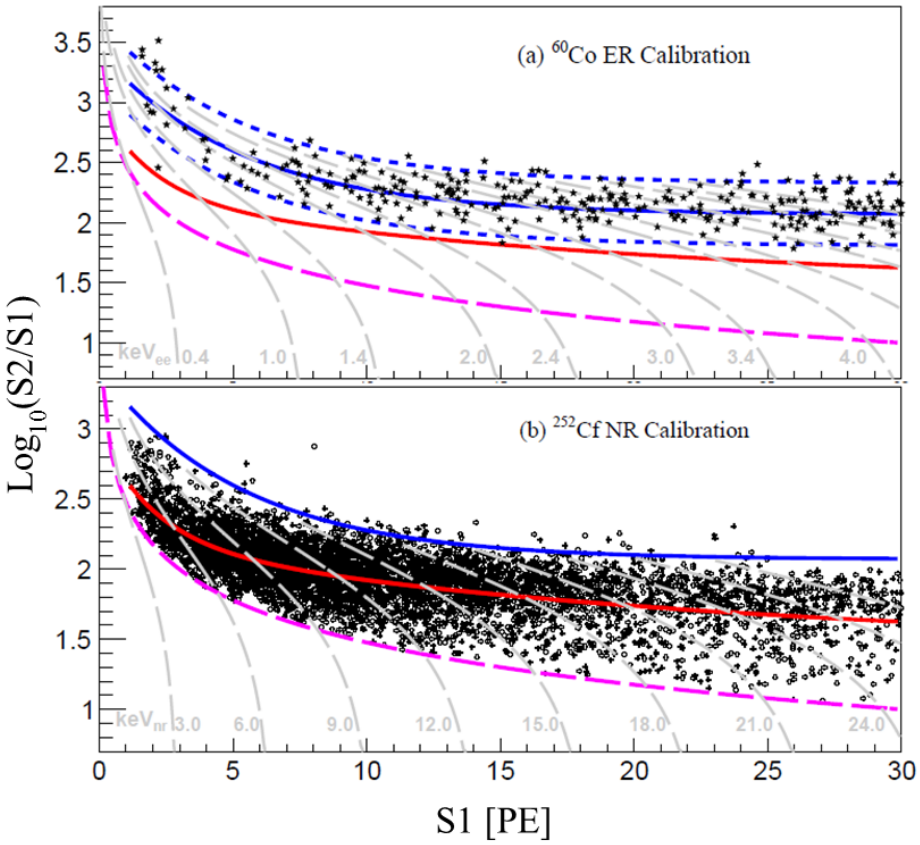


图 3–30: PandaX-I时间投影室基准体积内^{60}Co刻度的电子反冲能带（图(a)）和^{252}Cf刻度的核反冲能带（图(b)），蓝色和红色实线分别为电子反冲以及核反冲能带的拟合中心线，图(a)中的蓝色虚线为电子反冲能带的$\pm 2\sigma$轮廓线，粉色虚线表示S2等于300 PE的阈值，灰色虚线为分别对应电子反冲和核反冲的S1-S2结合能标等能线。

3.6　PandaX-I物理结果

PandaX-I的全部暗物质探测数据采集自2014年5月26日至10月16日期间，累计为80.1天的有效数据。根据刻度数据预先定义的基准体积为$R^2 < 500\,cm^2$，漂移时间$10\,ns < dt < 80\,ns$，对应于54.0±2.3 kg液氙质量。我们采用了“盲分析”（blind analysis），即信号的甄选方法以及甄选效率的估计、本底的估计[8]、暗物质探测窗口的确定等等都通过γ和中子放射源刻度数据、暗物质探测窗口之外的数据以及蒙特卡洛模拟数据预先确定，而暗物质探测窗口之内的数据一开始是保密的，直到所有分析方法都确定之后才公开，并且最终分析得到探测结果。这么做是为了避免人为主观影响以得到客观而正确的物理结果。最终暗物质探测数据在Log$_{10}$(S2/S1)能带图上的分布如图3–31左图所示，在总共观察到的542个事例中有7个落在预先定义

[8]液氙中残余的氪和氡产生的本底在公开暗物质探测窗口之内的数据后确定，但是分析方法是预先确定好的。

的暗物质探测窗口中，以绿色星号表示。这些事例在时间投影室中的位置分布如图3–31右图所示，其中红色曲线分别代表栅极、阴极和聚四氟乙烯反射板，它们围成了时间投影室灵敏区域，而蓝色虚线为预先定义的基准体积。基于PandaX-I实验的本底估计，在80.1天的暗物质探测数据中，我们预计在基准体积中会有6.9个本底事例落在暗物质探测窗口中（见表3–1），与实际观测到的事例数吻合。

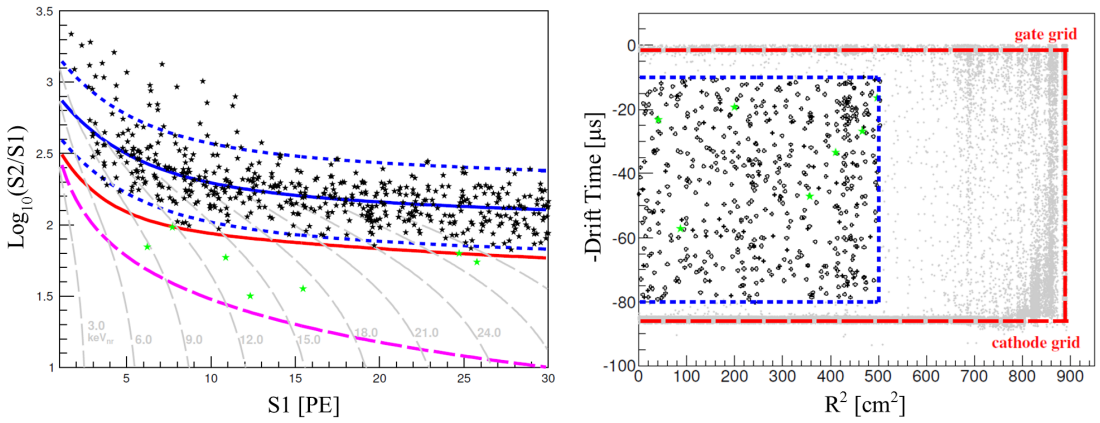


图 3–31: PandaX-I实验最终80.1天暗物质数据在Log_{10}(S2/S1)能带图上的分布（左图）以及在时间投影室中的位置分布（右图），在观察到的542个事例中，有7个（绿色星号）落在预先定义的暗物质探测窗口中。

表 3–1: PandaX-I实验80.1天暗物质探测数据在基准体积内的预计本底和观测事例数。

	预计的电子反冲事例	预计的偶然符合本底事例[1]	预计的中子本底事例	预计的总事例数	观测的总事例数
所有事例数	503.7	35.1	0.35	539.1	542
落在暗物质探测窗口中的事例数	2.5	4.2	0.18	6.9	7

[1] 偶然符合（accidental coincidence）本底是指相互之间没有物理关联的单独的S1信号和S2信号偶然出现在同一个数据采集窗口内而被当成一个物理事例的本底，详细讨论见 [56]。

由于没有观测到显著超出本底的暗物质事例，我们给出暗物质-核子自旋无关弹性散射截面的探测上限，所用天文学参数基于标准的等温暗物质晕模型 [37,111]。在PandaX-I首批暗物质探测结果中 [55]，我们采用了基于暗物质信号甄选（cut）的分析，并用Feldman-Cousins统计理论 [112] 作为统计模型。而在PandaX-I最终80.1天暗物质探测数据分析中 [56]，我们还另外采用了Profile Likelihood Ratio分析方法 [113,114]，以最大化利用数据。 PandaX-I实验暗物质-核子自旋无关弹性碰撞散射截面90%置信度的最终探测上限如图3–32红色实线所示，世界上其他主要暗物质直接探测实验的结果也展示在图中作为比较，其中黑色实线为XENON100实验225天的探测结果 [52]，蓝色实线为LUX实验的首批结果 [53]，橙色实线为SuperCDMS实验结果 [43]，洋红色实线为DarkSide-50实验结果 [60]，棕色虚线为CRESST-II实验2014年

新的实验上限[115]，紫色实线为CDEX实验2014年结果[47]。声称发现了暗物质信号的实验结果以闭合曲线表示，其中青色实线为GoGeNT实验2014年结果[116]，金色实线为CDMS-II-Si实验结果[27]，绿色实线为DAMA/LIBRA实验3σ结果[117]，而棕色实线为CRESST-II实验2012年的结果[28]。我们的实验结果在10 GeV/c^{2}暗物质质量下取得了1.41 $\times$ 10^{-43} cm^{2}的散射截面上限，而得到的最低散射截面上限在暗物质质量为44.7 GeV/c^{2}处，为1.01 $\times$ 10^{-44} cm^2。我们得到的散射截面上限排除了DAMA/LIBRA、CoGeNT、CDMS-II-Si和CRESST-II的实验结果基于暗物质-核子自旋无关弹性散射信号的解释。

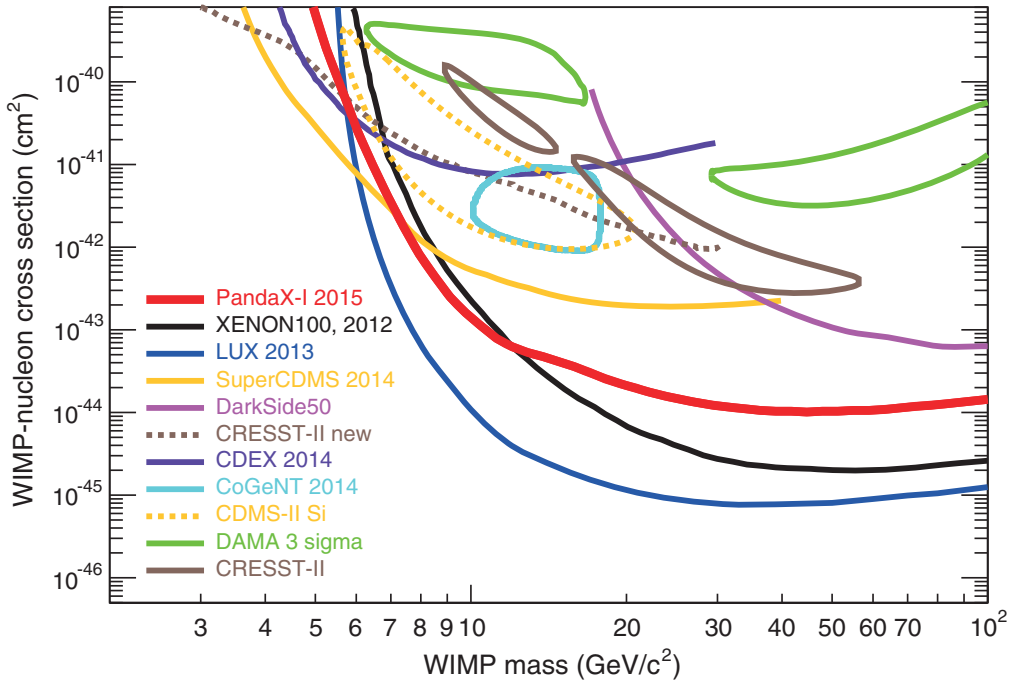


图 3–32: PandaX-I实验暗物质-核子自旋无关弹性散射截面90%置信度的最终探测上限（红色实线）。世界上其他主要暗物质直接探测实验的结果也展示在图中作为比较：XENON100 实验225天的结果[52]（黑色实线），LUX实验的首批结果[53]（蓝色实线），SuperCDMS实验结果[43]（橙色实线），DarkSide-50 实验结果[60]（洋红色实线），CRESST-II实验2014年新的实验上限[115]（棕色虚线），以及CDEX实验2014年结果[47]（紫色实线）。声称发现了暗物质信号的实验结果以闭合曲线表示：GoGeNT实验2014年结果[116]（青色实线），CDMS-II-Si实验结果[27]（金色实线），DAMA/LIBRA 实验3σ结果[117]（绿色实线），以及CRESST-II实验2012年的结果[28]（棕色实线）。PandaX-I的实验结果排除了DAMA/LIBRA、CoGeNT、CDMS-II-Si和CRESST-II的实验结果基于暗物质-核子自旋无关弹性散射信号的解释。

第四章　聚四氟乙烯对于氙闪烁光反射率的测量

对于氙闪烁光的探测效率是二相型液氙时间投影室十分重要的指标，就像在2.3.3中已经提到的，聚四氟乙烯是目前二相型液氙时间投影室中普遍使用的用来覆盖光电管之外区域的反射材料。但是到目前为止，关于聚四氟乙烯对于氙闪烁光的反射率还没有定论，不同测量给出了不同的结果[88,89,118]。同时，聚四氟乙烯的反射率还与其表面处理相关，一般认为表面铣磨有助于提高聚四氟乙烯对于氙闪烁光的反射率。我们在上海交通大学实验室搭建了一整套小型气氙[119]和液氙[120]实验装置，利用这一套装置我们设计实验测量了聚四氟乙烯在气氙和液氙中对于氙闪烁光的反射率，同时选择了在液氙中反射率最高的聚四氟乙烯样品来建造PandaX-II暗物质实验的时间投影室。本章将分别介绍气氙和液氙中的测量结果。

4.1　气氙中聚四氟乙烯对于氙闪烁光的反射率测量

实验主体装置为一个竖直放置的高100 mm、内径20 mm的聚四氟乙烯圆管，其底部配备了一个Hamamatsu R8520-406光电管，空白区域由聚四氟乙烯覆盖，而顶部是一个直径刚好为20 mm的聚四氟乙烯圆盘，上表面用不锈钢硬杆连接到外面的步进馈穿（motion feedthrough）来调节上下高度，而下表面固定有^{241}Am作为α源，如图4–1所示。在聚四氟乙烯圆管外部固定有LED用于刻度光电管的增益（PMT gain）。所有聚四氟乙烯部件的内表面（即氙闪烁光反射面）都经过普通的切削机械加工，整个装置放置在一个不锈钢密封腔体中，该腔体连接在氙气循环和提纯系统上。

我们利用外部的脉冲信号发生器作为LED的驱动电源，通过调节电压（脉冲振幅）来得到光电管的单光电子（SPE，single photoelectron）信号。由于典型的单光电子信号很微小，容易受电子学噪声影响，所以我们用驱动LED的脉冲信号同时作为数据采集系统的外部触发，这样就容易选择一个合适的时间窗口来寻找单光电子信号，而把噪声的影响降到最小。对这个时间窗口内的信号积分即得到对应的电荷量，其分布如图4–2所示，也就是通常所说的单光电子谱。其中第一个峰为零光电子峰，即所谓的基座，其后的凸起为单光电子和多光电子的共同贡献。在单光电子谱中，光电管探测到的光电子数显然服从泊松分布，而探测到的电量服从高斯分布，

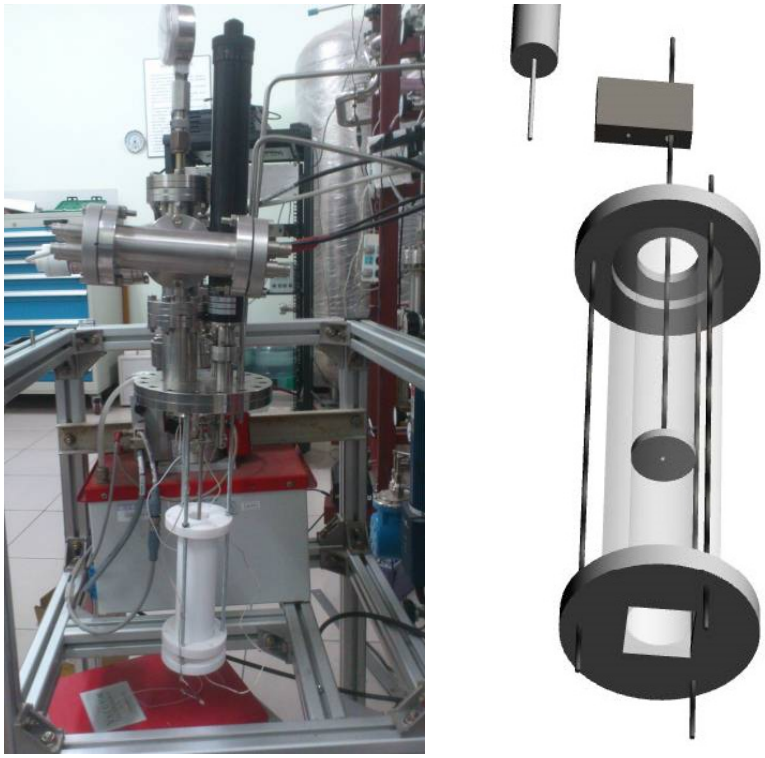


图 4–1: 在气氙中测量聚四氟乙烯对于氙闪烁光的主体装置。左图为吊装在不锈钢法兰上的实物照片，白色部分为聚四氟乙烯圆管，法兰上安装的黑色圆柱状物体即为步进馈穿。右图为三维设计图。

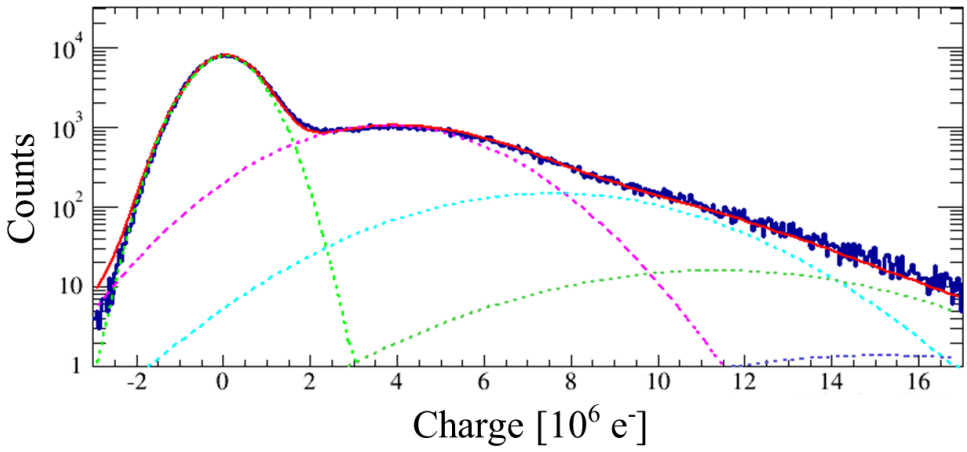


图 4–2: 用LED刻度得到的光电管单光电子谱，红色为其拟合曲线，不同颜色的虚线为相应的拟合高斯函数（见正文介绍）。

同时由于光电子数量的量子化，单光电子和多光电子峰的平均值和方差之间也应该满足对应的倍数关系。因此，光电管探测到的电荷量分布可以表示为

$$f(q) = N\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\nu^k e^{-\nu}}{k!}\cdot\frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_0^2+k\sigma_{spe}^2)}}e^{-\frac{(q-k\mu_{spe}-\mu_0)^2}{2(\sigma_0^2+k\sigma_{spe}^2)}}, \tag{4·1}$$

其中N为总事例数，而ν代表了每个事例中光电管探测到的平均光电子数，k为光电子个数，$k=0$即为基座而$k=1$即为单光电子峰。 μ_0和σ_0分别代表基座的平均值和标准差，而μ_{spe}是单光电子峰的平均值，即光电管增益，σ_{spe}则为单光电子峰的标准差，表征了光电管对于单光电子信号的分辨率。从实际角度出发，我们只考虑到四光电子的贡献，即把方程4·1中的k从0取到4，其与测量数据的拟合曲线如图4–2中红色实线所示，不同颜色的虚线表示相应的5个高斯函数的拟合曲线。图中拟合得到的增益为$3.78\pm0.01\times10^6\,\mathrm{e^-/PE}$，光电管所加高压为800 V。实验中光电管高压固定在800 V，通过不同时间的多次LED刻度我们发现光电管的增益很稳定，其相对涨落在1%之内。

α粒子在气氙中的平均自由程很短，它在气氙中沉积能量放出大量闪烁光光子，这些光子被聚四氟乙烯反射后最终被光电管探测到的部分即实验的测量信号。^{241}Am衰变还会放出低能的γ[1]，由于能量太低在实验中我们容易区分这部分信号以得到干净的α粒子信号。由于实验所用^{241}Am放射源封装在金属圆盘中，实际出射的α粒子的能量已经被减弱，而同时，光电管的实际量子效率未知，这两者是实验系统误差的主要来源。因此，在实验设计上我们加入了外部的步进馈穿来调节放射源的高度，以期根据不同高度的放射源位置的归一化信号形状谱来消除系统误差。我们把光电管所在高度认定为0，实验中放射源的高度从5 mm开始，以5 mm的间隔取数，一直到100 mm位置。图4–3展示了实验测量数据（黑色点线）和几种不同聚四氟乙烯反射率下的模拟数据的比较，所有数据都归一化到100 mm的位置。相比于实验中所用的聚四氟乙烯圆管尺寸，气氙对闪烁光的吸收长度往往很长，在模拟中我们将其设定为50 m。

为了比较测量数据和模拟数据的吻合程度，我们构建卡方（χ^2）函数如下

$$\chi^2 = \sum_i\frac{(m_i-s_i)^2}{\sigma^2(m_i)+\sigma^2(s_i)} \tag{4·2}$$

其中m_i和s_i分别为不同放射源位置的测量值和模拟值，$\sigma^2(m_i)$和$\sigma^2(s_i)$为对应的统计

[1] 实验中在放射源位置比较高时可以看到60 keV的γ射线全吸收峰

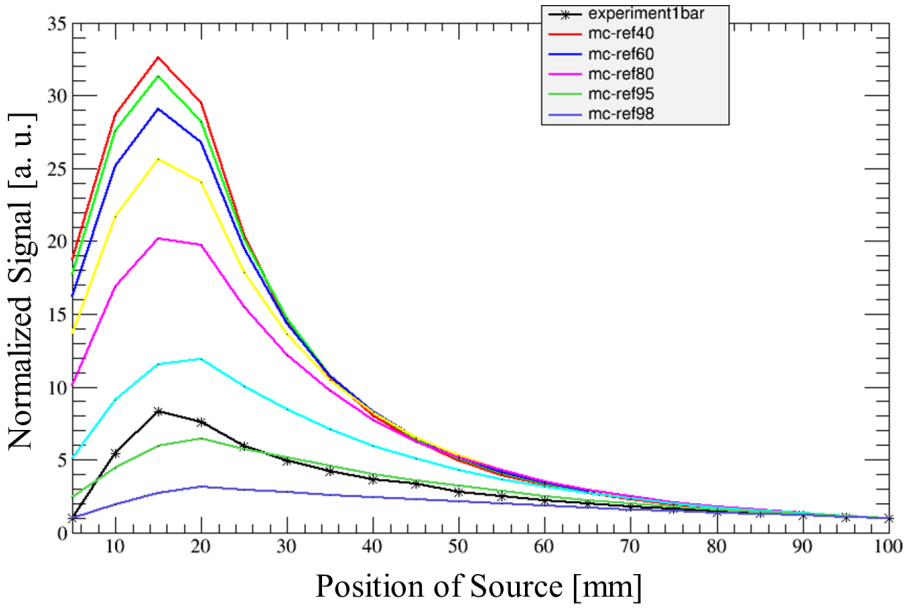


图 4–3: 实验测量数据和模拟数据的比较，横轴为放射源和光电管之间的距离，不同放射源位置下的测量数据（黑色点线）和模拟数据（不同颜色的彩色实线）都归一化到100 mm处。

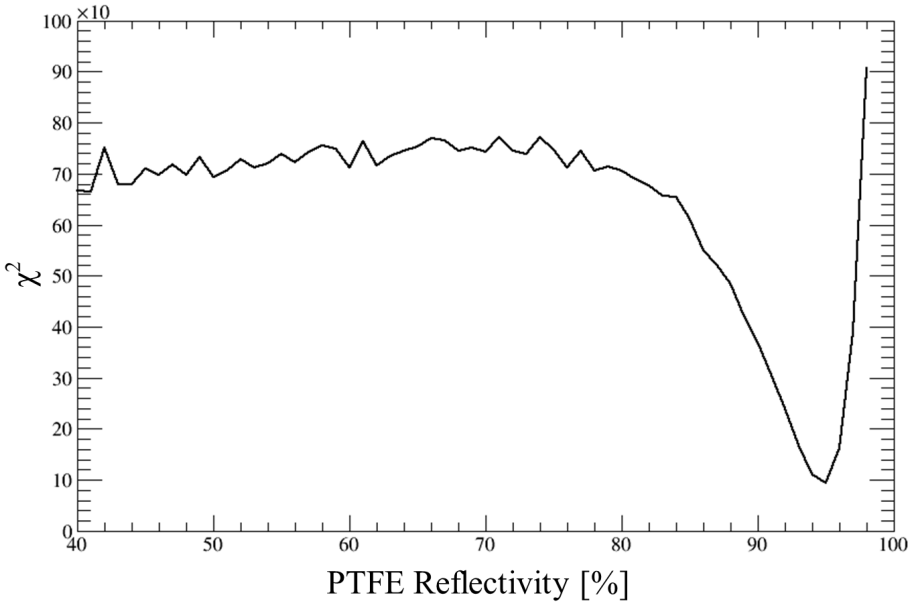


图 4–4: χ^2随模拟中不同聚四氟乙烯反射率的变化，最小值出现在95%附近。

方差。对应于不同聚四氟乙烯反射率下的模拟值，都可以得到一个χ^2，其与模拟中聚四氟乙烯反射率的关系如图4–4所示。可以清晰的看到，χ^2的最小值出现在聚四氟乙烯反射率为95%附近，说明测量结果倾向于模拟中95%的聚四氟乙烯反射率设定。以上测量是在气氙压强为1 bar下进行的，我们还分别在气氙压强为2 bar和3 bar的条件下做了测量，结果并无明显差别。综合考虑各项误差来源之后，我们给出气氙中聚四氟乙烯对氙闪烁光的反射率为(95±2)%。我们的测量结果说明，聚四氟乙烯在气氙中对氙反射光也有很高的反射率，并不支持一般认为的聚四氟乙烯在气氙中的反射率比在液氙中要低的观点。需要指出的是，对于气氙中的实验，我们只测量了这一种聚四氟乙烯样品，并且没有比较不同的表面处理方法对于反射率的影响。同时，虽然我们利用了基于归一化的形状谱比较测量数据和模拟数据的实验方法来消除主要的系统误差，但是由模拟引入的系统误差仍然难以估计，而且实验结果依赖于模拟的精确性。

4.2　液氙中聚四氟乙烯对于氙闪烁光的反射率测量

与气氙中的实验思想类似，为了消除主要的系统误差，在液氙中我们也希望实验装置具有一定的位置灵敏性。由于液氙系统的双层真空恒温室的空间限制，我们没有办法安装外部步进馈穿，所以实验设计了上下两个光电管来重建事例在竖直方向上的位置。液氙中测量聚四氟乙烯对于氙闪烁光反射率的主体装置是一个内容积为21 mm×21 mm×100 mm的聚四氟乙烯腔，上下各配备有一个Hamamatsu R8520-406光电管，如图4–5所示。聚四氟乙烯腔外部也固定有LED用于刻度光电管的增益，并且还安装了一个液位计用于监测液位高度。整个实验装置吊装在一个真空绝热的双层恒温室中，实验中液氙会完全浸没整个聚四氟乙烯腔体。同时，液氙一直处于在线循环和提纯中以保证比较低的杂质浓度，在经过大约1天的循环和提纯之后，光产额基本已经不再增长。我们在光产额稳定之后才开始实验取数以减小系统误差。在恒温室外部放置了一个^{137}Cs放射源，其衰变产生的662 keV的γ射线在液氙中的全吸收峰是我们的实验信号。不同于气氙实验中的α粒子事例，在液氙实验中γ射线事例弥散在整个聚四氟乙烯腔中，因此需要选取一定的小体积才能看到全吸收峰。我们通过上下两个光电管来重建竖直方向的位置，定义相对的竖直方向位置$\mathrm{Z_r}$为

$$\mathrm{Z_r} = \frac{\mathrm{S1_{top}} - \mathrm{S1_{bottom}}}{\mathrm{S1_{top}} + \mathrm{S1_{bottom}}} \tag{4·3}$$

其中$\mathrm{S1_{top}}$和$\mathrm{S1_{bottom}}$分别为顶部和底部光电管看到的闪烁光信号。

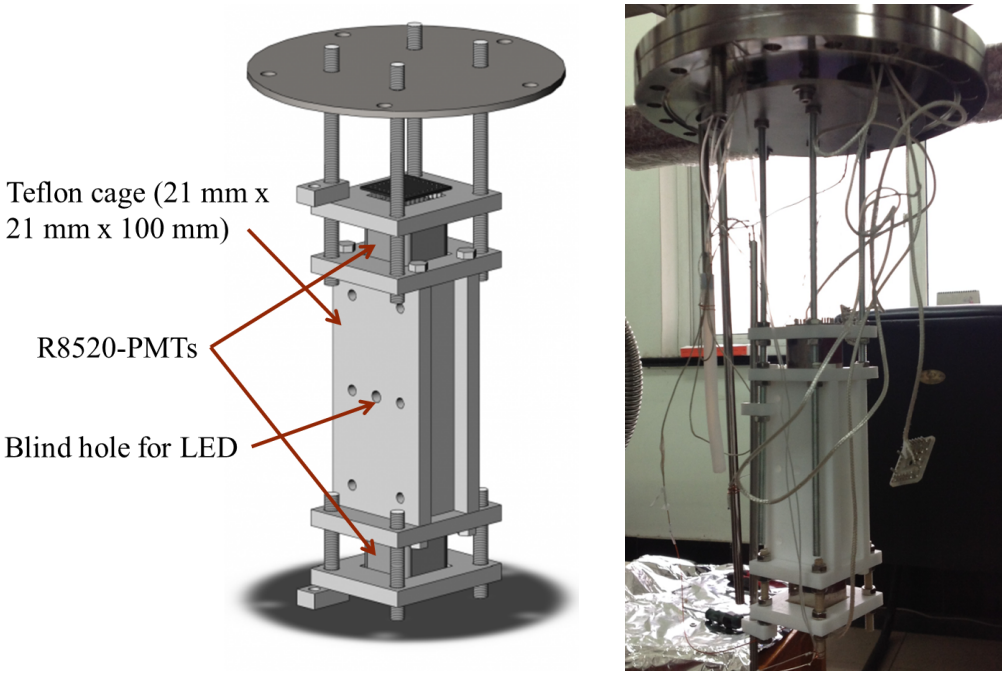


图 4–5: 液氩中测量聚四氟乙烯对于氩闪烁光的主体装置，左图为三维设计图，右图为实体装配照片。

液氩实验中光电管增益的刻度方法与气氩中相同，在实验采数过程中两个光电管各自增益的相对涨落也在1%范围之内。我们分别选取顶部和底部光电管窗口附近区域的信号来刻度它们各自的光产额，具体来说，对于顶部光电管选取$Z_r \in [0.85, 0.95]$而对于底部光电管选取$Z_r \in [-0.95, -0.85]$，它们各自探测的闪烁光能谱如图4–6所示，其中900 PE处为人为截断。通过一个指数函数加一个高斯函数的拟合，可以得到对应于662 keV的γ射线全吸收峰的光产额，顶部和底部光电管的值分别为$LY_{top} = 8.558 \pm 0.008$ PE/keV和$LY_{bottom} = 10.421 \pm 0.009$ PE/keV，这里误差全部为统计误差。 两个光电管不同的光产额可以解释为不同的增益、不同的量子

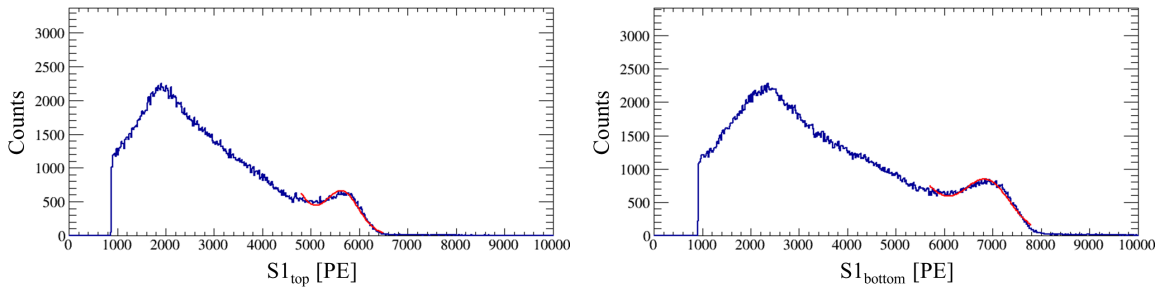


图 4–6: 顶部光电管（左图）和底部光电管（右图）在各自窗口附近探测到的闪烁光能谱，900 PE处为人为截断，红色实线为指数函数加高斯函数的拟合曲线。

效率以及实际上不全同的几何尺寸引起的不同的光采集效率的共同作用。由于两个光电管的光产额不同，会在重建Z坐标（公式4·3）时引入系统误差，因此需要消除。我们简单的通过归一化参数$\eta = \sqrt{LY_{bottom}/LY_{top}}$来修正，即顶部光电管信号乘以$\eta$而底部光电管信号除以$\eta$。分析中我们把这个修正重复了两次以进一步消除迭代的误差。

修正之后得到的二维形状谱如图4–7所示，其中位置靠上的信号带为662 keV的γ射线全吸收峰，即我们的测量信号。横轴Z_r的范围只取到[-0.8,0.8]，为了避免谱线形状在靠近两个光电管区域时的不规则，而纵轴S1指两个光电管探测到的闪烁光信号之和。 在模拟中我们发现，当液氙的吸收长度大于40 cm时，增加其值对于模拟结果已

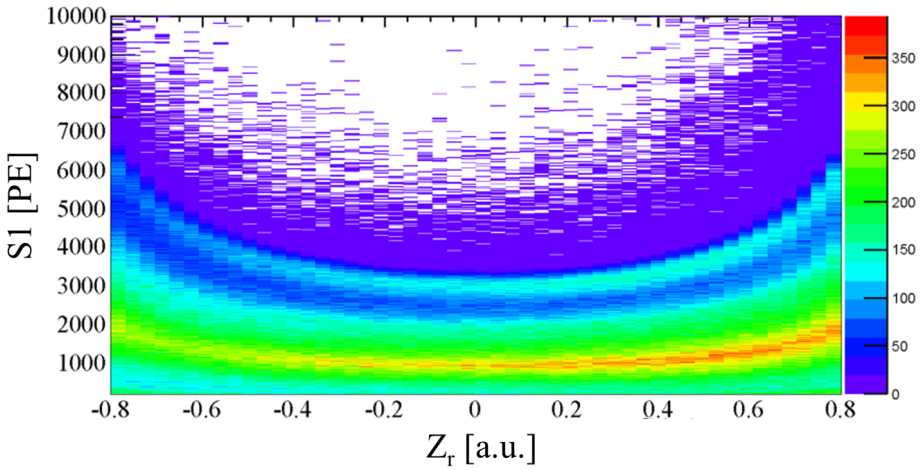


图 4–7: 利用顶部和底部两个光电管重建竖直位置得到的形状谱，信号经过了两个光电管不同光产额的修正，位置靠上的信号带即为662 keV的γ射线全吸收峰。

经没有影响，于是我们把吸收长度设定在50 cm。为了利用方程4·2来计算χ^2，已经把模拟数据的Z_r等分为50份，在每一份中计算了信号带的平均值以及标准差，以蓝色十字标识在图4–8中，其中每幅图对应于一个设定的聚四氟乙烯反射率。把图4–7中的测量数据也做相同处理，可以得到对应的50个平均值和标准差。把测量数据和模拟数据都在$Z_r = 0$处归一化之后，根据方程4·2计算的χ^2值随模拟中设定的聚四氟乙烯反射率的变化如图4–9所示。不同于气氙中的测量，在液氙中的χ^2值随聚四氟乙烯反射率的减小而单调减小，一直到40%都未见明显的最小值。一个低于40%的反射率与其他实验的测量值严重不符，我们推测可能是由于模拟程序中描述反射过程的模型（Unified Model [104] ）与实际符合得不好。进一步的模拟研究表明，改变该模型中的二级参数得到的模拟谱线形状有较大的差别。

作为一个替代的分析方法，我们比较了$Z_r = 0$处的测量数据和模拟数据中的

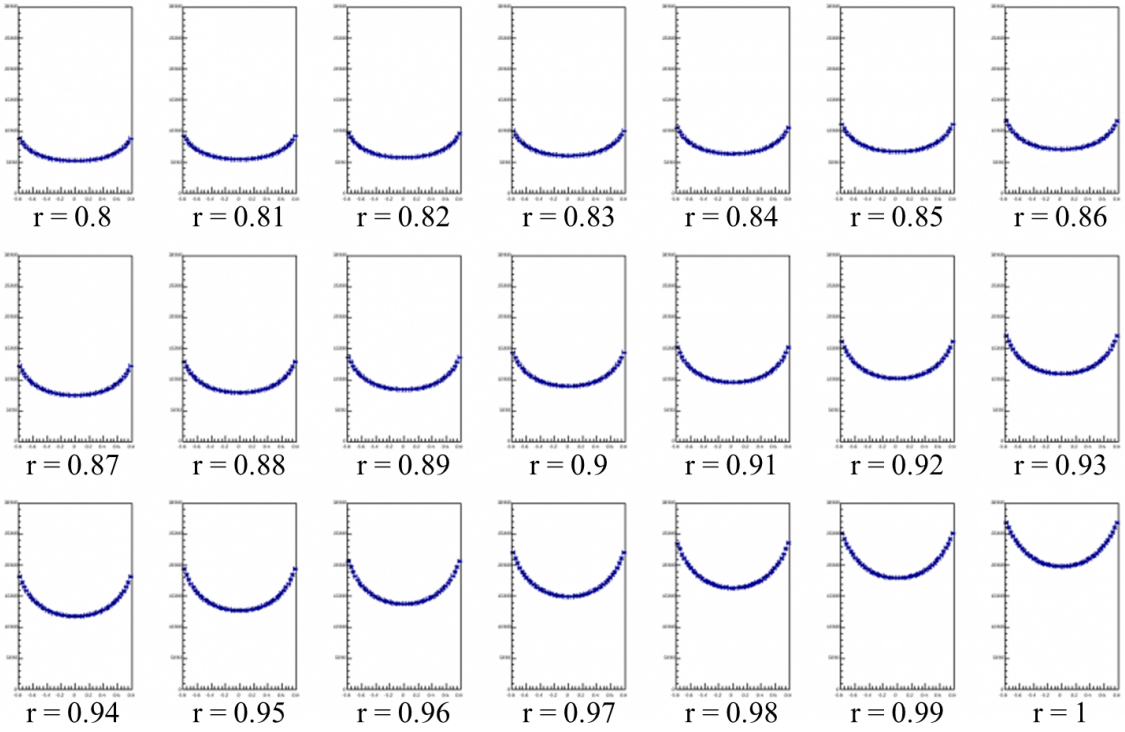


图 4–8: 模拟数据的谱线形状随设定的聚四氟乙烯反射率的变化，数据点为每一个Z_r区间内信号带的平均值以及标准差。

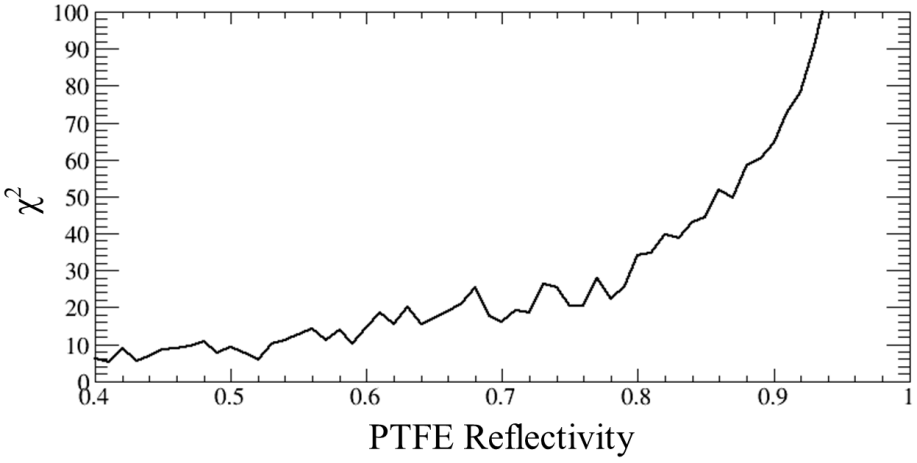


图 4–9: 归一化之后的测量数据和模拟数据的χ^2比较，χ^2值随聚四氟乙烯反射率的减小而单调减小，一直到40%都未见明显的最小值。

绝对光产额。其中，顶部和底部光电管信号也各自经过了前述的η参数修正。但是光电管的量子效率仍然会对绝对光产额有较大影响，在模拟中我们分别采用了0.25和0.3两个值，所得绝对光产额随聚四氟乙烯反射率的关系如图4–10所示，其中红线和蓝线分别对应光电管量子效率为0.3和0.25的模拟结果，黑线为实验测量数据。显然，对于一个测定的绝对光产额，较高的光电管量子效率会对应较低的聚四氟乙烯反射率，因此我们倾向于用0.3的量子效率以得到比较保守的实验结果。光电管量子效率的不确定性引起的系统误差大大超过了测量数据的统计误差，是这个分析方法中的最主要误差来源。

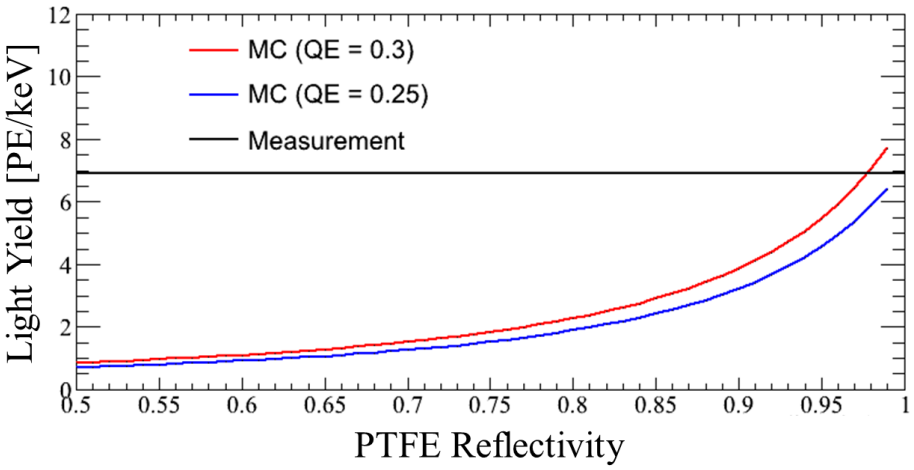


图 4–10: 测量数据和模拟数据中$Z_r = 0$处的绝对光产额比较，红线和蓝线分别对应光电管量子效率为0.3和0.25的模拟结果，黑线为实验测量数据。

我们一共测量了四种不同来源的聚四氟乙烯样品，对于其中一种样品（购买自McMaster公司，原料来自杜邦公司），我们还分别测量了未经加工的表面和经过机械切削加工的表面两种情况，而其他三种样品表面都经过了切削加工。 每次测量数据由比较绝对光产额的分析方法给出的结果列于表4–1中，其中测量值来自光电管量子效率设定为0.3时的结果，而误差的绝对值取自量子效率分别为0.25和0.3时得到的两个聚四氟乙烯反射率的差。可以看到，表面的切削加工（即表面的光洁度）对于聚四氟乙烯的反射率有一定影响。购买自McMaster公司的聚四氟乙烯在经过表面

表 4–1: 五种聚四氟乙烯样品对于氙闪烁光的反射率的实验测量值，结果基于比较绝对光产额的分析方法。

聚四氟乙烯样品	McMaster（未切削）	McMaster（切削）	GoodFellow	江苏三新	PandaX-I余留样品
反射率	(94±2)%	(98±2)%	(92±3)%	(92±3)%	(85±4)%

切削加工之后有最高的反射率，同时，PandaX实验组搭建在中国锦屏地下实验室的低本底检测站的检测数据也表明，该聚四氟乙烯样品的总体放射性在这些样品中也最低。所以，我们选择了该聚四氟乙烯材料作为PandaX-II时间投影室所有聚四氟乙烯零件的原料，并且保证零件表面都经过切削加工。

第五章　PandaX-II暗物质实验时间投影室

PandaX暗物质直接探测实验的第二阶段PandaX-II采用约580 kg液氙作为探测媒介，总液氙用量约为1200 kg。其时间投影室的漂移室直径约为65 cm，高度60 cm。PandaX-II实验计划运行一到两年，其探测灵敏度将在整个预言的暗物质质量范围内都具有世界竞争力。如3.1所述，PandaX实验采用阶段性升级的方案，其屏蔽体、制冷系统、循环系统、电子学系统等都是针对吨级液氙实验设计。因此，PandaX-II探测器沿用了上述系统，并且在PandaX-I的实际运行经验上进行了相应的优化和改进，当然最主要的升级来自探测器本身。本章将首先介绍PandaX-II基于PandaX-I的主要优化和改进，然后重点介绍时间投影室的设计和制作，最后介绍PandaX-II实验的现状和计划。

5.1　PandaX-II主要优化和改进

在PandaX-I的基础上，PandaX-II的实验总体优化和改进主要包括：

屏蔽体 为了避免PandaX-I中时间投影室阳极无法调节到水平位置的情况再次发生，这次我们预先把真空恒温室的外铜罐调节到了水平位置，此时屏蔽体内的三个水平调节装置也基本处于调节量程的中间。这样，我们只需要保证液氙容器放置于外铜罐时三个支撑脚基本水平，以及时间投影室相对于液氙容器基本水平，即可保证阳极基本水平，最终精确水平的微调仍然由屏蔽体内的三个水平调节装置来进行。

放射源管道 由于PandaX-II时间投影室的漂移室高度增加到PandaX-I的四倍，我们增加了一圈放射源管道，使得放射源可以被放置在两个竖直位置来刻度探测器。两圈管道的固定高度被重新调整，基本对应于漂移室高度的1/4和3/4处。同时，我们也改用了比PandaX-I中内径更大的聚乙烯管道，使得放射源被不锈钢索引入时更加容易。

循环系统 在PandaX-I的基础上，我们新增加了一条平行的循环路径，该路径带有独立的双隔膜循环泵和高温纯化器，以期提高循环提纯速率从而进一步降低液氙中杂质浓度。

氚化甲烷注入模块 由于液氙良好的自屏蔽作用，外部放射源产生的γ射线大部分会被探测器外层的液氙阻挡，很少能够进入时间投影室基准体积产生电子反冲事例，因此低能电子反冲能带的刻度数据往往比较少（如3.5.5中所示）。氚化甲烷（CH_3T，tritiated methane）作为一种很好的内部放射源，首先被使用在LUX实验中[53]。氚能产生Q值为18.6 keV的β衰变变成^{3}He，半衰期为12.32年。将氚化甲烷注入探测器之后，它会在探测器的液氙中均匀分布；在刻度结束之后，循环系统的高温纯化器能够将其完全移除，因此没有残留的本底问题。在PandaX-II中我们在循环系统上增加了一个氚化甲烷的注入模块，丰富了探测器的刻度手段。

低本底不锈钢液氙容器 PandaX-I使用的液氙容器由316Ti不锈钢制造，其放射性虽然低于普通不锈钢，但是对于液氙暗物质实验来说仍然偏高。模拟表明，PandaX-I中的电子反冲本底主要来自液氙容器以及光电管。经过对国内外低放射性不锈钢的大量调研，最终我们委托北京钢研院专门用小炉精炼了一批304L不锈钢，炼制过程所用原料和辅料都有比较严格的筛选。同时，太原钢铁集团有限公司也向我们提供了一批精炼的特种钢板材。经过低本底检测，这两批不锈钢的放射性基本为目前世界上文献可查的不锈钢中的最低值，特别是其中^{60}Co的含量是PandaX-I所用不锈钢的1/5到1/10。 PandaX-II的液氙容器由这两批低本底不锈钢制成，在设计上也做了优化，其中最主要的一点就是把溢流腔从液氙容器外部移到了内部，并且放置在液氙容器的底部以同时起到填充体的作用。

正负高压结合的光电管偏压方案 为了减小光电管高压在液氙容器馈穿上的打火风险，在PandaX-II中对于3英寸光电管（Hamamatsu R11410-MOD）我们使用了正负高压结合的偏压方案，这样高压对地（馈穿的接地外壳）的绝对值就比PandaX-I中减小了一半。

更低的电子学噪声 在PandaX-I中，电子学噪声主要来自于光电管的VME多道高压源产生的200 kHz固定频率脉冲信号。于是在PandaX-II中我们通过调研采用了一种低噪声的多道高压源，同时优化了高压-信号解耦器（decoupler）的设计。初步的调试结果显示，PandaX-II的噪声水平有显著改进。

与时间投影室相关的优化和改进包括：更高的S1探测效率、优化的电极和整形环设计、优化的事例X-Y位置重建等等，这些将在下一节中讨论。

5.2 PandaX-II时间投影室设计

PandaX-II时间投影室的概念设计开始于2014年初，最终设计基本完成于2014年11月，期间包括实际制作和安装过程对设计的改进。本节通过选取设计中的一些不同方面来介绍PandaX-II时间投影室的设计过程，并且讨论基于PandaX-I的相应优化和改进，最后介绍PandaX-II时间投影室的总体设计。

5.2.1 时间投影室横截面尺寸

通过综合考虑液氙和光电管的总使用量，PandaX-II的液氙容器内径被设定在800 mm，在此基础上，首先要考虑的是时间投影室的横截面尺寸。 为了获得更高的光电管光阴极覆盖率并且避免过多的电子学通道，在PandaX-II中我们决定在顶部光电管阵列中也全部采用3英寸光电管（Hamamatsu R11410-MOD），并且顶部和底部的光电管阵列相同。在紧密排布的情况下，光电管阵列的外轮廓呈现为正六边形，因此直觉上把时间投影室的横截面也设计成正六边形可以最大化地减少光电管死区从而提高光采集效率。另外，较少的侧面聚四氟乙烯反射板数量（PandaX-I中使用了36块侧面聚四氟乙烯反射板）也为安装带来了方便。电极形状需要和时间投影室相同，因此也是一个正六边形。但是对于阴极来说，由于其所加高压的缘故，它与接地的液氙容器壁的距离不能太近，否则两者之间的液氙有被击穿的风险。除此之外，对于丝状电极而言，其固定环会在丝上拉力作用下产生形变，机械设计上需要保证此形变仍然在弹性形变范围内，而形状对于固定环的强度显然有影响。因此，基于光采集效率、电极距离液氙容器的距离以及电极固定环的强度，我们比较了两种时间投影室的横截面尺寸方案，如图5–1所示，其中左图为正六边形方案，对

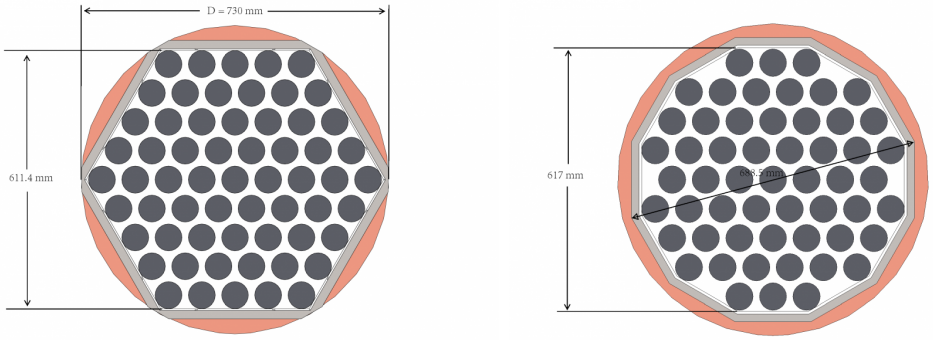


图 5–1: PandaX-II时间投影室横截面形状的两种方案比较，左图为正六边形方案，对应61个光电管，而右图为正十二边形方案，对应55个光电管。

应61个光电管，而右图为正十二边形方案，在拿掉了六个角上的光电管后对应55个光电管。图中同时画出了光电管阵列（包括支撑铜板和聚四氟乙烯反射板）和电极固定环。在两种方案中，时间投影室由侧面聚四氟乙烯板围成的内轮廓和光电管阵列的聚四氟乙烯反射板最外缘的开口保持相切，主要尺寸标记在图中。需要说明的是，在左图中，正六边形电极固定环的6个角做了直径为730 mm的圆角处理。

我们用有限元方法模拟了两种方案中丝状电极固定环的形变和安全系数（FOS，factor of safety），其中丝上张力设定为2.8 N，丝间距为5 mm，固定环材料为316L不锈钢，厚度和宽度分别为8 mm和20 mm。同时我们也在简化模型下模拟了两种方案中时间投影室的平均光采集效率，并且比较了两种方案中电极固定环最外沿离液氙容器壁的距离，结果总结在表5–1中。这里我们并没有考虑正六边形方案中额外的12个光电管（顶部和底部）带来的本底。由于正六边形方案的光采集效率提升并不显著，综合考虑之后最终我们选择了各方面更加平衡的正十二边形方案，正十二边形的最终直径根据其他方面的设计考虑还做了优化和调整。

表 5–1: 正六边形和正十二边形时间投影室的比较。

	平均光采集效率模拟[1]			电极固定环受力分析		电极固定环最外沿
	r = 0.90	r = 0.95	r = 0.98	总形变位移	FOS	离液氙容器壁的距离
正六边形方案	34.10%	39.32%	44.19%	0.29∼0.63 mm	1.83	3.5 cm
正十二边形方案	33.08%	38.25%	43.08%	0.23∼0.55 mm	2.8	5 cm[2]

[1] 液氙的吸收长度设定为5 m，聚四氟乙烯反射率以r表示。
[2] 如果把12个角做直径为690 mm的圆角，则离液氙容器壁的距离变为5.5 cm。

5.2.2　veto光电管

如上一节提到的，阴极和液氙容器壁之间需要留有一定距离以防止液氙被高压击穿，因此在时间投影室外部也有体积可观的液氙存在。这部分液氙可以帮助屏蔽液氙容器本身以及外部的γ射线本底。但是对于MeV量级的高能γ粒子，和液氙的作用形式以康普顿散射为主，有可能首先在时间投影室外部的液氙中发生康普顿散射沉积一部分能量，然后再在时间投影室内部沉积剩余能量产生一个低能电子反冲本底。由于液氙本身就是探测媒介，我们可以将时间投影室外部的液氙也利用起来，通过探测产生在这个区域内的闪烁光来做反符合（anti-coincidence）测量以去除这种本底。这种方法又叫做“active veto”，而被放置在时间投影室外部专门用于探测这个区域内的液氙闪烁光的光电管就被称为veto光电管。 PandaX-I时间投影室的设计本来放弃了这一方案，但是由于实验本底水平仍然不够理想，在PandaX-II中

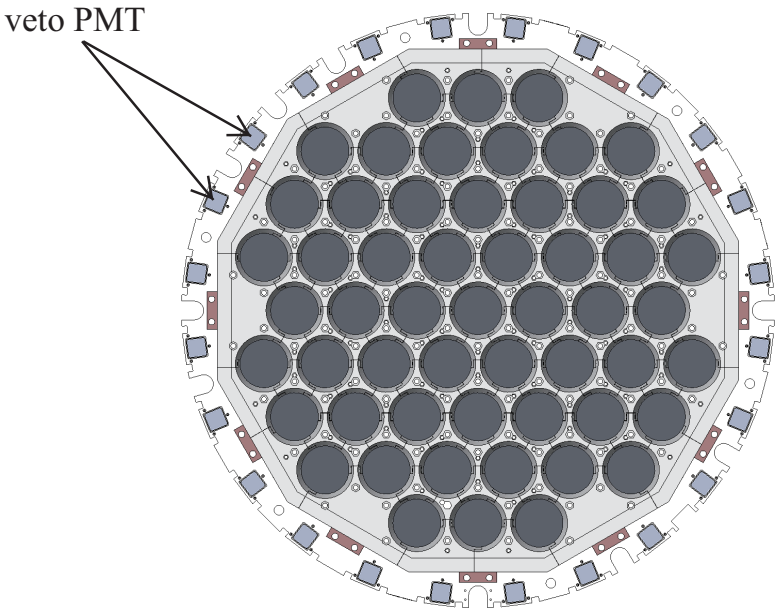


图 5–2: PandaX-II光电管阵列中最外圈的24个veto光电管。

我们又加入了veto光电管的设计。在顶部和底部光电管阵列的最外圈各有24个1英寸Hamamatsu R8520-406光电管等角度排布，如图5–2所示，它们被用来探测时间投影室和液氙容器壁之间区域的液氙闪烁光。由于几何尺寸的限制，时间投影室之下的液氙区域没有放置veto光电管。

为了提高侧面veto区域的光采集效率，在几乎紧贴液氙容器壁的位置设计了聚四氟乙烯薄层，上下两端分别固定在顶部和底部铜板外沿，同时veto光电管之间的死区也被聚四氟乙烯薄层覆盖（见5.2.8）。在忽略了位于此区域之内的光电管线缆、阴极高压线缆和底部溢流腔管道等部件的情况下，对于98%的聚四氟乙烯反射率和9 m的液氙吸收长度[1]，*PandaXLight*模拟程序得到的侧面veto区域内的平均光采集效率为2.1%。如果假定1英寸光电管的有效量子效率为0.25，则1 MeV的γ射线的光产额约为0.3 PE/keV。在10 PE的闪烁光阈值下，veto区域的能量阈值约为30 keV_{ee}。

[1]不锈钢和铜的反射率分别设为57%和0。

5.2.3　电场整形环

如3.3.2所述，电场整形环的截面形状对于漂移电场的均匀度并无明显影响，于是我们人为地将其设定为厚度4 mm、宽度6 mm的长方形。同样地，我们设定相邻电场整形环的中心距为1 cm，对于60 cm的漂移长度总共需要59个整形环。在这样的设定下，PandaX-II漂移电场的模拟如图5–3左图所示，由于整个漂移室太长，我们只截取了顶部和底部区域以突出重点。由图可见，在r-Z坐标系下的右上和右下角，电场线仍然有明显弯曲，这和PandaX-I的情况相似。由进一步分析可知，漂移电场场强在右上角偏大而在右下角偏小，于是一个直观的做法就是调整电场整形环的电势分布或者位置分布来中和这个偏差。实际中调整位置分布更加容易，于是我们尝试了增加最顶部的3个整形环之间的间距以及最顶部整形环与栅极之间的距离，同时减小最底部5个整形环的间距以及最底部整形环与阴极的距离，电场线的弯曲程度有明显减小，如图5–3右图所示。 在这一思路下，通过细致的数据分析方法我们进一步比较了不同的非均匀排布的整形环方案下漂移电场的均匀性，最终选定的方案为：一共58个整形环，其中最顶部的整形环与栅极之间的中心距以及最顶部3个整形环之间的中心间距分别为13 mm、12 mm和11 mm，同时最底部6个整形环之间的中心间距以及最底部整形环与阴极中心距分别为9.8 mm、9 mm、8.2 mm、7.4 mm、

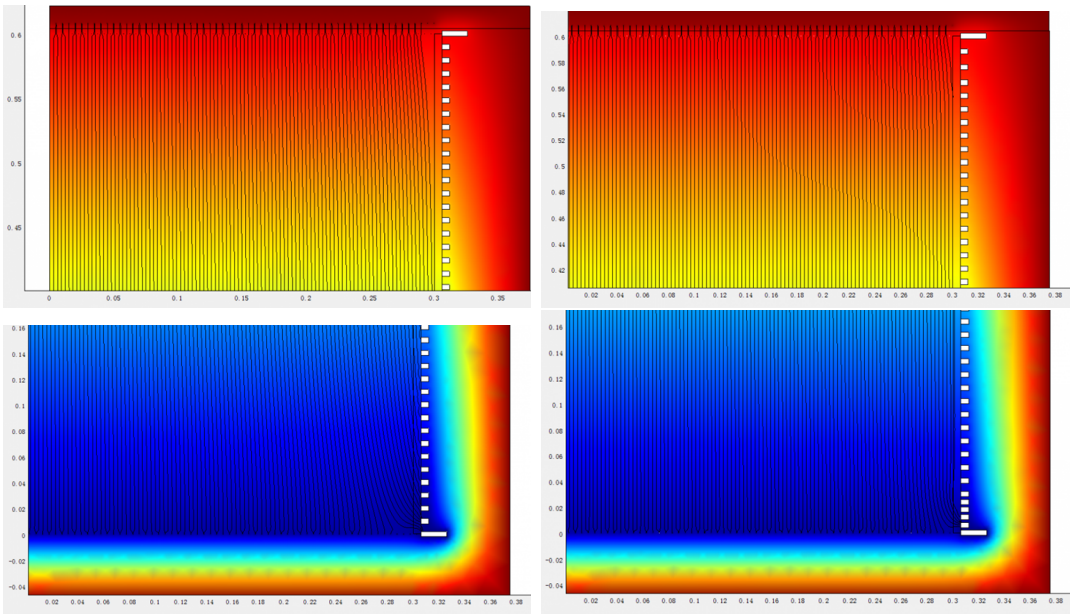


图 5–3: PandaX-II电场整形环排布对于r-Z坐标系下漂移室右上角和右下角电场线的影响。相对于均匀排布的整形环（左图），增加最顶部的3个整形环之间的间距以及最顶部整形环与栅极之间的距离，同时减小最底部5个整形环的间距以及最底部整形环与阴极的距离（右图）可以明显减小电场线的弯曲程度。

6.6 mm和10.8 mm，其他整形环在余下的距离内均匀排布；在每个电阻链中，最底部整形环和阴极之间有两个电阻串联，而其他地方仍然是一个电阻。在PandaX-II时间投影室中我们仍然沿用了两个电阻链的设计。

5.2.4 顶部三电极组合

为了取得更加均匀的S2信号，在PandaX-II中我们采用了顶部三电极的组合，即在阳极之上增加了一个接地的顶部屏栅极，并且将阳极置于正高压同时将栅极接地。由于新增加了一个电极，时间投影室的光采集效率会有轻微的降低。我们首先模拟了PandaX-I中采用的顶部两电极组合和这种顶部三电极组合的电场线分布情况，并且根据公式2·5计算沿每根电场线积分得到的单电子电致发光产额Y_{el}，参数α和β分别取为70 photon/kV和1 kV/cm/atm。由于dN_{ph}/dx显然应该大于零，于是这就要求$E_g/p-\beta>0$，通常p的值为2 atm，于是得到积分条件为$E_g>2\,\mathrm{kV/cm}$。在两种组合中，阳极和栅极以及顶部屏栅极（三电极组合）的距离都是6 mm，液位处于阳极之下3 mm处。两电极组合中阳极接地同时栅极为 -6 kV高压，而三电极组合中阳极为6 kV高压同时另外两电极接地。以图5–4为例，栅极和顶部屏栅极都为丝状电极，我们在三维坐标系下用简化的模型一共模拟了网状阳极、丝状阳极（平行于栅极）和丝状阳极（垂直于栅极）三种情况，各对200根电场线计算了单电子电致发光产额，积分起始于液面而终止于阳极，并且保证$E_g>2\,\mathrm{kV/cm}$[2]。 我们关

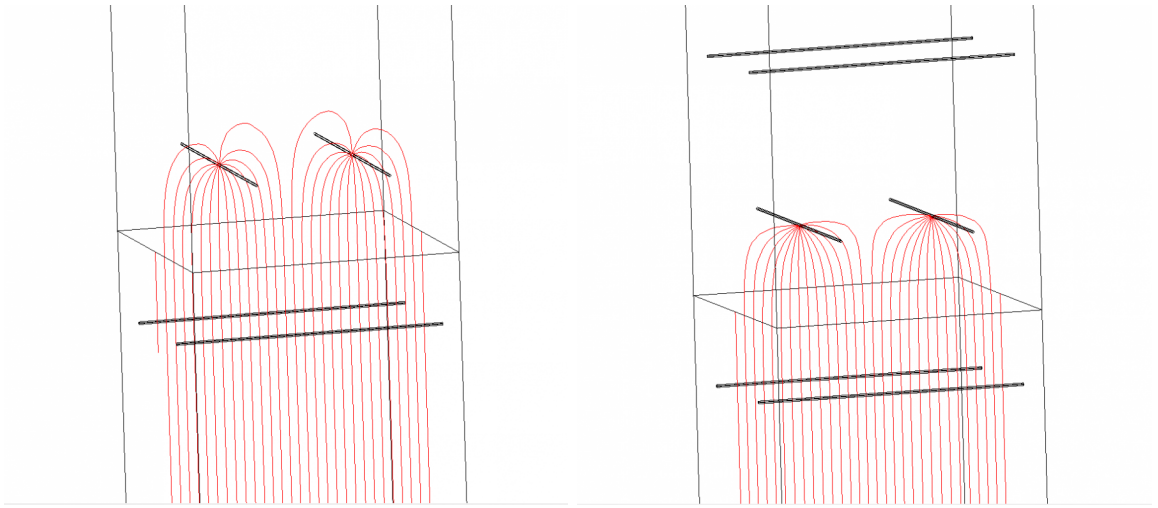


图 5–4: 丝状阳极（垂直于栅极）的三维简化模型下模拟的顶部两电极（左图）和三电极（右图）的电场线分布，200根电场线并未全部画出。

[2]对于极少数没有终止在阳极的电场线，则将积分终止在$E_g<2\,\mathrm{kV/cm}$时。

心的是S2信号的涨落而非单电子电致发光产额的大小，因此采用所得单电子电致发光产额统计分布的RMS/mean作为判据，所得结果总结在表5–2中。显然，对于三种情况来说，三电极组合都比两电极组合有涨落更小的单电子电致发光产额。而且从图5–4中也可以直观的看到，两电极组合中的部分电场线反冲过阳极所在平面然后回落，这显然会增加单电子电致发光产额的总体涨落，而在三电极组合中由于顶部屏栅极的作用电场线的反冲得到了很好的抑制。此外，三电极组合中的顶部屏栅极对于阳极也会有一定的静电场吸引力，这可以部分抵消栅极对于阳极的静电场吸引力从而减小阳极的下垂。另外，由于三电极组合中的栅极是接地的，对于一定的漂移电场场强，所需的阴极高压（绝对值）将比两电极组合小，这也一定程度地降低了阴极打火的风险。

表 5–2: 两电极方案和三电极方案下单电子电致发光产额涨落的比较。

Y_{el}，RMS/mean [%]	网状阳极	丝状阳极（平行于栅极）	丝状阳极（垂直于栅极）
两电极方案	6.95	13.20	14.03
三电极方案	3.76	4.46	4.36

在确定了顶部三电极的方案之后，我们开始考虑阳极的设计。在模拟中，阳极的丝径固定为100 μm，我们一共考虑了五种情况：中心间距2.5 mm的网状阳极[3]、中心间距2.5 mm的丝状阳极（平行于栅极）、中心间距5 mm的丝状阳极（平行于栅极）、中心间距2.5 mm的丝状阳极（垂直于栅极）和中心间距5 mm的丝状阳极（垂直于栅极）。在这次模拟中，我们只选取了起始于阴极的电场线来计算单电子电致发光产额Y_{el}的涨落，这与实际物理情况更加吻合。除了S2信号的涨落，我们同样关心电子的拽出率。如2.4.3所述，为了达到100%的电子拽出率，液面上气氙中的电场强度E_{ext}需要达到大约10 kV/cm。于是我们分别将阳极高压设定在6 kV、8 kV和10 kV来比较，同时栅极和顶部屏栅极都是丝径50 μm间距5 mm的丝状电极且相互平行，它们距离阳极的距离都是6 mm且保持接地。最终模拟计算结果总结在表5–3中。虽然两种中心间距2.5 mm的丝状阳极得到的单电子电致发光产额Y_{el}的涨落都比中心间距2.5 mm的网状阳极要小，但是它们需要更高的高压才能得到100%的电子拽出率，而根据实际经验要达到8 kV左右的阳极高压可能是非常困难的。同时，如3.4所述，网状电极的机械强度较高，而且制作过程相对简单，因此综合考虑之后，我们还是在PandaX-II中沿用了网状阳极的设计。由于固定环也具有一定厚度，从实际机械设计角度出发，最终阳极和栅极的距离被设计为6 mm，但是阳极和顶部

[3]由于正六边形网眼的网具有更好的机械稳定性，在PandaX-II中我们考虑的是这种网状阳极，中心间距是指相邻的平行丝之间的中心距。

屏栅极的距离则被增大到11 mm。模拟计算显示，在这种情况下单电子电致发光产额Y_{el}的涨落相对增加了约12%，但是拽出电场强度E_{ext}不受影响。

表 5–3: 五种阳极设计的单电子电致发光产额Y_{el}的涨落和液面上的拽出电场强度E_{ext}的模拟计算结果。

		网状阳极，2.5 mm	丝状阳极，2.5 mm，平行	丝状阳极，5 mm，平行	丝状阳极，2.5 mm，垂直	丝状阳极，5 mm，垂直
阳极高压6 kV	Y_{el}，RMS/mean [%]	3.05	2.75	6.98	1.85	4.14
	E_{ext}平均值 [kV/cm]	10.31	8.92	6.78	8.92	6.77
	E_{ext}大于10 kV/cm的比例 [%]	100	0	0	0	0
阳极高压8 kV	Y_{el}，RMS/mean [%]	3.48	2.13	6.12	1.43	3.67
	E_{ext}平均值 [kV/cm]	13.64	11.78	8.95	11.78	8.92
	E_{ext}大于10 kV/cm的比例 [%]	100	100	0	100	0.02
阳极高压10 kV	Y_{el}，RMS/mean [%]	2.42	1.83	5.28	1.23	3.45
	E_{ext}平均值 [kV/cm]	16.97	14.84	11.11	14.65	11.08
	E_{ext}大于10 kV/cm的比例 [%]	100	100	99.8	100	99.8

5.2.5 电极的设计和制作

如前一节介绍的，PandaX-II采用了顶部三电极的方案，因此一共使用了5个电极，除了阳极为网状电极之外，其他皆为丝状电极。与PandaX-I类似，PandaX-II丝状电极所用不锈钢丝也经过了扫描电子显微镜的表面光洁度筛选。另外，所有5个电极的固定环都采用和液氙容器相同的低本底不锈钢加工，以进一步降低来自时间投影室自身材料的本底。

我们改进了丝状电极的固定环设计，直接在其上设计了平行的浅槽用来定位丝，这有助于提高丝的位置精度。在PandaX-I中我们曾经考虑过这样的设计，但是因为没有找到可以精加工这些槽的厂家而最终放弃。这次在经过多家尝试和比较后，终于有厂家按照要求成功加工出了我们设计的不锈钢固定环。固定环上与每个浅槽相切处设计有一个通孔，可以放入一个直径略小但长度略长的铜销，我们使用一个特别设计制造的工具手动地冲压该铜销，使其变形填充通孔同时从侧面压紧预先放置在槽中的不锈钢丝，其效果如图5–5所示。这种固定方式使得每根丝都是独立固定的，如果发生了一根丝损坏的情况可以类似的将压紧的铜销从反面挤出，然后替换掉这根丝并且重新固定，而不必像PandaX-I中那样需要重新制作整个电极。我们试验了该通孔相对槽的不同位置，以及不同通孔直径和铜销尺寸的搭配，分别对于不同直径的不锈钢丝得到了可行的方案。利用这种固定方法以及类似于3.4.1中介绍的步骤，我们制作了PandaX-II时间投影室的栅极和阴极。

为了节省制作时间，PandaX-II的顶部屏栅极和底部屏栅极采用了点焊的方法固定，固定环仍然采用了开槽的设计来定位丝，而焊点就在固定环的外沿与丝的接触

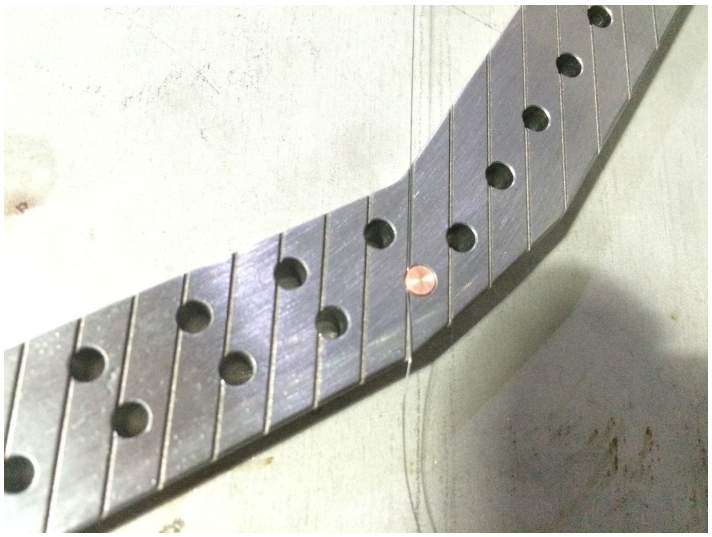


图 5–5: PandaX-II优化设计的丝状电极固定环上用铜销压紧的一根200 μm直径不锈钢丝的照片。

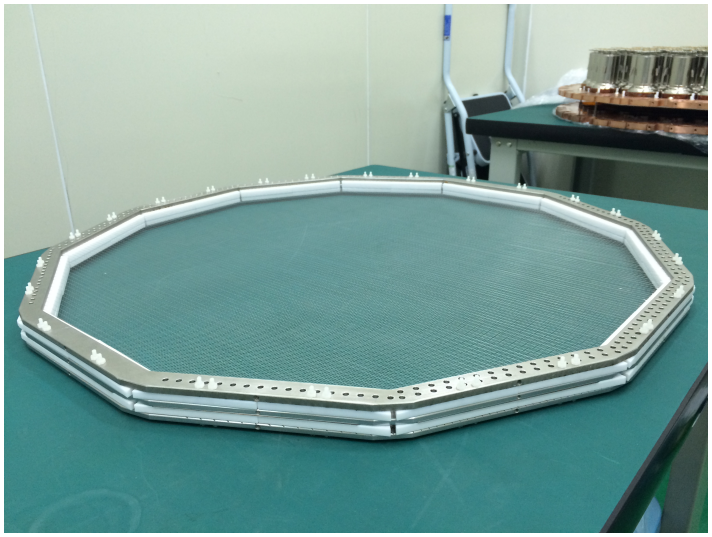


图 5–6: PandaX-II时间投影室顶部三电极的最终装配体照片。

处。根据实际操作经验，直径小于200 μm的不锈钢丝难以焊接成功，因此顶部和底部的屏栅极都采用了200 μm直径的丝。同时，由于焊接本身的熔融-凝固过程，点焊固定之后的不锈钢丝上的张力应该会比原来悬挂重物时要小。而且，点焊产生的焊点往往不规则，有尖端放电的风险。基于这些考虑，我们选择用点焊的方法来制作相对不那么关键的两个屏栅极。

阳极采用的正六边形网眼的不锈钢网状电极由NewCut公司依据我们的设计使用光化学蚀刻工艺生产，由螺丝固定在不锈钢固定环上。为了减小阳极的下垂，我们

特别注意了在各个方向均匀拉伸网状电极，使其也在带有一定张力的前提下被固定。在空气中对顶部三电极装配体的高压测试表明，阳极的下垂大约在0.5 mm之内。顶部三电极的最终装配体照片如图5–6所示。

5.2.6 X-Y位置重建的优化

在时间投影室中，顶部光电管阵列和阳极的距离可以影响S2信号在顶部光电管上的分布。如果距离过近，S2信号会局部集中在一到两个光电管上；而如果距离过远，S2信号会以不显著的差别弥散在许多光电管上。以上两种情况都不利于事例X-Y位置的重建。因此，我们认为对于任何一种确定的时间投影室，都应该存在一个最优化的顶部光电管和阳极的距离，使得事例的X-Y位置重建精度最高。

在PandaX-II时间投影室的其他设计都已经基本确定之后，我们开始优化顶部光电管和阳极之间的距离。类似于3.5.1中介绍的，我们利用*PandaXLight*程序模拟S2闪烁光在PandaX-II时间投影室内的传播，以此作为样本训练神经网络，利用训练好的神经网络来重建不同于训练样本的另一批模拟数据的事例X-Y位置，并分析其重建误差。事例的实际X-Y位置分布和重建的X-Y位置分布分别展示在图5–7的左图和右图，同样地我们可以看到，重建事例位置向光电管所在位置集中。 我们采用和PandaX-I中相同的$\sqrt{\langle \Delta r^2 \rangle}$作为位置重建的误差（见3.5.1），其随顶部光电管阵列和阳极之间距离的变化如图5–8所示。可以看到在距离为40 mm附近时，位置重建的

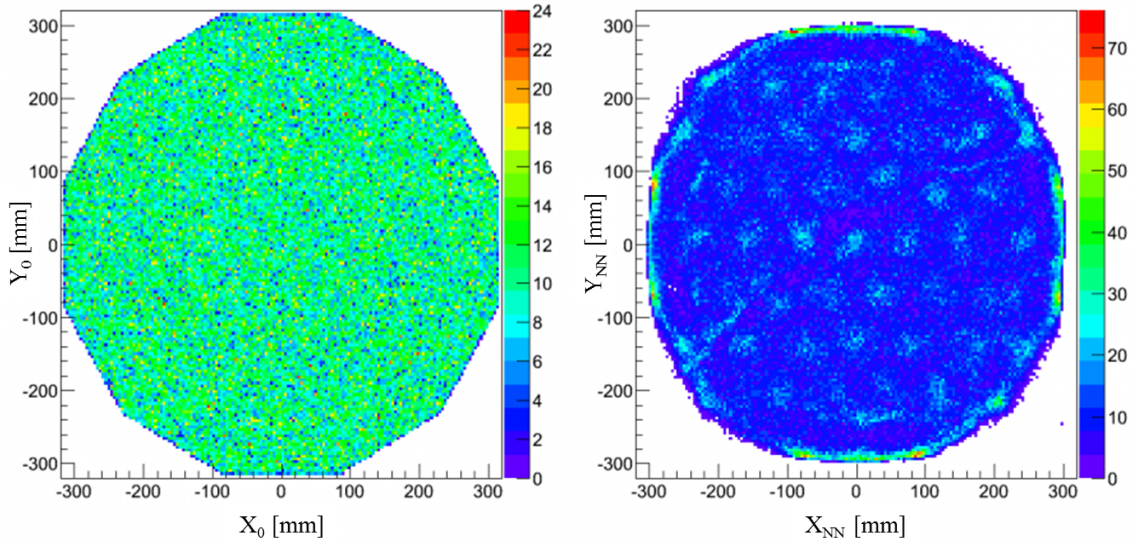


图 5–7: 神经网络方法重建PandaX-II时间投影室中事例的X-Y位置。左图为模拟数据事例的实际X-Y位置，右图为重建的X-Y位置，重建事例位置向光电管所在位置集中。

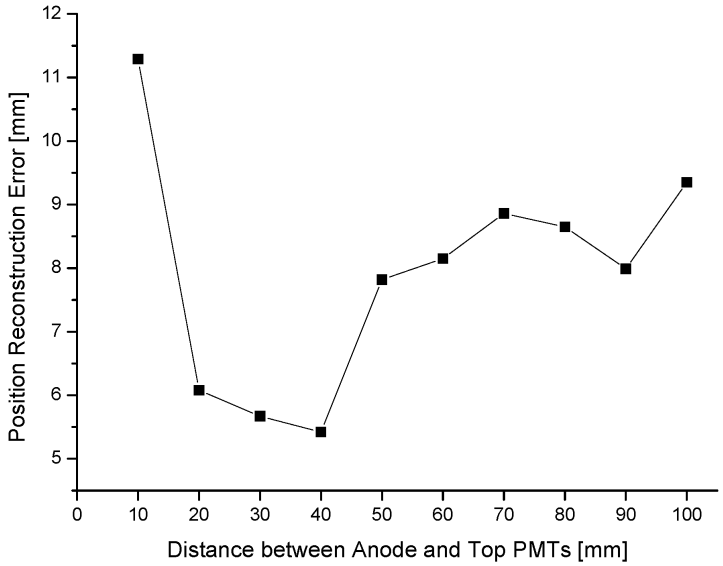


图 5–8: 事例X-Y位置重建误差随顶部光电管阵列和阳极之间距离的变化，最小值出现在距离为40 mm附近。

误差最小，因此在设计中我们将顶部光电管阵列和阳极之间的距离就设定为40 mm。

5.2.7　光采集效率模拟

LUX实验得到的零电场下对于122 keV的γ射线的光产额为8.8 PE/keV，其模拟研究得到的对应所需的聚四氟乙烯反射率为100^{+0}_{-2}%、液氙吸收长度为11^{+2}_{-1} m [53,85]。于是我们也用*PandaXLight*模拟程序模拟了LUX时间投影室的光产额作为检验，其时间投影室的尺寸等信息来自 [121]，对于一些缺失的细节信息，我们采用了我们所认为的合理假设和简化。为了得到8.8 PE/keV的光产额，我们模拟得到所需的聚四氟乙烯反射率约为98%而液氙吸收长度约为9 m，稍稍小于LUX得到的值。考虑到在我们的模拟中，LUX时间投影室的一些细节得到了简化，因此在相同的光学参数设定下得到的光产额会比真实情况偏高，也即得到的聚四氟乙烯反射率和液氙吸收长度会偏小。

我们模拟了PandaX-II时间投影室的光产额，并且特意模拟了聚四氟乙烯反射率为98%和液氙吸收长度为9 m（称为“LUX case”）的情况以与LUX实验做比较。如第四章中讲到的，我们为PandaX-II时间投影室测量和挑选了高反射率的聚四氟

乙烯材料，因此有理由期望得到较高的光产额。模拟得到的PandaX-II时间投影室零电场下对于122 keV的γ射线的光产额随聚四氟乙烯反射率和液氙吸收长度的关系如图5–9所示，图中加入了PandaX-I实际的光产额6.0 PE/keV [56] 和LUX的光产额8.8 PE/keV作为比较。由图中可知，如果要超过PandaX-I的光产额，在PandaX-II中我们需要时间投影室的聚四氟乙烯反射率大于90%且液氙吸收长度大于5 m，而如果我们能取得聚四氟乙烯反射率为98%和液氙吸收长度为9 m的情况，光产额将达到10.2PE keV，相比LUX有约16%的提升。

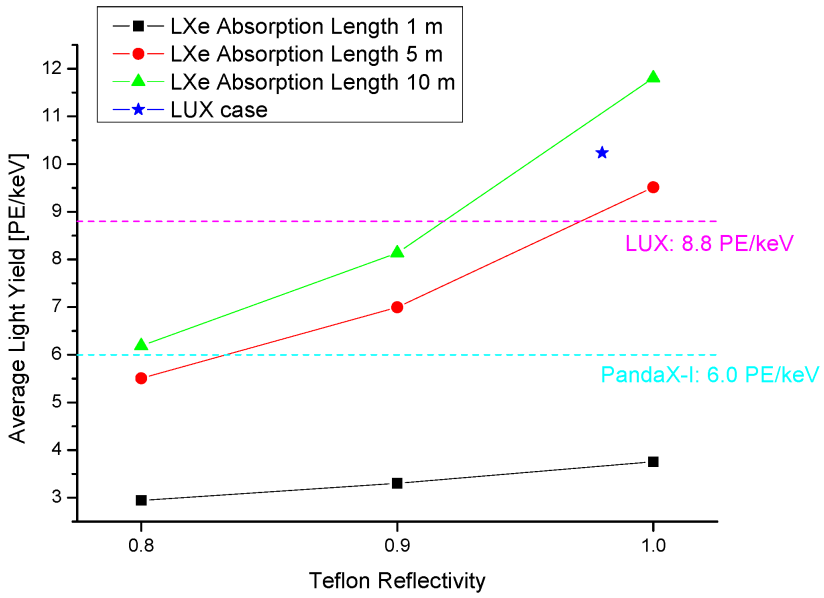


图 5–9: PandaX-II时间投影室模拟的光产额与聚四氟乙烯反射率以及液氙吸收长度的变化关系，“LUX case”是指聚四氟乙烯反射率为98%和液氙吸收长度为9 m的情况，图中加入了PandaX-I实验和LUX实验的光产额作为比较。

5.2.8 最终总体设计

PandaX-II时间投影室的最终设计如图5–10所示，其中漂移室横截面是内切圆直径为646 mm的正十二边形，漂移长度（阴极到栅极距离）为600 mm，能容纳约580 kg液氙作为探测媒介，而总的氙用量大约为1.2 ton。我们一共使用了110个3英寸Hamamatsu R11410-MOD光电管来探测时间投影室之内的S1和S2信号，并且还使用了48个1英寸Hamamatsu R8520-406光电管来探测时间投影室外侧的veto区域闪烁光信号。我们采用了顶部三电极设计，因此时间投影室中共有5个电极，其中

顶部屏栅极为200 μm丝径、5 mm间距的丝状电极，置于阳极之上11 mm处；阳极为丝径100 μm、间距2.5 mm的正六边形网眼的网状电极，与顶部光电管阵列距离为40 mm；阳极之下6 mm为丝径50 μm、间距5 mm的丝状栅极；而阴极和底部屏栅极皆为200 μm丝径、5 mm间距的丝状电极，相互距离为50 mm；底部屏栅极置于底部光电管之上6 mm。在这个设计中，顶部屏栅极和栅极都一直处于接地状态，阳极和阴极分别外加正高压和负高压，而底部屏栅极需要外加几百至一千伏的正高压（取决于阴极的实际外加负高压）以更好的屏蔽阴极在底部光电管表面产生的漏电场。类似于PandaX-I时间投影室，PandaX-II时间投影室也在不同的竖直位置安装了5个Pt100铂电阻来监测探测器温度，并且安装了自行设计制作的液位计来监测液位的高度和时间投影室的水平度。

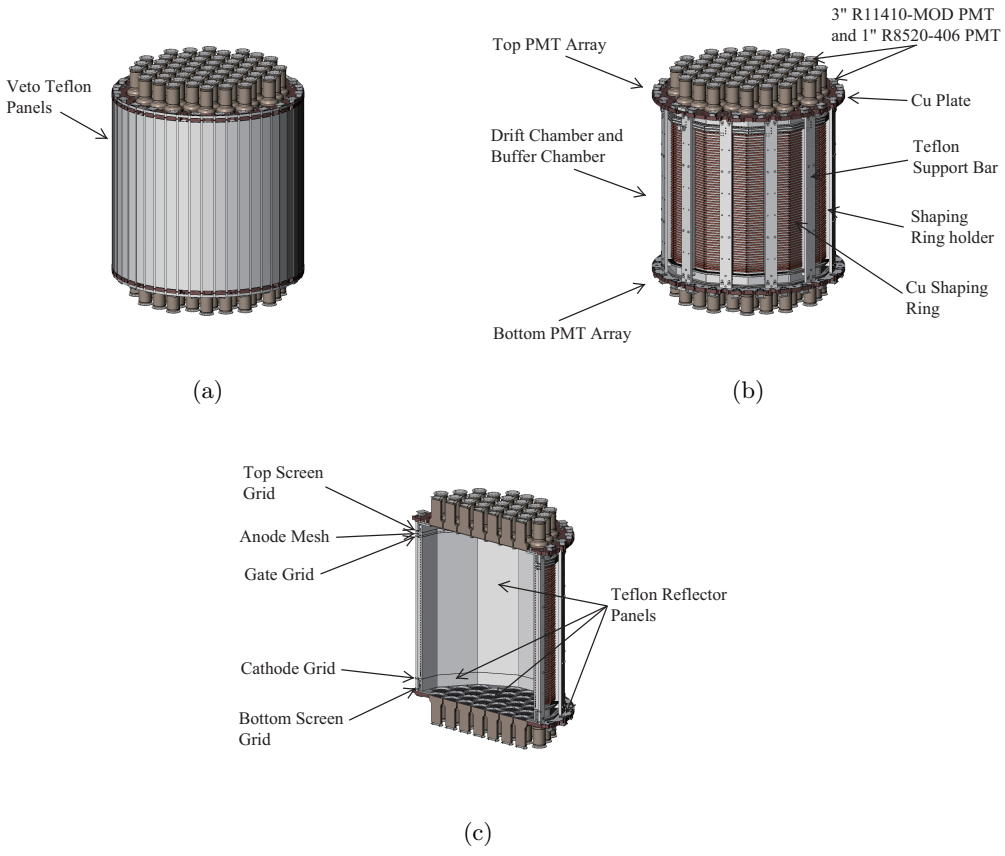


图 5–10: PandaX-II时间投影室的最终三维设计图，(a)为包含最外侧veto聚四氟乙烯薄层的视图，(b)为去掉了最外侧veto聚四氟乙烯薄层的视图，而(c)为去掉了最外侧veto聚四氟乙烯薄层之后的截面视图。

5.2.8.1 光电管阵列

PandaX-II时间投影室采用了相同的顶部和底部光电管阵列设计。光电管阵列的主要承重物是一块直径790 mm、厚度15 mm的高纯无氧铜板，其上分别在3英寸光电管、1英寸光电管以及线缆等处留有开口。 55个3英寸光电管以81.5 mm的中心距紧密排布，每个光电管由三个弹簧通过其基座固定在一个聚四氟乙烯螺杆上，而这个聚四氟乙烯螺杆也同时将聚四氟乙烯反射板固定在铜板上，如图5–11中左图所示。在安装过程中，如果光电管受到意外的撞击，弹簧可以提供一定的缓冲起到保护作用。另外，弹簧本身重量很轻，使得光电管固定结构所用材料进一步减少，降低了本底来源。光电管阵列上的聚四氟乙烯反射板由如图5–11中右图所示的厚度为6 mm的聚四氟乙烯三角小片拼接而成，每个小片由两个聚四氟乙烯螺杆通过其上的沉孔固定在铜板上，而相邻小片之间的连接采用了交叠设计，以防止在液氙温度下聚四氟乙烯收缩而出现间隙。聚四氟乙烯反射板的开口被设计为圆锥形斜面，模拟表明这也有助于提高光采集效率。 开口靠近光电管一侧的直径为64 mm，与3英寸光电管的光阴极直径相同，也有助于减小死区。在弹簧的作用下，光电管的石英窗口紧贴聚四氟乙烯反射板，两者共同固定和保护光电管。由于3英寸光电管采用了正负高压结合的偏压方案，其外壳上会有 -700 V左右的高压，而铜板本身是接地的。为了避免光电管和铜板之间的打火，我们在铜板上留给光电管的开口内侧用环氧树脂粘了一圈0.5 mm厚的聚酰亚胺薄膜（Kapton）。 24个1英寸光电管以等角度均匀排列在直径为756 mm的圆周上，其固定方式与PandaX-I时间投影室的顶部光电管类似。由于1英寸光电管沿用了正高压的偏压方案，其外壳接地因此不用担心跟铜板之间的打火问题。 1英寸光电管之间的死区由6块聚四氟乙烯薄层覆盖，类似于PandaX-I时间投影室的底部光电管阵列采用的方案。底部光电管浸没在液氙中因此受到浮力，由于液氙密度较大而3英寸光电管的密度较小，因此每个光电管会受到约6 N的向上净浮力。另一方面，弹簧的张力对于光电管阵列整体来说虽然属于内

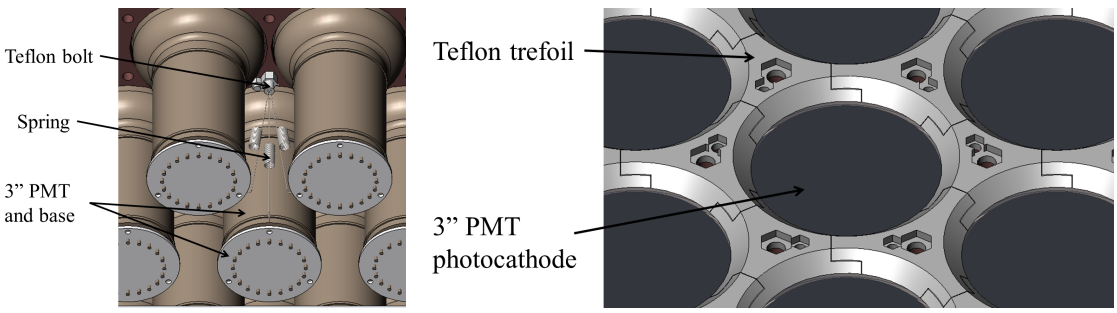


图 5–11: PandaX-II时间投影室光电管阵列设计，左图为采用弹簧固定3英寸光电管的三维设计图，右图为聚四氟乙烯三角片拼接成反射板的三维设计图。

力，但是对于单独的零件比如聚四氟乙烯螺杆和三角小片来说仍然是外力，因此可能会增加形变。我们采用基于有限元分析的力学模拟研究了光电管阵列的受力-形变情况，敲定了最终设计的一些尺寸，保证了光电管阵列整体和每个零件在机械上的可靠和稳定。

5.2.8.2　漂移室和缓冲室

在PandaX-II中顶部光电管完全处于漂移室轮廓之内，方便用聚四氟乙烯反射板把顶部光电管阵列到顶部屏栅极之间的区域也围起来以提高光采集效率，类似于阴极和底部屏栅极之间的区域。这两部分区域都被称为缓冲室，以方便跟漂移室区别开来。这三个区域的横截面完全相同，都为内切圆直径646 mm的正十二边形，并且各自被12块厚度6 mm的聚四氟乙烯板所围成。相邻聚四氟乙烯板之间也采用了交叠的拼接方式以避免产生间隙，同时5个电极的固定环都置于聚四氟乙烯反射板的外侧，仅电极本身（丝或者网）通过上下反射板之间预留的间隙进入时间投影室内部，这可以提高光采集效率同时减弱电极固定环对于漂移电场和电致发光电场的影响。在漂移室的外侧还有58个由高纯无氧铜加工制作的电场整形环，其竖直位置如5.2.3所述。不同于PandaX-I，在PandaX-II中整形环被设计为正十二边形，每个边即一根铜质长条，相邻长条之间由铜质螺丝连接。所有整形环由十二根带有凹槽的聚四氟乙烯固定条来固定，而在这些长条外侧紧贴着的是连接顶部和底部光电管阵列的聚四氟乙烯支撑条，其上下两端用螺丝固定在顶部和底部铜板上。这十二根聚四氟乙烯支撑条是漂移室和缓冲室的主要承重物，上述的聚四氟乙烯反射板、聚四氟乙烯固定条以及5个电极都是用对应的螺丝从侧面固定在这些支撑条上，如图5–12所示。整个底部光电管阵列以及悬挂在其铜板上的溢流腔也都是通过这十二根聚四氟乙烯支撑条悬挂于顶部铜板上。

5.2.8.3　整体悬挂和液氙内循环

PandaX-II的时间投影室不再采用上下分开的方式，而是整体悬挂在液氙容器的顶盖上，所有线缆和管道都从容器顶部连接，因此液氙容器也只需要顶部一个法兰密封面。溢流腔悬挂在底部光电管阵列的铜板下，共有三个管道和外部连通：溢流管道和液氙容器连通，通过自行设计的步进馈穿系统从外部调节其高度来调节液位高低；气压平衡管道和液氙容器上部的气氙连通，平衡溢流腔内部气压和液氙容器气压，使得液氙可以正常流入溢流腔内；液氙出口管道一直连接到外部的循环系统，是液氙被循环泵提取出探测器进行提纯的出口。同时，探测器的液氙进口一直伸到

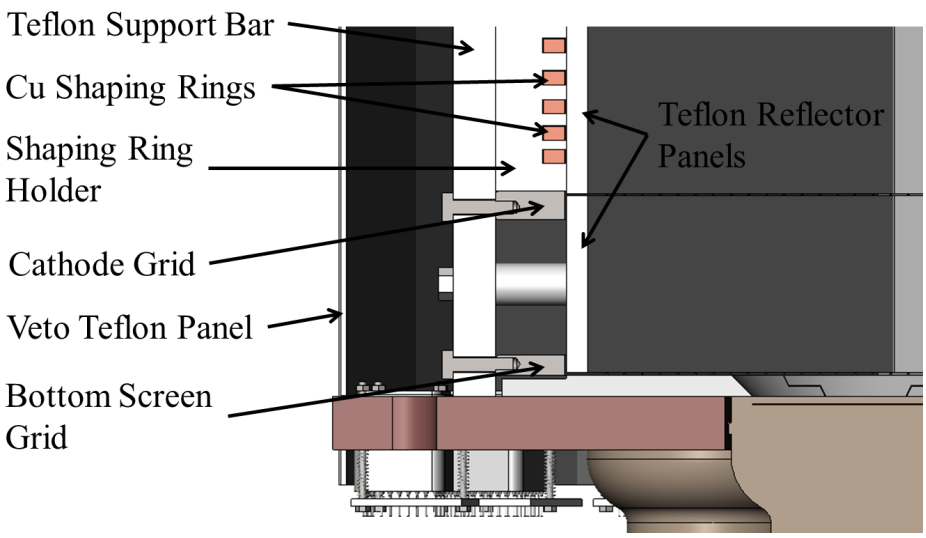


图 5–12: PandaX-II时间投影室的聚四氟乙烯支撑条作为主要承重物来固定聚四氟乙烯反射板、聚四氟乙烯固定条以及电极的局部放大设计图。

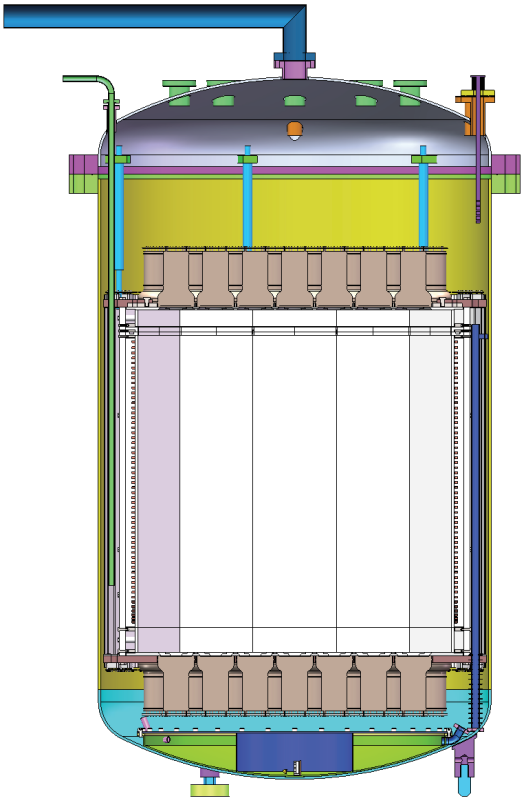


图 5–13: PandaX-II液氙容器的内部结构设计图，包括了时间投影室和溢流腔，以及对应的管道。

底部铜板附近，在这里有一个聚四氟乙烯加工的分流零件，连接到底部缓冲室侧面的一块聚四氟乙烯反射板的开口上，使得提纯过后的液氙大部分由此直接进入时间投影室内部。我们希望通过这个内循环方式进一步提升时间投影室内的液氙纯度。图5–13展示了液氙容器内部的整体结构。

5.3　PandaX-II实验现状和计划

PandaX-II时间投影室于2015年1月安装完毕，之后液氙容器也成功密封并且经过了检漏等多项测试。我们把液氙容器放入屏蔽体内并且在完全灌装液氙之后进行了几个月的试运行测试。目前，我们正在准备进行第二次完全灌装液氙的试运行测试，并且期望能在今年年底开始正式运行和数据采集。图5–14展示了一些PandaX-II探测器的照片。

如果以300 kg的基准液氙质量累积一年的有效数据，并且总的本底事例少于1个，PandaX-II实验自旋无关暗物质-核子弹性散射截面的探测上限预计如图5–15所示，其中假设S1探测效率为10%（对应零电场下122 keV的γ射线的光产额为6.34 PE/keV），S1探测窗口为3到30 PE，核反冲能带接受率为35%，有效Lindhard系数L_{eff}采用NEST v1.0模型拟合值[122]。作为比较，图中还加入了包括PandaX-I在内的其他实验已经公布的探测上限[26,27,43,47,52,53,55,116]以及最小超对称标准模型（MSSM）预言的暗物质粒子参数空间[123]。可以看到，PandaX-II实验的预期探测上限将深入最小超对称标准模型预言的暗物质粒子参数空间的中心地带。

图 5–14: PandaX-II探测器的照片。左上为悬挂在液氙容器顶盖下的时间投影室，最外侧的veto聚四氟乙烯薄层还未安装。右上为论文作者与探测器的合影，此时液氙容器正准备要合上。左下为液氙容器合上之后的照片。右下为液氙容器吊装进外铜罐的照片，此时所有管路和线缆已经连接完毕，液氙容器顶部正要包裹Myler绝热层。

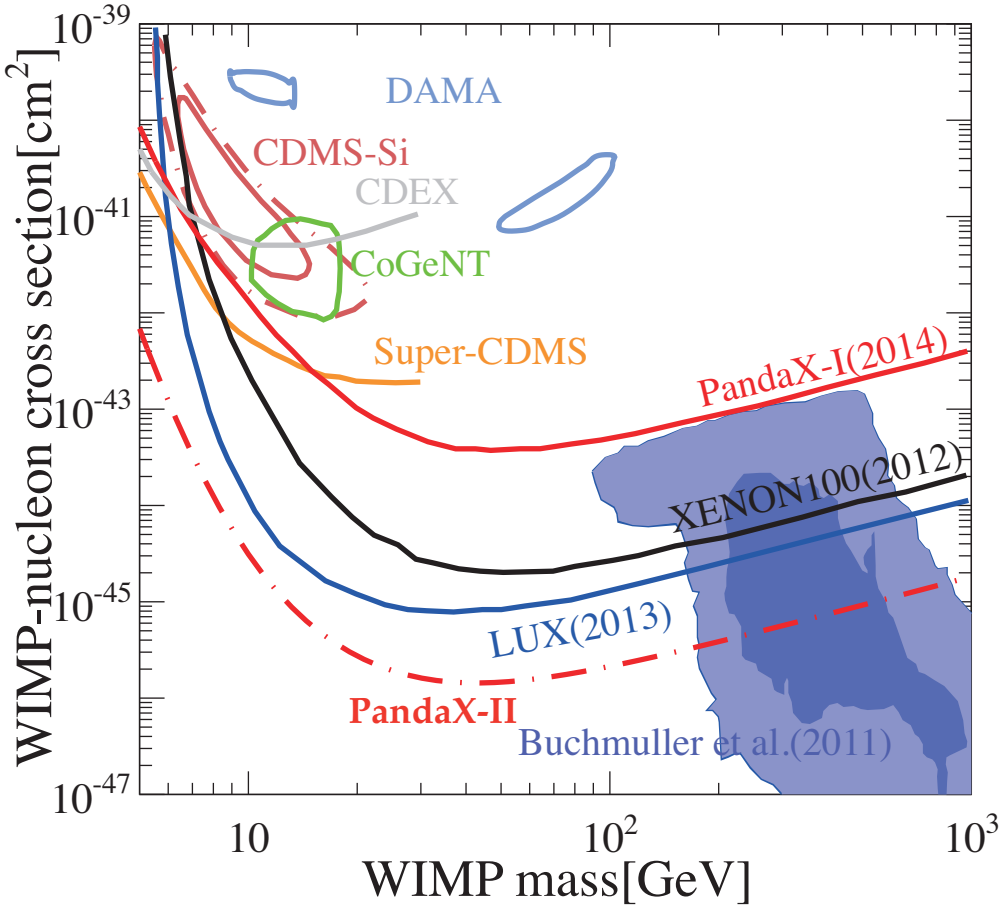


图 5–15: PandaX-II实验暗物质-核子自旋无关弹性散射截面的预计探测上限，假定总曝光量为1 year × 300 kg，总本底事例少于1个，S1探测效率为10%（对应零电场下122 keV的γ射线的光产额为6.34 PE/keV），S1探测窗口为3到30 PE，核反冲能带接受率为35%，有效Lindhard系数L_{eff}采用NEST v1.0模型拟合值[122]。图中还加入了包括PandaX-I在内的其他实验已经公布的探测上限[26,27,43,47,52,53,55,116]以及最小超对称标准模型（MSSM）预言的暗物质粒子参数空间[123]作为比较。

第六章　总结和展望

作为国内最早的两个暗物质直接探测实验之一，PandaX实验于2010年开始第一阶段实验的研发工作，并且于2014年完成了所有的数据采集工作。第二阶段的升级工作从2014年初开始，目前探测器已经安装完毕并且正在进行第二轮试运行，预计在年底开始正式运行。本论文作者从PandaX实验组成立之时即加入了实验，参与了整个实验的设计、搭建、调试和运行过程，并主要负责了一期和二期的两个时间投影室的模拟、设计、制作和组装。本论文介绍了PandaX实验的总体情况，包括为吨级液氙实验设计的几个主要实验子系统；着重介绍了PandaX-I的时间投影室的设计和模拟研究，以及利用放射源刻度数据得到的时间投影室的运行性能，和总共80.1天×54.0公斤的有效暗物质探测数据所给出的探测上限（第三章）。论文还介绍了测量聚四氟乙烯材料在气氙中和在液氙中对于氙闪烁光的反射率的两个实验，以及所得到的结果。基于在液氙中的测量，我们选取了反射率最高的聚四氟乙烯样品来制作PandaX-II时间投影室（第四章）。论文第五章介绍了PandaX-II在PandaX-I基础上的主要改进和升级，着重介绍了时间投影室的设计工作，并且简单介绍了PandaX-II的现状和计划。

随着近20年的发展，暗物质直接探测已经成为当今粒子物理学最热门的领域之一，而二相型液氙时间投影室技术的成功，更是将探测上限进一步压低。以580 kg液氙为探测媒介的PandaX-II实验有望在今年年底开始正式运行，在累积一年的有效暗物质探测数据之后，预期探测上限有望达到最小超对称模型预言的参数空间的中心区域。另外，位于意大利Gran Sasso地下实验室的XENON1T实验[124]也接近搭建完毕，将以2.2 ton液氙作为探测媒介来寻找暗物质信号；LZ（LUX-ZEPLIN）实验[125]已经获得经费支持，目前正在概念设计阶段，预计将以7 ton的液氙作为探测媒介，运行于美国Sanford地下实验室。作为最早的两个吨级液氙暗物质实验，XENON1T和LZ预计会进一步提高暗物质直接探测的灵敏度。

对于吨级液氙时间投影室而言，电极的直径将达到1 m以上，其制作（特别是阳极的制作）将会遇到更大的困难，在保证较高光学透过率和均匀电场的同时，如何避免电极中心区域的下垂将是一个挑战，传统制作方法可能将会达到它的极限，我们需要研发新的技术和工艺。同时，随着时间投影室体积的迅速增大，S1信号的探测效率将会相应降低，我们需要确切知道聚四氟乙烯的反射率，并且寻找合适的表

面处理工艺来提升其反射率，亦或寻找新的高反射率材料来替代聚四氟乙烯。随着暗物质探测上限的不断压低，对实验本底的控制也越来越苛刻，目前已有的光电管因其相对较高的放射性水平，可能将逐渐不适合用于暗物质直接探测，更低本底的光电管或者新型的光敏读出设备正在研发中。除了光电管之外，液氙中的氪和氡所造成的本底随着探测器体积的增大而开始变得显著，在吨级液氙探测器中它们将成为主要的本底来源之一，因此如何有效的去除液氙中的氪和氡并且将它们的浓度维持在所需范围之内也是一个正在研发中的重要课题。

总而言之，直接探测暗物质的道路仍然会充满挑战，但是伴随而来的还有令人着迷的疑问和思索，以及可能的意料之外的发现。不论最终的结果如何，它都会大大拓宽我们对于宇宙的认识。

表格索引

2–1 氙的物理性质。 26

2–2 液氙和粒子探测相关的性质。 26

2–3 中子和氙之间最可能的产生低能γ射线的非弹性散射作用方式。数据来自[78]。 29

3–1 PandaX-I实验80.1天暗物质探测数据在基准体积内的预计本底和观测事例数。 73

4–1 五种聚四氟乙烯样品对于氙闪烁光的反射率的实验测量值，结果基于比较绝对光产额的分析方法。 83

5–1 正六边形和正十二边形时间投影室的比较。 88

5–2 两电极方案和三电极方案下单电子电致发光产额涨落的比较。 92

5–3 五种阳极设计的单电子电致发光产额Y_{el}的涨落和液面上的拽出电场强度E_{ext}的模拟计算结果。 93

插图索引

1–1 左图：NGC6503盘状星系旋转曲线。图中实线为拟合曲线，考虑了三类物质的贡献：盘状星系中发光物质（虚线）、星系中气体（点线）以及暗物质晕（点虚线），暗物质晕可以很好解释星系旋转曲线在星系外围趋于平坦。图片来自[4]。右图：NGC6503盘状星系可见光波段天文观测照片。图片来自NASA。 2

1–2 左图：关于引力透镜原理的简单图像描述。遥远的光源（星系、恒星等）发出的光经过大质量物质团时（如暗物质晕）由于引力发生弯曲，对于地球上的观察者而言，好似形成了多个影像。图片来自NASA。右图：哈勃空间望远镜拍摄的Abell1689星系的引力透镜效应，背景星系的影像被明显的拉伸和变形，并且可以清晰的看到多个影像。图片来自[5]。 3

1–3 子弹星系团。红色区域为由X射线观测得出的热重子物质分布，蓝色区域为由引力透镜观测得出的引力物质分布，黄色和白色光斑为背景星系的引力透镜效应。热重子物质和引力物质在两个星系团高速碰撞穿过彼此之后发生了分离。图片来自[6]。 3

1–4 左图：Sloan数字巡天项目所观测到的大尺度结构[8]。右图：Millennium项目模拟的在大尺度上暗物质的重力塌缩[9]。观测和模拟的惊人一致性证明了暗物质存在的必要性。 4

1–5 上图：Planck实验组所测量的全周天宇宙微波背景辐射温度分布，细微的各向异性呈现了早期宇宙的结构。下图：Planck实验组所测量的宇宙微波背景辐射角功率谱，包括了WMAP9[10,11]、ACT[12]和SPT[13]实验组的结果，灰色虚线是用ΛCDM模型对数据的最佳拟合。图片来自[1]。 5

1–6 大爆炸之后冷暗物质粒子数密度随时间的演化。实线表示随宇宙膨胀冷却而变化的冷暗物质热平衡密度，虚线表示对于不同假设的$\langle\sigma_a\nu\rangle$所对应的冷暗物质粒子热退耦（freeze out）时的密度。图片来自[15]。 8

1–7 暗物质粒子（χ）和标准模型粒子（q）的等效相互作用费曼图。时间顺序决定了该相互作用会导致暗物质的湮灭、产生或者散射，分别对应了探测方法中的间接探测、对撞击探测以及直接探测。 9

1–8 ATLAS对于缺失传递能量的测量所给出的暗物质-核子相互作用截面上限，以及跟近期的直接探测实验结果的比较，左图为自旋无关的相互作用，而右图为自旋相关的相互作用 [19]。 10

1–9 间接探测实验结果总结，包括地基大气切伦科夫探测器如HESS [21], CTA [22] 和空间卫星实验如FERMI [23]. 已经被排除的pMSSM（phenomenological Minimal Supersymmetric Standard Model）模型由红点表示，而蓝点则表示仍然可能的模型。图片来自 [24]。 10

1–10 目前世界上暗物质直接探测实验的排除曲线（实线）和声称发现了信号的闭合轮廓以及理论模型（散点）。排除曲线和闭合轮廓之间有严重的冲突。图片来自 [30]。 11

1–11 左图：暗物质与不同靶核之间的反冲能谱，红色、紫色、黄色和蓝色曲线对应硅、氩、锗以及氙。暗物质质量和散射截面分别设为100 GeV和10^{-44} cm^2。右图：不同质量暗物质与硅和氙的反冲能谱，实线、虚线和点线分别对应于暗物质质量为5、10 以及100 GeV的情况，反应截面设为10^{-44} cm^2。 14

1–12 已经结束和正在运行中的世界上主要的暗物质直接探测实验根据所测量的信号渠道的分类。图片来自 [38]。 16

1–13 DAMA/LIBRA探测器示意图，共有5×5个掺铊碘化钠晶体闪烁体模块，每个模块两端各配置有一个光电倍增管，整个探测器放置于屏蔽体之中。图片来自 [26]。 16

1–14 DAMA/LIBRA实验观察到的年调制信号。图片来自 [26]。 17

1–15 CDMS实验^{252}Cf中子源刻度数据的电离产额随反冲能量的关系，蓝点是由γ射线产生的电子反冲事例，而绿点是由中子产生的核反冲事例，两种反冲类型的事例形成上下分明的两条带状结构，显示了CDMS探测器优良的电子反冲甄别能力。图片来自 [40]。 18

1–16 二相型电离-闪烁光液态惰性气体探测器工作原理示意图（以液氙为例）。 20

1–17 XMASS球形探测器结构示意图。图片来自[61]。 22

1–18 上图：过热液滴探测器中的典型气泡：A）最小电离宇宙射线；B）中子，因为中子的平均自由程较小通常会产生若干点状气泡；C）可能的暗物质信号，由于作用概率极低，暗物质信号只会有一个气泡产生。下图：不同温度不同气压下过热液滴探测器的事例率，表征了等效累积能谱。图片来自[64]。 23

2–1 γ射线在氙中的质量衰减系数随能量的关系：总体（黑色实线）、光电吸收（紫色虚线）、康普顿散射（蓝色点线）和正负电子对产生（红色点虚线）。右侧的坐标轴表示在液氙中的相应衰减长度，采用2.86 g/cm^{3}作为液氙密度。图片来自[77]。 27

2–2 中子和氙之间的总弹性散射（蓝色实线）、总非弹性散射（橙色长虚线）以及辐射俘获（紫色虚线）的反应截面随能量的变化。图片来自[78]。 28

2–3 液氙中闪烁光的机制（黑色）和另一种可以抑制闪烁光产额的过程（灰色），详细讨论见正文。 31

2–4 电子在液氙和气氙中的漂移速度随约化电场的关系。图片来自[91]。 . 33

2–5 液氙中三种主要电负性杂质的电子吸附率随电场的关系。图片来自[93]。 34

2–6 液氙对于α粒子、电子反冲（ER）以及核反冲（NR）的相对发光产额和相对电离产额随电场强度的变化。图片来自[95]。 35

3–1 上图：锦屏地下实验室相对于锦屏山和交通隧道的位置。下图；锦屏地下实验室一期实验大厅的布局。 38

3–2 左图：屏蔽体设计的剖视图，从外往里依次为400 mm聚乙烯、200 mm铅、200 mm聚乙烯和50 mm高纯无氧铜，最里面为50 mm壁厚的高纯无氧铜真空容器。右图；于2012年4月搭建完成的屏蔽体照片，顶盖还未闭合因此可以看到里面的高纯无氧铜真空容器。 39

3–3 左图：制冷系统的设计图，从左到右的三个模块分别为热交换器、PTR和紧急制冷，最右边有接口连接氙气储存系统和真空泵等等。系统的横向主管道与水平方向有5° 的倾角，使得液氙可以靠重力流入探测器中。右图：制冷系统照片，前面的长方体型设备为氙纯化器。 . . 40

3–4 左图：气体储存系统照片。右图：制冷系统、循环系统以及探测器和溢流腔之间氙循环的示意图。 41

3–5 PandaX电子学和数据获取系统的示意图。图片来自 [102]。 43

3–6 上图：PandaX-I扁平状时间投影室总体三维设计图。下图：PandaX-I扁平状时间投影室总体三维剖视图，配有文字及箭头说明各个部件，详细介绍见正文。 44

3–7 左图：PandaX-I顶部光电管阵列三维设计图。右图：PandaX-I顶部光电管阵列实体组装照片。 45

3–8 左图和中图：PandaX-I顶部光电管底座和顶部铜板之间的弹簧。右图：安装时用特别设计制作的小工具调节每个顶部光电管高度。 . . . 46

3–9 左图：PandaX-I漂移室的高纯无氧铜整形环以及其中一个电阻链。右图：PandaX-I漂移室两种聚四氟乙烯板的形状，以及它们之间的凹凸交锁结构。 47

3–10 左图：PandaX-I漂移室和缓冲室三维设计图，图中电极的丝或网没有画出。右图：PandaX-I漂移室和缓冲室实体组装照片。 48

3–11 左图：PandaX-I底部光电管阵列三维设计图。右图：PandaX-I底部光电管阵列倒扣在工作台上的照片，可以看到聚四氟乙烯卡箍和其内侧的不锈钢薄片，以及连接在光电管底座上的信号线。 49

3–12 左图：固定在液氙容器底盖上的高纯无氧铜填充体，以及底盖中心的十字形多通，其上可以安装4个馈穿。右图：底部光电管阵列放置于铜填充体内的照片，此时侧面的一块铜填充体被拿掉，可以看到光电管固定在铜板上的方式以及信号线和底部馈穿之间的连接。 50

3–13 左图：PandaX-I时间投影室固定于液氙容器内部三维剖面设计图。右上：PandaX-I时间投影室上部（顶部光电管阵列、漂移室和缓冲室）悬挂于液氙容器顶盖之下，中间经过一个不锈钢板修正水平。右下：PandaX-I时间投影室下部（底部光电管阵列）放置在固定于液氙容器底盖上的铜填充体上，中间有弹簧缓冲。 51

3–14 左图：在模拟程序*PandaXLight*中构建的PandaX-I时间投影室，上下橙色为光电管主体、白色为光电管底座，中间深绿色的为聚四氟乙烯反射板，中间分布了四个电极，呈丝状发散的浅绿色线的是光子在时间投影室中的传播轨迹，可以看出它们在聚四氟乙烯以及液面上的反射，图示为100个光子从时间投影室中心点各向同性地发出的情景。右图：PandaX-I时间投影室模拟的光采集效率随位置的分布，图中黑色方框为预计的基准体积，所用参数为$a = 5\,\mathrm{m}$，$r = 0.95$。 53

3–15 PandaX-I时间投影室模拟的光产额跟液氙吸收长度以及聚四氟乙烯反射率的关系，图中加入了XENON100和LUX实验的实际光产额数据做参考。 55

3–16 COMSOL Multiphysics软件模拟的4种整形环设计，图中电场线为大致纵向的黑色实线（选择了其显示区域），等势线为彩色轮廓线，其色带在图的右侧。左上：圆形截面整形环，直径2 mm 中心距3 mm。右上：圆形截面整形环，直径4 mm中心距5 mm。左下：圆形截面整形环，直径6 mm中心距10 mm。右下：“⊣”型截面整形环，中心距10 mm。 56

3–17 PandaX-I时间投影室的最终电场模拟，图中彩色区域为等势线填充的轮廓，黑色实线为电场线，聚四氟乙烯和电极的固定环也已经添加，所有金属材料的内部被预先从求解域中减掉因此在图中呈现白色。 . . 57

3–18 上图：COMSOL Multiphysics模拟的电致发光区域的局部放大图。下图：电场强度随Z方向的分布，分别选取了阳极丝、栅极丝和它们正中间的三个r位置，在液位以上它们的电场都大于10 kV/cm，而这需要栅极达到-9 kV的高压。 58

3–19 左图：漂移电场r分量E_r和Z分量E_Z之间的夹角θ在整个漂移室中的分布。右图：PandaX-I第一批物理结果中的基准体积内漂移电场场强的分布。 59

3–20 几种不锈钢丝样品（直径200 um）和蚀刻的不锈钢网样品在扫描电子显微镜下看到的表面结构。左上：国内市面上的304不锈钢丝。右上：国内市面上的316L不锈钢丝。左下：GoodFellow公司316L不锈钢丝。右下：GreatLakes公司蚀刻的正方形网眼的网，可以看到蚀刻的面有一个斜度，而且表面粗糙不平。 60

3–21 丝状栅极电极的制作过程，详细描述见正文。 61

3–22 PandaX-I时间投影室的阳极所用的网状电极。 62

3–23 神经网络方法重建PandaX-I时间投影室中事例的X-Y位置。上图：用模拟数据检验的训练之后的神经网络，左图为事例的真实X-Y位置，右图为事例的重建X-Y位置，重建的X-Y位置会向光电管位置集中。下图：重建位置和真实位置的距离平方Δr^2的统计分布。 64

3–24 PandaX-I时间投影室中一个事例的S2信号在顶部（左图）和底部（右图）光电管阵列上的分布，星号表示用神经网络算法重建的X-Y位置，基于顶部和底部光电管阵列重建的结果略有差别。 65

3–25 PandaX-I时间投影室中40 keV的γ射线事例的S1信号随R-Z位置的依赖性，黑色虚线框内为最终暗物质探测结果的基准体积。 66

3–26 PandaX-I暗物质数据采集阶段的电子寿命，数据来自40 keV的γ射线事例，黑点为每一漂移时间上S2的中位数，红线为指数函数的拟合。 . 67

3–27 PandaX-I时间投影室中40 keV的γ射线事例的S2信号随X-Y位置的依赖性。 67

3–28 PandaX-I时间投影室^{252}Cf中子源刻度数据的S1-S2反相关性分布图，两个椭圆区域分别为40 keV和80 kV的γ射线电子反冲事例以及中子非弹性散射核反冲事例的混合，红色实线为拟合的椭圆长轴，靠近坐标轴的竖直和水平红色虚线为混合在40 keV和80 kV电子反冲事例中的核反冲事例的平均贡献，左下角为中子弹性散射产生的低能核反冲事例带。 69

3–29 PandaX-I时间投影室中小S2信号的能谱，红色实线为用两个关联的高斯函数拟合曲线，绿色虚线为对应的单个高斯函数曲线。 70

3–30 PandaX-I时间投影室基准体积内^{60}Co刻度的电子反冲能带（图(a)）和^{252}Cf刻度的核反冲能带（图(b)），蓝色和红色实线分别为电子反冲以及核反冲能带的拟合中心线，图(a)中的蓝色虚线为电子反冲能带的$\pm 2\sigma$轮廓线，粉色虚线表示S2等于300 PE的阈值，灰色虚线为分别对应电子反冲和核反冲的S1-S2结合能标等能线。 72

3–31 PandaX-I实验最终80.1天暗物质数据在Log_{10}(S2/S1)能带图上的分布（左图）以及在时间投影室中的位置分布（右图），在观察到的542个事例中，有7个（绿色星号）落在预先定义的暗物质探测窗口中。 73

3–32 PandaX-I实验暗物质-核子自旋无关弹性散射截面90%置信度的最终探测上限（红色实线）。世界上其他主要暗物质直接探测实验的结果也展示在图中作为比较：XENON100 实验225天的结果 [52] （黑色实线），LUX实验的首批结果 [53] （蓝色实线），SuperCDMS实验结果 [43] （橙色实线），DarkSide-50 实验结果 [60] （洋红色实线），CRESST-II实验2014年新的实验上限 [115] （棕色虚线），以及CDEX实验2014年结果 [47] （紫色实线）。声称发现了暗物质信号的实验结果以闭合曲线表示：GoGeNT实验2014年结果 [116] （青色实线），CDMS-II-Si实验结果 [27] （金色实线），DAMA/LIBRA 实验3σ结果 [117] （绿色实线），以及CRESST-II实验2012年的结果 [28] （棕色实线）。PandaX-I的实验结果排除了DAMA/LIBRA、CoGeNT、CDMS-II-Si和CRESST-II的实验结果基于暗物质-核子自旋无关弹性散射信号的解释。 74

4–1 在气氙中测量聚四氟乙烯对于氙闪烁光的主体装置。左图为吊装在不锈钢法兰上的实物照片，白色部分为聚四氟乙烯圆管，法兰上安装的黑色圆柱状物体即为步进馈穿。右图为三维设计图。 76

4–2 用LED刻度得到的光电管单光电子谱，红色为其拟合曲线，不同颜色的虚线为相应的拟合高斯函数（见正文介绍）。 76

4–3 实验测量数据和模拟数据的比较，横轴为放射源和光电管之间的距离，不同放射源位置下的测量数据（黑色点线）和模拟数据（不同颜色的彩色实线）都归一化到100 mm处。 78

4–4 χ^2随模拟中不同聚四氟乙烯反射率的变化，最小值出现在95%附近。 . 78

4–5 液氙中测量聚四氟乙烯对于氙闪烁光的主体装置，左图为三维设计图，右图为实体装配照片。 80

4–6 顶部光电管（左图）和底部光电管（右图）在各自窗口附近探测到的闪烁光能谱，900 PE处为人为截断，红色实线为指数函数加高斯函数的拟合曲线。 80

4–7 利用顶部和底部两个光电管重建竖直位置得到的形状谱，信号经过了两个光电管不同光产额的修正，位置靠上的信号带即为662 keV的γ射线全吸收峰。 81

4–8 模拟数据的谱线形状随设定的聚四氟乙烯反射率的变化，数据点为每一个Z_r区间内信号带的平均值以及标准差。 82

4–9 归一化之后的测量数据和模拟数据的χ^2比较，χ^2值随聚四氟乙烯反射率的减小而单调减小，一直到40%都未见明显的最小值。 82

4–10 测量数据和模拟数据中$Z_r = 0$处的绝对光产额比较，红线和蓝线分别对应光电管量子效率为0.3和0.25的模拟结果，黑线为实验测量数据。 . 83

5–1 PandaX-II时间投影室横截面形状的两种方案比较，左图为正六边形方案，对应61个光电管，而右图为正十二边形方案，对应55个光电管。 87

5–2 PandaX-II光电管阵列中最外圈的24个veto光电管。 89

5–3 PandaX-II电场整形环排布对于r-Z坐标系下漂移室右上角和右下角电场线的影响。相对于均匀排布的整形环（左图），增加最顶部的3个整形环之间的间距以及最顶部整形环与栅极之间的距离，同时减小最底部5个整形环的间距以及最底部整形环与阴极的距离（右图）可以明显减小电场线的弯曲程度。 90

5–4 丝状阳极（垂直于栅极）的三维简化模型下模拟的顶部两电极（左图）和三电极（右图）的电场线分布，200根电场线并未全部画出。 91

5–5 PandaX-II优化设计的丝状电极固定环上用铜销压紧的一根200 μm直径不锈钢丝的照片。 94

5–6 PandaX-II时间投影室顶部三电极的最终装配体照片。 94

5–7 神经网络方法重建PandaX-II时间投影室中事例的X-Y位置。左图为模拟数据事例的实际X-Y位置，右图为重建的X-Y位置，重建事例位置向光电管所在位置集中。 95

5–8 事例X-Y位置重建误差随顶部光电管阵列和阳极之间距离的变化，最小值出现在距离为40 mm附近。 96

5–9 PandaX-II时间投影室模拟的光产额与聚四氟乙烯反射率以及液氙吸收长度的变化关系，“LUX case”是指聚四氟乙烯反射率为98%和液氙吸收长度为9 m的情况，图中加入了PandaX-I实验和LUX实验的光产额作为比较。 97

5–10 PandaX-II时间投影室的最终三维设计图，(a)为包含最外侧veto聚四氟乙烯薄层的视图，(b)为去掉了最外侧veto聚四氟乙烯薄层的视图，而(c)为去掉了最外侧veto聚四氟乙烯薄层之后的截面视图。 98

5–11 PandaX-II时间投影室光电管阵列设计，左图为采用弹簧固定3英寸光电管的三维设计图，右图为聚四氟乙烯三角片拼接成反射板的三维设计图。 99

5–12 PandaX-II时间投影室的聚四氟乙烯支撑条作为主要承重物来固定聚四氟乙烯反射板、聚四氟乙烯固定条以及电极的局部放大设计图。 . . 101

5–13 PandaX-II液氙容器的内部结构设计图，包括了时间投影室和溢流腔，以及对应的管道。 101

5–14 PandaX-II探测器的照片。左上为悬挂在液氙容器顶盖下的时间投影室，最外侧的veto聚四氟乙烯薄层还未安装。右上为论文作者与探测器的合影，此时液氙容器正准备要合上。左下为液氙容器合上之后的照片。右下为液氙容器吊装进外铜罐的照片，此时所有管路和线缆已经连接完毕，液氙容器顶部正要包裹Myler绝热层。 103

5–15 PandaX-II实验暗物质-核子自旋无关弹性散射截面的预计探测上限，假定总曝光量为1 year × 300 kg，总本底事例少于1个，S1探测效率为10%（对应零电场下122 keV的γ射线的光产额为6.34 PE/keV），S1探测窗口为3到30 PE，核反冲能带接受率为35%，有效Lindhard系数L_{eff}采用NEST v1.0模型拟合值[122]。图中还加入了包括PandaX-I在内的其他实验已经公布的探测上限[26,27,43,47,52,53,55,116]以及最小超对称标准模型（MSSM）预言的暗物质粒子参数空间[123]作为比较。 . 104

参考文献

[1] Ade P.A.R. *et al.*, "*Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*", Astron. Astrophys., 2014, **571**, A1.

[2] Zwicky F., "*Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*", Helv. Phys. Acta., 1933, **6**, 110–127.

[3] Sofue Y. Rubin V.C., "*Rotation Curves of Spiral Galaxies*", Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2001, **39**, 137.

[4] Begeman K.G., Broeils A.H., Sanders R.H., "*Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics*", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1991, **249**, 523–537.

[5] NASA, Benitez N., Broadhurst T., *et al.*, "*Galaxy Abell 1689' s "Gravitational Lens" Magnifies Light of Distant Galaxies*", 2003.

[6] Markevitch M. *et al.*, "*Chandra observation of the most interesting cluster in the universe*", ESA Spec. Publ., 2006, **604**, 723.

[7] Ryden B., *Introduction to Cosmology*, Benjamin Cummings, 2002.

[8] Tegmark M. *et al.*, "*Cosmological parameters from SDSS and WMAP*", Phys. Rev. D, 2004, **69**, 103501.

[9] Springel V. *et al.*, "*Simulating the joint evolution of quasars, galaxies and their large-scale distribution*", Nature, 2005, **435**, 629–636.

[10] Dunkley J. *et al.*, "*Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP data*", Astrophys. J. Suppl., 2009, **180**, 306–329.

[11] Komatsu E. *et al.*, "*Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation*", Astrophys. J. Suppl., 2009, **180**, 330 – 376.

[12] Sievers J.L. *et al.*, "*The Atacama Cosmology Telescope: Cosmological parameters from three seasons of data*", JCAP, 2013, **1310**, 060.

[13] Keisler R. *et al.*, "*A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope*", Astrophys. J., 2011, **743**, 28.

[14] Battesti R. *et al.*, "*Axion searches in the past, at present, and in the near future*", Lect. Notes Phys., 2013, **741**, 199–237.

[15] Gelmimi G. Gondolo P., *Dark matter production mechanism*, Cambridge University press, 2010.

[16] Jungman G., Kamionkowski M., Griest K., "*Supersymmetric dark matter*", Phys. Rept., 1996, **267**, 195–373.

[17] Abdallah J. *et al.*, "*Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC*", arXiv:1506.03116, 2015.

[18] Zurek K., *Hunt For Dark Matter: Direct, Indirect and LHC Complementarity*, In Michigan Dark Matter Workshop, 2014.

[19] Aad G. *et al.*, "*Search for dark matter in events with heavy quarks and missing transverse momentum in pp collisions with the ATLAS detector*", Eur. Phys. J. C, 2015, **75**, 92.

[20] Ahlen S. Tarle G., "*Secondary Production as the Origin for the Cosmic Ray Positron Excess*", arXiv:1410.7239, 2014.

[21] Aharonian F. *et al.*, "*Observations of the Sagittarius Dwarf galaxy by the H.E.S.S. experiment and search for a Dark Matter signal*", Astropart. Phys., 2008, **29**, 55–62.

[22] Doro M. *et al.*, "*Dark Matter and Fundamental Physics with the Cherenkov Telescope Array*", Astropart. Phys., 2013, **43**, 189–214.

[23] Bringmann T. *et al.*, "*Fermi LAT Search for Internal Bremsstrahlung Signatures from Dark Matter Annihilation*", JCAP, 2012, **1207**, 054.

[24] Feng J.L. *et al.*, "*Planning the Future of U.S. Particle Physics (Snowmass 2013): Chapter 4: Cosmic Frontier*", arXiv:1401.6085, 2014.

[25] Bernabei R. *et al.*, "*First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI*", Eur. Phys. J. C, 2008, **56**, 333–355.

[26] Bernabei R. *et al.*, "*Final Model Independent Result of DAMA/LIBRA-phase1*", Eur. Phys. J. C, 2013, **73**, 2648.

[27] Agnese R. *et al.*, "*Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II*", Phys. Rev. Lett., 2013, **111**, 251301.

[28] Angloher G. *et al.*, "*Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search*", Eur. Phys. J. C, 2012, **72**, 1971.

[29] Aalseth C.E. *et al.*, "*Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a p-Type Point Contact Germanium Detector*", Phys. Rev. Lett., 2011, **106**, 131301.

[30] Figueroa-Feliciano E., *Upcoming CDMS searches*, In Sackler Debates, Harvard, 2014.

[31] Lewin J.D. Smith P.F., "*P. F., Review of Mathematics, Numerical Factors, and Corrections for Dark Matter Experiments Based on Elastic Nuclear Recoil*", Astropart. Phys., 1996, **6**, 87.

[32] Widrow L.M., Pym B., Dubinski J., "*Dynamical Blueprints for Galaxies*", Astrophys. J., 2008, **679**, 1239–1259.

[33] Kerr F. Lynden-Bell D., "*Review of galactic constants*", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1986, **221**, 1023.

[34] Gerdeno D.G. Green A.M., *Direct detection of WIMPs*, Cambridge University press, 2010.

[35] Helm R.H., "*Nuclear form-factors for the scattering of weakly interacting massive particles*", Phys. Rev. D, 1956, **104**, 1466.

[36] Engel J., "*Nuclear form-factors for the scattering of weakly interacting massive particles*", Phys. Lett. B, 1991, **264**.

[37] Savage C., Freese K., Gondolo P., "*Annual modulation of dark matter in the presence of streams*", Phys. Rev. D, 2006, **74**, 043531.

[38] Wei Y., *Development of A Dual Phase Xenon Time Projection Chamber for Dark Matter Search*, PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University, 2014.

[39] Cherwinka J. *et al.*, "*First data from DM-Ice17*", arXiv:1401.4804, 2014.

[40] Akerib D.S. *et al.*, "*First Results from the Cryogenic Dark Matter Search in the Soudan Underground Lab*", Phys. Rev. Lett., 2004, **93**, 211301.

[41] Ahmed Z. *et al.*, "*Search for Weakly Interacting Massive Particles with the First Five-Tower Data from the Cryogenic Dark Matter Search at the Soudan Underground Laboratory*", Phys. Rev. Lett., 2009, **102**, 011301.

[42] Armengaud E. *et al.*, "*Final Results of the EDELWEISS-II WIMP Search Using a 4-kg Array of Cryogenic Germanium Detectors with Interleaved Electrodes*", Phys. Lett. B, 2011, **702**, 329.

[43] Agnese R. *et al.*, "*Search for Low-Mass WIMPs with SuperCDMS*", Phys. Rev. Lett., 2014, **112**, 241302.

[44] Angloher G. *et al.*, "*Limits on WIMP dark matter using scintillating $CaWO_4$ cryogenic detectors with active background suppression*", Astropart. Phys., 2005, **23**, 325–339.

[45] Aalseth C.E. *et al.*, "*Search for an Annual Modulation in a p-Type Point Contact Germanium Dark Matter Detector*", Phys. Rev. Lett., 2011, **107**, 141301.

[46] Kang K.J. *et al.*, "*The CDEX-1 1 kg Point-Contact Germanium Detector for Low Mass Dark Matter Searches*", Chinese Physics C, 2013, **37**, 12.

[47] Yue Q. *et al.*, "*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.

[48] Alner G.J. *et al.*, "*First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: a two phase xenon detector for dark matter detection*", Astropart. Phys., 2007, **28**, 287–302.

[49] Angle J. *et al.*, "*First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory*", Phys. Rev. Lett., 2008, **100**, 021303.

[50] Aprile E. *et al.*, "*First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment*", Phys. Rev. Lett., 2010, **105**, 131302.

[51] Aprile E. *et al.*, "*Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data*", Phys. Rev. Lett., 2011, **107**, 131302.

[52] Aprile E. *et al.*, "*Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*", Phys. Rev. Lett., 2012, **109**, 181301.

[53] Akerib D.S. *et al.*, "*First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility*", Phys. Rev. Lett., 2014, **112**, 091303.

[54] Cao X. *et al.*, "*PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL*", Sci. China-Phys. Mech. Astron., 2014, **57**, 1476.

[55] Xiao M. *et al.*, "*First Dark Matter Results from the PandaX-I Experiment*", Sci. China-Phys. Mech. Astron., 2014, **57**, 2024.

[56] Xiao X. *et al.*, "*Low-mass dark matter search results from full exposure of PandaX-I experiment*", Phys. Rev. D, 2015, **92**, 052004.

[57] Lippincott W.H. *et al.*, "*Scintillation Time Dependence and Pulse Shape Discrimination in Liquid Argon*", Phys. Rev. C, 2010, **78**, 035801.

[58] Benetti P. *et al.*, "*First Results from a Dark Matter Search with Liquid Argon at 87K in the Gran Sasso Underground Laboratory*", Astropart. Phys., 2008, **28**, 495.

[59] Calvo J. *et al.*, "*Status of ArDM-1t: First observations from operation with a full ton-scale liquid argon target*", arXiv:1505.02443, 2015.

[60] Agnes P. *et al.*, "*First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso*", Phys. Lett. B, 2015, **743**, 456.

[61] Abe K. *et al.*, "*XMASS Detector*", Nucl. Instr. Meth. A, 2013, **716**, 78–85.

[62] Boulay M. Hime A., "*Technique for Direct Detection of Weakly Interacting Massive Particles Using Scintillation Time Discrimination in Liquid Argon*", Astropart. Phys., 2006, **25**, 179.

[63] Horowitz C.J. *et al.*, "*Supernova Observation via Neutrino - Nucleus Elastic Scattering in the CLEAN Detector*", Phys. Rev. D, 2003, **68**, 023005.

[64] Behnke E. *et al.*, "*Spin-Dependent WIMP Limits from a Bubble Chamber*", Science, 2008, **319**, 933.

[65] Behnke E. *et al.*, "*Improved Limits on Spin-Dependent WIMP-Proton Interactions from a Two Liter CF_3I Bubble Chamber*", Phys. Rev. Lett, 2011, **106**, 021303.

[66] Archambault S. *et al.*, "*Constraints on Low-Mass WIMP Interactions on ^{19}F from PICASSO*", Phys. Lett. B, 2005, **624**, 186.

[67] Archambault S. *et al.*, "*Dark Matter Spin-Dependent Limits for WIMP Interactions on F-19 by PICASSO*", Phys. Lett. B, 2009, **682**, 185.

[68] Behnke E. *et al.*, "*First Dark Matter Limits from a Large-Mass, Low-Background, Superheated Droplet Detector*", Phys. Rev. Lett, 2000, **85**, 3083.

[69] Girard T. *et al.*, "*Simple Dark Matter Search Results*", Phys. Lett. B, 2005, **621**, 233.

[70] Daw E. *et al.*, "*The DRIFT Directional Dark Matter Experiments*", arXiv: 1110.0222, 2011.

[71] Miuchi K. *et al.*, "*First Underground Results with NEWAGE-0.3a Direction-Sensitive Dark Matter Detector*", Phys. Lett. B, 2010, **686**, 11.

[72] Billard J., Mayet F., Santos D., "*Directional Detection of Dark Matter with MIMAC*", arXiv: 1110.5999, 2011.

[73] Battat J.B. *et al.*, "*The Dark Matter Time Projection Chamber 4Shooter Directional Dark Matter Detector: Calibratioin in a Surface Laboratory*", Nucl. Instr. Meth. A, 2014, **755**, 6–19.

[74] WebElements, http://www.webelements.com/.

[75] NIST, http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/.

[76] Knoll G.F., *Radiation Detection and Measurement, 3rd Ed.*, John Wiley Sons, 2000.

[77] Berger M. *et al.*, "*XCOM: Photon Cross Section Database*", http://physics.nist.gov/xcom, 2010.

[78] Chadwick M. *et al.*, "*ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology*", Nuclear Data Sheets, 2006, **107**, 2931.

[79] Jortner J. *et al.*, "*Localized Excitations in Condensed Ne, Ar, Kr, and Xe*", J. Chem. Phys., 1965, **42**, 4250.

[80] Hitachi A. *et al.*, "*Effect of Ionization Density on the Time Dependence of Luminescence from Liquid Argon and Xenon*", Phys. Rev. B, 1983, **27**, 5279.

[81] Hitachi A. *et al.*, "*Properties of Liquid Xenon Scintillation for Dark Matter Searches*", Astropart. Phys., 2005, **24**, 247.

[82] Miyajima M. *et al.*, "*Absolute number of photons produced by alpha particles in liquid and gaseous xenon*", Nucl. Instr. and Meth. B, 1992, **63**, 297.

[83] Doke T. *et al.*, "*Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles*", Jpn. J. Appl. Phys., 2002, **41**, 1538.

[84] Schwenter N., Kock E.E., Jortner J., *Electronic Excitations in Condensed Rare Gases*, Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag/Elsevier, New York, 1985.

[85] Akerib D.S. *et al.*, "*Technical Results from the Surface Run of the LUX Dark Matter Experiment*", arXiv:1210.4569, 2013.

[86] Ishida N. *et al.*, "*Attenuation Length Measurements of Scintillation Light in Liquid Rare Gases and Their Mixtures Using an Improved Reflection Suppresser*", Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A, 1997, **384**, 380.

[87] Solovov V. *et al.*, "*Measurement of the Refractive Index and Attenuation Length of Liquid Xenon for its Scintillation Light*", Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A, 2004, **516**, 462.

[88] Barabanov I.R. *et al.*, "*Liquid Xenon Scintillation Spectrometer*", Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A, 1987, **254**, 355.

[89] Yamashita M. *et al.*, "*Scintillation Response of Liquid Xe Surrounded by PTFE Reflector for Gamma Rays*", Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Sect. A, 2004, **535**, 692.

[90] Steinberger I.T. Asaf U., "*Band-Structure Parameters of Solid and Liquid Xenon*", Phys. Rev. B, 1973, **8**, 914.

[91] Atrazhev V. *et al.*, "*Electron Transport Coefficients in Liquid Xenon*", 2005 IEEE International Conference on Dielectric Liquids, pp. 329 – 332, 2005.

[92] Robson R.E., "*Recent Developments of Liquid Xenon Detectors*", Nucl. Instr. Meth. A, 1982, **196**, 87.

[93] Bakale G., Sowada U., Schmidt W.F., "*Effect of an Electric Field on Electron Attachment to Sulfur Hexafluoride, Nitrous Oxide, and Molecular Oxygen in Liquid Argon and Xenon*", J. Phys. Chem., 1976, **80**, 2556.

[94] Kubota S. *et al.*, "*Recombination Luminescence in Liquid Argon and in Liquid Xenon*", Phys. Rev. B, 1978, **17**, 2762.

[95] Aprile E. *et al.*, "*Simultaneous Measurement of Ionization and Scintillation from Nuclear Recoils in Liquid Xenon for a Dark Matter Experiment*", Phys. Rev. Lett., 2006, **97**, 081302.

[96] Aprile E., Giboni K., Majewski P., *et al.*, "*Proportional Light in a Dual-Phase Xenon Chamber*", IEEE Trans. on Nucl. Sci., 2004, **51**, 1986–1990.

[97] Belogurov S. *et al.*, "*High Pressure Gas Scintillation Drift Chamber With Photomultipliers Inside of Working Medium*", in Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record, 1995., 1995 IEEE, vol. 1, pp. 519 – 523, 1995.

[98] Edwards B. *et al.*, "*Measurement of Single Electron Emission in Two-Phase Xenon*", Astropart. Phys., 2008, **30**, 54–57.

[99] Wu Y.C. *et al.*, "*Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing Underground Laboratory*", Chinese Phys. C, 2013, **37**, 086001.

[100] Gong H. *et al.*, "*The cryogenic system for the Panda-X dark matter search experiment*", JINST, 2013, **8**, P01002.

[101] Hu J. *et al.*, "*Development of the Liquid Level Meters for the PandaX Dark Matter Detector*", Chinese Phys. C, 2014, **38**, 056002.

[102] Ren X., *Design and Realization of Electronics and Data Acquisition System for the PandaX Experiment*, PhD thesis, Shandong University, 2015.

[103] Geant4, "Geant4: a toolkit for the simulation of the passage of particles through matter", http://geant4.cern.ch/.

[104] Levin A. Moisan C., "*A More Physical Approach to Model the Surface Treatment of Scintillation Counters and its Implementation into DETECT*", TRIUMF Preprint TRI-PP-96-64, 1996.

[105] Bricola S. *et al.*, "*Noble gas liquid detectors: measurement of light diffusion and reflectivity on commonly adopted inner surface materials*", Nucl. Phys. B -Proc. Suppl., 2007, **172**, 260.

[106] Szydagis M. *et al.*, "*NEST: a Comprehensive Model for Scintillation Yield in Liquid Xenon*", JINST, 2011, **6**, P10002.

[107] COMSOL, "Comsol multiphysics", http://www.comsol.com.

[108] Hopfield J.J., "*Neural Networks and Physical Systems with Emergent Collective Computational Abilities*", PNAS, 1982, **79**, 2554.

[109] Chen D., *A Liquid Xenon 3-Dimensional Imaging Detector for MeV Gamma-Ray Astrophysics*, Ph.D. thesis, Columbia University, 1994.

[110] Lindhard J., Nielsen V., Scharff M., *et al.*, "*Integral Equations Governing Radiation Effects*", Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1963, **33**, 1.

[111] Smith M.C., Ruchti G., Helmi A., *et al.*, "*The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed*", Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2007, **379**, 755–772.

[112] Feldman G.J. Cousins R.D., "*A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*", Phys. Rev. D, 1998, **57**, 3873.

[113] Cowan G., Cranmer K., Gross E., *et al.*, "*Asymptotic Formulae for Likelihood-based Tests of New Physics*", Eur. Phys. J. C, 2011, **71**, 1554.

[114] Aprile E. *et al.*, "*Likelihood approach to the first dark matter results from XENON100*", Phys. Rev. D, 2011, **84**, 052003.

[115] Angloher G. *et al.*, "*Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector*", Eur. Phys. J. C, 2014, **74**, 3184.

[116] Aalseth C.E. *et al.*, "*Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data*", arXiv:1401.6234, 2014.

[117] Savage C. *et al.*, "*Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches*", J. Cosmol. Astropart. Phys., 2009, **04**, 010.

[118] Silva C. *et al.*, "*Reflectance of polytetrafluoroethylene for xenon scintillation light*", J. Appl. Phys., 2010, **107**, 064902.

[119] Wei Y. *et al.*, "*Detection of alpha particles and low energy gamma rays by thermo-bonded micromegas in xenon gas*", IEEE Trans. Nucl. Sci., 2013, **60**, 3008–3013.

[120] Lin Q. *et al.*, "*High resolution gamma ray detection in a dual phase xenon time projection chamber*", JINST, 2014, **9**, P04014.

[121] Akerib D.S. *et al.*, "*The Large Underground Xenon (LUX) Experiment*", arXiv:1211.3788, 2012.

[122] Lenardo B., "*A Global Analysis of Light and Charge Yields in Liquid Xenon*", arXiv:1412.4417, 2014.

[123] Buchmueller O. *et al.*, "*Higgs and Supersymmetry*", Eur. Phys. J. C, 2012, **72**, 2020.

[124] Aprile E. *et al.*, "*The XENON1T Dark Matter Search Experiment*", arXiv:1206.6288, 2012.

[125] Akerib D.S. *et al.*, "*LUX-ZEPLIN (LZ) Conceptual Design Report*", arXiv:1509.02910, 2015.

致　　谢

我首先将最诚挚的谢意送给导师倪凯旋教授，感谢他领我走进粒子物理实验的世界，让我更深入地看到了物理之美。感谢倪老师多年来对我生活上的关心和照顾，对我学习中的指导和教诲。倪老师对于二相型液氙时间投影室技术有着深刻理解和丰富经验，对整个暗物质探测领域也有全面的掌握，而同时对于天文学和宇宙学等其他方向的热门问题也保持着高度关注，这些都让我受益匪浅。研究中遇到问题时，倪老师往往能够洞察本质；而在思考解决方案时，他又往往能够以更高的出发点和更广的视野给出建议。倪老师细致严谨的原则和平易近人的作风对我影响很深，同时，他对于学术的赤子之心和实事求是的态度更是为我树立了榜样。

我要感谢PandaX实验组的老师和同学，认识他们并且与他们一起工作是我的荣幸。感谢季向东教授的教导和鼓励，他对于物理学深刻而全面的理解、对于科研的满腔热忱都让人难忘。感谢Karl-Ludwig Giboni教授的指导和帮助，他在实验硬件方面的丰富经验让我受益良多，与他聊天总是充满收获和乐趣。感谢刘江来教授的指导和讨论，他专注而又激情的工作态度总是能够感染我。感谢PandaX实验组刘湘、赵力、张涛、刘华萱、付长波等老师对我学术上的指导和帮助，感谢实验组肖梦蛟、龚昊伟、谈安迪、任祥祥、李绍莉、郭国栋、王旭明、谢鹏伟、Scott Stephenson等一众小伙伴的共同努力和相互帮助，那些在锦屏山的日子会成为我人生中难忘的回忆。

我还要感谢实验室的师兄弟（妹）们，感谢师兄魏月环对我的鼓励和如兄长般的关心，和他一起搭建探测器总是高效而愉快；感谢师兄林箐和师弟高飞对我软件方面的指导和帮助，和他们讨论物理以及数据分析总是让我收获颇丰；感谢师弟胡捷、施瑀基以及师妹费家玲对我的帮助。实验室的生活总是愉快又自然，每周组会上与倪老师和众师兄弟（妹）们的讨论和思考，总让我收获很多。

最后，我要特别感谢父母多年来对我的爱和鼓励，是你们让我得以在这个浮躁的世界中安然行走在学术道路上，谢谢你们对我的理解和包容!

肖翔

2015 年 10 月

于上海交通大学

攻读学位期间发表的学术论文目录

[1] **X. Xiao** *et al.* (**PandaX Collaboration**), "Low-mass dark matter search results from full exposure of the PandaX-I experiment ", Phys. Rev. D 92, 052004, 2015

[2] M. Xiao, **X. Xiao** *et al.* (**PandaX Collaboration**), "First dark matter search results from the PandaX-I experiment ", Sci. China-Phys. Mech. Astron., 57(11): 2024-2030, 2014

[3] Y. Wei, Q. Lin, **X. Xiao** and K. Ni, "Study of light detection and sensitivity for a ton-scale liquid xenon dark matter detector ", JINST 8, T06002, 2013

[4] Q. Lin *et al.*, "Scintillation and Ionization Responses of Liquid Xenon to Low Energy Electronic and Nuclear Recoils at Drift Fields from 236 V/cm to 3.93 kV/cm ", Phys. Rev. D 92, 032005, 2015

[5] Q. Lin *et al.*, "High resolution gamma ray detection in a dual phase xenon time projection chamber ", JINST 9, P04014, 2014

[6] J. Hu *et al.*, "Development of the Liquid Level Meters for the PandaX Dark Matter Detector ", Chinese Phys. C, 38(5):056002, 2014

[7] X. Cao *et al.* (**PandaX Collaboration**), "PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL ", Sci. China-Phys. Mech. Astron., 57(8):1476 - 1494, 2014