

申请上海交通大学博士学位论文

利用PandaX液氙探测器寻找低质量暗物质



上海交通大學
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

论文作者 林箐

学 号 010072919

指导教师 倪凯旋教授

专 业 粒子物理实验

答辩日期 2015年5月

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

Searching for Low Mass Dark Matter with the PandaX Liquid
Xenon Detector



上海交通大学
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

Candidate: QING LIN

Advisor: Prof. KAIXUAN NI

Major: Experimental Particle Physics

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

May, 2015

上海交通大学 学位论文原创性声明

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

学位论文作者签名: 林箐

日期: 2015 年 6 月 12 日

上海交通大学 学位论文版权使用授权书

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

保 密 , 在 _____ 年解密后适用本授权书.

本学位论文属于

不保密 .

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名: 林青

指导教师签名: 傅立群

日 期: 2015 年 6 月 12 日

日 期: 2015 年 6 月 12 日

利用PandaX液氙探测器寻找低质量暗物质

摘 要

众多的天文观测与大尺度结构模拟都显示有宇宙间暗物质存在的证据。在近三十年间被称为WIMP（弱相互作用重粒子）的粒子因其能够匹配现今宇宙的暗物质密度，在暗物质直接探测领域得到了广泛关注。在现今的暗物质直接探测技术中，使用液氙作为探测介质的二相型时间投影室技术 (LXe-TPC) 是目前最为主流的一项探测技术。其主要优势在于对伽马本底很好的辨别排除能力，以及高质量的事例三维重建能力。

二相型液氙时间投影室的高本底排除效率源于在液氙中伽马本底产生的电子反冲和暗物质可能产生的核反冲间电离与闪烁信号比例的差异。目前对于液氙中的低能信号响应模型并没有达到可靠的精度。其中需要完善的有在低能区（几keV）电子反冲的光子电子产生率，以及对伽马本底排除率极限的相关问题。在本论文第三章中将介绍一套小型二相型液氙时间投影室的开发与构建，涵盖对其真空制冷、气液循环、数据采集和分析系统的介绍。所研发的探测器在试运行中得到了较高的能量分辨率，适合用于研究液氙中低能量的电子和核反冲信号。本论文将在第四章中详细阐述使用该小型二相型液氙时间投影室探测低能反冲信号的过程，以及我通过所得数据构建的信号模型。该信号模型更新了已有模型中对于低能电子反冲以及液氙中反冲分辨能力上理解的不足。测量结果对利用液氙探测器寻找暗物质可能产生的电子反冲信号^[1,2]起到了参考作用。同时也为下一代液氙探测器的优化给出了方向。

本论文在第5章中将详细介绍PandaX暗物质直接探测实验的数据分析。 PandaX是中国第一个使用二相型液氙时间投影室技术的暗物质直接探测实验。 它坐落于拥有目前世界最低宇宙线本底的四川锦屏地下实验室CJPL（6900多米等效水深）。 PandaX一期探测器利用扁平状的灵敏区域设计增大探测器光采集效率，力求提升对于低质量暗物质的探测灵敏度。 本论文第五章将介绍由作者开发的名为PandaX Raw Pulse Analyser (PRP)的数据分析系统，以及利用PandaX第一批数据对于低质量暗物质的分析研究。 该结果排除了先前其他暗物质探测实验给出的低质量暗物质可能的参数区域^[3-6]。

关 键 词: 暗物质、二相型液氙时间投影室、PandaX

SEARCHING FOR LOW MASS DARK MATTER WITH THE PANDAX LIQUID XENON DETECTOR

ABSTRACT

Numbers of astronomical observations, associated with large-scale simulations, show the evidence of the existence of dark matter. Over the last 30 years, direct searching of dark matter candidate particles, the weakly interacting massive particles (WIMPs), have attracted great attention. Among various techniques used in the dark matter searching experiments, dual-phase time projection chamber using liquid xenon as target material (LXe-TPC) is the most promising one so far. It has the advantages of strong rejection level for gamma background rays and high 3-D position sensitivity.

The great rejection power against the gamma background of LXe-TPC comes from the distinct charge-to-photon ratio between the electron recoil and nuclear recoil events induced by gamma rays and WIMPs (as well as neutrons), respectively, in liquid xenon. However, there're still several properties missing in our understanding of the signals in liquid xenon, one of which is the limitation of the rejection power in low energy. In the present thesis, the construction of a mini LXe-TPC is introduced in Chapter 3, including the crogenic, recirculation, data taking and offline analysis systems. Using such a detector, we reached very high energy resolution, allowing to investigate the property of the low energy region in LXe for both electron and nuclear recoils with a minimum detector-induced

fluctuation. Such properties were very poorly measured previously, and our results bring new prospect of LXe-TPC and help in optimizing it. The measurements of the low energy events in such a detector and the model of the recombination fluctuation in low energy region in LXe are illustrated in Chapter 4.

Chapter 5 will be devoted to illustrate the PandaX Rawdata Processor (PRP), one of the data processing and offline analysis systems of a large underground experiment for dark matter direct searching – PandaX. PandaX is the first dark matter searching experiment using time projection chamber as its detection technique in China. It is located in China Jinping underground Lab (CJPL) in Sichuan. The lab has a world-record depth of about 6900 meter water equivalence, and provides an extremely low muon-induced background. PandaX has published its first paper in August this year, excluding all the previously reported positive results for low mass dark matter around 10 GeV. The analyses of the low mass dark matter signals in PandaX first scientific data are illustrated in Chapter 5 as well.

KEY WORDS: dark matter, LXe-TPC, PandaX

目 录

摘要	i
ABSTRACT	iii
目录	v
第一章 绪论	1
1.1 暗物质存在证据	1
1.1.1 初次观测	1
1.1.2 星系旋转曲线	1
1.1.3 引力透镜	2
1.1.4 大尺度结构的形成演化	4
1.1.5 微波背景辐射	5
1.2 暗物质候选粒子	6
1.3 暗物质探测	8
1.3.1 直接探测	8
1.3.2 直接探测中WIMP信号的反冲能谱	9
1.3.3 年调制信号	12
1.3.4 间接探测	13
1.4 暗物质直接探测中的探测器技术	13
1.4.1 气泡室	13
1.4.2 闪烁体	15
1.4.3 半导体探测器	17
1.4.4 时间投影室	19
1.4.5 定向轨迹探测器	22

第二章	二相型液氙时间投影室信号	25
2.1	S1信号产生机制	25
2.2	S2的产生机制	27
2.3	电子漂移过程	31
2.4	PMT中信号的放大	33
第三章	小型液氙时间投影室研发	39
3.1	系统架构	39
3.1.1	真空制冷	39
3.1.2	气体储存循环	41
3.1.3	小型TPC探测器	42
3.1.4	数据采集及线下处理分析	43
3.2	小型TPC的性能表现	45
3.2.1	3-D电场模拟	45
3.2.2	PMT信号线性度	45
3.2.3	残留脉冲	48
3.2.4	位置重建	51
3.2.5	信号的不均匀性与修正	53
3.2.6	重建能标	56
3.3	小结	58
第四章	液氙中低能反冲信号的研究	59
4.1	探测器设定与标定	59
4.1.1	基本设定	59
4.1.2	PDE和CA的标定	60
4.1.3	高电场下低能反冲特殊测量	63
4.2	信号响应模拟	64
4.2.1	电子反冲与核反冲能谱	64
4.2.2	信号涨落	65
4.3	低能反冲光子电子产率的研究	69
4.4	电子与核反冲分辨极限	73
4.5	小结	79

第五章 PandaX暗物质探测实验数据分析	81
5.1 PandaX实验及探测器	81
5.2 原始数据处理	84
5.2.1 峰检出	84
5.2.2 数据中的参量	86
5.2.3 排除噪音的特殊处理	90
5.3 数据分析-事例的甄选	90
5.3.1 基础信号质量甄选	90
5.3.2 S1信号质量甄选	91
5.3.3 S2信号质量甄选	93
5.3.4 单次散射事例选择与探测器有效区域	94
5.4 数据分析-标定	96
5.4.1 PMT增益标定	96
5.4.2 PDE和CA	98
5.4.3 信号修正	102
5.4.4 气体增益及“提出”效率	105
5.4.5 低能电子反冲与核反冲信号带	107
5.5 数据分析-支线课题	109
5.5.1 PMT暗电流带来的影响	109
5.5.2 电子寿命的时间演化	111
5.5.3 氦含量	114
5.5.4 中子X事例的估计	117
5.6 数据分析-结果阐述	119
5.6.1 暗物质探测效率估计	119
5.6.2 基于能量分辨率的暗物质能谱矫正	121
5.6.3 PandaX第一轮暗物质探测结果（PRP分析）	121
5.7 小结	124

第六章 总结和展望	125
6.1 总结	125
6.2 展望	126
表格索引	127
插图索引	138
参考文献	139
致谢	149
攻读学位期间发表的学术论文目录	151

第一章 绪论

自从第一次的天文观测证据显示有“不可见”物质的存在几十年的时间已经悄然流过。在这几十年间，物理学尤其是粒子物理与宇宙学，相继出现了跨时代的重大科学发现。诸如粒子标准模型的建立、宇宙加速膨胀的发现、中微子振荡、以及最近的希格斯玻色子的发现等等。但是时至今日“不可见”物质，即暗物质，仍然是科学上的一个未解之谜。

对暗物质的寻找已经成为21世纪科学界最为热门的课题之一。一种被称为弱相互作用大质量粒子 (WIMP) 的粒子被认为是最有可能的暗物质候选粒子。此类理论预言粒子因其与普通物质间相互作用极其微弱，探测难度相当之大。虽然目前有众多天文观测显示暗物质的存在，但仍没有确凿的暗物质直接探测证据。

1.1 暗物质存在证据

1.1.1 初次观测

最早的关于“不可见”物质的观测由天文科学家弗里茨·兹威基在测量后发座星系团中星云的速度弥散^[7]后给出的。兹威基测量了处于后发座星系团边缘的星云的运动，并利用维里定理结合星云速度推算了整个星系团的质量。他的测量结果显示通过星云速度推算出的后发座星系团的质量比通过星系团亮度所推算出的质量大了接近两个数量级。兹威基由此认为在后发座星系团中存在有大量的“不可见”物质，造成通过引力效应与发光亮度推算出的两个质量彼此不同。

1.1.2 星系旋转曲线

上世纪七八十年代薇拉·鲁宾和她的合作者们通过测量星系旋转曲线^[8,10] (galaxy rotation curve) 得到了当时对暗物质存在最有力的天文证据。牛顿的万有引力预言在一个盘状的星系中恒星的公转速度应满足 $v(r) = \sqrt{GM(r)/r}$ 。即远离星系中心的恒星它的运动速度相对缓慢。薇拉·鲁宾的测量结果发现：对于高亮星系 (大质量星系)，它其中的旋转曲线在星系外围趋于平坦 (见图1-1的左图)。这个重

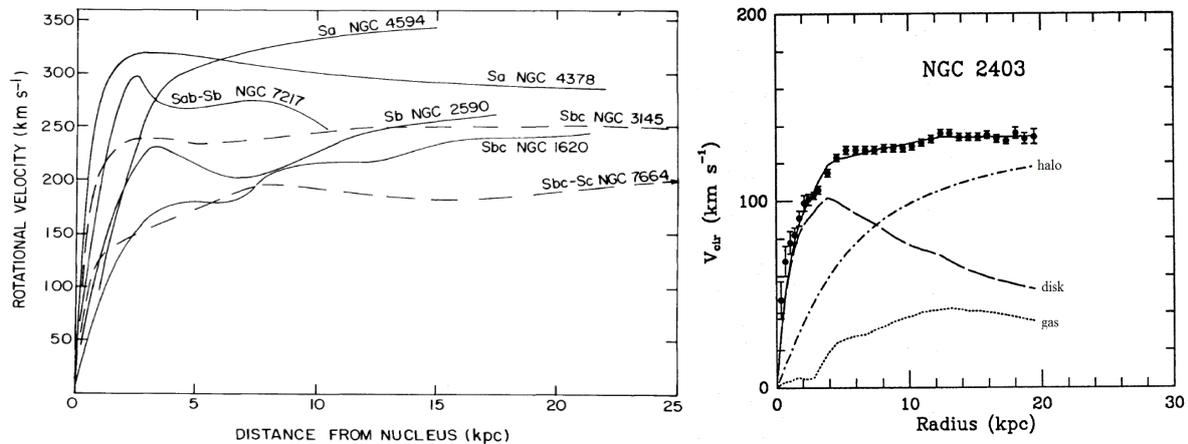


图 1-1: 左图为由鲁宾等 [8] 所测量的高亮星系旋转曲线。右图为 NGC 2403 的旋转曲线。图中的实线为拟合曲线, 考虑了三类引力的贡献: 盘状星系中发光物质 (虚线)、暗物质晕 (虚线加点) 和星系中气体 (点)。如果没有暗物质晕的贡献, 就不能够解释星系外围观测到的平坦的星系旋转曲线。右图来自于 [9]。

Figure 1-1: The rotation curves of several high-luminosity galaxies measured by Rubin *et al.* [8]. (Right) The galaxy rotation curve (black rectangles) from NGC 2403. The fit (solid line) takes into account the contributions from three components: disk galaxy of luminous matters (dashed), the halo of dark matter (dashed dotted) and galactic gases (dotted). Without the contribution of a dark halo, the flat rotation curve cannot be compensated. The image is from [9].

要的观测结果显示在这些被鲁宾观测的星系中除了处于星系最中心的恒星外, 多数恒星以一个较为恒定的速度公转。如果不考虑引力定律的修正 (MOND), 人们认为这些星系很有可能分别被包含在暗物质晕之中 (暗物质晕模型)。暗物质晕模型很自然地可以解释所观测到的星系旋转曲线与牛顿引力定律的矛盾之处 (见图 1-1 的右图)。因为在星系的外围暗物质晕的存在给恒星提供了额外的运动速度, 补足了牛顿定律所预言的在星系外围的运动速度的下降。使在星系的外围恒星以一个相对恒定的速度运动。在鲁宾的成果发表后陆续有天文学家证实了她的观测结果。很快大多数星系中有着暗物质晕的这一事实就被科学界广为接受。

1.1.3 引力透镜

继星系中恒星公转曲线之后, 引力透镜是另一项非常有趣且激动人心的关于暗物质存在的天文观测。根据爱因斯坦的广义相对论, 在宇宙中的一团物质 (诸如一个星系团) 有能力来 “弯曲” 从宇宙更深处背景星系所发出的光。此类 “光弯曲” 效应被称为引力透镜效应, 在图 1-2 的左图中有着直观的阐述。在某一些特定的情况下引力透镜效应甚至能够强到使背景光源星系的图像扭曲, 以一圈光晕的影像出现在引力物质的周围, 如同图 1-2 的右图所示。因而引力透镜效应成为一项非常有效强

大的天文观测工具。天文学家们可以通过它来发现及测量宇宙中暗物质晕的空间分布，并且通过背景星系光的扭曲程度估计本地星系中暗物质对普通物质的比例。基于引力透镜效应的观测和其他对大尺度天文结构的测量，暗物质普遍存在于我们所处的宇宙中并且是宇宙物质的一个主要的组成部分这一事实，已经被几乎所有的天文学家所确信。

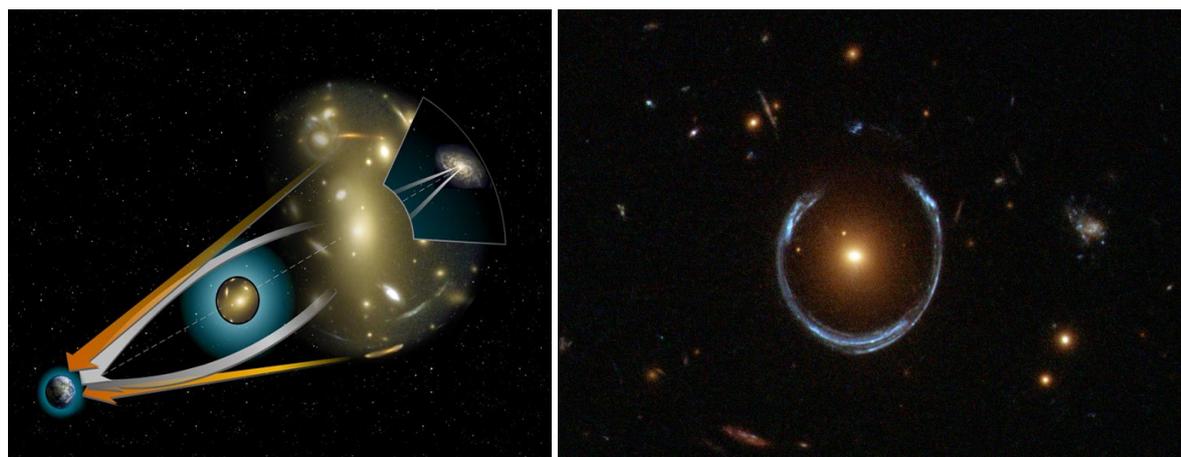


图 1-2: 左图为关于引力透镜的一个简单形象图示。右图为一个实际观测到的引力透镜效应产生的光扭曲 (图像来自于: ESA/Hubble & NASA derivative work)。

Figure 1-2: (Left) Illustration of the gravitational lensing. (Right) An example of the strong gravitational lensing observed. (Image source: ESA/Hubble & NASA derivative work)

在所有的引力透镜的观测结果之中，最为值得一提的就是对于子弹星系团的观测。它是到目前为止天文观测中所得到的对暗物质存在最为直接有力的证据。所谓的子弹星系团，是指科学家们扑捉到的两团星系碰撞后的产物。它的观测结果基于X射线成像技术和引力透镜成像技术的结合，如图1-3所示。图中所示红色的轮廓是通过观测星系碰撞后的X射线残留所重建而成的图像，它代表星系碰撞后普通物质（重子物质）的空间分布。图中蓝色部分的轮廓则是由引力透镜的观测结果重建而得，代表着所有引力物质的空间分布。通过比对红色和蓝色区域的轮廓可以发现，两团星系经过碰撞后原本星系中的重子物质和引力物质发生了明显的分离。说明引力物质大部分由暗物质组成而非重子发光物质。重子物质更集中于碰撞的发生区域，而暗物质则更倾向于远离碰撞中心的区域。这是由于重子物质之间被电磁相互作用所束缚，运动速度被减慢。而暗物质之间主要以引力作用为主，所以它由于原本星系的运动惯性可以扩散至更远的宇宙空间，直至被两星系的引力给拉回。不同于星系旋转曲线的测量，对于子弹星团的观测和阐释不依赖于牛顿万有引力定律。从而子弹星系被认为是天文学中的一次对暗物质存在的直接观测。

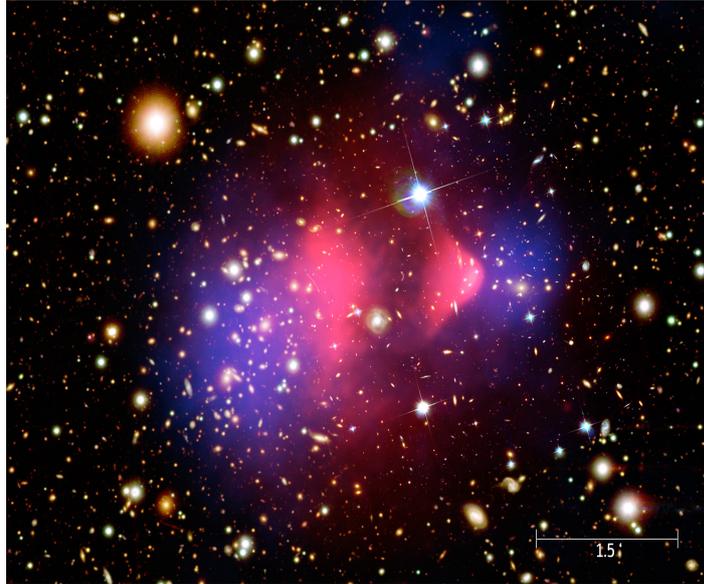


图 1-3: 子弹星系。红色区域显示从热重子气体发出的X射线分布，蓝色区域则显示的是根据引力透镜观测重建的暗物质的分布（图像来自：Chandra X-Ray observatory: 1E 0657-56）。

Figure 1-3: The Bullet Cluster. The red contour shows the X-rays emitting from hot gas, while the blue contour shows the reconstructed distribution of mass according to gravitational lensing observations. (Image source: Chandra X-Ray observatory: 1E 0657-56)

1.1.4 大尺度结构的形成演化

在早期天文观测结果和比较近期的引力透镜观测之外，现代宇宙学也提供了可观的证据进一步地坚定了人们对暗物质存在的信心。从宇宙学的观点出发我们所在的宇宙始于一次大爆炸，并维持着加速膨胀的状态直至今日。众多的宇宙学研究表明，除重子物质之外暗物质以及暗能量在宇宙的组成中扮演着不可或缺的角色（ Λ CDM 模型）。

其中一个关于暗物质存在的证据来自于对于宇宙大尺度结构的天文观测。观测的结果表明，宇宙中的天体结构（恒星、星系以及星系团等等）都是在大爆炸之后以一定的次序形成。通过热重子气体的坍缩小一些的天体结构最先形成；然后依次是星系和星系团的成形。现代宇宙学认为因为金斯不稳定性的存在，大爆炸之后原初重子气体的温度和压强都太高不足以形成小结构的天体。必须要有一种非相对论（冷）的暗物质参与到大尺度结构的形成中。因为不同于重子物质在电子质子结合点到来前太“热”而不足以塌缩，冷暗物质由于自身的相互作用太弱所以可以在更早的时刻开始塌缩。塌缩后的暗物质团通过引力作用吸引仍然较“热”的重子物质，加速重子物质的结合从而形成我们今天看到的层次化的宇宙结构。

1.1.5 微波背景辐射

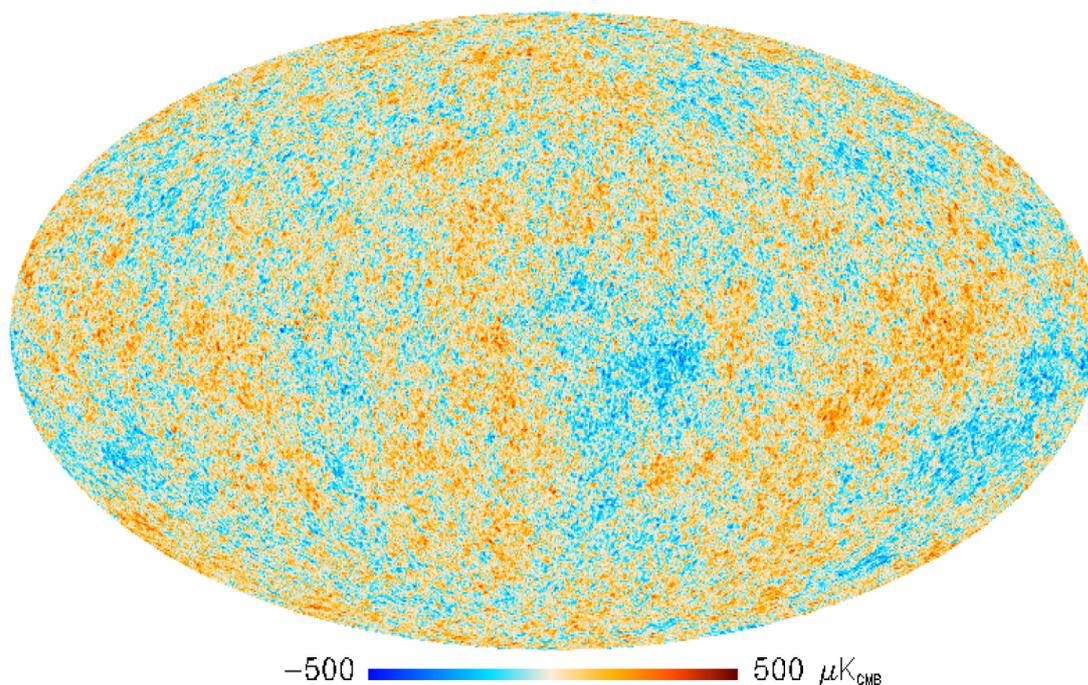


图 1-4: Planck 实验组测得的全周天的宇宙温度差分布 [11]。

Figure 1-4: The whole sky map of temperature difference from Planck collaboration [11].

截至目前宇宙微波背景辐射（CMB）的测量给出了关于暗物质在宇宙中丰度的最准确的测量。微波背景辐射是大爆炸之后残留的热辐射，也就是宇宙中最早的“光”。科学家们最为感兴趣的是微波背景辐射在宇宙中的分布。图1-4展示了一张由Planck项目所摄制的全周天的宇宙温度差的分布图 [11]。在恒星及星系都还未形成的宇宙早期，宇宙处于一个极高的温度。普通物质都一种高温等离子体的状态存在。随着宇宙的膨胀变冷，在某个临界点质子与电子开始结合形成原子。此时的原初热辐射开始不再被物质吸收，从而可以在宇宙中传播经过亿万年的时间直至今日被探测到。

但是原初宇宙中等离子体的压强和引力的作用相互制约，导致重子“声”振荡（BAO）现象的产生。即在宇宙各处到达质子电子结合临界点的时间有着不一致和波动。重子振荡也是图1-4中温度分布不均（亮点和暗点）的来源所在。此温度分布的不均匀可以通过球谐函数 Y_{lm} 展开得到对应的幂频谱，此幂频谱隐含着许多关于宇宙的信息。图1-5展示有Planck项目给出的宇宙温度差分布球谐展开的幂频谱 [11]。通过使用 Λ CDM宇宙模型来拟合幂频谱，科学家们得到了重子物质，暗物质以及暗能量的密度参数 [12]：

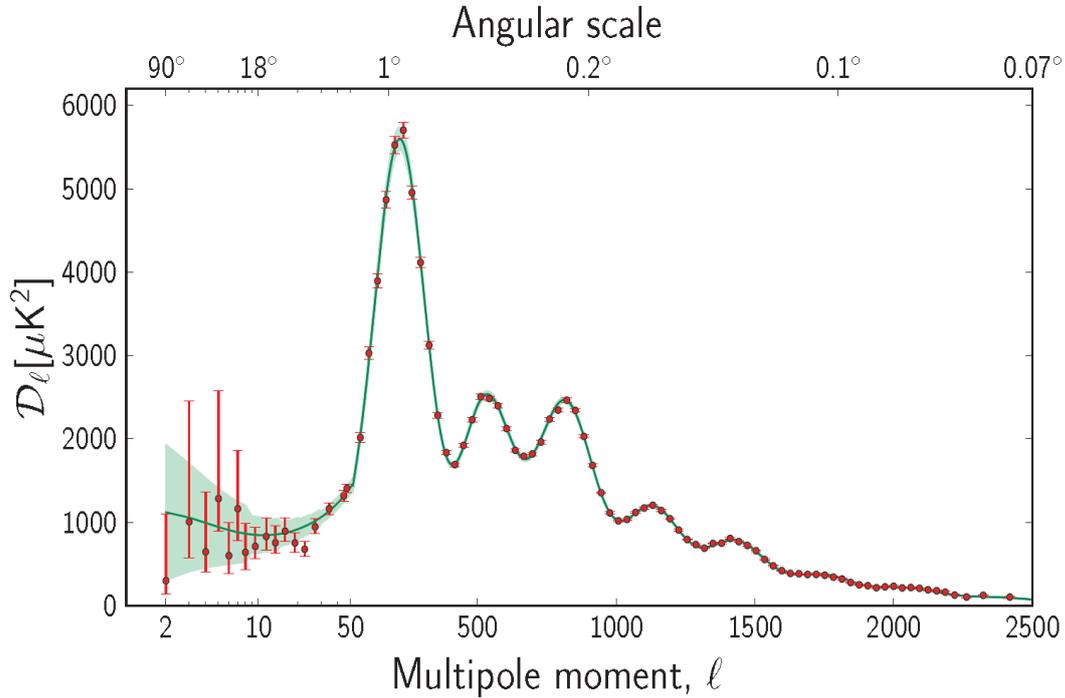


图 1-5: Planck 实验组给出的通过球谐展开 CMB 周天不均匀性所得的幂频谱 [11]。
Figure 1-5: The power spectrum of CMB anisotropy obtained by Planck collaboration [11].

$$\Omega_b h^2 = 0.02207 \pm 0.00033, \Omega_c h^2 = 0.1196 \pm 0.0031, \Omega_\Lambda = 0.686 \pm 0.020.$$

这些密度参数分别对应于宇宙中的物质组成丰度为：5%的重子物质，25%的暗物质，以及70%的暗能量。

1.2 暗物质候选粒子

在天文及宇宙学的观测证据下，暗物质是以一种新型未发现过粒子的形式存在成为了科学界一个主流的观点。宇宙的25%是由这种非相对论的暗物质粒子构成。有两种理论粒子被认为是最有可能的候选者：轴子（Axion）和弱相互作用大质量粒子（WIMP）。其中弱相互作用大质量粒子是目前最热门的的候选粒子（关于轴子的讨论，见 [13]）。

理论认为弱相互作用大质量粒子是一种冷暗物质，为大爆炸之后的热残留产物 [14, 15]。它的粒子数密度 n_χ 应该满足方程：

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -\langle \sigma_a \nu \rangle [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2] - 3Hn_\chi. \quad (1.1)$$

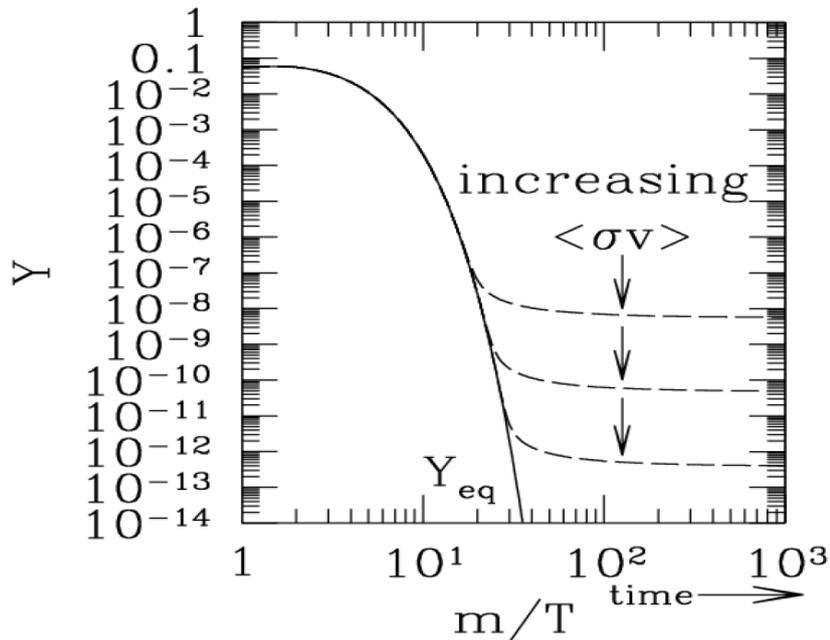


图 1-6: 暗物质数密度的演化。实线显示为, 随着宇宙膨胀冷却而变化的暗物质热平衡密度。虚线则代表对于不同假设的 $\langle\sigma_a\nu\rangle$, 所对应的暗物质“冻结”密度。图片来自 [14]。

Figure 1-6: The evolution of dark matter number density. The solid line shows the falling equilibrium density as the Universe expanded and cooled down. The dashed lines shows the freeze-out density as for different $\langle\sigma_a\nu\rangle$. Figure is from [14]

方程中 n_χ^{eq} 代表着暗物质在热平衡状态下的数密度, 而 $\langle\sigma_a\nu\rangle$ 是暗物质自相互作用的截面与暗物质间相对速度的平均乘积。方程1.1第二项中的H(哈勃常数)代表着宇宙的膨胀系数。在图1-6展示有根据方程1.1计算的冷暗物质数密度随时间的演化。可以假设在大爆炸刚发生之后, 暗物质与轻粒子应拥有同样的物质丰度。在宇宙膨胀的初期阶段, 方程1.1中的第一项占主导作用, 暗物质处于一个热平衡的状态。直到随着宇宙的继续膨胀温度跌至临界温度(大约是WIMP质量的二十分之一 [14]), 平衡被打破且暗物质的自相互作用大大地降低。从这一时刻起暗物质被“冻结”, 之后维持一个恒定的数密度。基于 Λ CDM模型的详细计算表明, 如今宇宙残留暗物质的密度 $\Omega_\chi h^2$ 可以被简化成如下形式 [14, 15]:

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma_a\nu\rangle}. \quad (1.2)$$

如果暗物质的自相互作用处于弱相互作用的量级, 即 $\langle\sigma_a\nu\rangle \sim 10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, 计算的暗物质密度就正好与我们如今观测到的宇宙暗物质密度处于同一个量级上。这样一个巧合被称为“WIMP奇迹”, 且极大地吸引了科学界的瞩目。此外, 在超对称模型

中预言有稳定的、满足对应于WIMP属性的超对称粒子。

除了WIMP粒子作为暗物质直接探测最有力的一个候选者之外，理论上对于暗物质模型的探索也从未间断过。其中有为了解释实验现象而被提出的，更倾向于与轻子作用的暗物质模型^[1,2]；也有认为暗物质与不同核子（质子与中子）的反应截面不同的同位旋破缺暗物质^[16]。所以不同的暗物质探测实验对于各类暗物质模型的阐述，也成为热烈探讨的一个课题。在各个实验互相检验的基础上，力求找寻最优的暗物质模型。

1.3 暗物质探测

在有了众多暗物质存在证据的情况下，最后一块关于暗物质的“拼图”就只剩下对于暗物质粒子的探测。目前除了DAMA实验组声称探测到疑似暗物质年调制信号^[3,17]外，还没有确凿的暗物质探测结果。

1.3.1 直接探测

最为简洁的探测暗物质（在大多数实验以WIMP作为目标粒子）想法就是被称为直接探测的手段。它的方案并不复杂：在严格控制的本底条件下，在探测器中寻找在统计上超出本底的暗物质与靶物质的碰撞信号。在实际情况中，由于暗物质物质相互作用非常微弱，它的事例率非常少。要得到在统计上超出本底涨落的信号达到高灵敏度，对于探测器本底的要求极为苛刻。一般暗物质探测实验探测器中的主要本底来自于两大类：宇宙射线和材料自然放射性。

外层空间的高能质子（主要来自于太阳的辐射），在进入地球大气层后会产生一阵次级粒子雨。某一些次级粒子产物，如中子、缪子及伽马，具有较强穿透性，是地球表层的探测器的主要的本底来源。因此几乎所有的暗物质直接探测实验，都必须在有超过吨级的岩石作为宇宙线屏蔽的地下来进行。目前世界上最深的地下试验室是我国的锦屏地下试验室（CJPL），位于四川并拥有7500米的等效水屏蔽。

另一大类不可避免的本底背景来自于探测器材料和周围实验室空气及岩体的自然放射性。为了屏蔽来自实验室空气和岩体的放射线，探测器一般会被包裹于层层屏蔽材料之内。通常使用铅来有效地屏蔽伽马射线，用聚乙烯来屏蔽中子。但另一方面，屏蔽材料无法屏蔽来自于探测器本身材料的放射性辐射。一般材料中最常出现的自然发射线同位素是铀238和钍232，它们分别有长达45亿年和141亿年的半衰

期。其他如钴60和钾40也是非常常见的材料自然放射性的主要来源。唯一减少探测器材料自然放射性的方法，就是选择放射性较小的材料来构造探测器。每一种探测器将要使用到的材料都必须经过预检测，测量它放射性同位素的含量。

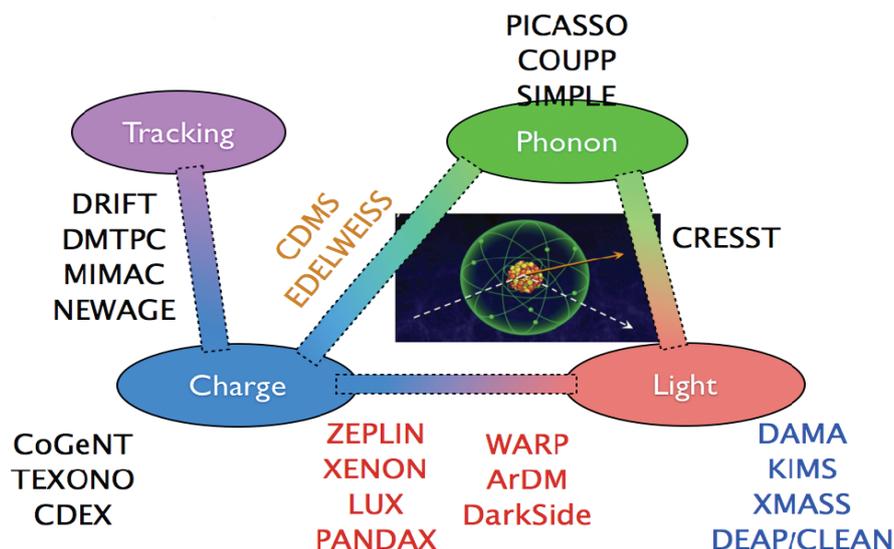


图 1-7: 在探测暗物质与普通物质碰撞时可用的信号通道。过去和现今在运行的暗物质实验也被一并归类。

Figure 1-7: Signal Detection channels in a collision of dark matter with ordinary matter. Classification of past and present dark matter search experiments is shown as well.

比较有趣的是，基于暗物质与普通物质极弱的相互作用可以通过特定的事例选取来进一步降低探测信号的本底。图1-7显示有目前直接探测中可探测的及种暗物质与普通物质作用的信号通道：热信号、电离信号以及闪烁信号（定向轨迹探测暂不做讨论）。因为暗物质的极弱的相互作用，一般认为暗物质粒子绝大多数会与靶物质的核进行作用。而本底中占主导的伽马射线则是与靶外层电子相互作用。这样一种差异是可以通过任何两种信号通道的比例来进行辨别的，如电离信号与闪烁信号比（液氙探测器）和热信号与电离信号比（半导体探测器）。在某些特殊的靶材料中，使用仅一种信号通道也是有可能进行本底鉴别的。例如在液氙探测器中，使用闪烁信号的波形可以来区分暗物质信号和伽马信号^[18]。通过信号鉴别的方法伽马本底可以被降低2数量级。

1.3.2 直接探测中WIMP信号的反冲能谱

对于一个高灵敏的暗物质探测器来说，能量阈值是一个非常重要的指标。能量阈值在暗物质直接探测实验中的重要程度由WIMP信号反冲能谱的形状特征所决定。

下面给出WIMP与物质弹性碰撞事例率的推导过程。

从定义出发，WIMP反冲信号的微分事例率 dR/dE_{nr} (E_{nr} 代表WIMP信号的反冲能量)可以表达为如下形式：

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = \frac{1}{M_T} \frac{d^2 N}{dE_{nr} dt} = \frac{1}{M_T} \frac{d}{dE_{nr}} \left(\sigma N_T n_\chi \langle \nu \rangle \right) = \frac{\rho_0}{m_T m_\chi} \frac{d\sigma}{dE_{nr}} \langle \nu \rangle. \quad (1.3)$$

在方程中 m_T 和 m_χ 分别是靶原子和WIMP粒子的质量。 ρ_0 代表基于标准暗物质晕模型(SHM)下，太阳下本地的暗物质密度^[19]。方程中的微分散射截面 $d\sigma/dE_{nr}$ 是一个关于 E_{nr} 和WIMP运动速度 $\langle \nu \rangle$ 的函数。在标准暗物质晕模型框架下暗物质的速度满足麦克斯韦速度分布。把暗物质的速度分布考虑在内，方程1.3可以被进一步修正为：

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = \frac{\rho_0}{m_T m_\chi} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{esc}} \nu f(\nu) \frac{d\sigma}{dE_{nr}} d\nu. \quad (1.4)$$

根据碰撞理论，在一次WIMP与物质的弹性散射中WIMP粒子的入射速率至少要达到 $\nu_{min} = \sqrt{(m_N E_{nr})/(2\mu^2)}$ 才有可能产生反冲能量为 E_{nr} 的事例 (μ 为WIMP与靶核碰撞的有效质量 $\mu = m_T m_\chi / (m_T + m_\chi)$)。在方程1.4中 ν_{esc} 代表暗物质粒子在本地银河系暗物质晕中的逃逸速度。目前普遍使用的一个逃逸速度数值为 $\nu_{esc} = 544 \text{ km/s}$ ^[20]。

在暗物质直接探测中，一般假设暗物质与靶核的碰撞是自旋无关的 (spin independent: SI)。基于暗物质与夸克的标量耦合，方程1.4中的微分散射截面可以被描述为^[21]：

$$\frac{d\sigma^{SI}}{dE_{nr}} = \frac{m_T}{2\mu^2 \nu^2} F^2(E_{nr}) \sigma_0. \quad (1.5)$$

其中 σ_0 为暗物质粒子与靶核的散射截面：

$$\sigma_0 = \frac{Z f^p + (A - Z) f^n}{(f^p)^2} \frac{\mu^2}{\mu_p^2} \sigma_p^{SI}. \quad (1.6)$$

Z 和 A 代表靶物质的原子数与电荷数，而 f^p 和 f^n 分别代表暗物质对核内质子和中子的耦合。普遍我们假设没有同位旋破缺的情况，即 $f^p = f^n$ ，这样方程1.5可以被简化为：

$$\frac{dR}{dE_{nr}} = A \frac{\rho_0}{2m_\chi \mu_n^2} \sigma_n^{SI} F^2(E_{nr}) \eta(E_{nr}). \quad (1.7)$$

其中 μ_n 和 σ_n^{SI} 分别为简化后暗物质与核子 (质子或中子) 的有效质量及散射截面。形

状因子 $F(E_{nr})$ 一般使用如下形式^[22, 23]：

$$F^2(E_{nr}) = \left(\frac{3j_1(qr_0)}{qr_0} \right) e^{-s^2q^2}, \quad (1.8)$$

方程中动量传递为 $q = \sqrt{2m_T E_{nr}}$ ， $s = 0.9 \text{ fm}$ ， $r_0 = \sqrt{r^2 + \frac{7}{3}(\pi^2 \cdot 0.52^2 - 5s^2)}$ ，和 $r = (1.23A^{1/3} - 0.6) \text{ fm}$ 。 j_1 为球贝塞尔函数。

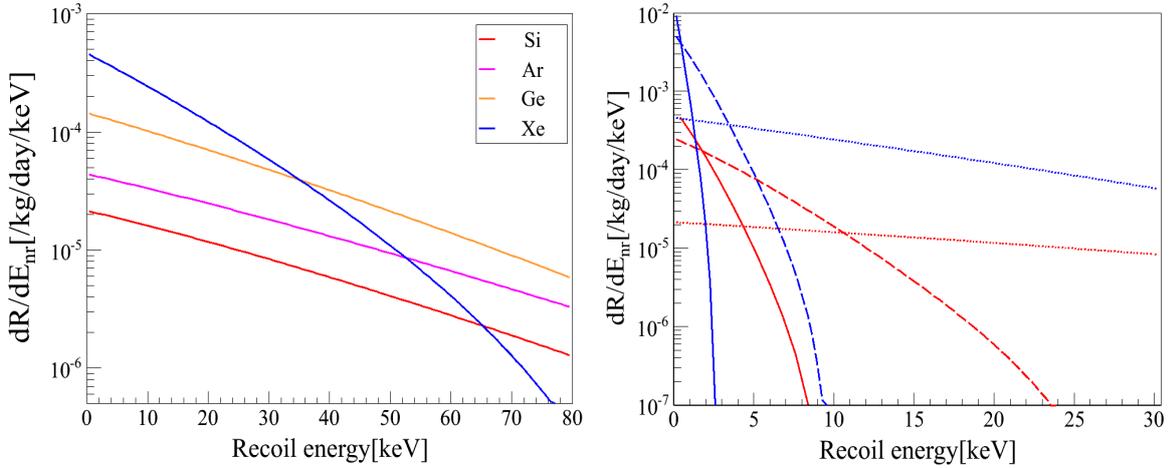


图 1-8: 左图: WIMP与靶核反冲的微分事例率(能谱), 红色、紫红、黄色和蓝色曲线分布对应于靶核为硅、氩、锗以及氙时的WIMP反冲能谱。WIMP质量和与核子的反应截面被设为 100 GeV/cm^3 和 10^{-44} cm^2 。右图: WIMP在与硅(红色)和氙(蓝色)核反冲的能谱。实线、虚线和点线分别对应于WIMP质量为5、10以及100 GeV的情况。

Figure 1-8: Left: The differential rates of WIMP recoils in different target materials: Si (red), Ar (magenta), Ge (yellow) and Xe (blue). The WIMP mass and cross section are fixed to 100 GeV/cm^3 and 10^{-44} cm^2 , respectively. Right: The differential rates of WIMP recoils in silicon and xenon for WIMPs with varied mass: 5 (solid lines), 10 (dashed lines) and 100 (dotted lines) GeV/c^3 .

方程1.7中暗物质的速度倒数平均可以被近似为^[24]：

$$\eta(E_{nr}) = \begin{cases} \frac{1}{2N_{esc}\bar{v}_0 y}, & \text{for } z < y, x < |y-z| \\ \frac{1}{2N_{esc}\bar{v}_0 y} \left[\text{erf}(x+y) - \text{erf}(x-y) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} y e^{-z^2} \right], & \text{for } z > y, x < |y-z| \\ \frac{1}{2N_{esc}\bar{v}_0 y} \left[\text{erf}(z) - \text{erf}(x-y) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} (y+z-x) e^{-z^2} \right], & \text{for } |y-z| < x < y+z \\ 0, & \text{for } y+z < x \end{cases} \quad (1.9)$$

erf为误差函数。参数 N_{esc} ， x ， y 和 z 分别为： $N_{esc} = \text{erf}(z) - 2ze^{-z^2}/\pi^{1/2}$ ； $x = \nu_{min}/\bar{\nu}_0$ ； $y = \nu_{obs}/\bar{\nu}_0$ ；和 $z = \nu_{esc}/\bar{\nu}_0$ 。其中 ν_0 为暗物质麦克斯韦速度分布中的最可几速率，为 220 km/s ^[19]。 ν_{obs} 代表着观测者(地球)的速率，为 245 km/s 。

图1-8为在不同的靶物质材料(左图)和不同的暗物质质量(右图)情况下，

根据方程1.3到方程1.9所计算出的WIMP反冲能谱。我们可以看到在不同材料不同WIMP质量情况下，WIMP反冲事例的概率都随反冲能量的增加而减小。而低质量的WIMP反冲能谱更为显著，绝大多数事例都只可能发生于低能量区域。所以对暗物质探测最为灵敏的探测能量区间就是在几个keV。这也就是为什么能量阈值在暗物质直接探测中扮演着极为重要角色的原因。拥有更低能阈的探测器对暗物质信号，尤其是低质量暗物质信号，的灵敏度可以得到显著的提升。

1.3.3 年调制信号

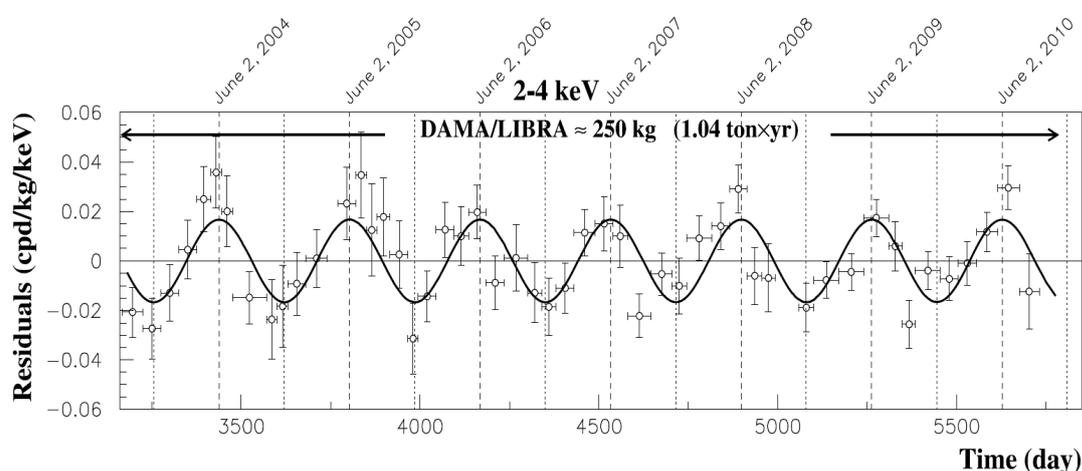


图 1-9: DAMA/LIBRA所观测到的年调制信号。图片来自 [3]。

Figure 1-9: The annual modulation signal observed by DAMA/LIBRA. Image taken from [3].

最早的也是置信度最高的关于探测到暗物质信号的结果，来自于DAMA/LIBRA实验声称探测到的暗物质年调制信号 [3,17]。暗物质的年调制信号是在标准暗物质晕模型框架下的一种特殊的信号。如同方程1.9所示，暗物质事例的发生率与地球相对于银河系（暗物质晕）速度有关。在一年之中由于地球绕太阳的公转，地球对银河系的相对速度有一周期性的变化（年调制）。相应的根据方程1.9，暗物质也会有事例率的年调制。而这正是DAMA通过多年的探测所观测到的，如图1-9所示。

但是科学界对DAMA的年调制信号仍然存有争论，因为许多其他因素也可以是年调制的并且可以潜在地被当成是暗物质信号。为了再一次确认DAMA的年调制信号并排除可能的“环境”因素，DM-ICE [25] 实验使用同DAMA相同的探测器正在南极收集可能的暗物质信号。

1.3.4 间接探测

暗物质的间接探测，指的是在假设暗物质为自身反物质的前提下（Majorana粒子）探测宇宙中暗物质可能有的湮灭信号。暗物质有可能通过以下的通道湮灭产生标准模型粒子：

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow q\bar{q}, l\bar{l}, W^+W^-, ZZ.$$

间接探测致力于在宇宙中被认为拥有高密度暗物质区域（如星系中心），寻找可能的超出星系模型信号产物（如伽马超出）。

费米伽马射线空间望远镜（The Fermi Gamma-ray Space Telescope）正是这其中一个是暗物质间接探测的实验，致力于寻找由于暗物质相互湮灭产生的伽马超出。在2012年，来自Large Area Telescope (LAT)的数据显示，在银河系中心发现有130 GeV的伽马射线超出^[26]。在当时，WIMP的自湮灭被认为是最为可能的伽马超出的解释。

1.4 暗物质直接探测中的探测器技术

在过去的几十年间暗物质直接探测领域陆续涌现了一批具有开创性并致力于更好地排除本底从而提高暗物质探测灵敏度的技术。本论文此节将回顾这些创新立异的技术。

1.4.1 气泡室

气泡室技术是暗物质直接探测技术中较为独特的一个。气泡室技术本身是一项诺贝尔奖级别的传奇性发明。传统的气泡室充满有加热至接近沸点的液体，瞬时的气压变动可以使气泡室内的液体进入亚稳态。在液体亚稳态下，带电粒子在穿过此种“过热”液体时可以产生肉眼可见的微小气泡信号。这也是气泡室的命名由来。

气泡室的概念被阿普菲尔^[27]改良并应用了暗物质直接探测领域，改良后的技术被称为superheated droplet detectors (SDD)。SDD最为显著特征之一是它拥有其他暗物质探测技术无法企及的本底排除能力。一个使用SDD作为探测器的暗物质直接探测实验COUPP^[28,29]，给出的本底泄漏率（1-排除率）大约为 10^{-10} 。之所以SDD拥有如此高的本底排除率是因为要在SDD中产生气泡，入射粒子必须拥有比较高的“制动”率（stopping power） dE/dx 。这样一些轻粒子（如电子和缪

子) 不会在SDD中留下气泡信号。因为不同于伽马射线与靶原子壳层作用产生次级电子, 暗物质会与靶核作用产生次级重离子, 而重离子拥有较高的“制动”率可以在SDD中留下气泡。这样SDD探测器有效地排除伽马本底保留了暗物质信号。图1-10为COUPP实验给出的几张不同粒子在SDD探测其中留下气泡的照片 [28]。

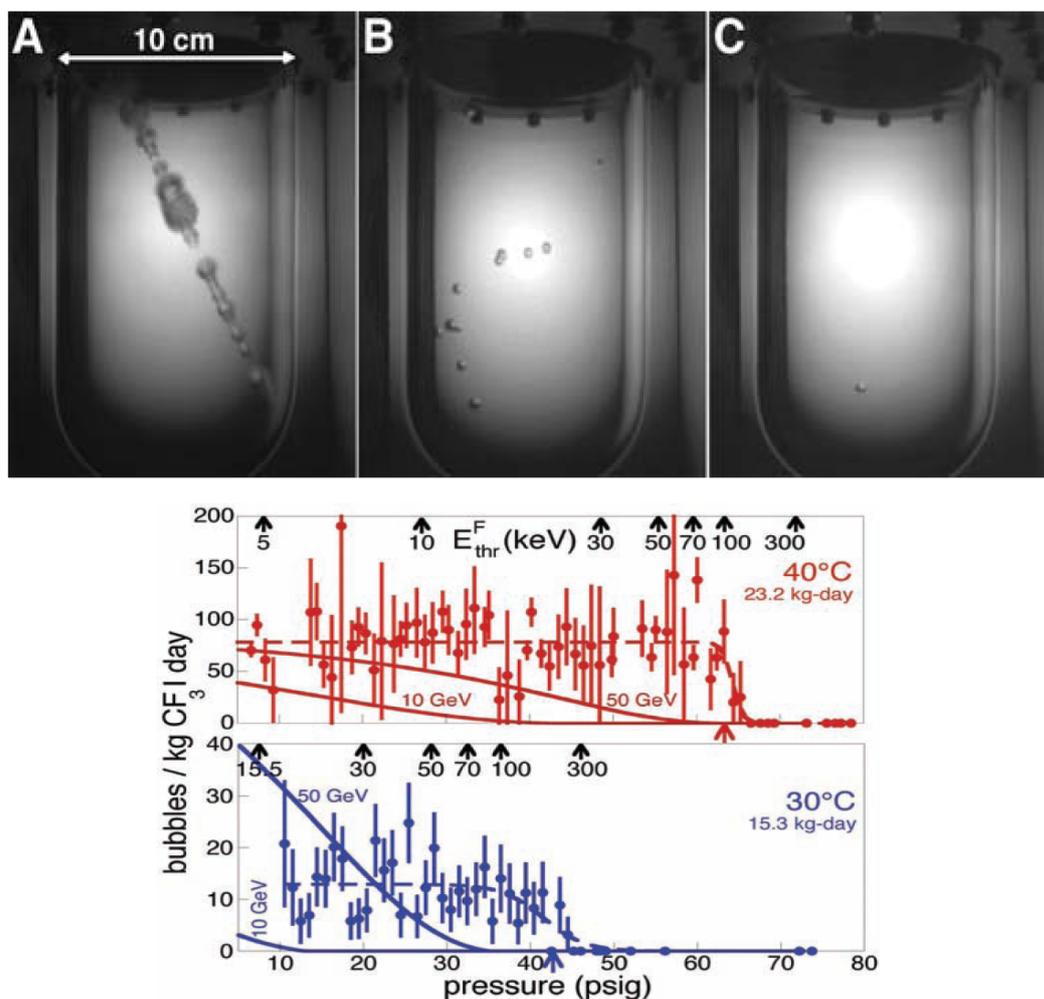


图 1-10: 上图: SDD中的典型气泡图。A) 为最小电离率宇宙射线。B) 为中子产生, 且因为中子的自由程较小中子通常会产若干点状气泡。C) 为可能的暗物质信号, 暗物质信号只会有一个气泡产生。下图: 不同温度下的SDD事例率, 等效为信号能量的互补累积谱。图片来自 [28]。
Figure 1-10: Top panel: Typical events (image of bubbles) in SDD. A) Minimum ionization cosmic rays. B) Neutrons can produce bubbles, but most probably multi-site bubbles for neutron has short free length. C) WIMP signal is supposed to have a single site bubble. Lower panel: The event rate under distance operating temperature, which represents the energy complementary cumulative rate. The images are from [28].

另一方面SDD技术有一定的缺陷。除去气泡成像捕捉的不便之外, SDD比较大的不足体现于探测效率方面。一般在SDD中, 一组的特定气压或温度对应于一组不

同的粒子制动阈值 dE/dx_{min} 。因而在固定气压或温度下，SDD能够测量事例的计数率而无法得到事例的能谱信息。通过调节气压或温度改变粒子“制动”阈值进行多次测量，SDD可以得到等效于能谱的事例互补累计分布，如图1-10所示的COUPP给出的互补累积事例率。在调节“制动”阈值的过程中，SDD探测器会损失一定的探测效率。

1.4.2 闪烁体

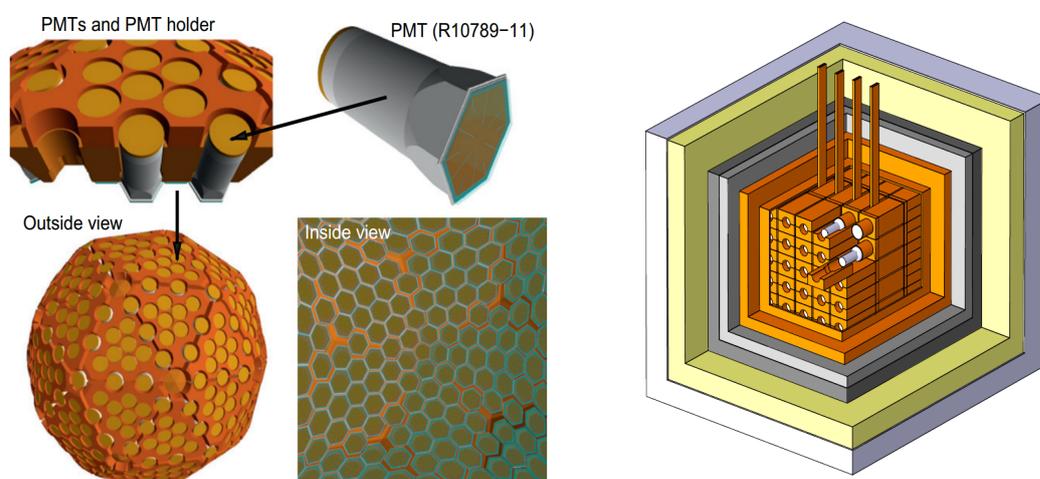


图 1-11: 左图: XMASS球形内结构。图片来自 [30]。右图: DAMA/LIBRA探测器的草图。图片来自 [3]。

Figure 1-11: Left: Geometry of XMASS spheric inner volume. Image taken from [30]. Right: Scetch of DAMA/LIBRA detector. Image from [3]

闪烁体探测器是高能物理实验中最为常见，也是最为被广泛使用的粒子探测技术。闪烁体探测器基本的概念是利用闪光材料与光敏放大器相结合来探测入射粒子与闪光材料作用产生的闪烁信号。用于暗物质直接探测实验的闪烁体需要有比较可观的高密度来得到较好的探测效率，也需要材料本身不带有任何天然放射性同位素。

此类闪烁体探测器最显著的特点就是它们超高的光采集效率（Light collection efficiency: LCE）。例如一基于液氙闪烁体的暗物质探测实验XMASS [30] 使用球形的主探测区域结构，并在 4π 全立体角上布置有尽可能多的光电倍增管（PMT）用来得到最高的光采集效率。而越高的光采集效率意味着越低的探测器能阈，进而可以得到越高的对暗物质尤其是低质量暗物质的探测效率。

使用闪烁体探测器对暗物质的探测通常有较高的本底。第一个声称探测到暗物质信号的DAMA/LIBRA实验，使用二十五个碘（铊）化钠晶体阵列作为探测器。因为暗物质信号只可能发生一次散射而本底伽马则可能发生多次的散射，所以DAMA利用多阵列探测器的信号组合来区分单次与多次散射，从而达到排除本底的目的。不过这样的本底排除技术一般只能减少大致一个数量级内的本底。

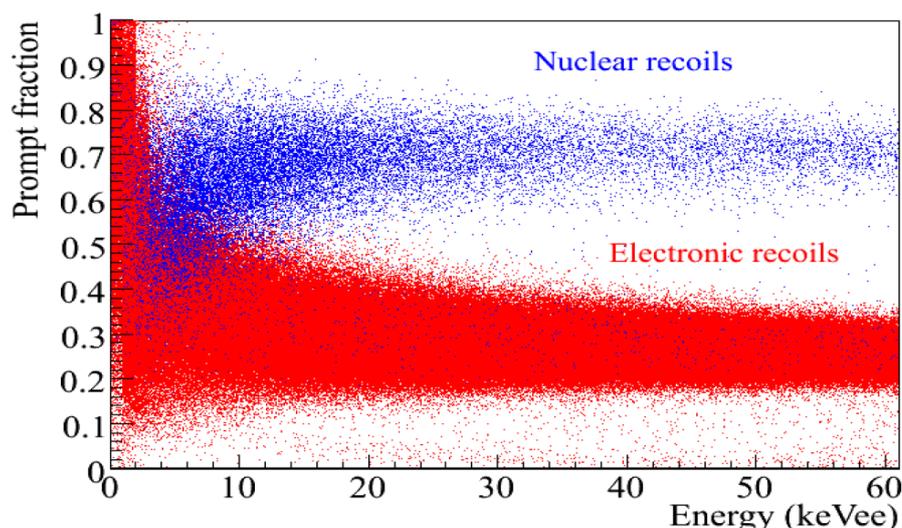


图 1-12: 在液氩中，电子反冲与核反冲信号得到的瞬发比重的分布。图片来自 [18]。
Figure 1-12: The scatter plot of the prompt fraction verse energy for electronic and nuclear recoils in liquid argon. The plot is from [18].

另一个更有效且先进的本底辨别技术是波形分辨（Pulse Shape Discrimination: PSD）。在闪烁材料中，闪烁光在一次碰撞事例的10纳秒内发生，时间量级与原子的跃迁时间相当。这一过程被叫做荧光过程。如果闪烁材料本身的原子激发态是一个亚稳态，则闪光过程的时间尺度会被放大。此时的闪光过程被称为磷光过程。普适地闪烁材料中的闪光过程可以由两个指数衰减来描述，分别对应于荧光和磷光过程：

$$N = \frac{N_f}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + \frac{N_s}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right), \quad (1.10)$$

其中 τ_f 和 τ_s 分别对应于荧光过程（快过程）和磷光过程（慢过程）的衰减常数，而 N_f 和 N_s 分别代表快慢过程的强度。因为WIMP信号比伽马信号拥有更多的磷光部分， N_f 和 N_s 的比例可以作为一用于辨别入射粒子的参量。

氙是其中一种可以使用波形辨别的闪烁材料。它的快过程的衰减常数为7纳秒，而慢过程的衰减常数达到1.6微秒。并且伽马本底在液氙中产生的信号有着显

著更高的快过程比例，使得在闪烁信号中利用波形辨别可以得到较高的本底排除率。图1-12显示为在液氩中测量到的电子反冲信号（本地伽马产生）和核反冲信号（WIMP或中子产生）的瞬发比重^[18]（一类似于 N_f/N_s 比例的参量）。测量显示利用液氩的快慢过程比例进行的波形辨别，可以达到的本底泄漏率为 8.5×10^{-6} ^[18]。

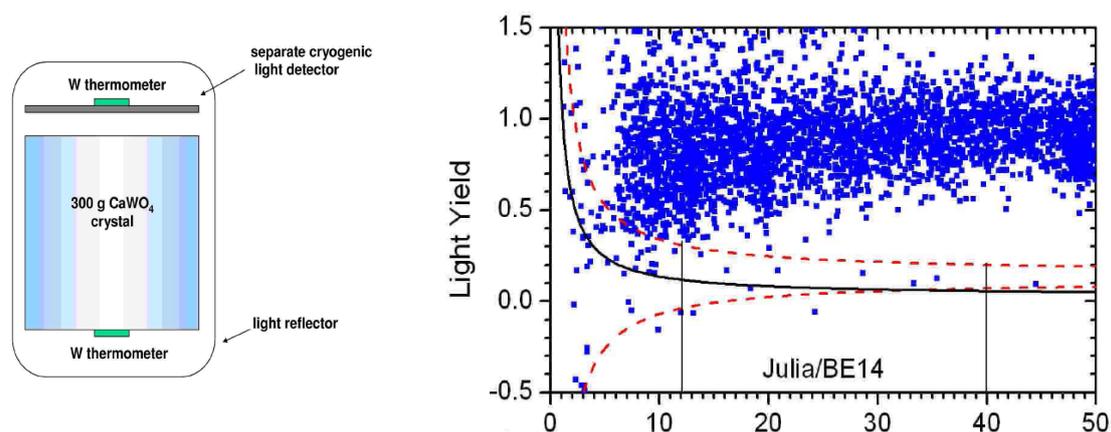


图 1-13: 左图为CRESST探测器简图。右图为CRESST低能量事例光信号与热信号的分布。上部信号带主要为本底伽马事例，而下部红色虚线则代表着暗物质信号的可能分布区域。图片来自^[31]。

Figure 1-13: Left: The scetch of CRESST detector. Right: The low energy event distribution in light verse phonon space from CRESST. The upper data band mainly consists of background gamma events, and the lower dashed red lines indicate the region for WIMP detection. The plots are from^[31].

利用特殊的探测器设计，闪烁体探测器同样有能力在探测闪烁信号的同时收集事例的热信号。CRESST暗物质探测实验^[31]就是这样的一个实验。图1-13展示有CRESST探测器的简图（左图）和测得信号（右图）。可以看到本底伽马的分布在闪烁信号与暗物质的信号探测区域有着很大的分离。

1.4.3 半导体探测器

半导体探测器在现代粒子实验科学中拥有非常重要的地位。并且在暗物质直接探测的领域，半导体探测器因其相当优秀的能量分辨率和高灵敏度有很大的应用。不同于前几节介绍的气泡室计气泡数目作为信号以及闪烁体探测器探测闪烁信号，半导体探测器一般收集碰撞事例的电离信号。

半导体探测器最为显著的特点是高能分辨率。它源于半导体材料中较低的载流子产生能阈（被称为W值）。半导体材料特有的价带和导带结构，使得半导体

的W值比普通绝缘体小大约一个数量级。例如，硅的W值为1.11电子伏^[32]，比氙的13.7电子伏小了十倍以上。而一般来说，在一次碰撞事例中产生越多的量子（电子离子对或靶原子激发态）就可以得到越好的本征能量分辨率。这个过程由法诺过程来描述^[33]：

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{FW}{E}}, \quad (1.11)$$

其中F的值与具体材料类型有关。对于半导体材料，F值大约为0.15不等。截至目前，世界上最高的能量分辨率由锗探测器（半导体晶体）得到，在1.13兆电子伏的能量上可以达到0.15%。

不过，半导体探测器的一大缺点也正是来源于它较低的W值。由于较低的W值，在常温下半导体内因为分子热运动激发的电荷载流子（自由电子或空穴）的浓度也会较高。在稳定情况下，电荷载流子的平衡浓度可以被写为：

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = AT^{-3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (1.12)$$

其中 E_g 为半导体能隙，T为温度，k为玻尔兹曼常数。 N_c 和 N_v 则分别为半导体导带和价带允许的状态数。基于狄拉克-费米统计的计算， N_c 和 N_v 都为正比于 $T^{-3/2}$ 。在常温下，锗的载流子浓度为大约 $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 而硅的大约为 $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。这也正是为什么相比于硅，锗晶体通常都必须在低温环境工作的原因。

除了电离信号，低温半导体探测器也可以收集利用事例的热信号，就如同CDMS-II实验所使用的技术^[34,35]。如图1-14所示，利用电离信号和热信号的比例对本底和暗物质信号进行辨别可以达到比较高的本底排除率（>99.99%）。

由于有着非常低的W值，半导体探测器有较低的能阈和较高的能量分辨率，适合于作为暗物质直接探测的探测器。因为其低能阈，半导体探测器尤其适合于对于低质量暗物质的探测（ $M_\chi < 10 \text{ GeV}/c^3$ ）。但是正如同之前所提到的，半导体探测器需要工作在极低温环境下来降低热载流子浓度（噪音）并提取事例的热信号。而且半导体晶体需要有着非常高的纯度，并且晶体容器的放气也要达到非常低的量级才可以使晶体在长期运行环境下不被污染。综上所述，半导体探测器的运行维护条件相对来说比较苛刻，这就导致了它的最大的一个劣势：缺少可扩展性。目前说来，要生产大块的高纯度和高均匀的半导体晶体，技术上有难度。这就给利用半导体探测极低反应截面的暗物质带来了困难，因为探测器需要运行极长的时间来达到要求的灵敏度。

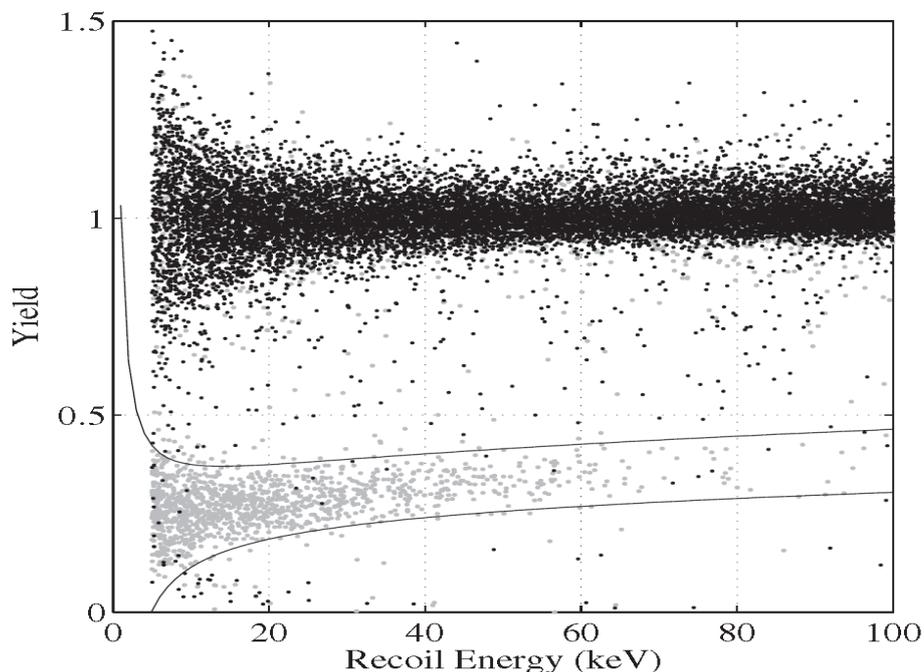


图 1-14: CDMS 锗探测器测得的事例电离信号-能量 (电离加热信号) 分布。上部信号带 (黑色点) 对应于来自钡¹³³伽马源的标定数据。下部信号带 (灰色点) 则对应于来自钚²⁵²中子源的标定数据。图片来自于 [34]。

Figure 1-14: The ionization yield verse full recoil energy (ionization plus phonon) in CDMS germanium detector. The upper band of black dots correspond to calibration events from ¹³³Ba gamma source. The lower band of gray dots is of calibration events from ²⁵²Cf, a neutron source. The image is taken from [34].

1.4.4 时间投影室

时间投影室 (TPC) 是一项拥有非常好的可扩展性的探测器技术, 因为它一般使用液态或气态的惰性元素作为靶物质。同时, TPC 还有着非常好的探测效率及 3D 位置重建的能力。近年来有两个利用液氙时间投影室的实验, XENON100 [36,37] 和 LUX [38], 都相继到达了世界最好的对自旋无关的暗物质直接探测灵敏度。在惰性元素中, 氙通常被选用为用于暗物质探测的时间投影室靶物质。因为它没有任何自然放射性同位素, 且原子核质量与超对称模型预言的暗物质候选粒子质量 [39,40] 相匹配, 可以到达对此类暗物质弹性碰撞的较高灵敏度。而且, 伽马射线在液氙中的衰减长度比较短 (100 keV 的伽马在氙中的衰减长度约为 0.25 厘米)。液氙对伽马的屏蔽效果比在水中好了一个数量级, 且也只比在铅中差了一个数量级。这样液氙本身可以起到对伽马本底的自屏蔽作用。

使用二相型液氙时间投影室对 TPC 的工作机理作说明。图 1-15 为它的一个基本

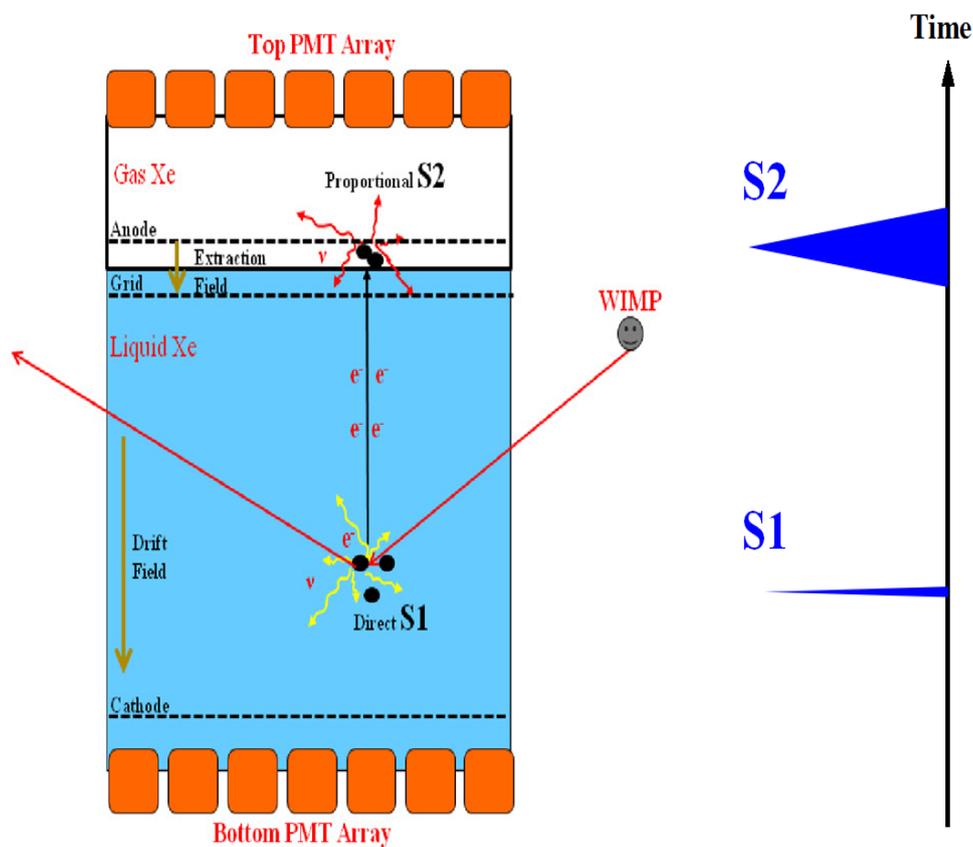


图 1-15: TPC工作原理简图。
Figure 1-15: The diagram of a TPC.

原理图。一次入射粒子产生的与氙核的碰撞事例，在探测区域以电子离子对以及小部分的氙激发态（大约占总量子数目的6%^[41]）的形式沉积能量。如文章^[42]所述，激发态氙原子与周围氙原子通过热运动发生碰撞，产生氙的二聚态分子形式。这些产生的二聚态会在几十纳秒内退激发，并发出波长为178纳米的紫外光^[42, 43]。另一方面能量沉积中产生的氙离子有一定的概率与周围的非束缚态电子重结合（recombination），并发出闪烁光。氙二聚态退激发和氙离子重结合发出的闪烁光，被光敏元件（通常为PMT）探测到。在TPC中称此类闪烁信号为初级闪烁（S1）信号。

TPC内通常有三重电极结构，如图1-15所示。从下到上依次为阴极、门电极以及阳极。这样的电极设置是为了探测重结合过程中的逃逸电子。在漂移区域（阴极与门电极之间，为TPC的探测灵敏区域）电子离子对重结合过程中产生的逃逸电子

在电场的作用下向着阳极的方向移动。而阳极与门电极之间是液位面的所在之处。此区域有较高的电场用来从液氙里“提拉出”漂移至液面的逃逸电子。提出的逃逸电子在气氙中运动产生二次的发光过程，称其为正比放大信号（S2）。S1与S2信号在时间上的差异为逃逸电子漂移时间，隐含事例位置的Z方向的信息。且，通过S2信号在光敏元件上的信号分布可以重建出事例的S2信号发生的位置，即事例发生位置的X-Y坐标。因此TPC是一个有着高灵敏位置重建能力的探测技术。重建的位置信息，可以用来选取在探测器最中心发生的事例来得到一个更优化的本底条件。亦可以以它为基础对信号进行修正，补偿探测器本身的不均匀性。

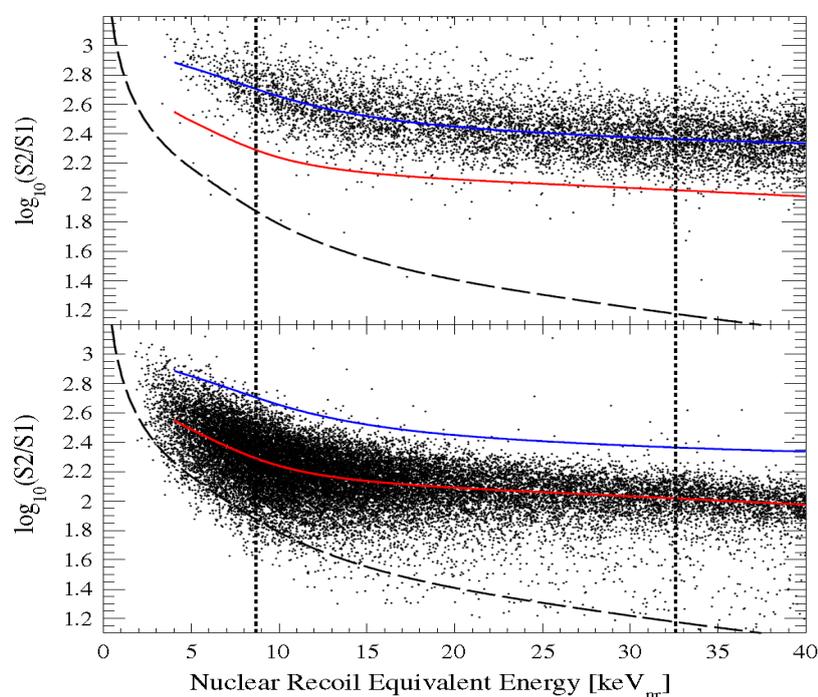


图 1-16: 二相型液氙探测器中，事例在 $\text{Log}_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ 对S1信号空间上的分布。上半部分为伽马标定数据，而下半部分为中子标定数据。图中的红线和蓝线分别代表着中子信号带和伽马信号带的中心线。可以看出两部分信号相互分离，使用S2-S1比例有着较好的鉴别灵敏度。图片来自 [44]。

Figure 1-16: The distribution of the events from gamma (top pannel) and neutron (bottom panel) calibration data in $\text{Log}_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ verse S1 space in a dual-phase LXe-TPC. The red and blue lines represent the mean $\text{Log}_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ as a function of S1 in neutron and gamma calibrations, respectively. The separation is notable and significant for a discrimination. The image is taken from [44].

同时探测S1和S2信号使TPC有能力通过这两信号的比例辨别本底。因为暗物质信号产生的核反冲与本底伽马产生的电子反冲相比，有较大的电离密度。导致核反冲的信号有较小的重结合概率和较大的S2/S1比例。图1-16所示为XENON100实验测

得的核反冲与电子反冲不同的信号响应。基于S2对S1比例的鉴别，在液氙TPC中可以得到大致两到三个数量级的本底排除（见LUX [38] 和XENON100 [36]）。目前在液氙中最高本底排除率由ZEPLIN-III实验 [45] 所得到，为大约99.99%。关于液氙中本底排除的特性，在章节五中会有更详细的阐述。

此外TPC探测技术还可以与波形鉴别技术相结合进一步地降低本底。使用液氙为探测介质的TPC是可以做到这一点的，而且也已经被几个暗物质探测实验所使用，如ArDM [46, 47] 和DarkSide-50 [48]（虽然在DarkSide-50的第一批数据中只使用了波形辨别技术）。但是氙本身由于有着自然放射性同位素 ^{139}Xe ，它的本底水平即使经过波形鉴别和闪烁-电离鉴别还是相对比较高的。而在氙中的荧光和磷光过程的衰减常数分别为大约4纳秒和45纳秒 [42]，区别较小。所以波形辨别技术在液氙TPC中的应用非常有难度。尤其当探测器到达了吨量级，探测器的尺度也到了几米至十几米的量级。此时，闪烁光在探测器中传播时间弥散就已经超过了荧光磷光过程的时间差别，波形辨别已经失去灵敏度。

1.4.5 定向轨迹探测器

此前章节所介绍的暗物质探测技术主要致力于探测事例的沉积能量，而忽略了事例的动量信息。但其实在地表环境下的探测器中，事例的动量也隐含不少可以用来鉴别暗物质信号的特质信息。由于太阳系相对于银河系暗物质晕的相对运动，暗物质信号的各向同性被打破。来自不同方向的暗物质在探测器中的能谱将是不同的。有几个实验，如MIMAC [49]、DRIFT [50]、NEWAGE [51] 以及DMTPC [52]，都在致力于使用低压气体TPC来可定向地探测暗物质入射信号。在这一类的探测器中，核反冲和电子反冲产生的反冲离子和反冲电子的轨迹会被记录下，用来辨别核反冲和电子反冲并且重建入射粒子的方向。图1-17示有DMTPC实验所得到的重建后的阿尔法粒子在其探测器中的轨迹。

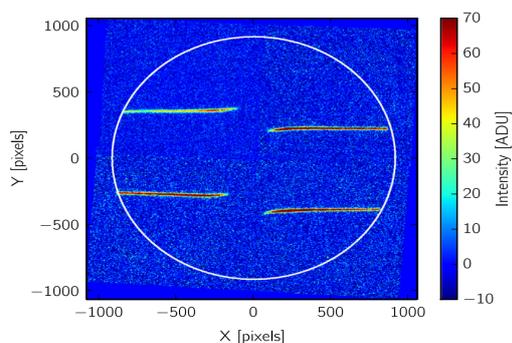


图 1-17: DMTPC实验记录下的阿尔法粒子的4条轨迹。图片来自 [52]。

Figure 1-17: The tracks from four ^{241}Am alpha sources recorded by 4Shooter camera in DMTPC. The image is taken from [52].

当然这类定向探测器也有着较为明显的缺点：为了得到对于低能量事例足够的轨迹重建灵敏度，探测器必须使用低压气体。所以探测器的大小不会太大，因而它在暗物质探测时的效率远不及前几节所介绍使用致密介质的探测器。但是可以看出，此类技术给TPC在各类领域中的应用提供了非常好的前景，如X射线成像领域等等。

第二章 二相型液氙时间投影室信号

二相型液氙时间投影室 (LXe-TPC) 是目前主流的暗物质直接探测技术之一。如章节1.4.4已经介绍过的, 二相型液氙时间投影室同时探测两种信号: S1信号和S2信号 (见TPC原理简图1-15)。此两类信号分别对应于入射粒子能量沉积的初级闪烁信号和放大电离信号。与此同时, TPC还可以基于S1与S2信号时间差 (电子漂移) 以及信号在光敏元件 (通常为PMT) 上的分布给出事例的三维位置。本论文的主要研究将基于二相型液氙时间投影室的数据, 因而在本章中首先系统地总结二相型液氙时间投影室中的信号产生机制以及相关的物理过程。

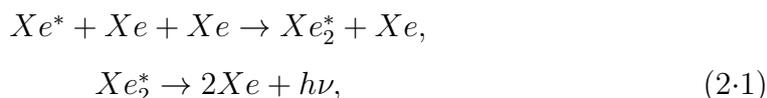
2.1 S1信号产生机制

S1信号代表被探测到的初级闪烁光, 时间尺度大约在几十个纳秒内。以一次伽马射线产生的电子反冲事例为例, 详细的S1的产生过程可以被归纳如下:

步骤一 入射伽马射线“踢出”靶原子 (氙原子) 外壳层的一个电子¹。

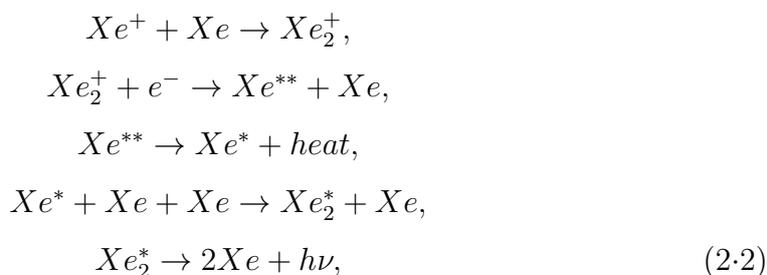
步骤二 被“踢出”的高能电子通过电离或激发它运动路径上的氙原子沉积能量。它也有可能和氙原子发生弹性碰撞而损失能量, 但由于电子质量远小于氙原子质量通过弹性碰撞损失的能量 (热信号) 占总沉积能的比例可以忽略不计。同时, 次级产生的电离电子如果具有较高的动能, 也可以继续通过同样的过程沉积能量。

步骤三 步骤二中产生的氙激发态 (Xe^*) 通过热运动与周围氙原子结合, 产生氙二聚态分子 (Xe_2^*)。二聚态氙退激发并发出紫外闪烁光:



¹普适地说, 能量大于30 keV的伽马射线有很大的概率与氙原子的K壳层电子作用, “踢出”一个电子的同时也产生一个K壳层的空穴。在很短的时间内, 氙原子外壳层电子跃迁回此空穴所发出的X射线会继续电离周围的氙原子。因此基本上在一次能量沉积过程中, “踢出”电子的数目应该不止一个。

步骤四 步骤二中产生的氙离子 (Xe^+) 与非束缚电子重结合。重结合的过程相对较为复杂, 但最终也会产生二聚态氙分子并发出紫外闪烁光。具体的重结合过程如下:



步骤五 紫外闪烁光被PMT探测到, 且在PMT内产生光电子 (PE)。因为一般二相型液氙TPC的总光探测效率在10%左右或以下, 所以得到的光电子数满足泊松分布:

$$P(N_{pe}) = \frac{(aN_{ph})^{N_{pe}}}{N_{pe}!} e^{-aN_{ph}}, \tag{2.3}$$

其中a代表着探测器光探测效率, 而 N_{ph} 代表产生的总的闪烁光数目。探测器光探测效率 (Photon detection efficiency: PDE) 主要是由两部分相乘所得: 一是探测器中PMT布置带来的光采集效率LCE, 二是PMT本身光阴极的量子效率 (Quantum Efficiency: QE) ²。

步骤六 每一个步骤五产生的光电子会继续在PMT中被放大。放大系数被称为PMT的增益, 通常为10的6次方左右用来得到足够好的信噪比。S1信号是光电子在PMT中放大后输出的信号除以PMT的增益所得, 代表原初PMT在闪烁光照下所产生的光电子数目。因为PMT放大过程具有一定涨落, 因而S1信号分布可以表示为一个高斯分布:

$$f(s1) = \frac{1}{\sigma_{spe} \sqrt{2\pi N_{pe}}} e^{-\frac{(s1 - N_{pe})^2}{2N_{pe}\sigma_{spe}^2}}. \tag{2.4}$$

式中PMT放大过程的本征涨落, 由PMT单光子信号 (SPE) 的分辨率 σ_{spe} 来描述。

²PMT量子效率指的是, 光子打在PMT光阴极上后产生可供后继放大光电子的概率。量子效率与PMT光阴极的材料、厚度以及PMT内部的收集电场都有关。现今暗物质实验常使用的两种PMT (Hamamatsu R8520和R11410) 的量子效率分别大约为30%和40%左右。

实际应用中，液氙TPC中的S1一般可以被简单描述为这样的一个模型过程：

$$s1 = a\left(\frac{N_{ex}}{N_i} + r\right)N_i, \quad (2.5)$$

其中a是光探测效率， N_i 是能量沉积产生的电子离子对数目，而r则是电子离子对重结合的比例。 N_{ex}/N_i 代表着沉积能量产生的激发态对电子离子对的数目比。能量沉积产生的总量子数（激发态+电子离子对） $N_q = N_i (1 + N_{ex}/N_i)$ 与沉积能成正比，比例系数为 $1/W_q$ ($W_q=13.7\text{ eV}$ [53])。在电子反冲过程中，产生的电子离子对数目也被认为与沉积能成正比而与电场无关，即 N_{ex}/N_i 是一常数为0.06 [41]。但在文章 [53] 中作者指出对于核反冲 N_{ex}/N_i 并不是一个常数而且与电场相关。对于重结合比例r，我们将在第四章中给出更为详细的研究与讨论。

2.2 S2的产生机制

S2代表沉积事例的电离信号。更具体说来，S2是重结合过程中的逃逸电子从液氙中被电场“拉出”后，在气氙中运动时的正比放大闪烁光。S2发光机制可由如下几步描述：

步骤一 方程2.2所描述的重结合过程中，有一部分电子逃逸。

步骤二 在电场的作用下，这部分逃逸电子漂移至正比放大区域（如图1-15所示）。在漂移过程中，电子有可能会被杂质吸附。关于此吸附效应的讨论在章节2.3会有所阐述。

步骤三 在正比放大区加有更强的电场，用于从液氙中“提出”漂移电子。“提出”过程具有一定的效率，且此效率的数值与所加电场的强度有关 [54,55]。图2-1示有文章 [54,55] 中测量的“提出”效率与电场的关联。当在气氙中的电场强度达到10 kV/cm时，“提出”效率为100%。

步骤四 被“提出”的电子在气氙中以一较为稳定的速度向阳极移动。稳定的速度是电子在气体电场中加速和与氙原子碰撞造成的减速的共同作用产物。同时在移动过程中会留下大量的氙激发态和电子离子对，通过方程2.1和2.2所描述的过程发出二次闪烁光。所发出的光子数可由经验公式 [54] 描述：

$$N_\gamma = kN_e \left(\frac{E}{p} - \Theta \right) pd_0, \quad (2.6)$$

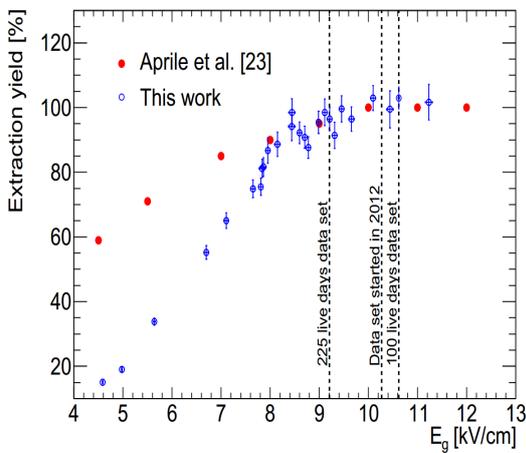


图 2-1: 漂移电子在气-液氙面“提出”效率与气体中电场的关系。10 kV/cm 气体电场可达 100% 的“提出”效率。图中数据来自于 [54, 55]。图片来自于 [55]。

Figure 2-1: The extraction efficiency of the drifted electron as a function of the field in gaseous xenon. A field of 10 kV/cm is needed to reach a 100% efficiency. The data points shown in the plot are from [54, 55]. The image is taken from [55].

其中 N_γ 为二次闪烁光的光子数, N_e 为液面处“提出”电子的数目。参数 E 、 p 和 d_0 分别代表气体电场强度、气体压强以及气体层的厚度 (液面至阳极距离)。参数 k 和 Θ 分别为气体放大系数和可以产生正比闪烁的最小电场, 在文章 [54] 被指出是与具体探测器的条件相关的量。

现在如果我们认为门电极与阳极间的电场满足平行板近似, 则正比闪烁光就只与气体层厚度 d_0 有关:

$$E = \frac{\Delta U}{\epsilon_g/\epsilon_l \cdot D + (1 - \epsilon_g/\epsilon_l) \cdot d_0} \quad (2.7)$$

ΔU 和 D 分别为门电极与阳极间的电势差和距离。氙的气体与液体的介电常数比使用 1/2。结合方程 2.6, 为了得到最强的气体电场液位的位置应该为:

$$d_{op} = \sqrt{\frac{2\Delta U D}{\Theta p}} - D \quad (2.8)$$

例如当阳极与门电极电势差为 3 kV 且电极间距为 1 厘米时, 最优电场是在液位设于电极最中间时。而当电势差 $\Delta U > 2D\Theta p$ 时, 将没有最优的液位。当然在实际情况中, 有种种的因素会导致平行板近似不再适用, 如电极在低温下的变形以及漏电场的存在等等。

经验方程 2.6 也可以从汤森德放电理论的角度来进行诠释。如 [56] 所讨论的那般, 我选择首先忽略雪崩效应在正比放大闪烁中的影响。则正比闪烁可以由汤森德第一系数来解释, 这样可以建立一个描述正比闪烁的简单模型 [56], 如下所述。认为“提出”电子在气氙中运动时与氙原子只可能发生两种类型的反应: “碰撞” (电离或激

发)和弹性散射(动量交换、热运动)。而发生一次“碰撞”要求电子的动能达到特定阈值 I_{col} ,而任何拥有小于 I_{col} 动量的电子都只会发生弹性碰撞。在两次反应之间,电子被电场加速得到动能 $I = eE \cdot \lambda$,其中 λ 是电子在气氙中两次反应间的距离。可知要使“碰撞”可能发生, λ 必须大于 $\lambda_{col} = I_{col}/(eE)$ 。由此一个电子发生“碰撞”的概率为 $e^{-\lambda_{col}/\lambda_0}$,其中 λ_0 为电子在气氙中的平均自由程且与气压成反比关系。每单位长度发生有 $1/\lambda_0$ 次反应,则一个电子在加有电场强度为 E 的气氙中运动单位长度时发生“碰撞”的次数(即为汤森德第一系数)可以表示为:

$$\alpha_1 = \frac{1}{\lambda_0} e^{-\lambda_{col}/\lambda_0},$$

$$\frac{\alpha_1}{p} = \eta \cdot e^{-\frac{\theta}{E/p}}, \quad (2.9)$$

其中 η 和 θ 是与材料(氙)相关的常量, α_1 就是汤森德第一系数。图2-2是过去测量到的不同惰性气体的汤森德第一系数与等效电场的关系。

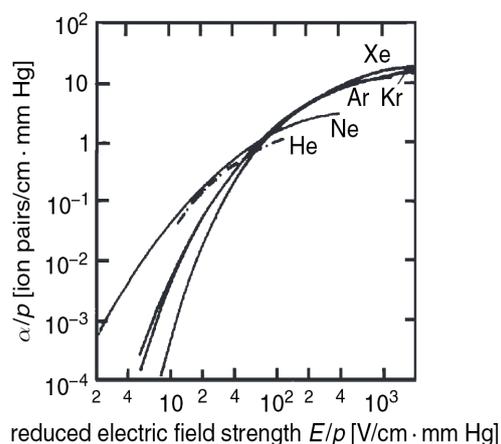


图 2-2: 不同惰性气体的汤森德第一系数测量值。图片来自 [56]。

Figure 2-2: Measured Townsend's first coefficients for several noble gases. The image is taken from [56].

基于上述的简单模型,可以简单认为一个电子在电场为 E 的气氙中运动了距离 d 过程中产生的闪烁光子数即为电离信号的成正比放大系数。此放大系数与电子在气体中发生“碰撞”反应的次数应成正比,所以在以下推导中简单认为放大系数与“碰撞”反应次数一致。假设当电子运动了 x 距离后,产生的电子总数目为 $N(x)$ 。可以得出放大倍数 b' 为:

$$dN(x) = \alpha_1 N(x) dx,$$

$$b' = e^{\alpha_1 d_0}. \quad (2.10)$$

二相型液氙探测器的工作压强一般为1~2 bar，而气体层厚度也就为几个毫米。举例说，让我们假设气体层厚度 d_0 为3毫米，探测器工作于 $p=1$ bar气压下且气体电场为10 kV/cm。在此假设情况下，根据图2-2可以得出 α_1/p 的值大约为0.002[ion pairs/(cm·mm·Hg)]，转换为 $\alpha_1 d_0$ 的值约为0.46。我们可以从图2-2中看到当气压 p 升高， α_1 的值是递减的。所以在更高气压下 $\alpha_1 d_0$ 的数值会更小，则可以只保留方程2.10的一阶展开：

$$b' = 1 + \alpha d = 1 + p\eta e^{-\frac{\theta}{E/p}}. \quad (2.11)$$

同时气体的等效电场强度 E/p 远大于正比产生需要的电场阈值 θ ，方程2.11可以被进一步简化为：

$$b' = 1 + \frac{p\eta}{E} \left(\frac{E}{p} - \theta \right) pd. \quad (2.12)$$

所得的简化方程2.12与经验公式2.6有着明显的相似形式。

但是同时也注意到，通过方程2.12计算出的放大系数的数值在2左右。而在使用二相型液氙时间投影室的实验中，一般得到的（光探测后）气体放大系数为10~20 PE/e⁻ [37, 38, 57]。如果我们简单认为S2放大光的探测效率为20%左右，则气体放大系数 b' 应该是在100上下，与我们通过汤森德第一系数所估计的2相差较大。这也暗示着我们在推导初始没有雪崩过程参与的假设并不完全满足。至少在二相型液氙时间投影室的正比闪烁光中，应有少量的雪崩过程参与。

雪崩过程可由汤森德第二系数来描述。当气体电场足够强时，被电场加速的电子可以得到较高的动能，继而有能力与氙内壳层电子发生反应。发生此类内壳层“碰撞”后，氙原子放出一个电子的同时也会放出特征X射线。特征X射线电离周围氙原子继而得到额外的电子。这一过程可以用下式描述：

$$\begin{aligned} b_\gamma &= b' + \gamma(b')b' + \gamma^2(b')^3 + \dots \\ &= b' \cdot \sum_{k=0}^{\infty} (\gamma b')^k = \frac{b'}{1-\gamma b'}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

其中 b_γ 即为考虑了雪崩效应的气体放大，而 γ 就是汤森德第二系数³。尤其当 $\gamma b'$ 接近于1的情况下，方程2.13的分母可近似认为是与气体电场无关的。此时 b_γ 仍满足方程2.12所描述的气体电场依赖性，同时由更大的数值可以和众多实验观测值所吻

³要求 $\gamma b' < 1$ 才可能发生可控制的雪崩过程。

合 [37,38,57]。

综上所述，S2的产生机制可以被写成：

$$s_2 = bN_e = b(1 - r)N_i, \quad (2.14)$$

其中b就是总的电离信号放大系数（charge amplification: CA）。它是方程2.13中的 b_γ ，液面电子“提出”效率 ε_{ext} ，电子漂移存活率 ε_{drift} 及S2光探测效率 LCE_{s_2} 的乘积。

2.3 电子漂移过程

电子漂移机制是时间投影室最重要的特质，也是它命名由来。首先正由于电子漂移机制的存在，时间投影室才有了事例的Z位置分辨能力。同时也可以通过信号发生时间，来区别并提取出S1和S2信号。我们在此节中总结一部分与漂移过程相关的知识。

在液氙中的漂移速度在过去已经有比较好的测量 [58-60]，图2-3示有测得的漂移速度随电场的变化。基本上在二相型液氙时间投影室中，漂移电场可调节的范围是在几百伏每厘米至几千伏每厘米。在此电场范围内，电子在液氙中的漂移速度的变化较小，约为0.15 cm/ μ s至0.25 cm/ μ s。

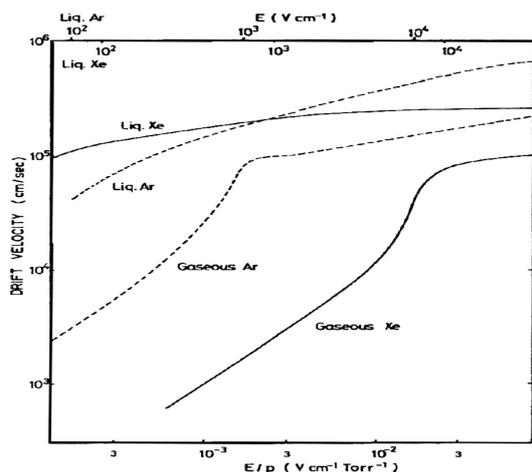


图 2-3: 图示为电子在氩与氙气态和液态中的漂移速度。图片来自于 [61]。原始数据来自 [58-60]。

Figure 2-3: The drift velocities of electrons in Ar and Xe under gas and liquid phases. The image is from [61]. The original data can be found in [58-60].

电子扩散对于S2信号涨落上有较大的影响。可以认为S2信号的宽度（等效可表示为信号的时间涨落 σ_{s_2} ）受两个因素左右：

$$\sigma_{s_2} = \sqrt{\sigma_{diff}^2 + \sigma_0^2}. \quad (2.15)$$

σ_{diff} 和 σ_0 分别代表由电子扩散以及气体放大过程带来的S2信号时间涨落。而且在式2.15中认为由原初能量沉积位置分布带来的S2时间涨落足够小，可以忽略。在运行过程中TPC液位固定，所以 σ_0 是一个常数且与事例的Z轴位置无关。 σ_{diff} 则与电子的漂移时间t有关系： $\sigma_{diff} = \sqrt{2Dt}$ 。D为电子扩散系数。图2-4示有电子在液氩及液氙中的扩散系数^[62]。其中在液氙中的电子扩散系数的最大值在零电场下得到，约为80 cm²/s。需要指出，图2-4中所示的电子扩散系数指的是横向扩散系数D_T，即为电子在垂直于漂移方向平面上的扩散。而在漂移方向上电子的扩散系数，纵向扩散系数D_L，预测在一个适中的电场下应为横向扩散系数的1/10^[63]。在文章^[64]中，通过拟合XENON10实验（工作电压为730 V/cm）和XENON100实验（工作电压为530 V/cm）的S2信号波形分别得到的纵向电子扩散系数为12 cm²/s和16 cm²/s。

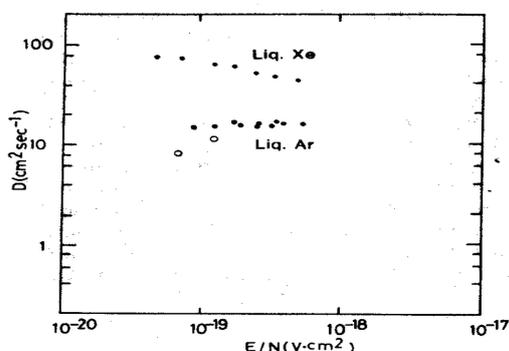


图 2-4: 在液氩及液氙中电子扩散系数与电场的关系。在液氙中零点场下，扩散系数达到最大约为80 cm²/s。图片来自^[62]。

Figure 2-4: The electron diffusion coefficients in liquid argon and xenon under different applied fields. The coefficient reaches a maximum at zero field in liquid xenon which is about 80 cm²/s. The image is from^[62].

杂质对电子的吸附效应是造成电子在漂移过程中损失的主要因素。电子的损失一般用电子寿命 τ_e 来表征。电子寿命的定义是电子在漂移过程中的指数衰减常数：

$$N_e(t) = N_e(0)e^{-t/\tau_e}. \quad (2.16)$$

方程2.16所示的电子漂移时的数目满足指数衰减。这来源于杂质对于电子的吸附过程，微分形式描述如下

$$\frac{d[e]}{dt} = -k[I][e], \quad (2.17)$$

其中[I]和[e]（单位为mol/l）分别对应于液氙中杂质与漂移电子的浓度。k（单位为l/mol/s）是杂质吸附电子的吸附率，与杂质的种类相关。可以发现微分方程2.17的解即为方程2.16，且电子寿命 $\tau_e = (k[I])^{-1}$ 与杂质浓度成反比⁴。在以二相型液氙时间投影室为探测器的试验中，最常见的杂质种类为氧气和二氧化碳。为了得到好的信号质量，持续不断的气体循环和提纯在二相型液氙探测器的运行过程中必不可少。

⁴杂质的浓度[I]一般在几毫秒的时间尺度内不会变化。所以在微分方程2.17可以当成是常数。

门电极的电子透过率同样也是漂移过程中电子损失的重要因素。电子透过率的大小与门电极的微细结构（一维丝状电极还是二维网格电极；以及电极丝的尺寸）有关，也还与门电极上下区域的电场有所联系。在文章^[65]中，给出的电子透过率的渐近表达式为⁵：

$$R = \frac{E_s}{E_d} \geq \frac{1+\rho}{1-\rho},$$

$$\begin{cases} \rho = \frac{2\pi r_g}{d_g}, & \text{for 1-D grid,} \\ \rho = \frac{2(2r_g)}{d_g} \left(2 - \frac{2r_g}{d_g}\right), & \text{for 2-D mesh.} \end{cases} \quad (2.18)$$

在式2.18中， E_s 和 E_d 分别代表门电极之上和之下⁶区域的电场强度。 d_g 是门电极相邻丝线的间隔，而 r_g 是丝线的半径。为了使门电极的透过率达到100%，门电极上下电场比 R 需要大于式2.18给出的阈值。

2.4 PMT中信号的放大

在信号收集的最末端的是之前已经提到过的光敏元件：光电倍增管（PMT）。为了要分析PMT得到的输出信号，首先有必要了解PMT中信号放大的机制。

PMT是一种对光有着极高灵敏度的探测器，它的内部处于高真空条件。它是目前在粒子与核物理实验中最为普遍使用的光探测元件。PMT的最基本的物理原理基于光电效应。图2-5给出简单的PMT内部结构及原理图。PMT中信号放大的过程可以归结为以下的步骤：

步骤一 入射光子（红外、可见或紫外波段）有一定的概率与PMT的光阴极发生光电效应，产生可供后继放大的光电子（PE）。如同之前已经介绍过的，产生光电子的概率被称为PMT的量子效率（QE）。量子效率的大小取决于光阴极所使用的半导体材料特性。

步骤二 在PMT内部收集电场的作用下，步骤一所生成的光电子会运动经过一系列的次电极。这些PMT内部次电极被称为打拿极（Dynode）。在每一极的打拿极上，光电子都有一定概率撞击出更多的电子（二次发射），维持着一个链式的放大过程。

⁵更详细的推导见^[66]。

⁶电子从门电极下透过至门电极之上。

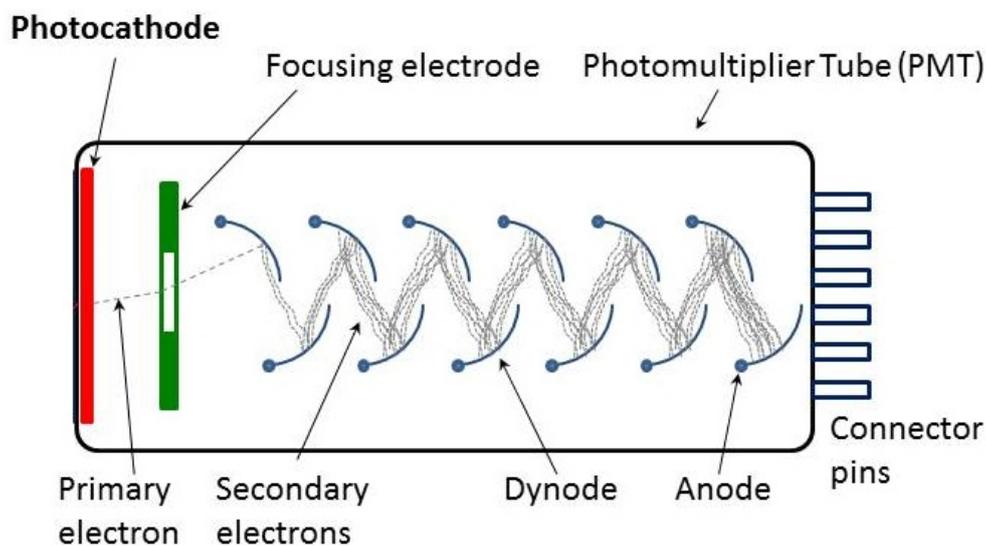


图 2-5: PMT的原理简图。图片来自 [67]。
Figure 2-5: The diagram of the PMT. The image is taken from [67]

步骤三 所有的光电子被PMT内部末端阳极（Anode）接收，再通过PMT基座的整形，最后输出成微电流信号。

在PMT内部每一个打拿极上光电子数目的增益是一个关于打拿极间电场强度的函数，可以被写为：

$$\delta_i = k_i \cdot E^{\kappa_i}, \quad (2.19)$$

其中 k_i 是一个常量，而 κ_i 与打拿极的材料特效以及布置都相关。在实际中，每一个打拿极上的电压都由PMT的基座来分配。所以每两极间的电势差都与加在PMT基座上的总电势差成正比。因而PMT的总增益可以表达为：

$$g = \prod_{i=1}^N \delta_i = K \cdot V^{\kappa}. \quad (2.20)$$

K 被称为比例常数， κ 为增值指数。

PMT基座起着分配PMT内部打拿极电压的作用，同时它也起着为一个为输出信号整形的作用。基座可以设计为工作于负高压下，也可以为正高压下。正高压基座的优势在于其高压线与信号线合二为一。在暗物质探测实验中，这就意味着进入探测器的PMT的线的数目减少了三分之一，从而有效降低了信号及高压线带来的材料本底辐射。但是不同于传统的负高压基座的设计，正高压基座需要一个外部额外

的解耦器作为信号的提取设备。在此我将不会对基座和解耦器的具体设计做过多讨论，我将主要介绍正高压与负高压基座整形出的信号的不同。如^[68]中所述，一个PMT基座的等效电路（正负高压基座皆适用）和解耦器（正高压基座）如图2-6所示。

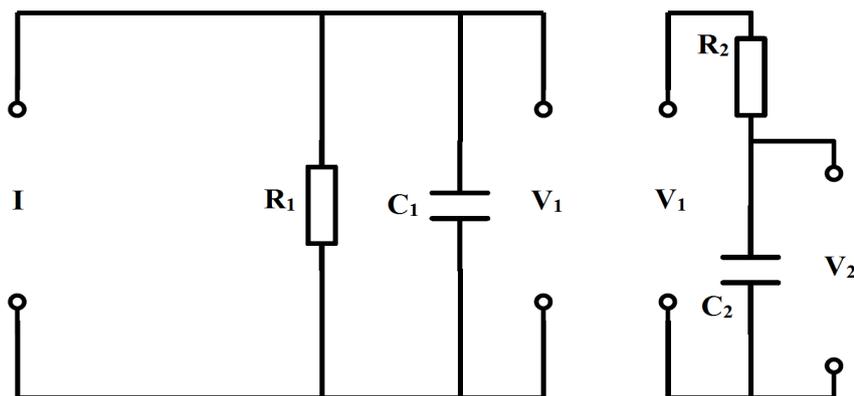


图 2-6: 左图为PMT基座的等效电路。右图为解耦器的等效电路。

Figure 2-6: The equivalent circuit of a PMT base (left), and a decoupler (right) if the base is on positive voltage.

在一个基座电路图中，PMT阳极接收到的光电子信号可以被看成是一个电流源，而PMT基座可以被等效为一个电阻与电容的并联（见图2-6）。此时输出的电压 V_1 即为PMT连同基座的输出信号。如方程1.10所阐述的，闪烁光的时间分布可以表示为一个指数形式。如果不考虑指数形式中的磷光慢过程和PMT内部放大所需的时间，在PMT阳极的电流等效地可以表示为：

$$I(t) = \frac{gN_{pe}e}{\tau_f} e^{-t/\tau_f}, \quad (2.21)$$

其中 g 是PMT增益， N_{pe} 是PMT光阴极上最初由于光照射产生的光电子数目， e 是电荷常量。则电路的微分方程可写为：

$$I(t) = \frac{V_1}{R_1} + C_1 \frac{dV_1}{dt}, \quad (2.22)$$

它的解为：

$$V_1(t) = \begin{cases} -\frac{gN_{pe}eR_1}{\tau_1 - \tau_f} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] & \tau_1 \neq \tau_f \\ \left(\frac{gN_{pe}eR_1}{\tau_f^2} \right) \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) & \tau_1 = \tau_f, \end{cases} \quad (2.23)$$

其中 $\tau_1 = R_1 C_1$ 。图2-7是根据式2.23计算的在固定参数 $g=10^6$, $N_{pe}=100$, $C_1=10$ pF以及 $\tau_f = 5$ ns的情况下, 对应不同 τ_1 的S1波形。

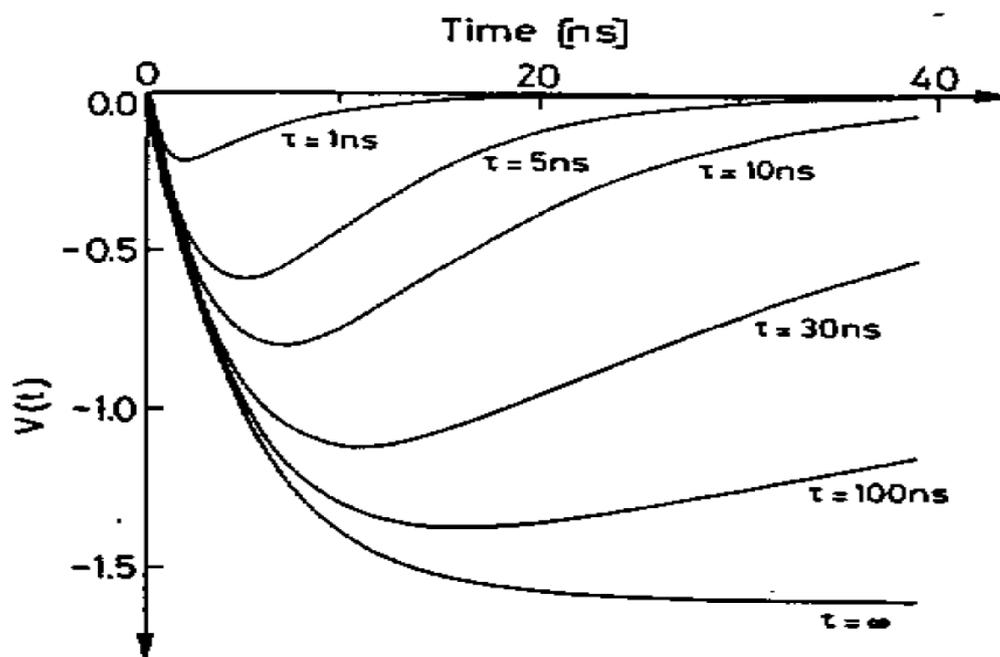


图 2-7: 不同 τ_1 下计算的S1波形。图片来自 [68]。

Figure 2-7: The S1 pulse shapes of a negative base output with varied τ_1 . The image is taken from [68].

正高压基座需要一额外的外部解耦器, 用于从PMT的高压线中分离出信号。如图2-6所示, 解耦器可以被等效为一电容。图中 R_2 代表信号采集 (DAQ或示波器) 中的耦合电阻, 一般选用50欧姆。在这些等效下, 解耦器等效电容两端电压 V_2 满足:

$$V_1 = V_2 + \tau_2 \frac{dV_2}{dt}, \quad (2.24)$$

其中 $\tau_2 = R_2 C_2$ 。在一个最简单情况下, 我们可以认为 τ_1 已经调节至与荧光快过程的衰减常数匹配, 即 $\tau_1 = \tau_f$ 。这样 V_1 简化为:

$$V_1 = \left(\frac{g N_{pe} e R_1}{\tau_f^2} \right) \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right), \quad (2.25)$$

而此时信号 $V_{sig}=V_1-V_2$ 的解为:

$$V_{sig} = \frac{gN_{pe}eR_1\tau_2}{(\tau_2 - \tau_f)^2} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right] - \frac{gN_{pe}eR_1\tau_2}{\tau_f^2(\tau_f - \tau_2)} \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right). \quad (2.26)$$

图2-8示有根据方程2.26计算的不同 τ_2 下的S1波形, 其他参数值用和图2-7一致。可以看到, 在主波之后有一部分区域的信号会高于基线。这被称为是信号的过冲(overshoot)。这种现象在使用正高压基座的信号中是无法避免的, 但是可以通过增大解耦器的电容来减小它的影响。

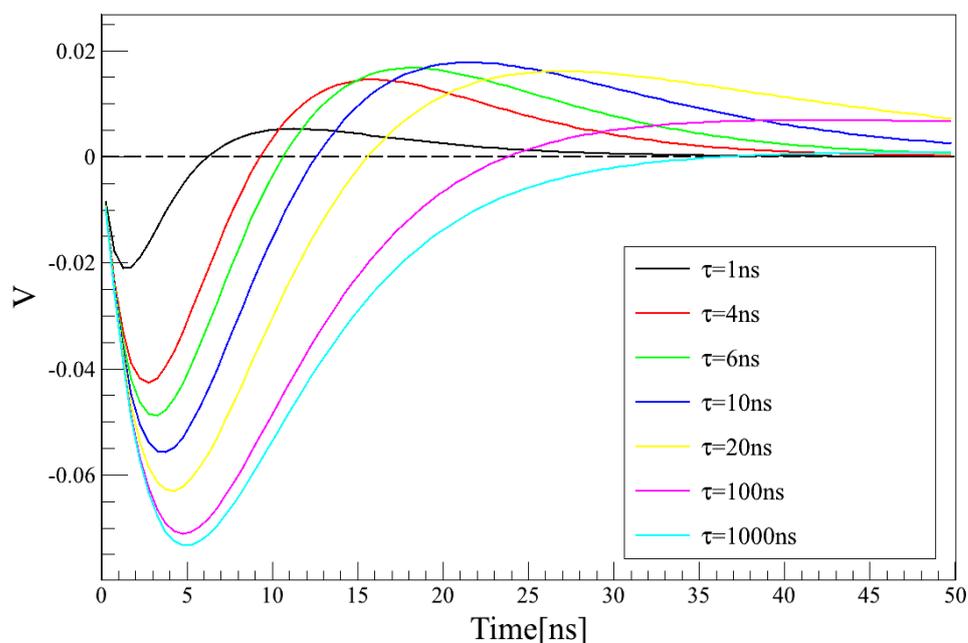


图 2-8: 不同 τ_2 值下的正高压基座的S1输出波形。

Figure 2-8: The S1 pulse shapes of a positive-voltage base with varied τ_2 .

第三章 小型液氙时间投影室研发

使用二相型液氙时间投影室技术，XENON100^[37]以及LUX^[38]暗物质直接探测实验组相继于2013及2014年达到了当时世界领先的对暗物质探测灵敏度。对于液氙探测器中暗物质探测结果的精确阐述，需要对液氙中的低能信号有足够的理解。而目前对于液氙中低能信号的研究仍有很大的不确定性。深入理解液氙低能信号不仅可以给出更优的暗物质结果阐述，也有助于探索二相型液氙时间投影室优化的可能方向，为下一代暗物质探测技术的研发奠定基础。

由于液氙中的低能信号受统计涨落影响较大，这就对我们的探测器给出了更高的要求。只有把探测器的系统涨落降到尽可能低，才有足够的灵敏度研究低能反冲信号响应。为此我们研发了一套小型液氙时间投影室系统，能够达到较高的位置及能量分辨能力。在本章中将介绍该系统的设计与搭建，并将阐述此系统在性能测试中的表现。

3.1 系统架构

整个的实验系统由三部分组成：真空制冷、气体储存及循环、数据采集(DAQ)、以及线下数据处理分析。图3-1示为真空子系统和气体存储循环子系统的布置示意图。在下面的小节中，我将详细介绍每一个子系统。

3.1.1 真空制冷

真空制冷系统¹是液氙探测器实验中最重要最不可或缺的系统之一。它的主要功能是以高稳定性维持一定体积的氙长时间处于低温液体状态（大约-95°C）。在图3-2中显示的是真空制冷系统的简图，以及实验室实际搭建的真空系统的照片。

真空系统的内罐（inner chamber）由外罐（outer chamber）结构支撑，内外罐间维持真空以保障内罐的绝热。系统使用的内外罐体都由低放气的304L不锈钢制成。系统的制冷冷量由日本岩谷公司生产的脉冲型制冷管（PTR）提供，脉冲型制

¹实验室使用的真空制冷系统由Karl Gibonni设计。

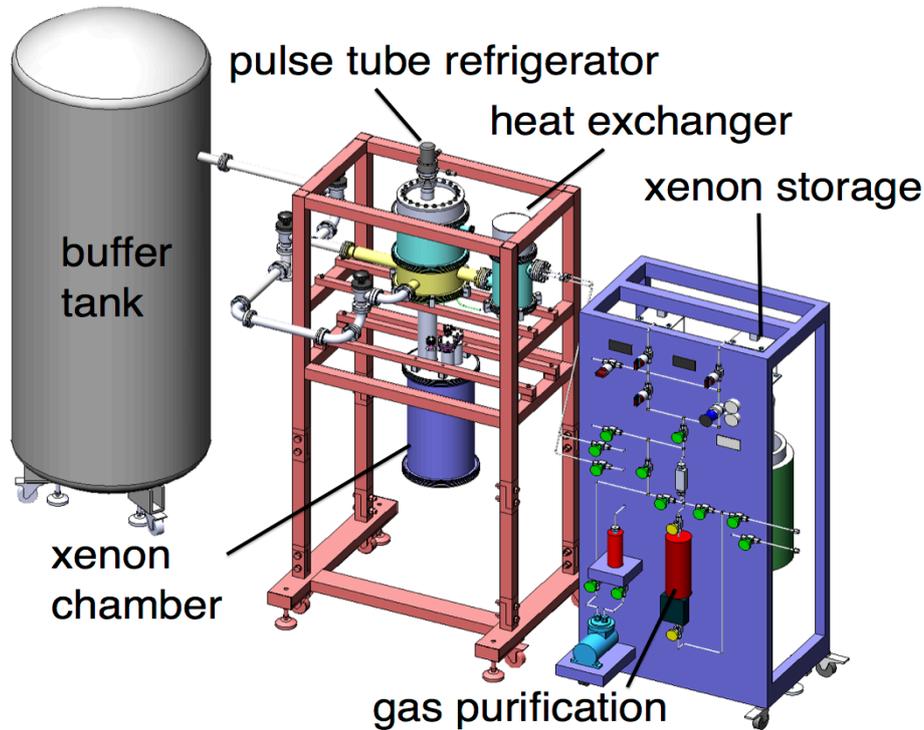


图 3-1: 小型TPC的实验系统配置简图。从左到右分别为: 紧急气体存储罐、真空腔以及气体存储循环架。

Figure 3-1: The diagram of the experimental systems in lab for the prototype mini TPC. From left to right are the emergency storage tank, the cryogenic chamber, and the gas storage and recirculation crate.

冷管由一个型号为PDC08冷头及一型号为SA115的氦压缩机组成。根据岩谷公司提供的信息, 此脉冲制冷管在165 K温度下的制冷功率为40 W。冷头产生的冷量由被称为“冷车”(cooling “bus”)的结构传输至内罐。“冷车”由一块高纯无氧铜盘拼接一段高纯无氧铜圈构成, 同时“冷车”也起着PTR与内罐的真空隔绝作用。为了使内罐的温度稳定可控, 在冷头与“冷车”的接触面设置有一热稳定器(heater)。热稳定器的加热功率根据固定在“冷车”铜盘上的温度传感器反馈可调。加热功率由型号为336的外部LakeShore控制器控制并提供。在内罐的进出气口处设置有热交换器(heat exchanger), 作用是避免在气体循环过程中发生大量的冷量流失。

内罐有效空间是一直径为6英寸, 长度为30厘米的圆柱体, 可以容纳大约16公斤的液氙。在内罐顶部布置有四个真空电馈通(feedthrough)通道, 目的是用于连接内罐出来的监控信号、高压以及PMT信号等等。但在实际操作过程中发现, 连接高压(尤其是TPC阴极高压)的真空电馈通附近容易发生打火现象。原因是顶部电馈通处于氙气中, 且此局部氙气由于不易流通含有较多的放气杂质较易产生打火。所

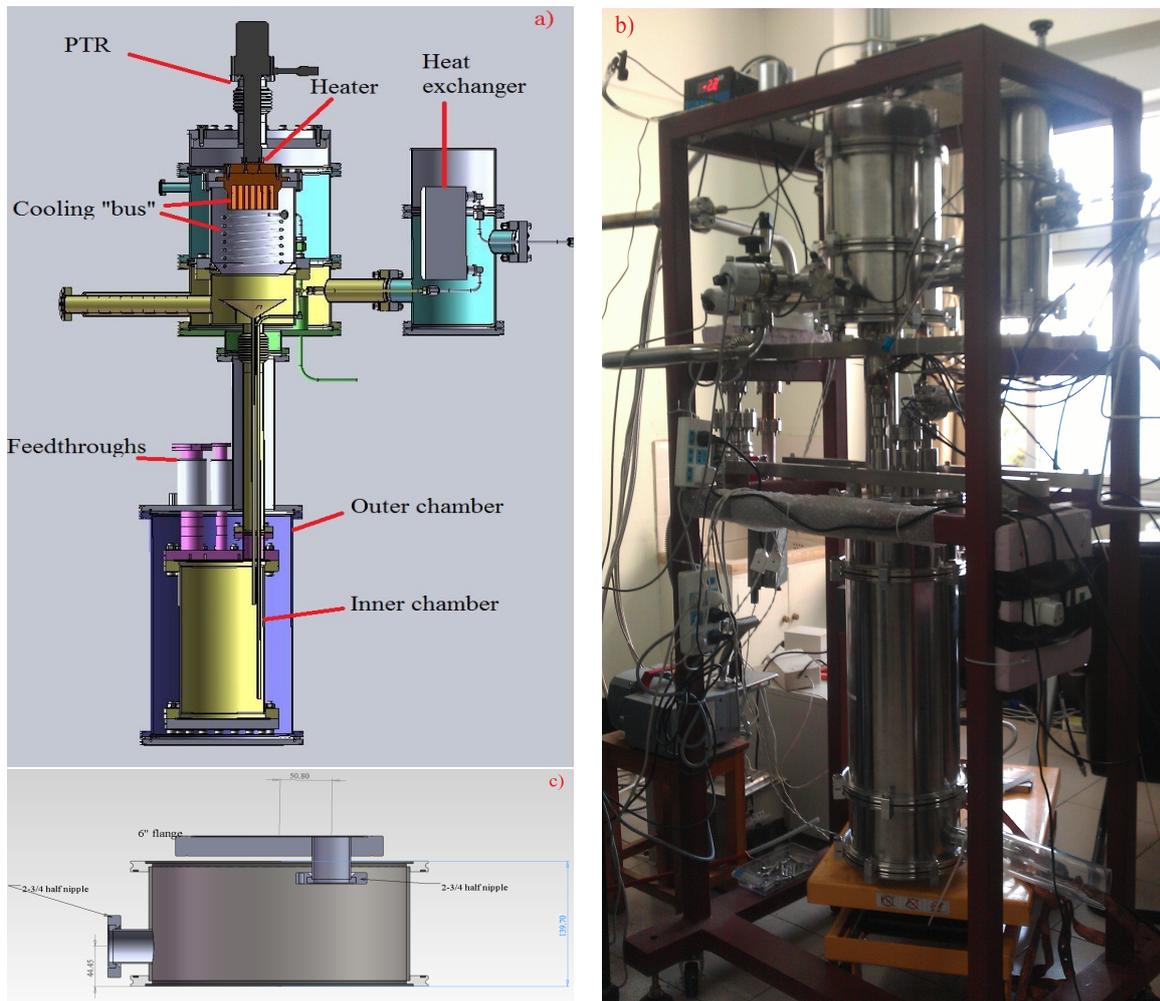


图 3-2: (a) 真空系统的原始设计图, 包括PTR、热交换器、热稳定器、内罐以及外罐。(b) 实际的真空制冷系统的照片。(c) 为了高压通道额外设计的底部加长。
 Figure 3-2: (a) The original design of the cryogenic system, including a PTR, a heat exchanger, a heater, the inner chamber and outer vacuum chamber. (b) The picture of the cryogenic system. (c) The bottom extender designer for high voltage.

以设计有额外的内外罐加长结构, 如图3-2中(c)图所示。加长结构主要作用是在底部添加了两组的电馈通通道, 可以引超过4kV的高压进内罐空间。在系统运行期间, 内罐空间与外部紧急气体储存罐间使用电池驱动的电磁阀连接。电磁阀使用内罐的气压信号作为反馈信号, 一旦气压超过2.7 bar电磁阀自动打开引导内罐氦蒸汽进入紧急缓冲储存罐。紧急缓冲储存罐设计容量为16 kg, 设计气压为4标准大气压。

3.1.2 气体储存循环

气体储存循环子系统的功能, 一是在系统非工作情况下存储氦, 二是在系

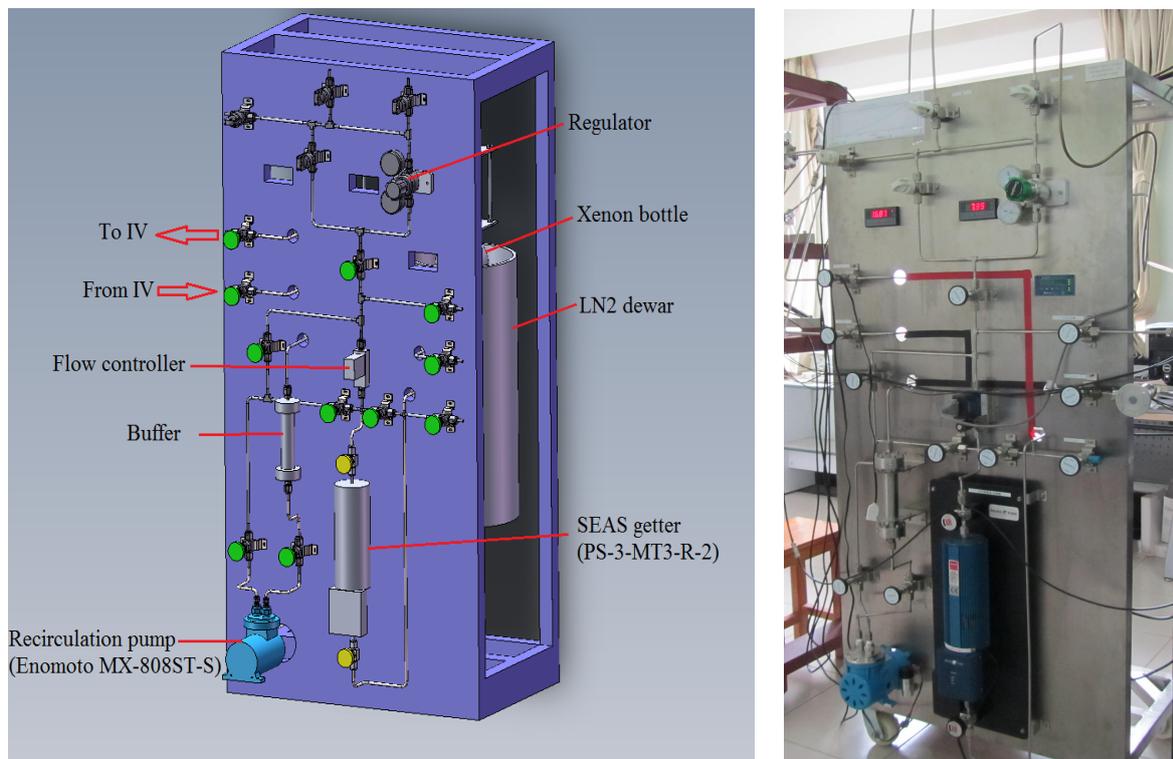


图 3-3: (左图) 气体储存循环子系统的示意图。(右图) 实际气体储存循环子系统的照片。
Figure 3-3: (Left) The diagram of the gas storage and recirculation system. (Right) The picture of the system.

统工作期间对系统内的氙进行循环提纯保证信号质量。图3-3示有气体储存循环子系统的示意图以及系统钢架实际照片。在钢架的背面悬挂有两个氙储存钢瓶，与前架面板用1/4"连接。前架面板上的气体回路设有降压器 (regulator)、流量控制器 (flow controller)、前置缓冲区 (buffer) 型号为Enomoto MX-808ST-S循环泵 (recirculation pump)、以及一SEAS PS-3-MT3-R-2吸气器 (getter)。所有的设备间由1/4"连接，且每个设备都并联有旁通阀以作保护。

3.1.3 小型TPC探测器

实验使用的小型TPC探测器由PEEK杆悬挂于内罐顶部法兰。如图3-4所示，小型TPC的主体结构由多个内径为57毫米的特氟龙环拼夹而成。特氟龙环间从下到上依次夹有探测器的屏蔽电极、阴极、门电极以及阳极。在探测器的顶部布置有四个对称分布的滨松R8520一英寸PMT，用于对于事例的X-Y位置进行重建。在探测器的底部置有一滨松R11410三英寸PMT，作为主要光采集元件。R11410三英寸PMT拥有较高的单光子分辨率 (约35%) 和量子效率 (约40%)。对于阴极、门电

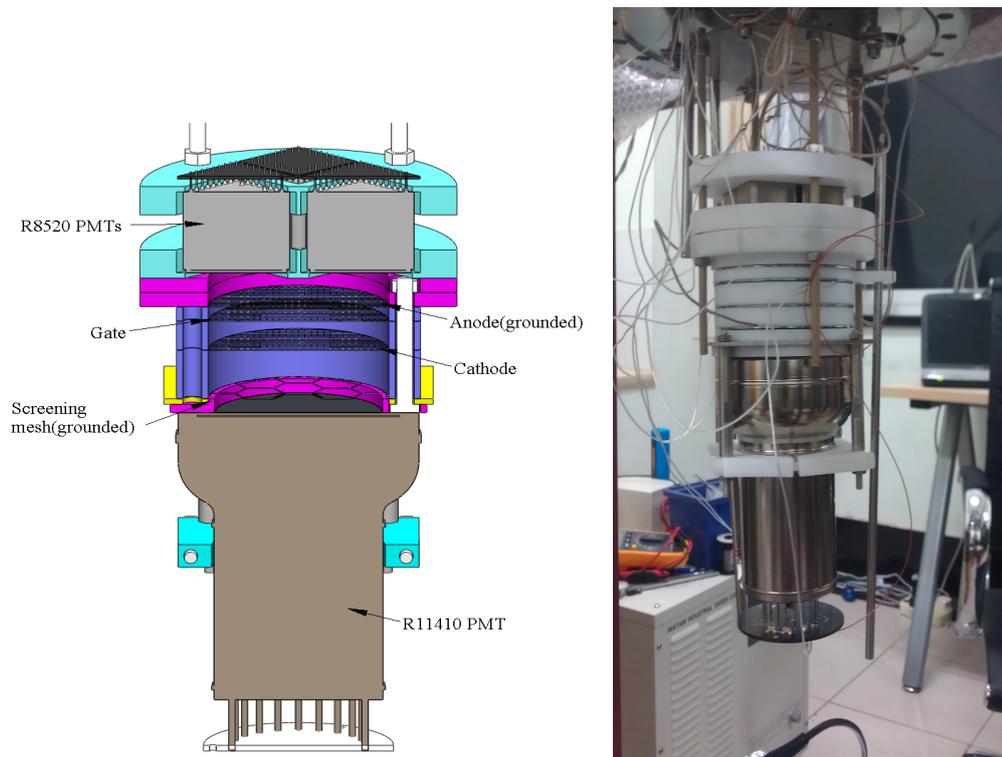


图 3-4: (左图) 小型TPC探测器的内部结构示意图。(右图) 实际TPC探测器的组装照片。
Figure 3-4: (Left) The diagram of the prototype mini-TPC. (Right) The picture of the assembled TPC.

极及阳极的电极种类，实验使用化学蚀刻法制成的网格电极。电极的网格大小为2毫米，格丝直径为0.1毫米，预计光透过率为92%。TPC的最大漂移距离（阴极到门电极距离）为10毫米，同时阳极到门电极间距为5毫米。此外在阴极之下17毫米而底部R11410 PMT窗口表面之上5毫米处，置有接地屏蔽电极以保护PMT的信号不受阴极高电压的影响。屏蔽电极网孔为六边形，网孔间距14毫米而格丝直径为0.2毫米，预计光透过率为97.5%。同时在TPC侧面安装有长液位计^[69]来检测内罐中的液位水平。在运行期间液位计的读数维持于0.11毫米的标准差水平。

3.1.4 数据采集及线下处理分析

小型TPC的PMT信号由CAEN V1724数字转换器（100兆样本每秒采样率，40兆赫兹带宽）数字化后存储。事例触发是基于底部PMT的S2信号。因为底部PMT的S1信号占总S1信号的近92%，S2信号也占将近一半的S2总信号，在分析中也只使用底部PMT的S1和S2电量值作为信号。图3-5中示有事例触发的示意图。当事例被触发后，每个PMT触发点前13.3微秒及触发点后26.7微秒的波形被数字

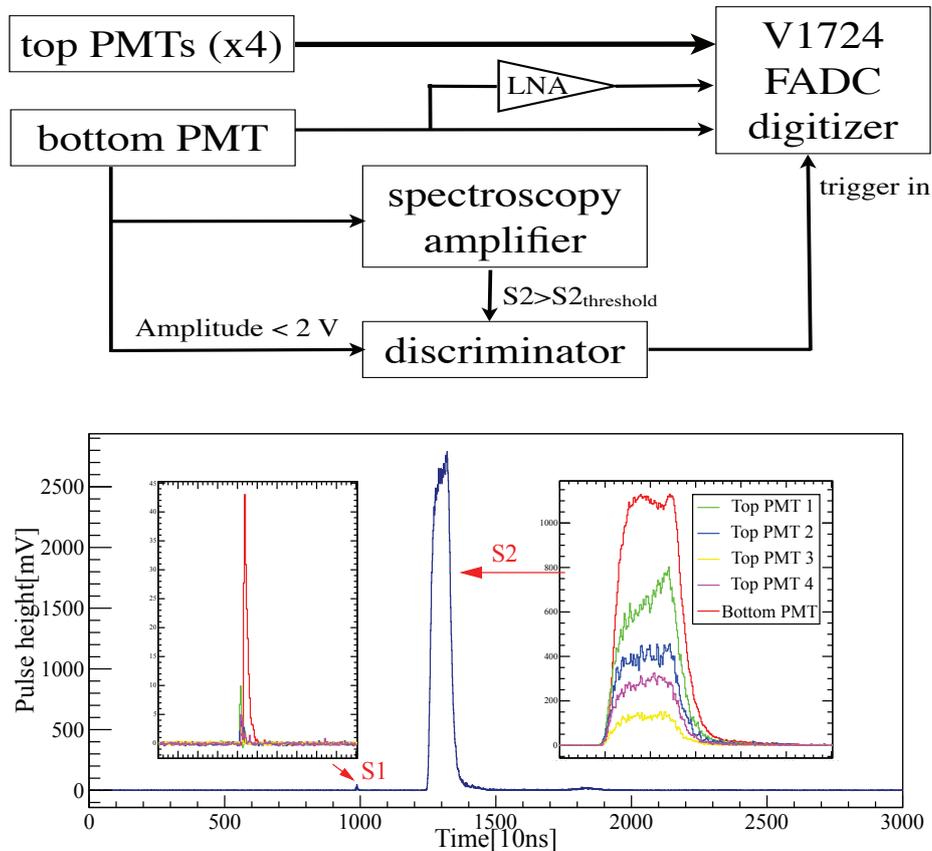


图 3-5: (上图) 数据采集DAQ的简图。(下图) 小型TPC一个采集到的事例波形。事例的S1总信号大小为625 PE。底部PMT的S2大小为273,748 PE。

Figure 3-5: (Top) The diagram of the DAQ. (Bottom) A sample waveform of the typical event. The inlets show the zoomed S1 and S2 signal from each PMT. The total S1 is 625 PE and an S2 response of 273,748 PE is observed by the bottom PMT.

化，且通过光纤传输到电脑记录和处理分析。在测量低能事例时，底部PMT信号由CAEN A315信号分离器一分为二。分离的信号，一道直接输入数字转换器作为计算S2信号的通道，另一道经过CAEN N979B模块的8倍线性放大再输入数字转换器作为计算S1信号的通道。此外在低能量数据的测量中，事例的触发还对事例的S2最高电压值有一上限要求。

小型TPC的数据处理，基本上与小节5.2.1描述的处理过程一致。小型TPC的数据处理，基本上与PandaX实验的数据处理一致并在第五章中有详尽阐述。主要的区别点，首先是小型TPC没有使用ZLE数据编码。另外，由于只使用四个PMT用于位置重建且PMT的尺寸与探测器尺寸比较小，实验发现使用神经网络(neural network: NN)算法重建的位置并没有重心(center of gravity: CoG)算法的位置重建有突出优势。所以，在小型探测器的数据分析中CoG重建的位置是作为事例

的X-Y位置来使用。图3-5中的下图展示了一个小型TPC采集到的事例典型波形。图中的嵌图分别展示了放大后的S1和S2信号在每个PMT上的波形。

3.2 小型TPC的性能表现

在探测系统搭建完成后，首先我们使用伽马放射源对探测器的信号响应做了测量。测量的结果显示此小型探测器拥有较高的能量和位置分辨率，且能量分辨率是目前同类探测器中最佳。此类探测器适合用于对于低能量电子反冲与核反冲事例的研究。

3.2.1 3-D电场模拟

在性能测量运行中，小型TPC的阳极接地而门电极电压固定为-4kV。漂移电场可以通过调节阴极电压改变。由于探测器具有较小尺寸，来自于阳极、屏蔽电极、PMT以及罐壁（接地）的漏电场都有可能对灵敏区域内的电场产生潜在影响。因此我们使用有限元分析软件COMSOL^[70]，对探测器灵敏区域的电场大小以及电场的均匀性进行了模拟。在模拟中，小节3.1.3所述的所有探测器结构以及内罐的接地罐体都被考虑在内。当假设门电极处于-4kV而阴极为-5kV时，模拟得出探测器主要区域的电场大小如图3-6左图所示。

通过模拟得到探测器有效区域（fiducial volume）内实际电场大小和根据平行板近似计算得到理想电场大小的偏差，以及探测器有效区域内的电场相对弥散值。当阴极电压高于-6kV的情况下，绝对的电场偏差小于75 V/cm。当阴极电压达到-8kV时，偏差也只到达200 V/cm。图3-6的右图示有所有在不同阴极电压的条件下模拟得到的有效区域内电场大小。同时模拟也显示探测器有效区域内电场也有很好的均匀性。电场相对弥散随着阴极电压的加强而减小。当阴极电压小于-5kV后，电场的相对弥散减小至小于1%水平。

3.2.2 PMT信号线性度

除了PMT的增益外，PMT输出信号的线性度（通常由PMT基座的设计决定）也是一个需要测量的重要指标。对于PMT输出信号线性度的了解尤其在PMT高增益下测量低能量反冲信号时将是不可或缺的。PMT信号的非线性产生的原因是，当PMT内部产生的次级电子足够多时电子团周围的电场可以扭曲影响到PMT自身

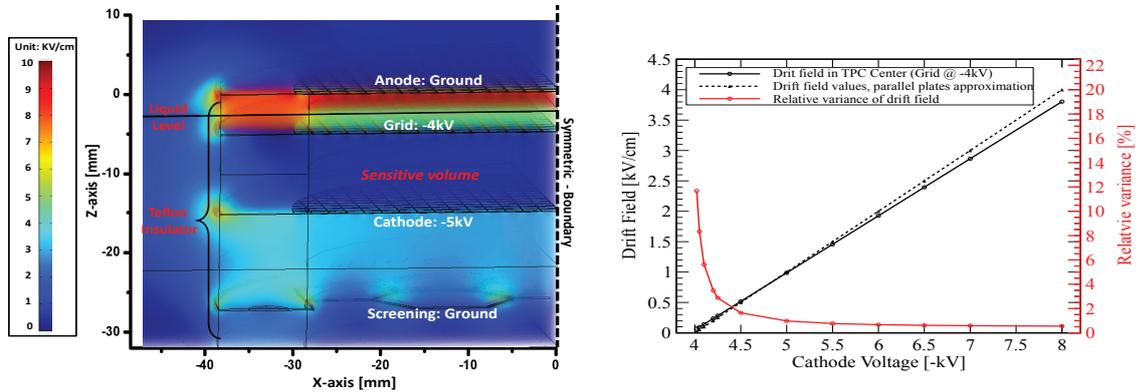


图 3-6: (左图) 使用COMSOL有限元分析软件模拟得到的探测器主要区域(漂移区、正比闪烁区以及阴极一下的液氩区)的电场大小。门电极的电压设为-4kV而阴极设为-5kV。(右图) 黑色和红色圆圈分别代表在不同的阴极电压假设下, 模拟得到的探测器有效区域内的电场大小和电场大小的相对弥散。黑色虚线代表的是根据平行板近似算得的理想的电场大小。

Figure 3-6: (Left) The field strength in the main detector region (drift region, proportional scintillation region and the below-cathode region) from the result of 3-D field simulation using COMSOL software. In the shown plot, the gate is set to be -4kV and the cathode is at -5kV. (Right) The black and red circles represent the mean field strength and the relative variance of the field strength, respectively, in the fiducial volume from the field simulation. The black dashed line is the calculated field strength with the parallel plate approximation.

的收集电场。大量的电子间相互排斥, 造成部分的电子逃逸出PMT收集轨道; 因而PMT在信号强度过大时信号饱和。一般可以通过在PMT最后几打拿极间加并联电容来有效提高PMT信号线性度。在本章的小型TPC中, 底部R11410 PMT基座的最后五打拿极间各加了一个并联电容。

在PMT信号的线性度测量中, 使用两蓝光LED置于TPC中(顶部PMT与阳极间)作为光源。LED的位置预先固定, 使探测器对LED光源的LCE在测量过程中始终为常数。信号的线性度可以以下式为基础测量:

$$L(S_1) = \frac{S_{1+2} - S_1}{S_2}, \quad (3.1)$$

其中 S_1 为LED₁发出光的探测信号大小, 且在测量过程中是一调整量。 S_2 为LED₂发出光的探测信号大小, 且在测量过程中维持不变(信号电量大小调节至 10^8 - 10^9 e⁻之间)。 S_{1+2} 则代表两个LED都发光时探测到的总信号大小。式3.1的基本假设是认为在信号极小时, 线性度为1。式3.1中所表示的测量可以进一步由图3-7来说明。两LED脉冲的宽度在测量中设为与实际的S2宽度相当, 为2微秒, 由ArbStudio 1120脉冲发生器同步提供。

图3-8显示的为在液氩温度(-95°C)测得的本实验系统使用的R8520和R11410

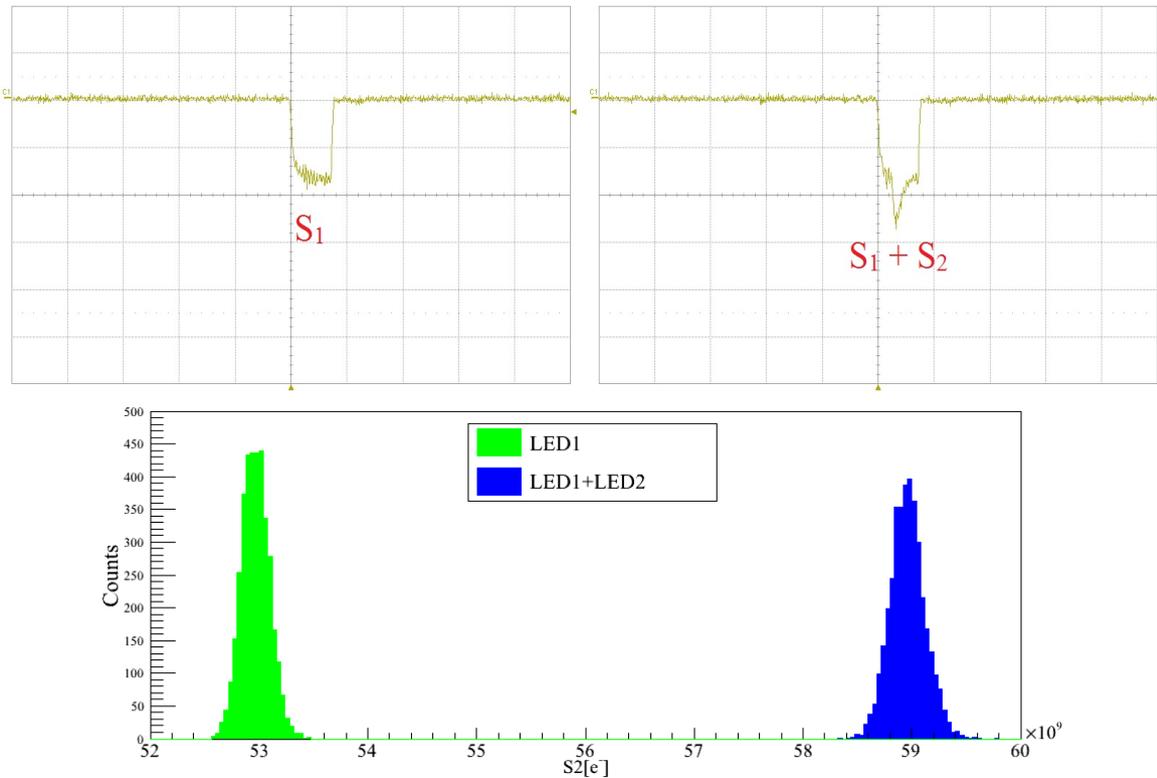


图 3-7: (上图) 左右波形分别是在PMT信号线性度测量中, 只有LED₁开启和俩LED都开启的情况下的信号波形。(下图) 绿色和蓝色区域分别代表在只有LED₁开启和俩LED都开启的情况下的信号分布。

Figure 3-7: (Top) The waveforms with only LED₁ and both LEDs on, respectively, are shown. (Bottom) The green and blue areas represent the signal distributions with only LED₁ and both LEDs on, respectively.

PMT信号的线性度曲线。在测量中简单假设了PMT所加高压与线性度关联性不大, 因而分别固定R8520和R11410的高压为-700和-1000伏。实验结果显示R11410信号在输出电量小于 $1.2 \times 10^{11} e^-$ 时, 信号可以维持一个较好的线性度 (>0.8)。但当输出信号电量继续增大, 则线性度会加速衰减直到到 $2.0 \times 10^{11} e^-$ 时信号完全饱和。而相对来说, R8520线性度较为不理想, 在输出电量为 $10^{10} e^-$ 至 $10^{11} e^-$ 的范围内有更为明显下降的趋势。在输出电量为 $7.5 \times 10^{10} e^-$ 以下时, R8520信号维持有较好的线性度 (>0.8); 在 $2.2 \times 10^{11} e^-$ 电量下R8520信号完全饱和。在测试小型探测器的性能时, 使用了164、236 (中子激发氘) 和662 keV (^{137}Cs 源) 伽马射线。此三种能量伽马射线测量时的PMT信号线性度在图3-8中标出, 线性度普遍高于0.8。在此线性度下, 信号非线性对于探测器能量分辨能力测量的影响可以忽略。

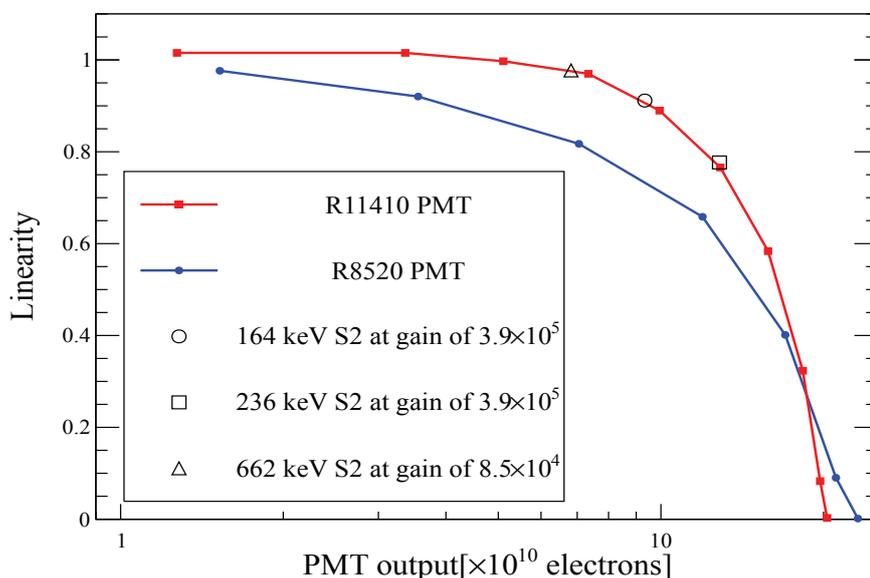


图 3-8: 对于系统所用的R8520及R11410 PMT信号线性度的测量, 分别以蓝色和红色曲线表示。图中空心圆圈、三角及方形分别代表底部PMT信号在测量164、236和662 keV伽马时 (PMT增益的水平不同) 的信号线性度水平。

Figure 3-8: The results of the linearity test for R8520 and R11410 signals are shown in blue and red solid lines, respectively. The open circle, rectangle and triangle represent the linearity of the bottom PMT responses to the S2 signals from 164, 236 and 662 keV gamma rays (under different PMT gains), respectively, in the performance runs for the mini-TPC.

3.2.3 残留脉冲

在小型TPC的测量数据中观察到, 信号强度较大的S2 (有些情况是S1) 后通常跟随有若干较小S2脉冲。此类跟随于大S2信号后的S2脉冲被称为是S2的残留脉冲 (After pulse: AP)。这类现象在其他暗物质实验中也被观测到 [55, 71], 且在PandaX实验数据中出现如图5-24所示。残留脉冲来源于探测材料中闪烁光与杂质发生光电效应产生的漂移电子。在本章的小型TPC中, 因为探测器尺寸较小所以闪烁光密度较大, 产生的残留脉冲也较其他大型实验来得较为显著。图3-9示有在300 V/cm的漂移电场²下, 残留S2脉冲与最大的S2脉冲之间的时间差分布。分布显示的两个峰从左到右分别代表来自于门电极以及阴极的残留脉冲。而在两峰中间的事例分布来自于中性杂质光电效应产生的残留脉冲。可以注意到, 在阴极残留脉冲后仍有少部分的残留脉冲事例。这是由于第一级的残留脉冲信号足够大时, 它的S2闪烁光可以继续电离杂质产生二级的残留脉冲。

²一般如果没有特殊说明, 电场使用平行板近似计算的理想电场。

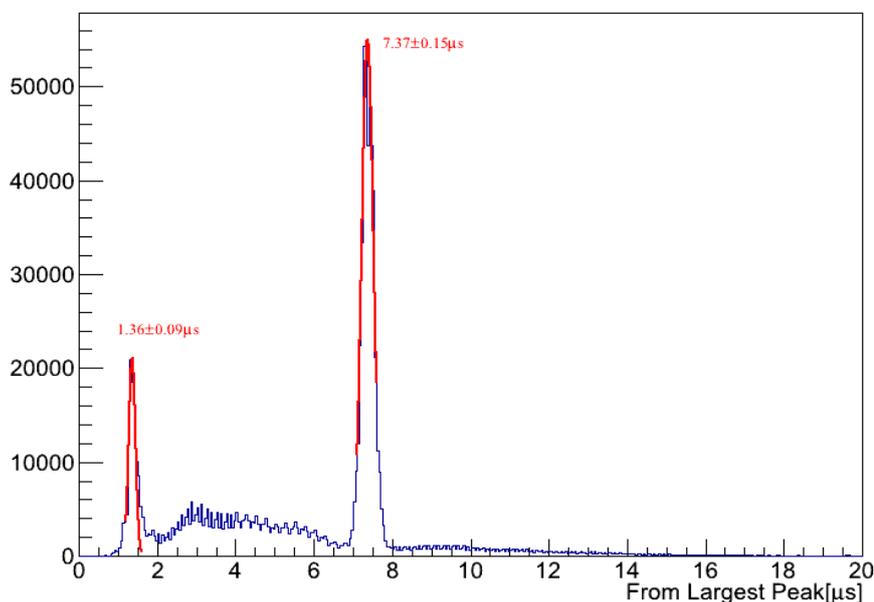


图 3-9: 阴极电压为-4.3 kV下残留S2脉冲的时间分布。图中从左至右两个峰分别代表来自门电极及阴极的残留脉冲。对于峰使用高斯函数来拟合。

Figure 3-9: The time distribution of the S2 after pulses with the cathode at -4.3 kV. Two peaks, which correspond to the after pulses from the gate and cathode, respectively, are fitted by Gaussians.

残留脉冲信号大小与最大S2之间有着强关联，且它们的信号比例与漂移电场没有显著的依赖性。这些都在图3-10中有表示，通过使用线性函数拟合残留S2对主S2分布的中心线，得到它们之间的信号比例。对于从门电极以及阴极产生的残留S2，它们对主S2的比例分别为0.218和0.187。且此比例都显示与电场大小没有显著关联，如图3-10中的左下图所示。门电极和阴极的残留脉冲对主S2的比例不同，原因在于两电极对主S2的立体角的不同。假设液位为门电极之上2.4毫米（数值的得出将在本小节最后一段有所说明）。门电极对主S2的立体角 Ω_1 和阴极对主S2的立体角 Ω_2 分别为是：

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= 2\pi \left(1 - \frac{2.4}{2.4^2 + 29^2}\right) = 1.835\pi, \\ \Omega_2 &= 2\pi \left(1 - \frac{12.4}{12.4^2 + 29^2}\right) = 1.214\pi,\end{aligned}\quad (3.2)$$

其中29毫米为TPC灵敏区域半径。计算得到的 Ω_2/Ω_1 比为0.662，与数据中的残留脉冲对主S2比值（0.858）较为接近。而数据中较大的残留脉冲对主S2比值是由于探测器内的光反射增大了阴极表面的光密度造成。

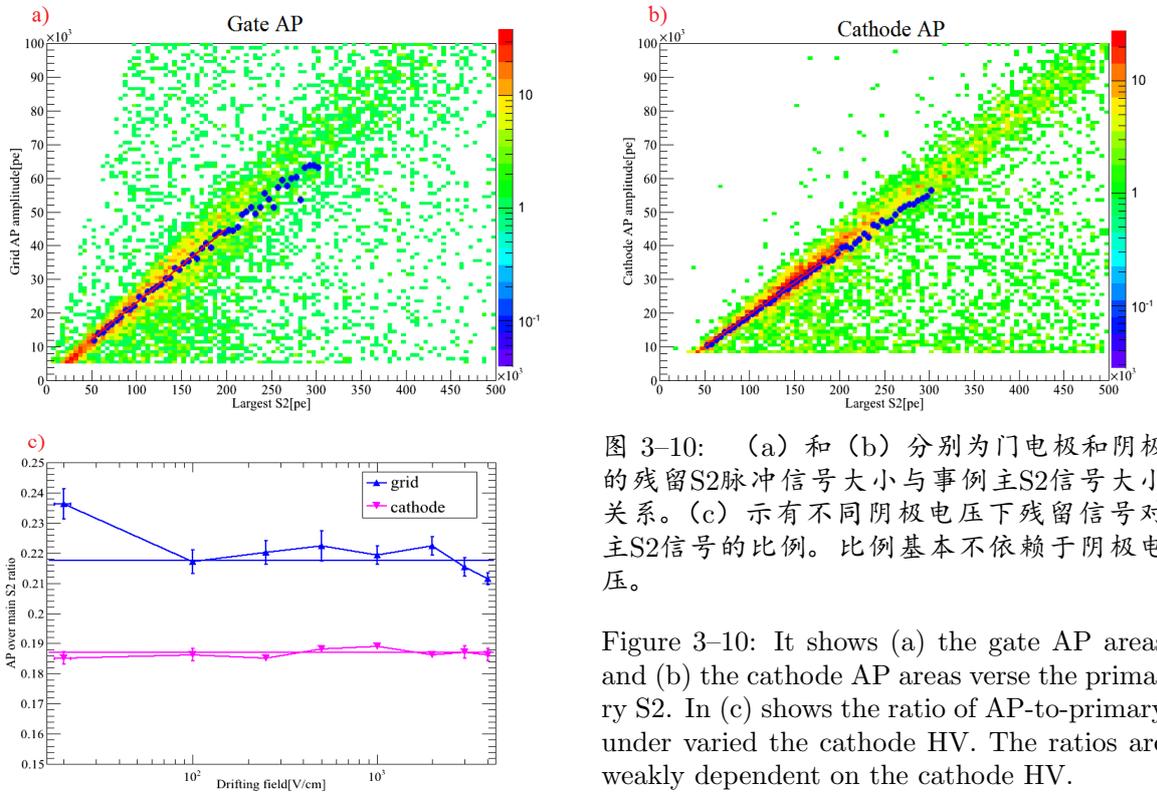


图 3-10: (a) 和 (b) 分别为门电极和阴极的残留S2脉冲信号大小与事例主S2信号大小关系。(c) 示有不同阴极电压下残留信号对主S2信号的比例。比例基本不依赖于阴极电压。

Figure 3-10: It shows (a) the gate AP areas and (b) the cathode AP areas verse the primary S2. In (c) shows the ratio of AP-to-primary under varied the cathode HV. The ratios are weakly dependent on the cathode HV.

除了使用有限元分析软件对电场进行3-D模拟外，门电极和阴极残留脉冲的漂移时间也隐含关于漂移电场的“真实”强度的信息。电子的漂移速度可以由门电极与阴极残留脉冲的漂移时间差除以最大漂移长度计算得到。图3-11比较了小型TPC中根据上述推算得到的电子漂移速度，与先前已有的测量^[58-60]进行比较。可以发现小型TPC中计算得到的电子漂移速度与以前的测量值吻合，尤其在漂移电场较高的情况下。但是也同样注意到在较小的漂移电场（如100 V/cm）情况下，本实验得到的漂移速度比之先前测量数据较高。这也暗示了在此类数据中“真实”电场大小高于理想电场大小。图3-6中模拟得到的“真实”电场与理想电场偏差的变化趋势与图3-11中计算的漂移速度与先前测量偏差的变化趋势相互一致。

基于先前对电子漂移速度的测量^[58-60]以及小型TPC数据中门电极残留脉冲的漂移时间，可以在平行板近似下计算门电极之上的液氙区域的电场大小。在¹³⁷Cs和中子激发氙标定数据中，测得的门电极残留脉冲的漂移时间分别为 $1.47 \pm 0.03 \mu\text{s}$ 和 $1.34 \pm 0.03 \mu\text{s}$ 。可以计算得到气体层厚度分别为 $1.4 \pm 0.4 \text{ mm}$ 和 $2.6 \pm 0.5 \text{ mm}$ ，对应于门电极上液体电场大小分别为 $6.2 \pm 0.4 \text{ kV/cm}$ 和 $5.4 \pm 0.2 \text{ kV/cm}$ 。根据式2-18中所描述的门电极电子透过率，本实验的小型TPC在门电极上下电场比大于2.23时可以到达100%的门电极电子透过率。由此得到¹³⁷Cs和中子激发氙标定数据中，漂移电

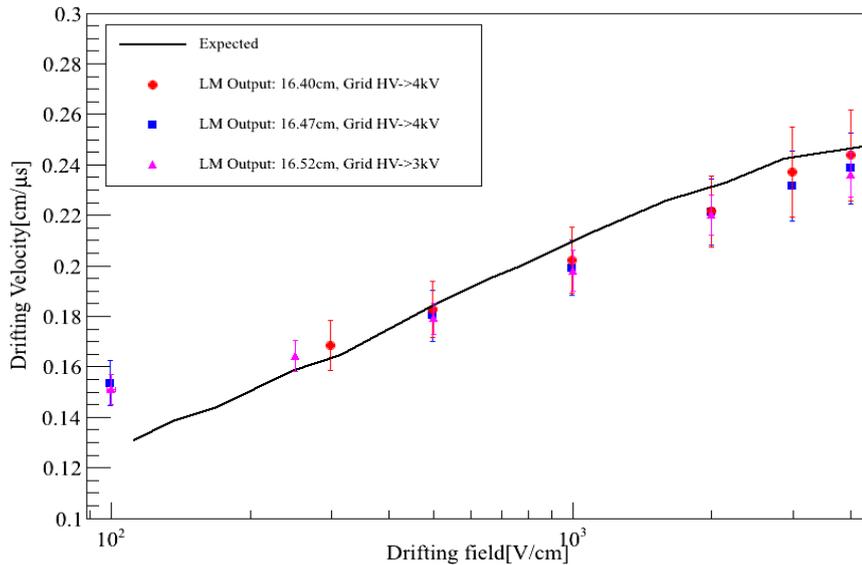


图 3-11: 黑色实线为以前所测量有的液氙中电子漂移速度随电场的变化, 与图2-3中的曲线一致; 原始的测量数据来源于 [58-60]。图中的点、三角以及正方形代表着不同门电极及液位情况下, 基于门电极和阴极残留脉冲漂移时间推算的电子漂移速度随漂移电场的关系。

Figure 3-11: The black solid line is the previously measured electron drift velocity in liquid xenon as a function of field, the same as the one shown in Fig. 2-3, which is originally from [58-60]. The dots, rectangles and triangles represent the drift fields as a function of drift field, derived based on the time difference of the gate and cathode APs in data with varied gate HVs and liquid levels.

场的上限值必须分别为 $2.8 \pm 0.2 \text{ kV/cm}$ 及 $2.4 \pm 0.1 \text{ kV/cm}$ 。

3.2.4 位置重建

位置的重建能力是TPC的主要特征。事例的Z位置由S1和S2信号时间差决定, Z位置分辨率大致为S2信号的宽度 (通常为几个毫米)。而X-Y位置的重建则相对复杂需要用到重建算法 (如神经网络)。在本小型TPC中, 使用简单的重心 (center of gravity: CoG) 算法已经可以得到足够的重建精度用于选取探测器中心事例。图3-12是中子激发氙数据中重建的X-Y位置。上图为使用CoG算法 (式5-4) 得出的X-Y位置, 而下图是利用最小卡方法比较数据与模拟得出的X-Y位置。

从图3-12, 尤其是上图, 中可以明显地观察到事例的X-Y呈现出格点化的分布。其原因在于电场线在通过门电极 (网格电极) 时集中在每一格的中心区域。所以漂移电子在通过门电极后X-Y的分布非常集中, 呈现出格点化的分布。在此情况下,

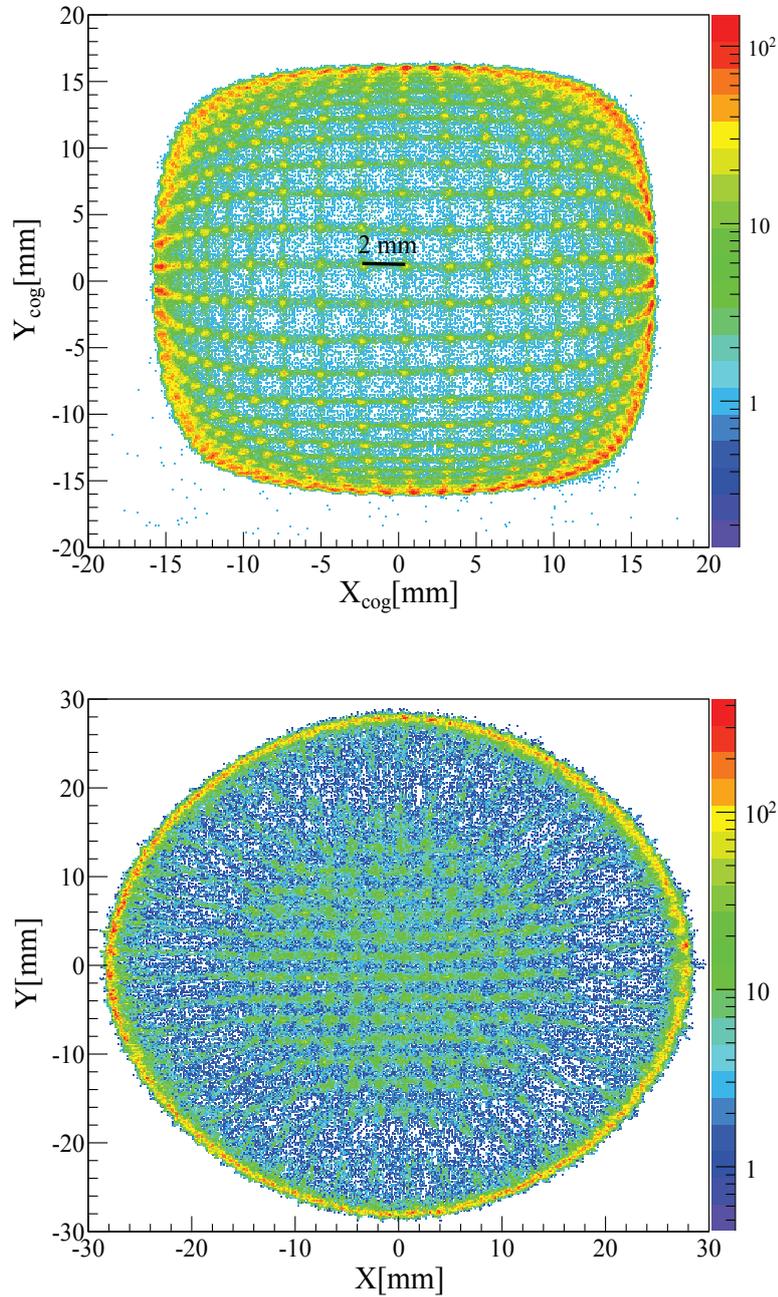


图 3-12: 上图为使用中子激发氙为伽马源的标定数据中, 使用CoG算法重建的事例X-Y位置。下图则是利用最小卡方法比较数据与模拟得到的X-Y位置。

Figure 3-12: In the top panel shows the X-Y positions, which are reconstructed using CoG method, of gamma events from one neutron-activated xenon calibration. In the bottom panel shows the X-Ys of the same events using a different reconstruction method, which is based on a simple least- χ^2 comparison of the S2 hit patterns in data and simulation.

S2可以被等效近似地认为是一个点光源。图中相邻“光点”的间隔即代表了电极2毫米网格间隔。使用“光点”间距可以进一步修正CoG算法本周的重建X-Y不均匀性。用二维高斯拟合“光点”，得到的X-Y位置重建精度 σ_{rec} 为 0.37 ± 0.06 毫米³。在本系统的小型TPC中，此位置重建精度已经远远小于主要由网格间距（2 mm）所贡献的事例X-Y位置分辨率。

另外，CoG重建的X-Y在探测器中心和边缘呈现出不同的比例。且在中心重建的精度明显更好；而在边缘重建点被“模糊”化，格点结构也无法被辨别。因此我们利用最小卡方法比较探测器中光传播模拟（使用Geant4^[72]作为模拟工具）和数据中得出的顶部PMT信号分布，得到事例的X-Y位置（如图3-12下图所示）。在使用最小卡方法得到的事例X-Y位置中，同样也发现在探测器边缘处事例分布的“模糊”化。因此可以推断，探测器边缘事例X-Y位置重建的“模糊”化并不是由重建算法所造成，而是由于边缘信号在PMT上分布本征地具有较大涨落。涨落来源于PMT的紧密布局，以及在边缘处更强的反射作用。

3.2.5 信号的不均匀性与修正

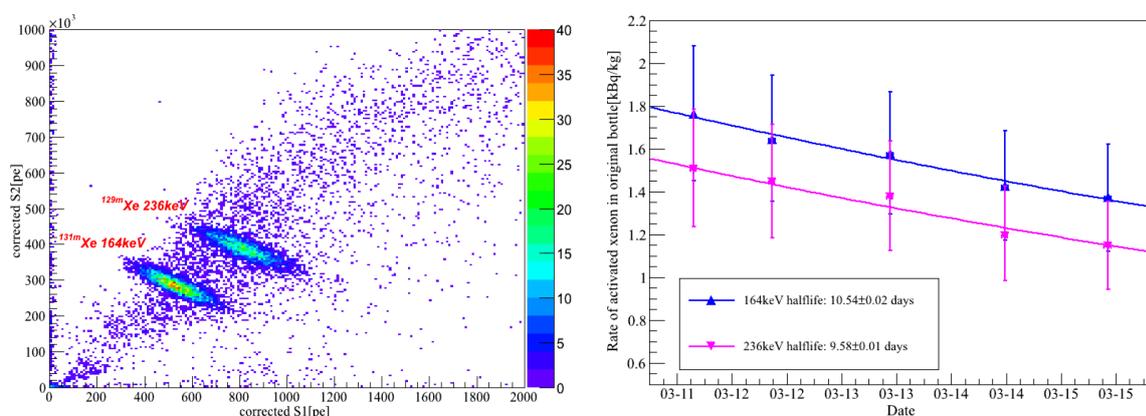


图 3-13: 左图中示有在探测器置信区域内，在注入了中子激发氙后背景事例的S2-S1分布。右图为^{129m}Xe（粉色正方）和^{131m}Xe（蓝色三角）核衰变事例的事例率随时间的演化。演化使用指数函数拟合（实线）。

Figure 3-13: In the left panel shows the S2 verse S1 of the background in the FV after the injection of the activated xenon gas into prototype mini-TPC. In the right panel shows the rate evolution of the selected events of ^{129m}Xe (magenta triangles) and ^{131m}Xe (blue triangles), respectively, and the exponential fits (solide lines).

TPC的良好的3-D位置重建能力，有助于对于信号不均匀性作出修正。S1的信号不均匀性来自于光采集效率（light collection efficiency: LCE）在R-Z上的不均匀。

³事实上此处0.37应该是重建精度的上限。因为当通过格点的电子团位置弥散足够大时，电子团弥散会成为“光点”分辨率的主要贡献。

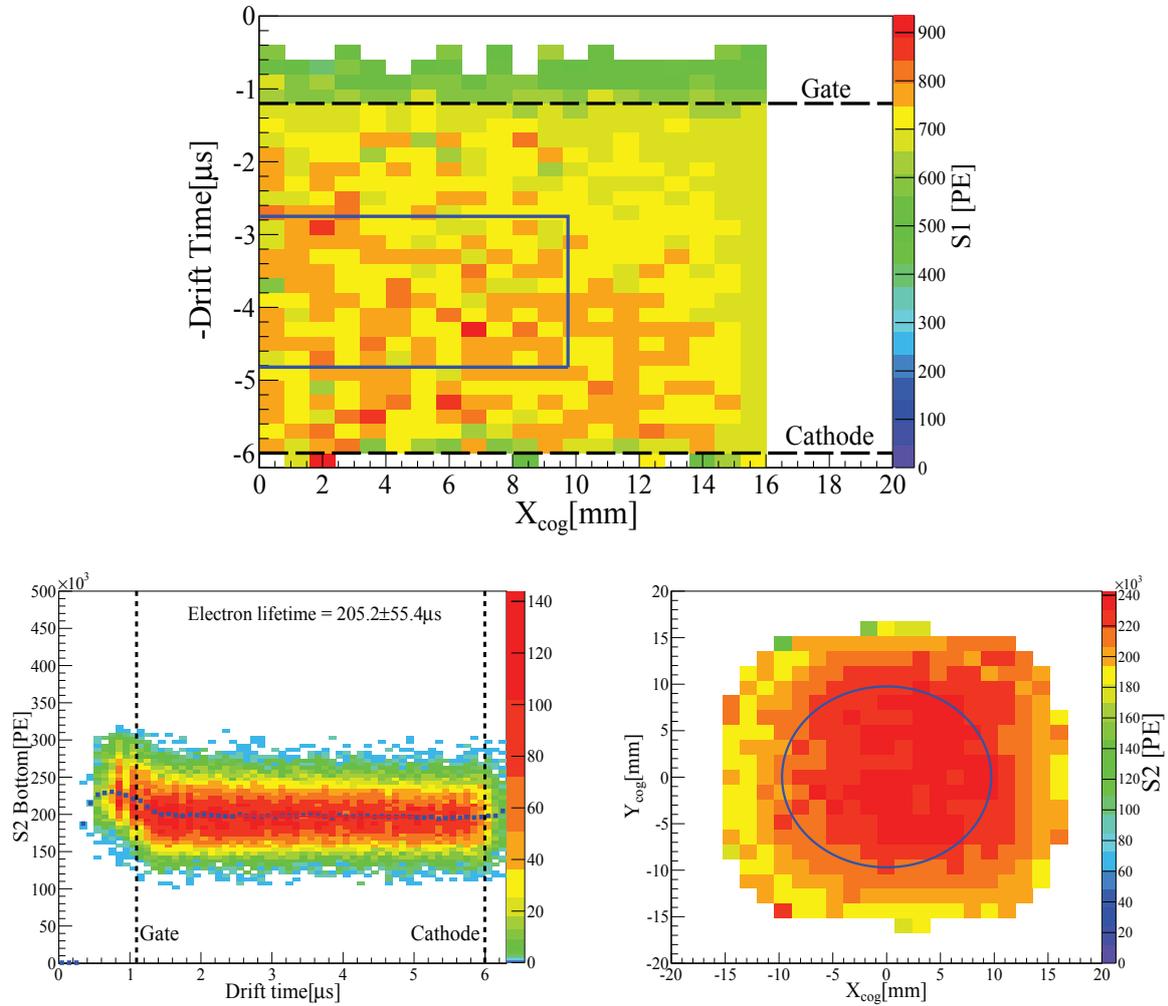


图 3-14: (上图) ^{131m}Xe 退激发伽马 (164 keV) 事例的S1信号在选取的区域内 ($|Y_{cog}| < 4.88$ mm) 的位置依赖性校准图 (R-Z)。蓝色实线代表了有效区域的定义, 黑色虚线则标出了阴极与门电极的位置。(下图) 左图显示的是事例S2-漂移时间的分布。分布的中位值 (蓝色正方形) 使用指数函数拟合得到电子寿命的值。右图显示的是S2信号的位置依赖修正图 (X-Y)。蓝色圆圈标出了有效区域的定义区域。

Figure 3-14: (Top panel) The position dependence of the S1 signal in the selected volume ($|Y_{cog}| < 4.88$ mm) for 164 keV gamma rays. The blue solid lines indicate the defined FV. The positions of the gate and cathode mesh are represented by the black dashed lines. (Bottom panel) In the left plot shows the dependence on drift time of the S2 signal from 164 keV events. The exponential function is used to fit the S2 medians (blue rectangles) to get the electron lifetime. In the right plot shows the X-Y dependence of the S2 signal. The blue circle indicates the radius cut of the FV selection.

S2信号不均匀性，由电子漂移过程的杂质吸附作用（Z轴不均匀性），和气体正比放大层的不均匀性（X-Y不均匀性）共同作用而成。为了使修正的系统偏差尽可能小，使用均匀分布的事例作为修正信号位置依赖性的样本。为此在本章的小型TPC的信号修正中，使用中子激发氙作为标定放射源（更多关于中子激发氙的详细信息，见 [73]）。我们将装有1公斤左右氙气的不锈钢高压气瓶寄往中国原子能院。在原子能院，强度为 5×10^6 个中子每秒的 ^{252}Cf 源被放置于气瓶外1厘米处，持续照射一个半月的时间。两个中子激发后的氙产物， ^{129m}Xe ($E_\gamma=236.1 \text{ keV}$, $T_{1/2}=8.9 \text{ days}$)和 ^{131m}Xe ($E_\gamma=163.9 \text{ keV}$, $T_{1/2}=11.8 \text{ days}$)，被使用为探测器内部伽马源。

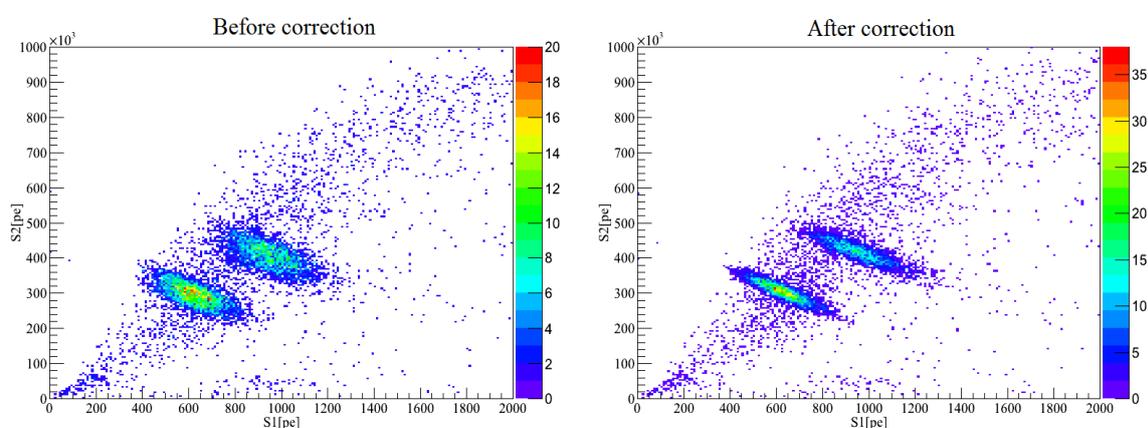


图 3-15: 左右图分别给出的是在修正前后，1 kV/cm 电场下中子激发氙信号的S1-S2分布。信号的修正根据图3-14给出的信号位置依赖校准图。

Figure 3-15: It shows the S2-S1 space of activated xenon data under drift field of 1 kV/cm before (left) and after (right) the correction according to the signals' position-dependences shown in Fig. 3-14.

选取探测器有效区域的事例用来计算激发态氙的退激发伽马的强度。本实验小型TPC的有效区域定义为探测器最为中心的一个圆柱形区域，Z轴范围从-2.9至-7.1毫米（0点为门电极位置），CoG重建半径小于10毫米。图3-13的左图示有，向系统内注入中子激发氙后，小型TPC得到的背景信号的S2-S1分布⁴。为了说明的方便，图中的S1与S2都已经经过了修正，而关于修正的说明将在之后给出。图3-13的右图给出的是，两个中子激发的产物 ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 退激发伽马信号强度随时间的演化。对于演化使用指数函数拟合，得到的半衰时间分别为 9.58 ± 0.01 和 10.54 ± 0.02 天。此外通过拟合结果推断出在中子激发结束后的时间点，一公斤用于激发的氙中 ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 放射活度分别为 4.25 ± 0.37 和 $3.73 \pm 0.32 \text{ kBq/kg}$ 。

小型TPC的信号修正使用 ^{131m}Xe 的退激发伽马在1 kV/cm的电场下数据作为样

⁴这里需要指出，底部PMT的S2信号作为图中及之后分析的小型TPC的S2信号。

本, 得到S1与S2的位置依赖性校准图。图3-14示有得到的S1和S2信号的位置依赖校准图, 以及信号S2-漂移时间的分布。对于S2-漂移时间分布的中位值以指数函数进行拟合得到电子寿命的值为 $205.2 \pm 55.4 \mu\text{s}$ 。此数值为系统进入稳定状态后的电子寿命, 相比注入激发氙并以5 SLPM流量循环四天后的84微秒电子寿命提升了3.5倍。S1与S2在整个探测灵敏区内的相对标准偏差(不同位置信号均方差)为6.0%和6.5%。在经过修正后, 相对标准偏差降至了4.2%和3.2%。图3-15比较有修正前后中子激发氙数据的S1-S2分布。

3.2.6 重建能标

对于TPC最佳的重建能标, 应该是方程5-12中定义的全局电子反冲重建能量 E_c 。但由于S2信号有着不同的线性度水平(如图3-8所示), CA不再能够假设为一常数。如同之后小节5.4.2会说明的, 单能事例的S1-S2分布满足二维高斯分布, 且当S1和S2的系统涨落足够小时二维高斯的长轴的斜率等于CA与PDE的比值 b/a 。对于小型TPC假设S1-S2分布满足二维高斯, 拟合得到局部能量下的重建能标:

$$E_{c,\langle E \rangle} = \frac{S2 + S1 \cdot \tan\theta}{\langle S2 \rangle + \langle S1 \rangle \cdot \tan\theta} \cdot \langle E \rangle, \quad (3.3)$$

其中 $\langle E \rangle$ 为单能伽马的能量; $\langle S1 \rangle$ 和 $\langle S2 \rangle$ 分别为平均的S1和S2信号大小; θ 代表了二维高斯的长轴斜角。图3-16给出了500 V/cm电场下 ^{137}Cs 数据以及2 kV/cm电场下中子激发氙数据的S1-S2分布和重建能谱。图中S1-S2分布中, 部分事例有着与S1不成比例较小的S2。这部分事例(称为Gamma-X)是由于伽马多步散射且一部分散射发生在阴极以下的液氙区。

中子激发氙和 ^{137}Cs 信号重建能谱分别用双高斯和指数加高斯拟合。得到的能量分辨率达到较好的水平。图3-17给出了不同电场下164、236及662 keV伽马的能量分辨率, 以及此分辨率与先前其他实验组给出分辨率的比较。我们所研发的小型TPC对662 keV的能量分辨率在100 V/cm至2 kV/cm的电场下基本可达到低于2%的水平。电场在从100 V/cm变化至500 V/cm时, 能量分辨率有稍许提升; 但当电场继续增加后受到减少的闪烁光子数目统计涨落影响, 并未得到进一步提升。本次测试中最高能量分辨率出现于500 V/cm的 ^{137}Cs 数据中, 为1.60%。同时此数值也是目前同类探测器中最高的能量分辨率。

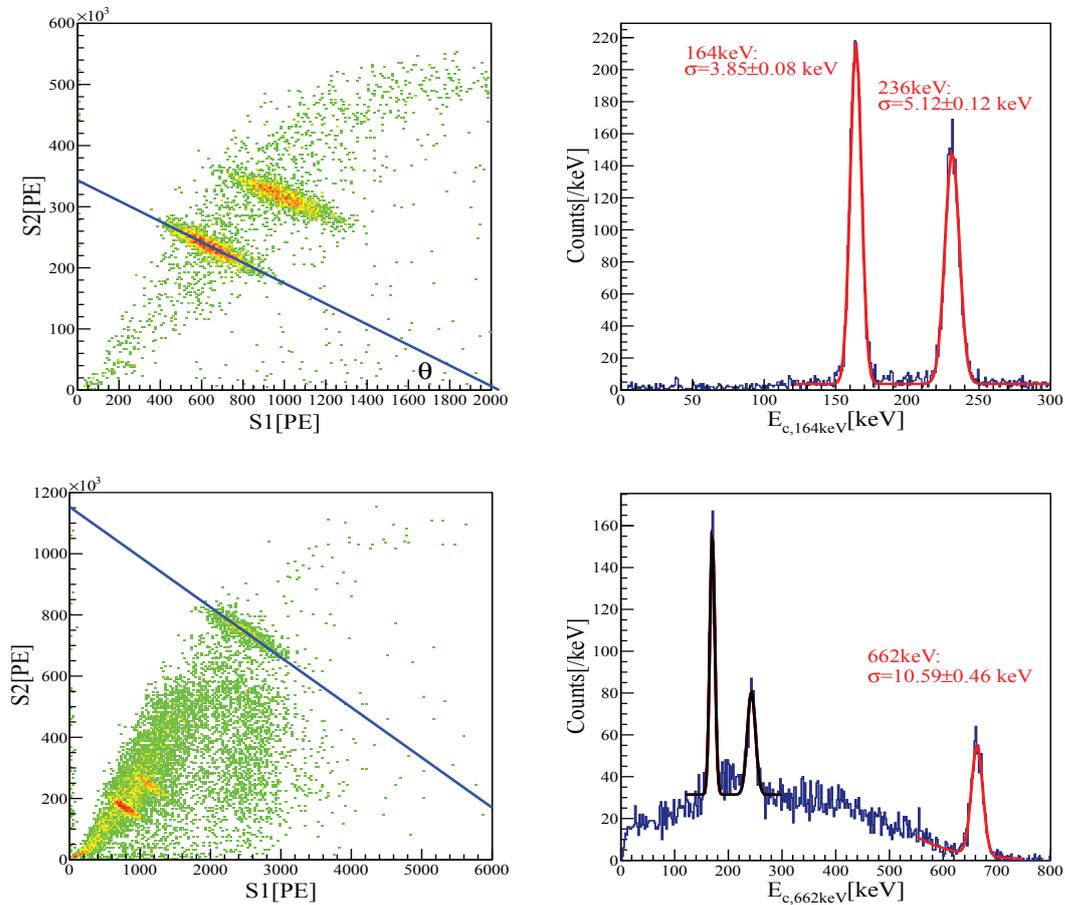


图 3-16: (上图) 为 2kV/cm 电场下的中子激发氙数据。左图为事例的 S1-S2 分布, 右图为基于 164 keV 重建能标的能谱。使用双高斯函数拟合得到, 此能标下 164 keV 和 236 keV 的能量分辨率分别为 2.35% 和 2.17%。若使用基于 236 keV 的重建能标, 236 keV 分辨率可改善至 2.10%。(下图) 为中子激发氙注入一段时间后, 在 500 V/cm 电场下 ^{137}Cs 的数据。所以在左图所示的事例 S1-S2 分布中, 仍然隐约可见 164 keV 和 236 keV 的中子激发态氙退激发伽马线。右图所示为基于 662 keV 的重建能标。此能标下, 164 keV 和 236 keV 的重建能量分别为 170 和 243 keV, 以及能量标准差分别为 4.36 和 6.70 keV。662 keV 的能量分辨率 (用指数加高斯函数拟合) 可以到达 1.60%, 为本次性能测量中的最佳分辨率。

Figure 3-16: (Top) The data are from activated xenon under drift field of 2 kV/cm. In the left plot shows the S1-S2 space, and in the right plot shows the spectrum of the combined energy defined by 2-D Gaussian fitting 164 keV events. The fit using double Gaussian of the spectrum gives resolutions (σ/E) of 2.35% and 2.17% for 164 keV and 236 keV, respectively. Under a 236 keV “local” energy scale, the resolution of 236 keV line is reduced to 2.10%. (Bottom) The data are from the ^{137}Cs calibration under 500 V/cm field, after the activated xenon. Therefore in the S1-S2 profile shown in the left plot, the activated xenon lines (164 and 236 keV) are also visible. The 662 keV “local” combined energy spectrum is shown in the right plot. The standard deviations of 164 and 236 keV are 4.36 and 6.70 keV with mean reconstructed energies of 170 and 243 keV. The resolution of the 662 keV line, using an exponential plus Gaussian for fitting, is 1.60% which is the best one obtained in the run.

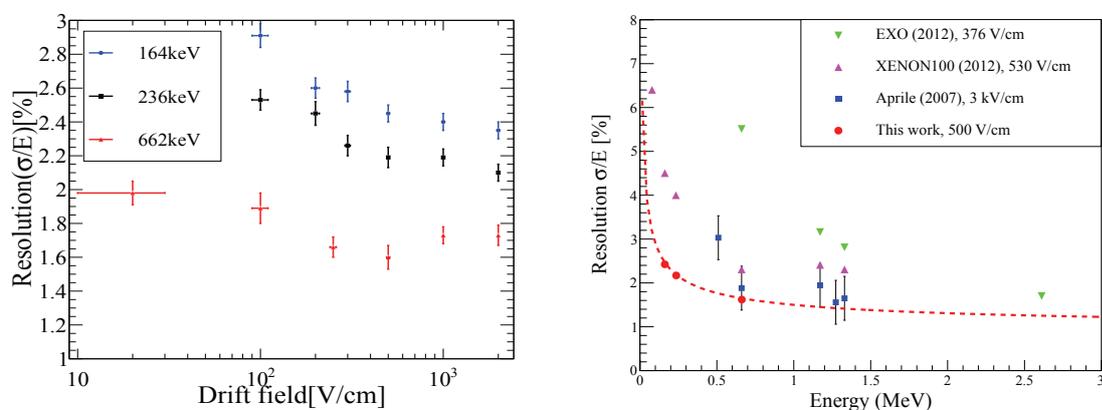


图 3-17: 左图为本章所述的测试得到的小型TPC在不同电场下, 对164、236及662 keV伽马的能量分辨率。右图为本测量的能量分辨率与其他先前实验^[74-76]测得的分辨率的比较。虚线方程为 $\sigma/E = (0.65/\sqrt{E} + 0.83)\%$

Figure 3-17: In the left panel shows the combined energy resolutions measured for 164, 236, 662 keV gamma rays at varied drift fields. In the right panel, the energy resolutions of the prototype mini-TPC are compared with the resolutions measured in^[74-76]. The dashed line indicates $\sigma/E = (0.65/\sqrt{E} + 0.83)\%$.

3.3 小结

我们成功研制了一套有较高灵敏度的小型液氙时间投影室探测系统。该系统的性能测试显示它的位置分辨精度可达0.37毫米。最为显著的是探测器在500 V/cm电场下对662 keV伽马事例的能量分辨率 (σ/E) 达到了目前世界最佳的1.60%。此探测器的系统涨落达到较低水平, 可以用来对液氙中低能信号展开深入精确的研究。

同时此探测器在2458 keV能量下的能量分辨率推算为1.2% (图3-17右图)。预示着同时进行暗物质以及¹³⁶Xe无中微子双贝塔衰变探测的可能性。并且探测器在几百keV的高位置及能量分辨能力, 也在基于二相型液氙时间投影室技术的伽马成像领域有潜在应用。

第四章 液氙中低能反冲信号的研究

基于液氙的暗物质探测结果依赖于对于液氙中反冲信号响应的理解。主流的暗物质理论认为暗物质与原子核发生碰撞在液氙中产生核反冲信号，但同时近来也有相当的理论认为暗物质可能更倾向于与壳层电子（轻子）作用产生电子反冲信号^[1,2]。因此对于液氙中低能核反冲及电子反冲的精确测量可以为所有暗物质实验的结果阐述起参考作用。目前世界上对于液氙中低能核反冲测量精度有提升空间，而对于低能电子反冲的测量则相对比较匮乏。

利用第三章中所述高性能的小型液氙时间投影室系统，可以将系统误差降至较低的水平，从而对低能的反冲信号进行高精度测量。在本章中将阐述利用小型液氙时间投影室对低能核反冲及电子反冲能标（光电信号产率）的测量，以及将结果与已有液氙中信号模型进行对比。

同时我们还测量了液氙中核反冲和电子反冲间的分辨能力极限。测量结果第一次研究了液氙中反冲分辨能力与电场的关联性。为液氙暗物质探测器的优化以及下一代探测器的设计给出了方向。

4.1 探测器设定与标定

4.1.1 基本设定

探测器在研究低能量电子与核反冲时，硬件与软件的设定以及事例的甄选与章节三中所介绍的基本一致。在运行过程中，阳极接地而门电极的电压仍然固定为-4kV。阴极电压可调，调节范围从-4.2至-6.0kV。更小的阴极电压会使门电极透过率急剧降低，因而不考虑。由于PMT的信号饱和问题，测量时对于低能反冲信号和高能标定信号使用不同PMT增益设定。在高能标定测量中，顶部PMT和底部PMT的增益分别设为约 2×10^6 和 2.5×10^4 。而在低能反冲测量中，所有PMT增益都调节至约 4×10^6 。因为在整个的测量过程中，反冲数据与标定数据是在不同的PMT增益下得到的。所以为了对PMT性能有一个很好的理解，每一周都对PMT性能进行标定测量。标定使用探测器内部的LED蓝光光源作为标定光源。每一次标定测量不

同PMT高压下的增益响应，得到方程2.20中所描述的PMT增益响应的相关参数。在本次测量中，PMT的增益响应根据实际标定的步骤可以更方便地写为如下形式：

$$G(V) = G(V_{ref}) \left(\frac{V}{V_{ref}} \right)^{\kappa}, \quad (4.1)$$

其中 κ 与方程2.20中一致，为PMT的增值指数。在标定的过程中，第一步是在微弱的LED光下测量在某个参考PMT高压下的增益，方程4.1中的 V_{ref} 代表的即是此参考PMT高压， $G(V_{ref})$ 则代表参考PMT高压下的相应的PMT增益。标定第二步调节至较高LED光强并固定光强测量不同PMT高压下得到的信号相应，以此推算增值指数 κ 。对于底部R11410 PMT来说，总计六周的PMT标定数据显示：在参考电压下的PMT增益平均为 $(3.46 \pm 0.11) \times 10^6$ ，PMT的增值指数平均为 8.33 ± 0.09 。

数据采集如小节3.1.4所介绍的一样，使用底部PMT的S2信号作为触发信号。对于底部PMT的S2信号电量大小做下限触发，同时也对S2信号的高度（瞬时电压大小）做上限抑制，要求小于约1V。之后对数据的分析可以得出，S2的触发阈值为58 PE。而S2的上限抑制在低能反冲的测量中大致对应于信号大小为20000 PE。整个低能反冲的测量约有两个月。而其中每一组的反冲测量为时约24小时。

4.1.2 PDE和CA的标定

在测量低能量的电子反冲与核反冲时，为了能够从得到的S1及S2信号中推算出事例产生时的闪烁光和逃逸电子比例，对于探测器光探测效率PDE和电放大系数CA的标定就显得尤为重要。在此次使用小型TPC的低能反冲测量中，我们使用两种方法来标定探测器的PDE和CA。

第一种方法通过数据中单能全吸收事例的S1和S2与NEST模型^[53]预言的产生光子和逃逸电子数进行比较得到PDE与CA。为了得到此种方法的标定数据，同时也为了监测低能反冲数据测量过程中探测器的稳定性，在每两次低能测量的间隔使用外置的¹³⁷Cs伽马源对探测器进行标定。阴极电压设为-5kV，对应于理想漂移电场大小应为1kV/cm。标定数据中的662keV全吸收事例作为单能事例样本。图4-1展示了所有此标定数据得到的光产率（light yield）以及S2产率（S2 yield）在整次运行中的时间演化。其中如图中的嵌图所示，光产率和S2产率分别通过拟合在探测器有效区域内S1和S2信号谱得到。拟合函数使用指数函数加高斯函数，分别对应于谱中的康普顿及全吸收事例。

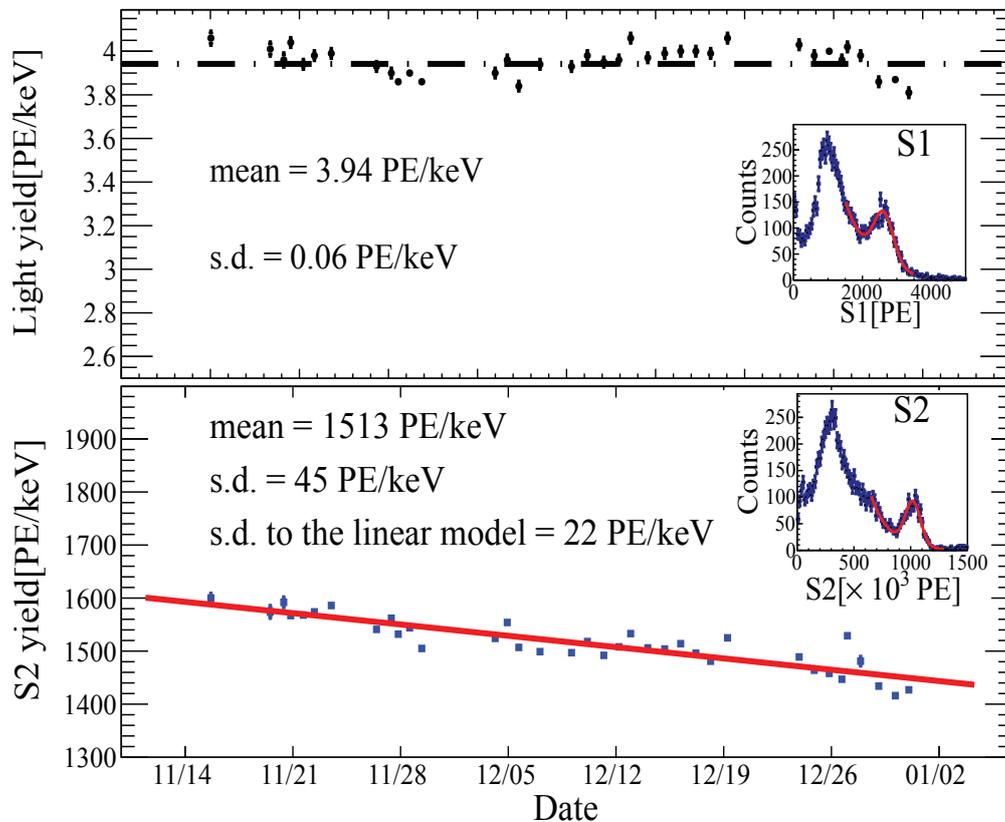


图 4-1: 图为662 keV伽马全吸收事例在1 kV/cm漂移电场下S1光产率(上图)以及S2产率(下图)随时间的演化。在上下两张嵌图中分别给出了典型的S1和S2信号谱。信号谱使用指数函数加高斯函数进行拟合。而下图中S2产率随时间的演化可以认为是一个线性的下降,下降的速率为 3.1 ± 0.3 PE/keV/day

Figure 4-1: The evolution of the S1 light yield (upper) and S2 yield (lower) for 662 keV gamma rays under a drift field of 1 kV/cm. Typical S1 and S2 spectra, with fits from an exponential function plus a Gaussian, are shown in the insets, respectively. The decreasing of the S2 yield over time is modelled by a linear function with a decreasing rate of 3.1 ± 0.2 PE/keV/day.

图4-1中的上图显示,在整个测量时间段内S1的光产率可以认为处于相对稳定的状态。平均的S1光产率为3.94 PE/keV,而监测数据的标准差为0.06 PE/keV。根据NEST v0.98^[53]给出662 keV能量伽马的光子产生率(photon yield)在1 kV/cm电场下为25.32 ph/keV,对应的PDE数值为 $15.6 \pm 0.2\%$ 。而相对的,S2的产率(图4-1中的下图)则不能认为是一常数,它随着时间缓慢下降。这是由于测量的时间跨度较长,而系统内罐对外可能的微小泄露会导致内罐内的液氩有着微小的减少。而液位的缓慢下降导致了CA的随时间下降。S2产率的下降可以近似认为是一个线性的函数。通过线性函数拟合S2产率随时间演化,得到S2产率的下降速率为 3.1 ± 0.2 PE/keV/day,而相对于线性拟合的标准差为22 PE/keV。在此值得指出的是,因为S2产率有着时间的依赖性且低能反冲的测量时间跨度较大,

对于S2信号需要作相应的修正。根据S2的发生时间以及图4-1下图的得到的S2产率演化线性拟合，我们对于所有低能反冲测量数据中的S2进行修正。修正的归一时间点，为拟合曲线上S2产生率为1513 PE/keV的时间点。基于NEST给出的在1 kV/cm电场下662 keV伽马的电子产生率为 $47.67 e^-/keV$ ，1513 PE/keV的S2产率对应的CA为 $31.7 \pm 0.5 PE/e^-$ 。

另一种估计PDE和CA的方法，基于式2.5和2.14所示的S1与S2的反相关性。即当重结合比例有了一个变化 Δr 时，S1和S2信号的增量分别为 $a\Delta r N_i$ 和 $-b\Delta r N_i$ 。则通过在不同的电场下（即不同的重结合比例下）S1与S2信号大小，可以推断出式中a和b，即PDE和CA，的大小。为此在低能反冲测量结束时，我们又改变阴极的电压测量了不同漂移电场下662 keV伽马信号的S1和S2，如图4-2所示。S1-S2的反相关满足线性方程，且通过式2.5和2.14可知线性拟合曲线在S1轴和S2轴的截距分别等于 $a \cdot E_r / W_q$ 和 $b \cdot E_r / W_q$ ，其中 E_r 为反冲能而 W_q 为液氙中产生一个量子（电子离子对或激发态氙）所需的最小能量。 W_q 的数值一般使用13.7 eV [53]。S1-S2反相关拟合的结果显示PDE和CA的值分别为 $16.5 \pm 0.4\%$ 和 $30.9 \pm 0.6 PE/e^-$ 。

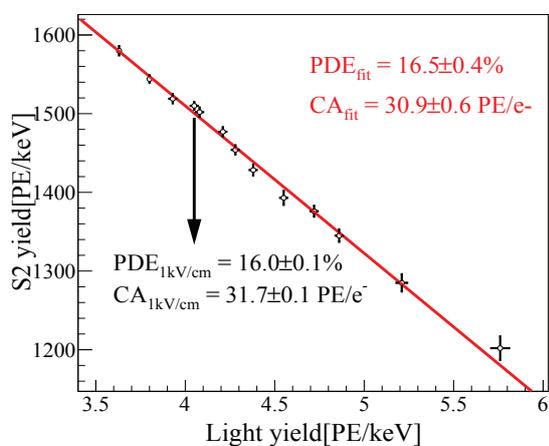


图 4-2: 黑色数据点为不同电场下662 keV伽马全吸收事例的S1光产率和S2产率。红色实线为对S1-S2间的反相关作的线性拟合。

Figure 4-2: The black bars are the S1 light yields and S2 yields for 662 keV gamma rays under different drift fields. The red solid line represent the linear fit to the S1-S2 anti-correlation.

不过在此值得指出的是，S1-S2反相关的测量数据与低能反冲的测量数据中间做过一次对于高电场下低能反冲的特殊测量（之后会介绍），液位状况发生过调整。所以可以说，反相关拟合得到的PDE与CA不能完全代表在低能反冲的测量时探测器的PDE与CA。但是在反相关测量中拟合得到的 PDE_{fit} 和 CA_{fit} ，与1 kV/cm下的数据-NEST比较得到的 $PDE_{1kV/cm}$ 和 $CA_{1kV/cm}$ 之间的相对比值仍然有意义。因为它给出了用1 kV/cm电场下S1光产率及S2产率与NEST预言比较得出的PDE和CA，可能的由于电场大小的不确定性而导致的系统误差。所以在分析中，把反相关测量中的 PDE_{fit} 和 CA_{fit} 与 $PDE_{1kV/cm}$ 和 $CA_{1kV/cm}$ 的相对偏差认为是PDE和CA的系统偏差。

则最终估计的PDE= $15.6 \pm 0.2(\text{stat.})_{-0.0}^{+0.5}(\text{sys.})\%$, CA= $31.7 \pm 0.5(\text{stat.})_{-0.8}^{+0.0}(\text{sys.}) \text{ PE}/e^-$ 。

4.1.3 高电场下低能反冲特殊测量

如小节3.2.3最后一段所讨论过的，漂移电场由于门电极电子透过率的因素，有一自然的上限。超过此上限后门电极电子透过率急剧降低，S2信号大小和分辨率都受到极大影响。另外也由于硬件的原因，阴极电压在低于-9 kV时开始出现打火的情况。所以为了得到高电场下的低能反冲数据，我们在采完标准的低能反冲数据（漂移电场在200 V/cm至2 kV/cm）后降低液位至门电极以下。此时把门电极接地作为阳极使用，阴极则固定于-5 kV。探测器仍然以TPC的基础原理工作。。这样在液氙中的电场可以非常强，从而得到我们在高电场下的一组反冲数据。

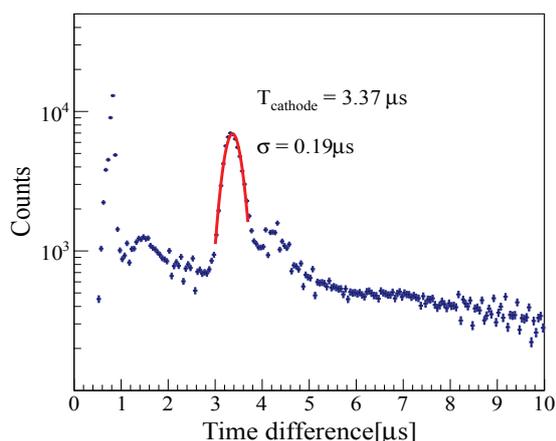


图 4-3: 图示有残留S2脉冲到最大的S2脉冲（或S1脉冲）间漂移时间差的分布。图中的峰代表着从阴极产生的残留脉冲，使用高斯函数拟合。

Figure 4-3: The distribution of the time distance of the S2 APs to the primary S2 (or S1). The peak represents the S2 APs generated from the cathode, and is fitted by Gaussian function.

首先通过此高电场下数据中的S2残留脉冲的时间分布，可以估算此时液氙中电场大小。S2残留脉冲与主S2（或S1）脉冲的漂移时间差分布如图4-3所示。而阴极S2残留脉冲与主S2（或S1）脉冲漂移时间差的高斯平均为 $3.37 \mu\text{s}$ ，高斯弥散为 $0.19 \mu\text{s}$ 。在假设阴极与门电极间满足平行板近似，且液氙中电子漂移速度满足先前的测量数据^[58-60]的情况下，可以推算出此时液氙中的电场强度为 $4.2 \pm 0.2 \text{ kV}/\text{cm}$ 。其中误差来自于阴极S2残留脉冲与主S2（或S1）脉冲的漂移时间差弥散。

则通过比对数据中的S1和S2产生率，与NEST模型预言的对662 keV响应之间的差别得到特殊测量中的PDE和CA。特殊测量中在探测器置信区域内662 keV的S1光产生率和S2产生率分别为 $3.99 \pm 0.03(\text{stat.}) \text{ PE}/\text{keV}$ 和 $1053 \pm 5(\text{stat.}) \text{ PE}/\text{keV}$ 。而NEST预言在 $4.2 \text{ kV}/\text{cm}$ 下光子产生率为 $21.9 \text{ ph}/\text{keV}$ ，而电子产生率为 $51.05 e^-/\text{keV}$ 。不过由于 $4.2 \text{ kV}/\text{cm}$ 的电场值基于平行板假设，我们保守起见给予NEST的光子和电子产生

率各自1.05 quanta/keV的误差（误差为2 kV/cm至4 kV/cm的产生率偏差^[53,77]）。则得出PDE=18.2±0.9%，CA=20.6±1.0 PE/e⁻。

4.2 信号响应模拟

对于低能量的电子反冲以及核反冲来说，信号涨落的最大来源是探测过程中量子的统计涨落，而非系统涨落。对于一个受统计涨落影响较大的信号分布，使用模拟与信号的对比来提取相应的物理量是比较可信的方法。因而对于小型TPC探测器的数据分析，以模拟与数据相比较为基础。主要的目的是为了消除低能反冲能量相关的统计涨落对信号造成的偏差。

4.2.1 电子反冲与核反冲能谱

对于信号相应的模拟，反冲能谱作为模拟的输入条件是不可或缺的。反冲能谱使用Geant4模拟程序^[72]模拟放射线在探测器内的运动而得。模拟中考虑了内罐以及TPC的结构。得到的电子反冲以及核反冲能谱如图4-4所示。

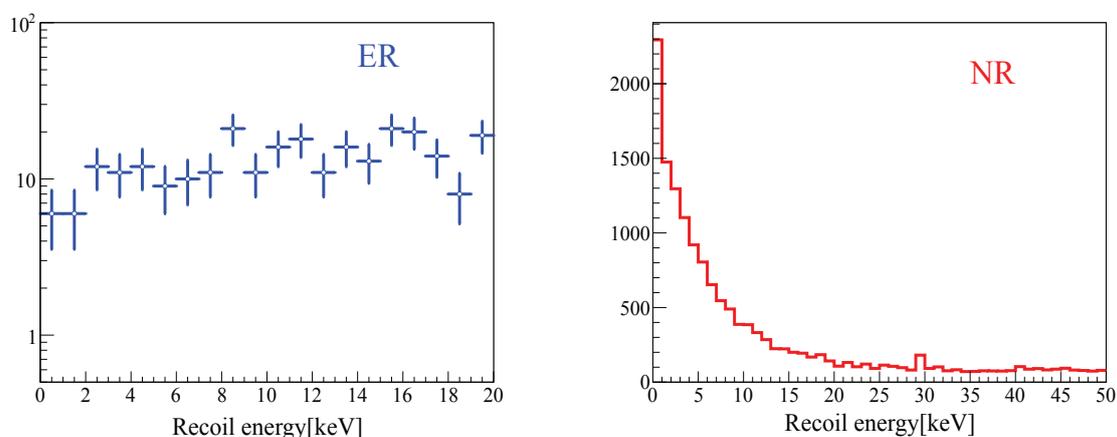


图 4-4: 左图和右图分别为Geant4模拟得到的小型TPC中电子反冲（¹³⁷Cs放射源）与核反冲（²⁵²Cf放射源）的能谱。

Figure 4-4: It shows the energy spectrum of ER (left) and NR (right) in the mini-TPC from the Geant4 simulation.

在模拟中，电子反冲的低能能谱近似假设为一常数。而核反冲的能谱以一个指数函数加常数来描述： $f(E_{nr})=1+25.8\cdot\exp(-E_{nr}/5.3)$ 。另外因为高能数据在低能反冲测量中没有意义，在模拟中分别对电子反冲与核反冲设定能量上限。电子反冲的模拟能量上限为20 keV_{ee}，核反冲为50 keV_{nr}。

4.2.2 信号涨落

在信号响应的模拟中，考虑的信号涨落来源按其在能量沉积中产生的先后顺序可以有如下几项：

法诺涨落 指的是在介质中一次能量沉积产生的量子数涨落，可以用法诺系数F来描述。能量沉积产生的电子离子对数目涨落为：

$$\Delta N_i = \sqrt{FN_i}. \quad (4.2)$$

法诺涨落^[33]的产生是由于粒子与介质原子所能发生的碰撞种类多样性造成。如果我们认为一次能量沉积 E_r 产生的量子数变量为J，而平均产生一个量子的能量为 W_q 。则J的平均值 $\langle J \rangle = E_r/W_q$ ，且J的统计涨落即为法诺涨落：

$$FJ = \langle (J - E_r/W_q)^2 \rangle = \left\langle \left(\sum_p (n_p - \frac{(E_r)_p}{W_q}) \right)^2 \right\rangle. \quad (4.3)$$

每一次能量沉积从微观角度看都是由许多次小的粒子（或次级粒子）与介质原子碰撞而组成的。式4.3中的 n_p 和 $(E_r)_p$ 分别代表每一次小碰撞的产生的量子数和沉积能量。从式中可以发现，如果介质非常完美，每次小碰撞都只可能发生能量损失为 $I=W_q$ 的电离过程，则法诺涨落是接近于0的。即是说，正因为碰撞过程中可能出现电离、壳层电子激发和弹性散射（热损失）这三种不同的碰撞种类，才有了不为零的法诺系数。

因为电子反冲次级电子与氩原子弹性碰撞造成的热损失可以忽略不计，而核反冲的热损失占的能量沉积比例又相对较大，为10%至20%（Lindhard系数^[78]）。所以我们可以法诺过程中不考虑热损失的量子涨落，将其独立作为一项之后讨论。在模拟中使用的液氩中的法诺系数为0.059^[79]。

热损失涨落 如上项提到过的，核反冲在能量沉积过程中很大一部分反冲能量都会转换为热损失。因而核反冲产生的量子数（激发态加电子离子对）自然有着二项式形（p值为Lindhard系数）涨落。

重结合涨落 电子离子对重结合后，产生的闪烁光子数目及逃逸电子数目满足二项式形的统计涨落。二项式的p值为重结合比例。

另外在重结合的过程中，有理由相信重结合比例 r 本身有涨落 Δr 。除去探测器本身电场不均匀性造成的重结合比例系统涨落 Δr_{sys} 外，又因为可能的原子间局部电磁作用的影响，在介质中重结合比例有本征的涨落 Δr_{int} 。

探测过程统计涨落 在闪烁光子和逃逸（漂移）电子的探测过程中，由于探测效率造成信号统计涨落。TPC的光探测效率一般都在10%至20%之间，简单地可以认为探测到的光子数满足泊松涨落。而逃逸（漂移）电子的统计涨落出现在电场从液体中提出电子至气体的过程中（如果认为门电极透过率为100%）。此过程满足二项式形涨落。

探测过程系统涨落 PMT在探测光子时有系统涨落，使用单光子的分辨率来 σ_{spe} 表征。同样电子在气体正比放大时的系统涨落可以用单电子的放大系数的涨落 σ_G 来表征。两项涨落都假设满足高斯形。

因为随着探测的光子或电子数目递增时，此系统涨落随 \sqrt{N} 的比例变大。所以此项涨落在能量越高越不显著。在模拟中固定 $\sigma_{spe}=40\%$ ， $\sigma_G/G=50\%$ 。

S1和S2信号额外系统涨落 除去上述的几项涨落外，S1和S2的信号可能还会存在额外的系统涨落，如处理程序带来的。在模拟中，简单认为此项涨落与信号大小无关为常数。

图4-5和4-6分别示有，不同系统涨落假设下模拟得到的电子反冲和核反冲S1-S2信号分布。可以看出即使在10%的S1和S2额外系统误差下，电子反冲的信号分布变化微小。所以在分析中简单起见，电子反冲的额外S1和S2系统误差认为为零；只保留有可能的重结合比例系统涨落 $\Delta r_{sys} + \Delta r_{int}$ 。对于核反冲我们比较关心信号的中心值，所以与文章^[82]中的处理方式一致认为核反冲只有统计涨落而忽略系统涨落。

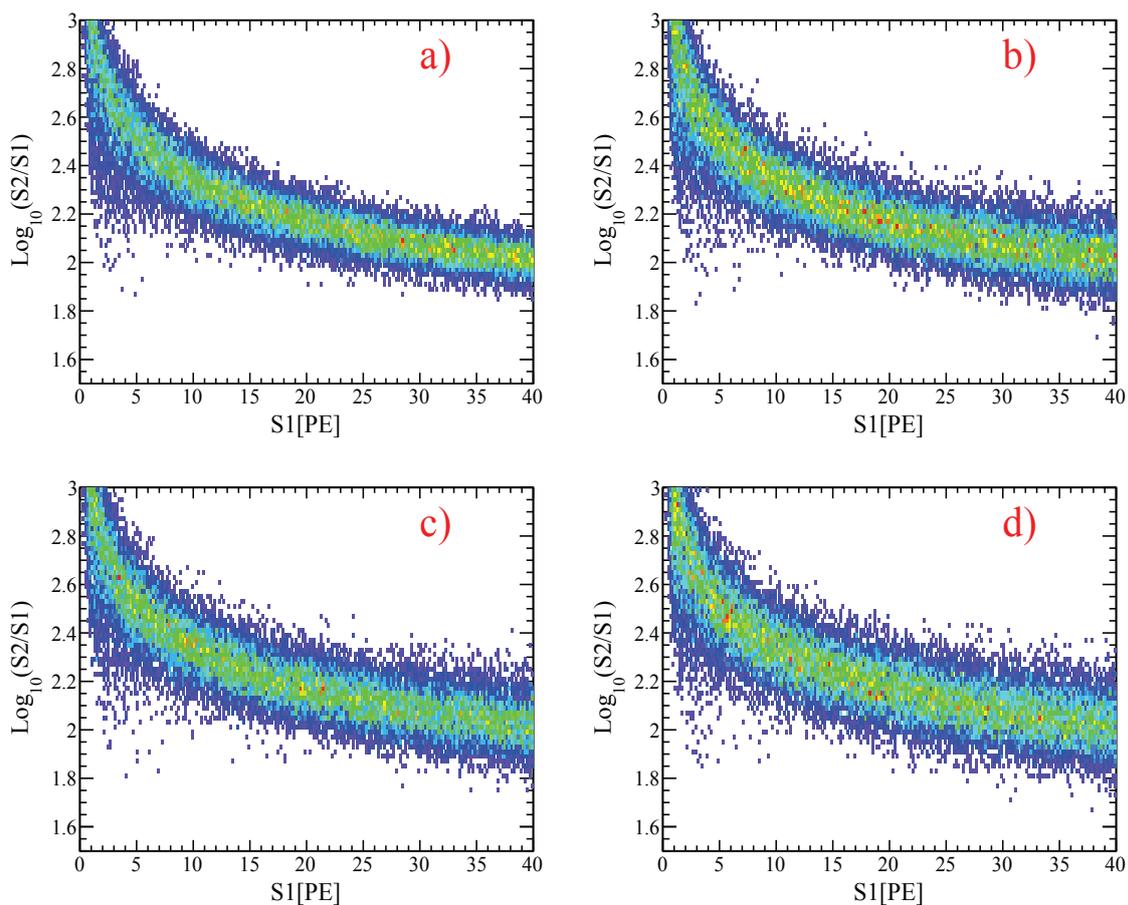


图 4-5: 图示为基于常数能谱的电子反冲, 在500 V/cm电场下根据NEST v0.98^[80] 给出的重结合比例模拟得到的S1-S2信号分布。a) 为“纯”统计涨落得到, b) 添加了10%的重结合比例系统误差。c) 在b) 的基础上加上了额外10% S1信号系统涨落, d) 在c) 的基础上加上10% S2信号系统涨落。

Figure 4-5: The simulated S1-S2 distribution of ER with “flat” spectrum under a field of 500 V/cm based on NEST v0.98^[80]. a) is with “pure” statistical fluctuation, b) is with 10% of the recombination systematic fluctuation. c) is with extra 10% S1 systematic fluctuation based on b). d) is with extra 10% S2 systematic fluctuation based on c).

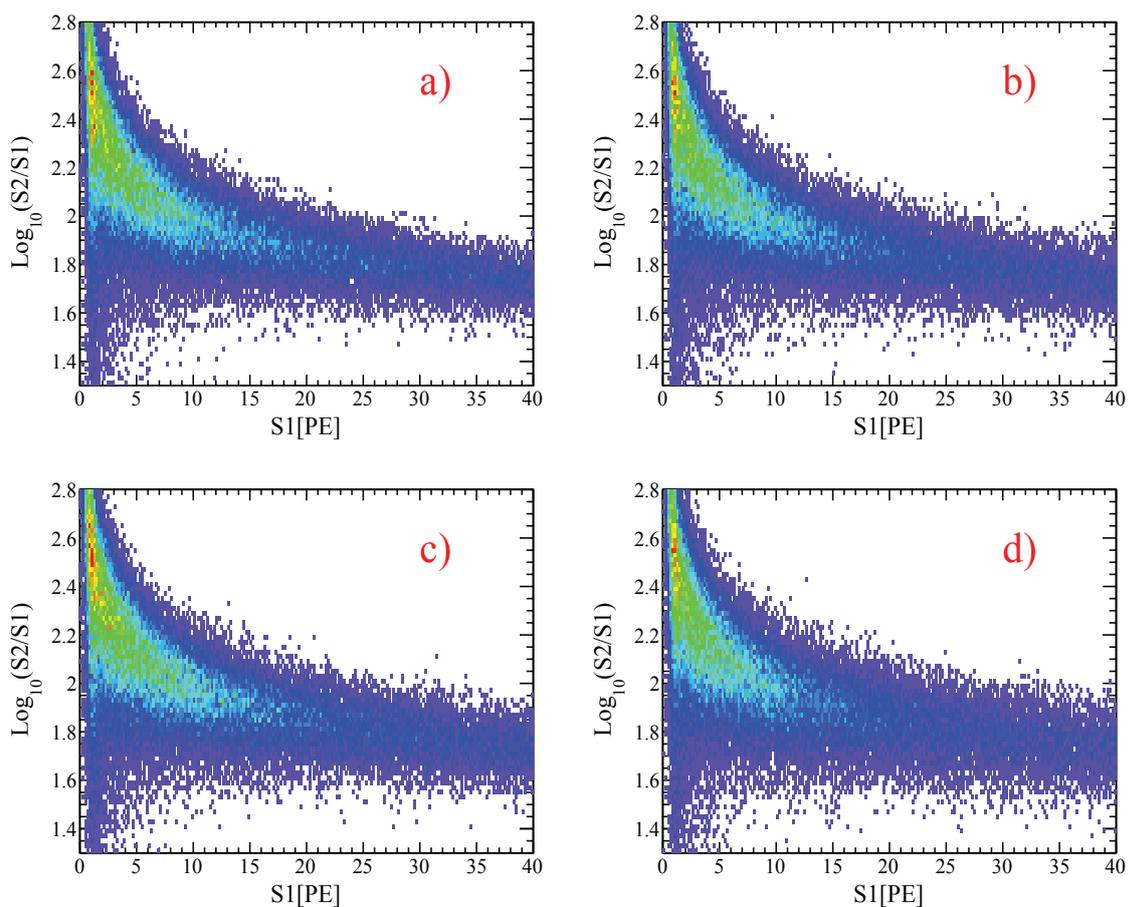


图 4-6: 图示为基于图4-4右图所示能谱的核反冲, 在500 V/cm电场下根据NEST v1.0^[80,81]给出的重结合比例模拟得到的S1-S2信号分布。a) 为“纯”统计涨落得到, b) 添加了10%的重结合比例系统误差。c) 在b) 的基础上加上了额外10% S1信号系统涨落, d) 在c) 的基础上加上10% S2信号系统涨落

Figure 4-6: The simulated S1-S2 distribution of NR with the spectrum shown in Fig. 4-4, under a field of 500 V/cm based on NEST v1.0^[80,81]. a) is with “pure” statistical fluctuation, b) is with 10% of the recombination systematic fluctuation. c) is with extra 10% S1 systematic fluctuation based on b). d) is with extra 10% S2 systematic fluctuation based on c).

4.3 低能反冲光子电子产率的研究

如文章 [53,83] 所提到的, 低能反冲 (<20 keV) 的电子离子对重结合比例 r 由托马斯-伊美尔箱模型 (Thomas-Imel box model) 来描述 [84]:

$$r = 1 - \frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi), \xi = \frac{\alpha N_i}{4a_0^2 \mu E}, \quad (4.4)$$

其中 $N_i = E_r(1+N_{ex}/N_i)/W_q$ 为电子离子对的数目 (E_r 为反冲能量)。在本次测量的分析中, 使用与NEST [53] 一致的 $W_q=13.7$ eV和 $N_{ex}/N_i=0.06$ 。在式4.4中, μ 和 E 分别是液氙中的电子迁移率和电场强度。 α 和 a_0 分别是重结合系数 (recombination coefficient) 以及被称为箱体参数的模型特有参数 [84]。 $4\xi/N_i=\alpha/(a_0^2\mu E)$ 则是一个无量纲的量。

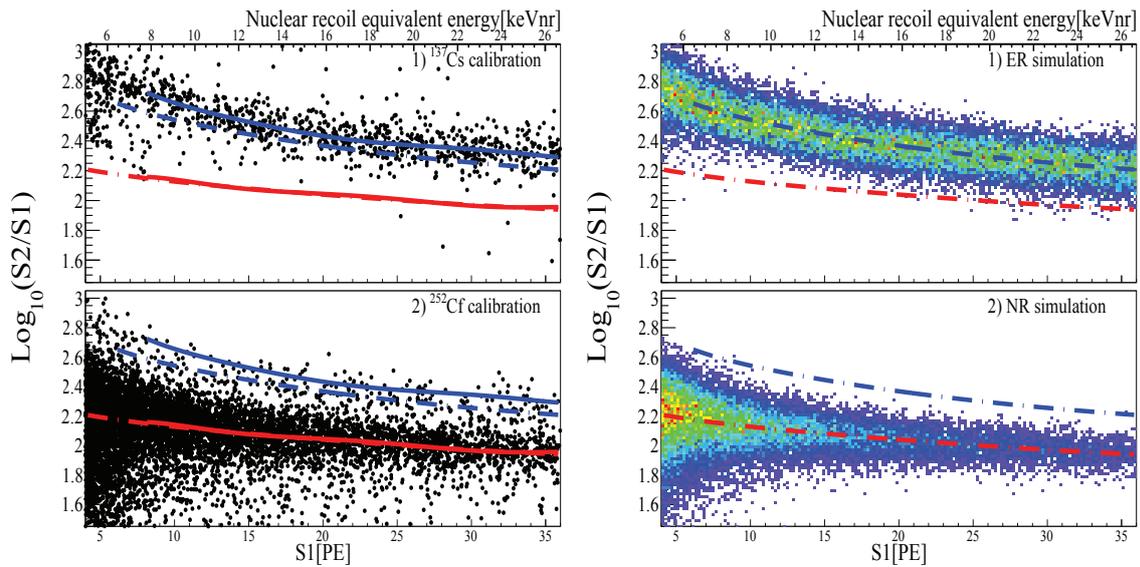


图 4-7: 左图和右图分别为200 V/cm电场下数据和模拟得到的电子反冲及核反冲的S1-S2信号带。蓝线和红线分别代表了电子反冲和核反冲的中心线。实线为数据中而来, 而虚线为模拟结果。模拟中采用的光子电子产生率基于NEST模型。电子反冲使用NEST v0.98 [53,80], 而核反冲使用最新的NEST v1.0 [80,81]。

Figure 4-7: The measured (left) low energy ER and NR bands under a field of 200 V/cm, along with the bands from simulation (right) taking into account the detection efficiencies (PDE and EAF) and signal fluctuations. The blue and red lines are the means of the ER and NR bands, respectively. Solid lines are from the data and dashed lines are from the simulation. The input of scintillation and ionization yields to the simulation is based on the NEST V1.0 [80,81] for NRs, and based on the NEST v0.98 [53,80] for ERs.

在NEST模型基础下 (电子反冲使用v0.98 [53,80] 而核反冲使用v1.0 [80,81]) 代入标定得到的PDE和CA以及Geant4模拟得到的反冲能谱, 模拟电子反冲与核反冲

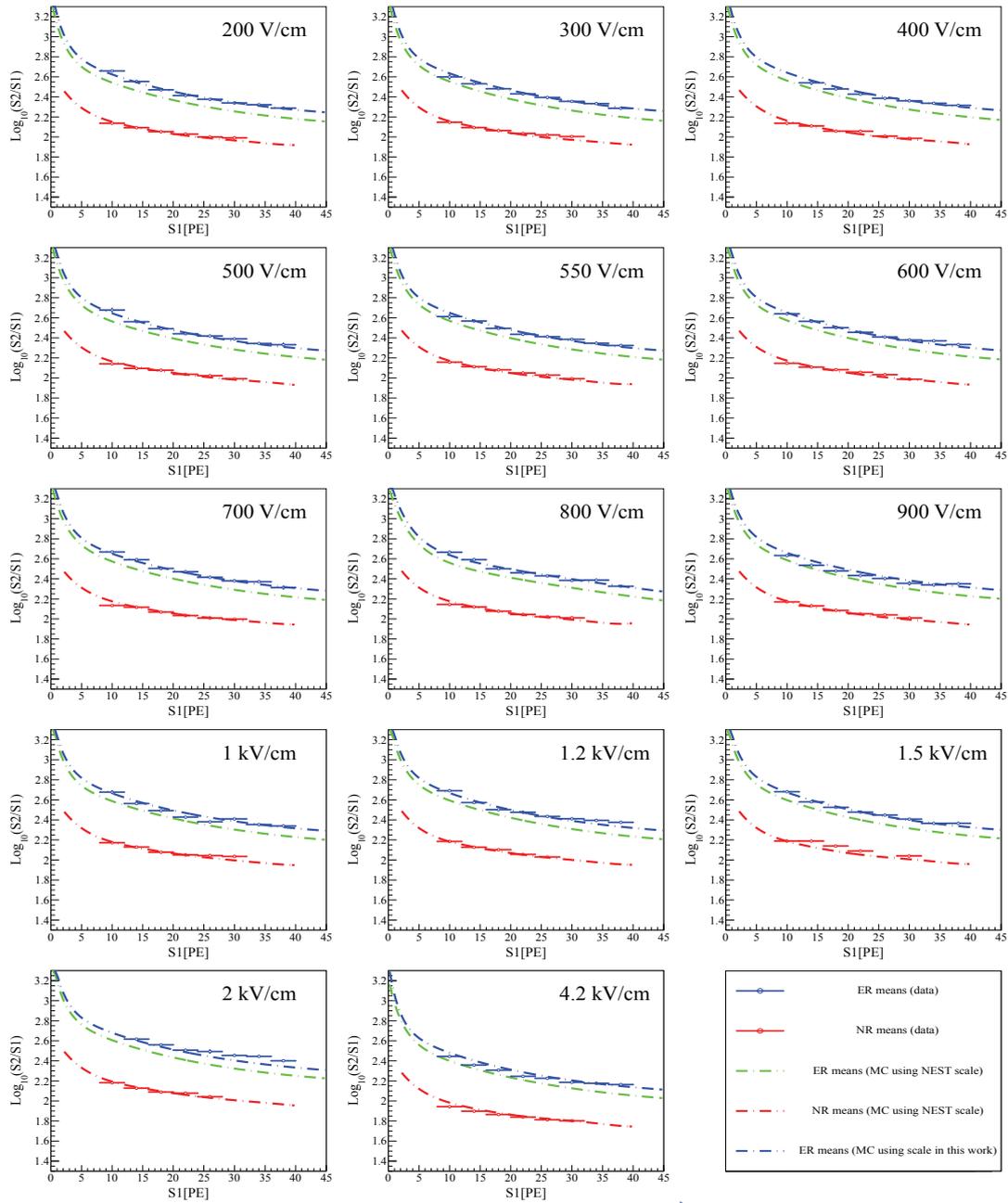


图 4-8: 图中蓝色及红色数据点为反冲测量中200 V/cm到4.2 kV/cm不同电场下的电子反冲与核反冲的中心值。红色虚线是基于NEST v1.0 [80,81] 的核反冲信号模拟中心线。蓝色虚线为基于此次测量电子反冲最佳拟合模型(如图4-9所示)的电子反冲信号模拟中心线。同时绿色虚线为基于NEST的电子反冲信号模拟中心线, 可以看到它总是低于数据点。

Figure 4-8: The measured mean values of ER (blue data points) and NR (red data points) from $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ bands for drift fields from 200 V/cm to 4.2 kV/cm. The red dashed lines are the NR band mean lines from simulation using NEST model [80,81]. The blue dashed lines are the ER band mean lines from simulation using the photon and electron response obtained in this work, as shown in Fig. 4-9. For comparison, the ER band mean lines from simulation using the NEST model are shown as the green dashed lines, which are consistently lower than the measured values from this work.

的S1-S2信号分布。由于电子反冲信号中心线受重结合比例涨落 Δr 影响较小，在此节模拟中调节 Δr 与数据信号带宽度匹配，而关于 Δr 的讨论将在下节进行。电子反冲和核反冲的信号带每一S1分区的 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 分布近似认为为高斯分布。对其拟合并以高斯中心值作为S1-S2信号带的中心线。图4-7示为200 V/cm的电场下，测量数据中得到的低能电子反冲与核反冲S1-S2信号带，以及基于NEST的模拟得到的信号带。通过比对数据与模拟得到的反冲信号S1-S2分布中心线可以发现，数据中的核反冲中心线与模拟比较匹配，而电子反冲的中心线与模拟有着较大的出入。而这一出入出现在此次反冲测量中所有不同电场下的数据中，如图4-8所示。

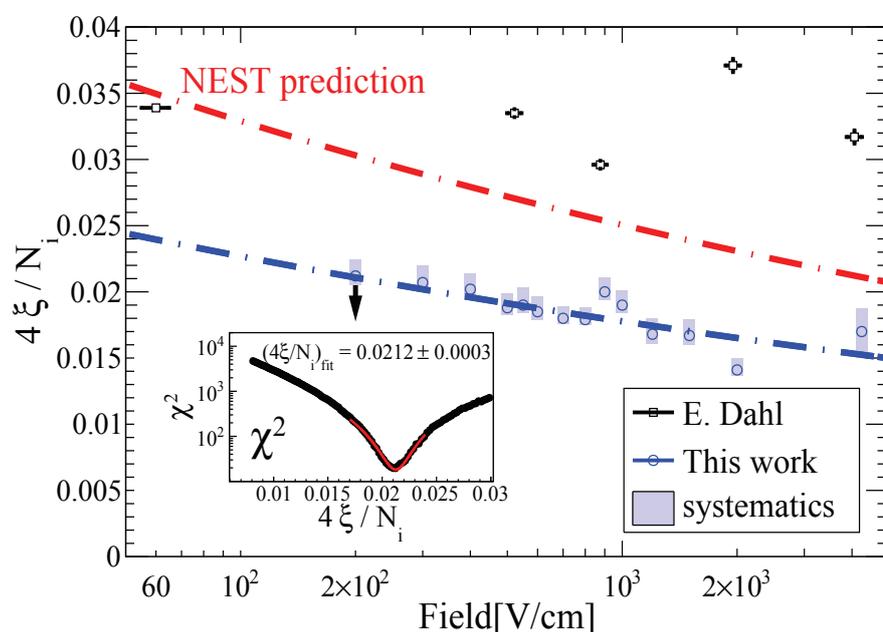


图 4-9: 蓝色圈为通过比较数据与模拟得到的电子反冲最佳 $4\xi/N_i$ 。嵌图中显示扫描不同的 $4\xi/N_i$ 得到的模拟电子反冲中心线对数据的反冲中心线(200 V/cm)的 χ^2 ，而其中卡方最小点出现于 $4\xi/N_i=0.0212$ 时，得到的统计误差为0.0003。红色虚线为NEST模型使用的 $4\xi/N_i$ 值，而黑色方形为E. Dahl [83]。蓝色阴影代表了本次测量的系统误差，主要来自于PDE和CA的不确定性。得到的 $4\xi/N_i$ 数据点可以用拟合曲线 $4\xi/N_i = 0.037E^{-0.106}$ 来表示。

Figure 4-9: The best-fit values of $4\xi/N_i$ obtained by comparing Monte Carlo (MC) and data. The inset shows the χ^2 of the scanned $4\xi/N_i$ to the ER means in 200 V/cm data, which obtains a minimum χ^2 at $4\xi/N_i=0.0212$ with a statistical uncertainty of 0.0003. The red dashed line represents the prediction by NEST. The black rectangles are from E. Dahl [83] (ER only data). The blue shadows represent the systematic uncertainties, which are induced by the uncertainties of the PDE and CA. A fit through our data points gives $4\xi/N_i = 0.037E^{-0.106}$.

基于式4.4所述的托马斯-伊美尔箱模型，通过调节无量纲参数 $4\xi/N_i$ 使数据和模拟的电子反冲中心线卡方最小，可以得到本次电子反冲测量最佳的电子光子产率模型。得到的最佳模型可以使用 $4\xi/N_i$ 与电场大小的联系来表示。图4-9示为NEST模

型与本次测量得到的电子反冲模型的比较。本次测量得到的 $4\xi/N_i$ 普遍比NEST的预言值低大约30%左右。NEST对于低能电子反冲的预言主要基于E. Dahl的博士论文 [83]，而Dahl所使用的探测器并没有较好的X-Y的位置重建能力。这很有可能造成测量数据中电子反冲受到边缘事例的影响较大。而另一方面，NEST对于核反冲的模型则是基于众多中子散射实验给出的数据，所以有着相对较好的实验基础。且本次测量的核反冲信号带中心线也基本与NEST预言吻合。

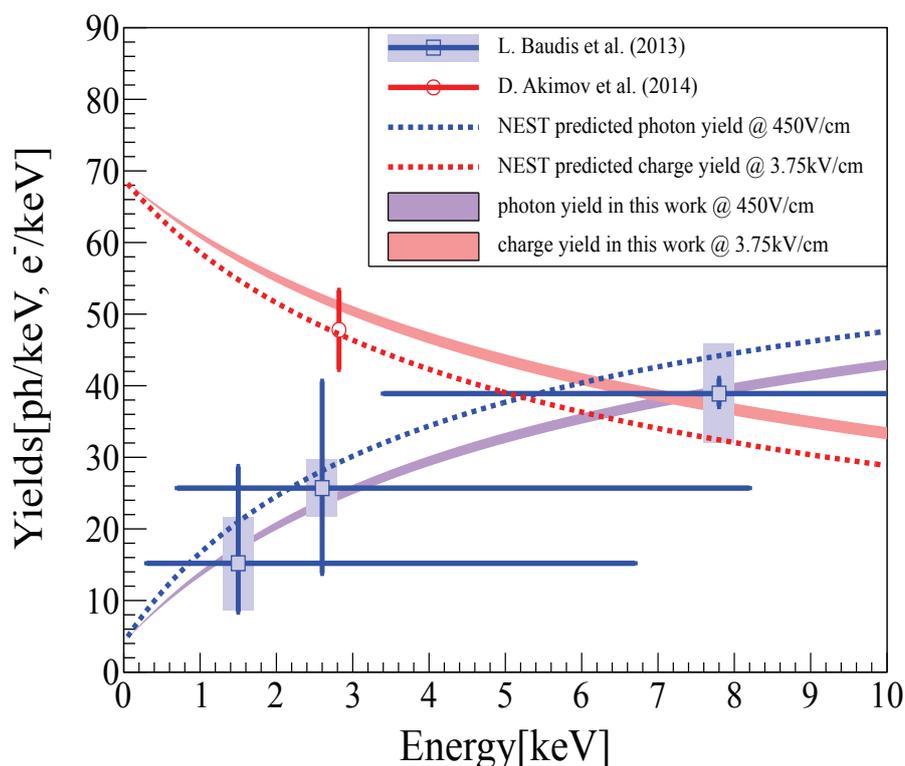


图 4-10: 图为NEST模型和本次测量得到的最佳电子反冲模型，与现有的电场下光子电子产生率测量值 [85,86] 的比较。红色圈为在3.75 kV/cm下测得的2.82 keV的电子产生率 [85]。而蓝色方形为450 V/cm电场下由伽马散射实验 [86] 数据推导得出的光子产生率。蓝色阴影为散射实验给出的系统误差。

Figure 4-10: The comparison of photon and electron yields derived from our measurement and NEST to the fixed energy measurements in [85] and [86]. The red circle is the measured ionization yield of 2.82 keV gamma under a field of 3.75 kV/cm [85], and the blue rectangles are the measured photon yields under a field of 450 V/cm [86]. The blue shadows represent the systematic uncertainties of the photon yields from [86]. The statistical and systematic uncertainties of the photon yield from [86] are the propagations of the uncertainties of the relative yield R_e and the S1 quenching under 450 V/cm $q(450)$.

进一步我们把此次测量得到的在电场下的电子反冲模型，与目前仅有的两个低能电子反冲光子电子产生率测量作比较。低能电子反冲的光子产生率测量由伽马散

射实验 [86] 得到, 有三个散射数据点分别对应于1.5、2.6和7.8 keV的沉积能量。伽马散射实验给出了不同散射角度下, 相对于32.1 keV事例的零电场相对光产率 R_e , 以及在450 V/cm电场下的光产率电场抑制比 (quenching factor) $q(450)$ 。在此分析中把 R_e 、 $q(450)$ 以及相应电场下NEST给出的32.1 keV伽马在零电场下光子产生率的乘积, 作为散射实验 [86] 测得的光子产生率。误差由 R_e 和 $q(450)$ 的传递误差决定。而电子产生率的测量是基于注入性 ^{37}Ar 放射源的2.82 keV [85]。图4-10为上述实验测量值与NEST模型及本测量最佳电子反冲模型比较。可以看出散射实验导出的光子产生率的中心值与本次实验最佳电子反冲模型较为接近, 但是由于散射实验的系统及统计误差较大, 无法排除NEST模型。同样电子产生率的中心值较为接近NEST的预言, 但是系统误差也涵盖了本次测量给出的产生率范围。

4.4 电子与核反冲分辨极限

电子反冲与核反冲的辨别是TPC一个重要特征。但是液氙中电子反冲与核反冲的分辨的极限问题目前并没有一个明确的阐明。众多的实验给出的本底伽马电子反冲的排除率都在99%至99.9%之间, 如XENON100 [36,37], LUX [38] 以及PandaX [57]。而最高的排除率为99.99%由ZEPLIN-III [45] 实验给出。由于ZEPLIN-III工作于较高的漂移电场下 (3.9 kV/cm), 加上几百keV伽马射线在液氙中的S2信号分辨率随电场增强而变小 [87-92] (如图4-11所示), 暗示着重结合比例本征涨落 Δr 随电场增大而减小。因此提高电场普遍被认为是提高液氙中电子反冲与核反冲的辨别能力的一个重要手段。

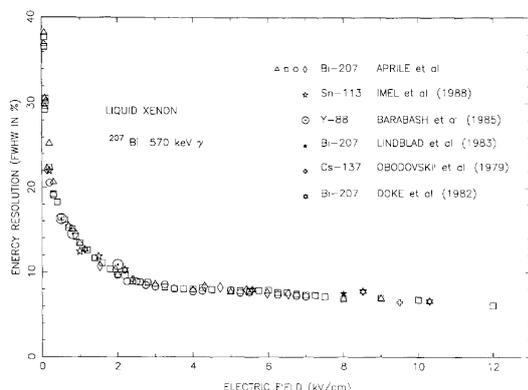


图 4-11: 图示为众多实验测得的液氙中几百keV伽马S2信号分辨率 (半高宽) 随电场的关系。图中数据来自于 [87-92]。图片取自 [92]。

Figure 4-11: The S2 resolutions (FWHM) of gamma rays with several hundred keV in liquid xenon, as a function of the electric field. The data are from [87-92]. The figure is from [92].

但是需要指出的是, 较高的电场可以在液氙中得到更好的本底排除率这一结论并没有很明确的证据。理由如下:

- ▶ 本底排除率受探测器本身及分析中的相关参数影响很大，如能量阈值、触发阈值以及数据的能量范围等等。所以ZEPLIN-III得到的排除率与其他实验比较并没有很大的意义，因为它的高排除率有可能是来自于探测器的系统影响。
- ▶ 在几百keV得到的S2分辨率随电场变高而减小，确实能够说明在此能量下高电场可以减小重结合比例涨落（如果认为其他系统误差已经被考虑到）。但是由于高能电子反冲与低能电子反冲的信号响应不同，分别是用两种结合模型来描述^[53]。因而并没有足够的理由相信低能重结合比例涨落也符合同样的趋势。

所以对于液氙中低能电子与核反冲鉴别能力，需要有直接的测量。

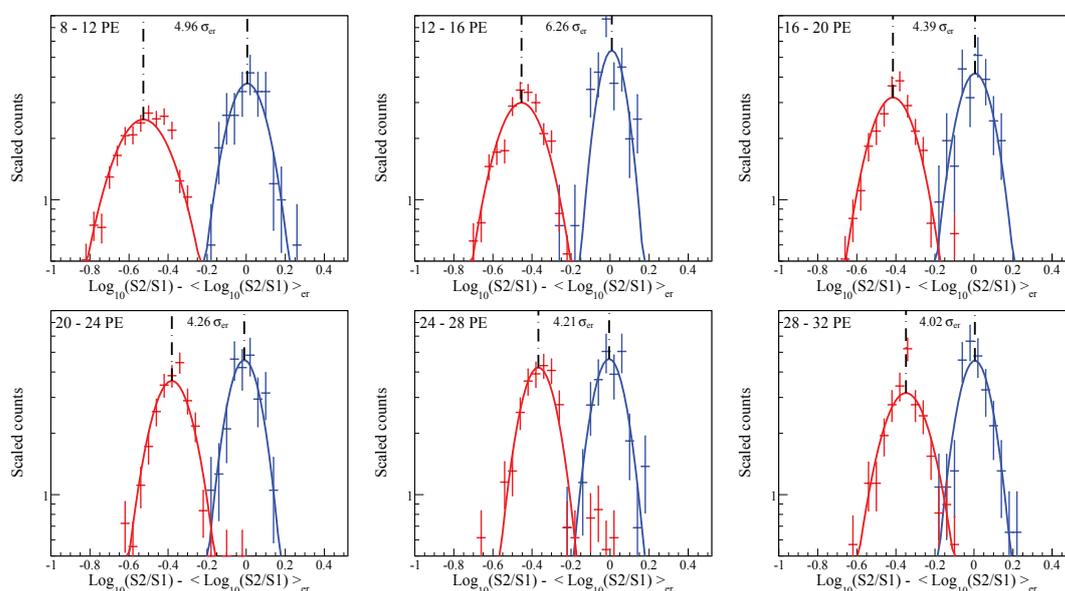


图 4-12: 图示为S1分区为8-12 PE, 12-16 PE, 16-20 PE, 20-24 PE, 24-28 PE和28-32 PE分区, “平整”后 $\text{Log}_{10}(\text{S2/S1})$ 分布。蓝色为电子反冲, 红色为核反冲。分布已经归一化。实线为对于分布的高斯拟合。

Figure 4-12: $\text{Log}_{10}(\text{S2/S1})$ in the flattened band space for ER (blue) and NR (red) at S1 window of 8-12 PE, 12-16 PE, 16-20 PE, 20-24 PE, 24-28 PE and 28-32 PE. The distributions are normalized. The solid lines represent the Gaussian fit to the distributions.

使用本小型TPC测得的数据中如前一节已经提及的，我们把反冲的S1-S2信号带在任一S1处的 $\text{Log}_{10}(\text{S2/S1})$ 认为是满足高斯分布的。定义电子反冲的泄漏率（ER leakage fraction）为核反冲中心线以下电子反冲出现的概率。数据中得到的反冲S1-S2分布已经在图4-7有所展示。由于底部PMT在低能反冲测量的过程中发现有较大的暗电流¹，因而低能反冲分析采用 $\text{S1} > 8 \text{ PE}$ 的数据。又，由于在核反冲低能

¹暗电流强度可以达到几百千赫兹的水平。对于它的产生原因并没有一个确切的结论，但有一定的证据显示，可能是由于PMT长时间（24小时的低能数据采集）的暴露于S2正比放大光中造成的。

数据中高于32 PE的核反冲数据统计量不足，且受中子源²⁵²Cf中伽马射线产生的电子反冲影响较大。所以反冲分析的S1上限为32 PE。考虑到电子反冲统计量的不足，使用4 PE的步长对S1区域进行分区分析。图5-27所示为200 V/cm电场数据中，每一个S1分区的电子反冲与核反冲的Log₁₀(S2/S1)分布以及通过高斯拟合得到的电子反冲泄漏率。需要指出的是，此时对于Log₁₀(S2/S1)进行了“平整”化处理，即所有的Log₁₀(S2/S1)值都减去在此S1时的电子反冲中心值⟨Log₁₀(S2/S1)⟩。这样做的目的是为了在S1分区分析中减少电子反冲信号带中心值对S1的依赖性给信号带的宽度分析带来的偏差量。而图4-13显示的为不同分区内，电子与核反冲的间隔以及电子反冲的宽度，从而得出的电子反冲泄漏率。实验的数据显示，液氙中在高电场下电子反冲与核反冲的分辨能力并没有明显的进步。而我们实验系统得到的电子反冲排除率基本在99.99%至99.9999%的范围内。

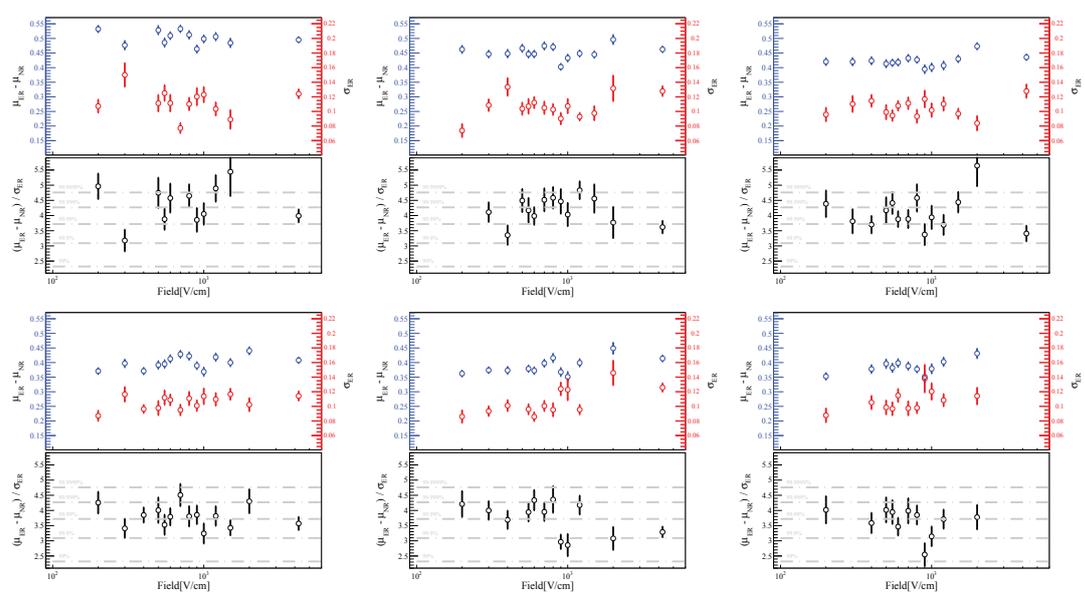


图 4-13: 图中黑色圆圈代表不同电场下得到的电子反冲泄漏率。图从左至右从上到下分别为S1分区是8-12 PE, 12-16 PE, 16-20 PE, 20-24 PE, 24-28 PE和28-32 PE的数据。而蓝色及红色圆圈分别代表了电子反冲与核反冲的间隔, 以及电子反冲的宽度。

Figure 4-13: The leakage fractions (black circles) for S1 ranging from 8 to 12 PE, 12 to 16 PE, 16 to 20 PE, 20 to 24 PE, 24 to 28 PE and 28 to 32 PE (from left to right, top to bottom), at different scanned drift fields, along with the band separations (blue circles) and ER band widths (red circles).

电子反冲的泄漏率没有明显随电场增强而变好。主要是由于在较小的S1时，电子反冲与核反冲的间隔以及电子反冲的宽度没有很强的电场依赖性。而在较大S1时，虽然可以看到电子与核反冲间隔随电场增大而变大，但是同时更大的电场也有更宽的电子反冲信号带。这样就导致测量没有显示明显的电子反冲排除率随电场的改善。

至于液氙中电子反冲信号带宽度这样的随电场变化趋势，与先前基于S2信号分辨率（图4-11）的预期不相符。我们认为这是由于重结合比例的本征涨落 Δr_{int} 造成的。如方程4.4所示，托马斯-伊美尔模型描述中 α 代表特定浓度的离子和电子重结合系数，普遍认为是一常值。如果假设由于能量沉积的本征涨落，如次级粒子轨迹涨落或电子离子对造成的局部电场涨落，造成 α 值本身带有一定的不确定性，则重结合比例 r 相应地会有一与探测器无关的涨落 Δr_{int} 。

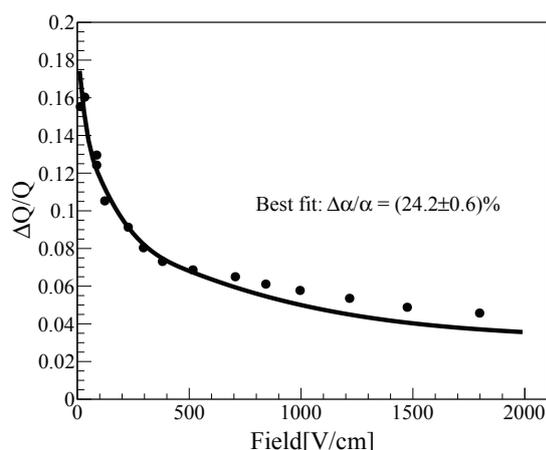


图 4-14: 对于S2电离信号的分辨率（原始数据来自[87-92]）的拟合，拟合使用方程4.7为基础并假设 $\Delta\alpha/\alpha$ 为常值。最佳拟合显示 $\Delta\alpha/\alpha=(24.2 \pm 0.6)\%$ 。

Figure 4-14: The fit of $\Delta Q/Q$ from global ionization resolution data [87-92] using Eq. 4.7 assuming a constant $\Delta\alpha/\alpha$. The best fit shows a $\Delta\alpha/\alpha$ of $(24.2 \pm 0.6)\%$.

可以利用液氙中高能伽马S2信号分辨率来初步检验这一假想。高能伽马在液氙中的重结合比例由伯克-多克理论[93]来描述：

$$r(LET) = \frac{A \cdot LET}{1 + B \cdot LET} + C, \quad (4.5)$$

其中A和B都认为是正比于重结合系数 α ，而C满足 $A/B+C=1$ 的条件。此三项参数与电场相关。LET（Linear Energy Transfer或指代粒子“制动” dE/dx ）是一个关于沉积能量的函数。当 α 如我们上段假设有一本征涨落 $\Delta\alpha$ ，则根据方程4.5得到相应的重结合比例涨落为：

$$\Delta r = \left[(r - C) - \frac{(r - C)^2}{1 - C} \right] \frac{\Delta\alpha}{\alpha}, \quad (4.6)$$

由此结合方程2.14所描述的S2电离信号的产生机制可以得到S2信号的涨落（忽略统计涨落）为：

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta r}{1 - r} = \left[\frac{r - C}{1 - r} - \frac{(r - C)^2}{(1 - C)(1 - r)} \right] \frac{\Delta\alpha}{\alpha}. \quad (4.7)$$

使用方程4.7并假设 $\Delta\alpha/\alpha$ 为一与电场无关常值，拟合图4-11中2 kV/cm电场以下的数据点（数据值已经从原始数据的半高宽转换为 σ/E ）可以发现，拟合在高电场下与数据存在一些偏差但在低电场下对数据描述还是较好的。得到的 $\Delta\alpha/\alpha$ 值为 $24.2 \pm 0.6\%$ 。

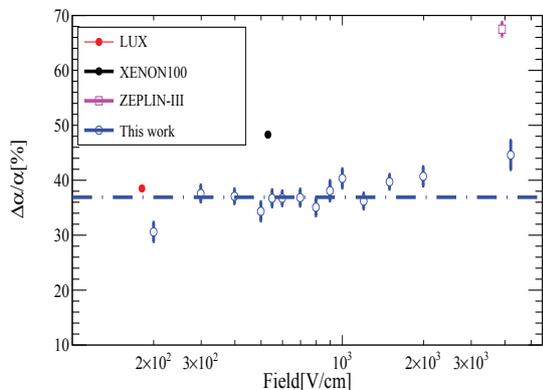


图 4-15: 通过方程4.8拟合重结合比例涨落得到的 $\Delta\alpha/\alpha$ 值 (假设在拟合能量范围内为常数)。蓝色为本次测量不同电场下得到的, 平均值为 $37.3\pm 0.4\%$ 。而红色点为LUX的 $\Delta\alpha/\alpha=38.5\%$; 黑色点为XENON100的 $\Delta\alpha/\alpha=48.3\pm 0.3\%$; 而粉色方形为ZEPLIN-III的 $\Delta\alpha/\alpha=67.5\pm 1.2\%$ 。

Figure 4-15: The $\Delta\alpha/\alpha$ (assumed to be energy-independent in the energy region of interest) in this work (blue circles) obtained by fitting the RF using Eq. 4.8. The average value over fields is $37.3\pm 0.4\%$. The $\Delta\alpha/\alpha$ of 38.5% for LUX (red dot), of $48.3\pm 0.3\%$ for XENON100 (black dot) and of $67.5\pm 1.2\%$ for ZEPLIN-III (magenta rectangle) are shown as well.

拟合结果如图4-14所示。

则对于描述低能重结合比例的托马斯-伊美尔箱模型, 也同样可以推出它的重结合比例涨落为:

$$\Delta r = \left[\frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi) - \frac{1}{1 + \xi} \right] \frac{\Delta\alpha}{\alpha}. \quad (4.8)$$

通过在模拟中扫描不同 Δr 条件下电子反冲信号带的宽度与实验测得值进行比较, 可以得到反冲信号带宽度所对应的 Δr , 如图4-16所示。在模拟中, 电子反冲的重结合比例基于小节4.3中所得到的模型 (图4-9)。此 Δr 值消去了不同实验PDE和CA对探测到的信号带产生的统计涨落。图中还显示了LUX [38]、XENON100 [37] 以及ZEPLIN-III [45] 的电子反冲信号带宽度以及对应的 Δr 。需要指出不同实验得出的 Δr 普适地包含两个组成部分: 本征涨落 Δr_{int} 以及实验相关的系统涨落 Δr_{det} (或 Δr_{sys})。

利用方程4.8可以拟合得到的重结合比例涨落, 从而得到数据中的 $\Delta\alpha/\alpha$ 。拟合基于本次测量在章节4.3中得到的重结合比例值 (蓝线), 且假设 $\Delta\alpha/\alpha$ 为常值。从图4-16中可以发现LUX、XENON100以及本次反冲测量的 Δr 都能较好地被方程4.8所描述。ZEPLIN-III与拟合有着较大的出入, 说明它的 Δr 以系统相关的部分占主导, 拟合得到的较大的 $\Delta\alpha/\alpha$ 也从侧面反映了这一点 (见图4-15)。图4-15中所示, 本次测量得到的 $\Delta\alpha/\alpha$ 平均大约为37%。与其他实验相比, 本次反冲测量得到的 $\Delta\alpha/\alpha$ 是最低的。所以此数值可以认为是 $\Delta\alpha/\alpha$ 目前测量的一个上限值。

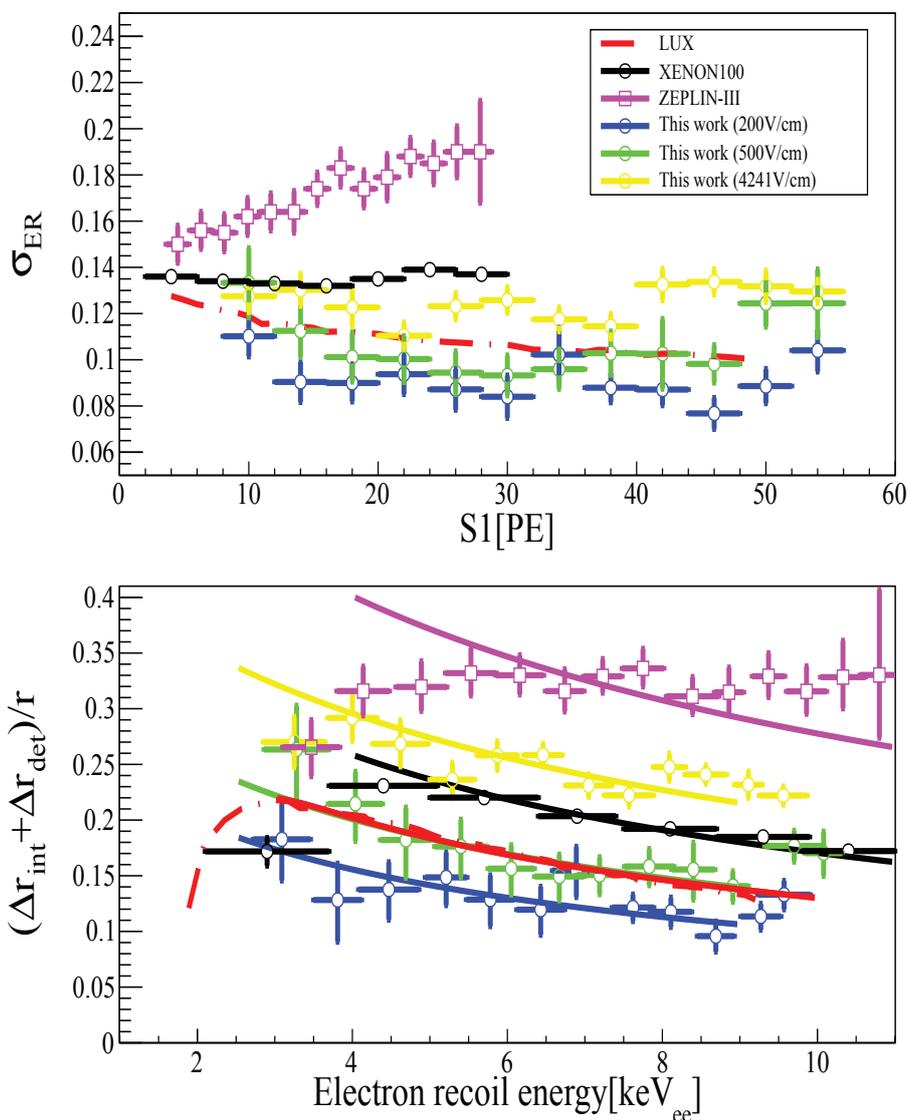


图 4-16: 上图为LUX [38]、XENON100 [37]、ZEPLIN-III [45] 实验, 以及本实验系统测量中200 V/cm、500 V/cm和4.2 kV/cm电场下数据得到的电子反冲信号带的宽度随S1的变化关系。下图为通过模拟比较数据中的电子反冲信号带宽度而得到的重结合比例涨落。两图中, 红色虚线代表LUX数据; 黑色圆圈代表XENON100数据; 粉红方形代表ZEPLIN-III数据; 而蓝色、绿色以及黄色圆圈分别代表本次测量200 V/cm、500 V/cm以及4.2 kV/cm电场下数据。下图中实线代表利用方程4.8模型化信号带宽度的拟合曲线。拟合中的 ξ 是基于本次测量在章节4.3中得到的重结合比例值, 且假设 $\Delta\alpha/\alpha$ 为常值。

Figure 4-16: (Top) The band widths from LUX [38] (red dashed line), XENON100 [37] (black circles), ZEPLIN-III [45] (magenta triangles), and the data with drift fields of 200 V/cm (blue circles), 500 V/cm (green circles) and 4.2 kV/cm (yellow circles), respectively, in this study. (Bottom) The recombination fluctuations of LUX (red dashed line), XENON100 (black circles), ZEPLIN-III (magenta triangles) and this work (blue, green and yellow circles for 200 V/cm, 500 V/cm and 4.2 kV/cm, respectively) are obtained through MC-data comparison of the ER Band widths. They are modelled and fitted (solid lines) using Eq. 4.8 with ξ based on low energy scale obtained in Sec. 4.3, assuming a constant $\Delta\alpha/\alpha$.

4.5 小结

我们利用第三章中研发的小型TPC成功对于液氙中低能的电子反冲以及核反冲在不同电场下的响应进行了测量。得到的结果总结如下：

- 一 测量结果首先观察到核反冲信号带中心线与NEST信号模型的预期一致。证实了NEST模型在核反冲信号预言上拥有较好的可信度。
- 二 测量发现电子反冲信号带的中心线普遍高于NEST信号模型预期。反映了过去对于低能电子反冲的理解有不足之处。我们通过实验数据更新了低能电子反冲光电产率的模型。我们测得的电子反冲信号模型对于在液氙中寻找理论模型预言可能有的与轻子作用的暗物质信号起到参考作用。
- 三 我们对于不同电场下液氙对电子反冲与核反冲分辨能力进行的测量发现，液氙中反冲分辨能力没有与电场有强关联。这与先前的预期有不一致。我们构建了液氙中的信号涨落模型，可以较好地解释这一点。此结果为下一代液氙暗物质探测器指明了优化方向。

第五章 PandaX暗物质探测实验数据分析

在暗物质直接探测领域，DAMA/LIBRA实验^[3,17]使用NaI(Tl)晶体探测器测量暗物质年调制信号给出了最早的暗物质可能信号。数据分析给出的暗物质质量范围为10或50 GeV左右。而近年来，陆续有多个实验利用极低能阈的晶体探测器报告探测到超出本底的信号，如CoGeNT^[4]，CDMS-Si^[6]以及CRESST-II实验^[5]。这些实验给出的暗物质质量范围都在10GeV上下，但它们给出的参数空间并不完全互相吻合。因此对于低质量暗物质的存在，需要有更多使用不同探测技术的实验来检验。

在本章中我将主要介绍PandaX实验两套独立数据分析系统之一的PRP (PandaX Raw Data Analyser) 框架，以及详细的分析手段。同时我将给出利用PandaX实验第一批正式运行数据对低质量暗物质信号的研究以及参数限制。

5.1 PandaX实验及探测器

PandaX是中国第一个利用二相型液氙时间投影室技术的暗物质直接探测实验。实验坐落于中国锦屏山地下实验室 (CJPL)，位于四川省凉山彝族自治州锦屏山下。锦屏山地下实验室拥有得天独厚最具竞争力的暗物质探测条件。实验之上的山体岩石覆盖深度到达约2400米，等效于6720米的有效水深屏蔽。它是目前世界上埋深最大的实验室，宇宙线通量测得 $61.7 \pm 11.7/\text{m}^2/\text{year}$ 为世界最低^[94]。因此PandaX实验中由宇宙线产生的本底可以降至最低。

PandaX实验构建有多层屏蔽结构，以阻挡周围环境材料带来的伽马放射性本底。屏蔽体系统如图5-1所示。从外至内，PandaX使用40厘米聚乙烯、20厘米铅、20厘米聚乙烯以及5厘米无氧铜作为层次化的屏蔽层材料。聚乙烯富含轻核素碳和氢，可以有效地慢化中子起到屏蔽中子的作用。铅和铜都对伽马射线有较高的屏蔽能力，而将无氧铜置于屏蔽最内侧是因为考虑到了无氧铜本身的材料放射性极低。PandaX内罐放置于5厘米无氧铜制成的外罐之内，中间为真空绝热。内罐罐体由316不锈钢制造，而PandaX实验第一阶段的TPC探测器置于罐内底部，如图5-2所示。

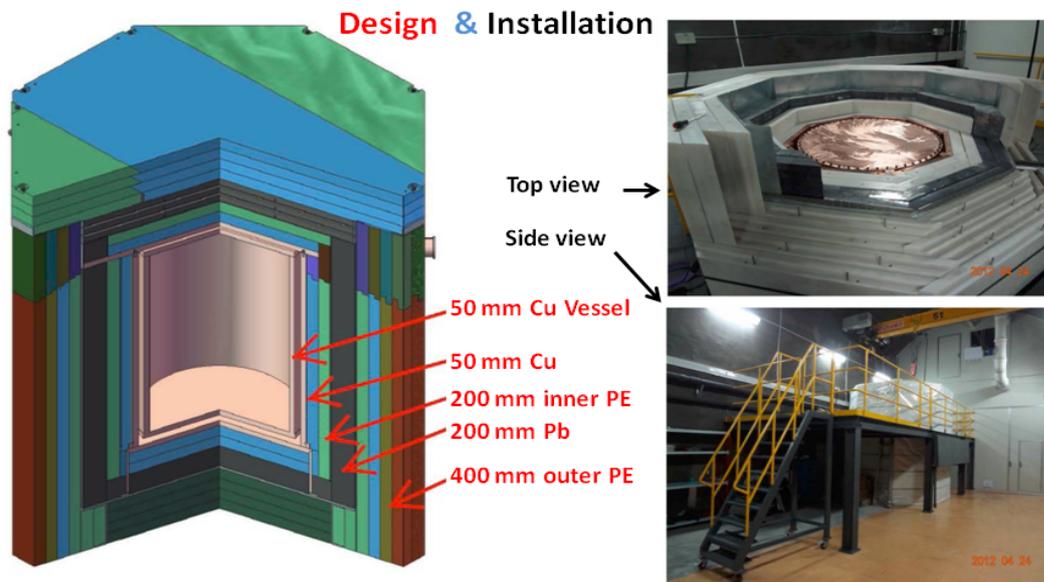


图 5-1: PandaX屏蔽结构示意图。
Figure 5-1: The shielding structure of PandaX.

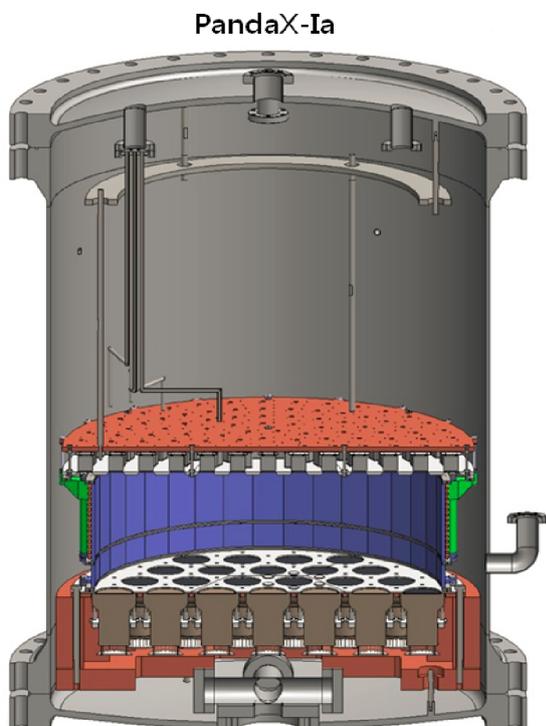


图 5-2: PandaX内罐结构。
Figure 5-2: The structure of PandaX inner vessel.

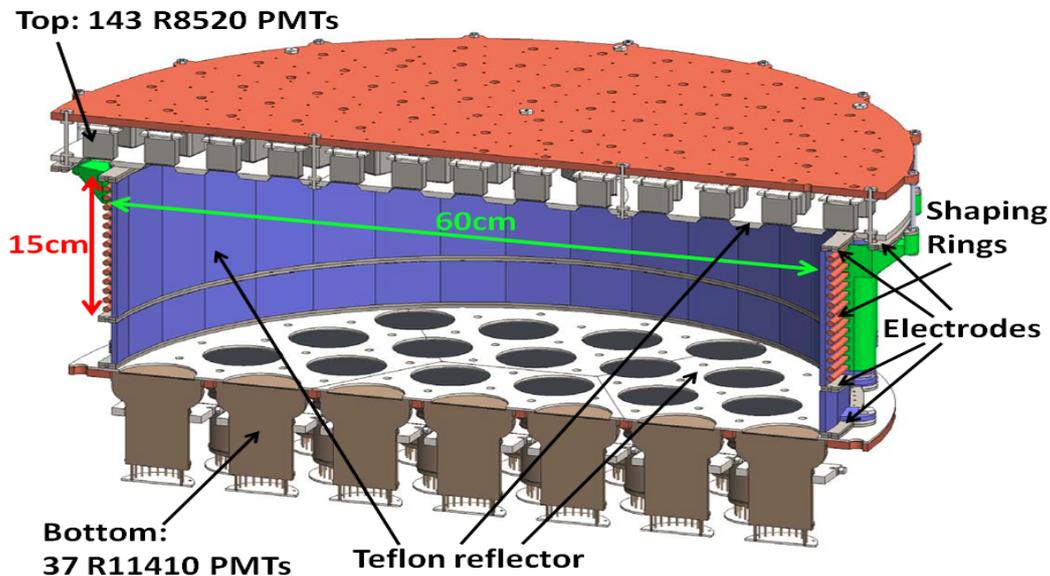


图 5-3: PandaX TPC结构示意图。
Figure 5-3: The PandaX TPC.

PandaX使用二相型液氙时间投影室技术，设计的TPC如图5-3所示。一期探测器的灵敏区域设计为扁平状圆柱，高度为15厘米直径为60厘米。这样的扁平状结构有利于减少液氙中的闪烁光在TPC腔壁上的反射次数，提高探测器整体的光采集效率并降低暗物质探测的能量阈值。从而使PandaX一期对低质量暗物质有较高的灵敏度。同时PandaX在TPC顶部和底部分别布置有143个Hamamatsu R8520 PMT以及37个Hamamatsu R11410 PMT。顶部PMT的主要功能是通过PMT上信号分布来重建事例位置。而底部PMT采用Hamamatsu最新研发的高效率PMT是为了可以得到更好的信号质量。此外为了使TPC漂移区域拥有较好的电场均匀性，在PandaX TPC外围还安装有14个由高纯无氧铜所制的电场整形环（shaping ring）。铜环间通过1兆欧电阻连接。

关于PandaX实验硬件更详尽的介绍可以参见PandaX技术论文^[95]，而PandaX探测器的一些特征参数在表5-1中有所列举。经过多个月的调试，PandaX实验一期于2014年5月开始采集正式的暗物质探测数据。第一批的数据已于2014年8月发表^[57]。对于第二批更大量的暗物质数据的分析，也正在如火如荼地进行中。

表 5-1: PandaX探测器的相关参数。

Table 5-1: Parameters of PandaX-I Detector.

描述	参数
TPC直径[cm]	60
最大漂移长度[cm]	15
阳极至门电极间距[mm]	8
阴极至PMT保护电极间距[cm]	5
阳极类型/光透过率	网格电极 (200 μ m丝宽, 5mm间隔) /92%
阴极、门电极和保护电极类型/光透过率	栅状电极 (200 μ m丝宽, 5mm间隔) /96%
TPC灵敏质量[kg]	~120
顶部PMT数目/类型	143/R8520
底部PMT数目/类型	37/R11410

5.2 原始数据处理

在本节中我们首先梳理一遍原始数据处理的过程，因为它是之后所有分析的基础。在TPC探测器中，原始数据主要指的是记录下的每一个PMT的信号波形。在本节中，我将介绍PandaX的其中一套原始数据处理系统PRP (PandaX Raw Data Analyser)¹，并着重阐述几项与之后的物理分析紧密相关的课题。

5.2.1 峰检出

为了保留最高的事例信息量，在PandaX实验中每一个PMT的数据触发前后100微秒，总长度200微秒的波形都被记录储存了下来。而原始数据处理的第一步就是在记录的波形中分别辨别出S1与S2信号的“峰”。峰检出的过程可以归结为以下几步：

步骤一 具体说来，原始波形是以一系列信号电压采样的形式被记录。采样设备为CAEN V1724数字转换器，采样频率为100 MHz。PRP设定每一个PMT的每一个事例的基线是由此事例触发²前一万个采样电压的中位数来确定。实际信号电压大小则认为是采样电压与基线的差。

这里需要指出的是，大多数的原始波形其实是以一种叫零长度编码 (Zero Length Encoding: ZLE) 的模式被记录。在ZLE模式下，只有当电压值过了特

¹PandaX另一数据处理系统为UDM (United Data Model)。

²触发的时间点一般设置为一个事例记录波形的中间。S1或S2都可能发生触发，取决于S1和S2的大小。

定阈值的小段波形（断片）会被记录，而其他没被记录的采样都默认为基线电压。ZLE的优点在于极大程度降低了原始数据的大小。而在ZLE模式下，基线的计算也稍有改变。PRP对每一个断片波形都计算基线，基线值选用断片最前50个采样的中位数。

图5-4示有两个典型的PandaX采到的波形。其中S1的半高宽一般为100纳秒以下，而S2的半高宽则为1微秒至5微秒不等，取决于电子被“提出”区域气体层的厚度。

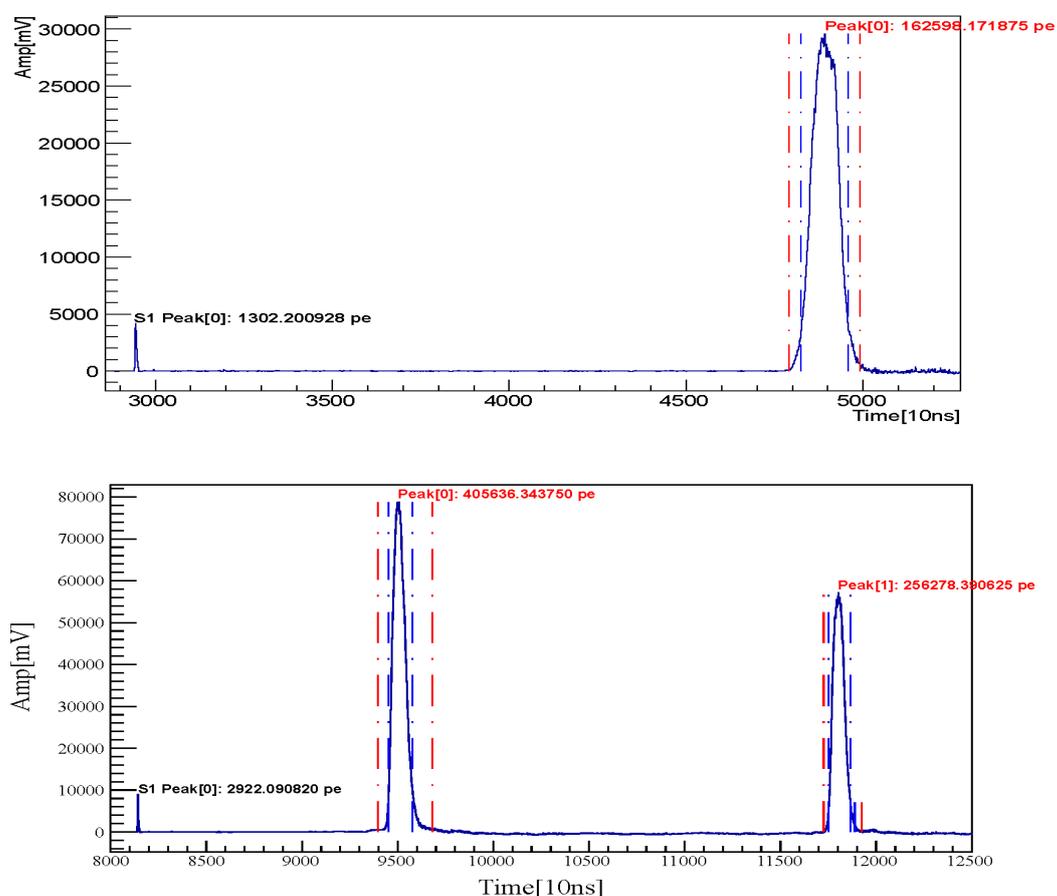


图 5-4: 两个PandaX采集到的典型波形（所有PMT加和且减去基线）。上图为单次散射事例，下图为双重散射事例。

Figure 5-4: The typical waveform, summed over all PMTs, of a single-site event (top panel) and of a double-site event (bottom panel), from PandaX-I data.

步骤二 把所有PMT减去基线后的波形相加，得到总波形。PRP会首先在总波形上找寻可能的S2信号脉冲³。如章节2.1和2.2所述，S1与S2的产生机制很不相同，

³在找寻S2脉冲之前，一般会把总波形通过一个傅里叶低通滤波来过滤噪音。低通滤波可以根据实验实际情

所以S1与S2的脉冲形状也有着较大的差异。S2相对来说有更大的信号强度和更宽的脉冲。又因为S1是快闪烁过程而S2是漂移电子产生的次级闪烁过程，大多数事例波形原则上都只有一个S1，但在S1之后可以有多个S2。基于以上的这些特质，PRP把峰值超过5毫伏且宽度大于500纳秒的脉冲作为S2的候选。

步骤三 多步散射造成的多个S2和波形中的非物理信号都对S2脉冲的找寻带来影响。其中一个影响就是，因为在一个大S2信号后基线的震荡及S2的残留脉冲（afterpulses）的存在可能会有很大数目的S2在步骤二后被找到。所以PRP定义峰值的13.5%的宽度来定义边界（boundary），被称为“低高宽”。“低高宽”对应于一个高斯脉冲的正负 2σ 的边界。如果在步骤二中找寻到的两个候选S2脉冲拥有交叠的“低高宽”区域，PRP合并这两个候选S2。

步骤四 在确定了事例中所有S2后，PRP会在最早出现的不小于100 PE的S2之前的波形区域寻找此事例的S1脉冲。PRP要求候选S1的峰值大于3毫伏，大致在PandaX中对应于0.3 PE的S1，且S1半高宽不大于500纳秒。此外还要求至少要有两个PMT“看到”候选S1，即为信号符合水平（coincidence level）大于等于2。更具体地说，是要求在60纳秒的时间窗口内，至少有两个PMT的信号电压大小超过S1候选要求的3毫伏阈值。这样设定的目的是为了去除PMT暗电流带来的单光电子对S1脉冲找寻的影响。

步骤五 在峰检出的最后一步是确定候选S1和S2的边缘（edge），用以在两边缘间积分计算S1和S2的信号电量大小。S1（S2）信号的边缘定义为左右第二（五）个采样电压低于零的采样点。但是在实际数据中，发现S2脉冲波形通常具有很大的多样性。许多较大S2信号后电压恢复到基线需要较长时间，所以定义S2的边缘时一般给予一个上限，为S2候选脉冲最高点左右3个“低高宽”。最后S1和S2候选脉冲会根据它们计算的信号电量大小重新排序。

在此有必要提及，在数据中PandaX底部R11410 PMT的信号相比于顶部R8520 PMT信号有大约50纳秒的延迟。这主要是由于R11410 PMT多出了两个打拿极造成。延迟效应在原始数据处理时已经被修正。

5.2.2 数据中的参量

在峰检出和S1-S2的积分“窗口”定义后，PRP提取了许多之后物理分析将要用况调节，在此就不做过多介绍。

到的参量。除了最主要的S1和S2的积分电量（信号大小）外，也有一些参量在之后的分析中起到至关重要的作用。在本小节中主要将介绍这些参量的定义。

波峰时间 指的是S1或S2候选脉冲的最高峰值时间。通过S1和S2的波峰时间可以推算出漂移电子的漂移时间，继而确定事例发生的Z位置。

脉冲宽度 正如之前已经介绍的，“低高宽”用来区别多步S2。同样在PRP中，脉冲的半高宽也被一同记录用以排除一些非常奇异的脉冲形状。

符合 符合指的是“看到”一个S1或S2信号的PMT数目。具体定义为：在峰检出中定义的S1或S2脉冲边界内，如果某一PMT的信号积分大于0.3PE则认为是一个符合（coincidence）。

S1脉冲的熵 S1脉冲的熵被证明是一个可以很好地用来区分信号和噪音的量^[96]。在PRP中同样定义S1脉冲的熵为：

$$S = - \sum_i p_i \ln p_i, \quad p_i = \frac{\nu_i}{\sum_j \nu_j}, \quad (5.1)$$

其中 ν_i 为脉冲边缘内（窗口内）第i个采样点的电压值。图5-5比较了两个不同熵值的S1脉冲的波形。

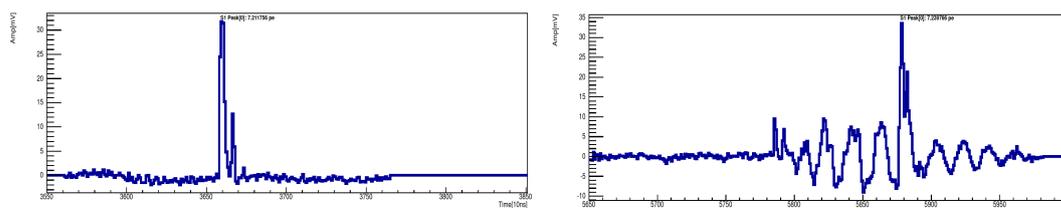


图 5-5: 两个不同熵的S1脉冲波形。左图为一个正常的S1信号，熵值为2.2。右图为一个噪音，熵值为3.5。

Figure 5-5: The comparison of two waveforms that have different entropies. The left one is from a good signal pulse with an entropy of 2.2, and the right one is from a noise with the entropy of 3.5.

S2脉冲对高斯卡方 S2脉冲的波形如小节2.3所介绍的，主要受漂移电子的扩散作用的影响。在数据观测到的S2大多形状接近于高斯。而另一些发生位置接近于气液面的事例，它们的S2脉冲的上升比较快但下降却相对较缓，与一个高斯脉冲相差较远。所以在PRP中，用对标准高斯的卡方（ χ^2 ）来定义一个脉冲与一个

高斯脉冲的相差程度。图5-6比较了一个正常的S2脉冲和一个发生点接近气液面事例（一般也简称为“气体”事例）的S2的波形差别。

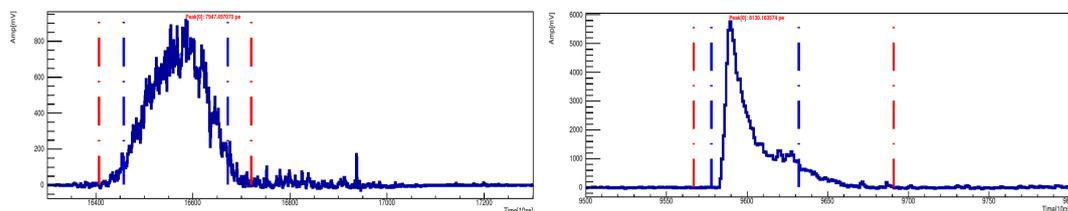


图 5-6: 两个不同卡方值的S2波形。左图为一正常S2, 而右图为一“气体”事例的S2脉冲。它们的积分电量接近。蓝色和红色的点虚线分别代表这S2脉冲的“低高宽”边界和整个S2的积分窗口边缘。

Figure 5-6: The comparison of two waveforms that have different S2 χ^2 . The left one is from a good S2 pulse, and the right one is from a “gas” S2. Their charge values are the same. The blue and red dashed-dotted lines represent the low-width boundaries and the edges of the S2 pulse, respectively.

S1游程数 在统计学中相容性检验时，皮尔森卡方检验通常与游程检验（run test）相结合。因为游程检验可以弥补卡方检验对样本偏离正负性的不灵敏。在PRP中，利用游程检验相似的想法定义有对S1脉冲的游程数R，表示为相邻两采样值差量的符号改变次数。具体定义可以写为：

$$R = \sum_{\text{left edge}}^{\text{right edge}} D_i, \quad (5.2)$$

其中 D_i 为：

$$\begin{cases} 0 & i = \text{left or right edge,} \\ 1 & \text{sign}(v_i - v_{i-1}) \neq \text{sign}(v_{i+1} - v_i), \\ 0 & \text{sign}(v_i - v_{i-1}) = \text{sign}(v_{i+1} - v_i). \end{cases} \quad (5.3)$$

图5-7比较有两个不同游程数的S1脉冲波形。

重建X-Y位置 事例的X-Y重建位置，毫无疑问是二相型液氩探测器中最有用的量之一。它通常通过S2信号在顶部PMT（顶部PMT离S2发生的气体层较近）上的分布得到。虽然在像PandaX这样的扁平状漂移室中，使用底部PMT上S2分布也可能得到重建的X-Y位置。但重建的质量不如用顶部PMT，因为底部PMT离气体层较远且尺寸更大排布更紧密。

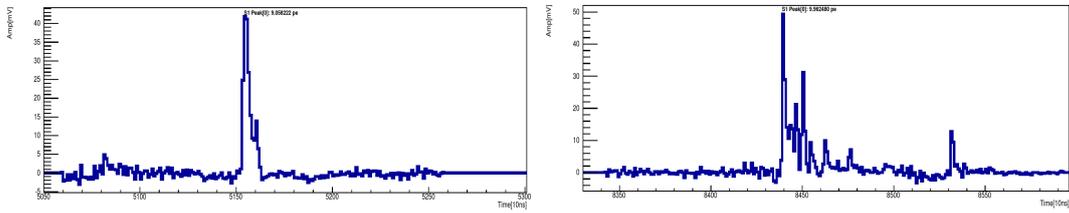


图 5-7: 左图为一正常S1脉冲波形, 游程数为8。右图为一噪音波形, 游程数为17。
Figure 5-7: A normal S1 pulse (left) with R of 8 along with a noise pulse having R of 17.

在重建算法中, 有一个最为简单的就是重心 (center-of-gravity: COG) 算法:

$$\mathbf{r} = \sum_i \frac{\mathbf{r}_i \cdot S2_i}{\mathbf{r}_i}, \quad (5.4)$$

其中 \mathbf{r}_i 为第*i*个PMT的中心位置。另一个比较常用的重建算法是神经网络 (neural network: NN) 算法^[97]。图5-8示有一个S2信号在顶部及底部PMT上的分布, 以及利用神经网络分别通过顶部和底部PMT重建出的X-Y位置。

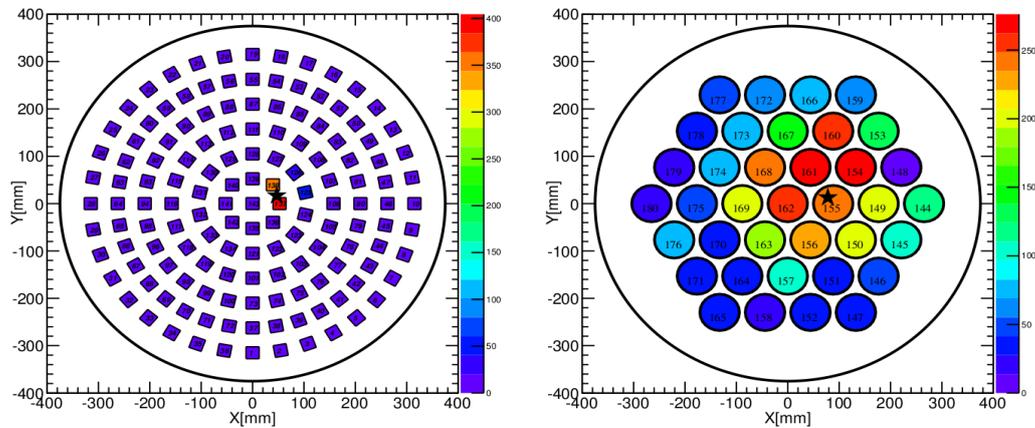


图 5-8: PandaX事例S2在顶部 (左图) 及底部 (右图) PMT上的信号分布。两图中星形符号分别表示使用神经网络重建的X-Y位置。因为底部PMT排布更为紧密且有更大的尺寸, 底部重建的位置更向中心偏离。

Figure 5-8: An example of the S2 hit pattern on top and bottom PMT array in PandaX. The stars are the reconstructed position by neural network using the top and bottom pattern, respectively. Because of the dense arrangement and large size of the bottom PMTs, the reconstructed X-Y position through bottom pattern is likely to be “pushed” towards the center

一般神经网络算法在二相型液氙时间投影室中, 被认为是优于重心算法。因为神经网络利用到了更多的信息。具体说来, 重心算法只是考虑了每个PMT上信号和总信号间的相对差别, 所以信息量为 $O(n)$ 。而神经网络还利用了每任

意两个PMT间的相对差别，所以信息量为 $O(n^2)$ 。不过神经网络的结果非常依赖于探测器中闪烁光传播和反射的模拟，这是它一大缺点。为了使神经网络的训练更为完整和接近实际，模拟的结果需要足够精确。因此在PRP的分析中，重心算法和神经网络算法重建的X-Y位置都将被使用到。

5.2.3 排除噪音的特殊处理

由于实际数据中电子噪音的存在，PRP在原始数据处理阶段为了对噪音的排除做了些特殊“预选”。

首先在S1与S2的电量计算中，如果有PMT的信号电压在某一特定S1或S2的窗口内没有超过阈值（3毫伏），则PRP认为此PMT的贡献为0而不计入此S1或S2的电量计算。

其次如果在某一波形断片中发现，它最大负电压的绝对值超过最大正电压的40%，PRP认为此波形断片主要包含的是噪音。此断片会被重编码，设定为基线电压。

5.3 数据分析-事例的甄选

数据分析的第一步是在庞大的数据中挑出“好的”物理事例。基本的策略是，在分析中定义若干基于小节5.2.2中参量的甄选条件。然后把这些甄选条件合并在一起，构成分析最终对事例的选择。即是说，不认为任何一个单独基于某一参量的甄选是有效并正确的，但认为若干甄选的叠加可以接近较好对事例的挑选。在本节中将介绍PRP中使用的甄选条件定义。

5.3.1 基础信号质量甄选

首先是一些与S1和S2信号特征无关的甄选。它们主要是为了排除一些明显的噪音和不正常数据而定义。基础信号质量甄选为：

脉冲检出数目 如前几节介绍过的，在绝大多数正常事例的波形中原则上应该只有一个S1脉冲。虽然由于入射粒子（伽马）可能发生多重康普顿散射，S2脉冲的数目可能为复数。但因为在液氙中小于100 keV伽马射线的自由程急剧降低^[98]，

这个数目也不可能太大。因此在PRP中，对每一个事例中找到S1与S2脉冲的数目作限制：

$$0 < \text{Number of S1 or S2 pulses} < 15.$$

相邻触发时间差 在数据中一定程度上可以说，相邻触发间的时间差 ΔT 代表数据采集的触发率。在PandaX的数据采集过程中，背景数据和标定数据的采集触发率分别大约为2至4赫兹和几十赫兹。因而平均的相邻触发时间差 ΔT 应该在几十至几百毫秒的量级。考虑到采集的波形时长为200微秒并结合数据的噪音程度，PRP中设定 ΔT 的下限为：

$$\Delta T > 1000 \text{ ms}.$$

S1或S2触发 在PandaX的DAQ系统中，使用波形谱仪（spectroscopy）来触发于信号的电量大小。触发最有可能发生在一个S2上，因为S2是放大信号。但是如果事例的S1足够大，触发也有可能发生在S1上。因此PRP认为事例中最大S1或S2脉冲时间需满足以下条件：

$$90 \mu\text{s} < T_{s1} \text{ or } T_{s2} < 97 \mu\text{s},$$

才认为此事例为一有效事例。其中触发的时间窗口 $[90, 97] \mu\text{s}$ 是通过LED标定数据中脉冲的时间分布而定。

S1符合 由于有PMT暗电流以及信号中噪音的存在，一个S1脉冲信号如果只分布在一个PMT上可以认为它并不是一个有效的S1信号。S1脉冲的符合要至少大于或等于2。又考虑到在实际的PandaX探测器中，大部分S1信号是由底部PMT收集（~88%）。PRP中设定底部光电管上的S1信号符合大于1：

$$\text{S1 coincidence on bottom array} > 1.$$

5.3.2 S1信号质量甄选

在低能量区域，S1信号尤其会受噪音及PMT暗电流的影响。所以PRP使用若干基于不同参量的甄选来选取“纯”的物理的S1脉冲。这些甄选的定义如下：

S1宽度 要求S1脉冲的“低高宽”要大于200纳秒，排除拥有交大宽度的噪音。

S1游程数 为了排除一些有许多毛刺的不正常S1脉冲，PRP对S1脉冲的游程数设定上限为15。

S1信号分布非对称性 S1脉冲信号分布的非对称性，指的是S1信号在顶部与底部PMT上信号分布的非对称，定义为： $\delta = (\nu_{top} - \nu_{bottom}) / (\nu_{top} + \nu_{bottom})$ 。如前节已经提到过的，S1信号主要分布在底部光电管上，这是由于液面的全反射效应造成的。图5-9示有数据中S1分布非对称性与S1信号大小的关系。含有较大 δ 值的事例S1，很有可能不是发生在探测器的探测区域（漂移区域），所以需要被排除。PRP使用对S1分布非对称的甄选为： $\delta < -0.65 + 2.8 \cdot \exp(-S1/15)$ 。

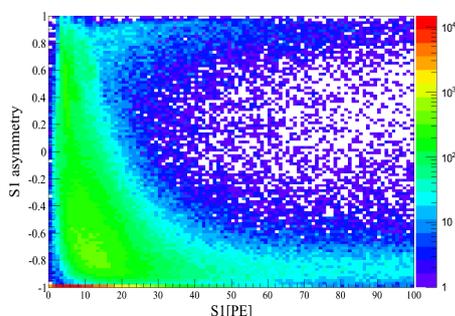


图 5-9: S1信号分布非对称性与S1信号的电量大小关系。

Figure 5-9: The S1 asymmetry as a function of S1 charge area

S1脉冲高度面积比 S1脉冲的高度与面积（电量）的比值通常在几个mV/PE的量级。在数据中发现有一部分的噪音有着较低的脉冲高度面积比，如图5-10所示，可以设定下限去除。同时PRP也设定高度面积比的上限去除一部分有较大比值的脉冲，如图5-10红色实线所示。

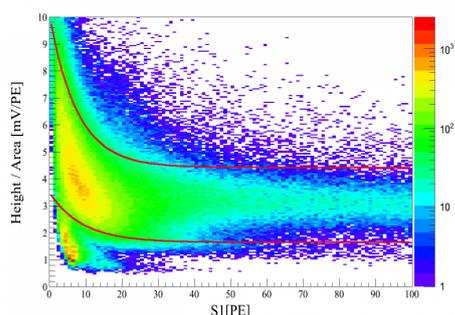


图 5-10: S1脉冲高度面积比与S1电量关系。

Figure 5-10: The S1 height-to-area ratio as a function of S1 charge area.

S1信号正绝比 S1脉冲的正绝比定义为，S1脉冲的仅正电压积分（正电量）与脉冲的绝对电压积分（绝对电量）之间的比值。图5-11示有正绝比 $S1_{pos}/S1_{abs}$ 与S1信号电量的关系。PRP对正绝比的上下线设定在图中用红色实线表示。

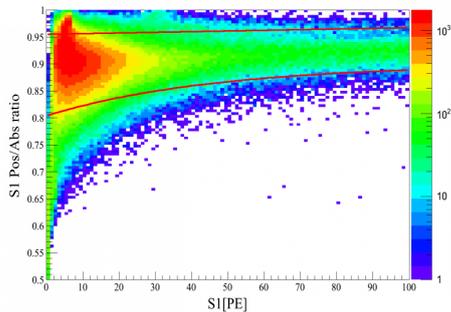


图 5-11: S1脉冲正绝比与S1电量的关系。

Figure 5-11: The S1 positive-to-absolute charge area as a function of the S1 charge.

5.3.3 S2信号质量甄选

因为S2信号是次级放大信号，有着较大的信号电量，所以受噪音及PMT暗电流的影响已经不大。但是探测器细微的不稳定性造成的一些虚假信号（如“打火”产生的光脉冲），以及之前已经提到的“气体”事例，都可对S2信号的质量造成干扰。所以对于S2信号的甄选，主要集中于去除波形与正常S2相差较远的类S2脉冲。

S2符合 通过S2符合在数据中可以比较有效地分辨正常与非正常的S2脉冲。因为正常的S2脉冲符合值较大且与S2电量大小有关联，如图5-12所示。图中最底部的事例带为不正常的S2脉冲，可要求S2符合大于7来排除。保守起见，PRP同样对图中的上部信号带分别设定上下限范围，在图中用红色实线表示。

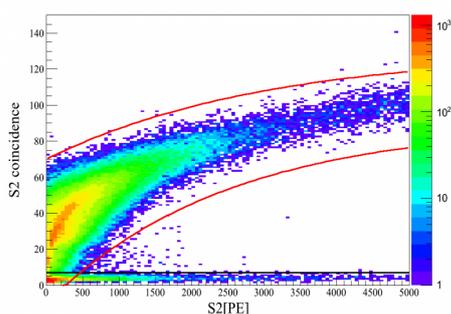


图 5-12: S2符合与S2电量大小的关系。

Figure 5-12: The S2 coincidence as a function of S2 charge area.

S2信号分布非对称性 与S1脉冲在顶部底部PMT分布的非对称性定义相似，在PRP中同样定义S2信号在顶部底部PMT上分布的非对称为： $\delta_{s2} = (\nu_{top} - \nu_{bottom}) / (\nu_{top} + \nu_{bottom})$ 。拥有较大 δ_{s2} 数值的S2脉冲很可能不是源于气体次级发光的正常事例，而是来自于发生于阳极之上事例。PRP对S2信号分布非对称性给出上限去除此类事例： $\delta_{s2} < 1.4e^{-s2/300} - 0.4$ 。

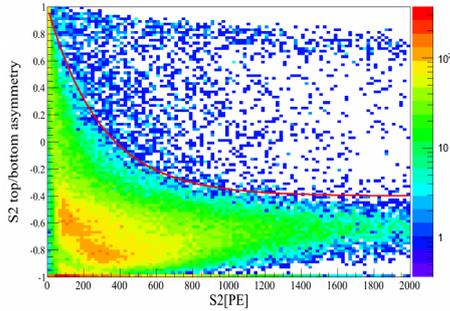


图 5-13: S2脉冲在顶部底部PMT上分布的非对称, 与S2信号电量的关联。

Figure 5-13: The S2 top-to-bottom asymmetry as a function of S2 charge area.

S2脉冲形状 如同小节5.2.2所介绍的, PRP使用S2脉冲波形与一个标准高斯脉冲的卡方来表征S2脉冲的形状。对此卡方值设定下限: $\chi^2 < 100 + S2/15$ 。可以有效地去除有着较快上升沿及较缓下降沿的“气体”事例。图5-14示有S2脉冲的高斯卡方与S2信号电量关系。

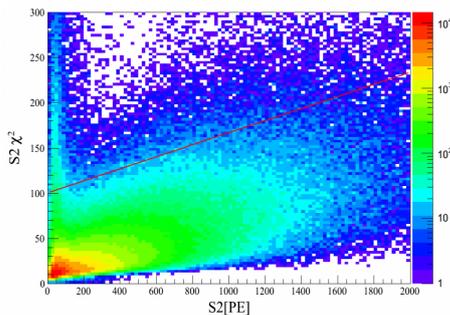


图 5-14: S2脉冲高斯卡方与S2信号电量关系。

Figure 5-14: The S2 χ^2 as a function of S2 charge area.

NN和CoG重建位置差 在PRP分析中, 事例的X-Y位置使用顶部PMT的S2分布通过NN算法得出的重建位置。在发生多步散射的情况下, 有一定的概率多步散射的Z位置比较接近因而导致从电子漂移时间上无法区分出这两步。但是多步散射的X-Y位置通常是不同的。这种差异会在S2信号于顶部PMT上的分布体现出来, 如图5-15左图所示。图中出现有两团光分布, 预示着这个S2脉冲其实是一个多步散射的产物。使用重心CoG算法重建的X-Y位置是多步散射的X-Y位置的加权平均, 而使用NN算法重建的位置会比较接近于多步中最大的S2的X-Y位置。所以利用NN和CoG算法重建的位置差, 可以对此类多步但无法用漂移时间分别的S2来做一个有效排除。NN和CoG算法重建的位置差的分布, 如图5-15右图所示。PRP使用的上限为4厘米, 如图中红色实线表示。

5.3.4 单次散射事例选择与探测器有效区域

虽然单次散射事例原则上应该只有一个S1脉冲之后跟有一个S2脉冲。但是在实

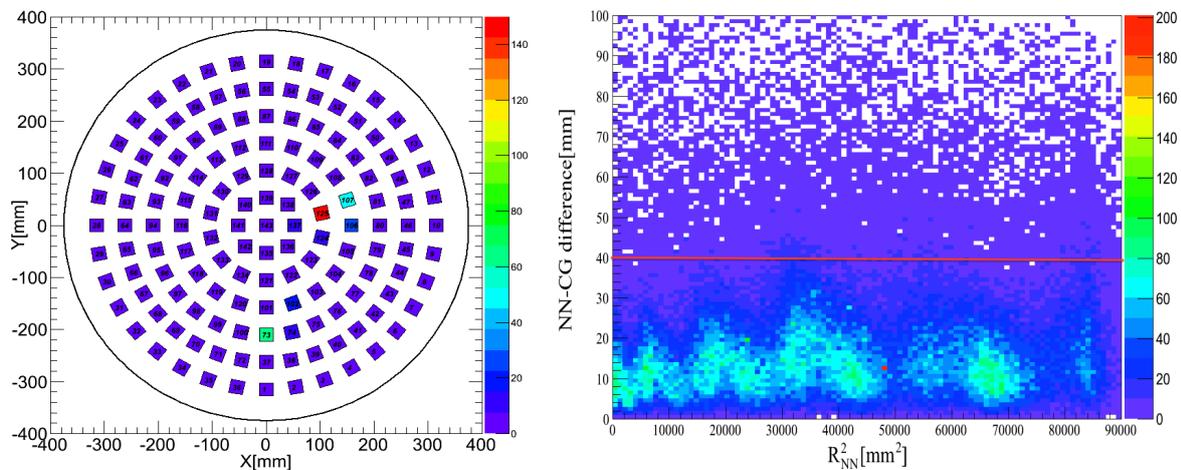


图 5-15: 左图为一个实为双重散射, 但在漂移时间上无法区分的S2在顶部PMT的信号分布。右图是使用NN和使用CoG算法重建的位置的差别。PRP对此位置差设定上限为4厘米作为甄选。
Figure 5-15: (Left) One S2 top hit pattern that indicates this S2 is actually a multi-site. (Right) The difference of reconstructed positions using NN and CoG. An upperlimit of 40 mm is set.

实际数据中, 如果只要求每个事例只有一个S1和S2将会损失大部分的探测效率。因为对于S1脉冲来说, 尤其是较小的S1 (几个PE), 它通常会伴随有暗电流与噪音。对S2来说, 由S2与杂质的光电效应会产生一部分残留脉冲。这类残留脉冲很可能被辨认成一个S2脉冲, 而增加单次散射甄选的效率损失。残留脉冲在文章^[55]中有详细的阐述。

基于以上的一些考虑, 在PRP分析中认为一个S1 (S2) 物理的脉冲需要满足以下任一的条件:

- ▶ 电量小于最大的S1 (S2) 脉冲的10%, 且在时间上在最大的S1 (S2) 脉冲之后。
- ▶ 没有通过小节5.3.2 (小节5.3.3) 中所介绍的关于S1 (S2) 信号质量的甄选。对于S2来说, 此时NN与CoG重建位置差的甄选不考虑在内, 因为它更接近于对于单次散射的甄选。

在实际数据中, PRP认为一个事例直到第六小的脉冲 (除最大脉冲外) 都为非物理脉冲时, 则此事例为单次散射事例。

在PandaX第一批数据中, 探测器的有效区域 (fiducial volume) 选择为探测器中心的一个圆柱形区域。半径为200毫米, 事例漂移时间限定为20至80微秒, 对应的Z区间为3.5至14.2厘米。图5-16为PandaX中背景数据的重建位置分布。可以看出

除了接近阴极及门电极的区域，背景事例率的分布在Z轴上是较为平均的。在R轴方向，为了避免从边缘“误”重建至内部的事例，PRP选择比较保守的200毫米最为有效区域的半径。

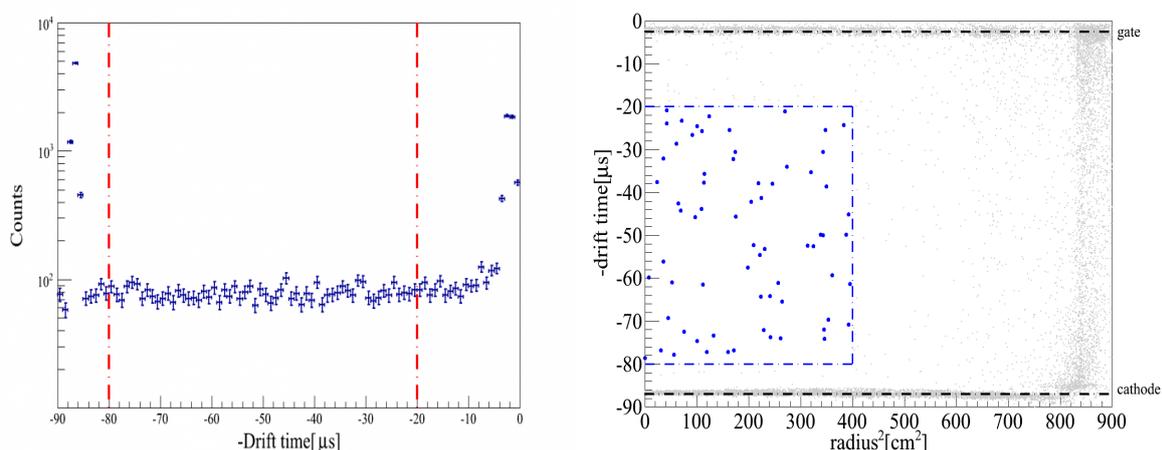


图 5-16: 左图: PandaX背景事例的漂移时间分布 (等效于Z分布)。红色虚线代表着有效区域的Z方向甄选。右图: PandaX背景事例的三维位置分布。蓝色虚线表示置信区域的选择。
Figure 5-16: Left panel: The Z distribution of the background events. Red dashed lines represent the selection of events on the drift time. Right panel: The spatial distribution of the background events in PandaX. The blue dashed lines indicate the fiducial volume selected.

5.4 数据分析-标定

对于一个粒子探测器，标定毫无疑问是数据分析链中最不可或缺的一环。从某种意义上可以说正是标定定义了粒子探测器。

5.4.1 PMT增益标定

S1与S2信号电量在物理分析时需要被转化单位为光电子。因此标定的第一步就是确定PMT的增益。

PandaX增益的标定使用三个内部光扩散器所发出的光。光扩散器中的光是由外部脉冲发生器激发的LED提供，通过光纤导入^[95]。光扩散器分布于顶部PMT阵列的边缘，每120度角各一个。由于PMT布局位置在探测器中较为分散，每个PMT的光采集效率各不相同。为了得到所有PMT的增益，每次PandaX的增益标定包括两次对应不同LED强度的测量。在PandaX的正式物理数据采集时，绝大多数的PMT的增

益都被调节至 2×10^6 。需要指出的是，在信号输入DAQ采集之前还经过了一个10倍线性放大器。所以DAQ采集的信号总增益应为 2×10^7 。

LED标定数据是由脉冲发生器作为外部触发。为了计算增益，对在触发前后50微秒的数据做积分得到数据中信号电量。对得到的电量谱进行拟合分析计算出增益。图5-17分别展示了顶部R8520和底部R11410 PMT典型的电量谱。

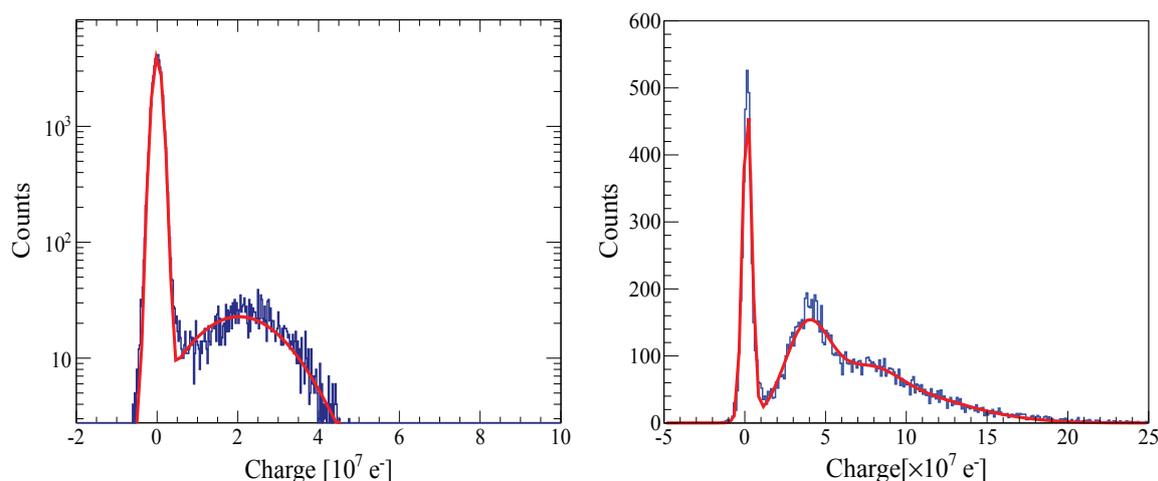


图 5-17: 左图和右图分别展示了一个R8520和R11410 PMT得到的电量谱。对电量谱的拟合给出此R8520的单光子增益为 $2.01 \times 10^7 e^-$ ，和此R11410单光电子增益为 $3.75 \times 10^7 e^-$ 。

Figure 5-17: The charge spectra of a top R8520 PMT (left) and a bottom R11410 PMT (right), respectively. The fits give a gain of $2.01 \times 10^7 e^-$ for the top PMT, and $3.75 \times 10^7 e^-$ for the bottom PMT.

在图5-17左图的电量信号分布中，从左至右的峰分别代表着基座（零光电子信号）和单光子（SPE）信号。如果LED光足够大，在电量谱中也可以看到双光子、三光子甚至更高的信号，如同图5-17右图所示。因为信号电量的积分窗口是固定的，且LED光的发光位置也是固定的，所以可以认为任意PMT对LED光的探测效率都是一固定值。因此每一次事例的光子数应满足泊松分布，且一特定PMT得到的电量 q 分布可以由下式来描述：

$$f(q) = N_{tot} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\nu^k e^{-\nu}}{k!} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_0^2 + k\sigma_{spe}^2)}} e^{-\frac{(q - k\mu_{spe} - \mu_0)^2}{2(\sigma_0^2 + k\sigma_{spe}^2)}}, \quad (5.5)$$

其中 N_{tot} 为总触发次数，而 ν 代表了PMT每次触发探测到的平均光电子数。 σ_0 是基座的涨落， σ_{spe} 则为PMT对单光子信号的分辨率。 μ_0 是基座的平均值，而 μ_{spe} 即是PMT的增益。

5.4.2 PDE和CA

在对一个时间投影室的能量标定中，有两个参数起着关键性的作用。它们分别是光探测效率PDE和电信号放大CA。在小节2.1和2.2中介绍的关于信号产生机制的方程2.5和2.14，a和b就分别代表着PDE和CA。PDE是时间投影室光采集效率（light collection efficiency: LCE）和PMT的量子效率（QE）的乘积：

$$a = \text{LCE} \times \text{QE}. \quad (5.6)$$

LCE代表着光子在探测器中传播，成功到达PMT光阴极的概率。它与时间投影室中PMT的布局、特氟龙（teflon）反射壁的反射率、以及液氙中的光吸收长度都有关系。一般时间投影室的LCE都可以达到几十%，取决于所用的特氟龙的反射率。而关于QE，R8520 PMT的QE在液氙温度下可以达到30%^[99]。R11410的QE甚至更高，可以到40%左右^[100]。

另一方面，CA的组成可以表达为：

$$b = \text{LCE}_{s_2} \times b_\gamma \times \varepsilon_{ext} \times \varepsilon_{liq}, \quad (5.7)$$

其中 b_γ 为气体层正比放大系数，如同方程2.13所描述的。 ε_{ext} 是气液面的电子“提出”效率， ε_{liq} 代表电子在漂移过程中的存活效率。 ε_{liq} 包含有，门电极的电子透过率以及由于杂质吸附所造成的漂移效率等等。并且值得注意的是，方程5.7中的 LCE_{s_2} 与方程5.6中的LCE是不同的。 LCE_{s_2} 代表的是探测器对从气体层发出的次级闪烁光的收集效率，而LCE指的是对从漂移区发出的初级闪烁光的收集效率。

得到探测器PDE和CA数值的一个直接的方法，就是通过对探测器中单能伽马射线的响应与理论模型预言。如第4已经介绍过的，现今一个最好的液氙中信号模型是NEST模型^[53]。它基于众多的测量并提供了在不同电场及不同能量下一次液氙中能量沉积产生的光子数与逃逸电子数。传统上，一般使用 ^{137}Cs 的662 keV伽马射线用来作为标定的伽马源。但在PandaX实验中发现，因为液氙对伽马射线的超强自屏蔽作用，在探测器外部发出的662 keV伽马射线很难穿透至探测器的有效区域。另外，由于探测器在高能量区域有着一定的信号饱和，且662 keV伽马事例在探测器中分布的不均匀性，662 keV伽马不被认为是标定探测器对低能量暗物质事例的一个好的选择。为此，在PandaX中我们使用 ^{252}Cf 中子源来作为PDE和CA标定的放射源。

氙原子核与中子的非弹性碰撞可以为探测器提供非常好的内部伽马源。此内部

的伽马源有着较低的能量，与暗物质探测的能区更为匹配。而且因为中子在液氙中有着相对于伽马更长的自由程，它可以达到探测器最中心区域。中子与自然氙丰度最高的两个同位素（ ^{129}Xe 和 ^{131}Xe ）发生非弹性碰撞后的伽马产物，在中子标定数据中被观测到，且被用于PandaX探测器PDE和CA的标定中。图5-18显示了中子激发后氙核的退激发过程。

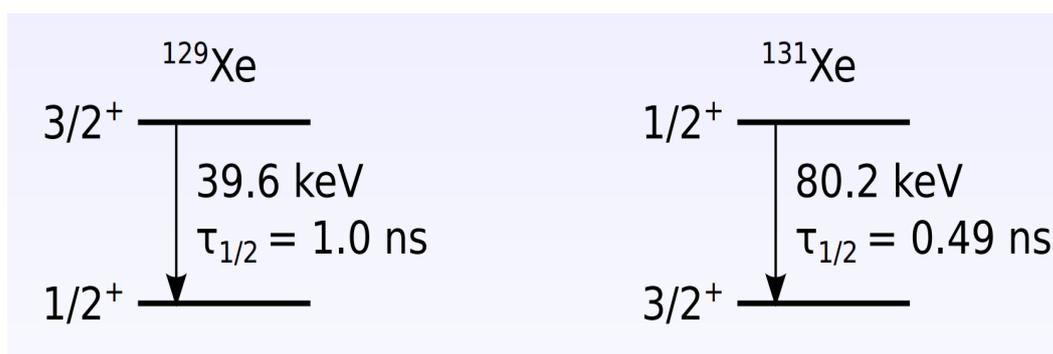


图 5-18: 中子非弹性碰撞产物， ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 的衰变图。图片来自于报告 [101]。
Figure 5-18: The decay schemes of the metastable ^{129m}Xe and ^{131m}Xe that are produced by neutron-nucleus inelastic scatterings. The schemes are taken from the talk [101].

表 5-2: 计算的PDE和CA。

Table 5-2: Calculated PDE and CA.

Light yield [PE/keV]		NEST photon yield [ph/keV]		PDE [%]	
@ 40 keV	@ 80 keV	@ 40 keV	@ 80 keV	@ 40 keV	@ 80 keV
4.80±0.04	4.42±0.11	44.1	40.0	10.9±0.1	11.1±0.3
S2 yield [PE/keV]		NEST charge yield [e ⁻ /keV]		CA [PE/e ⁻]	
@ 40 keV	@ 80 keV	@ 40 keV	@ 80 keV	@ 40 keV	@ 80 keV
378±1	483±3	28.9	33.0	13.08±0.03	14.64±0.09

PandaX数据中对中子源信号的响应如图5-19所示。因为中子激发后的氙核 ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 分别只有1纳秒和0.5纳秒的衰变常数，所以中子与氙核的非弹性碰撞事例与激发态氙核发出的伽马事例（ ^{129m}Xe 发出40 keV伽马， ^{131m}Xe 发出的是80 keV伽马）间无法被区分开。因此在数据中所看到的非弹性碰撞事例是由一次电子反冲事例与一次核反冲事例混合而成。为了得到“纯”的40 keV和80 keV伽马事例的平均S1及S2的值，在这假设中子的弹性碰撞及非弹性碰撞沉积的核反冲能量满

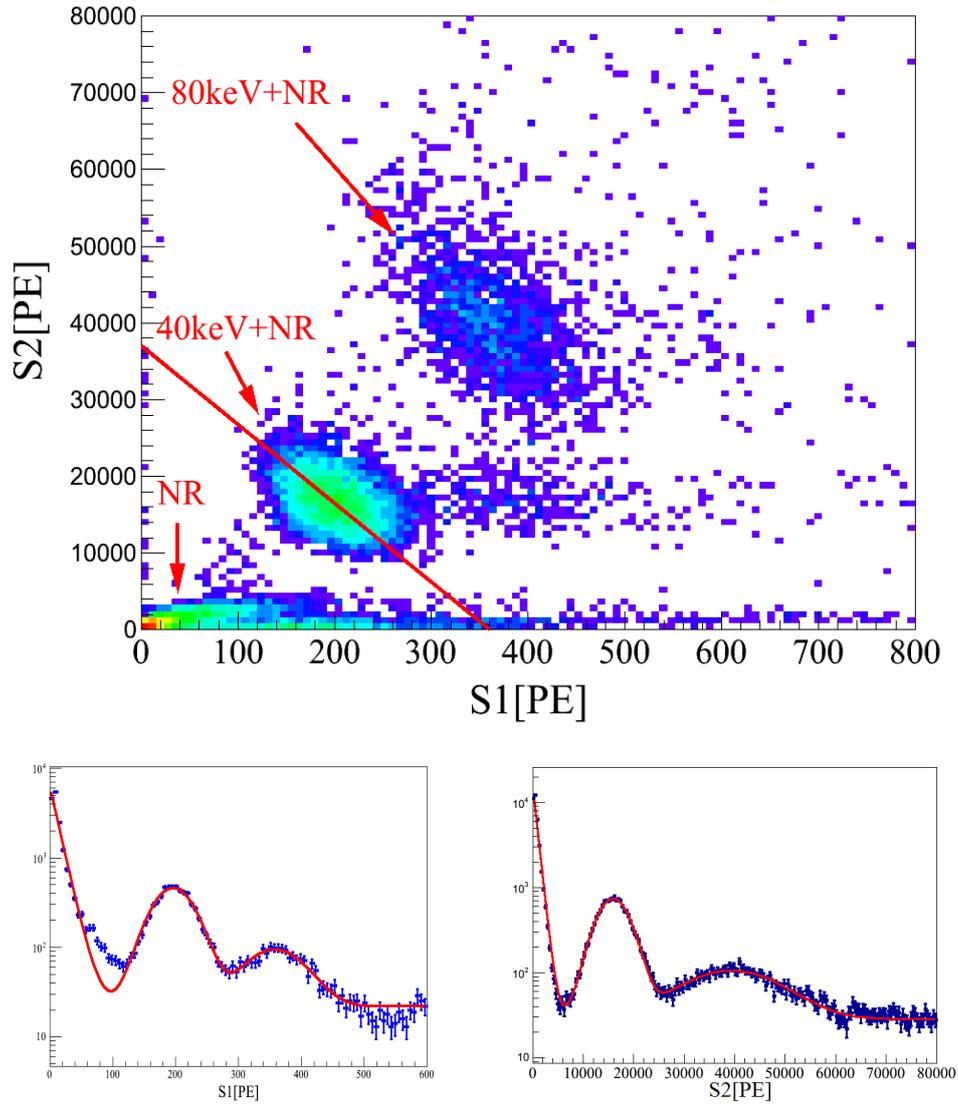


图 5-19: 上图显示的是PandaX液氙时间投影室在中子源照射后，产生的信号S2与S1的二维分布。左下图与右下图分别对应一维的S1能谱和S2能谱。
 Figure 5-19: The S2 vs S1 space in the fiducial volume of the PandaX LXe-TPC after exposed to neutron source (top panel). The marginalized S1 and S2 spectra are shown in the bottom left and right, respectively.

足相同的分布。则中子信号能谱可以用以下函数拟合：

$$\begin{aligned}
 f(s) = & \frac{A_{nr}}{\tau} \cdot \exp\left[-\frac{s}{\tau}\right] + \frac{A_{40}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{40}} \cdot \exp\left[-\frac{(s-\mu_{40}-\tau)^2}{2\sigma_{40}^2}\right] \\
 & + \frac{A_{80}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{80}} \cdot \exp\left[-\frac{(s-\mu_{80}-\tau)^2}{2\sigma_{80}^2}\right] + Const.
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

方程5.8中，除了最后一项本底项外，其他三项分别代表着弹性碰撞的核反冲

部分（指数常数为 τ 的指数分布）、中子- ^{129m}Xe 非弹性碰撞及中子- ^{131m}Xe 非弹性碰撞（假设高斯分布）。 A_{nr} , A_{40} 分布 A_{80} 代表着上述三类事例的事例数。 μ_{40} 和 μ_{80} 分别为40 keV及80 keV伽马对应信号（S1或S2或两者的线性组合）的平均值。PDE和CA是通过将数据得到的光产率及S2产率，与NEST预言的光子产率与电产率作对比而得到⁴。表格5-2总结了这些数据得到及模型预言的产生率，以及计算出的PDE和CA。通过结合40 keV和80 keV数据得到平均的PDE为 $10.9\pm 0.1\%$ ，CA为 $13.9\pm 0.8 \text{ PE/e}^-$ 。

另外一种得到PDE和CA的方法，是通过计算单能事例S2-S1二维椭圆分布的长轴来确定，如图5-19中的红色实线。S2-S1椭圆分布的长轴代表重结合比例发生一个微扰动的情况下S2-S1信号的变化趋势。所以长轴的斜率就等于PDE与CA的比值 b/a 。在产生总量子数（光子数加逃逸电子数）确定的情况下可以计算出PDE和CA的数值。不过在此需要指出的是，此种方法是只有在某些条件满足时才成立的一个近似。下面将对此进行详细阐述。

可以假设在全吸收事例可能的S1和S2信号范围内，S1与S2系统涨落都是一个常数。这样的话，全吸收事例S1-S2二维分布可以被表达为：

$$f(x, y) = A \int \exp\left[-\frac{(x - \mu_1 - an)^2}{2\sigma_1^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{(y - \mu_2 + bn)^2}{2\sigma_2^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{n^2}{2\sigma_n}\right] dn, \quad (5.9)$$

其中各个参数或变量所代表的意义如下：

- ▶ 为简单起见，方程中 x 和 y 分别代表事例中S1和S2信号变量。
- ▶ a 和 b 分别代表PDE和CA的值。
- ▶ n 表征一个事例中实际产生的逃逸电子数目与平均的逃逸电子数目的差，为变量。
- ▶ μ_1 和 μ_2 分别是S1和S2信号平均值。
- ▶ σ_1 、 σ_2 和 σ_n 分别代表S1、S2及逃逸电子数目的系统涨落。
- ▶ A 是归一化常数。

⁴在此需要说明的是光产率和S2产率指的是探测后的每单位能量得到的S1（光）和S2（电）信号，而NEST模型预言的光子产率和电产率指原初事例重结合过程后每单位能量得到的光子数与逃逸电子数。

把对于变量n的卷积消去后，方程5.9变为：

$$f(x, y) = A \exp\left[-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{(y - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right] \exp(C),$$

$$C = \frac{a^2\sigma_2^4\sigma_n^4(x - \mu_1)^2 - 2ab\sigma_1^2\sigma_2^2\sigma_n^4(x - \mu_1)(y - \mu_2) + b^2\sigma_1^4\sigma_n^4(y - \mu_2)^2}{2\sigma_1^2\sigma_2^2\sigma_n^2(a^2\sigma_2^2\sigma_n^2 + b^2\sigma_1^2\sigma_n^2 + \sigma_1^2\sigma_2^2)}.$$
(5.10)

方程5.10阐明了一个单能全吸收事例的S2-S1分布确实满足一个二维高斯分布。在确定了产生的总量子数 $N_q = \mu_1/a + \mu_2/b$ 的情况下，根据式5.10事例S2-S1分布需要有六个参数来描述： μ_1 （或 μ_2 ）、 a 、 b 、 σ_1 、 σ_2 以及 σ_n 。而同时一个二维归一化的高斯分布只需要五个参数来描述。这也说明了，通过一个全吸收事例分布是无法严格得到PDE和CA的数值。而在假设两个或多个全吸收事例拥有相同的PDE和CA的条件下，通过拟合多个全吸收分布是可以得到PDE和CA的值。

另外在方程5.10中，如果 σ_n 的数值远大于 σ_1 和 σ_2 时。即是说，重结合比例的系统涨落远强于S1和S2信号分别的系统涨落的情况下。方程5.10可以被近似为以下形式：

$$f(x, y) = \exp\left\{-\frac{[b(x - \mu_1) - a(y - \mu_2)]^2}{2(a^2\sigma_2^2 + b^2\sigma_1^2)}\right\},$$
(5.11)

在此近似极限下，S2-S1分布（在此极限下分布已经为一直线）的长轴的斜率才严格等于 b/a 。

5.4.3 信号修正

TPC对事例高精度的三维位置重建能力，是TPC达到高能量分辨率的关键所在。因为为了得到高能量分辨能力，TPC需要依赖于事例的位置信息来对信号进行修正，从而去除由于事例位置导致的信号系统涨落（位置依赖性）。在进行物理分析前，所有S1和S2信号都是经过了信号修正的，例如在之前图5-19中已经展示过的S1与S2信号。为了进行修正，首先需要得到信号的位置依赖性。在PandaX数据中，选用中子- ^{129}Xe 非弹性碰撞事例来作为信号位置依赖性分布图的样本。因为中子- ^{129}Xe 非弹性碰撞总的伽马能量为40 keV，比较接近低能量暗物质探测能阈；且事例的位置分布在探测器中较为均匀。

因为闪烁光在特氟龙壁上的反射、在电极上的吸收、以及最为主要的在气液面的全反射，S1的LCE基本上在越靠近底部PMT的区域有着较高的值。图5-

20是PandaX的TPC中不同位置上中子- ^{129}Xe 非弹性碰撞事例的S1平均值⁵ ($\langle S1 \rangle_{(r,z)}$)。在探测器中心最靠近底部的区域显示有最高的LCE。

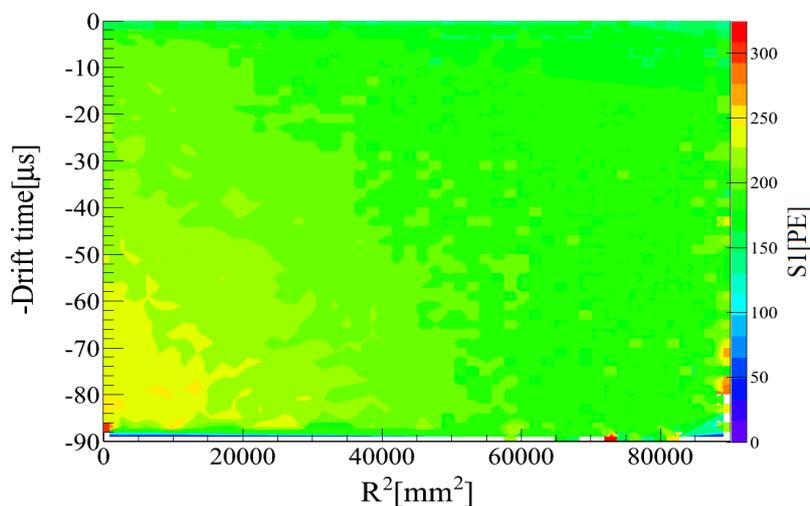


图 5-20: PandaX探测器S1信号对于R-Z位置的依赖性。分布图基于中子- ^{129}Xe 非弹性碰撞事例样本。

Figure 5-20: The (r,z) dependence of the S1 signal in PandaX LXe-TPC. The map is obtained through neutron- ^{129}Xe inelastic scattering.

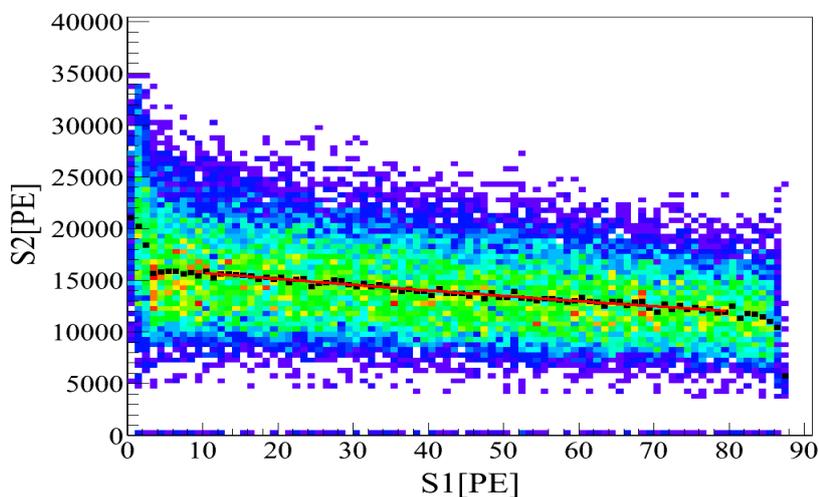


图 5-21: 中子- ^{129}Xe 非弹性碰撞事例的S2-漂移时间分布。

Figure 5-21: The distribution of S2 verse drift time of neutron- ^{129}Xe inelastic events.

电子在漂移过程中的损失，是造成S2信号的位置依赖性的其中一个显著的原因。如小节2.3所介绍的，漂移过程的电子损失满足一个指数常数为 τ_e （称为电子寿命）

⁵因为探测器灵敏区域为圆柱形，在此我们忽略了S1信号的X-Y非对称性。

的指数分布。 PandaX实验使用 ^{60}Co 放射源数据来监控电子寿命的时间演化。监控数据显示，在PandaX正式数据采集阶段，电子寿命已经到达稳定的状态。关于电子寿命的时间演化，将会在之后的小节5.5.2中有所讨论。在PandaX正式运行数据中，可以认为电子寿命已到达稳定的常值。电子寿命的精确数值则是通过中子- ^{129}Xe 非弹性碰撞事例来得到。图5-21示有事例的S2-漂移时间的分布。每一漂移时间上的S2中位值可以认为满足一个随漂移时间的指数衰减。通过拟合S2中位值我们得到电子寿命为 $260 \pm 7 \mu\text{s}$ 。

与此同时，PandaX探测器S2信号最大的位置依赖性来源于正比闪烁气体层厚度的不均匀性。气体层厚度的不均主要由探测器的不水平和阳电极在低温下的变形垂荡造成。因而在正比闪烁气体区的最中心，气体层厚度最小且气体电场最强。发生在中心的S2信号显示有更大的放大，和更宽的脉冲波形。如果不修正由这部分引起的S2信号不均，S2在探测器置信区域将会有额外20%左右的信号系统涨落。图5-22显示有在不同X-Y位置，中子- ^{129}Xe 事例的平均S2 ($\langle S2 \rangle_{(x,y)}$)。

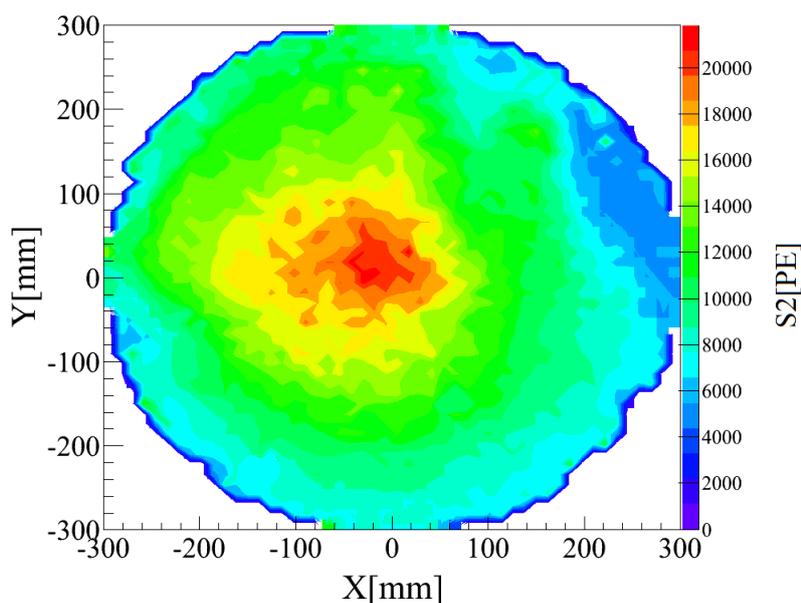


图 5-22: PandaX液氙漂移室中S2信号的X-Y依赖性。分布图是基于中子- ^{129}Xe 事例样本。
Figure 5-22: The X-Y dependence of the S2 signal in PandaX LXe-TPC. The map is obtained through neutron- ^{129}Xe inelastic scattering.

经过修正后，信号的分辨率有了显著的提升。图5-23比较了修正前后S2-S1分布、S2信号谱以及重建能量 E_c 谱的变化。所谓的重建能量定义如下：

$$E_c = W_q \left(\frac{S1}{a} + \frac{S2}{b} \right), \quad (5.12)$$

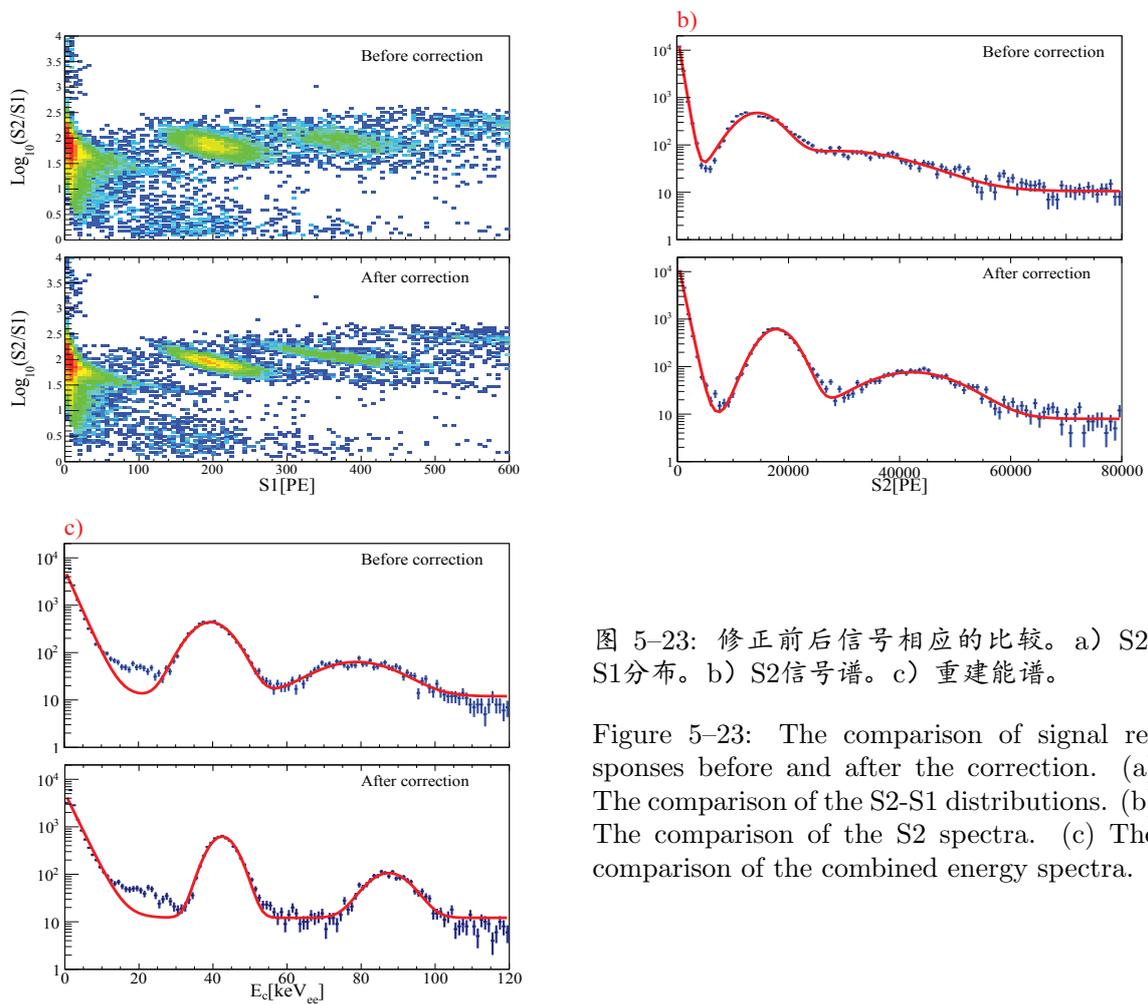


图 5-23: 修正前后信号相应的比较。a) S2-S1分布。b) S2信号谱。c) 重建能谱。

Figure 5-23: The comparison of signal responses before and after the correction. (a) The comparison of the S2-S1 distributions. (b) The comparison of the S2 spectra. (c) The comparison of the combined energy spectra.

其中a与b分别为PDE和CA。在液氙中产生一个量子所需的最小能阈为 W_q ，一般使用数值为13.7 eV^[53]。在修正过后，40 keV和80 keV（准确地说是中子-¹²⁹Xe和中子-¹³¹Xe非弹性碰撞）的S2信号分辨率分别从26%和39%，改善至17%和18%。而重建能量的分辨率更是分别从13.0%和12.5%，改善到8.2%和6.1%。

5.4.4 气体增益及“提出”效率

如方程5.7所述，CA由次级闪烁光收集效率 LCE_{s2} 、气体正比放大系数 b_γ 、“提出”效率 ε_{ext} 、以及漂移过程中电子存活效率 ε_{liq} 相乘得到。因为在数据中当中 LCE_{s2} 和 b_γ 的效果无法被区分开，定义气体放大增益G为它们的乘积。气体增益G的数值可以通过分析单电子放大的小S2信号谱而得到。这些小的S2信号，主要为单电子信号，绝大多数是从阴极和门电极而来，如图5-24中的小S2信号的电

量-时间分布所示。可以看到，两个主要的小S2信号事例发生源位于漂移时间为3微秒及87微秒左右的区域，分别对应于门电极和阴极所在的位置。考虑到电极上极有可能吸附了大量的杂质离子，可以认为这些小S2信号是由于正常事例的闪烁光与电极上所吸附的离子发生了光电效应产生。另外图5-24中在门电极和阴极之间产生的小S2信号，也可以解释为闪烁光与悬浮在液氩中的中性杂质发生光电效应造成。这

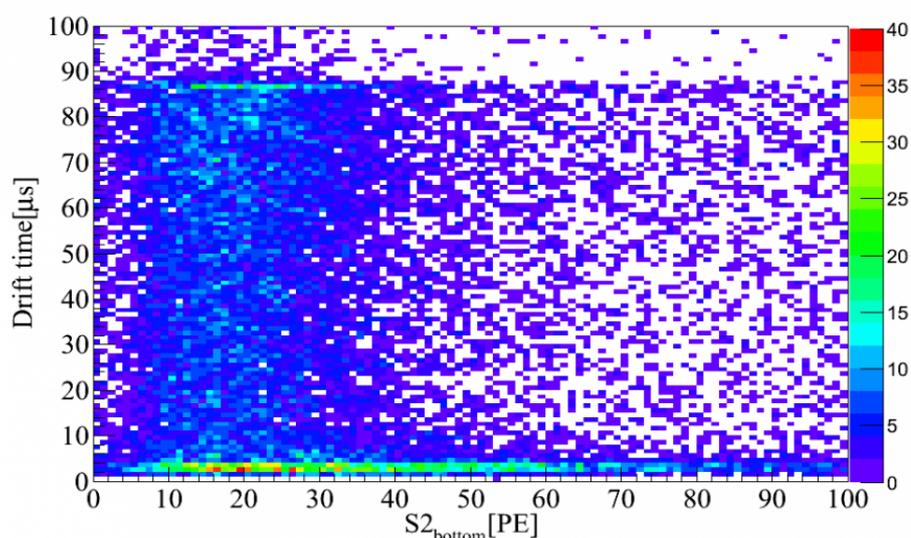


图 5-24: 数据在漂移时间-S2上的分布。

Figure 5-24: The event distribution of the drift time verse the S2 charge area.

些小S2信号谱有着多电子信号的离散量子特征，可以使用多高斯函数拟合：

$$f(q) = \frac{1}{e^{-(q-p_0)/p_1} + 1} + \sum_{k=1} \frac{N_k}{\sqrt{2\pi k}\sigma_G} \cdot \exp\left[-\frac{(q - kG)^2}{2k\sigma_G^2}\right], \quad (5.13)$$

其中G为气体增益，而 σ_G 为气体增益的标准涨落。在方程中还增加了第一项费米-狄拉克函数来描述原始数据处理程序对于S2脉冲的检出效率。第二项则是表征多电子S2信号谱的和。 N_k 代表第k重电子的事例数。图5-25示有小S2信号谱和使用式5.13所作的拟合。拟合结果显示，气体增益为 $21.5 \pm 0.5 \text{ PE/e}^-$ 。如果只使用底部PMT上的S2信号，则气体增益为 $17.2 \pm 0.4 \text{ PE/e}^-$ 。它们间的比例与使用单能全吸收事例得到的S2信号在底部PMT上的比例（ $81 \pm 1\%$ ）符合。

PandaX的电极使用的丝直径为200微米。每两根丝间的间距为5毫米^[95]。在正式的数据采集期间，阴极电压设置为负15千伏而门电极的电压为负5千伏（阳极接地）^[57]。这样情况下，漂移电场应为667 V/cm。如果假设液位在门电极和阳极正中

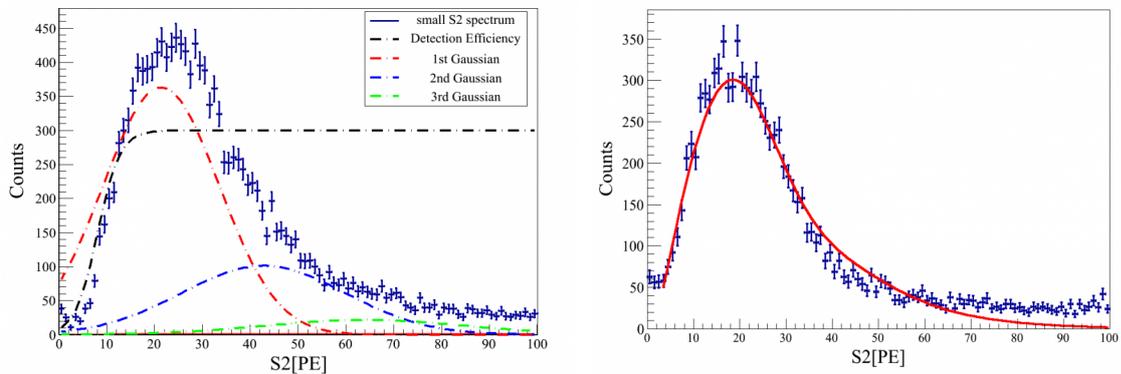


图 5-25: 小S2信号谱。左图为所有PMT上的S2和, 右图为只使用底部PMT上的S2和。
Figure 5-25: The spectra of small S2s. The left panel is for total S2 charge, and the right panel is for the S2 charge from bottom PMTs.

间, 则门电极以上液氙中的电场为8.3kV/cm。根据式2.18, PandaX的门电极情况上下电场强度比只要超过1.67就可以达到100%的门电极电子透过率。所以基本上可以认为S2信号在经过对电子杂质吸附的修正后, 可以认为 ε_{liq} 为1。

最后通过比较表格 5-2所列的CA值与气体增益的差异, 可以计算出通过中子- ^{129}Xe 和中子- ^{131}Xe 非弹性碰撞事例得到的“提出”效率分别为 $76.0 \pm 1.8\%$ 和 $85.1 \pm 2.0\%$ 。由此俩值得到平均的“提出”效率为 $81.6 \pm 4.7\%$ (4.7%为76.0%和85.1%的均方差)。

5.4.5 低能电子反冲与核反冲信号带

低能量的电子反冲与核反冲标定的目的是为了确定暗物质信号的S2-S1的分布, 以及探测器对本底的鉴别度。电子反冲及核反冲的标定分别使用置于探测器外部的 ^{60}Co 和 ^{252}Cf 作为放射源。图5-26展示了探测器置信区域数据中经过甄选后得到的电子反冲及核反冲的信号带。

在一固定的S1上近似认为电子反冲与核反冲的 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 分布满足高斯分布。对于高斯近似下的信号带的中心值, 使用6阶多项式函数拟合, 如图5-26所示。图中众多的灰色点虚线分别是电子反冲和核反冲重建能量的等能线。电子反冲的重建能量已经在方程5.12中阐述。核反冲重建能量相比于电子反冲重建能量还需要考虑到热运动损失的Lindhard系数 $L(E_{nrc})$ [53, 78] :

$$E_{nrc} = \frac{1}{L(E_{nrc})} \left(\frac{S1}{a} + \frac{S2}{b} \right) W_q, \quad (5.14)$$

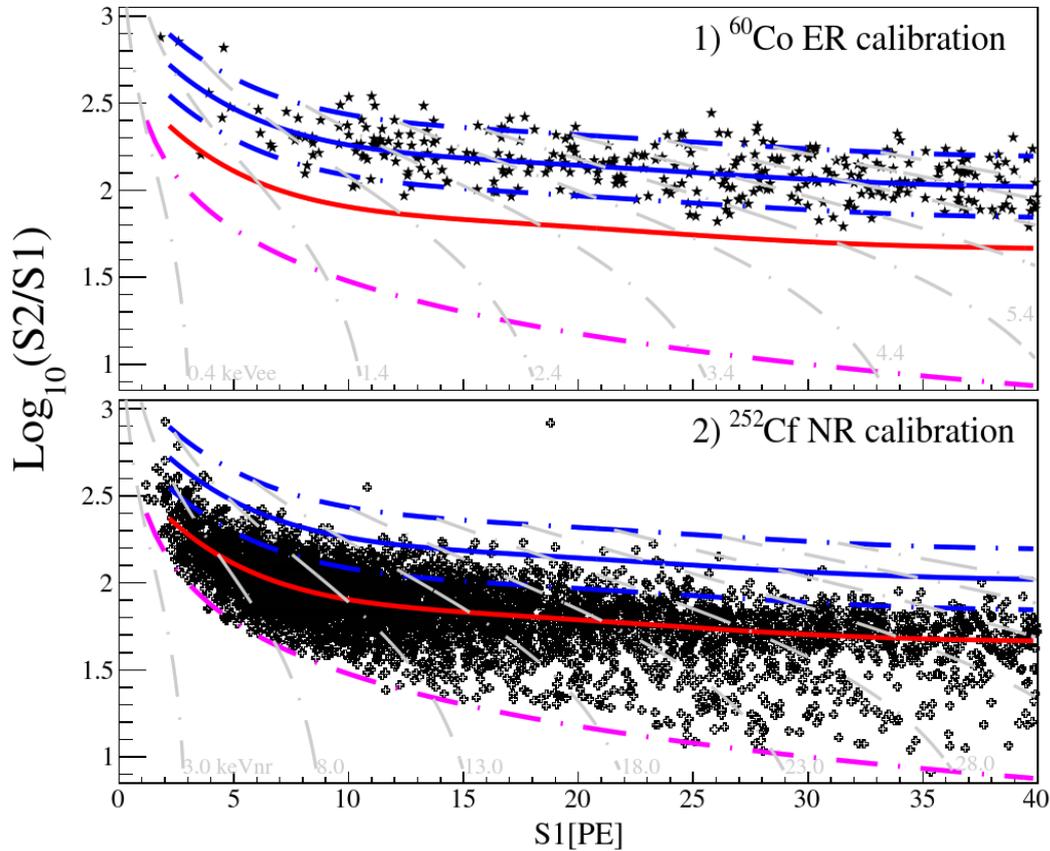


图 5-26: 上图与下图分别是在探测器置信区域内得到的从 ^{60}Co 及 ^{252}Cf 标定数据得到的电子反冲及核反冲的信号带。图中蓝色和红色实线分别代表了信号带的中心线(高斯平均中心)的拟合曲线。蓝色点虚线代表了电子反冲 $\pm 2\sigma$ 的边界。粉色点虚线为300 PE的S2阈值。上下两图中众多的灰色点虚线分别是电子反冲和核反冲重建能量的等能线。

Figure 5-26: The ER and NR bands from ^{60}Co (top panel) and ^{252}Cf (bottom panel) calibration data, respectively, in the fiducial volume are shown. The blue and red solid lines represent the fit to the Gaussian means of the ER and NRs, respectively. The dashed-dotted blue lines are the $\pm 2\sigma$ boundaries of the ER band, and dashed-dotted magenta line corresponds to the software threshold of 300 PE on S2 (bottom). The dashed-dotted gray lines in top and bottom panel indicate the combined energy scale for ER and NR, respectively.

PandaX实验S1的探测窗口设定为2至30 PE, 对应于等效电子反冲能为1.3至7.0 keV_{ee}和等效核反冲能量为5.2至29.8 keV_{nr}。另外在PandaX第一批数据中为了去除一些“打火”S2, 数据中设定S2阈值为300 PE。

第一批数据中, 由于电子反冲事例的数据量不足, 我们假设电子反冲信号带

的宽度与S1无关⁶。高斯拟合S1探测窗口内电子反冲“平整”化参数 $\text{Log}_{10}(S2/S1) - \langle \text{Log}_{10}(S2/S1) \rangle_{er}(S1)$ 分布后得到，电子反冲带宽为 0.137 ± 0.008 （见图5-27）。根据上述信息计算的核反冲中心线以下电子反冲的泄露率为 $0.46 \pm 0.21\%$ ，其中误差来源于电子反冲信号的统计误差。而且在电子反冲标定数据中在S1探测窗口内，观测到219个事例分布在电子反冲信号带 $\pm 2\sigma$ 范围内。只有一个事例在核反冲中心线以下。用这两个数字估计的电子反冲泄漏率为 $0.46 \pm 0.46\%$ ，与之前估计值符合较好。

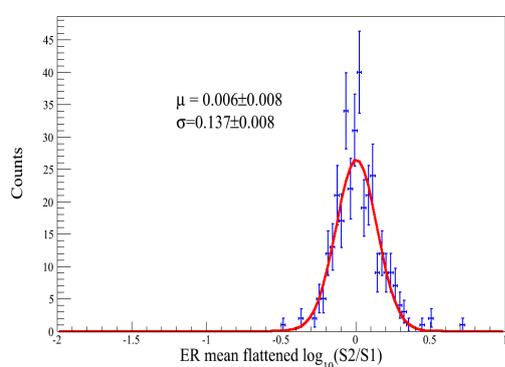


图 5-27: PandaX探测器置信区域内处于S1探测窗口中的电子反冲 $\text{Log}_{10}(S2/S1) - \langle \text{Log}_{10}(S2/S1) \rangle_{er}(S1)$ 的分布。高斯拟合显示信号带宽为 0.137 ± 0.008 。

Figure 5-27: The distribution of the “flattened” log parameter $\text{Log}_{10}(S2/S1) - \langle \text{Log}_{10}(S2/S1) \rangle_{er}(S1)$ of ERs with S1 in range of 2 to 30 PE. The Gaussian fit shows a band width of 0.137 ± 0.008 .

5.5 数据分析-支线课题

在进入最后对PandaX实验的暗物质数据的分析前，在此节中将介绍一些实验中的支线课题。这些课题虽然没有与主要的暗物质结果阐述有直接联系，但它们于对实验探测器的理解起到了不可或缺的作用。

5.5.1 PMT暗电流带来的影响

根据对LED标定数据监控结果显示，PandaX实验中平均每一个顶部与底部PMT的暗电流平均产生率分别是大约50赫兹和1千赫兹。较高的暗电流产生率会“模糊化”对低能量S1的分辨，从而对暗物质探测的结果产生影响。

其中一个直接的高暗电流产生率的后果是提高了实验探测窗口的S1阈值。不同PMT间的暗电流偶然叠加可以产生与S1相似的脉冲信号，导致事例真正的S1脉冲

⁶在其他实验中观测到信号带宽与S1有着微弱的关联 [36, 38]。

无法被检出。我们可以把暗电流的微分产生率写为以下的形式：

$$\frac{dR_{dc}}{dQ} = \sum_{k=1}^{\infty} N_{pmt}^k R_{pmt}^k \Delta t^{k-1} \frac{1}{\sqrt{2\pi k} \sigma_{spe}} \exp\left(-\frac{(Q-k)^2}{2k\sigma_{spe}^2}\right), \quad (5.15)$$

其中 Q 代表暗电流的电量大小； N_{pmt} 代表有效的PMT数目； R_{pmt} 代表一个PMT上的暗电流平均产生率； Δt 代表脉冲的时间窗口，即发生偶然叠加的时间窗口；以及 σ_{spe} 为PMT单光子信号涨落。

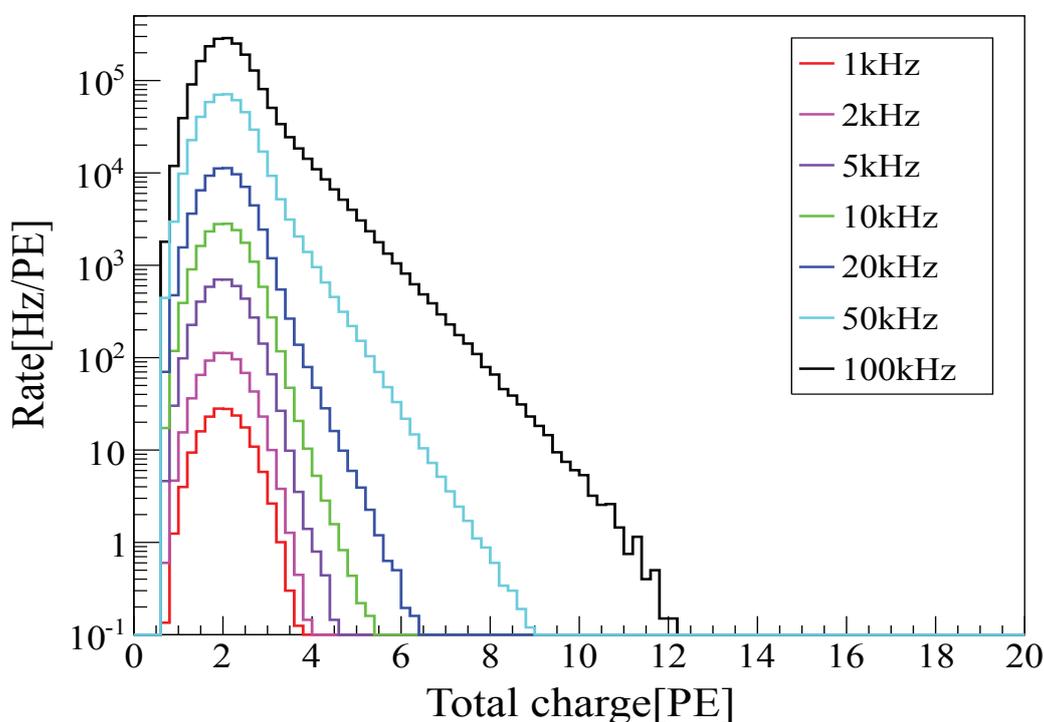


图 5-28: 图为模拟的总暗电流S1谱。模拟基于式5.15并要求符合度大于1。

Figure 5-28: The simulated spectra of dark count based on Eq. 5.15 and a coincidence level of >1 .

在PRP数据中，一次符合的S1阈值（hit threshold）设定为0.3 PE且要求一个S1至少要有符合为2。利用蒙特卡洛投点法（MC）根据式5.15，并结合符合条件模拟了在不同单个PMT暗电流水平下的总暗电流S1谱，如图5-28所示。因为顶部PMT的暗电流产生率相比底部PMT来说非常小，所以在模拟中忽略顶部PMT暗电流的作用。由此设定的参数为： $N_{pmt}=35$ （两个底部PMT没有工作）； $R_{pmt}=1 \text{ kHz}$ ； $\Delta t=60 \text{ ns}$ ； $\sigma_{spe}=0.35$ 。

则暗点流出现在一个事例的前半波形内的概率，即暗电流与一个正常事例偶合

的概率， $P(S1_{thre})$ 为：

$$P(S1_{thre}) = \Delta T \int_{S1_{thre}} \frac{dR_{dc}}{dQ} dQ, \quad (5-16)$$

其中PandaX前半波形时长为 $\Delta T=100\mu s$ 。图5-29左图所示有，暗电流与正常事例偶合概率 $P(S1_{thre})$ 在不同单PMT暗电流产生率的情况下与设定的S1电量阈值之间的关系。S1的阈值则可由偶合概率 $P=0.01$ 的阈值确定，即要求在确定的S1阈值之上暗电流与正常事例的偶合概率要小于1%。图5-29右图所示的是，由此确定的S1阈值与单PMT暗电流产生率间的关系。它显示在PandaX的PMT暗电流（1kHz）的情况下，2PE的S1阈值是足够的。

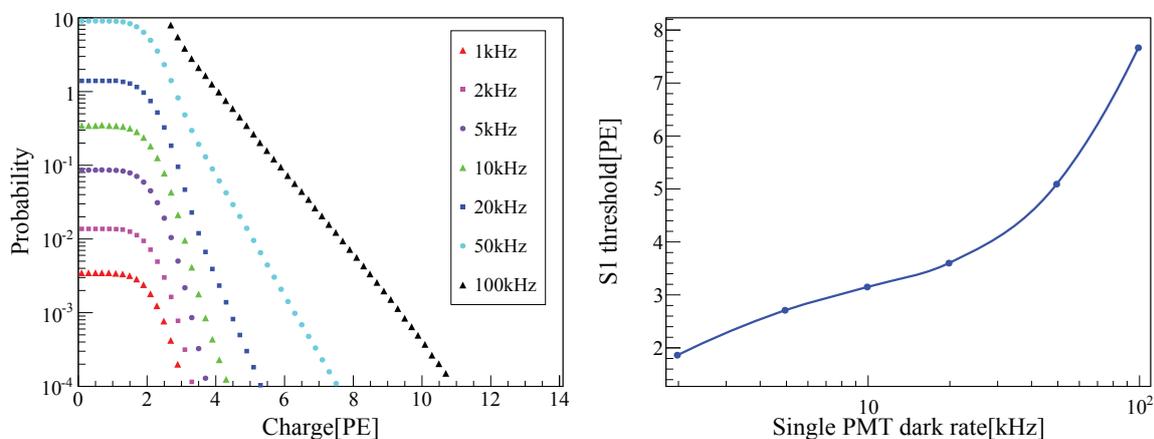


图 5-29: (左图) PMT暗电流和正常事例偶合的概率在不同PMT暗电流产生率条件下，与设定的S1阈值间的关系。(右图) 偶合率为1%的S1阈值，与暗电流产生率间的关系。

Figure 5-29: (Left panel) The probability of the dark count to appear in the first half recorded window, as a function of the set threshold. (Right panel) The S1 threshold, to make the probability 0.01, as a function of dark rate level.

5.5.2 电子寿命的时间演化

在2014年五月开始的PandaX正式数据采集前有着几个月的调试运行。调试运行期间⁷，制冷机与循环泵有着几次的停机重启过程。在制冷机和循环泵的重启后发现，通过 ^{137}Cs 放射源数据得到的662 keV伽马的光产率（light yield）在一天之内就可以恢复到了平衡稳定的状态。而电子寿命通常则需要几天的时间来重新到达稳定平衡的状态。图5-30的上下图分别示有光产率和电子寿命在调试运行阶段的演化。

探测器对662 keV伽马的光产率的具体数值，是通过使用一个指数函数加高斯拟合 ^{137}Cs 数据S1信号谱得到。为了得到电子寿命的数值，使用数据中有效区域半径内

⁷调试运行中，电极所加的电压与正式运行不同。但对于监控电子寿命关系不大。

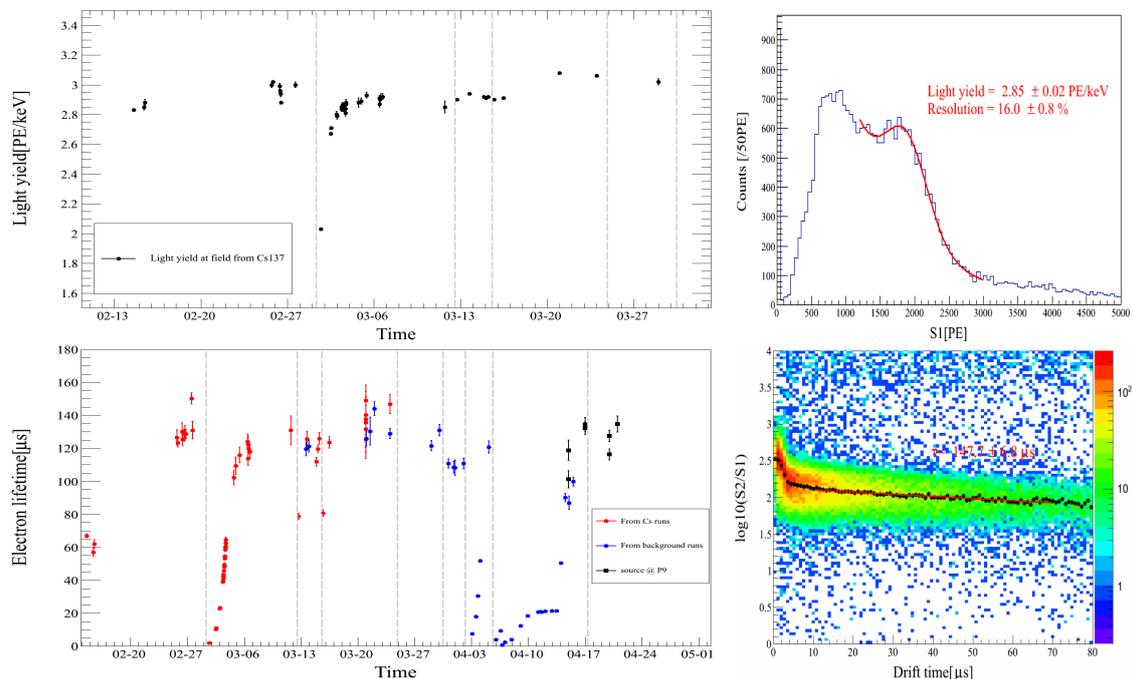


图 5-30: 左上及左下图分别示有在调试运行阶段, 光产率和电子寿命随时间的演化。在右上图中给出的是从 ^{137}Cs 数据中得到的S1信号谱。S1信号谱使用指数函数加高斯函数拟合, 得到探测器对662 keV伽马的光产率。在右下图则给出 ^{137}Cs 数据中事例的 $\text{Log}_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ 和漂移时间的二维分布。分布的中位值用一次函数拟合得到电子寿命的数值。灰色的虚线代表着在调试运行中, 制冷机或循环泵重启的时间点。

Figure 5-30: The evolutions of the light yields and the electron lifetimes are shown in the left plots of the top and bottom panel, respectively. An S1 spectrum from ^{137}Cs data is shown in the right plot of the top panel. The spectrum is fitted by an exponential plus Gaussian to get the light yield for the 662 keV gamma rays. In the right plot of the bottom panel shows the event distribution from ^{137}Cs data of $\text{Log}_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ verse the drift time. The medians of the distribution are fitted by a linear function in order to get the value of the electron lifetime. The dashed gray lines indicate the time points that either the compressor or the recirculation pump was stopped.

所有事例的 $\text{Log}_{10}(\text{S2}/\text{S1})$ 对漂移时间的二维分布。因为此分布对能量依赖性弱, 所以可以不需要选取全吸收事例从而拥有更大的统计量。二维分布的中位值使用线性函数拟合得到电子寿命的值。在此需要指出的是, 得到的电子寿命与准确的电子寿命相差一个系数; 但是对于监控电子寿命的时间演化不构成影响。

尤其是在3月1日的制冷机重启后, 采集了许多的数据来测量电子寿命的演化(见图5-31)。如小节2.3和方程2.17中所讨论过的, 电子寿命 τ_e 反比于杂质吸附电子的吸附率 k 和杂质浓度 $[I]$ 的乘积: $\tau_e = (k [I])^{-1}$ 。PandaX实验使用一个SAES吸气器来提纯氙。吸气器主要是利用钨合金与杂质间不可逆的吸附作用来去除杂质。因此,

提纯的过程可以被简单模型化为：

$$\frac{d[I]}{dt} = -K[I] + \Lambda, \quad (5.17)$$

其中K代表提纯材料的提纯率， Λ 代表着杂质的产生率（由探测器外漏进或由材料放气产生）。方程的解为：

$$[I] = \left([I]_0 - \frac{\Lambda}{K} \right) e^{-Kt} + \frac{\Lambda}{K}. \quad (5.18)$$

把[I]用电子寿命代替 $[I] = (k \tau_e)^{-1}$ ，得到：

$$\tau_e = \frac{1}{k(1/(k\tau_e(0)) - \Lambda/K)e^{-Kt} + k\Lambda/K}. \quad (5.19)$$

式5.19说明电子寿命的时间演化应该满足费米-狄拉克函数。使用式5.19拟合3月1日制冷机重启后的电子寿命数据（见图5-31），发现可以较好的描述电子寿命的演化过程。

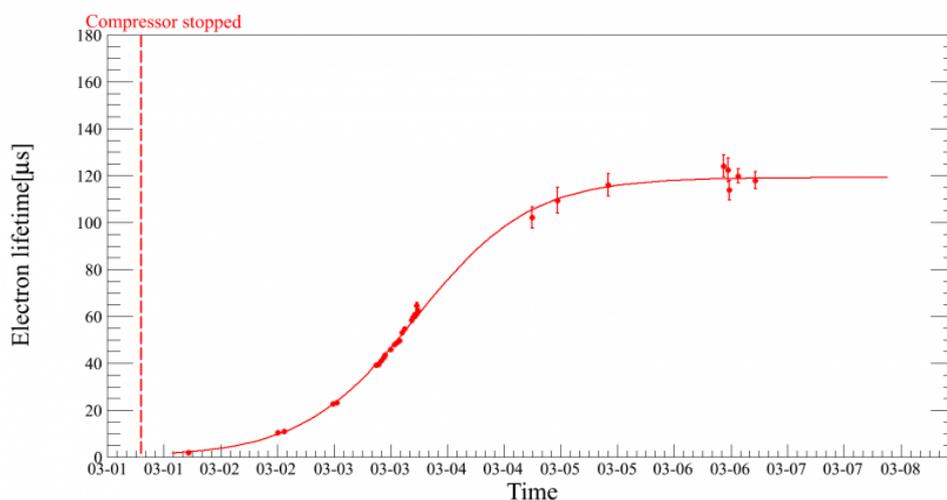


图 5-31: 3月1日调试运行阶段，制冷机重启后电子寿命的测量数据，并使用式5.19对数据进行拟合。

Figure 5-31: The fit using Eq. 5.19 to the τ_e evolution after the compressor stopped on March 1st.

但是，尽管几天内的电子寿命演化满足费米-狄拉克函数。几周时间尺度上的演化却发现与预期的费米-狄拉克函数有差异。这主要是由于在制冷机重启后，探测器内的杂质组成是由某一种特定的杂质（二氧化碳）主导。所以短时间内电子寿命的演化也代表着二氧化碳杂质浓度的演化。而当二氧化碳被提纯到足够的浓度以下后，

其他杂质的演化开始被凸显出来。锆合金比较难以吸附的杂质拥有小的提纯率K，从而使这些杂质浓度需要非常长的时间到达平衡稳定。

5.5.3 氦含量

在探测器中所有的放射性本底中， ^{85}Kr 是其中最为致命的一个。因为它主要通过Q值为687 keV的贝塔衰变通道放出一个贝塔粒子，半衰期长达10.76年。此外氦气体自然存在于空气当中，所以它很有可能漏进探测器里并均匀分布于探测器最中心而外部伽马无法到达的有效区域。PandaX正式运行使用的氙，是经过精馏技术提纯过氦的^[95]。精馏技术预期能够使氙中的氦浓度低于100 ppt的量级。

在数据中通过 ^{85}Kr 的一个特别地衰变通道可以来估计氦含量。 ^{85}Kr 有0.483%分支比概率会衰变至半稳态 ^{85m}Rb 。半稳态 ^{85m}Rb 的半衰期只有1.015微秒，所以在极短的时间内它会退激发至基态并放出514 keV的伽马射线。 ^{85}Kr 的完整衰变图见图5-32^[102]。1微秒左右的半衰期使得一部分此类衰变事例的S1可以被区分开，即此类事例有两个S1脉冲。一般称其为延迟符合事例（delayed coincidence event）。

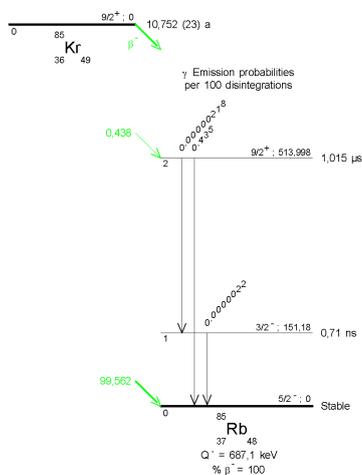


图 5-32: ^{85}Kr 的衰变图。图片来自^[102]。

Figure 5-32: The decay scheme of ^{85}Kr . The scheme is taken from^[102].

基于上述的 ^{85}Kr 半稳态贝塔衰变的特征，使用以下的甄选条件来选择延迟符合事例：

- ▶ 在波形中有两个S1被检出，且较小的S1 ($S1_\beta$) 时间上在较大S1 ($S1_\gamma$) 之前。
- ▶ $S1_\gamma$ 的等效能量 ($S1_\gamma$ 除以514 keV伽马的推算光产率) 在400至700 keV的范围内。

- ▶ $S1_\beta$ 的等效能量在10至200 keV内。
- ▶ $S1_\gamma$ 与 $S1_\beta$ 的时间间隔要大于300纳秒且小于3微秒。

图5-33是一个数据中找到的候选延迟符合事例的波形。

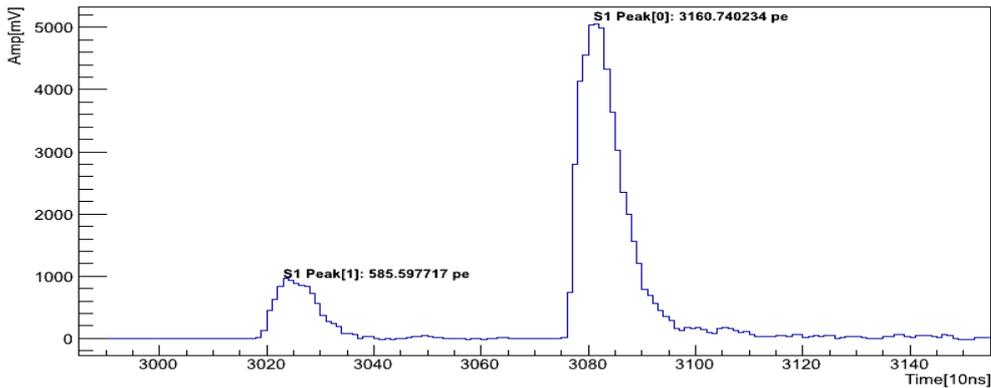


图 5-33: 一个延迟符合事例的波形。

Figure 5-33: One waveform of the delayed coincidence event.

根据NIST数据库^[98]的数据，514 keV伽马在液氙中衰减长度约为3.3厘米。而且在500 keV左右的能量范围，伽马在液氙中非相干散射（康普顿散射）的散射截面与全吸收的截面相当。也就是说，514 keV伽马有可能会逃逸出探测区域，或通过多步散射沉积很小部分能量。这样的话液氙时间投影室对514 keV伽马应有一个本征的探测效率。另一方面，贝塔粒子在液氙中的“制动”率（stopping power）值较大，可以假设探测器对其的本征探测效率为100%。此外当然甄选的效率也要被考虑在内。

为了得到对514 keV伽马的探测器本征探测效率及甄选带来的效率，我对伽马在探测器中的传播做了一个简单的小型模拟。模拟以NIST数据库^[98]中伽马在液氙中康普顿散射及全吸收的散射截面为基础，并假设514 keV伽马源在探测区域内均匀分布。每一次康普顿散射的角分布都满足克莱因-仁科公式：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]} \right], \quad (5.20)$$

其中 $\gamma = E_\gamma/m_e c^2$ 。同时可以认为贝塔 $S1_\beta$ 谱应满足于费米的衰变理论：

$$N(K_e) = C \sqrt{K_e^2 + 2K_e^2 m_e c^2 (Q - K_e)^2 (K_e + m_e c^2)} F(K_e), \quad (5.21)$$

C是比例系数， K_e 是贝塔粒子的动能。Q为贝塔衰变的截止能，对于 ^{85}Kr 半稳态衰变来说Q值为173 keV。 $F(K_e)$ 为费米函数：

$$F(K_e) = \frac{1}{e^{(K_e - E_F)/kT} + 1}, \quad (5.22)$$

其中 E_F 为费米能级，与具体的原子核类型有关。k是玻尔兹曼常数，T是温度。在液氙温度下，kT的值大约为0.014 eV且费米能级 E_F 对大多数位素都在几个电子伏的量级。在此情况下，几个至几十千电子伏能量的贝塔粒子的费米函数数值接近0。因而方程5.21中的费米函数项在此分析中可以忽略。

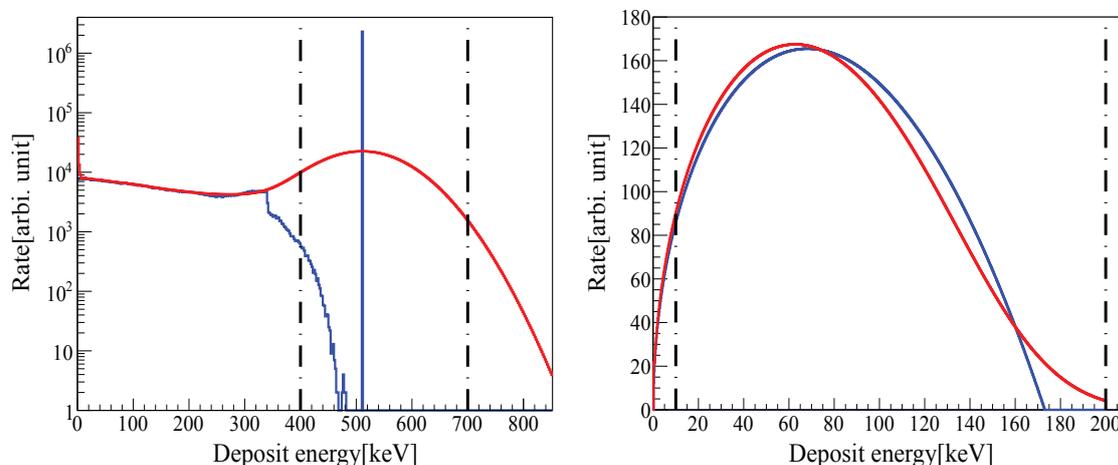


图 5-34: (左图) 蓝色曲线代表着模拟显示的探测器中均匀分布的514 keV源，在探测器沉积能谱。红色曲线代表的是，使用16%能量分辨率 (σ/E) 矫正后的能谱。(右图) 蓝色曲线为根据费米衰变理论计算的贝塔谱。红色曲线则是16%能量分辨率矫正后的能谱。在两图中，黑色虚线分别代表在氙含量的分析中伽马和贝塔的能量甄选上下限。

Figure 5-34: (Left panel) The blue curve corresponds to the original simulated spectrum of deposit energy by 514 keV gamma source that is uniformly distributed in liquid xenon. The red curve represents the spectrum after an energy smearing with 16% resolution (σ/E). (Right panel) The blue curve is the calculated spectrum of a beta decay energy, following Fermi's theory. The red curve is the smeared spectrum (16% resolution). In both panels, the black dashed lines represents the lower and upper limit of the energy cut.

如图5-34所示分别为模拟和计算的延迟符合事例的伽马及贝塔能谱，同时给出的还有根据662 keV得到的S1信号以16%能量分辨率矫正 (energy smear) 后的能谱。图中的黑色虚线代表的是对于伽马和贝塔的能量甄选条件。结果显示对于伽马，本征的探测效率为81.8%而能量甄选的效率为63.6%。对于贝塔，能量的甄选效率为97.1%。

经过计算，对于延迟符合事例伽马与贝塔信号时间差的甄选有68.6%的效率。

另外，为了进一步保障选出事例的质量，额外还加了一项要求甄选出的伽马和贝塔S1顶部底部PMT信号分布比要大于5。此甄选的效率估计为99.3%以上。在表5-3总结了所有的效率值。

表 5-3: ^{85}Kr 半稳态衰变探测的效率。

Table 5-3: The efficiencies of detecting ^{85}Kr metastable decay.

Gamma efficiency[%]	Intrinsic detection	Energy selection	Bottom-to-top ratio
	81.8	63.6	99.3
Beta efficiency[%]	Intrinsic detection	Energy selection	Bottom-to-top ratio
	~100	97.1	99.3
Time separation efficiency[%]	68.6		
Total efficiency ε [%]	34.2		

在延迟符合事例的探测中，主要的本底来自于两个互相独立事例S1的偶合 (accidental overlap)。从背景数据中保守估计，在120公斤的总探测灵敏区，等效能量满足延迟符合事例伽马S1甄选能量（400–700 keV）的事例率为0.41 Hz，满足贝塔S1甄选能量（10–200 keV）的事例率为0.58 Hz。以此给出的偶合事例背景（偶合窗口2.7微秒）为0.055个每天。

从延迟符合信号角度来说，它在探测器120 kg灵敏区域内的发生率可以写为：

$$R_{dc} = \frac{120 \text{ kg}}{131 \text{ g/mol}} \cdot N_A \cdot [\text{Kr}] \cdot \frac{IB\varepsilon}{\tau}. \quad (5.23)$$

I是 ^{85}Kr 的自然丰度，设为 2×10^{-11} 。半稳态衰变分支比B为0.438%， ^{85}Kr 的衰变半衰期为 $\tau = 15.52 \text{ yr}$ ，以及对于延迟符合事例的总探测效率为 $\varepsilon = 0.342$ 。液氙中1 ppb浓度的氙含量（ $[\text{Kr}] = 10^{-9}$ ）可以导致2.92个事例每天的延迟符合事例产生率。在PandaX的17.4天的背景数据中，发现有1个候选的延迟符合事例，而预期的偶合背景为0.957个事例。根据费尔德曼-卡金斯统计理论^[103]，在90%的置信度下这对应于67 ppt的上限浓度。而此浓度值也与使用冷凝管技术^[104]测得的数值相符。

5.5.4 中子X事例的估计

中子X指的是一类特殊的核反冲事例。此类事例是由多步的散射构成，但其中只有一步散射发生在探测器的灵敏区域。发生在非灵敏区（主要为阴极之下的液氙区）散射的S1信号仍然会被探测到，但它的逃逸电子无法被正确地漂移至正比放大

区，从而缺损了S2信号。因此中子X事例一般有更小的S2-S1比值，且中子X事例也是图5-26所示信号带中那些有较小 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 值的事例来源。

除了完整模拟探测器对外部中子源的响应外，同样也可以通过实际数据中的双步散射数据来对中子X的强度作一阶估计。在中子标定时，中子源放置于探测器的顶部以上区域，从而中子标定源类似于从上而下的中子雨。这样探测器中的中子碰撞事例位置分布可以简单近似为指数形式：

$$f(Z) = \frac{1}{l} \exp\left(-\frac{Z}{l}\right), \quad (5.24)$$

其中 l 为中子在液氙中Z轴方向的等效衰减长度。让我们首先假设已经有一步的散射发生于灵敏区域，且散射的发生位置在Z轴上相距阴极 d_0 。阴极之下的液氙区厚度为 d 。则发生中子X事例的概率可以写为：

$$P_X = \frac{P_{bc}}{P_{single}} = \frac{\int_{d_0}^{d_0+d} f(Z) dZ}{\int_{d_0}^{\infty} f(Z) dZ} = 1 - \exp\left(-\frac{d}{l}\right). \quad (5.25)$$

在数据中，Z轴的位置是用漂移时间等效替代。在PandaX中子标定数据中， d 的等效漂移时间为29微秒。

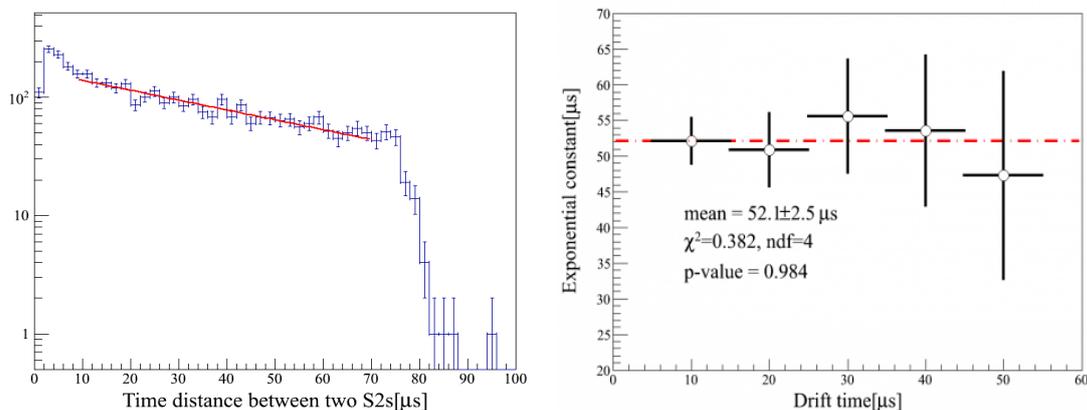


图 5-35: (左图) 第一步S2漂移时间处于5至15微秒范围内的双步散射事例的两步散射漂移时间差的分布。分布使用指数函数拟合得到中子在液氙中等效Z方向衰减常数 l 的值。(右图) 选取不同的第一步S2的位置范围得到的Z方向等效衰减常数。

Figure 5-35: (Left panel) The distribution of time distances between two S2s in double-scatter events with the drift time of the first S2 in range of 5 to 15 μs . (Right panel) The exponential attenuation constants with different drift time constrains of the first S2.

在数据中选用S1在10至50 PE的双步散射的数据，来确定方程5.25中 l 的值。图5-

35的左图为选取的双步散射事例中，第一步S2的漂移时间在5至15微秒范围内事例的两步散射漂移时间差的分布。分布使用指数函数拟合得到中子在液氩中等效Z方向衰减常数 λ 的值。此外对于不同的第一步S2漂移时间限制得到的 λ 值，对其做一次标准卡方检验。结果显示p值为0.984， λ 的值与Z位置没有明显依赖关系。平均 λ 值为 $52.1 \pm 2.5 \mu\text{s}$ 。

从而根据式5-25计算得到中子X数据的产生概率为42.7%。如果假设双步散射中的两步散射间相互对称，则可以得到S2信号损失超过一半的中子X事例的出现概率为21%。这个数值与数据中得到的数值24.4%相当（出现在中子带中心线之下0.3以下的事例比例）。

5.6 数据分析-结果阐述

在PandaX的第一轮数据中，我们使用简单的基于费尔德曼-卡金斯统计理论^[103]的“计数”法（counting method）来阐述暗物质探测结果。但在得到最终的结果前，需要首先对暗物质探测的效率以及暗物质信号的分辨率修正进行估计。

5.6.1 暗物质探测效率估计

总的PandaX探测器对暗物质信号的探测效率可认为由三部分构成：甄选条件的效率、探测窗口的效率、以及探测阈值（主要为S2阈值的影响）的效率。三部分的乘积为总效率。在此需要提及的是，PRP中使用式5-14所阐述的核反冲的重建能量 E_{nrc} 作为事例的能标。

基础信号质量甄选条件中，除了对S1符合的甄选外，其他都认为对暗物质信号拥有100%的效率。总的甄选效率是所有单个甄选条件的效率乘积。而单个甄选条件的效率以一个保守的N-1法估计：

$$A_k(E_{nrc}) = \frac{U(\text{all cuts without cut } k)}{U(\text{all cuts})},$$

$$A(E_{nrc}) = \prod_k A_k(E_{nrc}). \quad (5.26)$$

式中的U代表数据样本，使用的是 ^{252}Cf 中子标定的数据。因为中子源核反冲信号与暗物质信号较为接近且在低能区拥有较大数据量。图5-36下图中显示有估计的甄选条件的总效率，其中的误差为所有单甄选条件效率的误差的二项式型误差传递。且图中也包含了PandaX另一内部分析UDM组所提供的联合甄选的效率。

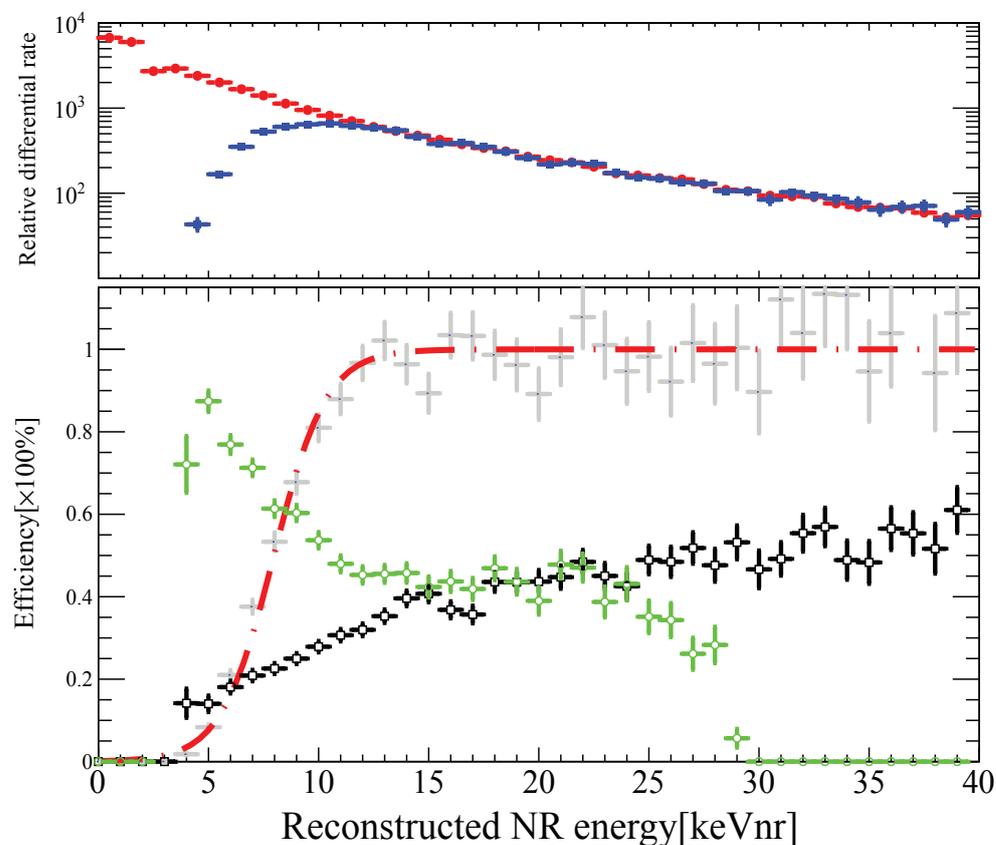


图 5-36: (上图) 数据中 E_{nrc} 能谱(蓝线)与MC模拟的能谱(红线)的比较。(下图) 灰色为比较数据与模拟能谱得出的探测阈值的效率。使用费米-狄拉克函数拟合, 如红色点虚线所示。黑色以及绿色分别代表甄选条件与探测窗口的效率。
 Figure 5-36: (Top panel) The comparison of the E_{nrc} spectra from MC (red) and neutron calibration data (blue). (Bottom panel) The gray line bars represent the efficiency of the S2 software threshold, and the red dashed-dotted line is the Fermi-Dirac fit to the gray. The black circles and the green bars are the acceptances of the cuts and the WIMP detection window, respectively.

第一轮PandaX数据中, PRP定义的暗物质探测窗口为S1从2至30 PE范围, 且在 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 对S1空间上处于中子信号带中心线以下的参数空间。此探测窗口的效率估计方法与方程5-26一致, 所得的效率在图5-36下图所示。

在估计探测效率的过程中, 只有对于探测阈值的效率估计需要与模拟相关。从Geant4^[72]模拟中, 得到有 ^{252}Cf 中子源在探测器中沉积能谱(能谱可以用双指数分布描述, 指数常数分别为2.1和8.1 keV, 强度比为4.1)。在此能谱的基础下, 核反冲信号S1-S2分布由MC投点法模拟得到。模拟需要用到的参数为PDE和CA(小

节5.4.2), 以及能量沉积的光子产生率和电子产生率 (NEST模型^[53])。S1和S2的涨落分别由探测到的光子数和漂移的电子数的统计涨落决定, 如章节4.2所介绍的。最后把甄选条件的效率乘以MC模拟得到的S1-S2重建能量能谱, 得到模拟最终能谱。使模拟能谱与数据重建能谱在20 keV_{nr}以上匹配后, 比较俩能谱在低能的区别得到探测阈值的效率, 如图5-36中灰色数据。阈值效率使用费米-狄拉克函数拟合, 在12 keV_{nr}以上达到100%效率。

5.6.2 基于能量分辨率的暗物质能谱矫正

为了能够预言与数据更为匹配的暗物质能谱, 方程1.7需要进行基于能量分辨率的矫正:

$$\frac{dR}{dE_{nrc}} = \int \frac{dR}{dE_{nr}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{nrc}} \cdot \exp\left(-\frac{(E_{nrc} - E_{nr})^2}{2\sigma_{nrc}^2}\right) dE_{nr}. \quad (5.27)$$

参数化低能区的核反冲能量分辨率 σ_{nrc}/E_{nrc} , 使用中子-¹²⁹Xe和中子-¹³¹Xe非弹性碰撞事例的重建能量分辨率, 分别为8.2%和6.1%。认为低能量电子反冲的能量分辨率满足经验公式:

$$\frac{\sigma_c}{E_c} = \frac{1}{\sqrt{\zeta E_c}}, \quad (5.28)$$

其中 ζ 通过中子非弹性碰撞事例分辨率计算为3.58。考虑到核反冲重建能量分辨率还需代入Lindhard系数L(E_{nrc}):

$$\frac{\sigma_{nrc}}{E_{nrc}} = \sqrt{\frac{1}{\zeta L(E_{nrc}) E_{nrc}}}. \quad (5.29)$$

5.6.3 PandaX第一轮暗物质探测结果 (PRP分析)

在PandaX第一轮17.4天的暗物质数据内, 在有效区域 (37公斤) 内没有候选事例在定义的探测窗口内被发现。图5-37示有暗物质数据的信号空间分布。一共有53个S1在2-30 PE的事例, 处于电子反冲信号带的 $\pm 2\sigma$ 区域内。根据估计的 $0.46 \pm 0.21\%$ 的本底伽马泄露率 (小节5.4.5), 本底的预期为 0.24 ± 0.11 个事例。则PandaX第一轮数据的结果阐述为, 在0.24个预期本底下观测到0个事例的统计上限。统计模型使用费尔德曼-卡金斯统计理论^[103], 上限曲线见图5-37。同时图中也显示了另一分析小组UDM给出的上限曲线。因为UDM使用的与PRP联合甄选拥有更高的效率, 所以给出的上限曲线更低。两条上限曲线同时显示, PandaX第一期

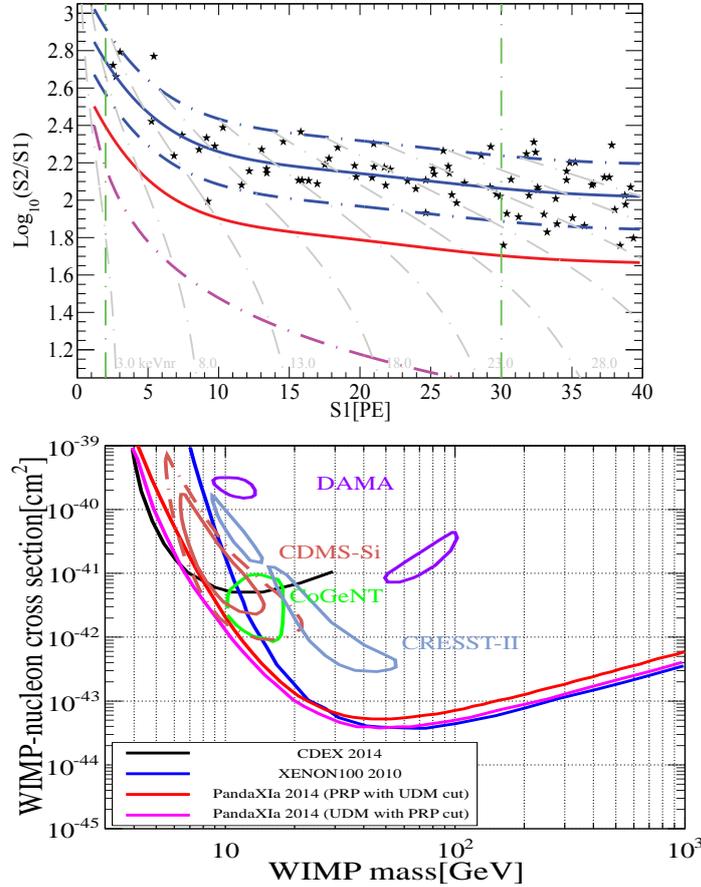


图 5-37: (上图) 星形点为暗物质探测数据中通过所有甄选条件且在有效区域内的低能事例。粉色点虚线代表着300 PE的S2阈值。蓝色和红色实线分别代表电子反冲与核反冲信号带的中心线。蓝色点虚线是电子反冲信号带 $\pm 2\sigma$ 边界。探测的窗口定义为S1从2至30 PE (分别由绿色虚线显示), 且 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 低于核反冲中心线的信号空间。灰色点虚线代表着重建能量的等能线。(下图) PandaX第一轮数据得到的上限曲线, 有粉色 (PRP) 和红色 (UDM) 实线表示。同时由CDEX^[105]和XENON100^[44]实验第一轮数据得到的上限也在图上标出。DAMA^[3], CoGeNT^[4], CRESST-II^[5]以及CDMS-Si^[6]给出的低质量暗物质参数区域也在图中以不同的颜色标出

Figure 5-37: (Top panel) The stars correspond to the low energy events in dark matter search that appeared in the fiducial volume after all the cuts. The magenta dashed-dotted line represents the $S2$ software threshold of 300 PE. The blue and red solid lines are the medians of ER and NR bands, respectively. The blue dashed-dotted lines are the $\pm 2\sigma$ boundaries of the ER band. The detection window is defined as the below-NR-median region with $S1$ in range of 2 to 30 PE, which are indicated by the green dashed lines. The gray dashed-dotted lines represent the combined NR energy scale $E_{nr,c}$. (Bottom panel) The upperlimit of PandaX first result is shown, with red line representing the upperlimit from PRP with UDM cuts and red line the UDM upperlimit with PRP cuts. The upperlimits given by CDEX^[105] and the first result of XENON100^[44] are also plotted. The parameter regions of light dark matter given by DAMA^[3], CoGeNT^[4], CRESST-II^[5] and CDMS-Si^[6] are shown with different colors in the plot.

的第一批数据已经排除了CoGeNT、DAMA等大多试验给出的低质量暗物质参数区域。

5.7 小结

本章节介绍了本作者独立构建的一套PandaX数据处理分析系统（PRP）。系统涵盖了从原始数据的处理、信号重建、探测器标定刻度、至最后对于PandaX一期第一批数据的暗物质阐述之间的主要分析流程。PRP不只为PandaX另一数据处理分析系统UDM提供了联合的事例甄选条件，起到了互补作用，而且在PandaX暗物质阐述上与UDM相互校验，保证了最后结果的准确性。同时PRP对PandaX一期数据的分析研究，也为之后的PandaX二期数据分析打下了坚实的基础并积累了丰富的经验。

PandaX一期第一批17.4天的数据显示，在37公斤的有效区域内没有发现可疑的暗物质信号。在0.24个背景估计下计算得到的对于暗物质参数空间上限限制曲线（PRP分析）显示，PandaX在10和100GeV处分别可以排除暗物质与核子散射截面为 2.1×10^{-42} 和 $7.0 \times 10^{-44} \text{cm}^2$ 之上的参数空间。该结果排除了DAMA^[3]，CoGeNT^[4]，CRESST-II^[5]以及CDMS-Si^[6]给出的低质量暗物质可能的参数空间

第六章 总结和展望

6.1 总结

在21世纪，暗物质的直接探测已经成为最前沿的基本科学课题。伴随着探测技术的革新和实验精度的提高，暗物质的神秘面纱正在被逐渐揭示。本论文研究致力于利用液氙寻找低质量暗物质，在以下几方面得到了较好的研究结果：

- 一 成功地研制了一套具有高灵敏度的小型液氙时间投影室探测器。该探测器的X-Y位置分辨精度可达0.37毫米，并且拥有目前世界上同类探测器中的最佳能量分辨率。较低的系统涨落使该探测器拥有对液氙中低能信号更高的研究精度。
- 二 使用研制的小型液氙时间投影室对低能电子及核反冲测量表明：核反冲与现有的NEST信号模型符合较好；而电子反冲与NEST间有明显差异。我们通过实验数据更新了低能电子反冲在不同电压下的信号模型。该模型对于在液氙中寻找理论预言可能的与轻子作用暗物质信号有着积极的参考作用。
- 三 同时对于低能反冲的测量也表明，我们数据中电子反冲与核反冲的分辨能力比以往的实验给出的要好至少两个数量级。而且测得的分辨能力与电场没有强关联，与人们先前的预期不一致。通过构建液氙中的信号涨落模型，我们较好地解释了这一点。该结果也为下一代液氙暗物质探测器的优化指明了方向。
- 四 本论文第5章介绍了由本作者独立构建的一套PandaX数据处理分析系统（PRP）。该系统涵盖了从原始数据处理、信号重建、探测器刻度标定、至暗物质结果阐述间的分析流程。PRP分析与PandaX另一套独立分析系统UDM之间，实现了在分析上的互补与相互校验。PRP与UDM的联合分析表明，PandaX一期第一批17.4天数据没有发现疑似暗物质的信号。并且排除了DAMA^[3]，CoGeNT^[4]，CRESST-II^[5]以及CDMS-Si^[6]给出的低质量暗物质可能参数区域。

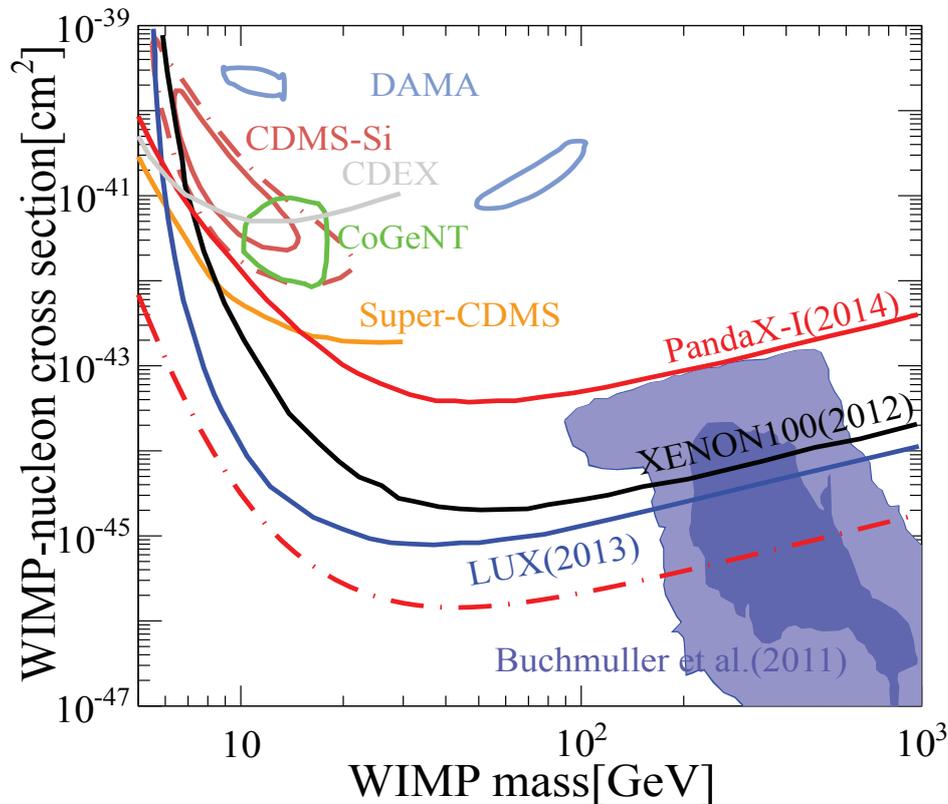


图 6-1: PandaX二期预期一年可以达到的对暗物质探测灵敏度, 图中以红色虚线表示。计算假设探测器光探测效率为10%, 且在一年的数据中将会有有一个本底事例。

Figure 6-1: The projected sensitivity of PandaX-II is shown as the red dashed line in the plot. The photon detection efficiency is assumed to be 10%, and 1 background is expected in 1-year detection with 300 kg volume.

6.2 展望

在2014年11月, PandaX一期已经完成了所有数据的采集。在第一批17.4天数据之后, 我们又继续采集了63天的PandaX第二批暗物质探测数据, 且第二批的分析结果也将在近期公布。同时探测器升级为二期并进入了调试阶段。二期探测器的高度从一期的15厘米加长至60厘米, 大大提高了探测器的有效区域质量。PandaX二期的目标在进一步探索低质量暗物质的同时, 也致力于对于超对称理论允许的高质量暗物质候选参数区域^[106]进行探索。PandaX二期300公斤有效质量在采集了一年的数据后可达到的预期灵敏度如图6-1所示。届时PandaX二期将对目前其他实验未曾探索过的暗物质参数区域进行暗物质的寻找。

表格索引

5-1 PandaX探测器的相关参数。	84
5-2 计算的PDE和CA。	99
5-3 ^{85}Kr 半稳态衰变探测的效率。	117

插图索引

- 1-1 左图为由鲁宾等^[8]所测量并给出的高亮星系旋转曲线。右图为NGC2403的旋转曲线。图中的实线为拟合曲线，考虑了三类引力的贡献：盘状星系中发光物质（虚线）、暗物质晕（点虚线）和星系中气体（点）。如果没有暗物质晕的贡献，就不能够解释星系外围观测到的平坦的星系旋转曲线。右图来自于^[9]。 2
- 1-2 左图为关于引力透镜的一个简单形象图示。右图为一个实际观测到的引力透镜效应产生的光扭曲（图像来自于：ESA/Hubble & NASA derivative work）。 3
- 1-3 子弹星系。红色区域显示从热重子气体来得X射线分布，蓝色区域则显示的是根据引力透镜观测重建的暗物质的分布（图像来自：Chandra X-Ray observatory: 1E 0657-56）。 4
- 1-4 Planck实验组测得的全周天的宇宙温度差分布^[11]。 5
- 1-5 Planck实验组给出的通过球谐展开CMB周天不均匀性所得的幂频谱^[11]。 6
- 1-6 暗物质数密度的演化。实线显示为，随着宇宙膨胀冷却而变化的暗物质热平衡密度。虚线则代表对于不同假设的 $\langle\sigma_a\nu\rangle$ ，所对应的暗物质“冻结”密度。图片来自^[14]。 7
- 1-7 在探测暗物质与普通物质碰撞时可用的信号通道。过去和现今在运行的暗物质实验也被一并归类。 9
- 1-8 左图：WIMP与靶核反冲的微分事例率（能谱），红色、紫红、黄色和蓝色曲线分布对应于靶核为硅、氩、锆以及氙时的WIMP反冲能谱。WIMP质量和反应截面被设为100 GeV和 10^{-44} cm²。右图：WIMP在与硅和氩核反冲的能谱。实线、虚线和点线分别对应于WIMP质量为5、10以及100 GeV的情况。 11

1-9	DAMA/LIBRA所观测到的年调制信号。图片来自 [3]。	12
1-10	上图：SDD中的典型气泡图。A) 为最小电离率宇宙射线。B) 为中子产生，且因为中子的自由程较小中子通常会产生若干点状气泡。C) 为可能的暗物质信号，暗物质信号只会有一个气泡产生。下图：不同温度下的SDD事例率，等效为信号能量的互补累积谱。图片来自 [28]。	14
1-11	左图：XMASS球形内结构。图片来自 [30]。右图：DAMA/LIBRA探测器的草图。图片来自 [3]。	15
1-12	在液氙中，电子反冲与核反冲信号得到的瞬发比重的分布。图片来自 [18]。	16
1-13	左图为CRESST探测器简图。右图为CRESST低能量事例光信号与热信号的分布。上部信号带主要为本底伽马事例，而下部红色虚线则代表着暗物质信号的可能分布区域。图片来自 [31]。	17
1-14	CDMS锗探测器测得的事例电离信号-能量（电离加热信号）分布。上部信号带（黑色点）对应于来自钷133伽马源的标定数据。下部信号带（灰色点）则对应于来自钷252中子源的标定数据。图片来自于 [34]。	19
1-15	TPC工作原理简图。	20
1-16	二相型液氙探测器中，事例在 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 对S1信号空间上的分布。上半部分为伽马标定数据，而下半部分为中子标定数据。图中的红线和蓝线分别代表着中子信号带和伽马信号带的中心线。可以看出两部分信号相互分离，使用S2-S1比例有着较好的鉴别灵敏度。图片来自 [44]。	21
1-17	DMTPC实验记录下的阿尔法粒子的4条轨迹。图片来自 [52]。	22
2-1	漂移电子在气-液氙面“提出”效率与气体中电场的关系。10 kV/cm气体电场可达100%的“提出”效率。图中数据来自于 [54,55]。图片来自于 [55]。	28
2-2	不同惰性气体的汤森德第一系数测量值。图片来自 [56]。	29
2-3	图示为电子在氙与氙气态和液态中的漂移速度。图片来自于 [61]。原始数据来自 [58-60]。	31

2-4	在液氙及液氙中电子扩散系数与电场的关系。在液氙中零点场下，扩散系数达到最大约为 $80\text{ cm}^2/\text{s}$ 。图片来自 [62]。	32
2-5	PMT的原理简图。图片来自 [67]。	34
2-6	左图为PMT基座的等效电路。右图为解耦器的等效电路。	35
2-7	不同 τ_1 下计算的S1波形。图片来自 [68]。	36
2-8	不同 τ_2 值下的正高压基座的S1输出波形。	37
3-1	小型TPC的实验系统配置简图。从左到右分别为：紧急气体存储罐、真空腔以及气体存储循环架。	40
3-2	(a) 真空系统的原始设计图，包括PTR、热交换器、热稳定器、内罐以及外罐。(b) 实际的真空制冷系统的照片。(c) 为了高压通道额外设计的底部加长。	41
3-3	(左图) 气体储存循环子系统的示意图。(右图) 实际气体储存循环子系统的照片。	42
3-4	(左图) 小型TPC探测器的内部结构示意图。(右图) 实际TPC探测器的组装照片。	43
3-5	(上图) 数据采集DAQ的简图。(下图) 小型TPC一个采集到的事例波形。事例的S1总信号大小为625 PE。底部PMT的S2大小为273,748 PE。	
	44	
3-6	(左图) 使用COMSOL有限元分析软件模拟得到的探测器主要区域(漂移区、正比闪烁区以及阴极一下的液氙区)的电场大小。门电极的电压设为-4 kV而阴极设为-5 kV。(右图) 黑色和红色圆圈分别代表在不同的阴极电压假设下，模拟得到的探测器有效区域内的电场大小和电场大小的相对涨落。黑色虚线代表的是根据平行板近似算得的理想的电场大小。	46
3-7	(上图) 左右波形分别是在PMT信号线性度测量中，只有LED ₁ 开启和俩LED都开启的情况下的信号波形。(下图) 绿色和蓝色区域分别代表在只有LED ₁ 开启和俩LED都开启的情况下的信号分布。	47

3-8	对于系统所用的R8520及R11410 PMT信号线性度的测量，分别以蓝色和红色曲线表示。图中空心圆圈、三角及方形分别代表底部PMT信号在测量164、236和662 keV伽马时（PMT增益的水平不同）的信号线性度水平。	48
3-9	阴极电压为-4.3 kV下残留S2脉冲的时间分布。图中从左至右两个峰分别代表来自门电极及阴极的残留脉冲。对于峰使用高斯函数来拟合。 .	49
3-10	(a) 和 (b) 分别为门电极和阴极的残留S2脉冲信号大小与事例主S2信号大小关系。(c) 示有不同阴极电压下残留信号对主S2信号的比例。比例基本不依赖于阴极电压。	50
3-11	黑色实线为以前所测量有的液氙中电子漂移速度随电场的变化，与图2-3中的曲线一致；原始的测量数据来源于 ^[58-60] 。图中的点、三角以及正方形代表着不同门电极及液位情况下，基于门电极和阴极残留脉冲漂移时间推算的电子漂移速度随漂移电场的关系。	51
3-12	上图为使用中子激发氙为伽马源的标定数据中，使用CoG算法重建的事例X-Y位置。下图则是利用最小卡方法比较数据与模拟得到的X-Y位置。	52
3-13	左图中示有在探测器置信区域内，在注入了中子激发氙后背景事例的S2-S1分布。右图为 ^{129m} Xe（粉色正方）和 ^{131m} Xe（蓝色三角）核衰变事例的事例率随时间的演化。演化使用指数函数拟合（实线）。 . .	53
3-14	（上图） ^{131m} Xe退激发伽马（164 keV）事例的S1信号在选取的区域内（ $ Y_{cog} < 4.88 \text{ mm}$ ）的位置依赖性校准图（R-Z）。蓝色实线代表了有效区域的定义，黑色虚线则标出了阴极与门电极的位置。（下图）左图显示的是事例S2-漂移时间的分布。分布的中位值（蓝色正方）使用指数函数拟合得到电子寿命的值。右图显示的是S2信号的位置依赖校正图（X-Y）。蓝色圆圈标出了有效区域的定义区域。	54
3-15	左右图分别给出的是在修正前后，1 kV/cm电场下中子激发氙信号的S1-S2分布。信号的修正根据图3-14给出的信号位置依赖校准图。 .	55

- 3-16 (上图)为2kV/cm电场下的中子激发氙数据。左图为事例的S1-S2分布,右图为基于164 keV重建能标的能谱。使用双高斯函数拟合得到,此能标下164 keV和236 keV的能量分辨率分别为2.35%和2.17%。若使用基于236 keV的重建能标,236 keV分辨率可改善至2.10%。(下图)为中子激发氙注入一段时间后,在500 V/cm电场下¹³⁷Cs的数据。所以在左图所示的事例S1-S2分布中,仍然隐约可见164 keV和236 keV的中子激发态氙退激发伽马线。右图所示为基于662 keV的重建能标。此能标下,164 keV和236 keV的重建能量分别为170和243 keV,以及能量标准差分别为4.36和6.70 keV。662 keV的能量分辨率(用指数加高斯函数拟合)可以到达1.60%,为本次性能测量中的最佳分辨率。 57
- 3-17 左图为本章所述的测试得到的小型TPC在不同电场下,对164、236及662 keV伽马的能量分辨率。右图为本测量的能量分辨率与其他先前实验^[74-76]测得的分分辨率的比较。虚线方程为 $\sigma/E = (0.65/\sqrt{E} + 0.83)\%$ 。 58
- 4-1 图为662 keV伽马全吸收事例在1 kV/cm漂移电场下S1光产率(上图)以及S2产率(下图)随时间的演化。在上下两张嵌图中分别给出了典型的S1和S2信号谱。信号谱使用指数函数加高斯函数进行拟合。而下图S2产率随时间的演化可以认为是一个线性的下降,下降的速率为 3.1 ± 0.3 PE/keV/day。 61
- 4-2 黑色数据点为不同电场下662 keV伽马全吸收事例的S1光产率和S2产率。红色实线为对S1-S2间的反相关作的线性拟合。 62
- 4-3 图示有残留S2脉冲到最大的S2脉冲(或S1脉冲)间漂移时间差的分布。图中的峰代表着从阴极产生的残留脉冲,使用高斯函数拟合。 63
- 4-4 左图和右图分别为Geant4模拟得到的小型TPC中电子反冲与核反冲的能谱。 64
- 4-5 图示为基于常数能谱的电子反冲,在500 V/cm电场下根据NEST v0.98^[80]给出的重结合比例模拟得到的S1-S2信号分布。a)为“纯”统计涨落得到,b)添加了10%的重结合比例系统误差。c)在b)的基础上加上了额外10%S1信号系统涨落,d)在c)的基础上加上10%S2信号系统涨落。 67

- 4-6 图示为基于图4-4右图所示能谱的核反冲，在500 V/cm电场下根据NEST v1.0^[80,81]给出的重结合比例模拟得到的S1-S2信号分布。a)为“纯”统计涨落得到，b)添加了10%的重结合比例系统误差。c)在b)的基础上加上了额外10%S1信号系统涨落，d)在c)的基础上加上10%S2信号系统涨落。 68
- 4-7 左图和右图分别为200 V/cm电场下数据和模拟得到的电子反冲及核反冲的S1-S2信号带。蓝线和红线分别代表了电子反冲和核反冲的中心线。实线为数据中而来，而虚线为模拟结果。模拟中采用的光子电子产生率基于NEST模型。电子反冲使用NEST v0.98^[53,80]，而核反冲使用最新的NEST v1.0^[80,81]。 69
- 4-8 图中蓝色及红色数据点为反冲测量中200 V/cm到4.2 kV/cm不同电场下的电子反冲与核反冲的中心值。红色虚线是基于NEST v1.0^[80,81]的核反冲信号模拟中心线。蓝色虚线为基于此次测量电子反冲最佳拟合模型（如图4-9所示）的电子反冲信号模拟中心线。同时绿色虚线为基于NEST的电子反冲信号模拟中心线，可以看到它总是低于数据点。 70
- 4-9 蓝色圈为通过比较数据与模拟得到的电子反冲最佳 $4\xi/N_i$ 。嵌图中显示扫描不同的 $4\xi/N_i$ 得到的模拟电子反冲中心线对数据的反冲中心线（200 V/cm）的 χ^2 ，而其中卡方最小点出现于 $4\xi/N_i=0.0212$ 时，得到的统计误差为0.0003。红色虚线为NEST模型使用的 $4\xi/N_i$ 值，而黑色方形为E. Dahl的测量^[83]。蓝色阴影代表了本次测量的系统误差，主要来自于PDE和CA的不确定性。得到的 $4\xi/N_i$ 数据点可以用拟合曲线 $4\xi/N_i = 0.037E^{-0.106}$ 来表示。 71
- 4-10 图为NEST模型和本次测量得到的最佳电子反冲模型，与现有的电场下光子电子产生率测量值^[85,86]的比较。红色圈为在3.75 kV/cm下测得的2.82 keV的电子产生率^[85]。而蓝色方形为450 V/cm电场下由伽马散射实验^[86]数据推导得出的光子产生率。蓝色阴影为散射实验给出的系统误差。 72
- 4-11 图示为众多实验测得的液氙中几百keV伽马S2信号分辨率（半高宽）随电场的关系。图中数据来自于^[87-92]。图片取自^[92]。 73
- 4-12 图示为S1分区为8-12 PE, 12-16 PE, 16-20 PE, 20-24 PE, 24-28 PE和28-32 PE分区，“平整”后 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 分布。蓝色为电子反冲，红色为核反冲。分布已经归一化。实线为对于分布的高斯拟合。 74

4-13	图中黑色圆圈代表不同电场下得到的电子反冲泄漏率。图从左至右从上到下分别为S1分区是8-12 PE, 12-16 PE, 16-20 PE, 20-24 PE, 24-28 PE和28-32 PE的数据。而蓝色及红色圆圈分别代表了电子反冲与核反冲的间隔, 以及电子反冲的宽度。	75
4-14	对于S2电离信号的分辨率(原始数据来自 ^[87-92])的拟合, 拟合使用方程4.7为基础并假设 $\Delta\alpha/\alpha$ 为常值。最佳拟合显示 $\Delta\alpha/\alpha=(24.2 \pm 0.6)\%$ 。	76
4-15	通过方程4.8拟合重结合比例涨落得到的 $\Delta\alpha/\alpha$ 值(假设在拟合能量范围内为常数)。蓝色为本次测量不同电场下得到的, 平均值为 $37.3 \pm 0.4\%$ 。而红色点为LUX的 $\Delta\alpha/\alpha=38.5\%$; 黑色点为XENON100的 $\Delta\alpha/\alpha=48.3 \pm 0.3\%$; 而粉色方形为ZEPLIN-III的 $\Delta\alpha/\alpha=67.5 \pm 1.2\%$ 。	77
4-16	上图为LUX ^[38] 、XENON100 ^[37] 、ZEPLIN-III ^[45] 实验, 以及本实验系统测量中200 V/cm、500 V/cm和4.2 kV/cm电场下数据得到的电子反冲信号带的宽度随S1的变化关系。下图为通过模拟比较数据中的电子反冲信号带宽度而得到的重结合比例涨落。两图中, 红色虚线代表LUX数据; 黑色圆圈代表XENON100数据; 粉红方形代表ZEPLIN-III数据; 而蓝色、绿色以及黄色圆圈分别代表本次测量200 V/cm、500 V/cm以及4.2 kV/cm电场下数据。下图中实线代表利用方程4.8模型化信号带宽度的拟合曲线。拟合中的 ξ 是基于本次测量在章节4.3中得到的值, 且假设 $\Delta\alpha/\alpha$ 为常值。	78
5-1	PandaX屏蔽结构示意图。	82
5-2	PandaX内罐结构。	82
5-3	PandaX TPC结构示意图。	83
5-4	两个PandaX采集到的典型波形(所有PMT加和且减去基线)。上图为单次散射事例, 下图为双重散射事例。	85
5-5	两个不同熵的S1脉冲波形。左图为一个正常的S1信号, 熵值为2.2。右图为一个噪音, 熵值为3.5。	87
5-6	两个不同卡方值的S2波形。左图为一正常S2, 而右图为一“气体”事例的S2脉冲。它们的积分电量接近。蓝色和红色的点虚线分别代表这S2脉冲的“低高宽”边界和整个S2的积分窗口边缘。	88

5-7	左图为一正常S1脉冲波形，游程数为8。右图为一噪音波形，游程数为17。	89
5-8	PandaX事例S2在顶部（左图）及底部（右图）PMT上的信号分布。两图中星形符号分别表示使用神经网络重建的X-Y位置。因为底部PMT排布更为紧密且有更大的尺寸，底部重建的位置更向中心偏离。	89
5-9	S1信号分布非对称性与S1信号的电量大小关系。	92
5-10	S1脉冲高度面积比与S1电量关系。	92
5-11	S1脉冲正绝比与S1电量的关系。	93
5-12	S2符合与S2电量大小的关系。	93
5-13	S2脉冲在顶部底部PMT上分布的非对称，与S2信号电量的关联。	94
5-14	S2脉冲高斯卡方与S2信号电量关系。	94
5-15	左图为一个实为双重散射，但在漂移时间上无法区分的S2在顶部PMT的信号分布。右图为使用NN和使用CoG算法重建的位置的差别。PRP对此位置差设定上限为4厘米作为甄选。	95
5-16	左图：PandaX背景事例的漂移时间分布（等效于Z分布）。红色虚线代表着有效区域的Z方向甄选。右图：PandaX背景事例的三维位置分布。蓝色虚线表示置信区域的选择。	96
5-17	左图和右图分别展示了一个R8520和R11410 PMT得到的电量谱。对电量谱的拟合给出此R8520的单光子增益为 $2.01 \times 10^7 e^-$ ，和此R11410单光电子增益为 $3.75 \times 10^7 e^-$ 。	97
5-18	中子非弹性碰撞产物， ^{129m}Xe 和 ^{131m}Xe 的衰变图。图片来自于报告 ^[101] 。	99
5-19	上图显示的是PandaX液氙时间投影室在中子源照射后，产生的信号S2与S1的二维分布。左下图与右下图分别对应一维的S1能谱和S2能谱。	100

5-20 PandaX探测器S1信号对于R-Z位置的依赖性。分布图基于中子- ¹²⁹ Xe非弹性碰撞事例样本。	103
5-21 中子- ¹²⁹ Xe非弹性碰撞事例的S2-漂移时间分布。	103
5-22 PandaX液氙漂移室中S2信号的X-Y依赖性。分布图是基于中子- ¹²⁹ Xe事例样本。	104
5-23 修正前后信号相应的比较。a) S2-S1分布。b) S2信号谱。c) 重建能谱。	105
5-24 数据在漂移时间-S2上的分布。	106
5-25 小S2信号谱。左图为所有PMT上的S2和，右图为只使用底部PMT上的S2和。	107
5-26 上图与下图分别是在探测器置信区域内从 ⁶⁰ Co及 ²⁵² Cf标定数据得到的电子反冲及核反冲的信号带。图中蓝色和红色实线分别代表了信号带的中心线（高斯平均中心）的拟合曲线。蓝色点虚线代表了电子反冲 $\pm 2\sigma$ 的边界。粉色点虚线为300 PE的S2阈值。上下两图中众多的灰色点虚线分别是电子反冲和核反冲重建能量的等能线。	108
5-27 PandaX探测器置信区域内处于S1探测窗口中的电子反冲 $\text{Log}_{10}(S2/S1) - \langle \text{Log}_{10}(S2/S1) \rangle_{er}(S1)$ 的分布。高斯拟合显示信号带宽度为 0.137 ± 0.008 。	109
5-28 图为模拟的总暗电流S1谱。模拟基于式5.15并要求符合度大于1。 . . .	110
5-29 （左图）PMT暗电流和正常事例偶合的概率在不同PMT暗电流产生率条件下，与设定的S1阈值间的关系。（右图）偶合率为1%的S1阈值，与暗电流产生率间的关系。	111
5-30 左上及左下图分别示有在调试运行阶段，光产率和电子寿命随时间的演化。在右上图中给出的是从 ¹³⁷ Cs数据中得到的S1信号谱。S1信号谱使用指数函数加高斯函数拟合，得到探测器对662 keV伽马的光产率。在右下图则给出 ¹³⁷ Cs数据中事例的 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 和漂移时间的二维分布。分布的中位值用一次函数拟合得到电子寿命的数值。灰色的虚线代表着在调试运行中，制冷机或循环泵重启的时间点。	112

5-31	3月1日调试运行阶段，制冷机重启后电子寿命的测量数据，并使用式5-19对数据进行拟合。	113
5-32	^{85}Kr 的衰变图。图片来自 ^[102] 。	114
5-33	一个延迟符合事例的波形。	115
5-34	（左图）蓝色曲线代表着模拟显示的探测器中均匀分布的514 keV源，在探测器沉积能谱。红色曲线代表的是，使用16%能量分辨率 (σ/E) 矫正后的能谱。（右图）蓝色曲线为根据费米衰变理论计算的贝塔谱。红色曲线则是16%能量分辨率矫正后的能谱。在两图中，黑色虚线分别代表在氦含量的分析中伽马和贝塔的能量甄选上下限。	116
5-35	（左图）第一步S2漂移时间处于5至15微秒范围内的双步散射事例的两步散射漂移时间差的分布。分布使用指数函数拟合得到中子在液氙中等效Z方向衰减常数1的值。（右图）选取不同的第一步S2的位置范围得到的Z方向等效衰减常数。	118
5-36	（上图）数据中 E_{nrc} 能谱（蓝线）与MC模拟的能谱（红线）的比较。（下图）灰色为比较数据与模拟能谱得出的探测阈值的效率。使用费米-狄拉克函数拟合，如红色点虚线所示。黑色以及绿色分别代表甄选条件与探测窗口的效率。	120
5-37	（上图）星形点为暗物质探测数据中通过所有甄选条件且在有效区域内的低能事例。粉色点虚线代表着300 PE的S2阈值。蓝色和红色实线分别代表电子反冲与核反冲信号带的中心线。蓝色点虚线是电子反冲信号带 $\pm 2\sigma$ 边界。探测的窗口定义为S1从2至30 PE（分别由绿色虚线显示），且 $\text{Log}_{10}(S2/S1)$ 低于核反冲中心线的信号空间。灰色点虚线代表着重建能量的等能线。（下图）PandaX第一轮数据得到的上限曲线，有粉色（PRP）和红色（UDM）实线表示。同时由CDEX ^[105] 和XENON100 ^[44] 实验第一轮数据得到的上限也在图上标出。DAMA ^[3] ，CoGeNT ^[4] ，CRESST-II ^[5] 以及CDMS-Si ^[6] 给出的低质量暗物质参数区域也在图中以不同的颜色标出。	122
6-1	PandaX二期预期一年可以达到的对暗物质探测灵敏度，图中以红色虚线表示。计算假设探测器光探测效率为10%，且在一年的数据中将会有有一个本底事例。	126

参考文献

- [1] Bernabei R. *et al.*, “*Investigating electron interacting dark matter*”, Phys. Rev. D, 2008, **77**, 023506.
- [2] Kopp J., Niro V., Schwetz T., *et al.*, “*DAMA/LIBRA data and leptonicly interacting dark matter*”, Phys. Rev. D, 2009, **80**, 083502.
- [3] Bernabei R. *et al.*, “*Final Model Independent Result of DAMA/LIBRA-phase1*”, Eur. Phys. J. C, 2013, **73**, 2648.
- [4] Aalseth C.E. *et al.*, “*Maximum Likelihood Signal Extraction Method Applied to 3.4 years of CoGeNT Data*”, arXiv: 1401.6234, 2015.
- [5] Angloher G. *et al.*, “*Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search*”, Eur. Phys. J. C, 2011, **72**, 1971.
- [6] Agnese R. *et al.*, “*Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II*”, Phys. Rev. Lett., 2013, **111**, 251301.
- [7] Zwicky F., “*Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*”, Helvetica Physica Acta, 1933, **6**, 110–127.
- [8] Rubin V.C., W. K. Ford J., Thonnard N., “*Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC*”, Astrophys. J., 1978, **225**, L107–L111.
- [9] Begeman K.G., Broeils A.H., Sanders R.H., “*Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics*”, Mon. Not. R. Astr. Soc., 1991, **249**, 523–537.
- [10] Rubin V.C., W. K. Ford J., Thonnard N., “*Rotational Properties of 21 SC Galaxies with a Large Range of Luminosities and Radii, from NGC 4605 ($R=4$ kpc) to UGC 2885 ($R=122$ kpc)*”, Astrophys. J., 1980, **238**, L471–L487.

- [11] Tauber J. *et al.*, “*Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*”, arXiv: 1303.5062, 2013.
- [12] Tauber J. *et al.*, “*Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*”, arXiv: 1303.5076, 2013.
- [13] Battesti R. *et al.*, “*Axion searches in the past, at present, and in the near future*”, Lect. Notes Phys., 2013, **741**, 199–237.
- [14] Gelmini G. Gondolo P., *Dark matter production mechanism*, Cambridge University press, 2010.
- [15] Jungman G., Kamionkowski M., Griest K., “*Supersymmetric dark matter*”, Phys. Rept., 1996, **267**, 195–373.
- [16] Feng J., Kumar J., Marfatia D., *et al.*, “*Isospin-Violating Dark Matter*”, Phys. Lett. B, **703**, 124.
- [17] Bernabei R. *et al.*, “*First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI*”, Eur. Phys. J. C, 2008, **56**, 333–355.
- [18] Lippincott W.H. *et al.*, “*Scintillation Time Dependence and Pulse Shape Discrimination in Liquid Argon*”, Phys. Rev. C, 2010, **78**, 035801.
- [19] Widrow L.M., Pym B., Dubinski J., “*Dynamical Blueprints for Galaxies*”, Astrophys. J., 2008, **679**, 1239–1259.
- [20] Kerr F. Lynden-Bell D., “*Review of galactic constants*”, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1986, **221**, 1023.
- [21] Gerdeno D.G. Green A.M., *Direct detection of WIMPs*, Cambridge University press, 2010.
- [22] Helm R.H., “*Nuclear form-factors for the scattering of weakly interacting massive particles*”, Phys. Rev. D, 1956, **104**, 1466.
- [23] Engel J., “*Nuclear form-factors for the scattering of weakly interacting massive particles*”, Phys. Lett. B, 1991, **264**.

- [24] Savage C., Freese K., Gondolo P., “*Annual modulation of dark matter in the presence of streams*”, Phys. Rev. D, 2006, **74**, 043531.
- [25] Cherwinka J. *et al.*, “*First data from DM-Ice17*”, arXiv:1401.4804, 2014.
- [26] Wenigers C., “*A Tentative Gamma-Ray Line from Dark Matter Annihilation at the Fermi Large Area Telescope*”, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2012, **8**, 007.
- [27] Apfel R.E., “*The superheated drop detector*”, Nucl. Instr. Mech. A, 1979, **162**, 603–608.
- [28] Behnke E. *et al.*, “*Spin-Dependent WIMP Limits from a Bubble Chamber*”, Science, 2008, **319**, 933.
- [29] Behnke E. *et al.*, “*Improved Limits on Spin-Dependent WIMP-Proton Interactions from a Two Liter CF₃I Bubble Chamber*”, Phys. Rev. Lett, 2011, **106**, 021303.
- [30] Abe K. *et al.*, “*XMASS Detector*”, Nucl. Instr. Meth. A, 2013, **716**, 78–85.
- [31] Angloher G. *et al.*, “*Limits on WIMP dark matter using scintillating CaWO₄ cryogenic detectors with active background suppression*”, Astropart. Phys., 2005, **23**, 325–339.
- [32] Streetman B.G. Banerjee S., *Solid State Electronic Devices (5th edition)*, Upper Saddle River, N. J.: Prentice Hall, 2000.
- [33] Fano U., “*Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions*”, Phys. Rev., 1947, **72**, 26.
- [34] Akerib D.S. *et al.*, “*Exclusion Limits on the WIMP-Nucleon Cross Section from the First Run of the Cryogenic Dark Matter Search in the Soudan Underground Laboratory*”, Phys. Rev. D, 2005, **72**, 052009.
- [35] Ahmed Z. *et al.*, “*Results from a Low-Energy Analysis of the CDMS II Germanium Data*”, Phys. Rev. Lett, 2011, **106**, 131302.
- [36] Aprile E. *et al.*, “*Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data*”, Phys. Rev. Lett., 2011, **107**, 131302.

- [37] Aprile E. *et al.*, “*Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*”, Phys. Rev. Lett., 2012, **109**, 181301.
- [38] Akerib D.S. *et al.*, “*First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility*”, Phys. Rev. Lett., 2013, **112**, 091303.
- [39] Buchmueller O. *et al.*, “*Implications of Initial LHC Searches for Supersymmetry*”, arXiv:1102.4585.
- [40] Trotta R. *et al.*, “*The Impact of Priors and Observables on Parameter inferences in the Constrained MSSM*”, JHEP, 2008, **12**, 024.
- [41] Takahashi T. *et al.*, “*Average Energy Expended Per Ion Pair in Liquid Xenon*”, Phys. Rev. A, 1975, **12**, 1771.
- [42] Kubota S., Hishida M., Raun J., “*Evidence for a Triplet State of the Self-trapped Exciton States in Liquid Argon, Krypton and Xenon*”, J. Phys. C: Solid State Phys., 1978, **11**, 2645.
- [43] Hitachi A. *et al.*, “*Effect of Ionization Density on the Time Dependence of Luminescence from Liquid Argon and Xenon*”, Phys. Rev. B, 1983, **27**, 5279.
- [44] Aprile E. *et al.*, “*First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment*”, Phys. Rev. Lett., 2010, **105**, 131302.
- [45] Lebedenko V.N. *et al.*, “*Results from the First Science Run of the ZEPLIN-III Dark Matter Search Experiment*”, Phys. Rev. D, 2009, **80**, 052010.
- [46] Boccone V. *et al.*, “*Recent Updates on the ArDM project: A Liquid Argon TPC for Dark Matter Detection*”, arXiv: 0810.4490, 2008.
- [47] Badertscher A. *et al.*, “*ArDM: First Results from Underground Commissioning*”, JINST, 2013, **8**, C09005.
- [48] Agnes P. *et al.*, “*First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso*”, arXiv: 1410.0653, 2014.
- [49] Billard J., Mayet F., Santos D., “*Directional Detection of Dark Matter with MIMAC*”, arXiv: 1110.5999, 2011.

- [50] Daw E. *et al.*, “*The DRIFT Directional Dark Matter Experiments*”, arXiv: 1110.0222, 2011.
- [51] Miuchi K. *et al.*, “*First Underground Results with NEWAGE-0.3a Direction-Sensitive Dark Matter Detector*”, Phys. Lett. B, 2010, **686**, 11.
- [52] Battat J.B. *et al.*, “*The Dark Matter Time Projection Chamber 4Shooter Directional Dark Matter Detector: Calibration in a Surface Laboratory*”, Nucl. Instr. Meth. A, 2014, **755**, 6–19.
- [53] Szydagis M. *et al.*, “*NEST: a Comprehensive Model for Scintillation Yield in Liquid Xenon*”, JINST, 2011, **6**, P10002.
- [54] Aprile E., Giboni K., Majewski P., *et al.*, “*Proportional Light in a Dual-Phase Xenon Chamber*”, IEEE Trans. on Nucl. Sci., 2004, **51**, 1986–1990.
- [55] Aprile E. *et al.*, “*Observation and Applications of Single-Electron Charge Signals in the XENON100 Experiment*”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2014, **41**, 035201.
- [56] Grupen C., Shwartz B., Spieler H., *Particle Detectors*, Cambridge University press, 2008.
- [57] Xiao M. *et al.*, “*First Dark Matter Results from the PandaX-I Experiment*”, Sci. China-Phys. Mech., 2014, **57**, 2024.
- [58] Miller L.S., Howe S., Spear W.E., “*Charge Transport in Solid and Liquid Ar, Kr and Xe*”, Phys. Rev., 1968, **166**, 871.
- [59] Pack J.L., Voshall R.E., Phelps A.V., “*Drift Velocities of Slow Electrons in Krypton, Xenon, Deuterium, Carbo Monoxide, Carbo Dioxide, Water Vapor, Nitrous Oxide, and Ammonia*”, Phys. Rev., 1962, **127**, 2084.
- [60] Yoshino K., Sowada U., Schmidt W.F., “*Effect of Molecular Solutes on the Electron Drift Velocity in Liquid Ar, Kr, and Xe*”, Phys. Rev. A, 1976, **14**, 438.
- [61] Aprile E. Doke T., “*Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics*”, Rev. Mod. Phys., 2010, **82**, 2053.
- [62] Doke T., “*Recent Developments of Liquid Xenon Detectors*”, Nucl. Instr. Meth. A, 1982, **196**, 87.

- [63] Robson R.E., “*Recent Developments of Liquid Xenon Detectors*”, Nucl. Instr. Meth. A, 1982, **196**, 87.
- [64] Sorensen P., “*Anisotropic Diffusion of Electrons in Liquid Xenon with Application to Improving the Sensitivity of Direct Dark Matter Searches*”, Nucl. Instr. Meth. A, 2011, **635**, 41.
- [65] Chen D., *A Liquid Xenon 3-Dimensional Imaging Detector for MeV Gamma-Ray Astrophysics*, Ph.D. thesis, Columbia University, 1994.
- [66] Bunemann O., Cranshaw T.E., Harvey I.A., Can. J. of Res., 1947, **27**, 91.
- [67] Wikipedia, “Wikipedia article: Pmt”, <http://en.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier>.
- [68] Leo W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, Springer-Verlag, 1994.
- [69] Hu J. *et al.*, “*Development of the Liquid Level Meters for the PandaX Dark Matter Detector*”, Chinese Phys. C, 2014, **38**, 056002.
- [70] COMSOL, “Comsol multiphysics”, <http://www.comsol.com>.
- [71] Edwards B. *et al.*, “*Measurement of Single Electron Emission in Two-Phase Xenon*”, Astropart. Phys., **30**, 54.
- [72] Geant4, “Geant4: a toolkit for the simulation of the passage of particles through matter”, <http://geant4.cern.ch/>.
- [73] Ni K. *et al.*, “*Preparation of Neutron-Activated Xenon for Liquid Xenon Detector Calibration*”, Nucl. Instr. Meth. A, 2007, **582**, 569.
- [74] Albert J.B. *et al.*, “*An Improved Measurement of the $2\nu\beta\beta$ half-life of Xe-136 with EXO-200*”, Phys. Rev. C, 2014, **89**, 015502.
- [75] Aprile E. *et al.*, “*The XENON100 Dark Matter Experiment*”, Astropart. Phys., 2012, **35**, 573.
- [76] Aprile E. *et al.*, “*Observation of Anticorrelation between Scintillation and Ionization for MeV Gamma Rays in Liquid Xenon*”, Phys. Rev. B, 2007, **76**, 014115.

- [77] Aprile E. *et al.*, “*Simultaneous Measurement of Ionization and Scintillation from Nuclear Recoils in Liquid Xenon for a Dark Matter Experiment*”, Phys. Rev. Lett., 2006, **97**, 081302.
- [78] Lindhard J., Nielsen V., Scharff M., *et al.*, “*Integral Equations Governing Radiation Effects*”, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1963, **33**, 1.
- [79] Doke T., Hitachi A., Kubota S., *et al.*, “*Estimation of Fano Factors in Liquid Argon, Krypton, Xenon and Xenon-Doped Liquid Argon*”, Nucl. Instr. Meth, **134**, 353.
- [80] NEST, “Nest”, <http://nest.physics.ucdavis.edu/site/?q=benchmarks>.
- [81] Lenardo B., “*A Global Analysis of Light and Charge Yields in Liquid Xenon*”, arXiv: 1412.4417, 2014.
- [82] Aprile E. *et al.*, “*Response of the XENON100 Dark Matter Detector to Nuclear Recoils*”, Phys. Rev. D, 2013, **88**, 012006.
- [83] Dahl C.E., *The Physics of Background Discrimination in Liquid Xenon, and First Results from XENON10 in the Hunt For WIMP Dark Matter*, Ph.D. thesis, Princeton University, 2009.
- [84] Thomas J. Imel D.A., “*Recombination of Electron-Ion Pairs in Liquid Argon and Liquid Xenon*”, Phys. Rev. A, 1987, **36**, 2.
- [85] Akimov D.Y. *et al.*, “*Experimental Study of Ionization Yield of Liquid Xenon For Electron Recoils in the Energy Range 2.8–80 keV*”, arXiv:1408.1823, 2014.
- [86] Baudis L. *et al.*, “*Response of Liquid Xenon to Compton Electrons down to 1.5 keV*”, Phys. Rev. D, 2013, **87**, 115015.
- [87] Doke T., Nucl. Instr. Meth. A, 1982, **196**, 87.
- [88] Lindblad T. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A, 1983, **215**, 183.
- [89] Imel D.A. Thomas J., Nucl. Instr. Meth. A, 1988, **273**, 291.
- [90] Barabash A.S. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A, 1985, **236**, 69.

- [91] Obodovskii I.M. Pokachalov S.G., *Fiz. Nizk. Temp.*, 1979, **5**, 829.
- [92] Aprile E., Mukherjee R., Suzuki M., “*Performance of a Liquid Xenon Ionization Chamber Irradiated with Electrons and Gamma-Rays*”, *Nucl. Instr. Meth. A*, 1991, **302**, 177.
- [93] Doke T. *et al.*, “*LET Dependence of Scintillation Yields in Liquid Argon*”, *Nucl. Instr. Meth. A*, 1988, **269**, 291.
- [94] Wu Y.C. *et al.*, “*Measurement of Cosmic Ray Flux in China JinPing Underground Laboratory*”, *Chinese Physics C*, 2013, **37**, 086001.
- [95] Ji X. *et al.*, “*PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL*”, arXiv: 1405.2882.
- [96] Aprile E. *et al.*, “*Analysis of the XENON100 Dark Matter Search Data*”, *Astropart. Phys.*, 2013, **54**, 11–24.
- [97] Hopfield J.J., “*Neural Networks and Physical Systems with Emergent Collective Computational Abilities*”, *PNAS*, 1982, **79**, 2554.
- [98] NIST, “Nist x-ray attenuation coefficient database: xenon”, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z54.html>.
- [99] Aprile E. *et al.*, “*Measurements of the Quantum Efficiency of Hamamatsu R8520 Photomultipliers at Liquid Xenon Temperature*”, arXiv: 1207.5432, 2012.
- [100] Lyashenko A., Nguyen T., Snyder A., *et al.*, “*Measurement of the Absolute Quantum Efficiency of Hamamatsu model R11410-10 Photomultiplier Tubes at Low Temperatures down to Liquid Xenon Boiling Point*”, arXiv: 1410.3890, 2014.
- [101] Kessle G., “*Analysis of inelastic scattering events for the xenon100 dark matter search*”, Technical report, University of Zurich, 2012.
- [102] DDEP, “*Decay data evaluation project: ^{85}Kr* ”, http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Kr-85_tables.pdf.
- [103] Feldman G.J. Cousins R.D., “*A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*”, *Phys. Rev. D*, 1998, **57**, 3873.

- [104] Dobi A., Davis C., Hall C., *et al.*, “*Detection of Krypton in Xenon for Dark Matter Applications*”, Nucl. Instr. Meth. A, **665**, 1.
- [105] Yue Q. *et al.*, “*Limits on Light WIMPs from the CDEX-1 Experiment with a P-Type Point-Contact Germanium Detector at the China Jinping Underground Laboratory*”, Phys. Rev. D, 2014, **90**, 091701.
- [106] Buchmuller O. *et al.*, “*Higgs and Supersymmetry*”, arXiv: 1112.3564, 2011.

致 谢

首先我想将我最诚挚的谢意送给我的导师倪凯旋教授，感谢他在我五年的博士阶段中给予的悉心指导和帮助，以及对我的关心和包容。倪老师在暗物质探测及粒子物理实验领域有着渊博的知识与经验，他对物理最前沿课题的洞察力与深刻见解总是能令我大开眼界。在研究遇到障碍时，通常都是他指出了重点与问题所在，为我指明方向令我茅塞顿开。同时，倪老师精益求精、细致严谨的学术风格尤其令我敬佩，为我树立了一个学术工作者的标杆。

感谢PandaX暗物质直接探测实验组的每一位老师与同学。感谢季向东教授给我的鞭策与教导。感谢刘江来教授在学术上的指导与讨论。感谢刘湘教授在模拟方面给予的帮助和指导。也感谢同窗学友肖梦蛟对我的实验提供的帮助。

我还要感谢同为一实验室的师兄师弟师妹们。尤其要感谢现在苏黎世的魏月环师兄，在实验室给予我的帮助和指导，以及对本论文的宝贵的意见和建议。同时要感谢肖翔师兄和高飞师弟给予的讨论和灵感，也感谢施瑀基师弟以及费家玲师妹对我工作上的帮助，以及他们给实验室带来的活力与一抹亮色。

此外我还要感谢XENON100国际合作组各位成员，尤其感谢Alfredo Ferella, Annika Behrens和Paolo Beltrame等在在地下实验室实践期间给予的帮助，以及感谢Marc Schumann给予我宝贵的建议。

最后我要感谢我的家人给予我一贯的关怀，感谢我的父亲对我的宽容理解和支持。我尤其想要感谢我的母亲和祖母，她们养育我长大给予我所有的爱，但却没法亲眼看见我毕业的一刻。我对她们无以为报，谨以此论文献给在天国的她们。

林箐

2015年3月

于上海交通大学

攻读学位期间发表的学术论文目录

- [1] **Q. Lin** *et al.*, “Scintillation and Ionization Responses of Liquid Xenon to Low Energy Electronic and Nuclear Recoils at Drift Fields from 236 V/cm to 3.93 kV/cm”, arXiv: 1505.00517, 2015
- [2] **Q. Lin** *et al.*, “High Resolution Gamma Ray Detection in a Two-Phase Xenon Time Projection Chamber”, JINST 9, P04014, 2014 [arXiv:1309.5561]
- [3] Yuehuan Wei, Liang Guan, Z. Zhang, **Q.Lin** *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, 2013 [arXiv:1308.2073]
- [4] Y. Wei, **Q. Lin** *et al.*, “Study of light detection and sensitivity for a ton-scale liquid xenon dark matter detector”, JINST 8, T06002, 2013
- [5] X. Xiao *et al.* (**PandaX collaboration**), “Low-mass Dark Matter Search Results from Full Exposure of PandaX-I Experiment”, arXiv: 1505.00771, 2015
- [6] M. Xiao *et al.* (**PandaX collaboration**), “First Dark Matter Search Results from the PandaX-I Experiment”, Sci. China-Phys. Mech. 57, 2024–2030, 2014
- [7] X. Cao *et al.* (**PandaX collaboration**), “PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL”, arXiv: 1405.2882, 2014
- [8] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Observation and Applications of Single-Electron Charge Signals in the XENON100 Experiment”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41, 035201, 2014
- [9] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Limits on Spin-Dependent WIMP-Nucleon Cross Sections from 225 Live Days of XENON100 Data”, Phys. Rev. Lett. 111, 021301, 2013
- [10] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Response of the XENON100 Dark Matter Detector to Nuclear Recoils”, Phys. Rev. D 88, 012006, 2013

- [11] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “The Neutron Background of the XENON100 Dark Matter Experiment ”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 40, 115201, 2013
- [12] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Analysis of the XENON100 Dark Matter Search Data ”, *Astropart. Phys.* 54, 11–24, 2013
- [13] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data ”, *Phys. Rev. Lett.* 109, 181301, 2012
- [14] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data ”, *Phys. Rev. Lett.* 107, 051301, 2011
- [15] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Implications on Inelastic Dark Matter from 100 Live Days of XENON100 Data ”, *Phys. Rev. D* 84, 061101, 2011
- [16] E. Aprile *et al.* (**XENON100 collaboration**), “Study of the Electromagnetic Background in the XENON100 Experiment ”, *Phys. Rev. D* 83, 082001, 2011