#### 申请上海交通大学博士学位论文

### 用于暗物质探测的两相型氙时间投影室研发



论文作者魏月环学号0090729018指导教师倪凯旋特别研究员专业粒子物理与原子核物理答辩日期2014年04月

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

# Development of A Dual Phase Xenon Time Projection Chamber for Dark Matter Search



Candidate: Yuehuan Wei

Advisor: Prof. Kaixuan Ni

Major: Particle and Nuclear Physics

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

April, 2014

## 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.

学位论文位	作者签名:			
Н	期:	年	月	Н

## 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	Ţ"√")	
学位论文作者签名:		指导教师签名:
日 期:年	月日	日 期:年月日

#### 用于暗物质探测的两相型氙时间投影室研发

#### 摘 要

暗物质探测是目前国际最前沿的基础物理研究课题之一,暗物质探测实验正处于蓬勃发展的阶段,未来 10 - 20 年将是该类实验的黄金年代。发掘暗物质的本质将会对人类理解宇宙的演化、物质的基本结构和相互作用等重大问题产生革命性的影响。作为 PandaX 实验项目的一部分,本论文致力于暗物质直接探测中的液氙暗物质探测器时间投影室的研发工作。

论文第一章对暗物质问题的起源、暗物质的分布、暗物质粒子的候选者、探测方式和暗物质探测所取得的最新进展等一系列问题进行了详细的论述。

论文第二章介绍了一套为研究设计液氙暗物质探测器而开发的小型液氙探测系统,包括探测器主体、制冷系统、氙气循环提纯系统、数据采集系统、慢控制程序和紧急保护装置。基于该探测系统,本章对用于时间投影室的不同类型电极的性质进行了详细研究,并通过精确的三维电场模拟对实验现象进行了解释。结合实验和模拟的结果,本章为PandaX时间投影室电极的研发提供了实验和理论支持。

论文第三章对 PandaX 实验的选址和屏蔽系统设计做了简单介绍,重点对 PandaX 第一期探测器时间投影室结构和其预期性能进行了细致的描述,并给出 PandaX 第一期探测器试运行的初步结果。

论文最后结合对 PandaX 实验本底估计和第三章中对时间投影室性能的预期,给出了 PandaX 第一期探测器对暗物质探测灵敏度的实验预期,同时还研究了将来吨级液氙探测器的设计和预期灵敏度。

**关 键 词**: 暗物质探测,液氙探测器,时间投影室,微结构气体 探测器

# DEVELOPMENT OF A DUAL PHASE XENON TIME PROJECTION CHAMBER FOR DARK MATTER SEARCH

#### ABSTRACT

Dark matter detection is currently one of the international forefront research topic in the field of fundamental physics. The dark matter experiments are under vigorous development and may enter into their golden years in the next 10-20 years. Revealing the nature of dark matter will have a revolutionary impact on our understanding of the universe evolution, as well as the basic structure and interaction of the matter. As part of the PandaX experiment, this dissertation is dedicated to the development of direct dark matter detection using liquid xenon.

In chapter 1, we review the basic questions about dark matter, including the origins of dark matter problem, the distribution of dark matter, the candidate particles, the detection methods and the latest progress in the field.

In chapter 2, the development of a liquid xenon prototype detector system is described in details, including the cryogenic system, the time projection chamber, the xenon purification and recirculation system, the data acquisition system and the slow control system. Different types of electrodes for the time projection chamber are studied in this prototype system, with the experimental phenomena explained by a 3D electric field

simulation. The study provided the experimental and theoretical support for the development of the electrodes of PandaX time projection chamber.

In chapter 3, we first briefly introduce the PandaX experiment, including its location and shielding system. The time projection chamber structure and its expected performance are presented in details afterwards. We also present the preliminary result from the PandaX-Ia test running.

In conclusion, we present the expected sensitivity of the PandaX-I experiments based on the estimation of the background events and the expected performance of time projection chamber as studied in this dissertation. We also studied the design and sensitivity of a future ton-scale liquid xenon detector in the end.

**KEY WORDS:** Dark Matter Detection, Liquid Xenon Detector, Time Projection Chamber (TPC), Micro-Pattern Gas Detector (MPGD)

# 目 录

摘要			i
ABSTI	RACT		iii
目录			v
第一章	绪论		1
1.1	暗物质	長存在证据	. 2
	1.1.1	星系旋转曲线	. 2
	1.1.2	引力透镜效应	. 3
	1.1.3	子弹星系团	. 3
	1.1.4	微波背景辐射	. 4
1.2	暗物质	质的分布	. 6
1.3	暗物质	质候选者	. 7
	1.3.1	Neutralino	. 7
	1.3.2	轴子	. 8
	1.3.3	Kaluza-Klein 粒子	. 8
1.4	探测方	方式和最新进展	. 8
	1.4.1	加速器实验	. 9
	1.4.2	间接探测	. 9
	1.4.3	直接探测	. 11
1.5	本论文	て的研究目的	. 13
参考	文献		. 14

第二章	小型液氙探测系统研发	17
2.1	系统设计	17
2.2	两相型氙技术原理	20
2.3	TPC 设计	22
$\frac{2.3}{2.4}$	电极设计	23
2.4		
	2.4.1 S2 信号模拟	24
2 -	2.4.2 电极的制作	38
2.5	丝状电极 (200μm) TPC	39
	2.5.1 数据分析	40
	2.5.2 3D 电场模拟	45
2.6	丝状电极 $(100\mu m)$ TPC	48
	2.6.1 数据分析	48
	2.6.2 3D 电场模拟	52
2.7	网状电极 TPC	55
	2.7.1 数据分析	55
	2.7.2 3D 电场模拟	60
2.8	丝网混合电极 TPC	66
	2.8.1 数据分析	67
2.9	总结	69
参考	文献	70
第三章	PandaX 时间投影室	<b>73</b>
3.1	PandaX 简介	73
3.2	PandaX TPC	76
	3.2.1 PandaX-I TPC 设计	76
	3.2.2 PandaX-Ia TPC 预期性能	79
3.3	PandaX-Ia 最新结果	85
参考	文献	86

第四章	总结与展望	89
4.1	总结	89
4.2	展望	89
	4.2.1 PandaX-I 实验预期	89
	4.2.2 吨级液氙暗物质探测器概念设计	92
参考	文献	95
附录 A	微结构气体探测器研究	97
A.1	Micromegas 在 Neon/CF4 (95:5) 中的性质	98
	A.1.1 Micromegas 安装结构	98
	A.1.2 测试结果	99
A.2	Micromegas +THGEM 在 Neon/CF4 (95:5) 中的性质	101
	A.2.1 Micromegas +THGEM 安装结构	101
	A.2.2 测试结果	102
A.3	总结	105
参考	文献	105
插图索	引	113
致谢		115
攻读学位	位期间发表的学术论文目录	11 <b>7</b>

#### 第一章 绪论

上个世纪是粒子和天文物理学发展的黄金时期。从微观领域来看,伴随着高能加速器实验的快速发展,粒子物理标准模型得到了极大的完善。该模型在过去的四十年中得到了充分的验证,尤其是电弱统一理论所预言的中性流过程以及规范波色子 W<sup>±</sup> 和 Z 在实验上的发现,很好的证实了这一模型的正确性。尽管标准模型取得了辉煌的成就,但它也存在很多问题,比如无法成功的引入引力相互作用。人们普遍认为标准模型还不是粒子物理的终极理论,只是低能有效理论。

从宏观领域看,科技的不断革新使得近几十年来物理学家和天文学家得以在宇宙大尺度结构上进行精确测量。微波背景辐射、大尺度结构以及 Ia 型超新星等天文现象的观测也使宇宙结构有了一个相对完美的模型 (ACDM)。在这个模型中,宇宙包含约 68.3% 的暗能量、约 26.8% 的非重子暗物质以及约 4.9% 的重子物质(图 1–1 )<sup>[1]</sup>。暗物质参与引力作用但不参与电磁作用和强相互作用,可能参与弱相互作用。68.3% 的暗能量则是导致宇宙加速膨胀的能量来源,我们对其本性了解更少。基于此认识,"什么是暗能量"和"什么是暗物质"成为了 21 世纪漂浮在物理学天空上两朵新的乌云。

了解暗物质和暗能量的本性将会对粒子物理学和天文学产生革命性的影响,它 将两个学科紧密结合在一起,成为非常具有吸引力的研究课题。发掘暗物质本性便 是本论文研究的出发点。

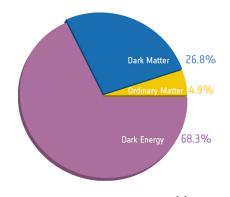


图 1-1: 宇宙的组成部分<sup>[1]</sup>。 Figure 1-1: Content of Our Universe <sup>[1]</sup>.

#### 1.1 暗物质存在证据

近几十年来,对各种天文现象的精确观测让人深信不疑的认识到,占据宇宙近95%的两种成分(暗能量和暗物质)的本性是未被发掘的。浩如烟海的观测数据为该观点提供了强有力的证据,如星系旋转曲线、引力透镜效应、子弹星系团、微波背景辐射和宇宙的大尺度结构等等。

#### 1.1.1 星系旋转曲线

加州理工大学的 Zwicky 教授通常被认为是提出暗物质概念的第一人。他在研究 星系团中星系旋转速度分布时发现,只有星系团的质量超过所观测到质量的 100 倍 以上,星系旋转才能达到如此高的速度,否则星系团无法束缚这些星系 [2]。

在此以后,更多关于星系团质量和半径的研究表明,对于漩涡星系团和椭圆星系团,在半径一直达到  $100~{\rm Kpc}$  和  $10^{12}M_{\odot}$  的范围内星系团半径都是与其质量成正比的  ${}^{[3,4]}$  ,这个质量远大于可直接观测到的星系质量。 图  $1-2~{\rm b}$  NGC6503 星系旋转曲线,该曲线非常清晰直观的给出了这种关系。关于星系旋转曲线的专门论述可参考 Sofue 发表于  $2001~{\rm f}$  年的综述论文  ${}^{[5]}$  。

根据牛顿动力学原理,在星系团中,半径 r 上星系的旋转速度应该遵循方程 (1.1) 。其中  $M(r) = 4\pi \int \rho(r) r^2 dr$ ,  $\rho(r)$  是质量密度函数。但观测表明,在较大半径

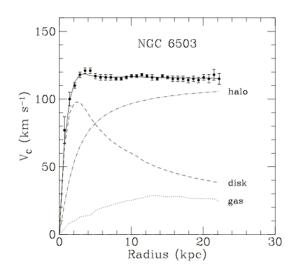


图 1-2: NGC6503 星系旋转曲线 <sup>[6]</sup>。 Figure 1-2: The NGC6503 spiral galaxy <sup>[6]</sup>.

的平坦旋转曲线上  $M(r) \propto r$ 。 M(r) 超出了发光星系所拥有的总质量,只能用密度  $\rho(r) \propto \frac{1}{r^2}$  的暗物质晕来解释。另外,对于许多观测到的星系盘,必须假定其周围有球形分布且质量很大的暗物质(暗物质晕)才能解释这些星系在动力学上的稳定性。

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \tag{1.1}$$

#### 1.1.2 引力透镜效应

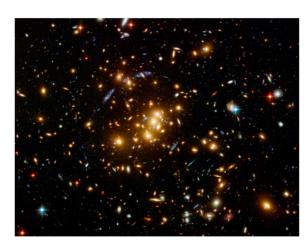
在星系以及星系团尺度的宇宙结构上,由于巨大质量的存在,光线通过引力场 附近会像通过透镜一样发生弯曲。引力透镜效应是指当被观测星系和观测点之间存 在巨大质量时,由引力造成的光线弯曲使被观测星系的形象扭曲或形成多个影像的 现象。引力透镜效应的强弱和观测点与被观测星系之间的距离及质量分布有直接关 系。

由于暗物质占据宇宙质量的大部分,它所引起的引力透镜效应也更为明显,通过引力透镜效应来证实暗物质的存在便成为一种十分有效的方式。 图 1-3 左为 Hubble 空间望远镜观测到的 CL0024 星系团的引力透镜效应,右图为根据该效应计算出的星系团质量分布 [7]。 尖峰状质量密度对应于可观测到的发光星系团,超过几个 Mpc 的平滑椭圆形背景便是暗物质的质量密度分布。如果没有暗物质的存在,仅靠发光星系团无法产生如此强烈的引力透镜效应。

#### 1.1.3 子弹星系团

研究表明,极大质量的结构包含可以发射大量 X 射线的等离子体。星系团中的等离子体在巨大的引力作用下温度会急剧增加进而由韧致辐射发出大量 X 射线, X 射线的能量和等离子体密度的平方成正比,所以可以通过卫星所观测到的 X 射线能量来估算这部分质量的大小。但是,通过对星系团运动系统的观测发现,即便是星系的质量和重子等离子部分的质量相加也无法解释现在星系团的运动规律,这也为暗物质的存在提供了一个明显的证据。

图 1-4 为 1E 0657-56 子弹星系团 [9] , 红色部分为通过 Chandra 测量的 X 射线给出的热重子物质质量分布,它和由 Hubble 空间望远镜通过引力透镜效应得出的总质量分布(蓝色)明显区分开来。这表明,当两个巨大的星系团相撞击时,由于暗物



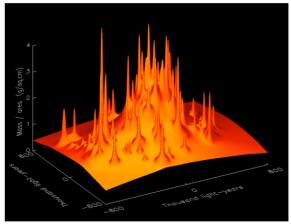


图 1-3: 左: 哈勃空间卫星观测的 CL0024+1654 星系团。右: CL0024+1654 星系团的引力透镜图,尖峰为发光的普通物质对应的密度分布,圆滑的背景为不放光物质密度分布,发光物质只占总质量的 0.5%。图片来之 Sorensen 博士论文 [8] 。

Figure 1–3: (left) An image of galaxy cluster CL0024+1654 taken by Hubble Space Telescope. (right) A strong gravitational lensing map of cluster CL0024+1654, showing sharp spikes corresponding to the observed luminous matter. A smooth background mass density is observed even in regions where there is no luminous matter. The luminous matter is found to account for about 0.5% of the mass in the cluster. Figure from Sorensen PhD thesis  $^{[8]}$ .

质粒子只存在引力作用和弱相互作用,它们能迅速的穿过对方区域。对于普通物质或者说重子物质来讲,由于粒子之间的相互作用使其没有来得及迅速脱离对方而比暗物质滞后了。同时,通过热重子物质质量分布(红色)也可以看出,常规物质的质量主体是星系团中的高温等离子体气体,而不是星系。

#### 1.1.4 微波背景辐射

大爆炸宇宙学是目前描述宇宙诞生初始条件及其后续演化过程最成功的宇宙学模型。在该框架下,背景辐射自然存在。在宇宙早期,物质处于电离状态,大量的自由电子和光子频繁散射,造成光子自由程很短,宇宙处于不透明状态。当宇宙温度降低至约 3000K 时,质子和电子复合形成氢原子。由于自由电子急剧减少,光子自由程大幅度增加,宇宙变得透明,从而使得现在我们可以观测到宇宙背景辐射[10]。我们今天所观测到的宇宙微波背景直接反映了温度约为 3000K,对应年龄为几十万年时的宇宙。它的观测发现以及高精度黑体谱性质测量表明宇宙早期的确经历了高温高密状态,强烈支持了大爆炸宇宙学。另一方面,宇宙大尺度结构研究表明,我们今天所看到的大尺度结构起源于宇宙暴涨时期的量子涨落,其在物质分布中留下痕迹,造成物质分布的微小不均匀性。随着宇宙的演化,在引力不稳定性的



图 1-4: 子弹星系团 1E 0657-56。红色部分: 普通物质质量分布; 蓝色分布: 总质量分布 <sup>[9]</sup> 。 Figure 1-4: The Bullet Cluster 1E 0657-56. Left: Mass distribution of hot baryons. Right: The total mass distribution <sup>[9]</sup>.

作用下,不均匀增长,最终形成大尺度结构。由于光和物质的耦合以及时空性质对光传播的影响,这些不均匀性必定会在微波背景辐射中留下印记。精确测量这些不稳定性能够提供给我们大量的宇宙信息,包括物质的组成,暴涨时期的物理等。由于其体现了宇宙年龄仅为几十万年时的性质,在宇宙年龄约为 138 亿年的今天,我们期待宇宙微波背景的不均匀性将非常弱,温度涨幅仅为 10<sup>-5</sup>。

到目前为止,对于暗物质和重子物质在宇宙中的丰度最精确的限定来源于对宇宙微波背景辐射的测量。微波背景辐射在上个世纪 60 年代被偶然发现后  $^{[10]}$  , 1992 年 NASA 的 COBE 卫星第一次成功探测到微波背景辐射的温度涨落为  $10^{-5}$   $^{[11]}$  。 WMAP 用比 COBE 更高的精度在 2011 年给出了新的结果  $^{[12]}$  ,引领宇宙学进入了精确宇宙学的时代。今年 Planck  $^{[1]}$  公布更为精确的宇宙微波背景辐射如图  $1^{-5}$  。 仅通过 Planck 微波背景辐射的数据来拟合标准宇宙模型 ( $\Lambda$ CDM) 便可得出普通重子物质、冷暗物质及暗能量在宇宙的丰度分别为  $\Omega_b h^2 = 0.02207 \pm 0.00033$ 、 $\Omega_c h^2 = 0.1196 \pm 0.0031$  和  $\Omega_\Lambda = 0.686 \pm 0.020$ 。 除微波背景辐射外,宇宙的大尺度结构  $^{[13]}$  、 Ia 超新星观测  $^{[14,15]}$  、星系团统计等都可对宇宙学参数进行限定。

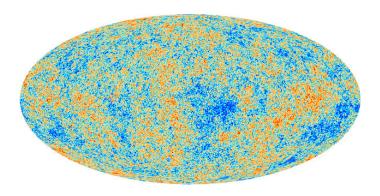


图 1-5: Planck 观测到的宇宙微波背景辐射 <sup>[1]</sup>。 Figure 1-5: Cosmic Microwave Background from Planck Team <sup>[1]</sup>.

#### 1.2 暗物质的分布

尽管有着相当充分和确切的证据表明宇宙中有大量暗物质的存在,但由于目前对其性质的了解仍然十分局限,它在宇宙中的分布还需进一步的探索。现在最常用的方法是将理论模型和观测到的宇宙大尺度结构相结合来确定暗物质晕的密度函数  $\rho(r)$ 。

借助现代计算机超强的运算能力,我们得以对宇宙结构的形成进行细致的 N 体模拟。通过设置暗物质的初始密度,让众多的粒子在引力作用下进一步演化并形成结构。虽然不同的工作组通过设置不同的初始条件得到了不同的结果,但一般会将其密度函数表达为方程 (1·2) [16]。其中, $r_s$  为比例半径, $\rho_s = \rho(r_s)$  为该比例半径下的密度。对于一个确定的转换参数  $\alpha = 1$  和外部倾斜参数  $\beta = 3$ , Diemand [16] 给出了 $\gamma$  的最佳拟合值  $1.16 \pm 0.14$ 。

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)^{\gamma} [1 + (r/r_s)^{\alpha}]^{(\beta - \gamma)/\alpha}}$$
(1.2)

对暗物质直接探测实验来讲,暗物质在我们太阳系中的密度和速度分布最为重要,因为我们要根据它来精确计算实验所能观测到的暗物质事例数。我们一般通过银河系的旋转曲线来计算当地的暗物质密度。密度最佳拟合值为  $\rho_0=0.23 {\rm GeV/cm^3} \, ^{[17]}$  和  $\rho_0=0.34 {\rm GeV/cm^3} \, ^{[18]}$ 。暗物质粒子的速度为 270 km/s  $^{[19]}$ 。

#### 1.3 暗物质候选者

虽然暗物质的存在在当今物理学界已是一个公认的事实,但到目前为止,暗物质究竟是什么还是个迷。人们首先想到的是不发光的普通物质(重子物质),如大质量致密暗晕天体 (Massive Astrophysical Compact Hole Object, MACHO)。经过研究发现,MACHO 只能占暗物质的很小一部分,不能解释绝大部分的暗物质。标准模型所描述的物质世界包含重子和轻子两类。那么轻子中稳定的中性粒子中微子是否可能是暗物质?由于中微子质量较轻,在宇宙早期退耦时的速度是相对论的,因此中微子被称为热暗物质。但由于中微子的自由运动,星系团尺度以下的原初扰动将被抹平。由此推测宇宙最先形成的应该是星系团,星系团再分裂为星系。实际观测表明,星系形成早于星系团。而且中微子质量太轻[20,21],也无法代表质量如此之高的全部暗物质。综上所述,暗物质应该是冷暗物质,暗物质粒子应该是标准模型以外的粒子。探索暗物质粒子的性质将预示着新物理的产生和奇异粒子的发现。

在众多的暗物质粒子候选者中,来自超对称 (Supersymmetry, SUSY) 模型的 neutralino 粒子是众多实验物理学家和理论物理学家最为青睐的一种,也就是我们通常所说的 WIMP 粒子 (Weakly Interacting Massive Particle)。同时,轴子和 Kaluza-Klein 粒子也是热门的候选者。在本节中,我们将简单介绍最主要的暗物质候选者 Neutralino、轴子和 Kaluza-Klein 粒子。对于其它种类的候选者,我们没有一一列出,可参考相关综述论文 [22]。

#### 1.3.1 Neutralino

SUSY 中的 neutralino 是目前最热门的暗物质候选者。 SUSY 理论是对粒子物理标准模型的延伸。它解决了标准模型的规范等级问题,可以实现规范耦合常数的统一;它可以将四种基本作用力统一;它可以通过电弱 Baryogenesis 机制解释重子不对称;可以通过电弱精细检验的约束等。标准模型中的每一种粒子都可以在 SUSY中找到与其自身自旋相差 1/2 的超对称伙伴粒子。这个超对称伙伴的质量远大于其对应标准模型中粒子的质量,不然应该早已经被发现了。尽管粒子物理实验已经对SUSY 的参数空间进行了限制,但能在实验条件下确切的观测到 SUSY 粒子将对整个模型的构建产生深远的影响。

Neutralino作为最轻的一种 SUSY 粒子 (Lightest Supersymmetric Particle, LSP), 是 Majorana 粒子, 质量大约在 10 - 10000 GeV。它十分稳定, 无电荷, 只参与引力和弱相互作用。 Neutralino 作为 WIMP 暗物质的最佳候选者, 正在被众多的暗物质

直接和间接实现所探测。现在普遍认为,LSP 最有可能是几种超对称粒子的叠加态,如方程  $(1\cdot3)$  。其中, $\tilde{\gamma}$ 、 $\tilde{Z}$ 、 $\tilde{H_1^0}$ 、 $\tilde{H_2^0}$  分别为光子、传递弱相互作用的 Z 波色子、以及两个希格子的超对称伙伴。

$$\chi = N_1 \tilde{\gamma} + N_2 \tilde{Z} + N_3 \tilde{H}_1^0 + N_4 \tilde{H}_2^0 \tag{1.3}$$

#### 1.3.2 轴子

轴子是上世纪70年代理论物理学家为解决强相互作用 CP 不守恒而提出的一种中性赝标量波色子 [23–25]。 该粒子到目前为止还未被观测到。如果轴子存在,它可以在 QCD 相变中产生,并且可以通过其在磁场腔中与光子的谐振转换而被探测到。通过天文观测和实验可以将轴子的质量限制在两个范围,  $10^{-6}\text{eV} \lesssim 10^{-3}\text{eV}$  和  $2\text{eV} \lesssim 5\text{eV}$  [26]。 2002 年 Asztalos 等通过 Sikivie radio frequency cavity 技术对质量范围在  $2.3\mu\text{eV} \leq m_a \leq 3.4\mu\text{eV}$  内的轴子进行探测,没有发现轴子粒子的存在 [27]。 2005年 CAST 实验组给出了轴子与光子耦合的上限  $g_{a\gamma} < 1.16 \times 10^{-10}\text{GeV}^{-1}$  (95% CL),限定了轴子质量  $m_a < 0.02\text{eV}$  [28]。 我们期待正在进行的 ADMX [29] 实验能尽快发现暗物质轴子的存在或将其排除。

#### 1.3.3 Kaluza-Klein 粒子

Kaluza-Klein 粒子根据提出额外维空间的科学家 Kaluza 和 Klein 的名字所命名的粒子 [30,31]。标准模型内的粒子穿越多维时空时 Kaluza-Klein 宇称守恒,不同的粒子处在不同的 Kaluza-Klein 级上。最轻的 Kaluza-Klein 粒子为最佳的暗物质候选者 [32]。稳定的 Kaluza-Klein 粒子的质量约在几百个 GeV 到几个 TeV 之间,可以通过它和普通重子物质的弹性碰撞来探测它的存在,也可以通过间接方式观测其自身湮灭的产物,如星系晕中的正电子、星系中心的伽马射线、太阳或者地球中心的高能中微子和反质子等 [33]。 2005 年 HESS 实验报道了星系团中心 TeV 量级的伽马射线信号,这给质量范围在  $1 \sim 10$  TeV 的 Kaluza-Klein 暗物质粒子提供了支持 [34]。

#### 1.4 探测方式和最新进展

随着实验精度的不断提高,暗物质探测实验已经进入了一个关键的时期,人类已经处在了揭开暗物质神秘面纱的边缘。本节将对不同类型的暗物质探测方式进行

讨论,并对暗物质探测领域所取得的最新进展进行介绍。

#### 1.4.1 加速器实验

大型粒子对撞机 (LHC、ILC) 東流对撞实验的成功意味着人类在探索宇宙起源的奥秘上向前迈进了重要一步。科学家希望通过产生类似 138 亿年前的宇宙大爆炸瞬间状态,同时揭开暗物质、暗能量等一些科学谜团。暗物质粒子可以通过高能的正负电子碰撞或强子碰撞产生,由于其本身与普通物质发生作用的概率极低,它可以"逃离"探测器而不被探测到。这部分"消失"的质量(能量)将会是暗物质粒子的明确信号[35,36]。值得提及的是,中科院高能物理所的正负电子对撞机实验可以通过测量稀有衰变来探测轻的暗物质粒子及其相关粒子。

#### 1.4.2 间接探测

暗物质粒子相互碰撞后湮灭可以转化为伽马射线、中微子、反电子和反质子等。 暗物质间接探测实验是指通过探测其在星系晕、星系中心等区域湮灭产生的信号, 也就是通常所说的宇宙线探测实验。利用高分辨率、高灵敏度的探测装置可能探测 到微弱的、不同于宇宙线本底的、由暗物质湮灭所造成的宇宙线信号。

预言暗物质湮灭流强的最大不确定性来自暗物质的密度分布函数。暗物质的密度分布一般通过计算机模拟获得,由于计算机的分辨能力有限,很难在小尺度上得到精确结果,这些不确定性会直接影响对暗物质湮灭信号的计算。因此,间接探测暗物质和天文观测暗物质的分布必须紧密关联,更准确的了解暗物质的分布信息才能更准确的得到暗物质间接探测对其性质的限制。

#### 1.4.2.1 加马射线探测

暗物质虽然不能与光子耦合,但其湮灭或衰变所产生的带电粒子能够有效的产生伽马射线。源于暗物质的伽马射线有两种不同的谱线:一种是暗物质直接湮灭为一对伽马光子,这样的伽马射线具有确定的能量,即暗物质质量。这种线性谱是暗物质湮灭所独有的信号,但由于暗物质是电中性的,这个过程是通过真空中的量子扰动实现,流强很低,探测非常困难。另一种是暗物质在湮灭到其他的末态时,这些态在衰变过程中发射的伽马射线,这样的伽马射线流强较大,容易被探测到,但其能谱没有独特的特征,因此很难和宇宙线中的伽马本底区分开来。

1997年,EGRET 卫星发现全天弥散伽马射线在 GeV 附近有超出现象 [37],可以用暗物质湮灭来解释。 Fermi 卫星对弥散伽马射线的观测否定了这一超出现象的存在 [38]。此外,Fermi 组还分析了几个不同区间的弥散伽马射线结果,这些区间都具有不同的天文特点,但所有的这些弥散伽马射线和宇宙线的预期都符合的很好。根据 Fermi 卫星对线性伽马能谱的分析,在 200 ~ 300 GeV 区间没有发现任何伽马谱超出的迹象 [39]。 这导致线性伽马射线能谱的流强大约是 0.6×10-9~4.5×10-9cm-2s-1,给出了暗物质湮灭到线性伽马湮灭截面的限制。除Fermi 以外,地面切伦科夫望远镜对银心、矮星系等进行观测也对暗物质的湮灭截面进行了相应的限制。地面切伦克夫望远镜对暗物质的限制比 Fermi 弱一些。羊八井 ARGO 实验同样可以通过对矮星系观测限定暗物质的湮灭, ARGO 的灵敏度虽然比切伦克夫望眼镜还差,但其视场较大,可以同时观测几个矮星系并对其中的暗物质湮灭进行限制。

#### 1.4.2.2 中微子探测

大面积中微子望远镜可以用来探测因暗物质粒子湮灭而产生的高能中微子流。 高能中微子会以极低的概率与原子核发生作用而产生  $\mu$  子,实验物理学家便利用大量光电管探测由  $\mu$  子产生的切伦克夫光。由于该类型的探测实验需要巨大量的探测介质,所以一般使用自然存在的环境作为实验条件。近期的 IceCube 实验将对 TeV量级的冷暗物质粒子具有较高灵敏度。

#### 1.4.2.3 正电子超出

2008年底,PAMELA 卫星实验公布了一个很轰动的结果,即宇宙线中的正电子远高于预期结果[40]。通常宇宙线中是不包含正电子等反粒子的,但宇宙线在银河系空间中传播的过程中会和星际物质相互作用而产生次级粒子,如正电子、反质子、伽马光子等。目前的观测对于宇宙线的传播理论有较强的限制,因此可以比较准确的预言宇宙线中次级正电子的能谱和所占的比例。PAMELA 卫星给出了宇宙线中正电子在正负电子总能谱中所占的比例,发现在大于 10 GeV 处观测值远高于宇宙线理论所预言的结果。在 2011年,Fermi 卫星也利用地磁场效应给出了 20~200 GeV正电子谱线,第一次给出了能量在 100GeV 以上的正电子分数能谱,将反超能量范围延伸到 200 GeV [41]。 2013年,AMSII [42] 用更为精确的数据将反超能量的范围延伸至 350 GeV [81-6],而且在 20 GeV 到 250 GeV 之间有上升变缓趋势。除此以外,无法分辨电荷极性的 ATIC 和 HESS 实验组也给出了正负电子能谱的超出。各

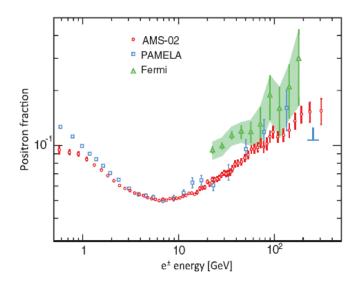


图 1–6: 各实验组测得的宇宙线正电子分数  $e^+/(e^+ + e^-)^{[42]}$  Figure 1–6: Cosmic ray positron fraction  $e^+/(e^+ + e^-)$  measured by several experiments  $^{[42]}$ .

种不同的探测结果虽然对确定暗物质的质量存在争议,但可以看出,人类已经处在揭开暗物质神秘面纱的边缘了。

#### 1.4.3 直接探测

随着太阳系在银河系中的运动,我们的地球会以一定的相对速度与暗物质相撞。 WIMPs 粒子可以与地球上探测器中的靶核发生弹性碰撞而产生一定能量 (< 100 keV) 的核反冲。能否精确探测这部分核反冲能量是暗物质直接探测实验成功与否的关键。同时,暗物质也有可能和靶核发生非弹性碰撞,将靶核激发或者电离。一般来讲,非弹性碰撞的反冲核能量要比弹性碰撞小一些,因此会更难探测到,现在大部分实验都以弹性碰撞为基础处理实验数据。暗物质直接探测最大的挑战是对本底事例的区分。本底中的中子和伽马能在探测器中产生和 WIMPs 粒子类似反冲能量。所以为了有效的降低本底,该类型的实验一般选择在极深的地下实验室进行 [43],而且探测器周围还要建造一定的屏蔽系统。

当前暗物质直接探测实验种类繁多,根据探测器选择的不同大致可分为:液态稀有元素探测器、低温半导体探测器、闪烁体探测器,径迹探测器和过热液体探测器。虽然探测器类型很多,但用来标定反冲能信号的载体无外乎三种:光、电荷和声子。根据所采集信号的不同,可将现在最主要的暗物质直接探测实验分类如图 1-7

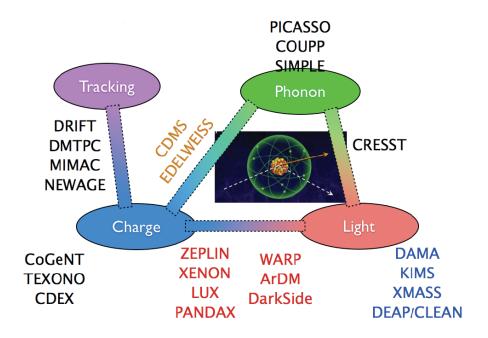


图 1-7: 根据所采集信号的不同对暗物质直接实验进行分类。

Figure 1–7: Dark matter direct detection experiments classified according to the type of measured signals.

。因核反冲和电子反冲在探测介质中产生的电离密度不同,一般情况下能采集两种不同类型信号的探测实验可以有效的对两种反冲能进行区分,进而有效的降低电子反冲本底、提高探测器的运行效率。同时,由于地球绕太阳公转,暗物质粒子与地球上探测器内介质粒子发生作用的事例率就会根据季节变化有所不同。可以预期穿过地球的暗物质粒子流强应在6月2日左右最大(地球的公转轨道速度与太阳系相对于银河系的运行速度是相加的),在12月2日左右最小(两个速度相减),这就是我们通常说的年调制信号。如果能探测出暗物质粒子引起的年调制信号,那也可以说明探测到了暗物质粒子。

由于直接探测实验运行成本相对较低,该类实验被越来越多的实验组所采纳,并且在近几年取得了重大进展。

- 1. 2008 年,DAMA 合作组根据其测量的年调制周期信号宣称其探测到了暗物质 [44] ,置信度为  $8.9\sigma$  。
- 2. 2009 年,CDMS-II 合作组发现两个暗物质"可疑事例",然而这两个事例仍有 23% 的概率来自本底[45]。

- 3. 2010 年,CoGeNT 合作组宣布测到了暗物质"疑似事例",并在 2011 年宣称看到了年调制信号 [46]。
- 4. 2010 年,同时进行的具有更高本底分辨效率的 XENON100 [47] 实验排除了 CoGeNT、DAMA 和 CDMS-II 信号为暗物质而来的可能性。
- 5. 2011 年,XENON100 [48] 和 CDMS-II [49] 合作组公布新数据进一步将 DAMA 和 CoGeNT 测得的参数空间排除。
- 6. 2012 年,CRESST 合作组宣布探测到暗物质事例 [50]。
- 7. 2012 年,XENON100 [51] 合作组又公布新数据,并成为目前暗物质直接探测灵敏度最高的实验,暗物质的参数空间被进一步挤压,但仍未发现暗物质事例。
- 8. 2013 年,CDMS-II 公布了其使用 Si 探测器数据分析的结果 [52] ,声称在被 XENON100 排除的参数空间发现了质量为 8.6  $GeV/c^2$  的疑似暗物质事例。

一方面,声称探测到暗物质信号的实验虽然探测方式不一样,而且探测到的参数空间并不完全一致,但却都青睐于质量在  $10 \text{GeV}/c^2$  左右的轻暗物质。另一方面,这些信号又被更高灵敏度的实验排除。直接暗物质探测实验正处于一个焦灼竞争的阶段。这些激动人心的直接探测结果使人们相信,人类正在揭开暗物质本性之谜的边缘,人类在对宇宙中大部分物质的认识正在翻开新的一页。

#### 1.5 本论文的研究目的

中国的暗物质探测实验起步较晚,目前由中方主导的暗物质直接探测实验有以上海交大为主的 PandaX <sup>[53]</sup> (Particle AND Astroparticle Xenon observatory) 实验组和以清华大学为主的 CDEX <sup>[43]</sup> (China Dark matter EXperiment) 实验组两家。这两个实验都建造在世界埋深最大的中国锦屏山地下实验室 (China JinPing underground Laboratory,简称 CJPL)。本人参与的 PandaX 实验采用的是两相型氙探测技术。本论文的主要目的是对液氙探测器的各种性能进行研究,优化探测器的设计,使中国的暗物质直接探测水平能尽快走到国际前列。

#### 参考文献

- [1] Planck Collaboration., arXiv:1303.5062, 2013.
- [2] Zwicky F., Helv. Phys. Acta, 1993, **6**(110).
- [3] Ostriker J.P. et al., APJ, 1974, **193**(L1).
- [4] Einasto J. et al., Nature, 1974, **250**(309).
- [5] Sofue Y. et al., Ann. Rev. Astron. Astrophys, 2001, **39**(137).
- [6] Begeman K.G. et al., MNRAS, 1991, **249**(523).
- [7] Tyson J. et al., Ap. J. Lett, 1998, **498**(107).
- [8] Peter S., Brown University, PhD thesis, 2008.
- [9] Clowe D. et al., Astrophys. J. Lett, 2006, **648**(L109).
- [10] Dicke R.H. et al., Astrophys. J, 1965, **142**(414).
- [11] Smoot G.F. et al., Astrophys. J, 1991, **371**(L1).
- [12] WMAP Collabration, ApJ. Suppl, 2011, **192**(18).
- [13] Eisenstein D.J. et al., ApJ, 2005, **633**(560).
- [14] Schmidt W.F. et al., CRC. Press, 1997, New York.
- [15] Perlmutter S. et al., ApJ, 1999, **517**(565).
- [16] Diemand J. et al., MNRAS, 2004, **353**(624).
- [17] Diemand R.R. et al., ApJ, 1981, **251**(61).
- [18] Bahcall J.N. et al., ApJ, 1983, **265**(730).
- [19] Jungman G. et al., Phys. Rep, 1996, **267**(195).
- [20] Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett, 1998, 81(1562).
- [21] SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett, 2002, 89(011301).

- [22] Jonathan L., Ann. Rev. Astron. Astrophys, 2010, 48(495).
- [23] Peccei R.D. et al., Phys. Rev. Lett, 1977, **38**(1440).
- [24] Weinberg S., Phys. Rev. Lett, 1978, **40**(223).
- [25] Wilczek F., Phys. Rev. Lett, 1978, **40**(279).
- [26] Turner M., Phys. Rept, 1990, **197**(67).
- [27] Asztalos F. et al., ApJ, 2002, **571**(L27).
- [28] CAST collaboration, Phys. Rev. Lett, 2005, **94**(121301).
- [29] ADMX collaboration, Phys. Rev. Lett, 2010, **104**(041301).
- [30] Kaluza T. et al., Math. Phys. K1, 1921, **996**.
- [31] Klein O., Z. Phys, 1926, **37**(895).
- [32] Cheng H.C. et al., Phys. Rev. Lett, 2002, 89(211301).
- [33] Barrau A. et al., Phys. Rev. D, 2005, **72**(063507).
- [34] Bergstrom L. et al., Phys. Rev. Lett, 2005, **94**(131301).
- [35] Brikedal A. et al., Phys. Rev. D, 2004, **69**(065022).
- [36] Thomas Z. et al., Phys. Rev. D, 2008, 77(115015).
- [37] Hunter S. et al., ApJ, 1997, **481**(205).
- [38] Fermi Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2009, **103**(251101).
- [39] Fermi Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2010, 104(091302).
- [40] PAMELA Collaboration., Nature, 2009, **458**(607).
- [41] Fermi Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2012, **108**(011103).
- [42] AMS02 Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2013, **110**(141102).
- [43] CDEX Collaboration., Phys. Rev. D, 2013, 88(052004).

- [44] DAMA Collaboration., Eur. Phy. J, 2008, C56(333).
- [45] CDMS-II Collaboration., Science, 2010, **327**(1619).
- [46] CoGeNT Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2011, **107**(141301).
- [47] XENON100 Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2010, 105(131302).
- [48] XENON100 Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2011, 107(131302).
- [49] CDMS-II Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2011, **106**(131302).
- [50] CRESST Collaboration., Eur. Phys. J. C, 2012, **72**(1971).
- [51] XENON100 Collaboration., Phys. Rev. Lett, 2012, **109**(181301).
- [52] CDMS-II Collaboration., arXiv:1304.4279, 2013.
- [53] http://pandax.org.

#### 第二章 小型液氙探测系统研发

基于液氙的探测技术是一种新型的粒子探测技术[1-3]。液氙中可以同时产生闪光和电离两种信号。利用这两种信号可以区分不同类型的入射粒子以及对反应粒子发生位置进行定位。由于液氙探测器需要有真空、低温系统的支撑,同时保持液氙的纯度也具有一定的难度,因此液氙探测器还没有像传统的固态闪烁体(比如 NaI 晶体)和高纯锗探测器那样有商业化的应用。利用液氙探测暗物质需要为此建造专门的探测器,而为了提高对暗物质的探测效率,探测器的设计往往需要对液氙中信号的产生与读出、本底控制技术等方面作各种优化。最近几年基于液氙的暗物质探测器的发展主要来自于"二相型氙"探测技术的突破。其中最早期的是 ZEPLIN II <sup>[4]</sup>和 XENON10 <sup>[5]</sup>实验,其最大有效质量分别为 31 Kg 和 15 Kg,对于 100GeV/c²的暗物质的探测灵敏度分别达到了 7.5×10<sup>-43</sup> cm² 和 8.8×10<sup>-44</sup> cm²。这两个实验成功展示了二相型氙探测技术的优势,也为之后发展更大质量的液氙探测器奠定了技术基础。为了进一步了解液氙的性质及研发下一代液氙探测器技术,我们研制了一套小型液氙探测系统,包括制冷系统、循环提纯系统、数据采集系统和慢控制系统。在本章中,我们将首先介绍该系统的设计和搭建,进而介绍基于该系统的一些测试工作——基于不同类型电极的探测器性能研究。

#### 2.1 系统设计

该小型液氙探测系统的整体结构如图 2-1。从左至右分别为:缓冲罐、制冷系统、循环系统和数据采集系统。探测器内外罐体悬挂于制冷系统下方,探测器的核心部件 — 时间投影室 (Time Projection Chamber,TPC) 便安装于内罐之中。最左侧的缓冲罐容积为 0.86  $m^3$ ,可容纳 4 个大气压(约 16 Kg)的氙气,起保险作用。当制冷系统突然不工作时,探测器罐体中的液氙将会气化进而使内罐中压力增加。当内罐压强高于预设值 (2.8 atm) 时,内罐和缓冲罐之间的电磁阀就会自动打开,氙气便可进入缓冲罐内。除了用于进行液氙实验的探测器内外罐外,还有一小型气氙探测罐体和循环系统相连,用于研究探测器在气氙环境下的性质。

图 2-2 中更为细致展示了制冷系统的结构。其中冷头上还安装一个加热电阻,该电阻与 LakeShore 温度控制仪连接,用来控制冷头温度。在液化氙气时,先启



图 2-1: 小型液氙探测系统。 Figure 2-1: The small liquid xenon detection system.

动压缩机,将冷头温度设置为 -95°C,同时打开 LakeShore 温控仪,然后充入约 2.7 atm 氙气进行预冷。预冷约 18 小时后,内罐压强降至约 1.8 atm,TPC 附近温度降至 -80°C 以下。在该条件下便可以 1.5~2.0L/min 的速度持续液化氙气,直至液面达到所需位置。氙气液化过程结束后,内罐压强可稳定在 1.8 atm 附近。

液氙探测器在长时间的运行中内罐中的各种材料会有释放大量的杂质分子。其中的杂质分子,特别是氧和水会对信号的采集有很大的影响。光信号会被水分子所吸收,产生 S2 信号的电子则会被氧分子所吸附。对于不锈钢材质的系统,为了保持其纯净通常的做法是在对系统抽真空时将其加热至 200~300°C,使不锈钢材质充分放气。对液氙探测系统而言,由于光倍增电管 (photomultiplier, PMT) 的存在,在对系统抽真空时我们无法对系统加热至 70°C 以上。为了使系统在长时间的运行中液氙始终保持纯净,对液氙进行持续的提纯便成为必要。循环提纯系统(图 2-3 )便是基于此建造。图中的 Getter 便是用于提纯氙气的设备,实验运行中可以以 5 L/min 的速度对氙气进行循环提纯,使液氙中的电负性杂质含量降低至 1ppb 以下 [3]。从图 2-3 可以看出,我们同时为循环提纯系统设计了两套氙气进出口,左侧的进出口连接到制冷系统上,右侧的进出口连接至一个小型气体探测器上。该气体探测罐体可以用来研究 Mircromegas、THGEM 等气体探测器在氙气中的性质。

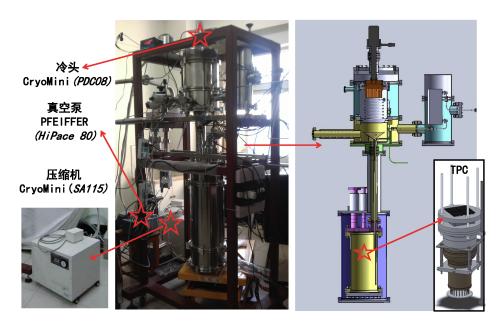


图 2-2: 制冷系统。 Figure 2-2: The cryogenic system.

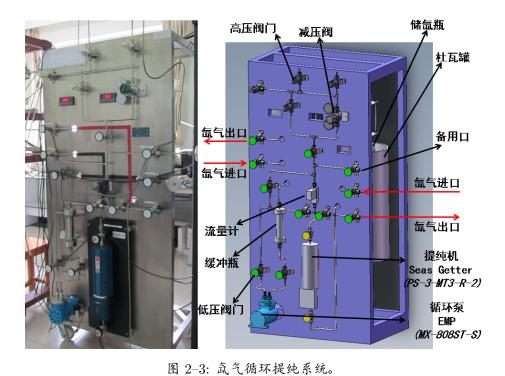


Figure 2–3: The xenon circulation and purification system.

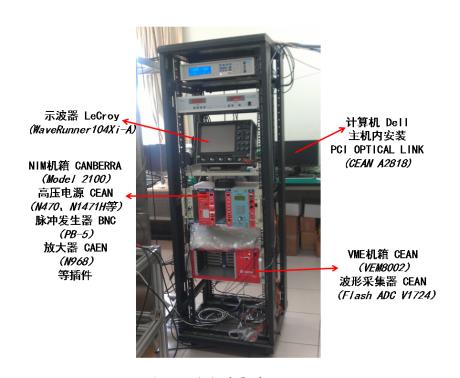


图 2-4: 数据采集系统。 Figure 2-4: The data acquisition system.

数据采集系统如图 2-4 , FlashADC 的纵向分辨率为 14 bit,采样率为 100M-S/second。采集的数据由光纤传递至 DAQ (Data Acquisition System) 电脑,然后进行离线的原始波形分析以及后续的数据处理工作。

在整个实验运行期间,探测器内的压强、温度、液位等一系列物理参数由一套完整的慢控制系统 (Slow Control System, SCS) 记录。 SCS 所依附的计算机连有 UPS 系统。当实验系统出现异常时,如制冷机不工作、突然断电等,会造成探测器 内物理参数的相关变化。当这些参数超过 SCS 所设定的阈值时, SCS 便会以短信的形式通知实验人员。整个实验系统曾持续稳定工作超过 50 天,运行状态非常好。

#### 2.2 两相型氙技术原理

不同类型的入射粒子在液氙中会产生不同的反应。伽马射线会以康普顿散射或被吸收的方式产生电子反冲(Electron Recoil),而中子(或暗物质粒子)则会和氙原子核发生碰撞,产生核反冲(Nuclear Recoil)。电子反冲和核反冲都会形成氙原子激发态和氙离子—电子对。激发态氙原子的退激发过程中会与一个基态氙原子结合形成

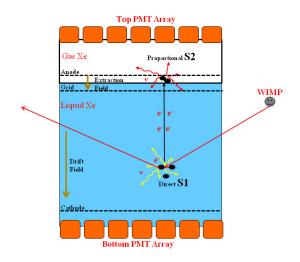


图 2-5: 两相型氙 TPC 工作原理。

Figure 2–5: Working principle of a two-phase xenon TPC.

分子,该激发态分子有两个状态(singlet 和 triplet),衰变时间分别为 4.3 ns 和 22 ns,产生波长为 178 nm <sup>[6]</sup> 的紫外光。 1 MeV 的电子反冲在液氙中大约可以产生 46000 个光子(无电场)。但由于暗物质探测中核反冲能量通常只有几个到几十个 keV,而且由于核反冲抑制因子的存在,核反冲中只有一小部分能量会产生可观测的激发或电离信号,因此核反冲所产生的闪光光子很少。

在粒子激发氙原子的过程中,也有部分氙原子被电离。如果在液氙中加上一个漂移电场(约 1kV/cm),就可以将电离信号读出。由于核反冲产生的电子数目很少,很难用直接方法将其读出。"二相型氙"探测技术很好的解决了这个难题。两相型氙 TPC 的工作原理如图 2-5 所示,液氙中的电离电子在漂移电场的作用下漂移至液面处,在气态氙中有一个更强的电场(约 10kV/cm),可将电子从液氙中拉出,随后这些电子在气氙中被加速进而激发周围的氙原子,形成二次激发。退激发后的氙原子会发出一个与最初电子数目成正比的闪光信号。二相型氙探测器中通常称这个信号为 S2,而最初在液氙中的闪光信号为 S1。 S1 和 S2 信号均由分布在液氙周围(顶部和底部)的 PMT 读出。根据两信号之间的时间差可以计算出粒子在液氙中发生碰撞的上下位置(z)。由于电子团在液氙中漂移时扩散很小,在气态氙中可以认为是点源,因此可根据 S2 信号在顶部 PMT 阵列中的分布来对事例的(x, y)位置进行重建。

由于电子反冲和核反冲在液氙中电离密度的不同,会造成电子—离子对复合(Recombination)强度的不同。由此造成 S2 和 S1 信号比值的不同(图 2-6)可用来对电子反冲本底进行有效的排除。这也是两相型氙探测技术区别于其他探测技术最

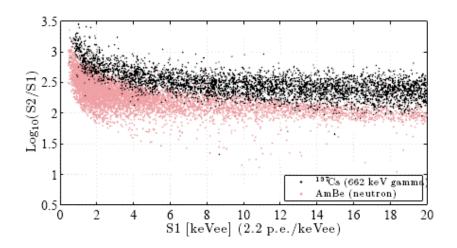


图 2-6:  $Log_{10}(S2/S1)$  vs S1 空间中电子反冲和核反冲的区分 <sup>[3]</sup>。 Figure 2-6: The electronic and nuclear recoil bands shown in  $Log_{10}(S2/S1)$  vs S1 space <sup>[3]</sup>.

主要的优点之一。该技术目前被多个实验组所采纳,如 XENON, LUX, ZEPLIN 等,已经发展的十分成熟。

## 2.3 TPC 设计

TPC 是探测器的核心部件,该系统中 TPC 的结构如图 2-7。从上至下看,其项部装有  $4 \land 1$  英寸 PMT(R8520) [7],可用于事例的 (x,y) 位置重建。下面依次装有 Anode、Grid、Cathode 和 Screening mesh 四个电极。 TPC 底部装有  $1 \land 3$  英寸 PMT(R11410) [7]。 所有 PMT 和电极由 Teflon 块固定和隔开。选择 Teflon 材料的原因是它对液氙中的闪烁光有很高反射率,可以用来提高 TPC 的光采集效率。用于隔开不同电极的 Teflon 环内外径分别为 57mm 和 77mm。 Anode 电极和顶部 PMT 玻璃窗的距离为 15mm, Anode、Grid 和 Cathode 三电极之间的距离根据每次实验的需要调节至不同的值,在 Cathode 电极下方 12mm (R11410 PMT 玻璃窗上方5mm)处装有一接地 Screening mesh 用于保护 R11410 PMT 免受 Cathode 高压的影响。整个 TPC 结构由三根 PEEK 材料的 M5 螺纹杆悬挂于内罐之中。

探测器正常工作时,液氙的液面调节至 Anode 和 Grid 电极之间。 Anode 电极接地,Grid 和 Cathode 电极接负高压,用于提供产生电子漂移和 S2 信号的电场 [3]。放射性源(如 Cs-137、Co-60等)放置于外罐外侧,高度处于Grid 和 Cathode 电极之间。 图 2–8 为该小型 TPC 所产生的典型波形。

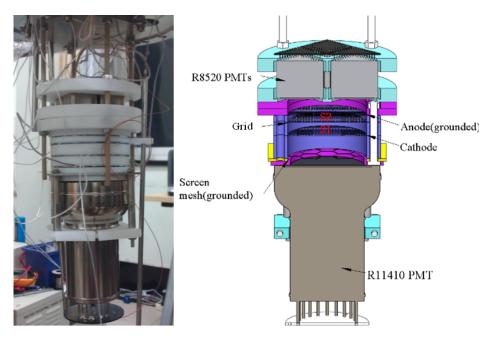


图 2-7: TPC 设计。 Figure 2-7: The design of TPC.

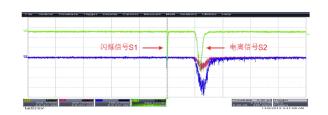


图 2-8: 小型 TPC 所给出的典型波形。 Figure 2-8: Typicals waveforms from the small TPC.

# 2.4 电极设计

为了优化探测器的性能,我们对丝状和网状两种类型的电极进行了研究。电极将从两个方面影响探测器的性能: S2 信号分辨率和 TPC 光采集效率(Light Collection Efficiency, LCE)。我们首先从模拟的角度对 S2 信号的分辨率进行了研究,并基于模拟结果制作了不同类型的电极,最后将不同的电极在液氙探测系统中进行了测试,为大型液氙暗物质探测器实验 — PandaX 电极的制作提供了指导。

### 2.4.1 S2 信号模拟

S2 信号产生于液氙液面和 Anode 电极之间的气氙之中<sup>[3]</sup>,所以我们选用 Garfield++<sup>[8]</sup> 程序来进行 S2 信号的模拟。 Garfield++ 是一种基于 C++ 语言的粒子探测器模拟程序包,可以用来精确模拟以气体或半导体为介质的粒子探测器。该软件可以与 ANSYS、Elmer 和 CST 等多种有限元电场分析软件结合,模拟不同电场结构下的探测器性质。 Garfield++ 使用 Magboltz <sup>[9]</sup> 提供电子在含电磁场的气体介质中的输运特性,如电子的雪崩、扩散等,使用 Heed <sup>[10]</sup> 计算介质中的电离、光电效应、激发态原子的退激等过程。目前,该程序在微结构气体探测器领域被广泛使用。

由于 Garfield++程序中无法写入液态介质,所以所有的模拟都是在气氙介质中进行。气氙的温度设定为 173K,压强设定为 2atm,该设定对应于两相型氙探测器中气氙的物理状态。在进行数据分析时,我们假定"液面"处于 Anode 和 Grid 电极正中间,并选取"液面"上部的光子数进行分析。虽然该模拟过程和实际 S2 产生的过程有差别,但模拟结果仍然对两相型氙探测器电极的设计具有良好的指导意义。在对丝状电极进行模拟时,我们使用 Garfield++程序中的 Component Analytic Field类直接生成丝状电极的电场分布。由于该类功能的局限性,它无法生成具有交叉结构的电极所产生的电场;所以在对网状结构电极进行模拟时,我们首先使用ANSYS [11]模拟了网状电极的电场分布,然后将电场文件导入 Gardfield++程序。下面我们对以下四种类型电极的模拟结果分别进行介绍。

- 1. 丝状电极( $200\mu m$ ): 不锈钢丝(截面为圆形)直径  $200\mu m$ , 丝间距 5mm, 光透过率约 96%。
- 2. 丝状电极 $(100\mu m)$ : 不锈钢丝(截面为圆形)直径  $100\mu m$ , 丝间距 2.5mm, 光透过率约 96%。
- 3. 丝状电极 $(50\mu m)$ : 不锈钢丝(截面为圆形)直径  $50\mu m$ ,丝间距 1.25mm,光透过率约 96%。
- 4. 网状电极 $(200\mu m)$ : 不锈钢丝(截面为正方形)棱长  $200\mu m$ , 丝间距 5mm, 光透过率约 92%。

## 2.4.1.1 丝状电极 $(200\mu m)$

为了讨论相同电极在不同组合方式下性能,对于 200μm 的丝状电极,我们分两层未错开电极组合、三层错开电极组合和两层错开电极组合三种情况分别进行模拟研究。

图 2–9 (左)为两层未错开电极组合,上部和下部的 3 个红点分别代表 Anode 和 Grid 电极上的不锈钢丝,丝的长度设置为 10mm。 Anode 和 Grid 电极分别设置 0V 和 -5kV 电压值。 Anode 电极上方 15mm 处的 0V 平面代表顶部 PMT 阵列。 Grid 电极下方 10mm 处的另一平面代表 Cathode 电极 (-5.5kV),由于具体实验中 Cathode 和 Grid 电极之间距离较远,两者之间电场趋于均匀,所以此处的 Cathode 电极使用平面代替。将 1000 个电子设置于 Grid 电极最中心钢丝的正下方 2.5mm 处,均匀分布于  $z=z_{grid}-2.5$ mm、2.5mm >x>-2.5mm 和  $y=y_{center}$  的位置。需要说明的是,为了方便对结构进行介绍,图中只画出了有限的 6 根不锈钢丝。如果将其视为总结构中的两个单元,那么在我们在 Garfield++程序中实际写入了十个单元结构进行模拟。写入十个单元结构的原因是为了防止边界效应对模拟结果的影响。

图 2-10 为两层未错开电极组合模拟中光子产生的位置,颜色代表光子个数。 Anode 电极的钢丝周围电场较强,所以有较多的光子产生。光子产生的位置同样可以看做电子运动的轨迹。从图可知,部分电子直接从 Anode 电极两根丝之间穿过,这部分电子没有终止于 Anode 电极的钢丝上。分析"液面"上方的光子产生率(photons/e<sup>-</sup>)如图 2-11,平均值为 150 photons/e<sup>-</sup>。 ①部分是由从 Anode 电极穿过的电子所产生,这部分电子未到达 Anode 电极的钢丝周围较强的电场,所以光子产生率较低。 ②部分则是由终止于 Anode 电极钢丝的电子所产生。 图 2-12 为电子雪崩的状况,由于电场强度在 Anode 电极钢丝的周围较高,造成 4% 的电子发生了雪崩。

三层错开电极组合的二单元结构如图 2–9 (中),在实际的模拟中同样写入了十个结构单元。三层的含义是在 Anode 电极上方增加一层接地的保护电极。该组合下,Anode、Grid 和 Cathode 电极分别设置正高压、接地和负高压。保护电极的作用是使顶部 PMT 阵列免受 Anode 高压的影响。错开的含义是将相邻电极的钢丝在 x 方向上错开丝间距的 1/2 (2.5mm)。和两层电极组合相比,这种组合的优点是可以在保证各电极之间电压差不变的条件下对 Cathode 电极施加相对较低的电压,避免可能的打火现象。 XENON100 [12] 探测器便是使用三层电极组合,与此不同的是,其电极为六边形网状结构,而且相邻电极的丝网并未错开。通过后面的分析可以看出,错开的电极组合结构更有利于信号的优化。

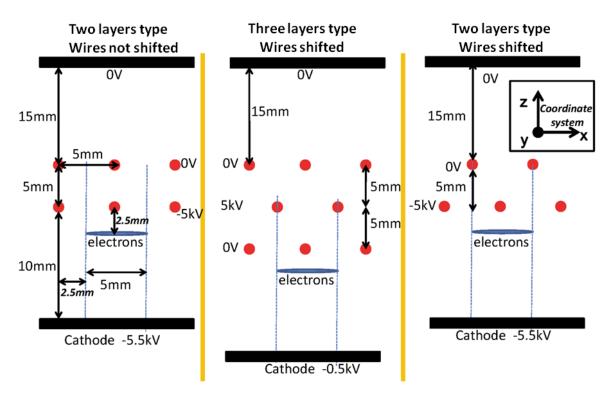


图 2-9:  $200\mu m$  丝状电极的三种组合。左:两层未错开电极组合。中:三层错开电极组合。右:两层错开电极组合。

Figure 2–9: Three configurations of S2 production electrode with  $200\mu m$  wires. Left: The configuration of the two layers electrodes with unshifted wires. Middle: Three layers of electrodes with shifted wires. Right: Two layers of electrodes with shifted wires.

图 2-13 为三层错开电极组合模拟中光子产生的位置。由此推测所有的电子都会终结于 Anode 电极的钢丝上,所以"液面"上方的光子产生率(图 2-14)并未分成明确的两个部分,从电子的雪崩率来看(图 2-15),约 81% 的电子都发生了雪崩。虽然此处 Anode 和 Grid 电极之间设置的电压差 (5 kV) 和两层未错开电极组合中一致,但在两层未错开电极组合中,由于无保护电极的存在,部分从 Grid 电极出发的电场线可终止于顶部的 PMT 阵列,所以两层未错开电极组合模拟中会有部分电子穿过Anode 电极。在该处三层电极的条件下,Anode 电极上下 5mm 的空间范围内都存在5kV 的电压差,所以从 Grid 电极出发的电场线绝大部分都终止于 Anode 电极上,进而造成 Anode 电极附近场强高于两层未错开电极组合中 Anode 电极附近的场强,光子产生率达到了 365 photons/e-,而且电子雪崩现象严重。

两层错开的电极组合的二单元结构如图 2–9 (右),模拟中同样写入了十个单元结构。该组合与两层错开电极组合的唯一区别是将 Anode 和 Grid 两个电极上的钢 丝在x方向上错开丝间距的 1/2 (2.5mm)。图 2–16 为两层错开电极组合模拟中光子

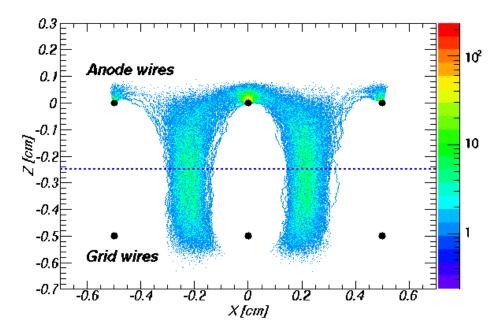


图 2-10: 两层未错开电极组合下光子产生的位置。

Figure 2–10: The position of produced photons by two layers of electrodes with unshifted wires.

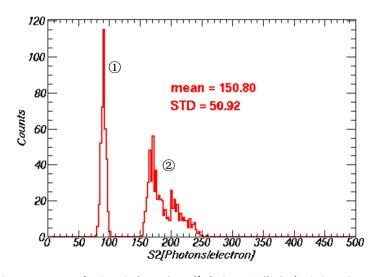


图 2-11: 两层未错开电极组合下单个电子所能产生的光子数目。

Figure 2–11: Photons per electron under by layers and unshifted electrodes configuration.

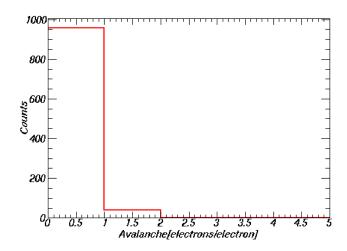


图 2-12: 两层未错开电极组合下电子的雪崩率。

Figure 2–12: The avalanche per electron by two layers and unshifted electrodes configuration.

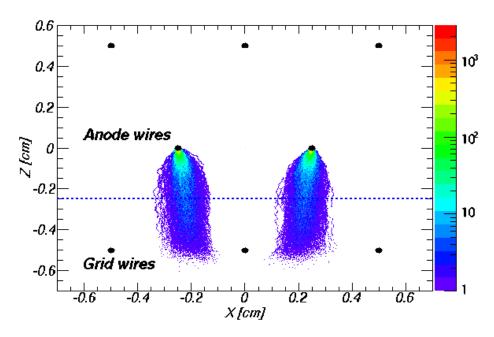


图 2-13: 三层错开电极组合下光子产生的位置。

Figure 2–13: The position of produced photons by three layers and shifted electrodes configuration.

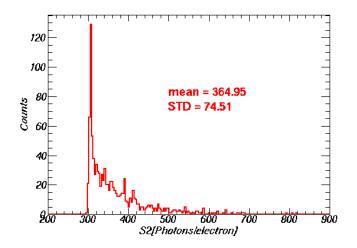


图 2-14: 三层错开电极组合下单个电子所能产生的光子数目。

Figure 2–14: Photons per electron by three layers and shifted electrodes configuration.

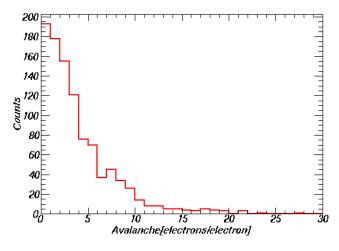


图 2-15: 三层错开电极组合下电子的雪崩率。

Figure 2–15: The avalanche per electron by three layers and shifted electrodes configuration.

产生的位置,所有电子都终结于 Anode 电极。选取"液面"上部的光子进行分析,得到光子产生率为 256 photons/e<sup>-</sup>(图 2-17)。虽然该值小于三层错开电极组合的模拟结果,但其分辨率明显好于前两种模拟。对该现象可从两个方面进行解释:首先,和两层未错开电极组合相比,本次模拟中的电子全部终结于 Anode 电极上,所以不会因为电子的运动轨迹是否到达了 Anode 电极钢丝附近的强电场区域而产生较大的光子产生率分别。其次,和三层错开电极组合相比,本次模拟中由于无保护电极的

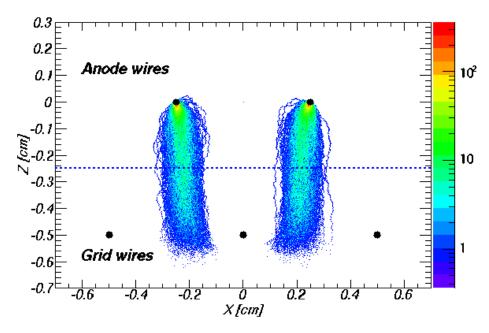


图 2-16: 两层错开电极组合下光子产生的位置。

Figure 2–16: The position of produced photons by two layers and shifted electrodes configuration.

表 2-1:  $200\mu m$  的丝状在不同电极组合下的光子产生率 $(photons/e^-)$ 及其分辨率。

组合方式	两层未错开	三层错开	两层错开
光子产生率(photons/e-)	150.8	365.0	255.5
分辨率(STD/Mean)	33.8%	20.4%	2.3%

存在, Anode 电极附近的场强低于三层错开电极中 Anode 电极附近的场强,所以本次模拟中电子的雪崩率低于三层错开电极,发生雪崩的电子数目只占 14%。

我们将三种不同电极组合的模拟结果总结于表 2-1。由于 S2 信号一般较大,完全可以被 PMTs 所接收到,所以电子的光子产生率不是我们考虑的最主要因素。从分辨率来看,两层错开电极组合最为理想。在模拟时,每种组合中 Anode 和 Grid 电极之间的电压差都设置为 5kV。虽然可以通过降低该电压差进而减小电子雪崩率来改进 S2 信号的分辨率,但在降低电压设置的同时,"液面"处的电场强度也会有相应的下降,在综合考虑两相型氙实验中电子从液氙的提出率 [13] 、S2 信号的分辨率等因素后,我们在实验中选用了两层错开电极组合方式。所以在对其他类型电极进行模拟时,我们同样选取了两层错开电极组合方式。

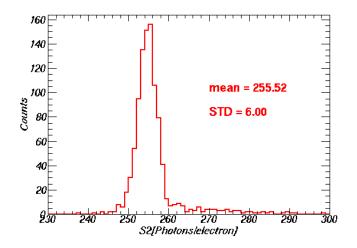


图 2-17: 两层错开电极组合下单个电子所能产生的光子数目。

Figure 2–17: Photons per electron by two layers and shifted electrodes configuration.

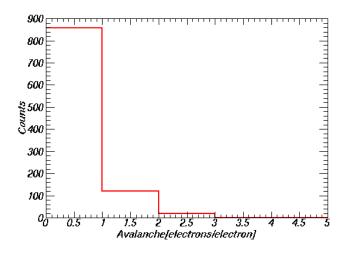


图 2-18: 两层错开电极组合下电子的雪崩率。

Figure 2–18: The avalanche per electron by two layers and shifted electrodes configuration.

## 2.4.1.2 丝状电极 $(100\mu m)$

基于上小节的模拟,对  $100\mu m$  的丝状电极的模拟选用了两层错开电极组合方式。具体结构是将图 2-9 (右)中的丝径改为  $100\mu m$ ,同时设置各电极中的丝间距为 2.5mm, Anode 和 Grid 电极的钢丝在 x 方向上错开丝间距的 1/2 (1.25mm),电子均匀放置的 (y,z) 位置不变, x 区间修改为 1.25mm>x>-1.25mm。具体模拟中也设置了十个单元结构。

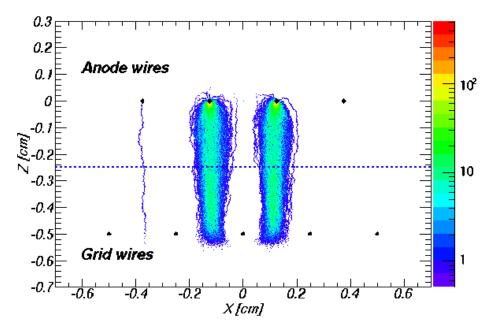


图 2-19: 100μm 丝状电极组合下光子产生的位置。

Figure 2–19: The position of produced photons by  $100\mu m$  wires electrodes configuration.

图 2–19 为该电极组合下光子产生的位置,电子轨迹清晰可见。由于丝间距较小,部分电子扩散至旁边然后从相邻的丝间穿过 Grid 电极。选取"液面"上部的光子进行分析,光子产生率为 260  $photons/e^-$ (图 2–20), 22% 的电子发生了雪崩(图 2–21)。和  $200\mu m$  两层错开电极组合相比,本次模拟中丝径较小且排列密集,所以产生的电场强度较大,由此而产生的光子产生率和电子雪崩率都高于  $200\mu m$ 丝状电极组合的模拟结果。

### 2.4.1.3 丝状电极 $(50\mu m)$

同样, $50\mu m$  的丝状电极的模拟结构也选用了两层错开电极组合方式。具体结构是将图 2-9 (右)中的丝径改为  $50\mu m$ ,同时将丝间距修改该为 1.25mm, Anode 和 Grid 电极的钢丝在 x 方向上错开丝间距的 1/2 (0.625mm),电子均匀放置的 (y,z) 位置不变, x 的区间修改为 0.625mm > x > -0.625mm。实际模拟中设置十个单元结构。

图 2-22 为该设置下的光子位置的模拟结果,电子轨迹清晰可见。由于丝间距很小,电子的扩散作用使其从多根丝间穿过 Grid 电极。选取"液面"上部的光子进行

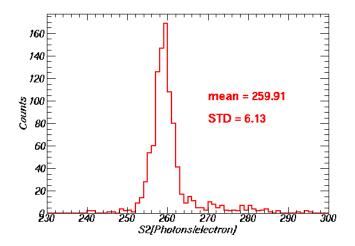


图 2–20:  $100\mu m$  丝状电极组合下单个电子所能产生的光子数目。 Figure 2–20: Photons per electron by  $100\mu m$  wires electrodes configuration.

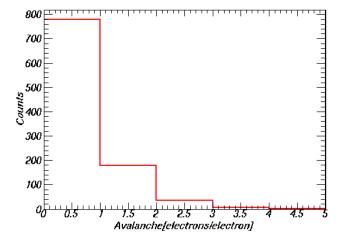


图 2-21: 100μm 丝状电极组合下电子的雪崩率。

Figure 2–21: The avalanche per electron by  $100\mu m$  wires electrodes configuration.

分析,光子产生率为  $262\ photons/e^-$ (图 2-23), 25% 的电子发生了雪崩(图 2-24)。本次模拟中丝径更小且排列更密集,所以产生的电场强度较更大,由此而产生的光子产生率和电子雪崩率都高于  $100\mu m$  丝状电极组合的模拟结果。

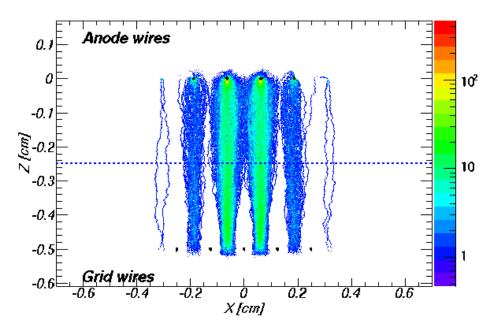


图 2-22: 50μm 丝状电极组合下光子产生的位置。

Figure 2–22: The position of produced photons by  $50\mu m$  wires electrodes configuration.

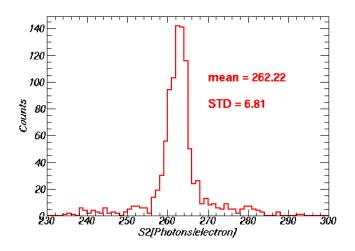


图 2–23:  $50\mu m$  丝状电极组合下单个电子所能产生的光子数目。 Figure 2–23: Photons per electron by  $50\mu m$  wires electrodes configuration.

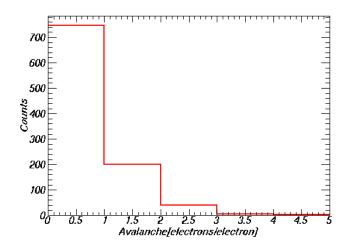


图 2-24: 50μm 丝状电极组合下电子的雪崩率。

Figure 2–24: The avalanche per electron by  $50\mu m$  wires electrodes configuration.

## 2.4.1.4 **网状电极** (200μm)

对  $200\mu m$  网状电极的模拟同样选择了两层错开电极组合结构。由于 Garfield++程序中无法直接生成具有交叉结构的网状电极所产生的电场,我们先将电极的几何结构写入 ANSYS 程序进行电场模拟,然后将生成的电场文件导入 Garfield++ 再进行下一步的光模拟。 图 2–25 为写入 ANSYS 程序的 Anode 和 Grid 电极几何结构,两者在 z 方向上相距 5mm,从 (x,y) 平面上看为 2.5mm 的错开组合。为了更为清晰的展示电极组合, 图 2–25 中隐藏了代表顶部 PMT 阵列(Anode 电极上 15mm 处)和 Cathode 电极(Grid电极下 10mm 处)的平面。由于计算机内存的限制,我们在电场模拟中只计算了如图 2–25 所示结构的电场分布。 Garfield++ 中设置的 1000 个电子均匀分布于 2.5mm > x > -2.5mm、2.5mm > y > -2.5mm 和 z =  $z_{grid}$  -2.5mm 的平面内。

图 2-26 为该网状电极组合下光子产生的位置分布。所有电子均从 Grid 电极的 网孔中穿过且终结于 Anode 电极的丝网上。选取"液面"上部的光子进行分析,光子产生率为 253  $photons/e^-$ (图 2-27),并且没有发现电子雪崩的现象(图 2-28)。该电极组合下,光子产生率和电子雪崩率都略低于  $200\mu m$  丝状电极组合的模拟结果。由此可知,该电极组合下电场强度略低于  $200\mu m$  丝状电极组合。  $200\mu m$  网状电极组合的模拟得到了光子产生率的最佳分辨率 — 1.7%。

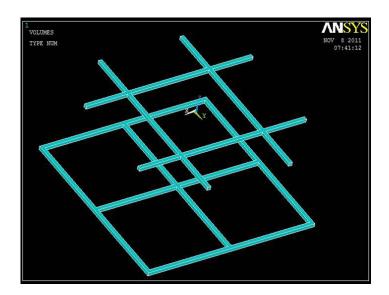


图 2-25: ANSYS 电场模拟中的网状电极组合。

Figure 2–25: Geometry of the mesh electrodes configuration in electric field simulation by Ansys.

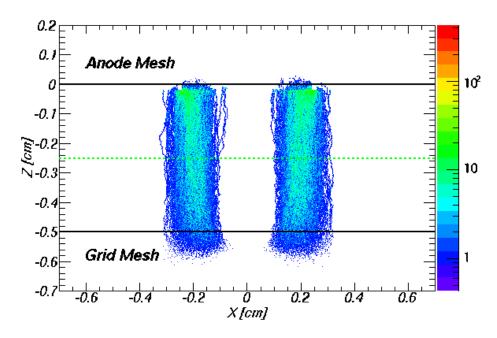


图 2-26: 200 μm 网状电极组合下光子产生的位置。

Figure 2–26: The position of produced photons by  $200\mu m$  mesh electrodes configuration.

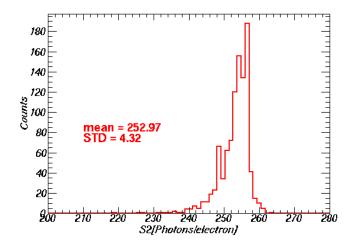


图 2–27:  $200\mu m$  网状电极组合下单个电子所能产生的光子数目。 Figure 2–27: Photons per electron by  $50\mu m$  mesh electrodes configuration.

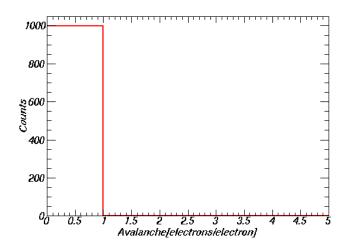


图 2-28: 200μm 网状电极组合下电子的雪崩率。

Figure 2–28: The avalanche per electron by  $50\mu m$  mesh electrodes configuration.

### 2.4.1.5 小结

通过模拟,我们得出两层错开电极组合结构所得到的信号性质最好,有良好的 光产生率(能量)分辨率和较低的电子雪崩率。 表 2-2 是对前面四种电极在两层错开 组合结构下模拟结果的总结。从分辨率的角度来看,三种丝状电极的模拟结果相差 不多,网状电极分辨率最高。下面我们将从实验的角度对丝状和网状电极进行进一 步的区分。

电极类型	200μm 丝状电极	100μm 丝状电极	50μm 丝状电极	200 <i>µm</i> 网状电极
丝间距(mm)	5.0	2.5	1.25	5.0
光透过率(%)	96.0	96.0	96.0	92.0
光子产生率 $(photons/e^-)$	255.5	259.9	262.2	253.0
分辨率 $(STD/Mean)$	2.3%	2.4%	2.6%	1.7%

表 2-2: 四种电极的性质总结。

表 2-3: 各电极和 Teflon 环反射环尺寸参数。

电极类型	100 μm 网状电极	200 μm 丝状电极	100 µm 丝状电极
边环外径/外径(mm)	77/60	77/57	77/57
边环厚度(mm)	0.1	1.0	1.0
丝截面(mm)	0.1 × 0.1 正方形	直径 0.2 圆形	直径 0.1 圆形
丝间距(mm)	2.0	5.0	2.0
加工工艺	蚀刻工艺	钢丝手工焊接于钢环表面	钢丝手工焊接于钢环表面

### 2.4.2 电极的制作

为了探索不同电极的性质,我们准备了三种类型的电极进行测试(图 2-29)。丝 状电极由实验手工加工,加工时将不锈钢丝按照间距要求平行放置于不锈钢钢环上, 为了保证单根钢丝的平整和相互之间的平行,每根钢丝两边各悬挂一300g 重物。钢 丝排布完整后将其逐根焊接在不锈钢环上。网状电极由蚀刻工艺加工而成。 图 2-29 中还给出了用于间隔电极的 Teflon 材料光反射环,其内外径分别为 57mm 和 77mm。 各电极的具体尺寸参数如表 2-3。对不同电极的测试共分四组进行,每次测试根据 所选电极的不同命名如表 2-4。

表 2-4: 根据电极选择的不同定义四次实验的名称。

实验命名	Anode	Grid	Cathode
丝状电极 (200 μm) TPC	200 μm 丝状电极	200 μm 丝状电极	200 μm 丝状电极
丝状电极 (100 μm) TPC	100 μm 丝状电极	100 μm 丝状电极	200 μm 丝状电极
网状电极 TPC	100 μm 网状电极	100 μm 网状电极	100 μm 网状电极
丝网混合电极 TPC	100 µm 网状电极	200 μm 丝状电极	200 μm 丝状电极

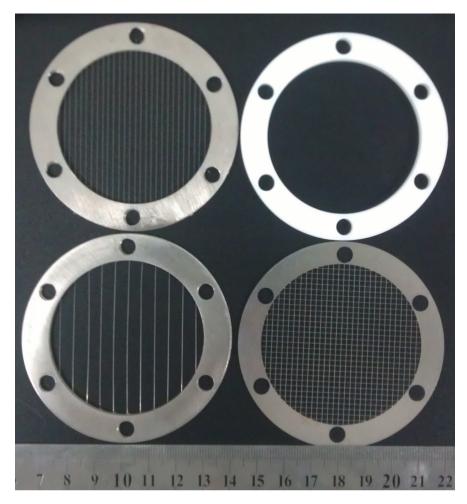


图 2–29: 左上: 手工制作的  $100~\mu m$  丝状电极。左下: 手工制作的  $200~\mu m$  丝状电极。右上: Teflon 材料反射环。右下: 蚀刻工艺加工的  $100~\mu m$  网状电极。

Figure 2–29: Left top:  $100 \ \mu m$  wires electrode that fabricated by handcrafted. Left bottom:  $200 \ \mu m$  wires electrode that fabricated by handcrafted. Right top: Ring of teflon reflector. Right bottom:  $100 \ \mu m$  mesh electrode that fabricated by etching technology.

# 2.5 **丝状电极** (200μm) TPC

本次实验的 TPC 设计如图 2–30 (上)。 TPC 安装时 Anode 和 Grid 电极之间由 5mm 厚度的 Teflon 反射环隔开,由于电极的制作是将  $200\mu m$  的钢丝焊接于 1mm 厚度的钢环表面上,电极安装时焊接面的朝向将会影响两电极钢丝之间的距离。在安装时,Anode 电极的钢丝处于上表面, Grid 电极的钢丝处于下表面,所以两电极钢丝之间的距离为 7mm。 Anode 和 Grid 电极采用错开组合结构,如图 2–30 (下)。 TPC 灵敏区(电子漂移区)的长度为 21mm,为了使灵敏区电场趋于均匀, Grid 和 Cathode 电极中间装有一 Shaping ring 13 , Grid、Shaping ring 和 Cathode 三者相邻

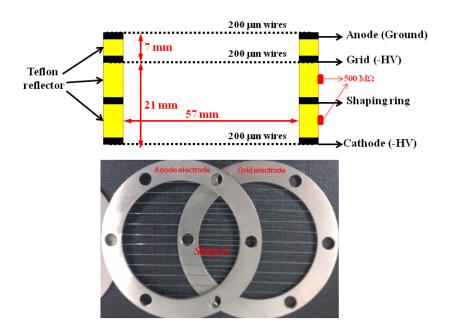


图 2–30: 上: 丝状电极  $(200\mu m)$  TPC 实验中的 TPC 设计。下: Anode 和 Grid 电极的错开组合结构。

Figure 2–30: Top: The TPC design of the experiment with  $200\mu m$  wires electrodes. Bottom: The shifted type of Anode and Grid electrodes.

### 之间通过一个 500M 欧姆电阻连接。

探测器运行时, Anode 和 Grid 电极分别设置为接地和负高压,用以提供产生 S2 信号的电场。 Cathode 电极设置为更高的负高压,用以提供产生电子漂移电场。 放射性源放置于探测器外和 TPC 灵敏区水平的位置。 当液氙充至 Grid 电极附近时,首先根据 S2 信号的大小和事例率的变化将液面调节至 Anode 和 Grid 电极之间(约中间位置),然后使用内罐中的液位计观察液面的波动,待液面稳定后使用 FlashADC 进行原始波形的采集。

### 2.5.1 数据分析

数据采集完成后首先对原始波形数据进行处理,波形的大小、宽度、位置等一系列信息被提取出后存储成 ROOT 文件以便后续的物理分析。比如,在 ROOT 文件中,每个波形中 S2 信号的大小被存储为 S2sTot[] 数组,最大的 S2 为 S2sTot[0],第二大 S2 为 S2sTot[1],以此类推; S1 信号存储成相应的 S1sTot[1] 数组。另外,在对 ROOT 文件进行物理分析时,定义 S2sTot[0] 和 S1sTot[0] 之间的距离为 S2sTot[1] 和 也就是产生 S2 信号的电子在液氙中的漂移时间(drift time);同时定义 S2sTot[1] 和

S1sTot[0] 之间的距离为 dt' (second drift time);  $\Delta dt = dt' - dt$  为两个时间差。该小型 TPC 顶部有 4 个 PMT,可根据简单的重心法对事例的位置进行重建。 方程 (2·1) 是重心法的原理,其中  $N_{ne}^{i}$  为顶部第 i 个 PMT 所接收到的光子数。

$$x(y) = \frac{\sum_{i=1}^{4} N_{pe}^{i} x_{i}(y_{i})}{\sum_{i=1}^{4} N_{pe}^{i}}$$
 (2·1)

分析探测器对源 Cs-137(662keV) 的反应时我们发现如图 2–31 的现象。该现象说明在数据明显含有两种 S2 大小的信号。进一步根据电子漂移时间进行分析发现,数据中有大量的事例  $\Delta dt < 0$ (图 2–32 (左)),也就说这部分事例的最大 S2 (S2sTot[0])是第二个 S2 信号,其波形如图 2–33。 S2sTot[0] 产生的 (x, y) 位置如图 2–34,绝大部分事例分布于 TPC 边缘。

分析  $\Delta dt > 0$  的事例如图 2–32 (中),两种 S2 大小的事例清晰可见。分别分析 图中上半部分和下半部分事例的位置如图 2–35 。上半部分含较大 S2 信号的事例绝大多数分布于 TPC 边缘,而下半部分含较小 S2 信号的事例绝大多数分布于 TPC 中间。

对于含单个 S2 信号的事例进行分析,仍然发现有两种 S2 信号的状况(图 2–32 (右))。和  $\Delta dt > 0$  的事例相比,同样是含较大 S2 信号的事例绝大多数分布于 TPC 边缘,且含较小 S2 信号的事例绝大多数分布于 TPC 中间(图 2–36)。

综上所述,我们发现发生在 TPC 边缘事例的 S2sTot[0] 普遍大于发生在 TPC 中间事例的 S2sTot[0]。我们认为这是因 TPC 内气氙区域中间部分电场低于边缘处电场且在液面处有沿半径方向的电场分量引起的。对于  $\Delta dt < 0$  的事例,它产生的原因是事例产生于靠近 TPC 中间的位置时,部分电子被从液氙拉到气氙中产生第一个 S2 信号(S2sTot[1]),由于电场太小,无法将电子全部拉出,未被拉出的电子在液面上沿着 TPC 半径方向被拉至 TPC 边缘,这部分电子在边缘更强的电场中被拉出液面且形成一个较大的 S2 信号(S2sTot[0])。对于  $\Delta dt > 0$  的事例,之所以分为两种 S2 大小的状况,是因为部分事例被拉至 TPC 边缘的电子数目过少,无法产生一个超过第一个 S2 大小的信号。含单个 S2 信号的事例则是因为部分事例本身就产生有 TPC 的中间或边缘,所以有两种 S2 大小的事例存在。

在固定 Cathode 和 Grid 电极之电压差为 1kV,即固定漂移电场不变的条件下,改变 Grid 电极电压,上述分析的三部事例的  $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  的变化趋势如图 2-37,随着 Grid 电极上电压的增加,两种 S2 大小的现象在逐渐减弱。这个变化趋势可以

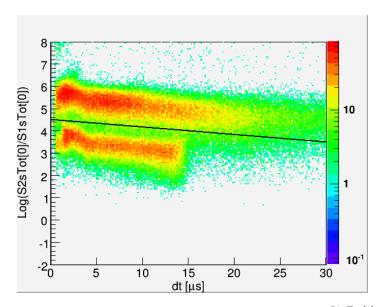


图 2–31: Grid 和 Cathode 的电压分别设置为 -3kV 和 -4kV 时, $\log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  和 dt 的关系。 Figure 2–31: The relation between  $\log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  and drift time when the Grid and Cathode were set at -3kV and -4kV respectively.

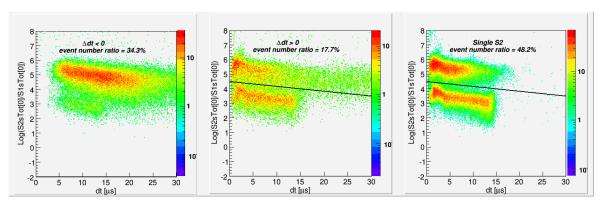


图 2–32: Grid 和 Cathode 的电压分别设置为 -3kV 和 -4kV 时, $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  和 dt 的关系。左: $\Delta dt < 0$  的事例。中: $\Delta dt > 0$  的事例。右:单个 S2 的事例。

Figure 2–32: The relation between  $\text{Log}(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  and drift time when the Grid and Cathode were set at -3kV and -4kV respectively. Left: Events with  $\Delta dt < 0$ . Middle: Events with  $\Delta dt > 0$ . Right: Events with single S2.

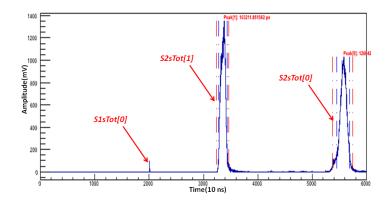


图 2-33: Grid 和 Cathode 的电压分别设置为 -3kV 和 -4kV 时一个事例的波形。 Figure 2-33: A waveform when the Grid and Cathode were set at -3kV and -4kV respectively.

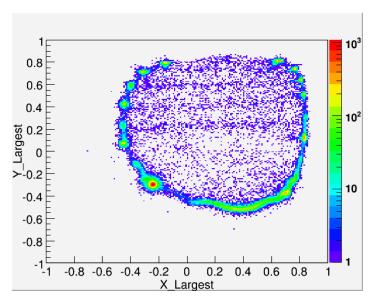


图 2-34:  $\Delta dt < 0$  事例的最大 S2 位置分布。

Figure 2–34: The largest S2 position distribution for events with  $\Delta dt < 0$ .

解释为随着 Grid 电极上电压的增加, TPC 中间部分气氙中的电场也同时增加,那 么电子被拉出液氙的几率也就增加了,这样滑向边缘的电子数目便会减小。当 Grid 电压增加至能使得产生于 TPC 中间部分电子能被全部拉出液面, 图 2–31 中的两种 S2 信号的现象就会消失了。在下一小节中,我们将通过精确的三维电场模拟来验证 关于电场的推理。

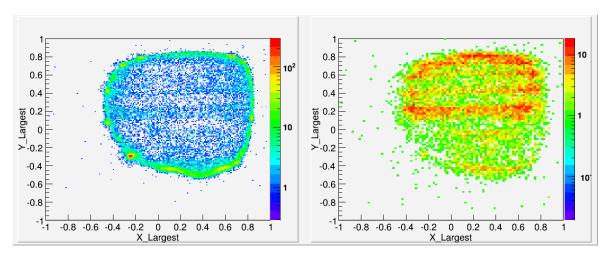


图 2-35: 左:  $\Delta dt > 0$  上半部分事例的最大 S2 位置分布, 主要分布于 TPC 边缘。右:  $\Delta dt > 0$  下半部分事例的最大 S2 位置分布, 主要分布于 TPC 中心。

Figure 2–35: Left: The largest S2 position distribution for events with upper band of  $\Delta dt > 0$ . Most events were distributed on the edge of the TPC. Right: The largest S2 position distribution for events with lower band of  $\Delta dt > 0$ . Most events were distributed in the center of the TPC.

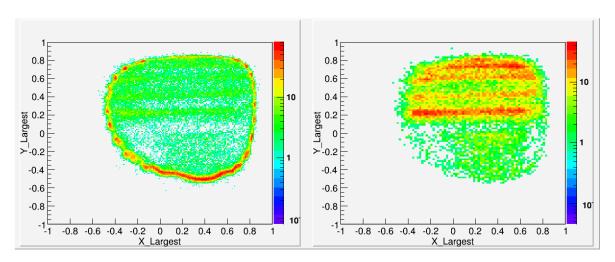


图 2-36: 左: 单个 S2 上半部分事例的最大 S2 位置分布, 主要分布于 TPC 边缘。右: 单个 S2 下半部分事例的最大 S2 位置分布, 主要分布于 TPC 中心。

Figure 2–36: Left: The largest S2 position distribution for events with upper band of single S2. Most events were distributed on the edge of the TPC. Right: The largest S2 position distribution for events with lower band of single S2. Most events were distributed in the center of the TPC.

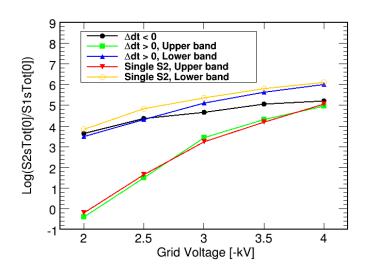


图 2-37:  $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  随 Grid 电极电压的变化。随气氙中电场的加强,两种信号的现象逐渐消失。

Figure 2–37: The relation between  $\text{Log}(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  and Voltage on Grid electrode. The two bands gradually disappear as the electric field increase in the gas xenon.

### 2.5.2 3D 电场模拟

为了验证上小节中关于电场的推理,我们使用 Comsol [14] 软件对 TPC 进行了精确的三维电场模拟。在模拟时, TPC 中所有的结构(包括 Teflon 块、电极、光电管等)、液氙、气氙和内罐被以严格的精度写入 Comsol 软件,液面位置设置在 Anode和 Crid 电极正中间。图 2-38 展示了 Grid和 Cathode电极分别设置为 -4.0kV和-5.0kV时电场模拟的结果。左上图为整个 S2 区域(液面和 Anode 电极之间)的电场大小,电场在钢丝和电极边缘处较大, Anode 电极上的钢丝清晰可见。右上图为液面上方 0.1mm 范围内气氙中的电场大小沿 TPC 半径的变化。可以看出,即便在该电压设置下,靠近 TPC 中心的区域电场仍然较小,无法达到将电子全部提出液面的强度(10kV/cm [13])。右下图为液面下方 0.1mm 范围内也液氙中的电场方向和 TPC 轴线夹角大小沿 TPC 半径的变化,在 TPC 边缘区域电场已经不是严格沿 Anode指向Grid,而是有一定角度的偏离,计算因电场方向偏离而引起横向电场的大小如左下图。基于此,我们认为在数据中出现两种 S2 信号是由于电场的不均匀性引起的。在TPC 内的气氙中,电场在中间区域小,边缘区域大,而且在半径方向有一定大小的横向电场分量。 TPC 中间部分事例所产生的电子在漂至液面处时无法被全部提出,部分电子沿半径方向漂移至 TPC 边缘,电子在边缘更强的电场中被提出液面,从而

造成数据两种 S2 信号的现象。

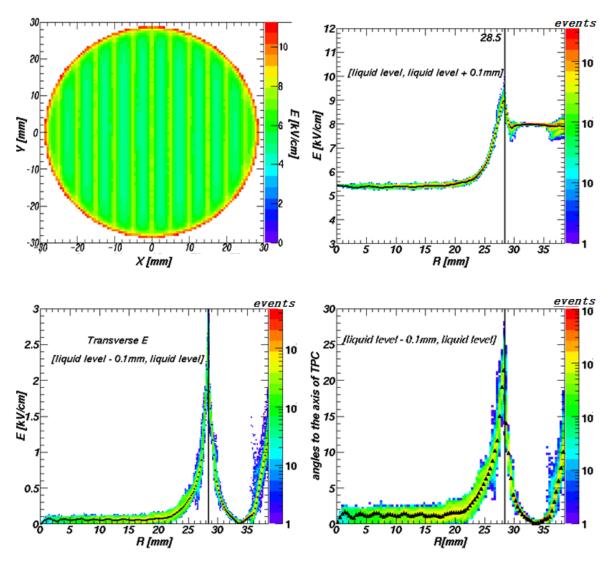


图 2-38: Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4.0kV 和 -5.0 kV。左上:整个 S2 区域电场强度大小。右上:液面上方 0.1mm 气氙中电场大小随 TPC 半径的变化。左下:液面下方 0.1mm 内电场横向分量沿 TPC 半径方向的变化。右下:液面下方 0.1mm 内电场方向与 TPC 轴向方向的夹角沿 TPC 半径方向的变化。

Figure 2–38: Grid and cathode electrodes were set at -4.0kV and -5.0kV respectively. Left top: The intensity of electric field as a function of the radius of TPC in the whole region of S2 produced. Right Top: The intensity of electric field as a function of the radius of TPC in 0.1mm thickness liquid xenon that just above liquid level. Right Bottom: The component of electric field that in the X-Y cross section as a function of the radius of TPC in 0.1mm thickness liquid xenon that just below liquid level. Left bottom: The angle between the direction of the electric field and axis of TPC as a function of the radius of TPC in 0.1 mm thickness liquid xenon that just below liquid level.

## 2.6 **丝状电极** (100μm) TPC

本次实验中的 TPC 设计如图 2–39。和丝状电极  $(200\mu m)$  TPC 中的设计相比,仅将 Anode 和 Grid 替换为  $100\mu m$  丝状电极,并保持两电极的交错安装结构。需要说明的是,此时不锈钢丝是焊接在 Anode 电极的下表面和 Grid 电极的上表面,也就是说此结构中两电极之间的距离为 5mm。降低两电极之间的距离可以有效的提高 Anode 和 Grid 之间的电场强度,可在同样的电压设置下提高电子的从液氙中的提出效率。

#### 2.6.1 数据分析

图 2-40 为 Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3kV 和 -5kV 时所采集的数据。由于 Anode 和 Grid 电极之间距离减小且丝网更加密集,液面上部气氙中的电场增强了,两种 S2 信号的情况消失了。进一步分析发现,数据中仍然存在大量  $\Delta dt < 0$  的事例(图 2-41 (左))。 图 2-42 为 S2sTot[0] 和 S2sTot[1] 之间的关系,可以看出,无论是  $\Delta dt > 0$  还是  $\Delta dt < 0$  的事例,都存在一个较大的 S2sTot[1]。产生这种现象的原因是 TPC 中气氙区域中间部分的电场还是无法达到将电子全部提出液面的强度,部分电子漂移至 TPC 电场边缘,在较强的电场中被提出液面,并且产生第二个 S2 信号。部分事例漂移至 TPC 边缘的电子数目较多,则产生  $\Delta dt < 0$  的事例。同时,还有部分事例漂移至 TPC 边缘的电子数目较少,则产生  $\Delta dt > 0$  的事例。

针对含有较大 S2sTot[1] 的现象,我们对不同电压下的数据进行了分析。 图 2-43 为 Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.8kV 和 -3.5kV 时事例的 (x, y) 分布。左图 为根据 S2sTot[0] 进行位置重建的结果,右图为根据 S2sTot[1] 进行位置重建的结果,右下侧为 Cs-137 源放置位置。在该电压设置下,用于产生 S2 信号的电子在到

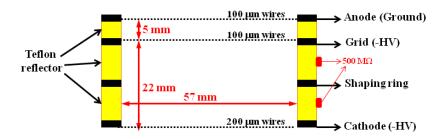


图 2-39: 丝状电极 (100μm) TPC 实验中的 TPC 设计。

Figure 2–39: The TPC design of the experiment with  $100\mu m$  wires electrodes.

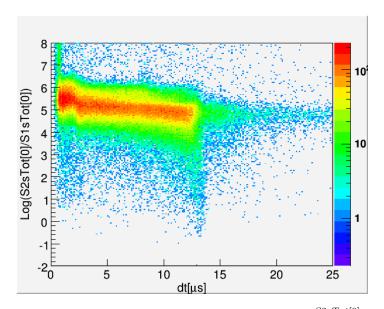


图 2–40: Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3kV 和 -5kV 时, $\log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  和 dt 的关系。 Figure 2–40:  $\log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  as a function of drift time when Grid and Cathode electrode were set at -3kV and -5kV respectively.

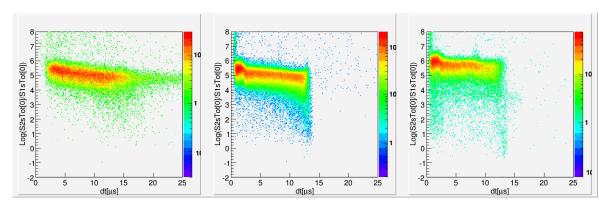


图 2-41: Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3kV 和 -5kV 时, $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  和 dt 的关系。  $\Delta dt < 0$  的事例。中: $\Delta dt > 0$  的事例。右:单个 S2 的事例。

Figure 2–41:  $\text{Log}(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  as a function of drift time when Grid and Cathode electrode were set at -3kV and -5kV respectively. Left: Events with  $\Delta dt < 0$ . Middle: Events with  $\Delta dt > 0$ . Right: Events with single S2.

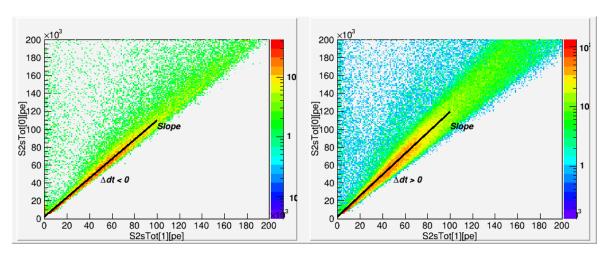


图 2-42: Grid 和 Cathode 分別设置 -3kV 和 -5keV 时,最大 S2 和第二大 S2 的关系。 Figure 2-42: The relation between the largest S2 and the second largest S2 when Grid and Cathode electrode were set at -3kV and -5kV respectively. Left: Events with  $\Delta dt < 0$ . Right:  $\Delta dt > 0$ .

达液面后没有被完全提出,部分电子滑至 TPC 边缘,产生了较大的 S2sTot[1] 信号。图 2-44 为 Grid 和 Cathode 电极分别设置 -1.5kV 和 -3.5kV 时事例的(x,y)分布。在该电压设置下, S2sTot[0] 发生在 TPC 边缘,而 S2sTot[1] 发生在相对靠中心的位置。这是因为在该电压设置下 TPC 中间部分气氙中的电场太低,绝大多数电子无法被拉出液面,大部分电子滑至 TPC 边缘后再产生一个较大的 S2sTot[0]。 也就是说,在 Grid 电压设置较低的情况下,对于含两个 S2 信号的事例,大部分 S2sTot[0] 是由电子滑至 TPC 边缘产生的,而当 Grid 设置较高电压时,大部分电子在刚到达液面时便被提出而产生 S2sTot[0],少量电子滑至 TPC 边缘而产生 S2sTot[1]。

信号的性质和电压的设置有直接的关系,为了了解信号随电压的变化,我们将本次实验中在所有电压设置下的数据做了统一的分析。首先定义不同类型事例(含单个 S2 的事例、 $\Delta dt < 0$  的事例和  $\Delta dt > 0$ 的事例)的事例数占总事例数的比例为该类型事例的事例率(Events number ratio)。 图 2–45 是在固定 Grid 和 Cathode 电极之间电压差为 2kV 时,不同 Grid 电极电压设置下这三种事例事例率的总结。随着电压的增加, $\Delta dt < 0$  和  $\Delta dt > 0$  的事例率在 Grid 设置为 -3kV 产生逆转,也就是说,在 Grid 电压设置超过 -3kV 后,对于含两个 S2 信号的事例, S2sTot[0] 是第一次电子从液面被提出后产生的信号,而 S2sTot[1] 是剩余未被拉出液面的电子滑至 TPC 边缘后被拉出而产生的信号。而在 Grid 电压设置小于 -3kV 时,对于含两个 S2 信号的事例, S2sTot[1] 是第一次电子从液面被提出后产生的信号。而 S2sTot[0] 是剩余未被拉出液面的电子滑至 TPC 边缘而后被拉出而产生的信号。对于 S2sTot[0]

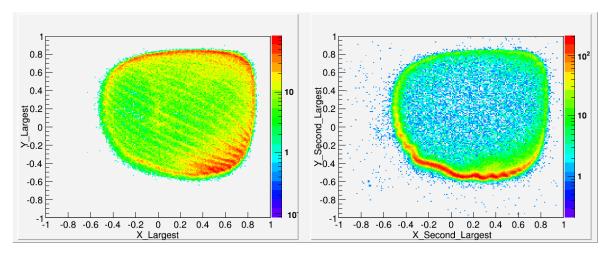


图 2-43: Grid 和 Cathode 分别设置 -3.8kV 和 -5.8 kV。左:最大 S2 位置。右:第二大 S2 位置。

Figure 2–43: The Grid and Cathode electrode were set at -3.8kV and -5.8kV respectively. Left: the position of the Largest S2. Right: The position of the second largest S2.

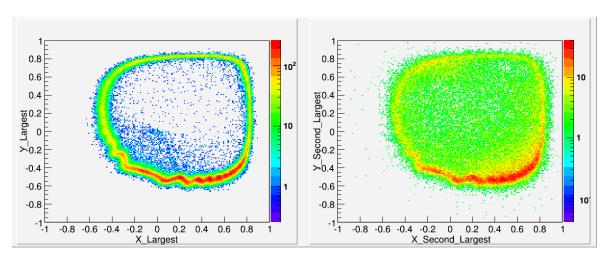


图 2-44: Grid 和 Cathode 分别设置 -1.5kV 和 -3.5 kV。左:最大 S2 位置。右:第二大 S2 位置。

Figure 2–44: The Grid and Cathode electrode were set at -1.5kV and -3.5kV respectively. Left: the position of the Largest S2. Right: The position of the second largest S2.

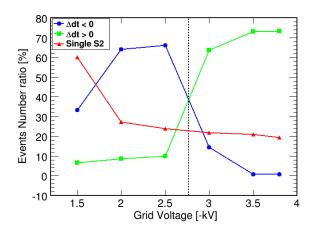


图 2-45: 固定 Grid 和 Cathode 电极之间电压差 2kV 时,含单个 S2 的事例、 $\Delta dt < 0$  的事例和  $\Delta dt > 0$  的事例的事例率随 Grid 电极电压的变化。

Figure 2–45: Events ratio of events with single S2,  $\Delta dt < 0$  and  $\Delta dt > 0$  as a function of Grid voltage when fixed 2kV different voltage between Grid and Cathode electrodes.

和 S2sTot[1] 的关系,我们同样取所有电压设置下的数据进行分析。选择所有含两个 S2 信号的事例,通过取两者之间关系的中位线并进行线性拟合得出 S2sTot[0] 和 S2sTot[1] 关系的斜率(Slope)(如图 2–42)。不同电压设置下该斜率值如图 2–46。 同样,斜率在 Grid 电极设置为 -3kV 时发生逆转。可以推理,如果持续增加 Grid 电极的电压,斜率值将持续增加,当靠近 TPC 中心区域的气氙中的电场达到可以将电子全部拉出液面的强度,由此机制引起的 S2sTot[1] 便会消失。

### 2.6.2 3D 电场模拟

基于本次 TPC 结构的精确三维电场模拟佐证了上小节中的分析。 图 2–47 为根据本次数据采集中所设最高电压值进行电场模拟的结果。当 Grid 设置为 -3.8kV 时,液面上部气氙中靠近 TPC 中心区域的电场只有 8.1kV/cm,仍然未到达将电子全部提出液面的强度(10kV/cm [13])。同时,液氙中的横向电场仍然存在,导致无法被提出液面的电子沿横向电场漂移至 TPC 边缘,进而产生一个较大的 S2sTot[1]。

和丝状电极 (200μm) TPC 实验相比,由于本次实验中的电极钢丝间距较小,TPC 中气氙区域的电场更为均匀。两种 S2 信号的现象不再明显了。但产生这种现象的机制仍然存在,TPC 中的电场边缘效应对信号的影响依然严重。为了获取较好的信号,应该进一步提高电压设置,将边缘效应的影响降至最低。

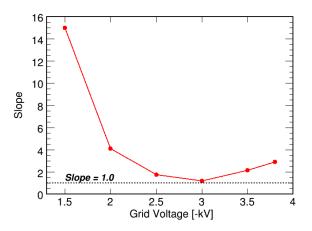


图 2–46: 固定 Grid 和 Cathode 电极之间电压差为 2kV 时,最大 S2 和第二大 S2 斜率随 Grid 电极电压的变化。

Figure 2–46: The slope between S2sTot[0] and S2sTot[1] as a function of Grid voltage when fixed 2kV different voltage between Grid and Cathode electrodes.

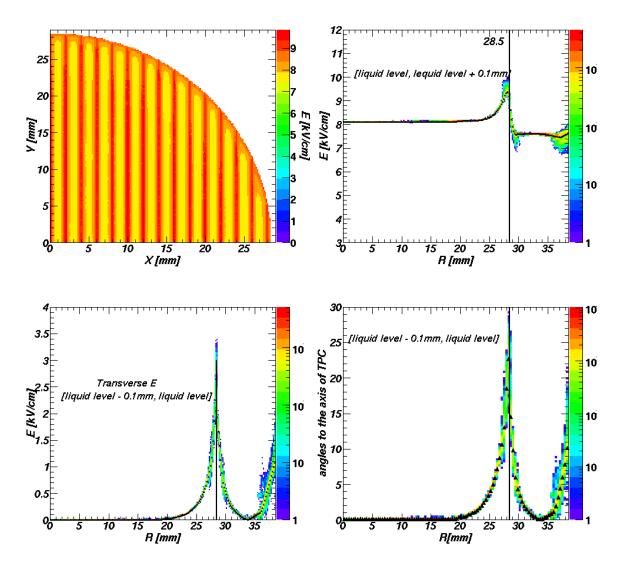


图 2-47: Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -3.8kV 和 -5.8 kV。 左上: 整个 S2 区域电场强度大小。右上: 液面上方 0.1mm 气氙中电场大小沿 TPC 半径的变化。左下: 液面下方 0.1mm 内电场横向分量沿 TPC 半径方向的变化。右下: 液面下方 0.1mm 内电场方向与 TPC 轴向方向的夹角沿 TPC 半径方向的变化。

Figure 2–47: Grid and cathode electrode was set at -3.8kV and -5.8kV respectively. Left top: The intensity of electric field as a function of the radius of TPC in the whole region of S2 produced. Right Top: The intensity of electric field as a function of the radius of TPC in 0.1mm thickness liquid xenon that just above liquid level. Right Bottom: The component of electric field that in the X-Y cross section as a function of the radius of TPC in 0.1mm thickness liquid xenon that just below liquid level. Left bottom: The angle between the direction of the electric field and axis of TPC as a function of the radius of TPC in 0.1 mm thickness liquid xenon that just below liquid level.

## 2.7 **网状电极** TPC

本次实验中的 TPC 设计如图 2–48。 Anode、Grid 和 Cathode 电极都选用完全相同的  $100\mu m$  网状电极。在安装时,Anode 和 Grid 电极之间同样由 5 mm 厚度的 Teflon 反射环隔开。由于电极的网格和边环厚度都是  $100\mu m$ ,所以两电极网格之间的距离和 Teflon 反射环的厚度一致,都为 5 mm。由于所有电极完全相同,所以 Anode 和 Grid 电极安装时丝网无错开。为了保证 TPC 灵敏区电场的均匀性, Grid 和 Cathode 电极之间的距离缩短为 10 mm。同时去掉 Shaping ring 和相应的电阻。

本次实验中,我们从中国原子能研究院对 1kg 的氙进行了中子源( $^{252}C_f$ ,  $5 \times 10^6 n/s$ , 17 days)激发,获取了 4kBq/kg 的激发态氙  $^{129m}Xe(236.1 \text{ keV}, 8.9 \text{ 天半衰期})$  和  $^{131m}Xe(163.9 \text{ keV}, 11.8 \text{ 天半衰期})$ 。同时,继续使用外置的 Cs-137 对探测器的性能进行研究。

### 2.7.1 数据分析

在正式采集数据前,我们对 PMT 的增益的做了更为精确的测量,也得到了更好的位置分辨率。 图 2-49 为 TPC 对 Cs-137 源反应的事例位置分布, 2mm 的网格间距清晰可见。

当 Grid 电极加至 -4kV 时,我们通过改变 Cathode 电极电压设置,即改变电子漂移区电场,采集了多组数据进行研究。 图 2–50 为 Cathode 电极设置为 -4.5kV 时采集的 Cs-137 数据。从图 2–50 (左上)可以看出,最大 S2 信号(S2sTot[0])和第二大 S2 信号(S2sTot[1])之间的关系分三部分。从这三部分事例 S2sTot[1] 的位置分布( $X_{second-largest}$ ,  $Y_{second-largest}$ )可以看出,区域 1 和 2 中的 S2sTot[1] 在 TPC 中趋于均匀分布(图 2–50 (左下和右上)),但区域 3 中的 S2sTot[1] 大部分分布于 TPC 边缘一侧(图 2–50 (右下))。区域 1 和 2 中事例的波形如图 2–51,有一个较小的 S2 信号紧随 S2sTot[0] 其后,我们称这个 S2sTot[1] 为 After Pulse。区域 3 中事例的波形如图

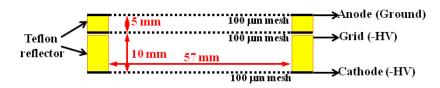


图 2-48: 网状电极 TPC 实验中的 TPC 设计。

Figure 2–48: The TPC design of the experiment with mesh electrodes.

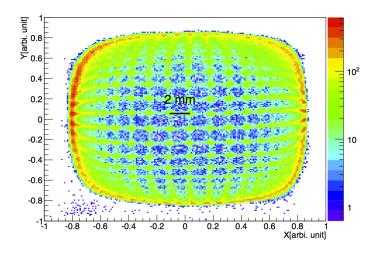


图 2-49: 事例位置分布, Cs137 源置于左上侧。

Figure 2–49: Events position for gamma rays from Cs137 source from left-top side.

2-52, S2sTot[0] 后有三个 S2 信号,其中一个较大,我们称这个 S2sTot[1] 为 Delay Pulse。

图 2–53 是对图 2–50 中区域 1&2 和区域 3 中事例电子漂移时间的分析。从图 2–53 (左下)可以看出,在 TPC 中趋于均匀分布 After Pulse 都处于  $\Delta dt = 1.3 \mu s$  和  $\Delta dt = 6.9 \mu s$  附近的区域,这部分事例是由于 S2sTot[0] 照射到 Grid 和 Cathode 电极产生的;较大的 S2 信号与电极上的杂质产生光电效应,产生的电子被电场拉出液氙从而产生 After Pulse 信号。根据 After Pulse 产生的时间和 TPC 灵敏区长度可以对该电场下电子在液氙中的漂移速度进行计算: $10.1mm \div (6.9-1.3)\mu s = 1.8mm/\mu s$ 。该值和以前的测量值相符 [2]。由于处于 Anode 和 Grid 之间的液氙处于较高的电场下,可以根据电子在液氙中的饱和速度  $2.6\pm0.3mm/\mu s$  [2] 来计算液面的高度(液面与 Grid 电极之间的距离)约为  $3.4\pm0.3~mm$ 。右下图为 Delay Pulse 事例  $\Delta dt$  的大小,没有规律。这类信号分布在 TPC 边缘的一侧,而且不在源放置方向的位置。我们认为这是由于 Grid、Cathode 电极和两者之间的 Teflon 反射环不同心造成,将会下一小节电场模拟中重点介绍这部分事例产生的原因。

图 2–54 为 Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4kV 和 -6kV 时所采集的激发态氙信号。图 2–54 (左上和右上)为 After Pulse 和 Delay Pulse 的  $(X_{second-largest}, Y_{second-largest})$  位置分布;图 2–54 (左下和右下)为对应事例的  $\Delta dt$  大小。从左下图看,只有一个从 Cathode 电极上产生的 After Pulse。根据这时的  $\Delta dt = 5.3 \mu s$  可计算出此时的液面高度约为 2mm,也就是说采集本组数据和上一组数据(图 2–50 )的液位差约

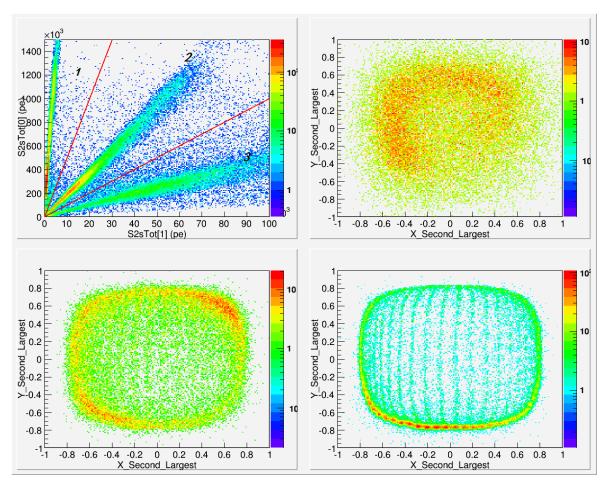


图 2-50: Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4.0kV 和 -4.5kV 时的数据分析。左上: 最大 S2 和第二大 S2 之间的关系。右上: 左上图区域 1 中事例第二大 S2 的位置。左下: 左上图区域 2 中事例第二大 S2 的位置。右下: 左上图区域 3 中事例第二大 S2 的位置。

Figure 2–50: Data analysis when Grid and Cathode electrodes were set at -4.0kV and -4.5kV respectively. Left top: The relation between the largest S2 and the second largest S2. Right Top: The position of the second largest S2 by selecting the events in region 1 of the top left figure. Left bottom: The position of the second largest S2 by selecting the events in region 2 of the top left figure. Right bottom: The position of the second largest S2 by selecting the events in region 3 of the top left figure.

为 1.4mm。 我们认为在该液位下从 Grid 电极产生的 After Pulse 已经无法和最大的 S2 信号(S2sTot[0])区分开了。同时,探测器中液位计的读数也从 164.5mm 降至 163.1mm,这个测量值和从 After Pulse 计算得出的液位差是一致的。从右下图看,Delay Pulse 的  $\Delta dt$  大小依然没有规律。同时,对均匀分布激发态氙原子信号,仍有部分事例的 Delay Pulse 分布在 TPC 边缘的一侧。

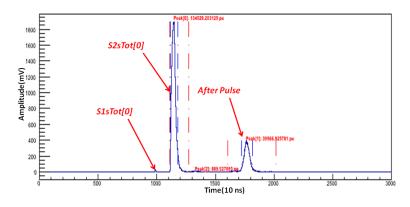


图 2-51: 含有 After Pulse 的波形。

Figure 2–51: A waveform with After Pulse.

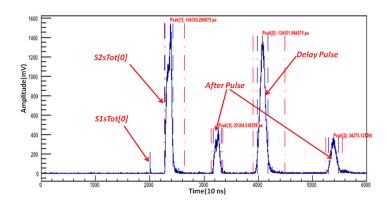


图 2-52: 同时含有 Delay Pulse 和 After Pulse 的波形。 Figure 2-52: A waveform with both Delay Pulse and After Pulse.

由于 TPC 中的光采集效率并不一致, S1 和 S2 信号都有很强的位置依赖性。在本次实验中,我们基于良好的位置分辨率和均匀分布的激发态氙原子源(164keV 和 236keV)对 S1 和 S2 信号进行了精确的位置修正。对于 S1 信号,可以根据 TPC 灵敏区各位置(x, y, z) S1 光采集效率的不同对有效质量内的信号进行位置修正。对于 S2 信号,(x, y) 位置的修正是根据光采集效率的不同得出, z 方向上的修正则是根据漂移电子的漂移时间所做。由于液氙中杂质的吸附作用,电子在液氙中漂移时间的不同会引起不同数量的电子损失。选取 TPC 中心区域 5g 的有效液氙质量进行分析,图 2~55 (左)为信号修正后 S1 和 S2 之间的关系(0.5kV/cm 漂移电场),两者之间有明显反相关关系。通过 S1 和 S2 信号来重建 Cs-137 的能谱如图 2~55 (右)。能量重建的方法如方程  $(2\cdot2)$ 。其中, $\langle E\rangle$ 为所采集信号的能量。  $\langle S1\rangle$  和  $\langle S2\rangle$  是通过二维高斯拟合出的 S1 和 S2 的平均值:  $\theta$  代表 S1 和 S2 信号的反相关关系。该能量重建的方

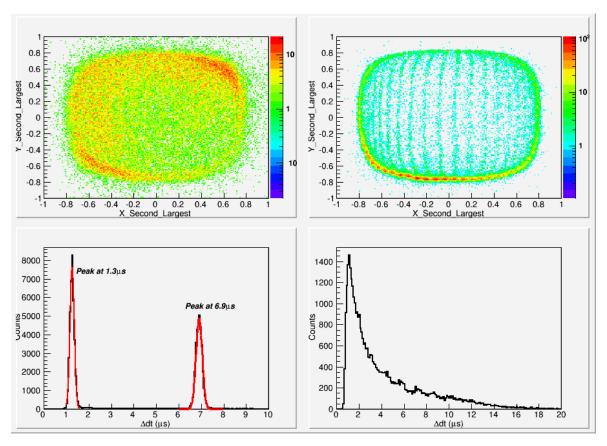


图 2–53: 左上: After Pulse 的位置分布; 左下: After Pulse 的  $\Delta dt$ ; 右上: Delay Pulse 的位置分布; 右下: Delay Pulse 的  $\Delta dt$ 。

Figure 2–53: Left top: The distribution of after pulse. Left bottom:  $\Delta dt$  of the after pulse. Right Top: The distribution of the delay pulse. Right bottom:  $\Delta dt$  of the delay pulse.

法已被多数实验所采纳[15,16]。

$$E_c = \frac{S2 + S1 \cdot \tan \theta}{\langle S2 \rangle + \langle S1 \rangle \cdot \tan \theta} \cdot \langle E \rangle. \tag{2.2}$$

通过上述方法得到 662 keV 伽马射线的能量分辨率为  $1.60\%(\sigma/E)$ ,达到目前两相型氙探测器的最佳值。根据所测量的 164 keV、 236 keV 和 662 keV 伽马射线的能量分辨率,由经验公式外推,可得探测器对 2458 keV 伽马射线的能量分辨率为 1.2%(图 2-56)。这意味着在液氙探测器中同时进行暗物质和 Xe-136 无中微子双贝塔衰变探测成为了可能。粒子物理实验需要极大的资金支持,增加单个实验的物理目标等于极大的节约了实验成本。

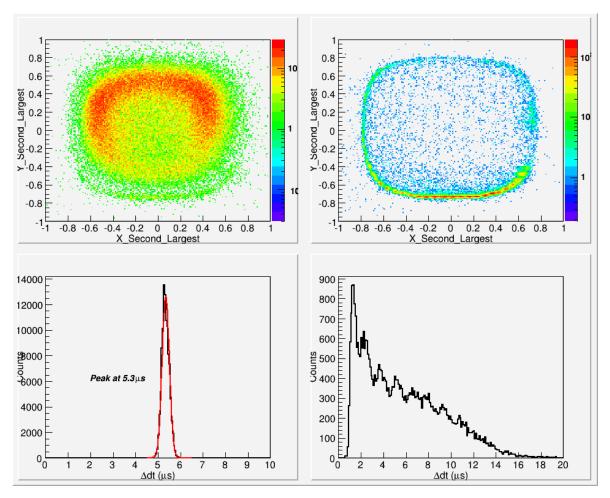


图 2–54: 左上: After Pulse 的位置分布; 左下: After Pulse 的  $\Delta dt$ ; 右上: Delay Pulse 的位置分布; 右下: Delay Pulse 的  $\Delta dt$ 。

Figure 2–54: Left top: The distribution of after pulse. Left bottom:  $\Delta dt$  of the after pulse. Right Top: The distribution of the delay pulse. Right bottom:  $\Delta dt$  of the delay pulse.

#### 2.7.2 3D 电场模拟

图 2–57 为 Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4.0kV 和 -6.0kV 时电场的模拟结果。在模拟中,我们设置液面的位置为 Anode 和 Grid 电极的正中间。由右上图得知,液面上部电场强度已经接近 10kV/cm。同时,TPC 边缘的电场仍然略大于中心区域。由下面两幅图得知,在紧靠液面的下方仍然有横向的电场分量,而且在TPC的边缘较大。图 2–58 为固定 Grid 电极电压为 -4kV 时, TPC 灵敏区的漂移电场随 Cathode 电压增加的变化 (选择区域:  $Z_{Grid} - 2.5mm > Z > Z_{Grid} - 7.5mm$ )。从图中可以看出,实际漂移电场的大小(黑实线)和由平行板推算出来的电场值(虚线)是有一定差别的,这是由于电极的网状结构使得 TPC 灵敏区的电场并不仅仅取

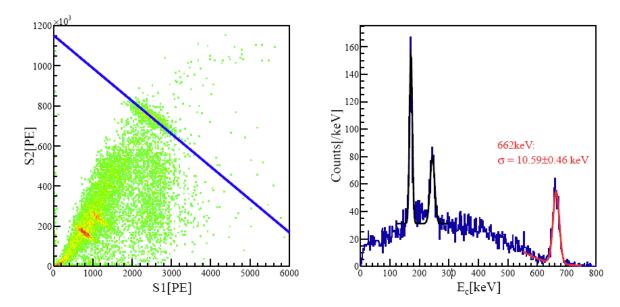


图 2–55: Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4.0kV 和 -4.5kV 时的数据分析。左: Cs-137 事例中 S1 和 S2 的关系。液氙中剩余的激发态氙原子事例仍然可以看到。右: Cs-137 能谱。用一个高 斯函数加一个表征背景的指数函数拟合 Cs-137 能谱得 662 keV 能量的分辨率为  $1.60\%(\sigma/E)$ 。来自激发态氙原子的 164 keV 和 236 keV 能量的高斯  $\sigma$  值分别为 4.36 keV 和 6.70 keV。

Figure 2–55: Data analysis when Grid and Cathode electrodes were set at -4.0kV and -4.5kV respectively. Left: Correlation of S1 and S2 signals for a Cs-137 run with remaining activated xenon at a drift field of 0.5 kV/cm. Right: Combined energy spectrum for the same run. A fit using a Gaussian plus an exponential background gives a resolution( $\sigma/E$ ) of 1.60% for the 662 keV peak. The Gaussian sigmas of remaining activated xenon lines (164 keV and 236 keV) are 4.36 and 6.70 keV.

决于 Grid 和 Cathode 电极之间的电压差,灵敏区上部和下部的电场也会对该区域的场强产生影响,即电场线可以透过电极的网孔"leak"到相邻的区域。同时,漂移电场的分辨率越来越好,意味着漂移区的电场更加均匀。

为了解释在 TPC 一侧的有 Delay Pulse 的现象,我们对 Anode 和 Grid 电极之间 的电场做了进一步分析。需要说明的是,本次测试中电极边环的内径为 60mm,而 Teflon 环的内径为 57 mm。为了验证 Teflon 环对电场造成的影响,我们在固定电极 不变的情况下对四种结构的 Teflon 环进行了模拟:

- 1. Teflon 环内径 54mm,即内径小于实验所使用Teflon环。
- 2. Teflon 环内径 57mm, 即和实验条件相同。
- 3. Teflon 环内径 60mm, 即和电极边环的内径相同。

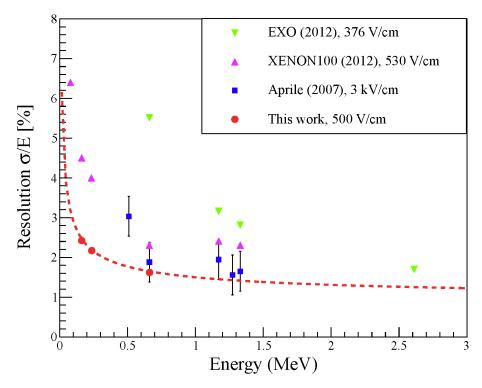


图 2–56: EXO [17] , XENON100 [18] , Aprile et al [19] 和本次测试中所得到的最佳能量分辨率。虚线为经验公式:  $\sigma/E=(0.65/\sqrt{E}+0.83)\%$ 。

Figure 2–56: Energy resolutions in liquid xenon measured by EXO <sup>[17]</sup>, XENON100 <sup>[18]</sup>, Aprile et al <sup>[19]</sup> and this work. The dashed line indicated a function described by  $\sigma/E = (0.65/\sqrt{E} + 0.83)\%$ .

## 4. Anode 和 Grid 电极之间无 Teflon 环。

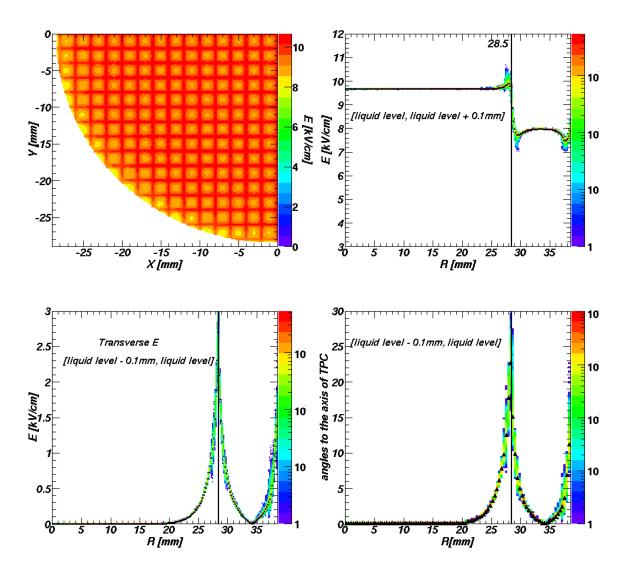


图 2-57: Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4kV 和 -6kV。左上:整个 S2 区域电场强度大小。右上:液面上方 0.1 mm 气氙中电场大小沿 TPC 半径的变化。左下:液面下方 0.1 mm 内电场横向分量沿 TPC 半径方向的变化。右下:液面下方 0.1 mm 内电场方向与 TPC 轴向方向的夹角沿 TPC 半径方向的变化。

Figure 2–57: Grid and cathode electrode was set at -4kV and -6kV respectively. Left top: The intensity of electric field as a function of the radius of TPC in the whole region of S2 produced. Right Top: The intensity of electric field as a function of the radius of TPC in 0.1mm thickness liquid xenon that just above liquid level. Right Bottom: The component of electric field that in the X-Y cross section as a function of the radius of TPC in 0.1mm thickness liquid xenon that just below liquid level. Left bottom: The angle between the direction of the electric field and axis of TPC as a function of the radius of TPC in 0.1 mm thickness liquid xenon that just below liquid level.

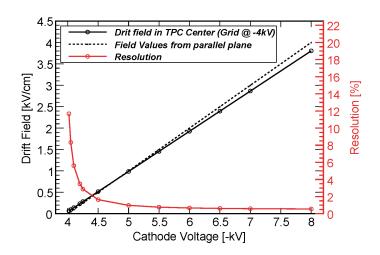


图 2-58: 固定Grid电压于-4kV时, 漂移电场和相应分辨率随 Cathode 电压的变化。虚线表示按 Grid 和 Cathode 电极为无限大平行板而计算得出的电场值。

Figure 2–58: Drift field and the corresponding resolution of as a function of Cathode voltage when fixing Grid at -4kV. The dash line is the drift field that calculating from the parallel plane electrodes.

之间一侧 Teflon 环"内径较小"另一侧"内径较大",从而导致一侧的电场较强,产生了边缘的 Delay Pulse。

从图 2-60 和图 2-61 中还可以得出,对于 Anode 和 Grid 电极之间无 Teflon 环的情况, TPC 边缘区域的横向电场很小。这也对探测器的设计提供了新的思路,边缘无横向电场可以提高边缘事例的位置分辨;同时,去掉该处的 Teflon 环又会降低 TPC 的光采集效率;所以可以考虑将 Anode 和 Grid 电极之间 Teflon 环内径设计稍大,并通过精确的模拟确定该值的大小,综合考虑各方面因素,使探测器的性能最优化。

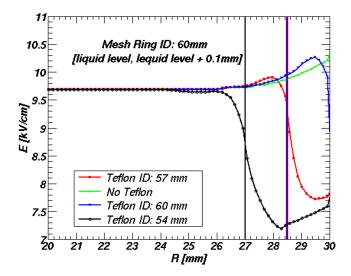


图 2-59: 固定 Grid 和 Cathode 电极的电压差为 2kV 时,液面上 0.1mm 气氙内电场值大小沿 TPC 半径方向上的变化。

Figure 2–59: The intensity of electric field as a function of the radius of TPC in 0.1 mm thickness xenon gas that just above liquid level when the voltage difference between Grid and Cathode is fixed at 2kV.

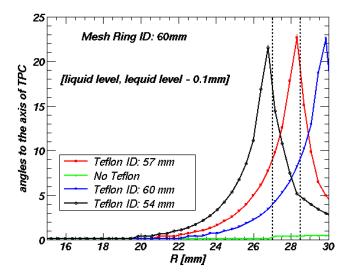


图 2-60: 固定 Grid 和 Cathode 电极的电压差为 2kV 时,液面下 0.1mm 液氙内矢量电场方向和 TPC 轴线的夹角沿半径方向上的变化。

Figure 2–60: The angle between the direction of the electric field and axis of TPC as a function of the radius of TPC in 0.1 mm thickness liquid xenon that just below liquid level when the voltage difference between Grid and Cathode is fixed at 2kV.

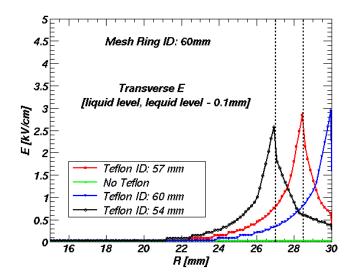


图 2-61: 固定 Grid 和 Cathode 电极的电压差为 2kV 时,液面下 0.1 mm液氙内电场在 TPC 横截面上分量的大小沿半径方向上的变化。

Figure 2–61: The component of electric field that in the X-Y cross section of the TPC as a function of the radius of TPC in 0.1mm thickness liquid xenon that just below liquid level when the voltage difference between Grid and Cathode is fixed at 2kV.

## 2.8 丝网混合电极 TPC

本次实验中的 TPC 设计如图 2-62。 和丝状电极  $(200\mu m)$  TPC 中的设计相比,仅将 Anode 替换为  $100\mu m$  网状电极,由于网状电极的网格和边环厚度都为  $100\mu m$ ,丝状 Grid 电极的钢丝焊接在 1mm 钢环的下表面,且两者之间由 5mm 厚度的 Teflon 反射环隔开,所以此时 Anode 和 Grid 电极之间的距离为 6mm。本次实验只采集了 Cs-137 源的数据。

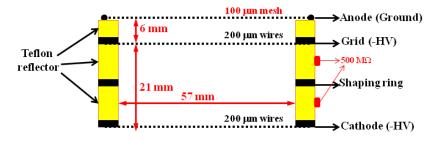


图 2-62: 丝网混合电极 TPC 实验中的 TPC 设计。

Figure 2–62: The TPC design of the experiment with mesh&wires electrodes.

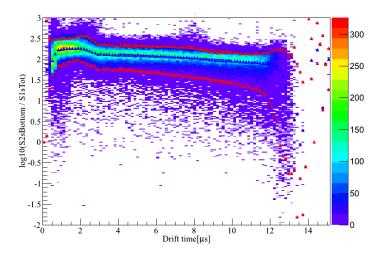


图 2-63: Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.5kV 和 -5.5kV 时, $\log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  和 dt 的关系。 Figure 2-63:  $\log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$  as a function of drift time when Grid and Cathode electrode were set at -3.5kV and -5.5kV respectively.

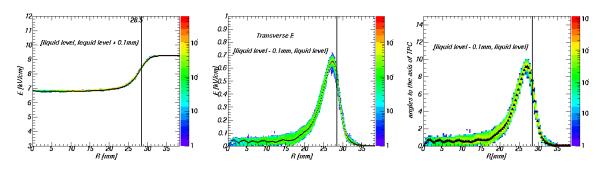


图 2-64: Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.5kV 和 -5.5kV 时的精确三维电场模拟结果。 Figure 2-64: The electric field simulation when Grid and Cathode electrode were set at -3.5kV and -5.5kV respectively.

## 2.8.1 数据分析

在本次实验中,类似丝状电极 (200μm) TPC 实验中两种 S2 信号的现象依然存在。我们取本次实验中最高电压设置下的数据进行,发现两种 S2 信号的状况不再明显了(图 2–63)。对该电压设置下的 TPC 进行精确三维电场模拟后发现,电场分布和前三种 TPC 结构下的状况类似(图 2–64): TPC 中液面上方气氙中的中间区域电场强度低、边缘区域电场强度高,液面处有半径方向的电场分量。

为了防止电场的边缘效应对信号的影响,我们选取 TPC 中心区域(R < 14mm)的事例进行分析,得出 S1 和 S2 信号的能谱如图 2-65。 S1 和 S2 的能量

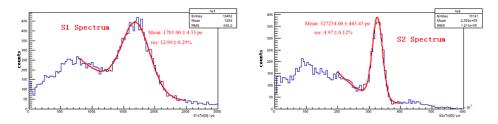


图 2-65: Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.5kV 和 -5.5kV 时, S1 和 S2 信号的能谱。 Figure 2-65: Energy spectrum of S1 and S2 when Grid and Cathode electrode were set at -3.5kV and -5.5kV respectively.

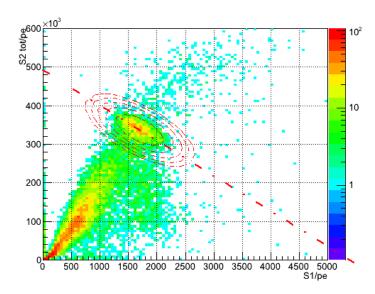


图 2-66: Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.5kV 和 -5.5kV 时, S1 和 S2 的反相关关系。 Figure 2-66: The anti-correlation between S1 and S2 when Grid and Cathode electrode were set at -3.5kV and -5.5kV respectively.

分辨率分别为 13% 和 5%。 图 2-66 为该电压设置下 S1 和 S2 信号的反相关关系,根据二维高斯拟合的参数对 S1 和 S2 信号进行能量重建得 Cs-137 能谱如图 2-67,能量分辨率为  $2.84\%(\sigma/E)$ 。

需要说明的是,和网状电极 TPC 的实验结果相比,本次实验没有均匀分布的源来对 S1 和 S2 做修正。同时,用于将电子提出液面的电场强度较低。但依然得到了很好的能量分辨率。我们总结丝网混合电极 TPC 实验和网状电极 TPC 实验的差别如表 2-5。由于液面对光的全反射作用,决定探测器阈能的 S1 信号大部分被底部 PMT 阵列所接收,所以处于液面上方的 Anode 电极对 TPC 中 S1 信号的采集效率影响相对较小。基于此,综合考虑探测器的光采集效率和能量分辨率, PandaX

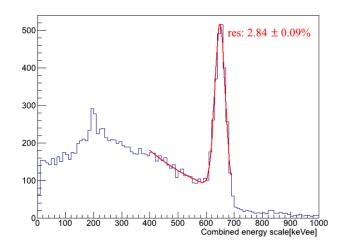


图 2-67: 能量分辨率为 2.84% 的 Cs-137(662keV) 能谱。 Figure 2-67: Energy spectrum of Cs-136(662keV) with resolution of  $2.84\%(\sigma/E)$ .

表 2-5: 丝网混合电极 TPC 和网状电极 TPC 能量分辨率对比。

名称	网状电极 TPC	丝网混合 TPC
S1&S2 位置修正	有	无
液面上方(0.1mm 内)电场强度	$9.6 \mathrm{kV/cm}$	$6.8 \mathrm{kV/cm}$
$Cs-137$ 能量分辨率 $(\sigma/E)$	1.60%	2.84%

TPC 的设计便采用了本次测试中的丝网混合电极组合方式,即 Anode 使用光透过率相对较低网状电极,用来产生相对均匀的电场,以提高探测器的能量分辨率;Grid、Cathode 和 Screening 使用光透过率相对较高的丝状电极,用以提高探测器的光采集效率,降低探测器的阈能。

### 2.9 总结

本章中的重点可总结如下:

成功研制了一套小型液氙探测系统,并基于该套系统得到了目前同类实验的最佳能量分辨率 1.60%(662keV, 0.5kV/cm 漂移电场),该结果预示了在该类探测器中同时进行暗物质和 Xe-136 无中微子双贝塔衰变探测的可行性。粒子物理实验耗资巨

大,增加液氙探测器的物理目标等同于降低了实验成本,这对该类型实验的发展有着重要的推动意义。

通过模拟和实验的手段对不同类型的电极进行了研究,得出了丝网混合电极组合方式为最理想的电极组合,为 PandaX TPC 电极的研发提供了实验支持和理论指导。详细分析了电场边缘效应对探测器信号的影响,为将来探测器性能的研究和数据分析工作积累了丰富的经验。

同时,基于该套小型液氙探测系统的探测器性能研究也正在进行之中,目前正在研究不同漂移电场下低能电子反冲信号的性质,以期通过改变漂移电场的大小来提高两相型氙探测器对电子反冲本底的排除能力。

## 参考文献

- [1] Ni K., Columbia university PhD Thesis, 2006.
- [2] Aprile E. Doke T., Rev. Mod. Phys, 2010, 82(2053).
- [3] XENON10 Collaboration, Astropart. Phys., 2011, 34(679).
- [4] ZEPLIN-II Collaboration, Astropart. Phys., 2007, 28(287).
- [5] XENON10 Collaboration, Phys. Rev. Lett, 2008, **100**(021303).
- [6] Hitachi A. et al, Phys. Rev. B, 1983, **27**(5279).
- [7] Hamamatsu Inc, Private. communications.
- [8] http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/.
- [9] http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/.
- [10] http://ismirnov.web.cern.ch/ismirnov/heed/.
- [11] http://www.ansys.com/.
- [12] XENON100 Collaboration, Phys. Rev. Lett, 2012, **109**(181301).
- [13] Aprile E. et al, IEEE. TNS., 2004, **51**(5).

- [14] http://www.comsol.com/.
- [15] E.April et al, Phy. Rev. B, 2007, **76**(014115).
- [16] Albert J. et al, arXiv:1306.6106.
- [17] EXO Collaboration, arXiv:1306.6106.
- [18] XENON100 Collaboration, Phys. Rev. Lett, 2012, 109(181301).
- [19] Ni K. et al, Phys. Rev. B, 2007, **76**(014115).

# 第三章 PandaX 时间投影室

## 3.1 PandaX 简介

PandaX 实验选址在中国锦屏山地下实验室(CJPL),该实验室位于中国四川省凉山彝族自治州锦屏山下(图 3-1)。锦屏山被雅砻江环绕,出于水电站建设的需要,2008年8月8日雅砻江流域水电开发有限公司在锦屏山打通了一条长约17.5km的锦屏山隧道。锦屏山地下实验室便是从该隧道中间处向山体内开凿而建造的。该实验室从2009年5月动工,2010年12月12日正式投入使用。从目前世界上各地下实验室的天然条件来看,CJPL最具竞争力。CJPL的岩石垂直覆盖深度约2400m(约6720m等效水深),是世界上埋深最大、宇宙射线通量((61.7±11.7)m<sup>-2</sup>y<sup>-1</sup>)[1]最低的实验室。山体岩石和用于建造实验室的水泥的放射性和其它地下实验室接近。目前有两个实验组在该地下实验室进行直接暗物质探测实验,分别为上海交大主导的PandaX实验组和清华大学主导的CDEX实验组[2]。PandaX实验组于2012年8月进驻该地下实验室。

尽管我们拥有最优良的地下实验室条件,能把宇宙射线对实验的干扰降到最低,但这对于对低本底要求极高的暗物质直接探测实验还是不够的。环境中(如岩石、建造实验室的钢筋混凝土、各种实验仪器等)的放射性依然会对探测器造成较大的干扰,屏蔽体系统的建造就成为了必须。 PandaX 探测器的屏蔽系统如图 3-2,从内到外分别为: 5cm 高纯无氧铜、20cm 聚乙烯、20cm 铅和最外层 40cm 聚乙烯。其中聚乙烯中因富含碳和氢而对中子有较高的散射截面,可以有效的慢化中子;而高密度的铅和铜对伽马射线有很强的阻挡本领。探测器安装在屏蔽体的中心,分内外两个罐体,外罐由 5 cm 厚的高纯无氧铜建造,内罐为不锈钢材质。在实验运行期间,内外罐之间会保持真空,以保证内罐中液氙的稳定,降低热损耗;探测器的核心 — TPC(Time Projection Chamber,时间投影室)就安装在内罐中。

PandaX 实验分为三个阶段(图 3-3)。从 PandaX-Ia 升级至 PandaX-Ib 时,只需将内罐中的 TPC 进行升级;从 PandaX-Ib 升级至 PandaX-II 时,需要将内罐和 TPC 同时升级。实验的最终目的是建造一个吨级的液氙暗物质探测器。 PandaX 的屏蔽系统和外罐是为最后的吨级探测器所设计,已经在 CJPL 安装完毕。同样为吨级探测器所设计的制冷系统 [3] 和循环提纯系统(图 3-4)也已安装完毕。目前,

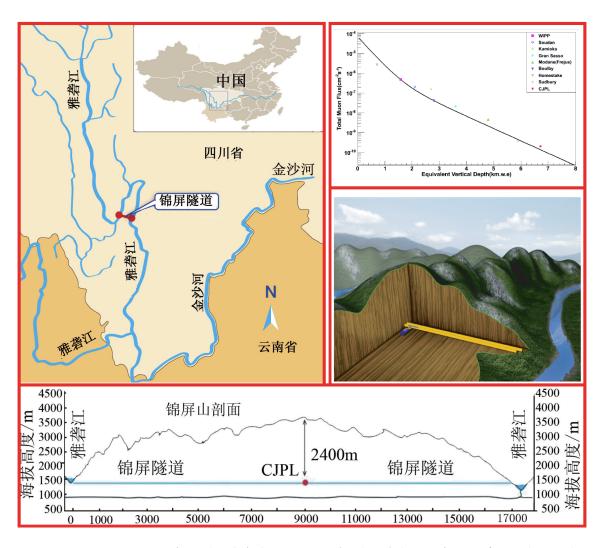


图 3–1: CJPL 地理位置示意图(图片来自 CDEX 工作组),其中右上角为目前世界各地下实验室 muon 流强的对比  $^{[1]}$ 

Figure 3–1: Location of CJPL(Figure from CDEX collaboration), the right Top figure is the muon intensity in different underground lab whole the world

PandaX-Ia 的所有部分,包括内罐、TPC、电子学设备等,均已安装好,正在 CJPL 调试; PandaX-Ib 正在设计之中。

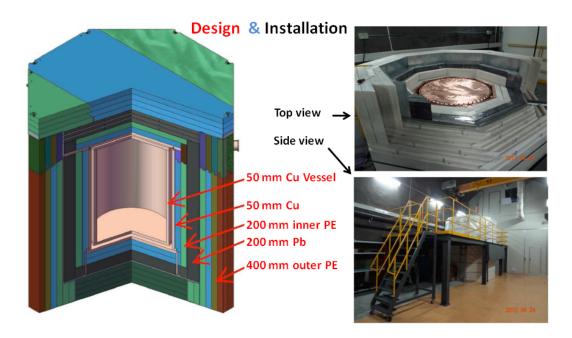


图 3-2: PandaX 探测器屏蔽结构示意图。 Figure 3-2: Shielding system of PandaX experiment.



图 3–3: PandaX 发展的三个阶段。 Figure 3–3: Three stages of PandaX .



图 3-4: PandaX 制冷系统和循环提纯系统。

Figure 3–4: The cryogenic system and circulation purification system of PandaX.

### 3.2 PandaX TPC

#### 3.2.1 PandaX-I TPC 设计

PandaX-Ia 的 TPC 设计如图 3-5 ,为扁平状结构。顶部和底部分别装有 143 个 R8520 PMT 和 37 个 R11410 PMT。 PMT 是日本 HAMAMATSU 公司专门为此类实验开发。 TPC 四周由高反射率的 Teflon 板围绕,顶部和底部也由 Teflon 覆盖在 PMT 的间隔区域。 TPC 中从上至下分别装有四个电极: Anode、Grid、Cathode 和 Screening。在 TPC 的外围还装有 14 个由高纯无氧铜制作的 Shaping 环, Grid 和 Cathode 电极以及 14 个 Shaping 环相邻之间通过两个 500M 欧姆电阻相连。两个电阻各自独立的连接在相邻的环上,其作用是防止某处断开而造成整套 Shaping 环装置失去作用。 Shaping 环的作用是使 TPC 内电场更加均匀 [4]。

在实验运行时,Anode 和 Grid 电极分别设置为接地和负高压,用来提供将漂移电子拉出液氙液面和产生 S2 信号的电场。 Cathode 电极设置一高于 Grid 电极的负高压,用来提供产生电子漂移的电场。 Screening 电极设置为接地,用于保护底部 PMT 阵列使其免受 Cathode 电极高压的影响。

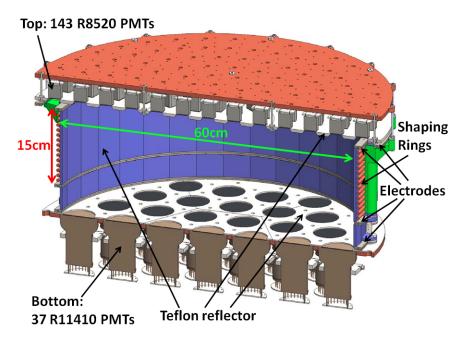


图 3-5: PandaX-Ia TPC 设计。 Figure 3-5: TPC design of PandaX-Ia.

这样一个扁平状的 TPC 结构可以有效的提高光采集效率,降低探测阈能。对于质量约为 10GeV 的暗物质粒子而言,核反冲的最大能量也只能有 10keV 左右。最终产生的闪光和电离信号都很小。通过这样的优化设计可以提升探测器对目前争议较多的低质量暗物质的探测灵敏度。同时,在大部分的理论模型中,暗物质的质量在 100 GeV/c² 以上,与普通物质的碰撞截面在目前实验的灵敏度以下。需探测器具有更大的有效探测质量来提高灵敏度。 PandaX-Ib 便是在 PandaX-Ia 的基础上增加 TPC 高度(图 3-6),进而提高有效探测质量。我们将 PandaX-Ia 和 PandaX-Ib 的 TPC 设计参数总结如表 3-1。

#### 3.2.1.1 电极的选用

根据第二章的研发结果,为了提高探测器的能量分辨率同时提高 TPC 对 S1 信号的光采集效率以降低探测阈能,我们选择丝径为 0.2mm、间距为 5mm 的网状电极(图 3-7 (右))作为 Anode,该电极为制作公司根据我们的尺寸要求采用蚀刻工艺

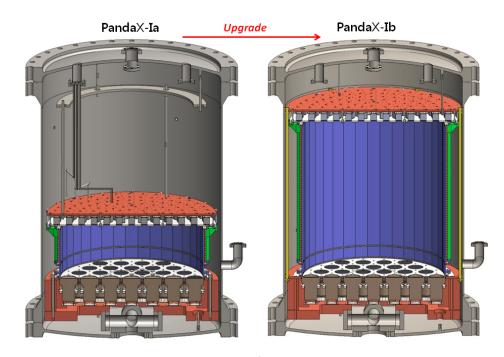


图 3-6: PandaX-Ia 升级至 PandaX-Ib。 Figure 3-6: Upgrade PandaX-Ia to PandaX-Ib.

表 3–1: PandaX-I TPC 的结构参数。目标质量(target mass)为 TPC 灵敏区的液氙质量,有效质量(fiducial mass)为用于暗物质事例分析的 TPC 中心区域液氙质量。

PandaX-I	PandaX-Ia	PandaX-Ib
TPC 内径 (cm)	60	60
TPC 内高 (cm)	15	60
目标质量 (target mass) (kg)	120	500
有效质量 (fiducial mass) (kg)	25	300
Cathode 和 Screening 电极之间距离(cm)	5	5
顶部光电管个数/类型	143 个/ R8520	$143 \uparrow / R8520$
底部光电管个数/类型	37 个/ R11410	37 个/ R11410

加工而成。同时,我们自己制作了丝径为 0.2mm、间距为 5mm 的丝状电极(图 3-7 (左))用作 Grid、Cathode 和 Screening。

### 3.2.1.2 PMT 布局

PandaX-I 顶部和底部的 PMT 布局如图 3-8, PMT 趋于均匀分布。顶部最外圈 PMT 所在圆的直径(63cm)略大于 TPC 的内径(60cm),该设计的目的是为了提高 TPC 边缘事例的 (x, y) 位置分辨能力,事例的 (x, y) 位置由 S2 信号在顶部 PMT 阵



图 3-7: 左: 丝状电极, 边环内径为 60cm。右: 网状电极, 边环内径为 60cm。 Figure 3-7: Left: Wires electrode, inner diameter of outer ring is 60cm. Right: Mesh electrode, inner diameter of outer ring is 60cm.

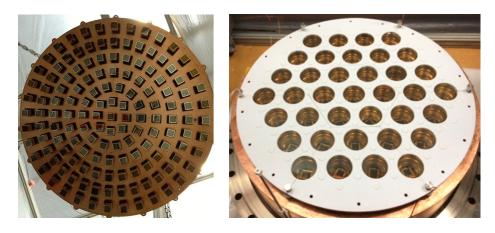


图 3-8: 左: 顶部 143 个 R8520 PMT 的位置分布。右: 底部 37 个 R11410 PMT 的位置分布。。 Figure 3-8: Left: Arrangement of 143 R8520 top PMTs. Right: Arrangement of 37 R11410 bottom PMTs.

列中的分布决定。

### 3.2.2 PandaX-Ia TPC 预期性能

### 3.2.2.1 光采集效率和光产额

一般来讲,探测器的光采集效率(Light Collection Efficiency, LCE)是指 S1 信号的采集效率。它定义为所有 PMT 所能接收到的 S1 信号光子数目和液氙中所产生的 S1 信号总光子数目的比值。 LCE 决定探测器的阈能,对低质量的暗物质探测尤为重要。 TPC 的结构确定后 LCE 的大小将取决于下面几个参数:

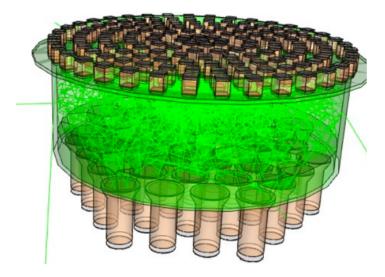


图 3-9: 使用 Geant<sup>4</sup> [8] 对 PandaX-Ia TPC 进行光采集模拟。 Figure 3-9: Light simulation of PandaX-Ia TPC by Geant<sup>4</sup> [8].

- 1. 液氙的光吸收长度 ( $\lambda_{abs}$ )。虽然液氙对其自身的闪烁光是透明的,但液氙中的杂质(如氧和水)会对光有一定的吸收。  $\lambda_{abs}$  取决于液氙中水杂质的含量, 100ppb 的水杂质对应大约 40cm 的  $\lambda_{abs}$  [ $^{5}$ ]。以此推算,如果能将液氙中的水杂质的含量降至 1ppb 的量级,那么  $\lambda_{abs}$  可达 10m。
- 2. 瑞利散射长度 ( $R_{scatt}$ )。  $R_{scatt}$  的大小将影响光子到达 PMT 前所走路径的长短。
- 3. TPC 上 Teflon 材料在液氙中的光反射率  $(R_{ref})$ 。  $R_{ref}$  取决 Teflon 表面的光滑度,大致范围为 83% 95% <sup>[6]</sup> 。最近LUX 实验组通过对比测量能谱和 Monte Carlo 模拟结果得到它所使用的 Teflon 材料反射率为 100%,液氙光吸收系数为 11m <sup>[7]</sup> 。
- 4. 电极的光透过率 ( $T_{trans}$ )。 PandaX-Ia 丝状和网状电极的  $T_{trans}$  分别为 96% 和 92%。

以上这些参数和 PandaX-Ia TPC 的几何结构都被写入 Geant4 [8] 程序包用于 LCE 的模拟。 图 3-9 是对 PandaX-Ia TPC 进行光采集模拟的图形化展示。

在  $\lambda_{abs}$ 、 $R_{ref}$  和  $R_{scatt}$  分别设置为 5m、95% 和 40cm 时, PandaX-Ia 有效质量内的 LCE 模拟值为 46.3%(图 3–10)。为了讨论不同实验条件下的情况,我们在 LCE 模拟中将  $\lambda_{abs}$  和  $R_{ref}$  的范围分别设置为 [5m, 10m] 和 [80%, 100%],  $R_{scatt}$  设置为

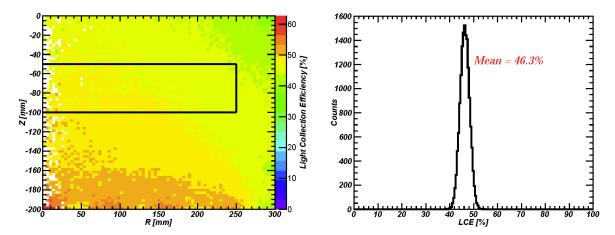


图 3–10:  $\lambda_{abs}$ 、 $R_{ref}$  和  $R_{scatt}$  分别设置为 5m、95% 和 40cm 时, PandaX-Ia TPC 的光采集效率模拟结果。右图黑线标示的区域为 25kg 有效质量,光采集效率值如左图。

Figure 3–10: The S1 light collection effciency at different positions in the PandaX-Ia TPC for a 5m absorption length and 95% Teflon recetivity. The distribution of LCE in the central 25kg fducial mass, indicated by the thick lines on the left fgure, is shown on the right figure.

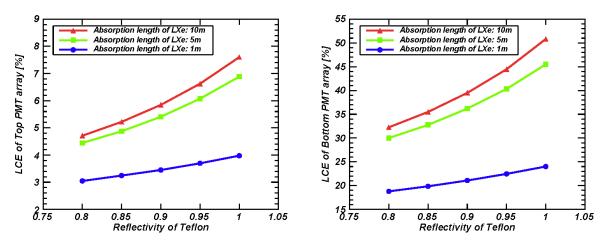


图 3-11: 不同液氙光吸收系数和特氟龙反射率下, TPC 中心 25-kg 有效质量液氙内的光采集效率。左: 顶部光电管阵列的光采集效率。右: 底部光电管阵列的光采集效率。

Figure 3–11: The LCE in the central 25-kg fiducial mass for the stage-Ia TPC with different absorption lengths and Teflon reflectivities. Left: LCE of the top PMT array. Right: LCE of the bottom PMT array.

40cm,得出 PandaX-Ia 的光采集效率范围如图 3-11。从图中可以看出,由于液氙液面的全反射作用,绝大部分 LCE 由底部光电管贡献。由顶部和底部光电管所贡献的 LCE 范围分别为 [3.1%, 7.6%] 和 [18.8%, 50.8%],总的光采集效率范围为 [21.9%, 58.4%]。

为了与其他实验相比较,我们需要将 LCE 转化为探测器在给定漂移电场条件下的光产额(Light yield,  $L_y$ )。  $L_y$  定义为释放在液氙中的单位能量在所有 PMT 中所产生光电子数目的总和 ( $pe/keV_{ee}$ ),如方程 (3·1)。 习惯上,大多数实验组使用 122keV (Co-57) 伽马射线的  $L_y$  作为对比。

$$L_y = \frac{1 \text{keV}_{\text{ee}}}{W_{ph}} \times LCE \times QE_{eff} \times q_f. \tag{3.1}$$

在方程中, $W_{ph}$  为 15.6eV <sup>[9]</sup> 。 1 kV/cm 的漂移电场对光的抑制因子  $q_f$  为 50% <sup>[10]</sup> 。 PMT 的 QE 在常温下为 30% <sup>[11,12]</sup> ,但在低温下有约 5-11% 的增加 <sup>[13]</sup> ,所以我们对所有 PMT 取一个平均值 33%。从 PMT 光阴极到其第一级打拿级有一个光电子收集效率因子, R1140 PMT 和 R8520 PMT 的光电子收集效率分别为 85% 和 70% <sup>[11]</sup> 。考虑到上述 PMT 的性质,我们将 R1140 PMT 和 R8520 PMT 的  $QE_{eff}$  分别确定为 31% 和 25%。通过 LCE 的模拟结果和方程 (3·1) 对  $L_y$  进行计算。最终得到 PandaX-Ia 在 1 kV/cm 的漂移电场下  $L_y$  范围为 [3.3, 5.7]  $pe/keV_{ee}$ 。

### 3.2.2.2 位置分辨率

目前有很多方法可用于事例的 (x, y) 位置重建,如 minimum  $\chi^2$ 、 support vector machine (SVN)、人工神经网络 (artificial neural network [ANN]) [14]、最大似然估计法 (maximum likelihood) 和最小二乘法 (least squares methods) [15] 等。事例的 z 位置由电子在液氙中的漂移时间决定。对于每个事例我们都会采集 S1 和 S2 两个信号,S1 和 S2 之间的时间差便是电子在液氙中的漂移时间。在均匀的漂移电场中,电子沿竖直电场线向气氙方向漂移,并且很快达到在该电场下的饱和速度,根据电子的漂移时间和饱和速度便可计算该事例的在液氙中发生的 z 位置。探测器的三维位置分辨能力对本底排除和暗物质候选事例的辨别有重要的意义。

当顶部 PMT 的个数和分布确定以后,另外一个决定 TPC 位置分辨能力的参数 就是顶部 PMT 和 S2 信号之间的距离(图 3–12)。 我们使用 PandaX-Ia 的 TPC 结构 进行 S2 信号模拟,通过 ANN 方法进行 (x, y) 位置重建,进而确定了顶部 PMT 玻璃窗和 Anode 电极之间距离的大小,使探测器工作在最佳状态。



图 3-12: 顶部 PMT 玻璃窗和 Anode 电极之间的距离。 Figure 3-12: Distance between Top PMT window and Anode electrode.

ANN 是在现代神经生物学研究成果的基础上发展的一种模仿人脑结构及信息处理机制的网络系统,它具有良好的学习功能和推理能力。使用该方法对两相型氙探测器进行 (x, y) 位置重建的流程分为三步:

- 1. 使用 Gean4 程序模拟大量事例的 S2 信号,记录顶部 PMT 阵列对每个事例 S2 信号的反应并将其作为训练样本。
- 2. 将样本放 ANN 程序进行训练,并且生成网络。
- 3. 将顶部 PMT 阵列对位置未知事例的 S2 信号的反应放入上一步生成的网络中,得出该事例的 (x, y) 位置。

我们首先选取顶部 PMT 玻璃窗和 Anode 电极之间的距离为 25mm 的 TPC 结构进行模拟、训练和重建。在模拟中, Teflon 材料的反射率、液氙的瑞利散射长度和液氙的光吸收长度分别设置为 95%、40cm 和 5m。每个事例产生的 S2 信号的光子数为 3000 个。模拟 400,000 个事例用于神经网络的训练,10,000 个事例用于检测重建效果。 图 3-13 为重建前后事例的位置分布,可以看出,均匀分布的事例大部分被重建到顶部 PMT 的正下方了。我们定义位置重建的绝对误差为 $\sqrt{(x_{recon}-x)^2+(y_{recon}-y)^2}$ ,其中 (x,y) 为事例产生的实际位置, $(x_{recon},y_{recon})$ 为神经网络重建后的事例位置。在上述情况下,(x,y) 位置重建的绝对误差可达到5.4mm(图 3-14)。

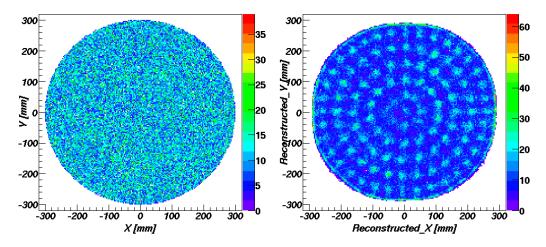


图 3-13: 左: 模拟事例的实际位置分布。右: 模拟事例经神经网络算法重建后的位置分布。 Figure 3-13: Left: The position distribution of the simulated events. Right: The position distribution of the simulated events after position reconstruction by ANN algorithm.

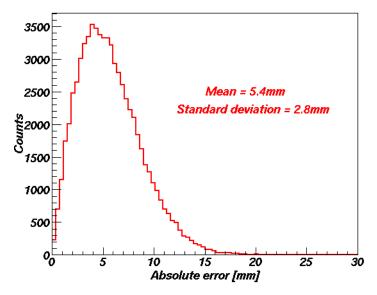


图 3-14: 位置重建的绝对误差。

Figure 3–14: Absolute error of the position reconstruction.

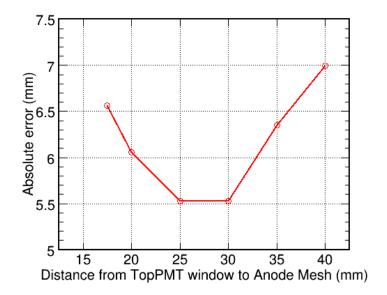


图 3-15: 顶部 PMT 玻璃窗和 Anode 电极设置不同距离时的位置重建结果。 Figure 3-15: Position reconstruction results from different distance between top PMT window and anode electrode.

通过改变顶部 PMT 玻璃窗和 Anode 电极之间的距离,对每种情况模拟同样的事例数进行训练和重建,得到重建绝对误差如图 3-15。由此可得,当两者之间的距离设置在 [25mm, 30mm] 时,探测器的位置分辨率最佳。 PandaX-Ia TPC 顶部 PMT玻璃窗和 Anode 电极之间的距离设置为 25mm。

## 3.3 PandaX-Ia 最新结果

目前,PandaX-Ia 正在调试之中。 图 3–16 为探测器试运行时对 Cs-137 源所采集的 S1&S2 波形。因为此时的液面刚刚漫过 Grid 电极,从产生 S2 信号区域的电场来看,靠近 Anode 电极处电场强度较高,所以 S2 峰后侧有一个尖峰。 PandaX-Ia 有望在 2013 年年底进行正式的能量标定和物理数据的采集。基于扁平状的高光产额 TPC 结构,我们期望 PandaX-Ia 能尽快为目前争议不断的低质量暗物质下一个定论。

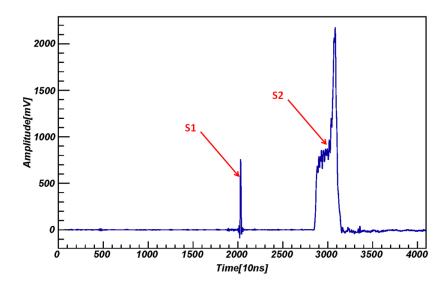


图 3-16: PandaX-Ia 试运行时所采集的波形。 Figure 3-16: Waveform in the test running of PandaX-Ia.

# 参考文献

- [1] CDEX collaboration, arxiv: 1305.0899.
- [2] CDEX Collaboration, Front. Phys., 2013, 8(412).
- [3] Gong H. et al, JINST, 2013, 8(P01002).
- [4] XENON10 Collaboration, Astropart. Phys., 2011, 34(679).
- [5] Baldini A. et al, NIM. A, 2005, **545**(753).
- [6] Yamashita M. et al, NIM. A, 2004, **535**(692).
- [7] LUX Collaboration, arXiv:1210.4569.
- [8] http://geant4.cern.ch/.
- [9] Szydagis M. et al, JINST, 2011, **6**(P10002).
- [10] Aprile E. et al, Phys. Rev. Lett, 2006, **97**(081302).
- [11] Hamamatsu Inc, Private. communications.
- [12] Lung K. et al, NIM.A, 2012, **696**(32).

- $[13]\,$  Aprile E. et al, arXiv: 1207.5432.
- [14] XENON100 Collaboration, Astropart. Phys., 2012, 35(573).
- [15] ZEPLIN-III Collaboration, IEEE. TNS., 2012,  $\mathbf{59}(3286)$ .

# 第四章 总结与展望

### 4.1 总结

进入新世纪以来,伴随着科学技术的革新,实验精度在不断提高;以往在暗物质探测方面"上穷碧落下黄泉,两处茫茫皆不见"的现象正在被逐渐改变。近年来,无论在直接探测方向还是间接探测方向都有迹象表明人类已经处在揭开暗物质神秘面纱的边缘了。暗物质直接探测方式由于其成本相对较低正在被众多实验组所采纳,而且近几年取得了突破性进展。本论文致力于液氙暗物质探测器的研发工作,主要在以下几个方面进行了细致的研究:

- 1. 成功研制了一套小型液氙探测系统,并基于该套系统得到了目前同类实验的最佳能量分辨率 1.60%(662keV, 0.5kV/cm 漂移电场),该结果预示了在该类探测器中同时进行暗物质和 Xe-136 无中微子双贝塔衰变探测的可行性。粒子物理实验耗资巨大,增加液氙探测器的物理目标等同于降低了实验成本,这对该类型实验的发展有着重要的推动意义。
- 2. 通过模拟和实验的手段对不同类型的电极进行了研究,得出了丝网混合电极组合方式为最理想的电极组合,为 PandaX TPC 电极的研发提供了实验支持和理论指导。同时,详细分析了电场边缘效应对探测器信号的影响,为将来探测器性能的研究和数据分析工作积累了丰富的经验。
- 3. 对 PandaX 实验的选址、屏蔽系统的建造做了简单介绍。对 PandaX-Ia TPC 的 预期性能做了详细的研究,并且利用人工神经网络的方法确定了 PandaX TPC 中 Anode 电极和顶部光电管之间的距离。

## 4.2 展望

#### 4.2.1 PandaX-I 实验预期

两相型氙暗物质探测器的本底来自建造探测器硬件的每个部分,如 PMT 和 PMT Base、内外罐、屏蔽系统、液氙中的氡和氪等等。通常情况下 PMT 和内罐的

表 4–1: PandaX-I 有效质量(fiducial mass)内、5-15  $keV_{ee}$  能量区间中、电子反冲排除率为 99.75% 时单散射电子反冲本底的数目。单位: events/year。进行本底模拟时,不锈钢内罐的放射性使用 XENON100 实验组较低的测量值 [1]。有关探测器本底的估算结果在对 PandaX 所选材料的放射性进行精确测量后将进行更新。

stage	PandaX-Ia	PandaX-Ib
fiducial mass	25  kg	300 kg
top PMTs	0.4	0.56
bottom PMTs	< 0.8	< 0.06
inner vessel	1.8	< 1.22
Total from PMTs and inner vessel	< 3.3	<1.84
Total assumed ( $\times 2$ above)	< 6.6	< 3.7

放射性主导探测器有效质量内的本底含量。通过对这两部分材料放射性的模拟计算,保守估计 PandaX-I 有效质量内最终的本底事例数如表 4-1。需要说明的是我们假定了探测器其他部分对本底的影响都低于 PMT 和内罐,进而使用 2 倍于 PMT 和内罐所造成的本底数目来估计总的本底含量。更为精确的模拟计算需要等所有材料放射性测量完毕后进行。假定根据 S2/S1 对电子反冲本底的排除率 (Electron Recoil Rejection, ER Rejection) 为 99.75%,核反冲的存留率 (Nuclear Recoil Acceptance, NR Acceptance) 为 35%,根据上述条件估算 PandaX-Ia 和 PandaX-Ib 有效质量内的本底含量分别低于 6.6 events/25-kg/year 和 3.7 events/300-kg/year。

假定探测器对 S1 信号的阈值为 3 个光电子 (photoelectrons, pe),在该阈值以上  $10 \ keV_{ee}$  能区内根据表 4–2 中参数计算 PandaX-I 的灵敏度曲线为图 4–1 ,阴影部分代表由于  $L_y$  的不确定性所引起的探测器最终灵敏度的不确定性。计算灵敏度曲线时,地球周围暗物质的质量密度、暗物质粒子的运动速度和逃逸速度分别使用  $0.3 \ {\rm GeV/cm^3}$ 、 $220 {\rm km/s}$  和  $544 \ {\rm km/s}^{[2]}$ 。

PandaX-Ia 实验正在紧张有序的进行,预计 2013 年年底进行物理数据的采集工作。如图 4-1 ,基于较高的光产额, PandaX-Ia 对低质量暗物质有较高的灵敏度,可以在不久的将来,对争议不断的低质量暗物质予以验证或排除。 PandaX-Ib 则可以在验证 PandaX-Ia 结果的基础上对大部分理论模型所青睐的高质量暗物质同样具有较高的灵敏度。

stage	PandaX-Ia	PandaX-Ib
Light Yield $(pe/keV_{ee})$	3.3-5.7	1.7-4.4
S1 Window (pe)	$3 \text{ to } [3 + L_y * 10keV_{ee}]$	$3 \text{ to } [3 + L_y * 10keV_{ee}]$
ER Rejection	99.75%	99.75%
NR Acceptance	35%	35%
Fiducial Mass (Kg)	25	300
Time (live-day)	100	365
Estimated Background Events	<1.8	< 3.7

表 4-2: 计算 PandaX-I 灵敏度曲线所使用各参数。

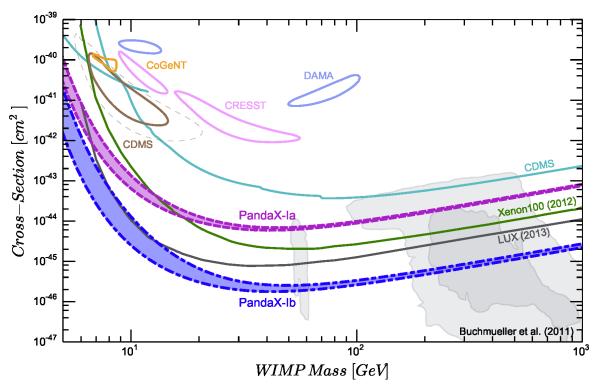


图 4–1: PandaX-Ia 和 PandaX-Ib 分别运行 100 天和 1 年的灵敏度曲线(90% 置信度)。 PandaX-Ia 和 PandaX-Ib 的本底事例数分别低于 1.8 和 3.7。

Figure 4–1: Expected sensitivity for PandaX-Ia with 100 live-days of operation, and PandaX-Ib with one live-year of operation. The numbers of background events in these periods are less than 1.8 for PandaX-Ia and 3.7 for PandaX-Ib.

#### 4.2.2 吨级液氙暗物质探测器概念设计

为了进一步探索 WIMP 暗物质的参数空间, XENON1T <sup>[3]</sup> 已经开始了新一代 吨级液氙探测器的设计和建造, PandaX 实验组也计划在第二期实验中将探测器升级至吨级。为了提升探测器的光采集效率并减少电子学通道,各实验组都考虑使用 3inch-R11410-PMT 代替目前使用的 1inch-R8520-PMT。通常两相型氙探测器中PMT 布局分为上下两层。由于液面的全反射效应,决定探测器阈能的 S1 信号大部分由底部 PMT 接收,所以 TPC 底部使用 3inch-PMT 是有必要的。但是 3inch-PMT 的放射性高于 1inch-PMT,而且在 XENON100 探测器中发现 PMT 所产生的放射性已经主导了探测器灵敏区的本底 <sup>[4]</sup>。那么还有没有必要将 TPC 顶部的 PMT 也更换为 3inch-PMT 呢?考虑到光采集效率和本底对最终实验结果的影响,我们对下面两种 PMT 配置(图 4-2)的 TPC 进行了模拟对比,两种配置下除 TPC 顶部所选 PMT类型不同外,上下两层 PMT 的位置、TPC结构等其它方面完全相同。

- 1. config.1: 顶部 151 个 3inch-R11410-PMT, 底部 121 个 3inch-R11410-PMT。
- 2. config.2: 顶部 151 个 1inch-R8520-PMT,底部 121 个 3inch-R11410-PMT。

研究发现,由于氙元素的自屏蔽能力,吨级液氙探测器灵敏区最主要的本底来源是 pp 太阳中微子,其次是 PMT。在仅考虑这两种本底的条件下我们对探测器进行了细致的模拟,得到这两种配置下探测器的灵敏度曲线如图 4-3。实线和虚线之间的区域为 Teflon 板反射率、液氙光吸收系数和 PMT 放射性测量误差所引起的不确定性。结果表明,在这两种配置下,探测器正常运行两年,选取 1.4 吨的有效质量,对 100GeV/c² WIMP 粒子灵敏度都可达到 2(3) × 10<sup>-47</sup> cm²(实线(虚线))。对探测器灵敏度影响最大的因素是 Teflon 板反射率和液氙纯度。关于模拟更为细致的介绍,包括 TPC 结构、光采集效率、电子反冲和核反冲事例数目、位置重建的微小差异等可参考本人发表于 JINST 杂志的论文 [5] 。 3inch-PMT 比 1inch-PMT 贵几千美元,从节约成本的角度考虑,配置 1inch-PMT 于 TPC 上方是一种很好的尝试。

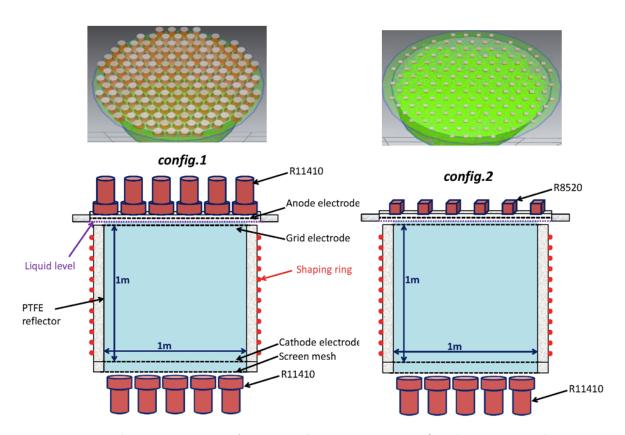


图 4-2: 吨级液氙暗物质探测器概念设计, (E)config.1: 顶部和底部分别设计 151 个 R11410-PMT 和 121 个 R11410-PMT,上方图片为顶部 PMT 布局。 (T)config.2: 顶部和底部分别设计 151 个 R8520-PMT 和 121 个 R11410-PMT,上方图片为顶部 PMT 布局。

Figure 4–2: The conceptual design drawings of the two configurations for a ton-scale LXe detector. (Left) config.1: TPC structure with 151 R11410 PMTs on the top and 121 R11410 PMTs on the bottom. The figure above shows the arrangement of the 151 top R11410 PMTs. (Right) config.2: TPC structure with 151 R8520 PMTs on the top and 121 R11410 PMTs on the bottom. The figure below shows the arrangement of the 151 top R8520 PMTs. In addition to the PTFE reflectors on the side, there are PTFE reflectors in between the PMTs on both the top and the bottom arrays.

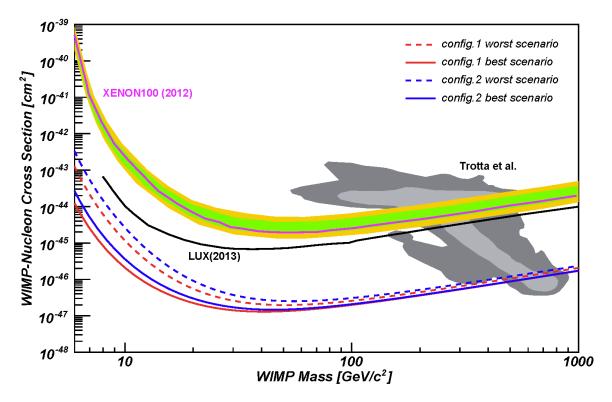


图 4-3: 不同顶部光电管配置下探测器灵敏度的比较,计算条件为: 1.4 吨  $\times$  2 年的数据,90% 置信度。为了便于比较,图中同时给出了 XENON100 的最新实验结果 <sup>[6]</sup> 和超对称理论模型的预言区域 <sup>[7]</sup>。

Figure 4–3: Projected spin-independent WIMP sensitivity for config.1 and config.2 with 90% confidence level for a  $1.4ton \times 2live-years$  exposure. For comparison, the latest result of XENON100 <sup>[6]</sup> is also shown, together with the region preferred by the constrained minimal supersymmetric models (CMSSM) <sup>[7]</sup>.

# 参考文献

- [1] Aprile E. et al, Astro. Phys, 2011, **35**(43).
- [2] Smith M. et al, Mon. Not. R. Astron. Soc, 2007, **379**(755).
- [3] XENON Collaboration, arXiv:1206.6288.
- [4] XENON100 Collaboration, Phys. Rev. D, 2011, 83(082001).
- [5] Wei Y. et al, JINST, 2013, 8(T06002).
- [6] XENON100 Collaboration, Phys. Rev. Lett, 2012, **109**(181301).
- [7] Trotta R. et al, JHEP, 2008, **12**(024).

### 附录 A 微结构气体探测器研究

微结构气体探测器 (Micro-Pattern Gas Detector, 简称 MPGD) 是国际气体探测器研究的热点。该类型探测器具有能量分辨率高、位置和时间分辨率好、放射性低等优点,目前在高能物理和核物理方面有广泛的应用。代表性的探测器有 MicroMegas(Micro-Mesh Gaseous Structre)、GEM(Gas Electron Multiplier)和 THGEM(thick GEM) 等。我们有幸拿到了中国科技大学研发的新型热溶胶膜 Mciromegas 探测器和高能所研发的 THGEM 探测器。基于我们正在进行 PandaX 实验,我们对最有兴趣的两个问题进行了研究:

- 1. Micromegas 能否替代光电管直接应用于两相型氙实验。
- 2. 能否使用 Micromegas + THGEM 制作气体光电管来替代现在普遍使用的光电管。

在两相型氙实验中,目前最成功的信号探测方式是使用光电倍增管(PMT)来接 收 S1 和 S2 信号。但是, PMT 较高的放射性已经成为该类型暗物质探测器中最主 要的本底来源,而且 PMT 的价格昂贵,严重制约了该类型实验的发展。相比之下, Micromegas 制作成本相对较低,而且对制作材料的选择具有更高的灵活性,可以 极大降低探测器本身给实验带来的本底。同时,和 PMT 相比 Micromegas 具有更 低的阈能和更高的能量分辨率;增益为 100 的 Micromegas 便可探测到 10keV 核反 冲所产生的几十个电子; 虽然分辨率对暗物质探测不是特别重要, 但它为同时探 测 Xe-136 无中微子双贝塔衰变提供了可能。我们将热熔胶膜 Micromegas 在 1 至 3 atm 的常温气氙中进行了测试,该 Micromegas 可以探测到 8keV 的低能伽马射线。 对  $5.49~\mathrm{MeV}$  的  $\alpha$  粒子,增益可达 200,分辨率可达 5%(FWHM)。该结果比国外的 microbulk Micromegas [1] 的测试结果略差,我们期望通过改用更细的 Micromesh 和 缩短电子雪崩区长度来进一步优化其分辨率。关于该热熔胶膜 Micromegas 具体的制 作过程和在气氙中的性质可参考本人发表于 IEEE TNS 的论文[2]。下一步我们将测 试该 Mciromegas 在两相型氙探测器中的性质, Micromegas 能否在低温环境下长时 间的稳定工作、是否会有液氙凝聚在 Micromegas 的电子雪崩区等问题将是我们下一 步研究的重点。

气体光电管 [3] (gaseous photomultipliers, GPMT) 则是近十几年来粒子探测器研究的另外一个热点。 GPMT 和目前普遍使用的光电管具有同样的功能,但制作成本可以降低很多。其工作原理是使用 CsI 作为光阴极来采集粒子碰撞中所产生的光信号, CsI 光阴极中产生的光电子被级联的多个 MPGD 放大,最后由电子学设备读出。下面我们将介绍使用 Micromegas + THGEM 进行 GPMT 研制的初步结果。测试中所使用的气体介质为 Ne/CF4 (95:5)。

### A.1 Micromegas 在 Neon/CF4 (95:5) 中的性质

#### A.1.1 Micromegas 安装结构

该新型 Micromegas 的是将绷紧的(17-19 N/cm)不锈钢丝网四周用热熔胶膜粘贴在 PCB 板而成,粘贴时将热熔胶膜的温度加热至  $100\text{-}120^{\circ}\text{C}^{[2]}$ ,加工工艺相对简单。Micromegas 的各参数如表 A-1。 图 A-1 右为制作完成的 Micromegas。左图为本次测试的安装结构。整个结构由 3 根 Peek 材料的杆子吊装在一个封闭的腔体中。Miromegas 和 Cathode 电极之间用 Teflon 环隔开(图 A-1 (左))。 Cathode 电极为一块直径 77mm、厚度 1mm 的不锈钢板,钢板中间开一 1mm 直径的孔, Fe55 安装于孔正下方。在测试前,将腔体中的真空抽至  $10^{-5}$  mbar,然后充入 Neon/CF4 (95:5)混合气体。我们分别在 1-3atm (常温)下进行了测试。测试时,我们通过腔体上安装的高压 Feedthrough 对 Cathode 电极和 Micromesh 施加负高压。 Miromegas 的 PCB 板上的电子信号经前置电荷灵敏放大器(142AH,Ortec)和主放大器(855, Ortec)放大成形后最后由 MCA(Multi Channel Analyzer) 读出。

表 A-1: Micomegas 的各参数尺寸。

参数	尺寸
Diameter of Micromesh wire	$22\mu m$
Thickness of Micromesh wire	$42\mu m$
Optical transparency of Miromesh	50%
Active area	$30mm \times 30mm$
Avalanche gap	$\backsim 120 \mu m$
Drift gap	24mm

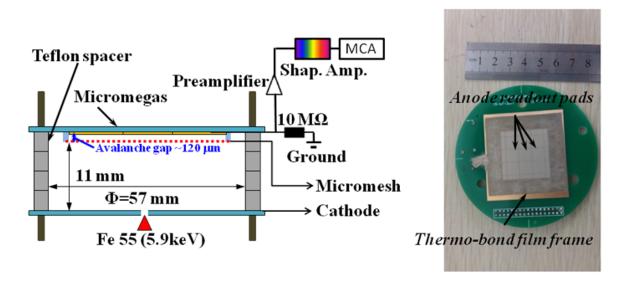


图 A-1: 左: Micromegas 测试安装结构。右: 热熔胶膜 Micromegas 照片。 Figure A-1: Left: A schematic view of the Mciromegas measurement setup. Right: a photo of the thermo-bond Micromegas.

### A.1.2 测试结果

图 A-2 为 Fe55 源(5.9 keV)在 Micrmesh 和 Cathode 设置分别为 -400 V 和 -706 V 时 的能谱,高斯拟合其分辨率为 6%。 电子团从漂移区(Cathode 电极和 Micromesh 之间)至雪崩区(Micromegas 的 Micromesh 和 PCB 之间)的透过率将会影响电子的收集效率。我们在固定 Micromesh 电压的情况下,改变漂移区域电场,在 2 atm 和 3 atm 气压下对电子透过率进行了测量(图 A-3),最终在  $E_a/E_d$  为 120 时得到电子的最高透过率。在对 Micromegas 增益进行测量时,我们把 $E_a/E_d$  全部设定为 120,并且按照 100% 的电子透过率来计算增益大小。

气体增益定义为 Micromegas 最终收集的电子数目和由于 Fe55 源产生的原初电离电子数目的比值,混合气体的 W 值为 36eV [3]。 我们使用脉冲发生器(PB-5, BNC)对整套电子学设备进行了能量标定,最终得出不同气压下的气体增益如图 A-4,对应能量分辨率为图 A-5。 1atm 中最后两个点测量时有轻微打火,所以造成这两点的分辨率急剧变差。总之,1-3atm 范围内该 Micromegas 均可达到 10<sup>4</sup> 的气体增益;我们有望通过改进 Micromegas 的设计来进一步提高其分辨率,同时,TPC 的安装结构也是影响分辨率的一个因素,通过加入 Shaping ring 来增加电子漂移区电场的均匀性也可提高 Micromegas 的分辨率。

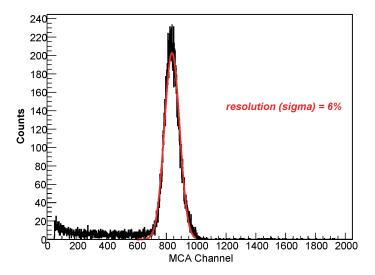


图 A-2: Fe55 源在 1atm Ne/CF4 (95:5) 混合气体中的能谱, Cathode 和 Micromesh 分别设置为-400V 和 -706V。

Figure A-2: An example of Fe55 spectrum in 1atm Ne/CF4 (95:5) gas mixtures. The voltages on Micromesh and cathode was -400V and -706V respectively.

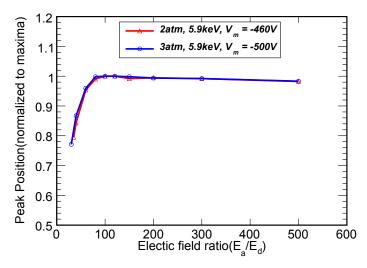


图 A-3: Fe55 源的 MCA 峰值随  $E_a/E_d$  的变化。 $V_m$  为 Micromesh 上设置的负电压值。 $E_a$  和  $E_d$  分别带别电子雪崩区和电子漂移区的电场强度。

Figure A–3: Dependence of Fe55 gamma peak with electric field ratio  $E_a/E_d$ .  $V_m$  is the voltage applied on the Micromesh.  $E_a$  and  $E_d$  stand for the electric field in the avalanche and drift gaps respectively.

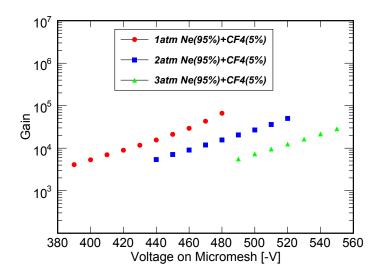


图 A-4: 气体增益在不同气压下随 Micromesh 上电压的变化。 Figure A-4: The measured gas gain as a function of voltage on the Micromesh.

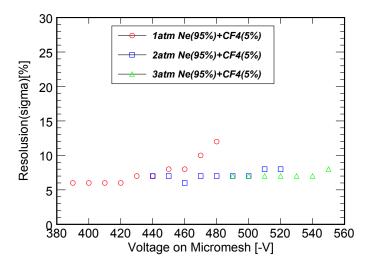


图 A-5: Fe55 源的分辨率在不同气压下随 Micromesh 上电压的变化。 Figure A-5: The energy resolution for Fe55 source as a function of voltage on the Micromesh in different pressure.

# A.2 Micromegas +THGEM 在 Neon/CF4 (95:5) 中的性质

### A.2.1 Micromegas +THGEM 安装结构

我们使用中科大的新型 Micromegas 和高能所的 THGEM 来进行初期的 GPMT 研制。高能所研制的 THGEM 各参数如表 A-2, 图 A-6 (右)是我们测试中所使用的

参数	单位 mm
Thickness	0.4
Diameter of hole	0.3
Space between holes	0.7
Rim of hole	0.1
ID of the outer ring	57
OD of the outer ring	77

表 A-2: THGEM 的各参数尺寸。

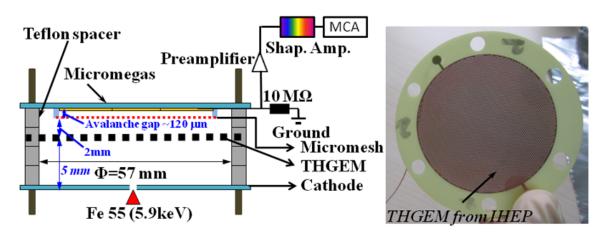


图 A-6: 左: Micromegas + THGEM 测试安装结构。右: THGEM 照片。 Figure A-6: Left: A schematic view of Micromegas + THGEM measurement setup. Right: a photo of the THGEM.

THGEM; 左图为本次测试的安装结构,即用 THGEM 对原初电离信号进行初级放大,然后将放大后的信号通过 Micromegas 进一步放大并通过电子学设备读出。本次测试同样选择在密闭的腔体中进行(和上小节相同)。测试中,我们通过腔体上的高压 feedthrough 对 Micromesh、THGEM 上表面、THGEM 下表面和 Cathode 电极施加不同的负电压。基于对将来制作 GPMT 时结构稳定性的考虑,我们只在 1atm (常温)的环境下进行了测试。

#### A.2.2 测试结果

图 A-7 为 Fe55 源在 Micromegas +THGEM 中的能谱,前面的峰为 5.9keV 伽马射线穿过 THGEM 后在 THGEM 和 Micromegas 之间所产生事例的信号,也就是

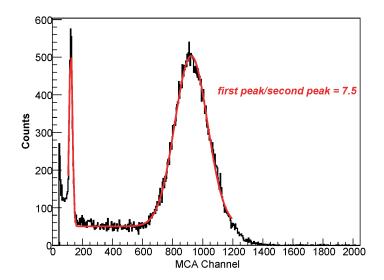


图 A-7: Fe55 源在 1atm Ne/CF4 (95:5) 混合气体中的能谱。Micromesh、THGEM上表面、THGEM下表面和 Cathode 分别设置为 -400V、-500V、-850V 和 -1100V。Figure A-7: An example of Fe55 spectrum in 1atm Ne/CF4 (95:5) gas mixtures. Voltage on Micromesh upper surface of THGEM lower surface of THGEM and Cathoda was 400V 500V

Micromesh, upper surface of THGEM, lower surface of THGEM and Cathode was -400V, -500V, -850V and 1100V respectively.

说这部分信号只经过 Micromegas 一个探测器的放大,前后峰值的比值即该电压设置下 THGEM 的增益。为了测试 Micromegas +THGEM 的性质,我们只对后边的峰进行研究。 图 A-8 为 Micromegas +THGEM 的增益曲线,其中  $E_d$  为电子漂移区(THGEM 下表面和 Cathode 之间)电场,  $V_m$  为 Micromesh 上设置的电压值,  $\Delta V$  为 THGEM 上下两面所设置的电压差,四组测试值中气体增益均可超过2 ×  $10^5$ 。该结果高于 Duval [3] 等人在相同气体介质(1.1bar,flow-mode)下使用三层 MPGD 的测量值。从能量分辨率来看(图 A-9),在  $E_d$  较高时分辨率变差,这是由电子团在THGEM 中的透过率过低引起的,我们有望通过优化电压设置来提高整个装置的分辨率,并进一步提高气体增益。

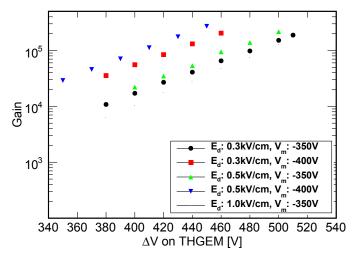


图 A-8: 气体增益在不同 Micromesh 电压和漂移区电场下随 THGEM 上电压的变化。 Figure A-8: The measured gas gain as a function of voltage on THGEM with different drift field and voltage on Micromesh.

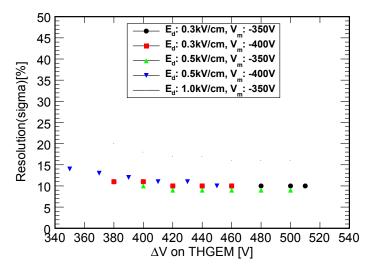


图 A-9: Fe55 源的分辨率在不同 Micromesh 电压和漂移区电场下随 THGEM 上电压的变化。 Figure A-9: The energy resolution for Fe55 source as a function of voltage on THGEM with different drift field and voltage on Micromesh.

### A.3 总结

从初步的测试结果来看,我们可以使用国产的 MPGD 制作高增益的 GPMT,而且效果优于国外同行的结果。我们将进一步完善 GPMT 的设计,使用镀有 CsI 材料的 THGEM 在常温和低温中继续对 GPMT 进行研究。

### 参考文献

- [1] Dafni T. et al, Nucl. Instr. Meth. A, 2009, **608**(259).
- [2] Wei Y. et al, IEEE. TNS, 2013, **60**(3008).
- [3] Duval S. et al, JINST, 2011, **6**(P04007).

# 插图索引

1–1	宇宙的组成部分 <sup>[1]</sup> 。	1
1–2	NGC6503 星系旋转曲线 <sup>[6]</sup> 。	2
1–3	左:哈勃空间卫星观测的 CL0024+1654 星系团。右: CL0024+1654 星系团的引力透镜图,尖峰为发光的普通物质对应的密度分布,圆滑的背景为不放光物质密度分布,发光物质只占总质量的 0.5%。图片来之Sorensen 博士论文 [8]。	4
1–4	子弹星系团 1E 0657-56。红色部分:普通物质质量分布;蓝色分布:总质量分布 <sup>[9]</sup> 。	5
1–5	Planck 观测到的宇宙微波背景辐射 [1] 。	6
1–6	各实验组测得的宇宙线正电子分数 $e^+/(e^++e^-)^{[42]}$ 。	11
1–7	根据所采集信号的不同对暗物质直接实验进行分类。	12
2-1	小型液氙探测系统。	18
2-2	制冷系统。	19
2–3	氙气循环提纯系统。	19
2–4	数据采集系统。	20
2–5	两相型氙 TPC 工作原理。	21
2-6	$Log_{10}(S2/S1)$ vs $S1$ 空间中电子反冲和核反冲的区分 [3]。	22
2-7	TPC 设计。	23
2-8	小型 TPC 所给出的典型波形。	23

2-9 200μm 丝状电极的三种组合。左:两层未错开电极组合。中:三层错 开电极组合。右:两层错开电极组合。	26
2-10 两层未错开电极组合下光子产生的位置。 2	27
2-11 两层未错开电极组合下单个电子所能产生的光子数目。	!7
2-12 两层未错开电极组合下电子的雪崩率。 2	!8
2-13 三层错开电极组合下光子产生的位置。 2	!8
2-14 三层错开电极组合下单个电子所能产生的光子数目。	:9
2-15 三层错开电极组合下电子的雪崩率。	29
2-16 两层错开电极组合下光子产生的位置。	0
2-17 两层错开电极组合下单个电子所能产生的光子数目。	1
2-18 两层错开电极组合下电子的雪崩率。	1
2-19 100μm 丝状电极组合下光子产生的位置。	2
2-20 100μm 丝状电极组合下单个电子所能产生的光子数目。	3
2-21 100μm 丝状电极组合下电子的雪崩率。	3
2-22 50μm 丝状电极组合下光子产生的位置。	4
2-23 50μm 丝状电极组合下单个电子所能产生的光子数目。	4
$2-24$ $50\mu m$ 丝状电极组合下电子的雪崩率。	5
2-25 ANSYS 电场模拟中的网状电极组合。	6
2-26 200μm 网状电极组合下光子产生的位置。	6
2-27 200μm 网状电极组合下单个电子所能产生的光子数目。	7
$2-28$ $200\mu m$ 网状电极组合下电子的雪崩率。	7
2–29 左上: 手工制作的 $100  \mu m$ 丝状电极。左下: 手工制作的 $200  \mu m$ 丝状电极。右上: Teflon 材料反射环。右下: 蚀刻工艺加工的 $100  \mu m$ 网状	
电极。	9

2-30	上: 丝状电极 (200 <i>μm</i> ) TPC 实验中的 TPC 设计。下: Anode 和 Grid 电极的错开组合结构。	40
2–31	Grid 和 Cathode 的电压分别设置为 -3kV 和 -4kV 时, $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$ 和 $dt$ 的关系。	42
2-32	Grid 和 Cathode 的电压分别设置为 -3kV 和 -4kV 时, $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$ 和 $dt$ 的关系。左: $\Delta dt < 0$ 的事例。中: $\Delta dt > 0$ 的事例。右:单个 S2 的事例。	42
2-33	Grid 和 Cathode 的电压分别设置为 -3kV 和 -4kV 时一个事例的波形。	43
2-34	$\Delta dt < 0$ 事例的最大 S2 位置分布。	43
2-35	左: $\Delta dt > 0$ 上半部分事例的最大 S2 位置分布,主要分布于 TPC 边缘。右: $\Delta dt > 0$ 下半部分事例的最大 S2 位置分布,主要分布于 TPC 中心。	44
2-36	左: 单个 S2 上半部分事例的最大 S2 位置分布, 主要分布于 TPC 边缘。右: 单个 S2 下半部分事例的最大 S2 位置分布, 主要分布于 TPC 中心。	44
2–37	$Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$ 随 Grid 电极电压的变化。随气氙中电场的加强,两种信号的现象逐渐消失。	45
2–38	Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4.0kV 和 -5.0 kV。左上:整个 S2 区域电场强度大小。右上:液面上方 0.1mm 气氙中电场大小随 TPC 半径的变化。左下:液面下方 0.1mm 内电场横向分量沿 TPC 半径方向的变化。右下:液面下方 0.1mm 内电场方向与 TPC 轴向方向的夹角沿 TPC 半径方向的变化。	47
2-39	丝状电极 (100μm) TPC 实验中的 TPC 设计。	48
2-40	Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3kV 和 -5kV 时, $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$ 和 $dt$ 的 关系。	49
2-41	Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3kV 和 -5kV 时, $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$ 和 $dt$ 的 关系。左: $\Delta dt < 0$ 的事例。中: $\Delta dt > 0$ 的事例。右:单个 S2 的事例。	49

2-42	Grid 和 Cathode 分别设置 -3kV 和 -5keV 时,最大 S2 和第二大 S2 的 关系。左边: $\Delta dt < 0$ 的事例。右边: $\Delta dt > 0$ 的事例。	50
2-43	Grid 和 Cathode 分别设置 -3.8kV 和 -5.8 kV。左:最大 S2 位置。右:第二大 S2 位置。	51
2-44	Grid 和 Cathode 分别设置 -1.5kV 和 -3.5 kV。左:最大 S2 位置。右:第二大 S2 位置。	51
2–45	固定 Grid 和 Cathode 电极之间电压差 $2kV$ 时,含单个 $S2$ 的事例、 $\Delta dt < 0$ 的事例和 $\Delta dt > 0$ 的事例的事例率随 Grid 电极电压的变化。 .	52
2-46	固定 Grid 和 Cathode 电极之间电压差为 2kV 时,最大 S2 和第二大 S2 斜率随 Grid 电极电压的变化。	53
2-47	Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -3.8kV 和 -5.8 kV。左上:整个 S2 区域电场强度大小。右上:液面上方 0.1mm 气氙中电场大小沿 TPC 半径的变化。左下:液面下方 0.1mm 内电场横向分量沿 TPC 半径方向的变化。右下:液面下方 0.1mm 内电场方向与 TPC 轴向方向的夹角沿 TPC 半径方向的变化。	54
2-48	网状电极 TPC 实验中的 TPC 设计。	55
2-49	事例位置分布, Cs137 源置于左上侧。	56
2–50	Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4.0kV 和 -4.5kV 时的数据分析。左上:最大 S2 和第二大 S2 之间的关系。右上:左上图区域 1 中事例第二大 S2 的位置。左下:左上图区域 2 中事例第二大 S2 的位置。右下:左上图区域 3 中事例第二大 S2 的位置。	57
2–51	含有 After Pulse 的波形。	58
2–52	同时含有 Delay Pulse 和 After Pulse 的波形。	58
2–53	左上: After Pulse 的位置分布; 左下: After Pulse 的 $\Delta dt$ ; 右上: Delay Pulse 的位置分布; 右下: Delay Pulse 的 $\Delta dt$ 。	59
2–54	左上: After Pulse 的位置分布; 左下: After Pulse 的 $\Delta dt$ ; 右上: Delay Pulse 的位置分布; 右下: Delay Pulse 的 $\Delta dt$ 。	60

2-55	Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4.0kV 和 -4.5kV 时的数据分析。左: Cs-137 事例中 S1 和 S2 的关系。液氙中剩余的激发态氙原子事例仍然可以看到。右: Cs-137 能谱。用一个高斯函数加一个表征背景的指数函数拟合 Cs-137 能谱得 662keV 能量的分辨率为 $1.60\%(\sigma/E)$ 。来自激发态氙原子的 $164$ keV 和 $236$ keV 能量的高斯 $\sigma$ 值分别为 $4.36$ keV 和 $6.70$ keV。	61
2–56	EXO [17] , XENON100 [18] , Aprile et al [19] 和本次测试中所得到的最佳能量分辨率。虚线为经验公式: $\sigma/E=(0.65/\sqrt{E}+0.83)\%$ 。	62
2–57	Grid 和 Cathode 电极分别设置为 -4kV 和 -6kV。左上:整个 S2 区域电场强度大小。右上:液面上方 0.1mm 气氙中电场大小沿 TPC 半径的变化。左下:液面下方 0.1mm 内电场横向分量沿 TPC 半径方向的变化。右下:液面下方 0.1mm 内电场方向与 TPC 轴向方向的夹角沿 TPC 半径方向的变化。	63
2-58	固定Grid电压于 -4kV 时,漂移电场和相应分辨率随 Cathode 电压的变化。虚线表示按 Grid 和 Cathode 电极为无限大平行板而计算得出的电场值。	64
2–59	固定 Grid 和 Cathode 电极的电压差为 2kV 时,液面上 0.1mm 气氙内电场值大小沿 TPC 半径方向上的变化。	65
2–60	固定 Grid 和 Cathode 电极的电压差为 2kV 时,液面下 0.1mm 液氙内 矢量电场方向和 TPC 轴线的夹角沿半径方向上的变化。	65
2–61	固定 Grid 和 Cathode 电极的电压差为 2kV 时,液面下 0.1 mm液氙内电场在 TPC 横截面上分量的大小沿半径方向上的变化。	66
2-62	丝网混合电极 TPC 实验中的 TPC 设计。	66
2–63	Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.5kV 和 -5.5kV 时, $Log(\frac{S2sTot[0]}{S1sTot[0]})$ 和 $dt$ 的关系。	67
2–64	Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.5kV 和 -5.5kV 时的精确三维电场模拟结果。	67
2–65	Grid 和 Cathode 电极分别设置 -3.5kV 和 -5.5kV 时,S1 和 S2 信号的能谱。	68

68
69
74
<b>7</b> 5
<b>7</b> 5
<b>7</b> 6
77
78
<b>7</b> 9
<b>7</b> 9
80
81
81
83
84
84
85

3–16	PandaX-Ia 试运行时所采集的波形。	86
4–1	PandaX-Ia 和 PandaX-Ib 分别运行 100 天和 1 年的灵敏度曲线(90% 置信度)。PandaX-Ia 和 PandaX-Ib 的本底事例数分别低于 1.8 和 3.7。 .	91
4-2	吨级液氙暗物质探测器概念设计, (左)config.1: 顶部和底部分别设计 151 个 R11410-PMT 和 121 个 R11410-PMT, 上方图片为顶部 PMT 布局。 (右)config.2: 顶部和底部分别设计 151 个 R8520-PMT 和 121 个 R11410-PMT, 上方图片为顶部 PMT 布局。	93
4–3	不同顶部光电管配置下探测器灵敏度的比较,计算条件为: 1.4 吨 × 2 年的数据,90% 置信度。为了便于比较,图中同时给出了 XENON100 的最新实验结果 [6] 和超对称理论模型的预言区域 [7] 。	94
A-1	左: Micromegas 测试安装结构。右: 热熔胶膜 Micromegas 照片。	99
A-2	Fe55 源在 1atm Ne/CF4 (95:5) 混合气体中的能谱, Cathode 和 Micromesh 分别设置为 -400V 和 -706V。	100
A-3	Fe55 源的 MCA 峰值随 $E_a/E_d$ 的变化。 $V_m$ 为 Micromesh 上设置的负电压值。 $E_a$ 和 $E_d$ 分别带别电子雪崩区和电子漂移区的电场强度。	100
A-4	气体增益在不同气压下随 Micromesh 上电压的变化。	101
A-5	Fe55 源的分辨率在不同气压下随 Micromesh 上电压的变化。	101
A-6	左: Micromegas + THGEM 测试安装结构。右: THGEM 照片。	102
A-7	Fe55 源在 1atm Ne/CF4 (95:5) 混合气体中的能谱。Micromesh、THGEM表面、THGEM下表面和 Cathode 分别设置为 -400V、-500V、-850V和 -1100V。	上 103
A-8	气体增益在不同 Micromesh 电压和漂移区电场下随 THGEM 上电压的变化。	104
A-9	Fe55 源的分辨率在不同 Micromesh 电压和漂移区电场下随 THGEM 上电压的变化。	104

### 致 谢

时光飞逝,转眼间博士生活即将结束,回首校园生活一切仍历历在目,令人难以忘怀,特别是校园中那些可爱的同学、可敬的老师和朝夕相处过的朋友。值此论文完成之际,谨在此向多年来关心和帮助过我的老师、同学、朋友和家人表示衷心的感谢。

首先,将我最诚挚的谢意送给我的导师倪凯旋教授,忠心感谢导师在整个博士研究生阶段对我生活和学习方面的关心和照顾,倪老师对学生平易近人的态度,对科学研究工作高度热情和执着追求,精益求精的治学作风,渊博的知识,耐心细致的工作态度,乐观开朗的性格深深地影响着我,是我学习的好榜样,让我受益终身。同时,感谢上海交通大学刘江来、刘湘等教授,感谢他们在学习、科研和生活上对我热心的指导和帮助。

感谢师弟林箐、肖翔、高飞、胡捷给予的有益讨论,特别感谢林箐师弟在程序 写作等方面给予的帮助。

感谢任博、陈彬、王胜利等朋友对我生活的照顾。

最后特别感谢这些年来默默支持和关爱我的父母、姐姐,感谢他(她)们无私的 奉献,无微不至的关心和照顾。

魏月环

2013年9月

于上海交通大学

## 攻读学位期间发表的学术论文目录

- [1] Yuehuan Wei, Liang Guan et al, "Detection of Alpha Particles and Low Energy Gamma Rays by Thermo-Bonded Micromegas in Xenon Gas", IEEE Trans. Nucl. Sci. 60 (4), 3008-3013. [arXiv:1308.2073]
- [2] Y. Wei, Q. Lin et al, "Study of light detection and sensitivity for a ton-scale liquid xenon dark matter detector", 2013 JINST 8 T06002.
- [3] Q. Lin, Y. Wei et al, "High Resolution Gamma Ray Detection in a Two-Phase Xenon Time Projection Chamber", Submitted to JINST [arXiv:1309.5561].
- [4] **倪凯旋,魏月环**,"基于液氙的暗物质直接探测",中国科学:物理学力学天文学, 2011, 41: 1-9。
- [5] J. Hu, H. Gong, Q. Lin, K. Ni, A. Tan, Y. Wei, M. Xiao, X. Xiang, and L. Zhao, "Development of the Liquid Level Meters for the PandaX Dark Matter Detector", 中国物理 C(己录用)。[arXiv:1306.3064]