

分类号_____

密级_____

U D C _____

编号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

大亚湾中心探测器反射板研制及事例重建研究

温良剑

指导教师姓名 曹俊 研究员 中国科学院高能物理研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2010年 4月20日 论文答辩日期 2010年 5月 日

培养单位 中国科学院高能物理研究所

学位授予单位名称 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 李 金

摘要

中微子振荡是目前唯一观测到的超出粒子物理标准模型的现象，因此被认为是发现新物理的突破口与关键。 θ_{13} 是中微子振荡理论的六个基本混合参数之一，其大小决定着中微子物理的发展方向。大亚湾反应堆中微子实验的物理目标是精确测量中微子混合角参数 θ_{13} ，使 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度达到 0.01 或更好。为达到这一目标，减小实验系统误差和压低实验本底是关键，对探测器设计提出很高要求。

大亚湾中心探测器的一个独创性设计是在探测器顶部和底部放置光学反射板，提高光收集和竖直方向响应均匀性。论文完整地完成了中心探测器反射板的研制。通过探测器 Monte Carlo 模拟研究优化了反射板的物理设计；通过研制原型板验证并优化了机械设计和吊装方案；对反射膜和有机玻璃材料做了大量研究确定最终选材；制定了生产过程中的清洁标准和清洁步骤以保证光学性能；解决了反射板制作中最为困难的抽真空贴膜工艺和密封工艺；制定了详细的验收标准和质量控制要求。已完成半数反射板的制作，均通过验收，光学性能优秀。论文也讨论了中心探测器的低本底控制相关工作，包括提出放射性要求指标和清洁标准，介绍了液闪存储罐制作的清洁度控制。

反射板使探测器的时间和电荷分布变得复杂，增加了事例重建的难度。论文开发了基于极大似然拟合的顶点、能量重建算法，利用 PMT 电荷分布而不依赖时间信息。通过大亚湾中心探测器的及其模型探测器的 Monte Carlo 重建研究了算法性能，利用中心探测器模型的实验数据验证了重建算法。并基于大亚湾离线软件框架 NuWa 开发了重建软件。

探测器的重建和模拟都需要根据对光在探测器内传播过程的理解构造各自的光学模型。论文通过对液闪及其各组分的衰减长度的准确测量，结合对液闪各组分量子产额的初步测量结果，详细地理解了光子在液闪各组分之间的吸收、重发射过程，并由此提出了探测器光学模拟的新光学模型。

关键词：中微子振荡，反射板，中心探测器重建，光学模型，低本底

ABSTRACT

Neutrino physics is the frontier of particle physics, astrophysics and cosmology physics. Neutrino oscillation is the only evidence of physics beyond the standard model in particle physics, and serves as a key to search new physics. Among the six basic parameters of the neutrino mixing matrix, the value of θ_{13} is important for future neutrino experiments. The goal of Daya Bay neutrino experiment is to precisely determine θ_{13} with a sensitivity of 0.01 or better in $\sin^2 2\theta_{13}$ at 90% confidence level. In order to achieve this goal, it is important to reduce the systematic uncertainties as well as suppress backgrounds, which requires a very careful detector design.

An innovative design in the Daya Bay antineutrino detector (AD) is to use optical reflective panels at the top and bottom of the detector cylinder, in order to increase light collection and vertical uniformity. The main work in this thesis is responsible for the design and fabrication of the reflector. The physical design has been optimized by the Monte Carlo study. The mechanical design and lifting scheme have been verified and optimized through a prototype fabrication. To determine the best materials, a lot of studies to the reflective films and acrylic have been taken. Strict cleaning criteria and procedures are followed to ensure the optical quality. To flat the reflective film and seal the reflector, a special vacuum pumping technic has been found. Strict criteria and procedures for inspection and acceptance are well followed. Till now, half of the reflectors have been produced with good quality and have been accepted by the experiment. This thesis also contributes to the background control of the AD, including the radioactivity and cleanness criteria of AD, as well as the cleaning for LS storage tank.

The charge and time distribution become complex due to reflectors. It increases the difficulties for reconstruction. In this thesis, a maximum likelihood (ML) reconstruction algorithm is developed. The vertex and energy are determined from the charge pattern of the PMTs, without reliance on time-of-flight. Monte Carlo studies of the ML method show good performances for both the Daya Bay antineutrino detector and its prototype. The ML method is further tested with the source data in the prototype detector. The reconstruction algorithm has been implemented into our software framework NuWa.

Based on our understandings to the light propagation in the detector, either reconstruction or simulation needs a proper optical model. In this thesis, a new optical model is proposed for detector simulation. The new model gives a full description to the light absorption and re-emission processes between the liquid scintillator components. This work is based on the accurate measurement of the liquid attenuation length and the preliminary results of quantum yield measurements.

Key words: neutrino oscillation, reflective panel, antineutrino detector reconstruction, optical model, low background

目录

1	引言	1
1.1	中微子物理简介	1
1.1.1	标准模型的中微子	1
1.1.2	超出标准模型的中微子	1
1.2	中微子振荡理论与实验	3
1.2.1	中微子振荡理论	3
1.2.2	太阳中微子实验	8
1.2.3	大气中微子实验	9
1.2.4	加速器中微子实验	10
1.2.5	反应堆中微子实验	11
1.3	论文的内容和结构	16
2	大亚湾反应堆中微子实验	17
2.1	物理目标和意义	17
2.2	实验规划	18
2.2.1	实验总体设计	18
2.2.2	实验布局和基线优化	19
2.3	探测器设计和结构	21
2.3.1	中心探测器	21
2.3.2	反符合探测器	23

3 大亚湾中心探测器反射板研制	27
3.1 中心探测器反射板设计和优化	27
3.1.1 概念设计	27
3.1.2 物理设计和优化	29
3.1.2.1 反射板位置	29
3.1.2.2 光学反射性能对探测器响应的影响	30
3.1.2.3 反射板尺寸	31
3.1.3 中心探测器模型验证反射板设计	33
3.1.4 工程设计和优化	36
3.1.4.1 机械设计和接口	37
3.1.4.2 吊装方案设计和优化	42
3.2 中心探测器反射板原型研制	43
3.2.1 制作过程	44
3.2.2 经验总结	46
3.3 反射膜研究及材料选择	47
3.3.1 三明治结构反射率反射率	47
3.3.1.1 热稳定性和兼容性	49
3.3.1.2 入射角对反射率的影响	50
3.3.1.3 放射性	53
3.3.1.4 小结	54
3.3.2 有机玻璃材料研究	54
3.4 中心探测器反射板制作	57
3.4.1 清洁措施	57
3.4.2 贴膜和密封工艺	59
3.4.2.1 密封工艺	60
3.4.2.2 贴膜工艺	62
3.4.3 质量控制及验收	64
3.4.4 阶段性成果	65
3.4.5 反射板安装	66

3.5	中心探测器低本底控制	67
3.5.1	钢罐和液闪放射性指标	68
3.5.2	中心探测器清洁标准	71
3.5.3	大亚湾液闪存储罐制作	74
3.6	本章小节	76
4	大亚湾中心探测器事例顶点重建算法及软件开发	77
4.1	中心探测器事例顶点重建算法研究	77
4.1.1	基于电荷信息的极大似然重建算法	77
4.1.2	重建算法中的光学模型	79
4.1.2.1	直接光的期待电荷计算	79
4.1.2.2	漫反射的光学模型	81
4.1.2.3	镜反射的光学模型	83
4.1.3	算法性能	90
4.1.3.1	顶点重建	90
4.1.3.2	能量重建	92
4.1.4	光学参数抽取方法	93
4.1.5	时间似然函数研究	96
4.1.5.1	PMT 击中时间分布	96
4.1.5.2	时间似然函数	99
4.2	中心探测器模型验证重建算法	101
4.2.1	Monte Carlo 重建	101
4.2.2	刻度源数据重建	103
4.3	重建软件开发	105
4.4	本章小节	108
5	大亚湾液闪光学模型研究	109
5.1	液体闪烁体发光机制	110
5.1.1	液体闪烁体简介	110
5.1.2	发光过程简介	110

5.2	大亚湾实验液闪	113
5.2.1	大亚湾液闪组成	113
5.2.2	液闪性质参数测量	114
5.2.2.1	发射光谱	114
5.2.2.2	光产额和衰减长度	115
5.2.2.3	发光衰减时间常数	115
5.2.2.4	淬灭因子	116
5.3	液闪探测器的光学模拟	117
5.3.1	其他中微子实验的探测器光学模拟	117
5.3.1.1	CHOOZ & Palo Verde	117
5.3.1.2	KamLAND	117
5.3.1.3	Borexino	118
5.3.2	大亚湾实验模拟软件 G4dyb 中的光学模型	119
5.4	衰减长度测量研究	120
5.5	新光学模型研究	132
5.5.1	光学模型描述	132
5.5.2	新光学模型的光学参数测量	136
5.5.2.1	荧光量子产额	136
5.5.3	发光衰减时间	138
5.6	本章小节	140
6	总结与展望	141
6.1	论文总结	141
6.2	展望	141
	发表文章目录	149
	致谢	151

插图目录

1.1	LEP 上 e^+e^- 湮灭到强子末态的截面	2
1.2	标准太阳模型预言的太阳中微子能谱。	8
1.3	太阳中微子参数最佳拟合参数及置信区间	9
1.4	反应堆中微子能谱	11
1.5	历史上的反应堆中微子振荡实验	13
2.1	反应堆中微子存活几率随基线长度的变化关系	20
2.2	大亚湾反应堆中微子实验的反应堆和实验厅布局	20
2.3	大亚湾实验灵敏度曲线	21
2.4	大亚湾中心探测器立体示意图	22
2.5	远点实验厅宇宙线 μ 反符合系统。	25
3.1	中心探测器有无反射板Z方向响应比较	28
3.2	中心探测器有无反射板R方向响应比较	28
3.3	中心探测器有无反射板重建比较	29
3.4	镜反射板和漫反射板对探测器响应的比较	30
3.5	反射板模拟探测器剖面示意图	31
3.6	反射板尺寸对PMT击中数影响	32
3.7	不同反射板尺寸光产额和能量分辨比较	32
3.8	反射板尺寸对LS集能层能量响应影响	33
3.9	反射板尺寸对重建后的能量分辨和顶点分辨的影响。	33

3.10 小模型探测器几何	34
3.11 高能所小模型探测器实验第一阶段反射板所用铝膜反射率（左图），实验第二阶段上反射板所用 ESR 膜反射率（右图）。	35
3.12 ^{137}Cs 在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与实验的能谱比较 .	35
3.13 ^{137}Cs 在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与实验的能谱峰位和分辨率的比较	36
3.14 反射板在中心探测器模型中的作用	36
3.15 大亚湾中心探测器上反射板机械设计图	37
3.16 大亚湾中心探测器下反射板机械设计图	38
3.17 大亚湾中心探测器下反射板与钢罐底部接口	39
3.18 大亚湾中心探测器上反射板与 4 m 罐顶盖和刻度系统的接口。	39
3.19 2英寸 PMT 系统	40
3.20 模拟空气—有机玻璃界面对 2 英寸 PMT 光收集的影响。	41
3.21 探测器运行期间自动刻度系统的刻度源位置。	41
3.22 反射板开孔大小对 GdLS、LS 中 2 英寸 PMT 的影响。	42
3.23 有机玻璃机械性能参数	43
3.24 吊装时反射板形变、应力分析I	43
3.25 反射板原型吊装试验	45
3.26 MIRO-Silver 反射率	47
3.27 三明治结构小样品照片。ESR 膜用透明环氧树脂胶固定于有机玻璃表面，极薄的一层白油被密封于 ESR 反射面和有机玻璃之间。	48
3.28 左图为 ESR 裸膜在空气中的反射率以及两种三明治结构小样品的反射率比较。右图为小样品所采用的 1 cm 有机玻璃透过率曲线。	49
3.29 烘箱实验前后 ESR 镜面反射率比较。绿色虚线表示 ESR 膜片的 green 面，蓝色实线表示 ESR 膜片的 blue 面。	50
3.30 ESR 角度响应测量装置。	51
3.31 ESR 反射率在空气和白油中的角度响应。	52
3.32 ESR 透过率随角度的变化。	52
3.33 ESR 透过率随角度的变化。	53

3.34 不同有机玻璃样品的透过率示例	55
3.35 G4dyb 中的液闪发射光谱（左图），液体衰减长度（中图），PMT 量子效率（右图）。	55
3.36 光穿过 1 cm 有机玻璃的光路示意图	56
3.37 3 m 有机玻璃罐原型的有机玻璃样品折射率 $n(\lambda)$ [57]。不考虑有机玻璃对光的吸收，由 $n(\lambda)$ 计算得到的总透过率 T_{eff} 。	57
3.38 衰减长度模型示例	57
3.39 总光电子数随 λ_0 的变化，样本为在探测器靶体积内均匀产生的 1 MeV e^+ 。	58
3.40 与真实尺寸比例为 1:9 的下反射板原型样品。	60
3.41 在反射板原尺寸模型制作中，不可接受的贴膜缺陷。	60
3.42 反射板密封设计方案一。	61
3.43 反射板密封设计方案二。	61
3.44 反射板密封设计方案二补充：孔密封的一种方案。	62
3.45 反射板密封设计方案三。	62
3.46 反射板真空吸盘吊具最终设计的受力分析，左图为板身形变，右图为应力分布图。	67
3.47 中心探测器 AD1 安装下反射板。	67
3.48 天然放射性同位素衰变链	69
3.49 钢罐 $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$ 放射性在液闪中产生的可见能量谱。	70
3.50 液闪存储桶	75
4.1 单个 PMT 光电子数分布	78
4.2 PMT 角度响应	80
4.3 点光源和球光源立体角比较	80
4.4 漫反射光学模型示意图	81
4.5 漫反射下重建能量随 Z 变化关系	82
4.6 漫反射下重建能量分辨比较	83
4.7 漫反射下顶点重建分辨	83
4.8 漫反射下将探测器分 bin 做反射修正对顶点重建的影响	84

4.9 镜反射下镜像源模型示意图	85
4.10 镜反射下各级反射光对期待电荷的贡献	85
4.11 G4dyb 中 GdLS、LS、MO、有机玻璃、PMT 玻璃折射率。	86
4.12 不同探测器参数配置下, GdLS 中 $\frac{q}{\mu}$ 沿光源到 PMT 的距离 R 方向的投影 (左列), 以及沿 $\cos \theta$ 方向投影 (右列)。	88
4.13 不同探测器参数配置下, LS 中 $\frac{q}{\mu}$ 沿光源到 PMT 的距离 R 方向的投影 (左列), 以及沿 $\cos \theta$ 方向投影 (右列)。	89
4.14 AD 顶点重建偏差比较	90
4.15 重建顶点的位置分辨比较	91
4.16 total charge 方法重建的能量同真实可见能量的比值沿探测器竖直方向 (左图) 和径向 (右图) 的变化。	92
4.17 ML 重建能量同真实可见能量的比值沿探测器竖直方向和径向的变化。 . .	92
4.18 由 total charge 方法 (左图) 和 ML 方法 (右图) 得到的探测器能量分辨比较。	93
4.19 中心探测器刻度系统示意图。	94
4.20 无反射探测器情况下, χ^2 随衰减长度参数的变化。	95
4.21 有反射探测器情况下, χ^2 随衰减长度 (左) 和反射板反射率 (右) 的变化。	95
4.22 PMT 上单光电子时间分布	97
4.23 假想的双指数时间分布	98
4.24 PMT 第一击中时间的分布及其中反射光的比例	99
4.25 ^{68}Ge 事例每 N ($N=8, 16$) 个单光电子中选取最早的光电子的时间分布。 .	100
4.26 加入时间似然函数后中子顶点重建分辨。	100
4.27 似然函数沿小模型探测器竖直方向变化示例。左图和右图对应 ^{137}Cs 位于 (0, 0, 27 cm) 时的两个不同事例。	101
4.28 比较点光源、 ^{137}Cs γ 源顶点重建偏差, 左图为小模型探测器竖直方向的顶点重建偏差, 右图为径向方向的顶点重建偏差。	102
4.29 total charge 重建能量同真实可见能量的比值沿探测器竖直方向和径向的变化。	102

4.30 ML 重建的能量同真实可见能量的比值沿探测器模型竖直方向和径向的变化。	103
4.31 不同 ^{137}Cs 源位置下, 数据重建顶点同 Monte Carlo 能量沉积中心比较。 .	104
4.32 不同 ^{137}Cs 源位置下, 原始数据能谱、 Monte Carlo 能谱、重建能谱的比较。	104
4.33 不同 ^{137}Cs 源位置下, ML 重建和 total charge 重建的比较。	105
4.34 NuWa 框架下的数据流程图	106
4.35 重建软件流程框图。	107
5.1 Perrin-Jablonski 电子能级原理图。	111
5.2 大亚湾液闪组分浓度选择	113
5.3 液体闪烁体的荧光发射谱	114
5.4 PPO 和 PC 的衰减长度测量 (Borexino) 。	119
5.5 双光束紫外可见分光光谱仪光路示意图	121
5.6 TU-1901 和 UV-2550 液闪样品吸光度测量比较。	122
5.7 UV-Vis 光斑影响示意图	123
5.8 10 cm 空比色皿吸光度, 空气—空气校基线	123
5.9 10 cm 比色皿装环己烷后的吸光度, 空气—空气校基线	123
5.10 装有环己烷的 5 cm 比色皿在样品池不同位置测量示意图	124
5.11 装有环己烷的 5 cm 比色皿在样品池不同位置的吸光度测量结果	124
5.12 荧光对吸光度测量影响示意图	125
5.13 荧光对吸光度测量的影响示例	126
5.14 Rayleigh 散射长度	126
5.15 石英—空气界面反射修正	127
5.16 液闪衰减长度测量比较	128
5.17 液闪 (LAB + 3 g/L PPO + 15 mg/L bis-MSB) 中各组分衰减长度 $\Gamma_i(\lambda)$ 曲线。	130
5.18 液闪 (LAB + 3 g/L PPO + 15 mg/L bis-MSB) 中各组分的光吸收概率。 .	130
5.19 不同浓度的 bis-MSB 吸光度曲线。	131

5.20 薄层 cyclohexane 吸光度曲线（左图）和薄层 (cyclohexane + 3g/L PPO)	
吸光度曲线（右图）。	132
5.21 归一化后的 PPO 吸光度曲线。	132
5.22 归一化后的 LAB（左图）和 LS 右图）吸光度曲线。	133
5.23（190 nm, 330 nm）范围内 LAB 光吸收概率。	133
5.24 薄层液闪样品的发射光谱。	134
5.25 硫酸奎宁和哈尔碱（ Harmane ）单位吸收下的荧光积分强度。	137
5.26 PPO 和 bis-MSB 荧光积分强度随光吸收的关系。 PPO 样品测量的激发	
波长范围为 (300 nm, 340 nm) ， bis-MSB 样品测量的激发波长范围为	
(360 nm, 380 nm) 。	138
5.27 LAB + 3g/L PPO 发光衰减时间拟合结果。	139

表格目录

2.1	大亚湾中心探测器的物理性能要求	23
2.2	大亚湾实验对反符合系统性能的要求	25
3.1	中微子探测效率比较	32
3.2	双面胶同白油兼容性示例（一种 3M 双面胶）	51
3.3	MIRO-Silver 天然放射性测量	53
3.4	前 4 套反射板有机玻璃透过率检测结果	66
3.5	钢罐的钢材放射性要求及单事例率。	70
3.6	液闪放射性要求及单事例率、关联本底。	71
3.7	空气洁净度等级	72
3.8	AD 子探测器系统在清洁间的暴露时间限制	73
4.1	无反射的简单探测器模拟参数。	86
4.2	液闪发光衰减时间测量结果	97

第一章 引言

本章简单介绍中微子物理基本知识和中微子振荡的理论，以及回顾中微子振荡参数测量的实验方法和实验结果。

1.1 中微子物理简介

1.1.1 标准模型的中微子

在粒子物理学标准模型中，中微子被描述为质量为零、自旋 $1/2$ 、左旋的 Dirac 粒子，只参与弱相互作用。按照其在弱相互作用中表现出来的“味道”，中微子分为三代，分别是电子中微子、 μ 中微子、 τ 中微子，分别与三代带电轻子（电子、 μ 子、 τ 子）对应。

在欧洲核子中心 (CERN) 的 LEP e^+e^- 对撞机上 ALEPH, DELPHI, L3, OPAL 等实验在 Z 质量附近测量了 e^+e^- 湮灭到强子末态的截面，实验结果同三代中微子的标准模型预言符合，如图 1.1 [1]。但这一方法太依赖于标准模型自身。更为精确的方法是测量 Z^0 衰变的不可见产物分支比宽度。得到参与弱相互作用、质量小于 $m_Z/2$ 的中微子个数为 $N_\nu = 2.984 \pm 0.008$ [2]。证实了标准模型中的中微子代数为三。

标准模型中，中微子质量严格为零。这源于自然界中只能观测到左旋中微子，如 1958 年的实验 [3]。如果中微子有质量，那么它不能按光速飞行，若选择合适参考系，则应该能观测到右旋中微子。事实上至今并无右旋中微子的观测结果。

1.1.2 超出标准模型的中微子

标准模型中，假定中微子是无质量粒子。近几十年的大量实验证据证实了中微子振

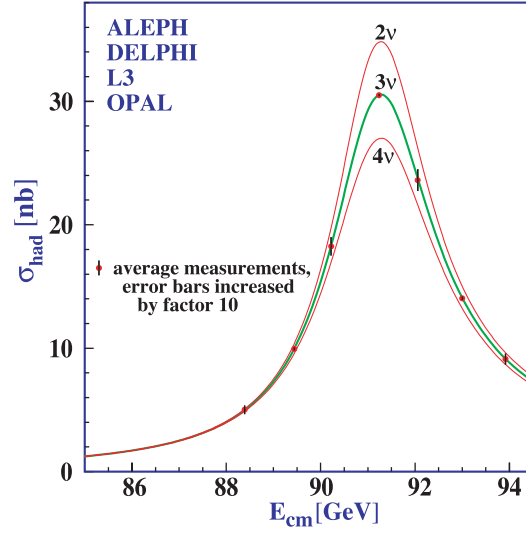


图 1.1: LEP e^+e^- 对撞机上 ALEPH, DELPHI, L3, OPAL 等实验测量的不同能量下 e^+e^- 湮灭到强子末态的截面，三条曲线分别是不同中微子代数的标准模型预言 [1]。

荡现象，表明中微子是有质量的，超出了标准模型的预言。中微子有质量，会引发一系列新物理问题：

中微子有几种？存不存在 sterile 中微子？ sterile 中微子是 LSND 实验 [4]所提出的一种不参与弱相互作用的中微子，以解释其对 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振荡的观测数据，这一解释是否成立将由 MiniBooNE 实验 [5]来检验（见第 1.2.1 节中讨论）。

中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子？ 标准模型中，中微子是左旋 Dirac 粒子。若中微子有质量，那么它不能以光速飞行，则应该存在右旋的中微子。对此有两种解释，一种认为右旋中微子是种新的粒子态，尽管以前没观测到，但它客观存在，仍是 Dirac 粒子；另一种认为右旋中微子是反中微子，称为 Majorana 中微子，这会导致一个奇特的现象，当观察者速度超过中微子时，它就变成反中微子。对于中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子，实验上的一个可观测的过程是零中微子双 β 衰变 $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-$ ，如果中微子是 Majorana 粒子，就能够发生这种衰变 [6]。

中微子质量本征态的绝对质量大小？ 中微子振荡试验只能给出质量平方差，不能

测量中微子绝对质量。精确测量 β 能谱（如氚的 β 衰变）是测量中微子绝对质量的一种可能办法。利用上述零中微子双 β 衰变，也可测量中微子的等效 Majorana 质量。

中微子混合角的精确值？ 精确测量中微子混合矩阵中的混合角参数，有助于完善中微子混合的整体图像。特别是 θ_{13} ，它对 CP 破缺和中微子质量等级测量都有重要意义（见 1.2.1 节中讨论）。

中微子引起 CP 破缺项多大？ 中微子质量本征态与味道本征态的混合矩阵中有一个 CP 破缺项（见 1.2.1 节中讨论）。夸克混合矩阵 (CKM) 也有类似的破缺项，目前人们已知这种 CP 破缺与宇宙学中物质—反物质不对称有关，但 CKM 矩阵的 CP 破缺项太小，不足以解释宇宙中为什么不存在反物质。中微子混合矩阵中的 CP 破缺项似乎有希望解决这一难题。

1.2 中微子振荡理论与实验

1.2.1 中微子振荡理论

中微子有质量，可以从一种味道转化为另一种味道，即发生中微子振荡。以下从量子力学波函数出发，讨论中微子味道混合以及中微子振荡的理论基础 [7]。

如果中微子有质量，则同带电轻子的质量本征态 e, μ, τ 类似，中微子也有一系列的质量本征态 $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ 。如果轻子混合，弱相互作用玻色子 W 可以同任何一个带电轻子质量本征态 $l_\alpha (\alpha = e, \mu, \tau)$ 和任何中微子质量本征态 ν_i 耦合，耦合几率振幅为 $U_{\alpha i}^*$ ，其中 U 通常用 PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 矩阵表示 [8, 9]。因此，对于 $W^+ \rightarrow l_\alpha^+ + \nu$ 衰变，其末态波函数可以写为

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

它是中微子质量本征态的叠加，跟“味道”为 α 的带电轻子本征态关联，习惯上我们将 $|\nu_\alpha\rangle$ 称为中微子的味道本征态。假设 CPT 不变性成立， U 矩阵的么正性保证了 ν_α 只能在探测器内产生相同“味道”的轻子 l_α 。我们可以将中微子质量本征态波函数写成味道本征态的叠加：

$$|\nu_i\rangle = \sum_\beta U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \quad (1.2)$$

目前我们已知三种不同带电轻子质量本征态 (e, μ, τ)，但不排除可能有其他的中微子质量本征态。比如，若有四种质量本征态，则存在一种波函数线性组合：

$$|\nu_s\rangle = \sum_i U_{si}^* |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

它没有对应的带电轻子，因此不与 W 玻色子耦合。另一方面， Z 玻色子到 $\nu_\alpha \bar{\nu}_\alpha$ 的衰变测量显示只有三种中微子同 Z 玻色子耦合（LEP 实验，见第 1.1.1 节介绍）。这种中微子不参与标准模型的弱相互作用，被称为 sterile 中微子。LSND 实验 [4] 在探测 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振荡的时候，发现中微子质量平方差为 $\Delta m_{LSND}^2 \sim 1 \text{ eV}$ ，比其他两个中微子质量平方差大了两个量级以上，需要通过一个质量约为 eV 的 sterile 中微子来解释这一观测结果。为了验证这个结果，建立了 MiniBooNE 中微子实验 [5]，与 LSND 实验有着相似的 L/E_ν ，通过 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 过程来观测电子中微子的产生。MiniBooNE 2008 年的观测结果，在 98% 的置信水平排除了 LSND 的解释。但 MiniBooNE 实验观测到的低能电子中微子信号偏多，不能完全排除其他解释。为解决这一问题，MiniBooNE 实验已运行在 $\bar{\nu}_\mu$ 取数模式，对 LSND 结果做直接检验。

初始味道为 α 的中微子在真空或物质中传播变成另一种味道 β 的中微子的过程，被称为中微子振荡。中微子从产生源到探测器发生 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ 的振荡几率 $\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ 可以写成

$$\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* \text{Prop}(\nu_i) U_{\beta i} \quad (1.4)$$

其中 $U_{\alpha i}^* \text{Prop}(\nu_i) U_{\beta i}$ 是中微子质量本征态 ν_i 的贡献， $U_{\alpha i}^*$ 是中微子 ν_α 到质量本征态 ν_i 的几率振幅（公式 1.1），因子 $\text{Prop}(\nu_i)$ 是 ν_i 从中微子源传播到探测器处的几率振幅，因子 $U_{\beta i}$ 是 ν_i 中 ν_β 成分的几率振幅（公式 1.2）。根据量子力学基本原理，传播因子 $\text{Prop}(\nu_i) = \exp(-im_i \tau_i)$ ，其中 m_i 是 ν_i 的质量， τ_i 是 ν_i 在它自身坐标系中的原时。根据 Lorentz 不变性，有 $m_i \tau_i = E_i t - p_i L$ ，其中 L, t 分别是实验室系中的中微子束流从源位置到探测器的距离和时间， E_i, p_i 分别是实验室系中微子束流中 ν_i 成分的能量和动量。

在 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ 的振荡概率计算公式 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2$ 中，对于不同质量本征态，传播因子 $\text{Prop}(\nu_i)$ 的相对相位才有物理意义。用 $\delta\phi_{ij}$ 表示 $\text{Prop}(\nu_i)$ 和 $\text{Prop}(\nu_j)$ 之间的相位差，则

$$\delta\phi_{ij} = (p_i - p_j)L - (E_i - E_j)t \quad (1.5)$$

实际上，在实验中并不测量传播时间 t ，但 t 可以近似用 $L/\bar{v}$ 表示，其中

$$\bar{v} = \frac{p_i + p_j}{E_i + E_j} \quad (1.6)$$

是中微子束流中 ν_i 和 ν_j 成分的平均速度，因此有

$$\delta\phi_{ij} \cong \frac{p_i^2 - p_j^2}{p_i + p_j} L - \frac{E_i^2 - E_j^2}{p_i + p_j} L \cong (m_j^2 - m_i^2) \frac{L}{2E} \quad (1.7)$$

在上式中最后一步做了极端相对论近似，认为 p_i, p_j 等于中微子束流能量 E 。如果将 $\text{Prop}(\nu_i)$ 取为 $\exp(-im_i^2 L/2E)$ ，公式 1.4 中各项之间的相位差不变。由此得到

$$\text{Amp}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} U_{\beta i} \quad (1.8)$$

平方后，

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} \\ &- 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left[1.27 \Delta m_{ij}^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \\ &+ 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left[2.54 \Delta m_{ij}^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

其中， $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ ，单位是 eV^2 ， L 的单位是 km ， E 的单位是 GeV ，常数 1.27 来自于单位制的换算：

$$\Delta m_{ij}^2 (L/4E) \simeq 1.27 \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})} \quad (1.10)$$

如果 CPT 变换守恒，对于中微子振荡，存在以下关系：

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \quad (1.11)$$

另一方面，从方程 1.9 中得到：

$$P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha, U) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, U^*) \quad (1.12)$$

如果 CPT 变换守恒，中微子振荡将遵守变换关系 1.13。

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta, U) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, U^*) \quad (1.13)$$

这个关系说明，在混合矩阵 U 取其复共轭后，反中微子的振荡几率与中微子的振荡几率相等。如果混合矩阵 U 的矩阵元不是实型的，公式 1.9 中的最后一项将在取复共轭后有不同的符号，反中微子和中微子的振荡几率不相等。由此，如果 CPT 变换守恒，正反中微子振荡几率间的差别将意味着 CP 变换的不守恒。

现在回到混合矩阵 U ，已知中微子有三代，可以将矩阵 U 写成 PMNS 矩阵 [8, 9]，其参数化形式如下：

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & \hat{S}_{13}^* \\ 0 & 1 & 0 \\ -\hat{S}_{13} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & & \\ & e^{i\phi_2} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & C_{13}S_{12} & \hat{S}_{13}^* \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{12}C_{23} - S_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{13}S_{23} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}\hat{S}_{13}C_{23} & -C_{12}S_{23} - S_{12}\hat{S}_{13}C_{23} & C_{13}C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & & \\ & e^{i\phi_2} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

其中， $C_{jk} = \cos \theta_{jk}$ ， $S_{jk} = \sin \theta_{jk}$ ， $\hat{S}_{13} = e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13}$ 。参数范围： $0 \leq \theta_{jk} \leq \pi/2$ ， $0 \leq \delta_{CP}, \phi_1, \phi_2 \leq 2\pi$ 。 ϕ_1 和 ϕ_2 是 Majorana 相位角，与中微子振荡无关。

从振荡公式 1.9 和 PMNS 矩阵可知，中微子振荡与六个参数有关：三个混合角 θ_{12} 、 θ_{13} 和 θ_{23} ，两个独立的质量平方差 $\Delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ 和 $\Delta m_{32}^2 \equiv m_3^2 - m_2^2$ ，一个 CP 相位角 δ_{CP} 。当前的实验对于这六个参数还有两个半没有确定，一个是 δ_{CP} ，一个是 θ_{13} ，以及 Δm_{32}^2 的正负号。 Δm_{32}^2 的符号反映中微子的质量等级。 δ_{CP} 反映中微子混合的 CP 破缺，有希望能解释宇宙中物质—反物质不对称。但 δ_{CP} 与 θ_{13} 耦合，能否测量 CP 相角，取决于 θ_{13} 是否为零。因此判断 θ_{13} 是否为零、精确测量 θ_{13} 有着重要意义。

下面列出了 2010 年的对中微子振荡参数一个全局拟合 (global fit) 的结果 [10]:

$$\begin{aligned}
\Delta m_{21}^2 &= 7.59 \pm 0.20 \left({}^{+0.61}_{-0.69} \right) \times 10^{-5} eV^2 \\
\Delta m_{31}^2 &= \begin{cases} -2.36 \pm 0.11 (\pm 0.37) \times 10^{-3} \\ +2.46 \pm 0.12 (\pm 0.37) \times 10^{-3} \end{cases} \\
\theta_{12} &= 34.5 \pm 1.0 \left({}^{+3.2}_{-2.8} \right)^\circ \\
\theta_{23} &= 42.8 {}^{+4.7}_{-2.9} \left({}^{+10.7}_{-7.3} \right)^\circ \\
\theta_{13} &= 5.1 {}^{+3.0}_{-3.3} (\leq 12.0)^\circ \\
\sin^2 \theta_{13} &= 0.008 {}^{+0.012}_{-0.007} (\leq 0.043) \\
\delta_{CP} &\in [0, 360]
\end{aligned}$$

其中每个参数给出了最佳拟合值, 以及 1σ 和 3σ 范围 (括号内的数值)。比起 2008 年的全局拟合结果 ($\sin^2 \theta_{13} \leq 0.056$), $\sin^2 \theta_{13}$ 的上限进一步降低。

PMNS 矩阵的参数化形式对研究和理解太阳中微子、大气中微子和反应堆中微子非常便利。 Δm_{21}^2 和 θ_{12} 被称为太阳中微子振荡参数, 有时记为 $\Delta m_{sol}^2 (\Delta m_\odot^2)$ 和 $\theta_{sol} (\theta_\odot)$ 。 Δm_{32}^2 和 θ_{23} 被称为大气中微子振荡参数, 有时记为 Δm_{atm}^2 和 θ_{atm} 。 θ_{13} 最有希望由靠反应堆中微子实验 (短基线) 精确测量, 中等基线的反应堆中微子实验则跟太阳中微子振荡参数测量相关。

公式 1.9 是中微子振荡实验的基本原理, 按 α, β 是否相等, 可以分成两类。当 $\alpha = \beta$ 时, 实验测量的是中微子的存活几率, 称为 Disappearance 实验。当 $\alpha \neq \beta$ 时, 测量的是出现新味道中微子的几率, 称为 Appearance 实验。在公式 1.9 中, 当中微子振荡实验的 L/E 满足关系:

$$\frac{\Delta m^2 L}{E} = o(1) \quad (1.15)$$

时, 三代中微子振荡近似变成两种中微子的振荡。Disappearance 实验的振荡公式简化为:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 [1.27 \Delta m^2 L/E] \quad (1.16)$$

当 $\beta \neq \alpha$ 时, Appearance 实验的振荡公式简化为:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 [1.27 \Delta m^2 L/E] \quad (1.17)$$

历史上的中微子振荡实验, 绝大多数都属于 Disappearance 实验。

1.2.2 太阳中微子实验

太阳内部一系列核聚变产生大量电子中微子，这一复杂过程可等效为下面的反应 [11]

$$4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e \quad (1.18)$$

末态正电子和电子发生湮灭，可以将上式改写为热反应式：

$$4p + 2e^- \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu_e + 26.73 \text{ MeV} - E_\nu \quad (1.19)$$

其中 E_ν 表示中微子带走的能量，平均值为 $\langle E_\nu \rangle \sim 0.6 \text{ MeV}$ 。标准太阳模型预言的中微子通量如图 1.2。

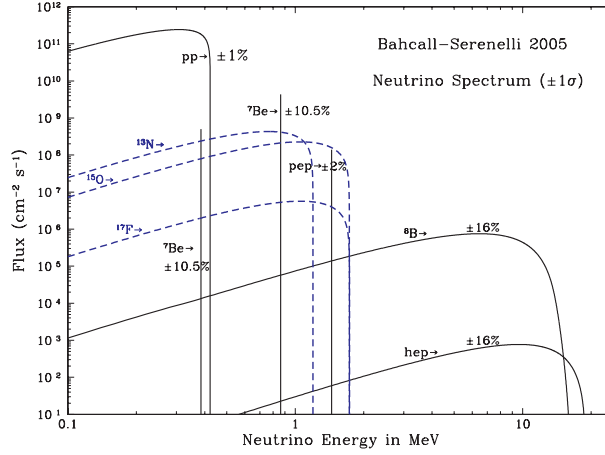


图 1.2: 标准太阳模型预言的太阳中微子能谱。

实验上对太阳中微子的观测，始于 Homestake 实验 [12] 发现“太阳中微子丢失”。随后类似的实验如意大利的 GALLEX 实验 [13] 和苏联的 SAGE 实验 [14] 均证实了该结果。随后的 Kamiokande 实验 [15, 16] 也观测到类似结果。但这些实验只能证明探测到的太阳中微子比理论预言的少，而不能确定是由于中微子振荡还是太阳模型有问题。2001 年，加拿大的 SNO 太阳中微子实验 [17, 18, 19, 20, 21] 用 1000 吨纯净重水同时测量中微子的带电流过程 (CC: $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$)、中性流过程 (NC: $\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n$)、弹性弹射过程 (ES: $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$)。通过精确测量三种过程的中微子的通量，获得了 ν_e 中微子消失， ν_μ , ν_τ 出现的证据，证明太阳中微子发生了

振荡。同时，测得的中微子总通量与标准太阳模型预言一致，也验证了标准太阳模型。2002 年，日本 KamLAND 实验 [22] 也观察到了反应堆中微子振荡。太阳中微子振荡的大角度混合解 (LMA) 可以定量解释所有观测数据，中微子振荡得到最终确认。图 1.3 是目前的太阳中微子参数最佳拟合参数及置信区间 [23]。

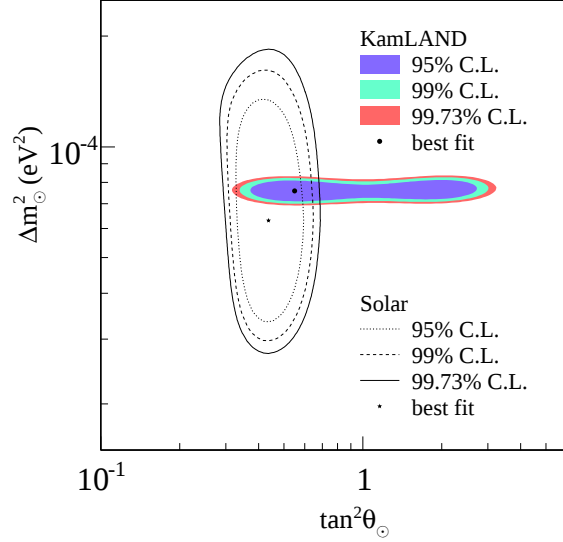


图 1.3: 太阳中微子参数最佳拟合参数及置信区间，图中显示了 KamLAND 及其他太阳中微子实验的拟合结果 [23]。

1.2.3 大气中微子实验

Kamiokande 和 Super-Kamiokande 实验 [24] 是大气中微子实验的代表。宇宙射线在穿越大气层时沿穿越路径发生强子簇射，簇射中的介子衰变产生 μ 中微子。电子中微子则主要来自于 μ 子衰变，如果没有中微子振荡，应该满足 μ 中微子大约是电子中微子的两倍。自 1970 年起，许多实验发现这一比例接近于 1（即“大气中微子反常”），但误差很大。1980 年代，Kamiokande 实验用大型水切伦科夫探测器探测大气中微子。其原理是利用中微子产生的 μ 和电子在水中径迹不同，从而形成不同的切伦科夫光环，由此可以鉴别入射粒子是 μ 中微子还是电子中微子。Kamiokande 以稍小的误差证实了“大气中微子反常”。随后 Super-Kamiokande 以比 Kamiokande 大 10 倍的探测器，精确证明 μ 中微子与电子中微子之比接近于 1 是因为 μ 中微子消失，消失的百分比随能量

与飞行距离的关系跟公式 1.16（取 $\alpha = \mu$, $\theta = \theta_{23}$ ）一致：

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27\Delta m_{32}^2 L/E_\nu) \quad (1.20)$$

1.2.4 加速器中微子实验

目前的加速器中微子束流主要是 μ 中微子，是通过质子轰击铍靶或碳靶产生的次级介子的衰变得到。带电介子在一个电磁装置中偏转聚焦，通过磁场方向的调节选择介子的电荷从而选择束流为中微子还是反中微子，经过聚焦后的介子束流进入衰变管道衰变，产生中微子束流。目前加速器中微子实验选择的能量范围在 $1 \sim 10$ GeV，同大气中微子主要能区相近。

利用加速器中微子束流，既可以研究 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 的振荡 (Disappearance)，又可以研究 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 的振荡 (Appearance)。后者因为跟 θ_{13} , δ_{CP} 以及质量等级都关联，是加速器中微子实验的主要观测对象。

根据公式 1.9， $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振荡的几率为：

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & 4C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \sin^2 \Delta_{31} \\ & + 8C_{13}^2 S_{12} S_{13} S_{23} (C_{12} C_{23} \cos \delta - S_{12} S_{13} S_{23}) \cos \Delta_{32} \cdot \sin \Delta_{31} \cdot \sin \Delta_{21} \\ & - 8C_{13}^2 C_{12} C_{23} S_{12} S_{13} S_{23} \sin \delta \sin \Delta_{32} \cdot \sin \Delta_{31} \cdot \sin \Delta_{21} \\ & + 4S_{12}^2 C_{13}^2 (C_{12}^2 C_{23}^2 + S_{12}^2 S_{23}^2 S_{13}^2 - 2C_{12} C_{23} S_{12} S_{23} S_{13} \cos \delta) \sin^2 \Delta_{21} \\ & - 8C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 (1 - 2S_{13}^2) \frac{aL}{4E_\nu} \cos \Delta_{32} \sin \Delta_{31}, \end{aligned} \quad (1.21)$$

其中， S_{ij} 和 C_{ij} 是中微子混合矩阵 1.14 中的混合角的正弦和余弦， δ 是 CP 相位角。由于基线长度满足 $1.27\Delta m_{32}^2 L/E \simeq \pi/2$ ，公式第一项具有最大贡献，第二项的 $\cos \delta$ 表示这项 CP 守恒，第三项的 $\sin \delta$ 表示这项 CP 破缺，第四项是跟太阳中微子振荡参数有关的，被因子 $\sin^2(1.27\Delta m_{21}^2 L/E) \sim 0$ 压低，第五项是跟物质效应有关的项，因子 a 表示了物质效应的大小，

$$a = 2\sqrt{2}G_F n_e E_\nu = 7.6 \times 10^{-5} \rho [\text{g/cm}^3] E_\nu [\text{GeV}] \quad [\text{eV}^2], \quad (1.22)$$

其中， G_F 是费米常数， n_e 是电子的密度， ρ 是中微子穿过的物质密度。从公式 1.21 可以看出，利用加速器中微子观测 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振荡无法独立确定 θ_{13} , δ_{CP} 。

如果加速器中微子束流是 $\bar{\nu}_\mu$ ，能够测量振荡概率 $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ ，即把振荡概率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ 中的 δ 和 a 改变符号， $\delta \rightarrow -\delta$ ， $a \rightarrow -a$ ，因此可以有如下两个公式：

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \simeq \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \cdot \frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin \theta_{13}} \cdot \sin \delta \quad (1.23)$$

$$A_{MH} = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 16C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 (1 - 2S_{13}^2) \frac{aL}{4E_\nu} \cos \Delta_{32} \sin \Delta_{31} \quad (1.24)$$

A_{CP} 和 A_{MH} 分别是跟 CP 相角和质量等级相关的项，均跟 θ_{13} 耦合。只有当 θ_{13} 精确已知，才有希望由这两项准确得到 CP 相角和中微子质量等级。如果 θ_{13} 为零或很小，加速器中微子实验也无法测量 CP 相角和中微子质量等级。目前在建或正在运行的加速器中微子实验有 MiniBooNE [5]、MINOS [25]、T2K [26]、NOvA [27]、OPERA [28] 等。

1.2.5 反应堆中微子实验

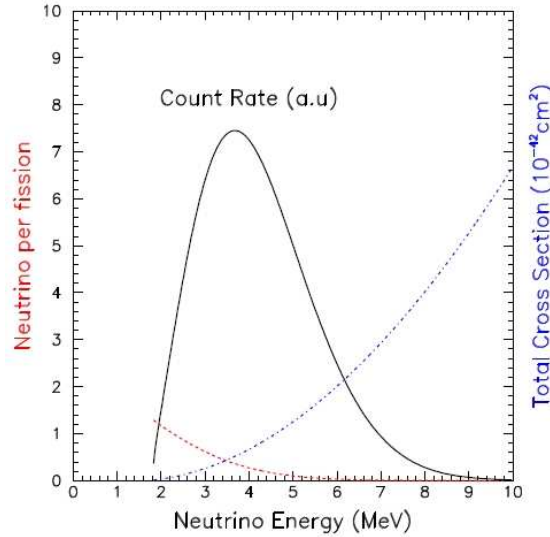


图 1.4: 反应堆中微子能谱。虚线（红色）为反应堆放出的反电子中微子能谱，点划线（蓝色）为反 β 衰变的反应截面，实线（黑色）为中微子探测器观测到的反电子中微子能谱。

反应堆中微子能谱如图 1.4。反应堆中微子的经典探测方法是利用中微子与质子的反 β 衰变

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.25)$$

，探测末态在时间上关联的 e^+ 湮灭信号和中子俘获信号。反 β 衰变的能量阈值为：

$$E_{\bar{\nu}_e}^{thr} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (1.26)$$

可观测能量为：

$$E_{vis} \approx E_{\bar{\nu}_e} - 0.8 \text{ MeV} \quad (1.27)$$

反应堆中微子实验都是 Disappearance 实验，测量反应堆产生的反电子中微子存活几率。存活几率公式为：

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 & - \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(\Delta_{21}) \\ & - \cos^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{31}) \\ & - \sin^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{32}) \end{aligned} \quad (1.28)$$

其中， $\Delta_{ij} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 L / E$ ($i, j = 1, 2, 3$)，中微子质量平方差 Δm_{ij}^2 ，基线 L 和中微子能量 E 的单位分别是 eV^2 ， km 和 GeV 。根据基线长度可分为两类：短基线反应堆中微子实验和中等基线反应堆中微子实验。

对于中等基线中微子实验，由于 $\theta_{13} \sim 0$ ，可忽略 θ_{13} 引起的振荡，公式 1.28 可以近似为：

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(1.27 \Delta m_{21}^2 L / E) \quad (1.29)$$

反应堆中微子平均能量 4 MeV（图 1.4），可以算得当 $L \sim 60 \text{ km}$ 时， $1.27 \Delta m_{21}^2 L / E \sim \pi/2$ ，振荡几率达到最大。可以精确测量振荡参数 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 。日本的 KamLAND 实验是目前唯一的中等基线反应堆中微子实验，但其平均基线长度 180 km，并不是测量 θ_{12} 的最优基线长度，因此其对 θ_{12} 测量不够精确，如图 1.3。实际上，若能建立 60 km 基线的反应堆中微子实验，不仅能将 θ_{12} 测量精度提高一个量级，也有可能直接测量中微子质量等级 [29]。

对于短基线中微子实验，由于 $\sin^2(\Delta_{21}) \rightarrow 0$ ，可以忽略 θ_{12} 的振荡，且近似有 $\Delta m_{32}^2 \sim \Delta m_{31}^2$ ，存活几率公式 1.28 可简写为：

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E) \quad (1.30)$$

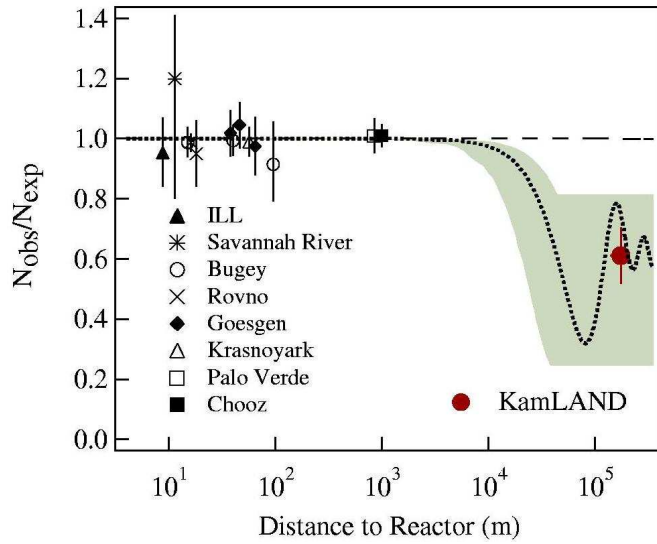


图 1.5: 历史上的反应堆中微子振荡实验

优化基线使得 $1.27\Delta m_{32}^2 L/E \sim \pi/2$ ，能够精确的测量 θ_{13} 。反应堆中微子实验的最佳基线在 1.8 km 左右。

图 1.5显示了几十年来反应堆中微子振荡实验的测量结果，除 KamLAND 外，其余都是短基线反应堆中微子实验。下面简要回顾一下这些实验。

Hanford 实验 [30]并不在图 1.5中，但它是莱因斯 (F.Reines) 和 考恩(C.Cowan) 于 1953 年建立的第一个探测反中微子的实验。最初的方案是探测核爆产生的中微子，最终放弃这一想法而采用刚兴起不久的反应堆。Hanford 实验的探测器为圆柱形，采用 0.3 m^3 的掺镉液体闪烁体作为靶物质，90 个 2 英寸 PMT 环绕圆柱侧壁，使用石蜡来屏蔽外部中子，用铅屏蔽 γ 。预期事例率为 $0.1\sim 0.3/\text{min}$ ，但本底太高，实际观测信号事例率达到 $5/\text{min}$ 。此实验未能证明中微子的存在。

Savannah River 实验 [31]是在取得 Hanford 实验经验之后 Reines 和 Cowan 在 Savannah 河畔的反应堆附近的建立的另一个实验。探测器上方有 12 m 的岩石覆盖屏蔽宇宙线。探测器靶物质为两层 400 L 掺 CdCl_2 的水，夹在三层 1400 L 的液体闪烁体层之间，液体闪烁体层两端放置 PMT（共 110 个）。中微子在水中发生反 β 衰变，正电子湮灭后的两个 0.511 MeV γ 和中子被镉俘获的 γ 被液体闪烁体层探测。若相邻两层闪烁体都探测到 γ ，则认为是一个中微子信号。这一实验设计使得本底信号比达到 3:1，

Savannah 实验首次成功观测到中微子。

在发现太阳中微子丢失之后，ILL (Institut Laue-Langevin) 实验 [32, 33] 利用法国的 Grenoble 反应堆 (57 MW) 检测在反应堆中微子上是否也有丢失现象。ILL 探测器采用 377 L 液体闪烁体作为靶物质，分成 5 层。每两层液体闪烁体之间有一层 ^3He 气体探测器探测中子。探测器外部有 Pb 和石蜡屏蔽层，还有宇宙线 muon 主动屏蔽，因此其本底屏蔽远好于之前的实验。ILL 首次应用理论计算的反应堆能谱 [34] 预期探测器内的中微子事例数。最终测得的中微子事例数观测值与预期值之比为 0.89 ± 0.15 。无明显振荡信号。

Bugey 实验 [35] 采用掺 Li 量 0.15 % 的 PC (Pseudocumene) 液体闪烁体作为靶物质，由 98 根 0.85 m (L) x 8.5 cm (W) x 8.5 cm (H) 的不锈钢小管盛装，每根管两端安放 PMT。中微子反 β 衰变的中子与 Li 发生如下反应：



中子俘获时间约 $30 \mu\text{s}$ ，短俘获时间使得能更好的排除本底。实验还运用了波形分辨技术来鉴别 γ 和中子。在 [35] 中，Bugey 实验将探测器置于距反应堆（位于法国 Bugey，4 个反应堆，单个功率为 2.8 GW）13.6 m 和 18.6 m 处，比较两个位置下的事例数，似乎看到了振荡。但在后来的实验 [36] 中，升级后的探测器分别置于距同一个反应堆 15 m、40 m、95 m 处，在三个位置下各自比较中微子事例数观测值与理论预期值（假设无振荡）之比，分别为 $0.988 \pm 0.004 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}$ 、 $0.994 \pm 0.010 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}$ 、 $0.915 \pm 0.132 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}$ ，没有发现中微子振荡。

在 ILL 实验之后，其探测器经过升级后转移到了瑞士的 Gösgen 反应堆 (2.8 GW)，进行了 Gösgen 实验 [37]。探测器分别位于距反应堆 37.9 m、45.9 m、64.7 m 处测量。三个位置下中微子测量事例数和能谱跟理论预期（假设无振荡）符合很好，没有发现中微子振荡。在三个位置下各自比较中微子事例数观测值与理论预期值（假设无振荡）之比，分别为 $1.030 \pm 0.019 \text{ (stat)} \pm 0.015 \text{ (uncorr.syst)} \pm 0.064 \text{ (corr.syst)}$ 、 $1.056 \pm 0.018 \text{ (stat)} \pm 0.015 \text{ (uncorr.syst)} \pm 0.064 \text{ (corr.syst)}$ 、 $0.987 \pm 0.037 \text{ (stat)} \pm 0.030 \text{ (uncorr.syst)} \pm 0.064 \text{ (corr.syst)}$ 。

上述实验的基线都很短，距反应堆不到 100 m。法国的 CHOOZ 实验 [38] 在较长基线处 ($\sim 1 \text{ km}$) 测量反应堆中微子振荡。Chooz 有两个反应堆，总功率 8.5 GW，基线长度分别为 1115 m 和 998 m。CHOOZ 探测器用 5 吨掺钆量 0.09% 的液体闪烁体作为

靶物质。由于探测器较大，中微子通量低（基线较长），因此本底的影响较大。为屏蔽宇宙线本底，探测器置于地下，岩石覆盖相当于 300 m 等效水深。最后信号事例率为 ~ 30 /天，本底事例率为 ~ 1.5 /天。CHOOZ 实验由于液闪老化，只运行了一年多时间。其间反应堆工作不稳定关闭数次使得探测器有足够的时间测量本底。最后其观测到的中微子事例数与理论预期值（假设无振荡）之比为： 1.01 ± 0.028 (stat.) ± 0.027 (syst.)。没有观测到振荡。但目前 θ_{13} 的最好直接实验结果仍由 CHOOZ 实验给出： $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.17$ 。

美国的 Palo Verde 实验 [39] 与 CHOOZ 几乎同时期。利用在 Palo Verde 的三个反应堆（总功率 11.6 GW）测量反应堆中微子振荡。实验只有一个探测器，对三个反应堆的基线长度分别为 750 m、890 m、890 m。Palo Verde 实验采用 11.3 吨掺钆量 0.1 % 的液体闪烁体作为靶物质，分别装在 66 个探测器单元内。为屏蔽本底，探测器上方有 32 m 的等效水深覆盖，探测器靶区周围还有 1 m 厚的水屏蔽层。信号事例率为 ~ 20 /天，本底事例率为 ~ 22 /天。最后其观测到的中微子事例数与理论预期值（假设无振荡）之比为： 1.01 ± 0.024 (stat.) ± 0.053 (syst.)。

日本的 KamLAND 实验在 180 km 的平均基线上测量日本和韩国 51 个反应堆的中微子。KamLAND 实验采用 1000 吨极纯净的液体闪烁体作为靶物质，比 Palo Verde 大 100 倍。探测器的岩石覆盖达到 3000 m 等效水深。探测器内的关联本底和非关联本底分别仅为 0.001/天和 0.01/天。KamLAND 2002 年发表的结果，观测到的中微子事例数与理论预期值（假设无振荡）之比为 $0.611 \pm 0.085 \pm 0.041$ ，确定中微子发生了振荡。除了测量太阳中微子，KamLAND 凭借其大型液闪探测器的优势，还首次给出了地球中微子（来自于 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K 的衰变）的测量结果 [40]，虽然统计量有限，结果与理论预期基本符合。

上述短基线中微子实验中除 Hanford, Savannah River 外，其余实验观测中微子振荡信号，是通过比较观测的和理论预期的中微子事例数（或能谱），典型测量精度为 3%~6%。因为它们基本都是单点单探测器，无法消除由反应堆功率和探测器自身带来的系统误差。（虽然 Bugey 和 Gösgen 实验是多点探测，但是基线太短。）因此后来计划建设的精确测量 θ_{13} 的反应堆中微子实验，如 Double CHOOZ [41]、Daya Bay [42]、RENO [43] 等，要求测量误差 $< 1\%$ ，都采用远近探测器相对测量方法。另外，上述实验，特别是 CHOOZ, Palo Verde, KamLAND 实验，积累了大量探测器方面的经验，

在探测器低本底控制、宇宙线屏蔽、探测器刻度、液体闪烁体方面为后来的实验提供了丰富参考。

1.3 论文的内容和结构

第一章为引言，简单介绍了中微子物理的基本知识和中微子振荡理论，回顾了中微子振荡参数的实验方法和实验结果。

第二章介绍大亚湾反应堆中微子实验。包括实验的物理目标和实验意义，实验总体设计、布局和基线优化，预期物理灵敏度。介绍了中心探测器设计和反符合探测器设计。

论文的主体部分为第三、四、五章，分别介绍三个方面的主要工作。

第三章介绍大亚湾中心探测器反射板的研制以及中心探测器的低本底控制。先介绍了中心探测器反射板的研制过程，包括反射板的物理设计和工程设计；反射膜和有机玻璃材料研究；原型板和正式反射板的研制；制作过程的清洁标准和清洁步骤；质量控制和验收；以及阶段性成果。低本底控制的工作包括中心探测器放射性指标和清洁标准，以及液闪存储罐的清洁度控制。

第四章介绍中心探测器事例顶点重建算法及软件开发。该算法基于 PMT 电荷分布信息，采用极大似然拟合方法重建事例的顶点和能量。先利用中心探测器的 Monte Carlo 数据做了算法性能研究，在利用中心探测器模型的实验数据检验了算法。最后介绍了在 NuWa 框架中下的重建软件开发。

第五章介绍液闪新光学模型的研究。在 G4dyb 原有较粗略的光学模型基础上，研究了液体闪烁体紫外波段衰减长度的准确测量方法，结合液闪各组分子产额的初步测量结果，详细理解了光在液闪各组分之间的吸收、重发射过程。并由此提出探测器模拟的新光学模型。

第六章为总结和展望。

第二章 大亚湾反应堆中微子实验

本章简单介绍大亚湾反应堆中微子实验。包括实验的物理目标和实验意义，实验总体设计，实验布局和基线优化，物理灵敏度，中心探测器设计，反符合探测器设计。主要内容来自于大亚湾设计报告 [42]。

2.1 物理目标和意义

大亚湾反应堆中微子实验利用大亚湾核电站反应堆群产生的中微子测量混合角参数 θ_{13} ，物理目标是测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度在 90% 置信水平上达到 0.01 或更好。精确测量 θ_{13} 的物理意义主要有：

- θ_{13} 是中微子混合矩阵的基本参数之一，精确测量混合角参数，是完善中微子振荡理论的基本需求。
- θ_{13} 的值影响将来中微子物理的发展方向。首先， θ_{13} 的值是测量 δ_{CP} 的先决条件。如果 $\sin^2 2\theta_{13} > 0.01$ ，下一代长基线中微子实验有可能测出 CP 相角，进而有望解释宇宙中物质-反物质不对称；如果 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$ ，下一代长基线中微子实验很难测量 CP 相角， CP 相角可能需要借助更强的中微子源和更低本底的实验如 β 束流和中微子工厂来测量 [45]。其次，公式 1.24 表明长基线加速器中微子实验有可能测出中微子质量等级，另一方面 [29, 44] 的研究表明借助傅立叶分析方法中等基线的反应堆中微子实验也有可能测出中微子质量等级。但如果 θ_{13} 很小，利用现有实验技术，这两种方法实验上的可行性几乎为零。
- θ_{13} 的大小对粒子物理理论研究有重要意义。若 θ_{13} 接近于零，则预示着某种新物

理或新对称性存在的可能性。 θ_{13} 对理解轻子与夸克之间的关系，研究大统一理论非常重要。中微子振荡是第一个，也是唯一一个超出目前粒子物理标准模型的物理现象。影响标准中微子混合与振荡的新物理效应很有可能比 θ_{13} 所引起的次级效应更小。因此精确测定它的数值将使我们能够寻找与鉴别新物理。

- 无论是精确测量出 θ_{13} 的值，还是只能给出一个很小的上限。都可以联合长基线中微子实验结果共同确定混合参数，完全或部分消除简并。

2.2 实验规划

2.2.1 实验总体设计

选择利用大亚湾核电站的反应堆群测量 θ_{13} ，有两个主要因素。一是反应堆总功率大，中微子通量高，可以极大减小实验统计误差。目前有大亚湾和岭澳两个核电站，4 个反应堆，总功率 11.6 GW，2010~2011 年岭澳二期工程建成投入使用后，总功率将达到 17.4 GW，将成为世界第二大近距离反应堆群。二是反应堆附近有较高的山，对这样一个高精度实验来说，有足够的岩石覆盖对屏蔽宇宙线减小实验本底非常重要。

目前 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的最好实验结果由 CHOOZ 实验给出（见第 1.2.5 节介绍），在 90% 置信水平上 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.17$ ，实验系统误差为 2.7%，统计误差为 2.8%，总误差为 3.9%。大亚湾中微子实验的设计精度比 CHOOZ 结果高一个量级，为达到这一目标，要求实验误差 $< 0.6\%$ 。在实验总体设计上，如下几点是保证这一目标能够实现的关键。

远近探测器相对测量 CHOOZ 实验只有远点探测器，与反应堆关联的误差就有 2.1 %。采用远近探测器相对测量，比较远近探测器观测到的中微子事例数和能谱。可以抵消反应堆带来的误差。

事例统计量 高精度的实验要求有足够的中微子事例统计量。根据大亚湾反应堆群的总功率，计算表明远点探测器总靶质量为 80 吨时，实验运行三年，远点中微子事例的统计误差 $< 0.2\%$ 。比 CHOOZ 实验 2.8% 的统计误差提高了一个量级。

基线优化 CHOOZ 实验探测器的基线长度 ~ 1 km，并不是测量 θ_{13} 的最佳基线。大亚湾实验的远点探测器选在最优化基线附近，并兼顾岩石覆盖厚度，要求宇宙线引

起的本底尽可能小。近点探测器则尽量靠近反应堆，并尽量选取岩石覆盖厚度大的位置。

多模块全同探测器设计 由于采用远近探测器相对测量，多模块全同探测器设计可以抵消不同实验厅之间探测器的关联误差。同一个实验厅内，探测器间的非关联误差也统计性地降低，同时探测器模块之间也可以互相校验。

宇宙线屏蔽 宇宙线引起的中子本底和放射性同位素本底对反应堆中微子实验影响很大。除了选择厚的岩石覆盖来屏蔽宇宙线，也使用阻性板探测器 (RPC) 和水契伦科夫探测器组成宇宙线 μ 子反符合系统，对 μ 子的探测效率达到 99.5% 以上。中心探测器置于水契伦科夫探测器的水池内，任何方向上都至少有 2.5 m 厚的纯水屏蔽层以有效隔绝在岩石中产生的中子以及天然放射性。绝大部分宇宙线引起的本底由于 μ 子被标记，可以通过时间关联去除。

2.2.2 实验布局和基线优化

大亚湾实验通过远近探测器比较，测量反应堆中微子的相对存活几率

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \right) - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (2.1)$$

图 2.1 是反应堆中微子存活几率随基线长度的变化关系。图中示意了公式 2.1 中由 θ_{13} 和 θ_{12} 引起的振荡，振荡极大分别在 $L \simeq 1.8$ km 和 $L \simeq 60$ km 处。从存活几率 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ 曲线可以看出，理想的远点探测器 (Far Detector) 位置应该选在 θ_{13} 振荡极大处，近点探测器 (Near Detector) 位置应该在 θ_{13} 振荡还没有起来的地方，比如 $L < 300$ m。这样近点探测器能很好的检测未振荡的反应堆中微子能谱，远点探测器能最大程度地测量振荡效应。实际上，大亚湾实验的基线情况稍复杂，将来总共有 6 个反应堆，3 个实验厅（Daya Bay 近点，Ling Ao 近点，远点），共 18 组基线长度，实验厅选址经过了仔细的灵敏度分析，综合考虑振荡幅度、宇宙线本底、反应堆误差抵消，最后确定下三个实验厅的布局如图 2.2。在此布局下，三个实验厅预期的中微子事例率分别为 930/day (Daya Bay 近点)、760/day (Ling Ao 近点)、90/day (远点)；本底/信号比分别约为 0.4% (Daya Bay 近点)、0.3% (Ling Ao 近点)、0.2% (远点)。

经过基线优化后，在当前选点情况下，大亚湾实验的预期灵敏度如图 2.3。全部近点和远点探测器都建成后，实验运行三年将达到 0.01 的灵敏度。

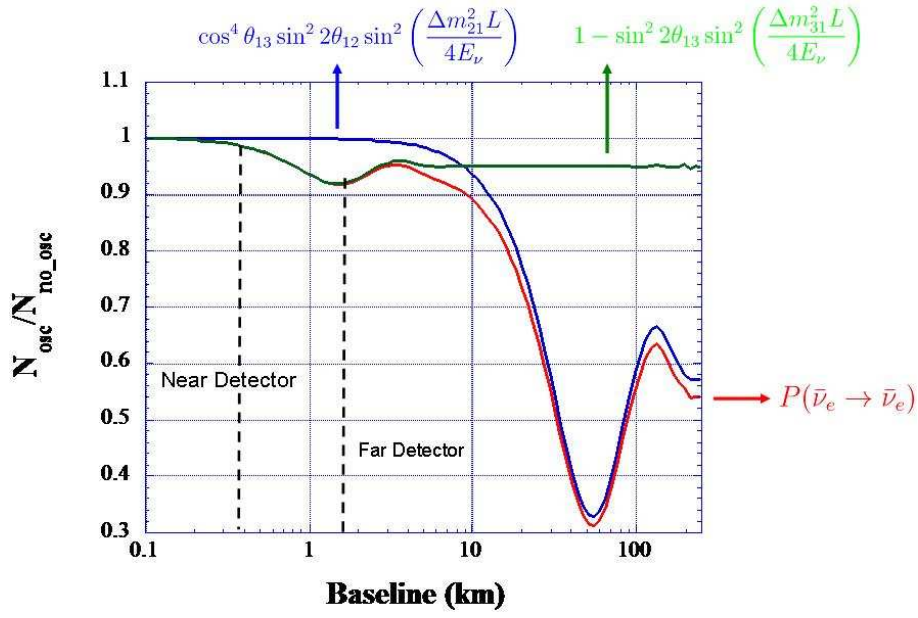
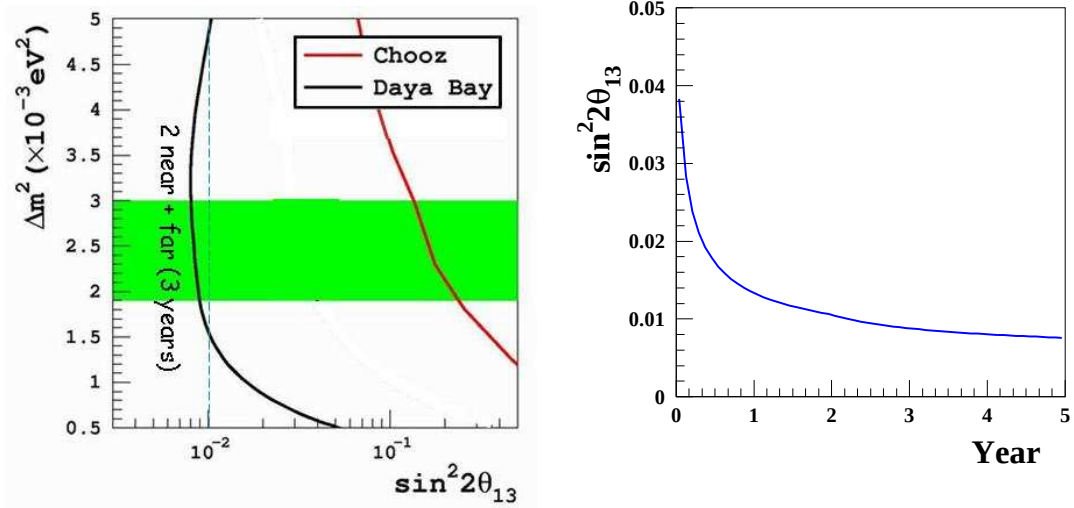


图 2.1: 反应堆中微子存活几率随基线长度的变化关系。



图 2.2: 大亚湾反应堆中微子实验的反应堆和实验厅布局，各实验厅之间由隧道连接。



(a) 90%置信区间下 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度期望值（黑线）。红线来自于 CHOOZ 的实验结果。
 (b) 90%置信区间下， $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度期望值随取数时间的变化关系，取 $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$

图 2.3: 大亚湾实验灵敏度曲线。

2.3 探测器设计和结构

大亚湾实验探测器由两部分构成，一是探测反应堆反电子中微子的中微子探测器，即“中心探测器”；二是探测宇宙线本底的 μ 子探测器，即“反符合系统”。反符合系统包括两个独立的探测器：阻性板探测器 (RPC) 和水切伦科夫探测器，可以相互检验并联合确定 μ 子探测效率。切伦科夫探测器选择纯净水作为作为介质，在探测宇宙线 μ 子的同时作为屏蔽介质，中心探测器置于其中。图 2.5(a) 是大亚湾实验厅的剖面示意图，对于远点有四个中心探测器模块，对于两个近点有两个中心探测器模块。

2.3.1 中心探测器

图 2.4 是中心探测器设计示意图。大亚湾中心探测器的基本设计是三层同心圆柱结构，最内层为 20 吨掺钆的液体闪烁体（简称掺钆液闪）作为探测中微子的靶物质；中间层为 20 吨普通的液体闪烁体，用来辅助收集掺钆液闪层中产生的 γ 光子能量沉积，提高中子探测效率，减小能量判选误差和效率误差；最外层为 40 吨高透明度矿物油，主要用来屏蔽来自 PMT 和钢罐的天然放射性。各层之间用高透光度的有机玻璃隔开。

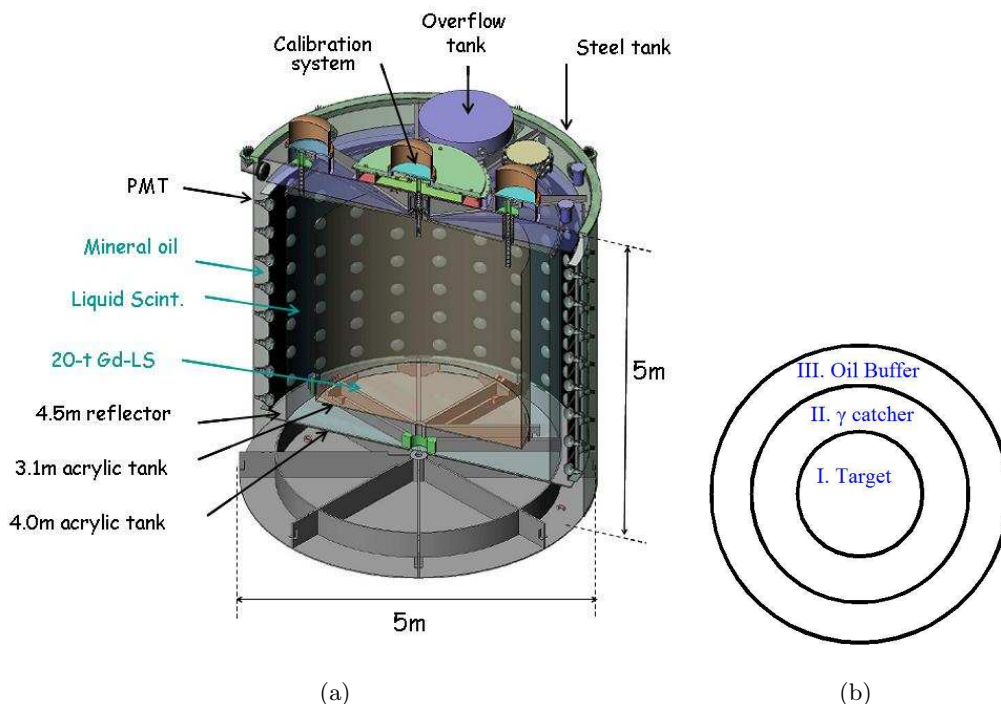


图 2.4: 大亚湾中心探测器立体示意图。

光电倍增管 (PMT) 及其支撑结构安装在最外层钢罐上，浸泡在白油中。中心探测器的三层设计使得探测器靶体积被很好的定义，不需要依赖顶点重建做位置选择。CHOOZ 和 KamLAND 实验在事例挑选中都依赖于重建顶点位置，误差较大。大亚湾探测器的一个独创性设计是在探测器的顶部和底部放置有光学反射板，比起 4π 立体角都覆盖 PMT 的设计，使用反射板可以节省近一半光电倍增管，也能提高光收集效率和探测器竖直方向的能量响应均匀性。图 2.4(a) 中最外层是 5 m 直径、5 m 高的钢罐，是中心探测器机械结构主体。钢盖上集成了探测器刻度系统、溢流系统以及探测器监测系统。

大亚湾实验利用反 β 衰变反应 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ 探测反应堆中微子。中微子信号特征是快（正电子湮灭）、慢（中子俘获）信号符合。探测器靶物质选用掺钆液闪，有以下几个原因：

- 中子在钆上俘获放出总能量为 8 MeV 的 γ 光子，远离天然放射性能区（ $E < 3$ MeV），极大地压低了天然放射性的偶然符合本底。CHOOZ 和 KamLAND 实验，均采用普通液闪，观测中子被氢核俘获放出的 2.2 MeV γ 光子，正好与天然放射性的能区重叠，天然放射性本底高。

- 中子在钷上俘获时间为 $\sim 28 \mu\text{s}$ ，远小于在氢核上的俘获时间 $\sim 200 \mu\text{s}$ 。事例挑选所需时间窗口大为减小，偶然符合本底可减小 7 倍。
- 中子在 Gd 上俘获截面为 $\sim 49,000 \text{ b}$ ，比中子在氢上的俘获截面 $\sim 0.3 \text{ b}$ 大 5 个量级，使得掺很少量的钷就能获得较高的钷俘获比例。

大亚湾实验是高精度低本底实验，因此所有探测器材料都经过严格的放射性检验，特别是建造钢罐的不锈钢材料及焊材、混制液体闪烁体的原料、PMT、PMT 支架等等，最终挑选低放射性水平的材料。另外，在探测器安装过程中，灰尘和环境氦气也会带来额外的放射性污染，特别是氦气，会形成关联本底。KamLAND 实验的一个主要关联本底来源就是由探测器内盛装靶物质液闪的球形尼龙袋上的氦放射性引起。中心探测器内总放射性单事例率要求小于 100 Hz ，总关联本底/信号比要求 $< 0.1\%$ 。

表 2.1 列出了大亚湾实验对中心探测器的主要物理性能要求。

表 2.1: 大亚湾中心探测器的物理性能要求

指标	性能要求
靶质量/模块	$\geq 20 \text{ 吨}$
靶质量精度	$\leq 0.2\%$ 且精确获知 C/H 比
能量分辨率	$15\%/\sqrt{E}$
探测效率误差	$< 0.2\%$
能量阈值	$\leq 1 \text{ MeV}$ ，对所有能量范围 e^+ 信号
放射性本底计数率	$\leq 100 \text{ Hz}$
时间分辨率	$\leq 25 \text{ ns}$

2.3.2 反符合探测器

大亚湾中微子实验的本底主要来源于宇宙线 μ 子产生的放射性同位素和中子。减小这类本底的主要方法是将探测器放置在地下并尽可能地增大探测器的岩石覆盖。但实验

厅周围的岩石天然放射性很高，会释放出大量的低能 γ 光子。所以在中心探测器周围建立了至少 2.5 m 厚的水屏蔽层，能量在 1~2 MeV 左右的 γ 光子穿过 2.5 m 的水屏蔽层后，岩石中释放出的 γ 光子数量只剩下三百万分之一。另一方面， μ 子穿过实验厅周围的岩石时会发生核散裂，产生大量高能中子。这些中子传播到中心探测器内会引起快中子关联本底。水屏蔽层能有效的降低快中子本底，平均每通过 50 cm 的水，快中子本底会降低 1.5 到 2 倍。

上述岩石覆盖或水屏蔽层都是被动屏蔽的方式减小宇宙线引起的本底。在水中放置光电倍增管，则水屏蔽层（以下称水池）可以作为一个水切伦科夫探测器来探测入射 μ 子。并且在水池上方放置另一种 μ 子探测器 RPC。它们组成主动屏蔽的宇宙线反符合系统，如示意图 2.5。图 2.5(a)是远点实验厅的反符合探测器系统的剖面示意图，图 2.5(b)是远点实验厅的水切伦科夫探测器俯视图。远点水池为八角的正方形，尺寸是 16 m $\times$ 16 m $\times$ 10 m，近点水池则为八角长方形，尺寸是 16 m $\times$ 10 m $\times$ 10 m。中心探测器模块距池壁的最小距离为 2.5 m。水屏蔽层被不锈钢钢架结构上的 Tyvek 反射膜分隔，且钢架结构上按空间位置均匀分布安装了适当数量的光电倍增管（PMT 覆盖率 0.8%），构成了内、外两层水契伦科夫探测器。水池的外层和底部的水均厚 1 m。内、外两层水契伦科夫探测器联合探测穿过水池的 μ 子。根据 Super-K 和 KamLAND 实验的经验以及 Geant4 的模拟计算，每层的探测效率都可达到 95%，且可以相互校验。水池顶部的 RPC 探测器，是由 2 m $\times$ 2 m 的模块组成，每个模块由 4 层 RPC 组成，单层 RPC 的效率可达到 95% 以上，通过四选三的逻辑，模块探测效率可达 98.6% 以上。RPC 探测器在各个方向上都比水池多向外延伸 1 m 以减少水池边缘的侧向覆盖空隙，同时能够分析 μ 子与周边岩石相互作用产生的本底。两层水切伦科夫探测器与 RPC 探测器相组合，探测器效率都可达到 99.5% 以上，误差小于 0.25%。三种独立的反符合探测器还可以互相检验，确定各自的探测效率。大亚湾实验对反符合系统性能的要求如表 2.2。

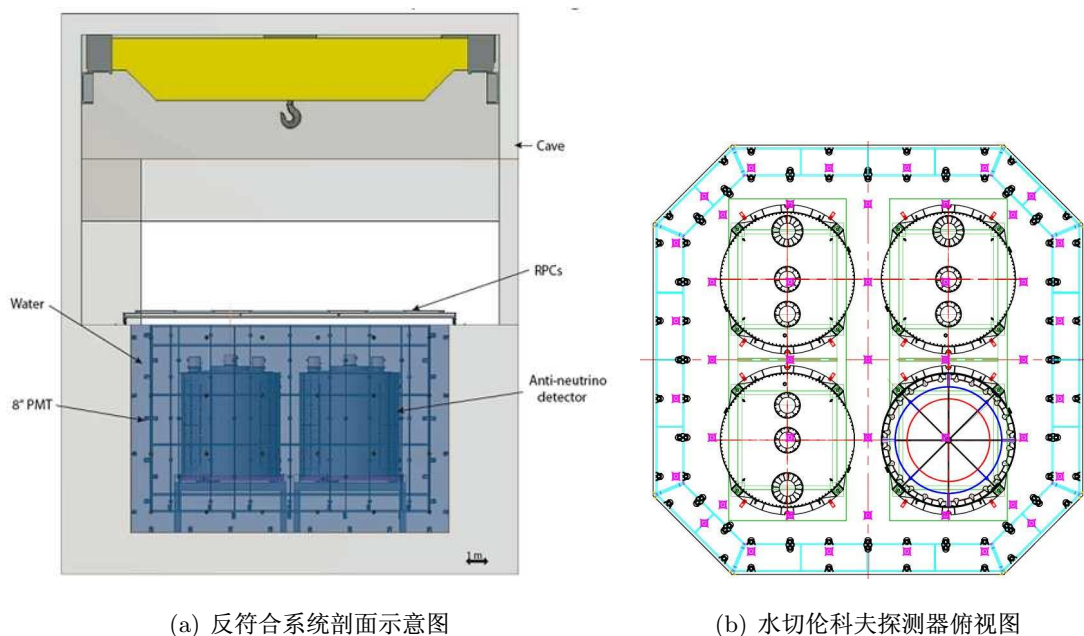
图 2.5: 远点实验厅宇宙线 μ 反符合系统。

表 2.2: 大亚湾实验的对反符合系统性能的要求

对宇宙射线 μ 子的联合探测效率 $\geq 99.5\%$

对宇宙射线 μ 子的联合探测效率的不确定度 $\leq \pm 0.25\%$

随机符合的死时间 $\leq 25\%$, 避免影响系统的统计精度

随机符合的死时间的不确定度 $\leq \pm 0.05\%$

空间分辨率为 0.5-1 m

水契伦科夫和 RPC 探测器的时间分辨率分别为: $\pm 2\text{ ns}$, 25 ns

水屏蔽层的厚度不小于 2 m

第三章 大亚湾中心探测器反射板研制

采用反射板是大亚湾中心探测器的独创性设计。在中心探测器圆柱的顶部和底部安置一对反射板，主要优点是（1）节约近一半光电倍增管，简化探测器顶部和底部的机械设计；（2）增加光收集并提高探测器能量响应在竖直方向的均匀性。论文的主要工作之一是中心探测器反射板的研制。包括：验证概念设计，优化物理设计；提出设计指标，完成工程设计；研制原型板；反射板招标；研制反射板（选择材料、解决贴膜工艺）；确定清洁标准和步骤；质量控制和验收；包装运输和安装等。

3.1 中心探测器反射板设计和优化

3.1.1 概念设计

在探测器设计的初期，反射板的概念设计如下：

1. 中心探测器模块的基本形状确定为圆柱形，对应地反射板被设计为圆盘形。
2. 中心探测器（AD）采用 8 英寸光电倍增管，安装在半径 2.5 m 的钢罐内侧壁。考虑 8 英寸光电倍增管的光电面穹顶赤道到基座末端的距离（约~20 cm），反射板的半径尺寸设计为 2.3 m，以期获得最大的有效反射面积。
3. 反射材料选用高镜面反射率的 ESR (Enhanced Specular Reflector) 膜或是 MIRO-Silver 铝膜 [46]，夹在两块高透光率的有机玻璃板中间，以便保护反射膜表面不受损伤，同时提供足够的机械强度利于安装，并且保证光传输无损失。
4. 考虑中心探测器钢罐顶盖的支撑结构要占去一定空间，同时为了增加有效光电面

覆盖面积，反射板的安放位置靠近中心探测器集能层。上下反射板关于探测器中心对称，与探测器圆柱对称轴垂直。

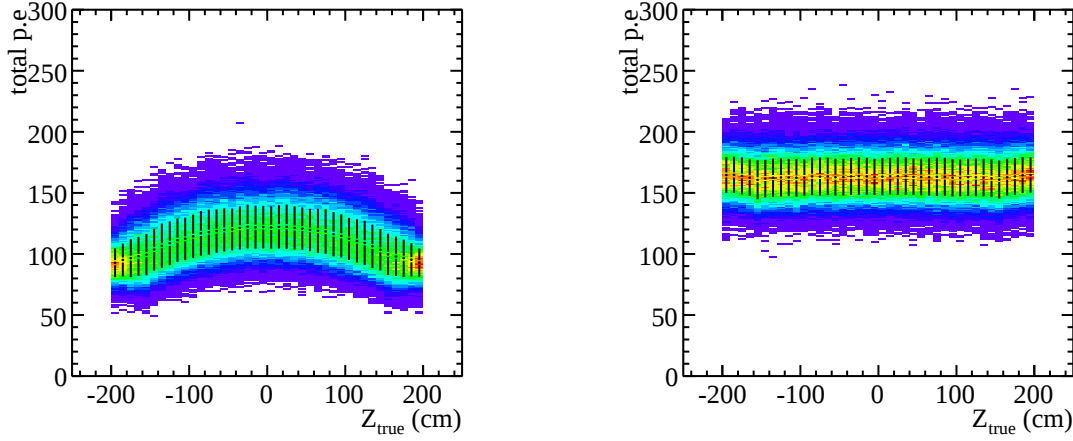


图 3.1: 模拟理想点光源均匀分布于探测器 GdLS 和 LS 内，有、无反射板时，探测器 Z 方向响应比较。左图为无反射的情况。右图为有反射的情况。

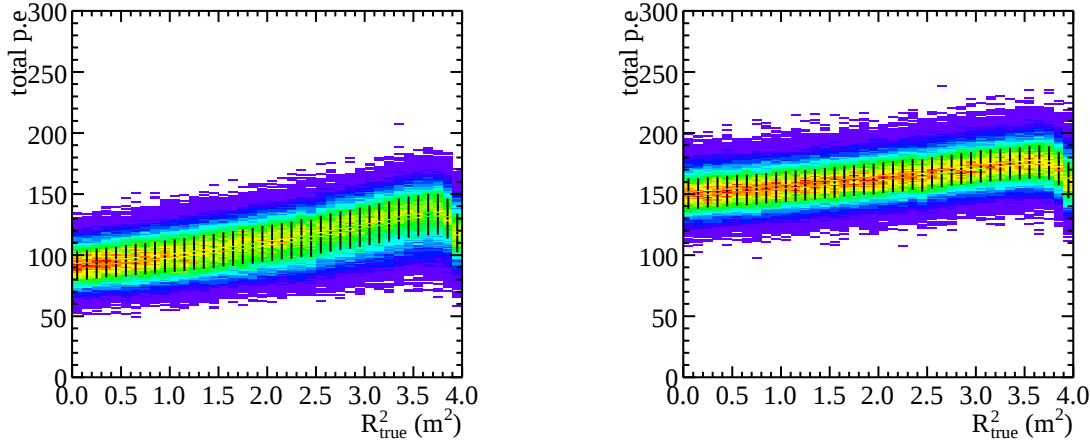


图 3.2: 模拟理想点光源均匀分布于探测器 GdLS 和 LS 内，有、无反射板时，探测器 R 方向响应比较。左图为无反射的情况。右图为有反射的情况。

大亚湾实验是国际上少数几个采用 Geant4 [47] 做光学全模拟的中微子实验（见第五章讨论），G4dyb [48] 是基于 Geant4 软件包开发的大亚湾探测器的模拟软件，它在大亚湾中心探测器和反符合探测器的设计阶段，为设计方案提供了很多重要模拟结果。图 3.1 为理想点光源均匀分布于探测器 GdLS 和 LS 内时，模拟在有、无反射情况下，探测

器响应随Z方向的变化。清楚表明有上、下反射的探测器，光电子产额增加近 50%，且探测器Z方向响应很均匀。图 3.2则反映有上、下反射板时，探测器R方向的响应均匀性也变好。

带反射的探测器是可以重建的，重建算法见第四章的介绍。图 3.3为有、无反射板时，重建能量分辨率和重建顶点分辨的比较。有反射板时，能量分辨率提高近20%；顶点重建分辨则同无反射板时相当。

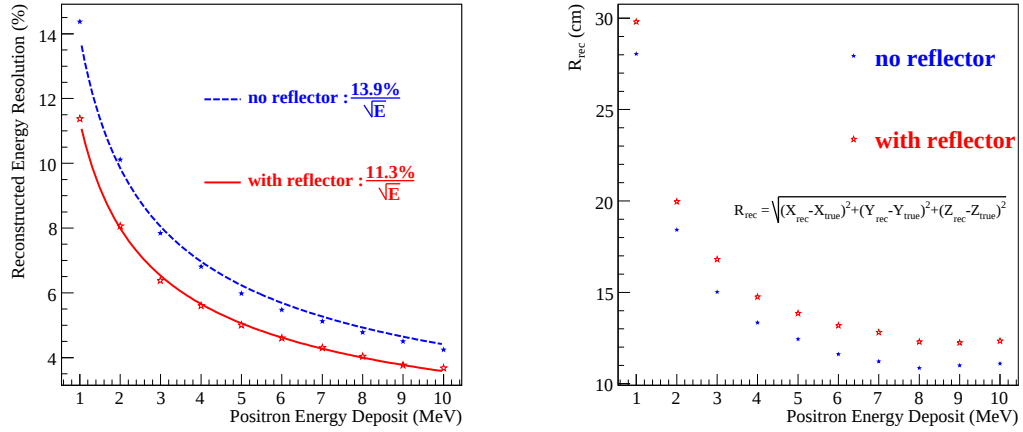


图 3.3: 中心探测器有、无反射板时，重建能量分辨（左图）和顶点分辨（右图）比较。

3.1.2 物理设计和优化

3.1.2.1 反射板位置

大亚湾中心探测器为三层同心圆柱结构，为得到对称、均匀的探测器响应，上、下反射板位置也设计为相对于探测器中心对称。为保证钢罐机械强度，钢罐底部有几十 cm 高的加强筋条（环筋、辐射筋）。同时，钢盖上集成了自动刻度装置和溢流系统，因此钢盖下表面也有 T 型筋条以保证其机械强度，钢盖中心部分筋板较高，边缘部分筋板较低。为简化反射板在中心探测器内的机械支撑和定位设计，最后确定上、下反射板均紧贴 LS 集能层，下反射板由钢罐底部筋板支撑，上反射板由 4 m 有机玻璃罐的顶盖支撑。这样也避免了复杂的机械支撑结构对光探测器产生影响。

3.1.2.2 光学反射性能对探测器响应的影响

反射板的反射率高低影响探测器的光收集效率，模拟给出当反射率从 100 % 降至 80 %，中心探测器光电子产额降低约 7.5%。反射特性是镜面反射或是漫反射则影响探测器均匀性。对不同的反射特性，顶点重建算法对光学模型的构建也有显著不同，镜反射将大为简化重建算法，见第四章中讨论。

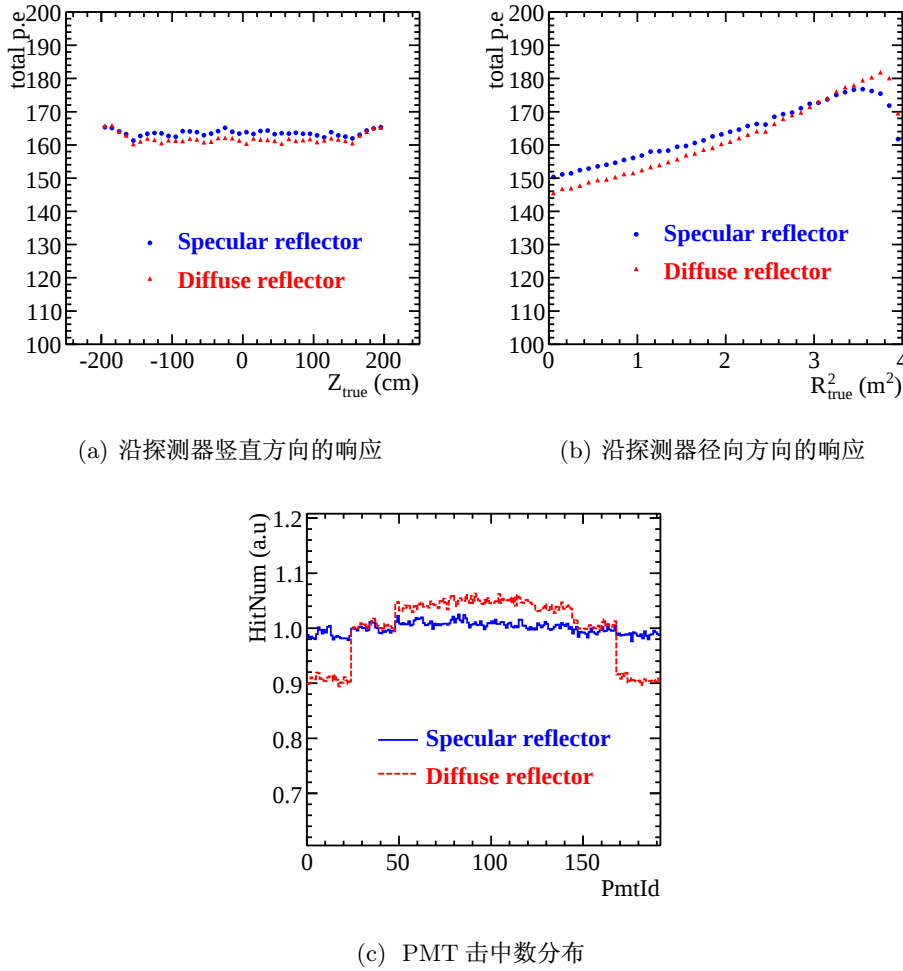


图 3.4: 镜反射板和漫反射板对探测器响应的比较

在反射板的位置基本确定为紧贴 LS 集能层的情况下，模拟比较反射板为漫反射或镜反射对探测器响应的影响。对于这两种类型的反射板，探测器沿竖直方向的响应都很均匀，如图 3.4(a)。漫反射时探测器径向方向的相应均匀性稍差，如图 3.4(b)。并且漫

反射时 PMT 击中数的分布也不如镜反射时均匀，如图 3.4(c)。综上所述，确定反射板的基本要求为高镜面反射。

3.1.2.3 反射板尺寸

理想情况下，反射板的反射面积应足够大，以便尽可能多的反射光子，提高探测器光电子产额。同时设计中要考虑反射板与中心探测器PMT支架之间可能的干涉（见第 3.1.4.1 节的介绍），因此需要模拟不同尺寸的反射板对探测器响应的影响，确定最佳尺寸。需注意，2.3 m 是中心探测器内 192 个光电倍增管的光电面穹顶赤道平面所围成的圆柱面半径，是理想的反射板尺寸。2.0 m 是集能层半径，是最小要求的反射板半径。

为比较探测器不同区域的响应，将探测器划分成不同区域，如图 3.5，左图是探测器剖面示意图，图中示意了当反射板尺寸缩小，正电子产生的一部分闪烁光将不能被反射到光电倍增管表面；右图示意模拟中探测器集能层被分成 Top、Corner、Side 三个区域。对不同的反射板尺寸、不同区域，从三方面比较探测器响应：1) 光电倍增管击中的分布；2) 总光电子产额；3) 重建的能量和位置分辨。

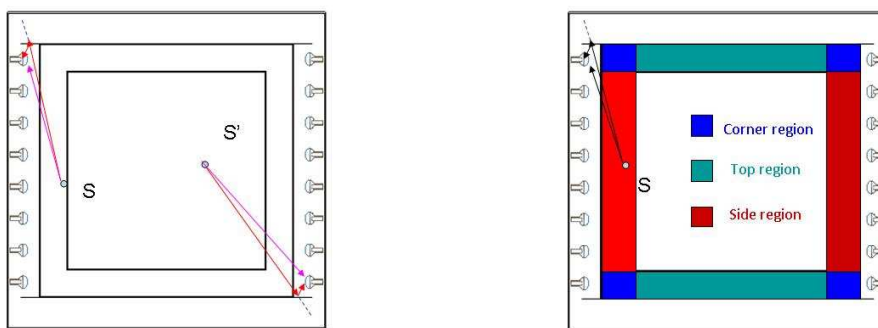
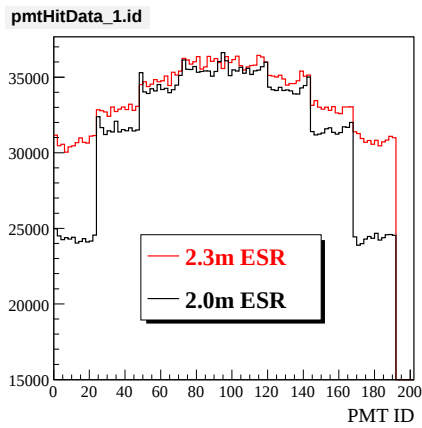


图 3.5: 反射板模拟探测器剖面示意图

先考虑 GdLS 靶区的探测器响应，模拟在 GdLS 中均匀产生 2 MeV 正电子，图 3.6 反映反射板半径从 2.3 m 减小到 2.0 m，顶圈和底圈的PMT击中数减少 20%，第 2、6 圈的PMT击中数减少 3%，中间几圈的PMT击中数略有减小；图 3.7 给出重建的结果，从总光电子产额和能量分辨的比较可以看出，反射板尺寸从 2.3 m 减小到 2.0 m，相当于损失了 7% 的光电倍增管。

另外也利用 G4dyb 的反 β 衰变产生子模拟比较了中子探测效率，见表 3.1。表 3.1 给出当反射板尺寸从 2.3 m 减小到 2.0 m，正电子探测效率几乎不变，中子探测效率



反射板半径	2.3 m	2.0 m
光电子产额（ 2 MeV e+ ）	323 p.e	302 p.e
重建能量分辨	6.0 %	6.23 %
顶点重建分辨	18.8 cm	20.1 cm

图 3.7: 不同反射板尺寸光产额和能量分辨比较

图 3.6: 反射板尺寸对PMT击中数影响

减小约 0.2%。

表 3.1: 不同反射板尺寸下中微子探测效率比较

反射板半径	2.3 m	2.0 m
正电子能量阈值（由 ^{68}Ge 源模拟确定）	97.0 p.e	91.5 p.e
正电子探测效率	$0.15\% \pm 0.01\%$	$0.16\% \pm 0.01\%$
中子能量阈值（由 6.13 MeV γ 源模拟确定）	615.8 p.e	579.4 p.e
中子探测效率	$92.7\% \pm 0.1\%$	$92.5\% \pm 0.1\%$

对于 LS 集能层的探测器响应，模拟在 LS 中均匀产生2 MeV正电子，图 3.8中，左图显示每个PMT击中数的变化跟在 GdLS 中类似；右图显示 LS 中不同区域的光电子产额随反射板尺寸的变化，当反射板半径从 2.3 m 减小到 2.0 m，光电子产额减小 7%；在 (2.2 m, 2.3 m) 之间，光电子产额变化很小。

对于上述在 LS 均匀产生的正电子，重建后的能量分辨和顶点分辨随反射板尺寸变化如图 3.9所示，当反射板半径尺寸从 1.9 m 增加至 2.3 m，能量和顶点分辨率均有少许提高。

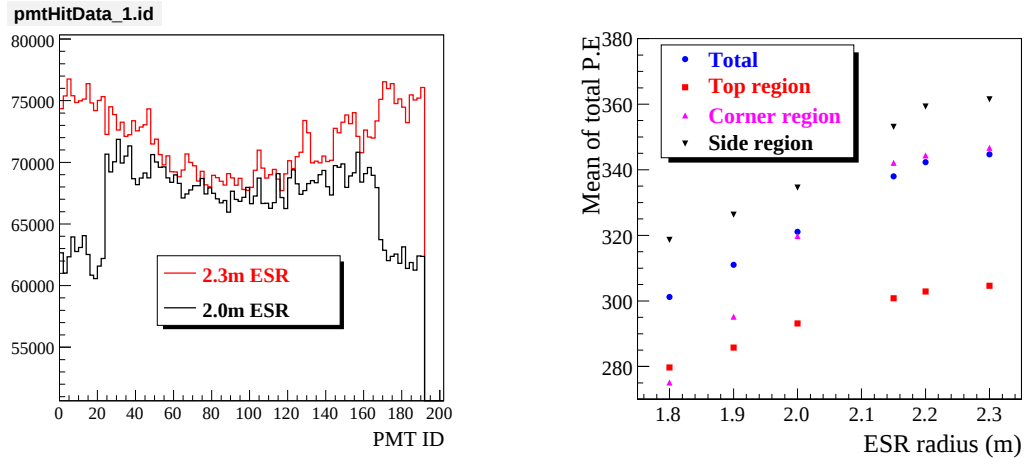


图 3.8: 反射板尺寸对LS集能层能量响应影响

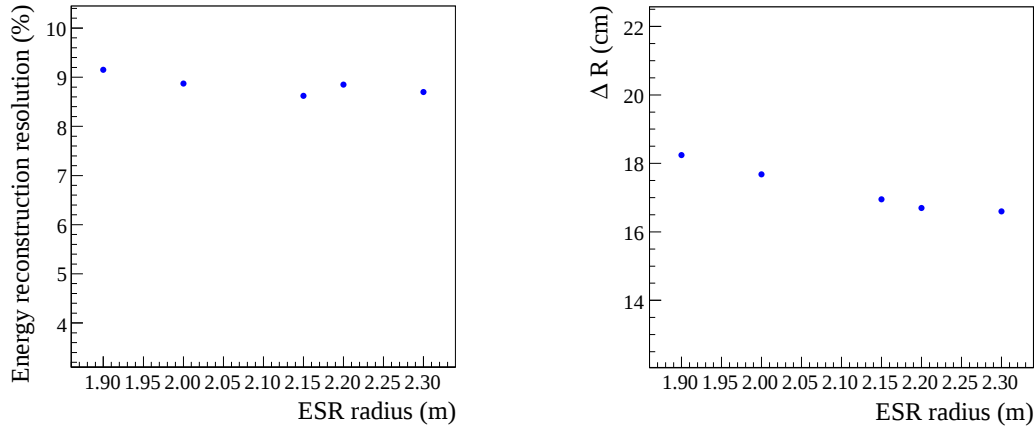


图 3.9: 在 LS 均匀产生的正电子, 反射板尺寸对重建后的能量分辨 (左图) 和顶点分辨 (右图) 的影响。

综上分析, 发射板的最终直径尺寸确定为 4.5 m, 以保证跟中心探测器PMT支架之间有足够的空间不产生干涉, 同时基本不损失光收集。

3.1.3 中心探测器模型验证反射板设计

为验证大亚湾中心探测器的基本设计, 高能所建造了 1:3 (靶区半径比) 的中心探测器模型 [49], [50]。通过中心探测器模型, 一方面验证中心探测器模块的基本设计原则, 积累钢罐、有机玻璃罐的技术设计经验, 监测液闪和掺钎液闪性能如长期稳定性、光产额、衰减长度, 测试电子学系统; 另一方面理解了探测器的能量响应, 检验 G4dyb

模拟的正确性；同时也积累了放射源刻度和数据分析的经验。反射板作为中心探测器一项基本设计，其作用也在小模型探测器中得到检验。

小模型探测器结构是大亚湾中心探测器的简化，如图 3.10 所示。小模型探测器为两层圆柱结构，内层为 0.5 吨靶物质液闪，外层为 4.8 吨白油屏蔽层，两层之间由半径 0.9 m、高 0.98 m、厚 1 cm 的透明有机玻璃罐分隔，最外层机械主体结构为 2 m 直径 2 m 高的不锈钢罐。45 个 8 英寸光 PMT 分成三圈安装在钢罐内壁的 PMT 支架上，每圈 15 个，相邻两圈间隔 40 cm。钢罐上下两端面放置反射板以提高光收集，增加探测器响应在竖直方向的均匀性。小模型钢罐周围放置由塑料闪烁体构成的反符合探测器，探测器宇宙线 μ 子。

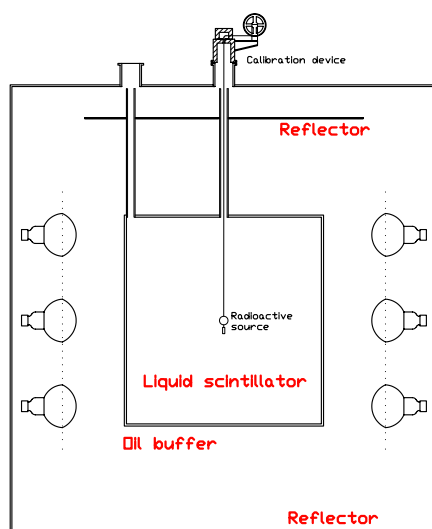


图 3.10: 小模型探测器几何示意图。

小模型探测器经历了两个阶段的实验，第一个阶段靶物质是普通液闪，上、下反射板都采用 Al 膜，完成了 γ 放射源 ^{133}Ba 、 ^{137}Cs 、 ^{22}Na 和 ^{60}Co 的测量；第二个阶段靶物质是掺钆液闪，下反射板不变，上反射板换成 ESR 膜，进行了 γ 放射源 ^{133}Ba 、 ^{137}Cs 、 ^{22}Na 、 ^{60}Co 和中子放射源 ^{252}Cf 、Pu-C 的测量。

小模型探测器的第一个阶段，上下反射板直径 130 cm，采用反射率 85% 的 Al 膜；第二阶段将上反射板换成 ESR 膜，可见光波段反射率接近 100%，如图 3.11。

^{137}Cs 放射源在小模型探测器中心刻度管不同位置的放射源能谱测量结果同 Monte

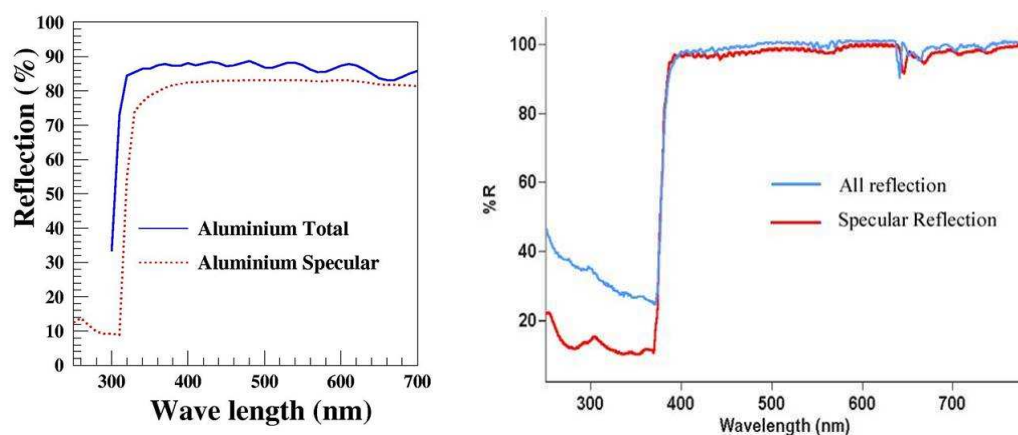


图 3.11: 高能所小模型探测器实验第一阶段反射板所用铝膜反射率（左图），实验第二阶段上反射板所用 ESR 膜反射率（右图）。

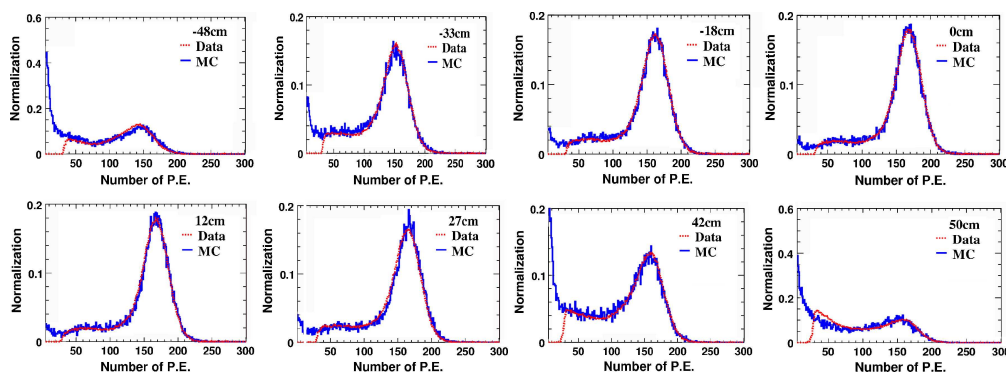


图 3.12: ^{137}Cs 在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与实验的能谱比较，实线(蓝)是模拟结果，虚线(红)是数据。

Carlo 的比较如图 3.12 所示。放射源靠近靶区边缘，由于能量泄露，立体角减小，能谱峰位左移，分辨率变差。Monte Carlo 模拟很好的描述了探测器的能量响应。

模拟研究了中心探测器模型中反射板的作用，如图 3.14。相比无反射板的探测器，有反射板时在不同放射源位置，光电子产额增加 15% ~ 26%，能量分辨提高 10% ~ 30%，同时能量响应在探测器中心轴竖直方向的均匀性也变好。图 3.13 和图 3.14 显示数据和模拟很好的符合，表明小模型探测器的能量响应和反射板的作用被很好的理解，带反射板的探测器设计是可靠的。

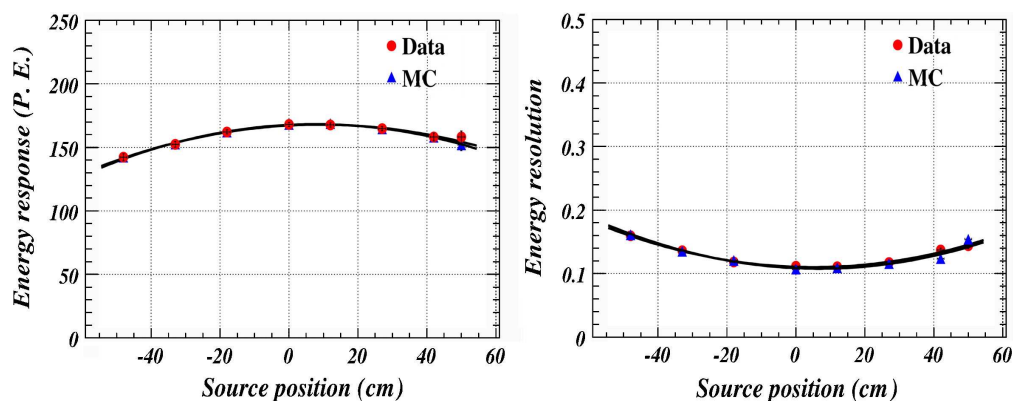


图 3.13: ^{137}Cs 在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与实验的能谱峰位和分辨率的比较，圆点(红)是数据，三角(蓝)是模拟结果。

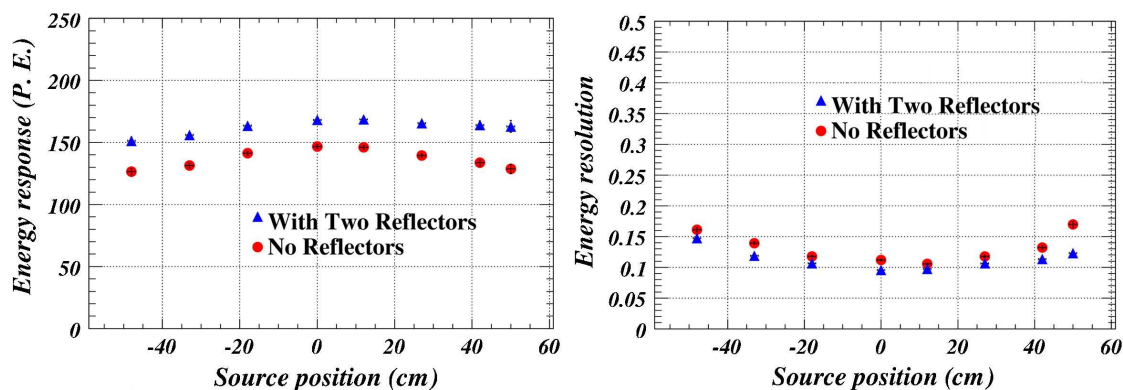


图 3.14: 比较有、无反射板的情况下，放射源在竖直方向不同位置时，中心探测器模型能量响应。

3.1.4 工程设计和优化

反射板的基本机械设计是密封的三明治结构，优点在于：

- 利用大气压力使三明治结构的两层 10 mm 厚有机玻璃板成为一个整体。辅以抽真空手段，使其相当于一块 20 mm 厚有机玻璃板，大大提高机械强度。
- 保护 ESR 膜在运输、安装过程中不被划伤；
- 避免 ESR 膜或贴膜胶层与白油接触引起兼容问题影响反射性能；

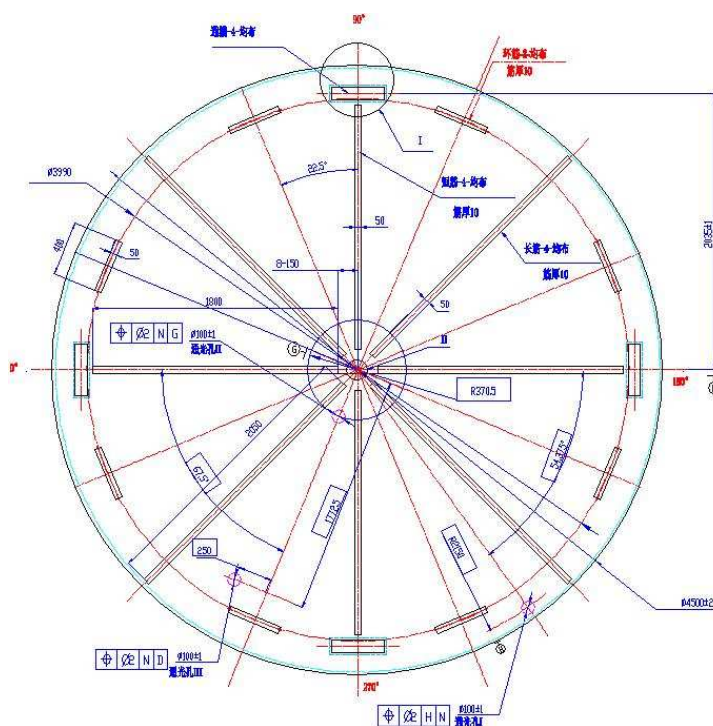


图 3.16: 大亚湾中心探测器下反射板机械设计图

图 3.15和图 3.16 分别是上、下反射板的机械设计图。

在第 3.1.2.1 节中，确定反射板位置位于探测器顶部和底部，紧贴 LS 集能层。下反射板由 5 m 不锈钢罐底筋支撑，4 m 罐坐落于下反射板表面；上反射板依靠 4 m 有机玻璃罐顶盖支撑。下反射板设计了筋结构，主要目的是垫高下反射板和 4 m 罐，使得 4 m 罐圆柱中心同钢罐圆柱中心重合，经计算，筋高度需 10 mm。反射板筋结构与钢罐底筋（辐射筋、环筋）正好相对，宽度稍宽以保证支撑面充分接触。

下反射板与钢罐底部的接口情况如图 3.17。钢罐底筋中心结合部有直径为 30.5 mm 的定位销，用于反射板的中心定位（右上图）。4 m 有机玻璃罐水平方向的定位，则由 4 组穿过反射板并固定于钢罐底筋上的门形约束来实现（左下图）。钢罐内侧壁也有加强筋，并与钢罐底筋相连接，连接处为 $R=150$ mm 的圆角。若反射板半径过大，会导致反射板边缘部分同钢罐竖筋接触，在桶身变形时会受挤压，甚至导致破裂。经计算，在尽量保证反射面积不受损失的情况下，反射板直径定为 4500 mm 即能保证有足够的安全空间（右下图），相关的探测器模拟已在第 3.1.2.3 节中介绍到。

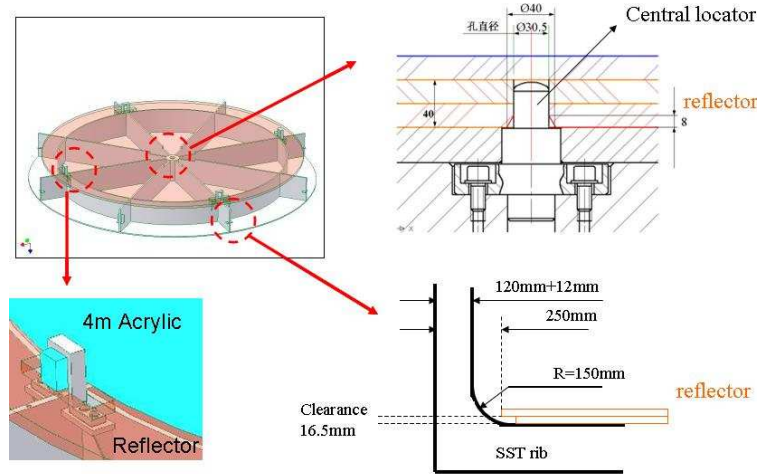


图 3.17: 大亚湾中心探测器下反射板与钢罐底部接口

上反射板与 4 m 有机玻璃罐的接口情况如图 3.18。4 m 罐顶盖有三根刻度管，末端有法兰盘，需穿过上反射板，然后通过波纹软管同钢罐顶部的溢流罐相连。因此上反射板相应的需开三个通孔。利用上反射板中心通孔与 4 m 罐中心刻度管的紧密配合来实现上反射板的中心定位。反射板上对应另外两个刻度管的通孔直径则适当多出 10 mm 余量，以确保在有制作和安装误差的情况下，三个孔都能顺利穿过刻度管。

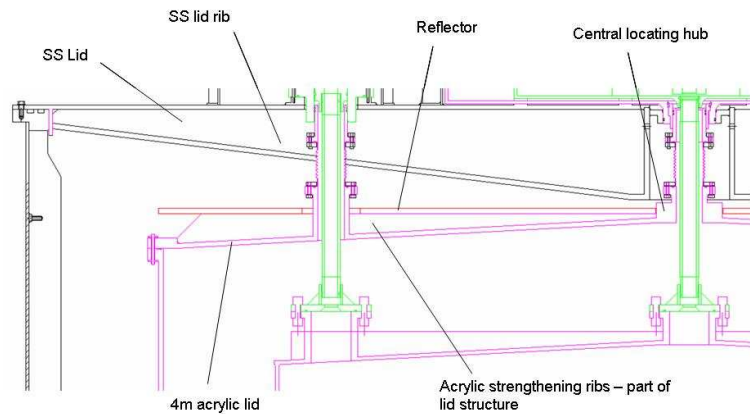


图 3.18: 大亚湾中心探测器上反射板与 4 m 罐顶盖和刻度系统的接口。

第二章中介绍了中心探测器的自动刻度装置 (ACU)，ACU 的一个功能是利用 LED 配合安装于钢桶底部和顶部的 2 英寸 PMT，采用相对测量的办法，进行液体衰减长度的刻度和监测，如图 3.19 所示。反射板需要给 2 英寸 PMT 开孔使得刻度源发出的光

能顺利被 PMT 所接收。孔太小会影响 PMT 光收集，孔太大会损失反射面积，最佳开孔尺寸可通过 Monte Carlo 模拟来确定 [51]。开孔方式有两种，通孔或光学孔。若开通孔，则每个孔都需要密封，且要保证开孔处反射膜的平整性，这会增加制作难度和风险，但好处是刻度源发出的光可以无阻碍的被 PMT 接收。若开光学孔（仅在 ESR 膜上开孔）则容易得多，但是这样会引入两层有机玻璃—空气界面，光在穿过每个界面时都会有部分反射，其影响也可以通过 Monte Carlo 模拟来评估 [51]。

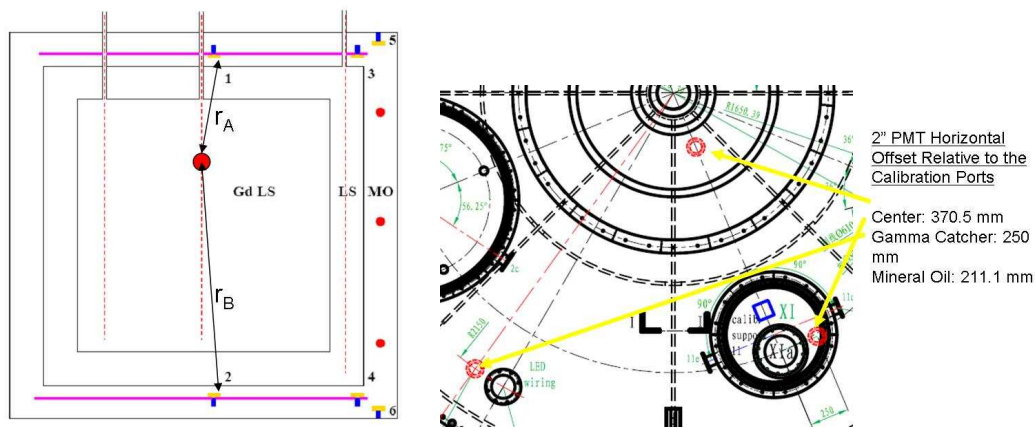


图 3.19: 反射板同 2 英寸 PMT 系统之间的接口，左图为 2 英寸 PMT 在中心探测器中的径向位置，右图为俯视图显示 2 英寸 PMT 相对于半径方向的偏离。

先模拟有机玻璃—空气界面的影响。如图 3.20(a) 所示，以上反射板中心附近的 2 英寸 PMT 为例，模拟各向同性的理想点光源从较远处逐渐靠近 2 英寸 PMT，比较开通孔和开光学孔时 PMT 接收到的光电子数的差别。图 3.20(b) 是模拟得到的两种情况下 PMT 接收光电子数的比值随入射角的关系。这里入射角为光源和 PMT 的连线在有机玻璃—空气界面上的入射角。圆圈（红）是模拟数据点，虚线（黑）是按菲涅耳折射关系计算的曲线，其中忽略了多次反射的贡献。可见对绝大多数点，模拟同理论预期结果符合很好。从 $Z = -1.5$ m 到 $Z = 1.3$ m，模拟同理论预期的差别在 1 %。由于 2 英寸 PMT 系统对液体的监测采用相对测量，可部分抵消这一差别。当光源太靠近 PMT 时，比如 $Z = 1.5$ m，模拟同预期的差别开始变大，有可能是由于计算中没考虑多次反射造成。实际刻度时，可以舍去不用这个点的数据。

再模拟光学孔尺寸影响。确定孔的尺寸，关键是两点：一是反射损失尽量小；二是 2 英寸 PMT 有足够的接收度。理想情况下 PMT 越靠近反射板有机玻璃表面，则

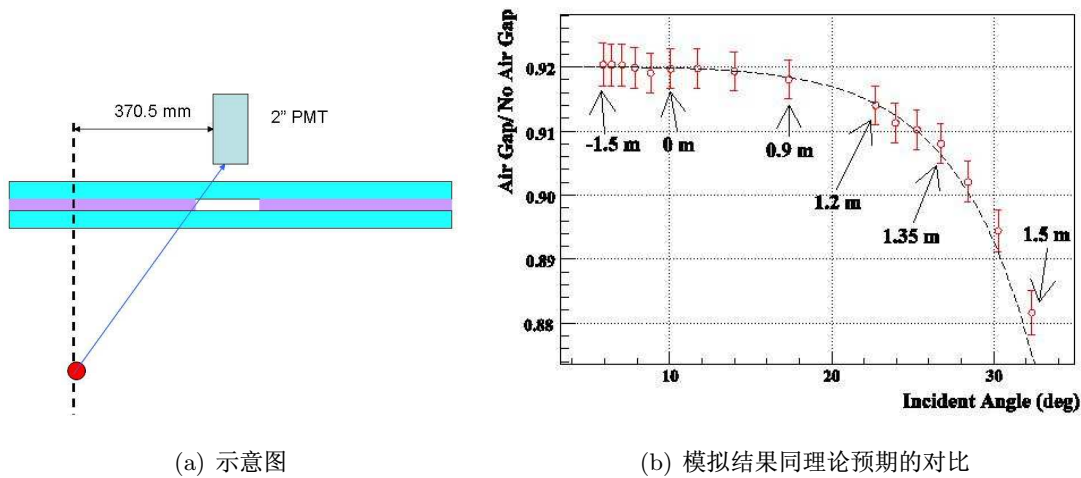


图 3.20: 模拟空气—有机玻璃界面对 2 英寸 PMT 光收集的影响。

对孔径的需求越小。但 PMT 窗口必须与有机玻璃板表面保持一定距离，以避免反射板形变或运输中的颠簸造成 PMT 损坏，这一安全距离定为 1 cm。图 3.21 列出了探测器运行期间自动刻度系统将要放置的刻度源位置，模拟在 ($r = 0, z = 150\text{cm}$) 和 ($r = 177.25\text{cm}, z = 180\text{cm}$) 放置各向同性点光源，从小到大改变光学孔尺寸，观察 PMT 接收到的光子数随光学孔尺寸的变化。

Two axes in target			Axis in gamma catcher		
Source	Position in z (cm)	Duration (min.)	Source	Position in z (cm)	Duration (min.)
^{68}Ge	150	5	^{68}Ge	180	5
^{68}Ge	75	2	^{68}Ge	90	2
^{68}Ge	0	2	^{68}Ge	0	2
^{68}Ge	-75	2	^{68}Ge	-90	2
^{68}Ge	-150	5	^{68}Ge	-180	5
^{252}Cf	150	5	^{252}Cf	180	5
^{252}Cf	75	3	^{252}Cf	90	3
^{252}Cf	0	3	^{252}Cf	0	3
^{252}Cf	-75	3	^{252}Cf	-90	3
^{252}Cf	-150	5	^{252}Cf	-180	5
LED	150	5	LED	180	5
LED	75	2	LED	90	2
LED	0	2	LED	0	2
LED	-75	2	LED	-90	2
LED	-150	5	LED	-180	5

图 3.21: 探测器运行期间自动刻度系统的刻度源位置。

图 3.22(a)是开孔尺寸对面向 GdLS 的 PMT 的影响，光学孔半径大于 8 cm 时孔不会挡光。图 3.22(b)是开孔尺寸对面向 LS 的 PMT 的影响，光学孔半径大于 9 cm 时孔

不会挡光。对于面向白油的 PMT，对光学孔半径要求类似，也要求大于 9 cm。考虑探测器安装过程中，2 英寸 PMT 同反射板光学孔之间可能的位置偏移，最终确定光学孔直径为 10 cm。

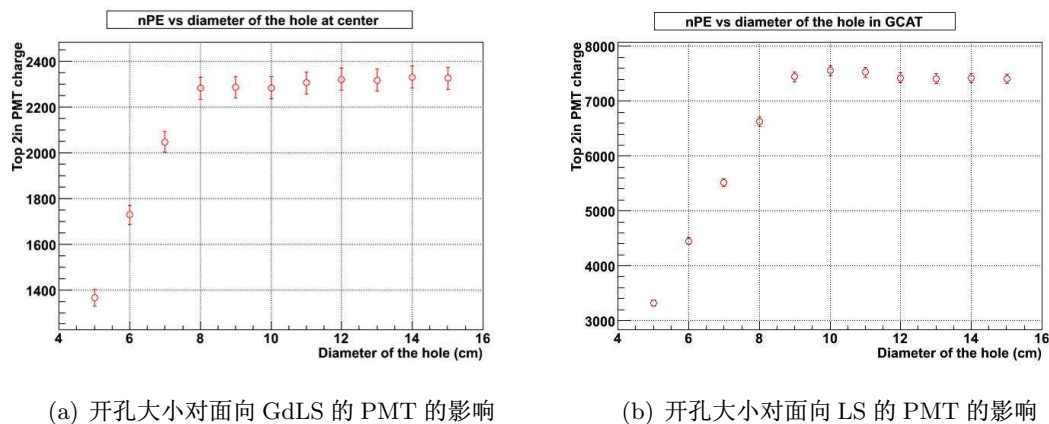


图 3.22: 反射板开孔大小对 GdLS、LS 中 2 英寸 PMT 的影响。

前面考虑了所有与反射板相关的接口。从安装角度出发，反射板各项机械指标为：

- (1) 上、下反射板直径 $\Phi 4500.0 \pm 2.0$ mm；
- (2) 反射板厚度（有加强筋处） 30.0 ± 1.0 mm，（无筋处）20 mm；
- (3) 下反射板四个矩形通孔的位置精度 2 mm、尺寸精度 1 mm；
- (4) 下反射板中心通孔的位置精度 2 mm、尺寸精度 1 mm；
- (5) 反射板所有通光孔的位置精度 2 mm、尺寸精度 1 mm；
- (6) 上反射板两个 $\Phi 220$ mm、一个 $\Phi 255$ mm 通孔的位置精度 2 mm、尺寸精度 1 mm；
- (7) 测量各处密封宽度、均匀性，须符合机械图纸要求；
- (8) 基板板材厚度均匀性 1 mm。

3.1.4.2 吊装方案设计和优化

反射板吊装方案的设计，关键是控制吊装过程中的形变，防止板身破裂。反射板的机械结构主体为有机玻璃，某些性能与玻璃类似，故考虑用真空吸盘吊装。由于缺乏对机玻璃材料机械性能的充分了解和大型有机玻璃工程经验，反射板吊装方案的有限元受力分析可能会与实际情况差别较大，但其分析结果仍可提供量级上的参考。

图 3.24 为有限元分析结果的示例，有机玻璃的机械性能输入参数如图 3.23。直径为 220 mm 的吸盘均布于 $R = 1500$ mm 处的圆周上。分析结果为：当反射板厚 20 mm、重 400 kg 时，若采用八点吊装，板最大变形为 9.2 mm，等效应力为 3.85 MPa；若四

抗拉強度	TENSILE STRENGTH	ASTM-D638	800	kgf/cm ²
伸張度	ELONGATION	ASTM-D638	2-7	%
楊氏模數	YOUNG'S MODULUS	ASTM-D638	3.0X10 ⁴	kgf/cm ²
彎曲強度	FLEXURAL STRENGTH	ASTM-D790	1,200	kgf/cm ²
彎曲模數	FLEXURAL MODULUS	ASTM-D790	3.0X10 ⁴	kgf/cm ²
抗剪強度	SHEARING STRENGTH	ASTM-D732	800	kgf/cm ²
抗壓強度	COMPRESSIVE STRENGTH	ASTM-D695	1,100	kgf/cm ²
衝擊強度	IMPACT STRENGTH	ASTM-D256	Notched 2-4	kgf-cm/cm
查比式	(Charpy Method)	ASTM-D256	Unnotched 20	kgf-cm/cm
泊松比	POISSON RATIO	-	0.38-0.4	

图 3.23: 有机玻璃机械性能参数。

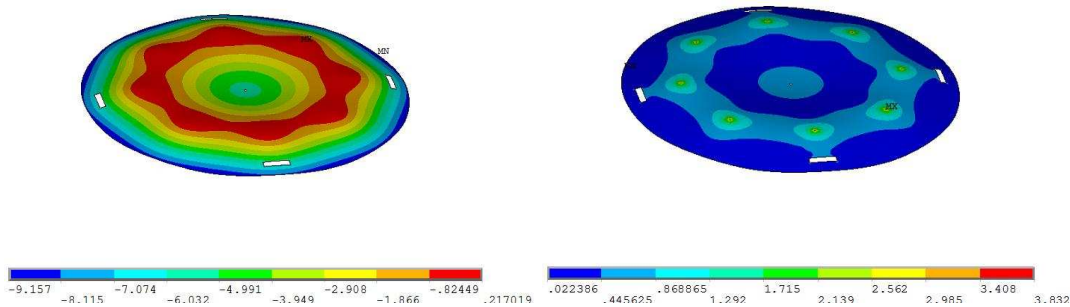


图 3.24: 吊装时反射板形变、应力分析I

点吊装，最大变形为 29.1 mm，等效应力为 7.83 MPa。作为对比，也计算了当板厚 40 mm、重 800 kg 时，若采用八点吊装，板最大变形为 2.3 mm，等效应力为 1.92 MPa。根据 [52]，有机玻璃的长期应力控制在 5 MPa 以内，才不会产生永久变形。反射板采用两层 10 mm 厚有机玻璃板，总厚度只有 20 mm，若只用 4 个吊点，存在很大的破裂风险。为使吊装应力和形变合乎要求，至少需采用 8 个吊点。这一基本设计，在反射板原型研制过程中得到验证。

3.2 中心探测器反射板原型研制

确定了反射板的基本设计后，我们在高能所 3 号实验厅进行了 1:1 反射板原型的研制，主要目的是验证反射板的机械设计，检验反射板光学性能，以及检验加工精度，为反射板的正式制作提供经验参考。中心探测器上反射板没有筋结构，下反射板有筋结构；上、下反射板均有通孔。故选择制作原尺寸下反射板模型可以检验绝大部分制作工艺。

3.2.1 制作过程

反射板加工过程中最基本的工艺要求是用本体聚合工艺进行有机玻璃的粘接和密封。有机玻璃是聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA, PolyMethyl MethAcrylate)，本体聚合是以甲基丙烯酸甲酯单体 (MMA, Methyl MethAcrylate) 为原料，在少量引发剂作用下或直接在热、光和辐射作用下进行聚合反应，完成有机玻璃的粘接和密封。同一般的用氯仿粘接或用其他非本体粘接工艺相比，优点是 (1) 基本没有引入杂质，不会有析出物或持续释放挥发性气体，跟掺钎液闪兼容性的风险大为降低；(2) 接缝处透明度好，机械强度接近有机玻璃板材本身。本体聚合工艺的难点是不易控制聚合过程中的光照、温度，易发生凝胶或产生气泡。另外由于聚合过程大量放热，随后固化阶段冷却收缩，会导致接缝处残留应力，机械强度降低，粘接缝容易受有机溶剂分子的攻击产生裂纹。经过严格的退火处理程序，能很大程度地消除粘接缝处的残余应力，提高接缝处的机械强度和透明度。

反射板原型的制作，需先将两块 $4.6\text{ m (L)} \times 2.3\text{ m (W)} \times 10\text{ mm (T)}$ 的有机玻璃板沿长边用本体聚合工艺粘接起来。粘接时需搭建两组工作平台，用于支撑两块有机玻璃板。但临时搭建的工作平台，平面度较差，接缝两侧错位最大达 3 mm 。接缝处光学性能则良好。

反射板原型的一项重要任务是找到合适的贴膜工艺，检验反射板光学性能，而实际上未能很好完成。制作中 ESR 的几种贴膜方法及其结果：(1) 使用双组分的透明环氧胶（中心探测器小模型实验的贴膜方法），但环氧胶粘度太大，很容易由于涂胶不均匀导致反射膜表面不平整；(2) 直接平铺，则会因为膜太薄 ($65\text{ }\mu\text{m}$) 很容易起皱；(3) 用水作为介质能使膜片很平整，但密封空间内水分的蒸发和再凝结会有潜在问题。也试验了 MIRO-Silver 膜（见第 3.3.1 中介绍）的贴膜效果：MIRO-Silver 薄膜相对较厚 (0.2 mm)，直接平铺或粘贴于有机玻璃板面均能获得较好的平整度。但由于只有小片 MIRO-Silver，各小片之间的搭接不易处理。

反射板的密封和贴膜是密不可分的两步工艺。在预研阶段我们设计了几种反射板的密封方案，见第 3.4.2 节中的详细讨论。然而由于条件限制，原型板的密封过程没有抽真空，导致三明治结构的两块有机玻璃板贴合不紧密，间隙较大处 ESR 膜有褶皱。另外，由于几种堵接缝坡口的候选硅胶均有酸性气体释放，因担心会损害反射膜而最终放弃堵坡口。结果导致有强渗透性的 MMA 单体沿坡口渗入到内部，MMA 固化收缩，使

反射面变花，严重影响了光学反射性能。在反射板原型制作时未能找到合适贴膜、密封工艺。

反射板原型的制作环境为普通室内环境。贴膜过程暴露出环境洁净度较差对贴膜质量的影响。有机玻璃表面和 ESR 膜表面都很容易产生静电，吸附微小尘埃，若灰尘被密封在反射板内，这些小尘埃将成为光的散射源，影响反射板的镜面反射性能。同时灰尘中的天然放射性也会在中心探测器中产生本底。原型板贴膜试验也首次积累了清洗大面积有机玻璃制品的经验。

反射板原型的吊装试验证实了机械设计和吊装方案可行。图3.25是反射板原型吊装试验的照片，反映了吊装前后反射板的形变。以某个吸盘为参考点，观察反射板边缘某点在吊装前后相对于该参考点在竖直方向上的位移，经比较，估计反射板原型在吊装过程中的形变量为 2~3 cm。这大于 3.1.4.2 节的有限元分析结果，部分原因是反射板原型的三明治夹层空间没有抽真空，机械强度比单块 20 mm 厚的有机玻璃差。



图 3.25: 反射板原型吊装试验。

反射板面积太大且质软，若在数控机床上做机加工操作不易且费用昂贵。反射板原型上通孔的定位和钻孔打磨均靠手工，由于没有预先准备好标准模具，实际加工精度较差，位置精度约 5 mm，尺寸精度约 5 mm。

筋条的粘接，也反映出定位精度问题。另外，缺少测厚仪来测量筋条厚度和粘接完成后的总厚度。

3.2.2 经验总结

通过反射板原尺寸模型的制作，验证了三明治结构的设计，验证了机械强度和吊装方案，积累的经验对反射板的正式制作提供了重要参考，并据此完成了招标技术要求。主要技术要求如下：

- 有机玻璃板材的光学性能要求：表面无明显可见刮蹭、划伤，洁净。板材外观符合国标 GB/T 7134-1996 优等品标准。透射率要求（见第 4.3.2.1 节讨论）：
 - a) $T > 85\%$ ，波长 $\in (350nm, 380nm)$
 - b) $T > 92\%$ ，波长 $\in (380nm, 800nm)$为减小有机玻璃板材性能差别带来的实验误差，要求 8 套反射板所用有机玻璃板材原料来源于同一批次。
- 尽量采用厚度均匀性更好的板材，板材厚度均匀性 1 mm 以内。
- 板材的拼接及上、下面板的密封粘接必须采用本体聚合工艺。
- 须有平面度和水平度在 2 mm 以内的工作平台，保证板材拼接质量。
- 采用纯净水配合 Alconox 洗涤剂（见第 3.4.1 节），用于密封前有机玻璃板的清洗。
- 提供的洁净棚保证反射板的贴膜和密封的过程不会被空气浮尘污染。
- 反射板结构需完全密封，要求密封宽度均匀，必须用对 ESR 膜和有机玻璃无侵害的材料堵坡口，MMA 单体液体不得进入有反射膜的空间。
- 板材拼接，反射板密封等工序完成后须做退火处理。
- 采用已标定良好的测量工具或制作标准模具，保证反射板上各通孔的位置精度 2 mm、尺寸精度 1 mm。反射板总厚度均匀性 2 mm 以内。
- 加强筋跟基板的粘接面上，在不影响强度、厚度均匀性时，可容许少数气泡。

同时一些问题未能在原尺寸模型制作中找到解决方案，首要的是反射膜的粘贴工艺。贴膜的均匀性和平整性，对反射板的光学性能起决定性影响。小面积的样品能达到

很好的镜面效果，但在原尺寸模型研制的实践中，由于 ESR 膜很薄且易皱，且尺寸有限，需要多片膜才能覆盖反射板面积，保证整体有很好的均匀性和平整性很困难。这一问题直到正式生产时又经过多次试验才得以最终解决（见第 1.4.2 节）。

3.3 反射膜研究及材料选择

ESR (Enhanced Specular Reflector) 膜是一种高反射率的有机聚合薄膜。在可见光波段反射率均匀，平均镜面反射率 $> 98.5\%$ ，如图 3.11。反射光无色偏，热稳定性好。ESR 膜是反射板预研阶段最为吸引人的反射材料。MIRO-Silver 也是一种高镜面反射板薄膜，是在铝制基材上镀银膜。可见光波段总反射率 $\sim 98\%$ ，其中镜面反射率高于 94% 。入射角较大时 ($> 45^\circ$)，反射率会开始下降。MIRO-Silver 比一般的有机聚合薄膜耐紫外辐照。预研阶段，MIRO-Silver 是重要的备选方案。

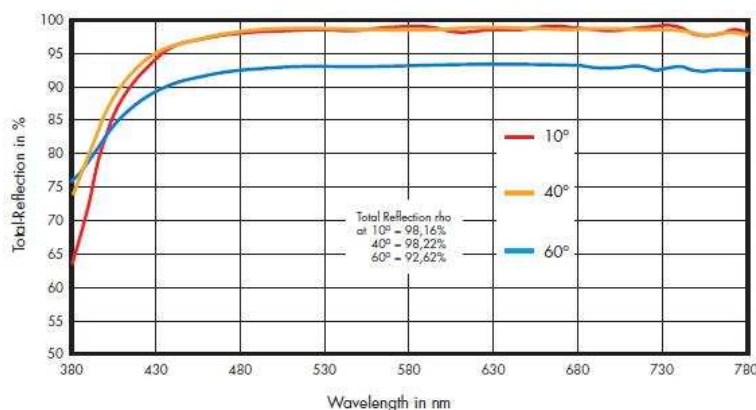


图 3.26: MIRO-Silver 反射率

3.3.1 三明治结构反射率反射率

ESR 反射膜两侧有保护膜片，一侧为淡蓝色半透明，一侧为黄色。揭掉保护膜后的 ESR，两面均有很高的镜面反射，下面以 blue 和 yellow 来区别 ESR 膜片的两面。膜片的绝对反射率由中国计量科学研究院的一台 Varian CARY-5E 光谱仪测量，其中镜反射测量模式下光入射角为 7° ，漫反射测量模式下光入射角度为 0° 。图 3.11 给出了测量的 ESR 总反射率和镜反射率随波长的变化曲线。作为比较，也给出高能所小模型实

验反射板所采用的一种铝膜材料的反射率。在可见光波段，ESR 反射率远高于 Al 膜。但紫外波段的反射率不如 Al 膜，从 390 nm 到 370 nm ESR 反射率很快下降到只有 15% ~ 20%；对于 Al 膜，~ 85 % 的反射率可以延伸到 340 nm。ESR 反射率曲线几乎可完全覆盖大亚湾液闪的发射光谱，故采用 ESR 作为反射材料基本不会损失闪烁光子的收集；同时带电粒子在大亚湾液闪中产生的紫外 Cerenkov 光会在几 cm 尺度内完成吸收重发射（见第5章），转化为可见光子，故 ESR 在紫外区的低反射率也几乎不会影响探测器的光收集。

大亚湾反射板的基本机械设计为三明治的密封结构，即 ESR 膜片夹在两层 1 cm 有机玻璃之间。设计初期，考虑了两种情况：一是密封夹层保留空气层；二是夹层充满白油：

(1) Acrylic + glue + ESR film + (air) + acrylic

(2) Acrylic + glue + ESR film + (oil) + acrylic

对这两种三明治结构分别做了反射率测量研究。



图 3.27: 三明治结构小样品照片。ESR 膜用透明环氧树脂胶固定于有机玻璃表面，极薄的一层白油被密封于 ESR 反射面和有机玻璃之间。

按照上述两种三明治结构制作了一些小样品，如图 3.27 的照片。然后在一台 Jasco-V570 NIR/VIS/UV 光谱仪上用 ISN-470 积分球附件测量总反射率。图 3.28 显示不同样品的反射率测量结果，左图中反射率不是绝对反射率，是相对于光谱仪配备的镀 Al 膜标准样片的反射率。在紫外波段，'NoAcrylic' 比 'AcrylicAir' 低，是因为有机玻璃透过

率在紫外波段降低；‘AcrylicAir’比‘AcrylicOil’高，是因为光子在有机玻璃和空气的界面上反射的贡献。不同样品的反射率在可见光波段几乎无差别，选择不填充白油的方案对制作来说更为简单。

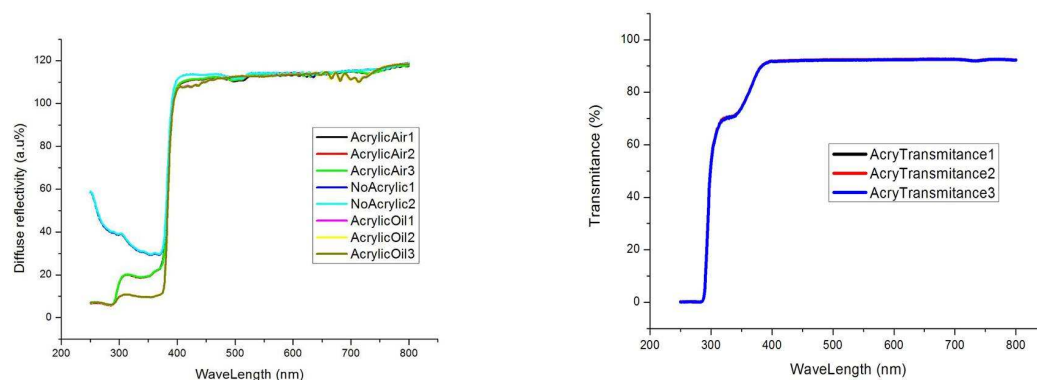


图 3.28: 左图为 ESR 裸膜在空气中的反射率以及两种三明治结构小样品的反射率比较。
右图为小样品所采用的 1 cm 有机玻璃透过率曲线。

3.3.1.1 热稳定性和兼容性

反射板制作的技术要求指定三明治结构的密封必须采用本体聚合工艺。据已有的本体聚合工艺加工经验，聚合区内部仍然可能会残留应力，导致聚合区结构强度变差。若残留应力较大，再有较大外力长期作用于聚合区，会产生永久变形，甚至逐渐产生裂缝直至崩坏。通常在本体聚合之后，会增加一道退火工序。需要将聚合区所处环境温度缓慢提升至 85 度，并维持一段时间（数小时），再缓慢降温。退火工艺的关键在于升温、保温、降温的时间的控制，若控制不好则达不到应力退除的效果。ESR 的产品技术文档声称 ESR 膜可以处于 85 度的环境 1000 小时，反射性能不受影响。为确认退火工序对 ESR 反射性能没有影响，进行了烘箱实验：一片 ESR 薄膜夹在两块有机玻璃板之间，但不密封。置于 85 度恒温电烘箱中 24 小时，随后关闭烘箱点源，自然降温至室温，取出测量反射率。图显示烘箱实验前后 ESR 膜反射率没有明显下降，确认退火工序不会降低 ESR 膜反射性能。

尽管反射板的机械设计是密封三明治结构，但设计初期也考虑到若密封失效，白油渗入三明治结构夹层，可能会由于白油同 ESR 不兼容或是同粘接介质不兼容而影响反

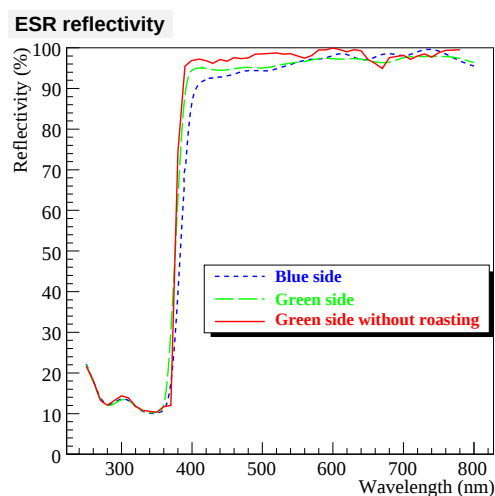


图 3.29: 烘箱实验前后 ESR 镜面反射率比较。绿色虚线表示 ESR 膜片的 green 面，蓝色实线表示 ESR 膜片的 blue 面。

射板反射性能。ESR 膜片同白油的兼容性在高能所小模型探测器上得到充分检验。如前所述，高能所小模型探测器实验第二阶段，上反射板的制作是用透明环氧胶将 ESR 膜片粘贴在一块基板上，ESR 膜片和环氧胶直接与白油接触。经过一年多的实验，探测器响应长期监测结果充分显示 ESR 和所用环氧胶同白油兼容性良好。但环氧胶不利于大面积贴膜，一个候选方案是利用双面胶，经取样测量发现，双面胶材料基本都是有机聚合材料，长期浸泡于白油中会被溶解。表 3.2 示例了一种双面胶的兼容性实验结果，经过 23 天，浸泡 ESR 的白油的吸光度没有明显增加；但泡有双面胶的白油吸光度明显变坏。

3.3.1.2 入射角对反射率的影响

ESR 膜厚度只有 $65\ \mu\text{m}$ ，其本身也是由多层极薄的薄膜组成，工作原理是利用光在各层薄膜界面之间反射的干涉加强，达到高镜面反射。对照日光灯肉眼观察 ESR 膜，仍有一部分光能透过 $65\ \mu\text{m}$ 的厚度，特别在大角度下，透过率增强。大亚湾实验组香港和台湾合作单位的同事研究测量了在空气中和油中入射角对 ESR 镜反射率的影响 [53], [54]。图 3.30 是香港大学的实验装置，左图是测量空气中的反射率，右图是测量

Abs(430nm-600nm)	0 day	15 days	23 days
Oil as referee	0.0024	0.0024	0.0024
ESR in Oil	-	0.0023	0.0029
ESR & 3M double-side adhesive tape in Oil	-	0.0057	0.0072

表 3.2: 双面胶同白油兼容性示例（一种 3M 双面胶）

油中的反射率，光源为 532 nm 的激光。

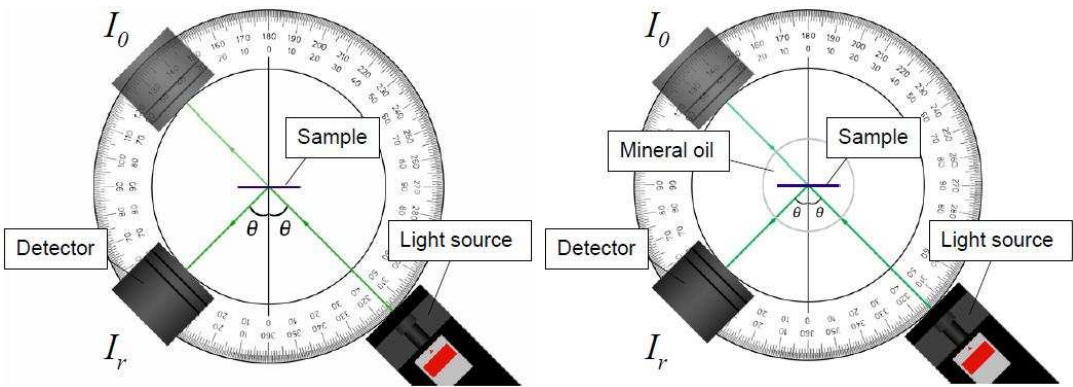


图 3.30: ESR 角度响应测量装置。

图 3.31为测量的 ESR 和 MIRO-Silver 在空气和白油中不同入射角时反射率比较。对 ESR，空气中保持高镜面反射率；白油中的反射率在入射角大于 60° 时显著降低。对 MIRO-Silver，空气中的反射率略低于 ESR，在入射角大于 70° 时开始降低；白油中的反射率反而呈现一定的上升趋势。

香港大学的同事也制作了三明治结构的小样块，并在图 3.30的装置上测量了反射率随入射角的变化，结果如图 3.32。对于夹有空气层的样品，由于在 $\theta > 42^\circ$ 会发生全反射，所以在大入射角下仍能保持高反射率（右图红点和黑点）。作为对比，将 ESR 和 MIRO-Silver 在空气中的反射率也画在图中（绿色三角和红蓝色三角），由于实验实测的是有机玻璃—空气界面的入射角，故此两曲线入射角按折射率关系做了修正。对于夹有油层的样品，由于白油的折射率同有机玻璃非常接近，耦合较好，没观察到全反射现

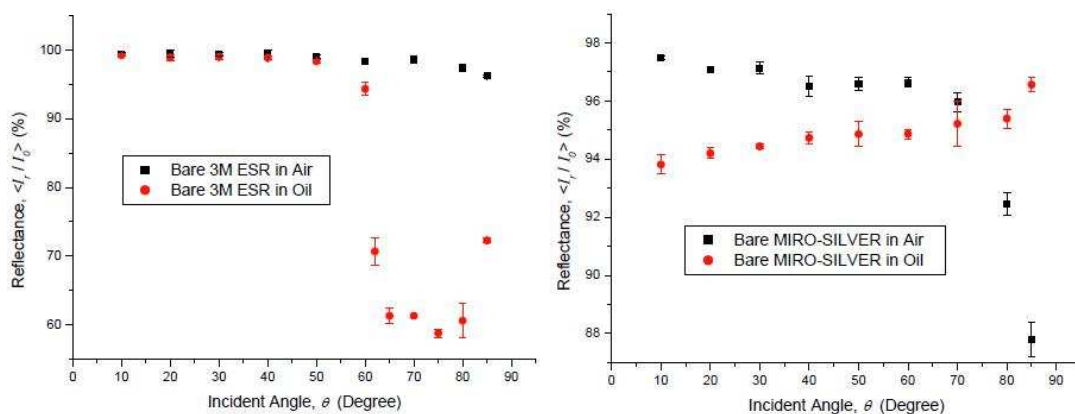


图 3.31: ESR 反射率在空气和白油中的角度响应。

象（左图），且反射率在入射角 $> 40^\circ$ 时并没有明显下降。

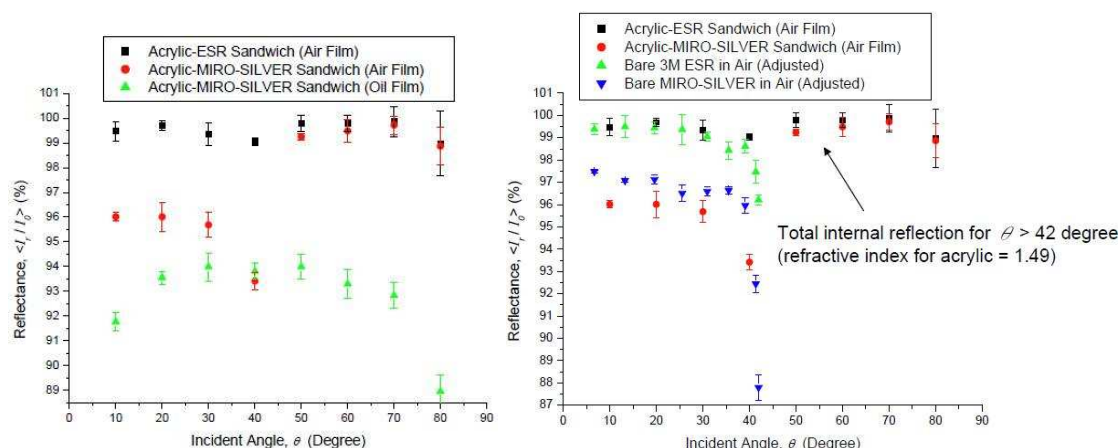


图 3.32: ESR 透过率随角度的变化。

台湾联合大学的同事在紫外分光光度计上也测量了 ESR 膜在白油中不同角度下的透过率 [53]，如图 3.33。入射角较小时，透过 ESR 膜的光明显的集中在三个波长区间。随入射角增大，透光区间逐渐蓝移；当入射角大于 40° ，红光波段的透过率明显增强。

总结上述反射率测量结果：

- 小入射角情况下，ESR 在空气和白油中的反射率几乎无差别；入射角 $> 60^\circ$ 时，ESR 在白油中的反射率明显降低。
- MIRO-Silver 在空气和白油中的反射率均比 ESR 略低。入射角 $> 60^\circ$ 时，

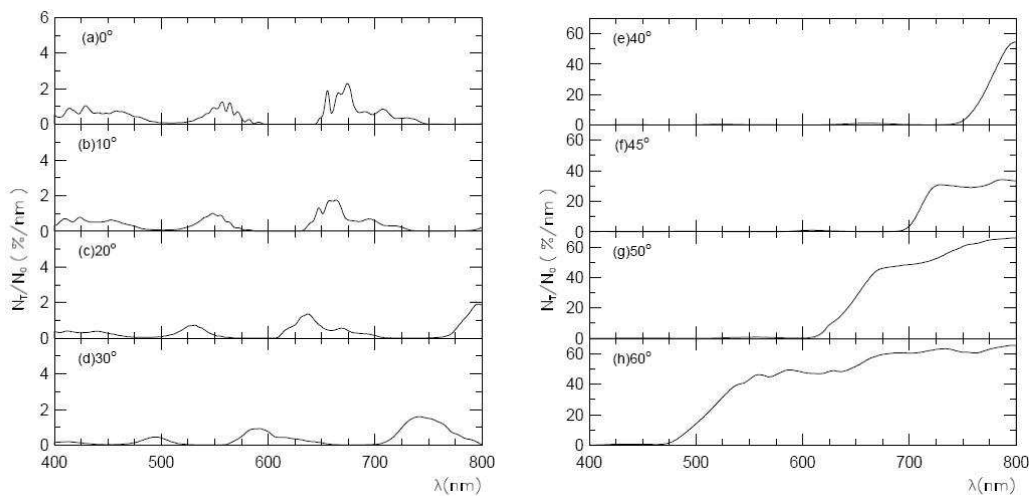


图 3.33: ESR 透过率随角度的变化。

MIRO-Silver 在空气中的反射率降低，而在白油中的反射率不变。

- 夹空气的三明治结构，由于有机玻璃—空气界面会发生全反射，使得大入射角情况下仍有接近 100% 的反射率。

3.3.1.3 放射性

ESR 是非金属薄膜，天然放射性水平很低。MIRO-Silver 为镀银铝膜，基片铝膜材可能有较高的天然放射性水平，在美国 Berkeley 国家实验室利用高纯锗探测器测量了 MIRO-Silver 样品的天然放射性水平 [55]，结果如表 3.3。表中 Th 系和 U 系核素的放射性水平的计算均假设衰变链达到衰变平衡。

表 3.3: MIRO-Silver 天然放射性测量

U(e)	U(l)	²¹⁰ Pb	Th(e)	Th(l)	⁴⁰ K
0.51(4) ppm	<3 ppb	1.0(1) ppm	< 10 ppb	0.37(1) ppm	< 5 ppb

U(l) 由 ²²⁶Ra 的子核 ²¹⁴Bi 和 ²¹⁴Pb 的放射性水平计算。尽管 ²¹⁰Pb 也是 ²²⁶Ra 的子核，这里将其单独列出，因为样品中没有测到 ²²⁶Ra，无法与之关联。测量结果表明

样品中 U 系核素不处于衰变平衡。

Th(e) 由衰变链中位于 ^{228}Th 之上的核素的 γ 放射性计算，特别是 ^{228}Ac 。 $\text{Th}(l)$ 则由 ^{212}Pb 和 ^{208}Tl 的放射性水平计算。样品中没有测到 ^{228}Ac ，表明样品中 Th 系核素也不处于衰变平衡。

MIRO-Silver 样品测量结果给出较高的 ^{208}Tl 放射性，经估算其在 AD 中的单事例率达到 10 Hz，不可接受。不同批次的 MIRO-Silver 膜放射性水平的差别可能很大，原材料放射性的控制较难。因此使用 MIRO-Silver 作为反射板的反射膜，风险较大。

3.3.1.4 小结

上面的研究表明，ESR 和 MIRO-Silver 都有出色的光学性能。但由于 MIRO-Silver 有较大的放射性风险，最终确定 ESR 作为反射膜材料。

3.3.2 有机玻璃材料研究

反射板中有机玻璃板的作用：一是作为反射板三明治结构的机械主体；二是作为光的传播介质，要求光透过率高。对反射板而言，还要求有机玻璃同白油的兼容性好，这在中心探测器模型实验中已得到验证。本节研究有机玻璃透过率对探测器响应的影响。

在可见光波段有机玻璃对光的吸收较小。紫外吸收是有机玻璃的共同特征，表现为在紫外波段的透过率会在某个波长（截断波长）迅速下降。不同厂家用不同原料、按不同工艺生产的有机玻璃浇铸板材，紫外波段的透过率曲线可能会有较大差别，如图 3.34 中几种有机玻璃样品的透过率曲线比较。一般说来，有机玻璃铸板过程中的添加剂会吸收紫外光，导致紫外截断波长很高 (380 nm)；没有抗紫外添加剂的有机玻璃，其紫外截断波长可延伸至 300 nm。

图 3.35 是 G4dyb 模拟软件中的部分光学参数：液闪发射光谱、液体衰减长度、及 PMT 量子效率。高紫外透过率的有机玻璃可以覆盖全部光谱，不损失光子，但是高紫外透过率的有机玻璃价格昂贵，需确定合理的有机玻璃板材透过率指标要求。

测量到的透过率是有机玻璃吸收与反射两者的贡献之和，可构造一个简单参数化公式来描述透过率的这一特性，通过探测器模拟研究不同截断波长对探测器响应的影响，来确定反射板对有机玻璃透过率的要求。先考虑反射的影响，公式 3.1 是简化的菲涅耳公式，来描述单层空气—有机玻璃界面的反射率 $R(\lambda)$ 和透过率 $T(\lambda)$ ， $n(\lambda)$ 是随波长

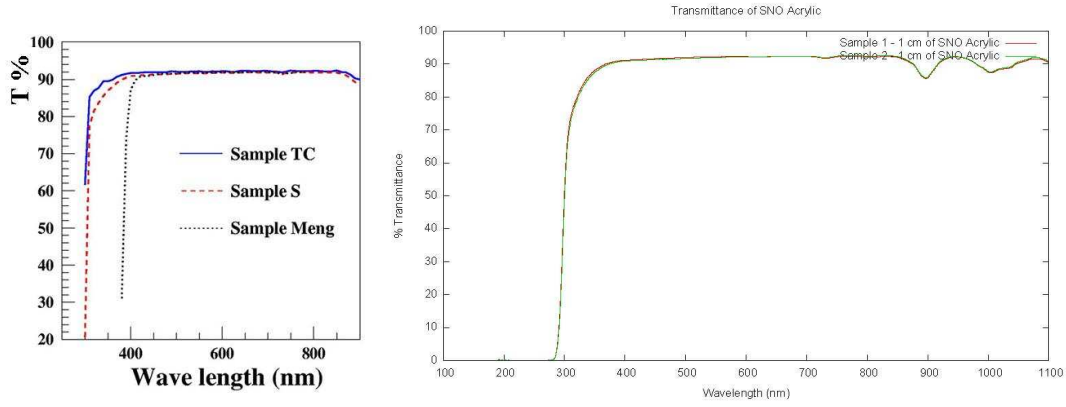


图 3.34: 不同有机玻璃样品的透过率示例。左图为中心探测器模型实验测试过的有机玻璃样品透过率。右图的有机玻璃样品通过率来自于 SNO 实验，其探测器中盛装靶物质的球形容器为有机玻璃制品。

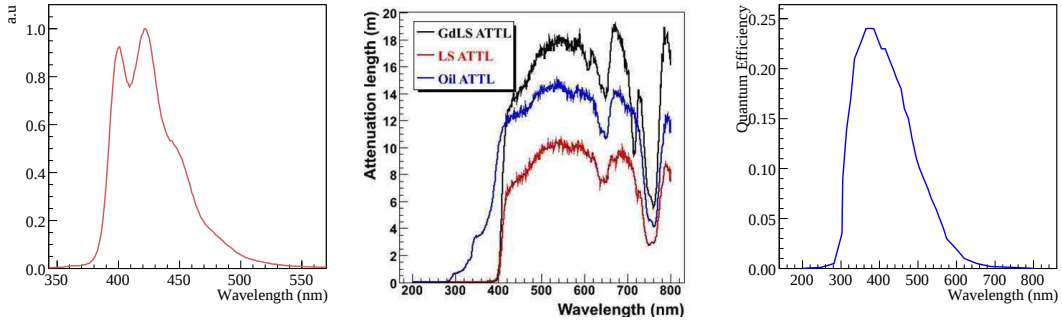


图 3.35: G4dyb 中的液闪发射光谱（左图），液体衰减长度（中图），PMT 量子效率（右图）。

变化的有机玻璃折射率。

$$\begin{aligned} R(\lambda) &= \left(\frac{n(\lambda) - 1.0}{n(\lambda) + 1.0} \right)^2 \\ T(\lambda) &= 1.0 - R(\lambda) \end{aligned} \quad (3.1)$$

对有一定厚度的有机玻璃板来说，有两个空气—有机玻璃界面，光会在两个界面之间多次反射折射，同时还有在有机玻璃中传播的衰减，如示意图 3.36。总有效反射率 R_{eff} 和总有效透过率 T_{eff} 分别是多次反射和折射之和。

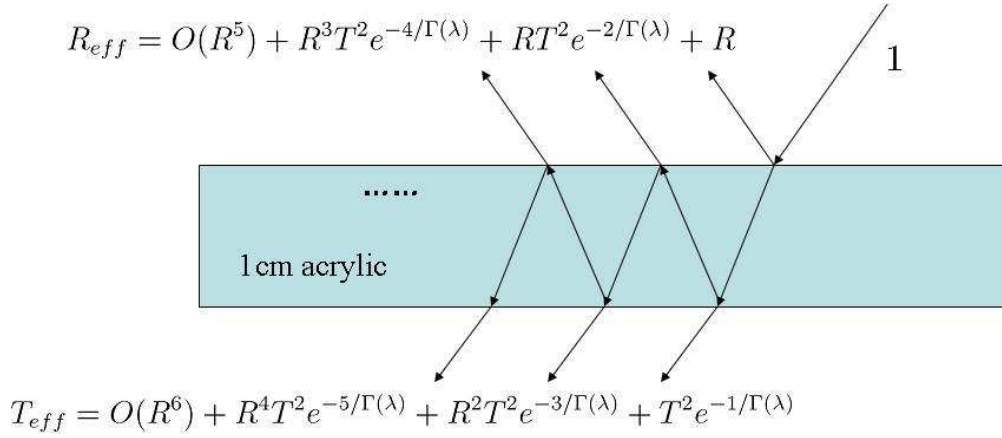


图 3.36: 光穿过 1 cm 有机玻璃的光路示意图。假设入射光强为 1，总有效反射光强为 R_{eff} ，总有效透射光强为 T_{eff} 。

图 3.37 中左图是中心探测器 3 m 有机玻璃罐原型的有机玻璃样品折射率的测量结果，以它作为模拟的输入参数。图 3.37 中右图是不考虑有机玻璃的光吸收时由上式计算的 T_{eff} 。可见在空气中测量透过率，反射将贡献 8% 左右的损失，测得的最高透过率约为 92%，而在探测器中，由于有机玻璃与液闪折射率基本相等，几乎没有反射损失。在衡量有机玻璃对光的吸收时，应减除反射的影响。可见若不考虑光在有机玻璃中的衰减，仅由菲涅耳关系计算，在紫外波段仍有很高的透过率。故有机玻璃透过率的紫外截断主要是因为有机玻璃对紫外光的吸收。

根据实测的反射板有机玻璃样品透过率曲线特征（如图 3.36），构造公式 3.2 来描述光在反射板有机玻璃中的衰减长度。取 $A_1 = 0.2 \text{ cm}$ ， $A_2 = 200.0 \text{ cm}$ ， $\Delta = 3.0 \text{ nm}$ ，即假设有机玻璃紫外波段光衰减长度为 2 mm，可见光波段光衰减长度 2 m，这是一个较为合理的假设。图 3.38 是当阶段波长 $\lambda_0 = 390 \text{ nm}$ 时， $\Gamma(\lambda)$ 和 T_{eff} 的形状。

$$\Gamma(\lambda) = \frac{(A_1 - A_2)}{1 + e^{(\lambda - \lambda_0)/\Delta}} + A_2 \quad (3.2)$$

模拟不同 λ_0 下，1 MeV e^+ 在探测器靶体积内均匀产生时，光电子产额的变化，如图 3.39。当 $\lambda_0 > 400 \text{ nm}$ 时，光电子产额才开始下降；当 $\lambda_0 > 415 \text{ nm}$ 时，光电子产额下降明显。根据 $\lambda_0 < 400 \text{ nm}$ 时 T_{eff} 曲线，提出反射板有机玻璃透过率的指标要求：

- a) $T > 85\%$ ，波长 $\in (350 \text{ nm}, 380 \text{ nm})$
- b) $T > 92\%$ ，波长 $\in (380 \text{ nm}, 800 \text{ nm})$

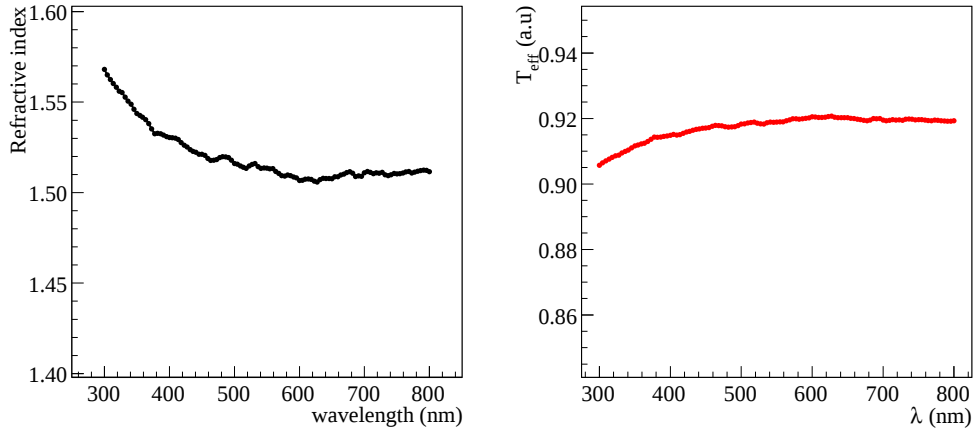


图 3.37: 3 m 有机玻璃罐原型的有机玻璃样品折射率 $n(\lambda)$ [57]。不考虑有机玻璃对光的吸收, 由 $n(\lambda)$ 计算得到的总透过率 T_{eff} 。

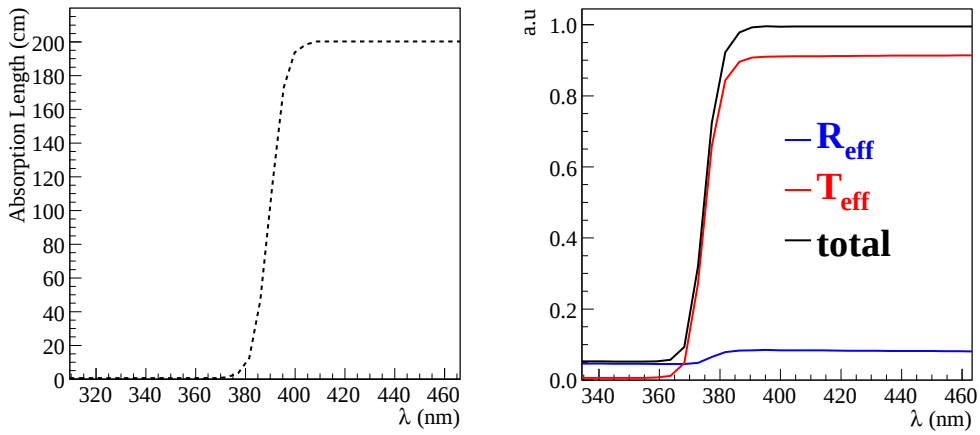


图 3.38: 衰减长度模型示例。 $\lambda_0 = 390$ nm 时, $\Gamma(\lambda)$ 和 $T_{eff}(\lambda)$ 曲线。

3.4 中心探测器反射板制作

3.4.1 清洁措施

根据反射板原型的制作经验, 为保证贴膜质量, 需要清洁棚提供洁净环境。通过对

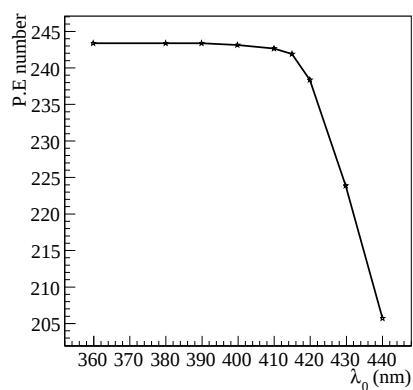


图 3.39: 总光电子数随 λ_0 的变化，样本为在探测器靶体积内均匀产生的 1 MeV e^+ 。

灰尘放射性影响的估计，清洁棚的洁净度指标定为 10 万级。

清洁棚设计为两部分，一个为装有空气净化系统的 6m x 6m x 6m 的 10 万级清洁棚，以及一个 6m x 6m x 6m 的半清洁棚缓冲区。具体要求如下：

10 万级清洁棚部分用方钢结构骨架，采用防静电软帘为内壁，外层再设 2~3 层塑料软帘进一步隔绝厂房内灰尘。所选风机、空气净化系统保证至少 10 万级洁净度等级。工作状态下清洁棚内维持一定正压。地面采用环氧树脂自流平处理，减少灰尘。人员进出口位置设置风淋室。

反射板的加工厂房内灰尘较大，为防止反射板直接进出清洁棚时破坏棚内洁净度，在设备进出口位置做一间半清洁棚缓冲间，可有效减少对清洁棚的污染。缓冲间也采用方钢结构骨架，四周和顶部以塑料软帘披覆以隔绝场内灰尘。也要求地板采用环氧树脂自流平处理。

清洁棚建成后，在稳定运行状态下，用尘埃粒子计数器测量空气洁净度。清洁棚内，空气采样口离地面约 1.2 m 高时，测 15 个点，100 % 的数据达到万级，50 % 达到千级；空气采样口离地面约 0.4 m 高时，测 6 个点，基本达到万级。缓冲区内，空气采样口离地面约 1.2 m 高时，测 4 个点，达到万级；空气采样口离地面约 0.4 m 高时，测 4 个点，略差于万级，好于 10 万级。验收结果优于预期设计指标。

为有机玻璃板清洗提供洁净水是保证反射板光学质量的另一个关键。通常用水的电导率或电阻率值作为衡量水洁净程度的标准。水的洁净度大致有三个层次。(1) 市政自来水：电导率 50~500 $\mu\text{S}/\text{cm}$ ，内含有矿物离子以及有机物分子，水滴在有机玻璃表面

自然风干后会留下水印，影响光透过率。(2) 反渗透水：经反渗透 (RO) 技术处理后的水，水中大部分离子和有机物分子可以被去除，但仍有残留，电阻率约 $0.2\sim 2\text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ 。(3) 去离子水：反渗透水若再经过阴阳离子交换树脂处理，几乎可以完全去除残余矿物离子，电阻率可达 $18\text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ ，自然风干后基本无残余物。中心探测器除反射板外，有机玻璃制品的探测器部件还有 3 m 有机玻璃罐和 4 m 有机玻璃罐。它们的清洗最好采用统一的指标和要求。为确定纯净水设备的指标，做了如下小实验。

在一个上端开口的圆柱形有机玻璃容器内装入 19 mm 高的电阻率为 $2\text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ 的 RO 水，水分完全蒸发后（有防落灰措施），在圆柱容器底部发现有水印。该水印不能直接用水冲掉。比较实验前后有机玻璃容器底部的透过率曲线，透过率降低了 $20\sim 40\%$ 。因此确定用去离子水作为反射板清洗用水，要求电阻率大于 $10\text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ 。实际生产过程中，每块反射板清洗前对水质做检查，确认满足上述要求后，才进行清洗。

有机玻璃的清洗，除了去离子水，还需借助特殊洗涤剂 Alconox，Alconox 粉末洗涤剂是一种重垢型浓缩洗涤剂，它易用蒸馏水或去离子水漂净，不留任何残迹。为检验其效果，进行了一系列小试验，测试 Alconox 对常见污迹如指印、记号笔、灰尘、白油、机油（重油）、硅油等的去污能力，比较清洗前后有机玻璃透过率变化。试验结果表明，Alconox 对指印、灰尘、机油、白油都有很好的去污能力，对油性记号笔和硅油去污能力较差，生产中尽量避免使用它们。

3.4.2 贴膜和密封工艺

反射板的贴膜、密封工艺是实际生产过程中最为困难的一个步骤。很多小样品试验都能表现出较好的镜面反射性能。图 3.40 显示其中最好的一块原型样品，该样品与真实尺寸比例为 1:9，可以看到镜面反射性能非常优秀。

图 3.40 的原型样品是直接两块有机玻璃圆板夹紧 ESR 反射膜，没有用粘胶，没有抽真空。但是将类似的方法放大到全尺寸，就出现很多意想不到的问题，例如在反射板原型制作过程中碰到的渗胶、ESR 膜褶皱等。图 3.41 显示了在反射板原尺寸模型制作中，因工艺不完善而产生的缺陷，这些缺陷都是我们不能接受的。经驻厂反复试验，前后试验了十几种贴膜介质，试制 4 块反射板（6 次整板贴膜），才得以圆满解决。最终全尺寸反射板的镜面反射性能跟上述原型样品一样优秀。本节总结反射板贴膜、密封工艺的设计和实现。



图 3.40: 与真实尺寸比例为 1:9 的下反射板原型样品。



图 3.41: 在反射板原尺寸模型制作中，不可接受的贴膜缺陷。

3.4.2.1 密封工艺

在高能所开展中心探测器模型实验的同时，大亚湾实验香港组也在香港仔隧道（Aberdeen Tunnel）的实验室内研制另一个探测器模型 [56]。Aberdeen Tunnel 实验的反射板直径为 1 m，也采用密封三明治结构 [58]，其制作过程碰到的渗胶问题跟我们类似：其解决方案是用一种快干液体胶（DP810, 3M Product）来涂抹两块有机玻璃板的接缝，涂抹一层干固后再涂抹下一层，直至胶层厚度足够，达到密封效果。但这一方法对大面积的反射板来机械强度和密封程度均不可靠。在此基础上曾考虑设计了如下三种方案：

方案一

图 3.42 是方案一设计的示意图。A、B 为三明治结构的两块有机玻璃板。为使本体聚合密封区有足够的强度，利用多条有机玻璃小段 C 来使 A、B 板分隔出 1 mm 间

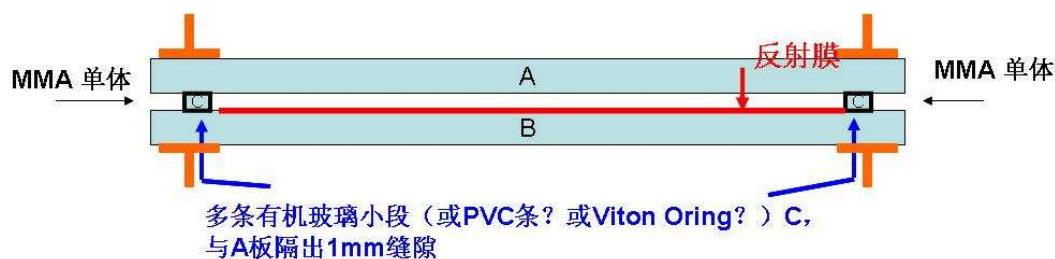


图 3.42: 反射板密封设计方案一。

隙，C 同 A、B 板边缘流出 3 mm 宽间隙，边缘处用夹具夹紧（橙色部分）。由于 C 是多段，需要先把个小段 C 之间的接缝，用本体聚合方式补接，成为一个整环后，再从侧面灌注 MMA 单体，做整体本体聚合密封。此方案的难点在于，(1) 小段的 C 条要先在接缝处补接成一个整环。一旦某处有漏缝，灌入 MMA 单体液体的时候，就会渗入 A、B 板之间的空间，导致失败。(2) A、B 之间撑起了 1 mm 的间隙，A 板会由于自重或受挤压变形，板中心区域可能会接触到一起。时间长了也会有时效。A、B 之间的间隙也是一个缺陷，因为从反射板原型的制作经验，正因为 A、B 不紧密贴合，导致 ESR 膜片会浮动产生波纹。(3) 反射板上通孔采用此方案较困难，特别是对于下反射板的中心定位孔（直径仅 30 mm）。

方案二

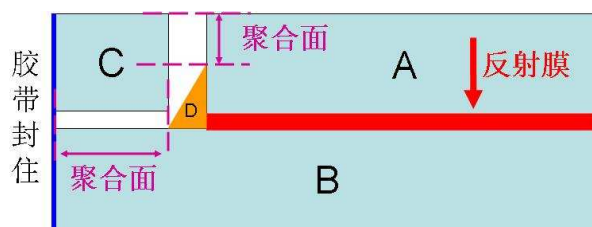


图 3.43: 反射板密封设计方案二。

图 3.43 是方案二设计的示意图。此方案不需将 A 板垫高，但 A 板尺寸需比 B 板尺寸略小，形成一个环状缺口，这个缺口即为密封区。具体做法是：首先在 A、B 的结合缝处，用硅胶一类的胶 D 堵住缝口；然后在 B 板延伸出的部分放置有机玻璃条 C，C 与 A 板间隙 2~3 mm，同时也可将 C 垫高 2~3 mm，使 C 与 B 之间也有足够的本体聚合层厚度，提高机械强度；最后用胶带封住 B、C 边界，在 A、C 和 B、C 之间

灌注 MMA 单体，本题聚合密封。本方案的关键是 D 处的密封要好，否则又会出现渗胶。

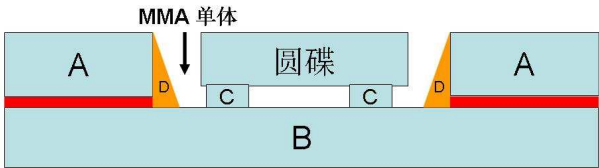


图 3.44: 反射板密封设计方案二补充：孔密封的一种方案。

在第 3.1.4.1 节中介绍了反射板上需要在特定的位置开一些通孔或是光学孔。方案二也适用于反射板上所开通孔（凿穿有机玻璃）的密封。对于光学孔（不凿穿有机玻璃），有两种处理方式，一种是直接在 ESR 膜上减掉一块；或者用图 3.44 所示办法：C 是 1~2 mm 高的不连续的有机玻璃条，把一片圆碟支撑起来，密封的时候灌入 MMA 单体，充满 B、C、D 之间的间隙。难点是若孔较大，则本体聚合面积太大，容易产生气泡和光学缺陷。

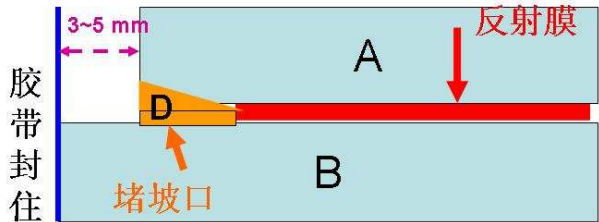


图 3.45: 反射板密封设计方案三。

方案三

方案三是在方案二基础上的改进，如图 3.45。取消有机玻璃条 C，使 B 板只比 A 板略向外延伸 3~5 mm，将这个区域就作为本体聚合区。若是通孔的话，B 板的洞比 A 板稍微小一些。同时将 D 换成开坡口的方式，增大聚合面。方案三在多次反射板的贴膜、密封试验后终获成功，解决了渗胶的问题。

3.4.2.2 贴膜工艺

前一节显示了 1:9 模型样品镜面性能优秀，是因为有机玻璃板尺寸小，可以很容易的夹紧 ESR 膜，并且当尺寸较小时，有机玻璃厚度均匀性、平面度都很好。而放大到

4.5 m 直径，ESR 很难非常平整的贴附，主要困难如下：

- ESR 反射面很容易被划伤擦伤折伤，且容易起静电吸附微尘；由于 ESR 非常薄（ $65\ \mu\text{m}$ ），几十微米的颗粒都能够隔着 ESR 显现出来。对 ESR 表面和有机玻璃表面的清洁度要求较高。
- ESR 自身并不带有胶层，若无贴膜介质（粘胶、耦合剂之类），ESR 不容易与有机玻璃表面紧密贴合。ESR 薄且软，若大面积平铺也容易自然卷曲。
- 若使用胶类介质或润滑剂等使 ESR 膜片贴附在有机玻璃表面，对介质层的平整度、均匀性要求非常高。
- 没有直径 4.5 m 的整张 ESR 膜，其生产线上的最大宽幅为 1.4 m，长度可以任意。因此一块反射板会有 4 条 ESR 搭接缝，搭接缝处的平整度较难保证。

驻厂期间，进行了小样品贴膜试验，共试验了近 20 种介质，大致分为三类：第一类是胶类物质，如不同类型的水溶性胶水、不同配方的玻璃胶水、3M 薄双面胶、3M 喷胶等；第二类是低运动学粘度的液体，如白油、去离子水，它们本身没有粘性，只是利用它们来填补 ESR 膜和有机玻璃表面的间隙，使得能够依靠大气压力将 ESR 紧压在有机玻璃表面；第三类是有一定粘度的液体或是膏状物，如硅油（低粘度、高粘度）、硅脂、工业润滑油、工业黄油等，在 ESR 膜和有机玻璃表面起到耦合作用，并有一定粘性。

对第一类介质，双面胶不够均匀，喷胶颗粒度不够细。有两种玻璃胶水有很好的贴膜效果。但考虑到工业用胶水通常混有强极性溶剂，在对所试验的几种胶水做兼容性测试后，发现它们对 ESR 都有侵蚀作用，能使 ESR 的多层聚合膜离解分层。对第二类介质，白油和去离子水均能很好地填补 ESR 和有机玻璃之间的间隙，充分利用大气压力将反射膜压紧。对第三类介质，除了低粘度硅油，其余介质普遍存在施工困难的问题。在小样品试验后，白油、低粘度硅油、去离子水被选作正式反射板贴膜介质的候选。

然而，当正式制作反射板时，白油、低粘度硅油、去离子水暴露出各自的缺陷。白油在大面积贴膜时不如小样品那样容易控制，很容易污染反射面，一旦发生较大面积的油污染，几乎无法做到局部地清洗掉油污。由于白油表面张力小，当反射板处于倾斜状态时，ESR 和有机玻璃之间的残余白油就可能会缓慢地通过光学孔、ESR 搭接缝或

ESR 边缘渗透到反射面。低粘度硅油虽然比白油容易控制污染，比高密度硅油容易施工，但是 ESR 在贴膜过程中被挤压拉伸，这导致贴膜刚结束时很平整，数小时之后就出现很多凸起，无法控制。去离子水则会由于温度变化，蒸发然后重新凝结，在有机玻璃或是 ESR 表面形成水雾，影响光学性能，并且形成水雾的区域不可预期。

最终放弃使用任何贴膜介质，而采用如下方案：直接将 ESR 平铺在有机玻璃板上，随即盖上面板，堵坡口后抽真空，完全依靠大气压将两块板压紧，也将 ESR 膜压平整。由于缺少贴膜介质，ESR 膜容易脱离有机玻璃表面。经反复实验各种铺设办法，终于发现在揭掉 ESR 保护膜的瞬间产生的微弱静电可以帮助 ESR 吸附在有机玻璃表面，使得在盖面板的时候，ESR 不会发生移动。从而反射板的贴膜问题才得到根本解决。

3.4.3 质量控制及验收

反射板在加工现场进行预验收，运至大亚湾地面装配大厅后做最终验收。主要验收指标及其相应检测方法如下：

- (1) 反射板制作厂家提供有机玻璃原料进厂（或出厂）检测报告；提供各反射板所用有机玻璃板材样品的透射率测量数据，其结果须符合第 3.3.2.1 节中要求。
- (2) 提供气密性检验报告。
- (3) 强度必须保证用真空吸盘吊具起吊时没有断裂或出现裂缝。检测方案：反射板制作完成后，能用真空吸盘吊具顺利起吊反射板，使其脱离支撑平台，保持至少 20 分钟。
- (4) 对反射板直径、厚度（有加强筋处、无加强筋处）、所有通孔、通光孔在板上的相对位置、尺寸做测量，要求尺寸精度 1 mm、位置精度 2 mm。
- (5) 测量各处密封宽度、均匀性，须符合机械图纸要求。
- (6) 没有外观可见的明显划伤。
- (7) 密封区域内没有气泡、缝隙和肉眼可见杂物。密封空间内，反射膜表面均匀平整，无划痕、皱纹，反射面未被挥发性物质损伤，无明显可见的杂物，无液体渗入的痕迹。
- (8) 用光学偏振镜观察应力情况，板面、各筋与板材粘接面、各密封处没有明显残余应力。

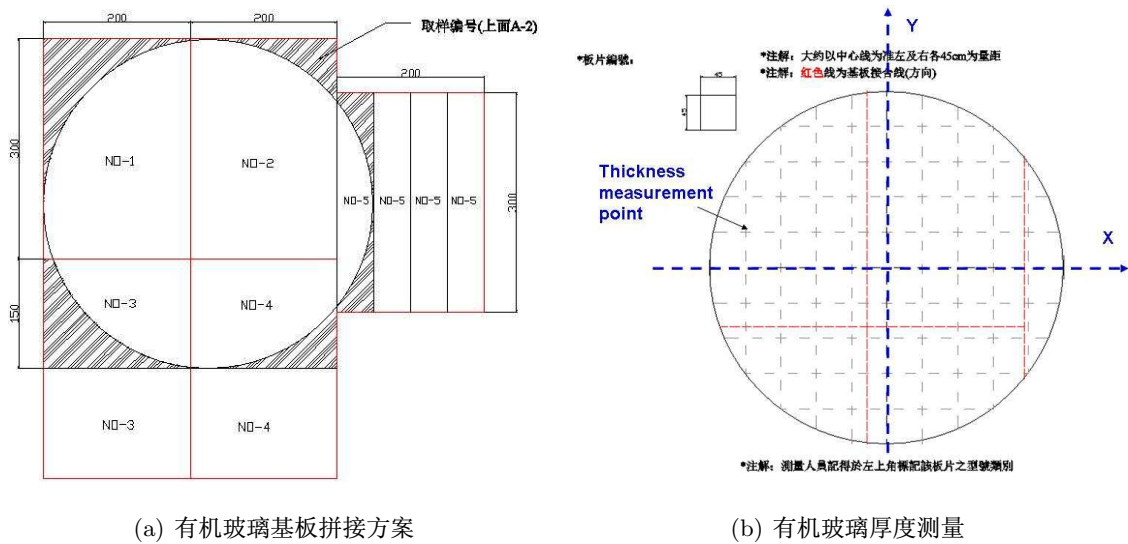
关于生产中的质量控制，在每块反射板生产之前，先测量原始有机玻璃板材样品的透过率，确认达到要求后再开始板材拼接。提供标准模具，保证通孔和光学通孔的相对

位置精度和尺寸精度。将验收指标第 (4)、(5)、(7) 项制作成质量跟踪卡，在厂内设立设立质量检验师，生产过程中专人填写质量跟踪卡，另由专人复查。

3.4.4 阶段性成果

至 2010 年 4 月，共有 4 套反射板（4 块上反射板、4 块下反射板）生产完成，4 套反射板验收结果均达到验收指标，光学性能优秀，可与图 3.40 相比拟。

反射板制作过程中，每块有机玻璃基板都采用统一拼接方案，如图 3.46(a) 所示。每块 4.5 m 直径的圆板由五块基板拼接而成，对每块板材都编号，并取样测量透过率。有机玻璃的厚度用超声波测厚仪测量，按图 3.46(b) 所示意的取样点抽测厚度。下反射板有筋，则专门抽测有筋处的有机玻璃厚度。



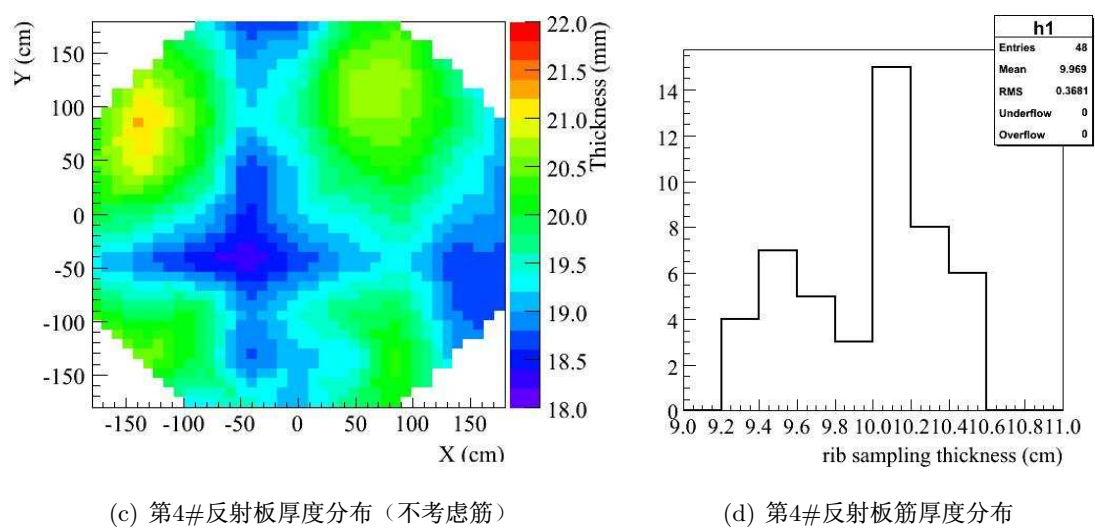
至 2010 年 4 月，共有 4 套反射板（4 块上反射板、4 块下反射板）生产完成，共测量了 80 块样品的透过率，所有样品在不同波长下透过率的统计结果见表 3.4，结果满足设计指标。

对 8 块反射板厚度的测量结果显示，每块反射板的厚度均匀性在 2~3 mm，基本达到要求。以第 4# 反射板（下反射板）为例，图 3.46(c) 为不考虑筋厚时，反射板的总厚度分布，可以看出板材接缝处，由于打磨导致厚度偏小。图 3.46(d) 为筋厚的分布。综合两图的结果，厚度均匀性基本达到 2 mm 的设计指标。

其他机械设计指标的验收结果：反射板直径误差在 2~3 mm；用标准模具复检所

	300 nm	350 nm	380 nm	400 nm	440 nm	500 nm
平均透过率 (%)	62.7	88.1	91.2	91.9	92.2	92.4
涨落 (%)	9.4	0.5	0.4	0.4	0.4	0.3

表 3.4: 前 4 套反射板有机玻璃透过率检测结果



有通孔、通光孔在板上的相对位置、尺寸，位置精度达到 2 mm 要求，尺寸精度达到 1 mm 要求；所有反射板都通过吊装实验。

3.4.5 反射板安装

通过反射板原尺寸模型的研制验证了真空吸盘的吊装方案，但是用于原尺寸模型的吊具其吊点个数偏少，且分布不够合理，导致起吊变形量达到 2-3 cm 。为减小吊装中反射板的形变和应力，重新设计吊具框架结构和吊点分布。最终设计为蛛网型，外圈 8 个吊点，均布在 R=1700 mm 半径上，内圈 4 个吊点，均布在 R=800 mm 半径上，吸盘直径 250 mm 。对更新后的吊装方案重新做了有限元受力分析，如图 3.46。

改造后的吊具出色的完成了吊装任务。吊装过程中，反射板边缘实测最大形变量约 5 mm 。至 2010 年 4 月，已有两块下反射板分别顺利安装到 1 号和 2 号中心探测器内，如图 3.47，。

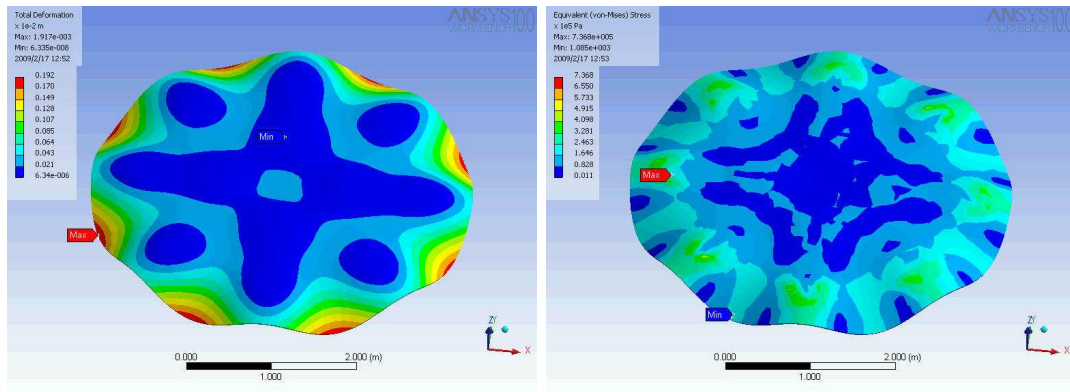


图 3.46: 反射板真空吸盘吊具最终设计的受力分析，左图为板身形变，右图为应力分布图。

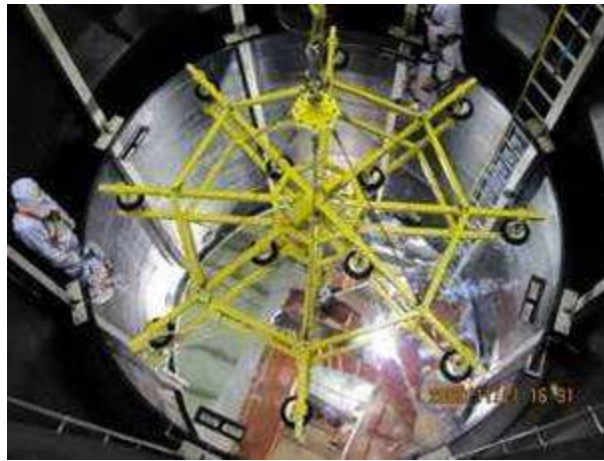


图 3.47: 中心探测器 AD1 安装下反射板。

3.5 中心探测器低本底控制

第二章中介绍到，大亚湾实验是高精度低本底实验，中心探测器内总放射性单事例率要求小于 100 Hz，总关联本底/信号比要求 $<0.1\%$ 。因此所有探测器建造材料都必须经过严格的放射性检验，评估放射性的影响，挑选低放射性的材料。另外在探测器建造和安装过程中，环境灰尘和氦气也会带来放射性污染，特别是氦气还会形成关联本底。论文的一部分工作是参与探测器的低本底控制。通过探测器模拟对制造钢罐的不锈钢材和混制液闪的原料提出放射性要求指标。通过估算灰尘的放射性影响提出清洁标

准。参与了液闪 40 吨存储罐的硬件工作，负责清洗这一重要工序。包括提出清洁要求和制定清洁流程，并实际参与清洗，保证了制作过程的洁净度，使放射性污染的风险尽可能地降到了最低。

3.5.1 钢罐和液闪放射性指标

中心探测器钢罐直径 5 m、高 5 m，总重约 24 吨 [59]，建造材质为不锈钢。钢材中天然放射性主要有 U、Th 系同位素、 ^{40}K 和 ^{60}Co 。它们衰变后产生的 γ 可以穿过白油屏蔽层进入液闪，液闪中可见能量沉积大于 1 MeV 即会被误判为正电子信号。普通钢材的天然放射性水平通常较高，并且不同钢厂生产的钢材差别较大。为控制钢罐带来的天然放射性本底，要求制作钢罐的钢材必须是低放射性，并且全部 8 个钢罐的钢材是同一批次生产，以保证全同探测器要求。另外，钢罐制作过程中需用大量焊材，焊材的放射性通常也很高，因此也要求焊材必须是低放射性，同一批次生产。

通过探测器模拟可提出天然放射性的要求指标。G4dyb 模拟软件中移植了加州理工学院的 Andreas Piepke 写的天然放射性同位素产生子（Fortran 语言编写，以下称 AP 产生子）。图 3.50 是 U 系和 Th 系衰变链框图 [60]，图中标注了每种核素的半衰期。根据核素半衰期的长短，AP 产生子将 ^{238}U 系和 ^{232}Th 系分别划分成 9 个和 4 个分支，保留了稍短半衰期的核素之间的关联性。值得注意的是， ^{232}Th 系中 $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ 的衰变，由于半衰期很短，可能形成关联本底。AP 产生子中假设 ^{238}U 系和 ^{232}Th 系处于衰变平衡，每种核素的衰变类型、分支比、粒子能量均来自于核数据库。 ^{40}K 和 ^{60}Co 的模拟使用独立开发的产生子。 ^{40}K 天然丰度为 0.011%，有两个衰变分支，89.3 % 是 β 衰变，最大能量 $E_{\beta, \max} = 1.31 \text{ MeV}$ ；10.7 % 是 γ 衰变， $E_{\gamma} = 1.46 \text{ MeV}$ [61]。 ^{60}Co 是 100 % γ 衰变，放出两个 γ ： $E_{\gamma 1} = 1.17 \text{ MeV}$ ， $E_{\gamma 2} = 1.33 \text{ MeV}$ 。

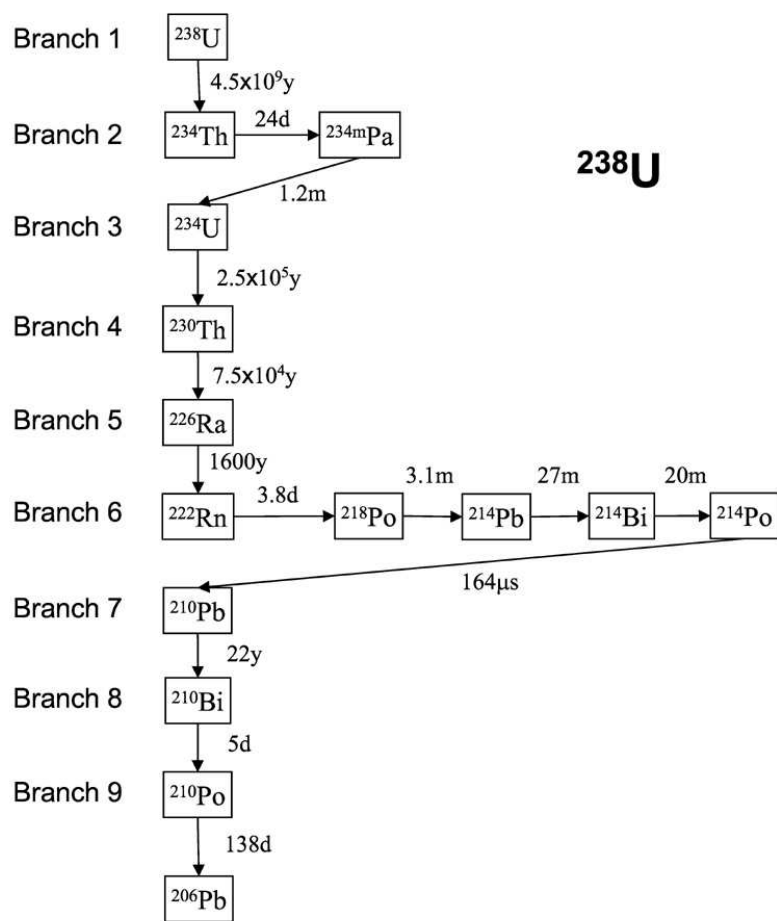
常用的表示放射性水平的单位有两种：质量比 ppm(10^{-6} g/g) 或 ppb(10^{-9} g/g)；以及衰变率 Bq/kg 或 mBq/kg。两种单位的换算关系为：

$$^{238}\text{U} : 1 \text{ ppm} = 12.4 \text{ Bq/kg} \quad (3.3)$$

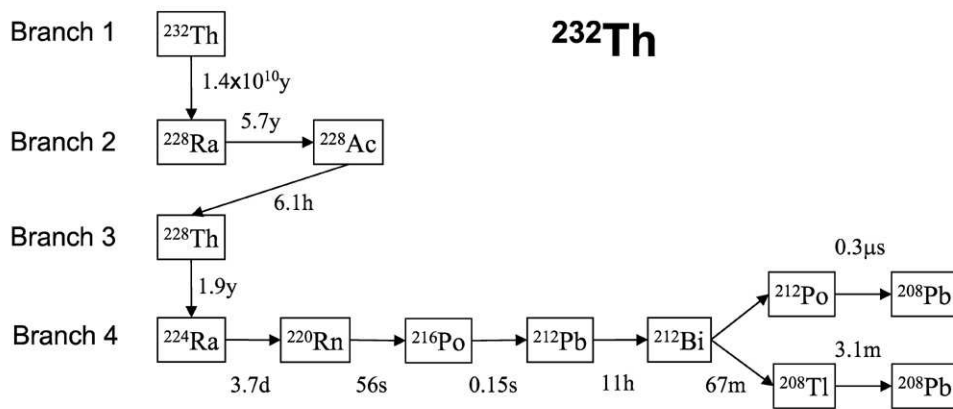
$$^{232}\text{Th} : 1 \text{ ppm} = 4.0 \text{ Bq/kg} \quad (3.4)$$

$$^{40}\text{K} : 1 \text{ ppm} = 256.8 \text{ Bq/kg} \quad (3.5)$$

^{60}Co 的放射性水平习惯上以 mBq/kg 为单位。



(a) U 系放射性衰变链



(b) Th 系放射性衰变链

图 3.48: 天然放射性同位素衰变链

根据中心探测器的钢罐设计图纸，在 G4dyb 中定义了主要的钢罐几何，包括圆柱形桶身，桶底和桶盖及其筋结构。利用上述产生子模拟在钢罐物质内均匀产生 U/Th/K/Co 放射性，观察在液闪中可见能量大于 1 MeV 的事例，计算每种放射性对本底的贡献 [62]，提出钢罐钢材的放射性要求如表 3.5。根据机械图纸中对焊缝位置、焊高、焊宽的标注，模拟在焊缝上产生各种放射性，计算焊缝放射性对本底的贡献，对钢罐焊材的放射性要求也列在表 3.5 中。

	重量	^{232}Th	^{238}U	^{40}K	^{60}Co	Total
罐体钢材放射性要求	—	3 ppb	2 ppb	0.2 ppb	15 mBq/kg	—
罐体产生的本底(Hz)	14 T	2.2	2.8	0.77	2.7	8.5
筋结构产生的本底(Hz)	5 T	2.9	4.0	1.1	2.8	11
焊材放射性要求	—	5 ppb	2 ppb	1 ppb	10 mBq/kg	—
焊材产生的本底(Hz)	100 kg	0.036	0.034	0.045	0.023	0.14

表 3.5: 钢罐的钢材放射性要求及单事例率。

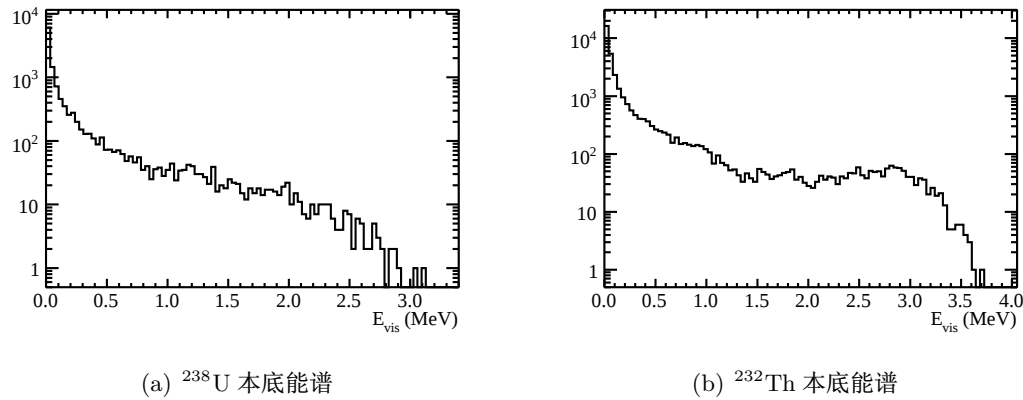


图 3.49: 钢罐 $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$ 放射性在液闪中产生的可见能量谱。

用类似方法可提出对液闪的放射性要求。液闪中天然放射性主要来自于混制过程中

的原料如 $\text{GdCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 和 PPO [76]。液闪中天然放射性能量几乎可以完全沉积，因此它对本底的贡献较为严重。另根据 KamLAND 实验，同位素衰变产生的 α 能在液闪中发生 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反应，形成关联本底。关联本底的慢信号为末态中子慢化后在钷上俘获的信号，快信号来源有三种：(1) 末态种子慢化过程中产生的质子反冲信号；(2) 中子和 ^{12}O 发生弹性碰撞，碰撞后处于激发态的 $^{12}\text{O}^*$ 退激发，放出 4.4 MeV 的 γ 光子；(3) 若入射 α 粒子能量较高，末态 ^{16}O 能处于第一或第二激发态，退激后分别产生 6.13 MeV 和 6.049 MeV 的 γ 光子。在 [63] 中，利用 JENDL 数据库中查到的反应截面数据，对这类本底做了专门的模拟研究。最后给出液闪中总的放射性要求如表 3.6。

同位素	掺钷液闪中放射性要求	单事例率	关联本底
^{238}U	4.7×10^{-3} ppb	1.5 Hz	14 /year
^{232}Th	9.4×10^{-3} ppb	1.3 Hz	15 /year
^{40}K	1.2×10^{-3} ppb	1.7 Hz	—

表 3.6: 液闪放射性要求及单事例率、关联本底。

3.5.2 中心探测器清洁标准

在探测器建造阶段，大亚湾项目组在材料选择上（放射性水平低、兼容性好、透过率高）倾注了大量精力。到了探测器建造和安装阶段，我们不希望由于人为活动带来放射性污染或者引入跟液闪或白油不兼容的杂质而导致实验失败。因此在探测器的制作和安装阶段，保证“洁净”是非常重要的。然而，在初期中心探测器各子系统并没有形成统一的洁净度质量控制标准，因为对“多洁净才算洁净”这一问题并没有明确的答案。我们从对灰尘放射性影响的估算出发，提出衡量洁净度的方法 [64]，并推荐中心探测器各子系统参考这一方法设置各自的洁净标准，这一方法被实验合作组接受。

中心探测器在洁净度为万级的洁净间内进行装配。尽管是洁净间，若探测器部件长期静置，仍会有灰尘沉积。盛装掺钷液闪的 3 m 有机玻璃罐（以下简称 IAV）外表面吸附灰尘的放射性本底接收度接近 100 %。由于有白油层的屏蔽，根据模拟估计盛装

普通液闪的 4 m 有机玻璃罐（以下简称 OAV）外表面和钢罐（以下简称 SSV）内表面吸附灰尘的放射性本底接收度分别为 30% 和 10%。若假设环境灰尘的 U/Th/K 放射性水平为 10~100 ppm（与大亚湾岩石放射性水平相当）。那么利用公式 1.3-1.5 的换算关系，可以估计如果 1 g 灰尘分别沉积在 IAV/OAV/SSV 表面，对本底的贡献分别为：(3-30) Hz/(1-10) Hz/(0.3-3) Hz。如果要求总的灰尘放射性本底 <10 Hz，则对在 IAV/OAV/SSV 表面的灰尘沉积量的要求分别为 (<100 mg)/(<300 mg)/(<1 g)。此要求就是一个初步的洁净度标准。

大亚湾实验地面装配大厅清洁间洁净度为万级，表 3.7 是国标 GB50073-2001 所规定的空气洁净度。对照该标准，万级清洁间要求 $\geq 0.5 \mu\text{m}$ 的微尘数 $\leq 350,000/\text{m}^3$ ， $\geq 5 \mu\text{m}$ 的微尘数 $\leq 2,500/\text{m}^3$ 。因此可以做保守估计，假设清洁间内微尘直径为 $4 \mu\text{m}$ 的微尘密度为 $350,000/\text{m}^3$ ，微尘直径为 $10 \mu\text{m}$ 的微尘密度为 $2,500/\text{m}^3$ 。在此假设下，每 m^3 空气中微尘含量为 0.035 mg。

表 3.7: 国标 GB50073-2001 规定的空气洁净度等级。

等级	$\geq 0.5 \mu\text{m}$ 尘粒数	$\geq 5 \mu\text{m}$ 尘粒数
100 级	$3,500/\text{m}^3$	—
1000 级	$35,000/\text{m}^3$	$250/\text{m}^3$
10000 级	$350,000/\text{m}^3$	$2,500/\text{m}^3$
100000 级	$3,500,000/\text{m}^3$	$25,000/\text{m}^3$

灰尘在探测器部件表面的沉积量依赖于其暴露的表面积、暴露的时间以及空气循环情况等等。另外，有机玻璃由于易带静电更容易吸附灰尘。为简化计算，可以假设每天探测器部件表面上方 5 m 空间内的微尘都会沉积下来，则灰尘的沉积速率约为 $0.18 \text{ mg}/\text{m}^2/\text{day}$ 。基于上面初步的洁净标准，可以给出各探测器部件在洁净间的暴露时间限制：

需注意的是，上面的计算中并没有考虑静电的影响，且只是粗略地对小粒径

表 3.8: AD 子探测器系统在清洁间的暴露时间限制。

AD 子系统	暴露面积	灰尘沉降速度	允许时间
IAV	$\sim 40/\text{m}^2$	$\sim 7/\text{mg}/\text{day}$	$< 14 \text{ days}$
OAV	$\sim 70/\text{m}^2$	$\sim 13/\text{mg}/\text{day}$	$< 23 \text{ days}$
SSV	$\sim 110/\text{m}^2$	$\sim 20/\text{mg}/\text{day}$	$< 50 \text{ days}$

($\sim 10\mu\text{m}$) 的灰尘的估算, 实际中应该绝对避免粒径 1 mm 量级的高放射性岩石灰尘或金属颗粒。另外, 普通碳钢制品中 ^{60}Co 的含量较高, 而且易锈, 应尽量避免使用碳钢制品。

结合上面的计算和分析, 对中心探测器清洁度控制做如下建议:

IAV 绝对避免内表面附着金属微尘; 不得有清洗剂或其他化学物质残留在表面; 顶盖和桶身完全密封前, 内表面暴露在万级洁净间内不得超过 10 天 (超过要考虑重新清洗); 外表面暴露在万级洁净间内不得超过 20 天 (超过要考虑重新清洗)。

OAV 不得有清洗剂或其他化学物质残留在表面; 暴露在万级洁净间内不得超过 30 天。

PMT 支架 暴露在万级洁净间内不得超过 30 天。对 PMT 支架及 IAV/OAV, 建议的洁净标准为 $< 0.5 \text{ mg}/\text{m}^3$ 。

SSV 建议洁净标准为 $< 1 \text{ mg}/\text{m}^3$ 。内表面暴露在万级洁净间内不得超过 60 天; 绝对避免碳钢物品或微粒接触 SSV 表面或 PMT 支架表面 (防止不锈钢生锈), 只允许不锈钢工具直接接触。

上述建议基本为实验组认可。具体操作起来, 由于表面灰尘沉积量不易估计, 可以通过测量清洗前后去离子水的电导率变化, 来间接判断洁净程度, 例如 IAV/OAV 的清洗过程 [65]。

3.5.3 大亚湾液闪存储罐制作

大亚湾实验所需要的 185 吨掺钆液闪，将分 50 个批次生产。在灌装到中心探测器之前分别存储在 5 个容积约为 50 m^3 的有机玻璃罐中（直径 4 m、高 4 m）。掺钆液闪与有机玻璃表面的总接触面积接近 300 m^2 。存储罐顶盖开有进液孔和氮气孔，为避免将来可能的外界灰尘污染，顶盖与桶身采用本体聚合工艺密封，因此密封前的清洗非常重要。

参与液闪存储桶的硬件，并负责液闪 40 吨存储罐的清洗是一段难得的工作经历。更深地体会了大型实验工程质量控制的不易，理想与实际工作的距离。从提出清洁要求到制定清洁流程，最后实际清洗每一个桶，由于现场条件不足遇到很多意想不到的困难，最终一一克服，保证了桶内的洁净度，使放射性污染的风险尽可能地降到了最低。

液闪存储罐与反射板由同一厂家制作，因此可共享洁净度为万级的清洁棚，这从前提上保证了液闪存储罐的洁净度。清洗是项细致的工序，忽略掉任何一个细节，都有可能造成严重后果。下面列出主要清洗流程和清洁措施。清洁措施：

- 清洁棚内设备清洁措施：

- (a) 门形吊架在推入清洁棚前用气枪吹灰、擦洗；推入清洁棚后用去离子水冲洗，在一个存储桶完成清洗前不再推出。
- (b) 加压水枪从去离子水设备出水口取水（电阻率 $>15\text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ ）。
- (c) 加压水枪、吸水吸尘器进桶前仔细冲洗。
- (d) 电葫芦链条、吊钩、控制线用塑料套袋套起来。
- (e) 电葫芦下挂干净水桶，防止电葫芦运行时掉脏东西。
- (f) 吊带、吊绳一类的用保鲜膜缠绕或套塑料套袋。
- (g) 新水管（加压水枪、抽水泵所需）和电线预先擦干净，只在清洁棚内用。

- 人员清洁措施：

- (a) 连体洁净服（带帽子）、浴帽、胶皮手套、橡胶雨鞋。
- (b) 无纺布擦汗（汗液中富含 K 元素，杜绝汗滴留在有机玻璃表面 [65]）。

- 封盖后：无纺布封住阀门口，透气防灰防虫。

清洁流程：

- 清洁棚外粗清洗。用自来水冲掉桶壁、桶底附着的污垢，用吸尘器吸干。
- 缓冲间内粗清洗（5~6 hours）
 - (a) 用海绵蘸 Alconox 溶液擦洗桶内壁、桶底，仔细检查有机玻璃表面的残胶、污垢，若发现即处理掉这些污迹。
 - (b) 桶侧壁以 2 m 高处为界，分上下半区；先洗上半区，再洗下半区。利用移动梯，每移动一次洗 1/8 扇区。先洗桶壁再洗桶底。
 - (c) 用 Alconox 洗过后，及时冲掉，以免 Alconox 溶液干后留下印记。
 - (d) 人员出桶前，把桶底吸干。
- 清洁棚内精清洗（4~5 hours）
 - (a) 人身着连体洁净服（带帽子）、浴帽、胶皮手套、橡胶雨鞋进桶。
 - (b) 同粗清洗类似，用较稀的 Alconox 溶液擦洗，及时擦及时冲。先桶壁再桶底。
 - (c) 再整个冲洗一遍，每平方米冲洗约 1 分钟。
 - (d) 吸干桶壁；设备陆续用绳子拉出桶，不碰桶壁；吸干桶底。
 - (e) 人出桶前用无纺布把桶底擦一遍。
- 桶盖清洗。Alconox 溶液擦洗；去残胶；去离子水冲；吸干。



(a) 清洗过程中



(b) 清洗封盖后俯视桶内

图 3.50: 液闪存储桶

3.6 本章小节

从确定了大亚湾中心探测器的基本设计起，在两年多时间内，完整的研制了中心探测器的一个重要部件——反射板。对整个研制工作做一个总结：在设计阶段通过中心探测器模拟研究优化了反射板的物理设计（位置、尺寸、反射率要求）。同机械工程师一起研究完成了机械设计，确定机械设计指标，并完成吊装了方案设计。在研制原型板过程中积累了经验，提出了招标技术要求。在材料选择方面，对反射膜做了大量研究和比较，选择了最为合适的反射材料。研究了有机玻璃光学性能对探测器的影响，提出了透过率要求。提出了清洁标准和清洁步骤。驻厂研发反射板贴膜工艺和密封工艺，最终圆满解决工艺问题，生产出光学性能优秀的反射板。提出了验收标准和质量控制要求，参与质量控制。参与探测器的正式安装。

通过研制反射板和参与液闪存储桶的硬件工作，深刻地理解了高能物理实验及大科学工程的组织、质量管理、物理设计与实际生产的距离、理想进度与实际工作的距离，积累了大量工程经验。将来能够更好地进行大型探测器研制。

第四章 大亚湾中心探测器事例顶点重建算法及软件开发

大亚湾中心探测器的三层圆柱型设计，使得靶体积被 GdLS 层很好的定义，中微子事例的选择不需依赖精确的顶点重建做位置选择。但顶点信息对于理解探测器的能量响应非常重要，且有助于鉴别来自于钢罐或 PMT 及其支撑结构的天然放射性本底。对于大亚湾中心探测器这样带反射的探测器，顶点可以不依赖于时间信息，而通过 PMT 上的电荷分布来确定。本章介绍基于极大似然拟合的顶点、能量重建算法，利用中心探测器 Monte Carlo 数据做算法研究；并利用中心探测器模型的实验数据检验算法。

4.1 中心探测器事例顶点重建算法研究

4.1.1 基于电荷信息的极大似然重建算法

假设在中心探测器某位置有理想点光源各向同性地发出光学光子，光源一次闪耀发出 M 个光子，则每个 PMT 上探测到光电子数 N_i 的分布将是一个二项分布，在 $M \rightarrow \infty$ 情况下， N_i 的概率密度趋近于泊松分布：

$$p(N_i, \mu_i) = \frac{e^{-\mu_i} \cdot \mu_i^{N_i}}{N_i!} \quad (4.1)$$

其中 N_i 是第 i 个 PMT 上观测到的光电子数， μ_i 是第 i 个 PMT 上期待的平均光电子数。

对于大亚湾探测器中的真实物理信号，如反- β 衰变事例、天然放射性事例、刻度源事例等，带电粒子或 γ 光子通过电磁相互作用激发液体闪烁体发出各向同性的闪烁光。

液闪光产额约为 $10^4 / \text{MeV}$ ，对于上述能量在 MeV 量级的 γ ，产生的光子数足够多。但其能量沉积会有 $10 \text{ cm} \sim 20 \text{ cm}$ 的空间弥散。这会导致公式 4.1 中 μ_i 产生一个分布，泊松概率密度会被展宽。图 4.1 是在探测器内某一固定点分别产生电子和 γ 光子，观察某一固定 PMT 上接收的光电子数分布，图中蓝线为模拟得到的光电子数分布，红线为理论计算的泊松分布，红线和蓝线有相同的平均值。可以看出 γ 能量沉积的空间弥散展宽了泊松分布。但在 γ 能量较低时，泊松分布仍然是较好的近似。

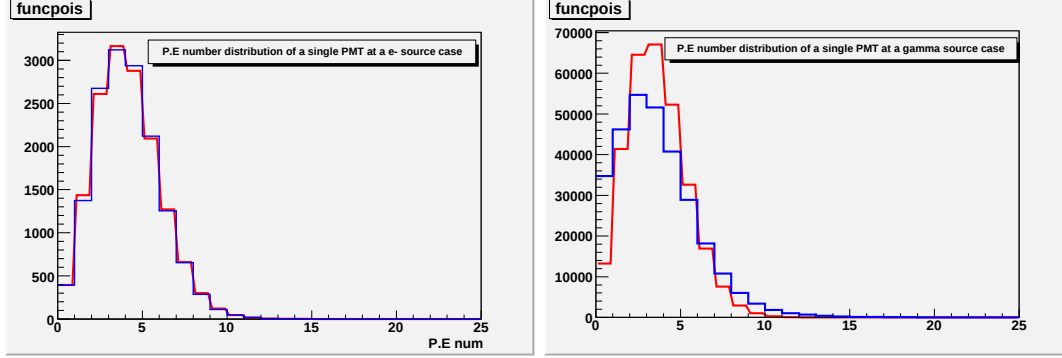


图 4.1: 单个 PMT 光电子数分布，左图入射粒子为 e^- ，右图入射粒子为 γ ，均在探测器同一固定点产生。

实际上对每个 PMT 我们观测到的是电荷，而非光电子数。需要考虑 PMT 的单光电子在打拿级间的倍增响应，以及电子学读出系统对 PMT 电荷测量的弥散。因此公式 4.1 可以改写为：

$$\begin{aligned}
 f(q_i, \mu_i) &= \sum_{N_i=0}^{\infty} p(N_i, \mu_i) \cdot r(N_i, q_i) \\
 &= \sum_{N_i=0}^{\infty} \frac{e^{-\mu_i} \cdot \mu_i^{N_i}}{N_i!} \cdot r(N_i, q_i)
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

其中 $r(N_i, q_i)$ 是 PMT 收集到 N_i 个光电子，而实际读出电荷 q_i 的概率。因此若期待电荷分布为 $\mathcal{N} = \{N_i, i \in PMTId\}$ ，而实际观测到的电荷分布为 $\mu = \{\mu_i, i \in PMTId\}$

，则联合的泊松概率密度函数可以写为：

$$\begin{aligned}
 L_{charge}(\mathcal{N}, \mu) &= \prod_{i=0}^{N_{pmt}} f(N_i, \mu_i) \\
 &= \prod_{i=0}^{N_{pmt}} \left(\sum_{N_i=0}^{\infty} \frac{e^{-\mu_i} \mu_i^{N_i}}{N_i!} \cdot r(N_i, q_i) \right)
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

期待电荷分布 $\mu = \mu(E, \vec{X})$ 可以写为粒子能量 E 和顶点位置 $\vec{X}$ 的函数。利用Minuit软件包 [66] 对 $-\log L_{charge}(\mathcal{N}, \mu(E, \vec{X}))$ 求极小化，从而得到对事例顶点和能量的极大似然估计 (MLE)。

4.1.2 重建算法中的光学模型

上述极大似然重建算法的关键是构造合理的光学模型计算期待电荷 μ_i ， μ_i 的计算依赖于对探测器的充分理解及合理近似。本节讨论重建算法中的光学模型及 Monte Carlo 检验。

4.1.2.1 直接光的期待电荷计算

假定带电粒子或 γ 源在大亚湾液闪中相当于一个理想的各向同性点光源，则给定粒子能量 E 和产生顶点 $\vec{X}$ ，每个 PMT 上的期待光电子可用下式计算：

$$\begin{aligned}
 \mu_d &= \phi \cdot \frac{f(\cos \theta_d)}{R_d^2} \cdot \exp(-R_d/\lambda_a) \cdot \varepsilon^{QE} \\
 \phi &= E \cdot \eta_Y \cdot \frac{S_{pmt}}{4\pi}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

其中 ϕ 是正比于 E 的归一化因子； S_{pmt} 是 PMT 光阴极面积； λ_a 是探测器液体衰减长度，大亚湾中心探测器三层结构有三种液体（掺钆液闪、普通液闪、白油），衰减长度有差别，但在可见光波段均 >10 m，且由于光子穿过不同层液体的光程相当，简化的模型可只考虑单一衰减长度； ε^{QE} 是 PMT 相对效率； η_Y 是液闪光产额； $f(\cos \theta_d)$ 是 PMT 角度响应曲线， θ_d 是 PMT 法线方向与 PMT 到粒子顶点之间矢量的夹角。图 4.2 显示了 θ_d （左图）和 $f(\cos \theta_d)$ （右图），其中角度响应曲线来自于 [67] 中测量数据的拟合结果，在该测量中入射光为平行光，这里应用到点光源情形是一个近似。

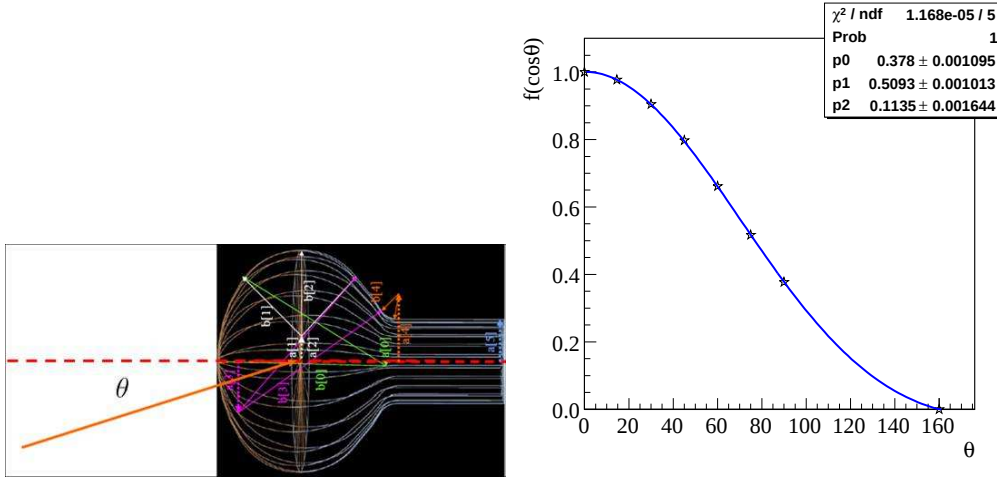


图 4.2: PMT 角度响应曲线，左图为 θ_d ，右图为 $f(\cos \theta_d)$ 。

实际上 γ 光子的能量沉积有 10 cm ~ 20 cm 的空间弥散，假设弥散后的闪烁光是一个均匀球分布，那么球分布的光源对 PMT 所张的立体角是球上各体积元对 PMT 所张立体角的积分。图 4.3 是对球光源和点光源的立体角计算的简单比较，点光源位于球心时立体角的计算： $\Omega_0 = \frac{S}{4\pi} \cdot e^{-L/\lambda} \cdot \frac{1}{L^2}$

$$\text{球光源总立体角积分: } \bar{\Omega} = \frac{1}{V} \cdot \int_V \frac{S}{4\pi} \cdot e^{-r/\lambda} \cdot \frac{1}{r^2} \cos(\theta) dx dy dz$$

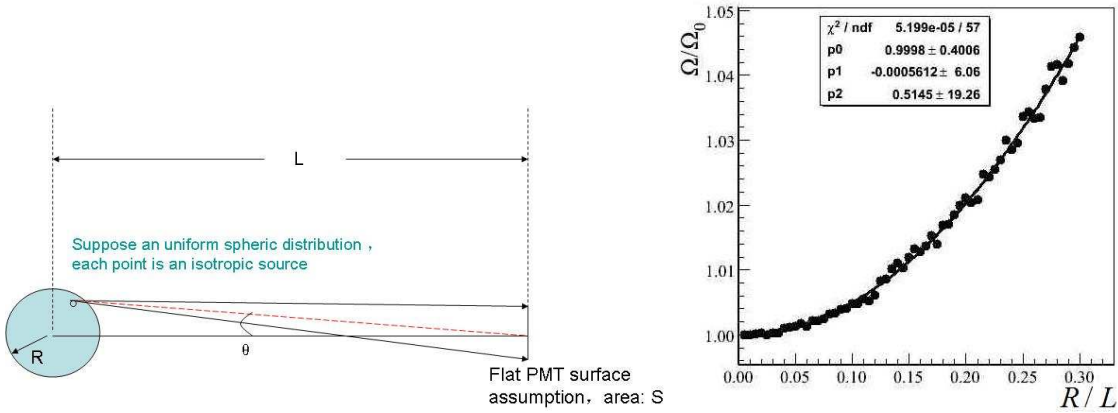


图 4.3: 点光源和球光源立体角比较。

结果显示，点源近似会低估立体角，当闪烁光空间弥散越大，粒子离 PMT 越近，立体角越被低估。但为简化模型，仍采用点源近似来计算 PMT 上的期待光电子数，可

以考虑球光源或是其他模型来补偿闪烁光弥散的影响。

在大亚湾探测器设计初期，考虑过两种类型的反射板：全漫反射和全镜反射。相同反射率情况下，漫反射和镜反射不会影响探测器的总光电子产额。但是镜反射的反射板，光学传播简单容易理解，使得计算期待电荷的光学模型大为简化。

4.1.2.2 漫反射的光学模型

先讨论漫反射的光学模型。对完全漫反射的反射板，光子的传播过程是不容易理解的。到达 PMT 上的光子，无法追溯其传播路径，因为该光子可能经过上下反射板的多次反射，且每次反射方向都随机。为了计算反射板对期待电荷的贡献，建立如下模型 [68]。

如图 4.4a 所示，红实心点表示各向同性点光源，以上反射板为例，到达上反射板任何位置的光子，都有一定概率会被反射板某 PMT 上，为此引入积分计算经过上反射板一次反射到达 PMT 的期待电荷：

$$R_{top} = N_{tot} \cdot \varepsilon_t \cdot \varepsilon^{QE} \int \frac{r dr d\phi \cos \theta}{4\pi R_{vt}^2} \exp(-R_{vt}/\lambda_a) \cdot \frac{S_{pmt} \cos \eta}{2\pi R_{tp}^2} \exp(-R_{tp}/\lambda_a) \quad (4.5)$$

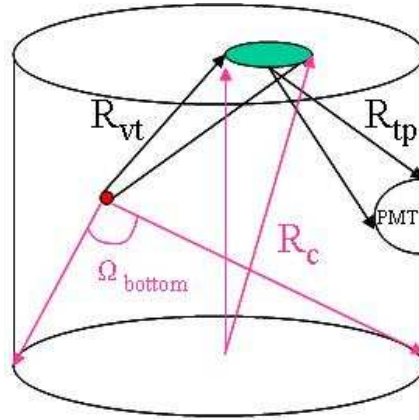


图 4.4: 漫反射光学模型示意图。

其中 N_{tot} 是点光源发射的总光子数， $rdrd\phi \cos \theta$ 是上反射板的积分面元。积分式中第一项为积分面元对点光源张的立体角，第二项为积分面元对 PMT 张的立体角， ε_t 是上反射板反射率。对于下反射板的贡献，表达式完全类似。

对于在上下反射板之间多次反射的情况，完全按积分计算将非常复杂，故做了近似，如图 4.4b。将整个下反射板对上反射板某一面元的立体角贡献近似用一个点来代替，该点取为下反射板的中心点。计算式变为：

$$R_{top} = N_{tot} \varepsilon_t \cdot \varepsilon^{QE} \int \frac{rdrd\phi \cos \theta}{4\pi R_{vt}^2} \cdot \frac{S_{pmt} \cos \eta}{2\pi R_{tp}^2} \exp(-R_{tp}/\lambda_a) \cdot \left(\frac{\cos \theta}{R_{vt}^2} \exp(-R_{vt}/\lambda_a) + \frac{\cos \theta'}{R_c} \exp(-R_c/\lambda_a) \left(\frac{\Omega_{bottom}}{4\pi} + 0.06 \frac{\Omega_{top}}{4\pi} \right) \right) \quad (4.6)$$

其中 Ω_{top} 和 Ω_{bottom} 分别是上下反射板对点光源张的立体角，0.06 是从下反射板面对上反射板中心所张的立体角（其中考虑了光衰减），来近似代表第三级反射的贡献。

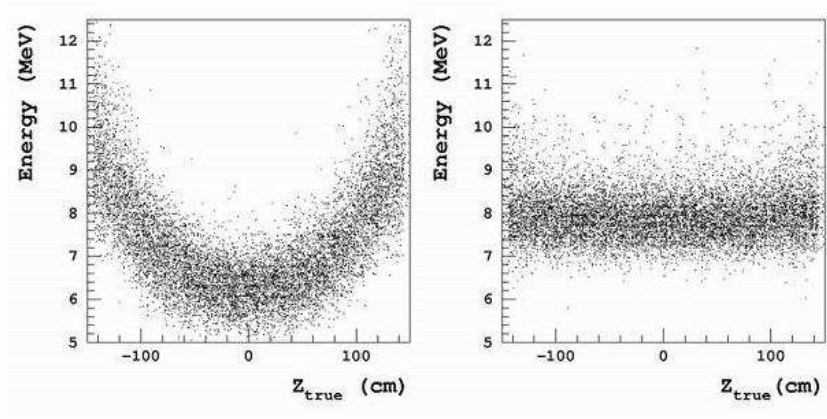


图 4.5: 漫反射下重建能量随 Z 变化关系，左图为没有考虑反射修正的结果，右图为考虑了反射修正的结果。

上述计算反射贡献的积分非常复杂，若拟合中对每一个位置都算积分，将非常耗时间。故将探测器体积分成小块，先计算每个小块内的反射修正，制成表，拟合中以查表插值代替积分。在漫反射板情况下，模拟在 GdLS 和 LS 中均匀产生的点源事例，重建能量随竖直方向的变化如图 4.5。图 4.5a 为不考虑反射贡献的结果，重建能量有偏差，在竖直方向位置依赖明显；图 4.5b 为考虑了反射修正的结果，重建能量对竖直方向的

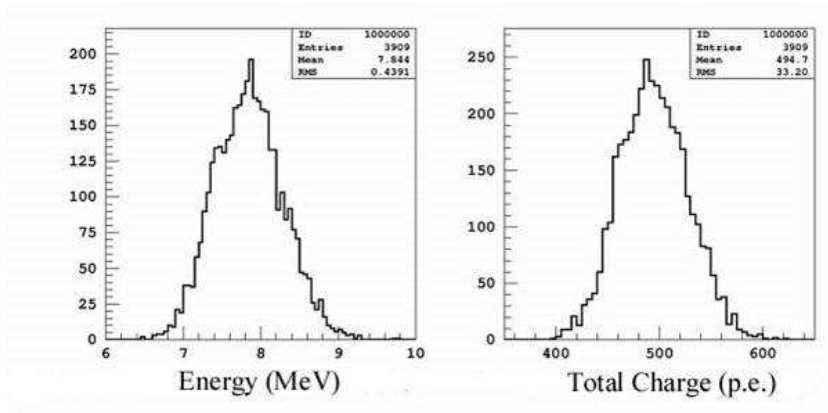


图 4.6: 漫反射下重建能量分辨比较, 左图重建能量分布, 右图为总电荷分布

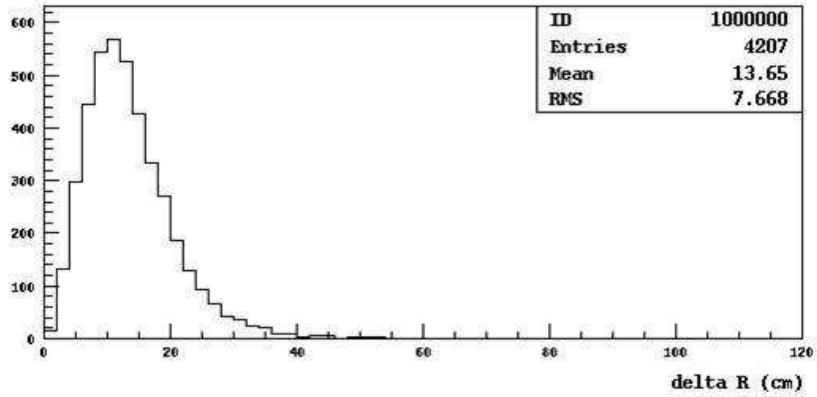


图 4.7: 漫反射下顶点重建分辨

位置依赖被修正。

图 4.6是探测器靶区事例重建能谱和总电荷谱对比, 能量分辨从6.7% 提高到 5.6%。图 4.7给出重建顶点分辨为 ~ 14 cm, 这里顶点分辨定义为重建顶点到真实顶点的平均距离。但是由于拟合中将探测器划分块, 以插值代替积分, 这会造成重建顶点分布在块边界不连续, 部分事例被重建到块边界上, 如图 4.8所示。

4.1.2.3 镜反射的光学模型

若反射板在整个面积上是均匀镜面反射, 反射光对期待电荷的贡献很容易用镜像源

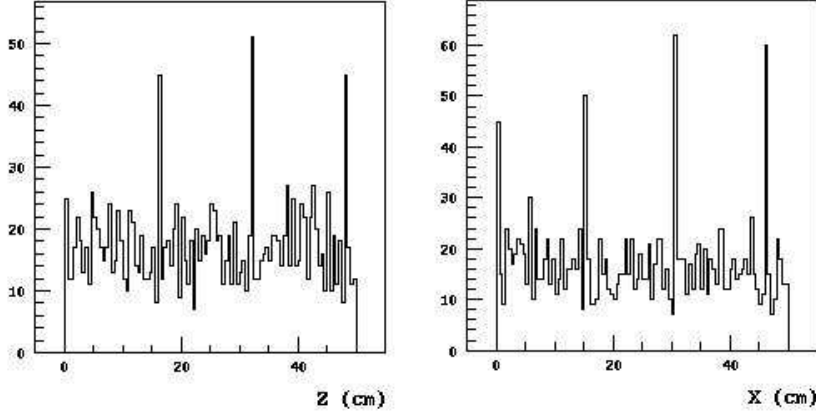


图 4.8: 漫反射下将探测器分 bin 做反射修正造成顶点坐标分布在 bin 边界出现结构。

模型计算：

$$\mu_{j,k} = \phi \cdot (\varepsilon_b)^j \cdot (\varepsilon_t)^k \frac{f(\cos \theta_{j,k})}{(R_{j,k})^2} \cdot e^{-R_{j,k}/\lambda_a} \cdot \varepsilon^{QE} \quad (4.7)$$

$$\mu = \mu_d + \mu_{ref} = \mu_d + \sum_{j,k} \mu_{j,k} \quad (4.8)$$

其中 $\mu_{j,k}$ 表达式同 μ_d 类似，是以镜像源计算反射光子对期待电荷的贡献。 $\mu_{j,k}$ 中的下标 j, k 分别表示反射光是第 j 次被下反射板、第 k 次被上反射板所反射。 ε_t 和 ε_b 分别是上、下反射板的反射率。 $R_{j,k}$ 是镜像源到 PMT 的距离。 $\theta_{j,k}$ 是 PMT 法线方向同 PMT 到镜像源位置矢量的夹角。对 $\mu_{j,k}$ 求和得到总的反射光对期待电荷的贡献， μ_d 和 μ_{ref} 求和即得到总的期待电荷 μ 。

图 4.9 是大亚湾中心探测器的剖面示意图，镜像源模型也示例其中。实心红点代表探测器某处的点光源，探测器上下的空心圆圈代表不同级的镜像源，红色实线代表光路传播。图 4.10 显示了不同级镜像源对期待电荷的贡献。实际上，高级镜像源的贡献很小，比如 $[j+k] > 3$ 时，在做极大似然拟合时可以忽略高级镜像源的计算。大亚湾中心探测器最后选用高镜面反射膜 ESR 作为反射材料，可见光波段的反射率高于 98%，这保证了上述镜像源模型是适用的。

利用中心探测器的 Monte Carlo 数据可以检验上述光学模型。先从最简单的无反射的探测器开始，逐步改变探测器参数配置，直至最后接近真实探测器的参数配置。在不同探测器参数配置下，模拟固定光产额、固定发射波长的点光源在探测器 GdLS 和 LS

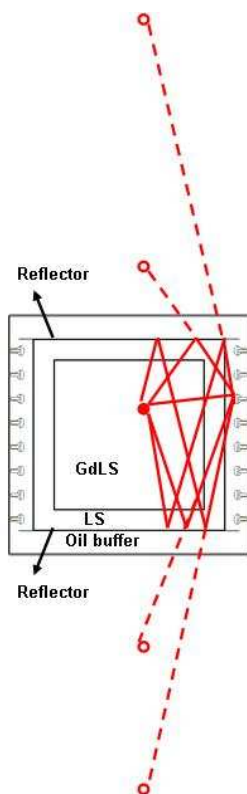


图 4.9: 镜反射下镜像源模型示意图, 反射板的高阶镜像源 ($[j+k] > 2$) 并未画出。

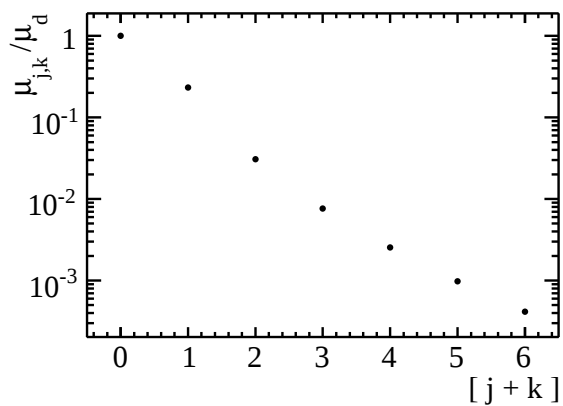


图 4.10: 当点光源在探测器中心时, 各级反射光贡献的期待电荷 $\mu_{j,k}$ 跟直接光贡献的期待电荷 μ_d 的比例随反射级数的函数关系。

内均匀分布时探测器的响应。以观测电荷相对期待电荷的比值 $\frac{q_i}{\mu_i}$ 作为衡量标准来检验光学模型，看该比值随 μ_i 表达式中参量 R 、 θ 的函数关系，若在整个探测器内 $\frac{q_i}{\mu_i}$ 的平均值很好地趋近于 1，则表明该光学模型对期待电荷的描述是准确的。下面列出四种探测器配置参数情况：

G4dyb version	2.14.1
Point source	440nm 单色光子
Light Yield	9000 photons/event
Liquid Absorption Length	13.7 m
Refractive Index	1.485
PMT Quantum Efficiency	0.195

表 4.1: 无反射的简单探测器模拟参数。

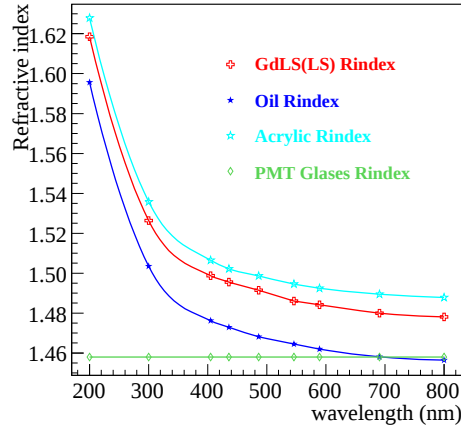


图 4.11: G4dyb 中 GdLS、LS、MO、有机玻璃、PMT 玻璃折射率。

DetParam1 探测器无上、下反射板；所有液体的衰减长度曲线相同，所有液体、有机玻璃、PMT 玻璃折射率相同，如表 4.1

DetParamII 探测器无上、下反射板；所有衰减长度改为实测值；将 GdLS、LS、MO、有机玻璃、PMT 玻璃折射率换成实测值，如图 4.11。

DetParamIII 探测器有上、下反射板，反射率为 ESR 反射率实测值；其余同 DetParamI。

DetParamIV 探测器有上、下反射板，反射率为 ESR 反射率实测值；三层液体的衰减长度改为实测值；GdLS、LS、MO、有机玻璃、PMT 玻璃折射率为图 4.11 的实测值。

在四种探测器参数配置下，当点源在 GdLS 靶区内时， $\frac{q}{\mu}$ 沿光源到 PMT 的距离 R 方向投影和沿 $\cos \theta$ 的投影都很好的归一，如图 4.12。

对于探测器 LS 集能层的事例，根据图 4.13 可做如下讨论：

- 在 DetParamI 下， $\frac{q}{\mu}$ 在 R 较小的时候偏小，是因为点源离 PMT 很近时，仍使用 $\frac{1}{R^2}$ 关系会高估立体角。
- 对比 DetParamI 和 DetParamII，后者的 $\frac{q}{\mu}$ 在 $\cos \theta < 0.35$ 时，随 $\cos \theta$ 迅速变小。是因为各液体、有机玻璃折射率不同，光子大角度入射到 LS-Acrylic-Oil 界面时发生全反射，导致 PMT 探测到的光子数减少。
- 对比 DetParamI 和 DetParamIII，后者在 $\cos \theta$ 较小时，略高估了 PMT 对反射光的立体角。
- DetParamIV 是接近真实的探测器参数。 $\frac{q}{\mu}$ 随 $\cos \theta$ 变化受 LS-Acrylic-Oil 界面全反射的影响。 $\frac{q}{\mu}$ 随 R 的变化趋势则暗示可能需要用双指数成分来描述三层液体的等效衰减长度。

综上，重建中的简单光学模型对 GdLS 靶区事例能很好描述。对于 LS 集能层中的事例，光学模型会在 R 和 $\cos \theta$ 较小时高估立体角。模型中没有考虑三层液体界面上可能的全反射。进一步的模拟研究表明，对于在 3 m 有机玻璃罐侧壁和 4 m 有机玻璃罐侧壁之间的事例（图 3.5 中的 Corner region 和 Side region），有 10% 左右的 PMT 会受全反射的影响 [69]。

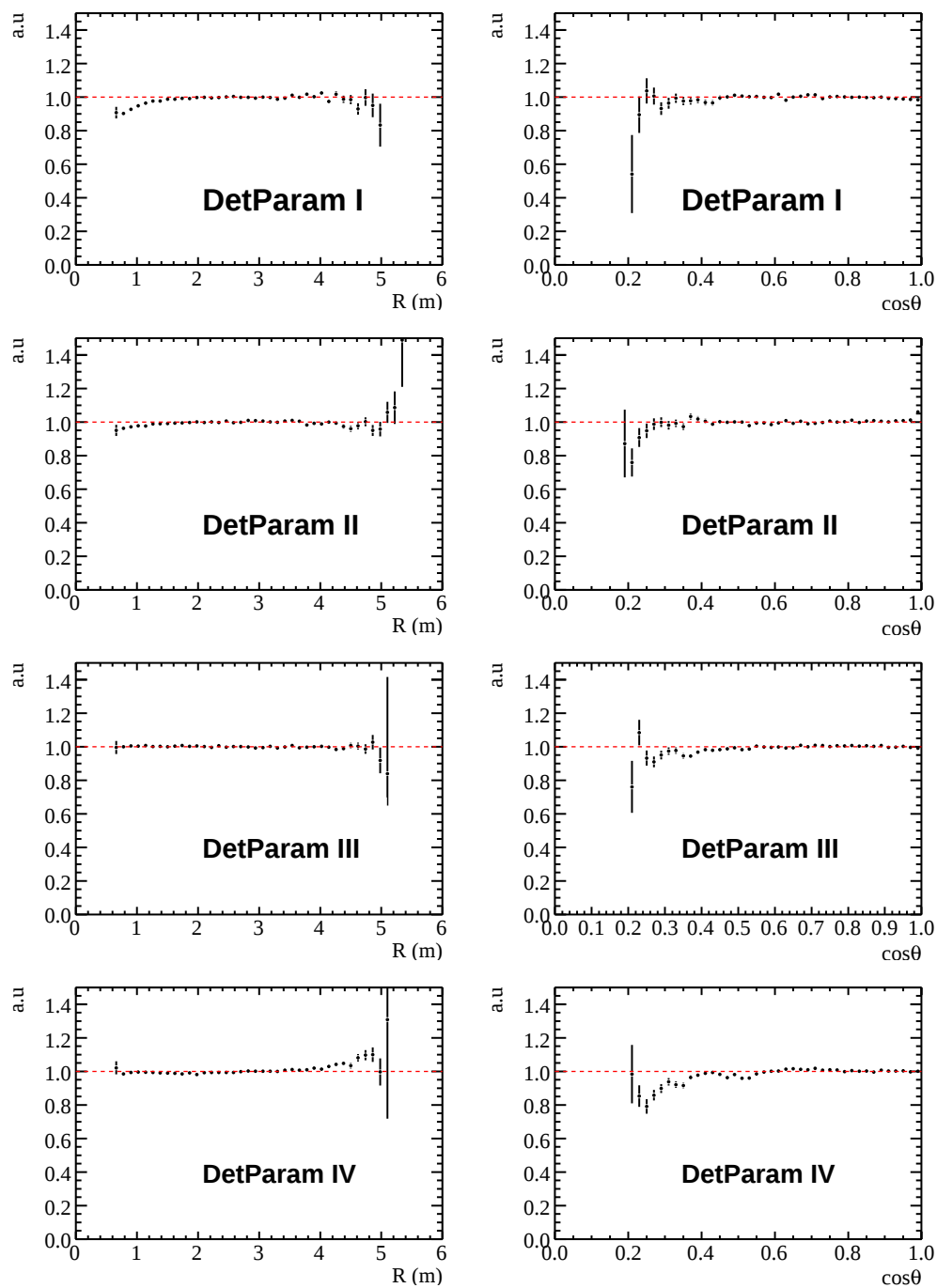


图 4.12: 不同探测器参数配置下, GdLS 中 $\frac{q}{\mu}$ 沿光源到 PMT 的距离 R 方向的投影 (左列), 以及沿 $\cos\theta$ 方向投影 (右列)。

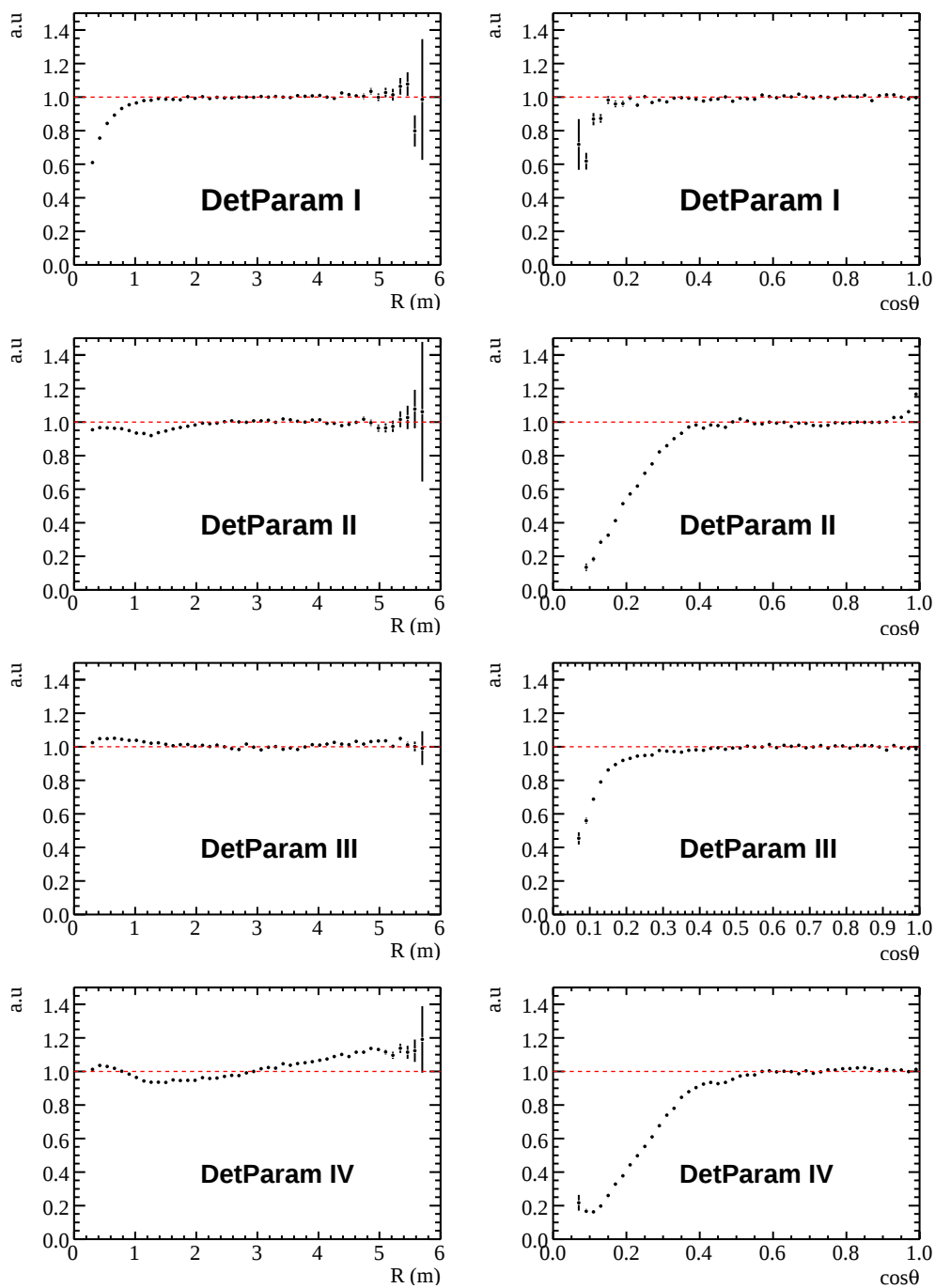


图 4.13: 不同探测器参数配置下, LS 中 $\frac{q}{\mu}$ 沿光源到 PMT 的距离 R 方向的投影 (左列), 以及沿 $\cos\theta$ 方向投影 (右列)。

4.1.3 算法性能

三种 Monte Carlo 事例样本被用来考察电荷极大似然重建算法的性能：(1) 前一节中的参数配置 III 对应的点光源样本；(2) 反 β 衰变事例的正电子；(3) 反 β 衰变事例的中子，只挑选在钷上俘获的中子。三种事例样本均在探测器 GdLS 和 LS 中均匀产生。第一种样本是理想的点光源；第二种样本由于正电子湮灭产生两个 0.511 MeV γ 光子，模拟给出能量沉积的空间弥散约为 ~ 5 cm；第三种样本中子在钷上俘获后放出总能量为 8 MeV 的几个 γ 光子，模拟给出能量沉积的空间弥散约为 ~ 28 cm，如图 4.15(a)。

4.1.3.1 顶点重建

图 4.14 显示三种事例样本重建顶点的偏差，左图是圆柱坐标系 (r, ϕ, z) 下，探测器竖直方向上重建顶点同真实顶点 z 坐标差别的平均值；右图是圆柱坐标系 (r, ϕ, z) 下，探测器径向方向上重建顶点同真实顶点 r 坐标差别的平均值。

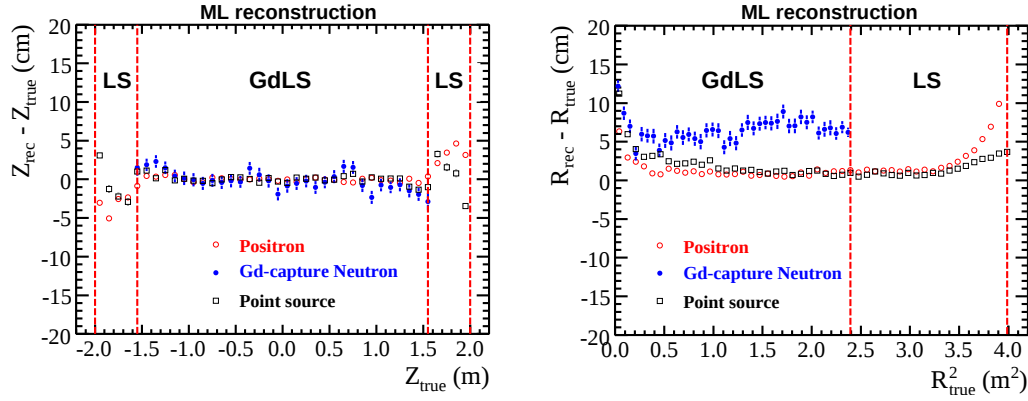


图 4.14: 比较点光源、IBD 正电子、IBD 中子（被 Gd 俘获）的顶点重建偏差，左图为探测器竖直方向的顶点重建偏差，右图为径向方向的顶点重建偏差。

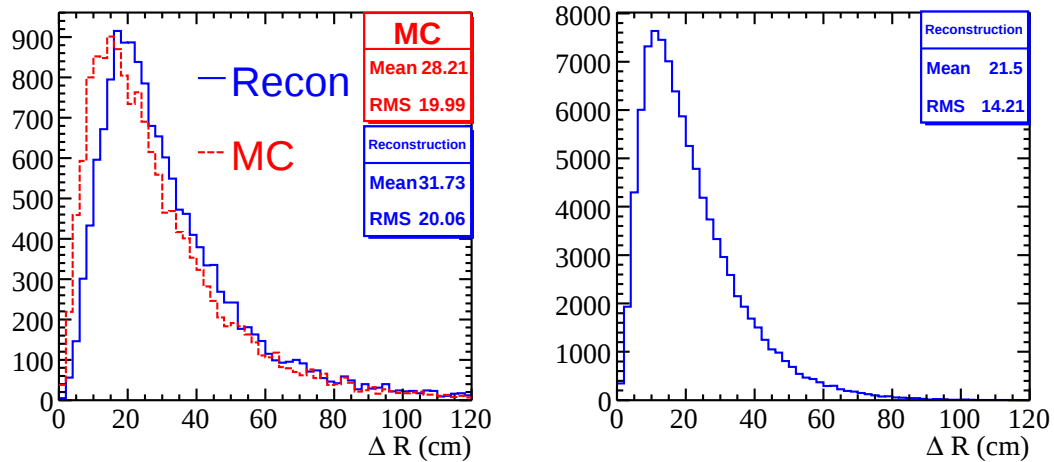
对点光源，探测器 GdLS 靶区内竖直方向和径向的顶点偏差都很小。当光源靠近反射板，竖直方向的顶点偏差变大，因为对某些事例，由于电荷分布的涨落，似然函数对 z 不敏感，顶点被重建到反射板上。当光源距 LS 侧壁 < 15 cm 时，径向的顶点偏差增大。因为当光源靠近 PMT，期待电荷计算式中立体角被低估，拟合中顶点会向 PMT 偏移以补偿立体角。

对 IBD 正电子，同点光源类似，在 GdLS 靶区顶点偏移较小。但径向方向上在 LS 集能层内的顶点偏移比点光源大。

对 IBD 中子，GdLS 靶区内竖直方向上的顶点偏移较小。但是径向方向上的顶点偏移比另外两种事例都要大。重建顶点整体向 PMT 偏移。

IBD 正电子和中子事例的径向顶点偏移比点光源大，是因为在期待电荷计算中使用了点源近似，忽略了正电子湮灭或中子俘获产生的 γ 能量沉积的空间弥散（闪烁光的空间弥散）。前面的分析给出这种近似也会低估立体角，闪烁光空间弥散越大、源越靠近 PMT，立体角越被低估，重建顶点越向 PMT 光阴极构成的圆柱面偏移以补偿立体角。IBD 中子在钆上俘获平均放出 3 个 γ 光子，总能量为 8 MeV；IBD 正电子湮灭放出两个 0.511 MeV γ 光子，故 IBD 中子事例重建顶点偏移比 IBD 正电子大。

图4.15(a) 显示 IBD 中子俘获顶点与重建顶点（蓝色实线）和俘获产生的 γ 光子的能量沉积中心（红色虚线）的距离。中子事例重建位置分辨主要由中子俘获所产生 γ 光子的能量沉积的固有空 间弥散决定。作为对比，点光源的位置分辨也显示在图4.15(b)，该点光源发光强度相当于 1.5 MeV 的电子。



(a) IBD 中子俘获顶点与重建顶点（蓝色实线）和俘获产生的 γ 光子的能量沉积中心（红色虚线）的距离分布

(b) 点光源的重建顶点与真实顶点的距离分布

图 4.15: 重建顶点的位置分辨比较

4.1.3.2 能量重建

除了极大似然重建，能量重建还可以简单地由总电荷除以平均光电子产额得到，即所谓的 total charge 方法。图4.16比较了三种事例用 total charge 方法的重建能量同真实能量的比值。左图显示点源事例在 GdLS 靶区和 LS 集能区内竖直方向能量响应非常均匀，体现了中心探测器上、下反射板的作用。对于 IBD 正电子，由于 γ 能量沉积空间弥散，在 LS 集能区重建能量同真实能量的比值增大。由于源靠近侧壁立体角变大，右图显示能量响应沿径向方向有很强的位置依赖。

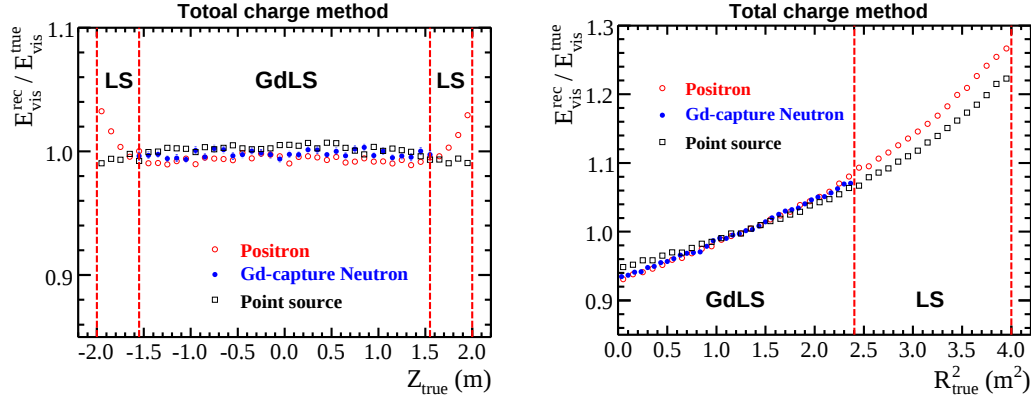


图 4.16: total charge 方法重建的能量同真实可见能量的比值沿探测器竖直方向（左图）和径向（右图）的变化。

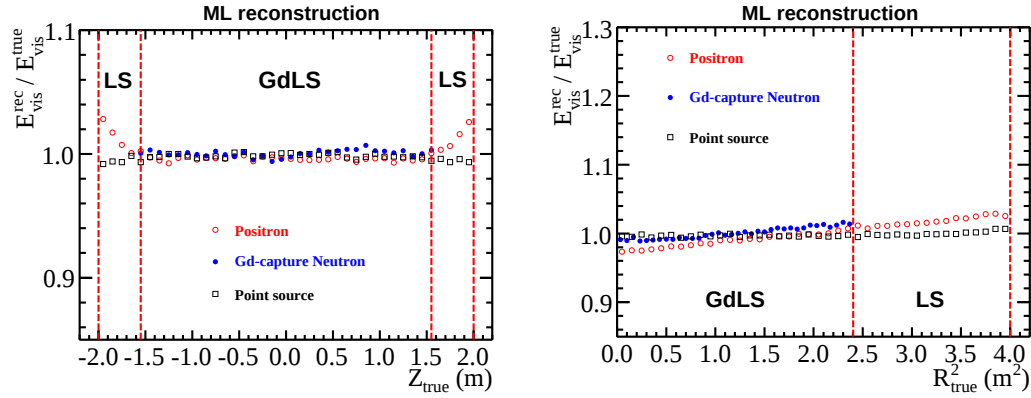


图 4.17: ML 重建能量同真实可见能量的比值沿探测器竖直方向和径向的变化。

ML 方法可以修正探测器径向响应的位置依赖。如图4.17，对点源事例，探测器响应的径向位置依赖完全被修正。综合前面提到点源事例的顶点重建也基本无偏，说明极大似然拟合方法和期待电荷计算模型对点源是完全适用的。对 IBD 正电子，探测器响应径向位置依赖也被极大修正，但未能修正完全；对 IBD 中子，情况类似。这同前面的讨论一致，点源近似导致顶点重建有偏移，从而能量重建未能完全修正径向位置依赖。比较图4.16 和图4.17，ML 方法对探测器竖直方向响应也有微小修正。

为研究探测器的能量分辨率，在探测器靶体积内均匀产生 1 MeV 到 8 MeV 的单能正电子，对单能正电子，总光电子谱为高斯分布，比较从总光电子谱得到的能量分辨和重建得到的能量分辨作为正电子能量的函数（用 $\sigma/\sqrt{E}$ 拟合），如图4.18。ML 法重建对探测器的能量分辨有明显改善。

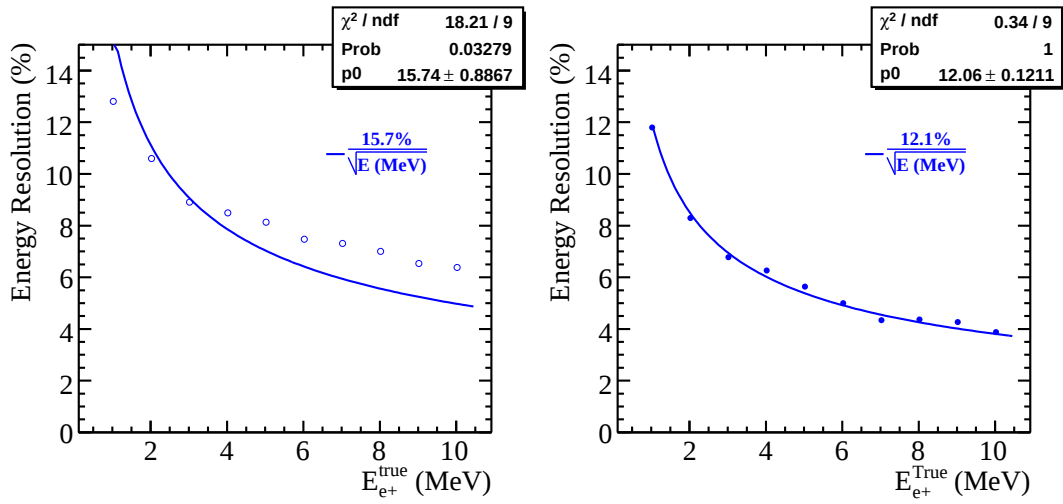


图 4.18: 由 total charge 方法（左图）和 ML 方法（右图）得到的探测器能量分辨比较。

4.1.4 光学参数抽取方法

ML 重建方法的期待电荷计算需要多个输入参数，如液体衰减长度、PMT 角度响应曲线，PMT 相对效率以及上、下反射板的反射率。通常情况，这些参数能通过取样测量或探测器在线测量确定，且在研究各参数对探测器响应的影响时，各参数之间往往表现出较强的关联性。上述重建算法中期待电荷计算基于一个光学模型，其中的各光学参数基于测量结果，但不局限于测量结果。这里尝试一种 Self-Consistent 的方法（参考

自 MiniBooNE 的重建算法 [70]），从刻度源数据抽取 ML 重建方法中光学模型所需的输入参数，比如反射率和衰减长度。本小节介绍这种方法，以及用 Monte Carlo 数据研究此方法性能。

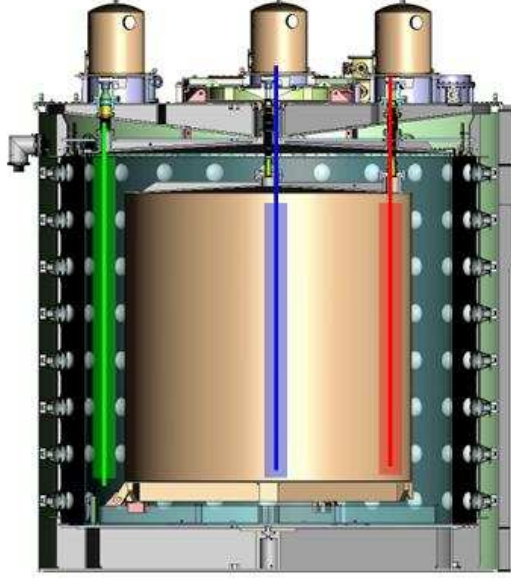


图 4.19: 中心探测器刻度系统示意图。

大亚湾中心探测器有三组自动刻度装置，图4.19是中心探测器剖面图，钢盖上三个圆柱形部件即为自动刻度单元，刻度源将被放置在图中刻度单元下方竖直线上的不同位置，来刻度探测器响应。利用刻度源在 GdLS 和 LS 内的不同位置的刻度数据，构造 χ^2 函数：

$$\chi^2 = \sum_j \left(\sum_{i=1}^{192} \left(\frac{\sum_{i=1}^{192} \bar{n}_{ij} \mu_{ij}}{\sum_{i=1}^{192} \mu_{ij} \bar{n}_{ij}} - 1 \right)^2 \right) \quad (4.9)$$

其中下标 i 表示 PMT 编号， j 表示不同刻度源位置。 μ_{ij} 即为式4.8计算的期待电荷，其中顶点、能量已知。 $\bar{n}_{ij}$ 为每个刻度位置下各个 PMT 的平均电荷。 χ^2 的值代表所有刻度源位置期待电荷分布和观测电荷分布的符合程度，对 μ_i 中各个参数扫描，使得 χ^2 最小的一组参数，被认为是 μ 的最佳输入参数。

分别用不带反射和带反射的探测器来测试这种方法，刻度源事例用 ^{68}Ge 产生子模拟。对无反射的探测器，三层液体衰减长度为实测值。 μ 中其他参数固定，扫描衰减长

度参数 λ_a ，得到 χ^2 随 λ_a 的变化关系如图 4.20，最小 χ^2 对应的衰减长度 ~ 10 m，这与三层液体的平均有效衰减长度相当。对带反射的探测器，扫描 μ 中衰减长度参数 λ_a 和反射率 ε ，其他参数固定，得到 χ^2 随 λ_a 和 ε 的变化如图 4.21，最小 χ^2 对应的 $\lambda_a \sim 10$ m，与不带反射的探测器一致；对应的反射率 $\varepsilon \sim 0.95$ 与模拟输入值符合。这一结果表明，重建算法中构建的光学模型是合理的，可依据此光学模型去理解探测器，从刻度源数据中抽取光学参数，作为重建算法的输入；另一方面，抽取出的光学参数可以同探测器在线测量得到的结果对比，互相校验，更好的理解探测器。

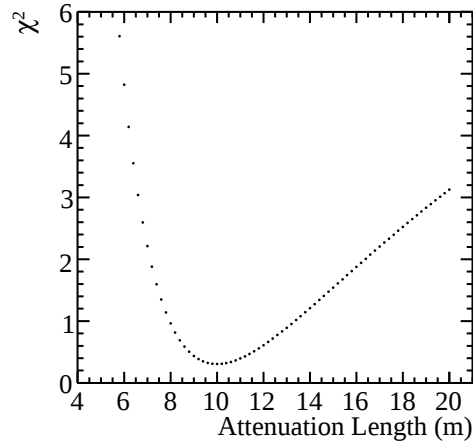


图 4.20: 无反射探测器情况下， χ^2 随衰减长度参数的变化。

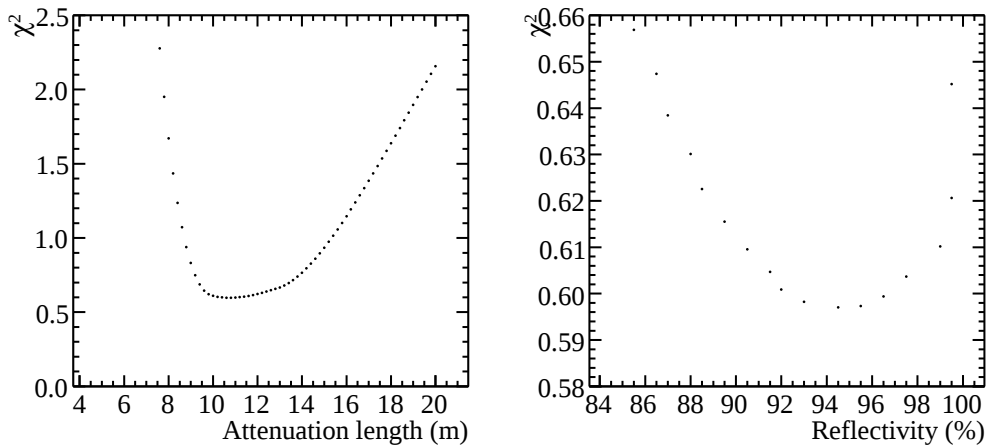


图 4.21: 有反射探测器情况下， χ^2 随衰减长度（左）和反射板反射率（右）的变化。

4.1.5 时间似然函数研究

国际上一些大型液闪探测器利用光子击中 PMT 的时间信息做事例顶点重建，而大亚湾中心探测器相对较小，上下反射板使时间信息的分布变得复杂。本节研究中心探测器的时间似然函数，某些情况下，时间信息仍可作为辅助手段，改善顶点重建。

4.1.5.1 PMT 击中时间分布

从闪烁光的产生到前端电子学系统测量到的 PMT 击中时间，包括了液闪发光衰减时间延迟，从发光点到 PMT 的飞行时间，PMT 渡越时间和涨落，电缆传输时间，电子学时间测量插件的延迟和涨落。下面依次分析各阶段的时间分布：

- 液闪发光时间分布。论文 [79] 测量了 GdLS 和 LS 的发光衰减时间，时间分布被描述为快、慢两种成分之和：

$$i(t) = \frac{\omega}{\tau_0} e^{-t/\tau_0} + \frac{1-\omega}{\tau_1} e^{-t/\tau_1} \quad (4.10)$$

测得快成份 $\tau_0 \sim 4 \text{ ns}$ ，权重约为 80%；慢成分 $\tau_1 \sim 17 \text{ ns}$ 。（如表 4.2）

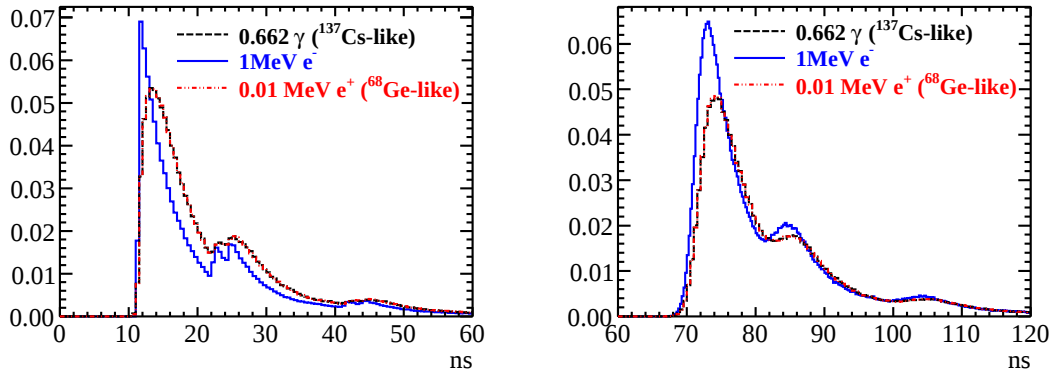
- 发光点到 PMT 的飞行时间。飞行时间是粒子位置的函数。对于理想点光源，飞行时间只有很小涨落（击中 PMT 光阴极不同位置）；对于 γ 源，能量沉积的空间弥散会带来飞行时间的较大涨落。
- PMT 的渡越时间和涨落是 PMT 对光电子的特征响应。从 R5912 PMT 参数手册上查到渡越时间约 60 ns，渡越时间涨落 (Transit Time Spread) 约 1 ns。
- 电缆传输时间。只是时间延迟，不同电缆长度引起的时间延迟的差别，可以通过时间刻度给予修正。
- 电子学时间测量插件的延迟和涨落。不同电子学通道之间会有差别。大亚湾实验 PMT 前端电子学系统采用 640 MHz 时钟频率测量 PMT 击中时间，时间测量精度好于 800 ps。

在以上分析中，探测器的 Monte Carlo 模拟是进行到 PMT 产生光电子这一级别，包括前两项；从光电子产生时间到电子学测量时间，用一个总的延迟时间和涨落来概

scintillator	τ_0 (ns)	τ_1 (ns)	w
GdLS	4.37	17.37	0.83
LS	4.04	16.35	0.88

表 4.2: 液闪发光衰减时间测量结果

括后三项的贡献: $t^{measure} = t^{MC} + Gaus(\Delta T^{delay}, \sigma^{Smear})$, 其中取 $\Delta T^{delay} \sim 60.0$ ns, $\sigma^{Smear} = \sqrt{1.0^2 + 0.8^2} \sim 1.3$ ns。图 4.22(a) 是在探测中心模拟 1 MeV e^- 、0.01 MeV e^+ 、0.662 MeV γ (^{137}Cs) 得到的 PMT 上的单光子时间分布。1 MeV e^- 近似是点源, 第一个峰为直接光, 按式 4.10 指数规律衰减, 中间两个小峰分别来自上、下反射板的贡献, 最右边的矮峰来自于多次反射的贡献。由于 γ 能量沉积的空间弥散, 0.01 MeV e^+ 和 0.662 MeV γ 的时间分布比 1 MeV e^- 有展宽, 两者分布几乎重叠则因为 γ 能量相近, 能量沉积空间弥散相当。图 4.22(b) 是加上 PMT 响应和电子学的延迟和涨落后的分布。



(a) 没有加入 PMT 和电子学的时间延迟和涨落

(b) 加入 PMT 和电子学的时间延迟和涨落

图 4.22: PMT 上单光子时间分布, 分别对应 1 MeV e^- 、0.01 MeV e^+ 、0.662 MeV γ (^{137}Cs) 在探测器中心的事例。

图 4.22(b) 能帮助我们理解 PMT 上单光子时间分布, 但该分布包括了直接光和反射光, 用它来构造似然函数会很复杂。实际上, 如果某个 PMT 上陆续产生 N 个光电

子，PMT 前端电子学系统所测量的击中时间相当于是第一击中时间。这一特性使得我们能选择一些击中光子数较多的 PMT，利用它们的第一击中时间简化时间分布，从而构造简单可靠的时间似然函数，进行顶点拟合。

关于“N 个光电子的第一击中时间”，数学上可以做如下的假设和解析推导。用公式 4.11 来描述一个带反射的、有快慢成分指数衰减的单光电子时间分布。

$$f(t) = \left(\omega \cdot \frac{1}{\tau_1} e^{-t/\tau_1} + (1 - \omega) \cdot \frac{1}{\tau_2} e^{-t/\tau_2} \right) \cdot \varepsilon \cdot u(t) + \left(\omega \cdot \frac{1}{\tau_1} e^{-(t-T)/\tau_1} + (1 - \omega) \cdot \frac{1}{\tau_2} e^{-(t-T)/\tau_2} \right) \cdot (1 - \varepsilon) \cdot u(t - T) \quad (4.11)$$

其中第一项即为公式 4.10，代表直接光，有快慢时间成分。第二项代表反射光，概率密度函数形势同直接光一致，只是有一个时间平移 T 和光强权重 ε ，取表 4.2 中 GdLS 时间常数，该分布函数如图 4.23。PMT 和电子学时间测量插件对时间测量的延迟和展宽，可以概括成一个系统函数：

$$g(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(t - \Delta T^{decay})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.12)$$

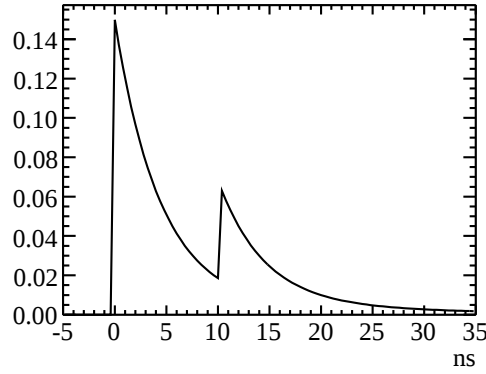


图 4.23: 假想的双指数时间分布

最后单光电子的时间分布是上述系统函数同原始分布的卷积：

$$F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t - x) f(x) dx \quad (4.13)$$

若有 N 个光电子，它们时间上独立同分布，那么第一击中时间的分布是：

$$H(t, N) = F(t) \cdot \left(1 - \int_{-\infty}^t F(x) dx\right)^{N-1} \cdot C_N^1 \quad (4.14)$$

图4.24(a) 即为 N 取不同值时第一击中时间的分布，图中表明随 N 增大，时间分布中的反射光成分被极大压低，分布宽度变窄，形状接近高斯分布。图4.24(b) 则是不同 N 下第一击中时间分布中反射光的比例，随 N 增大，该比例成指数规律下降。

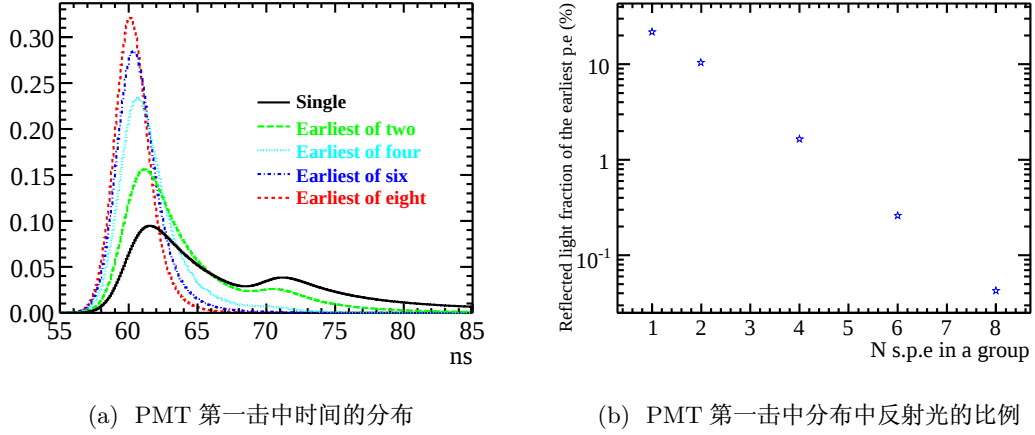


图 4.24: PMT 第一击中时间的分布及其中反射光的比例

与上述解析模型对比，图4.25显示 ^{68}Ge 在 (0, 0, 140 cm) 位置处的模拟样本中，从每 N ($N=8, 16$) 个单光电子中选取最早的光电子的时间分布，其变化规律与上述解析模型一致。当 N 足够大，第一击中时间的分布接近一个简单的高斯分布，这是下面构造简单可靠的时间似然函数的基础。

4.1.5.2 时间似然函数

图4.25表明当 N 足够大，PMT 的第一击中时间分布接近的简单高斯。选中这些 PMT 的第一击中时间 t_i ，其联合时间似然函数可以写为

$$L_{time}(T) \sim \prod_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \cdot \exp\left(-\frac{(t_i - T_0 - T_{trans})^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (4.15)$$

其中 T_0 是整体时间偏移修正； T_{trans} 是飞行时间修正，其中即包括了源顶点位置参数； σ_i 为每个 PMT 第一击中时间的分辨，随 N 增大， σ_i 也会变小， σ_i 同 N 的函

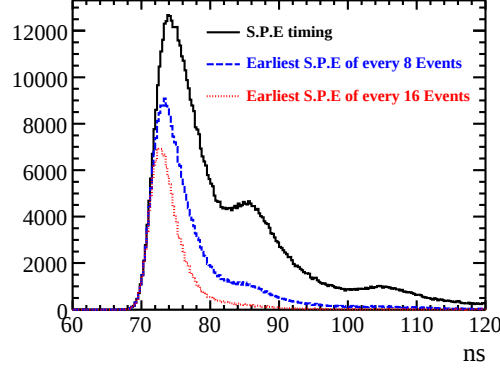


图 4.25: ^{68}Ge 事例每 N ($N=8, 16$) 个单光电子中选取最早的光电子的时间分布。

数关系，可由刻度数据得到。对下式极小化即得到顶点位置的极大似然估计，由于似然函数是高斯形式，因此极大似然拟合同 χ^2 拟合等价。

$$\log L \sim -2 \cdot \sum_i \log \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} + \sum_i \frac{(t_i - T_0 - T_{trans})^2}{\sigma_i^2} \quad (4.16)$$

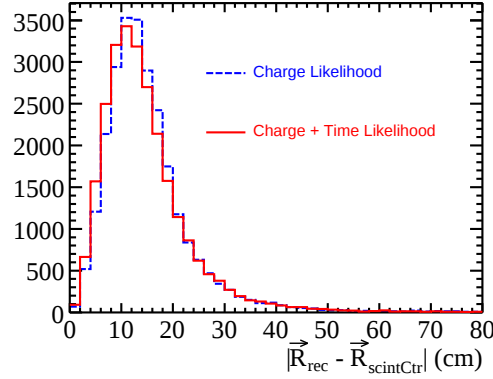


图 4.26: 加入时间似然函数后中子顶点重建分辨。

中心探测器内的 IBD 中子在 Gd 上浮获信号能量为 8 MeV，每个 PMT 上平均光电子数约为 5 个。当中子俘获位置靠近靶区边缘，接近 10 % 的 PMT 接收到的光电子数大于 10，可以对这部分 PMT 构造时间似然函数，与电荷似然函数相加，改善顶点拟合。图4.26是在探测器内均匀产生的 IBD 中子在钆上浮获事例的重建顶点与能量沉积中心的距离，上述时间似然函数对顶点重建有微小改善。

4.2 中心探测器模型验证重建算法

本节利用中心探测器模型的模拟数据和 ^{137}Cs 刻度源数据来检验 ML 重建算法。中心探测器模型的几何结构，在第三章中已有表述。

4.2.1 Monte Carlo 重建

同前节研究大亚湾中心探测器重建性能类似，用两种 Monte Carlo 样本考察 ML 算法在小模型探测器上的性能：点光源和 0.662 MeV γ （模拟 ^{137}Cs 放射源）。两种事例样本均在 LS 靶体积内均匀产生，其中点光源事例沿径向方向略延伸到白油中。

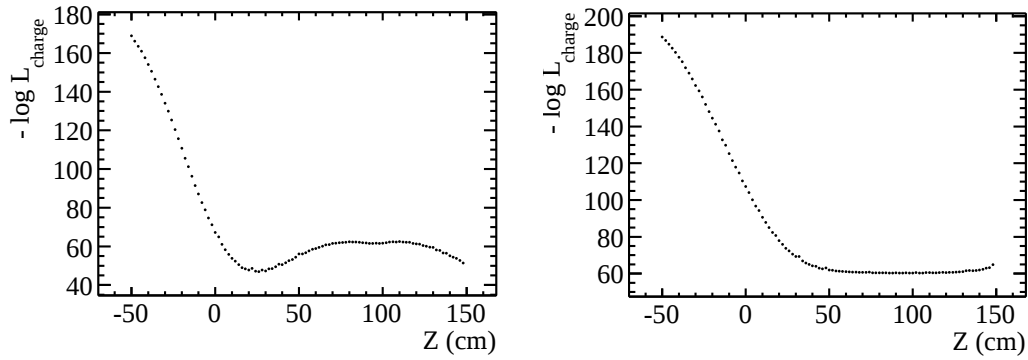


图 4.27: 似然函数沿小模型探测器竖直方向变化示例。左图和右图对应 ^{137}Cs 位于 (0, 0, 27 cm) 时的两个不同事例。

对单个事例，把探测器沿竖直方向切片，对每个薄片在 X-Y 平面扫描局域极小的 $(-\log L_{\text{charge}})^{\text{localMin}}$ ，画 $(-\log L_{\text{charge}})^{\text{localMin}}$ 作为 Z 的函数，研究似然函数的行为，如图 4.27。左图是一个有很好谷底的 $(-\log L_{\text{charge}})^{\text{localMin}}$ 曲线，谷底所对应的极大似然估计坐标在真实坐标附近。右图则显示对某些事例似然函数对 Z 不敏感，由它给出的顶点极大似然估计，误差较大。

在计算期待电荷时， ^{137}Cs γ 源位置超出 LS 靶区是没有物理意义的，因此下面的研究中对 ^{137}Cs γ 源顶点的拟合限制在探测器靶区内，而对点光源事例不做此限制。

顶点重建结果如图 4.28，同前节研究大亚湾中心探测器重建性能相似，对于靶体积内的点源事例，径向和竖直方向的重建顶点偏差很小。当点源靠近探靶体积上下边缘，由于似然函数对 Z 不敏感，部分事例被重建到反射板上，导致顶点偏差变大。

对于靶体积内的大部分 ^{137}Cs γ 事例，竖直方向的顶点偏差也较小。当 ^{137}Cs γ 源靠近靶体积上下边缘，顶点偏差的变化趋势与点源事例相反。这是因为 ^{137}Cs γ 源顶点的拟合被限制在探测器靶区内，对某些事例其似然函数对 Z 不敏感，会被重建到靶体积上下边界上。 ^{137}Cs γ 事例在径向方向的顶点偏差稍大，也是因为点源近似。

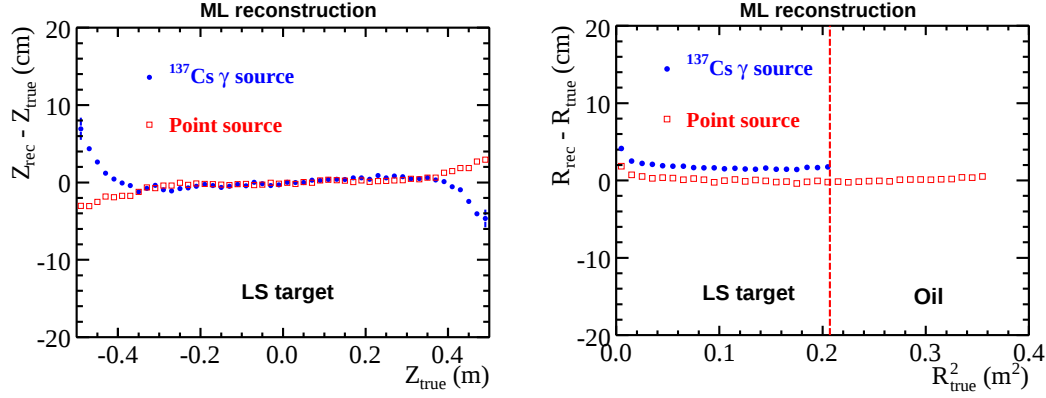


图 4.28: 比较点光源、 ^{137}Cs γ 源顶点重建偏差，左图为小模型探测器竖直方向的顶点重建偏差，右图为径向方向的顶点重建偏差。

因为小模型探测器中的上、下反射板离靶区较远，且关于探测器中心不对称放置，所以图4.29中 total charge 重建能量响应沿探测器竖直方向不均匀且非对称。能量响应在径向方向同样有较强依赖。

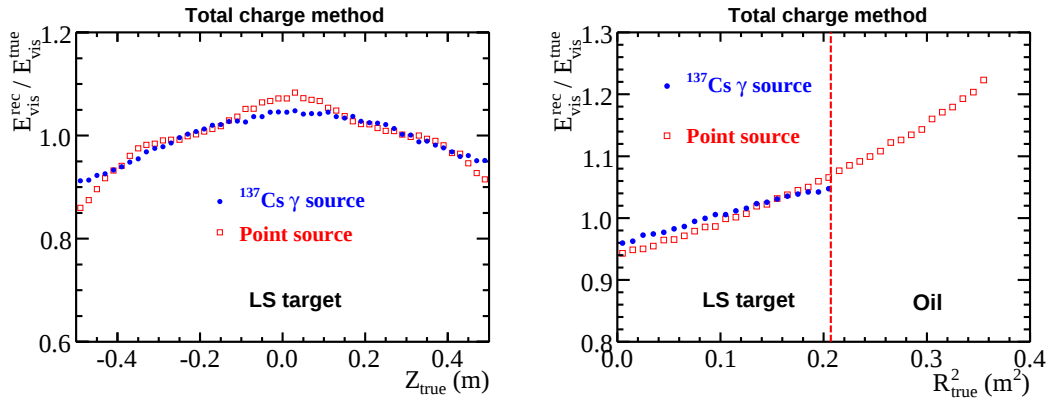


图 4.29: total charge 重建能量同真实可见能量的比值沿探测器竖直方向和径向的变化。

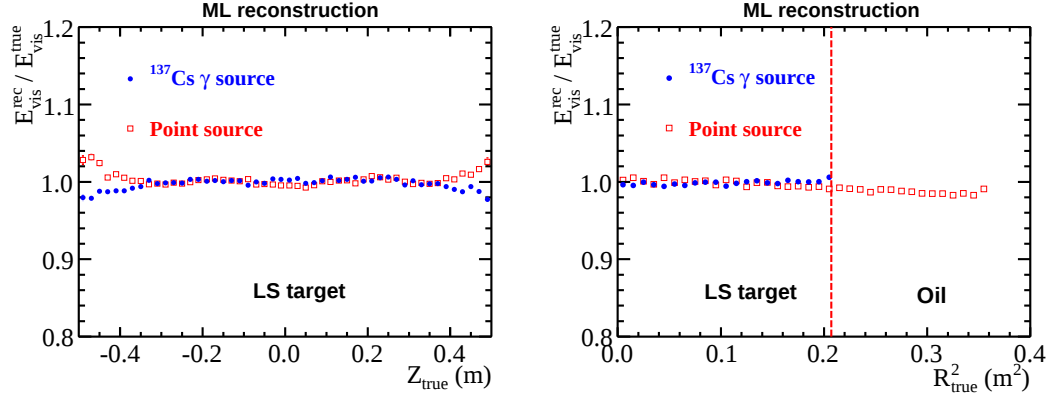


图 4.30: ML 重建的能量同真实可见能量的比值沿探测器模型竖直方向和径向的变化。

ML 能量重建结果如图4.30。当点光源位置靠近探测器上下边缘，重建能量跟真实能量的比值增加；而对 ^{137}Cs γ 源，此比值减小。这同它们在竖直方向重建顶点偏差的行为相一致。能量响应在探测器径向方向的位置依赖被很好的修正，表明 ^{137}Cs γ 在径向方向的顶点偏差并未给能量修正带来明显影响。

4.2.2 刻度源数据重建

在第 3.1.3 节中介绍了中心探测器模型实验，下面用 ^{137}Cs γ 源数据检验重建算法。

对小模型探测器，白油和普通液闪的衰减长度是用 1 m 管装置测量；PMT 角度响应测量结果见 [?]; PMT 相对效率刻度利用 ^{137}Cs 源在探测器中心的响应得到；反射板铝膜的反射率见图 3.11。这些测量为重建提供了输入参数。

在公式 4.2 中，电荷响应 $r(N_i, q_i)$ 是 PMT 的特性，依赖于 PMT 的单光电子响应。在 [71] 中，PMT 的理想 n 光电子响应被描述为 Gaussian，本底被描述为两部分之和：一部分为 Gaussian 形式的台阶；另一部分为离散的随机信号，用指数描述。如果忽略 PMT 电荷响应， $r(N_i, q_i)$ 变为 $\delta(N_i - q_i)$ 。在下面的研究中， $r(N_i, q_i)$ 是真实电荷响应还是 δ 函数，结果差别很小。

从重建的光学模型可以看出，每个事例的重建顶点应对应能量沉积中心（发光中心）。顶点重建的分辨来自两部分的贡献：粒子能量沉积的空间弥散和拟合过程的统计涨落。单个事例的能量沉积中心可以从 Monte Carlo 中得到，而不能从真实数据得到。因此我们对 ^{137}Cs 放射源在竖直方向不同位置的测量数据做重建，比较重建顶点和探测

器模拟得到的能量沉积中心的分布，以检验重建位置分辨，如图 4.31。当放射源靠近靶区边缘，由于能量泄露导致能量沉积中心的分布变得不对称。对于靠近探测器中心的 ^{137}Cs ，重建顶点的分布同能量沉积中心的空间弥散相近。部分事例会被重建到靶区的边界上，是因为其似然函数对 Z 不敏感，并且在拟合中限制了顶点必须在探测器内。

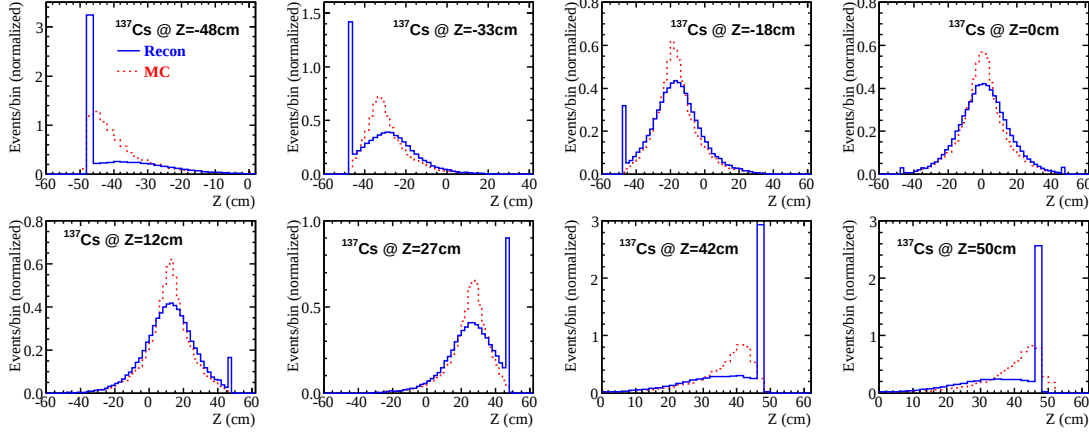


图 4.31: 不同 ^{137}Cs 源位置下，数据重建顶点同 Monte Carlo 能量沉积中心比较。

不同放射源位置下，Monte Carlo 光电子能谱、实验数据电荷谱及重建后的能谱对比见图 4.32，图中同时标出了真实可见能量峰位。Monte Carlo 同数据符合很好。电荷谱峰位随放射源靠近靶区边缘而减小，因为 γ 的能量泄露变大。立体角效应在 ML 重建中被很好的修正，重建后的能谱峰位基本同真实可见能量峰位一致。

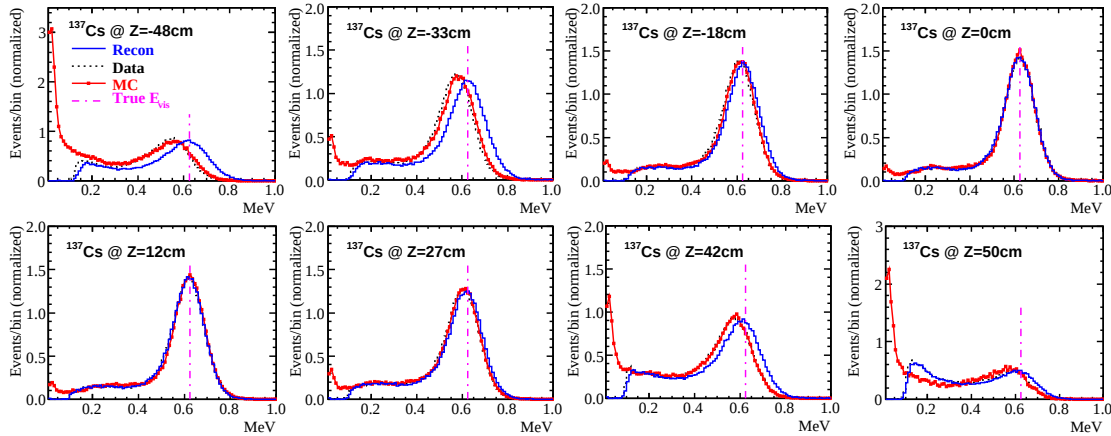


图 4.32: 不同 ^{137}Cs 源位置下，原始数据能谱、Monte Carlo 能谱、重建能谱的比较。

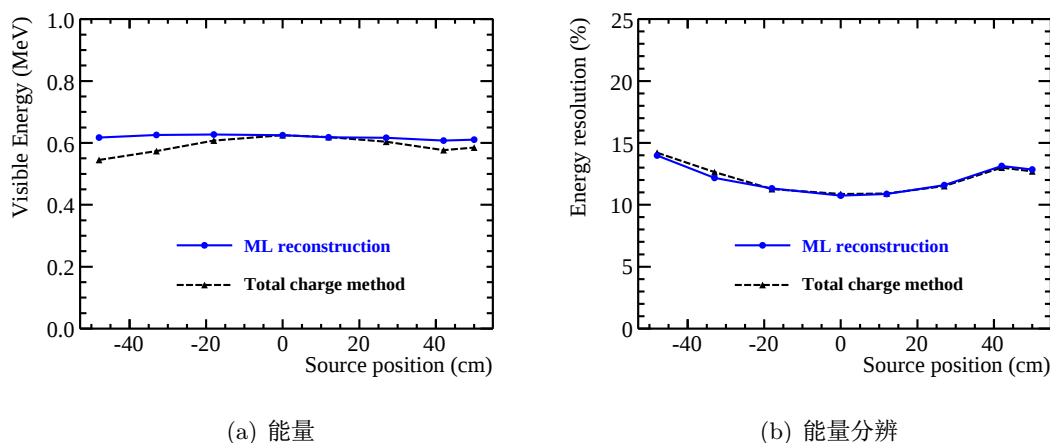


图 4.33: 不同 ^{137}Cs 源位置下, ML 重建和 total charge 重建的比较。

图 4.33 是重建能量和能量分辨随 ^{137}Cs 放射源位置的变化, 图中对比了 total charge 和 ML 方法的结果。由于能量泄露和探测器几何非对称 (所有 PMT 相对于探测器中心向上偏移 1.5 cm 且反射板位置不对称), total charge 能量在探测器竖直方向非均匀。ML 方法很好地修正了探测器在竖直方向响应的非均匀性。能量标度误差从 4.2% 提高至 1.1%。图 4.33(b) 则显示 ML 方法同 total charge 方法能量分辨相近。

4.3 重建软件开发

第一版的重建软件 dywRecon 在 2006 年 12 月发布, 配合探测器模拟软件 G4dyb, 进行 Monte Carlo 重建研究。2008 年 4 月, 重建软件移植到了大亚湾离线软件框架 NuWa。

大亚湾离线软件 NuWa 基于框架软件 Gaudi 开发。图 4.34 是 NuWa 框架下的数据流程图 [72]。图中每个方框代表 TES (Transient Event Store) 中的一种数据模型, 带有 'Per' 前缀的是对应的 ROOT 文件中的数据模型, 单向箭头表示算法, 双向箭头表示 TES 数据模型和 ROOT 文件数据模型之间的转换器。从 GenEvent 到 ReadoutEvent, 是模拟阶段的数据流程, 经过了探测器模拟 (DetSim), 电子学模拟 (ElecSim), 触发模拟 (TrigSim), 读出模拟 (ReadoutSim)。ReadoutEvent 是模拟数据和真实数据的公共接口, 使得对模拟数据和真实数据能够使用完全一样的分析算法。从 ReadoutEvent 到 RecEvent 是数据分析阶段的数据流程, 包括刻度 (CalibAlg) 和重建 (ReconAlg)。

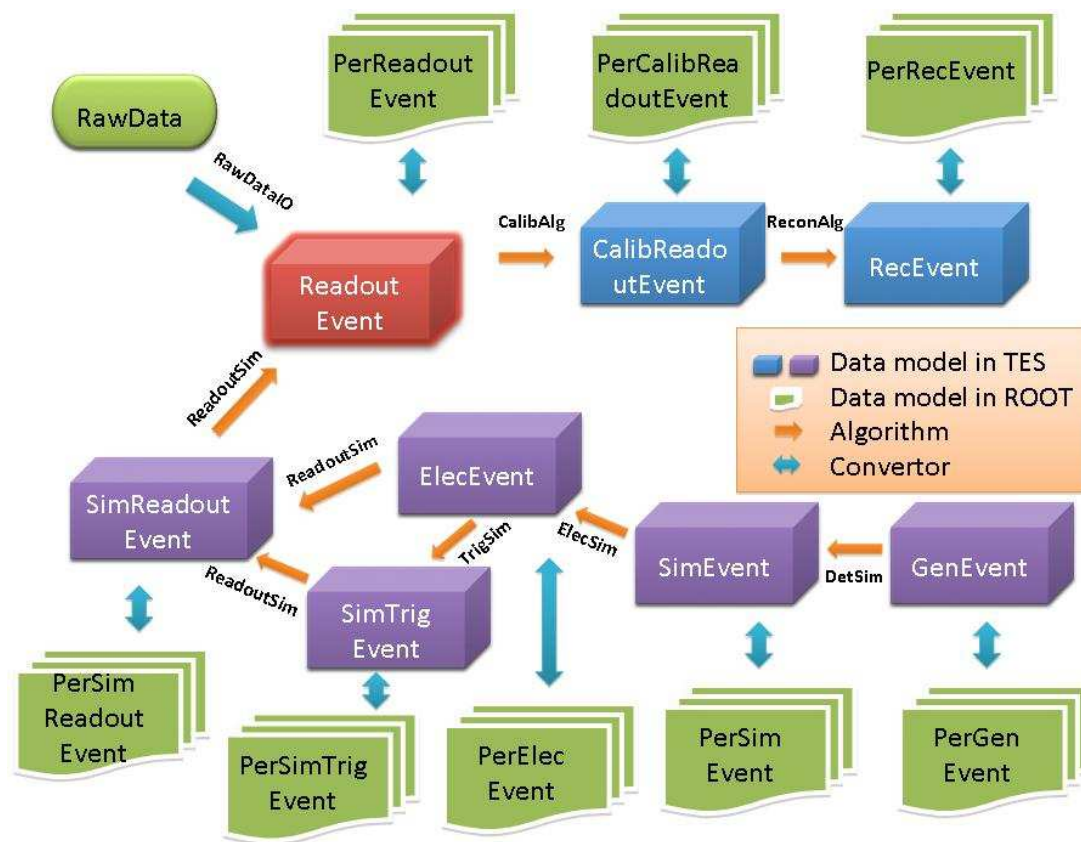


图 4.34: NuWa 框架下的数据流程图

刻度和重建过程中需要的刻度常数，从专门的刻度取数中分析得到，由 DBI (DataBase Interface) 数据库管理 [73]。

论文工作中重建软件的开发包括 ReconAlg 的开发，以及定义输入数据模型 CalibReadoutEvent 和输出数据模型 RecEvent。

PerCalibReadoutEvent 和 PerRecEvent 则基本上是上述两种数据模型的简化复制。

图 4.35 是 ReconAlg 算法及其相关数据模型的流程框图，下面依次介绍：

CalibReadoutEvent 经过刻度的探测器读出数据模型。CalibReadoutEvent 是通用的数据模型，适用于大亚湾实验的所有三种类型探测器：中心探测器、水切伦科夫探测器以及 RPC 探测器。对于中心探测器和水切伦科夫探测器，基本数据单元为 CalibReadoutPmtChannel 类，存放每个 PMT 的编号以及刻度后的电

荷、时间。所有 PMT 的数据由 CalibReadoutPmtCrate 类以 map 形式存放。对于 RPC 探测器，基本数据单元为 CalibReadoutRPCChannel 类，存放每个 RPC 通道编号及击中信息。所有 RPC 的数据由 CalibReadoutRpcCrate 类以 map 形式存放。CalibReadoutPmtCrate 类和 CalibReadoutRpcCrate 类的基类为 CalibReadout 类，存放探测器编号、触发编号、触发时间、触发类型等。

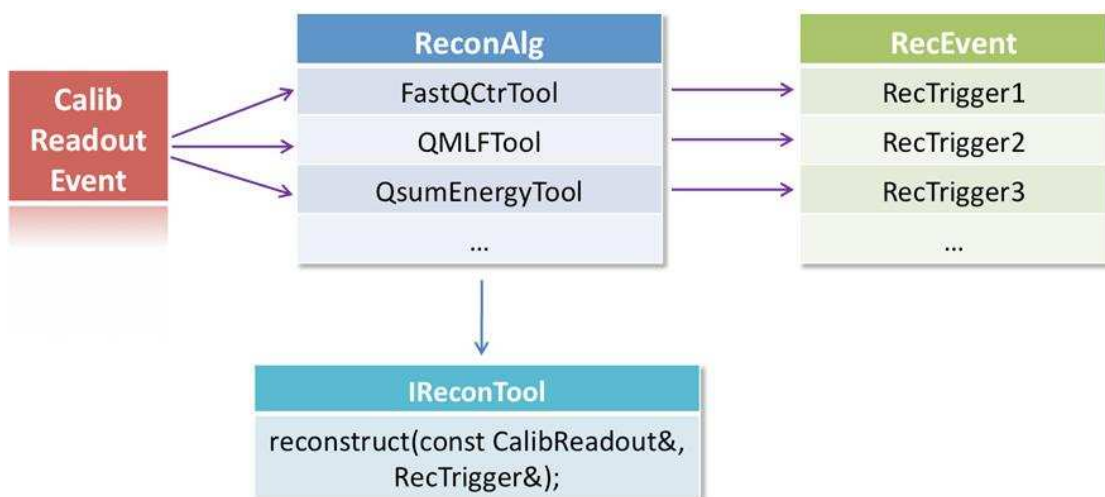


图 4.35: 重建软件流程框图。

RecEvent 重建结果数据模型。也被设计为适用于所有探测器的通用数据模型。

RecTrigger 类包括重建后的能量、顶点、径迹，以及它们的状态和拟合优度参量；拟合参数的误差矩阵；重建所用到的那些 PMT 或 RPC 的编号；探测器编号、触发编号、触发时间、触发类型；并保留了可能的扩展信息的接口 RecTrigExt。对某一种探测器的重建，RecTrigger 中部分信息会被闲置。

ReconAlg 是重建主算法 (Algorithm)，也被设计成通用算法。ReconAlg 中定义了虚基类 IReconTool，便于大家开发不同的重建方法。每一种重建方法写成一个 Tool，从 IReconTool 继承，在 ReconAlg 中被调用。比如 FastQCtrTool 是简单的电荷重心法重建顶点；QMLFTool 是本章所讨论的极大似然法重建；QsumEnergyTool 即本章讨论的 total charge 法能量重建。ReconAlg 可以通过 setReconStyle(std::map< std::string, std::vector<IReconTool*> >) 设置重建模式。可以同时单独调用几个 Tool，或将几个 Tool 组合调用，并将每一种模式的

重建结果输出到不同的 RecTrigger 中，以模式名字区分。

由第 3.1 节的算法介绍，重建算法还需要的输入参数有：

探测器几何参数 重建算法需要中心探测器各 PMT 位置和反射板位置。在 NuWa 中，探测器的几何描述由 DetDesc 软件包实现。DetDesc 以 XML 文件格式来描写探测器几何，将几何描述模块化，可平行地对探测器各子部件进行描述。探测器描述的基本单元被称为 Detector Element，DetDesc 在各 Detector Element 之间建立了较完善的索引机制，通过 Detector Element 能取到探测器的所有基本信息。模拟和重建可通过 DetDesc 共享同一套几何描述。

刻度参数 重建算法需要反射板反射率和液体衰减长度等光学刻度参数，以及 PMT 单光电子响应的刻度参数。这些刻度参数由 DBI (DataBase Interface) 数据库管理。

大亚湾离线软件 NuWa 仍在升级开发阶段，上述数据模型和重建软件结构、算法也将进一步改进。

4.4 本章小节

反射板提高了中心探测器的光收集和竖直方向响应均匀性，但也使探测器的时间信息、电荷分布变得复杂，增加了事例重建的困难。然而带反射的探测器是可以重建的。本章研究了基于 PMT 电荷分布信息的极大似然重建算法。对大亚湾中心探测器及其模型探测器的 Monte Carlo 重建研究表明，对于点源事例能很好的重建，对于能量沉积有较大空间弥散的 γ 事例，顶点重建存在一定的偏差，需要进一步改进算法。用中心探测器模型中 ^{137}Cs 源的实验数据检验了重建算法，重建后中心探测器模型竖直方向的能量响应非均匀性被修正，重建位置分辨跟 Monte Carlo 给出的能量沉积的空间弥散接近。本章也研究了用 Monte Carlo 检验重建中计算期待电荷的光学模型，讨论了根据探测器刻度数据抽取重建中光学模型的参数的方法，研究了中心探测器的时间似然函数。最后介绍了大亚湾离线软件框架 NuWa 中重建软件的开发。

第五章 大亚湾液闪光学模型研究

大亚湾实验是国际上少数几个采用 Geant4 [47] 做光学全模拟的中微子实验。在以前的实验中，还没有中微子实验成功应用 Geant4 光学模拟的先例。例如 MiniBooNE 采用 Geant3 加自行开发的简化光学模型，KamLAND 开发了一套基于 Geant4 光学模拟的软件，但未在最终物理分析中采用。对大亚湾这样的高精度实验，需要更加准确的光学模拟。我们基于 Geant4 软件包开发了大亚湾探测器的模拟软件 G4dyb [48]。对于可见光过程，G4dyb 主要定义了契伦科夫过程、闪烁光过程、光子吸收、光子瑞利散射和光子的边界过程。对于其中的闪烁光过程，对 Geant4 进行了修正，加入了粒子的淬灭效应，加入了光子的吸收重发射过程。G4dyb 描述的所有可见光过程及其需要的光学参数总称为 G4dyb 的光学模型。其中液体闪烁体的光子发射、吸收、重发射过程是 G4dyb 的光学模型的核心要素。

大亚湾实验液闪为三组份，LAB 为溶剂，PPO 为第一发光物质，bis-MSB 为波长位移剂。在 G4dyb 的光学模型中，将液体闪烁体作为一个整体来描述。光学参数中对液体闪烁体紫外波段的衰减长度测量不够准确，液体闪烁体量子产额为估计值。本章在 G4dyb 原有较粗略的光学模型基础上，研究了液体闪烁体紫外波段衰减长度的准确测量方法，根据 [74] 对 PPO, bis-MSB 量子效率的初步测量结果，对三种组分之间的吸收、重发射过程有了新的理解。并由此提出新的光学模型。新光学模型所需要的光学参数如 PPO, bis-MSB 的荧光量子产额、本征发光衰减时间等，也在进一步实验研究中。

5.1 液体闪烁体发光机制

5.1.1 液体闪烁体简介

闪烁体是一类当一定量的辐射与它作用时能发出微弱闪烁光的物质的总称。闪烁光的强度与损失在闪烁体中的辐射能量成函数关系。当把这种物质配制成溶液时，这种物质就叫做闪烁溶质，溶液被称为液体闪烁体。有些液体闪烁体含有两种或两种以上的溶剂，则分别称为“第一溶剂”和“第二溶剂”等等。“第一溶剂”意味着它不仅是能溶解闪烁溶质，并且在产生闪烁光的能量传递过程中起主要作用。同时有些液体闪烁体含有两种闪烁溶质，按照它们在能量传递顺序中所起的作用可分别称为第一溶质和第二溶质。被辐射激发的溶剂分子将大部分能量转移给第一溶质来产生闪烁光，第二溶质的作用则在于改善闪烁体的发射光谱与光电倍增管光谱响应范围之间的匹配关系，第二溶质通常也被称为波长位移剂。

闪烁体的发光，有两种不同的现象，即荧光和磷光，差别在于

- 当辐射停止，荧光发射即停止，而磷光的发射还可以延续一段时间。
- 荧光衰减时间短，为 $10^{-9} \sim 10^{-8}$ 秒量级；磷光通常为 $10^{-6} \sim 10^{-3}$ 秒或更长甚至到数小时。
- 荧光为受激分子自发衰变产生，荧光强度随时间衰减规律为指数衰减；磷光是处于亚稳态的激发分子受外部影响退激发而产生。
- 荧光在一定温度范围内几乎不受温度影响；而磷光在高温时大为增强，低温时几乎没有，持续时间与强度成反比。

实际上对大多数有机闪烁体，主要发射荧光，光强随时间按指数规律衰减。本章讨论的液体闪烁体（以下简称液闪）的闪烁光都是指荧光。

5.1.2 发光过程简介

电离辐射或光辐射与液闪体系发生相互作用，引起溶剂分子的电离或激发。电离了的分子极短时间内与电子重新结合成受激分子。能量可在受激分子之间通过分子碰撞传递。当受激溶剂分子与发光物质溶质分子距离很近时，通过偶极间相互作用将能量传递

给溶质分子。如果溶质浓度适当，这种能量传递过程效率接近于1。处于激发态的溶质分子，可通过辐射跃迁和非辐射跃迁过程迁回到基态。

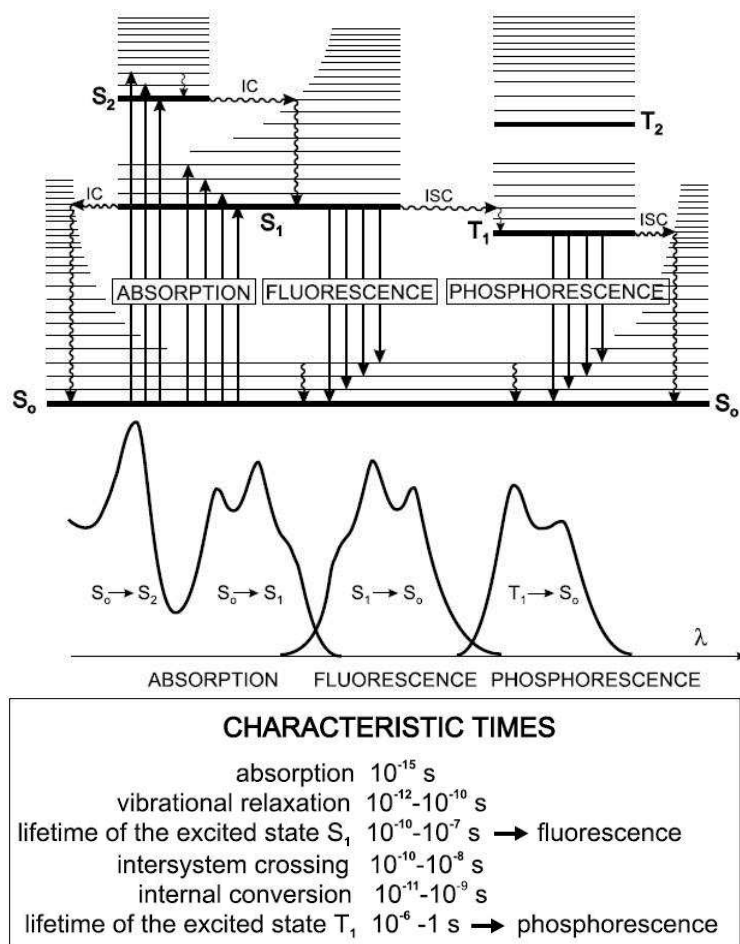


图 5.1: Perrin-Jablonski 电子能级原理图。

图5.1是 Perrin-Jablonski 电子能级原理图 [75]。它清楚的显示了闪烁光发展过程中的各个可能的物理过程，如光子吸收、内转换、荧光发射、系间窜跃、磷光、延迟荧光以及三重态—三重态跃迁等。图中电子自旋单态被标记为 S_0 （基态电子能级）、 S_1 、 S_2 ...，自旋三重态标记为 T_1 、 T_2 、 T_3 ... 每一个电子能态都有一系列振动能级。图5.1中也列了各种退激发过程的典型时间范围。相对于其他物理过程，其中光的吸收过程非常快 ($\approx 10^{-15}$ s)，荧光衰减时间在 $10^{-10} \sim 10^{-7}$ 秒量级，磷光衰减时间在 $10^{-6} \sim 1$ 秒量级。

竖直向上的箭头表示从 S_0 态的最低振动能级开始的光吸收，因为室温下绝大多数分子处于该能级。分子吸收一个光子后可以被激发到 S_1 态， S_2 态，或更高激发态的振动能级上，随后分子以各种方式退激发。

辐射跃迁的衰变过程是伴随着光子发射的退激过程。其中 $S_1 \rightarrow S_0$ 的驰豫过程中发射的光子被称为荧光，从 $T_1 \rightarrow S_0$ 的驰豫过程中发射的光子被称为磷光。需要强调的是，除了一些例外情况，荧光都来自于 S_1 态的退激发，其他跃迁无辐射，因此其特性不依赖于激发波长。

0-0电子跃迁对光的吸收和发射来说通常是一致的。然而，由于激发态的振动驰豫（分子将多余振动能量传递给介质而回到同一电子态的最低振动能级的过程）会损失部分能量，荧光光谱相比吸收光谱向长波方向偏移，如图5.1。根据 Stokes 规则，荧光光子的波长应该总比吸收光子的波长要长。然而在大多数情况下，吸收光谱同荧光光谱有一定的重叠，即吸收一个长波长光子可以发射一个短波长光子。这一现象乍看起来有悖于能量守恒，而事实上这一过程是有“能量补偿”的。因为在室温下，无论是基态还是激发态，总有一部分分子位于高于 0 级振动能级的其他振动能级上，各能级上分子数分布可由 Boltzmann 定律描述。基态处于稍高振动能级的分子会吸收一个长波长光子跃迁到 S_1 态，然后退激时会发射出短波长光子。温度较低时，上述反 Stokes 现象将大为减少。

一般说来，基态和激发态有类似的振动能级分布，且从基态的最低振动能级跃迁到第一电子激发态各振动能级的几率与由第一电子激发态的最低振动能级跃迁到基态各振动能级的几率也相近，因此荧光光谱形状常与第一吸收带的吸收光谱相似，像是吸收光谱的镜像。荧光光谱和吸收光谱峰位之间的间隔用波数表示即为 Stokes 位移。

发射一个光子应该跟吸收一个光子一样快（ $\approx 10^{-15}$ 秒）。然而，受激分子会在发射光子或进行其他退激过程（如内转换、系间窜跃等）之前在 S_1 态上停留一段时间（从几十皮秒到几百纳秒，取决于分子类型和介质）。因此，一团分子受极短脉冲的光激发后，发射的荧光强度随时间呈指数衰减，衰减时间常数反映了分子停留在 S_1 激发态上的平均寿命。荧光光子发射通常被描述为一个自发过程，但在某些情况下，也可受激发光（比如染料激光器）。

非辐射跃迁的衰变过程，除振动驰豫外，还包括内转化和系间窜跃。内转化是相同多重态的两个电子态之间的非辐射跃迁衰变过程（如 $S_1 \rightarrow T_0$, $T_2 \rightarrow T_1$ ）。系间窜跃

是不同多重态的两个电子态之间的非辐射跃迁过程（如 $S_1 \rightarrow T_1$, $T_1 \rightarrow S_0$ ）。

5.2 大亚湾实验液闪

5.2.1 大亚湾液闪组成

大亚湾实验采用掺钆量 0.1% 的液闪 (GdLS) 作为探测器靶物质，不掺钆的普通液闪 (LS) 作为探测器集能层物质。在论文 [76] 中，详细讨论了大亚湾实验掺钆液体闪烁体的研制。大亚湾实验对掺钆液体闪烁的要求：长期稳定性好（实验运行 3-5 年）；透明度好，衰减长度 $>10\text{ m}$ ；高发光效高，达到蒽晶体的 50%；低天然放射性水平；含钆量分布均匀；同一个批次生产以保证全同探测器要求。另外，还要求闪点高、低毒性（地下实验室使用），与有机玻璃长期兼容性好（掺钆液闪由有机玻璃容器盛装）。

大亚湾液闪选用 LAB（线性烷基苯）为闪烁体溶剂，因为 LAB 透明度高，光产额高，闪点高且与有机玻璃兼容性好。

大亚湾液闪对第一发光物质（第一溶质）的要求：与溶剂之间的能量传递效率高；发射光谱同自身的吸收光谱重叠少，自吸收影响小；发射光谱同光电倍增管的光谱响应范围基本相一致。常见的第一发光物质有 P-TP、PPO、PBD、丁基-PBD 等。最后选择 PPO 作为大亚湾液闪第一发光物质。图 5.2(a) 是液闪光产额随 PPO 浓度的变化，当 PPO 浓度大于 3 g/L 时，光产额趋于饱和，故最终确定 PPO 浓度为 3 g/L。

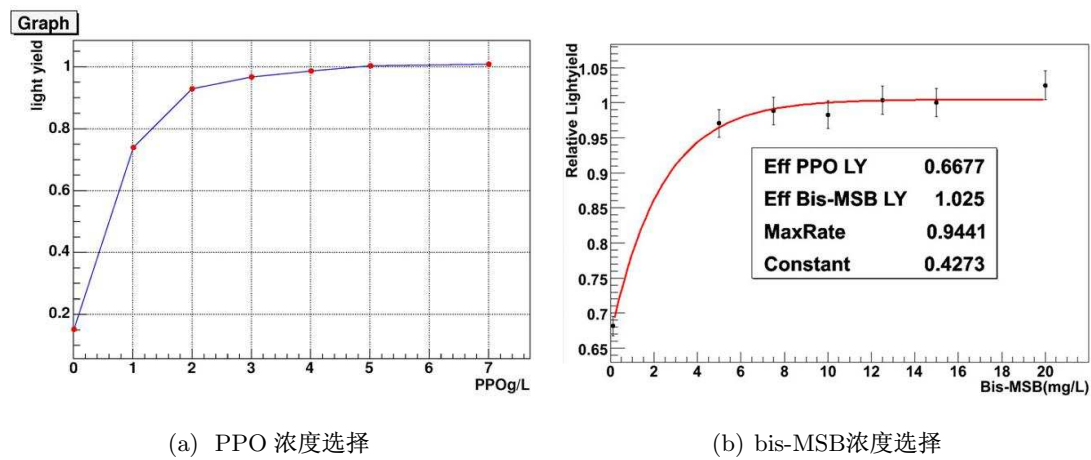


图 5.2: 大亚湾液闪组分浓度选择

大亚湾液闪对第二发光物质（第二溶质）的要求：改善液闪发射光谱同光电倍增管的光谱响应范围的匹配；减少第一发光物质的自吸收效应。常见的第二发光物质有 POPOP、DMPOPOP、bis-MSB 等。最后选择 bis-MSB 作为大亚湾液闪第二发光物质。图 5.2(b) 是液闪光产额随 bis-MSB 浓度的变化，当 bis-MSB 浓度大于 10 mg/L 时，光产额趋于饱和。最终确定 bis-MSB 浓度为 15 mg/L，在曲线的坪区。

5.2.2 液闪性质参数测量

在论文 [79] 中，对液闪光学性质做了大量测量研究。这些测量为大亚湾探测器模拟软件 G4dyb 的光学模型提供了重要光学参数。

5.2.2.1 发射光谱

液闪的发射光谱在 Fluorolog-Tau-3 荧光光谱仪上测量，量程为 (200 nm, 800nm)，这也是 G4dyb 中所规定的光学模拟波长范围。

图 5.3 是用 320 nm 紫外光激发各种不同闪烁溶液得到的荧光光谱。可看出 PPO 和 bis-MSB 的波长位移作用。液闪的发射光谱不受激发波长影响。须指出的是，在这些测量中，样品由 1 cm 光程的标准比色皿盛装，在荧光光谱仪上采用直角模式测量，因此发射光谱的形状会由于自吸收产生畸变（对比图 5.27）。可从紫外波段的衰减长度估计自吸收的影响，本章第 1.4 节将讨论紫外衰减长度的测量。

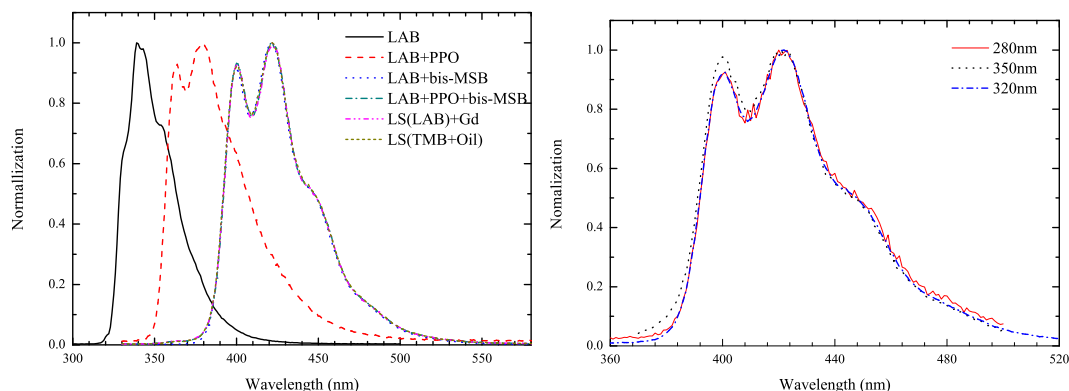


图 5.3: 左图：320 nm 紫外光激发各种不同闪烁溶液发光的荧光发射谱。右图：不同波长的紫外光激发普通液体闪烁体发光的荧光发射谱。

5.2.2.2 光产额和衰减长度

光产额此处定义为闪烁体每吸收 1 MeV 辐射能时发出的光子的个数。测量光产额的办法有两种：

- (1) 测量绝对光产额。用已知能量的电子射线(或其它已知能量的射线)照射闪烁体，测定闪烁体的总的光输出。然后根据吸收的能量推算出光产额 [77]。
- (2) 测量相对光产额。把在相同条件下激发的待测闪烁体的光输出与参考物质的光输出进行比较。最常用来作为光产额比较的参考物质是蒽晶体。

多数情况下采用第二种方法，在实验室中容易做到。在液闪预研阶段，就是用的这一方法测量不同液体闪烁体样品的相对光产额 [78]。大亚湾液闪相对于标准蒽晶体的光产额约为 0.53。

光在吸光物质中的衰减服从指数分布。假设光穿过光程为 l 的液体， I_0 是入射光强度， I 是出射光强度，则吸光度 A 、透过率 T 、液体衰减长度 λ 之间的关系为：

$$\begin{aligned} A &= -\log_{10}(1 - T) \\ T &= \frac{I}{I_0} = e^{-l/\lambda} \end{aligned} \quad (5.1)$$

在 [78] 中，用蓝光 LED(440 nm) 作为光源，用竖直的 1 m 不锈钢钢管盛放液体闪烁体或溶剂样品。通过改变钢管内的液面高度来调节上式中 l 的大小，得到不同 l 时 I 的值，用公式 5.1 拟合 I/I_0 随 l 的变化，得到被 440 nm 蓝光照射时被测样品的衰减长度。换用其他波长的 LED，即可测得其他波长下的衰减长度。

利用该 1 m 管装置可以准确地测量可见波段几个分立波长的液闪衰减长度。然而探测器的光学模拟，需要 (200 nm, 800 nm) 内波长依赖的衰减长度参数。在论文 [79] 中，用 10 cm 光程的比色皿在紫外可见分光光谱仪 (UV-Vis) 上测量液闪样品吸光度，根据 1 m 管装置在 440 nm 下的衰减长度测量值做归一化，得到全波段的衰减长度曲线。但对于 10 cm 的光程比色皿，紫外光的吸收太强，该方法无法得到准确的紫外衰减长度。

5.2.2.3 发光衰减时间常数

在 [80] 和 [81] 中，分别测量了大亚湾普通液体闪烁体的发光衰减时间。[80] 的测量方

法是经典的单光电子计数法[82]和用示波器直接记录荧光脉冲波形。将荧光时间谱描述为快慢两种成分，是两个指数分布的和。测得衰减时间快成分为 4.0 ns，慢成分 13 ns。[81]用类似的方法，但对液闪样品做了通氮处理，减少了氧淬灭，因此测得的衰减时间快成分和慢成分均变大，分别为 4.66 ns 和 19.1 ns。

5.2.2.4 淬灭因子

淬灭效应是粒子进入液闪后的能量传递过程会受到某些因素的影响，产生的光子数减少的现象。淬灭效应分为电离淬灭和非电离淬灭。电离淬灭跟粒子在液闪中的 dE/dx 有关；非电离淬灭则有很多种，如浓度淬灭和稀释淬灭、化学淬灭、热淬灭，跟液闪溶质的浓度、液闪内杂质（水或氧气）含量、液闪温度有关。

电离淬灭可用 Birks 定律 [83] 描述：

$$dS = A \frac{dE}{1 + C_1 \delta}, \quad \delta = \frac{dE}{\rho dx} \quad [\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2]. \quad (5.2)$$

式中， dS 指闪烁光子数， dE 即能量损失， δ 是带电粒子在物质中的电离密度， C_1 是 Birks 常数， A 是常数因子，跟光产额有关。公式 5.2 为 Birks 定律的一阶修正公式，二阶修正公式为：

$$dS = A \frac{dE}{1 + C_1 \delta + C_2 \delta^2} \quad (5.3)$$

对一般液体闪烁体，一阶和二阶 Birks 常数分别近似为 $C_1 \sim 0.01 \text{ gMeV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ， $C_2 \sim 0.01 \text{ g}^2\text{MeV}^{-2}\text{cm}^{-4}$ [84]。考虑了 Birks 修正后，能量为 E 的粒子在液闪中沉积能量，发出的闪烁光为：

$$dS = A \int_0^E dS = A \frac{dE}{1 + C_1 \delta + C_2 \delta^2} \quad (5.4)$$

在 [79, 85] 中，用原子能院 HI-13 串列加速器上的 TOF 装置测量液体闪烁体对质子的能量响应。通过与模拟计算结果对比，拟合出普通液闪 Birks 常数为 $C_1 = (8.205 \pm 1.231) \times 10^{-3} \text{ gMeV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ， $C_2 = (2.951 \pm 0.825) \times 10^{-6} \text{ g}^2\text{MeV}^{-2}\text{cm}^{-4}$ ，掺钷液闪 Birks 常数为 $C_1 = (6.489 \pm 1.058) \times 10^{-3} \text{ gMeV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ， $C_2 = (2.095 \pm 0.365) \times 10^{-6} \text{ g}^2\text{MeV}^{-2}\text{cm}^{-4}$ 。

5.3 液闪探测器的光学模拟

Monte Carlo 模拟是粒子物理和高能物理实验中理解探测器的重要手段。中微子物理实验广泛采用液闪探测器，如何准确描述闪烁光在大型液闪探测器内的传播，对理解探测器的响应有重要意义。本节介绍国际上其他一些中微子实验的探测器光学模拟，以及大亚湾实验模拟软件 G4dyb 中的光学模型。

5.3.1 其他中微子实验的探测器光学模拟

5.3.1.1 CHOOZ & Palo Verde

Palo Verde 实验 [39]和 CHOOZ 实验 [38]的探测器模拟程序均基于 GEANT 3.21 [86] 开发。早期大亚湾实验的中心探测器模拟也基于 GEANT 3。GEANT 3 能进行部分光学过程的模拟。它定义了 Cerenkov 过程、光电效应、Cerenkov 光子相关的吸收和边界过程，没有定义闪烁光过程和光学光子的 Rayleigh 散射过程。Palo Verde 实验和 CHOOZ 实验以及大亚湾实验早期的 GEANT 3 模拟各自开发了闪烁光过程的模拟程序。基本方法类似，均是根据粒子追踪过程中每一步的能量沉积计算产生的闪烁光子数，在计算中引入电离淬灭效应 (Birks law [83])。然后自己开发软件包，追踪每个光子的传播、吸收、在边界上的折射和反射等，直至光子被 PMT 探测。在上述 GEANT 3 的光学模拟中，没有区分不同波长的闪烁光子。

5.3.1.2 KamLAND

KamLAND 实验 [22]基于 GEANT4 开发了 KLG4sim [87] 来进行全探测器模拟。

KLG4sim 中，光学光子的传播主要有以下过程：(1) 在物质边界上的反射、折射、吸收；(2) 光子在其液闪 (80% dodecane + 20% pseudocumene + 1.52 g/L PPO) 中的吸收、重发射；(3) 光子的弹性散射 (Rayleigh scattering)。对于过程 (1)，GEANT4 能给予很好的描述。(2) 和 (3) 是非标准 GEANT4 过程。在 KLG4sim 中，若光学光子在传播过程中与液闪发生相互作用，光子或被散射或被吸收。尽管液闪是三组份，KLG4sim 将液闪作为一个整体来考虑其光学属性（吸收长度、重发射几率、发射谱等），而不区分各组成成分的贡献。光子若被液闪吸收，则以一定概率重发射光子，重

发射的光子波长服从发射光谱分布，且大于或等于吸收的光子波长。光子若被散射，则波长不变，传播方向改变。

在 KLG4Sim 基础上开发了 GLG4Sim [88]。GLG4Sim 中大量工作是对 PMT 光学模型的详细描述 [89]。在整个 PMT 几何中，定义了一个光电面作为灵敏探测器。光学模型分为简单模型 (luxlevel 0) 和复杂模型 (luxlevel 3)。简单模型下，如果光子击中光电面，则根据 PMT 量子效率曲线和光子的波长抽样决定是否产生一个光电子。复杂模型下，还要计算光子击中光电面后的反射，吸收和透过的过程。如果光子被吸收，则同简单模型一样决定光电子的产生，如果透过，继续在 PMT 内部追踪光子，光子有可能再次返回击中光电面。G4dyb 中 PMT 光学模型描述即从 GLG4Sim 移植过来，并根据 [67] 中对光学模型的检验结果，采用与数据符合较好的 luxlevel 0 模型。

由于模拟结果与实验数据相差太大，KamLAND 实验未在正式文章中采用该模拟软件。

5.3.1.3 Borexino

Borexino 实验 [90] 也基于 GEANT 4 开发了探测器模拟软件，进行探测器的光学模拟 [91]。Borexino 探测器直径 13.5 m，是两层的球形探测器。内层为 300 ton 靶物质液闪 (PC (Pseudocumen) + 1.5 g/L PPO)，直径 8.5 m。外层为纯 PC 缓冲层，内层和外层由尼龙膜分隔。在 PC 缓冲层内，添加 DMP 淬灭剂以压低来自于 PMT 的放射性在 PC 缓冲层中产生的荧光。同时在 PC 缓冲层内，另外有一层由尼龙薄膜制成的球（直径 10.5 m）来屏蔽氩。

在其光学模型中，电离激发的原初闪烁光子仍由液闪发射光谱描述。Borexino 的液闪具有较好的波形分辨能力 [92]，因此其模拟软件中区别 β 和 α 粒子赋予不同的发光衰减时间。光子的传播过程则包括了光子同液闪、PC 缓冲层和尼龙薄膜等物质的相互作用 [93]：(1) 光子在液闪和 PC 缓冲层内的弹性散射；(2) 光子在 PPO 和 PC 分子上的吸收、重发射；(3) 光子被淬灭剂 DMP 的吸收；(4) 光子被尼龙层的吸收。另外，借助 GEANT4 也定义了其探测器中所有的光学界面，模拟光子的折射和反射过程。

上述光学模型不再将液闪视为一个整体，而分开考虑液闪各成分与光子的相互作用。在 [94] 中，描述光子跟液闪中 PC 或 PPO 的相互作用只有两种过程：吸收或弹性散射。根据其测得的 PC 和 PPO 的衰减长度曲线（图 5.4）。对于 PC，认为 320 nm

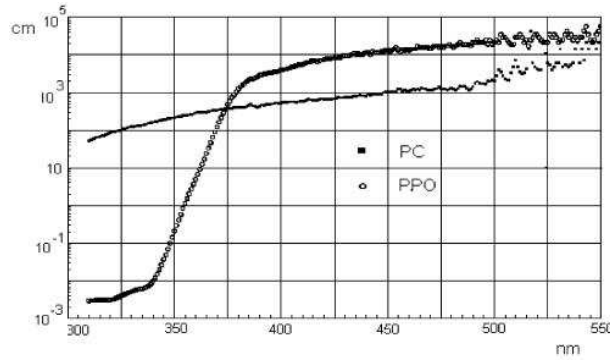


图 5.4: PPO 和 PC 的衰减长度测量 (Borexino)。

以下光子的衰减是因为吸收，320 nm 以上是因为散射。对于 PPO，认为 400 nm 以下的衰减是因为吸收，400 nm 以上是因为散射。每个波长下光子与 PC 或是 PPO 发生相互作用的概率可由二者衰减长度计算（与本章介绍方法类似）。光子被 PPO 或 PC 吸收后，按各自的量子产额重发射光子。重发射光子各向同性，发光延迟时间服从 PC 和 PPO 的本征发光衰减时间分布（PPO: $\tau_{PPO}=1.6$ ns; PC: $\tau_{PC}=27$ ns）。目前关于 Borexino 探测器模拟同其数据的符合程度尚无正式文章发表。

5.3.2 大亚湾实验模拟软件 G4dyb 中的光学模型

在第三章中，介绍了 G4dyb[48] 是基于 Geant4 软件包独立开发的大亚湾探测器的模拟软件。根据大亚湾探测器的特殊需求，G4dyb 修改了 Geant4 软件包自带的一些标准的物理过程。对于可见光过程，G4dyb 主要定义了契伦科夫过程、闪烁光过程、光子吸收、光子瑞利散射和光子的边界过程。为了加快模拟的速度，改进了契伦科夫过程和闪烁光过程，加入了一个权重因子，用来调节产生的光子数的多少。如对于 μ 子在水池中的契伦科夫辐射，会产生几十万个光子，追踪这些光子，模拟速度非常慢，加入权重因子后可以选择性地提高程序运行速度。光子的边界过程包括在边界上的反射和折射过程，反射包括漫反射和镜面反射，这些过程依赖于介质折射率和反射面反射率以及迹粗糙程度的定义。对于闪烁光过程，对 Geant4 进行了修正，加入了粒子的淬灭效应，加入了光子的吸收重发射过程（由于液体闪烁体的吸收谱和发射谱有一定重叠，光子被液体闪烁体吸收后会重发射光子）。G4dyb 描述的所有可见光过程及其需要的光学性能输入参数总称为 G4dyb 的光学模型。

G4dyb 中对液体闪烁体光学模型的描述相对简单：粒子在液体闪烁体中发生电离相互作用沉积能量，修正淬灭效应后按光产额计算发射光子数，依据液体闪烁体发射光谱抽样发射光子波长，传播光学光子，若光学光子被液体闪烁体吸收，则根据重发射几率决定是否重发射光子，重发射光子仍按原初发射光谱抽样，再传播新产生的光学光子，如此循环往返，直至光子被光电倍增管探测到。此光学模型中，需要三种输入参数：液体闪烁体的发射光谱、液体闪烁体的吸收曲线、液体闪烁体的量子产额。其中前两项来自于第 5.2.2 节的测量结果，发射光谱采用 LS 发射光谱。量子产额为假想曲线。

如第 5.2.2 节所述，G4dyb 中的 LS 发射光谱实际上是 bis-MSB 的发射光谱。从发光机制上讲，电离先激发 PPO 发光，然后经过吸收重发射转移为 bis-MSB 的光谱。上述光学模型没有反映出这一过程。另一方面也没有荧光量子产额的实际测量结果。下面的研究工作的动机即为了解 1 cm 尺度内的吸收重发射过程和相关荧光量子效率。

5.4 衰减长度测量研究

在第 5.2.2.2 节中介绍了以前的衰减长度曲线的测量方法，10 cm 光程的比色皿无法准确测出小于 2 cm 的衰减长度，因为光吸收太强，仪器系统噪声、系统偏差对测量的影响很大。本节对两台 UV-Vis 光谱仪（普析通用 TU-1901 和岛津 Shimadzu-UV2550）的仪器性能做了研究，理解仪器系统偏差，给出修正方法；进而提出一种测量衰减长度的可靠方法；并用此方法对液闪样品及其各组分的衰减长度做细致测量。

TU-1901 和 UV-2550 都是双光束的分光光度计，图 5.5 是 UV-2550 的光路示意图。其基本工作原理如下。光源 D_2 （氘灯）或 W_1 （钨灯）发出的光，经凹面反射镜 M_1 、 M_2 聚焦后，穿过一个光栅系统（由 S_1 、 W 、 M_3 、 G_1 组成），进入单色仪（由狭缝 S_2 、 S_3 ，反射镜 M_4 、 M_5 ，反射光栅 G_2 组成），单色光经反射镜 M_6 、 M_7 后，由旋转扇形镜（CH）调制，交替投射在凹面反射镜 M_8 、 M_9 上，分别进入样品和参比光路，聚焦于样品池和参比池中心，穿过样品池和参比池后，再分别经透镜 M_{10} 、 M_{11} 和 M_{12} 汇聚于光电倍增管的表面被探测。

测量样品前，需要做基线校正，以扣除光源强度的不稳定性、不同波长下光路中光学器件响应差别和 PMT 增益差别的影响。在测量液闪样品的吸光度时，常用的三种校基线的方式：空气（样品光路）对空气（参比光路）、空比色皿对空比色皿以及环己烷对环己烷。

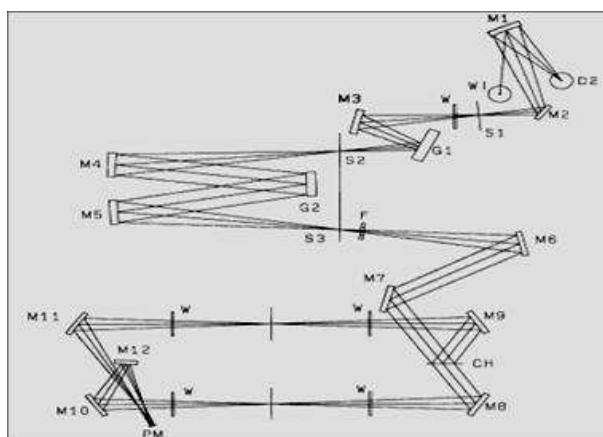
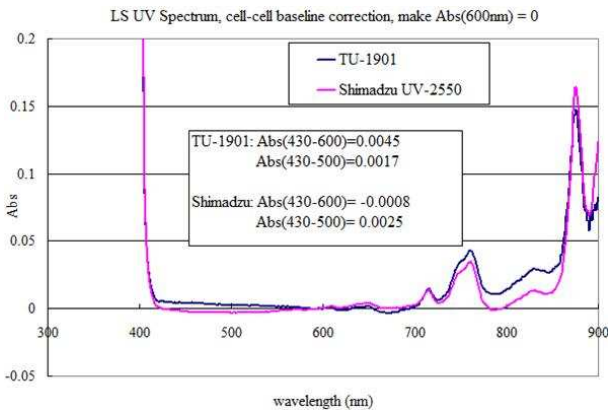


图 5.5: 双光束紫外可见分光光谱仪光路示意图

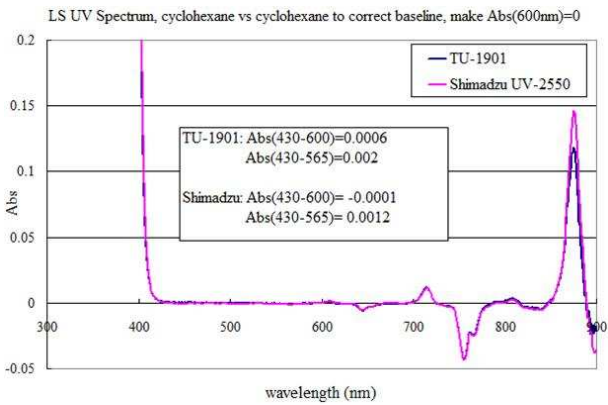
同一种液闪样品在 TU-1901 和 UV-2550 上分别测量吸光度，采用空气—空气校基线时，两台仪器得到的吸光度曲线差异明显，如图5.6(a)；采用环己烷—环己烷校基线时，吸光度曲线整体符合较好，如图5.6(b)，但放大观察，在 (430 nm, 550nm) 之间仍有些微差别，如图5.6(c)。

如前所述简要原理，双光束的 UV-Vis 内部光路主要用凹面镜反射光，样品光路和参比光路的光不是平行的。如图 5.7所示，样品室中没有比色皿时，光汇聚于样品室中心，而在 PMT 接收端是展宽的矩形光斑。放置空的石英比色皿后，由于壁厚较薄（1.2 mm），光穿过石英壁光路几乎不发生改变。若比色皿装满液体，由于折射，光的汇聚点会发生偏移，到达 PMT 表面的光斑形状和位置发生改变。由于 PMT 光阴极不同区域的量子效率存在差别，因此 PMT 接收端光斑的变化会影响光强测量。实验发现，UV-2550 和 TU-1901 光路设计不同，表现为没有比色皿时，样品室光出射端和 PMT 接收端的光斑形状不同；且而当样品光路放置装有液体的比色皿时，其对光斑形状的改变也不一样。故当采用空气—空气校基线、或是空池子—空池子校基线时，由于参比光路和样品光路的光斑特征不一致，导致 UV-2550 和 TU-1901 的结果不能完全重复。而采用环己烷—环己烷校基线时，由于环己烷和所测液体（液闪、白油）折射率相近，光斑在参比光路和样品光路的变化特性相似，相对测量可以较好地修正光路的影响，因此 UV-2550 和 TU-1901 的结果可以较好的重合。

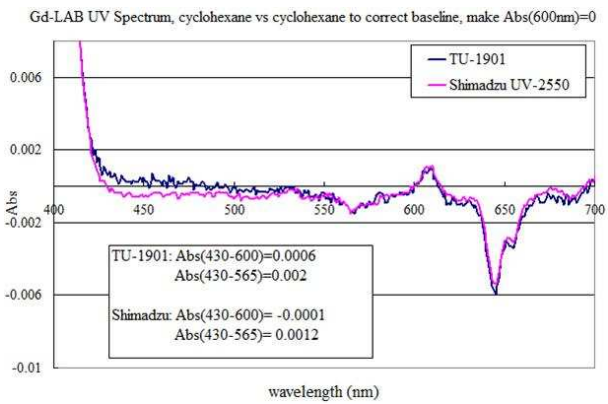
进行了一系列实验来验证样品光路变化对液体吸光度测量结果的影响，总结如下。先比较了同一个比色皿在两台光谱仪上的吸光度曲线，均采用空气—空气校基线，如



(a) 空气—空气校基线下液闪样品吸光度



(b) 环己烷—环己烷校基线下液闪样品吸光度



(c) 环己烷—环己烷校基线下液闪吸光度（局部放大图）

图 5.6: TU-1901 和 UV-2550 液闪样品吸光度测量比较。

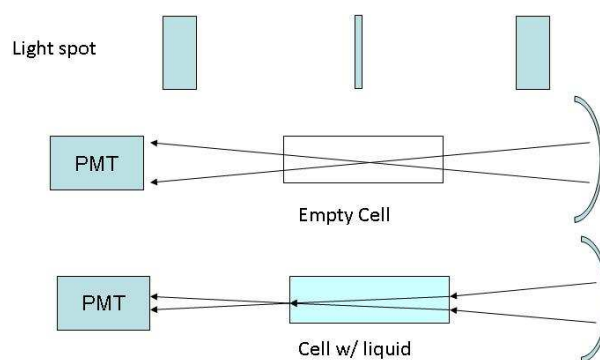


图 5.7: UV-Vis 光斑影响示意图

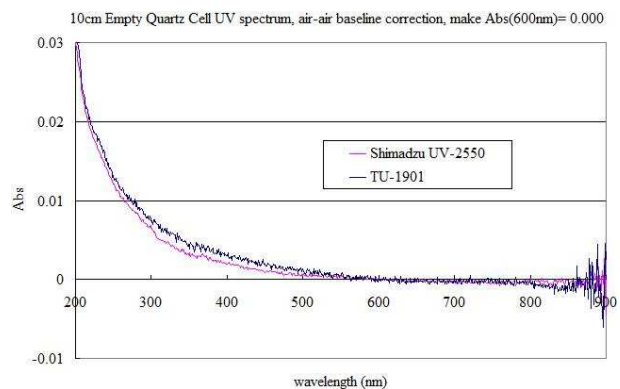


图 5.8: 10 cm 空比色皿吸光度，空气—空气校基线

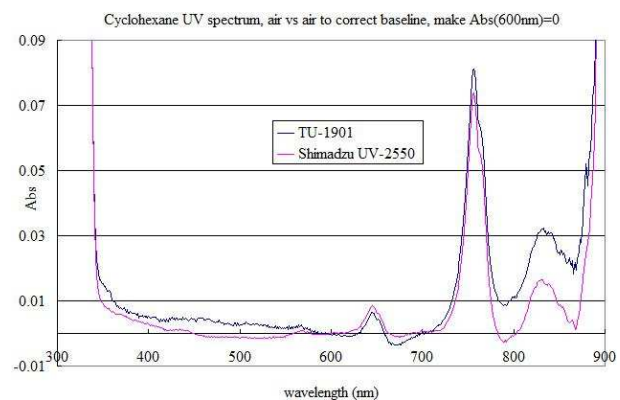


图 5.9: 10 cm 比色皿装环己烷后的吸光度，空气—空气校基线

图5.8，能看出它们的测量结果有差异；再比较同一个比色皿装环己烷后，在两台光谱仪上的吸光度曲线，同样是用空气—空气校基线，如图5.9，可以看出装液体后，两台

仪器测量结果的差别更明显。

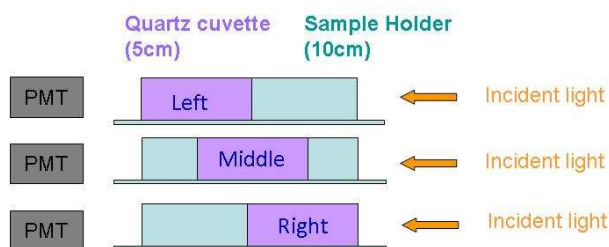


图 5.10: 装有环己烷的 5 cm 比色皿在样品池不同位置测量示意图

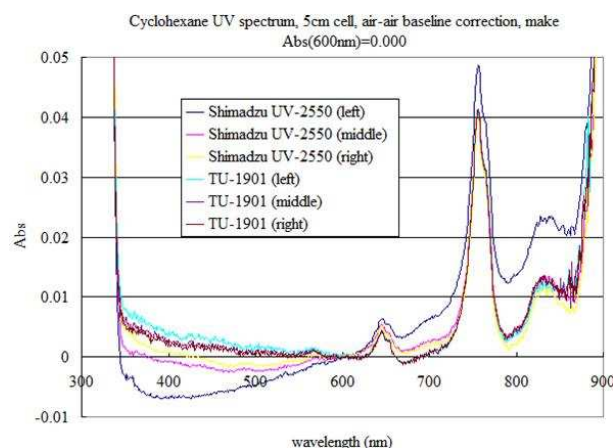


图 5.11: 装有环己烷的 5 cm 比色皿在样品池不同位置的吸光度测量结果

另一组实验，是用同一只 5 cm 光程的石英比色皿，盛装环己烷样品后，分别在两台光谱仪上，置于样品池中不同位置，测量吸光度曲线，基线校正为空气—空气校基线。实验示意图如图5.10。测量结果如图5.11，表明即使是同一台光谱仪，当盛有液体的比色皿位于不同位置时，吸光度曲线差异明显。比色皿位于同一位置下，两台谱仪之间的也有明显差异。这一组实验表明，若采用空气—空气校基线，在测量液体吸光度的时候，由于样品光路的改变，会导致吸光度测量出现 0.005~0.01 量级的系统偏差，这会影响较长衰减长度（比如 > 10 m）的测量结果。如果样品真实吸光度远大于 0.01，则光路改变的影响基本不会衰减长度测量，仍可以采用空气—空气校基线方式。

上述探测器光路改变的影响难以修正。若考虑其他各种仪器系统偏差、效应，在空

气—空气校正基线时，实测到的吸光度可以写成：

$$A_m = -\log_{10} \left(\frac{I_0 \cdot (1 - \varepsilon_{\text{reflection}}) \cdot (1 - \varepsilon_{\text{scattering}} - \varepsilon_{\text{realAbs}}) + I_{DC} + I_F}{I_0} \right) \quad (5.5)$$

其中 I_{DC} 是仪器暗电流水平，基本为常数； I_F 是吸收重发射荧光的贡献； $I_{\text{realAbs}} = I_0 \cdot \varepsilon_{\text{realAbs}}$ 是真实的样品对光的吸收强度； $\varepsilon_{\text{scattering}}$ 是由于光散射而损失掉的光强的比例； $\varepsilon_{\text{reflection}}$ 是石英—空气截面反射损失的光强的比例（忽略多次反射）。

先考虑 PMT 暗电流影响。由于 PMT 暗电流存在，即使光子被样品完全吸收，吸光度会在紫外波段会形成一个饱和平台。对于液闪样品，有一个因素也需考虑，即紫外光子的吸收重发射。紫外光子在液闪中的衰减长度很短，在入射点附近即被完全吸收，重发射闪烁光会被接收端 PMT 所探测到，如图5.12示意。估算 PMT 接收端重发射荧光的相对强度 $\frac{I_F}{I_0}$ ：

$$\frac{I_F}{I_0} = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{S_{PMT}}{4\pi D^2} \sim 3.5 \times 10^{-4} \quad (5.6)$$

谱仪暗电流水平 $\frac{I_{DC}}{I_0}$ ：

$$\frac{I_{DC}}{I_0} \sim 1.0 \times 10^{-4} \quad (5.7)$$

则对于 LAB 样品，其饱和吸光度为 $-\log_{10}(\frac{I_{DC}}{I_0}) \sim 4$ 。对于 LS 样品，其饱和吸光度应为 $-\log_{10}(\frac{I_{DC} + I_F}{I_0}) \sim 3.3$ 。这一估算，同实测结果相符合，如图5.13。图中 LAB 的紫外波段饱和吸光度为 ~ 4 ，而 LS 和 GdLS 紫外波段饱和吸光度约为 3.5。

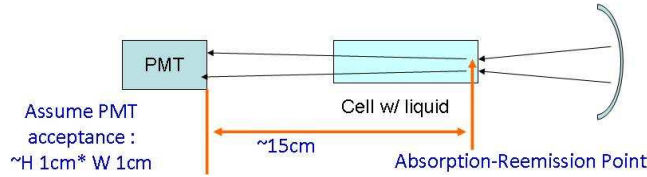


图 5.12: 荧光对吸光度测量影响示意图

对信噪比提出要求： $\frac{I_{\text{realAbs}}}{I_{DC} + I_{FC}} > 10^2$ ，则近似当 $A_m < 1.3$ 时，PMT 暗电流的影响可以忽略。

再考虑光散射的影响。当液体中分子或其他产生光散射的微粒的尺寸远小于入射光子波长时，光在液体中散射可由 Rayleigh 散射来描述，Rayleigh 散射长度写为：

$$L_{\text{Rayleigh}} = \left(\frac{1}{6\pi} \left(\frac{(n^2 - 1)^2 (n^2 + 2)^2}{3} \right)^2 \left(\frac{2\pi p}{hc} \right)^4 kT K_T \right)^{-1} \quad (5.8)$$

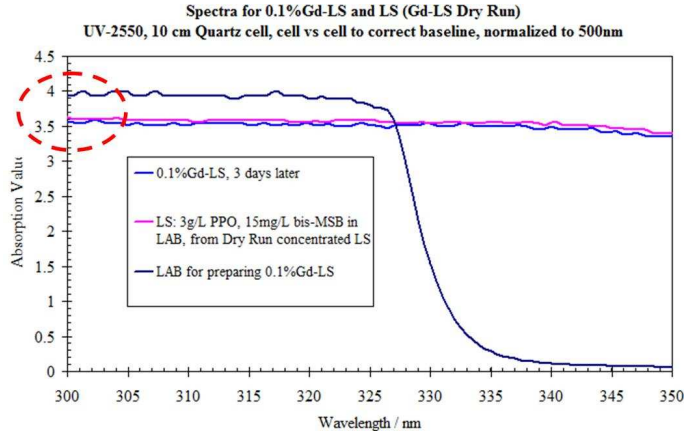


图 5.13: 荧光对吸光度测量的影响示例

图 5.14是 [95]中给出的不同物质的 Rayleigh 散射长度，取 $T = 293.15K$ ，对水取 $K_T = 4.587 \times 10^{-10} Pa^{-1}$ ；对液闪、有机玻璃、白油取 $K_T = 8.6 \times 10^{-10} Pa^{-1}$ 。可见在液闪中，紫外波段的 Rayleigh 散射长度远大于吸收长度，其对吸光度测量的影响可以忽略， $\varepsilon_{scattering} \rightarrow 0$ 。

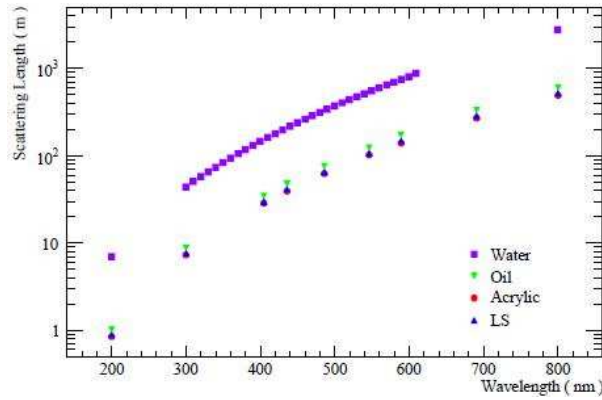


图 5.14: Rayleigh 散射长度

至此，为得到得到 $I_{realAbs}$ ，公式 5.5中剩下一项需要校正，即样品光路石英—空气表面的反射修正。由于空比色皿有四个空气—石英界面，装液体后有两个空气—石英界面，则可近似地直接从样品吸光度测量结果中减去空比色皿吸光度值的一半来修正。图5.15是此修正方法的验证，测量样品是 LAB + 3g/L PPO，图中黄线采用空气对空气校基线，蓝线采用空气对池子校基线。黄线减去两个石英面的吸光度值后，跟蓝线加

上两个石英面的吸光度值基本重合。

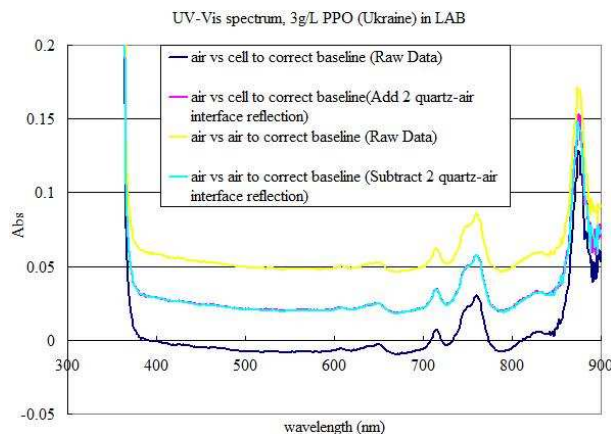


图 5.15: 石英—空气界面反射修正

上面讨论了 UV-Vis 测量中可能的效应和修正。最后从公式 5.5 出发估计测量精度。假设比色皿的光程为 d m，衰减长度测量值 λ_m 及其误差 σ_{λ_m} 计算如下：

$$\lambda_m = \frac{0.4343 \cdot d}{A_m} \quad (5.9)$$

$$\sigma_{\lambda_m} = \frac{0.4343 \cdot d \cdot \sigma_{A_m}}{A_m^2} \quad (5.10)$$

若衰减长度测量精度要求： $\frac{\sigma_{\lambda_m}}{\lambda_m} < 5\%$ ，则 $A_m > 0.04$ 。综合前面对信噪比的要求，则对不同光程的比色皿，选择 $0.04 < A_m < 1.3$ 时，测量的衰减长度较为可靠。测量的相对误差可以近似用 $\sigma_{\lambda_m} = \frac{\sigma_{A_m}}{A_m} \cdot \lambda_m$ 来估计。

综上，对 UV-Vis 的性能和测量中可能引起的系统偏差做了研究。在此基础上提出全波段衰减长度的测量方法，

对于紫外波段：

- 用空气—空气校基线，利用 10 mm/4 mm/ 2 mm 或更短光程的比色皿（4 mm/2 mm 比色皿为定制）来测量液体样品吸光度；
- 修正空气—石英界面的反射；
- 对不同光程的比色皿选择 A_m 满足 $0.04 < A_m < 1.3$ 的数据点，由公式 5.9 计算衰减长度；

- 合并不同光程的测量结果，对波长重合的数据点取平均。

对可见波段：

- 用空气—空气校基线，利用 100 mm 光程的比色皿来测量液体样品吸光度；
- 修正空气—石英界面的反射；
- 利用 1 m 管装置测量的衰减长度结果作为标定，对修正后的吸光度曲线做平移归一化。最佳平移量由对下式求极小化得到

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\lambda_i^{UV-Vis} - \lambda_i^{longTube})^2}{\sigma_{\lambda_i^{longTube}}^2} \quad (5.11)$$

其中 i 是用 1 m 管装置在不同波长下衰减长度的测量结果。

这里需要指出的是，为什么要做吸光度曲线的平移归一化。在前面对 UV-Vis 光斑变化对吸光度测量的影响的分析中，吸光度受影响的量级在 0.005~ 0.01。而对于液闪在可见光波段的衰减长度来说是 10 m 左右，对 10 cm 光程的比色皿，真实吸光度值为 0.004。此时，光谱仪自身的系统误差会造成真实的绝对吸光度值偏移。基于公式 5.5 所描述对数关系，将吸光度曲线平移做修正，是基于一个合理的假设：即假设在一次测量中不同波长的透射光强测量值的系统偏差的比例相同。

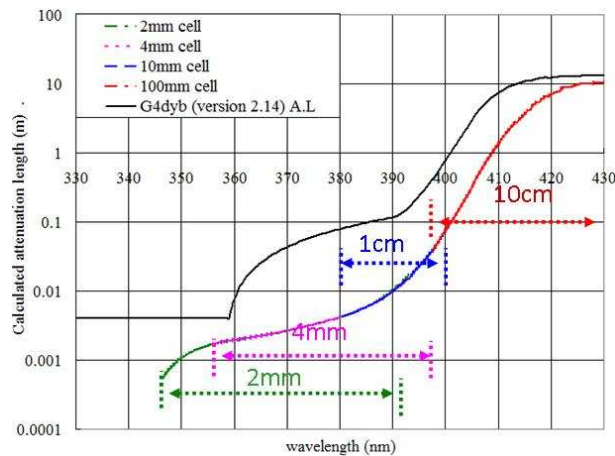


图 5.16: 液闪衰减长度测量比较

图 5.16 标注了不同比色皿光程的曲线，即为由上述方法得到 (345nm, 800nm) 范围内的衰减长度，不同光程比色皿的测量结果有重叠区域，且在重叠区域内符合很好。

G4dyb 中的液闪衰减长度曲线也画在图中，差别明显。因为在 G4dyb 中的液闪衰减长度曲线，虽然也是 100 mm 光程的比色皿测量吸光度，但是在对吸光度曲线做了空气—石英界面的反射修正后，并不是做平移归一化，而直接按公式 5.9 计算出初始的衰减长度曲线，然后将该曲线整体乘上一个比例系数，将 440 nm 处的衰减长度归一化到 1 mm 管装置在 440 nm 波长下的测量结果。这种归一化是比较粗略的，特别是紫外波段的衰减长度会有系统偏差。

2 mm 光程的比色皿已不能测出更短的衰减长度。故图 5.16 中紫外衰减长度只能给到 345 nm。然而，下面将要讨论的 Lambert-Beer 定律的应用，则能够测出更短波长的衰减长度，同时能给出液闪组成成分的相对吸收概率。

如前所述，大亚湾液闪配方为三组份：溶剂为 LAB；第一发光物质 PPO，浓度 3 g/L；波长位移剂 bis-MSB，浓度 15 mg/L。若将液闪看作理想溶液，可以用 Lambert-Beer 定律描述各组分对光的吸收。Lambert-Beer 定律的一个简单描述：若一种溶液由 N 组分组成，各组分对光的吸收互相不干扰，并无化学反应过程，则溶液在某个波长 λ 下的吸光度值 $A(\lambda)$ 可以写为：

$$A(\lambda) = \sum_i^N c_i \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot l = \sum_i^N \frac{1}{\Gamma_i(\lambda)} = \frac{1}{\Gamma(\lambda)} \quad (5.12)$$

其中 c_i 为第 i 个组分的摩尔浓度， ε_i 为第 i 个组分的摩尔吸光系数， l 为比色皿的光程， $\Gamma_i(\lambda) = \frac{1}{c_i \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot l}$ 被认为是第 i 个组分的衰减长度， $\Gamma(\lambda)$ 是总的衰减长度。进而可以得到当一个光子被液闪吸收时，该光子被第 i 个组分吸收的概率为：

$$\eta(\lambda) = \frac{c_i \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot l}{\sum_i^N c_i \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot l} \quad (5.13)$$

因此，可分别测量 LAB、LAB+PPO、LAB+bis-MSB、液闪的吸光度，抽取液闪各组分的摩尔吸光系数，得到各组分对光吸收的概率。测量方法和步骤：

- 用空气—空气校基线，利用 2 mm/4 mm/10 mm/100 mm 光程的比色皿来测量 LAB、LAB + 3g/L PPO、LAB + 15mg/L bis-MSB、液闪 (LAB + 3 g/L PPO + 15 mg/L bis-MSB) 的吸光度区曲线；
- 从 (LAB + 3 g/L PPO) 吸光度值中扣除 LAB 吸光度值，计算 PPO 的摩尔吸光系数。由于不同浓度的 PPO 将给出不同波长范围内的可靠的摩尔吸光系数值，则

可以通过测量高（低）浓度的样品来使摩尔吸光系数曲线向更较长（较短）波长扩展。这里测量了 50 mg/L 和 7 g/L 两个浓度。

- 从 (LAB + 15 mg/L bis-MSB) 吸光度值中扣除 LAB 吸光度值，计算 bis-MSB 的摩尔吸光系数。与上类似，另测量了 500 mg/L 的浓度。
- 上面得到了液闪中 LAB、PPO、bis-MSB 各自的摩尔吸光系数，根据公式 5.13 计算出在 3 g/L PPO、15 mg/L bis-MSB 浓度下，各组分的光吸收概率。

用上述方法得到各组分的 $\Gamma_i(\lambda)$ 曲线（图 5.17）和对光的吸收概率（图 5.18）。

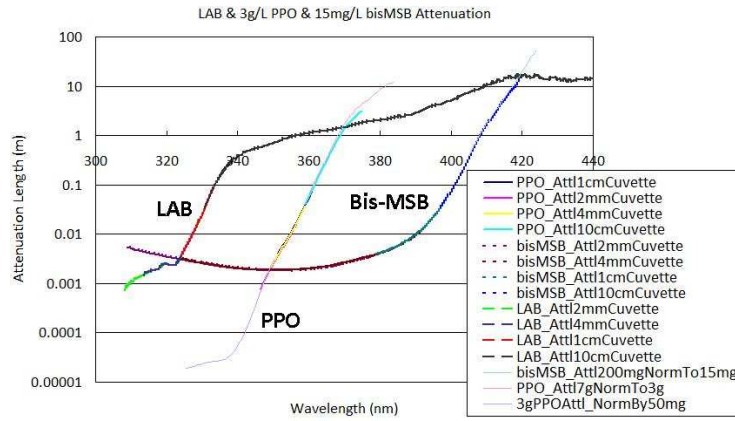


图 5.17: 液闪 (LAB + 3 g/L PPO + 15 mg/L bis-MSB) 中各组分衰减长度 $\Gamma_i(\lambda)$ 曲线。

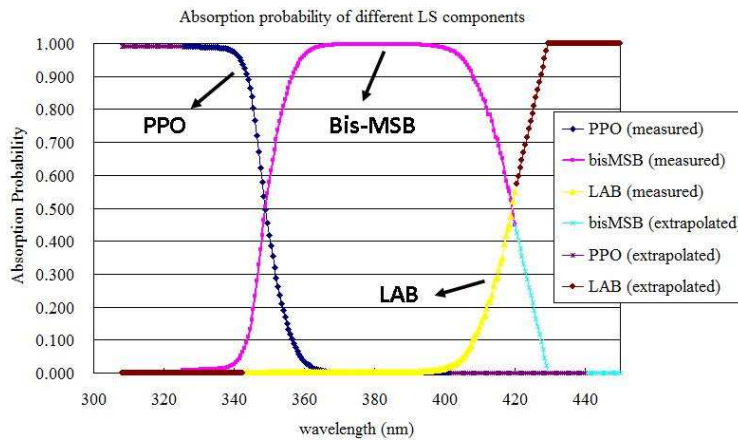


图 5.18: 液闪 (LAB + 3 g/L PPO + 15 mg/L bis-MSB) 中各组分的光吸收概率。

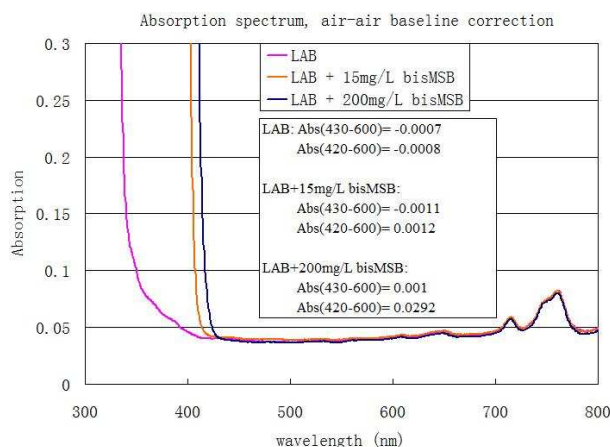


图 5.19: 不同浓度的 bis-MSB 吸光度曲线。

在图 5.18 中, bis-MSB 在 $> 420 \text{ nm}$ 的部分是根据较高浓度 bis-MSB 的吸光度曲线外推的结果, 从图 5.19 中看出, 在我们感兴趣的浓度范围内, bis-MSB 在 $> 430 \text{ nm}$ 时的吸收光可忽略, 因此外推曲线在 430 nm 之后吸收概率为 0。PPO 在 $< 330 \text{ nm}$ 的部分也是外推的。但从图 5.17 中可以看出, PPO 和 bis-MSB 的吸收可能存在竞争, 这应通过更短光程的测量得到。事实上, 可以采用下面的办法构造极短的光程: 用两块石英片 (1 mm 厚), 依靠气压可以夹一层极薄的液体, 薄层厚度估计为 $10 \mu\text{m}$ 量级。可以用环己烷代替 LAB 做溶剂, 因为环己烷在紫外波段吸收很小。

图 5.22 中左图是在夹心石英片的不同位置测到的环己烷的吸光度以及单层石英片的吸光度, 可以看出在 240 nm 以上, 环己烷几乎不吸收光; 240 nm 以下, 环己烷有吸收, 且石英片厚度不均导致环己烷吸光度曲线并不重合。图 5.22 是含 3 g/L PPO 的环己烷溶液在夹心石英片的不同位置测到的吸光度曲线, 做石英-空气界面的反射修正后, 将每条曲线的峰值 (303 nm) 归一化, 得到图 5.21。可以看出 $> 240 \text{ nm}$ 的部分的多次测量重合性很好; $< 240 \text{ nm}$ 的部分重合性较差, 这是因为每次测量液体厚度未知, 无法扣除环己烷的吸收。同时文献 [96] 中的 PPO 的摩尔吸光系数曲线按 (303 nm) 峰值归一化后也显示在图中, 二者差别很小。

类似的, 可以得到 LAB、LS(LAB + 3 g/L PPO + 15 mg/L bis-MSB) 的吸收曲线, 如图 5.22。应用 Lambert-Beer 定律, 可以计算 (190 nm , 330 nm) 范围内 LAB 对光子的吸收概率, 如图 5.23。

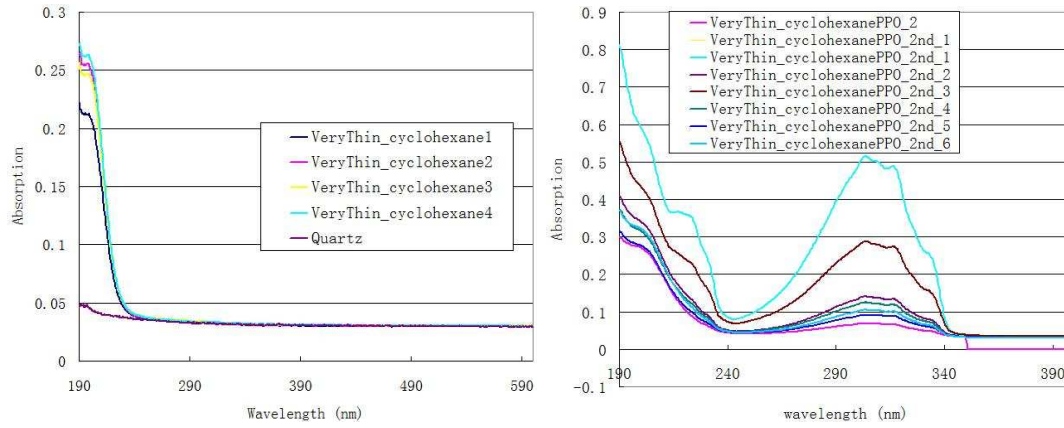


图 5.20: 薄层 cyclohexane 吸光度曲线（左图）和薄层 (cyclohexane + 3g/L PPO) 吸光度曲线（右图）。

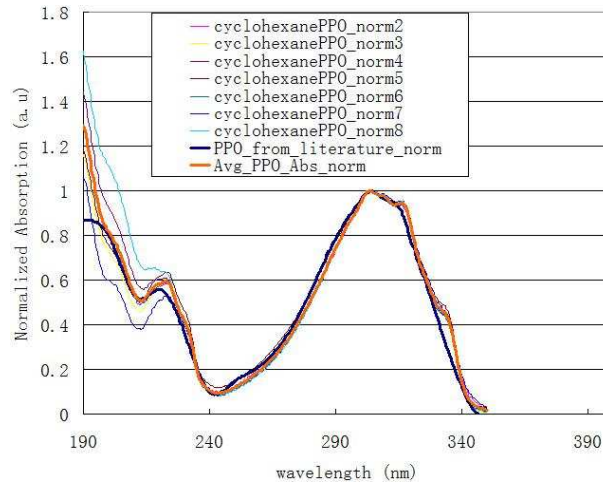


图 5.21: 归一化后的 PPO 吸光度曲线。

5.5 新光学模型研究

5.5.1 光学模型描述

根据前节衰减长度和组分吸收概率测量结果（图 5.18和图 5.23），下面分不同波长区间讨论光子在大亚湾液闪各组分（LAB、3g/L PPO、15 mg/L bis-MSB）之间的吸收重发射过程。

200 nm < λ < 310 nm。从图 5.23中，光子小于 310 nm 时，已进入 LAB 的吸收带，

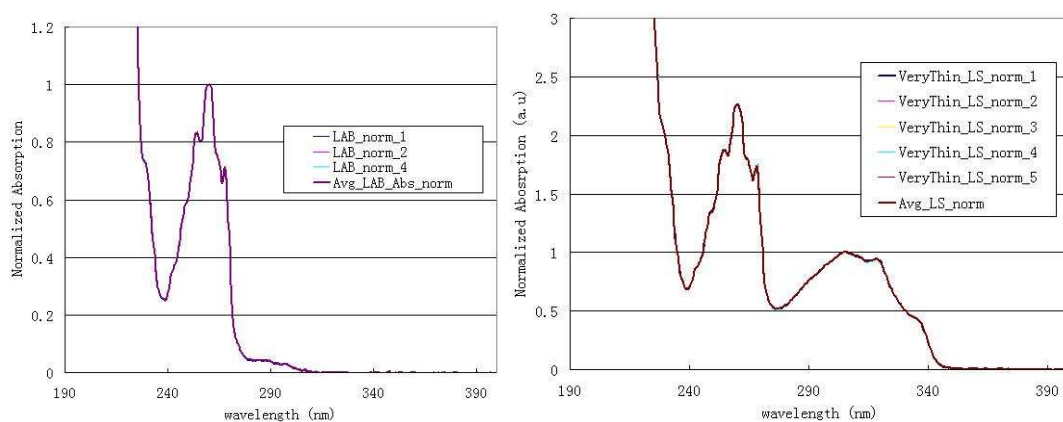


图 5.22: 归一化后的 LAB（左图）和 LS 右图）吸光度曲线。

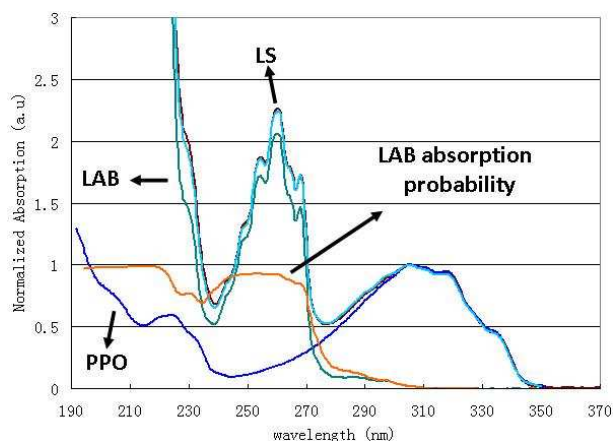
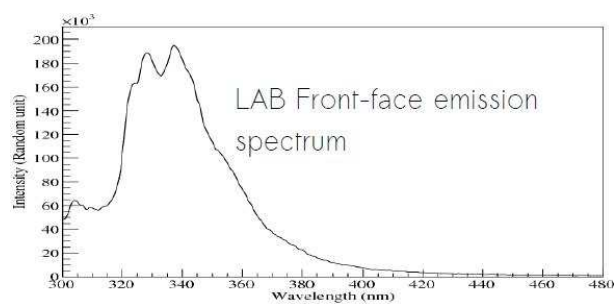
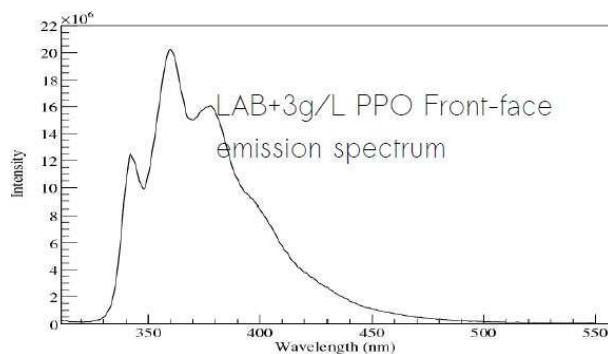


图 5.23: (190 nm, 330 nm) 范围内 LAB 光吸收概率。

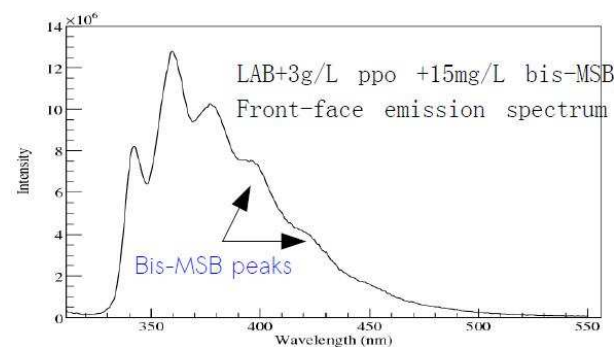
LAB 和 PPO 对光子的吸收有竞争。当光子波长短至 220 nm 以下，则光子几乎完全由 LAB 吸收。由于此区间 LAB 和 PPO 吸收带重合，LAB 吸收光子被激发后，很有可能以非辐射跃迁的方式将能量传递给 PPO，然后由 PPO 发光。为研究这一过程，做了如下实验。在一石英片表面分别涂很薄的一层 LAB 或 LAB + 3g/L PPO 或 LS 样品，液体薄层厚度估计为 $10^1 \mu\text{m}$ 量级。在 300 nm 的激发波长下测量发射光谱，如图 5.27。由图 5.23 可知在 LAB + 3g/L PPO 样品中 LAB 的吸收约占 5%。比较 (a) 和 (b)，加入 PPO 后，LAB 发射谱完全不可见，说明受激发的 LAB 分子通过非辐射方式将能量传递给 PPO。非辐射传递的效率未知，需要测量。比较 (b) 和 (c)，PPO 到 bis-MSB 的能量传递为辐射传递，即 bis-MSB 吸收 PPO 发出的光子被激发，然后退激发出荧光。



(a)



(b)



(c)

图 5.24: 薄层液闪样品的发射光谱。

310 nm < λ < 340 nm 。光子完全由 PPO 吸收，按 PPO 的量子产额和发射光谱重发射光子。

340 nm < λ < 360 nm 。PPO 和 bis-MSB 对光子的吸收有竞争。按概率被 PPO 或 bis-MSB 吸收后，以各自的量子产额和发射光谱重发射光子。

360 nm < λ < 400 nm 。光子完全由 bis-MSB 吸收，按 bis-MSB 的量子产额和发射

光谱重发射光子。

$400\text{ nm} < \lambda < 430\text{ nm}$ 。bis-MSB 对光子的吸收和 LAB 跟光子的相互作用（吸收或散射）有竞争。若光子被 bis-MSB 吸收，按 bis-MSB 的量子产额和发射光谱重发射光子。LAB 跟光子的相互作用是吸收还是散射无法从衰减长度测量中得到，衰减长度的测量已包括了吸收和散射。在论文 [79] 中，模拟研究了 Rayleigh 散射对探测器光电子产额的影响很小，光学模型中近似可以用测得的衰减长度曲线作为吸收曲线。需注意的是，光子的散射虽不会影响总光电子产额，但会改变 PMT 的电荷分布，而第三章介绍的重建算法的光学模型中尚没有考虑光的散射。因此我们仍需继续寻找将吸收和散射分开的实验方法，为探测器模拟和重建的光学模型提供输入参数。

$\lambda > 430\text{ nm}$ 。光子波长远离 bis-MSB 吸收带，bis-MSB 不再吸收光子。光子的衰减完全由 LAB 引起。

上面所描述的光子同液闪相互作用过程即为本节所提出的新光学模型。其优点是将液体闪烁体中光子的产生、传播、吸收重发射过程描述的更为清晰准确。新光学模型有一个非常有意义的应用：根据测得的 PPO 和 bis-MSB 的摩尔吸光系数曲线，由 Lambert-Beer 定律可以推算出按不同 PPO、bis-MSB 浓度配比的液体闪烁体的衰减长度和各组分对光子的吸收概率，由此可以模拟不同浓度的 PPO、bis-MSB 对光产额的影响，做浓度优化。在大亚湾实验液体闪烁体预研阶段，PPO 和 bis-MSB 的浓度优化是通过研究不同浓度对液体闪烁体的光产额影响来确定，如图 5.2(a) 和图 5.2(b)，测量中液体闪烁体样品盛装在 $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ 的石英圆柱容器里。不同的探测器尺寸，光的吸收不一样，到达 PMT 的光的谱形也不一样。比起小样品实验，借助新光学模型，可以通过探测器模拟在真实探测器尺度下给出更为合理的浓度优化，使光电子数最大化。

除了准确的衰减长度，新光学模型还依赖如下光学性质参数的测量：

- PPO、bis-MSB 的荧光量子产额。
- PPO、bis-MSB 的本征发光衰减时间。
- $200\text{ nm} \sim 310\text{ nm}$ 波段 LAB 到 PPO 非辐射跃迁的效率。

5.5.2 新光学模型的光学参数测量

5.5.2.1 荧光量子产额

我们最近的工作 [74] 研究了在一台 Fluorolog-Tau-3 荧光光谱仪上测量 PPO、bis-MSB 的荧光量子产额。

荧光物质的量子产额常采用相对方法测量。利用荧光光谱仪测量未知量子产额的样品的荧光强度，同参比标准样品（已知量子产额）的荧光强度测量结果相比较，则待测样品的量子产额可由下式计算 [97]：

$$\Phi_x = \Phi_s \frac{B_s(\lambda_{ex})}{B_x(\lambda_{ex})} \frac{D_x}{D_s} \frac{n_x^2}{n_s^2}. \quad (5.14)$$

其中下标 s 、 x 分别表示标准样品和待测样品， λ_{ex} 是激发波长， Φ 是量子产额， D 是荧光发射强度， $(n_x/n_s)^2$ 是对折射效应的修正， $B(\lambda_{ex})$ 是样品对激发波长的吸收比例。

PPO 和 bis-MSB 荧光量子效率是在荧光光谱仪 Fluorolog-Tau-3 上测量。光谱仪采用氙灯为光源，光束经过光栅单色仪后，成为单色激发光照射到样品表面。同时入射单色光的强度由一个参考探测器实时检测，以修正光源的不稳定性。为减小样品的自吸收效应，实验使用 2 mm 光程的石英比色皿，并采用前向模式。样品重发射荧光经过光栅后由低噪声的 PMT 探测。

为检验方法和仪器的可靠性，配置了两种标准样品，分别测量互相校验。一种标准样品是浓度为 0.1 N 的硫酸奎宁溶液。硫酸奎宁是使用最为广泛的荧光测量标准样品之一，文献 [98] 给出其荧光量子效率为 0.54。当激发波长在 200 nm ~ 390 nm 范围内时，量子效率被认为不变 [97]。硫酸奎宁的吸收光谱同发射光谱重合很少，因此自吸收效应可忽略。另一种标准样品是浓度为 0.1 N 的哈尔碱（Harmane）硫酸溶液，文献 [99] 给出在 330 nm ~ 360 nm 之间，其荧光量子产额为 0.83。

为得到准确的荧光积分强度，需要做一些修正。光谱仪自带参考探测器修正入射到样品表面的单色光的不稳定性；用 PMT 量子效率曲线修正 PMT 对不同波长光子的响应；还需修正折射率不同引起的光强密度的差别。图 5.25 是修正后的两种标准样品在不同激发波长下荧光积分强度，纵坐标为相对光强，对光吸收做了归一。在各自测量波长范围内，标准样品的荧光积分强度涨落小于 5%。图 5.25 中硫酸奎宁和哈尔碱的

平均荧光积分强度分别为 2.51×10^{10} 和 3.87×10^{10} 。其比值为 1.54，与文献给出的结果 $0.83/0.54 = 1.53$ 相吻合，验证了实验方法和仪器的可靠性。

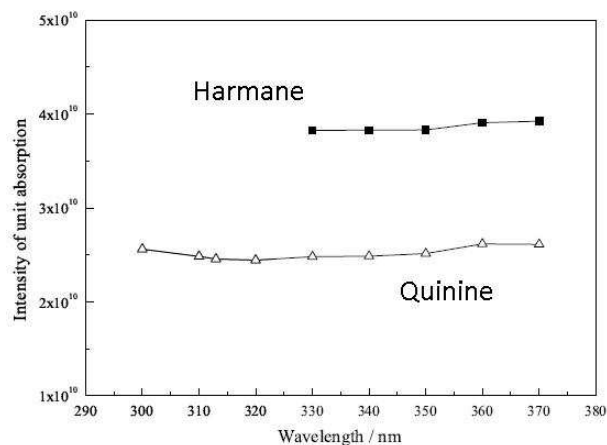


图 5.25: 硫酸奎宁和哈尔碱（Harmane）单位吸收下的荧光积分强度。

测量中采用 2 mm 光程的比色皿，不同激发波长在样品中的衰减长度不同，会引起发光中心的微小偏移。实验中发现，由于荧光光谱仪的特殊光路设计，该微小偏移会对测量结果有较大影响。一个可能的解决办法是，测量不同浓度的标准样品作为刻度，给出荧光积分强度相对于光吸收的修正曲线。

初步的刻度表明，标准样品光吸收 < 0.5 时，荧光积分强度同光吸收的线性关系较好。在 [74] 中，测量了 cyclohexane（环己烷）+ 125 mg/L PPO 和 LAB + 15 mg/L bis-MSB 样品的荧光量子产额，初步测量结果如图 5.26。在给定浓度下，(300 nm, 340 nm) 内 PPO 的平均量子产额为 0.77，(360 nm, 380 nm) 内 bis-MSB 的平均量子产额约为 0.96。大亚湾液闪中 PPO 浓度为 3 g/L，远高于上述测量浓度，其量子产额测量需进一步仔细研究。

需要指出的是，新光学模型中，PPO 在 (340 nm, 360 nm) 之间、bis-MSB 在 (400 nm, 430 nm) 之间的量子产额是比较重要的，也是较难测量的。因为这两个波段各自远离 PPO 和 bis-MSB 的吸收带，样品对光的吸收很弱，荧光发射强度也很弱。一个可能的方案是采用较高浓度 PPO 或 bis-MSB 样品提高光吸收，测量量子产额随不同浓度的依赖关系，然后外推得到目标浓度下的量子产额。然而，发光物质浓度较高时需考虑浓度淬灭效应，该实验方案需要仔细研究。

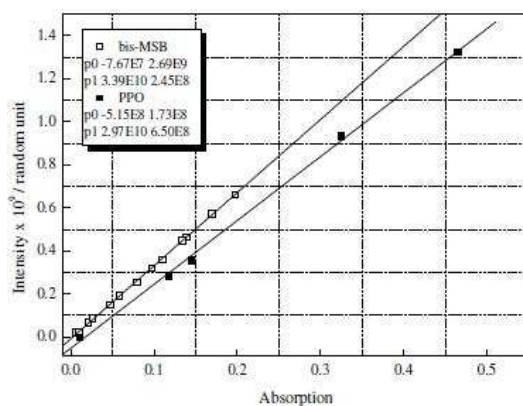


图 5.26: PPO 和 bis-MSB 荧光积分强度随光吸收的关系。PPO 样品测量的激发波长范围为 (300 nm, 340 nm)，bis-MSB 样品测量的激发波长范围为 (360 nm, 380 nm)。

5.5.3 发光衰减时间

根据液闪的发光机制，PPO 和 bis-MSB 有各自的本征发光衰减时间常数，表征受激分子在第一激发态上的寿命。新光学模型分开考虑液闪各组分的贡献，很自然地也需要上述参数输入。

PPO 的本征寿命被广泛地研究。在 [100] 中，按两种不同理论模型计算 PPO 在 cyclohexane 中量子产额，分别给出 1.44 ns 和 1.8 ns。Borexino 实验在 [94] 中给出 1.6 ns，其液闪溶剂为 PC，用光程很短的比色皿在荧光光谱仪上测量。在 [101] 中，分别研究了 PXE 和 LAB 为溶剂、PPO 为发光物质的液闪的荧光衰减时间，用 ⁵⁴Mn (864 keV γ) 放射源采用单光电子法测量。实验采用的是 10 ml 圆柱容器，两端为石英窗，侧壁为黑色 PTFE（聚四氟乙烯），估计其容器尺度为 2.5 cm。其测得的发光衰减时间（快成分）被描述为两部分之和：一是 PPO 的本征发光时间；二是在受激溶剂分子将能量共振传给 PPO 分子之前，溶剂分子之间碰撞的平均时间，跟浓度成反比。对不同 PPO 浓度下 (1g/L, 2g/L, 6g/L, 10g/L) 的测得的发光衰减时间（快成分）做拟合，对 LAB 和 PXE 溶剂，分别给出 PPO 的本征发光时间为 1.19 ns 和 1.85 ns，这一差别被解释为溶剂的影响。根据其拟合曲线，可计算 LAB + 3g/L PPO 的发光衰减时间快成份为 3.8 ns。

bis-MSB 的本征寿命，在 [102] 中给出约为 1.4 ns，其液闪溶剂为 PC，用光程很短

的比色皿在荧光光谱仪上测量。

最近我们用测量了 LAB + 3g/L PPO 的发光衰减时间 [103]。仍用经典的单光电子法，但用两种不同的激发源，一种是利用 ^{60}Co 放射源激发液闪发光，一种利用快激光光源 (280 nm, 70 ps) 激发液闪发光。样品用标准 1 cm 石英比色皿盛装。280 nm 的光子 80% 直接由 PPO 吸收，其余由 LAB 吸收然后共振传递给 PPO，因此采用激光光源将直接给出 PPO 的本征发光时间。实验结果如图 5.27，图中 TDC 每道 50 ps。用快激光源测得的时间谱中主峰右侧有一个小峰，是由于激光的驱动脉冲有一个时间偏移引起。放射源法给出 3.85 ns，与 [101] 中计算值相符。激光源法给出 1.7 ns，与 [100, 94] 相符，而与 [101] 差别较大。

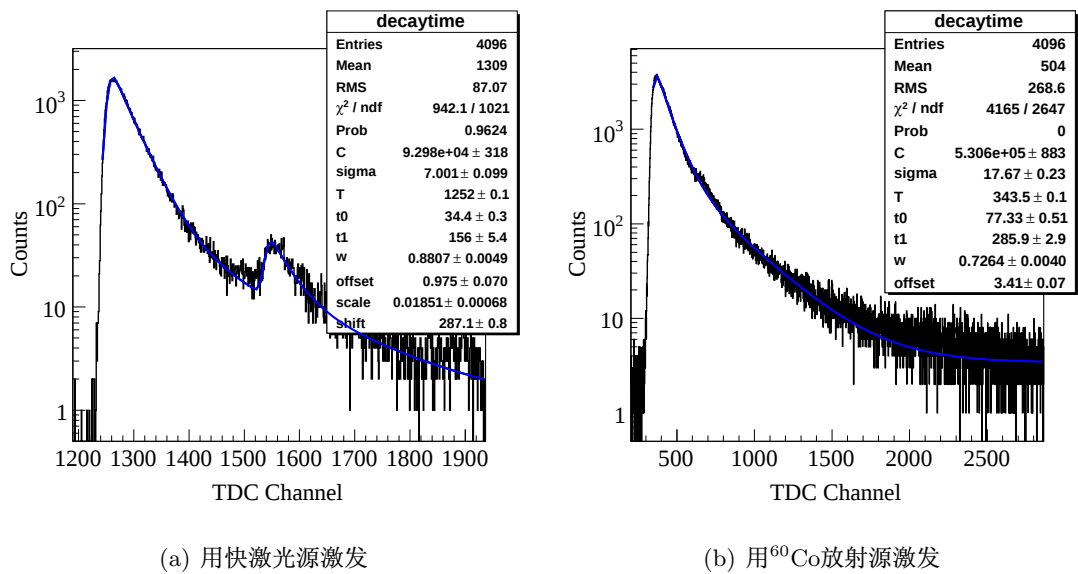


图 5.27: LAB + 3g/L PPO 发光衰减时间拟合结果。

回到第 5.2.2.3 节中介绍的大亚湾液闪发光衰减时间常数的测量，理解其实验结果。该实验用直径 5 cm、高 5 cm 的圆柱型透紫玻璃杯盛放液体闪烁体样品。根据新光学模型， γ 在液闪中产生的 Compton 电子首先激发液闪中的 LAB 分子，LAB 通过共振将能量传递给 PPO 分子发光。根据图 5.17，PPO 荧光中 400 nm 以上的部分（约占发射光谱的 17%）会穿过石英容器直接到达 PMT，特征时间 3.85 ns；400 nm 以下的部分会被 bis-MSB 吸收，重发射的 bis-MSB 的荧光到达 PMT 的特征时间 $(3.85 + 1.4)$ ns。由此可估计该液闪样品的衰减时间快成分约 5 ns，与实测值基本符合。

综上所述，液闪的发光衰减时间的测量结果受激发源（电离激发、光激发）和样品尺寸的影响。还需进一步实验和模拟研究以确定新光学模型的输入参数。

5.6 本章小节

通过一系列细致的研究，我们详细地理解了光在液闪中的传播过程，在 G4dyb 原有的较粗糙的光学模型基础上提出了新的光学模型。比起 G4dyb 中将液闪看作一个整体的旧光学模型，新光学模型完整的描述了光子在液闪各组分之间的吸收、重发射过程。该模型潜在的重要应用是，对于大型液闪探测器，能够在真实探测器尺度下通过探测器模拟做液闪组分浓度优化。新光学模型对光学参数输入提出新的要求，如 PPO，bis-MSB 的荧光量子产额、本征发光衰减时间等，这些参数的测量在实验研究阶段，并有了初步结果。通过这些实验也可以检验新模型，将进一步仔细研究。

第六章 总结与展望

6.1 论文总结

本论文的工作内容包括三个部分：

第一部分是大亚湾中心探测器反射板的研制以及中心探测器的低本底控制。先介绍了中心探测器反射板的研制过程，包括反射板的物理设计和工程设计；反射膜和有机玻璃材料研究；原型板和正式反射板的研制；制作过程的清洁标准和清洁步骤；质量控制和验收；以及阶段性成果。低本底控制的工作包括中心探测器放射性指标和清洁标准，以及液闪存储罐的清洁度控制。

第二部分是介绍中心探测器事例顶点重建算法及软件开发。该算法基于 PMT 电荷分布信息，采用极大似然拟合方法重建事例的顶点和能量。先利用中心探测器的 Monte Carlo 数据做了算法性能研究，在利用中心探测器模型的实验数据检验了算法。最后介绍了在 NuWa 框架中下的重建软件开发。

第三部分是介绍液闪新光学模型的研究。在 G4dyb 原有较粗略的光学模型基础上，研究了液体闪烁体紫外波段衰减长度的准确测量方法，结合液闪各组分子产额的初步测量结果，详细理解了光在液闪各组分之间的吸收、重发射过程。并由此提出探测器模拟的新光学模型。

6.2 展望

大亚湾探测器已经开始正式安装，已安装的两块反射板没有发现质量缺陷。相信经过严格质量控制的反射板都能在探测器正式运行阶段发挥预期的作用。反射板的验收指

标中，并没有包括整体反射率均匀性的检测。因为考虑到将来反射板是浸在油中，光学界面和受力状态都与在空气中时有较大差别。最终的反射板有效反射率大小和均匀性需要通过在线测量和刻度来确定。在线测量结果和模拟对比，可更细致的理解反射板的作用。这是下一步研究的重点。若能充分理解反射板在中心探测器中的作用，对将来大型液闪探测器研制有重要借鉴意义。高透明度的液闪和高量子效率的 PMT，是研制万吨级的探测器的关键。如果高透明度的液闪成为现实，利用反射将有可能进一步提高探测器性能。

重建算法的改进，主要在于改进计算期待电荷的光学模型，如考虑能量沉寂的空间弥散，考虑用双指数成分来描述光在中心探测器三层液体中的有效衰减等。

液闪的新光学模型的完善，还需要对液闪各组分的量子产额和发光衰减时间做细致测量。量子产额有希望通过浓度外推的办法测得。发光衰减时间可利用快激光光源测得，另外还可考虑不同入射粒子的影响。利用完善的光学模型，可对探测器做更为准确的模拟。

参考文献

- [1] PLOTS OF CROSS SECTIONS AND RELATED QUANTITIES, Particle Data Group, 2008
- [2] The LEP Collaborations and the LEP Electroweak Working Group, as reported by J. Drees at the *XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy*, Rome, Italy (July 2001)
- [3] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. 109 : 1015-1017, 1958
- [4] A. Aguilar *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001)
- [5] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [The MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 231801 (2007)
- [6] The physics of Majorana neutrinos and $0\nu\beta\beta$ are discussed in S. Bilenky and S. Petcov, Rev. Mod. Phys. 59, 671 (1987) [Erratum – ibid. 61, 169 (1987)]; B. Kayser, F. Gibrat-Debu, and F. Perrier, The Physics of Massive Neutrinos (World Scientific, Singapore, 1989); B. Kayser, Physica Scripta T121, 156 (2005).
- [7] NEUTRINO MASS, MIXING, AND FLAVOR CHANGE, Particle Data Group, 2008
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962)
- [9] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 53, 1717 (1967) [Sov. Phys. JETP 26, 984 (1968)]
- [10] M. C. Gonzalez-Garcia et al., arXiv:1001.4524v3 [hep-ph]

- [11] SOLAR NEUTRINOS REVIEW, Particle Data Group, 2008
- [12] B. T. Cleveland et al. *Astrophys. J.*, 496:505 – 526, 1998
- [13] W. Hampel *et al.* [GALLEX Collaboration], *Phys. Lett. B* **447**, 127 (1999).
- [14] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], *Phys. Rev. C* **60**, 055801 (1999)
- [15] K. S. Hirata et al. *Phys. Rev.*, D44:2241 – 2260, 1991.
- [16] Y. Fukuda et al. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1683 – 1686, 1996.
- [17] Q. R. Ahmad et al. *Phys. Rev. Lett.*, 87:071301, 2001.
- [18] Q. R. Ahmad et al. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011301, 2002.
- [19] Q. R. Ahmad et al. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011302, 2002.
- [20] S. N. Ahmed et al. *Phys. Rev. Lett.*, 92:181301, 2004.
- [21] B. Aharmim et al. *Phys. Rev.*, C72:055502, 2005.
- [22] *Phys. Rev. Lett.* 90:021802, 2003.
- [23] KamLAND Collaboration (S. Abe et al.), *Phys. Rev. Lett.* **100** : 221803, 2008
- [24] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998)
- [25] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **101**, 131802 (2008)
- [26] Trung Le, for T2K Collaboration, arXiv:0910.4211 [hep-ex]
- [27] Olga Mena et al., *Phys. Rev. D* **73** : 073007, 2006.
- [28] OPERA Collaboration, arXiv:1003.1907 [hep-ex]
- [29] L. Zhan, Y. Wang, J. Cao and L. Wen, *Phys. Rev. D* **78** : 111103, 2008.
- [30] F. Reines and C. L. Cowan. *Phys. Rev.*, 92:830 – 831, 1953.

- [31] F. Reines, C. L. Cowan, F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse. Phys. Rev., 117:159 – 173, 1960.
- [32] F. Boehm et al., Phys. Lett. B, **97**(1980) 310
- [33] H.Kwon et al., Phys. Rev. D, **24** (1981) 1097
- [34] P. Vogel, Phys. Rev. C, **19** (1979) 2259
- [35] J.F. Cavaignac et al., Phys. Lett. B **148** (1984) 387
- [36] Y. Declais et al., Nucl. Phys., B434:503 – 534, 1995.
- [37] G. Zacek et al., Phys. Lett. B, **164** (1985) 193
- [38] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Eur. Phys. J. C **27**, 331 (2003)
- [39] F. Boehm et al. Phys. Rev., D64:112001, 2001.
- [40] KamLAND Collaboration, Nature 436, 499-503 (28 July 2005)
- [41] F. Ardellier *et al.* [Double Chooz Collaboration], arXiv:hep-ex/0606025.
- [42] Daya Bay Collaboration, arXiv:hep-ex/0701029
- [43] RENO Collaboration, arXiv:1003.1391 [hep-ex]
- [44] L. Zhan et al., Phys. Rev. D 79 : 073007, 2009.
- [45] V. Barger, P. Huber, D. Marfatia and W. Winter, arXiv:hep-ph/0703029.
- [46] <http://www.3m.com/product/information/Vikuiti-Enhanced-Specular-Reflector.html>; <http://www.anomet.com>
- [47] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [48] 占亮, 2009年中国科学院研究生院博士论文, “大亚湾中心探测器模拟与物理灵敏度研究”
- [49] Z.M. Wang *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A, **602** (2009) 489

- [50] 王志民, 2009年中国科学院研究生院博士论文, “中微子探测器模型的研究”
- [51] Jianglai Liu, Liangjian Wen, Daya Bay Technical Note, **DocDB2373**(2008).
- [52] Lee Greenler, Daya Bay Technical Note, **DocDB1829**(2008).
- [53] Joesph Hor, Daya Bay Technical Note, **DocDB1661**(2007).
- [54] Jimmy Ngai, Daya Bay Technical Note, **DocDB1619**(2007).
- [55] Kam-Biu Luk, Daya Bay Technical Note, **DocDB2576**(2008).
- [56] Ming-chung Chu, Daya Bay Technical Note, **DocDB962**(2007).
- [57] TaiHsiang Ho, private communication
- [58] Taihsiang Ho, Daya Bay Technical Note, **DocDB1616**(2007).
- [59] Jun Cao, Daya Bay Technical Note, **DocDB1494** (2008)
- [60] Xiaobo Li, Liangjian Wen, Jun Cao, Daya Bay Technical Note, **DocDB1408** (2007)
- [61] <http://ie.lbl.gov/toi/>; <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [62] Liangjian Wen *et al.*, Daya Bay Technical Note, **DocDB1323** (2007)
- [63] Xiaobo Li *et al.*, Daya Bay Technical Note, **DocDB4158**, **DocDB3341** (2009)
- [64] Liangjian Wen, Yifang Wang, Daya Bay Technical Note, **DocDB3815** 2009
- [65] Wunsyong He *et al.*, Daya Bay Technical Note, **DocDB4290** 2009; Bryce Littlejohn, Daya Bay Technical Note, **DocDB4283** 2009; Tom Wise, Daya Bay Technical Note, **DocDB3889** 2009
- [66] F. James, MINUIT Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506
- [67] Weili Zhong, Daya Bay Technical Note, **DocDB429**(2006); W.L. Zhong, et al., High Energy Phys. Nucl. Phys. 31 (2007) 481.
- [68] Jun Cao, Daya Bay Technical Note, **DocDB87**(2006).

- [69] Liangjian Wen, Daya Bay Technical Note, **DocDB3870**(2009).
- [70] Ion Stancu, BooNE Technical Note 50
- [71] E. H. Bellamy *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A **339**, 468 (1994).
- [72] Miao He, Internal group report
- [73] Nathaniel J. Tagg, Daya Bay Technical Note, **DocDB1675**(2007).
- [74] Hualin Xiao *et al.*, Study of absorption and re-emission processes in a ternary liquid scintillation system, High Energy Phys. Nucl. Phys. (In Press)
- [75] Molecular Fluorescence: Principles and Applications, Bernard Valeur, 2001 Wiley-VCH Verlag GmbH
- [76] 丁雅韵, 2008年中国科学院研究生院博士论文, “大亚湾反应堆中微子实验掺钆液体闪烁体的研制” .
- [77] H. Kallmann, Scintillation counters, in S. A. Korff, ed., Electron and Nuclear Counters, Van Nostrand, New York (1955).
- [78] J.C. Liu *et al.*, High Energy Phys. Nucl. Phys. **31** (2007) 76.
- [79] 钟伟丽, 2008年中国科学院研究生院博士论文, “大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究” .
- [80] Wei-Li Zhong *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 587 (2008) 300-303.
- [81] Xiaobo Li, Daya Bay Technical Note, **DocDB2986**(2008)
- [82] L. M. Bollinger and G. E. Thomas, Rev. Sci. Instr. 32, 1044 (1961).
- [83] J. B. Birks, "The theory and practice of scintillation counting", p.187, Pergamon Press, Oxford (1964).
- [84] R.L.Craun and D.L.Smith. Nucl. Inst. and Meth., 80:239 - 244, 1970.
- [85] Weili Zhong, Daya Bay Technical Note, **DocDB1999**(2008)

- [86] GEANT Reference Manual vers. 3.21 (1993)
- [87] <http://general.krl.caltech.edu/KamLAND/montecarlo/KLG4sim/>;
Lauren Hsu, "KLG4sim: A Full Monte Carlo Simulation for KamLAND", MAND Workshop, 2005
- [88] <http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/>
- [89] D, Motta and S. Schönert, Nucl. Instr. & Meth. A **539**, 217 (2005).
- [90] G. Alimonti *et al.* [Borexino Collaboration], Astropart. Phys. **16**, 205 (2002)
- [91] <http://borex.lngs.infn.it/offline/geant4/>
- [92] G. Ranucci et al., Nucl. Instr. and Meth. A 350 (1994) 338.
- [93] Igor Machulin, "GEANT4 simulation of BOREXINO Solar Neutrino Detector", GEANT4 workshop, 2004
- [94] G. Alimonti *et al.*, [Borexino Collaboration], Nucl.Instr.and Meth.A 440 (2000) 360.
- [95] Weili Zhong, Daya Bay Technical Note, **DocDB786**(2007).
- [96] <http://omlc.orgi.edu/spectra/PhotochemCAD/html/PP0.html>
- [97] J. N. Demas et al. J. Chem. Phys., 1971, 75(8): 991-1023
- [98] W.H. Melhuish. J. Phys. Chem., 1961, 65: 229
- [99] A.Pardo et al. Journal of Luminescence, 1992, 51: 269-274
- [100] I. B. Berlman, Handbook of fluorescence spectra of aromatic molecules (Academic press, New York and London, 1971).
- [101] T. Marrod' an Undagoitia et al., Rev. Sci. Instr. 80, 043301 (2009)
- [102] F. Masetti, F. Elisei, U. Mazzucato, J. Lumin. 68 (1996) 15.
- [103] Internal communication with Xiaobo Li and Hualin Xiao. The work will be published.

发表文章目录

1. Liangjian Wen, Jun Cao, Kam-Biu Luk, Yuqian Ma, Yifang Wang, Changgen Yang, “Measuring cosmogenic ^9Li background in a reactor neutrino experiment”, Nucl. Inst. Meth. A **564** (2006) 471-474
2. L. Zhan, Y. Wang, J. Cao, and L. Wen, “Determination of the Neutrino Mass Hierarchy at an Intermediate Baseline”, Phys. Rev. D **78**, 111103 (2008), arXiv:0807.3203 [hep-ex].
3. L. Zhan, Y. Wang, J. Cao and L. Wen, “Experimental Requirements to Determine the Neutrino Mass Hierarchy Using Reactor Neutrinos”, Phys. Rev. D **79**, 073007 (2009), arXiv:0901.2976 [hep-ex].

致谢

在论文即将完成之际，谨在此向多年来给予我关心和帮助的老师、同学、朋友和家人表示衷心的感谢！

本论文是在我的导师曹俊研究员的悉心指导下完成的。衷心地感谢曹老师在学业上对我的悉心指导和在生活上对我的关心和帮助。能够来到高能所，进入大亚湾中微子组在曹老师的指导下学习工作，是我莫大的幸运。早在本科毕业设计时期，曹老师就引领我进行探测器模拟和实验分析方法研究。在过去的五年里，曹老师教会我很多思考和分析问题的方式及方法，对我的工作给予了极大的鼓励和支持。曹老师敏锐的物理直觉、深厚的理论功底、严谨认真的工作态度一直深深影响着我，使我受益匪浅。在此，谨向曹老师表达我最衷心的感谢！

衷心感谢王贻芳研究员对我科研工作的指导、关心和鼓励。王老师深厚的物理知识和丰富的实验经验，他的建议总能一语中的，让人耳目一新。我有幸能从本科毕业设计时期就一直参加王老师的学生讨论会，聆听王老师的教诲，与王老师的每次讨论都有很多收获。在科研工作的重要阶段，王老师都给予了关键的指导意见。

特别感谢大亚湾实验组的老师和同事对我工作的大力支持。感谢王萌老师对我软件工作的指导和帮助。感谢衡月昆老师对我硬件工作上的指导和支持。感谢唐晓老师对反射板硬件工作的支持，我们配合默契，顺利完成了反射板的研制。感谢周莉老师、杨艺老师、孙汉生老师，我们一起努力完成了液闪存储桶制作项目，这是我难忘的经历。感谢王岚老师、金艳老师、马晓妍、王灵淑在清洁和机械方面的有益讨论。感谢王瑞光老师在反射板硬件工作上的帮助。

感谢陈明君、关梦云、田新春、钟玮丽、刘金昌、何苗、丁雅韵、占亮、王志民、路浩奇、肖华林、马列华、季筱璐、李小波、王玲玉、蒋文奇、徐吉磊、安丰鹏、张一

致谢

纯、陈晓苏、于泽源等同学和同事们对我的帮助和支持。特别感谢丁雅韵和王亮在众多样品吸光度测量和兼容性实验中提供的帮助。感谢刘金昌在反射板研制的最初阶段给予的很多帮助。感谢肖华林、李小波、钟玮丽在液闪性质测量方面的帮助和讨论启发。

感谢大亚湾国际合作组的众多同事，刘江来、David Jaffe、Dan Dwyer、王为、Kam-Biu Luk、Bryce Littlejohn、TaiHsiang Ho等等对我论文相关工作的有益讨论和帮助。特别感谢香港中文大学朱明中老师、Jackie Wong帮助购买了反射膜。

最后，我要深深地感谢我深爱的父母和亲人们，他们的巨大精神支持是我工作和生活中不可或缺的动力。