

锦屏中微子实验预研的关键 问题研究

(申请清华大学理学博士学位论文)

培养单位： 工程物理系

学 科： 物理学

研 生： 赵 林

指导教师： CHEN SHAOMIN教 授

二〇二一年九月

R&D of the Jinping Neutrino Experiment

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Science

in

Physics

by

ZHAO Lin

Dissertation Supervisor: Professor Chen Shaomin

September, 2021

学位论文公开评阅人和答辩委员会名单

公开评阅人名单

无（全隐名评阅）

答辩委员会名单

| | | | |
|----|---------|-------|---------|
| 主席 | 肖志刚 | 教授 | 清华大学 |
| 委员 | 衡月昆 | 研究员 | 中国科学院 |
| | 郑阳恒 | 教授 | 中国科学院大学 |
| | 王义 | 教授 | 清华大学 |
| | CHEN | 教授 | 清华大学 |
| | SHAOMIN | | |
| | 朱相雷 | 副教授 | 清华大学 |
| 秘书 | 漆红荣 | 助理研究员 | 清华大学 |

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》及上级教育主管部门具体要求，向国家图书馆报送相应的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

（保密的论文在解密后遵守此规定）

作者签名：_____

导师签名：_____

日 期：_____

日 期：_____

摘要

作为标准模型中与物质发生相互作用最小的基本粒子，中微子携带着来自外层空间的基本信息，充当着地球和宇宙之间的纽带。太阳是地球上中微子的主要来源之一。对太阳中微子的研究可以验证标准太阳模型，帮助理解恒星的演化。同时，太阳中微子能谱的精确测量对于理解中微子的物质效应至关重要。中国锦屏地下实验室（CJPL）拥有独特的优势：2400 米的岩石覆盖层和距离核电站较远。这些特征可以屏蔽宇宙线本底、抑制反应堆中微子本底，使得 CJPL 成为开展太阳中微子实验的理想场所。本论文以一个原型机为基础，对中微子探测技术进行了一系列的预先研究。本文的主要研究成果如下。

1、提出了一种基于暗噪声和放射性同位素衰变产物（如 α 、 β 和 γ 射线）的非辅助源定标方法，并基于该方法对光电倍增管（PMT）的增益、时间以及探测器的能标进行了刻度。

2、利用原型机研究了 PMT 暗噪声与高压极性的关系，发现负高压极性的 PMT 在液体环境下，其光阴极与接地钢桶形成两极，玻璃和水层作为介质形成电容结构，导致部分光电子背离打拿极方向，直接打到玻璃上产生荧光，造成光电子二次发射，暗噪声率明显增加。

3、分析并测量了靶材料的天然放射性本底 K、U 和 Th，并对 PMT 玻璃上 K 和 Th 的进行了分析；通过 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联衰变信号定位，发现了 ^{222}Rn 的泄漏问题；提出了氮气密封方案，并成功地进行了试验。研究结果有助于了解原型机放射性本底水平与来源，为 CJPL 未来大规模中微子探测器的研制提供依据。

4、更新了 CJPL 一期的宇宙线通量测量结果，并估计了 CJPL 二期大厅的通量为 $(2.3 \sim 4.0) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ；测量了平均能量为 340 GeV 的宇宙线 μ 子在液体闪烁体中诱导的中子产额为 $Y_{\text{LS}} = (3.13 \pm 1.84_{\text{stat.}} \pm 0.67_{\text{sys.}}) \times 10^{-4} \mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2$ ，结果与模型预测一致。

关键词：锦屏中微子实验；光电倍增管；刻度；天然放射性本底；宇宙线本底

Abstract

As the smallest known elementary particles in the Standard Model (SM) that interact with matter, neutrinos carry primary information from outer space, acting as the nexus between the earth and the universe. The sun is one of the primary sources of neutrinos on earth; the study of solar neutrinos can validate standard solar models to help to understand the evolution of stars. Meanwhile, precise measurements of the solar neutrino spectrum are essential in understanding the material effects of neutrinos. The China Jinping Underground Laboratory (CJPL) offers unique advantages with 2400 m of rock overburden and distance from nuclear power plants. Such features can shield cosmic ray background and suppress reactor neutrino background, serving as an ideal place to carry out solar neutrino experiments. Based on a prototype detector, this thesis conducts a series of R&D on neutrino detection technology. The main achievements in this thesis are as follows.

1. This thesis first focused on a nonauxiliary source calibration approach based on the dark noise and radioisotope decay products, such as alpha, beta, and gamma rays, providing the PMTs' gain and time calibration, together with the detector's energy scale.

2. This thesis investigated the correlation between the PMT dark noise rate and the high voltage polarity. The result shows the negative high voltage PMT could form a capacitor with a photocathode and grounding iron tank as poles, PMT glass, and liquid as a medium. The structure leads to photoelectrons deviating from photocathode to PMT glass, causing fluorescence that creates photocathode discharges, and the dark noise rate increases.

3. This thesis analyzed the natural radioactive background of the target material in the prototype detector and measured radioactive backgrounds of K, U, and Th in the liquid scintillator, respectively. Also measured are the contamination K and Th in the PMT glass. Through positioning, the $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ decay chain signal showed a ^{222}Rn leakage problem. Nitrogen sealing was proposed and successfully tested. The results help understand the prototype radioactive background level, serving as a basis for future large-scale detector development at CJPL.

4. This thesis updated the measurement of cosmic ray flux at CJPL-I and provided estimates for the halls at CJPL-II, varying from 2.3 to 4.0 in a unit of $10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. The cosmic ray muon-induced neutron yield in the liquid scintillator around 340 GeV muon

energy was measured, yielding $Y_{\text{LS}} = (3.13 \pm 1.84_{\text{stat.}} \pm 0.67_{\text{sys.}}) \times 10^{-4} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$, consistent with the model prediction.

Keywords: Jinping Neutrino Experiment; PMT; calibration; natural radioactive background; cosmic-ray induced background

目 录

| | |
|--------------------------------------|------|
| 摘 要..... | I |
| Abstract..... | II |
| 目 录..... | IV |
| 插图和附表清单..... | IX |
| 符号和缩略语说明..... | XXIV |
| 第 1 章 中微子物理及太阳中微子问题 | 1 |
| 1.1 中微子物理..... | 1 |
| 1.1.1 中微子的历史..... | 1 |
| 1.1.2 标准模型下的中微子..... | 2 |
| 1.1.3 中微子振荡..... | 3 |
| 1.1.4 中微子来源..... | 8 |
| 1.1.5 中微子质量顺序..... | 10 |
| 1.2 标准太阳模型..... | 10 |
| 1.2.1 太阳能量来源..... | 10 |
| 1.2.2 太阳核反应与太阳中微子..... | 11 |
| 1.2.3 标准太阳模型的构建与中微子通量的预测..... | 12 |
| 1.3 太阳中微子实验回顾..... | 13 |
| 1.3.1 Homestake 实验..... | 14 |
| 1.3.2 Kamiokande-II/III..... | 15 |
| 1.3.3 ^{71}Ga 实验..... | 16 |
| 1.3.4 Super-Kamiokande (SK) 探测器..... | 17 |
| 1.3.5 SNO 实验..... | 19 |
| 1.3.6 Borexino 实验..... | 21 |
| 1.4 太阳中微子未来展望..... | 23 |
| 1.4.1 仍待解决的太阳中微子相关问题..... | 23 |
| 1.4.2 未来太阳中微子探测器的发展方向..... | 24 |
| 第 2 章 锦屏地下实验室和预开展的锦屏中微子实验 | 25 |
| 2.1 中国锦屏地下实验室..... | 25 |

| | |
|---|-----------|
| 2.2 预开展的锦屏中微子实验..... | 29 |
| 2.2.1 太阳中微子能谱的测量..... | 29 |
| 2.2.2 太阳中微子 MSW 效应研究..... | 30 |
| 第 3 章 锦屏中微子探测器原型机的建造与运行 | 32 |
| 3.1 探测器原型机..... | 32 |
| 3.1.1 原型机主要构成..... | 32 |
| 3.1.2 原型机安装过程..... | 36 |
| 3.2 原型机的运行..... | 38 |
| 3.3 数据质量检查..... | 39 |
| 3.3.1 物理运行状态标记..... | 40 |
| 3.3.2 数据异常情况标记..... | 40 |
| 3.3.3 数据质量检查小结..... | 47 |
| 3.4 原型机的模拟..... | 47 |
| 3.4.1 模拟框架与流程..... | 48 |
| 3.4.2 模拟正确性检验..... | 49 |
| 3.5 小结..... | 51 |
| 第 4 章 原型机的刻度和重建 | 52 |
| 4.1 PMT 增益刻度..... | 52 |
| 4.1.1 PMT 响应的数学模型..... | 53 |
| 4.1.2 暗噪声事例挑选..... | 58 |
| 4.1.3 PMT 增益刻度结果..... | 60 |
| 4.2 PMT 暗噪声测量..... | 63 |
| 4.3 事例顶点位置重建..... | 65 |
| 4.3.1 重心法位置重建算法及结果..... | 65 |
| 4.3.2 探测器全反射效应的原理及对顶点重建的影响..... | 67 |
| 4.4 PMT 时间刻度..... | 71 |
| 4.4.1 时间刻度的动机与原理..... | 71 |
| 4.4.2 时间刻度的影响因素..... | 73 |
| 4.4.3 时间刻度数据筛选与分析..... | 75 |
| 4.4.4 PMT 时间刻度结果..... | 76 |
| 4.5 原型机能标刻度..... | 77 |
| 4.5.1 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联 α 信号能标..... | 77 |
| 4.5.2 ^{40}K 衰变的 γ 信号能标..... | 79 |

| | | |
|----------------------------|--|------------|
| 4.5.3 | ^{208}Tl 衰变的 γ 信号能标 | 81 |
| 4.5.4 | 原型机能标刻度结果 | 83 |
| 4.6 | 原型机能量分辨率 | 83 |
| 4.7 | 小结 | 85 |
| 第 5 章 原型机天然放射性本底的研究 | | 87 |
| 5.1 | $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 本底 | 87 |
| 5.1.1 | 事例筛选 | 88 |
| 5.1.2 | 模拟研究 | 90 |
| 5.1.3 | 事例率估算 | 92 |
| 5.2 | ^{222}Rn 本底及泄露问题研究 | 93 |
| 5.2.1 | 原型机氡泄露问题研究 | 93 |
| 5.2.2 | 事例率估算 | 94 |
| 5.3 | ^{238}U 本底 | 95 |
| 5.4 | ^{40}K 本底 | 96 |
| 5.4.1 | 模拟研究 | 96 |
| 5.4.2 | 含量估计 | 102 |
| 5.5 | ^{208}Tl 本底 | 106 |
| 5.5.1 | 模拟研究 | 108 |
| 5.5.2 | 含量估计 | 112 |
| 5.6 | ^{232}Th 本底 | 114 |
| 5.6.1 | PMT 中 ^{232}Th 含量 | 115 |
| 5.6.2 | 液闪中 ^{232}Th 含量 | 116 |
| 5.7 | PMT 玻壳的天然放射性本底比较 | 116 |
| 5.7.1 | ^{40}K 的比较 | 116 |
| 5.7.2 | ^{208}Tl 的比较 | 118 |
| 5.8 | 结论 | 120 |
| 第 6 章 CJPL 宇宙线本底研究 | | 122 |
| 6.1 | 地下缪子能谱模拟 | 122 |
| 6.1.1 | 锦屏山体模拟 | 122 |
| 6.1.2 | 缪子产生子的构建 | 124 |
| 6.1.3 | 地下缪子能谱与角分布 | 126 |

| | | |
|--------------|--------------------|------------|
| 6.2 | 探测器宇宙线缪子响应模拟 | 127 |
| 6.2.1 | 有效探测面积计算 | 127 |
| 6.2.2 | 探测器响应模拟 | 128 |
| 6.3 | 实验数据分析 | 130 |
| 6.3.1 | 事例筛选 | 130 |
| 6.3.2 | 方向重建 | 131 |
| 6.4 | 地下缪子通量的结果 | 133 |
| 6.4.1 | CJPL-I 的缪子通量测量 | 133 |
| 6.4.2 | CJPL-II 的缪子通量估计 | 133 |
| 6.5 | 结论 | 134 |
| 第 7 章 | CJPL 缪致中子测量 | 135 |
| 7.1 | 缪致中子的产生机制 | 135 |
| 7.1.1 | 直接产生的缪致中子 | 135 |
| 7.1.2 | 间接产生的缪致中子 | 136 |
| 7.2 | 缪致中子产额计算方法 | 137 |
| 7.2.1 | 产额计算公式 | 137 |
| 7.2.2 | 其它实验产额计算结果 | 137 |
| 7.2.3 | 探测效率定义 | 142 |
| 7.2.4 | 宇宙线缪子径迹长度 | 142 |
| 7.2.5 | 液闪中缪致中子产额占比 | 145 |
| 7.3 | 缪致中子模拟 | 146 |
| 7.3.1 | 缪致中子的能谱和角分布 | 146 |
| 7.3.2 | 缪致中子效率模拟 | 148 |
| 7.4 | 缪致中子事例数研究 | 153 |
| 7.4.1 | 事例时间窗选取 | 153 |
| 7.4.2 | 单事例统计测量 | 155 |
| 7.4.3 | 谱分析拟合测量 | 156 |
| 7.5 | 缪致中子产额计算结果 | 159 |
| 7.5.1 | 液闪中缪致中子产额与能量的关系 | 160 |
| 7.5.2 | 不同靶物质中缪致中子产额与能量的关系 | 162 |
| 7.6 | 结论 | 163 |
| 第 8 章 | 总结与展望 | 164 |
| 8.1 | 本论文工作总结 | 164 |

目 录

| | |
|--------------------------|-----|
| 8.2 锦屏中微子实验未来展望 | 165 |
| 参考文献 | 167 |
| 附录 A PMT 编号及高压表 | 177 |
| 附录 B 增益刻度结果 | 179 |
| 致 谢 | 184 |
| 声 明 | 185 |
| 个人简历、在学期间完成的相关学术成果 | 186 |
| 指导教师学术评语 | 187 |
| 答辩委员会决议书 | 188 |

插图和附表清单

| | | |
|--------|---|----|
| 图 1.1 | 标准模型中的基本粒子组成。此图来自于 ^[23] | 3 |
| 图 1.2 | 中微子发生 CC (左) 和 NC (右) 散射的费曼图。此图来自于 ^[24] | 3 |
| 图 1.3 | 根据已知的实验探测和理论预期得到的不同来源的中微子及通量。此图来自于 ^[33] | 8 |
| 图 1.4 | 中微子质量顺序。正序是 ν_3 质量远大于 ν_1 和 ν_2 质量, 反序是 ν_3 质量远小于 ν_1 和 ν_2 质量。此图来自于 ^[43] | 10 |
| 图 1.5 | 太阳中 pp 链和 CNO 循环的过程 ^[50] 。在 pp 链中, 质子合成氦原子的全过程为: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$; CNO 循环过程分为两个子循环, 其中 I 占据主导地位。释放出最高能量分别为 1.2 MeV、2.73 MeV 和 2.76 MeV 的 ${}^{13}\text{N}$ 、 ${}^{15}\text{O}$ 和 ${}^{17}\text{F}$ 三种中微子。 | 11 |
| 图 1.6 | 太阳中微子能谱 ^[52] | 13 |
| 图 1.7 | Kamiokande-II/III 探测器结构图 ^[61] | 16 |
| 图 1.8 | Kamiokande-II 测得的太阳角分布 ^[59] | 17 |
| 图 1.9 | Super-Kamiokande 探测器结构图 ^[66] | 18 |
| 图 1.10 | SNO 探测器结构图 ^[70] | 20 |
| 图 1.11 | SNO 对 ${}^8\text{B}$ 太阳中微子测量结果 $\nu_{\mu,\tau}$ 与 ν_e 的通量关系图。红色虚线表示 ES 相互作用的结果, 蓝色虚线表示 NC 相互作用的结果, 垂直实线代表 CC 相互作用的结果。椭圆是将 SNO 实验全部测量结果结合后 $1/2/3\sigma$ 的结果 ^[68] | 21 |
| 图 1.12 | Borexino 探测器结构图 ^[75] | 22 |
| 图 1.13 | Borexino 能谱图 ^[52] | 23 |
| 图 2.1 | 中国锦屏地下实验室的位置图 (此图来自于 ^[80]), 左图可见 CJPL 实验室位于中国四川南部; 右图为 CJPL 附近地形图, 可以看到距离西昌机场较近, 交通较为便利。图源来自雅虎地图。 | 25 |
| 图 2.2 | 锦屏山剖面图 (此图来自于 ^[81]), 锦屏隧道横穿锦屏山体, CJPL 位于隧道中心位置。 | 25 |
| 图 2.3 | 中国锦屏地下实验室一期实验厅 (CJPL-I) 在锦屏山中的相对位置, 及 CDEX、PandaX、THU-LBF 和锦屏中微子实验一吨原型机在实验室中的运行区域。此图来自于 ^[79] 。 | 26 |

| | | |
|--------|---|----|
| 图 2.4 | 中国锦屏地下实验室二期实验厅 (CJPL-II) 的设计布局。此图来自于 ^[80] 。A、B、C、D 四个实验厅与 CJPL-I 的相对位置关系如图中所示。..... | 27 |
| 图 2.5 | 现有的商业核反应堆 (红色点) 与 SNO、Gran Sasso、Kamioka (黑色点) 和 CJPL (黑色五角星) 的位置图。此图来自于 ^[80] 。可见, 相比于其他中微子实验, CJPL 所在位置远离核反应堆, 具有较小的反应堆中微子通量。..... | 28 |
| 图 2.6 | 世界上主要的地下实验室缪子通量和反应堆中微子通量图。此图来自于 ^[80] 。图中 CJPL-I 的宇宙线缪子通量改为本论文的结果。..... | 28 |
| 图 2.7 | 千吨级锦屏中微子实验探测器设计构想图。此图来自于 ^[80] | 29 |
| 图 2.8 | 对 2000 吨有效靶质量、1500 天的曝光时间和 500 p.e./MeV 的能量分辨率的条件下模拟结果中各类中微子成分和本底的拟合图。此图来自于 ^[90] 。30 | |
| 图 2.9 | 太阳中微子存活概率与其能量的关系图。图中中心的蓝色实线代表理论预测值, 阴影部分是现有实验结果, 忽略 θ_{12} 、 θ_{13} 和 Δm_{12}^2 后计算的不确定度。图 (a) 是现有实验的灵敏度, 图 (b) 是锦屏中微子实验在 2000 吨有效靶质量、1500 天的曝光时间、500 p.e./MeV 的能量分辨率和低金属丰度假设的条件下模拟得到的测量灵敏度结果。..... | 31 |
| 图 3.1 | 锦屏中微子实验一吨原型机结构渲染图..... | 32 |
| 图 3.2 | 锦屏中微子实验原型机灌装液闪流程图。液闪灌装步骤为: 1, LAB 储存罐为 200L/罐; 2, 将慢液闪浓缩液注入 LAB 浓缩液中, 搅拌均匀; 3、从原型机顶端注入液闪, 同时将内部的纯水从下端排出到废液桶中。..... | 33 |
| 图 3.3 | 锦屏中微子实验原型机中超纯水循环系统示意图。此图来自于 ^[24] | 34 |
| 图 3.4 | 锦屏中微子实验原型机中氮气氮封系统示意图。此图来自于 ^[24] | 34 |
| 图 3.5 | 锦屏中微子实验原型机蒸馏提纯设备图..... | 35 |
| 图 3.6 | PMT R5912 结构尺寸图, 单位是 mm。此图来自于 ^[98] | 36 |
| 图 3.7 | 原型机安装流程图..... | 36 |
| 图 3.8 | 原型机组装过程实拍图。..... | 37 |
| 图 3.9 | 原型机运行照片..... | 38 |
| 图 3.10 | 原型机运行状态..... | 38 |
| 图 3.11 | 典型波形图。图 (a) 为正常事例波形, 图中红色方框代表没有 PMT 信号和任何噪声时的电子学抖动, 可以用来计算基线, 图 (b) 为异常事例的波形示意图..... | 39 |

| | | |
|--------|--|----|
| 图 3.12 | 数据筛选流程图。1、通过值班记录正常物理运行，标记为 Good Run；2、通过数据文件筛选，剔除异常数据文件；3、进行异常通道筛选，若异常通道数小于 15 路，则只剔除该异常通道，否则将整个数据文件剔除。40 | |
| 图 3.13 | Phase C 事例率随时间变化图。图中本底拟合用蓝色实线表示，事例率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表标记为异常数据文件。.....41 | 41 |
| 图 3.14 | Phase C 事例率残差分布图。红线代表高斯拟合 5σ 的位置， 5σ 以外的数据标记为异常数据文件。.....41 | 41 |
| 图 3.15 | 全部数据事例率随时间变化图。图中事例率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表标记为异常数据文件。.....42 | 42 |
| 图 3.16 | Phase C 的第 20 路 PMT 占有率随时间变化图。图中占有率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表的的数据文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道。.....43 | 43 |
| 图 3.17 | Phase C 的第 20 路 PMT 占有率残差分布图。蓝线代表高斯拟合 5σ 的位置， 5σ 以外的数据标记为异常通道。.....43 | 43 |
| 图 3.18 | 以第 20 路 PMT 为例，全部数据的占有率变化图。图中占有率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，绿色点代表的的数据文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道。.....44 | 44 |
| 图 3.19 | 以第 20 路 PMT 为例，全部数据的触发率变化图。图中触发率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，绿色点代表的的数据文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道。.....44 | 44 |
| 图 3.20 | 峰位分布图。图 (a) 为 1029 ns 采数时间窗时峰位分布，物理信号分布在信号时间窗，即 150 ns-600 ns 内；0-150 ns 为暗噪声时间窗，主要为暗噪声信号；600 ns 之后为后脉冲时间窗。图 (b) 为 600 ns 采数时间窗时峰位分布，物理信号分布在信号时间窗，即 40 ns-400 ns 内；0-40 ns 为暗噪声时间窗，主要为暗噪声信号；400 ns 之后为后脉冲时间窗。.....45 | 45 |
| 图 3.21 | Phase D 的第 0 路 PMT 暗计数率随时间变化图。图中暗计数率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表的的数据文件标记为第 0 路 PMT 的异常通道。.....46 | 46 |
| 图 3.22 | Phase D 的第 0 路 PMT 暗计数率残差分布图。蓝线代表 5σ 的位置。..47 | 47 |
| 图 3.23 | JSAP 模拟的流程图 ^[24]48 | 48 |
| 图 3.24 | JSAP 模拟的可视化页面.....49 | 49 |

| | | |
|--------|--|----|
| 图 3.25 | $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$ 级联信号的模拟结果和实验结果比较图, 图 (a) 是 β 信号 (快信号) p.e. 分布的比较, 图 (b) 是 α 信号 (慢信号) p.e. 分布的比较。图中数据来自 Run 257 到 Run 271, 模拟来自 JSAP。..... | 50 |
| 图 4.1 | 原型机的刻度和重建流程图。原型机收集到的数据经过数据质量筛选后, 通过对波形积分得到电荷, 电荷经过增益刻度转变为光电子个数 (p.e.), 然后通过能标刻度将光电子个数转化为能量。同时通过电荷重心法找到探测器中心事例进行无源时间刻度。..... | 52 |
| 图 4.2 | PMT 的响应过程示意图。PMT 的响应过程可以分为三个独立部分: 1、光转化过程, PMT 光阴极通过光电效应将收集到的光子转化为光电子; 2、光电子收集过程, 光阴极释放的光电子通过电磁场聚集到第一打拿极; 3、电子倍增过程, 电子在打拿极倍增, 原型机所用到的 PMT, 共 10 个打拿极。..... | 54 |
| 图 4.3 | 较大的电子学抖动示意图..... | 56 |
| 图 4.4 | 热噪声电荷与距离上一个事例时间分布图, 红线代表距离上一触发事例时间间隔 $10^{4.4}\text{ns}$ 的位置..... | 59 |
| 图 4.5 | 过阈时间和电荷分布图。根据事例波形观察红线以下的事例, 即过阈时间短但是有着较大的电荷的事例是电子学噪声信号被误判, 因此通过该筛选条件进行排除。..... | 60 |
| 图 4.6 | 以第 0 路 PMT 为例, Run 320 到 Run 368 的各路 PMT 热噪声增益刻度结果。其它路 PMT 热噪声增益拟合结果见附录 B 中图 B.1。..... | 61 |
| 图 4.7 | 各路 PMT 增益随时间演化结果, 图 (a) 是正高压 PMT (产自北京滨松), 图 (b) 是负高压 PMT (产自日本滨松)。可以看到负高压 PMT 在水中长时间运行后高压出现明显下降。..... | 61 |
| 图 4.8 | 增益偏差随运行时间的演化。图 (a) 代表正高压 PMT, 图 (b) 代表负高压 PMT。..... | 62 |
| 图 4.9 | 各路 PMT 的增益标准差随时间的演化图, 图 (a) 代表正高压 PMT, 图 (b) 代表负高压 PMT。..... | 62 |
| 图 4.10 | 增益标准差与增益均值之比随时间的演化图, 图 (a) 代表正高压 PMT, 图 (b) 代表负高压 PMT。..... | 62 |

- 图 4.11 对负高压 PMT, “光阴极-玻璃/水-地/钢桶” 形成了一个类似电容结构示意图。负高压加在了光阴极上, 光阴极外有绝缘体玻璃和 $18 \text{ M}\Omega$ 的超纯水层, 而水与钢桶直接接触, 钢桶接地。PMT 在水中运行时, 会有部分光电子反向放电, 打到玻璃上, 产生玻璃荧光, 荧光进而可造成光阴极上光电子产生, 提高热噪声计数率.....64
- 图 4.12 PMT 的暗噪声随时间的演化图, 图中实线代表负高压 PMT (产自日本滨松), 虚线代表正高压 PMT (产自北京滨松), 可以明显看出负高压 PMT 在水中的暗噪声明显高于正高压 PMT。.....65
- 图 4.13 理想球形探测器示意图.....66
- 图 4.14 ^{214}Po 衰变产生的 α 真实顶点和电荷重心法计算出的顶点位置分布, 可见在 $R < 580 \text{ mm}$ 时该重建算法可以较好的给出顶点位置, 在原型机边缘位置 $R > 580 \text{ mm}$ 时由于全反射造成重建位置的偏差。.....67
- 图 4.15 对不同波长的可见光, 其在原型机中全反射临界角和波长的关系图。可见, 在可见光范围全反射的临界角需满足 $\theta_t > 54^\circ$ 。.....68
- 图 4.16 理想球形探测器示意图。其中探测器中心为 O , 发光点为 O_1 , 从 O_1 发出的光射入水层的入射角 (即入射光线亚克力球壳法线的夹角, 图中用红线表示) 用 θ 表示。 θ 的值与发光点与探测器中心的距离 OO_1 和入射光方位角 (用 OO_1 与入射光法线的夹角 α 表示) 有关, 其关系可以用式(4-25)表示。.....69
- 图 4.17 固定发光点到探测器中心的位置为 $OO_1/R = 0.9$, 入射角 θ 与方位角之间的关系图。.....69
- 图 4.18 入射角的最大值与发光点位置 (用发光点与探测器中心的距离 OO_1 表示) 的关系图。结合图 4.15 条件 $\theta_t > 54^\circ$, 需满足约 $OO_1 > 0.8R$ 才有可能发生全反射。.....70
- 图 4.19 利用 JSAP 模拟原型机中均匀分布的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联信号, 其快慢信号位置与触发的 PMT 数目的关系图。图 (a) 是快 (β) 信号位置与触发的 PMT 数目的关系图, 图 (b) 是慢 (α) 信号位置与触发的 PMT 数目的关系图。由于全反射效应的发生, 触发的 PMT 数目减少。图中黑色虚线代表距离原型机中心 $R = 580 \text{ mm}$ 的位置, 可见在 $R > 580 \text{ mm}$ 时会发生明显的全反射现象。.....70
- 图 4.20 时间刻度流程图。.....72
- 图 4.21 当液闪发射光子数 n 分别为 1、5、10、15、20 时发光概率密度函数 (a) 和累计分布函数分布 (b).....74

- 图 4.22 在实验数据中,以第 1 路 PMT 为例,分别选取该路 PMT 的光电子数超过 5、10、15、20 时,最终得到的时间刻度常数分布分别如图 (a)、(b)、(c)、(d)。可见,随着单路 PMT 收集到光电子数的增加,液闪发光时间对时间刻度常数的影响减少,得到的时间刻度常数分布的标准差也随之减少,结果更加精确。综合结果的标准差和数据统计量,最终选择单路 PMT 的光电子数大于 20 作为筛选条件。 74
- 图 4.23 以第 0 路 PMT 为例, FADC 板间同步问题修复之前的数据 Run 320-340 时间刻度结果分布如图 (a) 所示,修复之后的数据 Run 1753-1760 时间刻度结果分布如图 (b) 所示。图 (a),红色箭头所指的位置的结构代表板间同步所带来的时间偏差。图 (b) 中,该结构消失。 75
- 图 4.24 以第 0 路和第 8 路的板间的时间刻度结果之差 ($T_0 - T_8$) 为例,图 (a) 是 FADC 板间同步问题修复之前的数据 Run 320-340,图 (b) 是修复之后的数据 Run 1753-1760。该结果也可以验证板间同步问题得以修正。 76
- 图 4.25 各路 PMT 的时间刻度结果随原型机运行时间的变化图。蓝色虚线代表高压稳定的时刻,通过修改高压会改变 PMT 内的渡越时间,造成各路的时间刻度结果的变化。红色虚线代表修改了板间同步问题,时间刻度结果发生改变。 76
- 图 4.26 以 Run 257 为例, $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 候选事例的级联信号的分布光电子数分布图。图 (a) 是快信号 (β) 光电子数分布;图 (b) 是慢信号 (α) 光电子数分布,红线为使用高斯对能谱进行拟合的结果。 77
- 图 4.27 分别以 Run 1000-1056 和 Run 1680-1706 为例,为了获得较为纯净的 α 信号,选择时间间隔 $<100 \mu\text{s}$ 的和重建顶点距离 $<400 \text{mm}$ 的事例作为级联信号的候选事例。其慢信号光电子数分布图。图 (a) 是数据 Run 1000-1056 的结果,红色实线代表使用两个高斯的拟合,红色虚线代表 ^{214}Po 的成分。图 (b) 是 Run 1680-1706 的结果,数据中红色实线代表使用“指数+高斯”的拟合,红色虚线代表 ^{214}Po 的成分。在 Run 1680 之后由于触发的改变, $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 的探测效率得以提高,因此可以看到较为明显的 α 信号峰。 78
- 图 4.28 利用 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 的 α 信号慢信号进行能标刻度,对应单位能量的能标 (a) 和标准差 (b) 在探测器运行 Phase A 中随时间变化图 78

| | | |
|--------|---|----|
| 图 4.29 | 以 Phase G-I 的典型光电子谱 (Run 1680、1718 和 1748) 为例, 拟合结果分别如图 (a)、(b) 和 (c) 所示。红色实线代表使用式(4-35)的拟合结果, 其中品红色虚线代表指数部分, 墨蓝色虚线代表 ^{40}K 衰变光子信号, 蓝色虚线代表 ^{208}Tl 信号。..... | 79 |
| 图 4.30 | ^{40}K 每 MeV 对应的光电子数随时间变化图, 图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红色实线为各个 Phase 每 MeV 对应的光电子数的平均值, 结果见表 4.1 所示。..... | 80 |
| 图 4.31 | ^{40}K 衰变 γ 能谱的高斯分布标准差 (单位为每 MeV 光电子数) 随时间变化图, 图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红色实线为各个 Phase 每 MeV 标准差对应光电子数的平均值, 结果见表 4.1 所示。..... | 80 |
| 图 4.32 | Run 257、Run 271 收集到的光电子数分布图。红色实线代表使用式(4-35) (高斯 + 指数) 的拟合结果, 其中两条蓝色虚线分别代表指数部分 (对其他本底的近似) 和高斯部分 (^{208}Tl 衰变光子信号)。..... | 81 |
| 图 4.33 | ^{208}Tl 每 MeV 对应的光电子数随时间变化图, 图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红色实线为各个 Phase 每 MeV 对应的光电子数的平均值, 结果见表 4.1 所示。..... | 82 |
| 图 4.34 | ^{208}Tl 每 MeV 标准差对应的光电子数随时间变化图, 图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红色实线为各个 Phase 每 MeV 标准差对应光电子数的平均值, 结果见表 4.1 所示。..... | 82 |
| 图 4.35 | 根据 ^{214}Po 衰变的 α 能谱, 对应原型机分辨率随时间变化图, 图中红线为分辨率拟合均值。..... | 84 |
| 图 4.36 | 根据 ^{40}K 衰变的 γ 能谱, 对应 1.46 MeV 上的原型机能量分辨率随时间变化图, 图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红线为能量分辨率拟合均值。..... | 84 |
| 图 4.37 | 根据 ^{208}Tl 衰变的 γ 能谱, 对应 2.61 MeV 上的原型机能量分辨率随时间的变化图, 图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红线为能量分辨率拟合均值。..... | 85 |
| 图 5.1 | ^{238}U 衰变链, 红色方框标记 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 衰变的级联信号。..... | 88 |
| 图 5.2 | Run 257 到 Run 271 的数据中选出间隔时间在 1000 μs 内的级联事例, 图 (a) 是快慢信号的能量分布, 图 (b) 是慢信号与重建顶点距离的分布。红色线代表筛选条件。..... | 89 |
| 图 5.3 | 经过表 5.2 筛选得到的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 候选事例的时间间隔分布。红线为使用式(5-1)拟合的结果。..... | 90 |

- 图 5.4 利用 JSAP, 模拟在液闪中均匀放置的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例, 图 (a)、(c)、(e)、(g) 和 (i) 是各触发条件下快慢信号能量散点, 图 (b)、(d)、(f)、(h) 和 (j) 是慢信号能量与快慢信号间距离的散点。.....91
- 图 5.5 在 Trig 3 触发条件下, $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例与触发 PMT 个数的关系图。其中图 (a) 是快信号, 图 (b) 是慢信号。可见, 将触发条件由 25 路 PMT 改为 10 路 PMT 时对 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例的选择效率有明显提升, 该提升主要由慢信号 (α) 造成。.....92
- 图 5.6 高压稳定后, ^{214}Bi 事例率随原型机运行时间的变化如图 5.6 所示。两条红线分别代表在通入氮气前后, ^{214}Bi 事例率的平均值。可见, 通入氮气对实验室泄露到原型机中的 ^{222}Rn (氡泄露见 5.2 节) 有一定的抑制作用, ^{214}Bi 事例率得到压低。通过通入氮气前后的拟合结果, 通入氮气可使得 ^{214}Bi 事例压低 4.78 倍。.....93
- 图 5.7 通入氮气前 (Phase A、G) 后 (H) 的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例位置分布图。其中, 图 (a) 和 (b) 分别是 Phase A 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图, 由于此时刚刚注入液闪, 原型机中 ^{222}Rn 含量相对于泄露进入原型机的 ^{222}Rn 高很多, 因此无法看出位置分布的结构。图 (c) 和 (d) 分别是 Phase G 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图, 此时 ^{222}Rn 主要是实验室泄露进来的, 可以明显看到事例位置分布在原型机上方。图 (e) 和 (f) 分别是 Phase H 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图, 此时已经原型机中通入氮气进行氮封, 有效阻止实验室氡气泄露到原型机中, 事例位置分布没有了原型机上方沉积的结构。.....94
- 图 5.8 Phase A 数据 ^{214}Bi 事例率变化如图 5.8 所示。红线为用式(5-1)的拟合结果。该部分 ^{214}Bi 主要由刚刚注入液闪时, 从地下实验室混入原型机的氡衰变而来。其事例率变化可以反映氡的事例率变化情况。.....95
- 图 5.9 ^{40}K 衰变能谱图。图 (a) 是 ^{40}K 衰变产生的能谱。能谱由一连续 β 谱和一单能 γ 谱组成。1.46 MeV 的单能 γ 作为标志信号来筛选 ^{40}K 以及能标刻度。图 (b) 是经过原型机响应后的模拟的探测谱。图中黑色实线为模拟得到的能谱, 蓝线代表在水中发生过康普顿散射的 γ , 红线代表在进入液闪前没有发生康普顿散射的 γ 。由于 PMT 在纯水中, β 自由程较小, 难以穿透水层进入液闪区域, 因此只有很少部分的衰变电子被探测到。衰变产物为单能 γ 的分支比虽然较小, 但是原型机内部透明度高, 因此 γ 在能谱中占主要成分。.....96

- 图 5.10 γ 探测到能量与第一次反应位置的关系图，图中红色虚线代表原型机液闪区域与水层的分界线。可见低能区事例主要是与水发生康普顿散射后产生能量损失造成的。.....97
- 图 5.11 模拟在 PMT 玻壳上均匀产生的 ^{40}K ，不同触发条件下收集到的信号能谱，图中红线为拟合结果；蓝色虚线为拟合得到的各分量的占比；其中拟合的高斯部分与实验数据拟合得到的部分对应，代表探测到 1.46 MeV 的 γ 能谱，用以计算效率。.....98
- 图 5.12 收集到的能量与触发 PMT 数目的关系（触发条件：Trig 3），可见对 1.46 MeV 的单能 γ 信号，绝大多数可以触发在 10 路 PMT 以上，因此不同的触发条件（改变光产额）对触发效率影响较小。.....99
- 图 5.13 模拟在液闪中均匀产生的 ^{40}K ，不同触发条件下收集到的信号能谱，其中图 (b)、(d) 和 (f) 代表利用电荷重心法位置重建后选取 $R < 200$ mm 的事例，图 (a)、(c) 和 (e) 为全部事例。图中红线为使用量能器函数（式(7-15)）对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高斯和指数的占比。其中高斯拟合的部分与数据的拟合的部分对应，代表探测到 1.46 MeV 的 γ 能谱，用以计算效率，效率计算见式(5-7)。..... 100
- 图 5.14 模拟液闪中均匀分布的 ^{40}K ，对触发的事例，其真实的位置和重建的位置分布关系图。图中黑色线代表全部的模拟事例，红色线为触发事例的真实位置，蓝色线为触发事例的重建位置。可见，重建到中心的事例比真实事例要多。因此，表 5.5 中按照式(5-7)计算得到的探测器中心的效率比真实的效率要高，有可能超过 100%。..... 101
- 图 5.15 以 Run 1680、Run 1718 和 Run1748 为例，对实验数据能谱的拟合如图 5.15 所示。图中红线为使用式(4-33)对能谱的拟合结果，品红色虚线代表本底项，绿色虚线为 ^{40}K 成分，蓝色虚线为 ^{208}Tl 成分。其中高斯成分的积分值作为 ^{40}K 衰变产物 ^{40}Ar 退激发出的 1.46 MeV 的 γ 的事例数 $N_{\gamma\text{Det}}$ 。102
- 图 5.16 单只 PMT 中 ^{40}K 事例率随时间变化图。图中黑色点为固定能量均值在 1.46 MeV 的拟合结果，绿色线代表 ^{40}K 事例率的均值。..... 104
- 图 5.17 通过全部数据计算得到液闪中 ^{40}K 事例率随时间变化图。图中黑色点为放开参数的拟合结果，红色线代表 ^{40}K 事例率的均值。..... 105
- 图 5.18 通过重建位置在探测器中心 200 mm 数据计算得到液闪中 ^{40}K 事例率随时间变化图。图中黑色点为放开参数的拟合结果，红色线代表 ^{40}K 事例率的均值。..... 105
- 图 5.19 ^{208}Tl 衰变纲图，图中能量单位为 keV 107

- 图 5.20 ^{208}Tl 衰变能谱。图 (a) 是 ^{208}Tl 衰变产生的能谱，由连续的 β 谱和分立的 γ 谱组成，其中 2.61 MeV 的单能 γ 作为标志信号来筛选 ^{208}Tl 以及能标刻度。图 (b) 是通过模拟得到的原型机探测到的能谱，图中黑色实线为全部能谱；红色虚线为 β 和一些与水发生了康普顿散射的 γ 能谱；蓝色虚线为没有与水发生康普顿散射的 2.61 MeV 的 γ 能谱，其中与液闪发生反应的顶点位置在 580 mm 以内的部分用绿色虚线表示，与液闪发生反应的顶点位置在 580 mm 到 645 mm 的部分用品红色虚线表示。..... 107
- 图 5.21 以 Trig 3 触发为例，模拟 PMT 上产生的 ^{208}Tl ，其衰变产物的沉积能量与第一次发生相互作用的位置的关系。图中红色虚线代表原型机液闪区域与水层的分界线。可见低能区能量沉积大量信号，为 β 和与水发生康普顿散射后能量损失的 γ 。同时有部分 γ 在液闪边缘发生相互作用，之后由于全反射造成能量损失..... 108
- 图 5.22 模拟在 PMT 玻壳上均匀产生的 ^{208}Tl ，不同触发条件下收集到的信号能谱，图中红线为使用式(7-15)能谱的拟合结果，蓝色虚线为各分量的占比，其中高斯拟合的部分与数据的拟合的部分对应，用以计算效率，见式(5-17)。..... 109
- 图 5.23 收集到的能量与触发 PMT 数目的关系（触发条件：Trig 4），可见对 2.61 MeV 的单能 γ 信号，绝大多数可以触发在 25 路 PMT 以上，因此不同的触发条件对触发效率影响较小。..... 109
- 图 5.24 模拟在液闪中均匀产生的 ^{208}Tl ，不同触发条件下收集到的信号能谱。图中红线为使用式(5-16)对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高能区域峰和低能区域峰的占比。由于实验数据中无法看到液闪中 ^{208}Tl 的峰，选取 4-6 MeV 的事例进行效率计算。..... 110
- 图 5.25 液闪中均匀产生的 ^{208}Tl 能量-位置二维图。由于 ^{208}Tl 衰变的 β 与 γ 之间的时间间隔为 ps 量级，在同一个事例中，因此将 β 和其它低能 γ 混入到 2.61 MeV 的 γ 测量中，造成测量的能量的抬高。同时，在原型机边缘，由于部分 2.61 MeV 的 γ 在未与液闪发生相互作用时就出射到液闪区域以外，剩余 β 和部分低能 γ 信号，同时在阈值效应的作用下，产生低能区的峰位。.....111

- 图 5.26 以 Run 257、Run 271 和 Run 1061，对实验数据中 ^{208}Tl 的拟合如图 5.26 所示。图中红线为使用式(4-35)（高斯 + 指数）对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高斯和指数的占比。由于该部分数据为 25 路 PMT 触发，且没有进行氮封，其它本底较多，导致拟合结果 χ^2/ndf 较大。最终计算含量时没采用该部分数据，使用了 Run 1680 之后的数据。 112
- 图 5.27 单只 PMT 中 ^{208}Tl 事例率随时间变化图。图中黑色为数据点，绿色线为事例率的拟合值。 113
- 图 5.28 液闪中 ^{208}Tl 探测事例率上限随时间变化图。 114
- 图 5.29 ^{232}Th 衰变链 115
- 图 5.30 两种 PMT 的 ^{40}K 的比值 T_p/T_N 随时间变化。图中红线为其拟合的均值，黑点为计算值。实验数据受到本底的影响较大，对拟合的结果产生一定的误差 118
- 图 5.31 两种 PMT 的 ^{208}Tl 的比值 T_p/T_N 随时间变化。图中红线为其拟合的均值，黑点为计算值。实验数据收到本底的影响较大，对拟合的结果产生一定的误差 120
- 图 6.1 由 SRTM3^[118] 给出的 CJPL 附近的等高线图（此图来自于 6.1(a)），在等高线图中以 CJPL 为中心，在 9 km 半径的范围内去了 6315 个点来构建地形图 6.1(b)（此图来自于^[119]） 123
- 图 6.2 可以到达地下实验室的缪子能量和天顶角的二维图，红线是为了提高模拟效率用的缪子能量的筛选条件。此图来自于^[119] 126
- 图 6.3 模拟的缪子动能图。图中红线为海平面的缪子能谱；黑线为到达 CJPL-I 的宇宙线缪子能谱，平均能量为 340 GeV，蓝线为到达 CJPL-II 的宇宙线缪子能谱，平均能量为 357 GeV。 126
- 图 6.4 模拟的地下缪子角分布 (θ, ϕ) 分布图。其中，图 (a) 和图 (b) 分别是 CJPL-I 和 CJPL-II 角分布 $(\cos\theta, \phi)$ 的二维图。图 (c) 和图 (d) 分别是模拟的缪子天顶角分布 $\cos\theta$ 和方位角 ϕ 分布，图中蓝线代表海平面的角分布，黑线代表 CJPL-I 的模拟结果，红线代表 CJPL-II 的模拟结果。角分布的不同是由于锦屏山体的结构所造成的。 127
- 图 6.5 缪子穿过的任意平面，在计算通过该平面的缪子通量时，有效面积为该平面沿着缪子方向在 x-y 平面的投影面积一致，即图中阴影部分为有效面积。。此图来自于^[24] 128
- 图 6.6 模拟宇宙线缪子几何的主视图。此图来自于^[24] 129

- 图 6.7 模拟结果和实验数据, r_{\max} 与沉积的可见能量 E_{dep} 的二维分布图。图中黑色点代表模拟结果, 红色点代表实验数据的结果。蓝色虚线为选出的筛选条件, 即 $E_{\text{dep}} > 98 \text{ MeV}$ 和 $r_{\max} < 0.15$ 。该筛选条件可以有效提出 PMT 闪光 (Flasher) 和电子学噪声 (Electronics noise) 等信号。 130
- 图 6.8 通过筛选条件的 E_{dep} 图 (a) 和 r_{\max} 图 (b)。图中黑色点代表模拟结果, 红色点代表实验数据结果。 131
- 图 6.9 锦屏中微子实验原型探测器探测到宇宙线缪子平均事例率分布, 每个点代表 28.84 天的数据 131
- 图 6.10 实验数据选出的缪子候选事例方向 $(\cos\theta, \phi)$ 重建结果图。图 (a) $(\cos\theta, \phi)$ 的二维分布图, 图 (b) 是重建天顶角 $\cos\theta$ 分布, 图 (c) 是重建方位角 ϕ 分布。图 (b) 和 (c) 中红色点代表模拟结果, 黑色点代表实验数据结果。 133
- 图 7.1 缪子与原子核通过交换虚光子产生缪致中子的费曼图^[129] 136
- 图 7.2 液闪中缪致中子产额和缪子能量关系。红色实线为使用表 7.1 中标记 a 的数据 (CUBE^[137], Bezrukov et al.^[138], Boehm et al.^[139], Daya Bay EH1^[140], Daya Bay EH2^[140], Bezrukov et al.^[138], Aberdeen Tunnel^[141], Enikeev et al.^[131], ASD^[129,131,142], Daya Bay EH3^[140], KamLAND^[136], LVD2011^[144], Borexino^[135], LSD^[145]) 进行拟合, 两条虚线分别代表 Mei et al.^[143] 和 Daya Bay^[140] 的拟合结果, 在表 7.1 中分别标记为 b 和 c 140
- 图 7.3 根据 Gorshkov et al.^[146,148,149]、Annis et al.^[147]、LVD2011^[144]、Crouch et al.^[150]、Bergamasco^[152]、ZEPLIN-III^[154]、Super-K^[156]、SNO^[157] 等实验结果, 拟合钢铁 (红)、铅 (黑) 和水 (蓝) 中缪致中子产额和缪子能量关系 141
- 图 7.4 宇宙线缪子穿过原型机的示意图。穿过整个钢桶的径迹长度在图中标记为 TLinTank, 穿过液闪的部分在图中标记为 TLinLS, 其余部分为 TLinWater。 143
- 图 7.5 宇宙线缪子径迹分布模拟结果。黑线代表计算宇宙线缪子穿过原型机的全部长度, 红线是将液闪区域按照半径为 645 mm 的球来计算得到的径迹长度, 蓝线为缪子穿过原型机总长度减去穿过液闪区域的长度。 144
- 图 7.6 宇宙线缪子平均能量为 11 GeV、20 GeV、90 GeV、270 GeV 和 340 GeV 情况下, 缪致中子的能谱图 (a) 和相对于宇宙线缪子的 θ'_n 角分布图 (b) .. 147

| | | |
|--------|--|-----|
| 图 7.7 | 缪致中子相对于实验室系的角分布。图 (a) 是缪致中子相对于实验室系 ϕ_n 和宇宙线缪子相对于实验室系 $\phi_\mu^{[119]}$ 的分布, 缪致中子相对于宇宙线缪子的 ϕ'_n 为均匀分布。图 (b) 是缪致中子相对于 CJPL-I 实验室系 θ_n 、缪致中子相对于宇宙线缪子 θ'_n 和宇宙线缪子相对于 CJPL-I 实验室系 $\theta_\mu^{[119]}$ 的分布。..... | 148 |
| 图 7.8 | 加权 nH 俘获信号能量分布图中红线为使用量能器函数式(7-15)的拟合结果。..... | 149 |
| 图 7.9 | 在液闪中产生的缪致中子从产生到被俘获的飞行距离..... | 150 |
| 图 7.10 | 缪致中子位置分布。R 代表缪致中子位置与原型机中心的距离。黑线代表模拟产生的全部缪致中子, 红线代表产生触发并通过判选条件的缪致中子..... | 151 |
| 图 7.11 | 事例距离缪子时间差 ΔT 与原型机运行时间的关系。红线代表 Run 1680 的运行开始时间。..... | 154 |
| 图 7.12 | 距离缪子时间差 $\Delta T < 20 \mu\text{s}$ 内典型事例事例波形图..... | 154 |
| 图 7.13 | LAB 中俘获时间和温度的关系..... | 155 |
| 图 7.14 | 满足能量筛选条件在 3σ 的本底分布。图 (a) 是以 $1 \times 10^3 \mu\text{s}$ 为时间单位记录本底事例随距离缪子时间 ΔT 的分布, 图 (b) 是以 $1 \times 10^3 \mu\text{s}$ 为时间单位记录本底事例数分布, 并通过泊松分布公式对本底分布进行拟合。..... | 156 |
| 图 7.15 | 宇宙线缪子之后事例时间与能量分布。图 (a) 是 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 10020 \mu\text{s}$ 时间窗内事例时间和能量分布, 红线代表中子能谱 (图 7.8) 3σ 的位置, 蓝线代表中子能谱 5σ 的位置。图 (b) 黑色数据点代表 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内的能量分布, 蓝色数据点代表 $1020 \mu\text{s} < \Delta T < 500020 \mu\text{s}$ 时间窗内归一化后的本底分布, 红色虚线代表 nH 俘获信号 3σ 的能量区域; 图 (c) 是 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内 3σ 能量筛选条件下的事例时间的分布。可见能量均值在 2.2 MeV 附近, 时间呈现衰减趋势。..... | 156 |
| 图 7.16 | 在宇宙线缪子后以 1 s 为时间间隔, 本底的能谱分布图..... | 157 |
| 图 7.17 | 缪致中子本底能谱分布图..... | 158 |
| 图 7.18 | 缪致中子候选事例能谱图 (a) 和时间谱的拟合结果图 (b)..... | 159 |
| 图 7.19 | 联合 CUBE ^[137] , Bezrukov et al. ^[138] , Boehm et al. ^[139] , Daya Bay EH1 ^[140] , Daya Bay EH2 ^[140] , Bezrukov et al. ^[138] , Aberdeen Tunnel ^[141] , Enikeev et al. ^[131] , ASD ^[129,131,142] , Daya Bay EH3 ^[140] , KamLAND ^[136] , LVD2011 ^[144] , Borexino ^[135] , LSD ^[145] 等实验的结果, 拟合缪致中子产额和缪子能量关系, 红色数据点为锦屏的测量值..... | 161 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 图 7.20 | 不同靶物质中缪致中子产额与靶物质中子数及缪子能量的关系。图中所用的数据为表 7.1 中的数据。其中铅、铁、重水和液闪的中子数分别为 125、30、10 和 6，分别用黑、红、绿和蓝色的线表示其数据点和拟合结果。 | 163 |
| 表 1.1 | 各太阳中微子实验及主要指标总结 | 14 |
| 表 1.2 | Super-Kamiokande 探测器的不同运行状态总结 | 18 |
| 表 1.3 | Super-Kamiokande 探测器对太阳中微子通量的测量结果 ^[68] | 19 |
| 表 1.4 | Borexino 探测器对太阳中微子通量的测量结果 ^[68] | 23 |
| 表 2.1 | 地下实验室岩石放射性对比表，放射性单位为 Bg/kg | 27 |
| 表 3.1 | 不同的触发条件下模拟参数的调整结果 | 50 |
| 表 3.2 | 实验数据和模拟结果的均值和标准差的比较结果 | 51 |
| 表 4.1 | 每 MeV 对应的光电子数表 | 83 |
| 表 4.2 | 各个运行区间能标刻度结果 | 83 |
| 表 4.3 | 原型机分辨率。对 ²⁰⁸ Tl 可见随着能标的上升，能量分辨率得到优化；对 ⁴⁰ K 由于相对含量较少，因此拟合结果误差较大。 | 85 |
| 表 5.1 | ²¹⁴ Bi – ²¹⁴ Po 衰变表 | 88 |
| 表 5.2 | ²¹⁴ Bi – ²¹⁴ Po 事例筛选条件 | 89 |
| 表 5.3 | ²¹⁴ Bi – ²¹⁴ Po 的探测效率 | 92 |
| 表 5.4 | ⁴⁰ K 衰变表 | 96 |
| 表 5.5 | ⁴⁰ K 的探测效率 | 101 |
| 表 5.6 | 以 Run1680 为例，不同拟合条件下拟合结果 | 102 |
| 表 5.7 | 图 5.24 的拟合结果 | 111 |
| 表 5.8 | ²⁰⁸ Tl 的探测效率 | 112 |
| 表 5.9 | ⁴⁰ K 在不同触发条件下的重建概率 | 117 |
| 表 5.10 | ⁴⁰ K 在不同触发条件下的重建概率 | 118 |
| 表 5.11 | ²⁰⁸ Tl 在不同触发条件下的重建概率 | 119 |
| 表 5.12 | ⁴⁰ K 在不同触发条件下的重建概率 | 119 |
| 表 5.13 | 原型机放射性同位素 | 120 |
| 表 6.1 | 地壳中的元素丰度 | 123 |
| 表 6.2 | CJPL-II 四个实验厅的宇宙线缪子通量和平均能量表 | 134 |
| 表 7.1 | 不同靶物质和不同宇宙线缪子能量下缪致中子产额的测量结果 | 138 |
| 表 7.2 | 缪致中子产额和缪子能量关系参数拟合结果 | 141 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 表 7.3 | 中子在岩石中平均自由程计算结果及参数 | 145 |
| 表 7.4 | 缪致中子产额占比 Q 所用的初始参数 | 146 |
| 表 7.5 | 不同模拟参数设置下山体岩石和原型机各组分中产生的缪致中子探测效率及产额占比 | 152 |
| 表 7.6 | 不同中子位置、中子能量和触发条件下，缪致中子探测效率 | 153 |
| 表 7.7 | 缪致中子产额计算的各项参数 | 160 |
| 表 7.8 | 不同物质中，式(7-5)所描述的缪致中子产额和能量关系参数 | 161 |
| 表 7.9 | CJPL-II 四个实验厅的中子产额估算值 | 162 |

符号和缩略语说明

| | |
|---------|--|
| SSM | 标准太阳模型 (Standard solar model) |
| SM | 标准模型 (Standard Model) |
| CC | 带电流反应 (Charged Current) |
| NC | 中性流反应 (Neutral Current) |
| PMT | 光电倍增管 (PhotoMultiplier Tube) |
| MCP-PMT | 微通道板光电倍增管 (MicroChannel Plate PhotoMultiplier Tube) |
| CJPL | 中国锦屏地下实验室 (China Jinping Underground Laboratory) |
| CJPL-I | 中国锦屏地下实验室一期实验厅 |
| CJPL-II | 中国锦屏地下实验室二期实验厅 |
| nndc | 国际核数据库 (National Nuclear Data Center) |
| JSAP | 锦屏中微子实验模拟和分析软件 (Jinping neutrino experiment Simulation & Analysis Package) |
| p.e. | 光电子数 (Photo-electron) |
| IBD | 反贝塔衰变 (Inverse Beta Decay) |
| SNU | 太阳中微子单位 (Solar Neutrino Unit, 1 SNU 代表每秒每个核子中产生 10^{-36} 次反应) |
| SNP | 太阳中微子问题 (Solar Neutrino Problem) |
| m.w.e | 等效水深 |
| ToT | 过阈时间 (Time over Threshold) |

第 1 章 中微子物理及太阳中微子问题

中微子以其极小的反应截面，成为研究星球乃至宇宙的理想探针。与光子、质子不同，中微子可以轻易的穿过地球上各种物质的阻拦来到探测器中，因此携带着星球内部大量的能量和方向等原始信息。作为距离地球最近的恒星，太阳是地球上最主要的中微子源，通过对太阳中微子的研究可以了解恒星的演化和中微子的振荡过程。本节将介绍中微子和太阳模型的研究历史和相关的基本理论，总结现在依然待解决的太阳中微子问题。

1.1 中微子物理

1.1.1 中微子的历史

常见的基本粒子，如质子、中子等最早都是通过实验手段先发现其存在。而中微子从诞生之初就与之不同，它首先是为了解释核衰变 β 连续谱的困惑而通过理论假设而引入的。

在人类陆续发现原子核 α 衰变和 γ 衰变均为分立的确定的能量值后，J. Chadwick 惊人地发现 β 衰变的能谱是连续谱^[1]。经过 Ellis et al.^[2] 和 Meitner et al.^[3] 的一系列实验验证后， β 衰变连续能谱的解释只剩下两种可能性：一种是 N. Bohr 猜测在该衰变过程中能量守恒定律失效；另一种是 W. Pauli 提出的在该衰变过程中还以一种未知的中性粒子存在，该粒子携带了现有观测以外的能量和自旋，即“绝望的泡利想法”^[4]。这种未知的粒子最初被命名为“中子 (Neutron)”，后来在 1933 年被 E. Fermi 命名为“中微子 (Neutrino)”^[5]。然而距离中微子想法提出 20 多年之后，中微子才被实验发现。

最早的中微子探测实验是 C. Cowan 和 F. Reine 完成的。他们在 1953 年利用美国 Hanford 核反应堆作为中微子源，使用了 300 升液闪和相对简陋的屏蔽设施观测到了疑似中微子的信号^[6]。之后他们又于 1956 年，在美国 Savannah River 核反应堆附近利用 4200 升闪烁体证明了中微子的存在^[7-8]。该中微子实验的原理是利用中微子和质子的反贝塔衰变 [Inverse Beta Decay, IBD, 见式(1-1)] 产生的正电子信号作为快信号，中子俘获 [$^{113}\text{Gd}(n, \gamma)^{114}\text{Gd}$] 释放的 8 MeV 光子信号作为慢信号来标记中微子。值得一提的是，IBD 反应直到今日依然是中微子探测的主要方法之一。



从中微子概念的提出到现在，中微子历史上重要事件的总结如下：

- 1914年，J. Chadwick 发现 β 衰变为连续谱^[1]。
- 1930年，W. Pauli 提出理论猜测，认为 β 衰变中有一个没有观测到的粒子带走了额外的能量^[4]。
- 1933年，E. Fermi 提出关于原子核 β 衰变的理论，并将该未观测到的粒子命名为中微子^[5]。
- 1956年，C. Cowan 和 F. Reine 探测到反应堆反电子中微子的存在^[7-8]。
- 1958年，B. Pontecorvo 提出了中微子和反中微子的振荡 ($\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$) 假说来解释太阳中微子问题^[9]。
- 1962年，L. Lederman、M. Schwartz 和 J. Steinberger 发现了缪子中微子^[10]。
- 1968年，R. Davis 和 M. Koshiba 利用在 South Dakota 的矿井中的 Homestake 实验首次发现了太阳中微子^[11]。
- 1975年，发现 τ 子，并提出 ν_τ 的存在的假设^[12]。
- 1962-1984年，B. Pontecorvo、Z. Maki、M. Nakagawa 和 S. Sakata 提出了中微子振荡理论^[13-16]。
- 1998年，Super-Kamiokande 实验为中微子振荡提供了有力证据^[17-18]。
- 2000年，DONUT 合作组发现 ν_τ ^[19]。
- 2002年，SNO 实验通过对太阳 ^8B 中微子的测量为太阳中微子味道转变提供了有力证据^[20]。
- 2003年，KamLAND 实验通过反贝塔衰变 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) 验证了反应堆中微子 $\bar{\nu}_e$ 到 $\bar{\nu}_\mu$ 的振荡现象^[21]。
- 2006年，长基线中微子实验 K2K 验证了加速器产生的 ν_μ 到 ν_τ 的振荡^[22]。

1.1.2 标准模型下的中微子

基本粒子中的费米子自旋为 $1/2$ ，它们通过交换玻色子来传递相互作用。已知的基本粒子分为三代，每一代由两个带相反电荷的夸克、一个带电荷的轻子和一个中微子组成，如图1.1所示。粒子物理的标准模型 (Standard Model, SM) 是对基本粒子电磁、强和弱相互作用的统一数学描述。

中微子在 SM 中质量为零。三代中微子 ν_e 、 ν_μ 和 ν_τ 分别与三代带电轻子 e 、 μ 和 τ 相对应，且只参与弱相互作用。

弱相互作用的媒介子是 W^\pm 和 Z^0 玻色子。带电流反应 (Charged Current, CC) 是通过交换 W^\pm 玻色子来完成，中性流反应 (Neutral Current, NC) 是通过交换 Z^0 玻色子完成。对三代中微子与电子的散射过程， ν_e 可以通过 CC 和 NC 发生相互作用，而 ν_μ 和 ν_τ 只能通过 NC 发生相互作用，中微子发生 CC 和 NC 散射的费曼图

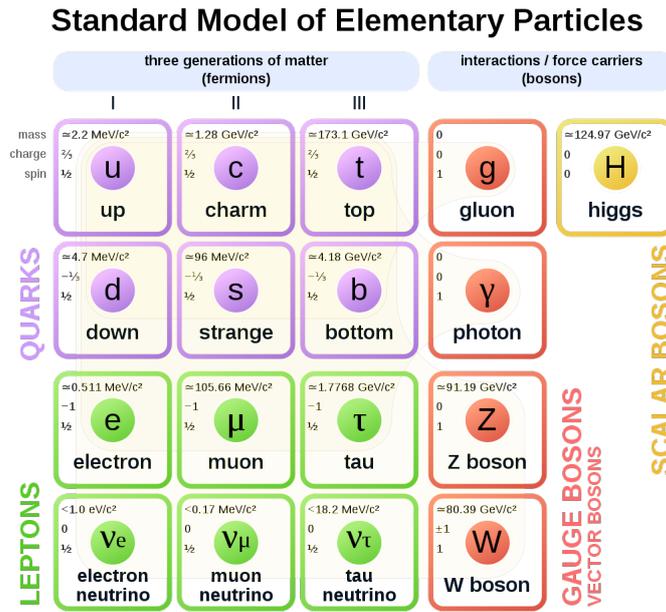


图 1.1 标准模型中的基本粒子组成。此图来自于 [23]

如图1.2所示。

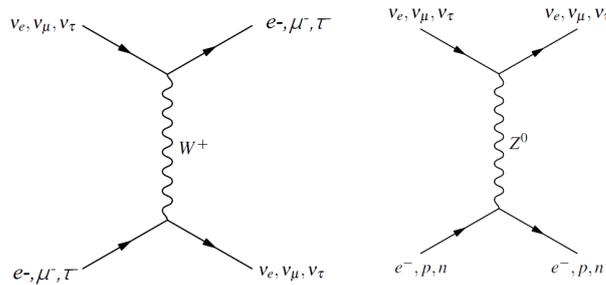


图 1.2 中微子发生 CC (左) 和 NC (右) 散射的费曼图。此图来自于 [24]

1.1.3 中微子振荡

1957 年, B. Pontecorvo 根据中性 K 介子振荡 $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ 的理论提出了中微子和反中微子的振荡 ($\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$) 假说来解释太阳中微子问题 (见1.3节)。由于当时只发现了电子中微子, 因此该假说存在着历史上的局限性。

1962 年 L. Lederman、M. Schwartz 和 J. Steinberger 发现了缪子中微子 [10]。1969 年, B. Pontecorvo 的假说被 B. Pontecorvo、Z. Maki、M. Nakagawa 和 S. Sakata 推广到不同味道本征态的中微子之间, 形成了不同味道本征态间的中微子振荡理论 [13-16]。

中微子如果有质量, 它们的质量本征态 ν_1 、 ν_2 和 ν_3 与其味道本征态 ν_e 、 ν_μ 和 ν_τ 不是一一对应的。在传播过程中, 以其质量本征态进行传播, 在各个味道本征态见相互振荡演化。因此对于给定味道本征态的中微子, 在特定的时间和空间坐

标系下，有一定的概率转变为其它味道本征态的中微子。根据标准模型，零质量的中微子不能在三种不同的味道本征态（三代中微子）间转变。因此，中微子振荡的发现^[25-26]证明了中微子质量的存在，成为超出标准模型的实验证据。

1.1.3.1 中微子的真空振荡

根据量子力学，中微子的味道本征态可以按质量本征态展开：

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1-2)$$

其中，矩阵 U 被称为 PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 矩阵或中微子混合矩阵，可以用三个中微子混合角 ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、一个狄拉克相角 δ 和两个 Majorana 相角 (ϕ_1, ϕ_2) 表示：

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13}e^{i\delta} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1-3)$$

其中，第一部分的 θ_{23} 主要通过大气中微子实验测量，第二部分的 θ_{13} 主要通过反应堆中微子实验测量，第三部分的 θ_{12} 主要通过太阳中微子实验测量，最后一部分的参数 (ϕ_1, ϕ_2) 等待无中微子双 β 实验的测量。根据最新的实验测量结果^[27]，中微子混合角为：

$$\begin{aligned} \sin^2\theta_{12} &= 0.307_{-0.012}^{+0.013} & \theta_{12} &= 33.6^\circ \\ \sin^2\theta_{23} &= 0.417_{-0.025}^{+0.028} & \theta_{23} &= 40.2^\circ \\ \sin^2\theta_{13} &= 0.0212 \pm 0.0008 & \theta_{13} &= 8.37^\circ \end{aligned} \quad (1-4)$$

由于中微子混合矩阵 U 是么正矩阵，因此中微子的质量本征态也可以用弱作用本征态表示，即式(1-2)也可以表示为：

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1}^* & U_{e2}^* & U_{e3}^* \\ U_{\mu1}^* & U_{\mu2}^* & U_{\mu3}^* \\ U_{\tau1}^* & U_{\tau2}^* & U_{\tau3}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1-5)$$

对味道为 α 的中微子，在真空中飞行了时间 t ，传播距离 L 时，中微子状态可

以用平面波函数来表示:

$$|\nu_\alpha(L, t)\rangle = \exp(-i\hat{E}t + i\hat{p}L) |\nu_\alpha\rangle \quad (1-6)$$

其中, \hat{E} 和 \hat{p} 分别代表中微子的能量和动量算符。对质量本征态为 i 的相对论性中微子, 有:

$$Et - pL = \left(E - \sqrt{E^2 - m_i^2} \right) L \approx \frac{m_i^2}{2E} L \quad (1-7)$$

将中微子的飞行时间 t 用传播距离 L 替代, 产生时味道为 α , 之后转变为味道 β 的中微子的概率可表示为:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, t) \rangle|^2 = \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-i\Delta m_{ij}^2 L/2E} \quad (1-8)$$

中微子的存活概率定义为其味道本征态保持不变的概率。根据式(1-8), 对太阳中微子 ν_e , 其存活概率可表示为:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{4E (\text{GeV})} \right) \quad (1-9)$$

定义特征长度:

$$\hat{L} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{12}^2} \quad (1-10)$$

对太阳中微子, 能量为 MeV 量级, 且 $\Delta m_{12}^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, 可以得到太阳中微子的特征长度为 $L \sim 10^5 \text{ m}$ 量级。

根据式(1-9), 当 ν_e 飞行距离等于特征长度时, 存活概率为 100%, 即中微子回到初始状态。可见, 混合角度 θ_{12} 决定振荡的振幅, 质量平方差决定振荡的特征长度。

对太阳中微子, 其整个太阳都是其中微子源, 太阳的尺度 (半径约 $6.96 \times 10^8 \text{ m}$) 远远大于该特征长度 (10^5 m 量级), 因此在地球上测量到的太阳中微子平均存活概率可近似为:

$$\overline{P(\nu_e \rightarrow \nu_e)} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{12} \quad (1-11)$$

易见, 平均存活概率最小值为 1/2。

1.1.3.2 物质中的中微子振荡

当能量为 MeV 量级的太阳中微子穿过高电子密度的物质 (如太阳核心) 时, 它们在传播过程中会受到与物质相互作用的影响, 且不同味道本征态的中微子与物质的相互作用不同: ν_e 可以通过 CC 和 NC 发生相互作用, 而 ν_μ 和 ν_τ 发生 CC 反应的阈值分别为 106 MeV 和 1.78 GeV, 因此只能通过 NC 发生相互作用。这种

相互作用的差异会影响中微子束的味道组成，这就是中微子的物质效应。中微子的物质效应最初由 Wolfenstein^[28] 提出，后来由 Mikhaev 和 Smirnov 应用到太阳中微子中^[29]，因此也被称为 MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 效应。

中微子在物质中的哈密顿量 H_m 可以写成真空中的哈密顿量 H_0 和相互作用项 H_{int} 的叠加：

$$H_m = H_0 + H_{\text{int}} \quad (1-12)$$

其中，

$$\begin{aligned} H_0|v_i\rangle &= E|v_i\rangle, & E &= \sqrt{p^2 + m_i^2}, & i &= 1, 2, 3 \\ H_{\text{int}}|v_\alpha\rangle &= V_\alpha|v_i\rangle, & \alpha &= e, \mu, \tau \end{aligned} \quad (1-13)$$

E 和 p 分别代表中微子的能量和动量， V_α 代表中微子在物质中相互作用的等效电势。根据 Langacker et al.^[30] 的研究，该等效电势可以用带电流反应等效电势 V_{CC} 和中性流反应等效电势 V_{NC} 表示：

$$\begin{aligned} V_\alpha &= V_{CC}\delta_{\alpha e} + V_{NC} \\ &= \sqrt{2}G_F n_e \delta_{\alpha e} + \left(-\frac{\sqrt{2}}{2}\right)G_F n_n \end{aligned} \quad (1-14)$$

其中， G_F 代表费米耦合常数， n_e 和 n_n 分别代表电子和中子的密度。 $\delta_{\alpha e}$ 代表只有当中微子的味道本征态为电子中微子时，才有带电流反应的等效电势。

对中微子与物质相互作用的等效电势，也可以理解为由于 CC 和 NC 相互作用，使中微子增加了一部分等效质量，即：

$$m_m^2 = (E + V_\alpha)^2 - p^2 \simeq m^2 + 2EV_\alpha \quad (1-15)$$

式(1-12)中的哈密顿量也可以通过矩阵形式表示：

$$H_m \frac{1}{2E} (UMU^\dagger + A) \quad (1-16)$$

其中, U 与式(1-5)一致,

$$M = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix}$$

$$A = \begin{pmatrix} A_{CC} + A_{NC} & 0 & 0 \\ 0 & A_{NC} & 0 \\ 0 & 0 & A_{NC} \end{pmatrix} \quad (1-17)$$

$$A_{CC} = 2EV_{CC}$$

$$A_{NC} = 2EV_{NC}$$

式(1-16)中哈密顿量可以化简为:

$$H_m \frac{1}{2E} (U_m M_m U_m^\dagger) \quad (1-18)$$

其中 U_m 为同真空中的中微子混合矩阵(1-3)同样的形式, 因此可以得到等效物质中的中微子混合角:

$$\sin 2\theta_m = \frac{\tan 2\theta}{\sqrt{(1 - n_e/N_e)^2 + \tan^2 2\theta}} \quad (1-19)$$

式中 N_e 为共振密度^[29]:

$$N_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}EG_F} \quad (1-20)$$

在太阳中, 低能量的中微子不满足物质中的振荡要求, 它们的行为受真空中的中微子振荡限制。对于高能量的中微子, 由于在物质中的振荡效应使其存活概率得到压低。根据 Parke^[31] 的计算, 考虑 MSW 效应后, 太阳中微子的平均存活概率为:

$$\overline{P_{\text{MSW}}(\nu_e \rightarrow \nu_e)} = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_{\text{jump}}\right) \cos 2\theta_{12} \cos 2\theta_m \quad (1-21)$$

其中, P_{jump} 为中微子从一种绝热的质量态到另一种绝热质量态的概率。可见, 考虑了 MSW 效应后, 太阳中微子的存活概率最小值可以为 0。相比于(1-11), 该效应使太阳中微子的存活概率被显著的压低。

相比于低能中微子, 高能量的中微子通过 MSW 效应导致存活概率收到的抑制较大。因此可以通过比较不同的能量阈值下的存活概率抑制情况, 或者通过测量中微子能谱来研究 MSW 效应的影响。此外, 夜间测量到的中微子相比于日间的测量多了穿过地球的过程。中微子的日夜效应 (Day-night asymmetry) 在超级神冈实验中已经看到迹象^[32], 但只是在 3σ 左右, 需要进一步的实验验证。

1.1.4 中微子来源

涉及弱相互作用的核反应过程都会产生中微子。图1.3是根据已知的实验探测和理论预期得到的不同来源的中微子及通量图^[33]。

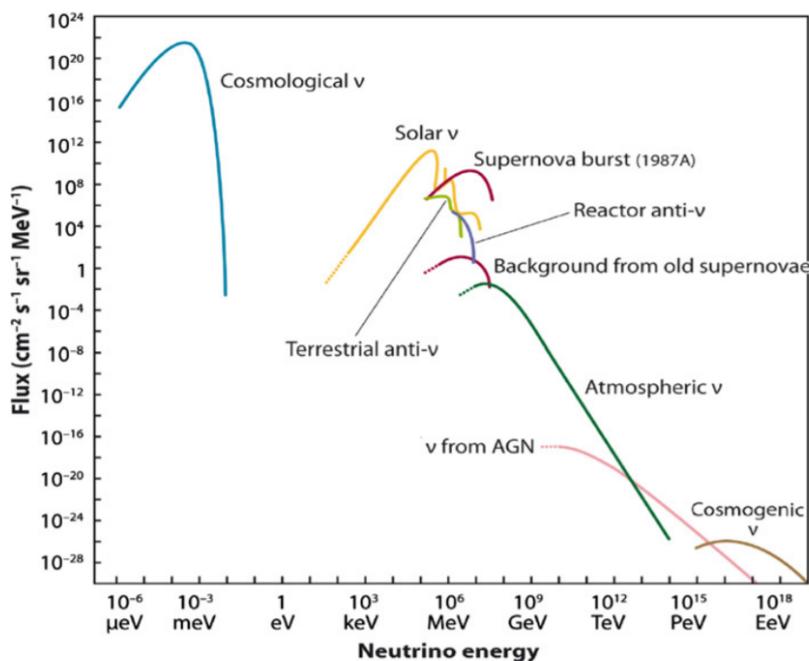


图 1.3 根据已知的实验探测和理论预期得到的不同来源的中微子及通量。此图来自于^[33]

对不同的中微子源及其性质介绍如下：

- **Cosmological neutrinos** 称为宇宙背景中微子，又称宇宙遗迹中微子（relic neutrinos）。与宇宙微波背景（cosmic microwave background, CMB）类似，宇宙背景中微子是来自宇宙大爆炸早起的残留物。虽然宇宙背景中微子的预期通量最高，但是由于其能量仅有 μeV 到 meV 量级，使得反应截面极小，因此至今还没有被探测到。对宇宙背景中微子的预期能谱如图1.3中蓝色曲线所示。
- **Cosmogenic neutrinos** 称为宇生中微子。是由于超高能的首级宇宙射线（没有与地球大气层发生相互作用的宇宙射线称为初级宇宙射线，主要为质子）与 CMB 相互作用产生的，能量可达到 PeV 乃至更高的水平。南极的冰立方（IceCube）实验利用南极的冰层作为大型切伦科夫探测器，探测到的最高能量的中微子沉积能量达 2.6 PeV ^[34]。
- **Atmospheric neutrinos** 称为大气中微子。其能量范围最宽，在图1.3中用绿色曲线表示。大气中微子是宇宙射线与大气相互作用的结果。以质子为主的原

初宇宙射线与大气相互作用产生了 π^\pm 介子，进而通过衰变反应：

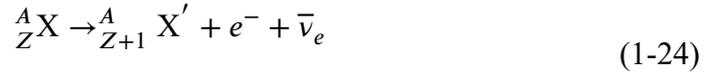


产生宇宙线缪子 μ^\pm 和缪子中微子 $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ 。同时，宇宙线缪子的寿命为 $2.2 \mu\text{s}$ ，之后通过衰变：



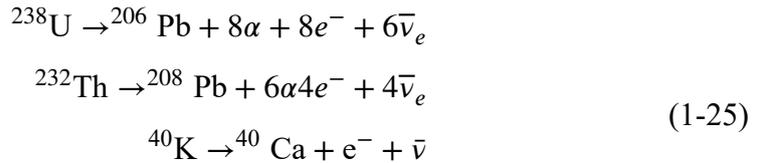
产生电子中微子和缪子中微子。大气中微子在研究中微子振荡中起到了重要作用。

- **reactor neutrinos** 称为反应堆中微子。在核反应堆中，放射性物质通过 β 衰变释放出反应堆中微子：



其中 A 和 Z 分别代表 X 核的质量数和原子序数。反应堆中微子是人类发现最早的中微子来源（1.1.1），在测量中微子混合振荡角中起到了重要作用。

- **Geo-neutrinos** 称为地球中微子。是地壳和地幔中放射性同位素通过 β 衰变产生的，如对 ${}^{238}\text{U}$ 、 ${}^{232}\text{Th}$ 和 ${}^{40}\text{K}$ ：



对地球中微子的测量可以了解地球上放射性同位素的分布信息，同时可以估计地球板块运动等能量的来源。KamLAND 实验最早探测到地球中微子^[35]，Borexino 实验也对地球中微子做了细致的研究^[36-39]。

- **Supernova neutrinos** 称为超新星中微子。在大质量恒星寿命的终点，伴随着恒星坍塌的强大爆炸，大量的能量在瞬间释放。超新星中微子会携带超新星爆炸部分能量。1987 年 2 月 23 日，在距离地球 16.3 万光年的大麦哲伦星云中，发现了 1987A^[40]。它是 20 世纪最大的天体物理事件之一，超新星中微子被日本 Kamiokande^[41] 和美国 IMB(Irvine-MichiganBrookhaven) 实验首次

观测到^[42]。能谱如图1.3所示。这些超新星中微子比光子更早的从爆炸的恒星核心处喷发出来，提供了超新星爆发的关键信息。

- **Solar Neutrino** 即太阳中微子，由太阳内部的核聚变反应所产生，是本论文研究的重点。将会在1.2.2节中介绍。

1.1.5 中微子质量顺序

中微子振荡实验提供了中微子质量平方差的测量。目前的实验结果表明中微子的三个质量本征态中 ν_1 和 ν_2 质量距离较近，与 ν_3 质量距离较远，但是仍无法确定 ν_3 的质量比另外两个大还是小。中微子质量顺序分为正序和反序两种可能性。正序是 ν_3 质量远大于 ν_1 和 ν_2 质量，反序是 ν_3 质量远小于 ν_1 和 ν_2 质量，如图1.4所示。

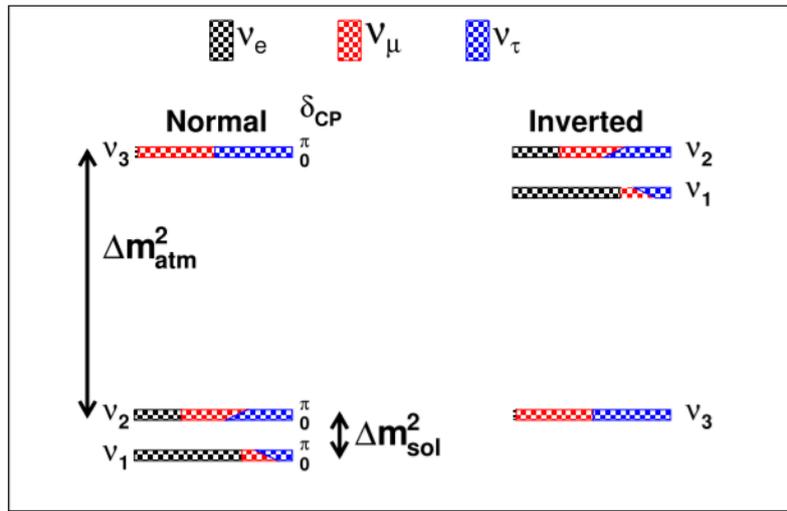


图 1.4 中微子质量顺序。正序是 ν_3 质量远大于 ν_1 和 ν_2 质量，反序是 ν_3 质量远小于 ν_1 和 ν_2 质量。此图来自于^[43]

1.2 标准太阳模型

1.2.1 太阳能量来源

1837年，Pouillet^[44]对太阳的能量做了定量的测量，得到了太阳的功率为 $6500 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ，该结果与现在的测量结果接近。随着当时热力学的发展，如此巨大的能量来源引起了当时人们的关注。

von Mayer^[45]提出来两种假设。一种是太阳是一个巨大的煤球，但该假说很快就被否定。另一种是太阳的热量源于撞击陨石的动能，随着时间的推移缓慢冷却，该假说由于与地球上观测到的陨石撞击频率不兼容，最终也失败了。1845年，

瑞利勋爵 (John William Strutt)^[46] 建议将重力收缩作为太阳热量的产生机理, 计算出在当前功率下将太阳的半径减小到 3 英里需要花费约 9000 年。该假说计算到的太阳年龄比达尔文 (Charles Robert Darwin) 估算的地球年龄小得多^[47], 使得达尔文在后续出版的书中删掉了部分关于地球年龄的估算。

直到 1896 年贝克勒尔 (Antoine Henri Becquerel) 发现了放射性, 并且在之后与居里夫妇 (Pierre Curie 和 Marie Curie) 对镭的研究中发现放射性物质可以放出大量的热。这意味着核反应可能是太阳能量之源。然而, 由于太阳中重元素丰度太低无法产生所需的能量。1915 年, Harkins et al.^[48] 计算了氢聚变成氦可以释放出巨大能量。1920 年, Arthur Eddington 提出这个过程 (核聚变) 可以作为太阳能量的来源。随着 20 世纪 30 年代对原子核物理的深入研究, 1938-1939 年间, Bethe^[49] 阐明了在太阳中由氢转化为氦的过程, 并证明了过程的能量输出与太阳的功率输出是一致的, 这个过程称为 pp 链。

1.2.2 太阳核反应与太阳中微子

太阳通过核聚变反应释放能量。根据标准太阳模型, 在太阳 (及其它较轻的恒星) 中占 99% 贡献的是 pp 链, 此外还有少量约 1% 的 CNO 循环 (在重的恒星中占主导贡献) 的贡献。pp 链和 CNO 循环的过程见图 1.5^[50]。

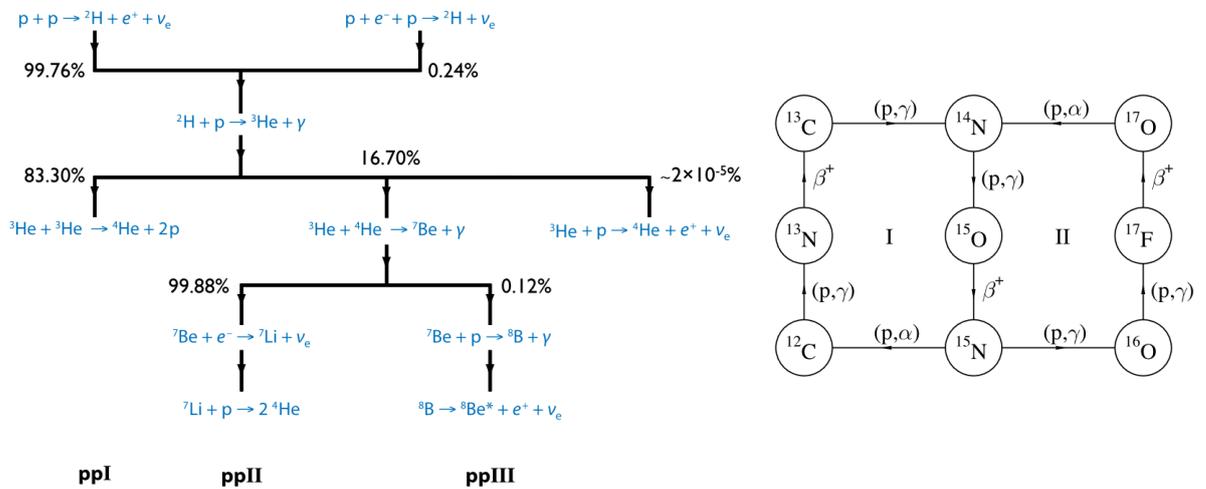


图 1.5 太阳中 pp 链和 CNO 循环的过程^[50]。在 pp 链中, 质子合成氦原子的全过程为: $4p \rightarrow 4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$; CNO 循环过程分为两个子循环, 其中 I 占据主导地位。释放出最高能量分别为 1.2 MeV、2.73 MeV 和 2.76 MeV 的 ^{13}N 、 ^{15}O 和 ^{17}F 三种中微子。

在 pp 链中, 质子合成氦原子的全过程为:

$$4p \rightarrow 4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e \quad (1-26)$$

其中，释放的中微子通量最高的是 pp 中微子，其中能量最高为 0.42 MeV。其反应过程为：



虽然 pp 中微子通量高，但是由于其能量低，在低能区域易受本底和探测器灵敏度影响，因此难以探测。最方便探测的是 ${}^8\text{B}$ 中微子。其能量最高约为 15 MeV，反应过程为：



此外，pp 链中还会释放能量高达 18.77 MeV 的 hep 中微子、单能的 0.863 MeV 和 0.385 MeV 的 ${}^7\text{Be}$ 中微子以及单能 1.445 MeV 的 pep 中微子。

如图1.5所示，CNO 循环过程分为两个子循环，其中 I 占据主导地位。释放出最高能量分别为 1.2 MeV、2.73 MeV 和 2.76 MeV 的 ${}^{13}\text{N}$ 、 ${}^{15}\text{O}$ 和 ${}^{17}\text{F}$ 三种中微子。由于 CNO 循环的中微子即不像 pp 中微子一样有着高的通量，又不像 ${}^8\text{B}$ 中微子一样有着较高的能量，因此对其探测具有极大的挑战性。

1.2.3 标准太阳模型的构建与中微子通量的预测

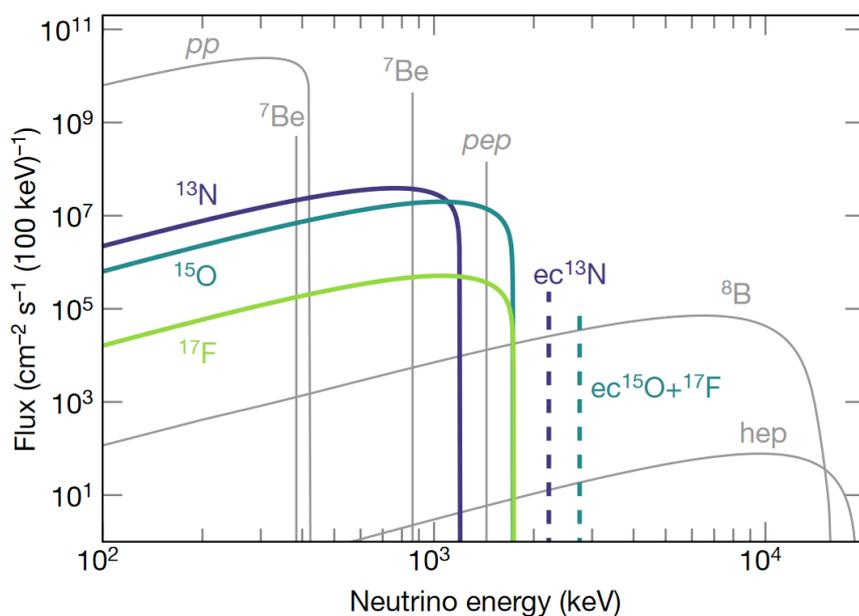
标准太阳模型（Standard solar model, SSM）是处理太阳结构和演化的准静态恒星模型。SSM 将太阳作为一个整体，从初始形成时（组成均匀的主序星）开始，根据其初始成分和现在观测状态的限制，考虑了其辐射转移、物质转移、热力学表现和化学成分变化等恒星演化因素来建立数学模型。这个模型通过需要依赖于以下三类参数，预言的误差也依赖于以下参数的不确定度：

- 当前太阳的参数，包括年龄、光度、质量和半径等。
- 太阳初始时（主序星阶段）的元素丰度。
- pp 链和 CNO 循环中各个反应的截面。

Bahcall^[51] 给出了包括恒星演化方程、输入参数、边界条件限制和数值计算方法等 SSM 的具体计算过程。

SSM 的主要输出量为当前太阳的温度剖面图、密度剖面图和化学组分等状态，通过这些状态可以预测太阳核心处的核反应速率，尤其是 pp 链中不同分支的相对速率，并可以由此预测中微子通量能谱。太阳中微子能谱如图1.6^[52] 所示。

而对标准太阳模型正确性的检验就是预测值与现有观测量进行比较，对太阳中微子能谱的测量可以帮助了解当选太阳的活动状态、理解标准太阳模型和恒星演化的过程。例如，现在通过不同天文学手段对太阳金属（天文学中，所有比氦重的元素都称为“金属”）丰度的观测出现了偏差。即，通过对光球层光谱分析和太

图 1.6 太阳中微子能谱^[52]

阳大气流体动力学模型得到金属丰度比通过日震学分析得到的金属丰度低^[53-55]。对太阳中微子能谱的测量可以解决太阳中高低金属丰度的问题^[55]。

1.3 太阳中微子实验回顾

过去半个世纪以来，共有八个实验对太阳中微子进行了研究。对它们的总结如表1.1所示。本节将对其中主要实验的探测原理及结果进行介绍。

表 1.1 各太阳中微子实验及主要指标总结

| 实验名称 | 靶物质 | 有效质量 | 阈值 (MeV) | 运行时间 |
|-------------------|--------------------------------|--------|-----------|-----------|
| Homestake | C ₂ Cl ₄ | 615 吨 | 0.814 | 1967-1994 |
| Kamiokande II/III | H ₂ O | 3 千吨 | 9/7.5/7.0 | 1986-1995 |
| SAGE | 液态金属镓 | 50 吨 | 0.233 | 1990-2007 |
| GALLEX | GaCl ₃ - HCl | 30.3 吨 | 0.233 | 1991-1997 |
| GNO | | | | 1998-2003 |
| Super-Kamiokande | H ₂ O | 5 万吨 | 5 | 1996-2001 |
| | | | 7 | 2003-2005 |
| | | | 4.5 | 2006-2008 |
| | | | 3.5 | 2008-至今 |
| SNO | D ₂ O | 1 千吨 | 6.75/5/6 | 1999-2006 |
| SNO+ | H ₂ O | 0.9 千吨 | 2.2 | 2017-2019 |
| Borexino | C ₉ H ₁₂ | 300 吨 | 0.2 | 2007-至今 |

1.3.1 Homestake 实验

Homestake 实验由 R. Davis 主导，位于美国南达科他州的一个地下金矿中，深度为 4200 米等效水深 (m.w.e)，运行时间为 1967 年到 1994 年，是首个太阳中微子实验^[11,56-57]。其探测基本原理为 1946 年 B. Pontecorvo 提出的，通过 $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ (本质为 $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$) 反应来测量中微子的方法^[58]。该反应的阈值为 0.814 MeV。反应产物 ${}^{37}\text{Ar}$ 是不稳定核素，会再次衰变到 ${}^{37}\text{Cl}$ ，半衰期为 30.04 天。

探测器靶物质为 615 吨四氯乙烯 (C₂Cl₄)。如上介绍，其中 ${}^{37}\text{Cl}$ 与太阳中微子相互作用产生一定量的 ${}^{37}\text{Ar}$ ，同时 ${}^{37}\text{Ar}$ 也会衰变为 ${}^{37}\text{Cl}$ 。通过标记反应产物 ${}^{37}\text{Ar}$ 的含量可以推算太阳中微子的通量，具体的计算公式为：

$$N({}^{37}\text{Cl}) \sum_i \int_{0.814\text{MeV}}^{15\text{MeV}} \phi_i(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu = \frac{\lambda N({}^{37}\text{Ar}; t_{\text{exposure}})}{\epsilon_e \epsilon_c (1 - e^{-\lambda t_{\text{exposure}}})} - b \quad (1-29)$$

其中， $N({}^{37}\text{Cl}) = 2.16 \times 10^{30}$ 代表探测器靶物质的 ${}^{37}\text{Cl}$ 原子数； ϕ_i 代表太阳中微子通量，其中 i 分别为 pep、 ${}^7\text{Be}$ 、 ${}^8\text{B}$ 和 CNO 中微子； $\sigma(E_\nu)$ 为中微子在能量为 E_ν 的反应截面； $\lambda = 0.198 \text{ day}^{-1}$ 代表 ${}^{37}\text{Ar}$ 的衰变速率； $N({}^{37}\text{Ar}; t_{\text{exposure}})$ 为测量到的

^{37}Ar 原子数; ϵ_e 和 ϵ_c 分别代表 ^{37}Ar 的萃取效率和计数效率; t_{exposure} 代表探测器开始一段计数后在太阳中微子下的曝光时间; b 代表由宇宙线、天然放射性和缪致中子等导致的本底。式(1-29)中只有太阳中微子的通量 ϕ_i 是未知量, ϵ_e 通过在每次采数运行前向探测器添加 0.2 cm^3 的 ^{36}Ar 或 ^{38}Ar 来进行刻度得到。在一个采数周期结束后(如第一次采数操作为 40 天), 通过向探测器中注入 20 小时的氦气进行清洗提取反应产生的 ^{37}Ar 。将收集到的 ^{37}Ar 通入低本底正比计数器中, 测量 ^{37}Ar 通过轨道电子俘获衰变的 2.823 keV 的俄歇电子信号。

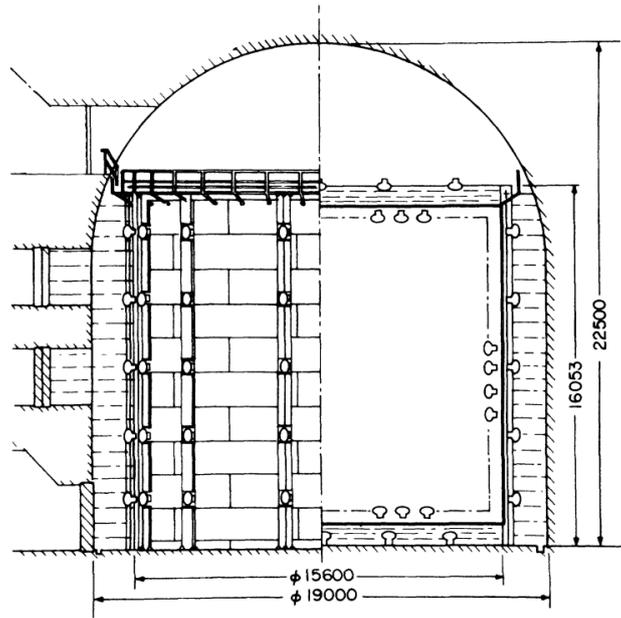
由于中微子和物质的反应截面非常小, 因此理解本底来源是非常重要的一项工作。在 Homestake 实验中, 主要的本底来源有两项。一是地下宇宙射线或 $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ 反应可以产生质子, 进而通过 $^{37}\text{Cl}(p, n)^{37}\text{Ar}$ 反应产生 ^{37}Ar ; 二是探测器中的 ^{238}U 和 ^{232}Th 等天然放射性元素通过 (α, p) 和 (p, n) 反应也可以产生 ^{37}Ar 。

Homestake 实验给出的太阳中微子的测量结果为 $2.56 \pm 0.23 \text{ SNU}^{[57]}$ (太阳中微子单位, Solar Neutrino Unit; 1 SNU 代表每秒每个核子中产生 10^{-36} 次反应)。相比于标准太阳模型给出的预期结果 $8 \pm 1 \text{ SNU}$, Homestake 实验测量结果仅为预期值的 32%。实验与理论预期严重不符, 这就是著名的“太阳中微子丢失问题”。

1.3.2 Kamiokande-II/III

神冈探测器 (Kamiokande) 最初 (第 I 代) 是 1983 年为了寻找质子衰变而在日本神冈矿区建造的一台 3 千吨级的水切伦科夫探测器。在 1985 年, 探测器为寻找太阳中微子而进行了升级改造, 该升级于 1986 年完成, 并从 1986 年运行到 1990 年^[59]。升级后的探测器被称为 Kamiokande-II。Kamiokande-II 探测器的地下埋深为 2400 m.w.e, 探测器分为内部探测器 (ID) 和外部探测器 (OD) 两部分, 其结构如图 1.7 所示。靶物质为装在直径 15.6 m, 高 16 m 的圆柱形容器中的 2140 吨 (有效靶质量 680 吨) 衰减长度约为 50 m 的纯水, 圆柱形水箱表面用 948 只 20 英寸的光电倍增管 (PMT) 覆盖, 光阴极覆盖率为 10%, 它们共同构成了内部探测器; 圆柱形水箱外另有 123 个朝外放置的 20 英寸 PMT, 用来探测宇宙线缪子事例做反符合; 同时外层还有 1.5 m 的水屏蔽层, 用来屏蔽环境热中子和 γ 本底, 它们共同构成了外部探测器。内部探测器和外部探测器中间用黑布隔开, 避免了光在两个体积中的传播。1990 年对 Kamiokande-II 进行了升级, 包括安装了纯水循环装置、改进了电子学设备、更换了 100 只坏掉的 PMT 以及安装了 PMT 集光器, 使光阴极覆盖率达到 25%, 升级后的探测器命名为 Kamiokande-III^[60]。

在 Kamiokande 实验中, 对太阳中微子的探测是利用中微子和电子的弹性散射过程: $\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^-$, 信号是反冲电子发出的切伦科夫光。与 Homestake 实验需要运行一段时间后提纯 ^{37}Ar 来获取中微子信号不同, Kamiokande 实验可以实时


 图 1.7 Kamiokande-II/III 探测器结构图^[61]

读取中微子信号。同时，由于切伦科夫光有方向性，可以根据实时地球与太阳的相对位置来剔除本底信号。在该反应中，各个味道本征态的中微子都可以与水中的电子进行弹性散射，但是反应截面不同： $\sigma(\nu_e)/\sigma(\nu_{\mu,\tau}) \sim 6$ 。相应的，Homestake 实验只能对电子中微子 ν_e 进行测量。Kamiokande-II 的探测阈值为 9.3 MeV（Kamiokande-II 为 7 MeV），因此主要探测的太阳中微子中是 ^8B 中微子。中微子与散射电子飞行方向之间的夹角称为太阳角 θ_{Sun} ，根据 Kamiokande-II 的结果，太阳角分布如图 1.8 所示。

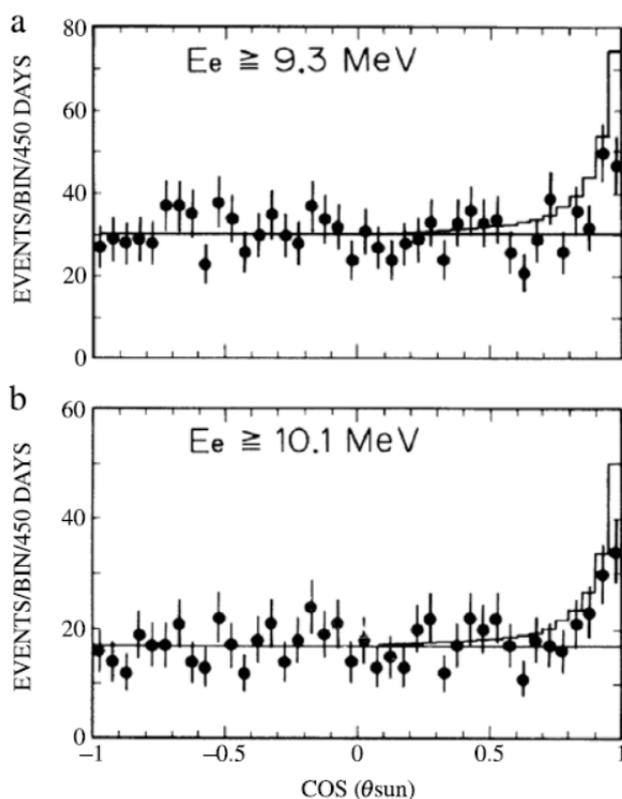
Kamiokande-II 首次对太阳中微子进行了直接测量，测量得到的太阳中微子数目与 SSM 预测数目的比值为 $0.44 \pm 0.13_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{syst}}$ ，同样出现了“太阳中微子丢失问题”。

1.3.3 ^{71}Ga 实验

^{71}Ga 实验是指使用 ^{71}Ga 作为靶物质，基于反应(1-30)的实验。历史上共有两个 ^{71}Ga 实验，它们分别是位于意大利 Gran Sasso 实验室的 GALLEX 实验^[62]（升级后命名为 GNO 实验^[63]）和位于俄罗斯 Baksan 实验室的 SAGE 实验^[64]。



^{71}Ga 实验与基于 ^{37}Cl 的 Homestake 实验原理相似，但是反应阈值可以低至 0.233 MeV，因此可以探测 pp 太阳中微子。由于 pp 中微子通量与太阳光度有直接相关性，因此探测 pp 中微子的 ^{71}Ga 实验是理解“太阳中微子丢失问题”的关键性

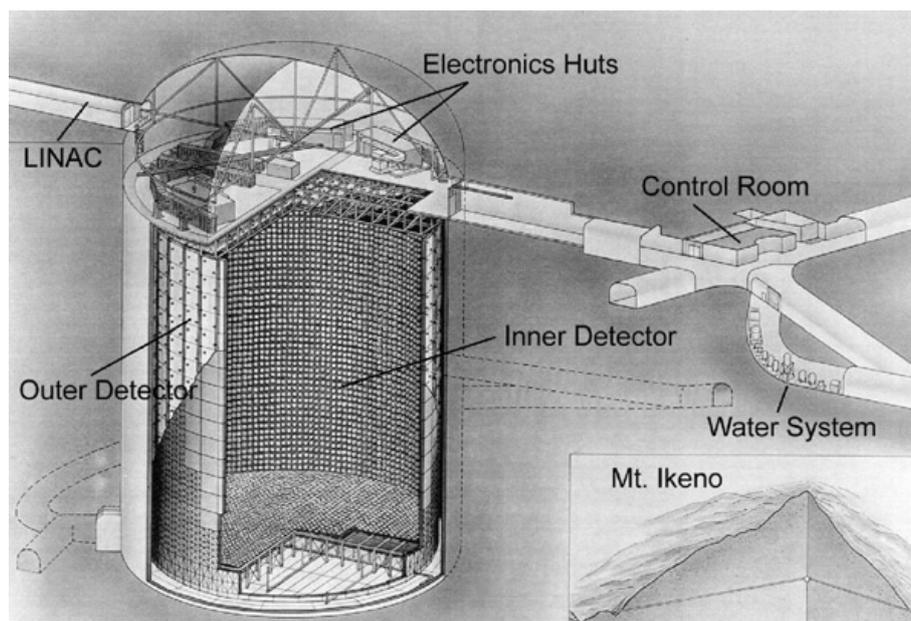
图 1.8 Kamiokande-II 测得的太阳角分布^[59]

实验。中微子与 ^{71}Ga 反应产生的 ^{71}Ge 寿命为 16.5 天。根据 SSM 预测太阳中微子的俘获率为 128 ± 5 SNU，而 GALLEX 和 GNO 实验测量结果为 $67.13^{+4.64}_{-4.63}$ SNU^[65]，SAGE 实验测量结果为 $65.4^{+3.2}_{-3.0}(\text{stat})^{+2.6}_{-2.8}(\text{syst})$ 。测量结果同样显示了太阳中微子比预测值少了接近 50%。

1.3.4 Super-Kamiokande (SK) 探测器

Super-Kamiokande (SK) 是探测器靠着 Kamiokande 探测器，位于 Ikenoyama 山下 2700 m.w.e 的神冈矿区。

如图 1.9 是 Super-Kamiokande 探测器的结构图^[66]。Super-Kamiokande 探测器与 Kamiokande 探测器一样，通过探测与太阳中微子发生了弹性散射的反冲电子的切伦科夫光来探测中微子。Super-Kamiokande 探测器水箱直径为 39.3 米，高度为 41.4 米，共有 5 万吨纯水。其中内部探测器 (ID) 的直径为 33.8 米，高度 36.2 米，可容纳 3.2 万吨纯水。外部探测器 (OD) 由 ID 外的 2.6-2.75 米的水层组成，OD 和 ID 之间有光屏蔽层，避免了两个结构间的光传输。ID 有 11,146 只 20 英寸的 PMT，OD 有 1,885 只 8 英寸 PMT。Super-Kamiokande 探测器的有效靶质量定义为离 PMT 墙 2 米的圆柱水体，为 2.25 万吨的纯水。

图 1.9 Super-Kamiokande 探测器结构图^[66]

Super-Kamiokande 探测器的主要运行状态总结如表 1.2 所示^[67-68]。

表 1.2 Super-Kamiokande 探测器的不同运行状态总结

| 运行状态 | 运行时间 | 有效质量 (千吨) | PMT 数目 | 光阴极覆盖率 | 阈值 (MeV) |
|--------|-----------------|--------------------|--------|--------|----------|
| SK-I | 1996/4-2001/7 | 22.5 | 11,146 | 41% | 4.5 |
| SK-II | 2002/10-2005/10 | 22.5 | 5,182 | 21% | 6.5 |
| SK-III | 2006/7-2008/8 | 22.5 (>5.5 MeV) | 11,129 | 41% | 4.5 |
| | | 13.5 (<5.5 MeV) | | | |
| SK-IV | 2008/9-2018/8 | 22.5 (>5.5 MeV) | 11,129 | 41% | 3.5 |
| | | 16.5 (4.5-5.5 MeV) | | | |
| | | 8.9 (<4.5 MeV) | | | |

Super-Kamiokande 探测器对太阳中微子的探测手段与 Kamiokande 探测器也是类似的。通过电子直线加速器 (LINAC) 在 ID 的不同位置注入能量为 5~16 MeV 的单能电子来对能标、角分布和顶点位置分辨率等进行刻度。SK-IV 在能标上总的系统误差为 0.54%^[69]。由于 Super-Kamiokande 探测器的能量阈值最低为 3.5 MeV, 因此仅对 ^8B 太阳中微子敏感。

Super-Kamiokande 探测器不同阶段测得的太阳中微子通量如表 1.3 所示^[68]。综合各个探测器运行阶段, 给出的 ^8B 太阳中微子通量为 $2.345 \pm 0.014_{\text{stat}} \pm 0.036_{\text{sys}} \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。该数值为根据 SSM 预测结果的 42%。

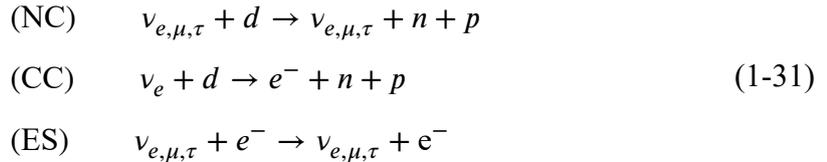
表 1.3 Super-Kamiokande 探测器对太阳中微子通量的测量结果^[68]

| 运行状态 | 通量 ($\times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) |
|----------|--|
| SK-I | $2.380 \pm 0.024^{+0.084}_{-0.076}$ |
| SK-II | $2.41 \pm 0.05^{+0.16}_{-0.15}$ |
| SK-III | $2.404 \pm 0.039 \pm 0.053$ |
| SK-IV | $2.308 \pm 0.020^{+0.039}_{-0.040}$ |
| Combined | $2.345 \pm 0.014 \pm 0.036$ |

对比 Homestake 实验 ($v_{\text{Exp}}/v_{\text{SSM}} = 32\%$), Super-Kamiokande 测量的结果相比于预期值多了 10%, 显然是由于 ν_{μ} 和 ν_{τ} 贡献而来。根据上面提到的 $\sigma(\nu_e)/\sigma(\nu_{\mu,\tau}) \sim 6$, 可以估算测量到的 ν_{μ} 和 ν_{τ} 的占比约为 $10\% \times 6 = 60\%$ 。这样可以得到全部中微子通量相比于 SSM 的预期值为 $60\% + 32\% \sim 1$ 。

1.3.5 SNO 实验

Sudbury Neutrino Observatory (SNO) 实验^[70] 使用重水 (D_2O) 来替代纯水。中微子在重水中可以发生带电流反应 (CC)、中性流反应 (NC) 和电子弹性散射 (ES) 过程:



其中 ES 过程原理与 Super-Kamiokande 一样, 都是通过测量反冲电子产生的切伦科夫光来进行探测太阳中微子, 对 ν_e 比 ν_{μ} 和 ν_{τ} 敏感; CC 过程只能探测 ν_e ; NC 过程可以探测各种味道本征态的太阳中微子, 可以间接测量太阳发出的总的中微子通量, 而不依赖于 SSM 的预测。因此, SNO 可以对太阳中微子通量进行独立的测量, 并对中微子传播过程中振荡到其它本征态的现象进行探测。

SNO 实验位于加拿大安大略省旁的 INCO 矿井中, 埋深约 6000 m.w.e。探测器结构如图 1.10 所示。探测器的靶物质为 1 千吨纯度为 99.92% 的重水, 安装在直径为 12 m 的透明球形亚克力容器 (AV) 中。探测器外的水池内有 7 千吨的纯水作为屏蔽层, 水池的直径和高度分别为 22 m 和 34 m。此外, AV 外部有直径为 17.8 m 的不锈钢支撑结构, 安置了 9456 个 8 英寸 PMT。PMT 带有集光器以增加光阴

级覆盖率，提高能量分辨^[71]。不锈钢支撑结构上还有 91 个朝向探测器外的 PMT 用来对宇宙线缪子信号进行反符合。

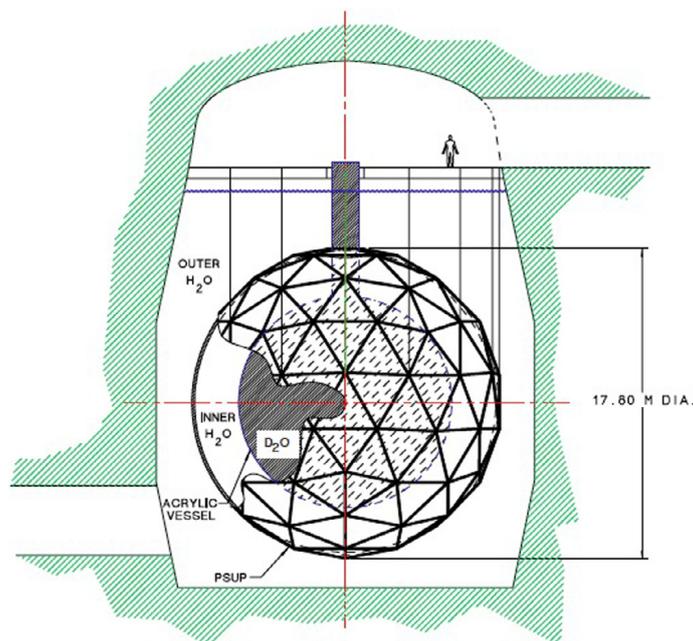


图 1.10 SNO 探测器结构图^[70]

SNO 实验可分为三个阶段，每个阶段对中子的探测方法都不一样。第一个阶段运行时间从 1999 年 11 月到 2001 年 5 月，靶物质只有重水。在这个阶段中子通过被氘俘获释放出 6.25 MeV 的 γ 来进行标记。第二个阶段向中水中加入了 2 吨的氯化钠。在这个阶段中子除了被氘俘获外还可以被 Cl 原子俘获释放出 8.6 MeV 的 γ ，且 Cl 原子对中子的俘获截面比氘高了 105 倍，提高了中子的探测效率。第二阶段中子的标记效率是第一阶段 2.6 倍。第三阶段将氯化钠从重水中分离，然后在 AV 中装入 40 个垂直中性流探测器阵列 (Neutral Current Detectors, NCDs)。每一个 NCD 由 3 到 4 个 2 m 长的高纯镍管焊接在一起。40 个 NCD 中有 36 个充入 ^3He 气体，通过反应 $n + ^3\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + p$ 来探测中子，反应截面是 Cl 的 120 倍。反应产物 ^3H 和 p 的能量分别为 191 keV 和 573 keV，通过正比计数器进行测量。第三阶段的中子探测效率是第一阶段的 5 倍。

SNO 实验的主要本底项为来自靶物质和周围环境中的 ^{238}U 和 ^{232}Th ，其 β 衰变产生的电子和 γ 可以被误判为中微子反应产生的反冲电子信号。中子本底的主要来源为大于 2.2 MeV 的 γ 造成的光致核反应，以及 AV 中的 (α, n) 反应。

根据 2002 年 SNO 合作组报告的测量结果，探测阈值为 5 MeV，有效体积为半径 5.5 m 内的区间。重水中 ^{238}U 和 ^{232}Th 的本底水平分别是 $< 4.5 \times 10^{-14}$ g/g 和 $< 3.7 \times 10^{-14}$ g/g。对 ^8B 太阳中微子测量结果如图 1.11 所示。

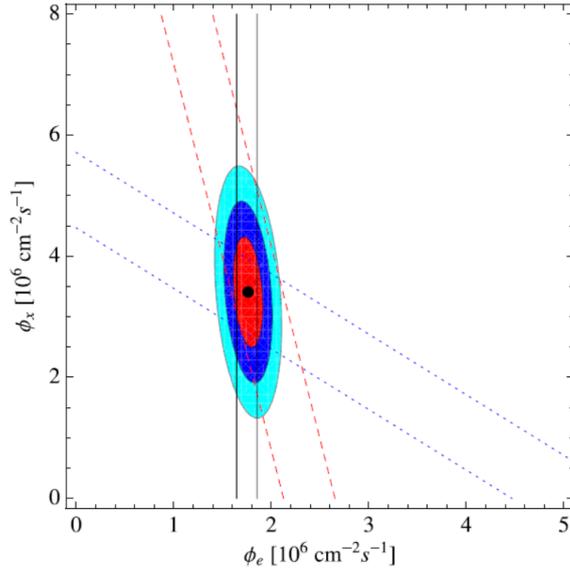


图 1.11 SNO 对 ^8B 太阳中微子测量结果 $\nu_{\mu,\tau}$ 与 ν_e 的通量关系图。红色虚线表示 ES 相互作用的结果，蓝色虚线表示 NC 相互作用的结果，垂直实线代表 CC 相互作用的结果。椭圆是将 SNO 实验全部测量结果结合后 $1/2/3\sigma$ 的结果^[68]

根据 SNO 实验全部 1080 天的实验数据， ^8B 太阳中微子的总通量^[72] 为：

$$5.25 \pm 0.16(\text{stat})_{-0.13}^{+0.11}(\text{syst}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (1-32)$$

1.3.6 Borexino 实验

对水基切伦科夫探测器而言，由于纯水中的 ^{238}U 和 ^{232}Th 含量在 10^{-14}g/g 左右，因此很难将能量阈值降到 5 MeV 以下。而有机液体闪烁体不但可以将 ^{238}U 和 ^{232}Th 含量降到 10^{-16}g/g 的水平^[73]，而且电子信号的闪烁光产额可以高达 10^4p.e./MeV ，远大于切伦科夫光。因此，使用有机液闪作为探测靶物质可以有效地降低探测阈值。但是，由于闪烁光为各项同性，无法鉴别粒子的方向，所以对太阳中微子的探测要求更为纯净的本底环境。

为了对 Borexino 实验进行技术验证，实验人员在 Gran Sasso 搭建了技术测试装置（Counting Test Facility, CTF）探测器^[74]。之后基于 CTF 的技术积累，设计并建造了 Borexino 探测器^[75]，并于 2007 年开始正式运行取数。Borexino 实验是第一次观测到低于 5 MeV 的 pp、pep 和 ^8B 太阳中微子的实验。

Borexino 探测器结构如图 1.12 所示。探测器内部是一个直径 13.7 m 的不锈钢球体结构（Stainless Steel Sphere, SSS），其中装有约 1 千吨的有机液体闪烁体三甲苯（pseudocumene, PC）作为靶物质。SSS 上安装有 2212 只 8 英寸的 PMT，其中有 1828 只 PMT 上安装有集光器（提高光收集效率）和 μ 铁（屏蔽地磁场）。在 SSS 内部有两个半径分别为 4.25 m 和 5.50 m 的薄尼龙气球，命名为内部容器（Inner

Vessel, IV) 和外部容器 (Outer Vessel, OV)。IV 中装有 300 吨 PC 作为主要的有效区域。OV 是防止氦从实验室向 IV 中扩散的屏障。SSS 外面有一个水箱 (Water Tank, WT) 封闭, 水箱中 2 m 的水层用来屏蔽地下实验室岩石中的本底。WT 中装有 208 个 PMT 用来做宇宙线缪子的反符合。Borexino 探测器还配有液体闪烁体的净化系统, 用来对液闪进行蒸馏提纯, 以保证达到较低的 ^{238}U 和 ^{232}Th 本底水平。

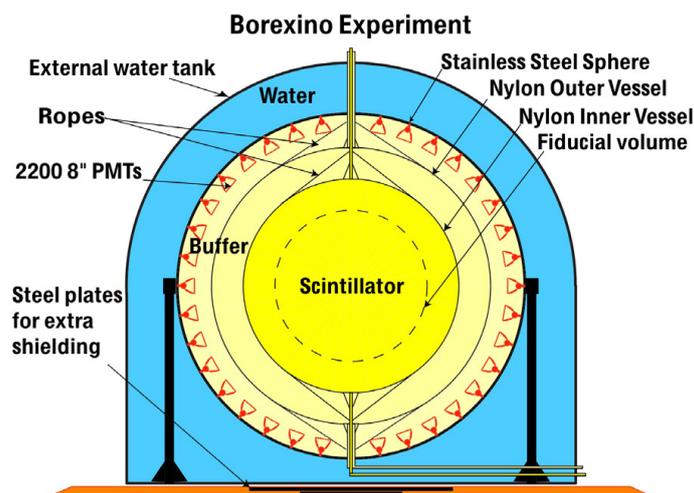


图 1.12 Borexino 探测器结构图^[75]

Borexino 实验分为两期。一期从 2007 年 5 月运行到 2010 年 5 月, 共收集了 740 天的数据^[76]。之后于 2011 年对液闪进行了纯化操作。二期从 2011 年 12 月运行至今。Borexino 实验使用了不同的放射源进行刻度, 验证了能量分辨率为 4.5%, 顶点重建分辨率为 10 cm^[77]。

Borexino 实验主要的本底为天然放射性本底 ^{210}Po 和 ^{85}Kr , 以及宇生本底 ^{11}C 。其中 ^{85}Kr 是因在液闪灌装时有空气泄漏而造成的。该本底在 2011 年二期运行前已经通过对液闪提纯, 减少了 10 倍。在长期平衡假设下, Borexino 探测器提纯之后的天然 ^{238}U 和 ^{232}Th 含量可达 $(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-17} \text{ g/g}$ 和 $(6.8 \pm 1.5) \times 10^{-18} \text{ g/g}$ 的水平^[78]。宇生本底 ^{11}C 由宇宙线缪子产生: $\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu + n + ^{11}\text{C}$, ^{11}C β 衰变产生的电子本底是制约 Borexino 对 CNO 中微子探测的主要本底项。实验采用充符合技术来降低该本底。

Borexino 的实验结果如图 1.13 所示^[52]。可以看到在约 660 keV 的位置能够看到 ^7Be 中微子的结构。

Borexino 实验对太阳中微子的测量结果如表 1.4 所示。Borexino 实验对 ^8B 太阳中微子的通量测量结果与 Super-Kamiokande 和 SNO 一致。此外, Borexino 实验对 pp、pep 和 ^7Be 中微子通量进行了测量。2020 年, Borexino 实验宣布看到了 CNO

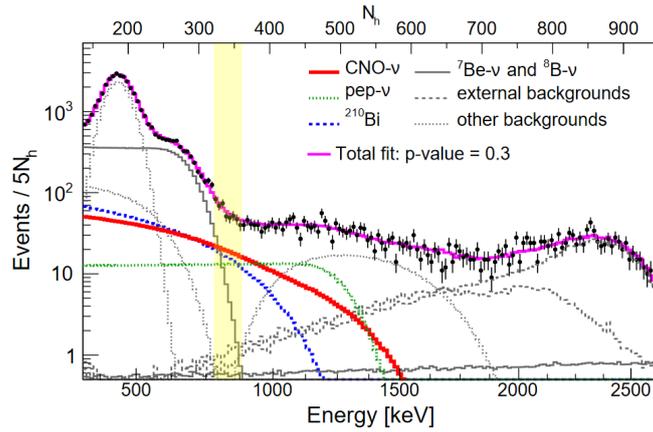


图 1.13 Borexino 能谱图^[52]

中微子的迹象^[52]。由于靶体积太小，仍看不到中微子的日夜不对称效应 (Day-night asymmetry)。

表 1.4 Borexino 探测器对太阳中微子通量的测量结果^[68]

| 中微子类型 | 事例率 (counts/day/100tons) |
|---------------------|--|
| pp | $144 \pm 13(\text{stat}) \pm 10(\text{syst})$ |
| pep | $3.1 \pm 0.6(\text{stat}) \pm 0.3(\text{syst})$ |
| ${}^7\text{Be}$ | $46 \pm 1.5(\text{stat}) \pm_{-1.6}^{+1.5}(\text{syst})$ |
| ${}^8\text{B}$ | $0.217 \pm 0.038(\text{stat}) \pm 0.008(\text{syst})$ |
| CNO | $< 7.995\% \text{C.L.}$ |
| Day-night asymmetry | $-0.001 \pm 0.012(\text{stat}) \pm 0.007(\text{syst})$ |

1.4 太阳中微子未来展望

1.4.1 仍待解决的太阳中微子相关问题

对太阳中微子的的进一步研究是开展精确的能谱测量，通过对太阳中微子能谱，尤其是 1.5 MeV 以下 CNO 循环中微子能谱的测量可以解决如下问题：

- 1.2.3节中介绍的高低太阳金属丰度的不同仍未解决，CNO 太阳中微子能谱的测量能够帮助解决太阳的金属丰度问题。
- 太阳中 MSW 效应的影响未完全理解，目前实验测量从真空到物质的过渡区域的限制依然需要进一步实验验证。
- 夜间的中微子比日间多了穿过地球的过程，中微子预期微弱的日夜不对称效应 (Day-night asymmetry) 依然未被实验观测到。

- 恒星理论认为 CNO 循环主导了大质量恒星内部的燃烧过程，太阳 CNO 循环中微子的测量可以有效的帮助理解这一过程。目前实验只看到了迹象，需要进一步的实验验证。

1.4.2 未来太阳中微子探测器的发展方向

根据1.3.6节的介绍，对 1.5 MeV 以下的主要本底为天然放射性本底 ^{210}Po (^{232}Th 的衰变子体) 和宇生本底 ^{11}C ，中微子能谱测量的主要技术问题就是降低本底和提高探测器能量分辨率。因此新一代中微子探测器有以下几个发展方向：

- 在更深的地下实验室来建造探测器以降低宇宙线本底，提高对太阳中微子尤其是 CNO 中微子的探测能力。锦屏中微子实验（见2.2节）可以很好的满足要求。
- 发展新型液闪技术，在保证闪烁光产额的情况下，区分切伦科夫光成分，以达到探测中微子方向的目的。可以通过方向信息进一步压低本底。
- 发展中微子俘获测量技术，如利用中微子与 Li 反应测量中微子能谱，减少散射角对中微子能谱弥散的影响。
- 通过提高制造工艺来降低探测器元件，如 PMT 和钢架结构的放射性本底水平。
- 对靶物质液体闪烁体进行提纯，降低探测器内部的放射性本底水平。
- 提高 PMT 的性能指标，以提高探测器的分辨率。
-

本论文工作利用中国锦屏地下实验室中微子实验原型机，开发了无辅助源刻度的方法，研究了 PMT 极性与暗噪声之间的关系，测量了靶物质本底、PMT 本底和宇宙线本底，对锦屏中微子实验未来探测器的设计与建设提供了参考依据。

第 2 章 锦屏地下实验室和预开展的锦屏中微子实验

2.1 中国锦屏地下实验室

中国锦屏地下实验室 (China Jinping Underground Laboratory, CJPL)^[79] 坐落在中国四川省西昌市, 是地下极低本底实验的理想场所。CJPL 的地理位置见图 2.1。如图 2.2, 锦屏山海拔 4100 m, 锦屏隧道横穿锦屏山连接雅砻江东西两端。其中锦屏辅助洞由两条平行的长约 17.5 km 的单行车道隧道组成, 最大埋深 2375m; 在辅助洞北侧, 由四条长度为 16.7 km 的水工隧道组成, 最大埋深达到 2525 m。在工程设计方面, 为了交通道的排水便利, 锦屏隧道为中间高, 两边低的形态。CJPL 坐落在隧道中部, 岩石主要由大理石构成, 密度为 2.8 g/cm^3 , 等效水深为 6720 m。



图 2.1 中国锦屏地下实验室的位置图 (此图来自于^[80]), 左图可见 CJPL 实验室位于中国四川南部; 右图为 CJPL 附近地形图, 可以看到距离西昌机场较近, 交通较为便利。图源来自雅虎地图。

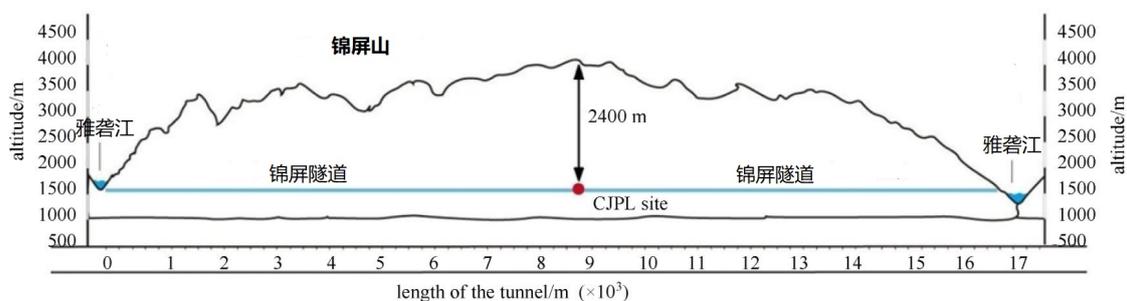


图 2.2 锦屏山剖面图 (此图来自于^[81]), 锦屏隧道横穿锦屏山体, CJPL 位于隧道中心位置。

中国锦屏地下实验室一期实验厅（CJPL-I）建造于2009年，岩石覆盖为2327 m。实验厅中有两个暗物质实验组：CDEX^[82]和PandaX^[83]，一套低本底分析谱仪（THU-LBF）^[84]，以及锦屏中微子实验一吨原型机，CJPL-I和各个实验的位置见图2.3。

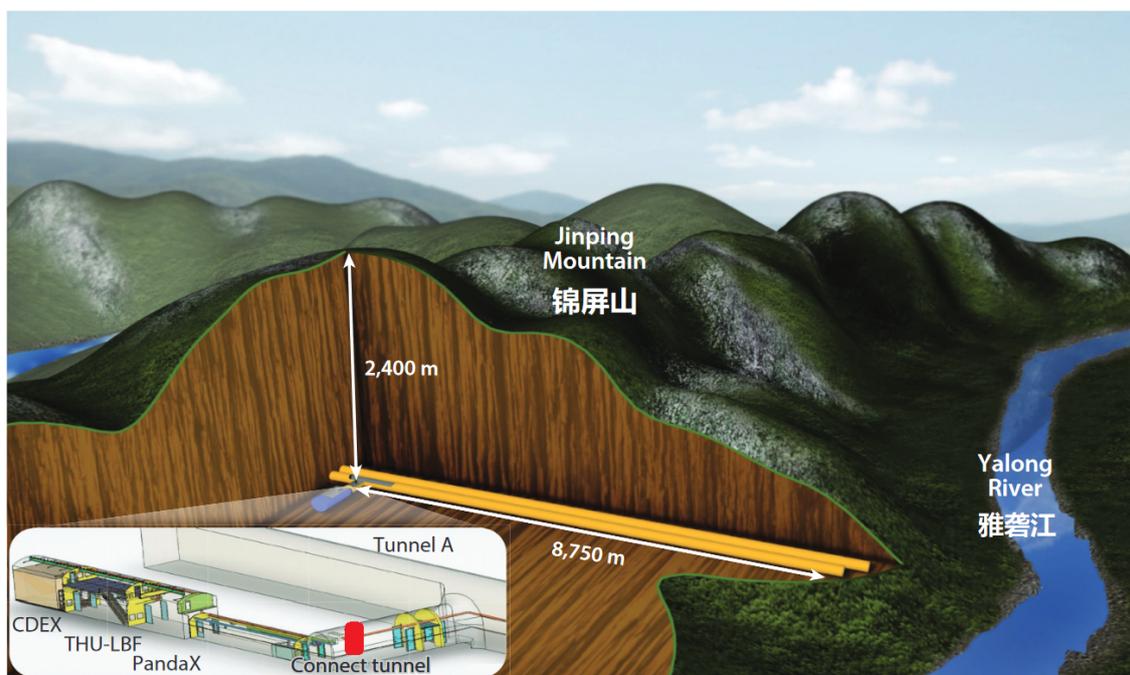


图 2.3 中国锦屏地下实验室一期实验厅（CJPL-I）在锦屏山中的相对位置，及 CDEX、PandaX、THU-LBF 和锦屏中微子实验一吨原型机在实验室中的运行区域。此图来自于^[79]。

CJPL-I 的运行及其科研项目的发展引起了国内外广泛的关注，2014 年开始，开展了相关的设施扩建工程，即中国锦屏地下实验室二期实验厅（CJPL-II）。

CJPL-II 位于 CJPL-I 沿着锦屏隧道以西约 1000 m 的位置，拥有四条尺寸为 14 m（高） \times 14 m（宽） \times 130 m（长）的实验厅，分别命名为 A、B、C、D 厅，每个厅分为两个区域。其中 D 厅距离 CJPL-I 最近，岩石埋深也最深，D 厅排水渠比 CJPL-I 深 80 m。CJPL-II 实验室建筑面积达 20,000 m²，包括内部交通隧道和公共设施在内的总空间达 300,000 m³。CJPL-II 的设计布局如图2.4所示。

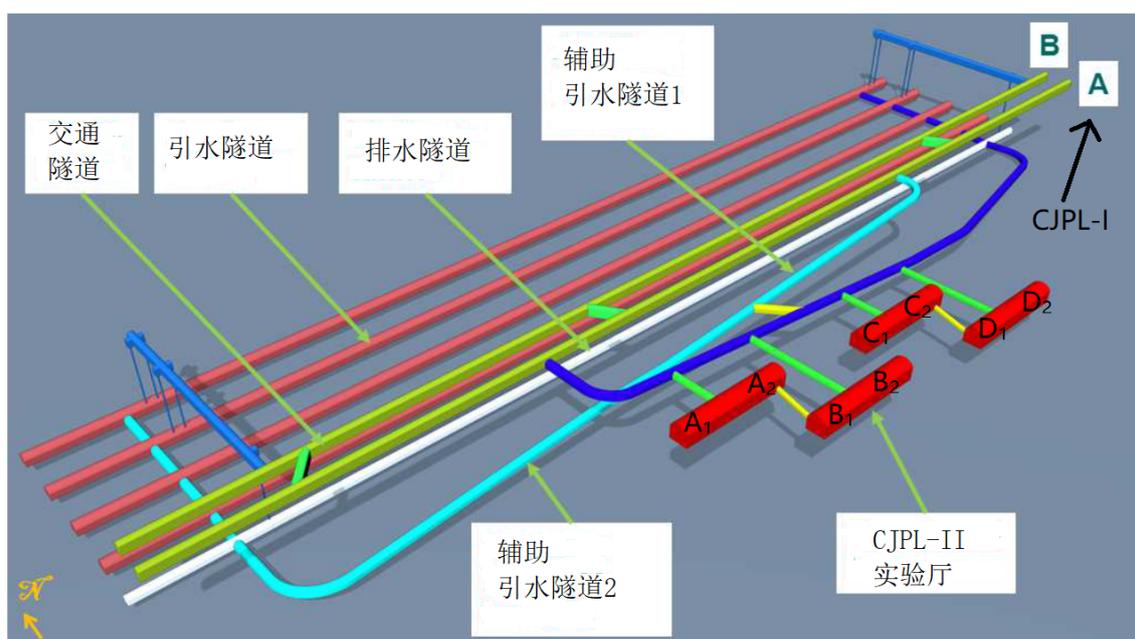


图 2.4 中国锦屏地下实验室二期实验厅（CJPL-II）的设计布局。此图来自于^[80]。A、B、C、D 四个实验厅与 CJPL-I 的相对位置关系如图中所示。

其中 D 厅的岩石覆盖最深，约为 2400 m。该厅也是预开展中微子实验的场所。表 2.1 展示了锦屏^[85]、Sudbury^[86]、Gran sasso^[87] 和 Kamioka^[88]。

表 2.1 地下实验室岩石放射性对比表，放射性单位为 Bg/kg

| Site | ^{238}U | ^{232}Th | ^{40}K |
|-------------------|--------------------------------|-------------------|-----------------|
| Jinping | $1.8 \pm 0.2(^{206}\text{Rn})$ | <0.27 | <1.1 |
| Sudbury | 13.7 ± 1.6 | 22.6 ± 2.1 | 310 ± 40 |
| Gran Sasso hall A | 116 ± 12 | 12 ± 0.4 | 307 ± 8 |
| Gran Sasso hall B | 7.1 ± 1.6 | 0.34 ± 0.11 | 7 ± 1.7 |
| Gran Sasso hall C | 11 ± 2.3 | 0.37 ± 0.13 | 4 ± 1.9 |
| Kamioka | ~ 12 | ~ 10 | ~ 520 |

现有的商业核反应堆（红色点）与 SNO、Gran Sasso、Kamioka（黑色点）和 CJPL（黑色五角星）的位置如图 2.5 所示。可见，相比于其它地下实验室，CJPL 远离正在运行以及在建的商业核反应堆，因此具有较低的反应堆中微子本底^[89]。

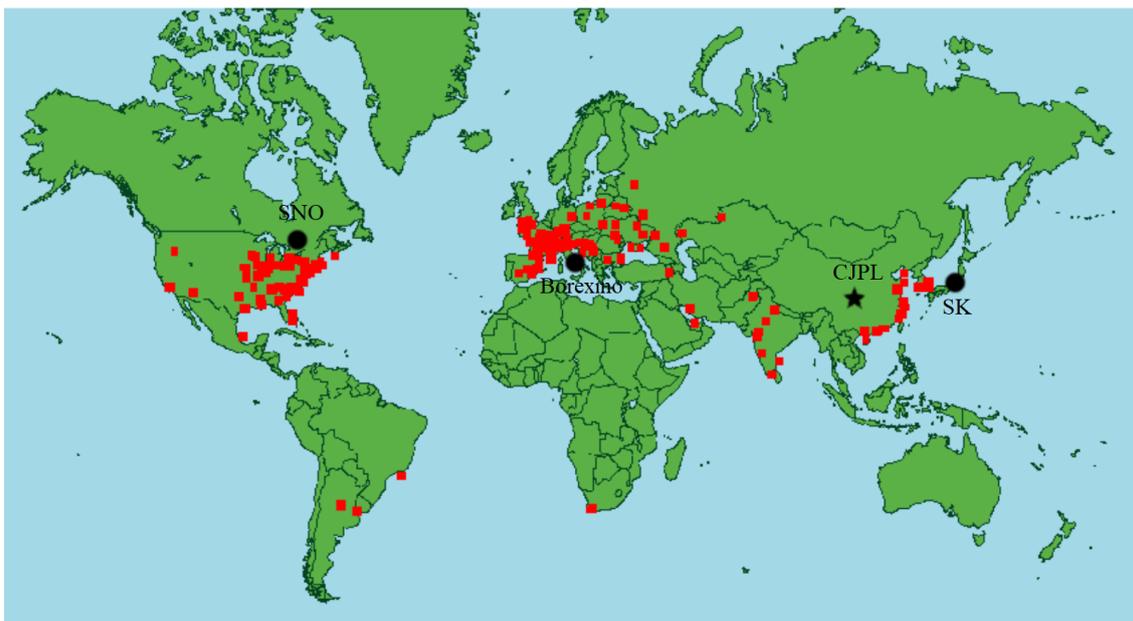


图 2.5 现有的商业核反应堆（红色点）与 SNO、Gran Sasso、Kamioka（黑色点）和 CJPL（黑色五角星）的位置图。此图来自于^[80]。可见，相比于其他中微子实验，CJPL 所在位置远离核反应堆，具有较小的反应堆中微子通量。

由于锦屏山 2400 m 的岩石覆盖，CJPL 有着低至 $\sim 10^{-10} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 的宇宙线缪子通量。世界上主要的地下实验室缪子通量和反应堆中微子通量图如图 2.6 所示。

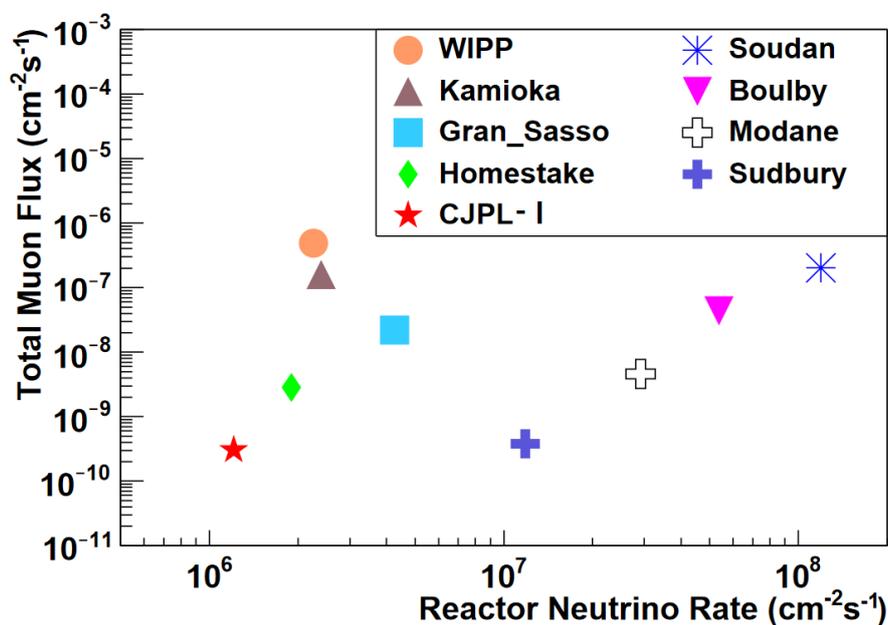


图 2.6 世界上主要的地下实验室缪子通量和反应堆中微子通量图。此图来自于^[80]。图中 CJPL-I 的宇宙线缪子通量改为本论文的测量结果。

2.2 预开展的锦屏中微子实验

锦屏中微子实验合作组计划在 CJPL-II 建造千吨级中微子探测器，用来探测 MeV 量级中微子。探测器构想图如图2.7所示。

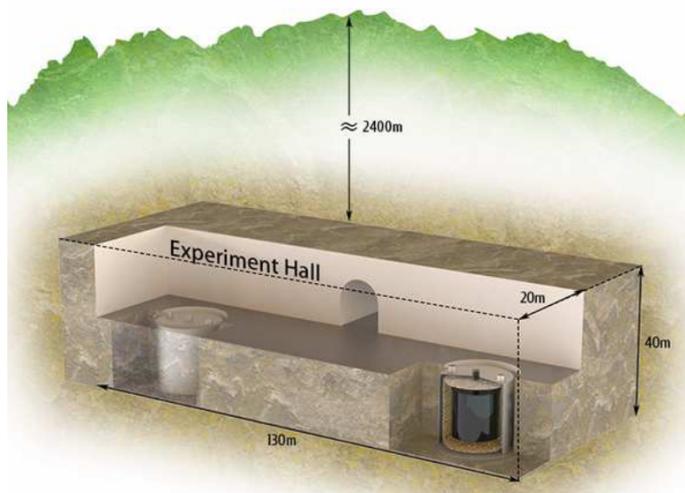


图 2.7 千吨级锦屏中微子实验探测器设计构想图。此图来自于^[80]

2.2.1 太阳中微子能谱的测量

目前为止，太阳中微子能谱只能通过中微子与电子散射反应： $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ 得到的反冲电子能谱来研究。由于电子质量小，与中微子之间散射的散射角有较大不确定性，因此反冲电子能量与初始中微子能量不是一一对应关系，而是有一定的弥散。锦屏中微子实验现拟通过太阳中微子和电子弹性散射，以及它们被核俘获来开展研究工作。

Beacom et al.^[90] 对锦屏中微子实验太阳中微子测量的灵敏度进行了模拟。在 2000 吨有效靶质量、1500 天的曝光时间和 500 p.e./MeV 的能量分辨率的条件下，锦屏中微子实验可以探测到 CNO 中微子，以及对 pp、 ${}^7\text{B}$ 和 pep 中微子可以给出精确的测量结果。对模拟结果各种中微子成分和本底的拟合，如图2.8所示。其中 hep 中微子由于显著度低，没有在拟合结果中体现。对中微子能谱的精确测量可以解决目前依然存在的太阳金属丰度问题（见1.4.1）。

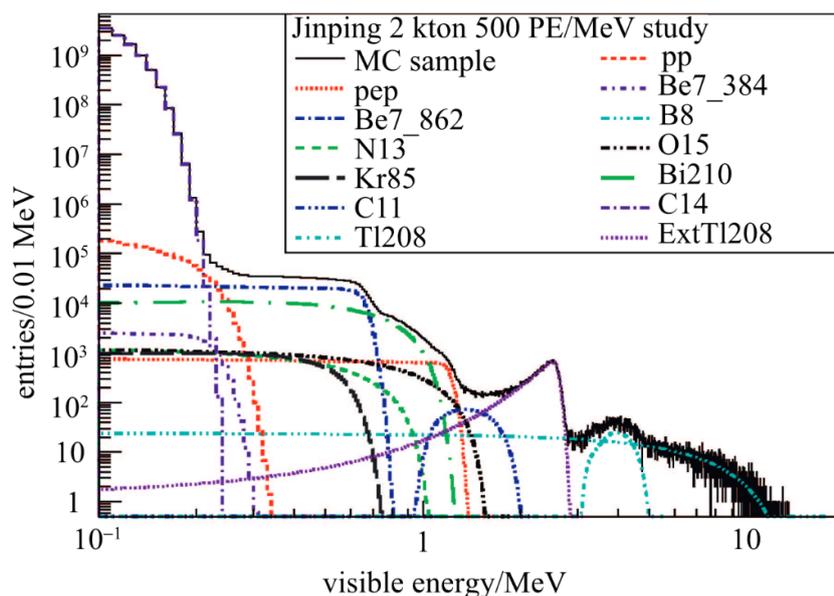


图 2.8 对 2000 吨有效靶质量、1500 天的曝光时间和 500 p.e./MeV 的能量分辨率的条件下模拟结果中各类中微子成分和本底的拟合图。此图来自于^[90]。

可见对中微子能谱的测量主要本底项为 ^{11}C 、 ^{85}Kr 和 ^{210}Bi 的衰变产物。因此，对探测器本底情况的研究及压低探测器本底是锦屏中微子实验成功的主要难点之一。

2.2.2 太阳中微子 MSW 效应研究

现有实验对太阳中微子从真空振荡主导到物质效应主导的过渡区域研究依然不足。虽然 Borexino^[91-92]、Super Kamiokande^[93] 和 SNO^[94] 等实验已经做过相关测量，但是灵敏度限制，对该过渡区域的中微子存活概率测量依然有限。

图2.9是太阳中微子存活概率与其能量的关系图。图中中心的蓝色实线代表理论预测值，阴影部分是现有实验结果，忽略 θ_{12} 、 θ_{13} 和 Δm_{12}^2 后计算的不确定度。图 (a) 是现有实验的灵敏度，图 (b) 是锦屏中微子实验在 2000 吨有效靶质量、1500 天的曝光时间和 500 p.e./MeV 的能量分辨率的条件下模拟得到的测量灵敏度结果。可以看到，相比于现有实验结果，锦屏中微子实验对测量 MSW 效应方面有着显著的优势。

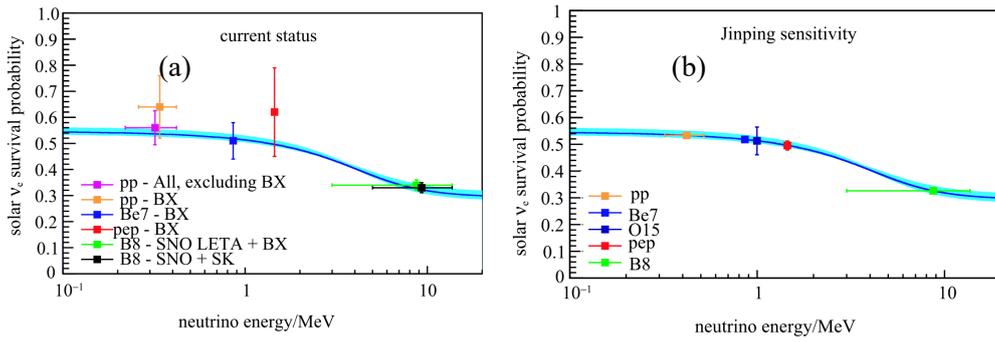


图 2.9 太阳中微子存活概率与其能量的关系图。图中中心的蓝色实线代表理论预测值，阴影部分是现有实验结果，忽略 θ_{12} 、 θ_{13} 和 Δm_{12}^2 后计算的不确定度。图 (a) 是现有实验的灵敏度，图 (b) 是锦屏中微子实验在 2000 吨有效靶质量、1500 天的曝光时间、500 p.e./MeV 的能量分辨率和低金属丰度假设的条件下模拟得到的测量灵敏度结果。

第3章 锦屏中微子探测器原型机的建造与运行

3.1 探测器原型机

为了对锦屏中微子实验做本底测量与优化、液闪调配、PMT性能测试、探测器刻度等技术验证，锦屏中微子实验组于2017年初搭建完成了一吨原型机。该原型机从2017年5月完成最初调试，进入正式采数阶段。本节将对原型机的结构、运行状态、数据质量检查及原型机探测器模拟进行介绍，本论文后续刻度与分析等工作全部基于该原型机开展研究工作。

3.1.1 原型机主要构成

如图3.1所示，该原型机从外到内主要有铅屏蔽层、不锈钢桶及钢支撑结构、纯水屏蔽层、PMT、亚克力光屏蔽层、亚克力球壳、慢液闪等组成，外部配有FADC电子学模块、纯水循环系统、运行监测系统、氮气氮封系统和蒸馏提纯系统等。对各个模块的介绍如下。

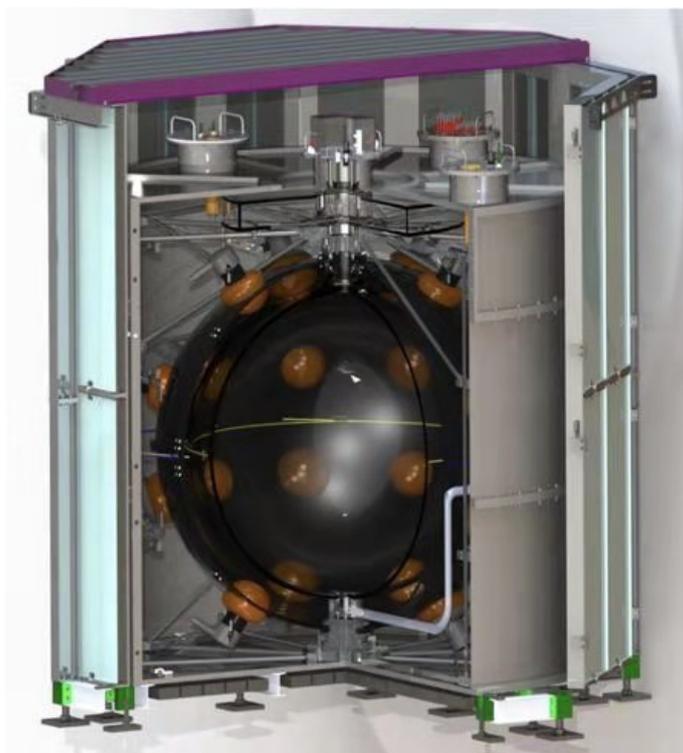


图 3.1 锦屏中微子实验一吨原型机结构渲染图

不锈钢桶及钢支撑结构。钢桶高为2090 mm，直径2000 mm，厚度4 mm。钢桶顶部有5个开孔，中间的开孔连接亚克力球壳，用来注入液体闪烁体。PMT线

缆从两个开孔中连接到外部电子学设备。内部钢架等支撑结构用来固定亚克力球壳、PMT 等原型机内部组件。

亚克力球壳。亚克力球壳用来放置靶物质——液体闪烁体。包括中间的内半径为 645 mm、厚度 20 mm 的球形结构、上方的防溢出桶和顶部内半径为 40 mm、厚度为 35 mm 的烟囱组成。

慢液闪。根据 Guo et al.^[95] 的前期研究，使用 0.07 g/L 的 PPO 和 13 mg/L 的 bis-MSB 作为溶质，线性烷基苯（Linear AlkylBenzene, LAB）作为溶剂配置而成。慢液闪灌装入原型机亚克力球壳步骤为：1，LAB 储存罐为 200L/罐；2，将慢液闪浓缩液注入 LAB 浓缩液中，搅拌均匀；3、从原型机上端注入液闪，同时将内部的纯水从下端排出到废液桶中。图3.2为灌装的流程图。

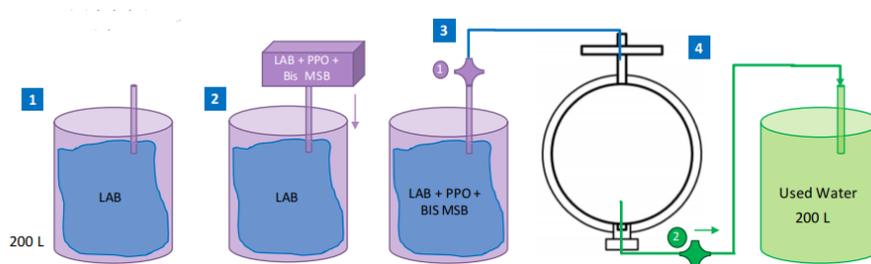


图 3.2 锦屏中微子实验原型机灌装液闪流程图。液闪灌装步骤为：1，LAB 储存罐为 200L/罐；2，将慢液闪浓缩液注入 LAB 浓缩液中，搅拌均匀；3、从原型机上端注入液闪，同时将内部的纯水从下端排出到废液桶中。

亚克力光屏蔽层。两片厚度为 10 mm 的半球形黑色亚克力光屏蔽层，在亚克力球壳外面，用来降低钢架等结构中天然放射性本底的影响。

30 只 8 英寸光电倍增管，包括 15 只北京滨松生产的 CR365-01 和 15 只日本滨松生产的 R5912-10WA-10。见3.1.1.1节。

水层。在亚克力球壳和钢桶之间使用 18 MΩ 的超纯水做屏蔽，用来压低探测器原型机的本底。

外部纯水机和纯水循环系统。在原型机外部连接纯水机，与内部水层循环，保证原型机内水层为超纯水。其结构见3.3。

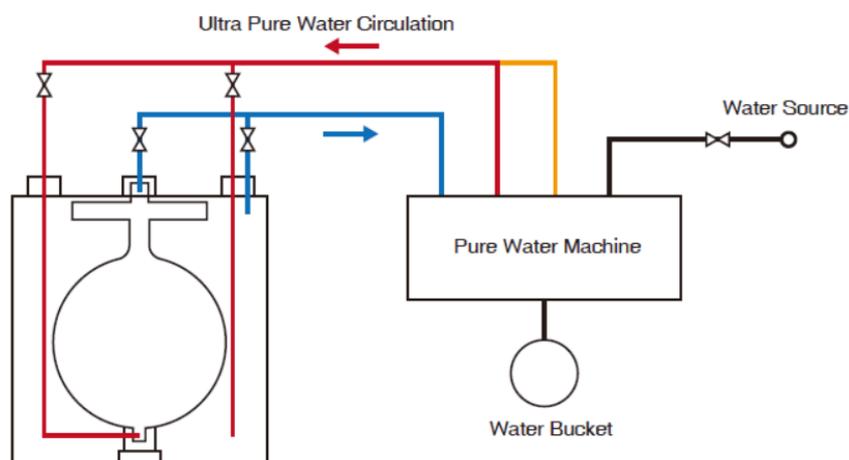


图 3.3 锦屏中微子实验原型机中超纯水循环系统示意图。此图来自于^[24]

氮气氮封系统。由于发现原型机没有密封，造成实验室氦气持续泄漏到原型机中（见5.2节），造成本底上升，实验组安装了氮封系统用来净化原型机液闪。氮封系统的结构示意图如图3.4所示。氮气来自充满氮气的高压气罐，使用安全阀和控制出口氮气的气压，流量控制器控制注入原型机中的氮气流量。氮气从原型机底部注入，原型机上方连接洗气瓶。该操作通过注入氮气，不但降低了混入原型机的氦气本底，同时降低了液闪中的氧气含量，减少了液闪中的淬灭效应影响，从而增加了光产额。

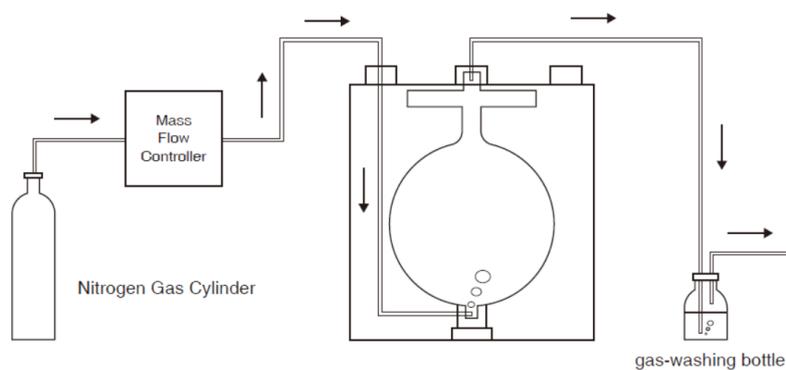


图 3.4 锦屏中微子实验原型机中氮气氮封系统示意图。此图来自于^[24]

蒸馏提纯系统。为了使液闪中的天然放射性本底 ^{238}U 、 ^{232}Th 等下降到实验所需要的量级 ($< 10^{-15} \text{g/g}$)，实验组生产完成了蒸馏设备，设备见图3.5。由于疫情及实验室维护等原因，蒸馏设备未能如期运行开展提纯测试工作。预期经过蒸馏提纯后， ^{238}U 、 ^{232}Th 等本底可以下降 $10^3 - 10^4$ 倍^[96]。



图 3.5 锦屏中微子实验原型机蒸馏提纯设备图

监测系统。两个商用的超声探头 Senix TSPC30S1232 分别放置在不锈钢桶（水层）和亚克力球（液闪）的上方，用来监测液面高度和温度。两个水电阻率探头 Suntex EC4100RS 分别安装在水循环系统的出水和进水处，用来监测纯水的电阻率。该监测操作每天开始新的取数操作之前进行一次读数，在采数系统开始运行后必须关掉，否则将会带来大量的噪声本底，使得实验数据作废。

电子学系统。电子学系统使用了 VME 总线，包括 6 块 CAEN 的 VME 板和一个 VME 机箱。VME 板分别为：FADC 数据采集板 V1751，每块板为 8 通道、10 比特、1 GS/s 的标准^[97]；一块 V2718，用来连接 VME 机箱和电脑主机，进行数据读出；一块 V1495，用来做逻辑触发，原型机触发逻辑见 3.2 节。

铅屏蔽层。原型机外部用厚度为 5 cm 的铅砖进行屏蔽。

3.1.1.1 光电倍增管（PMT）

原型机中安装了 30 只滨松 PMT，分别为北京生产的 CR365-01 和日本生产低本底玻壳的 R5912-10WA-10 (Pt POT)。其中，日本滨松生产的 R5912 为负高压 PMT；北京滨松生产的 CR-365 为正高压 PMT。它们的结构尺寸都是相同的，如图 3.6 所示。

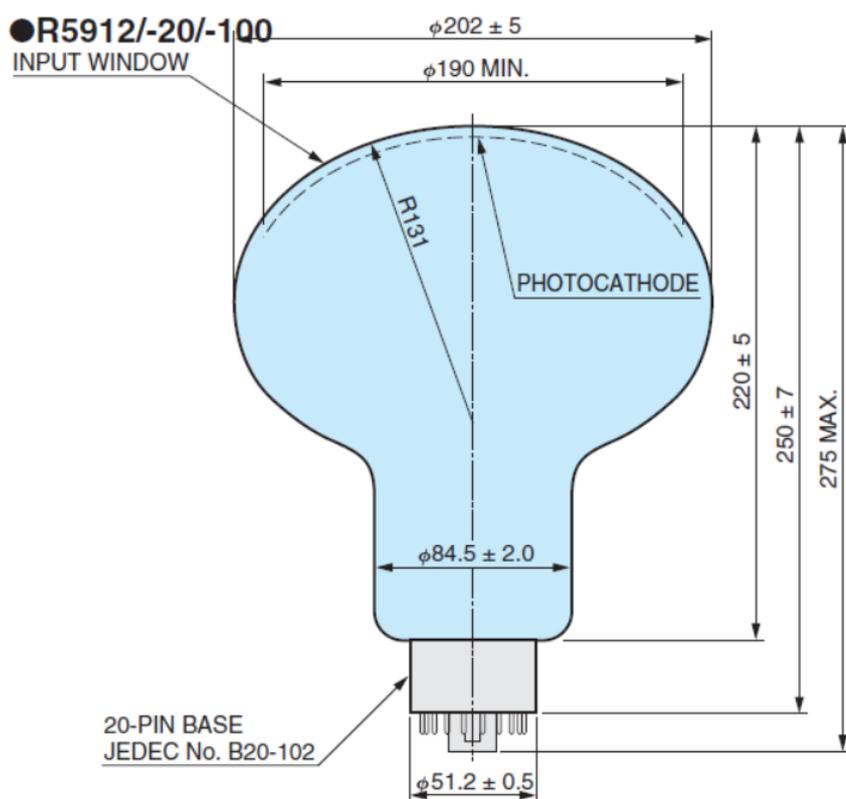


图 3.6 PMT R5912 结构尺寸图，单位是 mm。此图来自于^[98]

原型机中 PMT 编号及高压情况见附录A表A.1。

3.1.2 原型机安装过程

安装流程如图3.7。

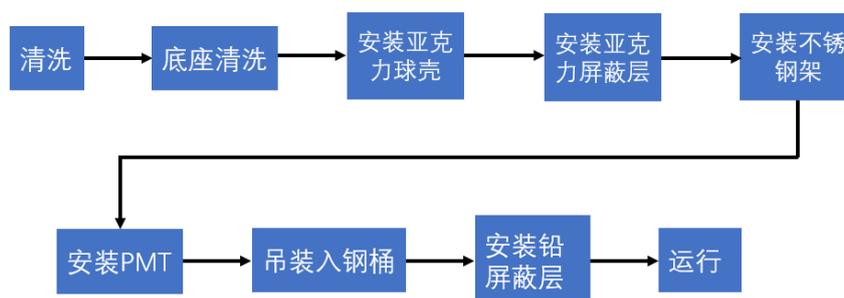


图 3.7 原型机安装流程图

图3.8是原型机组装过程实拍图及各个流程的操作。具体操作流程为：1、对探测器各部件使用超纯水进行清洗；2、安装底座，放置亚克力固定结构，将亚克力球壳放置在固定结构上；3、安装黑色亚克力光屏蔽层和不锈钢架；4、在不锈钢加

上安装 PMT，完成原型机内部整体结构安装；5、安装原型机底部基座，及外部钢桶下半部分；将安装完成的原型机内部结构吊装到钢桶中；6、安装钢桶上部结构，完成原型机主体安装。安装外部铅屏蔽层的固定支架。



图 3.8 原型机组装过程实拍图。

图3.9为原型机安装完成后正式运行时的照片。



图 3.9 原型机运行照片

3.2 原型机的运行

原型机于 2017 年 7 月 31 日投入运行，期间根据不同的研究内容进行了各种调整和测试，运行状态如图3.10所示。

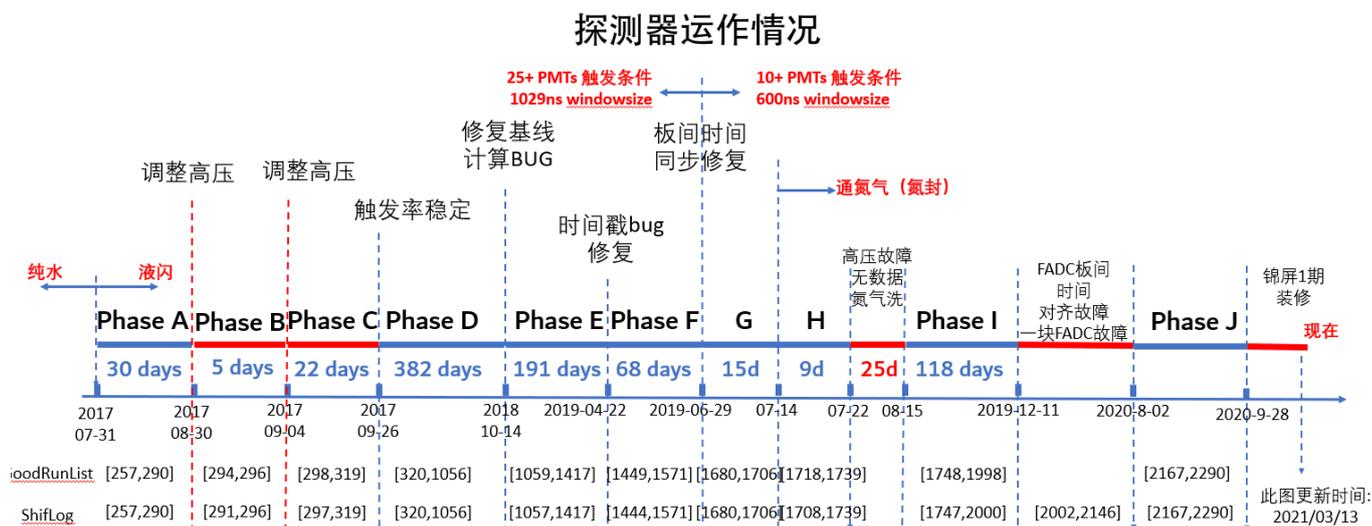


图 3.10 原型机运行状态

具体的操作调整说明如下：

- 1、从 Phase A 起，亚克力球壳的靶物质从纯水换为慢液闪，本论文全部工作基于液闪作为靶物质进行分析。
- 2、Phase E 运行前修复了基线计算算法的 bug。由于基线计算算法的问题，触发

阈值之前为 10 mV，修改后为 5 mV。

- 3、Phase F 运行前修改了时间戳的 bug。对于之前的数据读出时，ns 尺度的时间读出精度不足，造成事例 ns 尺度的时间因内存溢出而产生存储错误，在这里进行了修改。
- 4、Phase G 运行前修改了触发条件，从 25 路 PMT 触发改为 10 路 PMT 触发，读出时间窗从 1029 ns 改为 600 ns。触发 PMT 路数的修改可以对低能事例有较好的探测效率，时间窗的修改可以提高对较短级联时间事例的分辨能力。
- 5、Phase J 运行前由于板间时间同步算法出现了问题，以及新冠疫情导致无法前往实验室进行修复，原型机运行停止。在 Phase J 运行前进行了修复。

不同 Phase 时的触发条件总结如表3.1所示。原型机总运行时间为 820.28 天。

3.3 数据质量检查

原型机运行过程中会由于电子学异常或者设备操作不当（如没有及时关掉超声探头）等原因，在数据中含有少量异常的数据。如图3.11，其中图 (a) 为正常事例波形，图 (b) 为异常事例的波形示意图。

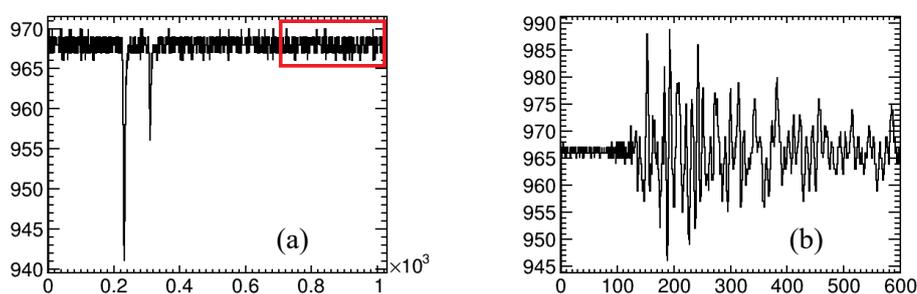


图 3.11 典型波形图。图 (a) 为正常事例波形，图中红色方框代表没有 PMT 信号和任何噪声时的电子学抖动，可以用来计算基线，图 (b) 为异常事例的波形示意图

为了去掉这些异常事例对分析结果产生影响，本论文在分析之前进行数据质量的检查。数据质量检查主要分为两部分：物理运行状态标记和数据异常情况标记。在进行数据异常情况标记时，为了平衡效率，以数据文件（每 200 Mb 存储一个 root 文件，约 1.5 万个事例）为最小单位。由于每一个运行（Run）有多个（约 200 个）数据文件，异常数据文件占比小于 1%。

数据筛选过程的流程图如图3.12。该过程为：1、通过值班记录正常物理运行，标记为 Good Run；2、通过数据文件筛选，剔除异常数据文件；3、进行异常通道筛选，若异常通道数小于 15 路，则只剔除该异常通道，否则将整个数据文件剔除。

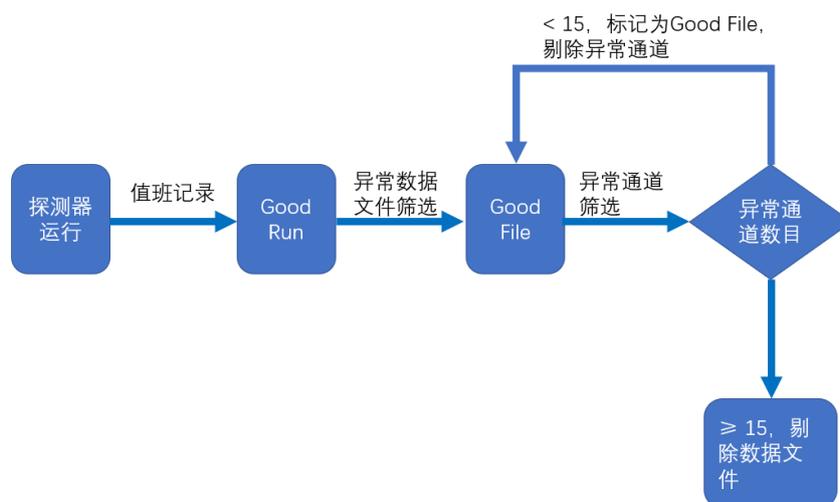


图 3.12 数据筛选流程图。1、通过值班记录正常物理运行，标记为 Good Run；2、通过数据文件筛选，剔除异常数据文件；3、进行异常通道筛选，若异常通道数小于 15 路，则只剔除该异常通道，否则将整个数据文件剔除。

3.3.1 物理运行状态标记

物理运行状态由探测器取数值班人员完成，将正常物理运行的采数标记为 Good Run，记录到 GoodRunList 中，标记的标准为：1、原型机正常运行；2、没有意外操作，如忘记关闭超声探头等；3、CJPL 实验室内其他实验组没有进行可以干扰到本原型机运行的操作。

后续所有分析（包括数据质量检查分析）都基于正常的运行标记，即在 GoodRunList 中。

3.3.2 数据异常情况标记

由于原型机将 CJPL-I 的走廊作为临时场所使用，因此灯光、空调、运送物资、人员出入等环境因素对探测器运行产生一定的影响，造成短时间内探测器或其中部分 PMT 运行异常。这些异常数据部分占比约为千分之三。数据异常情况分为异常数据文件和异常 PMT 通道。本小节将对该筛选过程进行介绍。

3.3.2.1 异常数据文件

异常数据文件的标记判选标准如下为：1、Phase B 的数据由于高压偏低，采数时间较短，因此全部标记为异常事例。2、在事例率变化中标记异常的数据文件；3、单个文件中， ≥ 15 路通道被标记为异常通道。异常通道的标记在 3.3.2.2 中介绍。

其中事例率代表单位时间内收集到的事例数，用式(3-1)表示：

$$R_{\text{Event}} = \frac{N}{T} \quad (3-1)$$

N 代表收集到的总事例数， T 为采数时间。

异常事例率数据文件判选是异常数据文件标记的主要部分。对异常事例率数据文件的判选过程为：1、以数据文件为单位，画出每一个 Phase 的事例率变化图；2、使用 ROOT 的 `TSpectrum::Background`^[99] 对每个 Phase 的事例率变化图进行本底拟合，以本底作为每个时间段的事例率期望值 $\overline{R_{\text{Event}}}$ 。以 Phase C 为例，事例率变化和本底拟合如图3.13所示；3、计算每个数据文件的事例率与期望值的残差 $R_{\text{Event}} - \overline{R_{\text{Event}}}$ ，残差分布如图3.14所示。对残差分布做高斯拟合，将超过 5σ 的数据文件标记为事例率异常的文件。图3.14中红线代表高斯拟合 5σ 的位置。

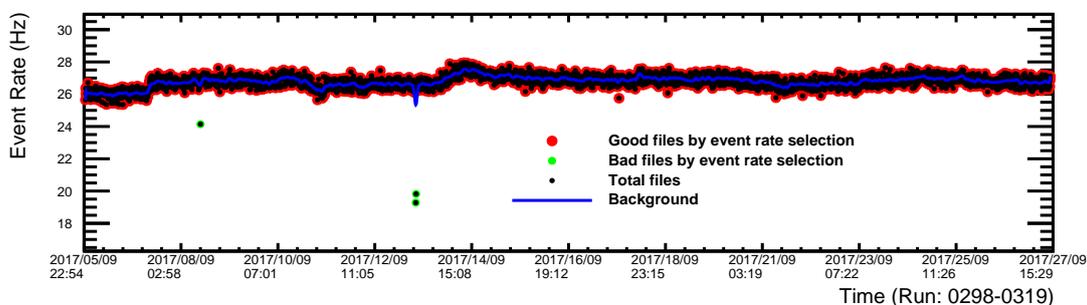


图 3.13 Phase C 事例率随时间变化图。图中本底拟合用蓝色实线表示，事例率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表标记为异常数据文件。

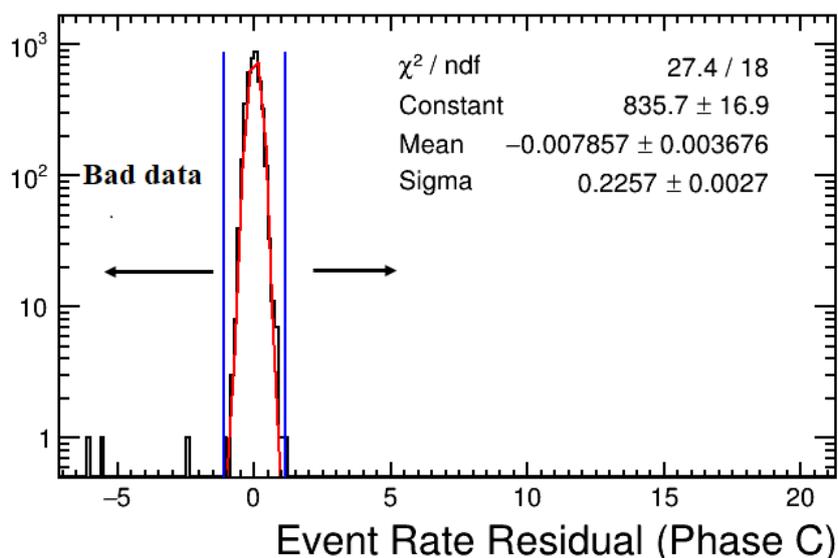


图 3.14 Phase C 事例率残差分布图。红线代表高斯拟合 5σ 的位置， 5σ 以外的数据标记为异常数据文件。

用上述步骤对全部数据进行处理，全部数据的事例率变化如图3.15。图中事例率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表标记为异常数据文件。可以看到，事例率有明显偏离的点全部被标记成异常数据文件。

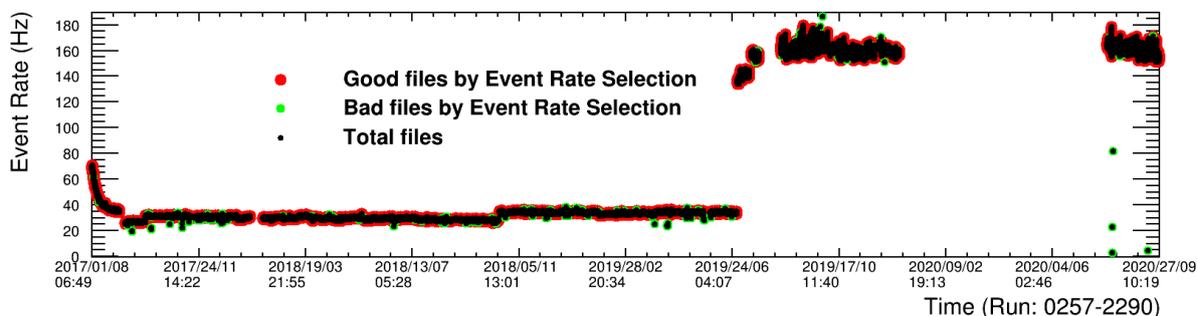


图 3.15 全部数据事例率随时间变化图。图中事例率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表标记为异常数据文件。

异常数据文件的比例定义为异常数据文件在全部数据文件的占比，结果为 0.35%。

3.3.2.2 异常通道标记

异常通道的判定是通过 PMT 的触发率、PMT 占有率和 PMT 暗计数率来完成的。

3.3.2.3 触发率和占有率标记

PMT 触发率 (PMT Trigger rate) 代表单位时间内第 i 路 PMT 收集到的事例数，用式(3-2)表示：

$$R_{Ti} = \frac{N_i}{T} \quad (3-2)$$

其中， N_i 为第 i 路 PMT 收集到的事例数， T 为采数时间。

PMT 占有率 (PMT Occupancy) 为一定时间内 (一个数据文件)，第 i 路 PMT 收集到的事例数 N_i 占总的收集到的事例数收集到的事例数的比重，用式(3-3)表示：

$$O_i = \frac{N_i}{N} = \frac{N_i}{R_{Event}T} = \frac{R_{Ti}}{R_{Event}} \quad (3-3)$$

其中各个变量含义与式(3-1)和式(3-2)一致。可以看到，在完成异常数据文件标记后， R_{Event} 在一定区间内，是一个稳定的值。因此，PMT 触发率 R_{Ti} 和 PMT 占有率 O_i 在一定程度上保持一致性。

在数据质量检查时，通过 PMT 占有率的变化来标记异常通道，PMT 触发率作为参考。对 PMT 占有率的分析同对事例率的分析一致，标记各个 Phase 的占有率残差超过 5σ 的通道为异常通道。以 Phase C 的第 20 路 PMT 为例，其占有率分布如图 3.16 所示。图中占有率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表标记为第 20 路 PMT 的异常通道。其残差分布图如图 3.17 所示。两条蓝线代表高斯拟合 5σ 的位置。

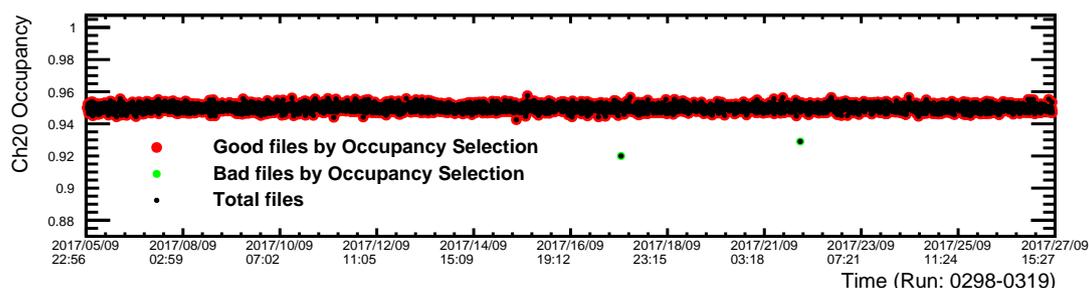


图 3.16 Phase C 的第 20 路 PMT 占有率随时间变化图。图中占有率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表的文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道。

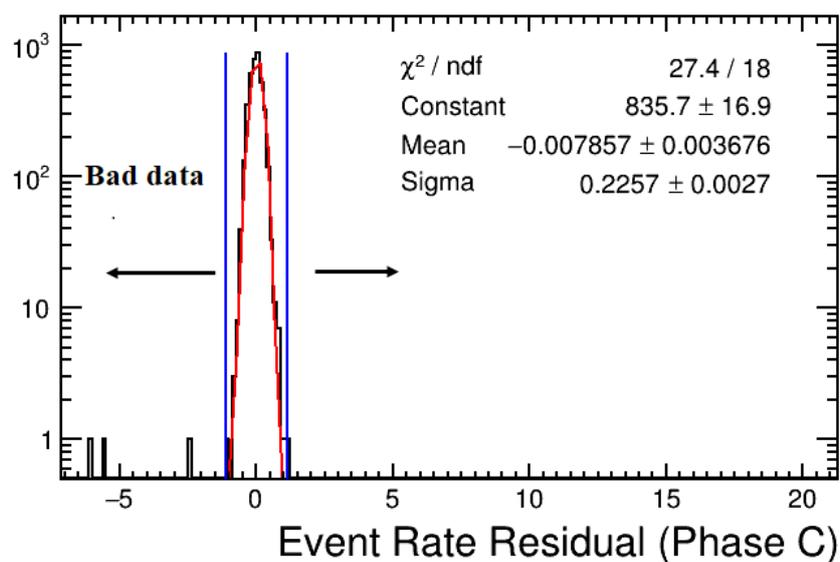


图 3.17 Phase C 的第 20 路 PMT 占有率残差分布图。蓝线代表高斯拟合 5σ 的位置， 5σ 以外的数据标记为异常通道。

用上述步骤对全部数据进行处理。以第 20 路 PMT 为例，全部数据的占有率变化如图 3.18。图中占有率用点表示，每一个黑色点代表一个数据文件，绿色点代表的文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道，红线代表每一个 Phase 的分界线。可以看到，占有率有明显偏离的点全部被标记成异常通道。

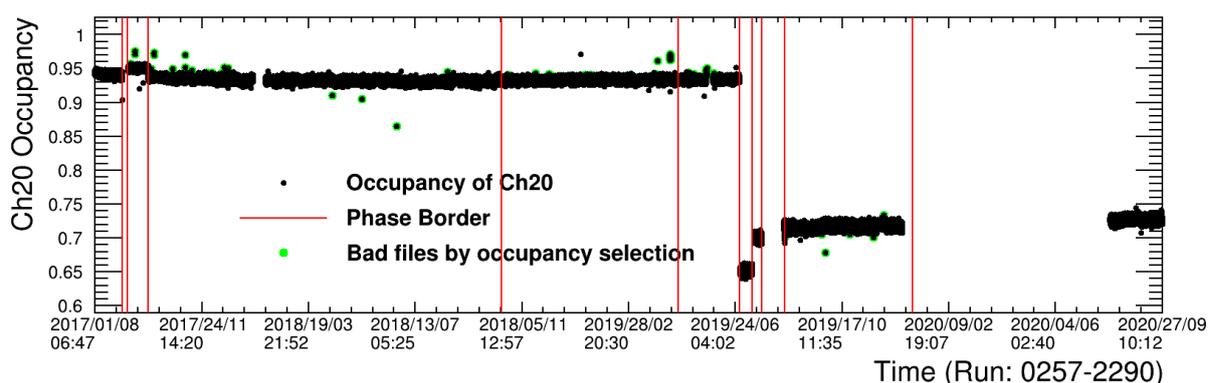


图 3.18 以第 20 路 PMT 为例，全部数据的占有率变化图。图中占有率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，绿色点代表的文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道。

经过判选后的第 20 路 PMT 全部数据的触发率随时间变化如图 3.19 所示。图中触发率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，绿色点代表的文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道。可看到，通过占有率异常通道标记的点在触发率上也是明显偏离正常区间的。

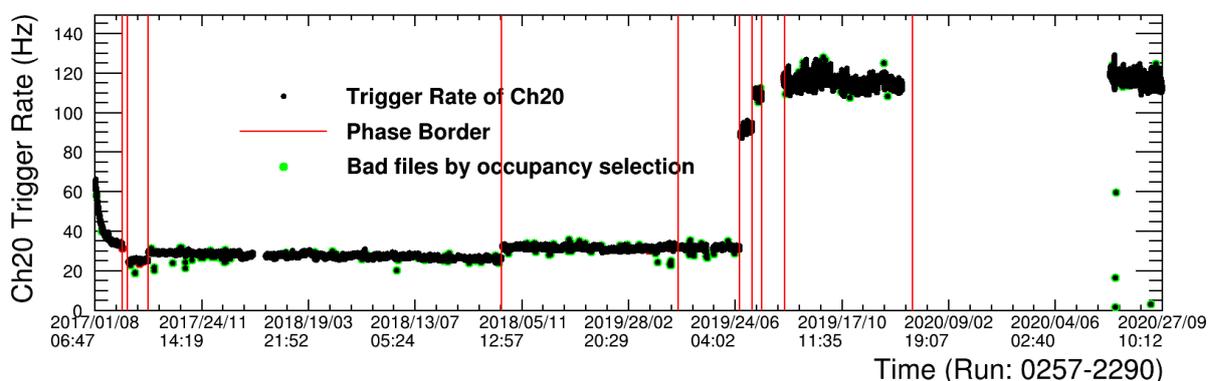


图 3.19 以第 20 路 PMT 为例，全部数据的触发率变化图。图中触发率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，绿色点代表的文件标记为第 20 路 PMT 的异常通道。

3.3.2.4 基线计算

基线为电子学偏移量，可以通过波形在没有 PMT 信号和任何噪声时（图 3.11 (a) 中红色方框部分）的平均值来表征。信号峰值和电荷都基于正确的基线数值，在判断暗计数和后续分析中都以正确的基线计算结果为基础。如果基线不能正确计算或者基线抖动幅度较大，会对后续的分析造成影响。最简单的基线算法可以通过暗噪声时间窗内的 ADC 值求平均，但是有时暗噪声时间窗会出现暗计数信号，

将基线拉低。本工作采用的基线算法为：

- 1、 选取 3 个不同时间窗。对 1029 ns 触发时选 0-100 ns、100-200 ns、200-300 ns，对 600 ns 触发时选 0-50 ns、50-100 ns、100-150 ns。
- 2、 计算各个时间窗每 ns 的 ADC 计数值抖动的标准差，选标准差最小的一个区间作为基线区间。
- 3、 计算基线区间 ADC 平均值，排除抖动超过 3 mV 的计算，多次迭代后得到最终的基线值。

3.3.2.5 暗计数率标记

PMT 波形读出所用到的 FADC 模块采数时间分别为 1029 ns (Run 257 到 Run 1679) 和 600 ns (Run 1680 到 Run 2288)。对每一 ns 的波形读出进行遍历，寻找波形峰位。波形峰值出现的位置如图3.20所示。图 (a) 为 1029 ns 采数时间窗时峰位分布，物理信号分布在信号时间窗，即 150 ns-600 ns 内；0-150 ns 为暗噪声时间窗，主要为暗噪声信号；600 ns 之后为后脉冲 (After Pulse) 时间窗。图 (b) 为 600 ns 采数时间窗时峰位分布，物理信号分布在信号时间窗，即 40 ns-400 ns 内；0-40 ns 为暗噪声时间窗，主要为暗噪声信号；400 ns 之后为后脉冲时间窗。信号时间窗后事例比暗噪声时间窗要高，主要由 PMT 的后脉冲引起。

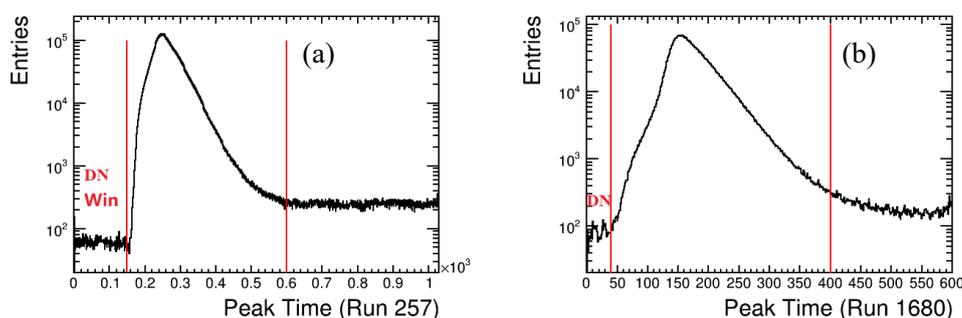


图 3.20 峰位分布图。图 (a) 为 1029 ns 采数时间窗时峰位分布，物理信号分布在信号时间窗，即 150 ns-600 ns 内；0-150 ns 为暗噪声时间窗，主要为暗噪声信号；600 ns 之后为后脉冲时间窗。图 (b) 为 600 ns 采数时间窗时峰位分布，物理信号分布在信号时间窗，即 40 ns-400 ns 内；0-40 ns 为暗噪声时间窗，主要为暗噪声信号；400 ns 之后为后脉冲时间窗。

在暗噪声时间窗内挑选暗计数，筛选条件为：1、峰值大于 3 mV；2、过阈时间超过 2 ns。

在这里选出的暗计数由以下三种成分组成：1、较大的电子学抖动；2、PMT 暗噪声，为光阴极的热发射噪声，详细介绍见4.2节；3、本次物理事例触发的前脉冲 (Pre-pluse) 和上一个事例的后脉冲。其中，占主要成分的是前两项，数据质量检

查主要将针对出现第一种情况的数据文件标记为异常数据文件，暗计数率（Dark rate）可用式(3-4)表示：

$$R_D = \frac{N_{Di}}{N \Delta T} \quad (3-4)$$

N_{Di} 为单位时间内暗噪声时间窗内满足筛选条件的事例数， ΔT 为暗噪声时间窗长度，取 150 ns 或 40 ns， N 代表收集到的总事例数。

对 PMT 暗计数的分析同对事例率的分析基本一致，标记各个 Phase 的暗计数残差超过 5σ 的通道为异常通道。以 Phase D 的第 0 路 PMT 为例，其暗计数率分布如图3.21所示。图中暗计数率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表标记为第 20 路 PMT 的异常通道。其残差分布图如图3.22所示。蓝线代表 5σ 的位置。

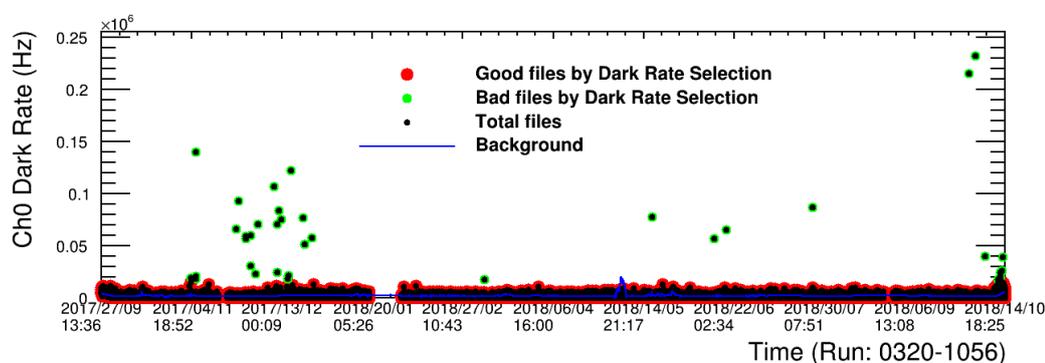


图 3.21 Phase D 的第 0 路 PMT 暗计数率随时间变化图。图中暗计数率用点表示。每一个黑色点代表一个数据文件，红色点代表标记为正常数据文件，绿色点代表的文件标记为第 0 路 PMT 的异常通道。

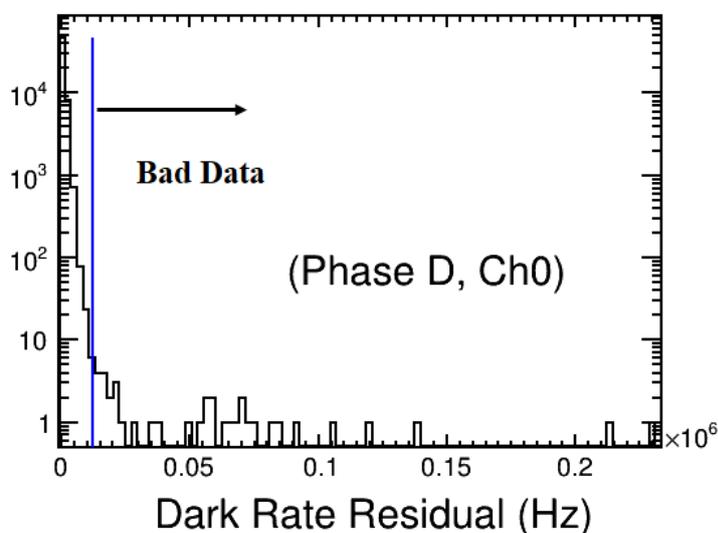


图 3.22 Phase D 的第 0 路 PMT 暗计数率残差分布图。蓝线代表 5σ 的位置。

异常通道的比例定义为异常通道数据文件在全部文件的占比，为 0.09%。

3.3.3 数据质量检查小结

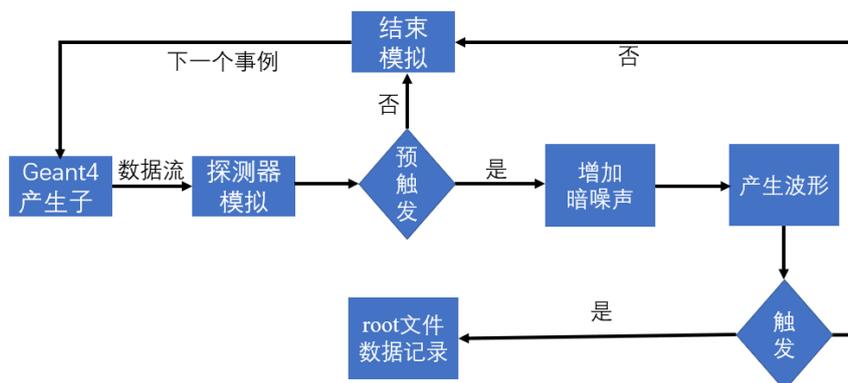
由于原型机运行过程中受环境影响而产生一定的异常数据文件。通过对数据质量的检查给出了原型机运行数据的 Good run list 和 Good file list，提出了约千分之三的数据。后续分析全部基于数据质量检查的结果开展，该部分工作提高了后续分析工作的效率。

3.4 原型机的模拟

锦屏中微子实验模拟和分析软件（Jinping neutrino experiment Simulation & Analysis Package, JSAP）是基于 ROOT 和 Geant4^[100] 开发的模拟和分析软件。JSAP 可应用于锦屏中微子实验模拟，同时也具有较好的兼容性，可用于其他实验的模拟分析。

本论文工作利用 JSAP 对锦屏中微子实验探测器一吨原型机进行了模拟，完成了 JSAP 的参数校对工作，使模拟结果与真实结果相匹配。下面将对模拟部分的原理及模拟参数校对进行介绍。

3.4.1 模拟框架与流程

图 3.23 JSAP 模拟的流程图^[24]

JSAP 模拟的流程图如图3.23所示。流程各个环节的介绍如下。

Geant4 产生子：基于 Geant4，在 JSAP 模拟中通过产生子创建粒子，给定粒子的位置、产生时间、动量和能量等信息。为了进行本底研究，JSAP 还在放射性核素中定义了其衰变产物，包括 α 、 β 和 γ 等，衰变产物的时间和能量符合其衰变规律。

探测器模拟：该程序包包含探测器几何、材料及材料性质等信息，模拟探测器响应。输出信号是记录了粒子轨迹和能量的光电子信号。

预触发判断：由于完整的电子学模拟会消耗大量的 CPU 算力，导致模拟时间变慢。JSAP 使用预触发系统判断需要被记录的数据，以加快模拟进程。

增加暗噪声：由于 PMT 的暗噪声会导致额外的电子学信号。JSAP 根据4.2节对暗噪声的分析结果将其性质输入到模拟中，尽可能还原探测器真实情况。

生成波形：在模拟波形生成过程中，输入量是光电子的时间、触发 PMT 个数、光电子数等信息，通过式(4-13)对单光电子的相应进行卷积，得到输出波形。

触发判断：和预触发阶段相比，触发阶段从波形中同步相关触发信息，再次判断触发条件，当触发条件满足预设触发时，将整个事件打包记录。

数据记录：通过触发判断逻辑的数据记录到 root 文件中。记录内容包括与探测器电子学读数一致的数据及模拟过程的真实模拟信息。

JSAP 模拟的可视化页面如图3.24所示。

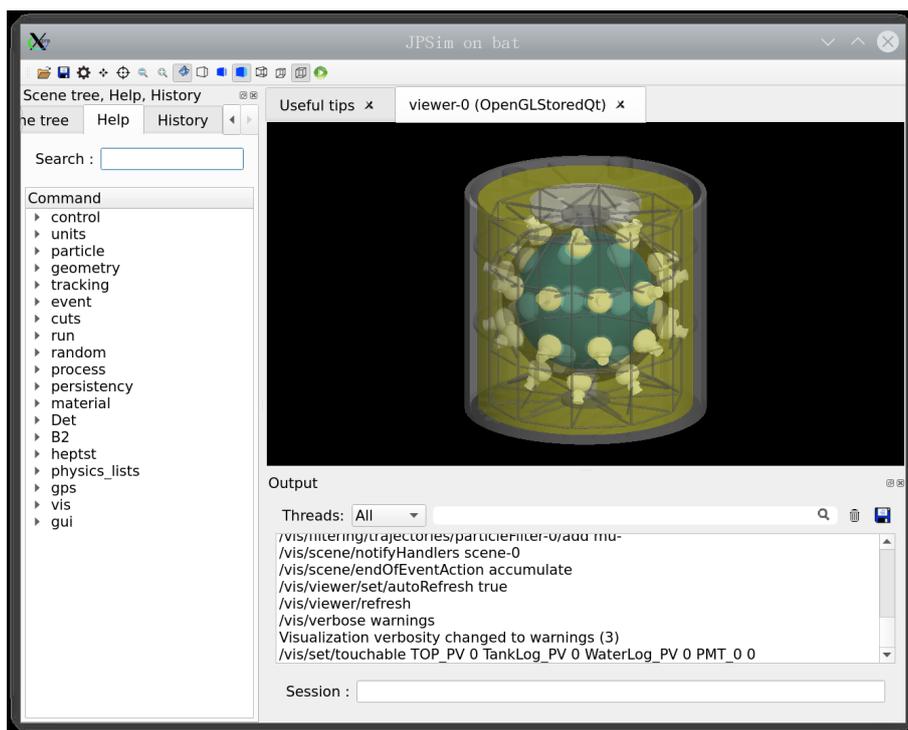


图 3.24 JSAP 模拟的可视化页面

3.4.2 模拟正确性检验

在原型机的模拟中，通过特定实验信号（如 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联信号、 ^{208}Tl 等）的数据结果与模拟结果相对比，调整模拟中所使用的光产额、Birks 常数^[101]等参数，使模拟与实验结果保持一致。各个不同的触发条件下模拟参数的调整结果如表3.1所示。

在实验所使用的慢液闪中，根据与南京大学共同测量的结果，光的衰减长度约为 10 m，远远大于探测器尺度 0.64 m，假定在通氮气后光在液闪中的衰减长度不发生变化，因此通氮气前后光产额的比值即为单位能量收集到的光电子数的比值。由表4.2可以计算得到通氮气后 Phase H 和 Phase I-J 的光产额。

表 3.1 不同的触发条件下模拟参数的调整结果

| 触发条件 ^a | nPMTs | 时间窗 | 阈值 | Phase | 光产额 ^c | Run | 有效时间 (s) |
|-------------------|-------|---------|-------|-------|-------------------|-----------|----------|
| Trig 1 | 25 | 1029 ns | 10 mV | A-D | 4010 ^d | 257-1056 | 33871376 |
| Trig 2 | 25 | 1029 ns | 5 mV | E-F | 4010 | 1057-1571 | 20602404 |
| Trig 3 | 10 | 600 ns | 5 mV | G | 4010 | 1680-1706 | 1088784 |
| Trig 4 | 10 | 600 ns | 5 mV | H | 5687 | 1718-1739 | 570982 |
| Trig 5 | 10 | 600 ns | 5 mV | I-J | 6445 | 1748-2290 | 14738617 |

^a 模拟时通常使用与对应 Phase 的第一个 Run 的增益参数。

^b PMT 出发个数

^c 单位为“光子数/MeV”

^d 通氮气前保持稳定，根据液闪配方，与 Guo et al.^[95] 的测量结果一致。

比对触发条件 Trig 1 时 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联信号的模拟结果和实验结果如图3.25所示。图中数据来自 Phase A 中 Run 257 到 Run 271，具体数据筛选过程见5.1节；模拟来自 JSAP。

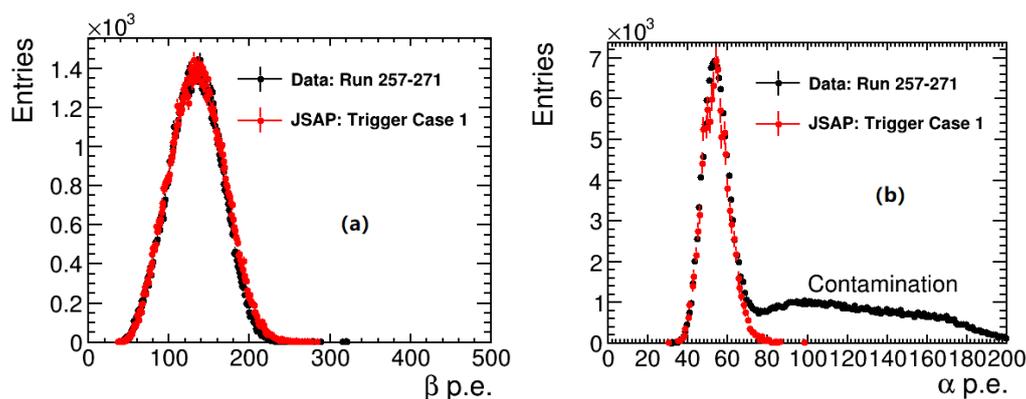


图 3.25 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联信号的模拟结果和实验结果比较图，图 (a) 是 β 信号（快信号）p.e. 分布的比较，图 (b) 是 α 信号（慢信号）p.e. 分布的比较。图中数据来自 Run 257 到 Run 271，模拟来自 JSAP。

通过高斯函数对实验数据和模拟结果进行拟合，拟合区间保持一致，对快信号为 75 - 185 p.e.，对慢信号为 45 - 65 p.e.。比较均值和标准差，如表3.2所示。可见，JSAP 软件对原型机的模拟可以与实验数据吻合。

表 3.2 实验数据和模拟结果的均值和标准差的比较结果

| 粒子类型 | 触发条件 | Data Mean (p.e.) | Data σ (p.e.) | MC Mean (p.e.) | MC σ (p.e.) |
|--|--------|------------------|----------------------|----------------|--------------------|
| $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 快信号 β | Trig 1 | 133.14 | 34.16 | 134.16 | 35.79 |
| $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 慢信号 α | Trig 1 | 53.56 | 7.10 | 53.69 | 6.75 |

3.5 小结

锦屏中微子实验探测器原型机于 2017 年 7 月 31 日灌入慢液闪作为靶物质,运行到 2020 年 9 月 28 日结束。探测器运行期间,对取数状态进行了数次修改,解决了采数代码中部分错误,并根据数据分析的需求对采数逻辑进行了调整。同时,通过氮封等操作降低了实验室的氦气泄露进入探测器的情况。原型机的搭建与运行为未来锦屏大型中微子实验积累了探测器设计与搭建的技术经验,本论文的工作也是基于该原型机展开。本节介绍的一系列数据质量的检查将有明显问题的数据剔除,后续数据分析也基于质量检查后的数据进行开展,该部分工作提高了后续工作的效率。原型机的模拟程序的开发也是后续实验数据分析中计算效率等问题的基础工作,模拟参数的校对与调整保证了实验与模拟的一致性,帮助检验了慢液闪在原型机中的光产额与地面实验室测量的一致性。该节工作是本论文工作的基础,也是未来锦屏大型中微子实验的预研工作的一部分。

第4章 原型机的刻度和重建

常见的中微子实验需要刻度源对探测器进行刻度，为了降低刻度源引入的本底影响，本论文基于锦屏中微子实验原型机开发了对探测器能量和时间的无源刻度系统。原型机的刻度和重建流程图如图4.1所示。原型机收集到的数据经过数据质量筛选后，通过对波形积分得到电荷，电荷经过增益刻度转变为光电子个数（p.e.），然后通过能标刻度将光电子个数转化为能量。同时通过电荷重心法找到探测器中心事例进行无源时间刻度。本节将对整个刻度和重建的过程进行详细的介绍。

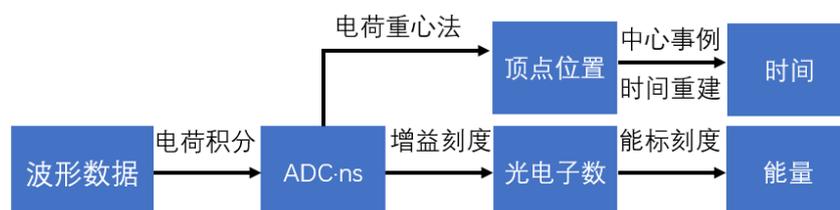


图 4.1 原型机的刻度和重建流程图。原型机收集到的数据经过数据质量筛选后，通过对波形积分得到电荷，电荷经过增益刻度转变为光电子个数（p.e.），然后通过能标刻度将光电子个数转化为能量。同时通过电荷重心法找到探测器中心事例进行无源时间刻度。

4.1 PMT 增益刻度

PMT 的增益是单个光电子通过 PMT 倍增的倍数，也就是 PMT 阳极所接收到的电子数与第一打拿极接收到的电子的个数的比值，通常用 M 表示。假设每一极打拿极倍增因子都为 δ ，且电子在各个打拿极上的传输效率为 100%，对于 n_d 个打拿极的光电倍增管，其增益可以用式(4-1)定义：

$$M = \frac{N_i}{N} = \frac{\text{阳极接收到的电子数}}{\text{第一打拿极收集到的电子数}} = \delta^{n_d} \quad (4-1)$$

在分析计算增益时，使用：

$$M = \frac{Q_1}{q_e} \quad (4-2)$$

其中， Q_1 代表单光电子倍增后电荷分布均值， q_e 为电子电荷。

在本论文工作中，为了分析方便，用 Q_1 来表征增益，以 $\text{ADC} \cdot \text{ns}$ 为单位。单位“ $\text{ADC} \cdot \text{ns}$ ”与单位“电子倍增个数”的关系，可以根据式(4-1)和电荷表达式(4-3)得

到。

$$Q = It = \frac{Ut}{R} \quad (4-3)$$

式(4-3)中, Q 代表 PMT 收集到的电荷; I 代表 PMT 阳极输出的电流信号; t 代表 PMT 信号的持续时间; U 代表 PMT 信号的等效电压, 与回路中的电阻 R 有关。 $R = 50 \Omega$, 因此, 增益单位 $1 \text{ ADC} \cdot \text{ns} = 1.22 \times 10^5$ 。

收集到的电荷通过增益刻度结果可转变为光电子个数 (p.e.), 而光电子个数正比于粒子在探测器中的沉积能量。在实验中对不同 PMT 而言, 由于环境因素的影响 (如温度的变化) 和 PMT 自身的老化等原因, 其增益不尽一致; 而且对同一 PMT 而言, 其增益也会随着时间变化。因此, 对原型机而言, 实时准确的增益刻度至关重要。

本节将给出关于 PMT 响应的数学模型, 然后介绍利用暗噪声信号对 PMT 进行实时刻度的方法, 并给出增益刻度结果。

4.1.1 PMT 响应的数学模型

Bellamy et al.^[102] 为了从 PMT 收集到的电荷谱中获得准确的增益信息, 提出了 PMT 的数学响应模型。该模型也被其它实验如 OPERA^[103]、Double Chooz^[104] 和大亚湾中微子实验^[105] 广泛应用。

如图4.2所示, PMT 的响应过程可以分为三个独立部分: 1、光转化过程, PMT 光阴极通过光电效应将收集到的光子转化为光电子; 2、光电子收集过程, 光阴极释放的光电子通过电磁场聚集到第一打拿极; 3、电子倍增过程, 电子在打拿极倍增, 原型机所用到的 PMT, 共 10 个打拿极。

在讨论 PMT 响应数学模型时, 将这三个部分简化为两个部分。第一部分包括光转化过程和光电子收集过程, 第二部分包括电子倍增过程。

4.1.1.1 光转化过程和光电子收集过程

光转化过程指根据光电效应, 打到 PMT 光阴极上的光子有一定概率可以释放出光电子。本论文, 将光阴极通过热发射释放出热电子的过程等效为光电子转化过程, 该过程服从泊松分布。光阴极发射的光电子通过磁场聚焦到第一打拿极上, 该过程成为光收集过程, 光收集过程服从二项分布。泊松分布和二项分布的卷积结果依然符合泊松分布, 因此光转化过程和光收集过程可以用式(4-4)表示:

$$P(n; \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (4-4)$$

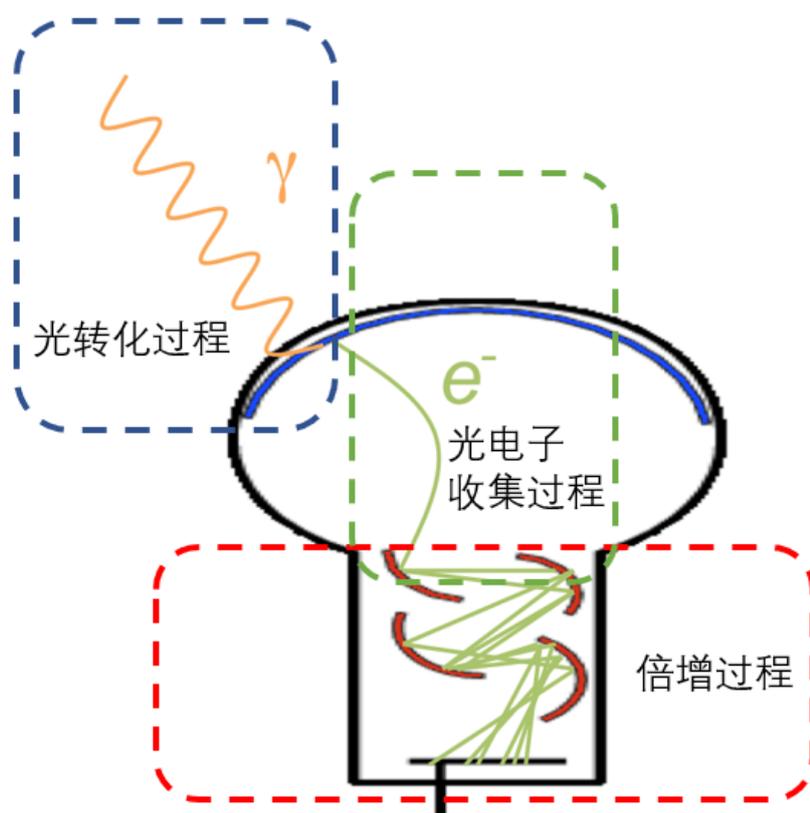


图 4.2 PMT 的响应过程示意图。PMT 的响应过程可以分为三个独立部分：1、光转化过程，PMT 光阴极通过光电效应将收集到的光子转化为光电子；2、光电子收集过程，光阴极释放的光电子通过电磁场聚集到第一打拿极；3、电子倍增过程，电子在打拿极倍增，原型机所用到的 PMT，共 10 个打拿极。

式中 μ 定义为：

$$\mu = mq_{qe}q_c \quad (4-5)$$

其中， $P(n; \mu)$ 代表在第一打拿极接收到光电子数目的均值为 μ 时， n 个光电子被第一打拿极接收到的概率； m 代表打到光阴极上的光子数； q_{qe} 代表量子效率，即光阴极上光子转化成光电子的概率； q_c 代表收集效率，即光阴极发射的光电子被第一打拿极接收到的概率。

4.1.1.2 电子倍增过程

PMT 光阴极发射的光电子在 PMT 内部经历电磁场加速和打拿极倍增的过程。其中，PMT 的电子倍增过程是通过打拿极上次级电子发射实现的。次级电子发射的概率与电子能量、材料的阻止本领及表面位垒、电子距表面的距离等因素有关。一个入射电子平均所产生的次电子数称为打拿极的次级电子产额，也称倍增因子，

用 δ 表示, 则

$$\delta = \frac{\text{发射的次级电子数}}{\text{入射的电子数}} \quad (4-6)$$

通常情况下, 打拿极 PMT 的 δ 约为 4~6。

由于单个打拿极上二次发射的电子数满足均值为 δ 的泊松分布, 同时电子经过多个打拿极 (如滨松 R5912 有 10 个打拿极)。因此, 对固定打拿极数目的 PMT 阳极收集到的电荷分布可以用高斯分布来表示。对单个光电子, 阳极输出信号可以用式(4-7)表示:

$$G_1(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) \quad (4-7)$$

其中, x 是单个光电子经过打拿极倍增的电荷; Q_1 是阳极收集到的电荷的期望值; σ_1 是对应的标准差。对 n_d 个打拿极的光电倍增管, 该分布的期望和标准差可以用式(4-8)表示:

$$\begin{aligned} Q_1 &= q_e M = q_e \delta^{n_d} \\ \sigma_1 &= Q_1 \nu = Q_1 \sqrt{\sum_{i=1}^{i=n_d} \left(\frac{1}{\delta^i}\right)} = q_e \delta^{n_d} \sqrt{\sum_{i=1}^{i=n_d} \left(\frac{1}{\delta^i}\right)} \approx q_e \delta^{n_d} \sqrt{\frac{1}{\delta - 1}} \end{aligned} \quad (4-8)$$

如果初始光电子数大于 1 (n 个光电子), 则每一个初始光电子都会按照式(4-7)进行倍增, 最终的电荷分布是对 n 个单光电子分布 [式(4-8)] 的卷积, 可以用式(4-9)表示:

$$\begin{aligned} G_n(x) &= \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_n)^2}{2\sigma_n^2}\right) \\ &= \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2n\pi}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right) \end{aligned} \quad (4-9)$$

其中, $Q_n = nQ_1$, $\sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1$, 代表 n 个电子倍增后的电荷和标准差, 其它参数与式(4-7)一致。

4.1.1.3 理想 PMT 响应模型

理想的无噪声打拿极 PMT 响应可以通过光转化过程、式(4-4)描述的光电子收集过程及式(4-9)描述的电子倍增过程的卷积而来，也用式(4-10)描述：

$$\begin{aligned}
 S_{\text{ideal}}(x) &= P(n; \mu) \otimes G_n(x) \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_n)^2}{2\sigma_n^2}\right) \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2n\pi}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right)
 \end{aligned} \tag{4-10}$$

4.1.1.4 PMT 信号本底

对真实的 PMT 信号读出，除了 PMT 本身正常响应之外，还有电子学系统（如对原型机使用 CAEN V1751 作为采数模块）等影响。主要有：

- I 真实基线并非是绝对稳定不变的，在基线计算值（见3.3.2.4节）基础上每 ns 会有 1-2 mV 的抖动，这里的基线抖动会对最终的电荷计算造成微小的偏移量。
- II 在信号判选时出现一些同真实信号相似的“假”信号。如打拿极发射的热电子，没能经过完整的倍增过程；较大的电子学扰动，如图4.3；在信号时间窗出现较大物理信号时会有一定几率在暗噪声时间窗出现 Pre-pulse 等。

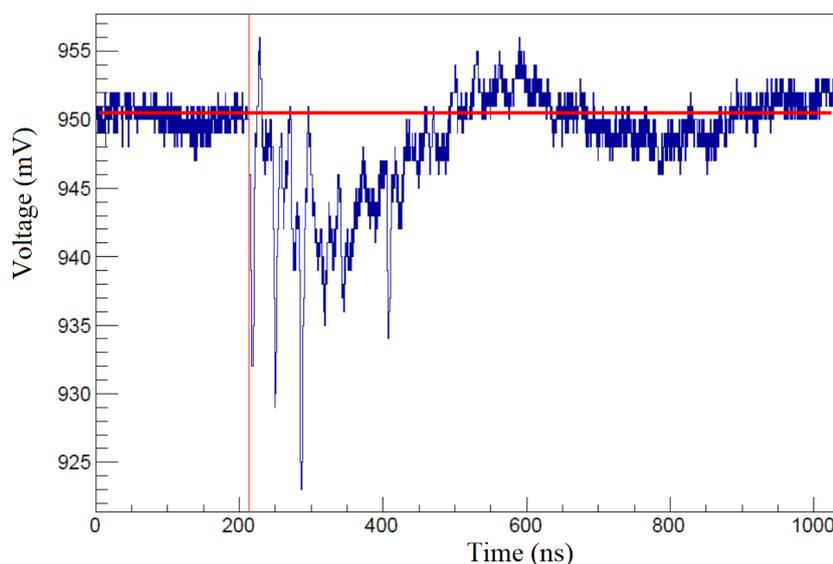


图 4.3 较大的电子学抖动示意图

其中，第 I 类本底电荷可以用高斯分布来表征，第 II 类本底电荷可以近似为指数。

在光阴极没有释放光电子的情况，这对应式(4-4)中 $n = 0$ 的情形，所收集到的信号只有上述本底。假设在全部本底中，第 II 类占比为 ω ，则本底电荷分布可以用式(4-11)表示：

$$\begin{aligned} B(x) &= (1 - \omega)G_b(x) + \omega E_b \\ &= \frac{1 - \omega}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2} \right] + \omega \theta(x - Q_0) \alpha \exp[-\alpha(x - Q_0)] \end{aligned} \quad (4-11)$$

其中， Q_0 和 σ_0 代表第 I 类本底电荷的均值和标准差； α 是第 II 类本底的指数因子； $\theta(x - Q_0)$ 是阶跃函数，满足：

$$\begin{aligned} \theta(x - Q_0) &= 1 \quad (\text{if } x > Q_0) \\ &= 0 \quad (\text{if } x < Q_0) \end{aligned} \quad (4-12)$$

4.1.1.5 真实 PMT 响应

真实 PMT 响应是理想 PMT 响应（式(4-10)）和本底（式(4-11)）的卷积：

$$\begin{aligned} S_{\text{real}}(x) &= \int S_{\text{ideal}}(x') B(x - x') dx' \\ &= e^{-\mu} \left\{ \frac{1 - \omega}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2} \right] + \omega \theta(x - Q_0) \alpha \exp[-\alpha(x - Q_0)] \right\} \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \left[(1 - \omega) G_{\text{mreal}}(x) + \omega \theta(x - Q_0) I_{G_n \otimes E}(x) \right] \end{aligned} \quad (4-13)$$

其中函数：

$$\begin{aligned} G_{\text{mreal}}(x) &= \frac{1}{\sigma_{\text{mreal}} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - Q_{\text{mreal}})^2}{2\sigma_{\text{mreal}}^2} \right] \\ I_{G_n \otimes E_b}(x) &= \int_{Q_0}^{\infty} G_n(x - x') \alpha \exp[-\alpha(x' - Q_0)] dx' \\ &= \frac{\alpha}{2} \exp \left[-\alpha \left(x - Q_{\text{mreal}} - \frac{\alpha \sigma_{\text{mreal}}^2}{2} \right) \right] \cdot \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - Q_{\text{mreal}} - \frac{\alpha \sigma_{\text{mreal}}^2}{2}}{\sigma_{\text{mreal}} \sqrt{2}} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-14)$$

这里，

$$Q_{\text{mreal}} = Q_0 + nQ_1 \quad \sigma_{\text{mreal}} = \sqrt{\sigma_0^2 + n\sigma_1^2} \quad Q_n = nQ_1 \quad \sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1 \quad (4-15)$$

$\operatorname{erf}(x)$ 是误差函数，其余参数和式(4-10)、式(4-11)含义一致。

真实 PMT 响应（式(4-13)）过于复杂，因此在实际拟合时对其做了简化。由于

本论文对 PMT 刻度是通过利用暗噪声信号来完成的, PMT 暗噪声频率在 kHz 量级, 平均出现时间为 ms 量级, 因此在 ns 时间的暗噪声时间窗内热发射电子概率非常小, 即式(4-4)中 μ 非常小, 所以可以取单个电子情形作为近似, 即 $n = 0, 1$ 。同时, 在做完数据质量检查后, 极限抖动非常小, 因此式(4-13)中 Q_0 和 σ_0 取 0。近似后的真实 PMT 响应可以用式(4-16)表示:

$$S_{\text{real}}(x) \approx N e^{-\mu} \left\{ \omega \theta(x) \alpha \exp[-\alpha(x)] + (1 - \omega) \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + \omega \frac{\alpha}{2} \exp\left[-\alpha\left(x - Q_1 - \frac{\alpha\sigma_1^2}{2}\right)\right] \cdot \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - Q_1 - \sigma_1^2\alpha}{\sigma_1\sqrt{2}}\right)\right] \right\} \quad (4-16)$$

式中各项含义与式(4-13)一致。其中, N 是拟合归一化参数; Q_1 和 σ_1 是(暗噪声等效)单光电子倍增后电荷分布的均值和标准差; ω 是本底中指数项占比; α 是本底中指数中的参数; μ 是(暗噪声等效)单光子分布的期望值。

4.1.2 暗噪声事例挑选

即使 PMT 在绝对黑暗的环境下运行, 也有一定几率产生信号, 这种信号称为暗噪声。暗噪声主要由热噪声构成。由于光阴极和打拿极均由低逸出功材料(如双碱材料)覆盖, 在室温下也会有热电子发射现象, 这种现象称为电子热发射。W. Richardson 对电子热发射过程进行过细致研究, 热发射电流可以用式(4-17)表示:

$$I = AT^{5/4} e^{-q_e \Psi / kT} \quad (4-17)$$

其中, T 是绝对温标, K 是玻尔兹曼常数, Ψ 是材料溢出功函数, q_e 是电子电荷。由热发射电子造成的 PMT 信号称为热噪声, 热噪声是暗噪声的主要成分。此外, 暗噪声中还有少量的尖端放电、光反馈电流和离子反馈电流等。

由于光阴极上产生的热噪声可以等效为光子造成的单光电子信号, 因此可以用来做实时的 PMT 增益刻度。

4.1.2.1 热噪声的选取

因为要选出热噪声信号, 所以相比于数据质量检查中的暗计数选取, 暗噪声的判选条件更为复杂。判选条件如下:

- 1、在暗噪声时间窗选择超过 3 mV 的峰。
- 2、暗噪声时间窗内只有一个峰。
- 3、在一个事例中只有 1 路 PMT 有暗噪声信号。
- 4、与上一个触发事例的时间间隔(数据分析时为了更加清晰看到该时间的分布情况, 对该时间取对数处理)大于 $10^{4.4}$ ns, 用来排除由于上一个事例的后脉

冲触发的影响。电荷与距离上一个事例时间的二维分布见图4.4，红线代表距离上一触发事例时间间隔 $10^{4.4}$ ns 的位置。

- 5、过阈时间（Time over Threshold, ToT）筛选。定义波形超过 3 mV 的时间为过阈时间。对 Phase A 中 Run 257 到 Run 290 的数据，过阈时间和电荷的分布见图4.5，红线代表筛选的位置，即：

$$\begin{aligned} T_{\text{ns}} &= \frac{7}{75} \times Q_{\text{ADC}\cdot\text{ns}} \quad (\text{if } 25 < Q_{\text{ADC}\cdot\text{ns}} < 100) \\ &= 8 \quad (\text{if } 100 < Q_{\text{ADC}\cdot\text{ns}} < 600) \end{aligned} \quad (4-18)$$

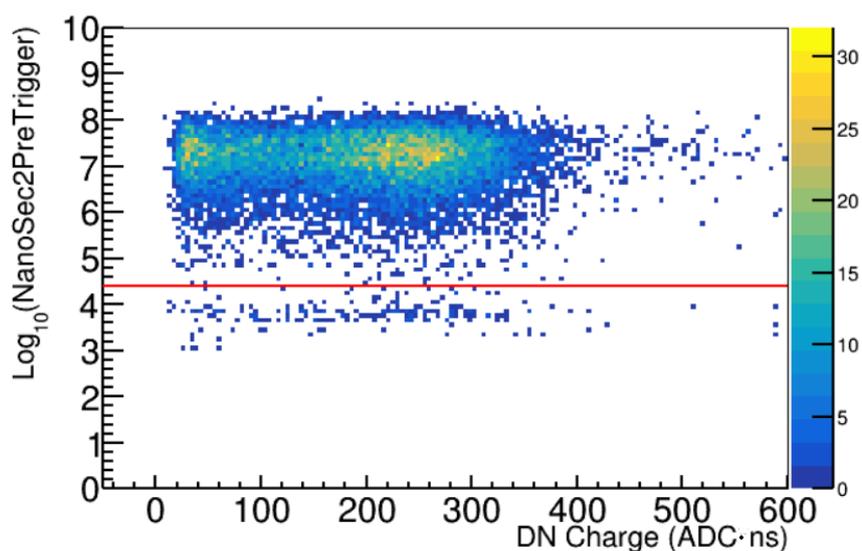


图 4.4 热噪声电荷与距离上一个事例时间分布图，红线代表距离上一触发事例时间间隔 $10^{4.4}$ ns 的位置

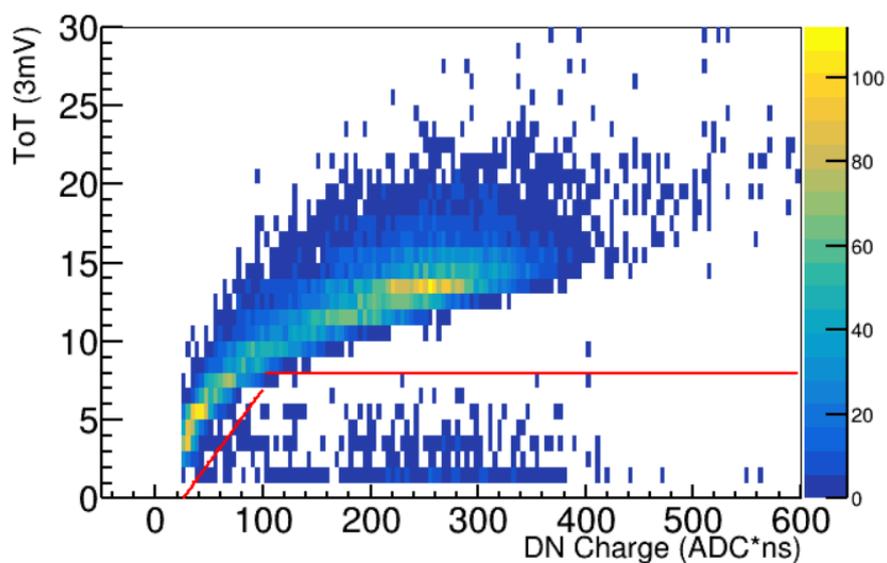


图 4.5 过阈时间和电荷分布图。根据事例波形观察红线以下的事例，即过阈时间短但是有着较大的电荷的事例是电子学噪声信号被误判，因此通过该筛选条件进行排除。

4.1.3 PMT 增益刻度结果

在拟合的过程中，由于拟合参数较多，且不同的 PMT 参数及同一 PMT 不同时间的拟合参数均不一致，因此需要对每次拟合参数给定一个较为接近的数值，来保证自动拟合的成功率。同时拟合中自动检查以下变量：

- $\chi^2/\text{ndf} < 5$
- $Q_1/\sigma \approx 3$ ，对应增益因子 $\delta \approx 10$ 。

以 Phase C 中 Run 320 到 Run 368 的数据为例，典型的 PMT 电荷分布如图 4.6 所示。附录 B 的表 B.1 给出了该部分数据的增益刻度结果。

改变不同的拟合区间给出增益刻度结果的系统不确定度为 2%。

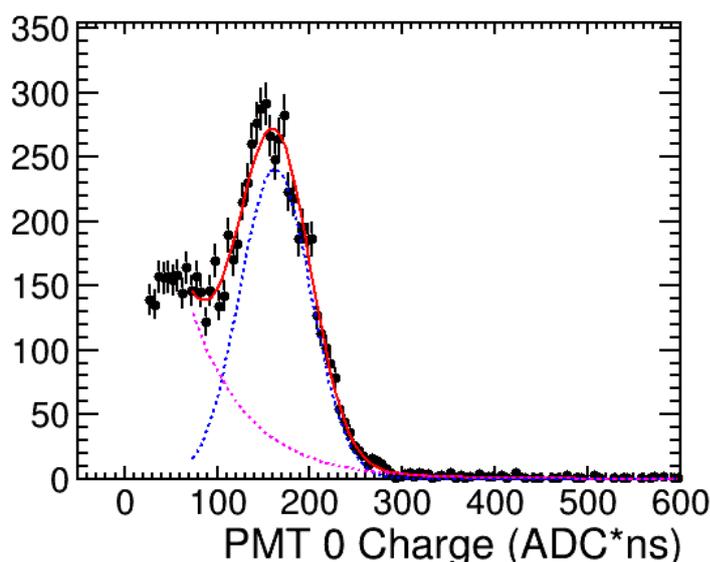


图 4.6 以第 0 路 PMT 为例，Run 320 到 Run 368 的各路 PMT 热噪声增益刻度结果。其它路 PMT 热噪声增益拟合结果见附录 B 中图 B.1。

各路 PMT 增益随时间演化结果如图 4.7 所示，图中实线代表负高压 PMT（产自日本滨松），虚线代表正高压 PMT（产自北京滨松）。可以看到有两路负高压 PMT 在运行一年时增益就开始下降，运行到现在已经下降了约 80%，这两路是第 3 路和第 12 路 PMT。其他负高压的 PMT 也有下降趋势。

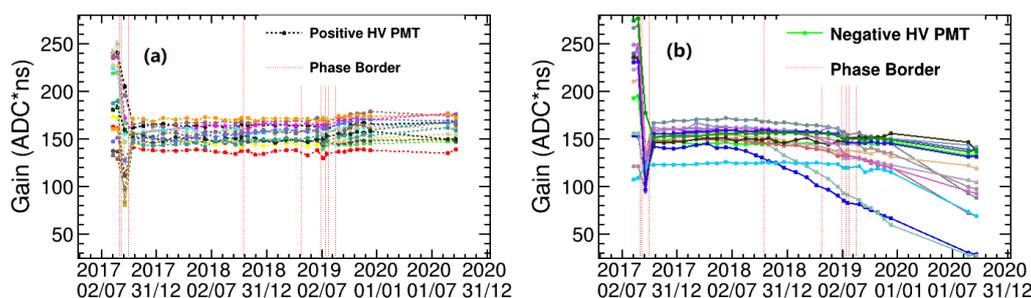


图 4.7 各路 PMT 增益随时间演化结果，图 (a) 是正高压 PMT（产自北京滨松），图 (b) 是负高压 PMT（产自日本滨松）。可以看到负高压 PMT 在水中长时间运行后高压出现明显下降。

为定量研究增益的下降程度，定义相对增益偏差：

$$G_{DV} = \frac{G_i - \bar{G}}{\bar{G}} \times 100\% \quad (4-19)$$

其中， \bar{G} 是各路 PMT 在 Run 320 到 Run 714 的增益刻度平均值。 G_i 是各个点的增益值。增益偏差随运行时间的演化如图 4.8 所示。图 (a) 代表正高压 PMT，图 (b) 代

表负高压 PMT。

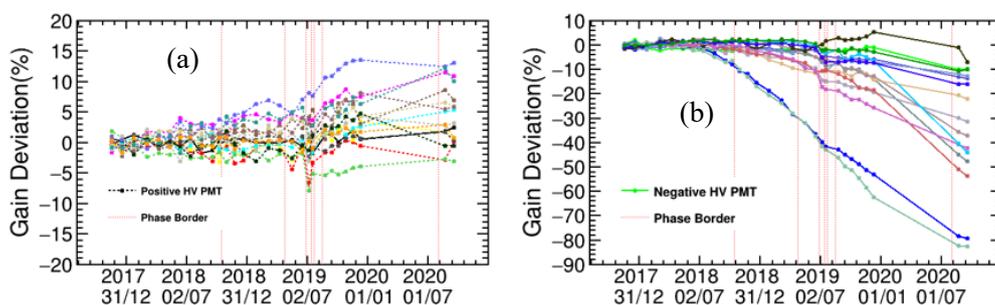


图 4.8 增益偏差随运行时间的演化。图 (a) 代表正高压 PMT，图 (b) 代表负高压 PMT。

各路 PMT 的增益标准差随时间的演化如图 4.9 所示，图 4.9(a) 代表正高压 PMT，图 4.9(b) 代表负高压 PMT。增益标准差与增益均值之比随时间的演化如图 4.10 所示，图 4.10(a) 代表正高压 PMT，图 4.10(b) 代表负高压 PMT。可见，标准差与均值之比在 0.2-0.4 之间，根据式(4-8)，单个打拿极的倍增系数约为 10，代表增益的拟合结果可靠，同时也与出厂参数保持一致。

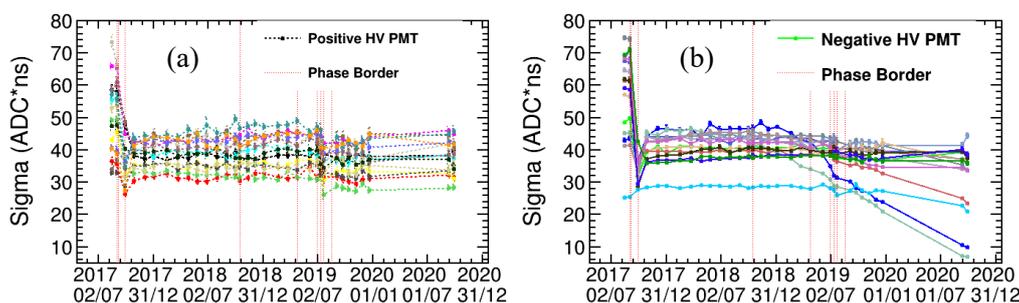


图 4.9 各路 PMT 的增益标准差随时间的演化图，图 (a) 代表正高压 PMT，图 (b) 代表负高压 PMT。

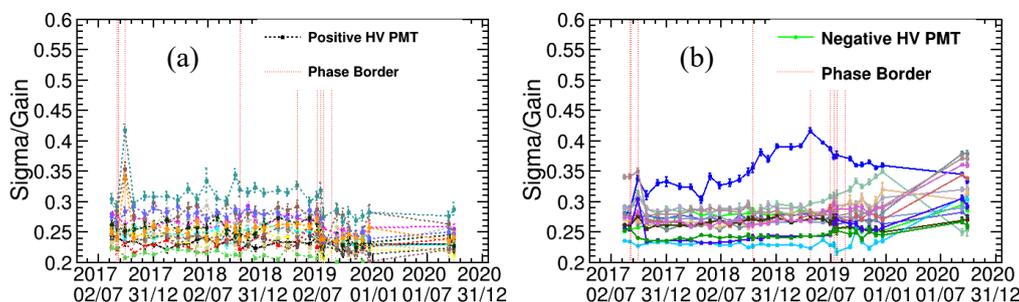


图 4.10 增益标准差与增益均值之比随时间的演化图，图 (a) 代表正高压 PMT，图 (b) 代表负高压 PMT。

4.2 PMT 暗噪声测量

PMT 的暗噪声主要由热噪声组成。根据式(4-16)拟合得到的增益刻度结果,对式(4-16)中 $n = 1$ (由单光电子倍增而来的成分)的部分进行积分,得到第 i 路 PMT 相应刻度时间区间的暗噪声计数 $N_{\text{DN}i}$ 。

对于第 i 路 PMT 对应暗噪声计数的时间 $T_{\text{DN}i}$ 的计算可以用式(4-20)表示:

$$T_{\text{DN}i} = T_{\text{Win}} \cdot N_i \quad (4-20)$$

其中, T_{Win} 代表暗噪声时间窗的长度; 因为暗噪声信号选取时的峰值筛选条件为 3mV, 小于触发阈值 (10mV 或 5mV), 因此 N_i 代表第 i 路 PMT 收集到的事例数。如果暗噪声的筛选阈值大于触发阈值, 则事例数为总的触发事例数。

计算出暗噪声率随时间分布如图4.12所示。图中实线代表负高压 PMT (产自日本滨松), 虚线代表正高压 PMT (产自北京滨松)。正负高压 PMT 虽然由于不同生产线 (北京和日本的生产线) 生产, 但是光阴极涂层材料和 PMT 型号是一样的, 但是可以明显看到负高压 PMT 的暗噪声计数率明显比正高压 PMT 高。

负高压 PMT 的暗噪声计数率比正高压 PMT 明显增加的现象产生原因解释如下。PMT 光电子的收集与倍增过程可以用类电容结构来描述, 以 PMT 光阴极和阳极作为电容器两极, 中间真空作为绝缘结构, “PMT 光阴极-真空-阳极” 可以形成一个类电容结构, 而 PMT 光电子的收集与倍增过程可以近似为电容器放电的过程。对正高压 PMT, 将高压加在阳极上, 仅存在上述的电容结构。而对负高压 PMT, 除了上述类电容结构以外, 还存在一个“反向”的类电容结构。由于负高压加在了光阴极上, 光阴极外有绝缘体玻璃和 18 M Ω 的超纯水层, 而水与钢桶直接接触, 钢桶接地。因此, “光阴极-玻璃/水-地/钢桶” 也可以形成一个类似电容结构。PMT 在水中运行时, 会有部分光电子反向放电, 打到玻璃上, 产生玻璃荧光, 荧光进而可造成光阴极上光电子产生, 提高暗噪声计数率, 该类电容结构示意图见4.11。

对锦屏中微子实验原型机而言, 受探测器尺寸的限制, 其水层较短, 因此光阴极与接地钢桶间的电压梯度较大, 产生明显的暗噪声计数率增加的现象。在大型中微子实验中随着 PMT 与接地钢桶间距离的增加, 该现象预期可以得到一定程度的减弱。此外, PMT 玻璃与接地钢桶间不同的液体环境也会造成不同程度的暗噪声计数率的影响。而对正高压 PMT, 虽然由于其高压加在阳极上, 光阴极产生的光电子只能受电场影响往阳极方向漂移, 无法反向放电, 打到 PMT 玻璃上, 不会造成额外的暗噪声计数率提高。

正高压 PMT 虽然不存在光阴极反向放电造成暗噪声计数率增加的现象, 但是存在吸引水中游离的电子和负离子的现象。其阳极上电压造成的电磁场不仅可以

使光阴极产生的光电子在电磁场的作用下往阳极漂移，同样也可以吸引水中的游离电子和负离子，使其轰击到 PMT 玻璃上。在原型机中的纯水因为有循环系统保证其电阻率维持在 $18\text{ M}\Omega$ 水平，因此游离电子和负离子含量少，该影响较小。

负高压 PMT 电容结构同样可以解释在滨松 PMT 手册上提到的玻璃荧光大概在 40 至 60 分钟就可以达到平衡^[106]，而原型机中却用了大概 3-4 个月的时间才达到了平衡——因为有持续的电子轰击玻璃造成持续活化，因此热噪声计数率达到平衡所用的时间更长。而正高压 PMT 由于将高压加在阳极上，不存在“电容结构”，因此热噪声计数率较低，同时在一开始很快就达到了热噪声计数率的平衡。

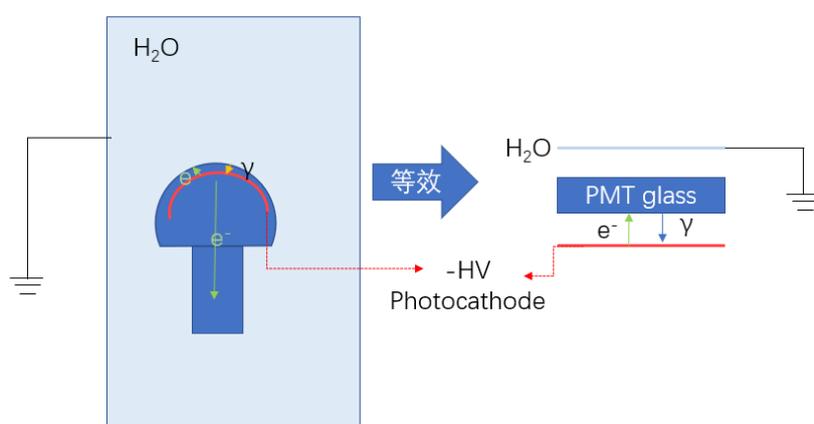


图 4.11 对负高压 PMT，“光阴极-玻璃/水-地/钢桶”形成了一个类似电容结构示意图。负高压加在了光阴极上，光阴极外有绝缘体玻璃和 $18\text{ M}\Omega$ 的超纯水层，而水与钢桶直接接触，钢桶接地。PMT 在水中运行时，会有部分光电子反向放电，打到玻璃上，产生玻璃荧光，荧光进而可造成光阴极上光电子产生，提高热噪声计数率

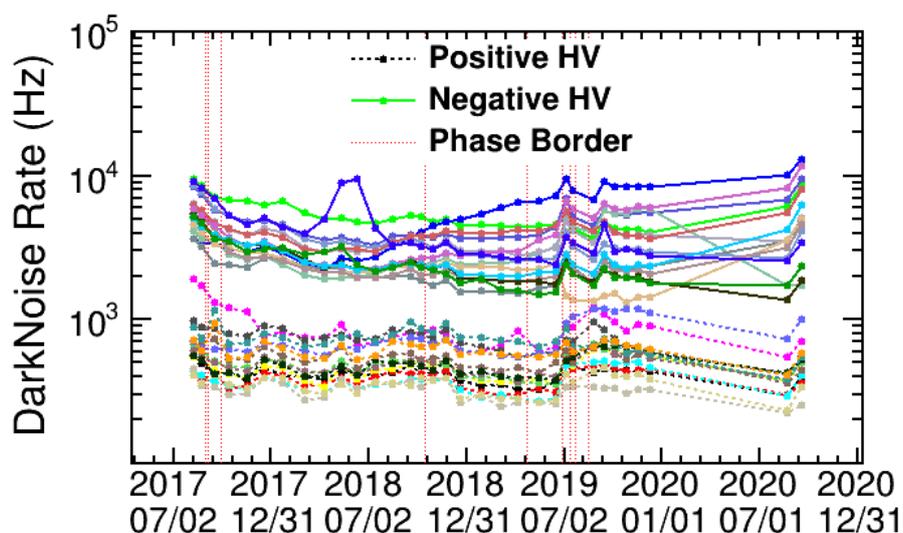


图 4.12 PMT 的暗噪声随时间的演化图，图中实线代表负高压 PMT（产自日本滨松），虚线代表正高压 PMT（产自北京滨松），可以明显看出负高压 PMT 在水中的暗噪声明显高于正高压 PMT。

4.3 事例顶点位置重建

经过增益刻度得到的电荷量体现了能量沉积的大小，它们可以用来进行位置重建。

4.3.1 重心法位置重建算法及结果

利用电荷重心法重建发光位置的顶点，对原型机做如下几个近似假设：1、原型机内部为标准球形；2、原型机内部 PMT 覆盖面积达到 100%，且各个点的探测效率一致；3、粒子在液闪中沉积能量在一个点，且发射光子各向同性；4、光在靶物质中传播不会衰减。

如图4.13，理想球形探测器内部半径为 R 。坐标 $z = a$ 的顶点 A 上发出各项同性的光子，光子到达探测器内表面并且转化成光电子。设全部光电子数目为 Q 。

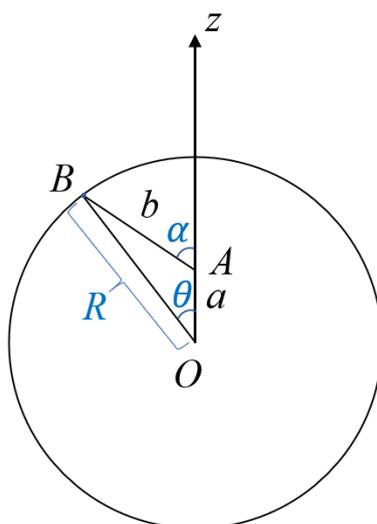


图 4.13 理想球形探测器示意图

那么在探测器表面一点 $B(R, \theta, \phi)$, 收集到的光电子密度为:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{p.e.}} &= Q \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{1}{dS} = Q \frac{dS \cos(\alpha - \theta)}{4\pi b^2} \frac{1}{dS} \\ &= \frac{Q \cos(\alpha - \theta)}{4\pi b^2} \\ &= \frac{Q}{4\pi} \frac{R - a \cos\theta}{(a^2 + R^2 - 2aR\cos\theta)} \end{aligned} \quad (4-21)$$

电荷重心法重建即求电荷加权重心位置的过程见式(4-22), 其中 c 为加权系数。

$$\begin{aligned} r &= \frac{c}{Q} \oint \rho_{\text{p.e.}} \cdot r' dS \\ &= \frac{c}{Q} \int R \cos\theta \rho_{\text{p.e.}} dS \\ &= \frac{c}{Q} \iint R \cos\theta \rho_{\text{p.e.}} \sin\theta d\theta d\phi \\ &= \frac{2}{3} ca \end{aligned} \quad (4-22)$$

又, 由最初图中初始条件发光点坐标 $z = a$, 因此参数 $c = 3/2$ 。

所以得到最终电荷重心法的重建算法:

$$r = \frac{3}{2} \cdot \frac{\sum_i q_i \cdot r_i}{\sum_i q_i} \quad (4-23)$$

下面讨论推导电荷重心法的几个假设在原型机中的实际情况: 1、原型机靶物质部分为标准球形, 但是上方有防溢出装置, 详见第3.1章; 2、原型机的光阴极覆盖率约为 9.78%, 达不到 100% 覆盖; 3、粒子的能量沉积为一条径迹, 不是一个点。对径迹较短的粒子, 如 α , 可近似认为能量沉积在一个点; 4、光在液闪中的衰减长度约为 10 m, 远远大于原型机尺度 0.64 m, 因此光衰减造成的影响可以忽略。

利用 JSAP 模拟产生 ^{214}Po ，其衰变产生的 α 真实顶点和电荷重心法计算出的顶点位置分布如图4.14所示。在原型机中心位置可以较好的重建出顶点，而在原型机边缘位置 $R > 580 \text{ mm}$ 时由于全反射造成重建位置的偏差。全反射的研究见4.3.2节。

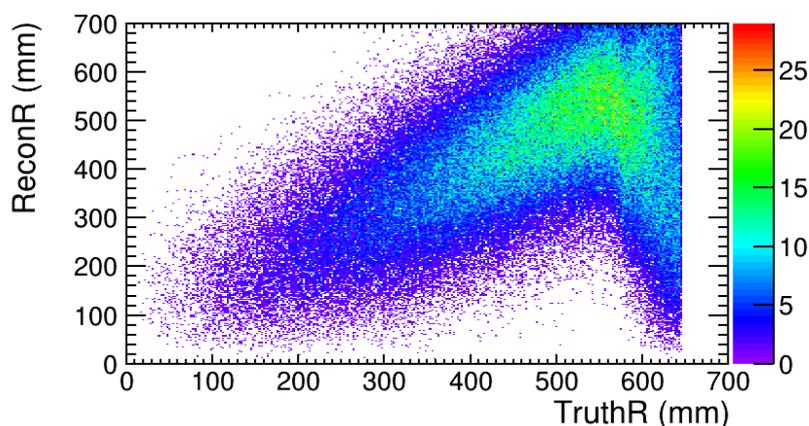


图 4.14 ^{214}Po 衰变产生的 α 真实顶点和电荷重心法计算出的顶点位置分布，可见在 $R < 580 \text{ mm}$ 时该重建算法可以较好的给出顶点位置，在原型机边缘位置 $R > 580 \text{ mm}$ 时由于全反射造成重建位置的偏差。

4.3.2 探测器全反射效应的原理及对顶点重建的影响

全反射又称全内反射 (total internal reflection, TIR)，是指当入射光线从高折射率的介质 (光密介质) 进入到低折射率的介质 (光疏介质) 中时，如果入射角大于某一临界角 θ_t 时，折射光线会消失，所有的入射光线将被反射回到光密介质中，而不进入光疏介质中的光学现象。

在原型机中，以亚克力球壳为界，分割做为内部靶物质的液体闪烁体和外部纯水的屏蔽层。液闪的折射率高于纯水，因此有一定的可能发生全反射现象。由于亚克力球壳和液闪的化学组分相近，因此忽略亚克力球壳和液闪的折射率的不同。光在液闪中的折射率用 n_1 表示，在水中的折射率用 n_2 表示。则根据折射定律可以推出发生全反射的临界角为：

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (4-24)$$

对不同波长的可见光，其在原型机中全反射临界角和波长的关系如图4.15所示。可见，在可见光范围全反射的临界角需满足 $\theta_t > 54^\circ$ 。

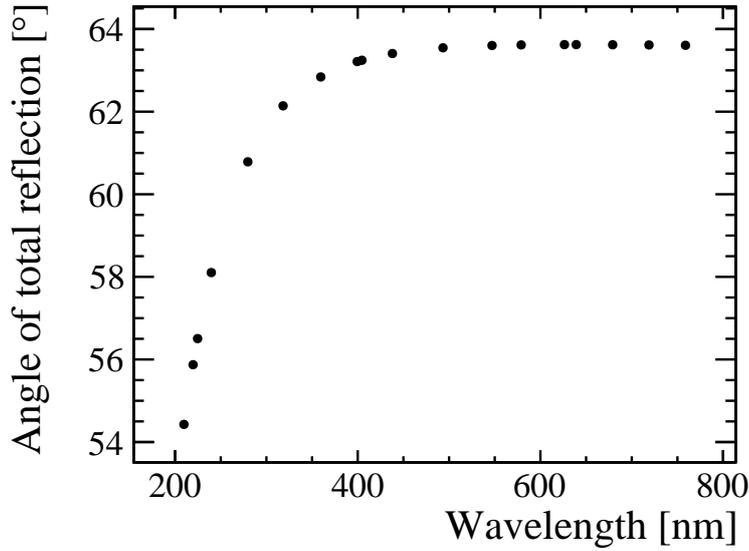


图 4.15 对不同波长的可见光，其在原型机中全反射临界角和波长的关系图。可见，在可见光范围全反射的临界角需满足 $\theta_t > 54^\circ$ 。

半径为 R 的理想球形探测器如图4.16所示，其中探测器中心为 O ，发光点为 O_1 ，从 O_1 发出的光射入水层的入射角（即入射光线亚克力球壳法线的夹角，图中用红线表示）用 θ 表示。 θ 的值与发光点与探测器中心的距离 OO_1 和入射光方位角（用 OO_1 与入射光法线的夹角 α 表示）有关，其关系可以用式(4-25)表示。

$$\theta(\alpha, OO_1) = \arcsin \left(\frac{OO_1 \sin \alpha}{\sqrt{OO_1^2 + R^2 - 2R \cdot OO_1 \cos \alpha}} \right) \quad (4-25)$$

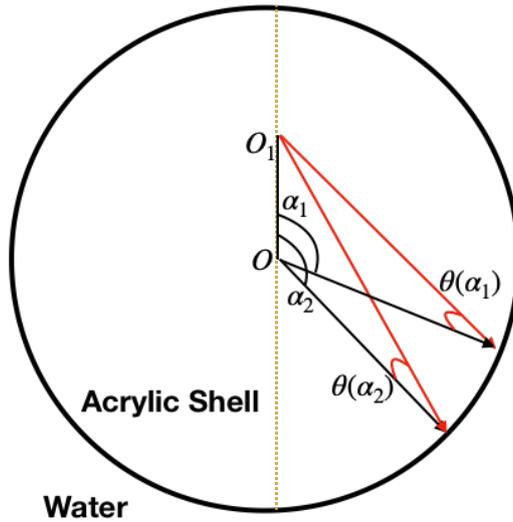


图 4.16 理想球形探测器示意图。其中探测器中心为 O ，发光点为 O_1 ，从 O_1 发出的光射入水层的入射角（即入射光线亚克力球壳法线的夹角，图中用红线表示）用 θ 表示。 θ 的值与发光点与探测器中心的距离 OO_1 和入射光方位角（用 OO_1 与入射光法线的夹角 α 表示）有关，其关系可以用式(4-25)表示。

固定发光点到探测器中心的位置为 $OO_1/R = 0.9$ ，则入射角 θ 与方位角之间的关系 α 如图4.17所示。

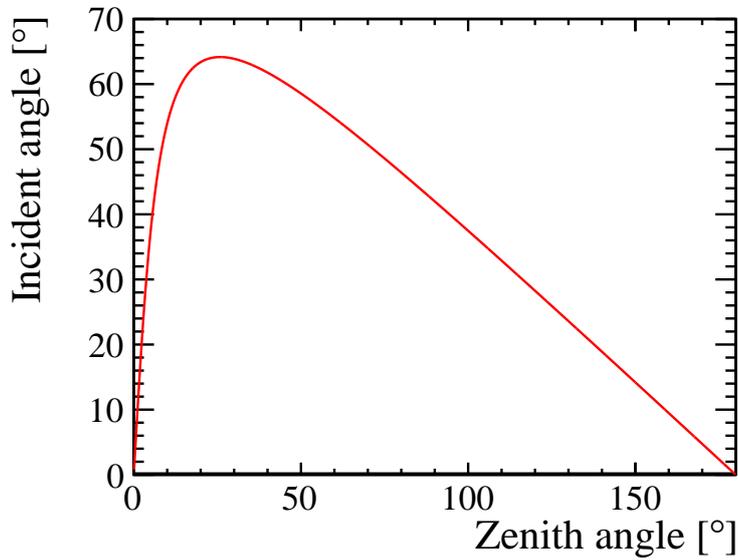


图 4.17 固定发光点到探测器中心的位置为 $OO_1/R = 0.9$ ，入射角 θ 与方位角之间的关系图。

入射角的最大值与发光点位置（用发光点与探测器中心的距离 OO_1 表示）的关系如图4.18所示。结合图4.15条件 $\theta_i > 54^\circ$ ，需满足约 $OO_1 > 0.8R$ 才有可能发生全反射。

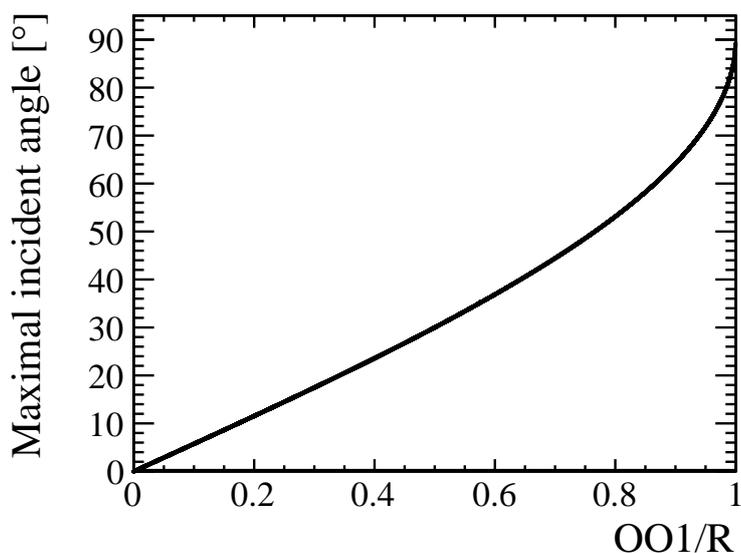


图 4.18 入射角的最大值与发光点位置（用发光点与探测器中心的距离 OO_1 表示）的关系图。结合图4.15条件 $\theta_t > 54^\circ$ ，需满足约 $OO_1 > 0.8R$ 才有可能发生全反射。

利用 JSAP 模拟原型机中均匀分布的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联信号，其快慢信号位置与触发的 PMT 数目的关系如图4.19所示。图4.19(a) 是快 (β) 信号位置与触发的 PMT 数目的关系图，图4.19(b) 是慢 (α) 信号位置与触发的 PMT 数目的关系图。由于全反射效应的发生，触发的 PMT 数目减少。图中黑色虚线代表距离原型机中心 $R = 580 \text{ mm}$ 的位置，可见在 $R > 580 \text{ mm}$ 时会发生明显的全反射现象。

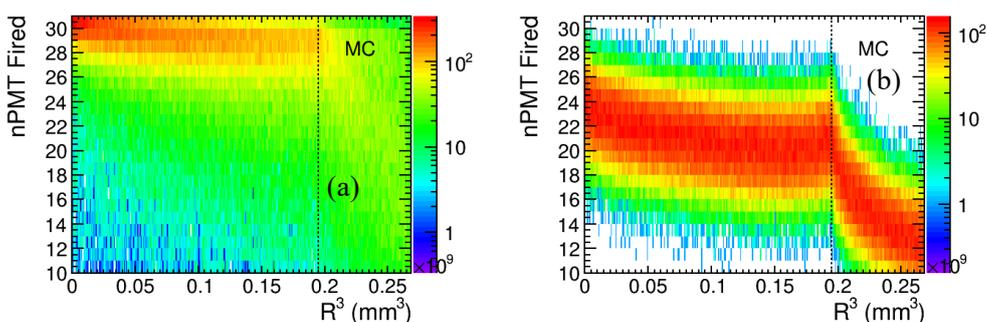


图 4.19 利用 JSAP 模拟原型机中均匀分布的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联信号，其快慢信号位置与触发的 PMT 数目的关系图。图 (a) 是快 (β) 信号位置与触发的 PMT 数目的关系图，图 (b) 是慢 (α) 信号位置与触发的 PMT 数目的关系图。由于全反射效应的发生，触发的 PMT 数目减少。图中黑色虚线代表距离原型机中心 $R = 580 \text{ mm}$ 的位置，可见在 $R > 580 \text{ mm}$ 时会发生明显的全反射现象。

4.4 PMT 时间刻度

中微子实验, 如 Daya Bay^[107]、Borexino^[77]、SNO^[108] 和 Super-K^[109] 中, 时间刻度通常使用激光球或 LED 作为光源进行刻度。在原型机中, 由于条件限制, 我们使用其自身的放射性信号进行无源刻度。

4.4.1 时间刻度的动机与原理

锦屏中微子实验主要解决的技术问题之一, 是利用慢液闪技术区分切伦科夫光和闪烁光, 以实现中微子能量和方向的测量。而方向的重建需要精准时间刻度。

在原型机中, 由于各个探测元件 PMT 及后端电子学并不完全相同, 因此即使同一时间到达不同 PMT 上的光子成形信号时间也不尽相同。对这种不同的主要影响因素有: 1、PMT 中从产生光电子到阳极接收到信号的时间成为渡越时间 (Transition Time, TT), 其弥散程度成为渡越时间分散 (Transition Time Spread, TTS), 不同 PMT 的渡越时间不同; 2、不同 PMT 的电缆长度不同, 因此信号传输的时间也不同; 3、原型机使用了 4 块 FADC 板, 不同板间时间可能存在一定的不同步; 4、同一个 FADC 的不同通道也可能存在一定的时间偏差。

因此为了准确获得光子到达各个 PMT 上的时间, 需要定量得到以上因素对时间测量的影响。

无源刻度的基本原理是: 1、通过电荷重心法选择探测器中心事例, 将其等效为探测器中心光源; 2、假设探测器中心发出的光各向同性发射, 则可同时到达各个 PMT, 作为等效刻度光源。

对每一路 PMT 都有一个固定的时间刻度结果, 代表各自相对于真实时间的漂移量, 用 T_i 表示, i 代表各个 PMT。而对于探测器中心光源发出的每一个事例 j , 其到达 PMT 的光子飞行时间用 t_j 表示。对第 i 路 PMT 的第 j 个事例, 用 τ_{ij} 表示 PMT 的 TTS、电子学展宽、光子在液闪中飞行时间的抖动和液闪发光曲线展宽等因素造成时间抖动, τ_{ij} 是一个固定的高斯分布。则, 第 j 个事例中第 i 路 PMT 所接收到信号的时间为:

$$R_{ij} = T_i + t_j + \tau_{ij} \quad (4-26)$$

在时间刻度值 T_i 、事例 j 从发光到 PMT 的光子飞行时间 t_j 和每个事例的时间抖动 τ_{ij} 已知的情况下, 式(4-27)中 Y 应严格为 0。而在实际情况中, 时间抖动 τ_{ij} 满足一固定的高斯分布, 可将其当做一固定参数处理。因此获得时间刻度值 T_i , 等价于找到式(4-27)的最小二乘解。

$$Y = \sum_{ij} [R_{ij} - T_i - t_j - \tau_{ij}]^2 \quad (4-27)$$

因此求其最小二乘解可以记为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial Y}{\partial t_j} &= 2 \sum_{i=0}^{30} [R_{ij} - T_i - t_j - \tau_{ij}] \cdot (-1) = 0 \\ \Rightarrow \\ t_j &= \frac{1}{30} \sum_i [R_{ij} - T_i] - \tau_j \end{aligned} \quad (4-28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Y}{\partial T_i} &= 2 \sum_{j=0}^N [R_{ij} - T_i - t_j - \tau_{ij}] \cdot (-1) = 0 \\ \Rightarrow \\ T_i &= \frac{1}{N} \sum_j [R_{ij} - t_j] - \tau_i \end{aligned} \quad (4-29)$$

由于式(4-27)中只有 R_{ij} 是通过实验数据获得的已知物理量。因此，式(4-28)和式(4-29)无法同时求解。为得到最终的时间刻度结果，对第 i 路 PMT，上式可以等效为以下迭代过程，该迭代过程如流程图4.20：1、设最初的时间刻度常数 $T_{i0} = 0$ ；2、对单个事例中的各路 PMT 的时间取均值，得到该事例的光子飞行时间参考值 t_{j0} ，即为执行式(4-28)的过程；3、得到一组事例中测量到的各 PMT 接收信号时间 $R_{ij} - t_{j0}$ 的分布，取其均值作为第一次迭代得到的时间刻度常数 T_{i1} ，即为执行式(4-29)的过程；4、将 T_{i1} 带入式(4-28)中，再次在单个事例中取各路 PMT 的时间均值，得到一次迭代后的光子飞行时间参考值， t_{j1} ；5、重复执行上述步骤3和步骤4，直到 T_i 收敛，将该结果作为最终的时间刻度结果。

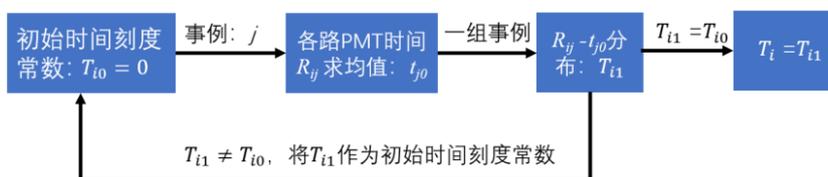


图 4.20 时间刻度流程图。

4.4.2 时间刻度的影响因素

在影响时间抖动 τ_{ij} 的因素中, PMT 的 TTS 约为 2 ns, 连同电子学展宽、光子在液闪中飞行时间的抖动等影响也都在 1-2ns 附近, 难以在数据分析中排除。下面讨论液闪发光时间对时间刻度结果的影响。

根据 Guo et al.^[95] 液闪发光时间概率密度函数如式(4-30)所示:

$$f(t) = \frac{\tau_r + \tau_d}{\tau_d^2} \cdot (1 - e^{-t/\tau_r}) \cdot e^{-t/\tau_d} \quad (4-30)$$

在原型机所用液闪中, 上升时间 $\tau_r = 1.16$ ns, 下降时间 $\tau_d = 26.76$ ns。 $f(t)$ 的累计分布函数记为:

$$F(t) = \int_0^t f(\tau) d\tau \quad (4-31)$$

对累计分布函数满足 $F(t) |_{t \rightarrow \infty} = 1$ 。若单个事例中, 液闪发射 n 个光子被第 i 路 PMT 所接收, 每个光子的时间分布都满足式(4-30), 且相互独立。用 $f_n(t)$ 表示在 t 时第一个光子被 PMT 探测到的概率密度分布函数, 其概率累计分布函数用 $G(t)$ 表示。对其中单个光子, 在 t 时, 未被 PMT 探测到的概率为 $1 - F(t)$ 。则对全部 n 个光子在 t 时刻, 未被 PMT 探测到的概率为 $[1 - F(t)]^n$, 所以 $G(t) = 1 - [1 - F(t)]^n$ 。对最终的 $f_n(t)$ 可用式(4-32)表示。易知, 当 n 趋于无穷时, $f_n(t)$ 为 δ 函数。

$$\begin{aligned} f_n(t) &= \frac{d}{dt} G(t) \\ &= -\frac{d}{dt} [1 - F(t)]^n \end{aligned} \quad (4-32)$$

计算当液闪发射光子数 n 分别为 1、5、10、15、20 时发光概率密度函数, 如图4.21(a) 所示; 累计分布函数分布如图4.21(b) 所示。为尽可能减少液闪发光时间对最终时间刻度结果的影响, 选择单路 PMT 光电子数超过 20 的事例。当单路 PMT 收集到光电子数为 20 时, 至少有 62% 的概率发光时间小于 2 ns, 99% 的概率发光时间小于 6 ns。

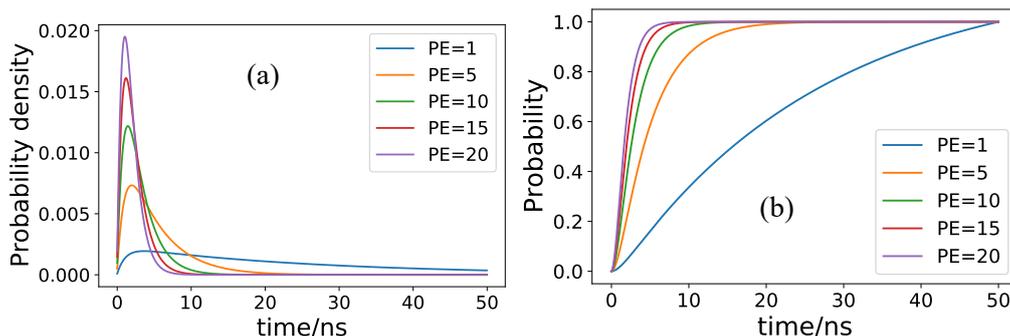


图 4.21 当液闪发射光子数 n 分别为 1、5、10、15、20 时发光概率密度函数 (a) 和累计分布函数分布 (b)

在实验数据中，以第 1 路 PMT 为例，分别选取该路 PMT 的光电子数超过 5、10、15、20 时，最终得到的时间刻度常数如图 4.22 所示。可见，随着单路 PMT 收集到光电子数的增加，液闪发光时间对时间刻度常数的影响减少，得到的时间刻度常数分布的标准差也随之减少，结果更加精确。综合结果的标准差和数据统计量，最终选择单路 PMT 的光电子数大于 20 作为筛选条件。

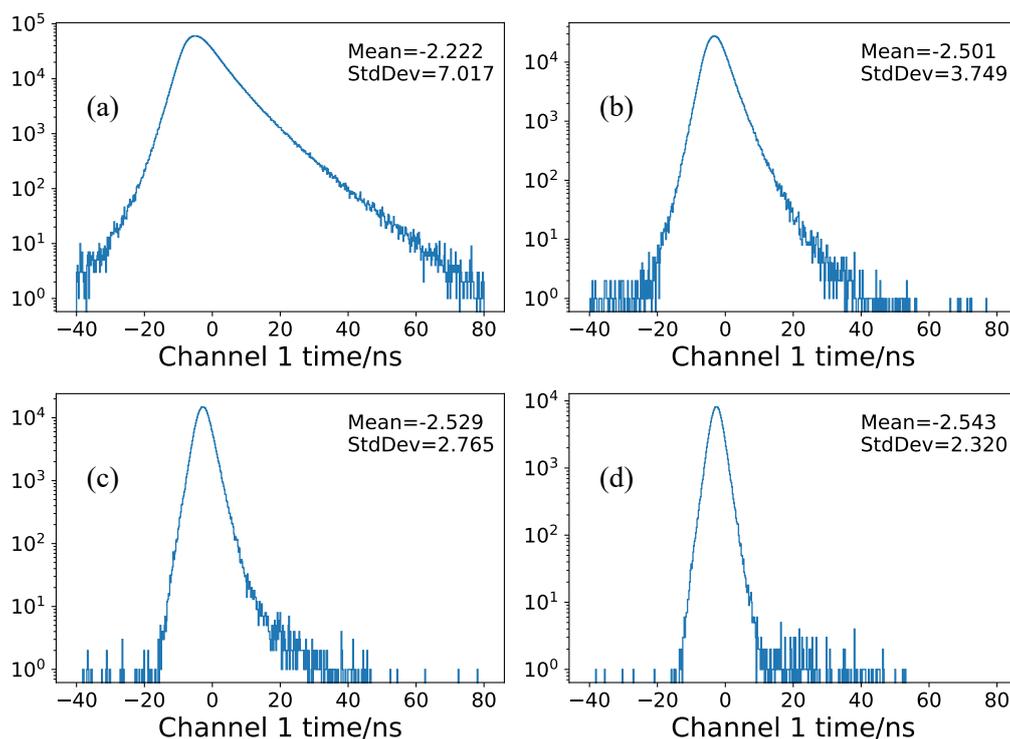


图 4.22 在实验数据中，以第 1 路 PMT 为例，分别选取该路 PMT 的光电子数超过 5、10、15、20 时，最终得到的时间刻度常数分布分别如图 (a)、(b)、(c)、(d)。可见，随着单路 PMT 收集到光电子数的增加，液闪发光时间对时间刻度常数的影响减少，得到的时间刻度常数分布的标准差也随之减少，结果更加精确。综合结果的标准差和数据统计量，最终选择单路 PMT 的光电子数大于 20 作为筛选条件。

4.4.3 时间刻度数据筛选与分析

电子学收集的数据主要包括 α 、 β 和 γ 等信号及暗噪声的偶然符合。筛选探测器中心产生的能量较大的 β 和 γ 信号用来做时间刻度。数据筛选条件如下：1、选取 10% 的峰位作为该路 PMT 该事例的事例到达时间，避免时间游走效应造成的时间偏差影响；2、位置筛选，电荷重心法重建位置在原型机中心 300 mm 以内；3、总的光电子数筛选， $55 < \text{Total p.e.} < 1000$ ；4、单路 PMT 收集到的光电子数 $> 20 \text{ p.e.}$ ；5、基线抖动的标准差 $< 3 \text{ ADC}$ ，以降低电子学干扰；6、没有暗噪声信号；7、单个事例中，通过以上筛选的 PMT 通道数 ≥ 2 。

在探测器初运行阶段存在 FADC 板间时间同步问题，在不同的 FADC 板之间存在固定的时间差^[24]。以 FADC 板间同步问题修复之前的数据 Run 320-340 和修复之后的数据 Run 1753-1760 为例，第 0 路 PMT 的最终时间刻度结果如图 4.23 所示。可以看到，在 FADC 板间同步问题修复之前的数据 Run 320-340 中 [图 (a)]，红色箭头所指的位置的结构代表板间同步所带来的时间偏差。在修复板间同步问题后的数据 Run 1753-1760 中 [图 (b)]，该结构消失。取该结果的均值作为这段时间内的时间刻度结果。

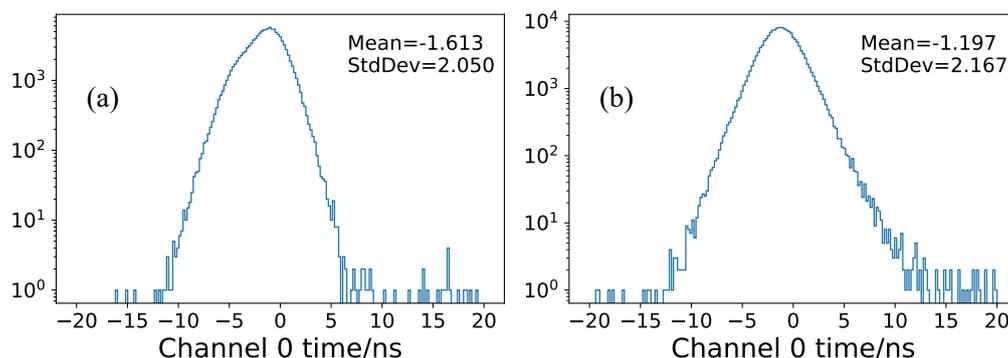


图 4.23 以第 0 路 PMT 为例，FADC 板间同步问题修复之前的数据 Run 320-340 时间刻度结果分布如图 (a) 所示，修复之后的数据 Run 1753-1760 时间刻度结果分布如图 (b) 所示。图 (a)，红色箭头所指的位置的结构代表板间同步所带来的时间偏差。图 (b) 中，该结构消失。

同样比较 FADC 板间同步问题修复之前的数据 Run 320-340 和修复之后的数据 Run 1753-1760 中，不同板间的时间刻度结果之差（以第 0 路和第 8 路为例，即 $T_0 - T_8$ ）的分布，如图 4.24 所示。该结果也可以验证板间同步问题得以修正。

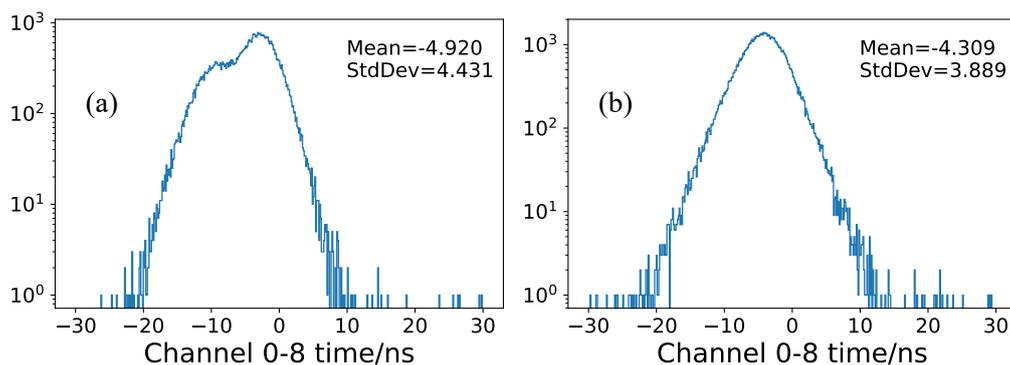


图 4.24 以第 0 路和第 8 路的板间的时间刻度结果之差 ($T_0 - T_8$) 为例, 图 (a) 是 FADC 板间同步问题修复之前的数据 Run 320-340, 图 (b) 是修复之后的数据 Run 1753-1760。该结果也可以验证板间同步问题得以修正。

4.4.4 PMT 时间刻度结果

各路 PMT 的时间刻度结果随原型机运行时间的变化如图 4.25 所示。蓝色虚线代表高压稳定的时刻, 通过修改高压会改变 PMT 内的渡越时间, 造成各路的时间刻度结果的变化。红色虚线代表修改了板间同步问题, 时间刻度结果发生改变。

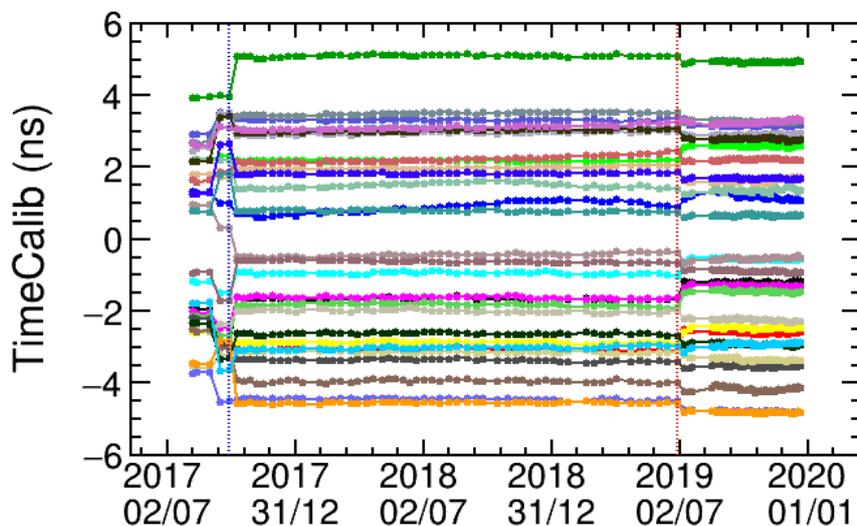


图 4.25 各路 PMT 的时间刻度结果随原型机运行时间的变化图。蓝色虚线代表高压稳定的时刻, 通过修改高压会改变 PMT 内的渡越时间, 造成各路的时间刻度结果的变化。红色虚线代表修改了板间同步问题, 时间刻度结果发生改变。

4.5 原型机能标刻度

利用天然放射性本底信号 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联衰变的 α 信号, ^{40}K 和 ^{208}Tl 衰变的单能 γ 信号来进行能标刻度。对放射性本底信号的选取和模拟见第5章。各个运行阶段可使用的天然放射性本底信号如下:

- Phase A 到 Phase G 可使用 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联衰变的 α 信号。
- Phase A 到 Phase J 可使用 ^{208}Tl 衰变的 1.46 MeV 的 γ 信号。
- Phase G 到 Phase J 可使用 ^{40}K 衰变的 2.61 MeV 的 γ 信号。

由于从 Phase A 到 Phase G 均处于为通入氮气进行氮封的情况, 认为能标刻度结果不变; Phase H 处于刚刚通入氮气进行氮封, 单独刻度能标结果; Phase I 和 Phase J 氮气通入饱和, 能标也需要单独刻度。

本小节介绍利用天然放射性本底进行能标刻度的过程和结果。

4.5.1 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联 α 信号能标

由于原型机更换液闪时有外界氦气混入, 且原型机有持续氦气泄露情况 (详见5.1节), 因此在 Phase A 有明显的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联 α 信号。同时 Phase A 到 Phase G 原型机运行能标状态稳定, 因此 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 可用于 Phase A 到 Phase G 的能标刻度。

通过级联信号来筛选 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$, 具体分析过程见5.1节。原型机所用的慢液闪的淬灭效应根据 JSAP 模拟可以得到。模拟研究表明, ^{214}Bi 衰变后的 α 粒子经过淬灭效应后等效的可见能量为 0.86 MeV, 本论文以此来进行能标的刻度。

在 Good Run 和 Good File 的数据集中, 选择时间间隔 $<500 \mu\text{s}$ 和重建顶点距离 $<400 \text{ mm}$ 的事例作为能标刻度的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 候选事例的级联信号。以 Run 257 为例, 快慢信号的分布如图4.26所示。图4.26(a) 是快信号 (β) 光电子数分布; 图4.26(b) 是慢信号 (α) 光电子数图分布, 红线为使用高斯对能谱进行拟合的结果。

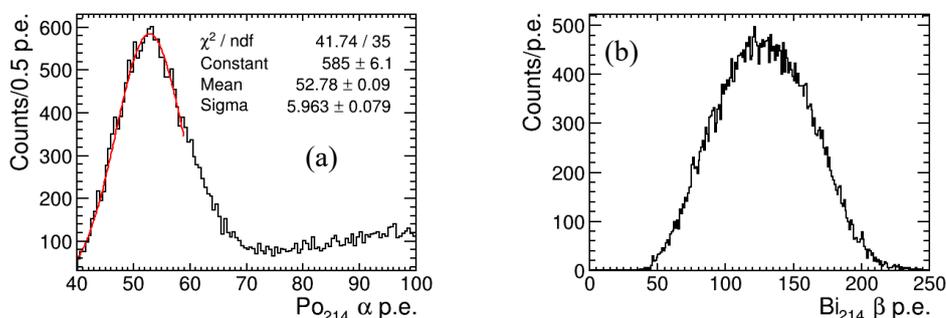


图 4.26 以 Run 257 为例, $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 候选事例的级联信号的分布光电子数分布图。图 (a) 是快信号 (β) 光电子数分布; 图 (b) 是慢信号 (α) 光电子数图分布, 红线为使用高斯对能谱进行拟合的结果。

在 Run 320 之后的数据中, $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 含量低, 分别以 Run 1000-1056 和 Run 1680-1706 为例, 为了获得较为纯净的 α 信号, 选择时间间隔 $< 100 \mu\text{s}$ 的和重建顶点距离 $< 400 \text{ mm}$ 的事例作为级联信号的候选事例。其慢信号光电子数分布如图 4.27 所示, 图 4.27(a) 是数据 Run 1000-1056 的结果, 红色实线代表使用两个高斯的拟合, 红色虚线代表 ^{214}Po 的成分; 图 4.27(b) 是 Run 1680-1706 的结果, 数据中红色实线代表使用“指数 + 高斯”的拟合, 红色虚线代表 ^{214}Po 的成分。在 Run 1680 之后由于触发的改变, $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 的探测效率得以提高, 因此可以看到较为明显的 α 信号峰。

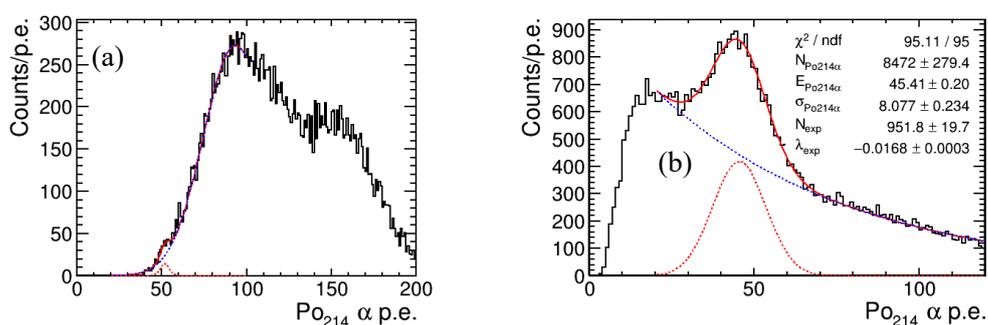


图 4.27 分别以 Run 1000-1056 和 Run 1680-1706 为例, 为了获得较为纯净的 α 信号, 选择时间间隔 $< 100 \mu\text{s}$ 的和重建顶点距离 $< 400 \text{ mm}$ 的事例作为级联信号的候选事例。其慢信号光电子数分布图。图 (a) 是数据 Run 1000-1056 的结果, 红色实线代表使用两个高斯的拟合, 红色虚线代表 ^{214}Po 的成分。图 (b) 是 Run 1680-1706 的结果, 数据中红色实线代表使用“指数 + 高斯”的拟合, 红色虚线代表 ^{214}Po 的成分。在 Run 1680 之后由于触发的改变, $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 的探测效率得以提高, 因此可以看到较为明显的 α 信号峰。

选取 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 含量较高的 Phase A 中 Run 257-275 的数据对其慢信号能标进行刻度, 此时的信噪比好, 能标刻度的误差较小。对应单位能量的能标刻度结果和标准差随时间变化如图 4.28 所示。能标刻度结果见表 4.1。图中每一个点代表一个 Run, 各个 Run 的统计量不尽相同, 因此统计误差有一定的差异。

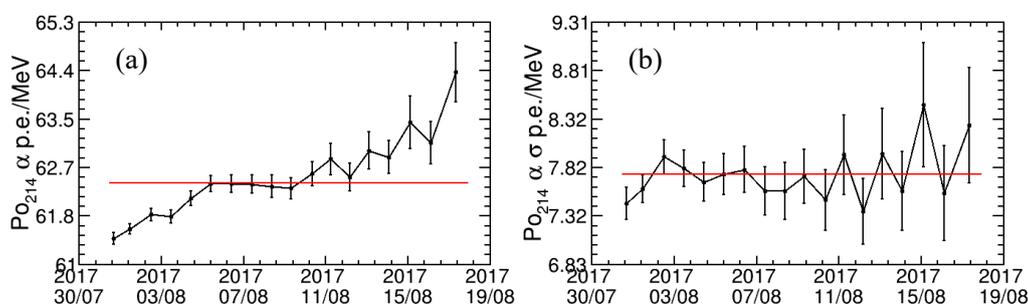


图 4.28 利用 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 的 α 信号慢信号进行能标刻度, 对应单位能量的能标 (a) 和标准差 (b) 在探测器运行 Phase A 中随时间变化图

4.5.2 ^{40}K 衰变的 γ 信号能标

^{40}K 是常见的天然放射性本底，衰变产生 1.46 MeV 的特征 γ 信号。 ^{40}K 的衰变过程及分析详见 5.4。在 Phase G (Run 1680) 及之后原型机触发改为低能量触发阈，即 10 路 PMT 触发，可以在事例总能量中看到 ^{40}K 衰变的 γ 信号。以 Phase G-I 的典型光电子谱 (Run 1680、1718 和 1748) 为例，拟合结果如图 4.29 所示。红色实线代表使用式(4-33)的拟合结果，其中品红色虚线代表指数部分，墨蓝色虚线代表 ^{40}K 衰变光子信号，蓝色虚线代表 ^{208}Tl 信号。

$$\begin{aligned}
 f(x) = & \frac{N_{\text{K}}}{\sigma_{\text{K}}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_{\text{K}})^2}{2\sigma_{\text{K}}^2}\right) + \frac{N_{\text{Tl}}}{\sigma_{\text{Tl}}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_{\text{Tl}})^2}{2\sigma_{\text{Tl}}^2}\right) \\
 & + N_1\theta(b_1-x)\exp(\alpha_1x) + N_2\theta(x-b_1)\theta(b_2-x)\exp(\alpha_2x) \\
 & + N_3\theta(x-b_2)\exp(\alpha_3x)
 \end{aligned} \tag{4-33}$$

式(4-35)中阶跃函数定义：

$$\begin{aligned}
 \theta(x) &= 1 \text{ (if } x > 0\text{)} \\
 &= 0 \text{ (if } x < 0\text{)}
 \end{aligned} \tag{4-34}$$

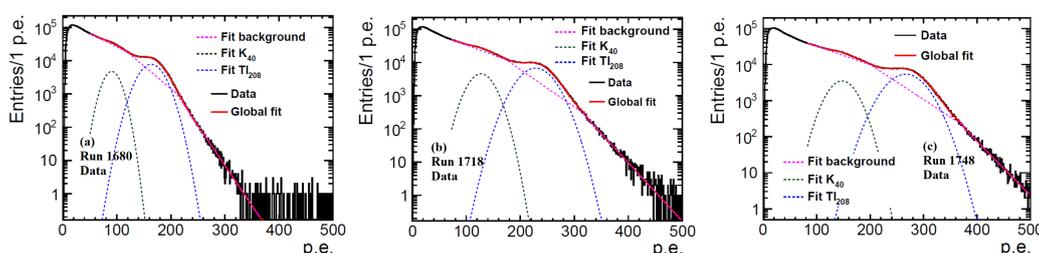


图 4.29 以 Phase G-I 的典型光电子谱 (Run 1680、1718 和 1748) 为例，拟合结果分别如图 (a)、(b) 和 (c) 所示。红色实线代表使用式(4-35)的拟合结果，其中品红色虚线代表指数部分，墨蓝色虚线代表 ^{40}K 衰变光子信号，蓝色虚线代表 ^{208}Tl 信号。

对 ^{40}K 衰变的 γ ，每 MeV 对应的光电子数 (即，高斯的均值与能量 1.46 MeV 的比值) 随时间变化如图 4.30 所示。图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 对应的光电子数的平均值，结果见表 4.1 所示。图中可以看到，在充入氮气后每 MeV 对应的光电子数增加。在 Phase H 中该数值呈现上升趋势，代表氮气并没有完全充满原型机。到 Phase I 时氮气已经完全充满原型机，每 MeV 对应的光电子数也达到了最大值，即液闪的光产额达到最大。但是由于此时负高压 PMT 增益已经开始下降 (见 4.1 节)，尤其是到 Phase J 中增益下降十分剧烈，在图 4.30 中反映为每 MeV 对应的光电子数在下降，同时增益结果更新时该值有一个较为明显的跳变。

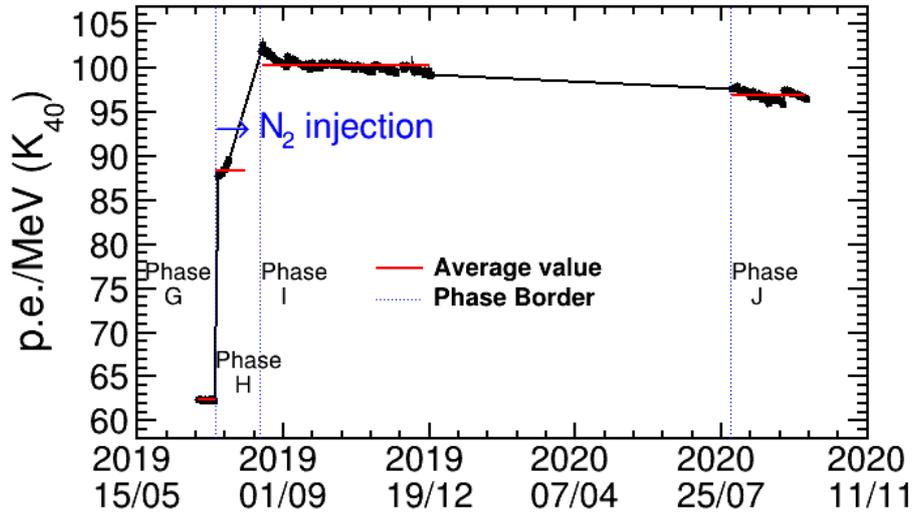


图 4.30 ^{40}K 每 MeV 对应的光电子数随时间变化图，图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 对应的光电子数的平均值，结果见表4.1所示。

^{40}K 衰变 γ 能谱的高斯分布标准差（单位为每 MeV 光电子数）随时间变化如图4.31所示。图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 标准差对应光电子数的平均值，结果见表4.1所示。其变化趋势与图4.30一致。

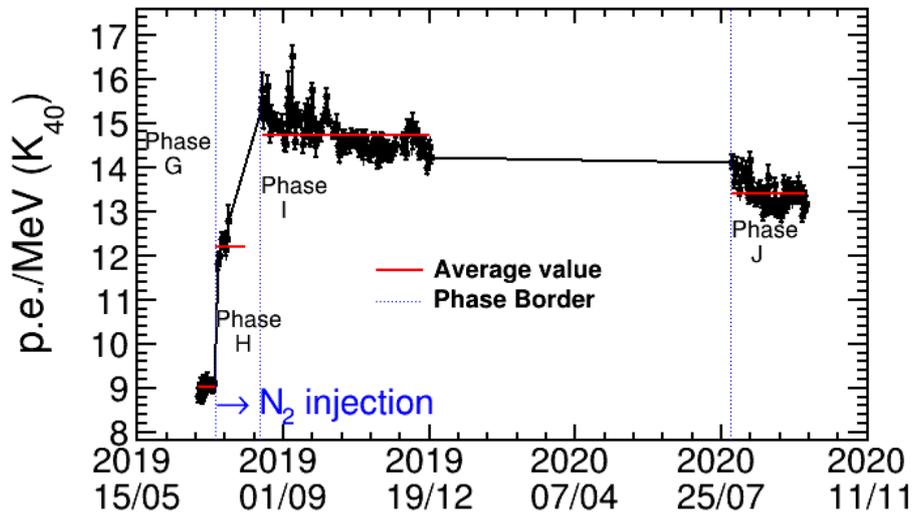


图 4.31 ^{40}K 衰变 γ 能谱的高斯分布标准差（单位为每 MeV 光电子数）随时间变化图，图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 标准差对应光电子数的平均值，结果见表4.1所示。

4.5.3 ^{208}Tl 衰变的 γ 信号能标

^{208}Tl 的衰变过程及分析详见5.5节。Run 1680、1718 和 1748 的光电子谱拟合结果见图4.29所示。在 Phase A-F 中无法观测到明显的 ^{40}K 信号，使用式(4-35)（高斯 + 指数）对光电子谱进行拟合。

$$f(x) = \frac{N_1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q)^2}{2\sigma^2}\right) + N_2 \exp(\alpha x) \quad (4-35)$$

以典型波形 Run 257 和 Run 271 为例，光电子谱拟合如图4.32所示。红色实线代表使用式(4-35)（高斯 + 指数）的拟合结果，其中两条蓝色虚线分别代表指数部分（对其他本底的近似）和高斯部分（ ^{208}Tl 衰变光子信号）。可见在 Run 257 的数据中，由于刚刚注入液闪，各类放射性本底含量都较高，拟合得到 ^{208}Tl 的误差较大。到 Run 271 时已经可以明显看到 ^{208}Tl 的峰位，但是相比于 Run 1680 之后，相对本底含量还是较高，因此拟合误差依然相对较大。

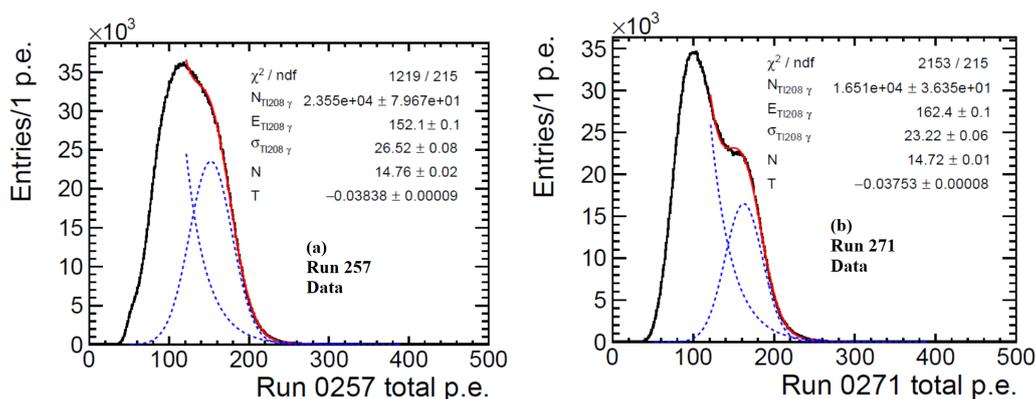


图 4.32 Run 257、Run 271 收集到的光电子数分布图。红色实线代表使用式(4-35)（高斯 + 指数）的拟合结果，其中两条蓝色虚线分别代表指数部分（对其他本底的近似）和高斯部分（ ^{208}Tl 衰变光子信号）。

对 ^{208}Tl 衰变的 γ ，每 MeV 对应的光电子数（拟合结果中高斯的均值与能量 2.61 MeV 的比值）随时间变化如图4.33所示。图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 对应的光电子数的平均值，结果见表4.1所示。图中可以看到，在充入氮气后每 MeV 对应的光电子数增加。在 Phase H 中该数值呈现上升趋势，代表氮气并没有完全充满原型机。到 Phase I 时氮气已经完全充满原型机，每 MeV 对应的光电子数也达到了最大值，即液闪的光产额达到最大。但是，由于此时负高压 PMT 增益已经开始下降（见4.1节），尤其是到 Phase J，增益下降十分显著，在图4.33中反映为每 MeV 对应的光电子数在下降，同时增益结果更新时该值有一个较为明显的跳变。该变化趋势与 ^{40}K 一致。

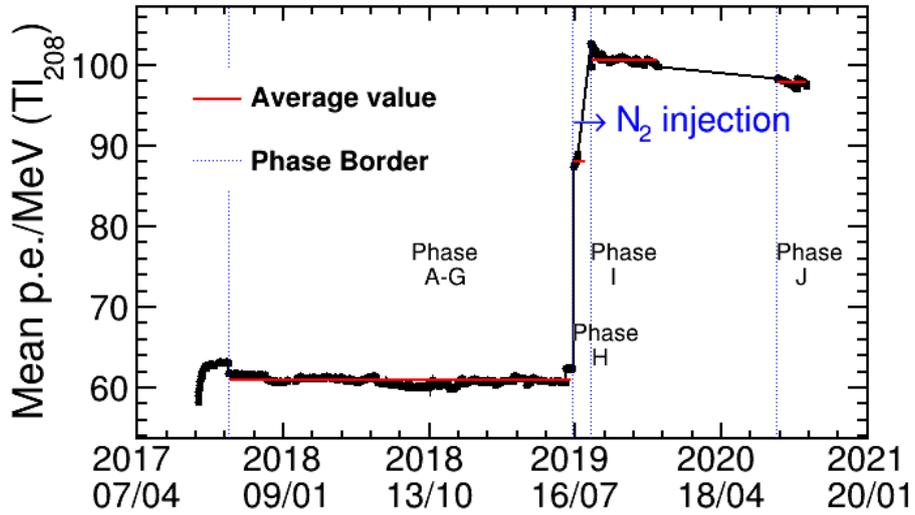


图 4.33 ^{208}Tl 每 MeV 对应的光电子数随时间变化图，图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 对应的光电子数的平均值，结果见表4.1所示。

^{208}Tl 衰变的 γ 能谱的高斯分布中对应每 MeV 标准差对应光电子数随时间变化如图4.34所示。图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 标准差对应光电子数的平均值，结果见表4.1所示。该变化趋势与 ^{40}K 一致。

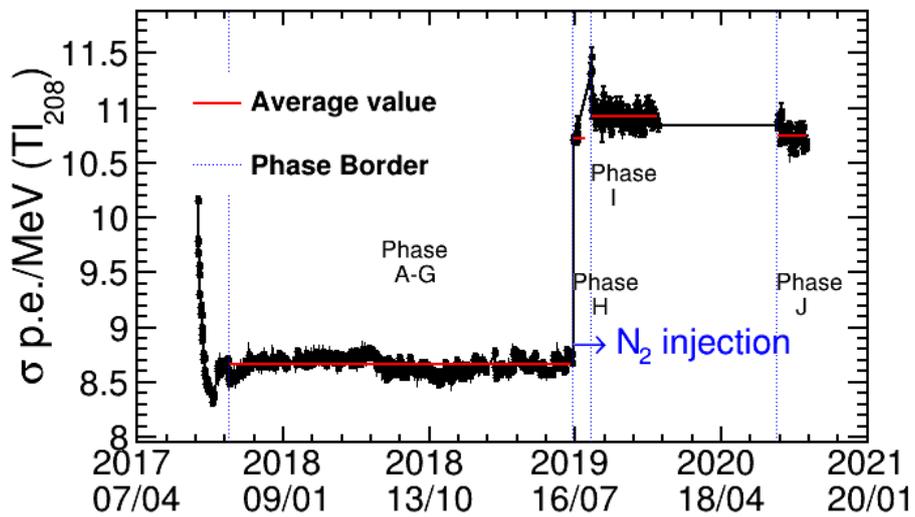


图 4.34 ^{208}Tl 每 MeV 标准差对应的光电子数随时间变化图，图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红色实线为各个 Phase 每 MeV 标准差对应光电子数的平均值，结果见表4.1所示。

表 4.1 每 MeV 对应的光电子数表

| 放射性同位素 | 参数 | Phase A-G | Phase H | Phase I | Phase J |
|------------------------------------|----|------------|------------|-------------|------------|
| ^{214}Po | 均值 | 62.43±0.52 | - | - | - |
| $^{40}\text{K}(1.46\text{ MeV})$ | 均值 | 62.38±0.07 | 88.47±0.59 | 100.26±0.62 | 96.89±0.46 |
| $^{40}\text{K}(1.46\text{ MeV})$ | 方差 | 9.03±0.12 | 12.26±0.27 | 14.76±0.42 | 13.44±0.33 |
| $^{208}\text{Tl}(2.61\text{ MeV})$ | 均值 | 61.07±0.69 | 88.20±0.49 | 100.73±0.57 | 97.87±0.35 |
| $^{208}\text{Tl}(2.61\text{ MeV})$ | 方差 | 8.67±0.15 | 10.74±0.05 | 10.94±0.10 | 10.76±0.08 |

4.5.4 原型机能标刻度结果

由表4.1可见 ^{40}K 和 ^{208}Tl 的能标刻度结果相差在 1%。由于 ^{40}K 含量较低，拟合的系统误差较大，因此采用 ^{208}Tl 的能标刻度结果，作为后续分析中使用的能标刻度值。最终采用的原型机各个运行状态将光电子数转化为能量的联合能标刻度值如表4.2所示。在 Phase H 及之后能标的增加是由于通入氮气，减少了原型机内的氧气含量，压制了淬灭效应，使得每 MeV 的光电子数增加了约 60%。以表4.2为标准值，比较不同刻度源的结果，确定能标的不确定度为 2%。

表 4.2 各个运行区间能标刻度结果

| 运行区间 | Phase A-G | Phase H | Phase I | Phase J |
|---------------|------------|------------|-------------|------------|
| 能标 (p.e./MeV) | 61.07±0.69 | 88.20±0.49 | 100.73±0.57 | 97.87±0.35 |

4.6 原型机能量分辨率

量能器的能量分辨率定义：

$$R_{\text{Detector}} = \frac{\sigma_E}{E} \quad (4-36)$$

其中， σ_E 代表能量分布的标准差， E 代表能量分布的期待值。通常以 $\%/\sqrt{E}$ 的形式表示^[110]。

根据 ^{214}Po 衰变的 α 能谱，原型机能量分辨率随时间变化如图4.35所示。图中红线为分辨率拟合均值。对应能量分辨率见表4.3。

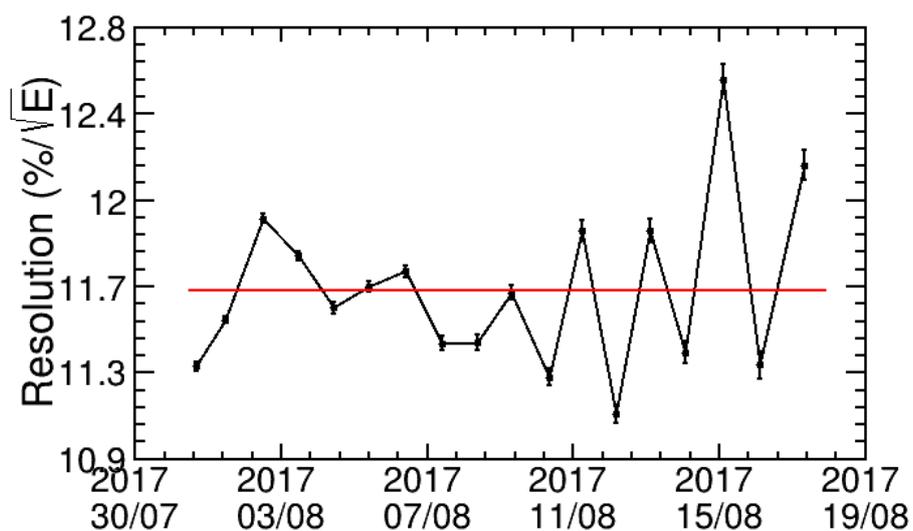


图 4.35 根据 ^{214}Po 衰变的 α 能谱, 对应原型机分辨率随时间变化图, 图中红线为分辨率拟合均值。

根据 ^{40}K 衰变的 γ 能谱, 对应在 1.46 MeV 上的原型机能量分辨率 (见式(4-36)) 随时间变化如图4.36所示。图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红线为能量分辨率拟合均值。对应 1.46 MeV 上的原型机能量分辨率见表4.3。由于 ^{40}K 相对含量较少, 因此拟合结果误差较大。

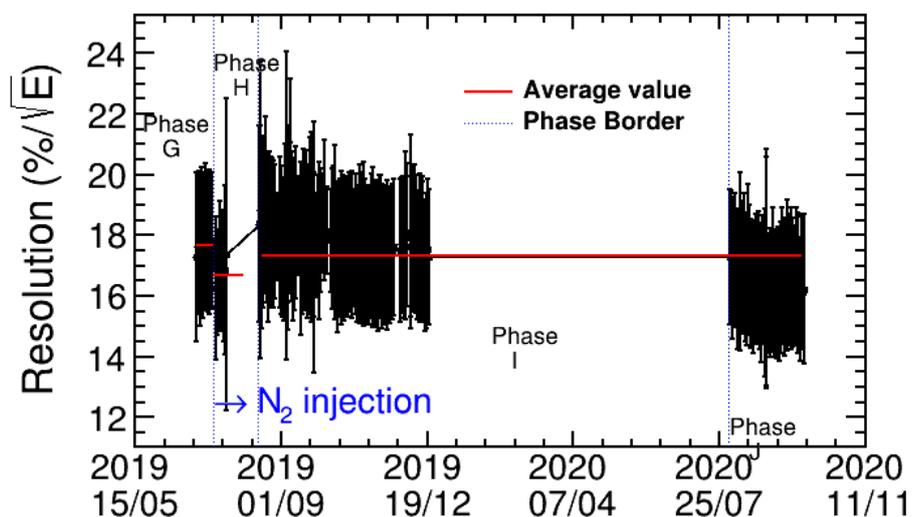


图 4.36 根据 ^{40}K 衰变的 γ 能谱, 对应在 1.46 MeV 上的原型机能量分辨率随时间变化图, 图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界, 红线为能量分辨率拟合均值。

根据 ^{208}Tl 衰变产生的 γ 能谱, 对应 2.61 MeV 上的能量分辨率随时间变化

如图4.37所示。图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红线为分辨率拟合均值。对应 2.61 MeV 上的原型机分辨率见表4.3。可见随着能标的上升，能量分辨率得到优化。

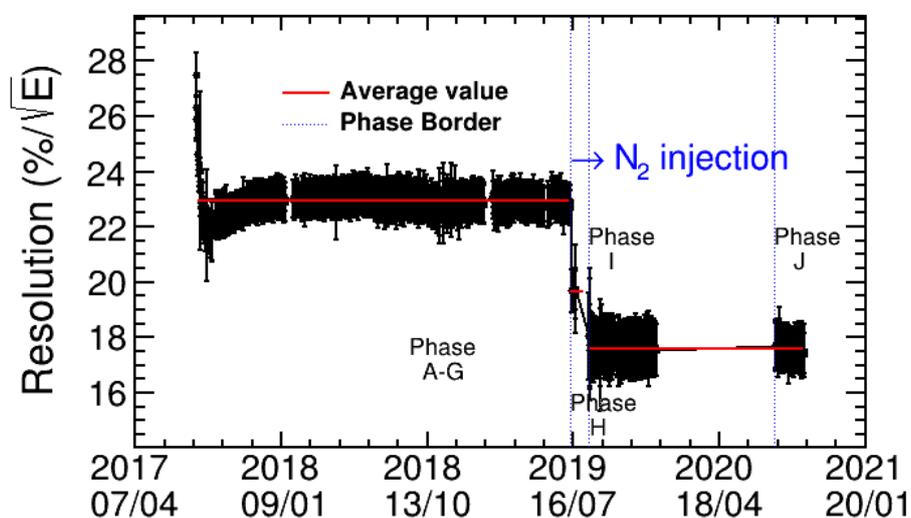


图 4.37 根据 ^{208}Tl 衰变的 γ 能谱，对应在 2.61 MeV 上的原型机能量分辨率随时间的变化图，图中蓝色虚线为各个 Phase 的边界，红线为能量分辨率拟合均值。

表 4.3 原型机分辨率。对 ^{208}Tl 可见随着能标的上升，能量分辨率得到优化；对 ^{40}K 由于相对含量较少，因此拟合结果误差较大。

| 放射性同位素 | 能量 (MeV) | Phase A-G ($\%/ \sqrt{E}$) | Phase H ($\%/ \sqrt{E}$) | Phase I-J ($\%/ \sqrt{E}$) |
|---------------------------|------------|------------------------------|----------------------------|------------------------------|
| $^{214}\text{Po}(\alpha)$ | 7.83(0.86) | 11.64 ± 0.37 | - | - |
| $^{40}\text{K}(\gamma)$ | 1.46 | 17.68 ± 0.25 | 16.78 ± 0.33 | 17.71 ± 0.75 |
| $^{208}\text{Tl}(\gamma)$ | 2.61 | 22.93 ± 0.42 | 19.67 ± 0.05 | 17.61 ± 0.14 |

在 Phase A-G 时，由于原型机液闪中溶解大量氧气，对 α 具有强烈的淬灭效应，使得这段时间不同粒子得到的探测器能量分辨率有所不同。随着通入氮气达到饱和，在 Phase I-J 中，通过 ^{40}K 和 ^{208}Tl 得到的探测器分辨率相吻合。可以看到，随着探测器的运行与不断改进，能量分辨率越来越好，探测器运行也越来越稳定。

4.7 小结

刻度和重建工作中微子实验数据分析的基础。本节系统的对原型机中的 PMT 进行了研究，使用 PMT 自身的暗噪声信号对其增益进行了刻度。观察了正负高压 PMT 在纯水中长时间运行的现象，发现了负高压 PMT 的暗噪声计数率在原

型机液体环境下明显偏高的现象，并通过类电容结构给出了解释。发现了滨松负高压 PMT 在长时间运行下增益下降的现象。以上对 PMT 的研究为后续锦屏中微子实验 PMT 的选择提供了参考。本节介绍了利用电荷重心法对信号位置顶点重建的方法，并基于该方法，利用探测器自身的放射性同位素信号开发了对各路 PMT 的无外置刻度源时间刻度方法。根据探测器自身的放射性同位素信号，对探测器的能标进行了刻度，不同的放射源给出了在误差范围内一致的能标刻度和探测器分辨率的结果。后续的数据分析中所使用的能量与时间的信息全部基于本节工作。同时，本节所开发使用的一系列无源刻度方法也可以为其它的中微子实验提供参考。

第5章 原型机天然放射性本底的研究

由于中微子与物质反应截面非常小，因此在太阳中微子实验中，中微子的事例率非常低。由于太阳中微子的信号能量在 MeV 范围，与天然放射性本底信号在同一能区。因此，天然放射性本底对太阳中微子信号的能谱测量影响非常大。这些本底主要分为内部（液闪）和外部（PMT 和钢架等），为了较好的信噪比，需要尽可能的降低探测器靶物质与探测器材料中的天然放射性本底含量。本章将对锦屏中微子实验探测器原型机中的天然放射性本底 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 、 ^{222}Rn 、 ^{238}U 、 ^{40}K 、 ^{208}Tl 和 ^{232}Th 进行研究，并给出液闪和 PMT 中的测量值或者估计值。了解现有的原型机中的天然放射性本底水平，可以为未来锦屏中微子实验探测器的开发提供参考依据。

5.1 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 本底

$^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 是 ^{238}U 的衰变子体，可以通过 $\alpha - \beta$ 的级联衰变来标记。 ^{238}U 衰变链如图5.1所示。 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 衰变的级联信号在图中用红色方框标记。

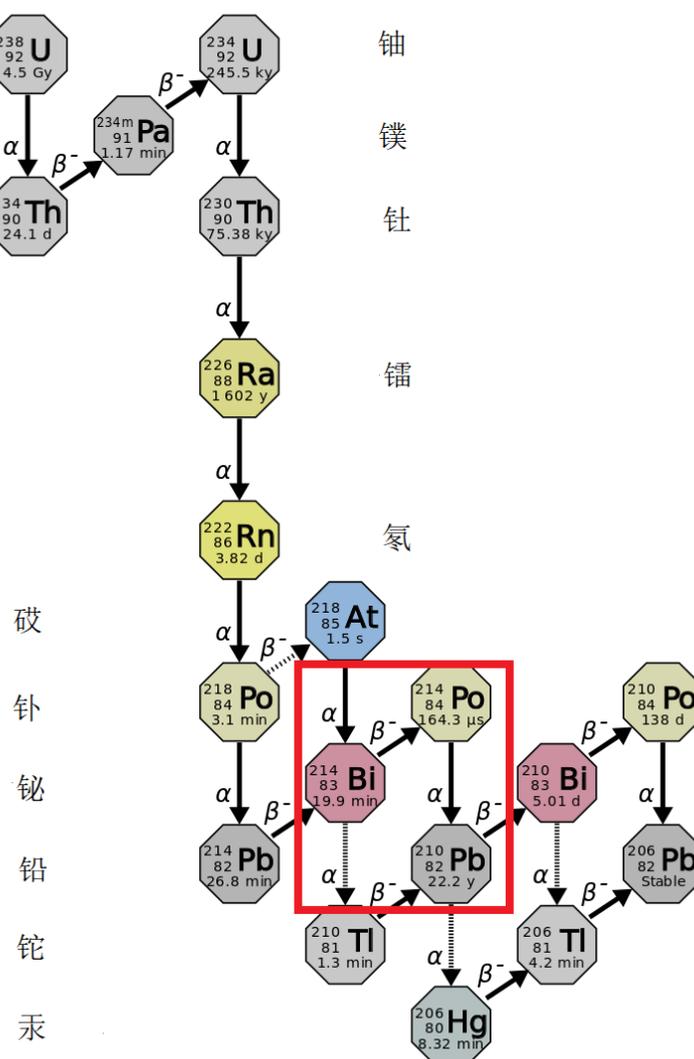


图 5.1 ^{238}U 衰变链，红色方框标记 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 衰变的级联信号。

$^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 的衰变方式如下：

表 5.1 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 衰变表

| 衰变模式 | E_{max} (MeV) | 分支比 b (%) |
|---|-----------------|-------------|
| $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} + e^- + \bar{\nu}$ | 3.27 | 99.98 |
| $^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + \alpha$ | 7.83 | 100 |

5.1.1 事例筛选

刚刚注入液闪时，含有实验室环境中的放射性同位素 ^{222}Rn ，造成其衰变子体 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 含量较高。因此，选用 Run 257 到 Run 271 的事例来进行 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$

的筛选，以确定筛选条件。

根据 NNDC^[111] 核数据库，²¹⁴Po 的半衰期为 163.6 μs。在 1000 μs 时，98.52% 的事例都会完成衰变。选择间隔时间在 1000 μs 内的级联事例，其快慢信号的能量分布如图 (a) 所示，慢信号与重建顶点距离的分布如图 (b) 所示。

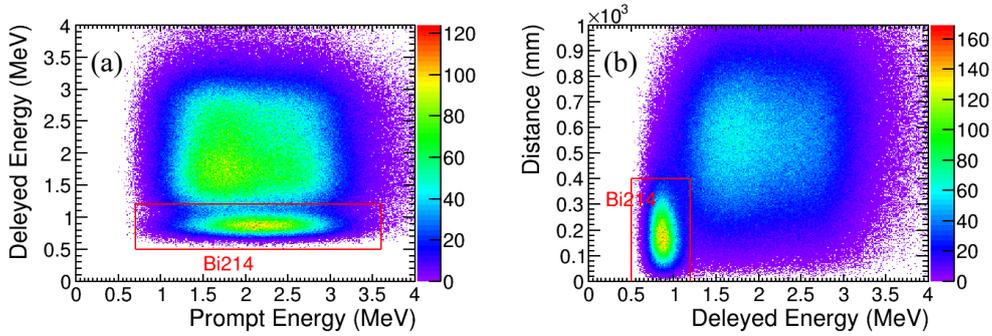


图 5.2 Run 257 到 Run 271 的数据中选出间隔时间在 1000 μs 内的级联事例，图 (a) 是快慢信号的能量分布，图 (b) 是慢信号与重建顶点距离的分布。红色线代表筛选条件。

图5.2中红色线代表筛选条件，可见可以通过该筛选条件得到较为纯净的 Bi214 信号。筛选条件如图表5.2所示：

表 5.2 ²¹⁴Bi – ²¹⁴Po 事例筛选条件

| 筛选类型 | 筛选条件 |
|------|---------------------------|
| 数据质量 | Good Run, Good File |
| 能量 | 0.5 MeV < 慢信号能量 < 1.2 MeV |
| 能量 | 0.7 MeV < 快信号能量 < 3.5 MeV |
| 位置 | 快慢信号间距离 < 400 mm |
| 时间 | 时间间隔 < 4000 μs |

通过以上筛选条件后，快慢信号间时间差如图5.3所示。红线为使用式(5-1)拟合的结果。式中， N 代表归一化参数，即初始含量； $T_{1/2}$ 代表半衰期； B 代表本底。

$$y = \frac{N}{T_{1/2}/\ln 2} e^{-\frac{t}{T_{1/2}/\ln 2}} + B \quad (5-1)$$

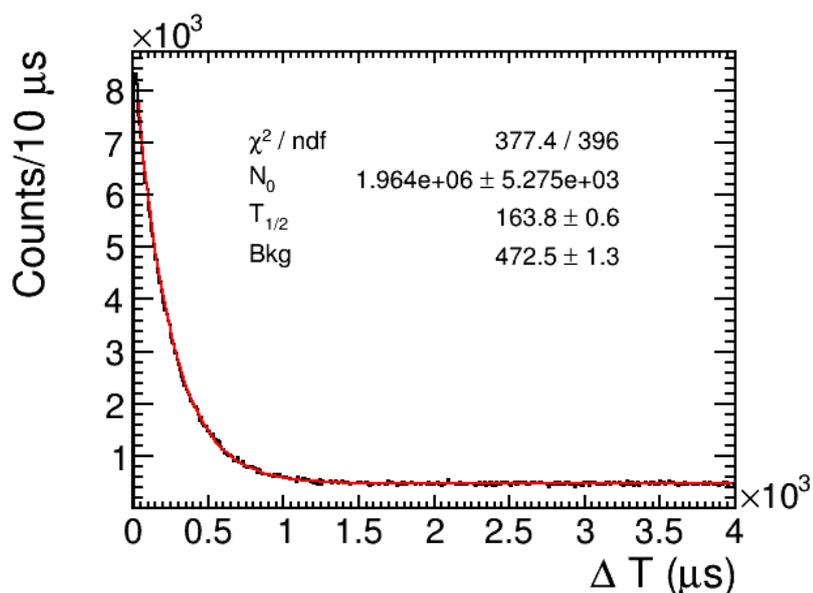


图 5.3 经过表5.2筛选得到的 $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$ 候选事例的时间间隔分布。红线为使用式(5-1)拟合的结果。

对图5.3中半衰期的拟合结果对应了 ^{214}Po 的半衰期，拟合得到半衰期为：

$$T_{1/2} = (163.85 \pm 0.59) \mu\text{s} \quad (5-2)$$

该结果与 NNDC 中给出的半衰期 $163.6 \mu\text{s}^{[111]}$ 结果在 1σ 范围内相符。

5.1.2 模拟研究

利用 JSAP，模拟在液闪中均匀放置 $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$ 事例。图5.4所是各触发条件下快慢信号的能量散点图及它们之间距离的散点图。

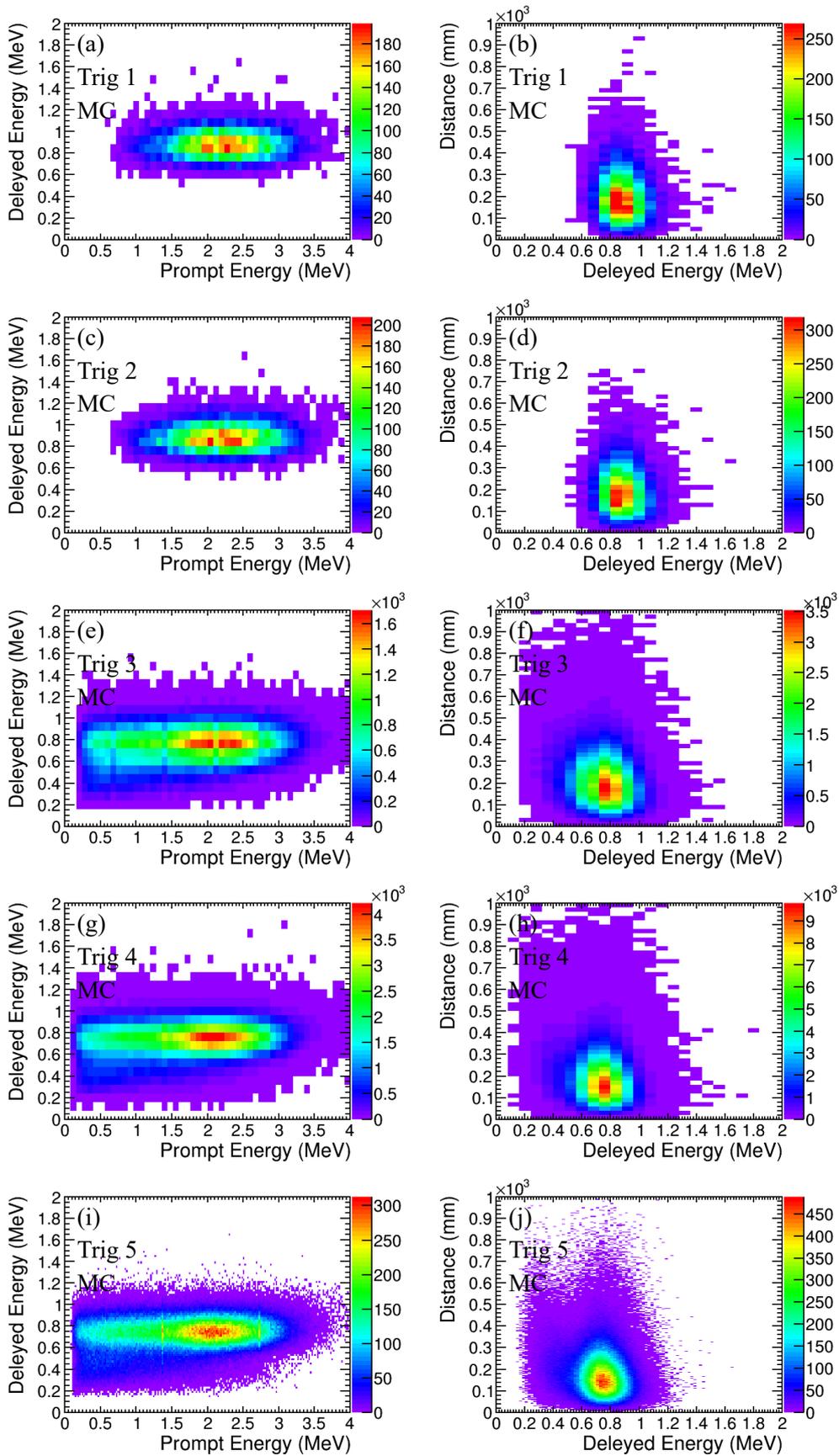


图 5.4 利用 JSAP, 模拟在液闪中均匀放置的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例, 图 (a)、(c)、(e)、(g) 和 (i) 是各触发条件下快慢信号能量散点, 图 (b)、(d)、(f)、(h) 和 (j) 是慢信号能量与快慢信号间距离的散点。

以 Trig 3 触发条件为例， $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例与触发 PMT 个数的关系如图 5.5 所示。其中图 (a) 是快信号，图 (b) 是慢信号。可见，触发条件由 25 路 PMT 改为 10 路 PMT 时对 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例的选择效率有明显提升。提升主要是因为改变触发条件后对低能区事例的探测效率提高，极大地提升了 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联事例慢信号 (α) 的触发效率。

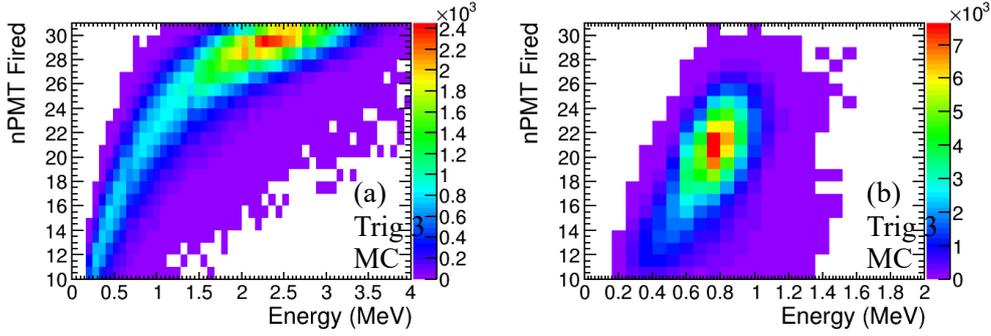


图 5.5 在 Trig 3 触发条件下， $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例与触发 PMT 个数的关系图。其中图 (a) 是快信号，图 (b) 是慢信号。可见，将触发条件由 25 路 PMT 改为 10 路 PMT 时对 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例的选择效率有明显提升，该提升主要由慢信号 (α) 造成。

利用与数据分析一致的筛选条件 (表 5.2)，筛选出触发的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例，计算效率，如表 5.3 所示。可以看到，由于触发条件中要求触发的 PMT 个数的改变，使得 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联事例的探测效率提高了约 30 倍。

表 5.3 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 的探测效率

| 触发条件 | Trig 1 | Trig 2 | Trig 3 | Trig 4 | Trig 5 |
|--------|-----------|-----------|------------|------------|------------|
| 效率 (%) | 2.33±0.02 | 2.59±0.02 | 70.63±0.17 | 72.58±0.12 | 73.09±0.12 |

5.1.3 事例率估算

通过拟合快慢信号时间谱 (图 5.3) 来计算得到 ^{214}Bi 的事例数 $N_{\text{Bi}214}$ 。事例率计算如式(5-3)所示：

$$R_{\text{Bi}214} = \frac{N_{\text{Bi}214}}{\epsilon_{\text{Bi}214} \cdot T_{\text{eff}} \cdot M_T} \quad (5-3)$$

其中， T_{eff} 为有效时间 (Effective Live Time)， $M_T = 955.40 \text{ kg}$ 代表液闪靶质量， $\epsilon_{\text{Bi}214}$ 为模拟得到的探测效率，见表 5.3。

^{214}Bi 事例率随原型机运行时间的变化如图 5.6 所示。两条红线分别代表在通入氮气前后， ^{214}Bi 事例率的平均值。可见，通入氮气对实验室泄露到原型机中的 ^{222}Rn (氡泄露见 5.2 节) 有一定的抑制作用， ^{214}Bi 事例率得到压低。通过通入氮气

前后的拟合结果，通入氮气可使得 ^{214}Bi 事例压低 4.78 倍。最终原型机中 ^{214}Bi 事例率为：

$$R_{\text{Bi}214} = (8.69 \pm 0.91) \times 10^{-9} \text{ Bq/g.} \quad (5-4)$$

原型机中 ^{214}Bi 事例率可以用来估计 ^{238}U 本底，见 5.3 节。

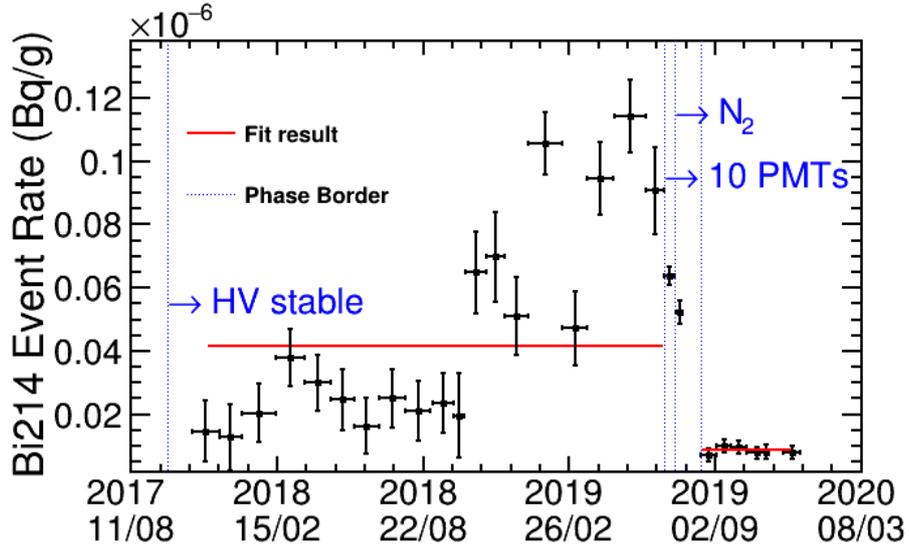


图 5.6 高压稳定后， ^{214}Bi 事例率随原型机运行时间的变化如图 5.6 所示。两条红线分别代表在通入氮气前后， ^{214}Bi 事例率的平均值。可见，通入氮气对实验室泄露到原型机中的 ^{222}Rn （氡泄露见 5.2 节）有一定的抑制作用， ^{214}Bi 事例率得到压低。通过通入氮气前后的拟合结果，通入氮气可使得 ^{214}Bi 事例压低 4.78 倍。

5.2 ^{222}Rn 本底及泄露问题研究

^{222}Rn 是 ^{238}U 的衰变子体，是地下实验室环境中常见的放射性同位素。

5.2.1 原型机氡泄露问题研究

以 Phase A、G、H 为例，比较通入氮气前（Phase A、G）后（H）的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例位置分布如图 5.7 所示。其中，图 5.7(a) 和 5.7(b) 分别是 Phase A 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图，由于此时刚刚注入液闪，原型机中 ^{222}Rn 含量相对于泄露进入原型机的 ^{222}Rn 高很多，因此无法看出位置分布的结构。图 5.7(c) 和 5.7(d) 分别是 Phase G 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图，此时 ^{222}Rn 主要是实验室泄露进来的，可以明显看到事例位置分布在原型机上方。图 5.7(e) 和 5.7(f) 分别是 Phase H 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图，此时已经原型机中通入氮气进行氮封，有效阻止实验室氡气泄露到原型机中，事例位置分布没有了原型机上

方沉积的结构。

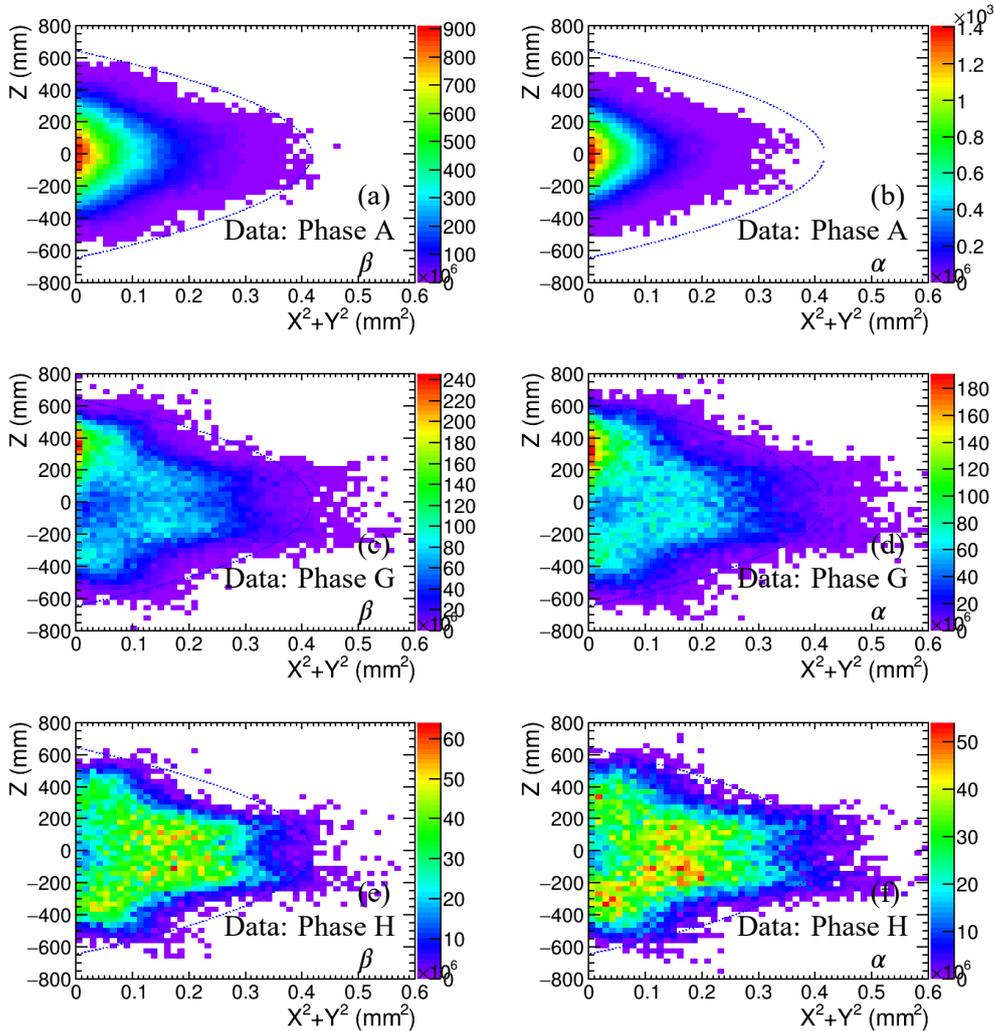


图 5.7 通入氮气前 (Phase A、G) 后 (H) 的 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例位置分布图。其中, 图 (a) 和 (b) 分别是 Phase A 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图, 由于此时刚刚注入液闪, 原型机中 ^{222}Rn 含量相对于泄露进入原型机的 ^{222}Rn 高很多, 因此无法看出位置分布的结构。图 (c) 和 (d) 分别是 Phase G 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图, 此时 ^{222}Rn 主要是实验室泄露进来的, 可以明显看到事例位置分布在原型机上方。图 (e) 和 (f) 分别是 Phase H 中 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例快慢信号位置分布图, 此时已经原型机中通入氮气进行氮封, 有效阻止实验室氡气泄露到原型机中, 事例位置分布没有了原型机上方沉积的结构。

5.2.2 事例率估算

Phase A 数据 ^{214}Bi 事例率变化如图 5.8 所示。红线为用式 (5-1) 的拟合结果。该部分 ^{214}Bi 主要由刚刚注入液闪时, 从地下实验室混入原型机的氡衰变而来。其事例率变化可以反映氡的事例率变化情况。

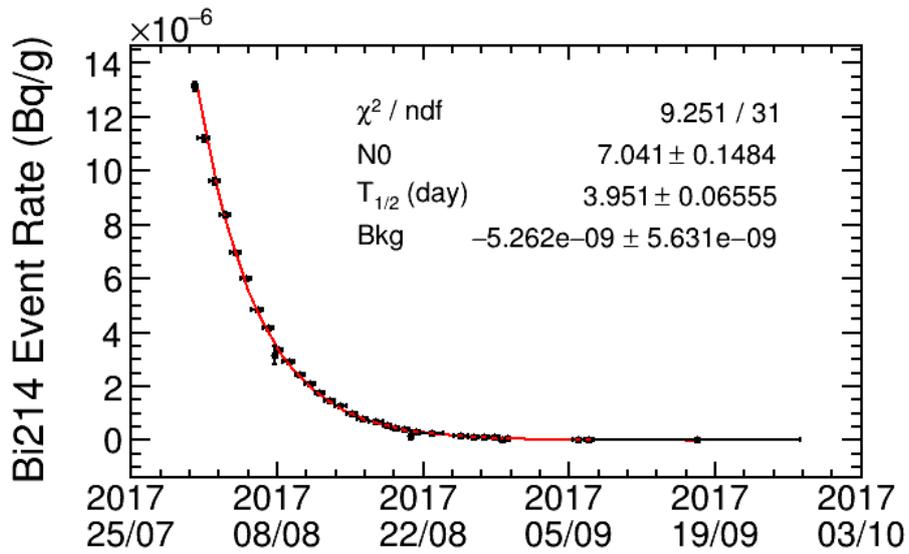


图 5.8 Phase A 数据 ^{214}Bi 事例率变化如图 5.8 所示。红线为用式(5-1)的拟合结果。该部分 ^{214}Bi 主要由刚刚注入液闪时，从地下实验室混入原型机的氡衰变而来。其事例率变化可以反映氡的事例率变化情况。

根据 NNDC^[112] 数据库， ^{222}Rn 的半衰期为 3.82 天。而图 5.8 中根据事例率拟合得到的结果为 3.95 ± 0.07 天，在两倍标准差内符合。

5.3 ^{238}U 本底

若 ^{214}Bi 事例全部为 ^{238}U 衰变而来，则根据通入氮气后 ^{214}Bi 的事例率估计液闪中 ^{238}U 的含量为：

$$R_{\text{U}238} = (8.69 \pm 0.91) \times 10^{-9} \text{ Bq/g} \quad (5-5)$$

或者：

$$R_{\text{U}238} = (6.98 \pm 0.73) \times 10^{-13} \text{ g/g} \quad (5-6)$$

太阳中微子实验要求 ^{238}U 含量应低于 10^{-15} g/g 。原型机由于液闪未经提纯，且由于疫情及实验室维护等原因，锦屏中微子实验组已生产完成的蒸馏设备（见 3.1 节）未能如期运行开展提纯测试工作。预期经过蒸馏提纯后， ^{238}U 本底可以下降 $10^3 - 10^4$ 倍^[96]。

5.4 ^{40}K 本底

钾-40 (^{40}K) 是钾元素的一种放射性同位素，也是实验中常见的天然放射本底。其主要衰变方式如下^[113]：

表 5.4 ^{40}K 衰变表

| 衰变模式 | E_{max} (MeV) | 分支比 b (%) |
|--|-----------------|-------------|
| $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}$ | 1.311 | 89.28 |
| $e^- + ^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}^* + \nu \rightarrow ^{40}\text{Ar} + \nu + \gamma$ | 1.461 | 10.72 |

利用 Geant4^[100] 获得 ^{40}K 衰变能谱如图 5.9(a) 所示。图中可以看到，能谱由一连续 β 谱和一单能 γ 谱组成。

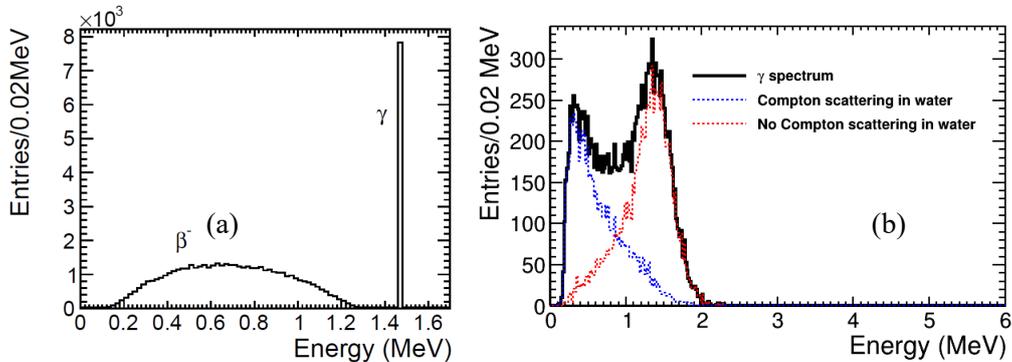


图 5.9 ^{40}K 衰变能谱图。图 (a) 是 ^{40}K 衰变产生的能谱。能谱由一连续 β 谱和一单能 γ 谱组成。1.46 MeV 的单能 γ 作为标志信号来筛选 ^{40}K 以及能标刻度。图 (b) 是经过原型机响应后的模拟的探测谱。图中黑色实线为模拟得到的能谱，蓝线代表在水中发生过康普顿散射的 γ ，红线代表在进入液闪前没有发生康普顿散射的 γ 。由于 PMT 在纯水中， β 自由程较小，难以穿透水层进入液闪区域，因此只有很少部分的衰变电子被探测到。衰变产物为单能 γ 的分支比虽然较小，但是原型机内部透明度高，因此 γ 在能谱中占主要成分。

由于原型机运行状态 Phase A 到 Phase F 的触发 PMT 数 25 路太高， ^{40}K 衰变信号无法分辨，所以数据分析时使用 Phase G 到 Phase J 的数据。

5.4.1 模拟研究

5.4.1.1 分布位置：PMT 玻壳

以 Trig 3 触发为例，模拟 PMT 上产生的 ^{40}K 能谱，结果如图 5.9(b) 所示，图中黑色实线为模拟得到的能谱，由于 PMT 在纯水中， β 自由程较小，难以穿透水层进入液闪区域，因此只有很少部分的衰变电子被探测到。衰变产物为单能 γ 的分支比虽然较小，但是原型机内部透明度高，因此 γ 在能谱中占主要成分。

在 PMT 玻壳上的 ^{40}K 衰变产生的 γ 在进入液闪前有一定几率和水发生康普顿散射，造成能量损失。同样以 Trig 3 触发为例，模拟 PMT 上产生的 ^{40}K ，其衰变的 γ 能谱如图5.10(a)。图中蓝线代表在水中发生过康普顿散射的 γ ，红线代表在进入液闪前没有发生康普顿散射的 γ 。 γ 能量与第一次发生相互作用的位置的关系如图5.10所示，图中红色虚线代表原型机液闪区域与水层的分界线。可见低能区事例主要是与水发生康普顿散射后产生能量损失造成的。

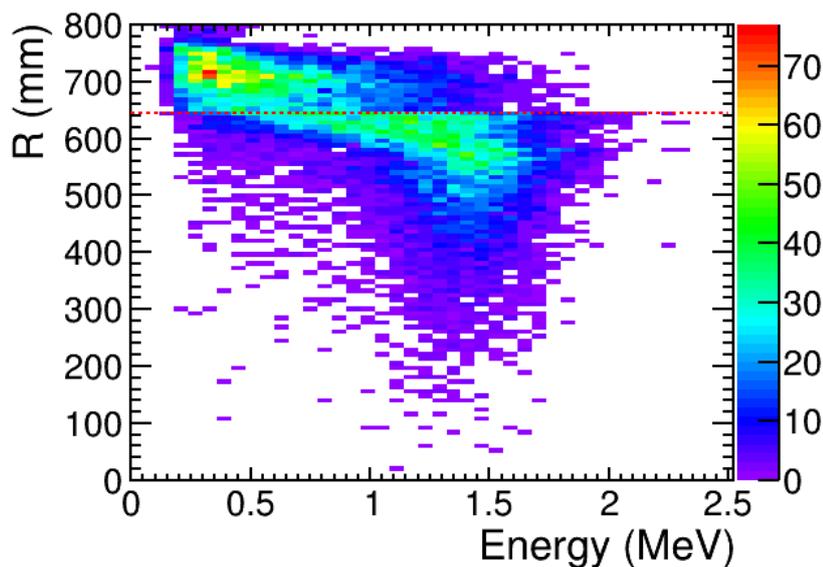


图 5.10 γ 探测到能量与第一次反应位置的关系图，图中红色虚线代表原型机液闪区域与水层的分界线。可见低能区事例主要是与水发生康普顿散射后产生能量损失造成的。

模拟在 PMT 玻壳上均匀产生的 ^{40}K ，不同触发条件下收集到的信号能谱如图5.11所示。利用“高斯+指数”对能谱进行拟合，其中指数项的参数由实验数据的拟合给出并固定。

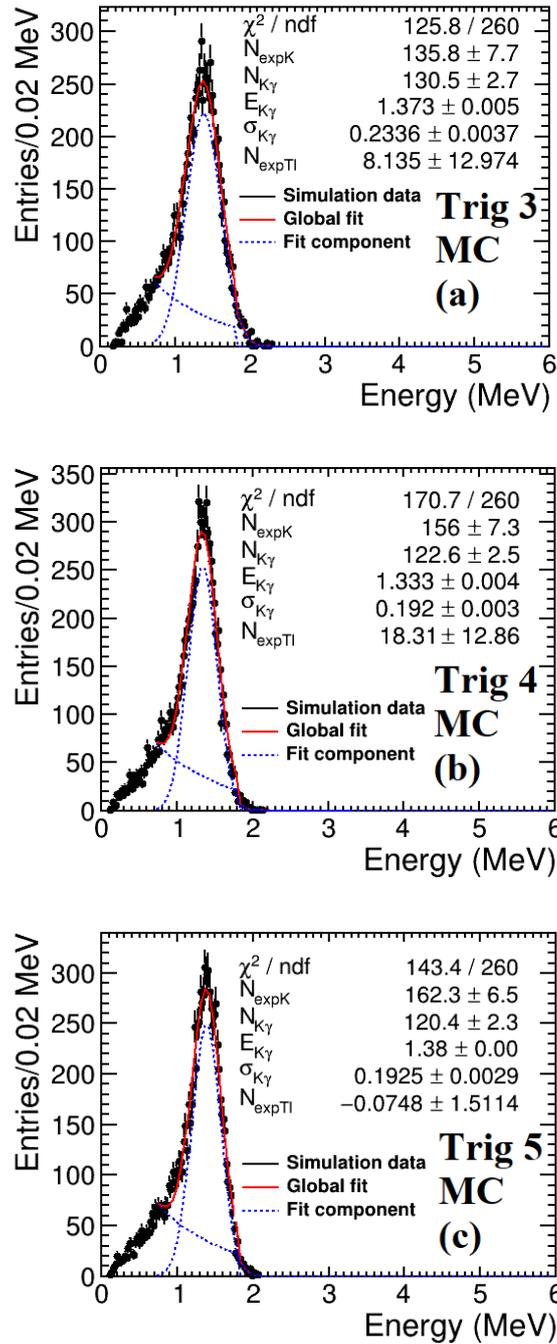


图 5.11 模拟在 PMT 玻壳上均匀产生的 ^{40}K ，不同触发条件下收集到的信号能谱，图中红线为拟合结果；蓝色虚线为拟合得到的各分量的占比；其中拟合的高斯部分与实验数据拟合得到的部分对应，代表探测到 1.46 MeV 的 γ 能谱，用以计算效率。

以 Trig 3 的触发条件为例，收集到的能量与触发 PMT 数目的关系如图 5.12 所示，可见对 1.46 MeV 的单能 γ 信号，绝大多数可以触发在 10 路 PMT 以上，因此不同的触发条件（改变光产额）对触发效率影响较小。

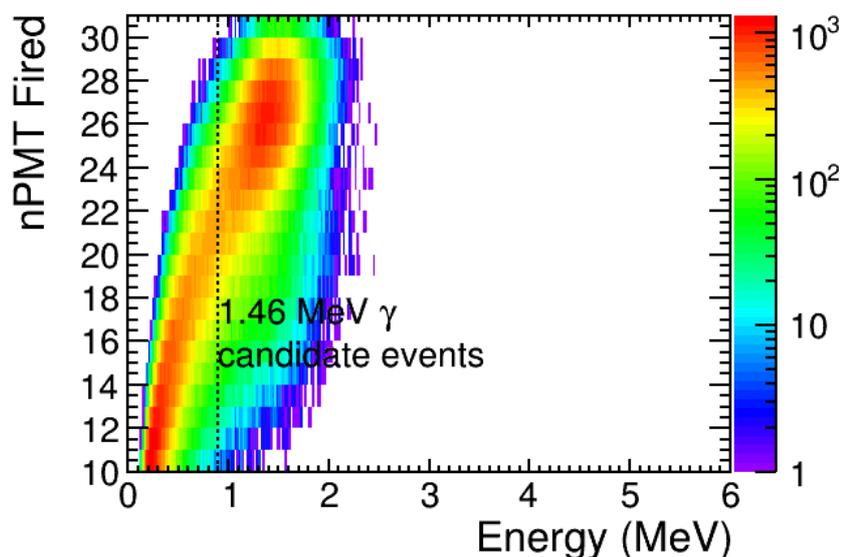


图 5.12 收集到的能量与触发 PMT 数目的关系（触发条件：Trig 3），可见对 1.46 MeV 的单能 γ 信号，绝大多数可以触发在 10 路 PMT 以上，因此不同的触发条件（改变光产额）对触发效率影响较小。

5.4.1.2 分布位置：液闪

模拟在液闪中均匀产生的 ^{40}K ，不同触发条件下收集到的信号能谱如图 5.13 所示，其中图 (b)、(d) 和 (f) 代表利用电荷重心法位置重建后选取 $R < 200 \text{ mm}$ 的事例，图 (a)、(c) 和 (e) 为全部事例。图中红线为使用量能器函数（式(7-15)）对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高斯和指数的占比，其中高斯拟合的部分与数据的拟合的部分对应，代表探测到 1.46 MeV 的 γ 能谱，用以计算效率，效率计算公式见式(5-7)。模拟中从光电子数转化到能量采用数据刻度能标见表 4.2。

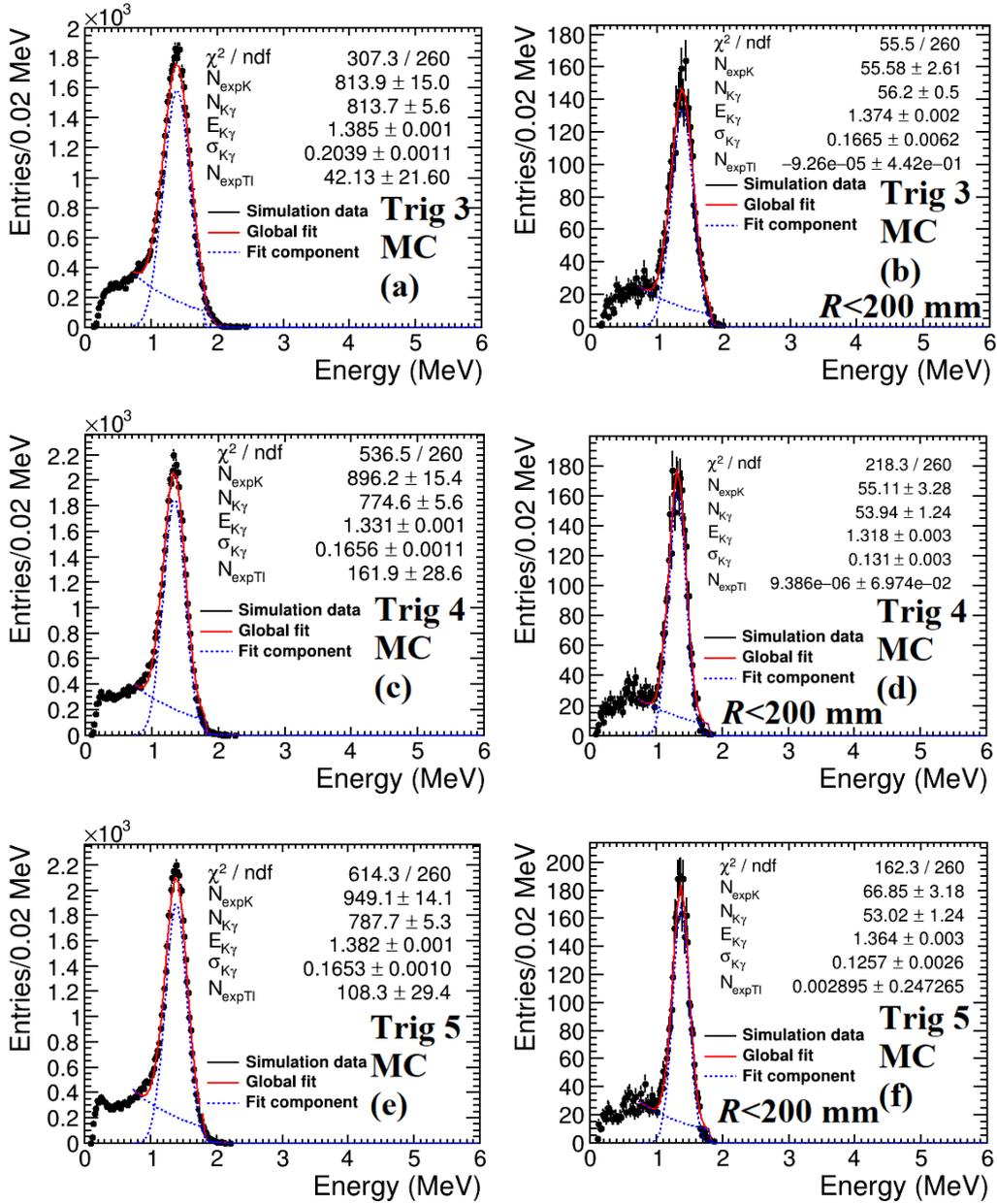


图 5.13 模拟在液闪中均匀产生的 ^{40}K ，不同触发条件下收集到的信号能谱，其中图 (b)、(d) 和 (f) 代表利用电荷重心法位置重建后选取 $R < 200 \text{ mm}$ 的事例，图 (a)、(c) 和 (e) 为全部事例。图中红线为使用量能器函数（式(7-15)）对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高斯和指数的占比。其中高斯拟合的部分与数据的拟合的部分对应，代表探测到 1.46 MeV 的 γ 能谱，用以计算效率，效率计算见式(5-7)。

5.4.1.3 探测效率

定义 ^{40}K 探测效率为：

$$\epsilon_{\text{K}40\gamma} = \frac{\text{拟合得到 1.46 MeV 的 } \gamma \text{ 事例数}}{\text{ } ^{40}\text{K} \text{ 衰变的 } \gamma \text{ 总事例数}} \quad (5-7)$$

在 JSAP 模拟中，让 ^{40}K 在液闪、PMT 上均匀分布。各个不同触发条件下的

探测效率如表5.5所示。分布在 PMT 中的 ^{40}K 探测效率比分布在液闪中的探测效率低，是因为 ^{40}K 释放的 1.46 MeV 的 γ 方向造成的，在液闪中无论朝哪个方向释放都可以被探测到，而在 PMT 中只有朝向液闪才有可能能被探测到。

在液闪中，模拟均匀分布的 ^{40}K ，对触发的事例，其真实的位置和重建的位置分布如图5.14所示。图中黑色线代表全部的模拟事例，红色线为触发事例的真实位置，蓝色线为触发事例的重建位置。可见，重建到中心的事例比真实事例要多。因此，表5.5中按照式(5-7)计算得到的探测器中心的效率比真实的效率要高，有可能超过 100%。

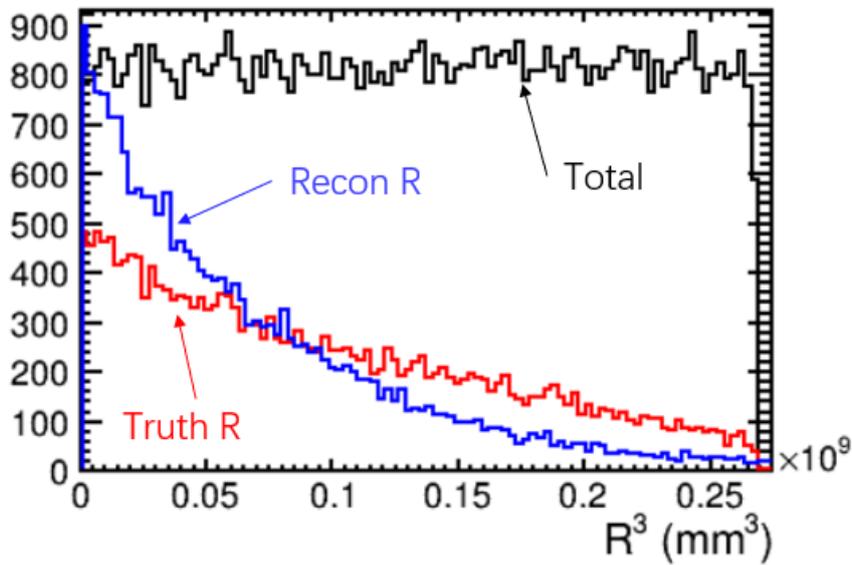


图 5.14 模拟液闪中均匀分布的 ^{40}K ，对触发的事例，其真实的位置和重建的位置分布关系图。图中黑色线代表全部的模拟事例，红色线为触发事例的真实位置，蓝色线为触发事例的重建位置。可见，重建到中心的事例比真实事例要多。因此，表5.5中按照式(5-7)计算得到的探测器中心的效率比真实的效率要高，有可能超过 100%。

表 5.5 ^{40}K 的探测效率

| ^{40}K 位置 | $\epsilon(\%)$ Trig 3 ^a | $\epsilon(\%)$ Trig 4 | $\epsilon(\%)$ Trig 5 |
|--------------------|------------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| PMT | 7.56 ± 0.09 | 7.85 ± 0.09 | 8.10 ± 0.08 |
| 液闪 | 50.79 ± 0.25 | 51.14 ± 0.25 | 51.32 ± 0.24 |
| 液闪中心 ^b | 103.12 ± 1.94 | 109.23 ± 2.12 | 119.02 ± 2.25 |

^a 仅考虑统计误差

^b 电荷中心法重建位置 $R < 200$ mm

5.4.2 含量估计

以 Run 1680、Run 1718 和 Run1748 为例，对实验数据能谱的拟合如图5.15所示。图中红线为使用式(4-33)对能谱的拟合结果，品红色虚线代表本底项，绿色虚线为 ^{40}K 成分，蓝色虚线为 ^{208}Tl 成分。其中高斯成分的积分值作为 ^{40}K 衰变产物 ^{40}Ar 退激发出的 1.46 MeV 的 γ 的事例数 $N_{\gamma Det}$ 。该拟合给出信号事例数的统计误差为 6%。

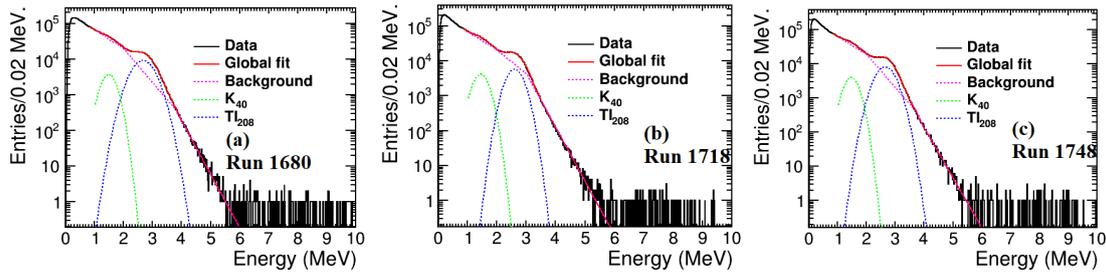


图 5.15 以 Run 1680、Run 1718 和 Run1748 为例，对实验数据能谱的拟合如图5.15所示。图中红线为使用式(4-33)对能谱的拟合结果，品红色虚线代表本底项，绿色虚线为 ^{40}K 成分，蓝色虚线为 ^{208}Tl 成分。其中高斯成分的积分值作为 ^{40}K 衰变产物 ^{40}Ar 退激发出的 1.46 MeV 的 γ 的事例数 $N_{\gamma Det}$ 。

下面对该拟合方法的系统误差进行估计。以 Run 1680 为例，在放开拟合参数、固定 ^{40}K 和 ^{208}Tl 的峰值与标准差、改变拟合区间等不同拟合条件下的拟合结果如表5.6所示。由表中拟合结果可确定该拟合方法得到的 ^{40}K 和 ^{208}Tl 含量计算的系统误差。其中， ^{40}K 的系统误差为 26%， ^{208}Tl 的系统误差为 22%。

表 5.6 以 Run1680 为例，不同拟合条件下拟合结果

| 拟合条件 | 拟合区间 (MeV) | N_K^a | N_{Tl} | E_K | σ_K | E_{Tl} | σ_{Tl} | χ^2/ndf |
|---------------------|------------|---------|----------|-----------|------------|----------|---------------|--------------|
| 自由参数 | 0.8-6 | 107867 | 401254 | 1.48 | 0.23 | 2.66 | 0.35 | 1.65 |
| 固定信号峰位 ^b | 0.8-6 | 99806 | 487525 | 1.46(fix) | 0.22(fix) | 2.61 | 0.37 | 7.33 |
| 自由参数 | 0.3-6 | 74582.6 | 408027 | 1.47 | 0.20 | 2.66 | 0.35 | 4.68 |

^a 与式(7-15)一致。

^b 与表4.2得到的均值一致。

5.4.2.1 PMT 中 ^{40}K 含量

单只 PMT 中 ^{40}K 事例率 R_{K40} 定义如式(5-8)所示：

$$R_{K40} = \frac{N_{K40\gamma}}{\epsilon_{K40\gamma} \cdot b_{\gamma} \cdot T_{\text{eff}} \cdot N_{\text{PMT}}} \quad (5-8)$$

其中, $N_{K40\gamma}$ 为拟合得到的 ^{40}K 衰变的 γ 事例数, $b_\gamma = 10.72\%$ 为 ^{40}K 衰变产生 1.46 MeV 的 γ 的分支比, T_{eff} 为有效时间 (Effective Live Time), $N_{\text{PMT}} = 30$ 代表原型机中 PMT 数目, $\epsilon_{K40\gamma}$ 与式(5-7)一致。

根据式(5-8)可以计算 ^{40}K 事例率随时间变化如图5.16所示。图中黑色点为数据结果, 绿色线代表 ^{40}K 事例率的均值。由于 ^{40}K 含量相对本底较低, 拟合中易受本底影响, 拟合结果误差较大。图中触发条件改变造成本底含量变化, 因而造成拟合得到的 ^{40}K 含量发生变化。 ^{40}K 事例率平均值为:

$$R_{K40} = ((12.16 \pm 1.68_{\text{stat.}} \pm 3.16_{\text{sys.}}) \text{ Bq/PMT}) \quad (5-9)$$

或者:

$$R_{K40} = (4.59 \pm 0.63_{\text{stat.}} \pm 1.19_{\text{sys.}}) \times 10^{-5} \text{ g/PMT} \quad (5-10)$$

单只 PMT 质量玻壳约为 800g, 假设所有的 ^{40}K 均来自玻壳, 因此对应 PMT 玻壳的 ^{40}K 事例率平均值也可等效为:

$$R_{K40} = ((1.52 \pm 0.21_{\text{stat.}} \pm 0.40_{\text{sys.}}) \times 10^{-2} \text{ Bq/g}) \quad (5-11)$$

或者:

$$R_{K40} = (5.73 \pm 0.79_{\text{stat.}} \pm 1.49_{\text{sys.}}) \times 10^{-8} \text{ g/g} \quad (5-12)$$

根据表5.13中 Hamamatsu Photonics K.K. 和北京滨松光子技术股份有限公司提供的出厂参考值, 两类 PMT 的玻壳中 ^{40}K 含量分别为 $5.02 \cdot 10^{-8} \text{ g/g}$ 和 $1.65 \cdot 10^{-9} \text{ g/g}$ 。本实验测量的 PMT 的玻壳中 ^{40}K 含量与出厂参考值在量级上符合。由于 ^{40}K 的来源除了 PMT 玻壳以外, 还有 PMT 其它部件、钢架、液闪等, 导致测量结果比出厂参考值高。

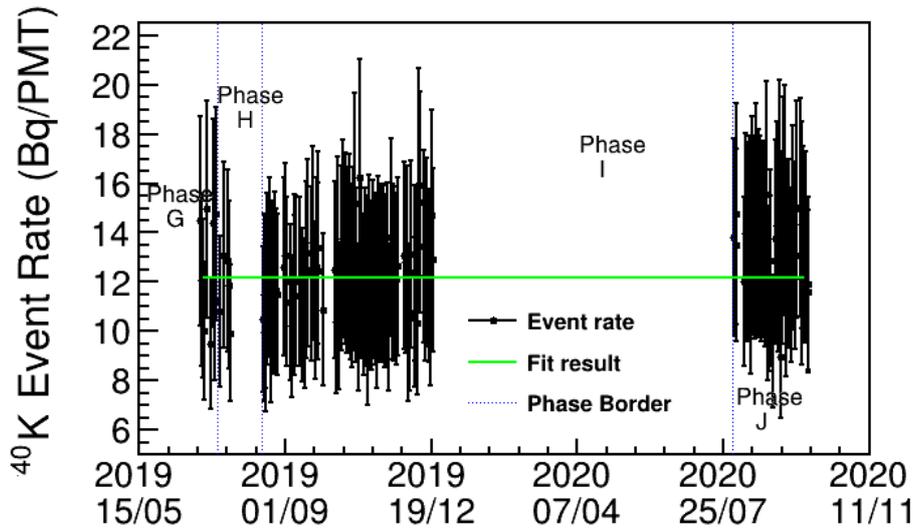


图 5.16 单只 PMT 中 ^{40}K 事例率随时间变化图。图中黑色点为固定能量均值在 1.46 MeV 的拟合结果，绿色线代表 ^{40}K 事例率的均值。

5.4.2.2 液闪中 ^{40}K 含量

液闪 ^{40}K 事例率 $R_{\text{K}40}$ 定义如式(5-13)所示：

$$R_{\text{K}40} = \frac{N_{\text{K}40\gamma}}{\epsilon_{\text{K}40\gamma} \cdot b_{\gamma} \cdot T_{\text{eff}} \cdot M_T} \quad (5-13)$$

其中， $N_{\text{K}40\gamma}$ 为拟合得到的 ^{40}K 衰变的 γ 事例数， $b_{\gamma} = 10.72\%$ 为 ^{40}K 衰变产生 1.46 MeV 的 γ 的分支比， T_{eff} 为有效时间 (Effective Live Time)， M_T 代表液闪靶质量，其中全靶物质质量为 955.40kg，中心 200 mm 内质量为 28.82kg。 $\epsilon_{\text{K}40\gamma}$ 与式(5-7)一致。

取全部数据和重建位置在 200 mm 以内的数据进行拟合，并用相应的效率以此来估计液闪中 ^{40}K 的事例率。其变化分别如图5.17和5.18所示。

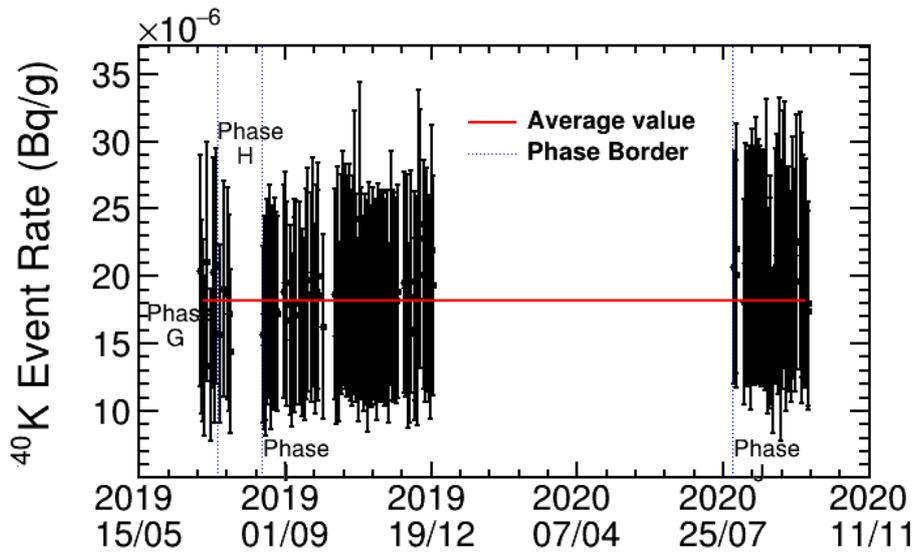


图 5.17 通过全部数据计算得到液闪中 ^{40}K 事例率随时间变化图。图中黑色点为放开参数的拟合结果，红色线代表 ^{40}K 事例率的均值。

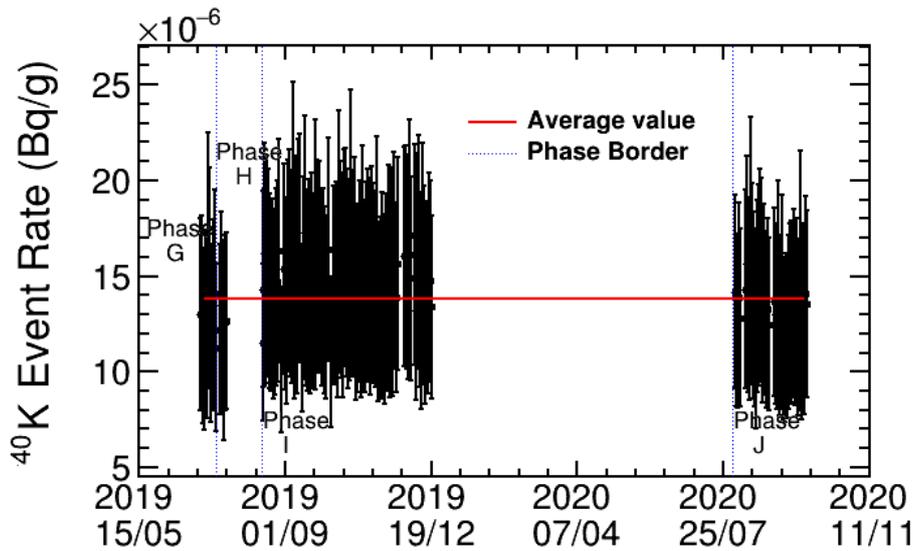


图 5.18 通过重建位置在探测器中心 200 mm 数据计算得到液闪中 ^{40}K 事例率随时间变化图。图中黑色点为放开参数的拟合结果，红色线代表 ^{40}K 事例率的均值。

根据重建位置在探测器中心 200 mm 内的数据计算得到的事例率为 $1.41 \times 10^{-5} \text{ Bq/g}$ ，相比于根据全部数据计算得到的 ^{40}K 事例率 $1.84 \times 10^{-5} \text{ Bq/g}$ 低了 23%。这是由于 PMT 中和液闪中的 ^{40}K 信号无法区分造成，而重建位置在 200 mm 可以有效的排除一部分 PMT 中本底的影响。

使用重建位置在探测器中心 200 mm 内的数据计算事例率，液闪中 ^{40}K 本底含

量为:

$$R_{K40} = (1.41 \pm 0.09_{\text{stat.}} \pm 0.37_{\text{sys.}}) \times 10^{-5} \text{ Bq/g} \quad (5-14)$$

或者:

$$R_{K40} = (5.32 \pm 0.34_{\text{stat.}} \pm 1.40_{\text{sys.}}) \times 10^{-11} \text{ g/g} \quad (5-15)$$

上述测量中 ^{40}K 的来源除了液闪以外, 还会有 PMT、钢架等的贡献。

该测量估计结果相比于 CTF 探测器的 ^{40}K 本底 $< 10^{-13} \text{ g/g}$ 高了两个数量级。是因为 CTF 探测器的 PMT 距离液闪 2.3 m, 中间的纯水层可以有效的降低 PMT 及钢架结构中 ^{40}K 衰变产生的 γ ^[114]。而锦屏原型机 PMT 到液闪的距离仅为 0.07 m, 因此大量的 PMT 及钢架结构中的 ^{40}K 衰变产生的 γ 本底可以穿过水层进入到液闪中, 造成估计的 ^{40}K 本底含量明显偏高。因此, 未来锦屏中微子大型探测器在设计时 PMT 与液闪之间应有足够厚度的水层以保证屏蔽 PMT、钢架等探测器结构中的 ^{40}K 本底。

5.5 ^{208}Tl 本底

^{208}Tl 是钍 (^{232}Th) 系衰变链中的元素, 可通过 β 衰变 (分支比 100%) 到稳定核素 ^{208}Pb 的各个激发态。 ^{208}Pb 从激发态退激到基态放出 2.61 MeV 的单能 γ , 退激时间在 ps 量级。衰变纲图如图 5.19 所示。衰变能谱如图 5.20(a) 所示, 可见能谱由连续的 β 谱和分立的 γ 谱组成, 各个 γ 峰对应的能量可见衰变纲图 5.19。

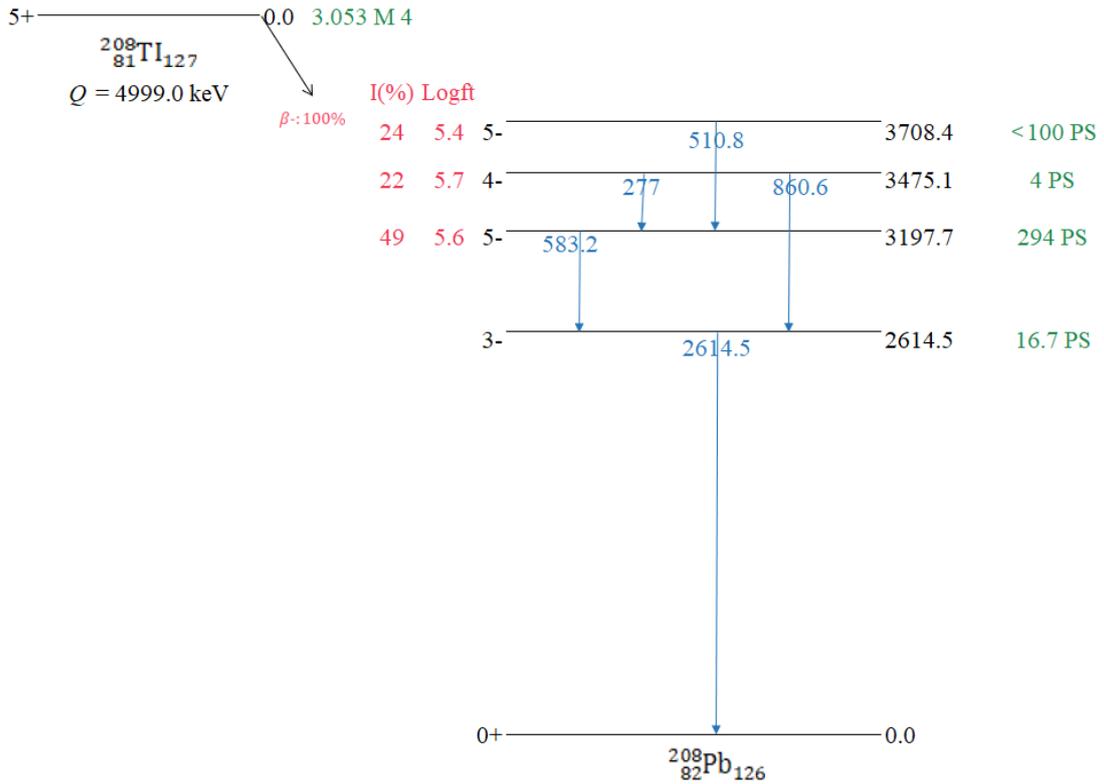


图 5.19 ^{208}Tl 衰变纲图，图中能量单位为 keV

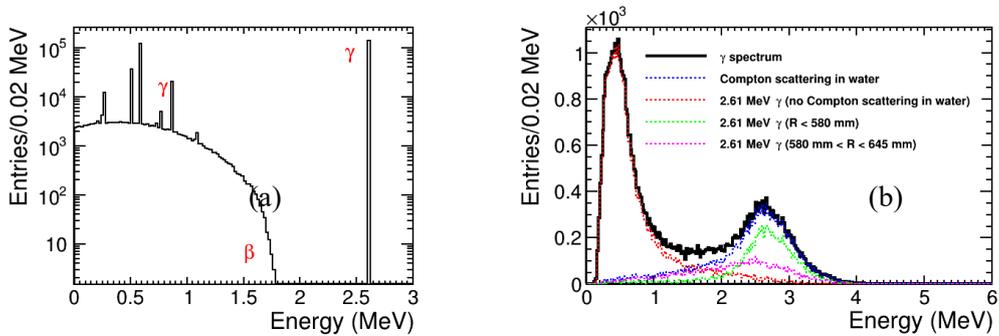


图 5.20 ^{208}Tl 衰变能谱。图 (a) 是 ^{208}Tl 衰变产生的能谱，由连续的 β 谱和分立的 γ 谱组成，其中 2.61 MeV 的单能 γ 作为标志信号来筛选 ^{208}Tl 以及能标刻度。图 (b) 是通过模拟得到的原型机探测到的能谱，图中黑色实线为全部能谱；红色虚线为 β 和一些与水发生了康普顿散射的 γ 能谱；蓝色虚线为没有与水发生康普顿散射的 2.61 MeV 的 γ 能谱，其中与液闪发生反应的顶点位置在 580 mm 以内的部分用绿色虚线表示，与液闪发生反应的顶点位置在 580 mm 到 645 mm 的部分用品红色虚线表示。

5.5.1 模拟研究

5.5.1.1 分布位置：PMT 玻壳

以 Trig 3 触发为例，模拟 PMT 上产生的 ^{208}Tl 能谱，结果如图5.20(b)所示，图中黑色实线为全部能谱；红色虚线为 β 和一些与水发生了康普顿散射的 γ 能谱；蓝色虚线为没有与水发生康普顿散射的 2.61 MeV 的 γ 能谱，其中与液闪发生反应的顶点位置在 580 mm 以内的部分用绿色虚线表示，与液闪发生反应的顶点位置在 580 mm 到 645 mm 的部分用品红色虚线表示。

同样以 Trig 3 触发为例，模拟 PMT 上产生的 ^{208}Tl ，其衰变产物的沉积能量与第一次发生相互作用的位置的关系如图5.21所示，图中红色虚线代表原型机液闪区域与水层的分界线。可见低能区能量沉积大量信号，为 β 和与水发生康普顿散射后能量损失的 γ 。同时有部分 γ 在液闪边缘发生相互作用，之后由于全反射造成能量损失。

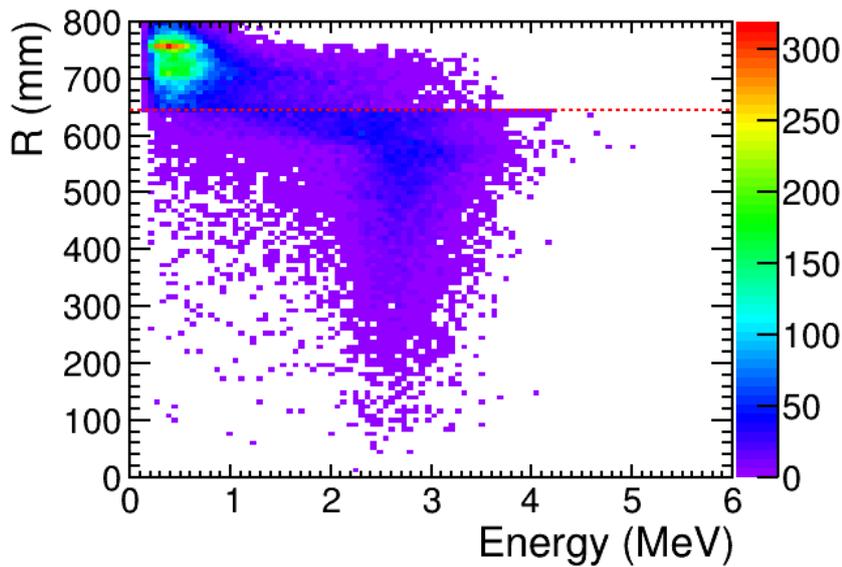


图 5.21 以 Trig 3 触发为例，模拟 PMT 上产生的 ^{208}Tl ，其衰变产物的沉积能量与第一次发生相互作用的位置的关系。图中红色虚线代表原型机液闪区域与水层的分界线。可见低能区能量沉积大量信号，为 β 和与水发生康普顿散射后能量损失的 γ 。同时有部分 γ 在液闪边缘发生相互作用，之后由于全反射造成能量损失

模拟在 PMT 玻壳上均匀产生的 ^{208}Tl ，在不同触发条件下，挑选不与水发生康普顿散射的 2.61 MeV 的 γ 信号，其能谱如图5.22中黑线所示。图中红线为使用“高斯 + 指数”的拟合结果，指数的参数根据实验数据确定，蓝色虚线为各分量的占比，其中高斯拟合的部分与数据的拟合的部分对应，用以计算效率，见式(5-17)。模拟中从光电子数转化到能量采用数据刻度能标见表4.2。

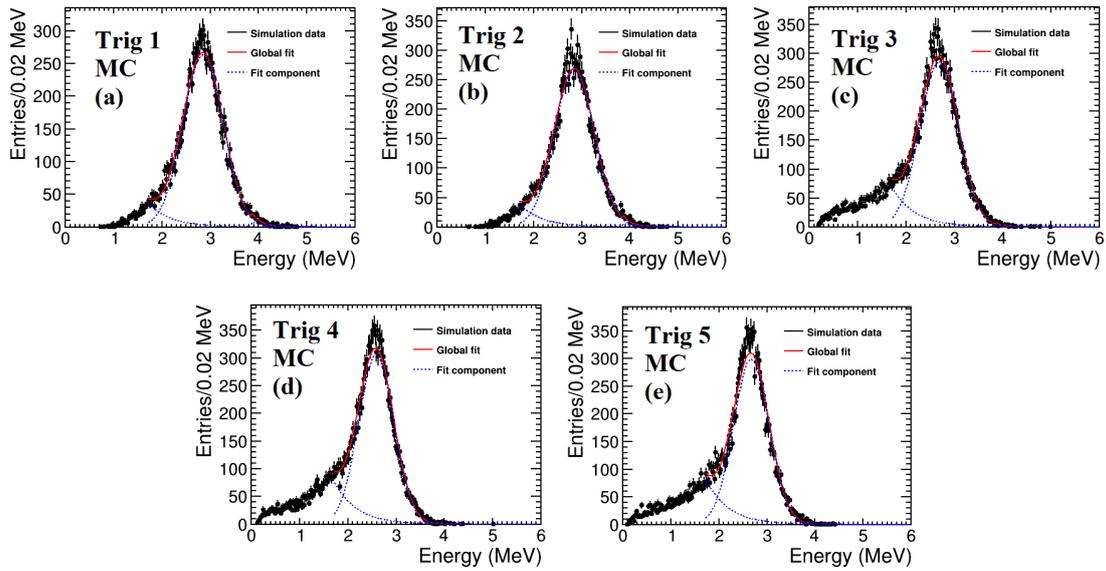


图 5.22 模拟在 PMT 玻壳上均匀产生的 ^{208}Tl ，不同触发条件下收集到的信号能谱，图中红线为使用式(7-15)能谱的拟合结果，蓝色虚线为各分量的占比，其中高斯拟合的部分与数据的拟合的部分对应，用以计算效率，见式(5-17)。

以 Trig 4 的触发条件为例，收集到的能量与触发 PMT 数目的关系如图5.23所示，可见对 2.61 MeV 的单能 γ 信号，绝大多数可以触发在 25 路 PMT 以上，因此不同的触发条件对触发效率影响较小。

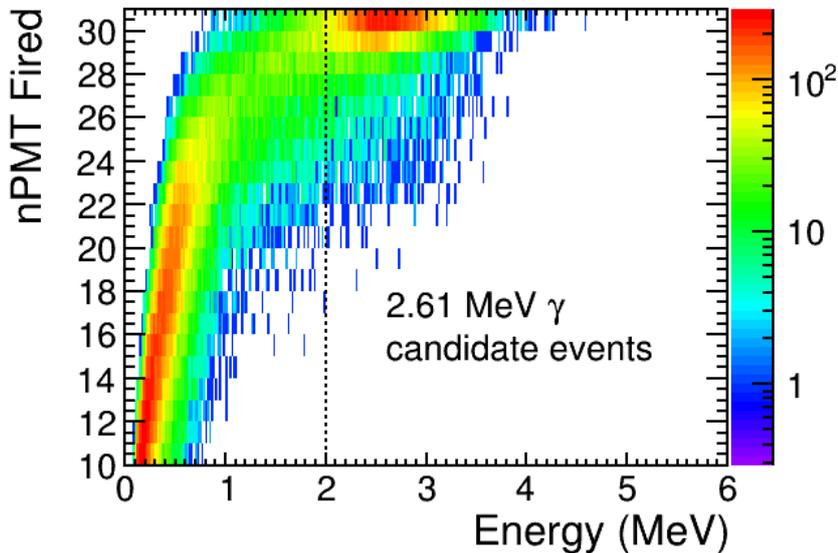


图 5.23 收集到的能量与触发 PMT 数目的关系（触发条件：Trig 4），可见对 2.61 MeV 的单能 γ 信号，绝大多数可以触发在 25 路 PMT 以上，因此不同的触发条件对触发效率影响较小。

5.5.1.2 分布位置：液闪

模拟在液闪中均匀产生的 ^{208}Tl ，不同触发条件下收集到的信号能谱如图 5.24 所示，其能量-位置二维图如图 5.25 所示。由于 ^{208}Tl 衰变的 β 与 γ 之间的时间间隔为 ps 量级，在同一个事例中，因此将 β 和其它低能 γ 混入到 2.61 MeV 的 γ 测量中，造成测量的能量的抬高。同时，在原型机边缘，由于部分 2.61 MeV 的 γ 在未与液闪发生相互作用时就出射到液闪区域以外，剩余 β 和部分低能 γ 信号，同时在阈值效应的作用下，产生低能区的峰位。

使用式(5-16)对图 5.24 进行拟合。式中， G_H 和 G_L 分别为描述高能区域峰和低能区域峰的高斯函数， N_H 和 N_L 为其对应的参数。图中红线为使用式(5-16)对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高能区域峰和低能区域峰的占比。由于实验数据中无法看到液闪中 ^{208}Tl 的峰，选取 4-6 MeV 的事例进行效率计算，见式(5-17)。模拟中从光电子数转化到能量采用数据刻度能标见表 4.2。拟合结果见表 5.7。

$$f(E) = N_H \cdot G_H + N_L \cdot G_L$$

$$= N_H \cdot \frac{1}{\sigma_H \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E - \mu_H)^2}{2\sigma_H^2} \right] + N_L \cdot \frac{1}{\sigma_L \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E - \mu_L)^2}{2\sigma_L^2} \right] \quad (5-16)$$

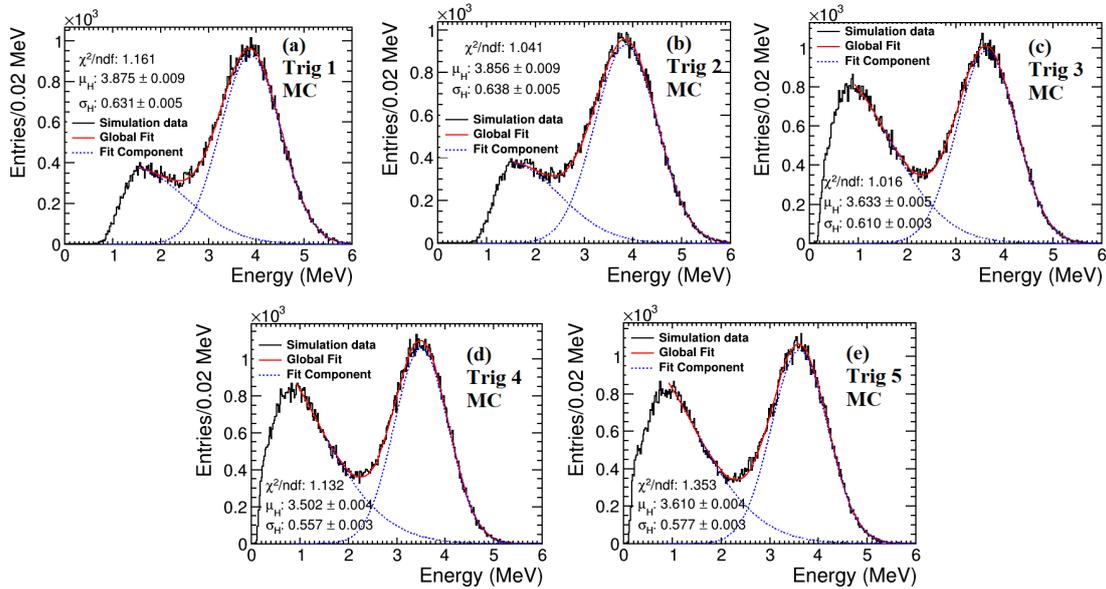


图 5.24 模拟在液闪中均匀产生的 ^{208}Tl ，不同触发条件下收集到的信号能谱。图中红线为使用式(5-16)对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高能区域峰和低能区域峰的占比。由于实验数据中无法看到液闪中 ^{208}Tl 的峰，选取 4-6 MeV 的事例进行效率计算。

表 5.7 图5.24的拟合结果

| 触发条件 | N_H^a | μ_H | σ_H | χ^2/ndf |
|--------|---------|---------|------------|--------------|
| Trig 1 | 930.68 | 3.88 | 0.63 | 1.16 |
| Trig 2 | 930.95 | 3.86 | 0.64 | 1.04 |
| Trig 3 | 987.11 | 3.63 | 0.61 | 1.02 |
| Trig 4 | 1058.91 | 3.50 | 0.57 | 1.13 |
| Trig 5 | 1035.09 | 3.61 | 0.58 | 1.35 |

^a 与式(5-16)一致。

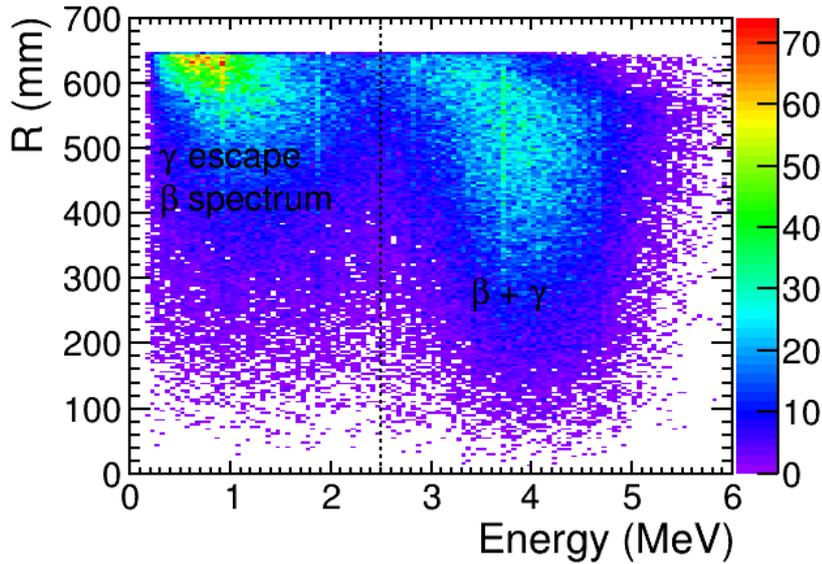


图 5.25 液闪中均匀产生的 ^{208}Tl 能量-位置二维图。由于 ^{208}Tl 衰变的 β 与 γ 之间的时间间隔为 ps 量级，在同一个事例中，因此将 β 和其它低能 γ 混入到 2.61 MeV 的 γ 测量中，造成测量的能量的抬高。同时，在原型机边缘，由于部分 2.61 MeV 的 γ 在未与液闪发生相互作用时就出射到液闪区域以外，剩余 β 和部分低能 γ 信号，同时在阈值效应的作用下，产生低能区的峰位。

5.5.1.3 探测效率

定义 ^{208}Tl 探测效率为：

$$\varepsilon_{\text{Tl}208\gamma} = \frac{\text{拟合后高斯部分的事例数}}{\text{^{208}Tl衰变的总事例数}} \quad (5-17)$$

在 JSAP 模拟中，让 ^{208}Tl 在液闪、PMT 上均匀分布，根据模拟结果，各个不同触发条件下的探测效率如表5.8所示。分布在 PMT 中的 ^{208}Tl 探测效率比分布在液闪中的探测效率低，是因为 ^{208}Tl 释放的 2.61 MeV 的 γ 方向造成的，在液闪中

无论朝哪个方向释放都可以被探测到，而在 PMT 中只有朝向液闪才有可能能被探测到。

 表 5.8 ^{208}Tl 的探测效率

| ^{208}Tl 位置 | $\epsilon(\%)$ Trig 1 | $\epsilon(\%)$ Trig 2 | $\epsilon(\%)$ Trig 3 | $\epsilon(\%)$ Trig 4 | $\epsilon(\%)$ Trig 5 |
|----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| PMT | 9.20 ± 0.00 | 9.27 ± 0.08 | 9.66 ± 0.08 | 9.37 ± 0.07 | 9.33 ± 0.08 |
| 液闪 | 21.77 ± 0.12 | 21.31 ± 0.12 | 22.67 ± 0.13 | 22.94 ± 0.10 | 21.44 ± 0.10 |

5.5.2 含量估计

5.5.2.1 PMT 中 ^{208}Tl 含量

以 Run 257、Run 271 和 Run 1061，对实验数据中 ^{208}Tl 的拟合如图 5.26 所示。图中红线为使用式(4-35)（高斯 + 指数）对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高斯和指数的占比。其中高斯占比的积分值作为 ^{208}Tl 衰变产物 ^{208}Pb 退激放出的 2.61 MeV 的 γ 的事例数 $N_{\text{Tl}208\gamma}$ 。由于该部分数据为 25 路 PMT 触发，且没有进行氮封，其它本底较多，导致拟合结果 χ^2/ndf 较大。最终计算含量时没采用该部分数据，使用了 Run 1680 之后的数据。Run 1680、Run 1718 和 Run 1748 为例的拟合结果如图 5.15 所示。

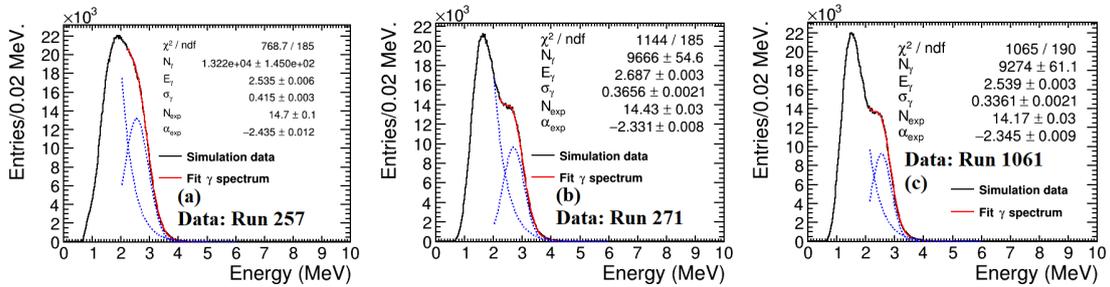


图 5.26 以 Run 257、Run 271 和 Run 1061，对实验数据中 ^{208}Tl 的拟合如图 5.26 所示。图中红线为使用式(4-35)（高斯 + 指数）对能谱的拟合结果，蓝色虚线分别为高斯和指数的占比。由于该部分数据为 25 路 PMT 触发，且没有进行氮封，其它本底较多，导致拟合结果 χ^2/ndf 较大。最终计算含量时没采用该部分数据，使用了 Run 1680 之后的数据。

根据 5.4.2 节表 5.6 的分析可知，探测到 ^{208}Tl 事例数的系统差为 22%。

单只 PMT 中 ^{208}Tl 事例率 $R_{\text{Tl}208_PMT}$ 定义如式(5-18)所示：

$$R_{\text{Tl}208_PMT} = \frac{N_{\text{Tl}208\gamma}}{\epsilon_{\text{Tl}208} \cdot b_{\beta} \cdot T_{\text{eff}} \cdot N_{\text{PMT}}} \quad (5-18)$$

其中， $N_{\text{Tl}208\gamma}$ 为实验数据中拟合得到的 ^{208}Tl 衰变产物 ^{208}Pb 退激放出的 2.61 MeV

的 γ 的事例数, 假设全部为 PMT 产生, 来计算单只 PMT 中 ^{208}Tl 事例率; $b_\beta = 100\%$ 为 ^{208}Tl 衰变到 ^{208}Pb 的分支比; $\epsilon_{\text{Tl}208}$ 与式(5-17)一致, 为探测效率, 具体数值见表5.8; 其它参数与式5-8相同。

计算得到单只 PMT 中 ^{208}Tl 事例率随时间变化如图5.27所示。图中黑色为数据点, 绿色线为事例率的拟合值。利用通入氮气饱和后的部分来估算 PMT 中的 ^{208}Tl 含量, 最终事例率为:

$$R_{\text{Tl}208} = (3.09 \pm 0.21_{\text{stat.}} \pm 0.68_{\text{sys.}}) \text{ Bq/PMT} \quad (5-19)$$

或者:

$$R_{\text{Tl}208} = (3.86 \pm 0.26_{\text{stat.}} \pm 0.85_{\text{sys.}}) \times 10^{-3} \text{ Bq/g} \quad (5-20)$$

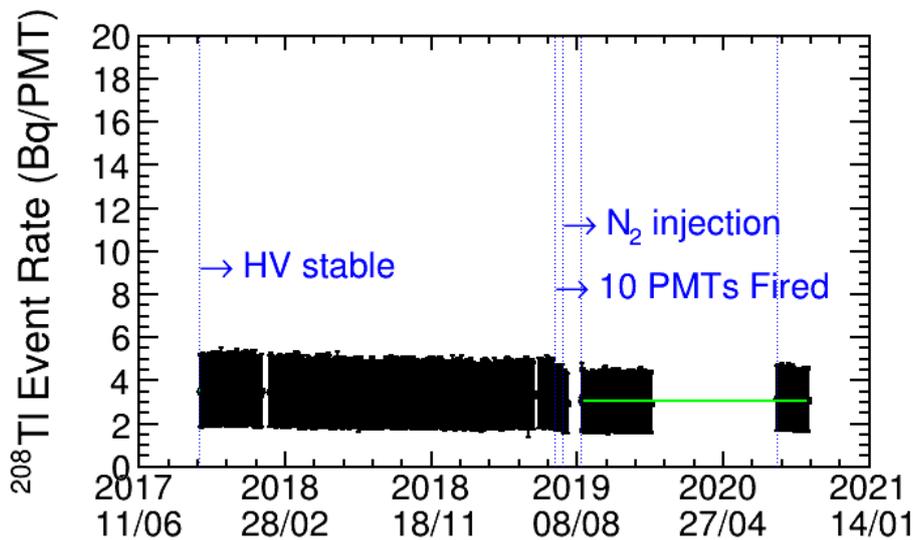


图 5.27 单只 PMT 中 ^{208}Tl 事例率随时间变化图。图中黑色为数据点, 绿色线为事例率的拟合值。

假设测量得到的 ^{208}Tl 全部由 ^{232}Th 衰变而来, 则可由此估计 ^{232}Th 的含量。计算过程见5.6节。

5.5.2.2 液闪中 ^{208}Tl 上限

根据5.5.1.2节的拟合结果, 液闪中产生的 ^{208}Tl 由于其衰变的 β 和 γ 无法分辨, 因此在约 3.7 MeV 处产生 β 和 γ 叠加能谱的峰位。由于液闪中 ^{208}Tl 含量极少, 因此很难在总的能谱中看到 3.7 MeV 处明显的峰。选取 4-6 MeV 的实验数据, 认为其全部由液闪中 ^{208}Tl 衰变而来, 由此计算液闪中 ^{208}Tl 的上限。

^{208}Tl 在液闪中的事例率 $R_{\text{Tl}208_LS}$ 定义如式(5-21)所示:

$$R_{\text{Tl}208_LS} = \frac{N_{\text{Tl}208}}{\epsilon_{\text{Tl}208\gamma} \cdot b_{\beta} \cdot T_{\text{eff}} \cdot M_T} \quad (5-21)$$

其中, $N_{\text{Tl}208}$ 为实验数据中拟合得到的 ^{208}Tl 事例数, $b_{\beta} = 100\%$ 为 ^{208}Tl 衰变到 ^{208}Pb 的分支比, T_{eff} 为数据采集的有效时间 (Effective Live Time), $M_T = 955.40\text{kg}$ 代表液闪靶质量, $\epsilon_{\text{Tl}208}$ 与式(5-17)一致。

利用高压稳定后的部分来估算液闪中的 ^{208}Tl 含量事例率, 最终该事例率为:

$$R_{\text{Tl}208} < (3.38 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.74_{\text{sys.}}) \times 10^{-9} \text{ Bq/g} \quad (5-22)$$

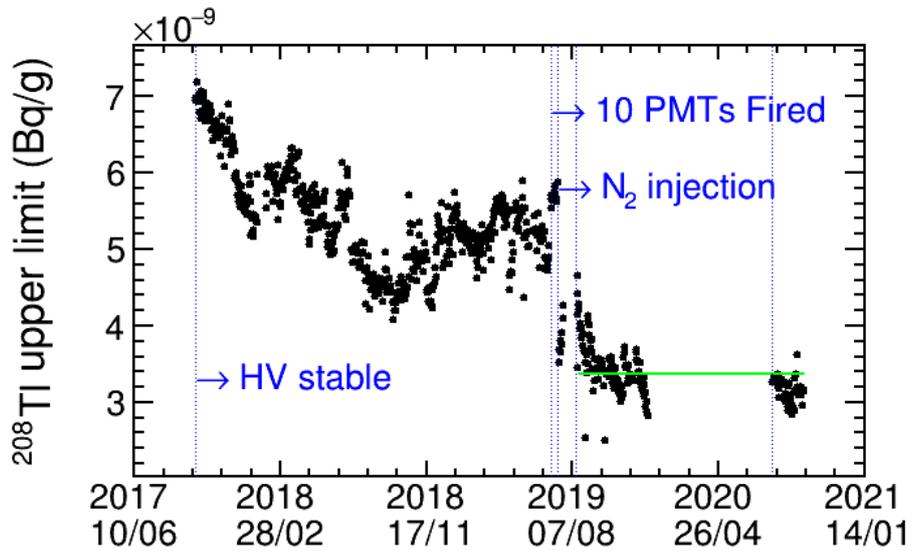


图 5.28 液闪中 ^{208}Tl 探测事例率上限随时间变化图。

原型机中 ^{208}Tl 事例率可以用来估计 ^{232}Th 本底, 见5.6节。

5.6 ^{232}Th 本底

^{232}Th 衰变链如图5.29所示。

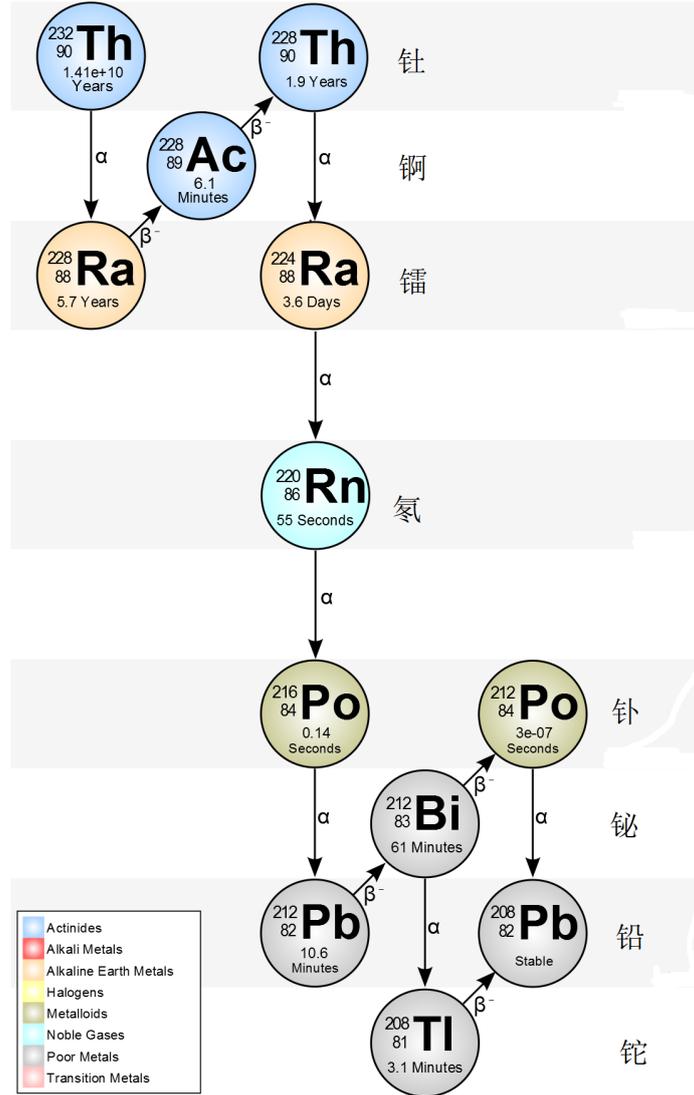


图 5.29 ^{232}Th 衰变链

假设探测到的 ^{208}Tl 全部为 ^{232}Th 衰变而来，由 NNDC 数据库得到 ^{232}Th 衰变到 ^{208}Tl 的分支比为 35.94%，由此估计 ^{232}Th 的事例率。

5.6.1 PMT 中 ^{232}Th 含量

PMT 中 ^{232}Th 事例率为：

$$R_{\text{Th}232} = (8.60 \pm 0.58_{\text{stat.}} \pm 1.89_{\text{sys.}}) \text{ Bg/PMT} \quad (5-23)$$

或者：

$$R_{\text{Th}232} = (2.11 \pm 0.14_{\text{stat.}} \pm 0.46_{\text{sys.}}) \times 10^{-3} \text{ g/PMT} \quad (5-24)$$

或者:

$$R_{\text{Th}232} = (2.64 \pm 0.18_{\text{stat.}} \pm 0.58_{\text{sys.}}) \times 10^{-6} \text{ g/g} \quad (5-25)$$

根据表5.13中 Hamamatsu Photonics K.K. 和北京滨松光子技术股份有限公司提供的出厂参考值, 两类 PMT 的玻璃壳中 ^{232}Th 含量分别为 $3.68 \cdot 10^{-7} \text{ g/g}$ 和 $8.34 \cdot 10^{-8} \text{ g/g}$ 。本实验测量的 PMT 的玻璃壳中 ^{232}Th 含量与出厂参考值在量级上符合。由于 ^{232}Th 的来源除了 PMT 玻璃壳以外, 还有 PMT 其它部件、钢架等来源, 导致测量结果比出厂参考值高。

5.6.2 液闪中 ^{232}Th 含量

液闪中 ^{232}Th 事例率为:

$$R_{\text{Th}232} < (9.40 \pm 0.11_{\text{stat.}} \pm 2.09_{\text{sys.}}) \times 10^{-9} \text{ Bq/g} \quad (5-26)$$

或者:

$$R_{\text{Th}232} < (2.31 \pm 0.03_{\text{stat.}} \pm 0.51_{\text{sys.}}) \times 10^{-12} \text{ g/g} \quad (5-27)$$

原型机由于液闪未经提纯, 且由于疫情及实验室维护等原因, 锦屏中微子实验组已生产完成的蒸馏设备未能如期运行开展提纯测试工作。预期经过蒸馏提纯后, ^{232}Th 本底可以下降 $10^3 - 10^4$ 倍^[96]。

5.7 PMT 玻璃壳的天然放射性本底比较

3.1.1.1节中介绍过原型机中所安装的 30 只 PMT 中含有 15 只采购自日本滨松的使用低本底玻璃壳的负高压 PMT, 和 15 只采购自北京滨松的使用普通玻璃壳的正高压 PMT。本小节对这两种玻璃壳的 PMT 进行比较研究。

5.7.1 ^{40}K 的比较

PMT 放射性本底大多集中在其玻璃壳上, 玻璃壳距离 PMT 中心约 100 mm。两个 PMT 中心之间位置间隔约 300 mm, 超过 300 mm 则受隔壁 PMT 的影响较大, 而小于 300 mm 时 ^{40}K 统计量较少。因此根据电荷重心法重建的位置, 选取距离 PMT 中心 300 mm 以内的事例。该部分事例分为两组, 第一组是距离普通玻璃壳 PMT (正高压, 北京滨松) 中心 300 mm 以内的事例, 第二组是距离低本底玻璃壳 PMT (负高压, 日本滨松) 中心 300 mm 以内的事例。第一组事例能量分布如图5.15所示。PMT 周围 300 mm 内探测到的 ^{40}K 事例数分别用 N_{P} 和 N_{N} 表示。

假设 N_{P} 和 N_{N} 的来源全部为 PMT 玻璃壳上产生的 ^{40}K 本底。因此, 对于两种

PMT 上所产生的全部 ^{40}K 信号 T_P 和 T_N , 满足式(5-28):

$$\begin{pmatrix} T_P & T_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{PP} & P_{PN} \\ P_{NP} & P_{NN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_P & N_N \end{pmatrix} \quad (5-28)$$

其中, P_{PP} 、 P_{PN} 、 P_{NP} 和 P_{NN} 代表重建概率, 即为根据 JSAP 模拟得到在两种玻壳的 PMT 的玻壳上产生, 通过电荷重心法重建位置距离两种 PMT 中心在 300 mm 以内的概率。本别为: P_{PP} 代表在普通玻壳 PMT 上产生, 并且通过电荷重心法重建位置距离该类 PMT 中心在 300 mm 以内的概率; P_{PN} 代表在普通玻壳 PMT 上产生, 但通过电荷重心法重建位置距离低本底玻壳 PMT 中心在 300 mm 以内的概率; P_{NP} : 在低本底玻壳 PMT 上产生, 但通过电荷重心法重建位置距离高本底 PMT 中心在 300 mm 以内的概率; P_{NN} : 在低本底玻壳 PMT 上产生, 并且通过电荷重心法重建位置距离该类 PMT 中心在 300 mm 以内的概率。

在以上模拟和计算以上概率时, 使用了假设: 1、PMT 的 ^{40}K 仅存在于其玻壳上; 2、对与同一批次 PMT, 其放射性本底含量一致, 即各个高本底 PMT 的放射性本底含量一致, 各个低本底 PMT 的放射性本底含量一致。

对不同触发条件下的概率 P_{PP} 、 P_{PN} 、 P_{NP} 和 P_{NN} 如表5.9所示。

表 5.9 ^{40}K 在不同触发条件下的重建概率

| 概率 | $\epsilon(\%)$ Trig 3 Phase G | $\epsilon(\%)$ Trig 4 Phase H | $\epsilon(\%)$ Trig 5 Phase I-J |
|----------|----------------------------------|----------------------------------|------------------------------------|
| P_{PP} | 24.25±0.54 | 24.79±0.52 | 24.64±0.51 |
| P_{PN} | 17.53±0.46 | 17.17±0.43 | 16.34±0.42 |
| P_{NP} | 14.48±0.42 | 13.98±0.39 | 13.73±0.38 |
| P_{NN} | 32.06±0.62 | 32.16±0.59 | 32.68±0.59 |

根据重建概率的定义和模拟计算结果可以看出, 重建概率仅与重建算法和 PMT 的相对位置有关。

分析 Run 1680 到 Run 2290 的数据, 拟合得到正负高压 PMT 周围 300 mm 内探测到的 ^{40}K 事例数 N_P 和 N_N 如表5.10所示。

表 5.10 ^{40}K 在不同触发条件下的重建概率

| 探测器运行状态 | 数据集 | N_P | N_N |
|---------|---------------|----------------------|----------------------|
| Phase G | Run 1680-1706 | 254878 ± 68010 | 279030 ± 74455 |
| Phase H | Run 1718-1739 | 170113 ± 45392 | 166772 ± 44500 |
| Phase I | Run 1748-1800 | 674127 ± 179880 | 626387 ± 167141 |
| Phase I | Run 1801-1900 | 1477700 ± 394300 | 1440775 ± 384445 |
| Phase I | Run 1901-2000 | 1145695 ± 305708 | 1112654 ± 296892 |
| Phase J | Run 2000-2290 | 1598088 ± 426421 | 1504962 ± 401573 |

计算得到两种 PMT 的 ^{40}K 的比值 T_P/T_N 随时间变化如图 5.30 所示。图中红线为其拟合的均值，黑点为计算值。该比值的平均值为：

$$T_P/T_N = 2.37 \pm 3.13 \quad (5-29)$$

可以看出，平均而言，普通玻壳 PMT 中的 ^{40}K 比低本底玻壳 PMT 高近三倍。

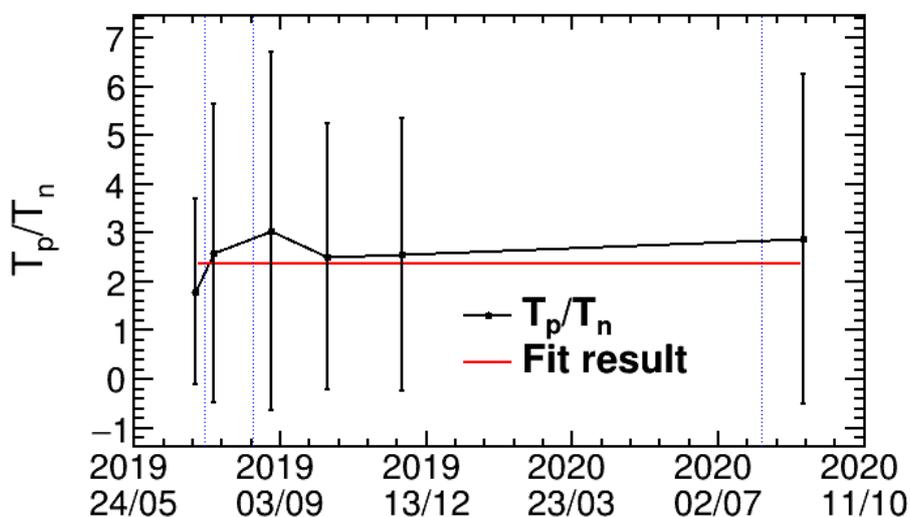


图 5.30 两种 PMT 的 ^{40}K 的比值 T_P/T_N 随时间变化。图中红线为其拟合的均值，黑点为计算值。实验数据受到本底的影响较大，对拟合的结果产生一定的误差

5.7.2 ^{208}Tl 的比较

对两种玻壳 PMT 中 ^{208}Tl 的分析与 ^{40}K 一致。对不同触发条件下的概率 P_{PP} 、 P_{PN} 、 P_{NP} 和 P_{NN} 如表 5.11 所示。

表 5.11 ^{208}Tl 在不同触发条件下的重建概率

| 概率 | $\epsilon(\%)$ Trig 3 Phase G | $\epsilon(\%)$ Trig 4 Phase H | $\epsilon(\%)$ Trig 5 Phase I-J |
|-----------------|----------------------------------|----------------------------------|------------------------------------|
| P_{PP} | 25.75 ± 0.23 | 26.01 ± 0.30 | 26.33 ± 0.30 |
| P_{PN} | 17.35 ± 0.19 | 17.20 ± 0.25 | 16.26 ± 0.23 |
| P_{NP} | 14.21 ± 0.17 | 14.12 ± 0.22 | 14.00 ± 0.22 |
| P_{NN} | 33.01 ± 0.26 | 34.02 ± 0.35 | 33.80 ± 0.33 |

根据重建概率的定义和模拟计算结果可以看出，重建概率仅与重建算法和 PMT 的相对位置有关， ^{208}Tl 与 ^{40}K 能量不同，因此重建算法得到的精度也不同，对重建概率造成了影响。

分析 Run 1680 到 Run 2290 的数据，拟合得到正负高压 PMT 周围 300 mm 内探测到的 ^{208}Tl 事例数 N_{P} 和 N_{N} 如表 5.12 所示。

表 5.12 ^{40}K 在不同触发条件下的重建概率

| 探测器运行状态 | 数据集 | N_{P} | N_{N} |
|---------|---------------|-----------------------|-----------------------|
| Phase G | Run 1680-1706 | 1222274 ± 278720 | 1297680 ± 295917 |
| Phase H | Run 1718-1739 | 567566 ± 129425 | 602156 ± 137313 |
| Phase I | Run 1748-1800 | 2069637 ± 471948 | 2211817 ± 504370 |
| Phase I | Run 1801-1900 | 4470032 ± 1019320 | 4895595 ± 1116375 |
| Phase I | Run 1901-2000 | 3632055 ± 828235 | 3998266 ± 911744 |
| Phase J | Run 2000-2290 | 5065138 ± 1155035 | 5582262 ± 1272953 |

分析 Run 1680 到 Run 2290 的数据，得到两种 PMT 的 ^{208}Tl 的比值 $T_{\text{P}}/T_{\text{N}}$ 随时间变化如图 5.31 所示。图中红线为其拟合的均值，黑点为计算值。该比值的平均值为：

$$T_{\text{P}}/T_{\text{N}} = 1.49 \pm 1.29. \quad (5-30)$$

可见对 ^{208}Tl 而言，两种 PMT 的本底差距没有 ^{40}K 那么大。普通玻壳 PMT 的 ^{208}Tl 比低本底玻壳 PMT 高 50% 左右。

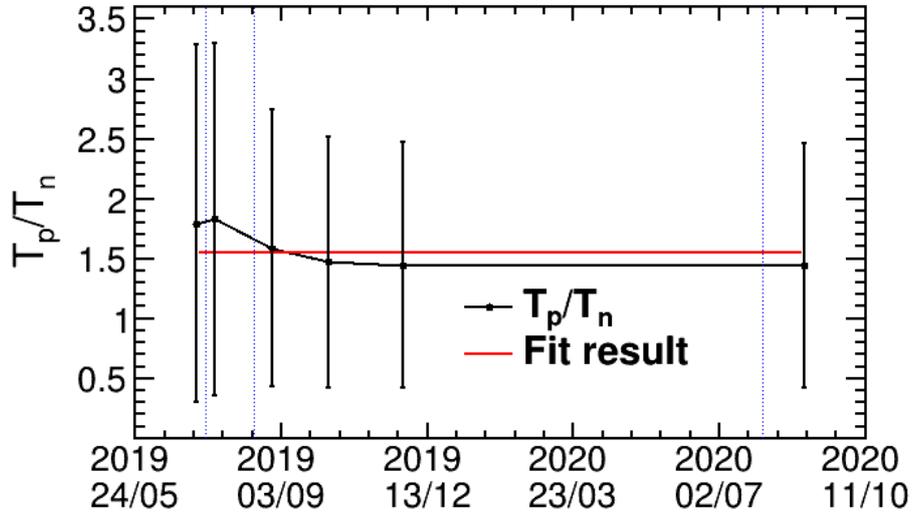


图 5.31 两种 PMT 的 ^{208}Tl 的比值 T_p/T_n 随时间变化。图中红线为其拟合的均值，黑点为计算值。实验数据收到本底的影响较大，对拟合的结果产生一定的误差

5.8 结论

为更好的衡量原型机放射性本底水平，本论文对比 CTF 和 Borexino 探测器，原型机放射性同位素含量如表5.13所示。

表 5.13 原型机放射性同位素

| 探测器组分 | 来源 | ^{40}K (g/g) | ^{238}U (g/g) | ^{232}Th (g/g) |
|-------|-------------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------|-------------------------------------|
| PMT | Jinping | 5.73×10^{-8} | - | 2.64×10^{-6} |
| PMT | Borexino | 2.34×10^{-9} ^b | 3×10^{-8} | 1×10^{-8} |
| PMT | CR365-01 ^a | 5.02×10^{-8} | 1.44×10^{-7} | 3.68×10^{-7} |
| PMT | R5912-10WA-10 (Pt POT) ^c | 1.65×10^{-9} | 3.05×10^{-8} | 8.34×10^{-8} |
| 液闪 | Jinping | 5.32×10^{-11} | 6.98×10^{-13} | $< 2.31 \times 10^{-12}$ |
| 液闪 | Borexino ^[78] | 1.17×10^{-18} ^b | $(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-17}$ | $(6.8 \pm 1.5) \times 10^{-18}$ |
| 液闪 | CTF ^[115-116] | 10^{-13} | $(3.5 \pm 1.3) \times 10^{-16}$ | $4.4^{+1.5}_{-1.2} \times 10^{-16}$ |

^a 数据来自 Hamamatsu Photonics K.K.(日本) 提供的出厂参考值。

^b ^{40}K 的天然丰度按照 0.0117% 计算得到。

^c 数据来自北京滨松光子技术股份有限公司提供的出厂参考值。

锦屏探测器原型机所使用的低本底玻壳 PMT 放射性本底与 Borexino 实验 PMT 放射性水平相似。在测量 ^{40}K 和 ^{232}Th 时，由于无法区分信号来源，只计

算出了含量的最大值，认为其全部来自 PMT 中或液闪中，导致测量只能给出最大值。液闪中 ^{238}U 相比于 Borexino 高了 3 个数量级。原因有以下几点：

- 线性烷基苯（LAB）未经过提纯
- 慢液闪溶剂（PPO+bis-MSB）未经过提纯
- 原型机密封效果不好，虽然有氮封，但依然有部分实验室的 ^{222}Rn 泄漏到原型机中，造成测到的 ^{214}Bi 事例并非全部由 ^{238}U 衰变而来。

实验组生产完成了蒸馏设备，设备见图3.5。由于疫情及实验室维护等原因，蒸馏设备未能如期运行开展提纯测试工作。预期经过蒸馏提纯后， ^{238}U 、 ^{232}Th 等本底可以下降 $10^3 - 10^4$ 倍^[96]。

本节关于液闪和 PMT 中天然放射性同位素的测量结果，表明锦屏原型机可以通过下一步的提纯达到太阳中微子实验要求 10^{-15}g/g 的 U、Th 水平，为未来锦屏中微子实验的设计提供了相应的技术参考依据。 ^{40}K 的测量估计结果相比于 CTF 探测器 $< 10^{-13}\text{g/g}$ 高了两个数量级，是因为锦屏原型机 PMT 到液闪的距离仅为 0.07 m，因此大量的 PMT 及钢架结构中的 ^{40}K 衰变产生的 γ 本底可以穿过水层进入到液闪中，造成估计的 ^{40}K 本底含量明显偏高。因此，未来锦屏中微子大型探测器在设计时 PMT 与液闪之间应有足够厚度的水层以保证屏蔽 PMT、钢架等探测器结构中的 ^{40}K 本底。

第6章 CJPL 宇宙线本底研究

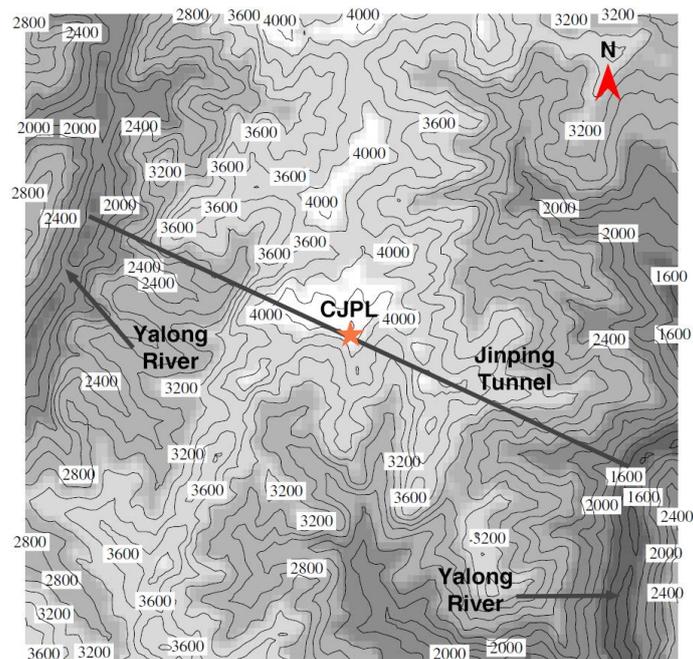
对研究中微子振荡、双贝塔衰变、暗物质和其它稀有事例的地下低本底实验来说，宇宙线缪子和缪致本底是其重要的本底来源。如，宇宙线缪子引发的 ^{11}C 是测量CNO循环的太阳中微子的主要本底项^[117]。这些低本底实验的物理研究需要预先对该本底进行详细分析与理解。本章对锦屏中微子实验原型探测器全部共820.28天的数据进行了分析，进一步提高了CJPL-I宇宙线本底的测量精度，并首次对CJPL-II的宇宙线缪子通量的进行了估算。

6.1 地下缪子能谱模拟

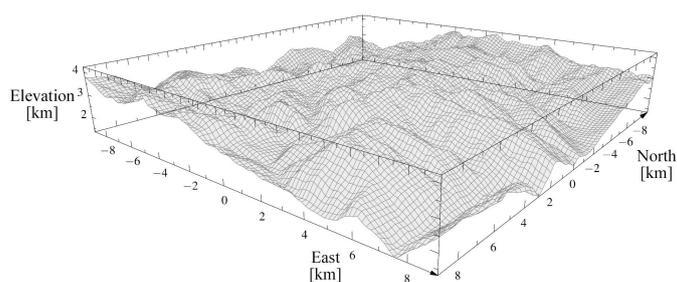
地下缪子能谱的模拟基于Geant4^[100]，通过模拟宇宙线缪子穿过地下岩石的过程来预测地下实验室的宇宙线缪子能谱。

6.1.1 锦屏山体模拟

如2.1节介绍，CJPL有着约2400m的岩石覆盖，锦屏山海拔约4000m，CJPL的海拔约为1600m。锦屏山的地形数据来自NASA SRTM3的数据库^[118]，如图6.1(a)所示。在等高线图中以CJPL为中心，在9km半径的范围内取了6315个点，通过Delaunay三角剖分的算法将选出的点进行网格化，之后将网格化的结果通过Geant4中的“G4TessellatedSolid”来构建成地形图6.1(b)。



(a) CJPL 附近等高线图



(b) CJPL 附近地形图

图 6.1 由 SRTM3^[118] 给出的 CJPL 附近的等高线图（此图来自于6.1(a)），在等高线图中以 CJPL 为中心，在 9 km 半径的范围内去了 6315 个点来构建地形图6.1(b)（此图来自于^[119]）

岩石密度为 2.8 g/cm^3 ，因此在 2400 m 的岩石覆盖处等效水深为 6720m。模拟中的岩石成分采用了地壳中的元素丰度^[120]，按照重量计算百分比的值为：

表 6.1 地壳中的元素丰度

| 元素 | O | Si | Al | Fe |
|----|-------|-------|------|------|
| 占比 | 46.1% | 28.2% | 8.2% | 5.6% |

在 Geant4 中加入了标准电磁过程和缪子核反应过程来描述缪子在岩石中的反应。

6.1.2 缪子产生子的构建

6.1.2.1 大气中缪子能谱

通过方位角 (θ, ϕ) 来描述缪子方向, 坐标轴 z 轴朝上, 因此描述的缪子方向与缪子的动量方向相反。例如, 垂直入射的宇宙线缪子的天顶角 $\theta = 0$ ($\cos\theta = 1$)。由于缪子为带电轻子, 因此其穿过岩石的主要反应为最小电离, 其方向几乎不变。由此, 对于确定的宇宙线缪子, 探测到时的方向和其最初的方向保持一致。

海平面的宇宙线缪子能谱和通量可以通过 Gaisser 公式描述^[121]:

$$\frac{dN}{dE d\Omega} \approx \frac{I_0}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-\gamma} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1E \cos\theta}{115[\text{GeV}]}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E \cos\theta}{850[\text{GeV}]}} \right) \quad (6-1)$$

其中, E 代表缪子的动能, θ 代表天顶角, I_0 代表归于常数, $\gamma = 2.7$ 代表缪子能谱的参数因子。

式(6-1)在低能区会发生发散效应, 在大的天顶角的时候也无法准确描述缪子分布。关梦云^[122]通过参数化修正了 Gaisser 公式:

$$G(E, \theta, \phi) \equiv \frac{dN}{dE d\Omega} = \frac{I_0}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \cdot \left(\frac{E^*}{\text{GeV}} \right)^{-\gamma} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1E\theta}{115\text{GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E \cos^*\theta}{850\text{GeV}}} \right) \quad (6-2)$$

其中,

$$\begin{aligned} I_0 &= 0.14 \\ E^* &= E \left[1 + \frac{3.64\text{GeV}}{E \cdot \cos^*\theta^{1.29}} \right] \\ \cos^*\theta &= \sqrt{\frac{\cos^2\theta + P_1^2 + P_2 \cos P_3 \theta + P_4 \cos P_5 \theta}{1 + P_1^2 + P_2 + P_4}} \\ P_1 &= 0.102573, \quad P_2 = -0.068287, \quad P_3 = 0.958633 \\ P_4 &= 0.0404253, \quad P_5 = 0.817285 \end{aligned} \quad (6-3)$$

式(6-2)描述了海平面上的缪子能谱。但是考虑到大气对缪子的影响, 锦屏山顶海拔 4000 m 处的初始缪子能谱会发生一定的改变。Cecchini S^[123]指出, 对高能 ($> 40 \text{ GeV}$) 小天顶角的缪子通量与高度的相关性不大。而对于大多数能够穿过山体到达 CJPL 的缪子最小能量约为 3 TeV, $\cos\theta$ 也满足大于 0.4 (见下一节)。因此, 式(6-2)可以适用于对 CJPL 地下能谱的模拟。

6.1.2.2 到达 CJPL 的缪子能量

由于只有少量高能以及小天顶角的缪子事例才能到达地下实验室，因此大部分低能区的事例会被岩石屏蔽挡住，造成模拟效率低下。可以通过只产生高能缪子来提高模拟效率。下面计算进入实验室的缪子阈值。

根据 Gaisser et al.^[121]，缪子能损可写为：

$$\frac{dE}{dX} = -\alpha - \frac{E}{\xi} \quad (6-4)$$

其中， $\alpha \approx 2 \text{ MeV}/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-2})$ 是电离能损， $\frac{E}{\xi}$ 代表由韧致辐射、电子对效应等造成的能损， $\xi \approx 2.5 \times 10^6 \text{ g/cm}^2$ 。对于相对论性的宇宙线缪子，在低于 1 GeV 时电离能损由最小电离能损来支配，随着能量的升高其能损也会逐渐变大。Gaisser et al.^[121] 给出了参数化的电离能损表达式：

$$\alpha = \frac{dE_{ion}}{dX} \approx -(1.9 + 0.08 \ln \frac{E}{m_{\mu}}) \quad (6-5)$$

对 α 做为常数近似，根据式(6-4)可以得到穿过深度为 X 的缪子的平均能量损失：

$$\overline{E(X)} = (E_0 + \alpha\xi)e^{-X/\xi} - \alpha\xi \quad (6-6)$$

其中， E_0 为缪子的初始能量。因此，能够到达地下实验室的能量需满足 $E - \overline{E(X)} \geq 0$ ，即：

$$E_{min} = \alpha\xi(E^{X/\xi} - 1) = 6851 \text{ GeV} \quad (6-7)$$

缪子在物质中的能量损失是一个随机的过程，因此即使能量低于 E_{min} 也有一定概率打到地下实验室。图6.2是可以到达地下实验室的缪子能量和天顶角的二维图，红线是为了提高模拟效率用的缪子能量的筛选条件，为：

$$E > 2200 \text{ GeV}, \quad \cos\theta > \frac{2}{\left(\log_{10} \frac{E}{\text{GeV}} - 2\right)^{3.5}} + 0.15 \quad (6-8)$$

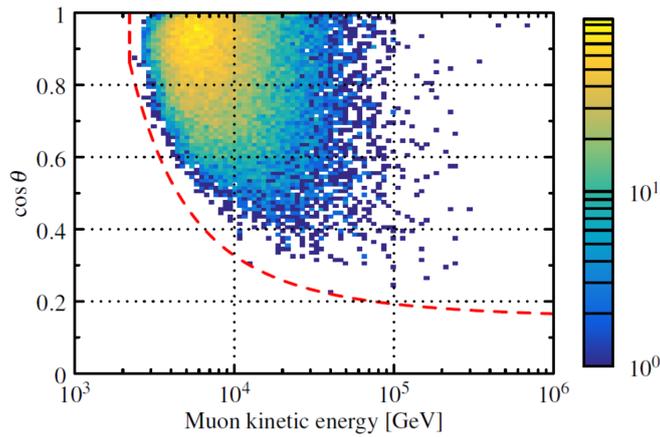


图 6.2 可以到达地下实验室的缪子能量和天顶角的二维图，红线是为了提高模拟效率用的缪子能量的筛选条件。此图来自于^[119]

6.1.3 地下缪子能谱与角分布

根据上述模拟条件，根据 CJPL-I 和 CJPL-II 的位置模拟其缪子通量。其中，CJPL-I 和 CJPL-II 的位置描述见 2.1 节。

模拟的缪子动能如图 6.3 所示，图中红线为海平面的缪子能谱；黑线为到达 CJPL-I 的宇宙线缪子能谱，平均能量为 340 GeV；蓝线为到达 CJPL-II D 厅的宇宙线缪子能谱，平均能量为 357 GeV。

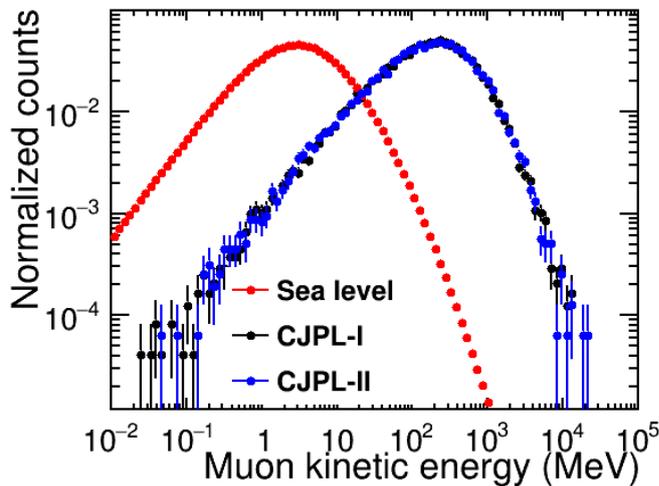


图 6.3 模拟的缪子动能图。图中红线为海平面的缪子能谱；黑线为到达 CJPL-I 的宇宙线缪子能谱，平均能量为 340 GeV，蓝线为到达 CJPL-II 的宇宙线缪子能谱，平均能量为 357 GeV。

模拟的地下缪子角分布 (θ, ϕ) 如图 6.4 所示。其中，图 (a) 和图 (b) 分别是 CJPL-I 和 CJPL-II 角分布 ($\cos\theta, \phi$) 的二维图。图 (c) 和图 (d) 分别是模拟的缪子天顶角分

布 $\cos\theta$ 和方位角 ϕ 分布，图中蓝线代表海平面的角分布，黑线代表 CJPL-I 的模拟结果，红线代表 CJPL-II 的模拟结果。角分布的不同是由于锦屏山体的结构所造成的。

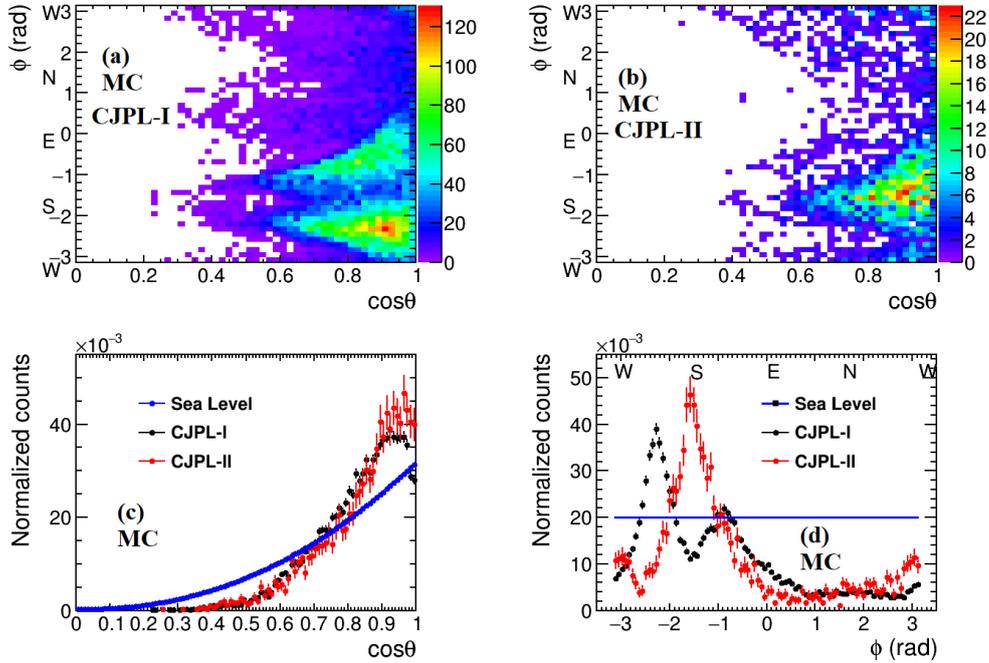


图 6.4 模拟的地下缪子角分布 (θ, ϕ) 分布图。其中，图 (a) 和图 (b) 分别是 CJPL-I 和 CJPL-II 角分布 ($\cos\theta, \phi$) 的二维图。图 (c) 和图 (d) 分别是模拟的缪子天顶角分布 $\cos\theta$ 和方位角 ϕ 分布，图中蓝线代表海平面的角分布，黑线代表 CJPL-I 的模拟结果，红线代表 CJPL-II 的模拟结果。角分布的不同是由于锦屏山体的结构所造成的。

6.2 探测器宇宙线缪子响应模拟

6.2.1 有效探测面积计算

6.1 节中所得到的缪子能谱和角分布为平面上的模拟结果。但是要研究探测器的探测效率，需要在立体空间内对探测器进行模拟。

如图 6.5 所示，缪子穿过的任意平面，在计算通过该平面的缪子通量时，有效面积为该平面沿着缪子方向在 xoy 平面的投影面积一致，即图中阴影部分面积。

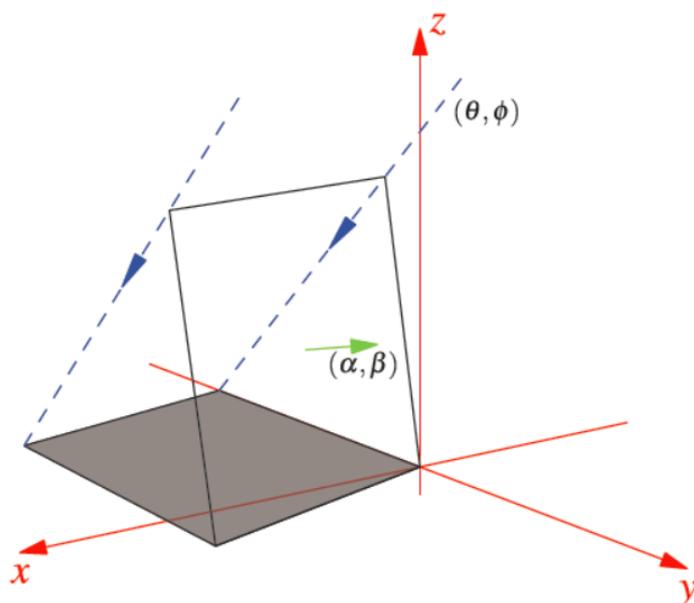


图 6.5 缪子穿过的任意平面，在计算通过该平面的缪子通量时，有效面积为该平面沿着缪子方向在 x-y 平面的投影面积一致，即图中阴影部分为有效面积。。此图来自于^[24]

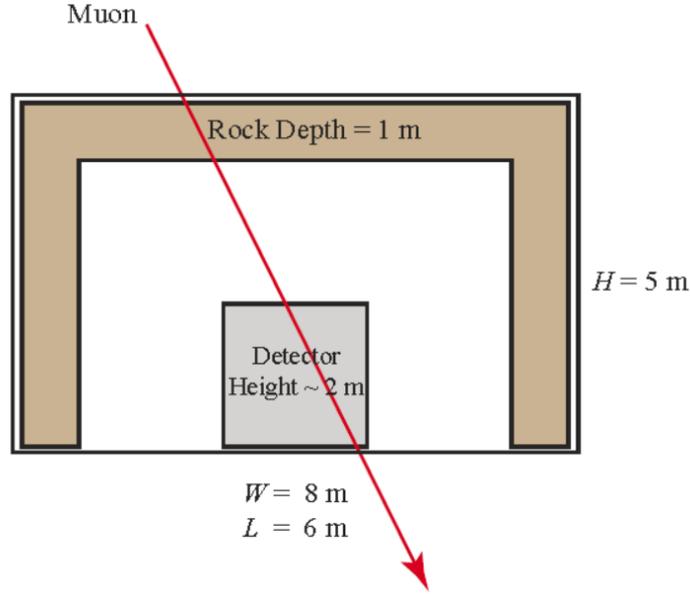
对于立方体、圆柱体和球体的有效面积为^[24]：

$$\begin{aligned}
 S_{\text{box}} &= WL + \frac{2}{\pi}H(L + W) \\
 S_{\text{cube}} &= \left(1 + \frac{4}{\pi}\right)a^2 \\
 S_{\text{sphere}} &= \frac{3}{2}\pi r^2
 \end{aligned} \tag{6-9}$$

其中， W, H, L 为别代表立方体的宽、高和长， a 代表圆柱体的底面半径， r 代表球体的半径。

6.2.2 探测器响应模拟

图6.6为缪子模拟的几何的主视图。其中探测器放置在 $8\text{ m} \times 6\text{ m} \times 5\text{ m}$ 的空间，该空间尺寸与 CJPL-I 中锦屏原型探测器方式的大厅空间一致。


 图 6.6 模拟宇宙线缪子几何的主视图。此图来自于^[24]

探测器效率模拟时宇宙线缪子的产生过程为：

- 模拟之前，先计算空间各个平面对宇宙线缪子的有效面积，由此得到缪子在各个平面上产生的几率。
- 根据缪子在各个平面上产生的几率确定该次模拟事例中缪子产生的平面，在该平面上随机选取一点为缪子的产生位置。
- 根据6.1.3节中得到的地下实验室缪子能谱和角分布进行随机抽样得到该次模拟所需的缪子能量和方向信息。

按上述缪子产生过程模拟 N 次缪子事例，设通过6.3.1节中缪子筛选条件的事例为 M 。则该模拟的缪子探测效率为：

$$\epsilon = \frac{M}{N} \quad (6-10)$$

该效率也可以通过几何效率 ϵ_g 、探测器效率 ϵ_d 和簇射因子 ϵ_s 来表示：

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_g \cdot \epsilon_d + \epsilon_s \\ \epsilon_g &= \frac{N_p}{N}, \quad \epsilon_d = \frac{M_1}{N_p}, \quad \epsilon_s = \frac{M_2}{N} \end{aligned} \quad (6-11)$$

其中， N_p 为通过闪烁体的缪子数； M_1 为通过闪烁体且通过6.3.1节中缪子筛选条件的缪子数； M_2 为没有通过闪烁体但是通过了6.3.1节中缪子筛选条件的缪子数，由通过探测器其它结构的缪子的簇射组成。可见， $M = M_1 + M_2$ 。根据模拟结果，缪子探测效率 ϵ 、几何效率 ϵ_g 、探测器效率 ϵ_d 和簇射因子 ϵ_s 分别为：

$$\epsilon = 1.70\%, \quad \epsilon_g = 2.02\%, \quad \epsilon_d = 82.7\%, \quad \epsilon_s = 0.04\% \quad (6-12)$$

由于宇宙线缪子能量极高，不同的触发条件对探测器效率 ϵ_d 的影响非常小。

对于测量的缪子通量 ϕ_μ 可以表示为：

$$\phi_\mu = \frac{R_\mu}{S_{\text{box}}} = \frac{R_{\text{Trig}}/\epsilon}{S_{\text{box}}} \equiv \frac{R_{\text{Trig}}}{S_{\text{eff}}} \quad (6-13)$$

其中， R_μ 为整个 CJPL-I 空间中的宇宙线缪子事例率； $S_{\text{box}} = 78.7 \text{ m}^2$ ^[24] 是锦屏原型探测器所在的 CJPL-I 大厅，即 $8 \text{ m} \times 6 \text{ m} \times 5 \text{ m}$ 的空间对宇宙射线的等效平面投影面积； R_{Trig} 为宇宙线缪子通过 6.3.1 节筛选条件后的事例率；定义对探测器及筛选条件的有效面积 $S_{\text{eff}} \equiv \epsilon S_{\text{box}} = 1.34 \text{ m}^2$ 。该有效面积与探测器中液闪区域的截面积 1.31 m^2 相近。

6.3 实验数据分析

6.3.1 事例筛选

使用探测器将靶物质换为液闪之后的全部数据，即从 2017 年 7 月 31 日 Run 257 到 2020 年 9 月 27 日 Run 2290，共 820.28 天的有效时间。

定义单路 PMT 收集到的能量最大值与总可见能量的比为 $r_{\text{max}} = E_{\text{max}}/E_{\text{dep}}$ 。对模拟结果和实验数据， r_{max} 与可见能量 E_{dep} 的二维分布如图 6.7 所示。图中黑色点代表模拟结果，红色点代表实验数据的结果。蓝色虚线为选出的筛选条件，即 $E_{\text{dep}} > 98 \text{ MeV}$ 和 $r_{\text{max}} < 0.15$ 。该筛选条件可以有效提出 PMT 闪光（Flasher）和电子学噪声（Electronics noise）等信号。

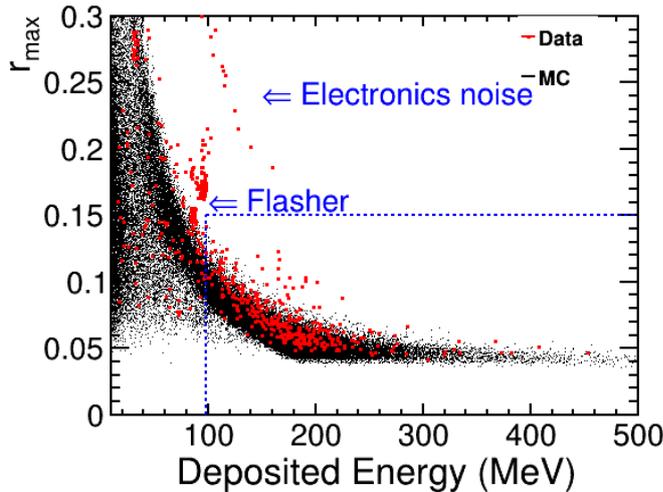


图 6.7 模拟结果和实验数据， r_{max} 与沉积的可见能量 E_{dep} 的二维分布图。图中黑色点代表模拟结果，红色点代表实验数据的结果。蓝色虚线为选出的筛选条件，即 $E_{\text{dep}} > 98 \text{ MeV}$ 和 $r_{\text{max}} < 0.15$ 。该筛选条件可以有效提出 PMT 闪光（Flasher）和电子学噪声（Electronics noise）等信号。

综上，筛选条件如下：

- 缪子在探测器中沉积的可见能量 $E_{\text{dep}} > 98 \text{ MeV}$ 。
- 单路 PMT 收集到的能量最大值 (E_{max}) 不能超过总沉积能量的 15%，即 $r_{\text{max}} < 0.15$ 。

对通过该筛选条件的事例， E_{dep} 和 r_{max} 的分布如图6.8。图中黑色点代表模拟结果，红色点代表实验数据结果。

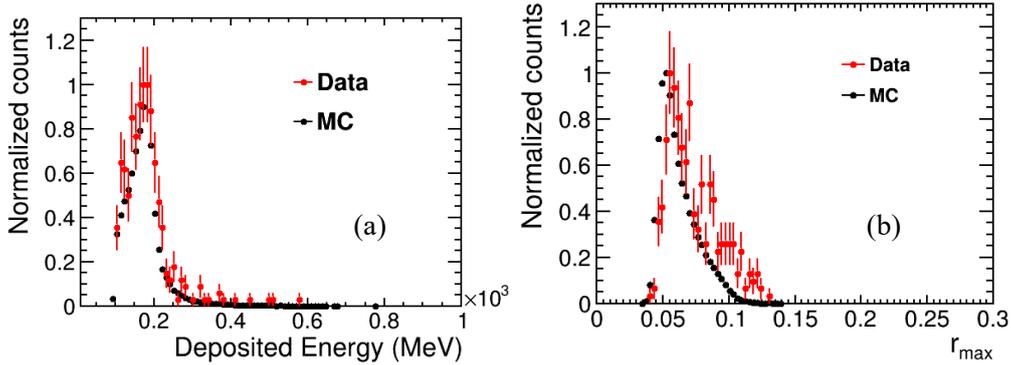


图 6.8 通过筛选条件的 E_{dep} 图 (a) 和 r_{max} 图 (b)。图中黑色点代表模拟结果，红色点代表实验数据结果。

根据如上判选条件共选出 343 个宇宙线缪子信号。其平均事例率如图6.9所示，图中每个点代表 28.84 天的统计数据。

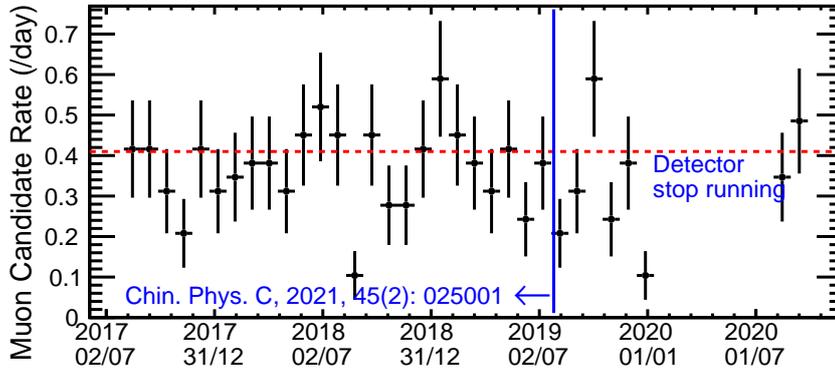


图 6.9 锦屏中微子实验原型探测器探测到宇宙线缪子平均事例率分布，每个点代表 28.84 天的数据

6.3.2 方向重建

使用时间模板重建的方法对缪子的方向进行重建。该重建算法的假设与4.4节时间刻度时的假设一致，忽略发光时间的影响。由判选条件可知，宇宙线缪子事例产生大量光电子 (>6000)，对高光电子产额的事例该假设的合理性在4.4节已经

讨论过，这里不做赘述。

该重建算法如下：

1、在模拟中，对每一个缪子记录其方向信息 $\mathbf{P} = (\cos\theta, \phi)$ 和进入亚克力球壳的初始位置坐标 \mathbf{X} 。

2、对确定方向和初始位置的宇宙线缪子事例，其产生的光子到达各个 PMT 的初始时间是固定的。根据模拟得到各个初始位置、各个方向的宇宙线缪子到达每路 PMT 上的初始时间来构造时间模板。对第 i 个事例、第 j 路 PMT，缪子产生的光子到达的时间为 t_{ij} ，各路 PMT 到达时间的均值为 \bar{t}_i 。

3、构造模拟数据的时间模板为：

$$\mathbf{T}_i = (t_{i0} - \bar{t}_i, t_{i1} - \bar{t}_i, \dots, t_{i29} - \bar{t}_i) \quad (6-14)$$

对每一个模拟事例的时间模板 \mathbf{T}_i ，可以通过模拟已知其对应的缪子角度信息 \mathbf{P}_i 和初始位置信息 \mathbf{X}_i

4、对实验数据中，仅考虑筛选出的单个宇宙线缪子候选事例，标记为 k 。由于仅考虑单个事例，因此可以将标记符号省去，用 t'_j 和 \bar{t}' 来分别表示第 j 路 PMT 接收到信号的起始时间（已完成该路 PMT 的时间刻度修正）和各路 PMT 接收到信号起始时间的平均值。构造其实验数据的时间模板为：

$$\mathbf{T}' = (t'_0 - \bar{t}', t'_1 - \bar{t}', \dots, t'_{29} - \bar{t}') \quad (6-15)$$

5、计算模拟事例 i 的时间模板与实验数据事例 k 的时间模板的“距离”：

$$d_i = |\mathbf{T}' - \mathbf{T}_i| = \sqrt{\sum_{j=0}^{29} [(t_{ij} - \bar{t}_i) - (t'_j - \bar{t}')]^2} \quad (6-16)$$

6、遍历模拟产生的时间模板 \mathbf{T}_i ，选出与实验数据时间模板 \mathbf{T}' 距离 d_i 最近的 n 个模拟产生的事例。对于这 n 个事例，已知其方向信息 \mathbf{P}_i 。通过式(6-17)来计算实验数据对应的重建入射方向 \mathbf{P}' 。

$$\mathbf{P}' = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{d_i} \mathbf{P}_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{d_i}} \quad (6-17)$$

当 $n = 50$ 时可以得到较好的重建结果^[119]。

7、重复步骤 4、5 和 6，得到全部实验数据的重建方向。

根据如上重建过程，对缪子候选事例的方向 $(\cos\theta, \phi)$ 进行重建，如图6.10所示。图 (a) $(\cos\theta, \phi)$ 的二维分布图，图 (b) 是重建天顶角 $\cos\theta$ 分布，图 (c) 是重建方位角 ϕ 分布。图 (b) 和 (c) 中红色点代表模拟结果，黑色点代表实验数据结果。

该重建验证了模板重建方法的正确性，也可以验证时间刻度结果的可靠性。

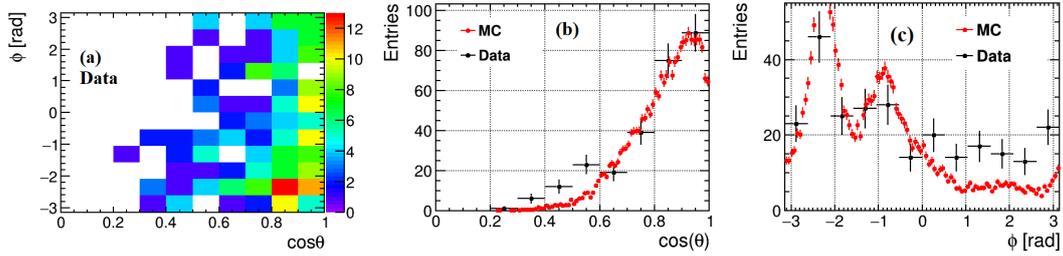


图 6.10 实验数据选出的缪子候选事例方向 $(\cos\theta, \phi)$ 重建结果图。图 (a) $(\cos\theta, \phi)$ 的二维分布图，图 (b) 是重建天顶角 $\cos\theta$ 分布，图 (c) 是重建方位角 ϕ 分布。图 (b) 和 (c) 中红色点代表模拟结果，黑色点代表实验数据结果。

6.4 地下缪子通量的结果

6.4.1 CJPL-I 的缪子通量测量

宇宙线缪子通量计算的系统误差主要来自两个方面：1、数据分析中由增益刻度造成的光电子数的误差和能标刻度造成的能量误差；2、模拟中效率计算的误差。

Guo et al.^[119] 对该系统误差进行了定量的分析，其中模拟中产生的误差是一致的，为 2.2%；数据分析中由于光电子数的误差对缪子通量产生的不确定度也是一致的，为 0.6%。此外，数据分析中增加了能标造成的系统误差。能标 2% 的误差对缪子候选事例的数目造成的不确定度为 0.6%。对该分析过程，全局的系统误差为 2.8%。

根据如上分析，根据中微子实验原型探测器 Phase A-J 共 820.28 天的数据得到 CJPL-I 的缪子通量为 $(3.61 \pm 0.19_{\text{stat.}} \pm 0.10_{\text{sys.}}) \times 10^{-10} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。该结果与 Guo et al.^[119] 结果一致，统计误差有所降低。

6.4.2 CJPL-II 的缪子通量估计

根据 CJPL-I 和 CJPL-II 相对位置的模拟，得到 CJPL-II 四个实验厅的宇宙线缪子通量和平均能量如表 6.2 所示。该模拟位置不确定度约为 100 m。根据模拟结果可以看到，锦屏中微子实验所在的 CJPL-II 的 D 厅宇宙线缪子通量比 CJPL-I 低了 29.84%，拥有更低的宇宙线本底，对未来开展中微子研究更加有利。

表 6.2 CJPL-II 四个实验厅的宇宙线缪子通量和平均能量表

| 模拟参数 | CJPL-II A 厅 | CJPL-II B 厅 | CJPL-II C 厅 | CJPL-II D 厅 |
|---|-------------|-------------|-------------|-------------|
| 平均能量 (GeV) | 327 | 322 | 361 | 357 |
| 缪子通量 ($\times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) | ~ 4.0 | ~ 3.8 | ~ 2.3 | ~ 2.5 |

6.5 结论

利用锦屏中微子实验探测器原型机测量了 CJPL-I 中宇宙线缪子通量为 $(3.61 \pm 0.19_{\text{stat.}} \pm 0.10_{\text{sys.}}) \times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。根据该测量结果和模拟，估算了 CJPL-II 的宇宙线缪子通量，在 $(2.3 - 4.0) \times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 之间，为将要开展的锦屏中微子实验、CDEX 实验等提供了参考值。本节还对宇宙线缪子的方向进行了重建，其角分布结构反应了锦屏山体结构对不同角度宇宙线缪子到达实验室产生影响；该方向重建结果与模拟相符，验证了时间刻度的可靠性。

第7章 CJPL 缪致中子测量

在反电子中微子探测中，中子信号可以通过延迟符合降低本底。缪致中子是中子本底的主要来源。本章利用原型机采集的数据对 CJPL 液闪中缪致中子产额进行测量，给出了该测量结果，提供了高能区缪致中子产额实验测量值。

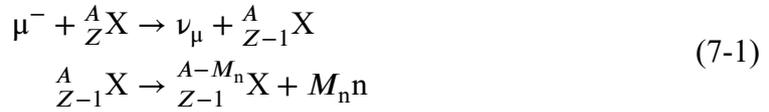
7.1 缪致中子的产生机制

缪致中子由缪子与周边岩石以及探测器物质的相互作用产生，其产生过程主要分为中子直接产生过程和间接产生过程。详细介绍分别见7.1.1节和7.1.2节。

7.1.1 直接产生的缪致中子

缪致中子的直接产生过程包括负缪子俘获、缪子准弹性散射和缪致散裂中子，下面对这三种情形分别进行介绍。

负缪子俘获指，对于低能负缪子，可以被原子核 X 的库伦场俘获，形成“缪子原子”的束缚态，然后快速的退激到“1s”态，进而产生缪致中子的过程，可以通过式(7-1)表示：



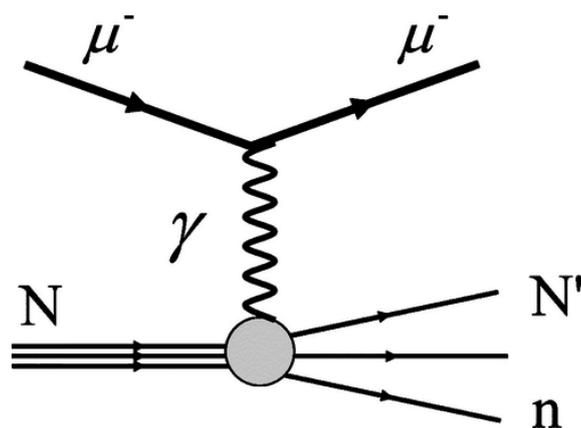
其中， M_n 代表中子产生个数，即缪致中子多重性（multiplicity）。

能量在 100 MeV 以上的缪子^[124]，和原子核的准弹性散射可以将原子核内的中子“敲出”。D. H. Perkins^[125] 对该反应的反应截面 σ 与四动量转移 Q 的关系进行过相关计算，如式(7-2)所示：

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} G_M^2(-Q^2) \left[\frac{Q^2/4m_n^2}{1 - Q^2/4m_n^2} + \frac{Q^2}{4m_n^2} \tan^2 \frac{\theta^2}{2} \right] \quad (7-2)$$

其中， $G_M(Q^2)$ 是中子的磁形因子（magnetic form factor）， α 是精细结构常数， m_n 是中子质量。中子的反冲能量由 $T = Q^2/2m_n$ 决定，因此式(7-2)不但可以决定中子的反应截面，而且也可以定义接下来的反冲能谱。

缪子的散裂过程可以简化为缪子通过交换虚光子与核子的非弹性散射过程^[126]，该过程费曼图如图7.1所示。该过程的微分截面依赖于核子结构^[127]、能量转移 ΔE 和动量转移 q^2 ^[128]。

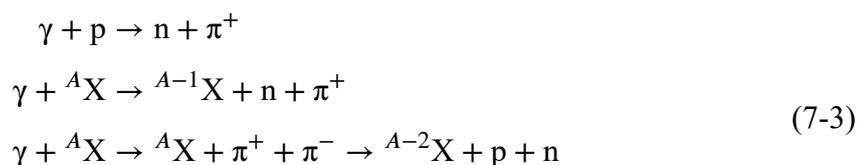
图 7.1 缪子与原子核通过交换虚光子产生缪致中子的费曼图^[129]

对于能量转移 $\Delta E < 300 \text{ MeV}$ 时，缪子主要和原子核反应。然而在较高的能量转移情形时，缪子主要和原子核中的单个核子进行反应，因此导致实际的缪子散裂过程通过光致核反应来完成^[129]。缪子与原子核反应的高动量转移 $\sqrt{q^2} \gg 800 \text{ MeV}$ 情形，被称为深度非弹性散射（deep inelastic scattering）^[130]，该反应可以在时间尺度 10^{-22} s 到 10^{-21} s 中从原子核内打出核子，同时剩余原子核在相对较长的时间尺度（ 10^{-16} s ）内通过释放出中子的过程退激^[129]。

7.1.2 间接产生的缪致中子

当缪子穿过物质时，可以通过韧致辐射和电子对产生机制发射光子和电子，产生电磁簇射效应。一般情况下，电磁簇射在整个缪子与物质相互作用中占比较少。但是，由于电磁簇射的反应截面和靶物质的相对原子质量正相关，因此对于铅等具有较大相对原子质量的靶物质，电磁簇射在全部过程中的影响更加显著。同时，Enikeev et al.^[131] 实验测量结果表明，在宇宙射线与物质的相互作用过程中，随着宇宙射线能量的增加，电磁簇射的占比呈现出线性增加的现象。

不同于交换虚光子的缪子散裂过程，在电磁簇射过程中可以通过交换电子和（实）光子产生中子，主要分为非弹性带电流散射过程和光致核反应过程。交换实光子的光致核反应和交换虚光子的缪子散裂过程（见7.1.1节）相似。带电流非弹性散射过程主要为：



在缪子与物质相互作用中产生的 π 介子（如式(7-3)）是强子簇射的主要来源。根据 π 介子的能量不同，可以将该过程分为强子簇射、核子级联反应和中子发射过程。当带电 π 介子速度大于 0.7 倍光速（ $\beta > 0.7$ ）时， π 介子可以通过簇射产生一系列新的粒子^[129,131-132]。在这个阈值以下，通过 π 介子俘获和 π 介子与原子核散射等过程，在核子内部产生一系列的级联反应，该过程的反冲核子能量约为 150 MeV^[129,131-132]。之后反冲核子也将在原子核内部进行一系列的核子间碰撞，直到达到阈值 $\beta \approx 0.2$ 。在这个阈值下，从核子内部发射出中子，中子最终衰变或被俘获。

7.2 缪致中子产额计算方法

7.2.1 产额计算公式

液闪中缪致中子的产额 Y 计算方法如式(7-4):

$$Y = \frac{N}{N_{\mu} L \rho} = \frac{\mathcal{N} Q}{N_{\mu} L \rho \varepsilon} \quad (7-4)$$

其中， N 代表液闪中产生的总的中子数； N_{μ} 代表缪子数； L 代表宇宙线缪子在液闪中穿过的平均径迹长度； $\rho = 0.86 \text{ g/cm}^3$ 代表液闪密度； \mathcal{N} 代表实验探测到的全部的缪致中子数，主要为靶物质液闪中所产生，也有少部分由探测器其它区域及山体岩石中所产生。液闪中缪致中子的探测效率 ε 和液闪中产生的缪致中子产额占比 Q 在7.2.3节和7.2.5节中介绍。同理，缪致中子在水层、铅屏蔽层、钢结构、亚克力球壳、和岩石中的产额也同式(7-4)表示形式一致，换成相应的参数计算即可。

7.2.2 其它实验产额计算结果

很多实验对缪致中子进行了研究。如 CERN 在其超级质子同步加速器（Super Proton Synchrotron, SPS）上，利用缪子束流研究了缪致中子和其它放射性同位素^[133]，INFN large volume detector (LVD)^[134]、Borexino^[135]、KamLAND^[136] 等地下实验室也对宇宙线缪子导致的缪致中子进行了研究。其相关测量结果在表7.1中展示。

表 7.1 不同靶物质和不同宇宙线缪子能量下缪致中子产额的测量结果

| 靶物质 | 测量实验组 | 等效水深 (mwe) | E_μ (GeV) | 产额 ($\mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2$) |
|------|-------------------------------------|-------------|----------------|---|
| 有机液闪 | CUBE ^{[137]abce} | 20 | 13 | $(2.0\pm 0.7)\times 10^{-5}$ |
| 有机液闪 | Bezrukov et al. ^{[138]abd} | 25 | 16.7 | $(4.7\pm 0.5)\times 10^{-5}$ |
| 有机液闪 | Boehm et al. ^{[139]abc} | 32 | 16.5 | $(3.6\pm 0.4)\times 10^{-5}$ |
| 有机液闪 | Daya Bay EH1 ^{[140]ac} | 250 | 63.9 ± 3.8 | $(10.26\pm 0.86)\times 10^{-5}$ |
| 有机液闪 | Daya Bay EH2 ^{[140]ac} | 265 | 64.7 ± 3.9 | $(10.22\pm 0.87)\times 10^{-5}$ |
| 有机液闪 | Bezrukov et al. ^{[138]abf} | 316 | 86 | $(1.21\pm 0.12)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | Aberdeen Tunnel ^{[141]ac} | 611 | 89.8 ± 2.9 | $(1.19\pm 0.29)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | Enikeev et al. ^{[131]ab} | 750 | 120 | $(2.15\pm 0.4)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | ASD ^{[129,131,142]a} | 570 | 125 | $(2.04\pm 0.24)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | Daya Bay EH3 ^{[140]ac} | 860 | 143.0 ± 8.6 | $(1.703\pm 0.122)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | KamLAND ^{[136]ac} | 2700 | 268 ± 8 | $(2.8\pm 0.3)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | LVD1999 ^{[134]g} | 3650 | 270 | $(1.5\pm 0.4)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | LVD, Mei ^{[143]bcg} | 3650 | 270 | $(4.5\pm 0.4)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | LVD2011 ^{[144]ag} | 3650 | 270 | $(3.0\pm 0.2)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | Borexino ^{[135]ac} | 3800 | 280 | $(3.10\pm 0.11)\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | LSD ^{[145]ab} | 5200 | 385^h | $5.5^{+0.95}_{-1.02}\times 10^{-4}$ |
| 有机液闪 | Jinping ⁱ | 6720 | 340 | $3.13\pm 1.96\times 10^{-4}$ |
| 钢铁 | Gorshkov et al. ^[146] | 12 | 6.1 | $(5.4\pm 4.2)\times 10^{-5}$ |
| 钢铁 | Annis et al. ^[147] | 20 | 10 | $(9.8\pm 1.3)\times 10^{-5}$ |
| 钢铁 | Gorshkov et al. ^[148] | 40 | 11 | $(1.3\pm 0.3)\times 10^{-4}$ |
| 钢铁 | Gorshkov et al. ^[148] | 80 | 17.8 | $(1.7\pm 0.3)\times 10^{-4}$ |
| 钢铁 | Gorshkov et al. ^[149] | 150 | 30 | $(3.3\pm 1.0)\times 10^{-4}$ |
| 钢铁 | LVD2011 ^[144] | 3650 | 270 | $(1.6\pm 1)\times 10^{-3}$ |
| 铅 | Gorshkov et al. ^[146] | 12 | 6.1 | $(2.3\pm 0.4)\times 10^{-4}$ |
| 铅 | Crouch et al. ^[150] | 20 | 10 | $(2.41\pm 0.12)\times 10^{-4}$ |
| 铅 | Gorshkov et al. ^[148] | 40 | 11 | $(4.0\pm 0.4)\times 10^{-4}$ |
| 铅 | Short ^[151] | 58 | 21 | $0.6^{+0.6}_{-0.3}\times 10^{-4}$ |
| 铅 | Bergamasco ^[152] | 60 ± 15 | 9 ± 2 | $(4.8\pm 0.5)\times 10^{-4}$ |
| 铅 | Gorshkov et al. ^[148] | 80 | 17.8 | $(5.7\pm 0.4)\times 10^{-4}$ |
| 铅 | Bergamasco ^[152] | 110 ± 28 | 16 ± 4 | $(6.7\pm 0.9)\times 10^{-4}$ |
| 铅 | Gorshkov et al. ^[149] | 150 | 30 | $(1.14\pm 0.12)\times 10^{-3}$ |

| 靶物质 | 测量实验组 | 等效水深 (mwe) | E_μ (GeV) | 产额 ($\mu^{-1}g^{-1}cm^2$) |
|-----|------------------------------------|--------------|----------------|--------------------------------------|
| 铅 | Gorshkov et al. ^[153] | 800 | 110 | $(1.7\pm 0.3)\times 10^{-3}$ |
| 铅 | ZEPLIN-III ^[154] | 2850 ± 20 | 260 | $(5.8\pm 0.2)\times 10^{-3}$ |
| 铅 | Bergamasco et al. ^[155] | 4300 | 304 ± 7 | $(1.2\pm 0.4)\times 10^{-2}$ |
| 水 | Super-K ^[156] | 2700 | 271 | 2.03×10^{-4} |
| 重水 | SNO ^[157] | 5890 | 363.0 ± 1.2 | $7.28_{-1.21}^{+1.68}\times 10^{-4}$ |

^a 本论文在拟合式(7-5)参数时用到的数据。

^b Mei et al.^[143] 在拟合式(7-5)参数时用到的数据。

^c Daya BayAn et al.^[140] 在拟合式(7-5)参数时用到的数据。

^d Mei et al.^[143] 在拟合式(7-5)参数时, 根据实验室等效水深, 利用 Groom et al.^[158] 经验公式得到 $E_\mu = 14.7$ GeV, 而 Bezrukov et al.^[138] 在其论文中指出 $E_\mu = 16.7$ GeV。

^e 仅考虑发生簇射的缪子产生的缪致中子。

^f Mei et al.^[143] 在拟合式(7-5)参数时, 根据实验室等效水深, 利用 Groom et al.^[158] 经验公式得到 $E_\mu = 55$ GeV, 而 Bezrukov et al.^[138] 在其论文中指出 $E_\mu = 86$ GeV。

^g LVD 实验^[134] 未考虑猝灭效应的影响, Mei et al.^[143] 对该结果做出了修正, LVD 实验组^[144] 于 2011 年对该结果进行了官方修正。

^h Mei et al.^[143] 在拟合式(7-5)参数时, 根据实验室等效水深, 利用 Groom et al.^[158] 经验公式得到 $E_\mu = 346$ GeV, 而 LSD 实验^[145] 在其论文中指出 $E_\mu = 385$ GeV。

ⁱ 这里列出来的 Jinping 的测量结果在本论文 7.5 节给出。

很多前期研究^[143,159-161] 表明, 缪致中子产额和缪子平均能量的关系可以通过经验公式(7-5)来描述。

$$Y_n = aE_\mu^b \quad (7-5)$$

根据表 7.1 的实验数据, 对液闪的中子产额和缪子能量的拟合如图 7.2 所示。红色实线为使用表 7.1 中标记 a 的数据 (CUBE^[137], Bezrukov et al.^[138], Boehm et al.^[139], Daya Bay EH1^[140], Daya Bay EH2^[140], Bezrukov et al.^[138], Aberdeen Tunnel^[141], Enikeev et al.^[131], ASD^[129,131,142], Daya Bay EH3^[140], KamLAND^[136], LVD2011^[144], Borexino^[135], LSD^[145]) 进行拟合, 两条虚线分别代表 Daya Bay^[140] 和 Mei et al.^[143] 的拟合结果。Daya Bay^[140] 和 Mei et al.^[143] 的拟合使用了部分实验数据。根据全部实验数据的拟合结果, 在液闪中 $a = 5.854\pm 0.568\times 10^{-6}\mu^{-1}g^{-1}cm^2$ 和 $b = 0.701\pm 0.020$ 。按照该拟合结果, 340 GeV 缪子所对应的中子产额为 $Y_{LS} = 3.49\times 10^{-4}\mu^{-1}g^{-1}cm^2$ 。

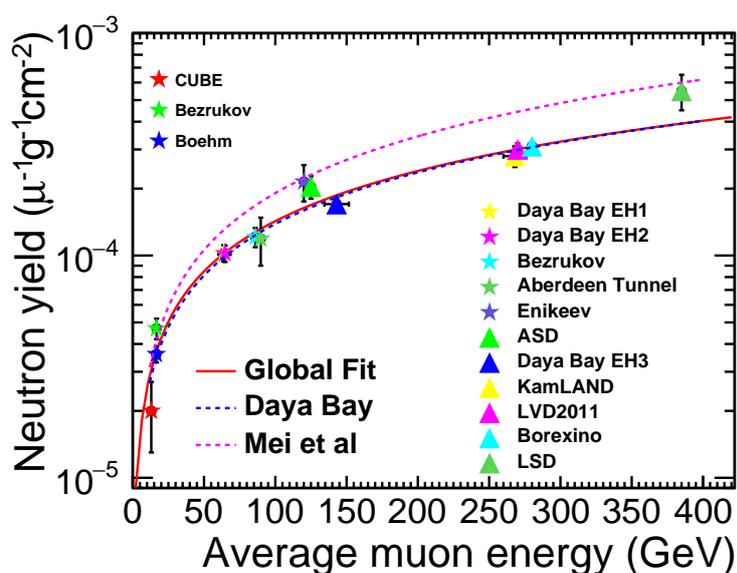


图 7.2 液闪中缪致中子产额和缪子能量关系。红色实线为使用表 7.1 中标记 a 的数据 (CUBE^[137], Bezrukov et al.^[138], Boehm et al.^[139], Daya Bay EH1^[140], Daya Bay EH2^[140], Bezrukov et al.^[138], Aberdeen Tunnel^[141], Enikeev et al.^[131], ASD^[129,131,142], Daya Bay EH3^[140], KamLAND^[136], LVD2011^[144], Borexino^[135], LSD^[145]) 进行拟合, 两条虚线分别代表 Mei et al.^[143] 和 Daya Bay^[140] 的拟合结果, 在表 7.1 中分别标记为 b 和 c

根据缪致中子的产生机制, 缪子在水和重水中产生的缪致中子主要是缪子与氧原子发生相互作用产生。因此, 根据对水和重水的结果来拟合水中的缪致中子产额。同样根据 7.1, 对钢铁、铅和水 (重水) 的中子产额和缪子能量的关系如图 7.3 所示。拟合结果如表 7.2 所示。

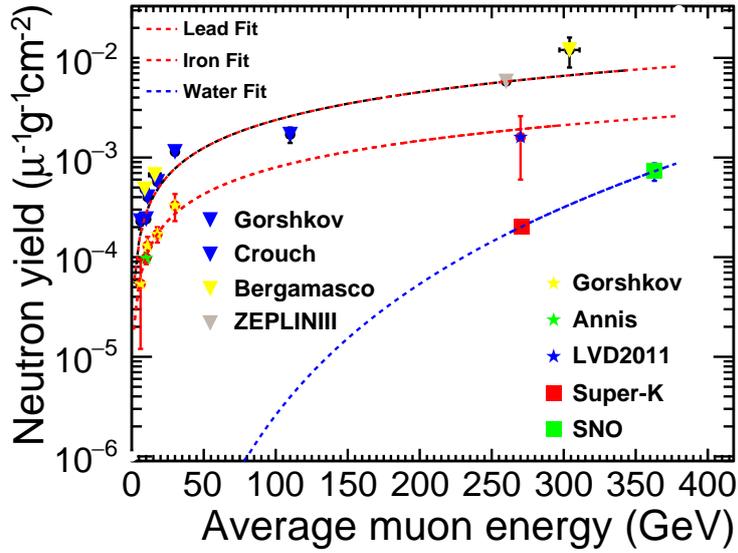


图 7.3 根据 Gorshkov et al.^[146,148,149]、Annis et al.^[147]、LVD2011^[144]、Crouch et al.^[150]、Bergamasco^[152]、ZEPLIN-III^[154]、Super-K^[156]、SNO^[157] 等实验结果，拟合钢铁（红）、铅（黑）和水（蓝）中缪致中子产额和缪子能量关系

表 7.2 缪致中子产额和缪子能量关系参数拟合结果

| 靶物质 | $Y_{340}^a (\mu^{-1}g^{-1}cm^2)$ |
|-----|------------------------------------|
| 液闪 | $(3.57 \pm 0.66) \times 10^{-4}$ |
| 钢铁 | $(2.363 \pm 0.209) \times 10^{-3}$ |
| 铅 | $(7.419 \pm 0.829) \times 10^{-3}$ |
| 水 | $(5.469 \pm 2.429) \times 10^{-4}$ |

^a 对应宇宙线缪子平均能量为 340GeV 时的缪致中子产额。

根据表7.2，可以得到在液闪、钢铁、铅和水中缪致中子产额的参考值。

同样可以看到，在相同缪子能量下，随着质量数的增加，缪致中子产额也随之增加。根据 Adams et al.^[130] 的解释，在质量较大的原子核中，入射的缪子和出射的核子会造成原子核内额外的级联反应，从而使剩余的核子处于较高的激发态，导致更多的低能中子释放出来。同式(7-5)类似，缪致中子产额与靶物质质量数的关系也可以用类似的公式进行描述，如式(7-6)所示^[125]。式中 A 代表靶物质的质量。

$$Y_n = cA^d \quad (7-6)$$

Agafonova et al.^[142] 结合式(7-5)和式(7-6)对缪致中子产额与缪子能量和靶物质质量数的关系, 如式(7-7)所示。

$$Y_n = eE_\mu^b A^d \quad (7-7)$$

7.2.3 探测效率定义

定义液闪中缪致中子的探测效率为:

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{N}}{N} \quad (7-8)$$

其中, \mathcal{N} 代表原型机液闪中产生, 且被探测到的缪致中子的数目; N 同式(7-4)一样, 表示原型机液闪中产生的总的缪致中子数。在模拟宇宙线缪子和缪致中子级联事例时, \mathcal{N} 和 N 还需同时满足相关级联的宇宙线缪子通过筛选条件 “ $E_{\text{dep}} > 98 \text{ MeV}$ ” 和 “ $r_{\text{max}} < 0.15$ ” 的要求 (见6.3.1节)。在计算 \mathcal{N} 时, 判选条件需要与数据分析时保持一致, 即缪致中子与级联宇宙线缪子事例的时间间隔 ΔT_n 满足 $20 \mu\text{s} < \Delta T_n < 1020 \mu\text{s}$ 。同理, 可以定义缪致中子在水层、铅屏蔽层、钢结构、亚克力球壳以及山体岩石中缪致中子的探测效率也同(7-8)形式一致。

7.2.4 宇宙线缪子径迹长度

根据 Guo et al.^[119] 在 CJPL-I 中宇宙线缪子的模拟结果进行缪子模拟, 宇宙线缪子穿过原型机的示意图如图7.4所示。

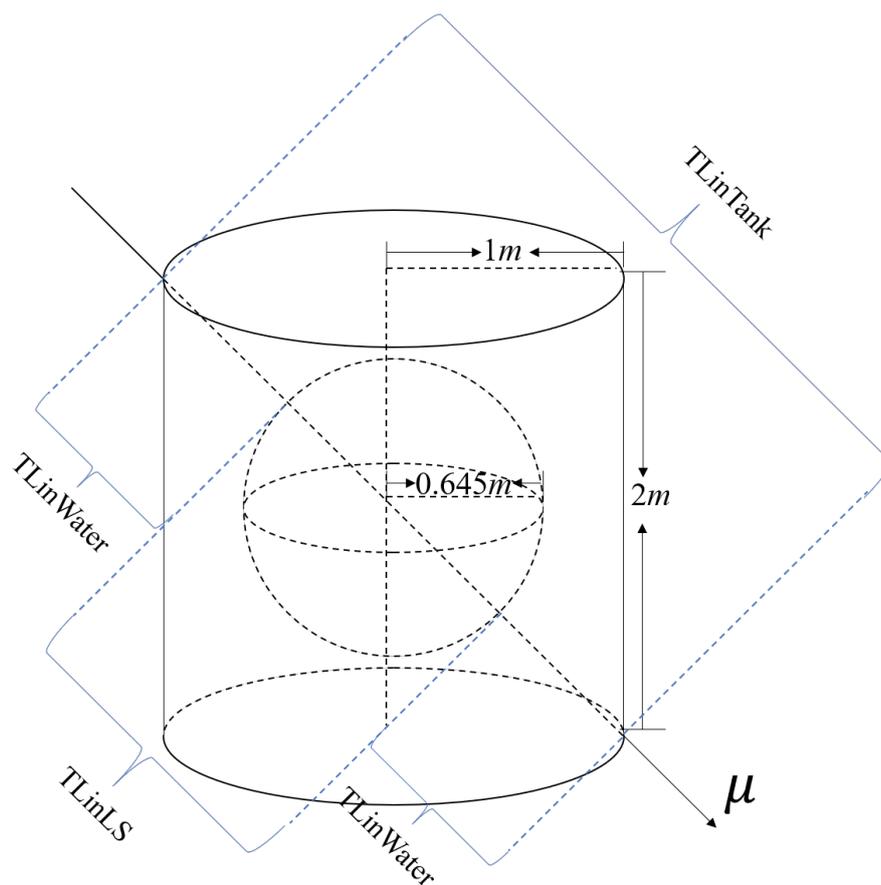


图 7.4 宇宙线缪子穿过原型机的示意图。穿过整个钢桶的径迹长度在图中标记为 TLinTank，穿过液闪的部分在图中标记为 TLinLS，其余部分为 TLinWater。

计算得到宇宙线缪子穿过原型机及原型机水层、液闪区域的径迹分布如图7.5所示。原型机形状按照底面半径为 99.6 cm，高为 199.2 cm 的圆柱来近似，得到平均径迹长度为 $L_{\text{Tank}} = 226.01 \pm 19.2$ cm。液闪区域按照半径为 645 mm 的球来近似，得到液闪中平均径迹长度为 $L_{\text{LS}}' = 108.01 \pm 14.4$ cm，实际情况中，液闪球壳外还附加一部分防溢出装置，所以实际情况比该近似结果略大。水层区域按照原型机与液闪区域的差值来近似处理， $L_{\text{Water}}' = 124.16 \pm 35$ cm，但是实际情况中，由于水层处有 PMT、亚克力球壳、钢结构等成分，所以缪子穿过水层的真实径迹长度比该近似结果略小。

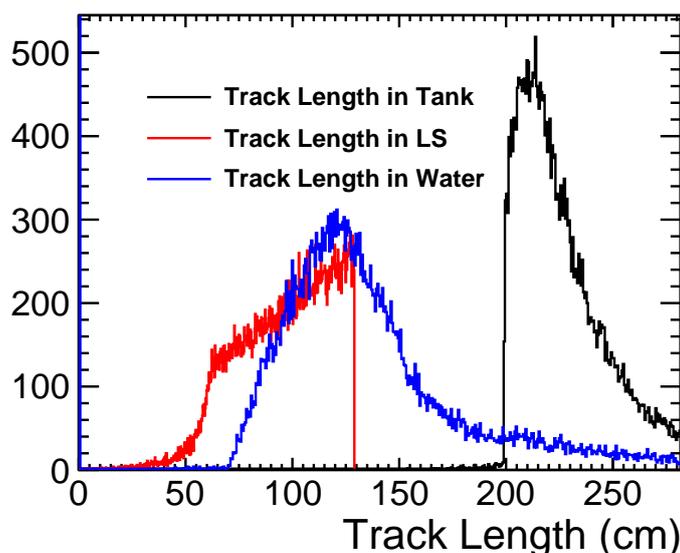


图 7.5 宇宙线缪子径迹分布模拟结果。黑线代表计算宇宙线缪子穿过原型机的全部长度，红线是将液闪区域按照半径为 645 mm 的球来计算得到的径迹长度，蓝线为缪子穿过原型机总长度减去穿过液闪区域的长度。

如图7.7所示，宇宙线缪子入射方向接近垂直入射，因此缪子穿过原型机铅屏蔽层的径迹长度可近似为铅屏蔽层的厚度 5 cm。同理，缪子穿过钢结构的径迹长度为 3 cm，穿过亚克力球壳的径迹长度为 2 cm。

计算穿过岩石的宇宙线缪子径迹长度。锦屏山体岩石主要成分为花岗岩和石灰岩，其化学成分主要为 SiO_2 和 CaCO_3 。根据缪致中子能谱，得到平均中子动能约为 40 MeV。分别计算中子在 SiO_2 和 CaCO_3 中的平均自由程，根据平均自由程式(7-9)计算：

$$\lambda = \frac{1}{\rho \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \sum_i (N_i \sigma_i)} \quad (7-9)$$

其中， $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ 代表阿伏伽德罗常数； ρ 代表密度； A 代表相对分子质量，单位是 g/mol； N_i 代表分子中 i 类原子的个数，单位为 1； σ_i 为 i 类原子与中子的微观反应截面，由 National Nuclear Data Center (NNDC) 数据库^[162] 获取。各参数及平均自由程结果如表7.3所示。假设锦屏山岩石由 SiO_2 和 CaCO_3 按照 1:1 组成，缪致中子在岩石中的径迹长度与平均自由程一致，可计算得到缪致中子在岩石中的径迹长度为 (8.59 ± 1.08) cm。

表 7.3 中子在岩石中平均自由程计算结果及参数

| 分子式 | 相对原子质量 (g/mol) | σ ($\times 10^{-24} \text{cm}^2$) | 密度 (g/cm^3) | λ (cm) |
|-------------------|----------------|--|------------------------|----------------|
| Si | 28.0855 | 1.89042 | — | — |
| O | 15.9994 | 1.40228 | — | — |
| Ca | 40.078 | 1.10665 | — | — |
| C | 12.01 | 2.24052 | — | — |
| SiO ₂ | 60.0843 | 4.69498 | 2.2 | 9.66 |
| CaCO ₃ | 100.0862 | 7.55401 | 2.93 | 7.51 |

7.2.5 液闪中缪致中子产额占比

在真实实验数据中，探测到的宇宙线缪子可能在原型机液闪、水层、铅屏蔽层、钢结构、亚克力球壳以及山体岩石中产生缪致中子而被探测到。为研究液闪中缪致中子产额，需要定义在所有被探测到的中子中，液闪中产生中子的产额占比：

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{LS}} &= \frac{\mathcal{N}_{\text{LS}}}{\mathcal{N}} \\
 &= \frac{\mathcal{N}_{\text{LS}}}{\sum_x \mathcal{N}_x} = \frac{N_{\text{LS}} \cdot \epsilon_{\text{LS}}}{\sum_x (N_x \cdot \epsilon_x)} \\
 &= \frac{Y_{\text{LS}} \cdot L_{\text{LS}} \cdot \rho_{\text{LS}} \cdot \epsilon_{\text{LS}}}{\sum_x (Y_x \cdot L_x \cdot \rho_x \cdot \epsilon_x)}
 \end{aligned} \tag{7-10}$$

其中， \mathcal{N} 代表全部被探测到的缪致中子数； \mathcal{N}_{LS} 代表原型机液闪中产生且被探测到的缪致中子数目， x 分别代表原型机液闪、水层、铅屏蔽层、钢结构、亚克力球壳和山体岩石。计算液闪中缪致中子产额占比的各参数如表7.4所示。其中效率在7.3.2节中给出。对于参考产额的选取，液闪缪致中子产额的参考值根据计算结果反复迭代，直到结果一致；亚克力球壳和山体岩石的中子产额参考值分别取与液闪和钢结构一致。

表 7.4 缪致中子产额占比 Q 所用的初始参数

| 靶物质 | 产额 ($\times 10^{-4} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$) | 径迹长度 (cm) | 密度 ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) |
|-------|--|--------------------|--|
| 液闪 | $(3.57 \pm 0.66) \times 10^{-4}$ ^a | 108.01 ± 14.39 | 0.86 |
| 水层 | $(5.469 \pm 2.429) \times 10^{-4}$ | 124.16 ± 35.04 | 1 |
| 铅屏蔽层 | $(7.419 \pm 0.829) \times 10^{-3}$ | 5 ± 0.5 | 11.34 |
| 钢结构 | $(2.363 \pm 0.209) \times 10^{-3}$ | 3 ± 0.5 | 7.85 |
| 亚克力球壳 | $(3.57 \pm 0.66) \times 10^{-4}$ ^b | 2 ± 0.5 | 1.19 |
| 山体岩石 | $(2.363 \pm 0.209) \times 10^{-3}$ ^c | 8.61 ± 1.08 | 2.75 |

^a 采用该估计值作为第一次计算的参考值，之后利用实验结果测量结果迭代，知道该参考值和实验测量结果一致。

^b 亚克力球壳和液闪都为有机物质，化学成分相似，选用液闪的缪致中子产额作为亚克力球壳上的缪致中子产额数值。

^c 根据 Formaggio et al.^[125] 的研究，在缪子能量一定的条件下，缪致中子的产额和靶物质的相对分子量关系为 $Y|_{E_\mu} = \alpha A^\beta$ ，其中 A 为靶物质相对分子量。岩石的主要组成成分 SiO_2 的相对分子量与铁近似，所以这里采用钢铁的产额作为山体岩石的产额参考值。

7.3 缪致中子模拟

7.3.1 缪致中子的能谱和角分布

缪致中子的能谱实验测量值较少，而理论计算值变化范围较大。根据 Wang et al.^[159] 通过 FLUKA 的研究，由不同平均能量的宇宙线缪子产生的中子能谱可以由式(7-11)表示：

$$\frac{dN}{dE_n} = A \left(\frac{e^{-7E_n}}{E_n} + B(E_\mu) e^{-2E_n} \right) \quad (7-11)$$

其中， A 是归一化常数， E_n 代表缪致中子的能量， E_μ 代表缪子平均能量，参数 $B(E_\mu) = 0.52 - 0.58e^{-0.0099E_\mu}$ 。Wang et al.^[159] 利用式(7-11)拟合了 KARMEN 合作组^[163] 和 LVD 实验^[134] 对中子能谱的实验测量结果，拟合结果表明了公式(7-11)的可行性。

对于缪致中子的能谱测量同样没有实验测量结果。Wang et al.^[164] 利用 Alanakyan et al.^[165] 对 $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \text{P} + \text{X}$ 的实验测量结果作中子 θ 角分布的近似，结果沿初级方向粒子正向分布。缪致中子相对于宇宙线缪子的 θ 角分布由式(7-12)表示：

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{A}{(1 - \cos\theta)^{0.6} + B(E_\mu)} \quad (7-12)$$

其中 A 为归一化常数, E_μ 代表缪子平均能量, 参数 $B(E_\mu) = 0.699E_\mu^{-0.136}$ 。

在宇宙线缪子平均能量为 11 GeV、20 GeV、90 GeV、270 GeV 和 340 GeV 情况下, 根据式(7-11)和式(7-12)得到缪致中子的能谱和相对于宇宙线缪子的 θ'_n 角分布如图 7.6 所示。

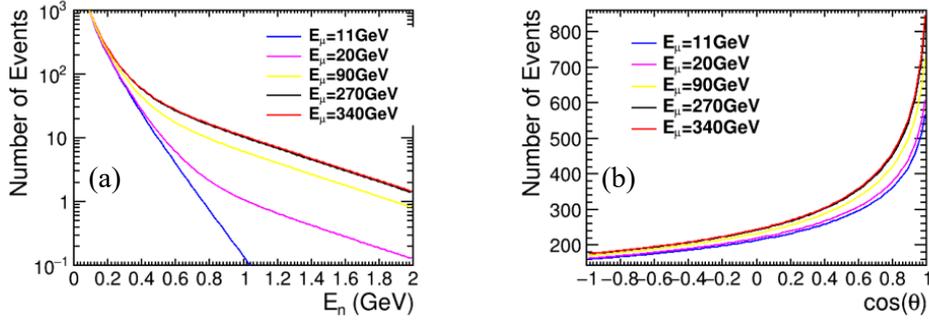


图 7.6 宇宙线缪子平均能量为 11 GeV、20 GeV、90 GeV、270 GeV 和 340 GeV 情况下, 缪致中子的能谱图 (a) 和相对于宇宙线缪子的 θ'_n 角分布图 (b)

假设缪致中子相对于宇宙线缪子的 ϕ'_n 为均匀分布, 根据 Guo et al.^[119] 对 CJPL-I 中宇宙线缪子的角分布 (宇宙线缪子相对于实验室系的角分布用 θ_μ 和 ϕ_μ 表示) 模拟结果, 可以计算缪致中子相对于实验室的角分布 (用 θ_n 和 ϕ_n 表示)。计算过程如下:

- 以宇宙线缪子为参考系建立坐标系 $f'(\theta', \phi')$, 缪子运动方向为坐标系 f' 的 z 轴方向; 实验室坐标系为 $f(\theta, \phi)$ 。

- 在坐标系 f' 中, 单位动量的中子坐标可以表示为
$$\begin{pmatrix} \sin(\theta'_n)\cos(\phi'_n) \\ \sin(\theta'_n)\sin(\phi'_n) \\ \cos(\theta'_n) \end{pmatrix}$$

- 假设宇宙线缪子初始方向为坐标系 f 的 z 轴方向, 即坐标系 f' 在初始状态与坐标系 f 重合, 则宇宙线缪子方向和坐标系 f' 可以经过两次旋转到缪子相对于实验室坐标系 f 的真实方向 θ_μ 和 ϕ_μ :

- 绕坐标系 f 的 y 轴旋转 θ_μ , 即做旋转运算
$$\begin{pmatrix} \cos(\theta_\mu) & 0 & \sin(\theta_\mu) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_\mu) & 0 & \cos(\theta_\mu) \end{pmatrix}。$$

- 绕坐标系 f 的 z 轴旋转 ϕ_μ , 即做旋转运算
$$\begin{pmatrix} \cos(\phi_\mu) & -\sin(\phi_\mu) & 0 \\ \sin(\phi_\mu) & \cos(\phi_\mu) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}。$$

- 则最终缪致中子相对于实验室系坐标可表示为：

$$\begin{pmatrix} \sin(\theta_n)\cos(\phi_n) \\ \sin(\theta_n)\sin(\phi_n) \\ \cos(\theta_n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\phi_\mu) & -\sin(\phi_\mu) & 0 \\ \sin(\phi_\mu) & \cos(\phi_\mu) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta_\mu) & 0 & \sin(\theta_\mu) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_\mu) & 0 & \cos(\theta_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin(\theta'_n)\cos(\phi'_n) \\ \sin(\theta'_n)\sin(\phi'_n) \\ \cos(\theta'_n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta'_n)\cos(\phi_\mu)\sin(\theta_\mu) + \cos(\theta_\mu)\cos(\phi_\mu)\cos(\theta'_n)\sin(\theta'_n) \\ \quad -\sin(\theta'_n)\sin(\theta_\mu)\sin(\phi'_n) \\ \cos(\theta'_n)\sin(\phi_\mu)\sin(\theta_\mu) + \cos(\theta_\mu)\sin(\phi_\mu)\cos(\phi'_n)\sin(\theta'_n) \\ \quad +\sin(\theta'_n)\cos(\theta_\mu)\sin(\phi'_n) \\ \cos(\theta'_n)\cos(\theta_\mu) - \cos(\phi'_n)\sin(\theta'_n)\sin(\theta_\mu) \end{pmatrix} \quad (7-13)$$

根据式(7-13)可以得到缪致中子相对于实验系的角分布，如图7.7所示。

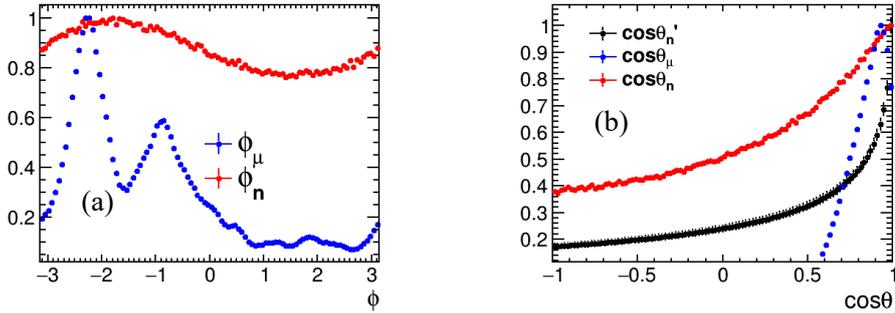


图 7.7 缪致中子相对于实验室系的角分布。图 (a) 是缪致中子相对于实验室系 ϕ_n 和宇宙线缪子相对于实验室系 ϕ_μ ^[119] 的分布，缪致中子相对于宇宙线缪子的 ϕ'_n 为均匀分布。图 (b) 是缪致中子相对于 CJPL-I 实验室系 θ_n 、缪致中子相对于宇宙线缪子 θ'_n 和宇宙线缪子相对于 CJPL-I 实验室系 θ_μ ^[119] 的分布。

7.3.2 缪致中子效率模拟

利用 JSAP 按照 Guo et al.^[119] 对宇宙线缪子的模拟来产生缪子，在缪子的径迹上产生缪致中子。在宇宙线缪子信号满足实验分析判选的条件下，获得液闪中根据快慢信号符合获得慢信号，即 nH 俘获（中子氢俘获）信号。根据 Trig 1-5 的不同触发条件进行，模拟产生的粒子总数一定，因此对得到了 nH 能谱已经包含了该触发条件下的效率。则对原型机全局的 nH 能谱可以通过式(7-14)来得到。式中， T 为原型机运行的总有效时间， T_i 为触发条件为 Trig i 时的有效时间， \mathcal{F}_i 代表触

发条件为 Trig i 时的模拟 nH 能谱。

$$\mathcal{F} = \frac{\sum_{i=1}^5 \mathcal{F}_i T_i}{T} \quad (7-14)$$

得到的加权 nH 俘获能谱 \mathcal{F} 如图 7.8。图中红线为使用量能器函数式(7-15)^[166]的拟合结果。

$$f(E) = N\alpha \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] + N(1-\alpha) \frac{\lambda e^{\frac{\sigma^2\lambda^2+2\lambda E}{2}}}{e^{\lambda\mu}-1} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\mu-E-\sigma^2\lambda}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{-E-\sigma^2\lambda}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \quad (7-15)$$

其中 N 代表归一化常数, E 代表能量, α 代表全吸收峰, 即 nH 俘获所释放的 2.2 MeV 的 γ 信号占比, μ 和 σ 代表全吸收峰的均值和标准差, λ 为用指数近似描述液闪中发生全反射后的光子能谱变化的参数, erf 为误差函数。

根据拟合结果, 中子平均能量为 $E_n = (2.34 \pm 0.01)$ MeV, 能量分布标准差为 $\sigma_n = (0.26 \pm 0.01)$ MeV。

使用式(7-15)对中子能谱拟合的系统误差定义为拟合结果的积分值与模拟中收集到的信号数的偏差, 可以用式(7-16)表示:

$$U_{Cal} = \frac{|N_{Fit} - N_{MC}|}{N_{MC}} = 0.64\% \quad (7-16)$$

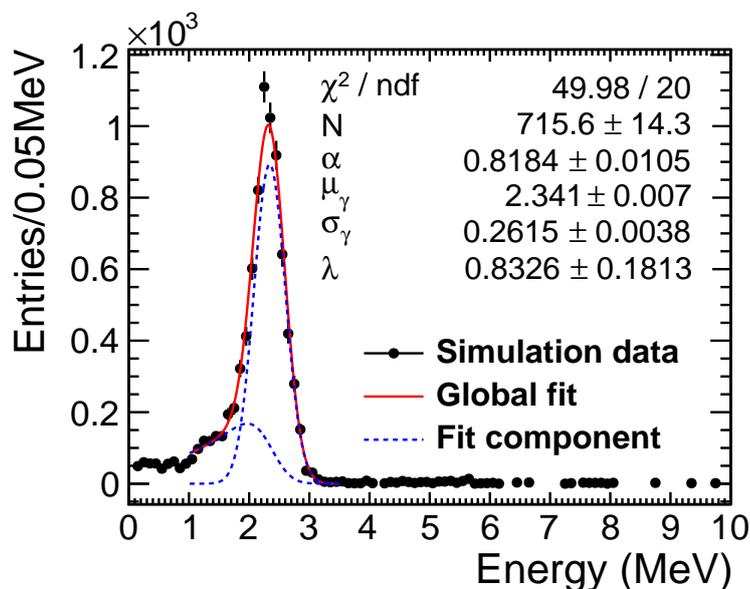


图 7.8 加权 nH 俘获信号能量分布图中红线为使用量能器函数式(7-15)的拟合结果。

液闪中产生的缪致中子从产生到被俘获的飞行距离如图 7.9 所示。平均飞行距

离为 $L_{\text{Flight}} = (21.0 \pm 14.7) \text{ cm}$ 。

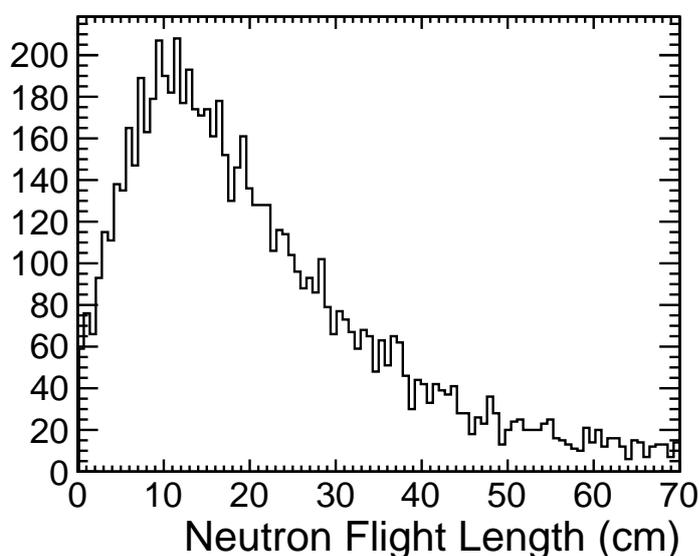


图 7.9 在液闪中产生的缪致中子从产生到被俘获的飞行距离

缪致中子位置分布如图7.10所示。 R 代表缪致中子位置与原型机中心的距离。黑线代表模拟产生的全部缪致中子，可以看到缪致中子的产生位置不是均匀分布，因为缪致中子产生位置在沿宇宙线缪子的径迹上，而对于宇宙线缪子，绝大多数都是没有穿过原型机中心的事例，因此在原型机中心距离 R 较大的位置产生的缪致中子数目较多。红线代表产生触发并通过判选条件的缪致中子，其探测效率随着 R 的增大而减小。主要由于原型机边缘全反射效应造成，详细介绍见4.3.2节。

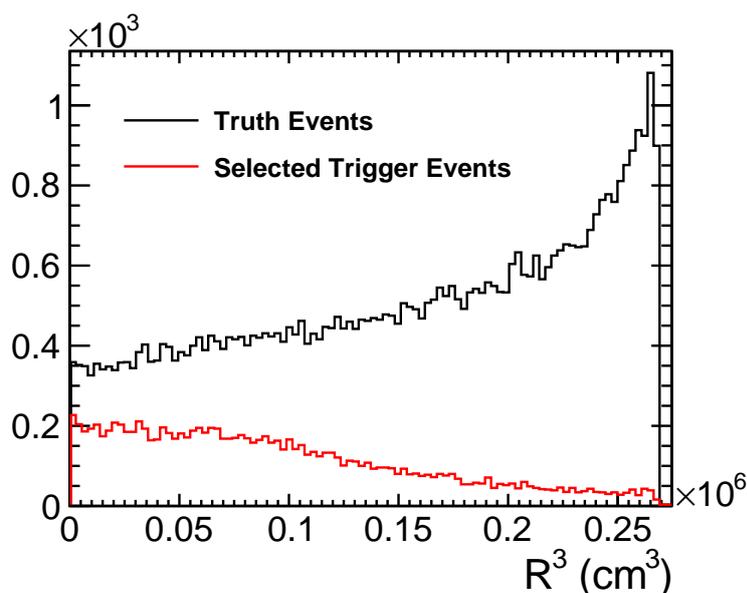


图 7.10 缪致中子位置分布。R 代表缪致中子位置与原型机中心的距离。黑线代表模拟产生的全部缪致中子，红线代表产生触发并通过判选条件的缪致中子

对液闪、水层、铅屏蔽层、钢结构、亚克力球壳和山体岩石中产生的缪致中子效率的进行模拟，模拟参数分别设置原型机的五种不同的触发方式（见表3.1），及 Trig 3'（与 Trig 3 触发条件一致，但是在后续分析时，手动将触发 PMT 路数改为 25 路触发）。模拟缪子-中子对，即按照 Guo et al.^[119] 对宇宙线缪子的模拟来产生缪子，在缪子的径迹上产生缪致中子。在宇宙线缪子信号满足实验分析判选的条件下，计算缪致中子的探测效率。模拟结果如表7.5所示。其中，对产额占比的计算初始参数见表7.4，之后通过迭代计算更新表7.4中液闪中缪致中子产额的值，直到计算所用的值与最终得到的产额结果一致。可见，触发条件 Trig 3 相对于 Trig 1 的探测效率和产额占比有了显著变化，而触发条件 Trig 3' 相对于 Trig 1 变化相对较小，可见该变化主要由于 PMT 触发路数改变而造成。

表 7.5 不同模拟参数设置下山体岩石和原型机各组分中产生的缪致中子探测效率及产额占比

| 产生位置 | 液闪 | 水层 | 铅屏蔽层 | 钢结构 | 亚克力球壳 | 山体岩石 |
|------------------------|-------------|------------|------------|-----------|------------|-------------|
| Trig 1 ϵ (%) | 40.65±0.39 | 4.98±0.16 | 0.50±0.04 | 0.58±0.07 | 18.79±0.27 | 0.073±0.017 |
| Q (%) | 74.01±12.53 | 9.56±2.89 | 13.16±2.17 | 2.02±0.47 | 1.00±0.27 | 0.26±0.07 |
| Trig 2 ϵ (%) | 40.74±0.39 | 5.19±0.14 | 0.56±0.04 | 0.52±0.14 | 20.12±0.56 | 0.088±0.016 |
| Q (%) | 72.67±12.24 | 9.76±2.94 | 14.44±2.31 | 1.77±0.59 | 1.05±0.28 | 0.30±0.07 |
| Trig 3 ϵ (%) | 53.54±0.45 | 8.52±0.18 | 0.93±0.06 | 0.98±0.06 | 28.79±0.33 | 0.11±0.02 |
| Q (%) | 67.86±11.25 | 11.38±3.41 | 17.04±2.63 | 2.37±0.48 | 1.07±0.28 | 0.27±0.06 |
| Trig 4 ϵ (%) | 55.17±0.45 | 8.55±0.18 | 1.51±0.15 | 1.06±0.17 | 33.12±0.71 | 0.14±0.05 |
| Q (%) | 61.79±10.09 | 10.10±3.01 | 24.45±4.14 | 2.27±0.57 | 1.08±0.29 | 0.30±0.12 |
| Trig 5 ϵ (%) | 56.42±0.46 | 8.56±0.41 | 1.55±0.15 | 1.47±0.15 | 34.26±0.71 | 0.15±0.05 |
| Q (%) | 61.35±9.99 | 9.81±2.95 | 24.37±4.08 | 3.06±0.66 | 1.09±0.29 | 0.31±0.12 |
| Trig 3' ϵ (%) | 42.21±0.40 | 4.66±0.13 | 0.52±0.04 | 0.56±0.05 | 20.24±0.28 | 0.062±0.024 |
| Q (%) | 74.81±12.69 | 8.71±2.63 | 13.33±2.18 | 1.90±0.41 | 1.05±0.28 | 0.20±0.07 |

定义探测器全部运行时间液闪中缪致中子的平均探测效率为不同运行条件下的效率与该条件下原型机的运行时间的加权平均值，即：

$$\epsilon = \frac{\sum_{i=1}^5 \epsilon_i \cdot T_i}{T} = (44.27 \pm 0.41)\% \quad (7-17)$$

同理，定义探测器全部运行时间液闪中缪致中子的产额占比为不同运行条件下的产额占比与该条件下原型机的运行时间的加权平均值，即：

$$Q_{LS} = \frac{\sum_{i=1}^5 Q_{LS} \cdot T_i}{T} = (70.79 \pm 11.88)\% \quad (7-18)$$

利用 JSAP 进行模拟，研究不同中子位置、中子能量和触发条件下，缪致中子的探测效率的情况，如表7.6所示。可见，在使用单能中子能谱、中子位置均匀分布的情况下的模拟结果与使用缪致中子能谱及角分布函数的模拟结果存在一定的偏差。对较早时期如 LVD^[134] 和 LSD^[145] 等实验，使用了在探测器各个模块中均匀分布的单能中子源作为刻度源来获得中子探测效率。根据表7.6可以看到，对锦屏中微子实验原型机，使用单能中子能谱及中子位置均匀分布的情况下刻度出来的中子探测效率与使用真实能谱的情况存在一定的偏差。

表 7.6 不同中子位置、中子能量和触发条件下，缪致中子探测效率

| 中子位置 | E (MeV) | 中子角分布 | 模拟参数设置 | ϵ_{LS} (%) |
|-------------------|-----------------|-------------------|---------|---------------------|
| 均匀分布 ^c | 40 | 均匀分布 | Trig 1 | 26.56±0.36 |
| 均匀分布 | 能谱 ^a | 均匀分布 | Trig 1 | 38.47±0.44 |
| 均匀分布 | 能谱 | 角分布谱 ^b | Trig 1 | 37.61±0.43 |
| 缪子径迹 ^d | 能谱 | 角分布谱 | Trig 1 | 40.65±0.39 |
| 缪子径迹 | 能谱 | 角分布谱 | Trig 3 | 53.54±0.45 |
| 缪子径迹 | 能谱 | 角分布谱 | Trig 3' | 42.21±0.40 |

^a 模拟中子能量从缪致中子能谱中抽样。

^b 模拟中子角分布从缪致中子角分布中抽样。

^c 模拟中子位置在探测器中均匀分布。

^d 模拟中子位置沿着缪子径迹产生，不同位置的产额与该位置的靶物质相关。

7.4 缪致中子事例数研究

7.4.1 事例时间窗选取

在宇宙线缪子事例后打开时间窗 1000 μs ，事例距离缪子时间差 ΔT 与原型机运行时间的关系如图7.11所示。图中红线代表 Run 1680 的运行开始时间。从图中可以看出，Run 1680 修改触发之后触发率上升，同时在 $\Delta T < 20 \mu\text{s}$ 处有大量信号聚集，该处信号由宇宙线缪子之后的基线恢复期间偶然触发导致。事例波形如图7.12所示。因此，采用 $\Delta T > 20 \mu\text{s}$ 作为缪致中子事例判选条件。

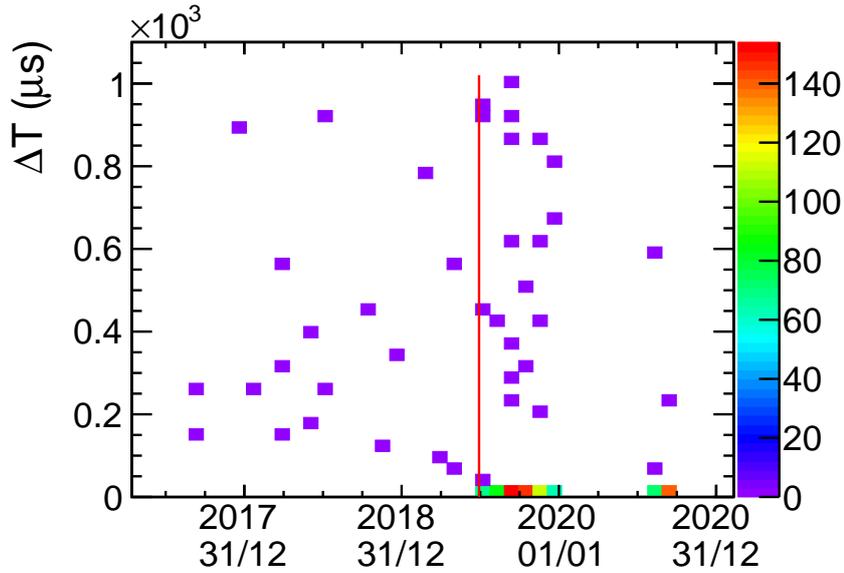


图 7.11 事例距离缪子时间差 ΔT 与原型机运行时间的关系。红线代表 Run 1680 的运行开始时间。

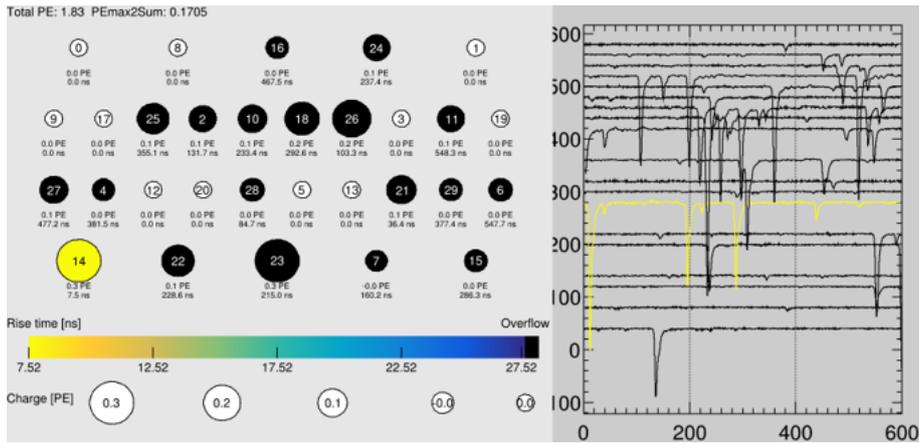


图 7.12 距离缪子时间差 $\Delta T < 20 \mu s$ 内典型事例事例波形图

对热中子，俘获时间 τ 可以由式(7-19)计算。

$$\tau = \frac{\lambda}{v} = \frac{1}{\Sigma v} = \frac{1}{\rho \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \sum_i (N_i \sigma_i) \cdot \sqrt{\frac{2kT}{m_n}}} \quad (7-19)$$

其中, k 为玻尔兹曼常数, T 代表温度, Σ 为宏观截面, i 为靶物质的各个原子, 对线性烷基苯 LAB (分子式 $C_{18}H_{30}$), i 代表氢原子和碳原子。其它参数同式(7-9)。根据 NNDC 数据库^[162] 得到热中子反应截面, 计算俘获时间和温度的关系如图7.13所示, 与温度关系不大。取 $\tau_n = 216 \mu s$ 作为俘获时间的参考值。

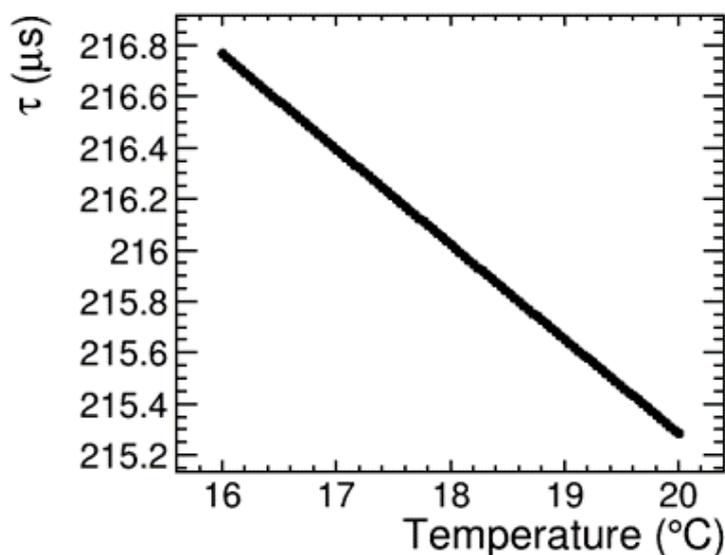


图 7.13 LAB 中俘获时间和温度的关系

对于快中子慢化过程主要为中子与质子散射 (np), 也可以用式(7-19)计算, 该过程时间在 ns 量级。由于采数时间窗为 1029 ns 或 600 ns, 因此 np 信号与缪子信号在同一个触发事例中无法分开。因此, 缪致中子与宇宙线缪子之间的时间间隔可以认为与 nH 俘获时间一致。

因此可以计算, 在宇宙线缪子后 1020 μs 时, 超过 99% 缪致中子被俘获。综上, 可以取缪致中子时间窗为 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 。

7.4.2 单事例统计测量

nH 俘获的信号均值为 2.225 MeV, 根据模拟原型机分辨率为 11.32% 计算得到标准差 σ 的参考值为 0.252 MeV。缪子后 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内事例时间和能量分布如图7.15(a)所示, 红线代表由中子能谱(图7.8) 3σ 的位置, 蓝线代表中子能谱 5σ 的位置。可以看到在 1000 μs 内有事例聚集, 该部分事例即缪致中子事例。图7.15图 (b) 黑色数据点代表 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内的能量分布, 蓝色数据点代表 $1020 \mu\text{s} < \Delta T < 500020 \mu\text{s}$ 时间窗内归一化后的本底分布, 红色虚线代表 nH 俘获信号 3σ 的能量区域; 图 (c) 是 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内 3σ 能量筛选条件下的事例时间的分布。 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内满足 3σ 能量筛选条件的事例有 $\mathcal{N}_1 = 15.00 \pm 3.87$ 个。在同样 3σ 能量筛选条件下, 记录 $1020 \mu\text{s} < \Delta T < 501,020 \mu\text{s}$ 时间窗内, 以 $1 \times 10^3 \mu\text{s}$ 为时间单位记录本底事例, 如图7.14所示。图7.14(b) 使用泊松分布对本底事例数分布进行了拟合, 得到本底事例期待值为 $\mathcal{N}_0 = 8.61 \pm 0.12$ 。所以共选出事例 $\mathcal{N} = \mathcal{N}_1 - \mathcal{N}_0 = 6.39 \pm 3.88$ 。

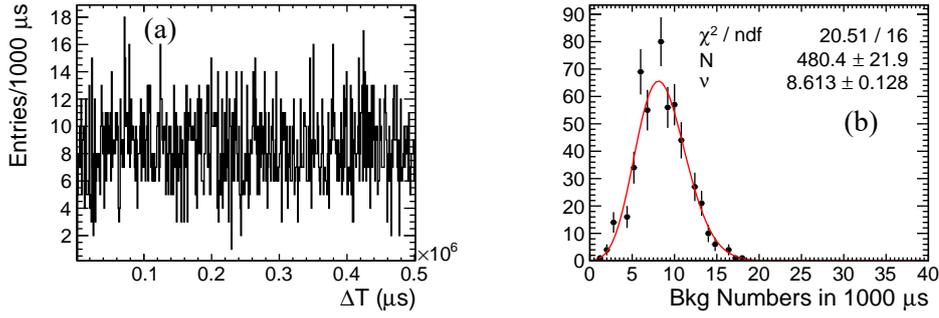


图 7.14 满足能量筛选条件在 3σ 的本底分布。图 (a) 是以 $1 \times 10^3 \mu\text{s}$ 为时间单位记录本底事例随距离缪子时间 ΔT 的分布，图 (b) 是以 $1 \times 10^3 \mu\text{s}$ 为时间单位记录本底事例数分布，并通过泊松分布公式对本底分布进行拟合。

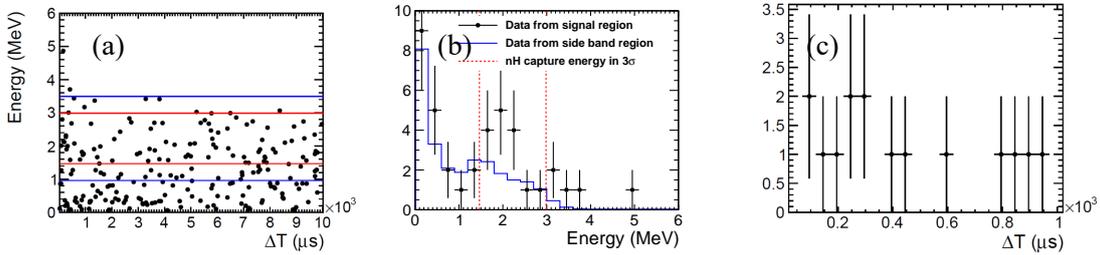


图 7.15 宇宙线缪子之后事例时间与能量分布。图 (a) 是 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 10020 \mu\text{s}$ 时间窗内事例时间和能量分布，红线代表中子能谱（图7.8） 3σ 的位置，蓝线代表中子能谱 5σ 的位置。图 (b) 黑色数据点代表 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内的能量分布，蓝色数据点代表 $1020 \mu\text{s} < \Delta T < 500020 \mu\text{s}$ 时间窗内归一化后的本底分布，红色虚线代表 nH 俘获信号 3σ 的能量区域；图 (c) 是 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内 3σ 能量筛选条件下的事例时间的分布。可见能量均值在 2.2 MeV 附近，时间呈现衰减趋势。

7.4.3 谱分析拟合测量

7.4.3.1 能谱似然函数的构造

由于缪致中子事例数较少，采用极大似然法对能谱和时间分布进行拟合。

缪致中子候选事例数较少，其事例数服从期望为 ν 的泊松分布。构造能谱的概率密度函数和似然函数，如式(7-20):

$$f_{En} = \omega f_{bkg} + (1 - \omega) f_{sig}$$

$$L_{En} = \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu} \prod_{i=1}^n f_{En} \quad (7-20)$$

$$\log L_{En} = \sum_{i=1}^n \log f_{En} - \nu + n \log \nu$$

其中， f_{sig} 为归一化的量能器函数（见式(7-15)）； ω 为本底的占比； f_{bkg} 为归一化

的本底函数，下面介绍 f_{bkg} 模板的获取。

在宇宙线缪子后以 1 s 为时间间隔，本底能谱分布如图 7.16 所示。可以看到，本底形状一致性通过平均每个 bin 的分离度，即式(7-21)表示：

$$R_{bkg} = \sum_{i=1}^{Nbins} \frac{|n_{i_a} - n_{i_b}|}{Nbins \cdot (N_a + N_b)/2} \quad (7-21)$$

其中， $Nbins = 50$ 代表总的分 bin 数目， n_{i_a} 和 n_{i_b} 代表第 a 和第 b 个图中第 i 个 bin 的统计量， N_a 和 N_b 分别代表第 a 和第 b 个图的总事例数。在 1 s 时间间隔内，本底形状满足在分离度 $R_{bkg} < 0.15\%$ 范围内一致。取大统计量的本底能谱如图 7.17 所示，以该图为模板，取归一化之后作为本底函数 f_{bkg} 。

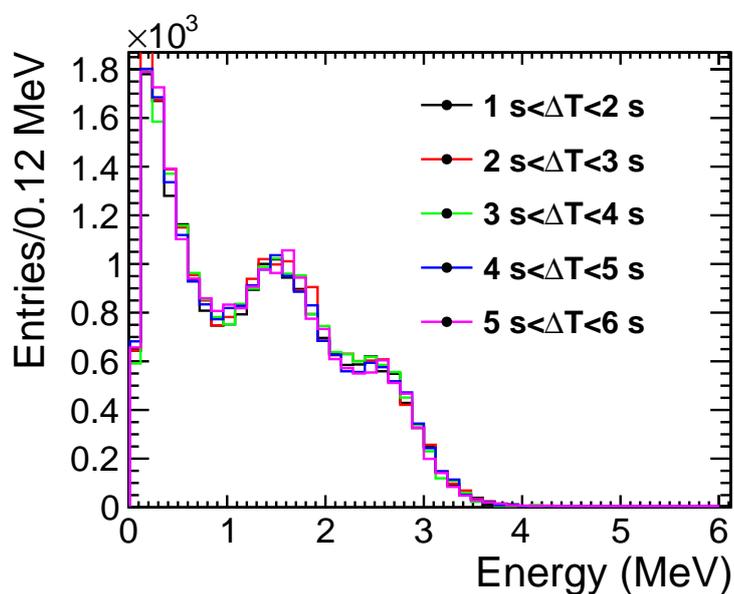


图 7.16 在宇宙线缪子后以 1 s 为时间间隔，本底的能谱分布图

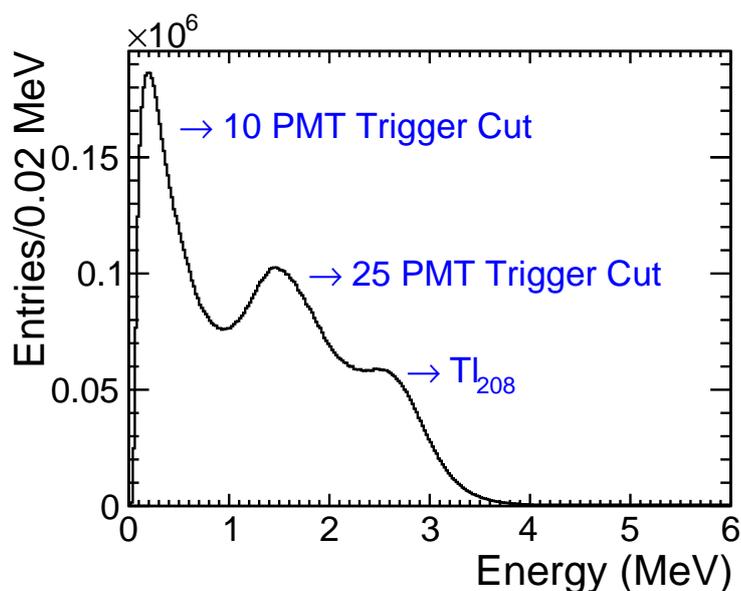


图 7.17 缪致中子本底能谱分布图

7.4.3.2 时间谱似然函数的构造

缪致中子俘获时间谱拟合公式如式(7-22):

$$N(t) = \frac{N_0}{\tau_n} e^{-\Delta T/\tau_n} + N_{bkg} \quad (7-22)$$

其中, N_0 为判选条件下总的缪致中子, τ_n 为俘获时间, N_{bkg} 为常数本底项。可以根据式(7-22)构造概率密度函数和似然函数, 如式(7-23):

$$f_{Tn} = (1 - \omega) \frac{\frac{1}{\tau} e^{-\Delta T/\tau_n}}{\int_{20\mu s}^{1020\mu s} \frac{1}{\tau} e^{-\Delta T/\tau_n} d\Delta T} + \omega \frac{1}{\int_{20\mu s}^{1020\mu s} d\Delta T}$$

$$L_{Tn} = \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu} \prod_{i=1}^n f_{Tn} \quad (7-23)$$

$$\log L_{Tn} = \sum_{i=1}^n \log f_{Tn} - \nu + n \log \nu$$

其中, 各项含义同式(7-20)。

7.4.3.3 拟合缪致中子数

由于缪致中子的时间和能量相互独立，所以对时间-能量的二维分布概率密度函数如式(7-24):

$$f = f_{Tn} \cdot f_{En}$$

$$L = \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu} \prod_{i=1}^n f \quad (7-24)$$

$$\log L = \sum_{i=1}^n \log f - \nu + n \log \nu$$

在实验数据中判选条件同7.4.2一致，即选出在 $20 \mu\text{s} < \Delta T < 1020 \mu\text{s}$ 时间窗内满足与模板能量一致，即 $E < 6\text{MeV}$ 的 $\mathcal{N}_1 = 24$ 个事例。固定中子俘获时间 $\tau_n = 216 \mu\text{s}$ ，使用式(7-24)进行联合拟合。拟合结果如图7.18所示。

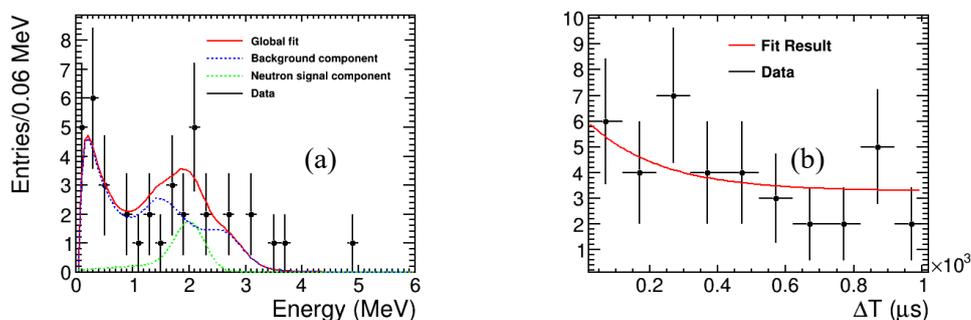


图 7.18 缪致中子候选事例能谱图 (a) 和时间谱的拟合结果图 (b)

最终拟合得到缪致中子事例 $\mathcal{N} = \mathcal{N}_1 - \mathcal{N}_0 = 6.24 \pm 3.66_{\text{stat.}} \pm 0.04_{\text{syst.}}$ 。结果与单事例统计分析在误差内相符合。

7.5 缪致中子产额计算结果

根据式(7-4)计算产额，其中各项参数如表7.7所示。

表 7.7 缪致中子产额计算的各项参数

| 参数 | 值 | 统计误差 | 系统误差 |
|-----------------------------|--------|------|----------------|
| \mathcal{N}^a | 6.24 | 3.66 | 0.06 (1.0%) |
| N_μ | 343 | - | - |
| $\varepsilon_{LS}(\%)$ | 44.27 | - | 2.94 (6.65%) |
| $Q_{LS}(\%)$ | 70.79 | - | 11.87 (16.78%) |
| ρ (g/cm ³) | 0.86 | - | - |
| L (cm) | 108.01 | - | 14.4 (13.32%) |

^a 使用谱分析拟合测量的结果。

计算缪致中子产额为 $Y_{LS} = (3.13 \pm 1.84_{\text{stat.}} \pm 0.70_{\text{sys.}}) \times 10^{-4} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$

7.5.1 液闪中缪致中子产额与能量的关系

联合 CUBE^[137]、Bezrukov et al.^[138]、Boehm et al.^[139]、Daya Bay EH1^[140]、Daya Bay EH2^[140]、Bezrukov et al.^[138]、Aberdeen Tunnel^[141]、Enikeev et al.^[131]、ASD^[129,131,142]、Daya Bay EH3^[140]、KamLAND^[136]、LVD2011^[144]、Borexino^[135]、LSD^[145] 等实验的结果，利用式(7-5)进行拟合，得到缪致中子产额和缪子能量关系如图7.19所示。

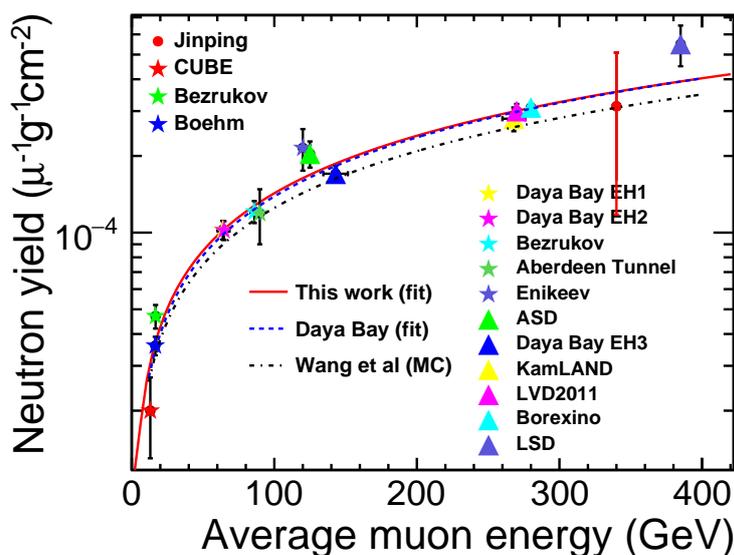


图 7.19 联合 CUBE^[137], Bezrukov et al.^[138], Boehm et al.^[139], Daya Bay EH1^[140], Daya Bay EH2^[140], Bezrukov et al.^[138], Aberdeen Tunnel^[141], Enikeev et al.^[131], ASD^[129,131,142], Daya Bay EH3^[140], KamLAND^[136], LVD2011^[144], Borexino^[135], LSD^[145] 等实验的结果, 拟合缪致中子产额和缪子能量关系, 红色数据点为锦屏的测量值

不同物质（液闪、纯水、钢、铅等）中，式(7-5)所描述的缪致中子产额和能量关系，如表7.8所示。

表 7.8 不同物质中，式(7-5)所描述的缪致中子产额和能量关系参数

| 靶物质 | 来源 | a ($\mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2$) | b |
|-----|--|--|-----------------|
| 液闪 | This work (Fit) | $(4.52 \pm 0.55) \times 10^{-6}$ | 0.75 ± 0.02 |
| | Daya Bay (Fit) ^[140] | $(4.0 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ | 0.77 ± 0.03 |
| | Mei (Fit) ^[143] | 3.824×10^{-6} | 0.849 |
| | Mei et al. ^[143] (MC) | 4.5×10^{-6} | 0.73 |
| | Wang et al. ^[159] (MC) | 4.14×10^{-6} | 0.74 |
| | Kudryavtsev et al. ^[160] (MC) | $(3.2 \pm 0.10) \times 10^{-6}$ | 0.79 ± 0.01 |
| 纯水 | This work (Fit) | $(4.75 \pm 1.5) \times 10^{-15}$ | 4.37 ± 0.54 |
| 铁 | This work (Fit) | $(1.32 \pm 0.49) \times 10^{-6}$ | 0.89 ± 0.14 |
| 铅 | This work (Fit) | $(3.28 \pm 2.18) \times 10^{-5}$ | 0.93 ± 0.02 |

^a 使用谱分析拟合测量的结果。

相比于 Daya Bay^[140]，本工作采用了更多的实验测量点对式(7-5)进行了拟合，

拟合结果在误差范围内吻合。

对比 Mei et al.^[143]、Wang et al.^[159] 和 Kudryavtsev et al.^[160] 的模拟结果，实验拟合结果在同样的缪子能量下有更高的缪致中子产额。尤其是在高能区，该差异更为明显。在较高能量时，缪致中子主要由缪子与原子核中单个核子通过交换虚光子的深度非弹性散射产生。在模拟中，缪子虚光子相互作用截面一般采用的是 Bezrukov-Bugaev 模型^[167] 的理论值，该理论值与 MACRO^[168] 和 ATLAS^[169] 测量结果一致。但是，缺少在液闪介质中的该截面测量结果，使得模拟结果与真实实验结果有一定偏差。

根据图7.19中缪子能量和中子产额关系的拟合结果，结合表6.2对宇宙线缪子平均能量的模拟结果，对 CJPL-II 各个实验厅的中子产额进行估算，如表7.9所示。

表 7.9 CJPL-II 四个实验厅的中子产额估算值

| 模拟参数 | CJPL-II A 厅 | CJPL-II B 厅 | CJPL-II C 厅 | CJPL-II D 厅 |
|--|-------------|-------------|-------------|-------------|
| 缪子平均能量 (GeV) | 327 | 322 | 361 | 357 |
| 中子产额 ($\times 10^{-4} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$) | ~3.5 | ~3.4 | ~3.7 | ~3.7 |

7.5.2 不同靶物质中缪致中子产额与能量的关系

根据式(7-7)，缪致中子产额除了与缪子能量的关系外，与靶物质的质量数也有同样的关系。产额与靶物质的质量数的关系与缪子与单个核子的反应截面有关。然而对液闪，由于不同的液闪有着不同的分子式，其质量数只能用等效质量数来计算。Agafonova et al.^[142] 将液闪的质量数等效为 10.3，拟合得到了铅、铁和液闪缪致中子产额与能量及质量数的关系：

$$Y_n = 4.4 \times 10^{-7} \times A^{0.95} E_\mu^{0.78} \quad (7-25)$$

根据7.1.1节所介绍，缪子与靶物质相互作用主要是和原子核或原子核内的中子发生相互作用，因此尝试忽略核子中质子的贡献。使用中子数 N 替代质量数 A 来对不同的靶物质进行拟合。这样不需要对如液闪等分子式不确定的靶物质进行等效质量数的计算过程。拟合得到的结果如图7.20所示。图中所用的数据为表7.1中的数据。其中铅、铁、重水和液闪的中子数分别为 125、30、10 和 6，分别用黑、红、绿和蓝色的线表示其数据点和拟合结果。拟合后的公式为：

$$Y_n = 4.36 \times 10^{-7} \times N^{0.88} E_\mu^{0.94} \quad (7-26)$$

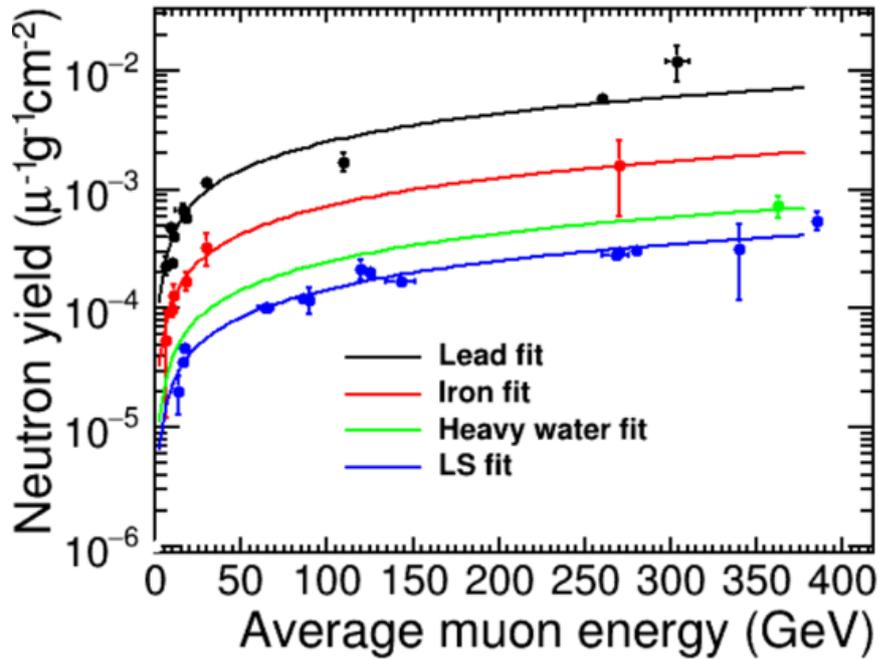


图 7.20 不同靶物质中缪致中子产额与靶物质中子数及缪子能量的关系。图中所用的数据为表7.1中的数据。其中铅、铁、重水和液闪的中子数分别为 125、30、10 和 6，分别用黑、红、绿和蓝色的线表示其数据点和拟合结果。

7.6 结论

利用锦屏中微子实验探测器原型机测量了 CJPL-I 中液闪的缪致中子产额为 $Y_{LS} = (3.13 \pm 1.84_{\text{stat.}} \pm 0.67_{\text{sys.}}) \times 10^{-4} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$ ，该产额为高能区液闪中缪致中子产额提供了实验数据参考。由于统计量较少，该结果统计误差较大，需要等原型机更长时间的运行数据。联合其它实验的结果（见表7.1），拟合得到液闪中缪致中子产额和缪子能量关系为 $Y_n = 4.52 E_{\mu}^{0.75} \times 10^{-6}$ 。根据该拟合结果和对 CJPL-II 宇宙线缪子的模拟，估计了 CJPL-II 中子产额在 $(3.4 \sim 3.7) \times 10^{-4} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$ 之间。

第 8 章 总结与展望

8.1 本论文工作总结

中微子是探测太阳中核反应的理想探针，可以充当地球和宇宙的信使。本论文重点讨论了在 CJPL 中探测 MeV 能区太阳中微子所需解决的关键性问题。基于锦屏中微子实验原型机，完成以下几个方面的工作。

1、全程参加了为未来千吨级探测器做技术预研的锦屏中微子原型探测器的设计、搭建和运行监测等工作。开发了一种基于暗噪声和放射性同位素衰变产物（如 α 、 β 和 γ 射线）的非辅助源定标方法，并基于该方法对光电倍增管（PMT）的增益、时间以及探测器的能标进行了刻度。相比于其它中微子实验常用的有辅助源的刻度方法，该无源刻度方法没有引入人工放射源，解决了实验场地对放射源使用的管制问题，从另一方面也降低了引入放射性同位素刻度源产生的本底。同时使用探测器自身的信号进行刻度，不需要单独进行刻度数据的获取，可以提高探测器运行的有效时间和实现实时刻度。

2、研究了 PMT 暗噪声与高压极性的关系。发现负高压极性的 PMT 在原型机的液体环境下，其光阴极与接地钢桶形成两极，且水层较短，玻璃和水层可作为介质形成“光阴极-玻璃/水-地/钢桶”的类电容结构，导致部分光电子背离打拿极方向，打到玻璃上产生荧光，造成光电子二次发射，暗噪声率明显增加。在大型中微子实验中随着 PMT 与接地钢桶间距离的增加，该现象预期得到一定程度的减弱。此外，PMT 玻璃与接地钢桶间不同的液体环境也会造成不同程度的暗噪声计数率的影响。而对正高压 PMT，虽然由于其高压加在阳极上，光阴极产生的光电子只能受电场影响往阳极方向漂移，无法反向放电，打到 PMT 玻璃上，不会造成额外的暗噪声计数率提高。但是对正高压 PMT，阳极上电压造成的电磁场不仅可以使光阴极产生的光电子在电磁场的作用下往阳极漂移，同样也可以吸引水中的游离电子，使其轰击到 PMT 玻璃上。在原型机中的纯水因为有循环系统保证其电阻率维持在 $18\text{ M}\Omega$ 水平，因此游离电子含量少，该影响较小。

2、分析并测量了靶材料液体闪烁体中的天然放射性本底 ^{238}U 和 ^{232}Th 本底在 10^{-13} g/g 的水平，高于太阳中微子实验要求 $< 10^{-15}\text{ g/g}$ 。原型机由于液闪及溶剂 PPO 和 bis-MSB 等未经提纯，且由于疫情及实验室维护等原因，锦屏中微子实验组已生产完成的蒸馏设备未能如期运行开展提纯测试工作。根据其它中微子实验的经验，预期经过蒸馏提纯后， ^{238}U 本底可以下降 $10^3 - 10^4$ 倍，达到太阳中微子实验要求的本底水平。对液闪中 ^{40}K 的估计结果相比于 CTF 探测器的 ^{40}K 本底

$< 10^{-13}$ g/g 高了两个数量级。是因为锦屏原型机 PMT 到液闪的距离仅为 0.07 m, 因此大量的 PMT 及钢架结构中的 ^{40}K 衰变产生的 γ 本底可以穿过水层进入到液闪中, 造成估计的 ^{40}K 本底含量明显偏高。因此, 未来锦屏中微子大型探测器在设计时, PMT 与液闪之间应有足够厚度的水层以保证屏蔽 PMT、钢架等探测器结构中的 ^{40}K 本底。对 PMT 玻璃上 K 和 Th 的进行了估计, 估计结果与 Hamamatsu Photonics K.K. 提供的出厂参考值在量级上相吻合。同时, 通过 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 级联衰变信号定位, 发现了实验室 ^{222}Rn 泄漏到探测器中的问题; 提出了氮气密封方案, 并成功地进行了试验, 研究表明氮封方法可以将 $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ 事例压低近 5 倍。结合模拟方法对不同本底玻壳的 PMT 的 K 和 Th 含量进行了比较研究, 可以看到低本底玻壳 PMT 中 K 和 Th 含量更低的迹象, 但是由于 PMT 排布等原因导致误差较大, 需要通过改变 PMT 排布来进一步测量比较两类 PMT 的本底情况。该研究结果有助于了解原型机放射性本底水平与来源, 为 CJPL 未来大规模中微子探测器的研制提供依据。

3、对锦屏中微子实验的宇宙线本底进行了测量和模拟预研。利用锦屏中微子原型机对 CJPL 一期的宇宙线缪子通量测量结果为 $(3.61 \pm 0.19_{\text{stat.}} \pm 0.10_{\text{sys.}}) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。对缪子方向进行了重建, 该重建结果与模拟结果相吻合, 该结果反应了锦屏山体形状对中微子不同角度上通量的影响。同时结合模拟对 CJPL 二期的宇宙线缪子通量进行了估计, 结果为 $(2.3 \sim 4.0) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 其中拟作为中微子实验的大厅宇宙线本底为 $(2.5) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。测量了高能区 340 GeV 的宇宙线缪子在液闪中的缪致中子产额为 $Y_{\text{LS}} = (3.13 \pm 1.84_{\text{stat.}} \pm 0.67_{\text{sys.}}) \times 10^{-4} \mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2$, 结果与理论模型预测一致。联合其它实验的结果 (见表7.1), 拟合得到液闪中缪致中子产额和缪子能量关系为 $Y_n = 4.52 E_{\mu}^{0.75} \times 10^{-6}$ 。根据该拟合结果和对 CJPL-II 宇宙线缪子的模拟, 估计了 CJPL-II 中子产额在 $(3.4 \sim 3.7) \times 10^{-4} \mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2$ 之间。以上结果表明, 无论是缪子通量还是缪致中子本底, CJPL 均具有国际领先水平。该研究为未来地下中微子实验及 CDEX、PandaX 等试验的宇宙线缪子及相关宇生本底水平提供了参考指标。

8.2 锦屏中微子实验未来展望

未来锦屏中微子实验的预研工作可以根据原型机开展进一步的天然放射性本底研究。目前在锦屏实验室中, 液体闪烁体在没有经过提纯的情况下, 其 ^{238}U 、 ^{232}Th 本底就可达到 10^{-13} g/g 的水平。未来可以开展液闪提纯测试工作, 预期可以把 ^{238}U 、 ^{232}Th 本底再降低 $10^3 - 10^4$ 倍, 完全可以达到太阳中微子实验要求 10^{-15} g/g 的水平。目前原型机对液闪中 ^{40}K 的测量估计结果为 10^{-11} g/g, 比国际上类似的

原型探测器高了两个数量级，是因为锦屏原型机 PMT 到液闪的距离仅为约 10 cm，因此大量的 PMT 及钢架结构中的 ^{40}K 衰变产生的 γ 本底可以穿过水层进入到液闪中，造成估计的液闪中 ^{40}K 本底含量明显偏高。因此，可以改变原型机的结构设计，增加 PMT 与液闪之间水层厚度达到米量级，以保证屏蔽 PMT、钢架等探测器结构中的 ^{40}K 本底，并给出更精确的测量结果。

在未来锦屏中微子大型探测器建造方面，原型机的设计与建造为积累了技术经验。本论文工作观察了正负高压 PMT 在纯水中长时间运行的现象，发现了负高压 PMT 的暗噪声计数率在液体环境下明显偏高的现象，并通过类电容结构给出了解释。发现了滨松负高压 PMT 在长时间运行下增益下降的现象。以上对 PMT 的研究为后续锦屏中微子实验 PMT 的选择提供了参考。同时，本论文工作所开发使用的一系列无源刻度方法也可以为未来锦屏中微子实验提供参考。

在太阳中微子的研究方面，本论文工作系统的研究了宇宙线缪子及缪致中子本底。通过对 CJPL-I 的研究基础预测了作为未来大型探测器实验场地的 CJPL-II 的 D 厅的宇宙线流强可以超过 SNO 实验，达到世界最好的水平，比 Borexino 实验低了超过两个数量级。因此对测量太阳中微子能谱有着重大的优势。对 CNO 中微子，在 Borexino 实验中主要的限制项是宇生的 ^{11}C 本底。预期在锦屏中微子实验该本底不会对 CNO 中微子的测量产生影响。可以提高实验研究太阳高低金属丰度问题的灵敏度。由于宇宙线散裂本底严重影响 ^8B 中微子能谱测量，极低的锦屏宇宙线通量可以实现几 MeV 以上 ^8B 中微子几乎无本底的测量，可以实现对太阳中微子 MSW 物质效应进行精确的实验验证。

参考文献

- [1] Chadwick J. Intensitätsverteilung im magnetischen spectrum der β -strahlen von radium b+ c[J]. Verhandl. Dtsc. Phys. Ges., 1914, 16: 383.
- [2] Ellis C D, Wooster W A. The average energy of disintegration of radium e[J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1927, 117(776): 109-123.
- [3] Meitner L, Orthmann W. Über eine absolute bestimmung der energie der primären β -strahlen von radium e[J]. Zeitschrift für Physik, 1930, 60(3): 143-155.
- [4] Pauli W. Offener brief an die gruppe der radioaktiven bei der gauvereins-tagung zu tübingen[C]// Open letter to the group of radioactive people at the Gauverein meeting in Tübingen. 1930.
- [5] Fermi E, Amaldi E, D'Agostino O, et al. Artificial radioactivity produced by neutron bombardment[J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1934, 146(857): 483-500.
- [6] Reines F, Cowan Jr C. Detection of the free neutrino[J]. Physical Review, 1953, 92(3): 830.
- [7] Reines F, COWANjun C L. The neutrino[J]. Nature, 1956, 178(4531): 446-449.
- [8] Cowan C L, Reines F, Harrison F, et al. Detection of the free neutrino: a confirmation[J]. Science, 1956, 124(3212): 103-104.
- [9] Pontecorvo B. Inverse *beta* processes and nonconservation of lepton charge[J]. Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz. (Sov. Phys. JETP), 1958, 34.
- [10] Danby G, Gaillard J M, Goulianos K, et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos[J]. Physical Review Letters, 1962, 9(1): 36.
- [11] Davis Jr R, Harmer D S, Hoffman K C. Search for neutrinos from the sun[J]. Physical Review Letters, 1968, 20(21): 1205.
- [12] Perl M L, Abrams G, Boyarski A, et al. Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation[J]. Physical Review Letters, 1975, 35(22): 1489.
- [13] Maki Z, Nakagawa M, Sakata S. Remarks on the unified model of elementary particles[J]. Progress of Theoretical Physics, 1962, 28(5): 870-880.
- [14] Nakagawa M, Okonogi H, Sakata S, et al. Possible existence of a neutrino with mass and partial conservation of muon charge[J]. Progress of Theoretical Physics, 1963, 30(5): 727-729.
- [15] Gribov V, Pontecorvo B. Neutrino astronomy and lepton charge[J]. Physics Letters B, 1969, 28(7): 493-496.
- [16] Bilenky S M, Pontecorvo B. Reactor experiments and solar-neutrino problem[J]. Lettere al Nuovo Cimento (1971-1985), 1984, 40(6): 161-164.
- [17] Collaboration S K, et al. Y. Fukuda et al., evidence for oscillation of atmospheric neutrinos[J]. Phys. Rev. Lett, 1998, 81(8): 1562-1567.
- [18] Kearns E, Kajita T, Totsuka Y. Detecting massive neutrinos[J]. Scientific American, 1999, 281(2): 64-71.

-
- [19] Kodama K, Ushida N, Andreopoulos C, et al. Observation of tau neutrino interactions[J]. *Physics Letters B*, 2001, 504(3): 218-224.
- [20] Ahmad Q R, Allen R, Andersen T, et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory[J]. *Physical review letters*, 2002, 89(1): 011301.
- [21] Eguchi K, Enomoto S, Furuno K, et al. First results from kamland: evidence for reactor antineutrino disappearance[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(2): 021802.
- [22] Ahn M, Aliu E, Andringa S, et al. Measurement of neutrino oscillation by the k2k experiment[J]. *Physical Review D*, 2006, 74(7): 072003.
- [23] MissMJ C. Standard model of elementary particles[J]. Wikimedia, 2019.
- [24] 郭子溢. 基于烷基苯的慢液闪在中微子探测器原型机上的实验研究 [J]. 博士学位论文, 2020.
- [25] Fukuda S, Fukuda Y, Ishitsuka M, et al. Solar b 8 and hep neutrino measurements from 1258 days of super-kamiokande data[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(25): 5651.
- [26] Ahmad Q R, Allen R, Andersen T, et al. Measurement of the rate of $\nu e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by b 8 solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(7): 071301.
- [27] Tanabashi M, Hagiwara K, Hikasa K, et al. Review of particle physics: particle data groups[J]. 2018.
- [28] Wolfenstein L. Neutrino oscillations in matter[J]. *Physical Review D*, 1978, 17(9): 2369.
- [29] Mikheyev S, Smirnov A Y. Resonant amplification of ν oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy[J]. *Il Nuovo Cimento C*, 1986, 9(1): 17-26.
- [30] Langacker P, Leveille J P, Sheiman J. On the detection of cosmological neutrinos by coherent scattering[J]. *Physical Review D*, 1983, 27(6): 1228.
- [31] Parke S J. Nonadiabatic level crossing in resonant neutrino oscillations[J]. *Physical Review Letters*, 1986, 57(10): 1275.
- [32] Smy M, Ashie Y, Fukuda S, et al. Precise measurement of the solar neutrino day-night and seasonal variation in super-kamiokande-i[J]. *Physical Review D*, 2004, 69(1): 011104.
- [33] Katz U F, Spiering C. High-energy neutrino astrophysics: Status and perspectives[J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2012, 67(3): 651-704.
- [34] Aartsen M, Ackermann M, Adams J, et al. Differential limit on the extremely-high-energy cosmic neutrino flux in the presence of astrophysical background from nine years of icecube data[J]. *Physical Review D*, 2018, 98(6): 062003.
- [35] Gando A, Gando Y, Ichimura K, et al. Partial radiogenic heat model for earth revealed by geoneutrino measurements[J]. *Nature geoscience*, 2011, 4(9): 647.
- [36] Bellini G, Benziger J, Bonetti S, et al. Observation of geo-neutrinos[J]. *Physics Letters B*, 2010, 687(4-5): 299-304.
- [37] Bellini G, Benziger J, Bick D, et al. Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of borexino[J]. *Physics Letters B*, 2013, 722(4-5): 295-300.

-
- [38] Agostini M, Appel S, Bellini G, et al. Spectroscopy of geoneutrinos from 2056 days of borexino data[J]. *Physical Review D*, 2015, 92(3): 031101.
- [39] Agostini M, Altenmüller K, Appel S, et al. Comprehensive geoneutrino analysis with borexino[J]. *Physical Review D*, 2020, 101(1): 012009.
- [40] Kunkel W, Madore B, Shelton I, et al. Supernova 1987a in the large magellanic cloud[J]. *International Astronomical Union Circular*, 1987, 4316: 1.
- [41] Hirata K, Kajita T, Koshiba M, et al. Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(14): 1490.
- [42] Bionta R M, Blewitt G, Bratton C B, et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the large magellanic cloud[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58: 1494-1496. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1494>.
- [43] Qian X, Vogel P. Neutrino mass hierarchy[J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2015, 83: 1-30.
- [44] Pouillet C S N. [J]. *Compt. rend.*, 1837, 7: 24-28.
- [45] von Mayer R. Beiträge zur dynamik des gestirnten himmels in populärer darstellung[M]. Landherr, 1848.
- [46] Waterston J J, Strutt J W. I. on the physics of media that are composed of free and perfectly elastic molecules in a state of motion[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.(A.)*, 1892(183): 1-79.
- [47] Darwin C R. On the origin of species[J]. Murray, 1859.
- [48] Harkins W D, Wilson E D. Lxxvi. energy relations involved in the formation of complex atoms[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1915, 30(179): 723-734.
- [49] Bethe H. How the sun shines[J]. *Physical Review*, 1939, 55(5): 434-456.
- [50] Adelberger E G, García A, Robertson R H, et al. Solar fusion cross sections. ii. the p p chain and cno cycles[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2011, 83(1): 195.
- [51] Bahcall J N. Neutrino astrophysics[M]. Cambridge University Press, 1989.
- [52] Collaboration B, et al. Experimental evidence of neutrinos produced in the cno fusion cycle in the sun[J]. *Nature*, 2020, 587(7835): 577-582.
- [53] Asplund M, Grevesse N, Sauval A J, et al. The chemical composition of the sun[J]. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 2009, 47.
- [54] Basu S. The solar metallicity problem: What is the solution?[C]// *Solar-Stellar Dynamos as Revealed by Helio-and Asteroseismology: GONG 2008/SOHO 21: volume 416*. 2009: 193.
- [55] Vinyoles N, Serenelli A, Villante F. The sun and solar neutrinos[C]// *Journal of Physics: Conference Series: volume 888*. IOP Publishing, 2017: 012006.
- [56] Davis R. Solar neutrinos. ii. experimental[J/OL]. *Physical Review Letters*, 1964, 12(11): 303-305. <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-36149025050&doi=10.1103%2fPhysRevLett.12.303&partnerID=40&md5=896962b4ceb0b092ae92c8ee02d927dc>. DOI: 10.1103/PhysRevLett.12.303.

- [57] Cleveland B T, Daily T, Raymond Davis J, et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector[J/OL]. *The Astrophysical Journal*, 1998, 496(1): 505-526. <https://doi.org/10.1086/305343>.
- [58] Pontecorvo B. Inverse beta process, national research council of canada, division of atomic energy[J]. Chalk River, Report PD-205, 1946.
- [59] Hirata K S, Kajita T, Kifune T, et al. Observation of ^8B solar neutrinos in the kamiokande-ii detector[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63: 16-19. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.16>.
- [60] Fukuda Y, Hayakawa T, Inoue K, et al. Solar neutrino data covering solar cycle 22[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77: 1683-1686. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.1683>.
- [61] Hirata K S, Kajita T, Koshiba M, et al. Observation in the kamiokande-ii detector of the neutrino burst from supernova sn1987a[J/OL]. *Phys. Rev. D*, 1988, 38: 448-458. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.38.448>.
- [62] Anselmann P, Hampel W, Heusser G, 等. Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso[J/OL]. *Physics Letters B*, 1992, 285(4): 376-389. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939291521A>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(92\)91521-A](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)91521-A).
- [63] Altmann M, Balata M, Belli P, et al. Gno solar neutrino observations: Results for gno i[J]. *Physics Letters B*, 2000, 490(1-2): 16-26.
- [64] Abdurashitov J N, Gavrin V N, Gorbachev V V, et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. iii. results for the 2002–2007 data-taking period[J/OL]. *Phys. Rev. C*, 2009, 80: 015807. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.015807>.
- [65] Kaether F, Hampel W, Heusser G, et al. Reanalysis of the gallex solar neutrino flux and source experiments[J]. *Physics Letters B*, 2010, 685(1): 47-54.
- [66] Fukuda S, Fukuda Y, Hayakawa T, et al. The Super-Kamiokande detector[J/OL]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2003, 501(2-3): 418-462[2019-12-09]. <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016890020300425X>. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00425-X.
- [67] Takeuchi Y, Collaboration S K, et al. Recent results and future prospects of super-kamiokande[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2020, 952: 161634.
- [68] Ianni A. Solar neutrinos[J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2017, 94: 257-281.
- [69] Abe K, Haga Y, Hayato Y, et al. Solar neutrino measurements in super-kamiokande-iv[J]. *Physical Review D*, 2016, 94(5): 052010.
- [70] Boger J, Hahn R, Rowley J, et al. The sudbury neutrino observatory[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2000, 449(1-2): 172-207.
- [71] Doucas G, Gil S, Jelley N, et al. Light concentrators for the sudbury neutrino observatory[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1996, 370(2-3): 579-596.

-
- [72] Aharmim B, Ahmed S, Amsbaugh J, et al. Measurement of the ν_e and total 8B solar neutrino fluxes with the sudbury neutrino observatory phase-iii data set[J]. *Physical Review C*, 2013, 87(1): 015502.
- [73] Freedman S, Krakauer D, Deutsch M, et al. A new detector for solar neutrino[J]. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 1991, 23(1): 159-169.
- [74] Alimonti G, Anghloher G, Arpesella C, et al. Ultra-low background measurements in a large volume underground detector[J]. *Astroparticle Physics*, 1998, 8(3): 141-157.
- [75] Alimonti G, Arpesella C, Back H, et al. The borexino detector at the laboratori nazionali del gran sasso[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2009, 600(3): 568-593.
- [76] Bellini G, Benziger J, Bick D, et al. Final results of borexino phase-i on low-energy solar neutrino spectroscopy[J/OL]. *Phys. Rev. D*, 2014, 89: 112007. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.89.112007>.
- [77] Back H, Bellini G, Benziger J, et al. Borexino calibrations: hardware, methods, and results[J]. *Journal of Instrumentation*, 2012, 7(10): P10018.
- [78] Bellini G, Benziger J, Bick D, et al. Precision measurement of the ${}^7\text{Be}$ solar neutrino interaction rate in borexino[J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 141302. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.141302>.
- [79] Cheng J P, Kang K J, Li J M, et al. The china jinping underground laboratory and its early science[J]. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2017, 67: 231-251.
- [80] Beacom J F, Chen S, Cheng J, et al. Letter of intent: Jinping neutrino experiment[J]. arXiv preprint arXiv:1602.01733, 2016.
- [81] Yu-Cheng W, Xi-Qing H, Qian Y, et al. Measurement of cosmic ray flux in the china jinping underground laboratory[J]. *Chinese physics C*, 2013, 37(8): 086001.
- [82] Yue Q, Zhao W, Kang K J, et al. Limits on light wimps from the cdex-1 experiment with a p-type point-contact germanium detector at the china jingping underground laboratory[J]. arXiv preprint arXiv:1404.4946, 2014.
- [83] Xiao M, Xiao X, Zhao L, et al. First dark matter search results from the pandax-i experiment[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2014, 57(11): 2024-2030.
- [84] Zeng Z, Mi Y, Ma H, et al. The characteristics of a low background germanium gamma ray spectrometer at china jinping underground laboratory[J]. *Applied Radiation and Isotopes*, 2014, 91: 165-170.
- [85] Kang K J, Cheng J P, Li J, et al. Introduction to the cdex experiment[J]. *Frontiers of Physics*, 2013, 8(4): 412-437.
- [86] Duncan F, Noble A, Sinclair D. The construction and anticipated science of snolab[J]. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2010, 60: 163-180.
- [87] Arpesella C. A low background counting facility at laboratori nazionali del gran sasso[C]// *Dark Side Of The Universe, The: Experimental Efforts And Theoretical Framework-Proceedings Of International Workshop*. World Scientific, 1994: 164.

- [88] Zhang C. Precision measurement of neutrino oscillation parameters and investigation of nuclear georeactor hypothesis with kamland[D]. California Institute of Technology, 2011.
- [89] page H. International atomic energy agency[J/OL]. 2015. <http://www.iaea.org/>.
- [90] Beacom J F, Chen S, Cheng J, et al. Physics prospects of the jinping neutrino experiment[J]. Chinese physics C, 2017, 41(2): 023002.
- [91] Bellini G, Benziger J, Bonetti S, et al. Measurement of the solar $\bar{\nu}_e$ neutrino rate with a liquid scintillator target and 3 mev energy threshold in the borexino detector[J]. Physical Review D, 2010, 82(3): 033006.
- [92] Bellini G, Benziger J, Bick D, et al. Final results of borexino phase-i on low-energy solar neutrino spectroscopy[J]. Physical Review D, 2014, 89(11): 112007.
- [93] Abe K, Hayato Y, Iida T, et al. Solar neutrino results in super-kamiokande-iii[J]. Physical Review D, 2011, 83(5): 052010.
- [94] Aharmim B, Ahmed S, Anthony A, et al. Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the sudbury neutrino observatory[J]. Physical Review C, 2013, 88(2): 025501.
- [95] Guo Z, Yeh M, Zhang R, et al. Slow liquid scintillator candidates for MeV-scale neutrino experiments[J/OL]. Astroparticle Physics, 2019, 109: 33-40[2020-10-12]. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650518302718>. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2019.02.001.
- [96] Keefer G, Grant C, Piepke A, et al. Laboratory studies on the removal of radon-born lead from kamland' s organic liquid scintillator[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2015, 769: 79-87.
- [97] Company C. Caen v1751 product page[J/OL]. 2019. <https://www.caen.it/products/v1751/>.
- [98] page H. Hamamatsu photonics[J/OL]. 2019. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/R5912/index.html>.
- [99] Morháč M, Kliman J, Matoušek V, et al. Background elimination methods for multidimensional coincidence γ -ray spectra[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1997, 401(1): 113-132.
- [100] Agostinelli S, Allison J, Amako K a, et al. Geant4—a simulation toolkit[J]. Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 506(3): 250-303.
- [101] Birks J B. 874 Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations[M]. 1951.
- [102] Bellamy E, Bellettini G, Gervelli F, et al. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier[R]. Joint Inst. for Nuclear Research, 1993.
- [103] Adam T, Baussan E, Borer K, et al. The opera experiment target tracker[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2007, 577(3): 523-539.
- [104] Calvo E, Cerrada M, Fernández-Bedoya C, et al. Characterization of large-area photomultipliers under low magnetic fields: Design and performance of the magnetic shielding for the double chooz neutrino experiment[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2010, 621(1-3): 222-230.

- [105] An F P, Balantekin A, Band H, et al. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the daya bay experiment[J]. *Physical Review D*, 2017, 95(7): 072006.
- [106] Hamamatsu P K. Photomultiplier tubes. basics and applications third edition (edition 3a[J]. 2007.
- [107] Liu J, Cai B, Carr R, et al. Automated calibration system for a high-precision measurement of neutrino mixing angle θ_{13} with the daya bay antineutrino detectors[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2014, 750: 19-37.
- [108] Moffat B, Ford R, Duncan F, et al. Optical calibration hardware for the sudbury neutrino observatory[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2005, 554(1-3): 255-265.
- [109] Abe K, Hayato Y, Iida T, et al. Calibration of the super-kamiokande detector[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2014, 737: 253-272.
- [110] An F, An Q, Bai J, et al. A side-by-side comparison of daya bay antineutrino detectors[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2012, 685: 78-97.
- [111] Basunia M S. Nuclear data sheets 121, 561[J/OL]. 2014. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=214PO&unc=nds>.
- [112] Balraj Singh M M E A, M.S. Basunia. Nuclear data sheets 160, 405[J/OL]. 2019. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=222RN&unc=nds>.
- [113] Chen J. Nuclear data sheets 140, 1[J/OL]. 2017. <https://nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=40K&unc=nds>.
- [114] Alimonti G, Arpesella C, Bacchiocchi G, et al. A large-scale low-background liquid scintillation detector: the counting test facility at gran sasso[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1998, 406(3): 411-426.
- [115] Johnson M C. Scintillator purification and study of light propagation in a large liquid scintillation detector[M]. Princeton University, 1998.
- [116] Arpesella C, Back H, Balata M, et al. Measurements of extremely low radioactivity levels in borexino[J]. *Astroparticle Physics*, 2002, 18(1): 1-25.
- [117] Agostini M, Altenmüller K, Appel S, et al. Sensitivity to neutrinos from the solar cno cycle in borexino[J]. *The European Physical Journal C*, 2020, 80(11): 1-15.
- [118] Farr T G, Rosen P A, Caro E, et al. The shuttle radar topography mission[J]. *Reviews of geophysics*, 2007, 45(2).
- [119] Guo Z, Bathe-Peters L, Chen S, et al. Muon flux measurement at china jinping underground laboratory[J]. arXiv preprint arXiv:2007.15925, 2020.
- [120] Lide D R. *Crc handbook of chemistry and physics: volume 85*[M]. CRC press, 2004.

-
- [121] Gaisser T K, Engel R, Resconi E. Cosmic rays and particle physics[M]. Cambridge University Press, 2016.
- [122] 关梦云. 博士论文-大亚湾反应堆中微子实验的本底研究和模型研制 [J]. 2006.
- [123] Cecchini S S M. Cosmic ray muon physics//non-accelerator astroparticle physics: Proceedings of the fifth school: Ictp, trieste, italy, 29 july 1998: 201-217[M]. World Scientific, 1998.
- [124] Day D. Electromagnetic nuclear interactions at gev energies-can electron scattering data contribute to an understanding of the backgrounds?[C]// Cosmogenic Activity and Backgrounds Workshop (Berkeley, CA, US. 2011.
- [125] Formaggio J A, Martoff C. Backgrounds to sensitive experiments underground[J]. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 2004, 54: 361-412.
- [126] Bogdanov A, Burkhardt H, Ivanchenko V, et al. Geant4 simulation of production and interaction of muons[J]. IEEE Transactions on nuclear science, 2006, 53(2): 513-519.
- [127] Hand L. Experimental investigation of pion electroproduction[J]. Physical Review, 1963, 129(4): 1834.
- [128] Grupen C. Electromagnetic interactions of high energy cosmic ray muons[J]. Fortschritte der Physik, 1976, 24(3): 127-209.
- [129] Malgin A, Ryazhskaya O. Neutrons from muons underground[J]. Physics of Atomic Nuclei, 2008, 71(10): 1769-1781.
- [130] Adams M, Aïd S, Anthony P, et al. Nuclear decay following deep inelastic scattering of 470 gev muons[J]. Physical review letters, 1995, 74(26): 5198.
- [131] Enikeev R, Zatsepin G, Korol'kova E, et al. Hadrons generated by cosmic-ray muons underground[J]. Soviet Journal of Nuclear Physics, 1987, 46(5): 883-889.
- [132] Khalchukov F, Korolkova E, Kudryavtsev V, et al. Hadrons and other secondaries generated by cosmic-ray muons underground[J]. Il Nuovo Cimento C, 1995, 18(5): 517-529.
- [133] Hagner T, Von Hentig R, Heisinger B, et al. Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors[J]. Astroparticle Physics, 2000, 14(1): 33-47.
- [134] Collaboration L. Measurement of the Neutron Flux Produced by Cosmic-Ray Muons with LVD at Gran Sasso[J/OL]. arXiv:hep-ex/9905047, 1999[2020-09-24]. <http://arxiv.org/abs/hep-ex/9905047>.
- [135] Bellini G, Benziger J, Bick D, et al. Cosmogenic backgrounds in borexino at 3800 m water-equivalent depth[J]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2013, 2013(08): 049.
- [136] Abe S, Enomoto S, Furuno K, et al. Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in kamland[J]. Physical Review C, 2010, 81(2): 025807.
- [137] Hertenberger R, Chen M, Dougherty B L. Muon-induced neutron and pion production in an organic liquid scintillator at a shallow depth[J/OL]. Phys. Rev. C, 1995, 52: 3449-3459. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.52.3449>.
- [138] Bezrukov L B, Beresnev V, Ryajskaya O, et al. Investigation of depth-intensity curve of nuclear events induced by muons[C]// International Cosmic Ray Conference: volume 3. 1973: 1947.

- [139] Boehm F, Busenitz J, Cook B, et al. Neutron production by cosmic-ray muons at shallow depth[J/OL]. *Phys. Rev. D*, 2000, 62: 092005. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.62.092005>.
- [140] An F P, Balantekin A, Band H, et al. Cosmogenic neutron production at daya bay[J]. *Physical Review D*, 2018, 97(5): 052009.
- [141] Blyth S C, Chan Y L, Chen X C, et al. Measurement of cosmic-ray muons and muon-induced neutrons in the aberdeen tunnel underground laboratory[J/OL]. *Phys. Rev. D*, 2016, 93: 072005. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.072005>.
- [142] Agafonova N Y, Malgin A. Universal formula for the muon-induced neutron yield[J]. *Physical Review D*, 2013, 87(11): 113013.
- [143] Mei D M, Hime A. Muon-induced background study for underground laboratories[J/OL]. *Physical Review D*, 73(5): 053004[2020-09-24]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.73.053004>.
- [144] Persiani R, Garbini M, Sartorelli G, et al. Measurement of the muon-induced neutron yield in liquid scintillator and stainless steel at lngs with the lvd experiment[C]// *AIP Conference Proceedings: volume 1549*. American Institute of Physics, 2013: 235-238.
- [145] Aglietta M, Badino G, Bologna G, et al. Neutron flux generated by cosmic-ray mouns at 5200 hg/cm² sr underground. depth-neutron intensity curve[J]. *Il Nuovo Cimento C*, 1989, 12(4): 467-477.
- [146] Gorshkov G, Zhabkin V, Yakovlev R. Production of neutrons in pb, cd, fe, and al by high energy muons[J]. *Yadern. Fiz.*, v. 18, no. 1, pp. 109-117, 1973.
- [147] Annis M, Wilkins H C, Miller J D. Nuclear interaction of fast μ mesons[J]. *Physical Review*, 1954, 94(4): 1038.
- [148] Gorshkov G, Zhabkin V, Yakovlev R. Production of neutrons in pb, cd, fe, and al and fission of pb nuclei by cosmic rays in depth range 0-1000 m water equiv[J]. *SOVIET JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS-USSR*, 1971, 13(4): 450.
- [149] Gorshkov G, Zhabkin V. Production of neutrons in pb cd fe and al under influence of cosmic-ray muons at a depth of 150m water equivalent[J]. *SOVIET JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS-USSR*, 1968, 7(4): 470.
- [150] Crouch M F, Sard R D. The distribution of multiplicities of neutrons produced by cosmic-ray μ -mesons captured in lead[J]. *Physical Review*, 1952, 85(1): 120.
- [151] Short A. Fast neutron production by muons underground.[C]// *International Cosmic Ray Conference: volume 2*. 1965: 1009.
- [152] Bergamasco L. Experimental results on the pion and neutron production by muons at 60 and 110 m we[J]. *Il Nuovo Cimento B (1965-1970)*, 1970, 66(1): 120-128.
- [153] Gorshkov G, Zhabkin V. Neutron production in pb at a depth of 150 m we under the influence of cosmic-radiation mesons traveling at large zenith angles (trans: Adashko jg)[J]. *Sov J Nucl Phys*, 1971, 12(2): 187-190.
- [154] Reichhart L, Lindote A, Akimov D Y, et al. Measurement and simulation of the muon-induced neutron yield in lead[J]. *Astroparticle physics*, 2013, 47: 67-76.

- [155] Bergamasco L, Costa S, Picchi P. Experimental results on neutron production by muons at 4300 m we[J]. *Il Nuovo Cimento A* (1965-1970), 1973, 13(2): 403-412.
- [156] Li S W, Beacom J F. First calculation of cosmic-ray muon spallation backgrounds for mev astrophysical neutrino signals in super-kamiokande[J]. *Physical Review C*, 2014, 89(4): 045801.
- [157] Aharmim B, Ahmed S N, Anthony A E, et al. Cosmogenic neutron production at the sudbury neutrino observatory[J/OL]. *Phys. Rev. D*, 2019, 100: 112005. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.112005>.
- [158] Groom D E, Aguilar-Benitez M, Amsler C, et al. Review of particle physics[J]. *European Physical Journal C*, 2000, 15(1-4): 1-878.
- [159] Wang Y F, Balic V, Gratta G, et al. Predicting neutron production from cosmic-ray muons[J/OL]. *Physical Review D*, 2001, 64(1): 013012[2020-09-24]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.64.013012>.
- [160] Kudryavtsev V A, Spooner N J C, McMillan J E. Simulations of muon-induced neutron flux at large depths underground[J/OL]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 505(3): 688-698 [2020-09-29]. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203009835>. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00983-5.
- [161] Araújo H M, Kudryavtsev V A, Spooner N J C, et al. Muon-induced neutron production and detection with GEANT4 and FLUKA[J/OL]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 545(1): 398-411[2020-12-07]. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205005838>. DOI: 10.1016/j.nima.2005.02.004.
- [162] V.Zerkin. Multi-platform exfor-cinda-endf[J/OL]. IAEA-NDS, 1999-2019. <https://www.nndc.bnl.gov/exfor/endf00.jsp>.
- [163] Rapp J. Ph.d. thesis[D]. University of Karlsruhe, 1996.
- [164] Wang Y F, Miller L, Gratta G. New approach to background subtraction in low-energy neutrino experiments[J]. *Physical Review D*, 2000, 62(1): 013012.
- [165] Alanakyan K, Amaryan M, Demirchyan R, et al. Spectra of cumulative protons in the γ 12 $c \rightarrow px$ process at bremsstrahlung γ -quantum maximal energy of 4.5 gev[J]. *Yadernaya Fizika*, 1981, 34(12): 1494-1503.
- [166] Cheng J H, Wang Z, Lebanowski L, et al. Determination of the total absorption peak in an electromagnetic calorimeter[J/OL]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 827: 165-170 [2021-01-21]. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216303680>. DOI: 10.1016/j.nima.2016.05.010.
- [167] Bezrukov L, Bugaev E. Nucleon shadowing effects in photonuclear interactions[J]. *Sov. J. Nucl. Phys.(Engl. Transl.);(United States)*, 1981, 33(5).
- [168] Kluck H. Review of muon-induced neutron production at underground sites[M]// *Production Yield of Muon-Induced Neutrons in Lead*. Springer, 2015: 77-150.
- [169] Alexa C, et al. A measurement of the photonuclear interactions of 180 gev muons in iron[J]. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 2003, 28(3): 297-304.

附录 A PMT 编号及高压表

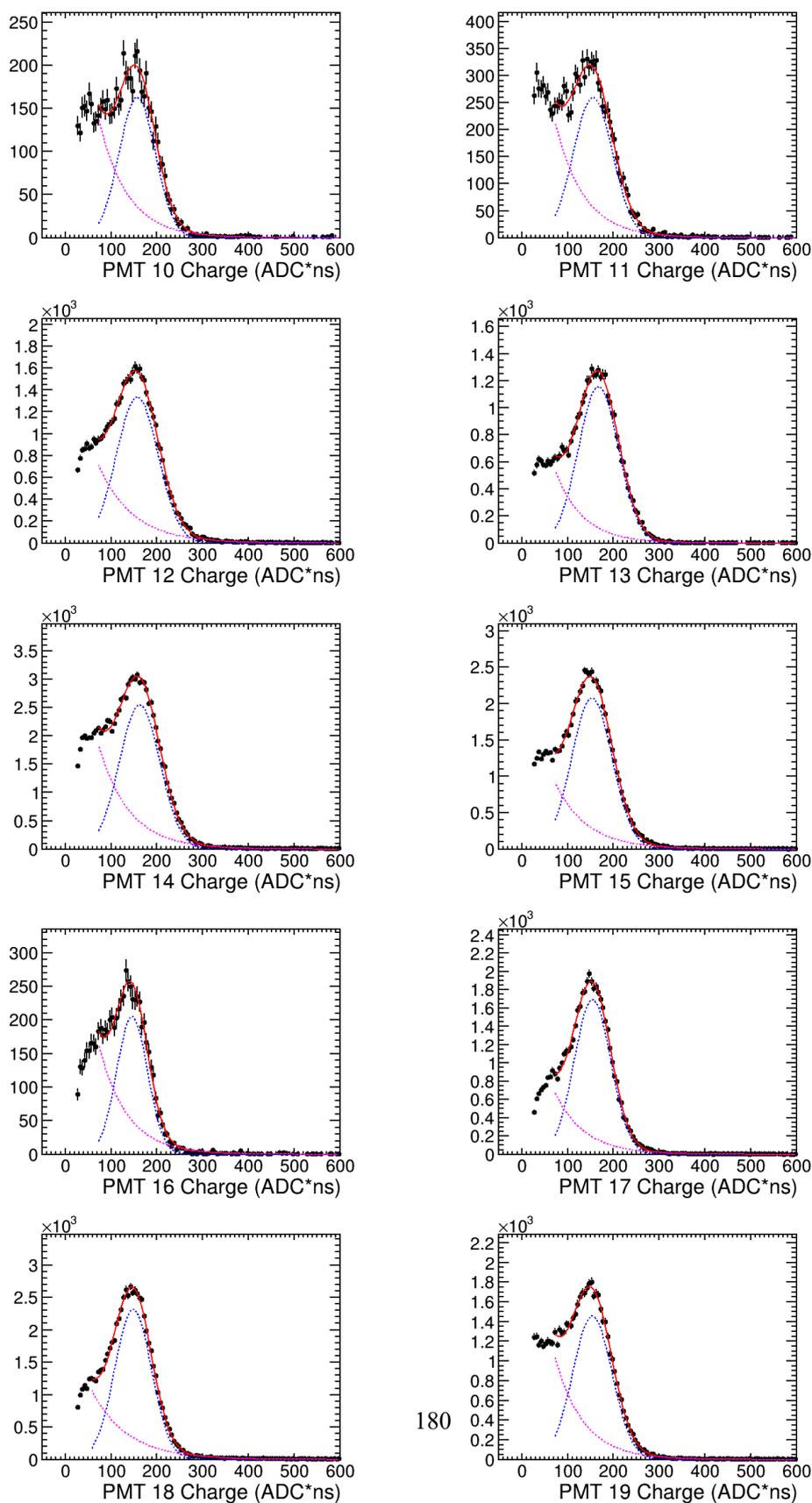
表 A.1 一吨原型机的光电倍增管编号及高压情况

| PMT id | 产地 | 产品编号 | 高压 (Phase A) | 高压 (Phase C-J) |
|--------|----|--------|--------------|----------------|
| 0 | 北京 | SA0150 | +1700 | +1550 |
| 1 | 北京 | SA0173 | +1700 | +1700 |
| 2 | 日本 | KA0120 | -1700 | -1650 |
| 3 | 日本 | KA0107 | -1700 | -1730 |
| 4 | 北京 | SA0164 | +1700 | +1680 |
| 5 | 北京 | SA0141 | +1700 | +1580 |
| 6 | 北京 | SA0149 | +1700 | +1600 |
| 7 | 北京 | SA0143 | +1700 | +1580 |
| 8 | 日本 | KA0118 | -1700 | -1550 |
| 9 | 北京 | SA0134 | +1700 | +1770 |
| 10 | 北京 | SA0181 | +1700 | +1560 |
| 11 | 北京 | SA0166 | +1700 | +1800 |
| 12 | 日本 | KA0111 | -1700 | -1750 |
| 13 | 日本 | KA0103 | -1700 | -1540 |
| 14 | 日本 | KA0113 | -1700 | -1570 |
| 15 | 日本 | KA0105 | -1700 | -1580 |
| 16 | 北京 | SA0179 | +1700 | +1580 |
| 17 | 日本 | KA0094 | -1700 | -1620 |
| 18 | 日本 | KA0114 | -1700 | -1570 |
| 19 | 日本 | KA0109 | -1700 | -1800 |
| 20 | 北京 | SA0174 | +1700 | +1560 |
| 21 | 北京 | SA0154 | +1700 | +1690 |
| 22 | 北京 | SA0008 | +1700 | +1740 |
| 23 | 日本 | KA0099 | -1700 | -1570 |
| 24 | 日本 | KA0106 | -1700 | -1540 |

附录 A PMT 编号及高压表

| PMT id | 产地 | 产品编号 | 高压 (Phase A) | 高压 (Phase C-J) |
|--------|----|--------|--------------|----------------|
| 25 | 北京 | SA0133 | +1700 | +1650 |
| 26 | 北京 | SA0180 | +1700 | +1760 |
| 27 | 日本 | KA0098 | -1700 | -1800 |
| 28 | 日本 | KA0101 | -1700 | -1590 |
| 29 | 日本 | KA0102 | -1700 | -1465 |

附录 B 增益刻度结果



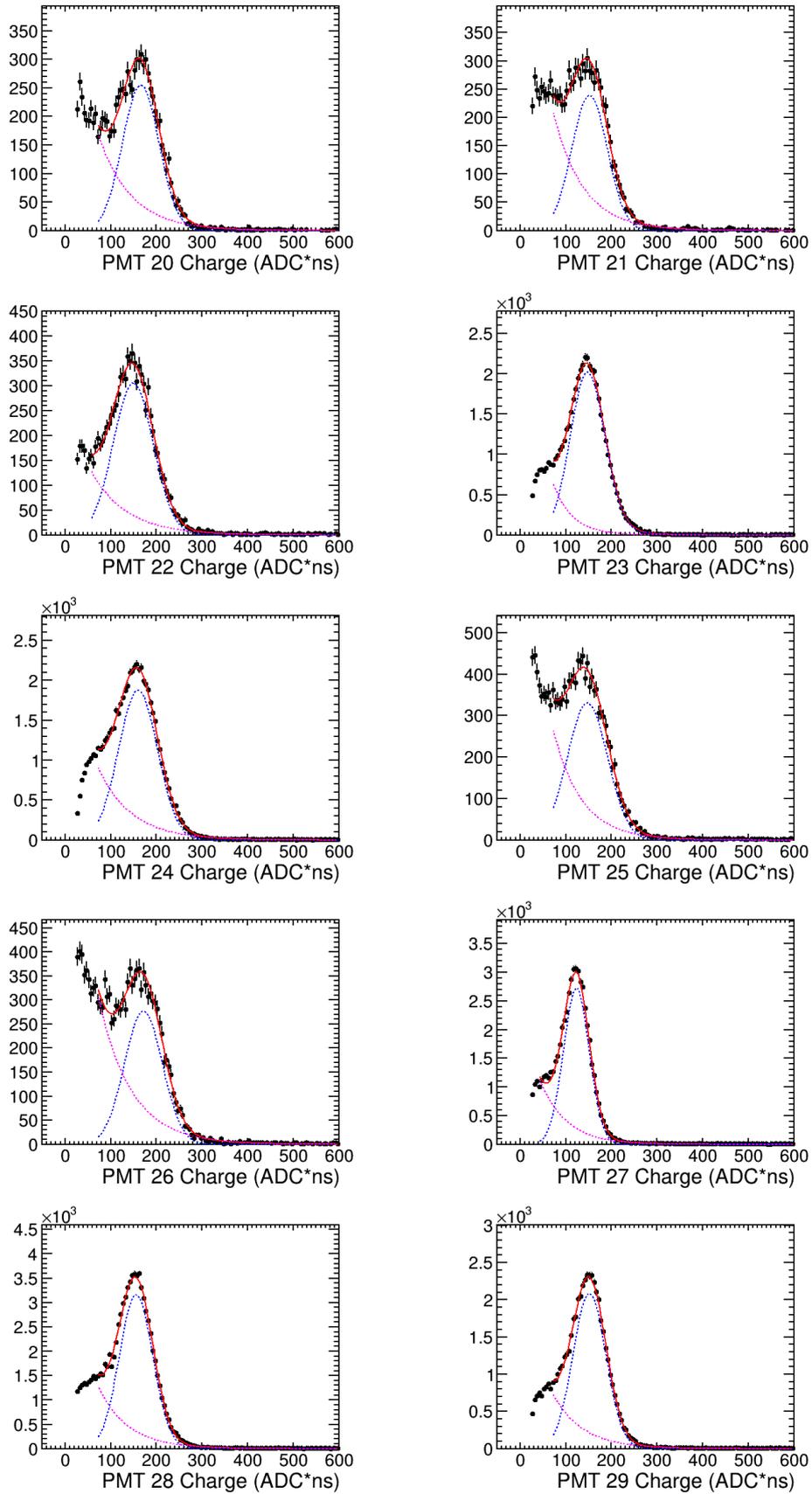
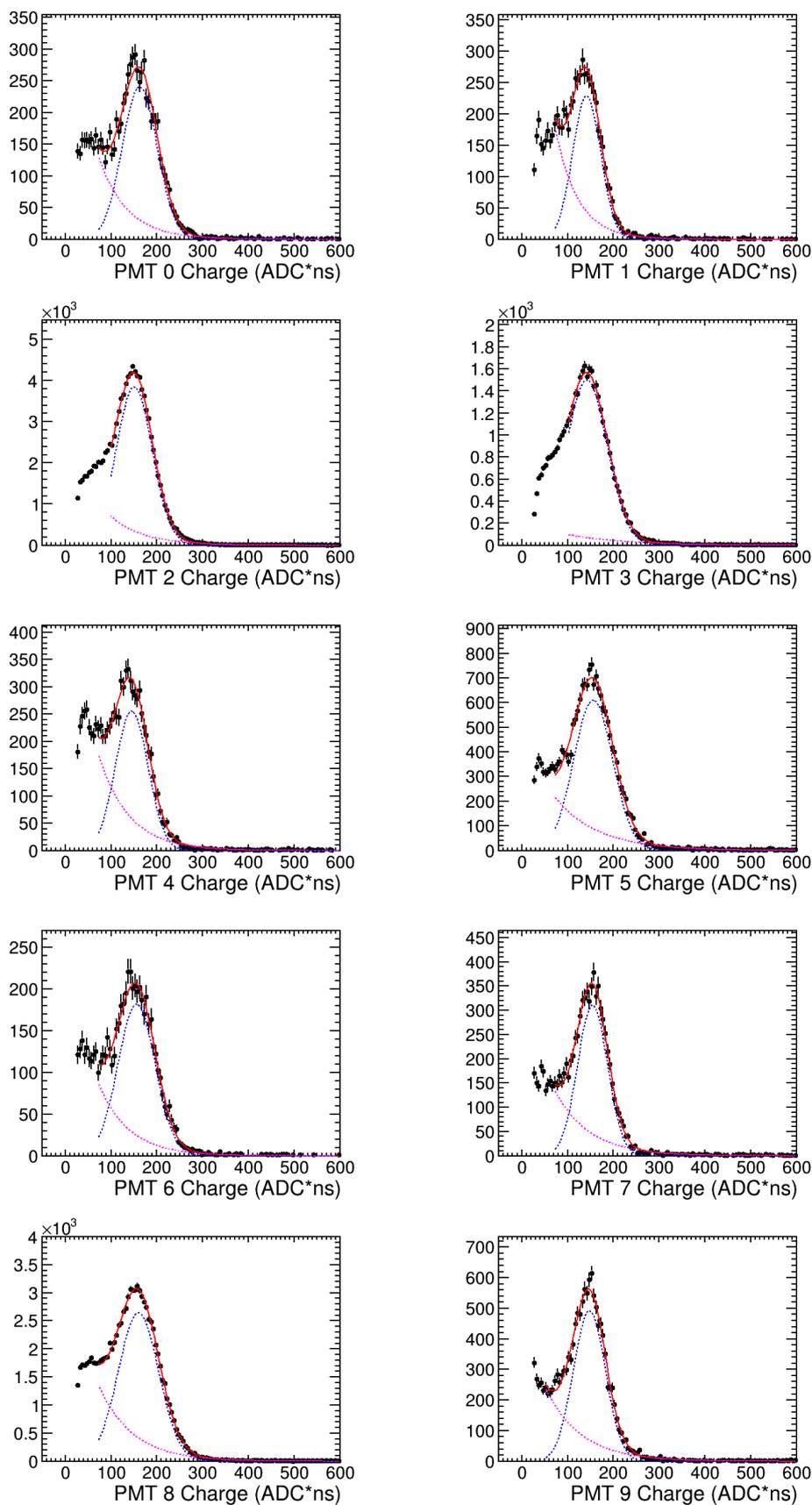


图 B.1 Run 320 到 Run 368 的各路 PMT 增益刻度结果

表 B.1 Run 320 到 Run 368 的各路 PMT 增益刻度结果

| PMTId | Gain (ADC*ns) | Sigma (ADC*ns) | μ | α | ω | N |
|-------|---------------|----------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 0 | 162.42±1.03 | 38.29±0.86 | 2.19×10 ⁻⁴ | 1.61×10 ⁻² | 2.48×10 ⁻⁴ | 1.05×10 ⁸ |
| 1 | 141.27±1.14 | 30.46±0.90 | 0.61×10 ⁻⁴ | 2.02×10 ⁻² | 1.33×10 ⁻⁴ | 2.86×10 ⁸ |
| 2 | 150.38±0.66 | 39.42 ± 0.49 | 2.12×10 ⁻⁴ | 1.3×10 ⁻² | 1.13×10 ⁻⁴ | 1.89×10 ⁹ |
| 3 | 142.63±1.20 | 44.26 ± 0.95 | 8.08×10 ⁻⁴ | 1.1×10 ⁻² | 2.10×10 ⁻⁴ | 2.02×10 ⁸ |
| 4 | 144.87±1.48 | 35.50 ± 1.18 | 1.25×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 1.91×10 ⁻⁴ | 1.82×10 ⁸ |
| 5 | 155.68±1.08 | 42.48 ± 0.90 | 3.00×10 ⁻⁴ | 1.0×10 ⁻² | 2.03×10 ⁻⁴ | 2.17×10 ⁸ |
| 6 | 155.57±1.49 | 40.53 ± 1.19 | 2.81×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 2.60×10 ⁻⁴ | 0.66×10 ⁸ |
| 7 | 154.12±0.86 | 32.65 ± 0.75 | 0.46×10 ⁻⁴ | 1.3×10 ⁻² | 0.48×10 ⁻⁴ | 5.46×10 ⁸ |
| 8 | 159.59±0.47 | 44.10 ± 0.36 | 0.46×10 ⁻⁴ | 1.3×10 ⁻² | 0.43×10 ⁻⁴ | 6.26×10 ⁹ |
| 9 | 147.33±0.65 | 34.96 ± 0.59 | 3.41×10 ⁻⁴ | 1.2×10 ⁻² | 2.84×10 ⁻⁴ | 1.27 ×10 ⁸ |
| 10 | 156.85±1.71 | 39.45 ± 1.29 | 1.38×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 2.36×10 ⁻⁴ | 1.16 ×10 ⁸ |
| 11 | 155.05±1.57 | 42.85 ± 1.17 | 1.87×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 2.86×10 ⁻⁴ | 1.49 ×10 ⁸ |
| 12 | 157.03±0.74 | 45.44 ± 0.58 | 2.18×10 ⁻⁴ | 1.3×10 ⁻² | 2.02×10 ⁻⁴ | 6.96 ×10 ⁸ |
| 13 | 167.21±0.56 | 43.79 ± 0.44 | 7.59×10 ⁻⁴ | 1.6×10 ⁻² | 6.46×10 ⁻⁴ | 1.68×10 ⁸ |
| 14 | 162.22±0.46 | 44.18 ± 0.35 | 0.14×10 ⁻⁴ | 1.4×10 ⁻² | 0.19×10 ⁻⁴ | 1.90×10 ¹⁰ |
| 15 | 152.68±0.57 | 44.08 ± 0.45 | 4.07×10 ⁻⁴ | 1.4×10 ⁻² | 3.20×10 ⁻⁴ | 5.65×10 ⁸ |
| 16 | 146.10±1.36 | 34.65 ± 1.03 | 0.36×10 ⁻⁴ | 1.9×10 ⁻² | 0.71×10 ⁻⁴ | 5.09×10 ⁸ |
| 17 | 154.12±0.48 | 39.78 ± 0.39 | 2.98×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 2.36×10 ⁻⁴ | 5.67×10 ⁸ |
| 18 | 147.95±0.38 | 39.82 ± 0.31 | 0.89×10 ⁻⁴ | 1.2×10 ⁻² | 0.68×10 ⁻⁴ | 2.58×10 ⁹ |
| 19 | 153.79±0.67 | 42.76 ± 0.50 | 0.37×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 0.50×10 ⁻⁴ | 4.12×10 ⁹ |
| 20 | 165.52±1.17 | 39.86 ± 0.93 | 1.89×10 ⁻⁴ | 1.3×10 ⁻² | 2.46×10 ⁻⁴ | 1.35×10 ⁸ |
| 21 | 151.83±1.59 | 38.79 ± 1.19 | 1.86×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 3.31×10 ⁻⁴ | 1.25×10 ⁸ |
| 22 | 149.25±1.19 | 43.66 ± 0.97 | 1.45×10 ⁻⁴ | 1.2×10 ⁻² | 0.91×10 ⁻⁴ | 2.30 ×10 ⁸ |
| 23 | 146.34±0.32 | 37.33 ± 0.39 | 0.10 | 2.3×10 ⁻² | 7.63×10 ⁻² | 2.16×10 ⁶ |
| 24 | 159.60±0.52 | 42.61 ± 0.41 | 0.91×10 ⁻⁴ | 1.3×10 ⁻² | 0.81×10 ⁻⁴ | 2.19 ×10 ⁹ |
| 25 | 147.24±1.82 | 43.92 ± 1.24 | 0.21×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 0.32×10 ⁻⁴ | 1.67 ×10 ⁹ |
| 26 | 171.49±1.28 | 41.36 ± 1.02 | 0.11×10 ⁻⁴ | 1.3×10 ⁻² | 0.24×10 ⁻⁴ | 2.54 ×10 ⁹ |
| 27 | 122.99±0.22 | 28.51 ± 0.19 | 0.48×10 ⁻⁴ | 1.7×10 ⁻² | 0.34×10 ⁻⁴ | 4.01 ×10 ⁹ |
| 28 | 155.47±0.28 | 36.46 ± 0.25 | 0.80×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 0.71×10 ⁻⁴ | 3.59 ×10 ⁹ |
| 29 | 151.64±0.37 | 35.99 ± 0.31 | 0.20×10 ⁻⁴ | 1.5×10 ⁻² | 0.16×10 ⁻⁴ | 9.03 ×10 ⁹ |



致 谢

衷心感谢导师陈少敏教授和王喆副教授对本人的精心指导。他们引领我走进了科研的世界，教会了我做研究的基本方法，为我提供了本论文工作的平台与耐心的指导。他们的言传身教将使我终生受益。

感谢实验室续本达老师对我研究过程的讨论与指导，感谢实验室杨振伟老师、朱相雷老师对自己的教导，感谢窦威、郭磊、郭子溢、李进京、骆文泰、邵文辉、万林焱、魏瀚宇、武益阳、徐彤、杨玉梓、张爱强、张凌等老师和同学们的帮助与支持！

感谢刘卿楼前的月亮和紫操边的海棠，我写论文到深夜时它们的陪伴使我感到不再孤单。

最后对我的父母致以感谢。

另附一曲《少年游》抒发毕业心情。

去家十遇中秋月，疏狂少年头。青山深处，伏案园中，天缺谁来修？

而立辞京何所有？取长缨，道难求。一种东风，万般尽头。此去续风流。

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____ 日 期：_____

个人简历、在学期间完成的相关学术成果

个人简历

1992年4月14日出生于山东省乐陵市。

2011年9月考入兰州大学核科学与技术学院核技术专业，1996年7月本科毕业并获得工学学士学位。

2015年9月免试进入清华大学工程物理系攻读物理学博士至今。

在学期间完成的相关学术成果

学术论文：

- [1] Lin Zhao, et al. Measurement of Muon-induced Neutron Production at China Jinping Underground Laboratory[J]. arXiv preprint arXiv:2108.04010, 2021.
- [2] Lin Zhao for Jinping Neutrino Experiment research group. Physics Goals and R&D Progress of Jinping Neutrino Experiment[C]//Lepton Photon Interactions at High Energies: Proceedings of the 28th International Symposium. 2020: 431-437.
- [3] Z Guo, ..., Lin Zhao et al. Muon flux measurement at China Jinping Underground Laboratory[J]. Chinese Physics C, 2021, 45(2): 025001.

指导教师学术评语

赵林论文工作主要分两部分：一部分是硬件相关；另一部分是物理相关。硬件相关方面是他深度参与了一吨探测器原型机的搭建工作，并在此后的探测器运行中负责探测器的刻度研究工作。他利用原型机研究了光电倍增管暗噪声与高压极性的关系，发现负高压极性的管子在液体环境下，其光阴极与接地钢桶形成两极，玻璃和水层作为介质形成电容结构，导致部分光电子背离打拿极方向，直接打到玻璃上产生荧光，造成光电子二次发射，暗噪声率明显增加。这项工作过去只是开展过理论分析，没有开展过实验的验证工作，赵林同学第一个完成了对这一机理的实验。此外，他在实验室不允许使用放射源的情况下，提出利用靶物质自身的放射性本底来开展探测器无辅助源刻度的方案并加以实施。基于该方法对光电倍增管的增益、时间以及探测器的能标进行了刻度。通过对几个本底能量特征峰的位置以及长达 800 多天的监测，刻度结果稳定可靠，为数据的物理分析打下了基础。在物理研究方面，他开展了探测器各项放射性本底的测量，尤其是光电倍增管的本底分析，研究这些本底的来源与成因，并测量了相关的本底水平，为中国锦屏地下实验室未来开展中微子实验研究提供了许多宝贵的经验。在他的论文工作中，除了进一步提高锦屏实验室一期宇宙线本底测量精度以外，还利用卫星数据对二期的实验室四个实验大厅的宇宙线本底水平进行了预测，得到了其中两个大厅是国际上宇宙线本底最低的结论，为未来锦屏中微子实验选址提供了依据。他还首次在锦屏实验室中，测量了宇宙线诱导中子本底产额，也是国际上在最高宇宙线能量段上首次测量诱导中子产额的实验之一。该测量对实验室未来开展暗物质寻找、无中微子双贝塔衰变、太阳中微子研究等具有重要的意义。以上工作均是赵林同学独立完成的。

答辩委员会决议书

中国锦屏地下实验室 (CJPL) 是世界上埋深最深、物理条件极佳的地下实验室之一，特别适用于开展兆电子伏中微子相关物理的实验研究。论文针对锦屏中微子实验开展一系列的预先研究，选题具有重要的科学意义。

论文的主要工作和创新性成果如下：

1、参与了一吨原型机的建造、运行和数据分析，验证了原型机负高压光电倍增管 (PMT) 暗噪声增高的现象。基于暗噪声和放射性同位素衰变产物的非辅助源定标方法，完成了 PMT 增益、时间及探测器能标的刻度工作。

2、分析并测量了靶材料和 PMT 玻璃中的铀、钍、钾天然放射性本底；发现并解决了探测器中的氦-222 泄漏问题。

3、更新了 CJPL 一期的宇宙线通量测量结果，并据此推算出 CJPL 二期大厅的通量达到世界最低水平；测量了高能 (340 GeV) 宇宙线缪子在液体闪烁体中诱导的中子产额，结果与模型预测一致。

论文结构合理、逻辑清晰、写作规范、内容丰富、结果可靠，反映出论文作者掌握了粒子物理的基础理论知识和实验分析方法，具备独立从事科学研究的能力。

论文答辩过程中论文作者表达清楚，回答问题正确。答辩委员会一致同意通过博士论文答辩，建议授予赵林理学博士学位。