

密级 _____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

作者姓名: 章飞虹

指导教师: 王贻芳 研究员 中国科学院高能物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2014 年 4 月

**The measurement of neutrino rate and spectra
in Daya Bay antineutrino experiment**

By

ZHANG Feihong

A Dissertation Submitted to
Graduate University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Philosophy

Institute of High Energy Physics
April, 2014

© 2013
ZHANG Feihong
All Rights Reserved

研究生学位论文声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下独立进行研究工作所取得的成果，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签名：_____日期：_____

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解中国科学院高能物理研究所“关于中国科学院高能物理所研究生论文及研究成果使用权的规定”（2001）高发研生字第315号文件，即：高能物理研究所拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按规定提交学位论文，高能物理研究所可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，高能物理研究所可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供科研人员阅读，或在所内网站供科研人员浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》，向国家图书馆等相关部门报送可以公开的学位论文。

签名：_____日期：_____

摘要

中微子是当今物理学热门研究方向之一，它是突破粒子物理标准模型并发现新物理的关键。在粒子物理标准模型所描述的基本费米子中，对中微子的认识是最晚也是最少的。近半个世纪，随着对中微子质量认识的深入，中微子实验取得重大突破，观测到了超出标准模型的中微子振荡现象。中微子的振荡规律可以用6个参数来表示，即两个质量平方差 Δm_{21}^2 和 Δm_{32}^2 ，三个混合角 θ_{12} ， θ_{23} 和 θ_{13} ，以及一个CP相位角 δ_{CP} 。2012年以前未知的参数有 θ_{13} 、 δ_{CP} 和 Δm_{32}^2 的符号，其中 θ_{13} 的大小更决定了中微子振荡中CP破坏的程度，其精确测量意义重大，为未来中微子实验与理论的发展指明方向。

大亚湾反应堆中微子实验以精确测量中微子振荡混合角 θ_{13} 为目标，其设计物理目标为90%的置信度下，测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 到0.01的精度甚至更好。为实现这一目标，大亚湾实验采用8个全同反中微子探测器，置于山体覆盖下降低宇宙线带来的本底，并通过远近点相对测量抵消反应堆和探测器的关联误差。

大亚湾反应堆中微子实验于2011年12月24日正式开始物理取数。2012年3月8日，积累了55天的物理数据后，公开发表了第一批物理分析结果： $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(stat.) \pm 0.005(syst.)$ ，以超过5倍标准偏差确定 $\sin^2 2\theta_{13}$ 不为0。这是世界上首次发现这种新的中微子振荡模式。此后，大亚湾实验又分别公布了数据量增加后的物理分析结果和中微子能谱分析结果，测量得到了世界上最精确的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 值。

本论文研究工作围绕大亚湾反应堆中微子实验的物理分析而展开。探测器的刻度是物理分析的基础，大亚湾实验探测器刻度包括与时间信息相关的PMT时间偏移刻度，及与能量信息相关的PMT增益刻度和能量响应刻度。本文基于作者工作，将介绍PMT时间刻度及能量响应非线性研究方面的相关工作。

大亚湾实验以掺钆液闪为靶，通过反 β 衰变来探测中微子。中微子会在探测器中先后留下快慢信号，通过快慢信号能量和时间的符合就可以甄别出中微子事例。本文将介绍大亚湾实验采用的中微子甄别条件，相应的中微子甄别结果及甄别效率。并着重介绍偶然符合事例、快中子本底与 ${}^8He/{}^9Li$ 本底这三种主要本底的事例数与能谱估计。

本文共计分析了217天的大亚湾实验数据，远、近实验点分别探测到41453、299171个中微子候选事例，在仔细分析本底和效率后，结合能谱得到了至今为止最为精确的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 值： 0.092 ± 0.008 。

关键词：中微子振荡，大亚湾反应堆中微子实验，中微子甄别，本底

ABSTRACT

Neutrino physics is one of the hottest topics in modern physics. It is the key to the new physics beyond the standard model in particle physics. Among all fermions described in the standard model, neutrino is not only the last one discovered, but also the least one we know. In the recent half century, with the development of neutrino physics, neutrino experiments have found great breakthrough. The phenomenon called neutrino oscillation was discovered, which is beyond the standard model. Neutrino oscillation can be described by 6 parameters, including two mass-squared differences Δm_{21}^2 and Δm_{32}^2 , three mixing angles θ_{12} , θ_{23} and θ_{13} , and one CP phase angle δ_{CP} . Before 2012, the unknown parameters were θ_{13} , δ_{CP} and the sign of Δm_{32}^2 . Especially θ_{13} determines the CP violation in neutrino oscillation. The precise measurement of θ_{13} has significant meaning in future neutrino physics.

Daya Bay reactor neutrino experiment is designed to precisely measure $\sin^2\theta_{13}$ to 0.01 or better at 90% C.L.. For this goal, eight identical antineutrino detectors are used. They are deployed underground at two near sites and one far site to reduce the cosmic ray background and cancel the correlated uncertainties through near/far relative measurement.

Daya Bay reactor neutrino experiment started to take physics data on December 24, 2011. After 55 days data taking, on March 8, 2012, the first physics analysis result was published. $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.005(\text{syst.})$. The neutrino mixing angle θ_{13} is nonzero with a significance of 5.2 standard deviations. This is the world's first discover of the new neutrino oscillation. During the recent two years, Daya Bay experiment published the improved analysis results and the neutrino spectra analysis results, and kept giving the most precise measurement of $\sin^2 2\theta_{13}$ in the world.

This thesis is based on the author's work in the physics analysis of Daya Bay neutrino experiment. The calibration of the detectors is the foundation of the physics analysis. This thesis introduces the study of timing calibration and the non-linearity response of the liquid scintillator to the electron energy.

In Daya Bay experiment, neutrinos are detected via inverted β decay in the Gd-

doped liquid scintillator, which forms a pair of correlated signals. By selecting these signals through criteria of energy and time, neutrino events can be detected. The thesis describes the neutrino selection criteria of Daya Bay experiment, and the study of background and selection efficiency. The major backgrounds including accidental background, fast neutron background and ${}^8He/{}^9Li$ background are discussed in details.

In this thesis, 217 days physics data of Daya Bay experiment are analyzed. In total 41453 neutrino candidates are detected at the far site and 299171 neutrino at the near site. The combined rate and spectral analysis yields $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.008$, which is the most precise estimation to date.

Key words: neutrino oscillation, Daya Bay reactor neutrino experiment, neutrino selection, background

目录

1 中微子物理概述	1
1.1 中微子物理	1
1.1.1 中微子物理简史	1
1.1.2 标准模型中的中微子	3
1.1.3 超出标准模型的中微子	6
1.1.4 中微子物理需要解决的问题	6
1.2 中微子振荡理论	8
1.3 中微子实验盘点	12
1.3.1 中微子的发现实验	12
1.3.2 太阳中微子实验	13
1.3.3 大气中微子实验	14
1.3.4 加速器中微子实验	15
1.3.5 反应堆中微子实验	15
1.4 论文立意及结构	17
2 大亚湾反应堆中微子实验简介	19
2.1 大亚湾实验的物理目标与意义	19
2.2 实验总体规划与探测器设计	20
2.2.1 反中微子探测器	22
2.3 探测器中的物理事例	28
2.3.1 反中微子事例	28

2.3.2 宇宙线 muon 及其子事例	28
2.3.3 天然放射性	29
2.4 实验进展与最新结果	30
3 反中微子探测器的刻度与重建	33
3.1 Flasher现象	33
3.2 时间刻度	35
3.2.1 时间偏移刻度	36
3.2.2 时间行走刻度	39
3.3 能量重建	40
3.3.1 增益刻度	41
3.3.2 能标刻度	42
3.3.3 能量非线性响应研究	45
3.3.4 液闪对电子能量非线性响应的独立测量	50
4 IBD 与本底的事例率分析	59
4.1 中微子事例甄别	59
4.2 中微子探测效率	60
4.2.1 Muon veto 效率	63
4.2.2 Multiplicity cut 效率	64
4.3 本底的事例率分析	66
4.3.1 偶然符合本底	67
4.3.2 快中子本底	71
4.3.3 ${}^9Li/{}^8He$ 本底	73
4.3.4 Am-C 刻度源本底	76
4.3.5 (α, n) 本底	79
4.4 中微子事例率与本底分析结果总结	80
5 IBD 与本底的谱分析	83
5.1 偶然符合本底的能谱	83
5.2 快中子本底的能谱	87

5.3	$^9Li/^{8}He$ 本底的能谱	88
5.4	Am-C 和 Alpha-N 本底的能谱	89
5.5	IBD 的正电子能谱	91
6	大亚湾实验的最新结果与展望	93
6.1	大亚湾实验的最新结果	93
6.1.1	事例率分析	93
6.1.2	谱分析	94
6.2	展望	95
	发表文章目录	101
	致谢	103

插图目录

1.1 标准模型中的粒子有六种是夸克（图中用紫色表示），有六种是轻子（图中用绿色表示）。左边的三列中，每一列构成物质的一代。再右边一列是规范玻色子，最右边粒子是希格斯玻色子。	4
1.2 中微子与物质的四种常见相互作用过程举例。	5
1.3 中微子在1-100 GeV 范围内的带电流反应截面。	5
1.4 2012年中微子振荡参数全局拟合示意图。蓝色实线和红色虚线分别对应正常质量等级和反常质量等级。	10
1.5 莱茵斯与考恩宣布发现中微子的电报	13
1.6 依据太阳标准模型得到的太阳中微子理论能谱	13
1.7 历史上的反应堆中微子实验	16
1.8 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。	17
2.1 反应堆中微子存活几率随基线变化	22
2.2 大亚湾实验的反应堆和实验厅布局。实验厅之间以隧道连接。	24
2.3 中心探测器示意图。探测器为三层同心圆柱结构。最里层为掺钆的液体闪烁体，中间层为普通液体闪烁体，最外层为矿物油，光电倍增管放置在矿物油中。各层之间用高透光度的有机玻璃罐隔开。探测器上盖有三个刻度和溢流装置。	24

2.4 大亚湾实验厅内布局。左图为侧剖图：AD 外有两层水池，水池上方覆盖 RPC 模块。右图为远点俯视设计图：水池采用八角形结构。	26
2.5 远点水池现场照片。	27
2.6 大亚湾电子学系统示意图	27
2.7 ^{238}U 、 ^{235}U 和 ^{232}Th 的衰变链	29
2.8 ^{40}K 的衰变道	29
2.9 大亚湾实验中微子探测器中的全能谱，可以清晰的看到天然放射性中典型的 γ 峰。	30
3.1 大亚湾实验观测到的 Flasher 事例在探测器内的电荷分布图	34
3.2 大亚湾实验所用的 Flasher 鉴别量 Ellipse。	34
3.3 AD1 和 AD2 的能谱比较。左图未使用 flasher cut，右图使用了 flasher cut	35
3.4 LBNL实验室拍照得到大亚湾PMT Flasher 的图象	35
3.5 LED run 中的原始 TDC 分布举例。	37
3.6 修正过飞行时间的 TDC 分布。	38
3.7 时间偏移参数拟合举例。	38
3.8 时间偏移刻度参数表举例。	39
3.9 扣除 t_0 和 t_i^{tof} 之后的 TDC 与 ADC 二维分布；横轴为 ADC 值，纵轴为 TDC 值。	40
3.10 时间行走拟合举例	40
3.11 刻度后的 TDC 分布。	41
3.12 大亚湾光电倍增管增益刻度结果的统计图与稳定性	42
3.13 PMT 击中时刻与触发时刻的时间间隔分布	42
3.14 ^{60}Co 能谱的拟合，拟合函数为 CrystallBall + Gaussian。	44
3.15 探测器能标随时间的变化（2011 年12月24日至2012年7月28日）。	45
3.16 比较各个 AD 之间的区别	45
3.17 大亚湾液闪中的三种发光时间成分，左图为高能所实验室测量结果，右图为大亚湾实验 AD 的数据	47
3.18 γ 产生的电子能谱	48
3.19 非线性曲线最佳拟合结果。	50

3.20 非线性修正后的刻度能量与理论预测能量的比较。	50
3.21 液闪对电子能量非线性响应的独立测量实验设计。有七个探测器同时摆 在液闪周围选择康普顿光子的散射角度。	52
3.22 FADC 记录的 PMT 波形。	53
3.23 符合事例对之间时间差的分布。	53
3.24 30度数据分析举例。(a)符合事例对能量二维分布。(b)由 off-window 方法挑选出的偶然符合事例能量分布。(c)1.275 MeV 入射 γ 峰位拟 合。(d)0.511 MeV 入射 γ 峰位拟合。	54
3.25 ((a)FADC 非线性测量实验设计框图。(b)FADC 非线性测量结果, 图中 画出了 $\pm 1\%$ 范围带。	55
3.26 液闪电子能量非线性独立测量结果。	56
4.1 未做能量符合的 IBD 快慢信号能量分布。虚线为能量符合 cut。	61
4.2 IBD 候选事例快慢信号能谱。以 AD1 为例, 红线为 MC 模拟能谱。	61
4.3 IBD 候选事例的快慢信号时间间隔与距离分布。红线为 MC 模拟结果。	62
4.4 各个 AD 的 Muon veto 效率随时间变化情况。	63
4.5 中子俘获时间的分布, MC 模拟及不同挑选方式、不同来源的中子都得 到了一致结果。	65
4.6 Multiplicity cut 效率随时间的变化	66
4.7 AD 的触发事例率随时间的变化。	66
4.8 做孤立 cut 挑选出来的类慢信号事例率	68
4.9 偶然符合本底事例率随时间的变化	69
4.10 通过 off-window 方法确定 AD1 (左图) 和 AD4 (右图) 的偶然符合本 底。	70
4.11 使用快慢信号之间的距离验证偶然符合本底的计算	71
4.12 用外推法估算快中子数目。左图为平均值外推, 右图为线性拟合外推	72
4.13 远厅水池标记的快中子能谱与 MC 模拟的比较	73
4.14 ${}^9Li/{}^8He$ 距离上一个 muon 的时间关系拟合举例。	76
4.15 ${}^9Li/{}^8He$ 本底数量的估计结果	77
4.16 探测器顶部来自于刻度源的高能 γ	77

4.17 慢信号候选事例的 Z 方向不均匀性	78
4.18 移除 Am-C 刻度源前后对比。	79
4.19 IBD 事例率随时间的变化情况。	80
5.1 四种off-window选择事例能谱的比较	84
5.2 Off-window 2和4所选事例随窗口平移时间的变化关系。左图和中图分别 为 off-window 2 在近点和远点的结果；右图是 off-window 4 近点结果， 远点与之相似。	85
5.3 Off-window 2和4所选事例能量均值随时间变化。	85
5.4 三种方法得到的偶然符合事例快信号能谱比较。	86
5.5 IBD 候选事例快慢信号距离分布与 MC IBD 和偶然符合本底的比较。	87
5.6 IBD 候选事例距离 cut 扫描与 single 谱的比较	87
5.7 由 RPC 和外水池标记的快中子能谱。	88
5.8 MC 模拟得到的快中子能谱。	89
5.9 ${}^9Li/{}^8He$ 能谱。	90
5.10 MC 模拟得到的 Am-C 本底谱。	90
5.11 MC 模拟得到的 Alpha-N 本底谱。左图为大亚湾近点探测器内的本底 谱，右图为远点探测器内的本底谱，差别是 AD 上附着了不同量的 ${}^{210}Po$ 造成的。	91
5.12 左图为减本底前后的 IBD 能谱与本底谱。右图为本底在 IBD 能谱中所占 比重。	92
6.1 利用远近点事例率拟合 θ_{13}	94
6.2 $\sin^2 2\theta_{13}$ 与 $ \Delta m_{ee}^2 $ 的最佳拟合值	95

表格目录

1.1	2012年中微子混合参数全局拟合结果与误差	9
1.2	不同反应堆中微子实验的比较。	18
2.1	DayaBay、RENO和Double CHOOZ三个实验的布局比较	23
3.1	^{60}Co 的衰变	43
3.2	液闪对电子能量的非线性响应。FADC、PMT 的非线性误差和拟合误差 都是1%，未再单独列出，但总误差中已包含。	57
4.1	效率与系统误差总结表	62
4.2	muon 产生的同位素及其衰变模式。	74
4.3	大亚湾合作组最新发表的文章中，IBD甄别结果和本底事例率计算结 果，本底的单位是 day^{-1} 。	81

第一 章 中微子物理概述

本章简要介绍中微子物理的发展历程、基本概念及中微子振荡理论，回顾历史上著名的中微子振荡实验，最后介绍本课题的意义和本论文的结构。

1.1 中微子物理

1.1.1 中微子物理简史

中微子的发现与认识经历了曲折而漫长的过程。中微子的概念首先是由沃夫冈·泡利（Wolfgang Pauli）于1930年提出的 [1]。

在19世纪末20世纪初，量子物理学处在发展、成熟阶段。而在量子物理中，能量的吸收和发射是不连续的。原子的光谱是不连续的分立谱，原子核中放出的 α 射线和 γ 射线能谱也是分立谱，这些都遵循着量子物理的规律。

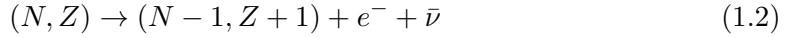
1914年，查德威克（J. Chadwick）等在 β 衰变中，发现电子组成的 β 射线的能谱却是连续的，当时认为 β 衰变只有两种末态粒子：衰变子核和电子。其衰变过程可如下表示：

$$(N, Z) \rightarrow (N - 1, Z + 1) + e^- \quad (1.1)$$

其中 N 代表原子中的中子数目，Z 代表质子数。物理学基本假设能量守恒定律要求衰变前后的能量应为相同的确定值，探测到的连续谱似乎与之矛盾。为了解决这一问题，泡利提出了一个假说，认为在 β 衰变过程中，除了电子之外，同时还有一种质量很轻、电中性、自旋为二分之一的新粒子放射出去，带走了另一部分能量，因此出现了能量亏损。这种粒子与物质的相互作用极弱，以致仪器很难探测得到。未知粒子、电子和反冲核的能量总和是一个确定值，能量守恒仍然成立，只是这种未知粒子与电子之间能量分

博士论文:大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

配比例可以变化而已。这样正确的 β 衰变过程就应如下表示:



最初泡利将这种粒子命名为“中子(neutron)”，并且他以为这种粒子原来就存在于原子核中。

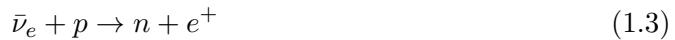
1932年，查德威克在原子核中找到一种电中性粒子，误以为找到了泡利提出的“中子”，便称之为中子，并沿用至今。

1933年，意大利物理学家费米(E. Fermi)指出，泡利所预言的粒子应是另一种粒子，在 β 衰变过程中产生，于是将这种神秘粒子改称为“中微子(neutrino)”，并提出了 β 衰变理论。

尽管中微子的存在在理论上是非常确定的，泡利的中微子假说和费米的 β 衰变理论也逐渐被人们接受，但终究还蒙上了一层迷雾：中微子与普通物质的相互作用很弱，很难被探测到，谁也没有见到中微子。就连泡利本人也曾说过：“我做了件很糟糕的事。我预言了一种无法测到的粒子。”

1930年以来，科学家们设计了各种各样的实验来寻找中微子，但1950年以前的实验都是以测量 β 衰变中被中微子带走的能量和动量为目的，一般都以测量反冲核和电子为主。1941年，中国物理学家王淦昌(Kan Chang Wang)写了一篇题为《关于探测中微子的一个建议》的文章，发表在次年美国的《物理评论》杂志上。同年6月美国物理学家发表了根据王淦昌所提方案做的实验结果，证实了中微子的存在。但是这些间接测量的结果并不能算是直接测量到了中微子。

1956年，两位美国物理学家莱因斯(F. Reines)和考恩(C. Cowan)利用反 β 衰变(式 1.3)最终直接测量到了来自反应堆的中微子[2]。1995年莱因斯因此获得了诺贝尔奖。



从此，拉开了认识中微子的序幕。

1957年，意大利物理学家庞蒂科夫(B. Pontecorvo)提出了中微子“振荡”理论。他认为，如果存在不同种类的中微子，它们有可能在不同种类之间变来变去。

1958年，戈德哈伯(M. Goldhaber)等三人在美国布鲁克海文国家实验室证明中微子是左旋的。

1962年，美国的莱德曼（L. Lederman），舒瓦茨（M. Schwartz），斯坦伯格（J. Steinberger）发现第二种中微子，即缪中微子（ ν_μ ），并获1988年诺贝尔奖。

1968年，戴维斯（R. Davis）及其同事在 Homestake 实验中使用放射化学手段探测太阳中微子，并发现“太阳中微子失踪之谜”，获得了2002年诺贝尔奖。

1985年，日本神冈实验和美国 IMB 实验发现，高能宇宙线在大气层散裂产生的中微子中，缪中微子与电子中微子的比例和预期不符，这被称为“大气中微子反常”。

1987年，日本神冈实验和美国 IMB 实验观测到来自超新星 1987A 的中微子，开启了中微子天文学。神冈实验的领导者小柴昌俊因此获2002年诺贝尔奖。

1989年，欧洲核子研究中心 CERN 的 LEP 实验证明自然界存在且只存在三种中微子（电子中微子 ν_e ，缪中微子 ν_μ ，陶中微子 ν_τ ）。

1995年，美国 LSND 实验发现迹象可能存在第四种中微子，惰性中微子。

1998年，在经过分析500多天的数据后，日本的超级神冈实验（Super-Kamiokande）宣布发现中微子振荡，这意味着中微子存在质量。几年后这一结果被广泛接受，他们的文章也成为粒子物理实验中引用次数最多的文章。

2000年，美国费米实验室 DONUT 实验发现第三种中微子，陶中微子（ ν_τ ）。

2001年，加拿大 SNO 实验宣布观测到太阳中微子的中性流、带电流和弹性散射，给出了中微子振荡是太阳中微子消失的原因的有力证据。

2002年，日本 KamLAND 实验用反应堆证实太阳中微子振荡。

2003年，日本 K2K 实验用加速器证实大气中微子振荡。

2006年，美国 MINOS 实验进一步用加速器证实大气中微子振荡。

2007年，美国费米实验室 MiniBooNE 实验否定了 LSND 实验的结果。

2012年3月，经过8年的准备，中国大亚湾反应堆中微子实验首次公布测量结果： $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.005(\text{syst.})$ ，以超过5倍标准偏差确定 $\sin^2 2\theta_{13}$ 不为0 [3]。

1.1.2 标准模型中的中微子

粒子物理学的标准模型（Standard Model）是一套描述组成物质的基本粒子及它们之间基本相互作用的理论。根据标准模型（图 1.1），构成物质世界的最基本的粒子是三代费米子，包括夸克和轻子两类。它们之间的相互作用包括强相互作用、弱相互作用

博士论文:大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

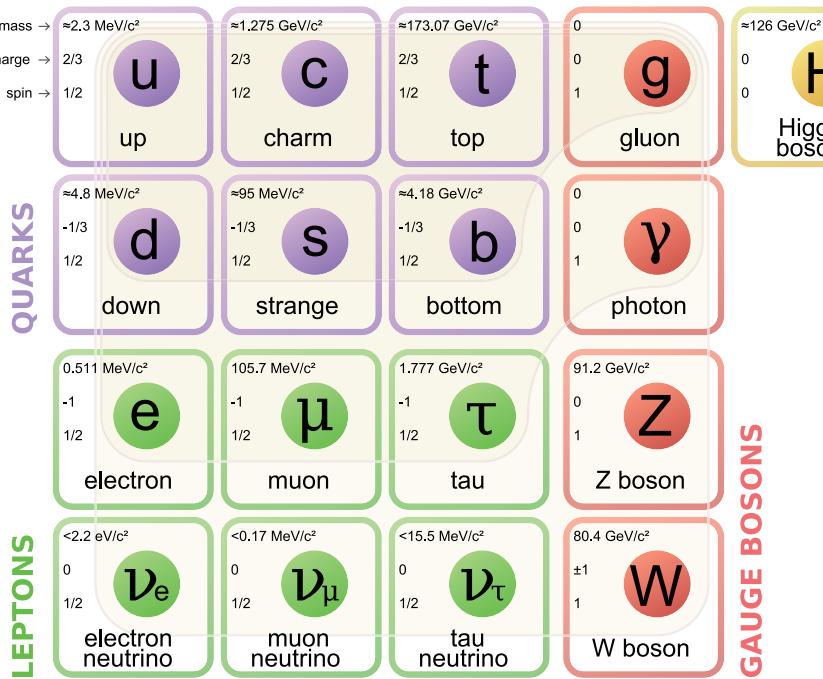


图 1.1: 标准模型中的粒子有六种是夸克（图中用紫色表示），有六种是轻子（图中用绿色表示）。左边的三列中，每一列构成物质的一代。再右边一列是规范玻色子，最右边粒子是希格斯玻色子。

和电磁相互作用。标准模型是目前粒子物理学最成功的一套理论，它预言的物理现象不断被实验验证，且十分准确。但是，标准模型还不是一套万有理论，因为引力相互作用尚未包含在模型中。

在标准模型中，中微子是自旋为 $1/2$ 的狄拉克（Dirac）粒子，电中性，静止质量为0，只参与弱相互作用，以光速运动。中微子可以通过和其它的基本粒子交换 W^\pm 和 Z^0 而发生弱相互作用，交换 W^\pm 的被称为带电流（CC）相互作用，交换 Z^0 的被称为中性流（NC）相互作用。1989年 LEP [4] 和 SLD [5] 通过测量 Z^0 衰变的不可见产物分支比宽度得到质量小于 $M_Z/2$ (M_Z 为 Z 轻子质量) 的参与弱相互作用中微子个数 $N_\nu=2.984$ ，与标准模型的三代中微子数吻合。

实验中观测中微子，通常利用四种相互作用过程：弹性散射（elastic scattering）、准弹性散射（quasi-elastic scattering）、 π^0 产生（single pion production）和深度非弹性散射（DIS）。图 1.2 是这几种相互作用过程的例子。弹性散射可以是中性流过程，

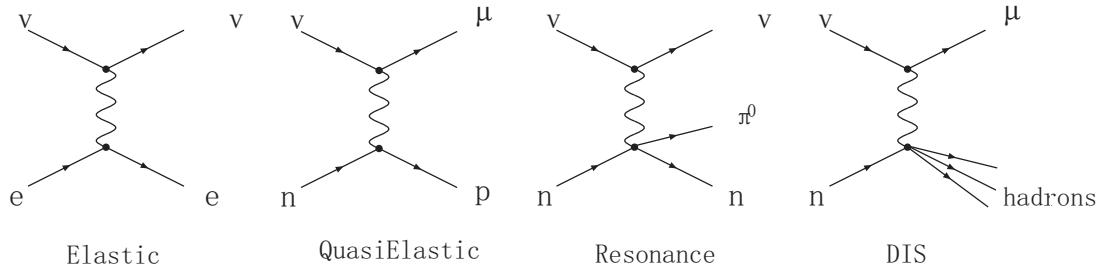


图 1.2: 中微子与物质的四种常见相互作用过程举例。

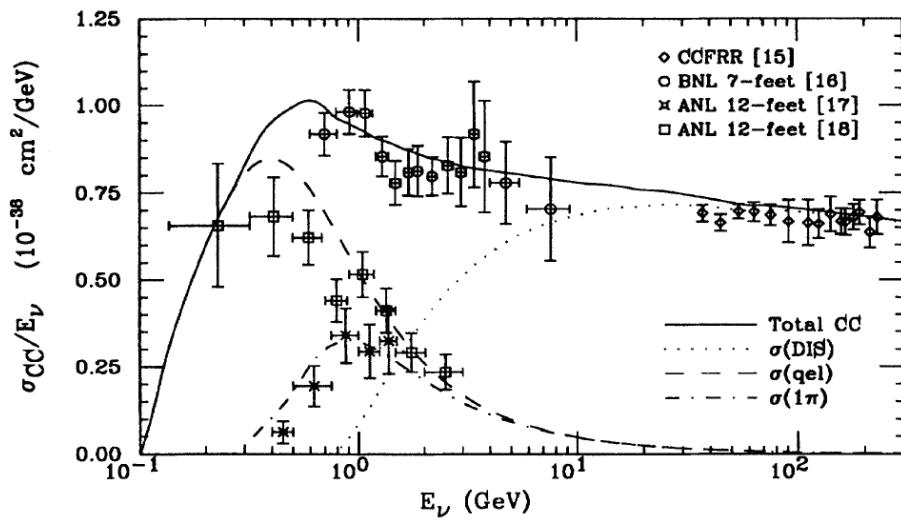


图 1.3: 中微子在1-100 GeV 范围内的带电流反应截面。

如 $\nu_e + n \rightarrow \nu_e + n$; 也可以是带电流过程, 如 $\nu + l \rightarrow \nu + l$ 。准弹性散射为带电流过程, 入射中微子和靶核通过交换玻色子 W^\pm 使得靶核中的夸克改变味道, 但是靶核与弹性散射过程中一样, 没有被激发或碎裂, 所以此类过程叫准弹性散射, 比如 $\nu_\mu + n \rightarrow \mu + p$ 。 π^0 产生既可以是中性流过程, 也可以是带电流过程, 在共振态 π^0 产生过程中, 靶核变成一个 Δ 粒子, 然后衰变放出一个 π^0 , 中性流 π^0 产生是很多中微子振荡实验的重要本底。深度非弹性散射对应入射中微子能量很高、将靶核打碎的情况。深度非弹可能是中性流也可能是带电流相互作用过程。图 1.3 给出了当前测量到的 1-100 GeV 能量范围内中微子带电流的反应截面 [6]。100 GeV 的中微子平均自由程为 3×10^9 m, 这意味着中微子可以穿过地球而不发生任何相互作用。

1.1.3 超出标准模型的中微子

标准模型中，中微子是无质量粒子。泡利提出中微子概念的同时就已经根据衰变能谱预言了中微子质量必须非常小。基于这一事实以及后来在所有中微子实验中都没有发现右旋中微子和轻子数破坏，使得人们相信中微子是无质量的粒子。标准模型还指出中微子对应的三代轻子数都守恒，不会发生一种味到另一种味的转化。

上世纪60年代初，物理学家 Maki、Nakagawa、Sakata 和 Pontecorvo 提出 [7] [8]，如果中微子有质量，且其质量本征态不同于弱作用本征态，由量子力学可推知中微子之间能够互相转换，即由一种中微子转换为另一种中微子，物理学称之为中微子混合，或中微子振荡。

近几十年来的实验，无论是自然界产生的太阳中微子和大气中微子，还是人工制造的加速器和反应堆中微子，大量实验取得了重大突破，如 Super-K，SNO 与 KamLAND 实验先后发现了中微子振荡，证实了中微子存在从一种味道的中微子向另外一种中微子转化，表明中微子是有质量的，超出了标准模型的预言。

中微子振荡说明中微子有质量且存在味道混合。为解释中微子的质量起源，人们提出了多种机制和模型，其中最受欢迎的是 Seesaw 机制 [9] [10]。在 Seesaw 机制中，引入了右旋中微子来扩展标准模型。由于右旋中微子是 $SU(2)_L$ 的单态，它的质量产生机制不受弱电规范对称性自发破缺的约束，所以右旋中微子的质量可以远大于弱电对称性破缺能标。左旋中微子质量被重的右旋中微子质量强烈压低，所以质量很小。Seesaw 机制的另外一个优势是可以通过 Leptogenesis [11] 机制解释宇宙中物质与反物质的不对称。Leptogenesis 机制是当前宇宙学和粒子物理的前沿问题。随着宇宙的演化，右旋中微子偏离热平衡衰变产生的 CP 不对称最终导致了轻子反轻子不对称，从而最终转化成物质与反物质的不对称。

1.1.4 中微子物理需要解决的问题

由于中微子仅参与弱相互作用，非常难以探测，对于中微子的性质，我们仍知之甚少，还存有许多亟待解决的问题。每一个问题背后，也许都是一扇通往超出标准模型的新物理的大门，因而也都是物理学的研究热点。

- 中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子？

在标准模型中，中微子是左旋的 Dirac 粒子。如果中微子存在质量，则应存在右旋的中微子，到目前为止没有实验观测到右旋的中微子。对此存在两种解释：一种认为右旋中微子客观存在，只是仍未被观测到。另一种解释假设右旋中微子是反中微子，称为 Majorana 中微子。在实验上可以通过零中微子双 β 衰变过程：

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^- \quad (1.4)$$

来鉴别，如果中微子是 Majorana 粒子，理论上就能够发生这种衰变。

- 中微子的绝对质量大小是多少？

中微子的绝对质量不能由中微子振荡实验给出，中微子振荡实验只能给出中微子的质量平方差。要想精确测量绝对质量，可以通过精确测量 β 衰变时的电子能谱，也可以利用上述的零中微子双 β 衰变，来测量中微子的等效 Majorana 质量。

- 中微子是否仅有三代？

尽管 LEP [4] 和 SLD [5] 通过测量 Z^0 衰变的不可见产物分支比宽度得到质量小于 $M_Z/2$ (M_Z 为 Z 轻子质量) 的参与弱相互作用中微子的代数为三，与标准模型预言吻合，但是仍有可能存在另一种 sterile 中微子。sterile 中微子是 LSND 实验 [12] 提出的一种不参与弱相互作用的中微子，用来解释其对 $\nu_\mu^- \rightarrow \nu_e^-$ 振荡的观测数据。MiniBooNE 实验 [13] 对此进行检验，在98%的置信水平上与 LSND 实验的结果不一致，但是 MiniBooNE 实验观测到的低能电子中微子信号也多于理论预测值，所以 MiniBooNE 实验的可信度受到了质疑。

- 中微子混合角的精确值是多少？

目前由太阳中微子、大气中微子、反应堆和加速器中微子实验分别得出的实验结果，一致证实了中微子振荡现象的存在，中微子振荡已为大家所接受。2012 年以前，振荡参数中已测得确切数值的有三个半： $\sin^2(2\theta_{12})$ 、 $\sin^2(2\theta_{23})$ 、 Δm_{12}^2 和 $|\Delta m_{32}^2|$ ；未知的则有 $\sin^2(2\theta_{13})$ 、 δ_{CP} 和 Δm_{32}^2 的符号。精确测量中微子混合矩阵中的混合角参数，将完善中微子混合的物理图像。特别是混合角 θ_{13} ，它对 CP 破缺和中微子质量等级测量都有重要意义。

- 中微子引起 CP 破缺项多大?

中微子混合矩阵中有一个 CP 破缺项。夸克混合矩阵 (CKM) 也有类似的破缺项。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 破缺则有希望解决这一难题。

1.2 中微子振荡理论

中微子振荡是目前已发现的超出标准模型的新物理现象, 是粒子物理学里的前沿热点课题。中微子振荡发生的根本原因, 是中微子的质量本征态和其在弱相互作用中体现出的味道本征态不同。三代中微子的味道本征态可以分别记作 $|\nu_e\rangle$ 、 $|\nu_\mu\rangle$ 和 $|\nu_\tau\rangle$, 而质量本征态则记为 $|\nu_1\rangle$ 、 $|\nu_2\rangle$ 和 $|\nu_3\rangle$ 。中微子在弱作用下的味道本征态可以表示为质量本征态的线性叠加, 记为

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.5)$$

其中 U 是 PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 混合矩阵元 [7] [8], 描述了不同代的轻子间混合的程度, 与夸克的 CKM 混合矩阵类似。由于存在三代轻子, U 中可以自然的包含 CP 破坏相位。粒子数据手册 (PDG) 上提供了最常见的参数化 PMNS 混合矩阵形式, 我们一般称之为“标准参数化”:

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & \hat{S}_{13}^* \\ 0 & 1 & 0 \\ \hat{S}_{13} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} \\ e^{i\phi_2} \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}S_{13} & \hat{S}_{13}^* \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{12}C_{23} - S_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{13}S_{23} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & -C_{12}C_{23} - S_{12}\hat{S}_{13}S_{23} & C_{13}S_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} \\ e^{i\phi_2} \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.6)$$

参数	最佳拟合值	1σ 范围	2σ 范围	3σ 范围
$\delta m^2/10^{-5} \text{ eV}^2$ (NH or IH)	7.54	7.32 – 7.80	7.15 – 8.00	6.99 – 8.18
$\sin^2 \theta_{12}/10^{-1}$ (NH or IH)	3.07	2.91 – 3.25	2.75 – 3.42	2.59 – 3.59
$\Delta m^2/10^{-3} \text{ eV}^2$ (NH)	2.43	2.33 – 2.49	2.27 – 2.55	2.19 – 2.62
$\Delta m^2/10^{-3} \text{ eV}^2$ (IH)	2.42	2.31 – 2.49	2.26 – 2.53	2.17 – 2.61
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$ (NH)	2.41	2.16 – 2.66	1.93 – 2.90	1.69 – 3.13
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$ (IH)	2.44	2.19 – 2.67	1.94 – 2.91	1.71 – 3.15
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$ (NH)	3.86	3.65 – 4.10	3.48 – 4.48	3.31 – 6.37
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$ (IH)	3.92	3.70 – 4.31	3.53 – 4.84 \oplus 5.43 – 6.41	3.35 – 6.63
δ/π (NH)	1.08	0.77 – 1.36	—	—
δ/π (IH)	1.09	0.83 – 1.47	—	—

表 1.1: 2012 年中微子混合参数全局拟合结果与误差

其中 $C_{jk} = \cos \theta_{jk}$, $S_{jk} = \sin \theta_{jk}$, $\hat{S}_{13} = e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13}$, ϕ_1 、 ϕ_2 则是 Majorana 相位角, 并不影响中微子振荡发生几率。

由式 1.6 可以看出, 中微子振荡受六个参数影响: 三个混合角 θ_{12} 、 θ_{13} 和 θ_{23} , 两个质量平方差 $\Delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ 和 $\Delta m_{32}^2 \equiv m_3^2 - m_2^2$, 一个 CP 破坏相位角 δ_{cp} 。在大亚湾反应堆中微子实验公布结果以前, 这六个参数中有两个半还没有确定, 分别是 δ_{cp} 、 θ_{13} 和 Δm_{32}^2 的正负号。2012 年 3 月 8 日, 大亚湾反应堆实验公布了第一批物理数据分析结果, 率先给出了 θ_{13} 精确测量值, 并以超过 5 倍标准差的置信度排除 0 值 [3]。

2012 年, 振荡参数的全局拟合结果 (global fit) 结果如表 1.1 和图 1.4 所示。其中, $\delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2 = \Delta m_{21}^2$, $\Delta m^2 \equiv m_3^2 - (m_1^2 + m_2^2)/2 \simeq \Delta m_{32}^2$, NH 表示正常质量等级 (normal mass hierarchy), IH 表示反常质量等级 (inverted mass hierarchy)。

下面我们结合量子力学来考察中微子在真空中传播时所发生的中微子振荡现象。中微子的质量本征态 $|\nu_i\rangle$ 在真空中随时间的演化可以用薛定谔方程描述。设 ν_i 的静止质

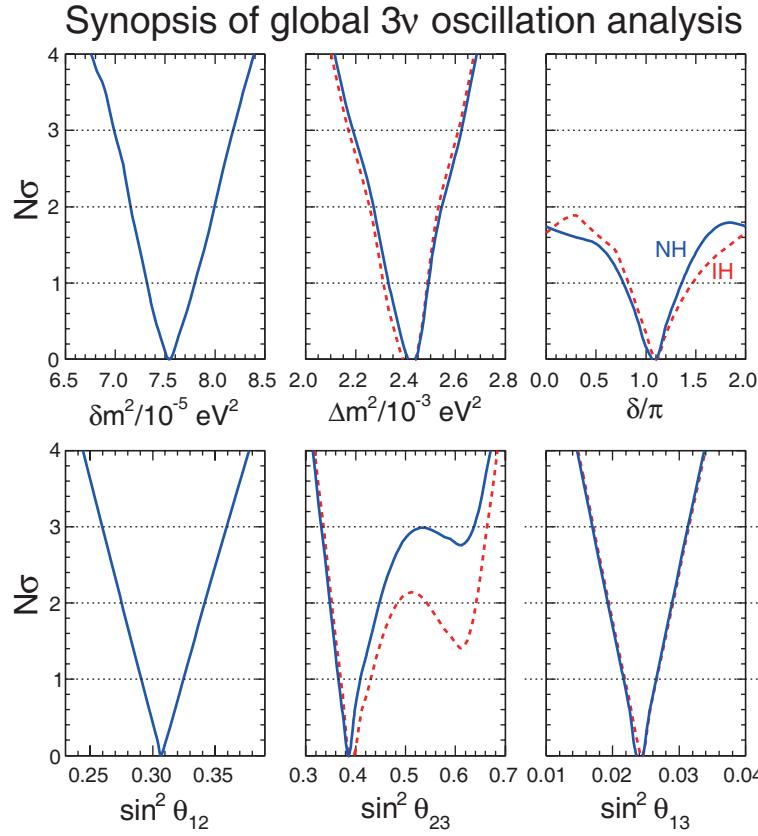


图 1.4: 2012年中微子振荡参数全局拟合示意图。蓝色实线和红色虚线分别对应正常质量等级和反常质量等级。

量为 m_i , 在 τ 时刻, 与 ν_i 相对静止的坐标系中, 得到关系

$$|\nu_i(\tau)\rangle = e^{-im_i\tau} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.7)$$

对于实验室坐标系中, 时间为 t , 中微子运动距离为 L , 根据 Lorentz 不变性, 则有如下关系

$$e^{-im_i\tau} = e^{-i(E_i t - P_i L)} \quad (1.8)$$

其中, E_i 和 P_i 为实验室坐标系下中微子的能量和动量。中微子是极端相对论粒子, 自然单位制下满足关系: $t \approx L$ 。假如在弱作用中有味道本征态微子 $|\nu_i\rangle$ 产生时具有动量 P , 可以认为不同质量本征态具有相同的动量值 P , 且由于中微子质量十分小,

有如下近似式

$$E_i = \sqrt{P^2 + m_i^2} \approx P + \frac{m_i^2}{2P} \quad (1.9)$$

方程 1.7 在实验室坐标系中可转化为

$$|\nu_i(\tau)\rangle \approx e^{-i\frac{m_i^2}{2P}L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.10)$$

记不同质量本征态中微子的平均能量为 E , 有 $P \approx E$, 利用 PMNS 矩阵将式 1.10 中的质量本征态用味道本征态表示出来, 得到

$$|\nu_\alpha(L)\rangle \approx \sum_\beta \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{\beta i}^* |\nu_i(0)\rangle \quad (1.11)$$

式 1.11 描述了能量为 E 的中微子经过距离 L 后的味道混合。根据量子力学原理, $|\langle\nu_\beta | \nu_\alpha(L)\rangle|^2$ 表示经过 L 距离后, 中微子 ν_α 变成 ν_β 的几率, 如下式

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle\nu_\beta | \nu_\alpha(L)\rangle|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left[1.27 \Delta m_{ij}^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left[2.54 \Delta m_{ij}^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.12)$$

其中, $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_j^2 - m_i^2$, 单位 eV^2 , L 的单位为 km , E 的单位为 GeV , 常数 1.27 和 2.54 来自单位制换算。

由表 1.1 可知, 描述中微子振荡的两个质量平方差参数相差两个数量级, 结合式 1.12 可推导出, 当中微子振荡实验通过合理设计使中微子的 L/E 满足关系:

$$\frac{\Delta m^2 L}{E} = o(1) \quad (1.13)$$

时, 三代中微子振荡近似简化成两代中微子振荡。利用式 1.6 的 PMNS 参数化形式, 式 1.12 可简化成如下形式:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left[1.27 \Delta m^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \quad (1.14)$$

当 $\beta \neq \alpha$ 时, 有

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left[1.27 \Delta m^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \quad (1.15)$$

式 1.14 描述的是不同味道中微子产生 (appearance) 几率, 式 1.15 描述的是原味道中微子的存活几率, 也叫消失 (disappearance) 几率, 它们是中微子实验常用的公式。

根据不同振荡参数的测量方法与所用的中微子源, Δm_{21}^2 和 θ_{12} 被称为太阳中微子振荡参数, 有时记为 Δm_{sol}^2 和 θ_{sol} ; 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} 。

1.3 中微子实验盘点

1.3.1 中微子的发现实验

虽然中微子作为新粒子在1930年就由物理学家泡利提出, 但第一个验证中微子存在的实验却得到1956年才完成。中微子探测的难度极大, 因为它和其它物质发生反应的几率极小。在中微子提出后的二十多年里, 美国兴建了多个核反应堆。包括我国物理学家王淦昌在内的一些物理学家意识到, 核反应堆附近每秒每平方英寸有300万亿个中微子, 如果探测器足够大, 是有可能从这么多中微子里探测到信号的。

1956年, Savannah River 实验由美国物理学家莱因斯 (F. Reines) 和考恩 (C. Cowan) 完成。他们选用氢核 (质子) 作为靶, 利用反 β 衰变反应 (式 1.16), 直接证实了中微子的存在 [2]。



莱茵斯因此于1995年获得了诺贝尔奖 (让人遗憾的是, 考恩于1974年去世了, 否则他也有机会分享此殊荣)。图 1.5 所示内容为, 两位科学家宣布发现中微子的电报。

自中微子的发现起, 反 β 衰变反应就成了最常用的探测中微子的方法。包括CHOOZ实验 [14]、Palo Verde实验 [15] 和大亚湾实验 [3] 等在内的许多当代中微子实验, 仍在使用反 β 衰变反应来探测中微子。

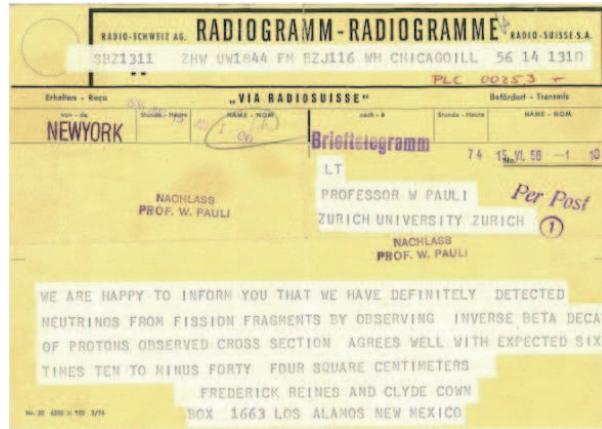
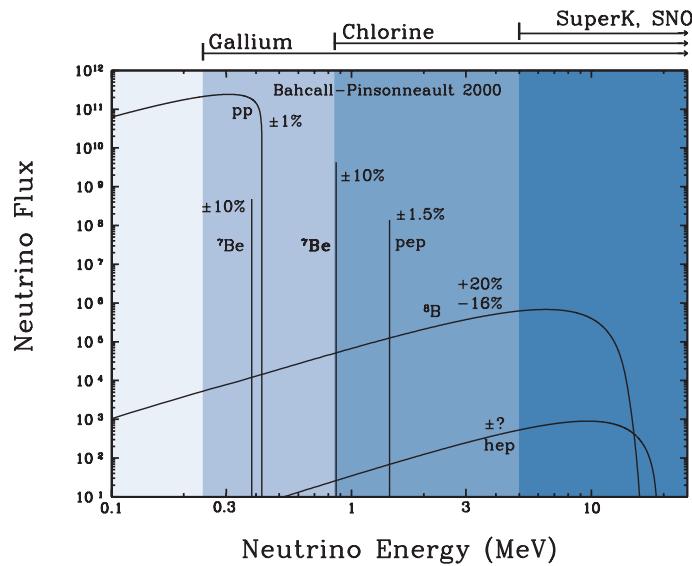


图 1.5: 莱茵斯与考恩宣布发现中微子的电报

1.3.2 太阳中微子实验

太阳的热能来自内部的核聚变，太阳发生核聚变的同时，会产生纯净的电子中微子，能量在几个 MeV 的量级。根据太阳标准模型计算，预期中微子能谱如图 1.6 所示 [16]。



由于太阳内部物质密度很高，太阳中心产生的高能电子中微子传播到太阳表面的过程

程中, 为几乎纯净的 ν_2 本征态。在地球上看到的电子中微子存活几率为

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= \sin^2 \theta_{12} \quad E_\nu > \sim 5 \text{ MeV} \\ P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{12} \quad E_\nu < \sim 2 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (1.17)$$

历史上著名的“太阳中微子丢失之谜”正是因此而来。1968年, Homestake 实验 [17]运用辐射化学技术, 以含 ^{37}Cl 的物质为靶探测器, 测量得到的太阳中微子数比标准模型预言的要少。随后基于相似原理的实验 GALLEX [18] 和 SAGE [19] 均证实了该结果。SNO 太阳中微子实验 [20]以1000吨纯净重水为靶, 获得了更精确的电子中微子通量结果, 以及三代中微子 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ 通量之和, 证明了太阳电子中微子转变成了缪子中微子和陶子中微子, 且中微子的总通量和标准太阳模型预言一致, 验证了标准太阳模型, 解决了太阳中微子丢失之谜。

1.3.3 大气中微子实验

宇宙射线穿越大气层时会发生强子簇射, 簇射中的介子衰变产生缪子 μ 和缪子中微子 ν_μ , μ 衰变又会产生电子中微子 ν_e 。通过测量 ν_μ 的存活几率, 可以确定大气中微子振荡参数, 存活几率为

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_{\mu u}) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E_\nu) \quad (1.18)$$

公式忽略了与 θ_{13} 有关的微小振荡。如果没有中微子振荡, ν_μ 应该大约为 ν_e 的两倍。上世纪七八十年代, 日本的 Kamiokande [21]和美国的 IMB [22]等实验, 利用水切伦科夫探测器寻找质子衰变, 却意外发现大气中微子中 ν_e 和 ν_μ 的比例接近于1, 史称“大气中微子反常之谜”。此后新一代探测器 Super-K 使用了五万吨纯水, 测量中微子与水反应后产生的带电轻子, 依据电子和 μ 子在水中不同径迹特点而造成的不同切伦科夫光环, 来实现粒子鉴别, 精确测量 ν_e 和 ν_μ 的个数。Super-K 在1998年公布了实验结果, 表明 ν_μ 的个数比无振荡标准模型预言的个数要少, 而电子中微子数目与预期一致。此外, Super-K 还测量了中微子数目与入射天顶角的关系, 基线长度与入射天顶角有关, 由此得出的中微子数目与基线长度间关系符合式 1.18, 为中微子振荡理论提供了有力证据。此后 MACRO [24], Soudan 2 [25] 等同一时期的大气中微子实验也验证了 Super-K 实验的结果。

1.3.4 加速器中微子实验

加速器中微子实验主要是缪子中微子 ν_μ 实验。实验首先利用加速器加速质子，然后打靶产生次级介子，最后介子经过聚焦进入衰变管道发生衰变得到 ν_μ 。聚焦时还可以通过磁场选择介子的电荷，进而确定产生的中微子束流是中微子还是反中微子。

日本的 K2K 实验 [27] 利用 KEK 实验室的 12 GeV 质子打靶产生的 ν_μ ，打到 120 km 外的 Super-K 探测器，来研究中微子振荡现象。实验结果证实了 ν_μ 振荡，与大气中微子实验一致，并符合式 1.18 所描述的振荡几率与中微子能量和基线的关系。

美国 MINOS 实验是另一个著名的加速器中微子实验。MINOS 利用费米实验室 120 GeV 质子加速器打靶产生的 ν_μ 研究中微子振荡现象。探测器安放于 735 km 外的一个矿井中，采用铁板和闪烁体板交互叠放的设计，总质量达 5.4 千吨。在中微子源能量、基线长度、探测器构造等多个方面都区别于 K2K 实验，但最终仍得到一致结果，大大提高了大气中微子振荡参数的精确度和可信度。结合加速器中微子实验和大气中微子实验测量结果而得到的大气中微子振荡参数全局拟合值如表 1.1 所示。

除了测量大气中微子振荡参数，加速器实验还可以利用“中微子出现”，即 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振荡，来测量 θ_{13} 、质量等级和 δ_{CP} 等其它振荡参数。但是通过振荡公式推导得出，加速器中微子实验测量 θ_{13} 时，中微子出现几率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ 不仅跟 θ_{13} 有关，还受 CP 相角 δ_{CP} 和质量等级影响， θ_{13} 的测量灵敏度不高。甚至当 θ_{13} 很小接近为 0 时，加速器实验将无法测量这些量。

1.3.5 反应堆中微子实验

反应堆中微子主要是堆芯内核裂变的次级子核发生 β 衰变时放出的。根据探测器放置的基线长短，可以分为中长基线反应堆中微子实验和短基线反应堆中微子实验。图 1.7 为大亚湾反应堆中微子实验以前，历史上著名的反应堆中微子实验基线分布。

中长基线反应堆中微子实验

中长基线反应堆中微子实验可以测量太阳中微子振荡参数。考虑到 θ_{13} 很小，反应堆产生的反电子中微子存活几率可以近似为

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(1.27 \Delta m_{21}^2 L/E) \quad (1.19)$$

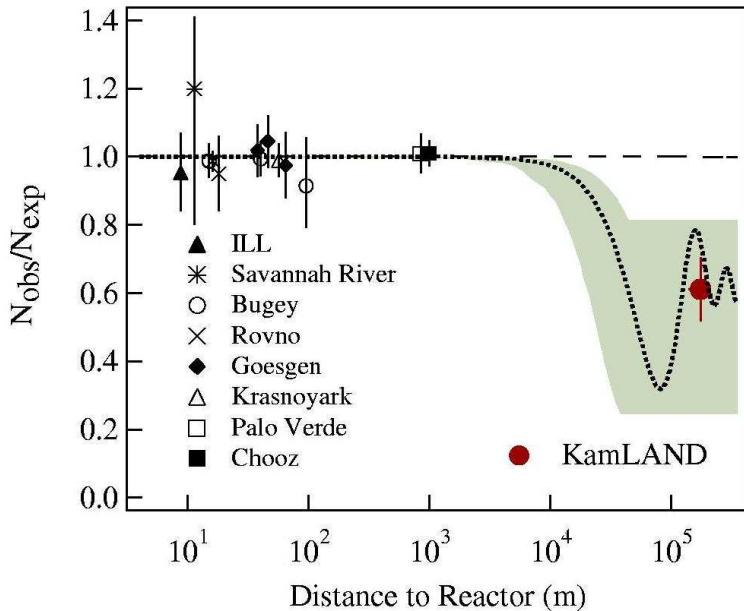


图 1.7: 历史上的反应堆中微子实验

根据反应堆中微子能谱图 1.8, 可以得出最适合测量太阳中微子振荡参数的基线长度约为 60 km。日本的 KamLAND 实验 [28] 同时测量来自日本和韩国的 51 个反应堆的中微子, 平均基线为 180 km。虽然不在最优基线长度位置, 但仍明确测量到了中微子振荡事例。结合太阳中微子实验和 KamLAND 实验测量结果的太阳中微子振荡参数全局拟合值如表 1.1 所示。

短基线反应堆中微子实验

前文提到的中微子发现实验 Savannah River 实验即是短基线反应堆中微子实验。当代短基线反应堆中微子实验则向着精确测量中微子振荡参数的目标发展。

短基线反应堆中微子实验, 基线一般在 1 km 到 2 km 之间, 这时有 $1.27\Delta m_{21}^2 L/E \sim 0$, 反电子中微子的存活几率可近似为

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1.27\Delta m_{32}^2 L/E) \quad (1.20)$$

因此可用来测量振荡参数 θ_{13} 。法国的 CHOOZ 实验 [14] 和美国的 Palo Verde 实验 [15] 都曾向 θ_{13} 发起冲锋, 然而 CHOOZ 受限于液闪老化, Palo Verde 受限于高本底,

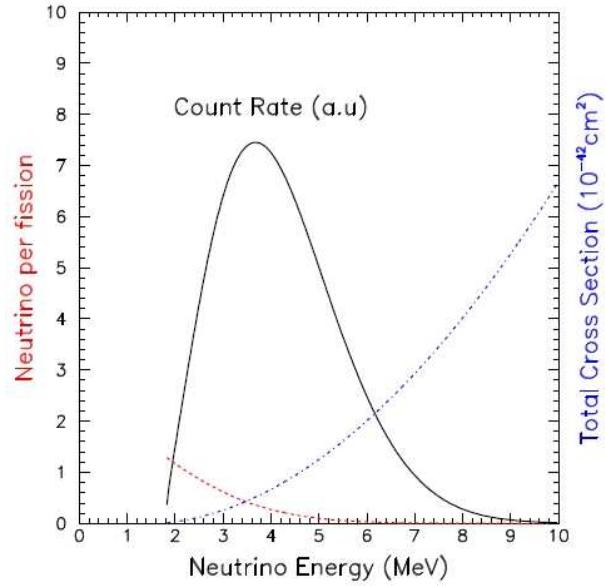


图 1.8: 反应堆中微子能谱。虚线（红色）为反应堆放出的反电子中微子能谱，点划线（蓝色）为反 β 衰变的反应截面，实线（黑色）为中微子探测器观测到的反电子中微子能谱。

最终都铩羽而归，给出的最佳上限值是 $\sin^2 2\theta_{13}$ 小于 0.15 [29]。

目前，新一代的短基线反应堆中微子实验不约而同采用了远近探测器相对测量的方法，以求抵消探测器和反应堆关联误差，实现精确测量 θ_{13} 的目标。现在正在运行的短基线反应堆中微子实验以 Double CHOOZ [30]、Daya Bay [3]、RENO [31] 为主要代表。表 1.2 列出了这三个实验的简单参数。

大亚湾中微子实验于 2012 年 3 月 8 日最先给出了 θ_{13} 不为 0 的证据 [3]。此后，大亚湾合作组又先后发表了更精确的 θ_{13} 测量结果 [32] 和谱分析结果 [33]，始终走在世界前列。

1.4 论文立意及结构

本论文作者全程参与了大亚湾反应堆中微子实验物理数据分析阶段的工作。本文立足于作者在物理分析中的具体工作，将有所侧重的介绍整个分析过程：

第一章为引言，首先简单介绍了中微子物理的基本知识和需要解决的基本物理问

Experiments	Location	热功率 (GW)	距离 近/远(m)	山体高度 近/远(mwe)	靶质量 (tons)	sensitivity
Double Chooz	法国	8.5	400/1050	115/300	10/10	0.03
RENO	韩国	16.4	290/1380	120/450	16/16	0.02
Daya Bay	中国	17.4	500/1615	260/910	40×2/80	0.01

表 1.2: 不同反应堆中微子实验的比较。

题, 然后介绍了中微子振荡理论, 最后列举了历史上各类中微子实验。

第二章对大亚湾实验进行了介绍, 包括实验的物理目标和意义、实验总体规划、中心探测器和反符合探测器的设计、实验误差及最新结果。

后四章依序介绍了大亚湾实验物理分析的完整流程。

第三章介绍探测器的刻度与能量重建。包括时间刻度、增益刻度、能标刻度和能量非线性等工作。作者负责、参与了时间刻度和能量非线性等研究, 将予以重点介绍。

第四章介绍中微子事例率分析, 包括中微子的事例甄别、本底估计和效率估计等工作。

第五章介绍中微子能谱分析, 与第四章对应, 将分别介绍中微子能谱和本底能谱。

第四、五章的工作, 都曾由作者主持开展, 故将全面介绍。

第六章介绍 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的最新拟合结果, 并展望大亚湾实验的未来。

另外, 需要说明的是, 为了提高物理分析的准确性, 大亚湾实验合作组内部设立了四个物理分析小组, 各自独立完成分析工作, 作者所在为高能所小组, 故本文将以介绍高能所小组的分析方法、分析结果为主。这也是为大亚湾合作组文章所采用的方法与结果。

第二章 大亚湾反应堆中微子实验简介

本章将简要介绍大亚湾反应堆中微子实验的整体情况，包括实验的物理目标与意义，实验总体布局和探测器设计，并围绕探测器设计进行简要讨论，最后介绍大亚湾实验的取数进展与最新结果。

2.1 大亚湾实验的物理目标与意义

回顾第一章，中微子振荡现象可以用 PMNS 矩阵中的六个参数来描述，大亚湾实验以前，未知的还有两个半， θ_{13} 即为其中之一，且 θ_{13} 的大小还将决定剩余一个半参数的测量方法。

大亚湾反应堆中微子实验即是要利用大亚湾核电站反应堆群放出的反电子中微子精确测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 。设计物理目标是累积三年统计量后，在90%的置信区间上测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 达到0.01的灵敏度。

这一目标对粒子物理发展意义重大。首先， $\sin^2 2\theta_{13}$ 是中微子振荡6个基本参数之一，也是自然界的28个基本参数之一。其精确测量值是现今粒子物理蓝图上不可或缺的一块拼图。其次， $\sin^2 2\theta_{13}$ 的大小将是中微子物理实验的灯塔，决定了未来中微子实验的发展方向。如果其值小于0.01，则 CP 破坏很难通过现有的实验手段测量，需要加速器和探测器技术都有突破性革新。最后，也是最重要的， $\sin^2 2\theta_{13}$ 是新物理的突破口。中微子振荡是目前观测到的超出标准模型的物理现象，精确测量混合角，能够进一步鉴定是否存在新物理，并将有助于破解宇宙“反物质消失之谜”。

2.2 实验总体规划与探测器设计

设计理念

大亚湾实验是继 CHOOZ、PaloVerde 等实验之后，又一个向 θ_{13} 发起冲击的实验。相比 CHOOZ 实验的灵敏度 0.17 [14]，大亚湾实验的目标是测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 到 0.01 的灵敏度，比上一代实验提高了一个量级以上，这对大亚湾实验的整体设计提出了不小的考验。大亚湾实验要想实现目标，必须做到在实验成本允许的前提下，提高统计量、减小系统误差和控制实验本底。围绕这一目标，在设计理念上提出了以下几个关键点：

1. 依托强劲的反应堆功率。自 2010 年岭澳二期竣工后，大亚湾核电站共六个反应堆，包括大亚湾、岭澳一期和岭澳二期三个堆群，总功率达 17.4 GW，位居世界第二。由此带来了大量反电子中微子事例，与同期实验 RENO 等相比，在统计量上有很大优势。实验设计时预计三年时间，统计误差就可以小于 0.2%。
2. 利用独到的地势优势。大亚湾核电站附近为丘陵地形，山体高度几十米到几百米不等。通过挖掘隧道和地下实验厅可将探测器安置于山体内部，山体岩石覆盖可以降低宇宙线缪子 muon 通量，从而压低 muon 带来的本底。相较 RENO、Double CHOOZ 等同期其他实验，大亚湾实验地势优势突出，在相同的隧道挖掘成本下，可以获得更好的岩石覆盖，更好地控制本底，进而提高了实验的精度和可靠程度。
3. 中微子探测器（AD）采用了三层同心圆柱结构。最内层为靶层，灌装掺钆液闪，做为中微子的靶和探测介质；中间层为集能层，灌装普通液闪，用于收集光子能量，可以大幅度提高中子的探测效率；最外层是防护层，灌装矿物油，有效屏蔽了光电倍增管（PMT）和钢罐的天然放射性本底，使得探测器的探测阈值可降低至小于正电子最低沉积能量，使正电子的判选效率接近 100%。同时，使用三层结构有利于清楚地定义靶质量，将中微子反 β 衰变事例限定于中心靶层，避免 CHOOZ 等实验中需要做事例顶点判选而引入的额外效率误差。此外，圆柱形探测器的上下端放置了反射板。一方面提高了 PMT 接收光信号的立体角，另一方面节省了 PMT，因而有更高的“性价比”。
4. 水池和 Muon 反符合设计。中微子探测器放置于水池中，周围有至少 2.5 m 厚的超纯水屏蔽。超纯水将周围岩石的天然放射性压低到百万分之一，岩石中子压低 30 倍。同时，水池中安装 PMT 构成 muon 反符合探测器，利用 muon 穿过超纯水时发出的切

第二章 大亚湾反应堆中微子实验简介

伦柯夫光来标记 muon，从而根据时间关联反符合 muon 在 AD 中产生的本底。此外，大亚湾实验还使用阻性板室（RPC）构成另一种独立的 muon 反符合探测器，使宇宙线的探测效率达到99.5%以上。

5. 采用近远点探测器相对测量的方案。上一代反应堆中微子实验（PaloVerde、CHOOZ）都使用单探测器 [15] [14]，最大系统误差来源为探测效率误差和预期反应堆中微子的误差，两者都在2-3% 左右。大亚湾实验采用远近探测器相对测量方案，不仅在理论预测的振荡极大附近安装探测器，也在大亚湾两个反应堆和岭澳四个反应堆附近分别安装了近点探测器。这样可以抵消来自反应堆的关联误差，及绝大部分非关联误差。

6. 使用全同探测器模块。远点共有四个 AD 模块，两个近点分别安装了两个 AD 模块。远近点全同探测器可以抵消探测效率关联误差；同一站点放置多个探测器可以相互校验探测结果，及时发现探测器性能的问题。

实验布局和基线选取

大亚湾中微子实验位于大亚湾核电站内。大亚湾核电站坐落在中国南海岸的广东大鹏半岛，位于香港东北55千米，距深圳东部45千米。所处地形东南面面海，西北毗邻高山，最高处距核电站3公里，海拔707米。反应堆堆群包括三对反应堆，每一对被称为一个 NPP (nuclear power plant)，分别为大亚湾堆芯(Data Bay NPP)，岭澳堆芯(Ling Ao NPP)和岭澳二期堆芯(Ling Ao-II NPP)。每组 NPP 包括两个设计相同的压水堆。

根据上一章介绍的中微子振荡理论，反应堆中微子存活几率为：

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 1 - P_{12} - P_{13} \\ &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu} - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \end{aligned} \quad (2.1)$$

由式 2.1可推出，当基线长度 $L \simeq 2 \text{ km}$ 时， P_{13} 占主导；基线长度 $L \simeq 60 \text{ km}$ 时， P_{12} 占主导。分别对应短基线中微子实验和中长基线中微子实验。图 2.1 给出了振荡几率和基线的关系。大亚湾远点选择1800 km 附近，为 P_{13} 振荡极大的最优化基线长度。为实现上一节远近点相对测量的设计理念，近点应选择尽可能靠近反应堆的地方，以测量振荡前中微子能谱。

大亚湾实验反应堆和实验厅的整体布局如图 2.2 所示。在实际安排上综合考虑了以下几点：1) 如前所述，基线长度应在振荡极大附近；2) 在不影响核电站正常运转的前

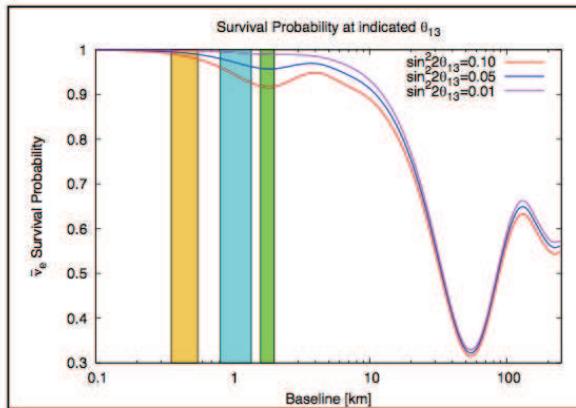


图 2.1: 反应堆中微子存活几率随基线变化

提下，近点尽可能靠近反应堆；3）实验点要有尽可能多的岩石覆盖，减小宇宙线 muon 本底；4）在安全施工前提下，减少隧道长度，节约成本。

表 2.1列出了大亚湾实验站的基线、岩石覆盖、信号和本底事例率估算，以及与 RENO 和 Double CHOOZ 的比较。无论反应堆功率、靶质量还是山体覆盖，大亚湾实验都是三个实验中最优秀的。

2.2.1 反中微子探测器

大亚湾实验的反中微子探测器（以下简称AD）采用了三层同心圆柱结构设计，直径5米钢罐内套4米和3米的有机玻璃罐，如图 2.3。最内层为靶层，用20吨掺钆液体闪烁体（以下简称液闪）做为靶物质和探测介质。液闪富含 H 核（即质子），可以和反中微子发生反 β 衰变反应。液闪中掺入了质量比重大占0.1% 的钆，可以使中子的平均俘获时间由 $200 \mu s$ 降低至约 $28 \mu s$ ，这样大大缩短快慢信号时间间隔，有利于减少偶然符合本底。钆俘获中子放出的 γ 总能量约为8MeV，远高于天然放射性本底（一般小于3 MeV）和 H 核俘获中子时放出的能量（2.22 MeV）。

中间层为集能层，灌装了20吨的普通液闪，主要作用是辅助中心层收集 γ 能量。如果中子俘获发生在靶层的边缘，而没有普通液闪的话，大部分 γ 将逃逸出去，造成能量泄漏，导致中子探测效率下降。模拟显示 [34]，如果没有中间层，中子的探测效率只有75%，而42厘米的中间层，即可保证探测效率高于90%。

	Daya Bay	RENO	Double Chooz	
反应堆				
反应堆功率 GW_{th}	17.4	16.5	8.5	
探测器				
	Near	Far	Near	Far
基线	约400m	1648m	290m	1380m
山体覆盖(m.w.e.)	250	860	120	300
靶质量	80t	80t	16t	16t
本底				
偶然符合B/S	1.4%	4.0%	0.56%	0.93%
偶然符合 $\Delta B/B$	1.0%	1.4%	1.4%	4.4%
快中子B/S	0.1%	0.06%	0.64%	1.3%
快中子 $\Delta B/B$	31%	40%	2.6%	6.2%
$^9Li/^8He$ B/S	0.4%	0.3%	1.6%	3.6%
$^9Li/^8He$ $\Delta B/B$	52%	55%	48%	29%
$\alpha - n$ B/S	0.01%	0.05%	N/A	N/A
$\alpha - n$ $\Delta B/B$	50%	50%	N/A	N/A
Am-C B/S	0.03%	0.3%	N/A	N/A
Am-C $\Delta B/B$	100%	100%	N/A	N/A

表 2.1: DayaBay、RENO和Double CHOOZ三个实验的布局比较



图 2.2: 大亚湾实验的反应堆和实验厅布局。实验厅之间以隧道连接。

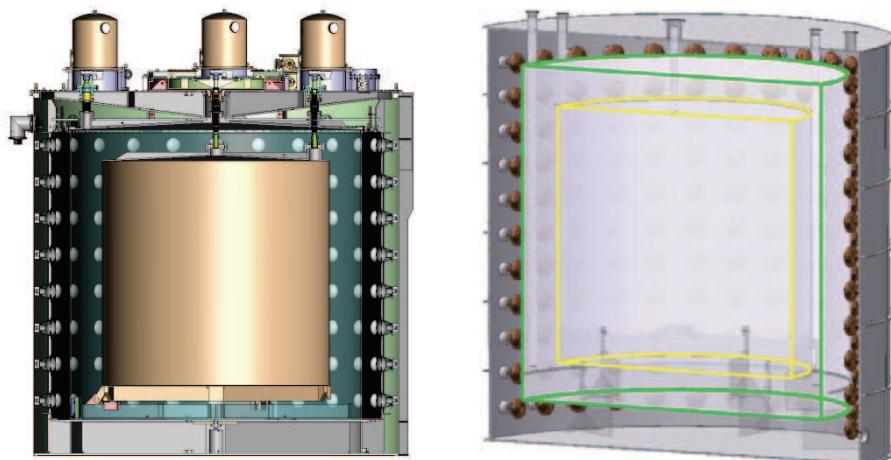


图 2.3: 中心探测器示意图。探测器为三层同心圆柱结构。最里层为掺钆的液体闪烁体，中间层为普通液体闪烁体，最外层为矿物油，光电倍增管放置在矿物油中。各层之间用高透光度的有机玻璃罐隔开。探测器上盖有三个刻度和溢流装置。

最外层为防护层，装有近40吨的白油，主要作用是屏蔽光电倍增管及其支架、钢罐的天然放射性。白油厚度50 cm，天然放射性中的 α 和 β 粒子无法穿过，而1 MeV 的 γ

第二章 大亚湾反应堆中微子实验简介

也会被衰减到十分之一。此时，探测器阈值可以安全的降低至0.4 MeV 左右，使正电子的探测效率基本为100%。

每只 AD 内装有192只8英寸的 hamamatsu R5912 光电倍增管，分为8圈，每圈24只，安装在探测器钢罐内壁上，光阴级覆盖率约为12%。钢罐上下端安装反射板，在有效控制成本的前提下，提高了光收集效率。

大亚湾所用液闪必须满足的要求有：（1）长期稳定性好，包括光传播性质和掺钆的稳定性；（2）光产额达到蒽晶体的一半；（3）衰减长度大于10 m；（4）低天然放射性水平；（5）均匀的钆分布；（6）同一批次生产保证所有探测器使用一致的液闪。

文献 [35] 中详细论述了大亚湾液闪的配方选择和批量生产。

探测器的刻度是理解探测器响应的关键。刻度系统包括自动刻度单元（Automatic Calibration Units，以下简称 ACU），特殊自动刻度单元（Special Automatic Calibration Units，以下简称 Special ACU）和手动刻度系统（Manual Calibration System，以下简称 MCS）。

每个 AD 有三个 ACU，都安装在探测器顶部端盖上，一个位于探测器中心，一个位于掺钆液闪边缘 ($R=135\text{ cm}$) 处，一个位于普通液闪区域 ($R=177\text{ cm}$)。ACU 内部有三个刻度源和一个 LED，通过转盘转动可以将控制程序设定的刻度源放入探测器。每个源都可以在垂直方向自由移动。三个源分别为 ^{68}Ge , ^{60}Co 和 $^{241}Am - ^{13}C$ ，其中后两者被放置于同一包装内。

Special ACU 的结构与 ACU 一致，区别在于其中的刻度源更换为 ^{40}K , ^{55}Mn , ^{137}Cs , AmBe 和 PuC 源。这些源主要作用是帮助理解探测器的线性。Special ACU 仅于2012年夏天在 AD1 和 AD2 上进行了数据采集。

MCS 由一个竖轴和一个横臂组成，源放置于横臂中。竖轴控制横臂垂直方向和 Φ 方向的移动，横臂控制源在 R 方向的移动。MCS 使用的源为 PuC+ ^{60}Co 源，PuC 为高强度中子源可以研究中子探测效率，而 ^{60}Co 主要用于探测器能量响应的研究。因机械限制，源在R方向移动的范围是20 cm 到135 cm，在 Z 方向的范围是-1.4 m 到+1.2 m, Φ 方向可以覆盖360度。

反符合系统

大亚湾中微子实验使用了水切伦柯夫探测器（Water Cherenkov Detector）和阻性

板探测器（Resistant Plat Chamber，以下简称RPC）两套独立的反符合系统。

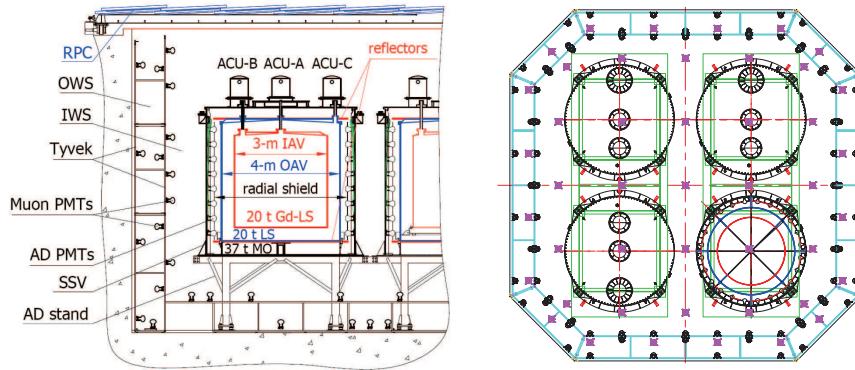


图 2.4: 大亚湾实验厅内布局。左图为侧剖图：AD 外有两层水池，水池上方覆盖 RPC 模块。右图为远点俯视设计图：水池采用八角形结构。

图 2.4 为大亚湾实验厅内设计图。水池设计成八角形，目的是在不牺牲探测性能的前提下确保水循环无死角 [36]。水池中间由 Tyvek 反射膜隔成内外两层，内外层都安装有光电倍增管，均可探测 muon。分为内外双层的优点是可以分别探测 muon 并相互校验。目前通过实验数据分析，水池对 muon 的探测效率可达 99.8% 以上，超过了水池的设计指标 95%，也超出了水池和 RPC 的联合设计指标 99.5%。

水池上部铺有 RPC。RPC 是由 $2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ 的模块组成，并在各个方向比水池往外延伸覆盖 1 m。每个 RPC 模块都由 4 层 RPC 裸室组成，每层 RPC 裸室的探测效率在 90% 以上，四层 RPC 通过四选三的逻辑判选可以达到 98% 以上的探测效率。RPC 的读出条采用横竖间隔排布，对穿过的 muon 的顶点重建精度可达 15 cm，因此可以和水池结合给出很好的重建结果。图 2.5 为远点实验厅现场照片。

电子学系统

大亚湾的电子学系统设计框图如图 2.6 所示：包括 AD 和水池中 PMT 所接的前端电子学（FEE）、RPC 的前端电子学（FEE）、触发系统（包括本地触发板 LTB 和联合触发板 MTB）以及时钟系统等组成部分。

光电倍增管（PMT）的输出信号经过 Decouplor 与高压分离后，被送入前端电子学系统（FEE）。FEE 处理 PMT 信号，首先为触发板提供快信息做触发判选，大亚湾实验使用了两种触发模式：PMT 击中个数触发（NHit）和模拟信号求和触发



图 2.5: 远点水池现场照片。

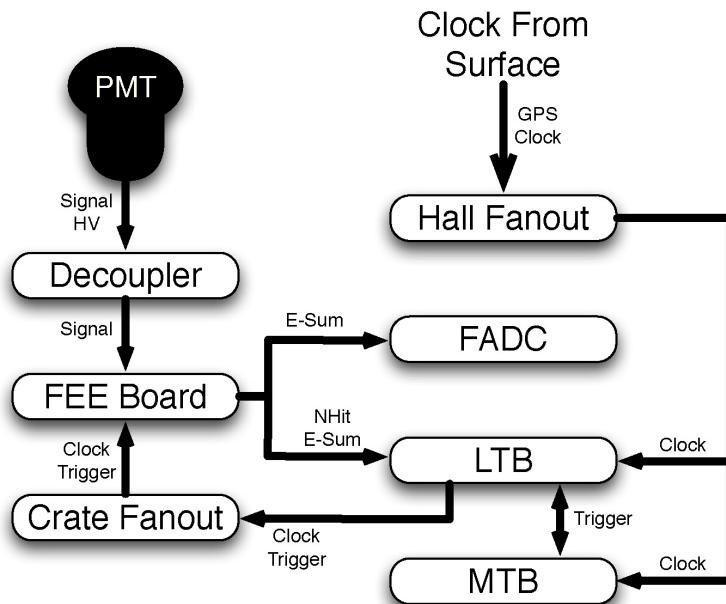


图 2.6: 大亚湾电子学系统示意图

(ESum)。通过调整各个触发板的触发条件，所有 AD 的触发阈值保持一致，约 0.4 MeV。触发板判断事例通过触发阈后，会反馈给 FEE 将该事例对应的每个 PMT 信息存入缓存，并通过 ADC 和 TDC 处理光电信号的输出，进行电荷积分、模数转换给出电荷值，同时精确给出光电信号击中相对于触发的时间。当缓存积累到一定量时，数据获取系统被触发，将缓存数据读出并打包为物理事例。

大亚湾的电子学设计中，一个物理事例的 FEE 读出窗口持续 $1.2 \mu\text{s}$ ，其中对一个光电倍增管击中的积分时间持续约 100 ns ，所以一个读出窗口中可能有多个击中记录。

2.3 探测器中的物理事例

2.3.1 反中微子事例

上一章已经介绍，中微子实验可以通过反 β 衰变（式 1.3）来探测中微子，大亚湾实验正是基于这一原理。反中微子在探测器中与质子发生反应，生成一对正电子和中子，该反应的阈值是 1.806 MeV 。其中正电子会在非常短的时间内（远小于 1 ns ）沉积动能并与电子发生湮灭，形成所谓快信号。中子在掺钆液闪中则以平均 $28 \mu\text{s}$ 的时间被 Gd 或者 H 俘获，放出总能量为 8.05 MeV 或者 2.222 MeV 的 γ ，形成所谓慢信号。正电子和中子具有特定能量以及时间差，形成关联事例。这种关联使反中微子事例区别于其他事例，因而才能鉴别出来。

2.3.2 宇宙线 muon 及其子事例

大亚湾实验的大多数本底都和宇宙线 muon 及其子事例有关。

宇宙线 muon 穿过探测器时，在液闪中会发生电离作用，在其径迹上沉积能量约为 2 MeV/cm ，一般称为最小电离粒子。

同时，muon 也可能与原子核发生相互作用，将原子核（主要是 ^{12}C 核）打碎，产生一系列的比 ^{12}C 轻的核素，如 ^{11}C 、 ^9Li 、 ^8He 、 ^9B 等，通常还会伴随中子产生，中子会在探测器中碰撞质子慢化，反冲质子推激发形成快信号，慢化后的中子被俘获构成慢信号，就会形成所谓快中子关联本底。muon 打出的核素会衰变，衰变中放出的高能 β 和 γ ，能量与中子的 Gd 俘获放出的 γ 能量类似，与天然放射性偶然符合后形成偶然符合本底。而 ^9Li 、 ^8He 则会发生 $\beta - n$ 级联衰变，也会形成关联本底。

此外，若 muon 在探测器内能量完全沉积，则有可能被原子核俘获。俘获后，因 muon 的半衰期在 10^{-6} 秒量级，很快会衰变，放出能量均值约为 38 MeV 的米歇尔电子以及两个中微子。

2.3.3 天然放射性

U、Th、K 是大自然里最常见的天然放射性元素。大亚湾中微子实验中的天然放射性事例主要来自于半衰期在 10^8 到 10^{10} 年的 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{235}U 和 ^{40}K 的衰变链。

图 2.7 列出了 ^{238}U 、 ^{235}U 和 ^{232}Th 的衰变链，图 2.8 为 ^{40}K 的衰变道。其中 β 衰变放出的电子为连续谱，而 α 因可见能量较低而集中与能谱 1 MeV 左右及以下。如果衰变子核处于激发态，还会伴随 γ ，典型的 γ 能量为 ^{40}K 对应的 1.46 MeV 和 ^{208}Tl 的 2.61 MeV，在探测器的天然放射性能谱中非常明显，大亚湾实验中所有事例的总能谱如图 2.9 所示，其中天然放射性峰位十分明显。

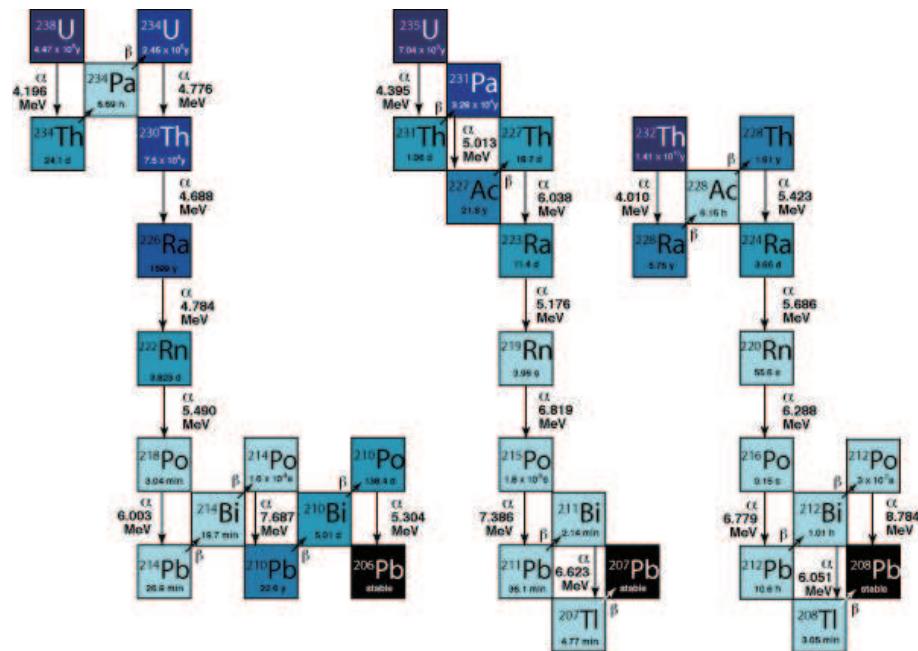


图 2.7: ^{238}U 、 ^{235}U 和 ^{232}Th 的衰变链

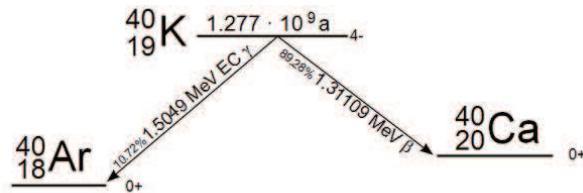


图 2.8: ^{40}K 的衰变道

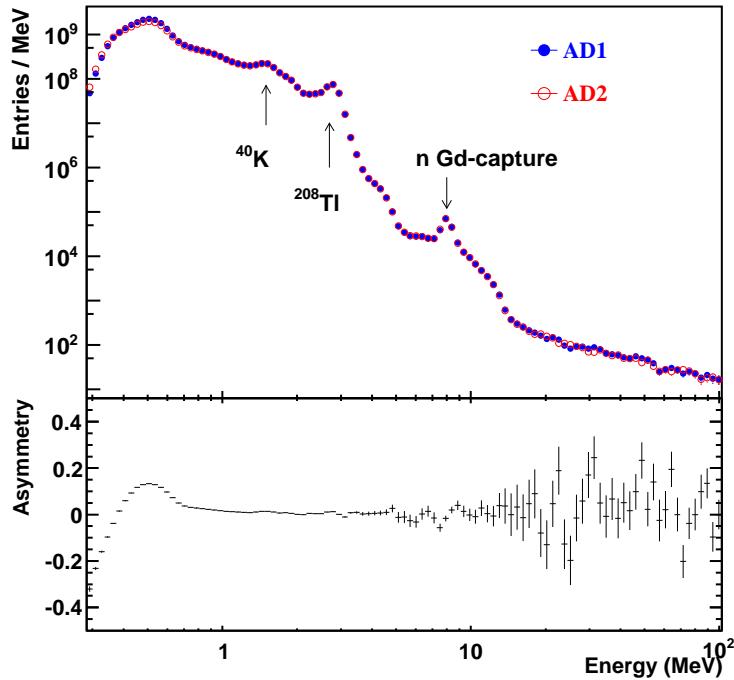


图 2.9：大亚湾实验中微子探测器中的全能谱，可以清晰的看到天然放射性中典型的 γ 峰。

此外，因 ^{238}U 的衰变链中有 ^{222}Rn ，氡扩散到空气中并迅速衰变到半衰期26年的 ^{210}Pb ，由于半衰期的差别 ^{210}Pb 会大量积累。 ^{210}Pb 经过两次 β 衰变成为 ^{210}Po ， ^{210}Po 发生 α 衰变， α 能量是5.3 MeV，经过淬灭后在探测器的可见能量只有0.5 MeV，即形成了图 2.9 中0.5 MeV 附近的峰。

2.4 实验进展与最新结果

2011年12月24日晚11时，大亚湾实验正式开始物理取数。大亚湾实验三个实验厅共安装6个AD，其中远厅3个，大亚湾近厅2个，岭澳近厅1个。正式采集用于中微子振荡分析的物理数据，是大亚湾实验的标杆时间点。

2011年12月24日至2012年7月28日，维持三个实验厅的稳定运行，物理取数时间超过90%。

期间，大亚湾中微子实验于2012年3月8日最先给出了 θ_{13} 不为0的证据 [3]，所

第二章 大亚湾反应堆中微子实验简介

用数据为2011年12月24日至2012年2月17日数据共计55天。此后，大亚湾合作组又先后发表了更精确的 θ_{13} 测量结果 [32]，使用了2011年12月24日至2012年5月11日共计139天的数据。近期，大亚湾又发表了中微子能谱分析结果 [33]，为2011年12月24日至2012年7月28日6 AD 模式下的全部数据，共计217天。

2012年7月28日至10月19日，夏季维护，安装剩余的两个中心探测器并进行探测器详细刻度。

2012年10月19日至今：8个AD开始物理取数，预计运行三年以上。

根据大亚湾实验合作组最新发表的结果 [33]，中微子振荡混合角 $\sin^2 2\theta_{13}$ 值为 0.092 ± 0.008 。这是迄今为止世界上发表的对 θ_{13} 的最精确测量值。

博士论文：大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

第三章 反中微子探测器的刻度与重建

刻度和重建是数据处理的第一步，也是物理分析结果准确可靠的基础。本章将全面介绍大亚湾中微子实验中的刻度和重建过程。时间刻度和液闪对电子能量非线性响应的独立测量这两项工作均由作者主持完成，将较为详细的介绍。

3.1 Flasher现象

PMT 的 Flasher 现象，中文可以翻译成“打火”，许多使用 PMT 的实验都曾遇到类似问题。Flasher 事例一般是指探测器中某个 PMT 自己发光。高能物理研究所的温良剑和赵庆望经过观察，总结了 Flasher 事例的一些特点：通常有方向性，正对它的 PMT 会收到较多光子，其它 PMT 则没有大信号；Flasher PMT 自身也会有较大信号。实际观测到的 Flasher 事例电荷分布如图 3.1 所示。

基于这一特征，大亚湾实验通过“电荷象限法”来鉴别 Flasher 事例，定义变量

$$Quadrant = \frac{Q_3}{Q_2 + Q_4} \quad (3.1)$$

，其中， Q_2 、 Q_3 和 Q_4 是指不同象限，将 24 列 PMT 共分为了 4 个象限，电荷最大 PMT 锁在象限为 Q_1 ，两侧相邻两个象限为 Q_2 和 Q_4 ，对面的象限为 Q_3 。除了 Quadrant 变量，还可以利用最大电荷占总电荷的比重来鉴别 Flasher 事例，记为 $MaxQ = Q_{max}/Q_T$ 。组合上述两种方法，最终大亚湾实验用变量 Ellipse 来帮助识别 Flasher 事例：

$$Ellipse = \lg[(\frac{Quadrant}{1})^2 + (\frac{MaxQ}{0.45})] \quad (3.2)$$

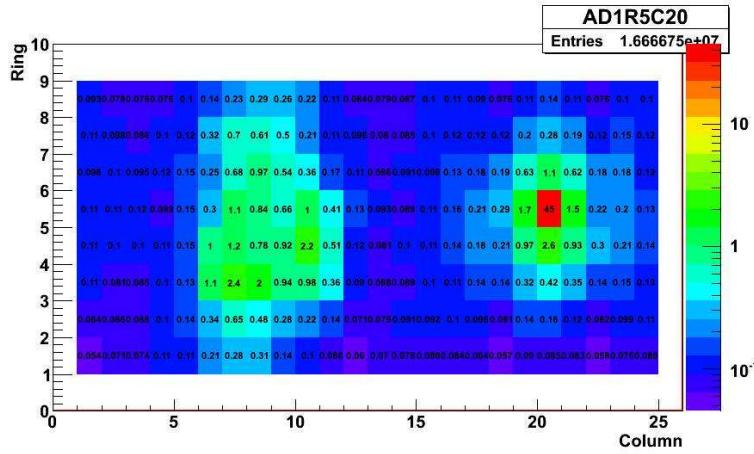


图 3.1: 大亚湾实验观测到的 Flasher 事例在探测器内的电荷分布图

图 3.2 显示了 Ellipse 变量的分布，可以看到 0 附近有明显分界。当 $\text{Ellipse} > 0$ ，事例就会被标记成 Flasher 事例，由于 Flasher 事例并不是我们需要的物理事例，所以这种事例在物理分析中会跳过。

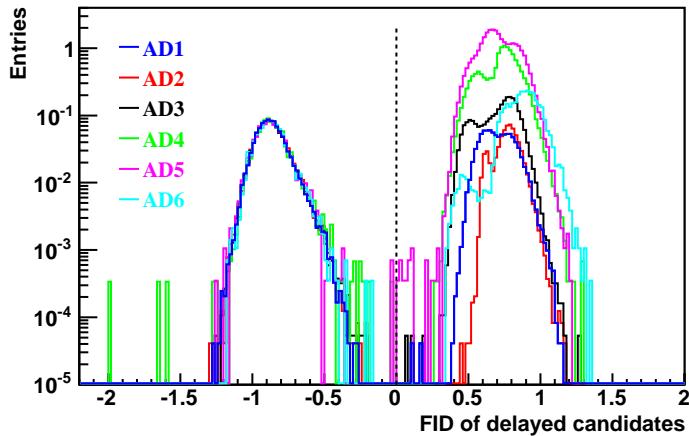


图 3.2: 大亚湾实验所用的 Flasher 鉴别量 Ellipse。

大亚湾实验首次注意到 Flasher 的存在是在对比不同 AD 的全能谱时，如图 3.3 左图，注意到 AD1 和 AD2 能谱在 6 MeV 附近有明显不同，然而探测器的设计是全同的，原理上能谱应相同，且天然放射性、宇宙线中子等物理事例的峰位也都保持一致。差别最有可能来自探测器自身。最终确认正是个别 PMT 发生 flasher 现象导致了差别，在使

用了 flasher cut 后，如图 3.3 右图，AD1 和 AD2 的能谱完全吻合。

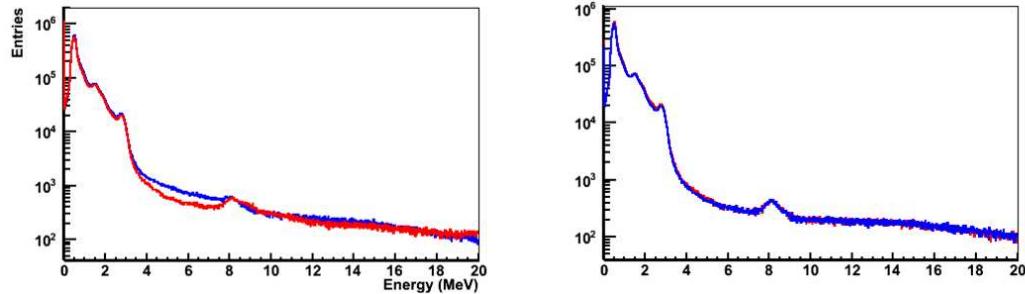


图 3.3: AD1 和 AD2 的能谱比较。左图未使用 flasher cut，右图使用了 flasher cut

引起 PMT 自身发光的原因尚属未知，不同实验也可能不同。美国 LBNL 实验室的 Yasuhiro Nakajima 等人在暗室中用照相机记录了大亚湾所用 PMT 的 Flasher 现象，如图 ??，左图是 PMT 关闭状态的对照图，右图是 PMT 工作时黑暗中拍摄的照片，可以看到发光点位于 PMT 的 base 上。

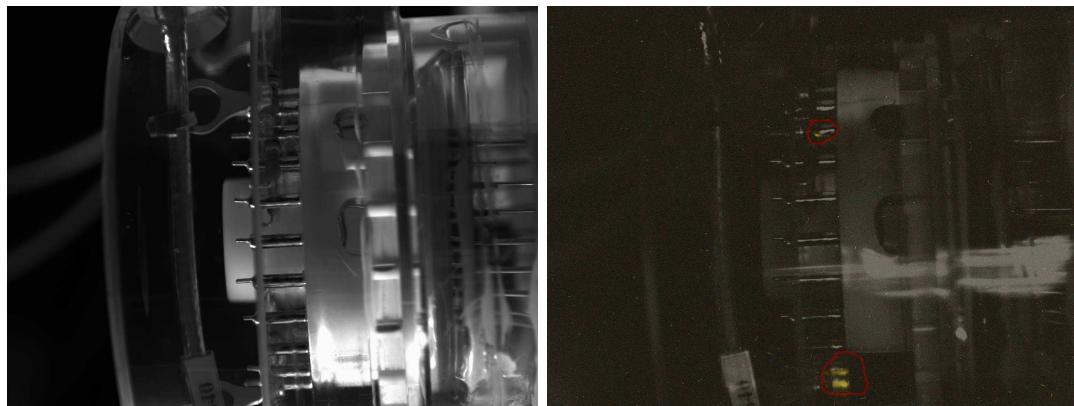


图 3.4: LBNL实验室拍照得到大亚湾PMT Flasher 的图象

3.2 时间刻度

大亚湾实验采用 TDC 记录每个 PMT 接收到光子的时刻和全探测器发出触发信号的时刻之间的时间差。大亚湾所用 TDC 每道对应 1.5626 ns，由于时间顺序上光子到达 PMT 在先，触发在后，所以 TDC 值越大则表示这个 PMT 更早的接收到光子，即

TDC 道数和时间的转换因子为 -1.5625 ns/TDC道。每道 PMT 所接 TDC 的读出值，都包含多部分的时间贡献，可以用式 3.3 描述：

$$t_i = t_0 + t_i^{tof} + t_i^{offset} + t_{slew}(Q) \quad (3.3)$$

其中， t_i 是第 i 道 PMT 的 TDC 读出， t_i^{tof} 是光子从事例顶点到第 i 道 PMT 的飞行时间； t_i^{offset} 是时间偏移参数，由于硬件总存在细微差异，不同道的 TDC 记录时间会有偏移，通常是个不随时间变化的固定值，这是我们需要刻度的时间参数之一； $t_{slew}(Q)$ 表示时间行走效应，其产生是由于 TDC 通常依靠过阈时间判断事例起始时间，但实际是有差别的，且和信号幅度有关。 t_0 在物理上可以理解为事例真实发生时间和触发时间之间的差异，但实际应用中，我们更关心各个 PMT 相对于触发的相对时间差，由此可推算出事例顶点到 PMT 的距离差，从而重建出事例顶点。 t_0 可以为任意固定偏移值，而并不影响事例重建。因此，我们在数据处理时可以选择让 t_i^{offset} 和 $t_{slew}(Q)$ 中对各个 PMT 都相同的部分也包含在 t_0 里， t_i^{offset} 和 $t_{slew}(Q)$ 仅表示 PMT 之间有相对差异的部分。

3.2.1 时间偏移刻度

大亚湾实验利用 LED 来完成时间刻度。将 LED 置于探测器中心，用特定电压（通常为 -8 V）驱动 LED 高频闪烁发光，同时照亮所有 PMT。选择驱动电压时应让 LED 信号相对较强，这样可以让不同 PMT 接收到相近的光子数，从而让输出电荷 Q 差异较小，则时间行走效应带来的时间差异 $t_{slew}(Q) \simeq 0$ ，我们可以优先定出 t_i^{offset} ：

$$t_i^{offset} = t_i - t_0 - t_i^{tof} \quad (3.4)$$

时间偏移 t_i^{offset} 的具体步骤为：

第一步，选择合适的 LED 刻度 run，通常为 ACU-A LED 位于 AD 中心，LED 驱动电压为 -8 V 的 run。先应用初步 TDC 挑选，要求 TDC 道数在 (900, 1100) 范围内，这样可以去除多次触发事例。仅经过初步挑选后的原始 TDC 输出如图 3.5 所示，近似为宽约 20 道的均匀分布。这一 20 道分布来自 t_0 ，由于触发板时钟的采样频率为 40 MHz，换言之触发时间的精度约为 25 ns，触发时间和事例真实时间的差别就会体现出 25 ns 左右的均匀分布。

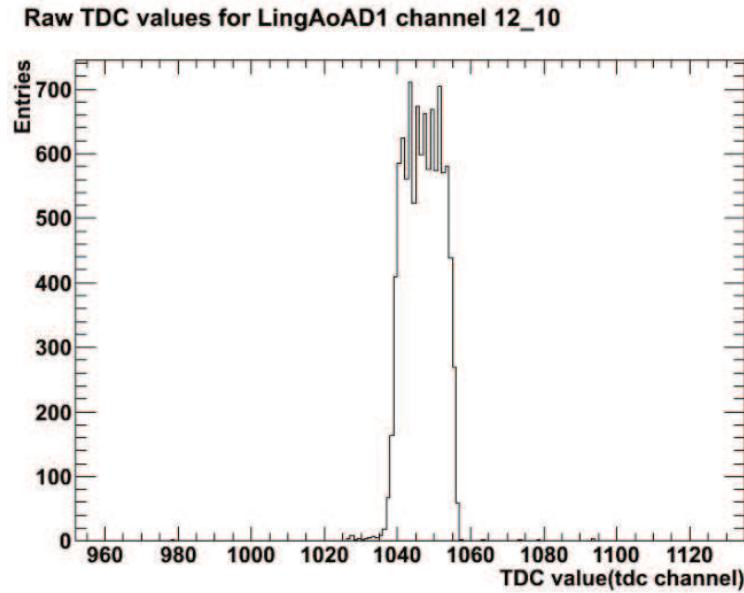


图 3.5: LED run 中的原始 TDC 分布举例。

第二步，计算飞行时间。通过 ACU 系统控制 LED，可以精确知道 LED 的坐标，计算 LED 到 PMT 之间的距离，最后计算出飞行时间。图 3.6 展示了修正过飞行时间的 TDC 分布，由于 LED 位于探测器中心，到各 PMT 距离差别较小，飞行时间修正后的 TDC 分布与原始 TDC 分别基本一致，仍有近20道宽度。

第三步，扣除 t_0 。这是最重要的一步，从物理意义来看， t_0 很难准确求出，因为我们无法知道事例发生的准确时刻。好在从时间刻度的目的来看，我们允许有固定的偏差。我们采用了两种方法来估计 t_0 ，并相互验证：

一种方法是用每次 LED 发光事例中，修正飞行时间后的所有道 TDC 读数的中位数作为 t_0 ，也即将事例时间近似为扣除飞行时间后 PMT 接收光子的平均时间。这里之所以不用 TDC 读数的平均值，而用中位数，是出于物理上的考虑，PMT 有暗噪声、后脉冲等特性，导致 TDC 有时记录的时间并非对应 LED 事例，极端情况下平均值有可能有偏，而中位数可避免偏差。

另一种方法则是设置了一道“参考道”，同样接一路 TDC，在给 LED 送出驱动电压的同时，也送一个脉冲信号给参考道，以参考道的 TDC 读出作为 t_0 。

第四步，拟合时间偏移参数 t_i^{offset} 。图 3.7 为 t_i^{offset} 的拟合举例。拟合时采用了不对称高斯函数，因为 TDC 峰位有可能受后脉冲的影响，拟合前沿更为准确。

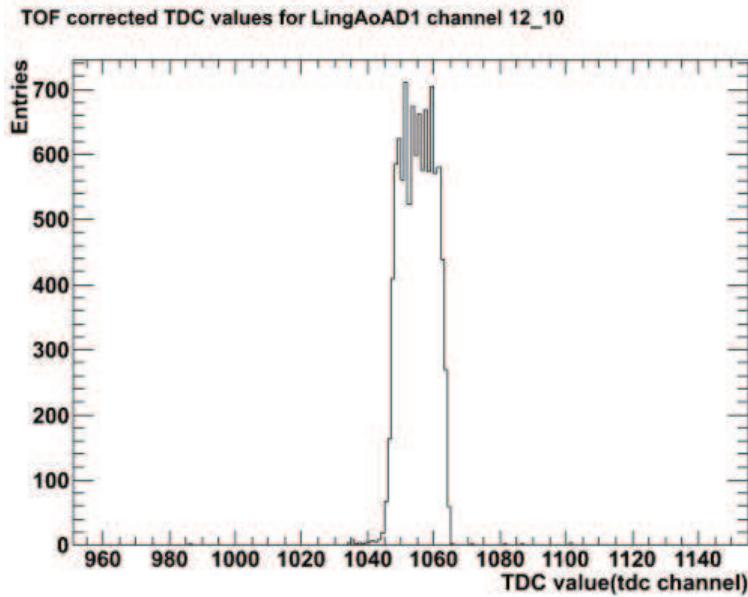


图 3.6: 修正过飞行时间的 TDC 分布。

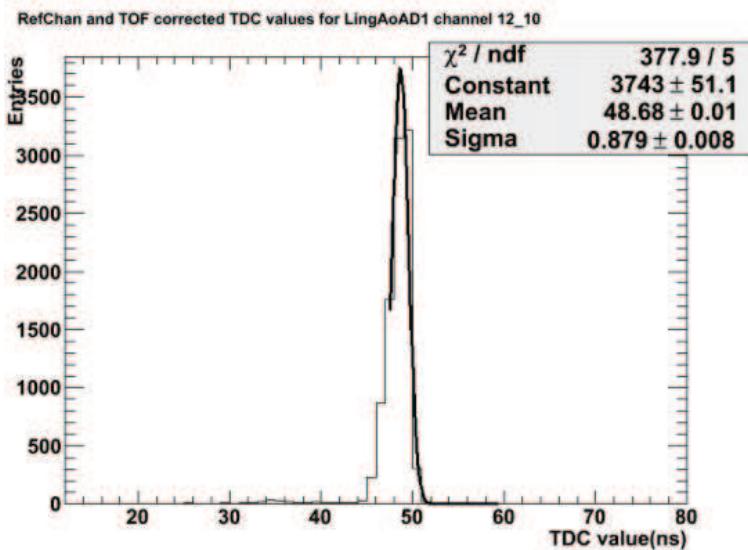


图 3.7: 时间偏移参数拟合举例。

最终得到的 t_i^{offset} 参数会以表的形式存入数据库，图 3.8 则以二维直方图的形式较为直观的展示刻度参数结果。其中，Board 17 所连 PMT 为 2 英寸 PMT，不同于其他 8 英寸 PMT，所以刻度参数也有较大不同。

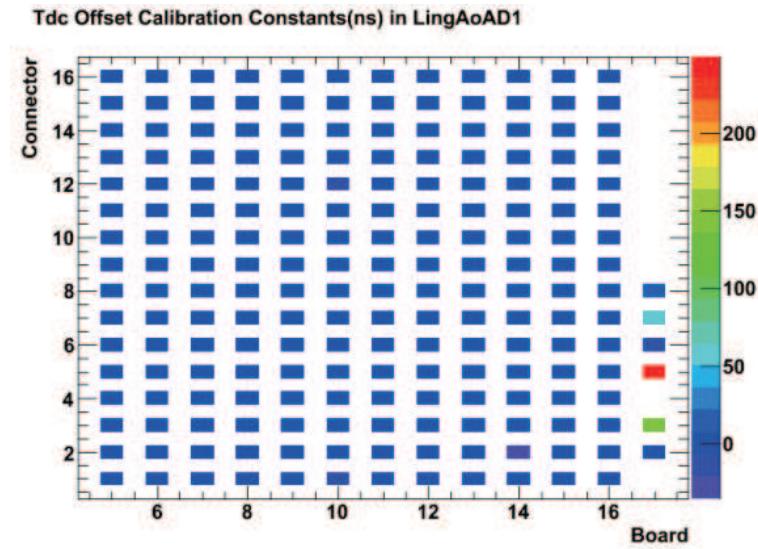


图 3.8: 时间偏移刻度参数表举例。

3.2.2 时间行走刻度

LBNL 的 Pedro 和 Herb 深入研究了时间行走效应的刻度。时间行走刻度和时间偏移一样，仍然使用探测器中心的 LED 进行刻度，但做了驱动电压扫描，共采 10 个不同电压，使 ADC 的读数从 0 变化到 6000。

首先，类似时间偏移刻度过程，扣除 t_0 和 t_i^{t0f} 。扣除后的 TDC 和 ADC 二维分布如图 3.9 所示，可以观察到时间行走效应在 ADC 值较小时更为明显。

拟合时间行走关系 $t_{slew}(Q)$ 使用了经验公式：

$$f(x) = p_0 + p_1 \exp(-p_2 x) + p_3 \exp(-p_4 x) + p_5 \lg x \quad (3.5)$$

其中， p_0 的物理意义即上一节的时间偏移参数，其它参数及函数形式则是经过反复尝试优化后得到的经验形式。这个经验公式可以较好描述时间行走效应，图 3.10 为拟合举例，拟合得到的 χ^2/ndf 在大多数情况下都小于 3。对于大于 3 的情况也做了检查，通常是个别统计量较低的点引起的，实际拟合效果仍然可以接受。

刻度完成后可以用不同光强的 LED run 来检测效果，图 3.11 给出了刻度之后 TDC 分布，RMS 小于 1 ns，即最终的刻度效果可以让时间精度达到纳秒量级，能满足重建需要。

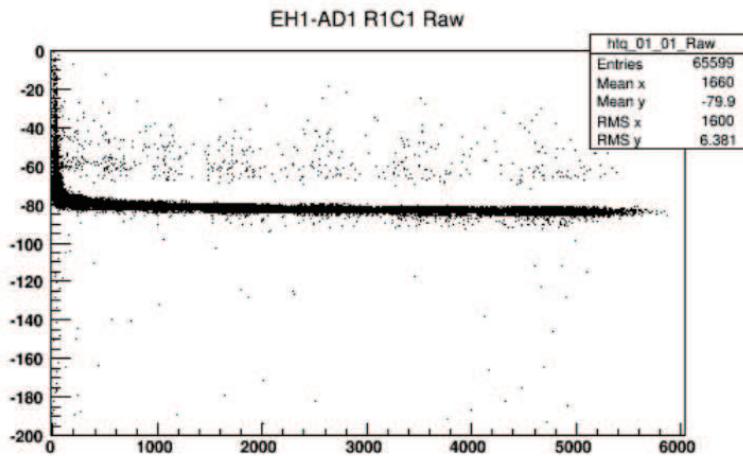


图 3.9: 扣除 t_0 和 t_i^{tof} 之后的 TDC 与 ADC 二维分布; 横轴为 ADC 值, 纵轴为 TDC 值。

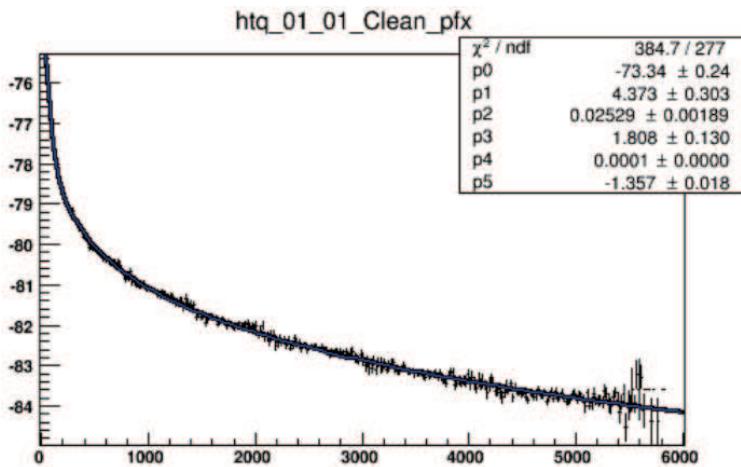


图 3.10: 时间行走拟合举例

3.3 能量重建

探测器的能量响应在大亚湾实验中是一个至关重要的问题。AD 的能量响应随着时间、事例在探测器中所处位置、粒子种类、沉积能量（即能量的非线性响应）等因素的不同，都会有所不同。能量重建的目标就是修正这些因素的影响，将 AD 能标的不确定度降到最低。

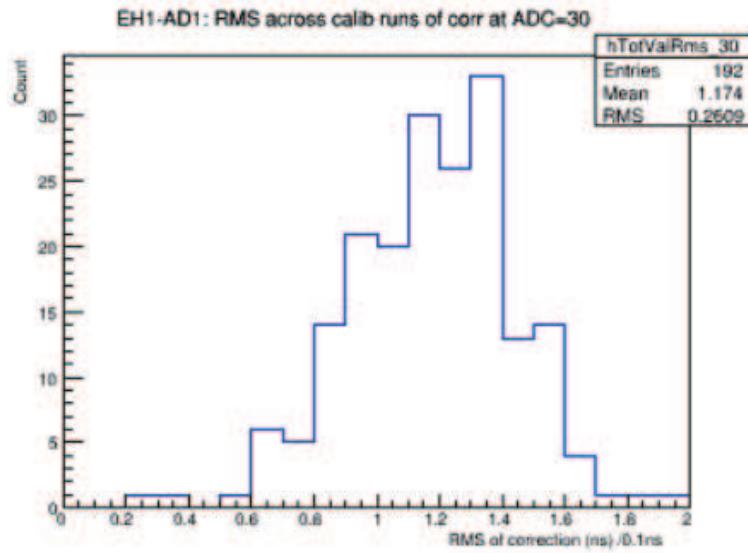


图 3.11: 刻度后的 TDC 分布。

3.3.1 增益刻度

对探测器能量响应的认识首先要从 PMT 的增益刻度开始。高能物理研究所的于泽源完成了这项工作 [37]。PMT 增益的定义为一个光电子（简写为 p.e.）对应的 ADC 道数。和上一节时间刻度相似，增益刻度也是用 LED 作为刻度光源，但区别于时间刻度的是，增益刻度中 LED 发出的光应较弱，使每个 PMT 都只接收单个光电子。然后拟合 ADC 的单光电子峰，就能得到 PMT 的增益。

PMT 增益刻度结果如图 3.12 所示：左图为一次刻度所有 PMT 增益的统计直方图，可以看到大亚湾实验所用 PMT 的增益为 20 左右；右图为一段时间增益的波动情况。大亚湾使用 LED 刻度的频率为每周一次，通常情况下增益较为稳定，但每次电子学断电重启后，增益都会细微改变。

考虑到 LED 刻度频率较低，倘若两次刻度间发生重启系统等情况，刻度参数可能不能及时更新。美国 BNL 的王喆等人提出了另一种增益刻度方法，即使用暗噪声来刻度。通常暗噪声的大小近似为单光电子信号左右，可以用来刻度。这里用了一种巧妙的办法来获取暗噪声信号，PMT 击中时刻到触发时刻的时间间隔分布如图 3.13，可以看出，真正的液闪发光事例通常在 -1650 ns 之后，-1750 至 -1650 ns 之间的信号主要为暗噪声，可用于刻度。此法每 2 小时的统计量就足够完成一次刻度，因此可实时监控增益变

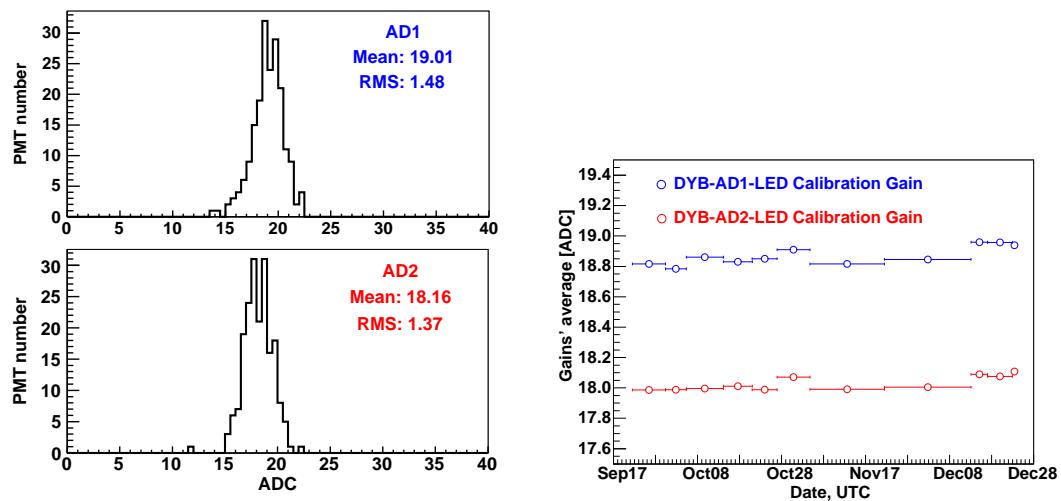


图 3.12: 大亚湾光电倍增管增益刻度结果的统计图与稳定性

化。但是此法亦有缺点，暗噪声信号不能完全等同于单光电子信号，会有系统性偏差，必须和前一种方法相互印证一起使用。

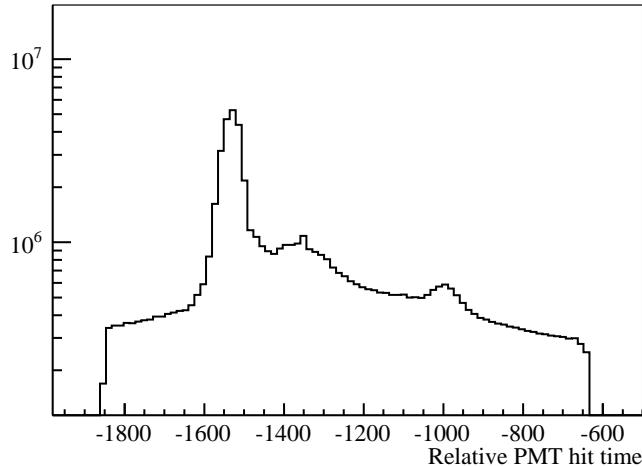


图 3.13: PMT 击中时刻与触发时刻的时间间隔分布

3.3.2 能标刻度

增益刻度将 ADC 输出转化成了光电子数，而将光电子数对应到能量上的步骤就是

第三章 反中微子探测器的刻度与重建

能标刻度。大亚湾实验选用 ^{60}Co 放射源作为刻度源，与 LED 一样可以通过 ACU 系统放入探测器中心。能标刻度的工作也由高能所的于泽源完成 [37]。

探测器的能标定义为探测器中心的 1 MeV 粒子能量沉积对应的 PMT 接收到的总光电子数。能标受探测器温度、液闪光产额变化等影响而变化，需要定期刻度。大亚湾实验的刻度频率为每周一次。

刻度源选择使用 ^{60}Co 源，其衰变道如表??所示，衰变成稳定的 ^{60}Ni ，放出一个 β 粒子和两个 γ 粒子。其中的 β 会被放射源包装壳吸收挡住， γ 则进入探测器沉积能量。两个 γ 的总能量为 2.506MeV。大亚湾实验所用 ^{60}Co 源活度约 100Bq。

Isotopes (half life)	$Q_\beta -$	E_γ	Branching ratio
^{60}Co (1925.1 d)	317.9	1.17+1.33	1
↓			
^{60}Ni (stable)			

表 3.1: ^{60}Co 的衰变

^{60}Co 能谱如图 3.14，拟合峰位时选择了两种函数：（1）CrystallBall + Gaussian，如图 3.14 中所展示；（2）不对称 Gaussian。CrystallBall [38] 可以用来描述含能量泄漏的能谱，形式如式 3.6

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{for } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \text{for } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (3.6)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \\ B &= \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \end{aligned}$$

在第一种函数拟合中 CrystallBall 用以描述全能峰，Gaussian 描述 γ 在源壳内的能量沉积。两种函数拟合结果基本一致，拟合误差估计为 0.1%。

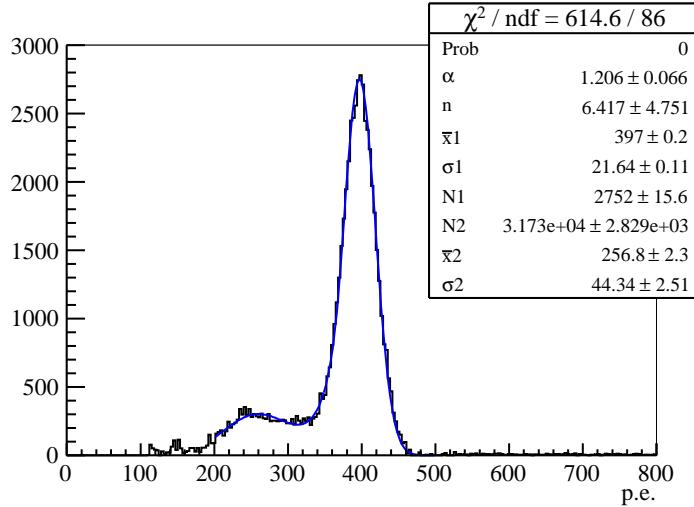


图 3.14: ^{60}Co 能谱的拟合，拟合函数为 CrystallBall + Gaussian。

图 3.14 拟合得到的峰位是 397.0 p.e.，可算出能标为 158.4 p.e./MeV。图 3.15 给出了从 2011 年 12 月 24 日到 2012 年 7 月 28 日之间，也即大亚湾实验 6 AD 模式取数阶段，各个探测器能标的稳定性情况。可以看到不同 AD 的能标会有所不同，大致都在 165 p.e./MeV 附近。在这 8 个月中，各探测器均降低了 1% 到 2%，下降原因有两种猜测：（1）液闪光产额下降；（2）液闪衰减长度下降。有个别点有跳动，则是对应某些 PMT 噪声信号变多而被迫关闭的情况。

通过对比不同放射源的能谱峰位、液闪中 Po 衰变产生的 α 粒子能量和中子在 Gd 上俘获的峰位，我们可以估计 AD 能标的非关联误差。如图 3.16，图中不同事例类型用不同形状的点标出。上半 Pad 中横坐标为 AD 编号，纵坐标 Asymmetry 定义为

$$Asymmetry_i = \frac{E_i - \sum E_i / 6}{\sum E_i / 6} \quad (3.7)$$

其中， E_i 为第 i 号 AD 对研究事例能谱峰位的拟合值。可以看到对六个 AD 用不同刻度源重建的能量差别都在 0.5% 以内，且不同 AD 间的差异对不同事例来说趋势一致。下半 Pad 中横坐标为重建能量，可以看到在不同能量段，所有 AD 能量响应的差别不超过 0.5%。综上所述，AD 能标的非关联误差定为 0.5%。

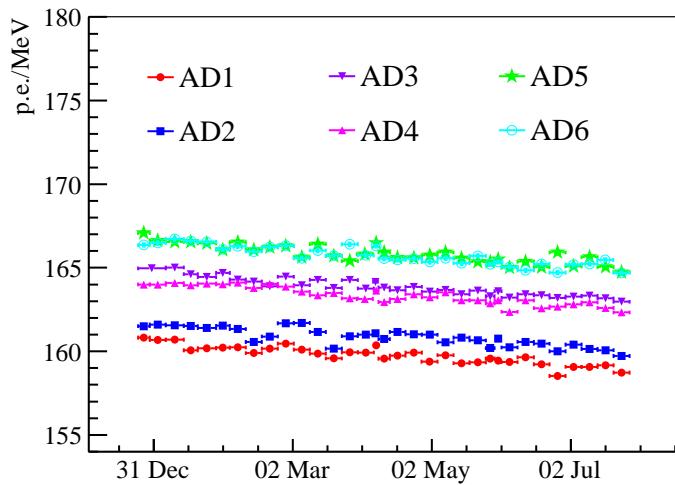


图 3.15: 探测器能标随时间的变化 (2011 年 12 月 24 日至 2012 年 7 月 28 日)。

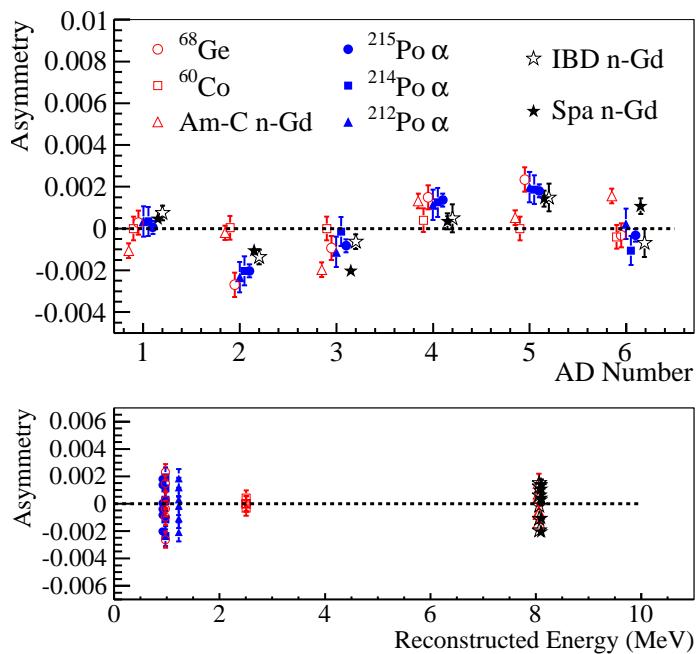


图 3.16: 比较各个 AD 之间的区别

3.3.3 能量非线性响应研究

前文已经叙述，大亚湾实验通过反 β 衰变来探测中微子，衰变产物正电子带走中微

子大部分能量，我们可以从正电子的能谱反推出中微子能谱，所以正电子能量的精确测量至关重要。正电子首先通过电离作用在液闪中沉积动能，然后和电子湮灭放出两个0.511 MeV 的光子。光子在液闪中通过康普顿散射损失能量。康普顿电子又通过电离作用在液闪中沉积能量。所有沉积能量都会转化成闪烁光子并被 PMT 收集。PMT 通过光电效应将光信号转变成电信号。电信号送入 ADC，完成电荷积分并将电信号转换成数字信号，供物理分析人员分析。

在这个能量到物理数据的链条上，非线性的来源主要有两方面，其一是液闪的能量响应，其二是电子学的处理，下面将一一介绍。非线性研究较为复杂，大亚湾实验目前得到结果凝聚了多位合作组成员的心血，亦体现了大亚湾实验的国际合作特点。

液闪的非线性

目前已知会造成液闪能量非线性的主要有两个因素，分别是淬灭效应和切伦科夫效应。20世纪50年代，J. B. Birks 针对不同粒子测量了液闪的能量响应 [39]。在测量中 Birks 发现，液闪发出的闪烁光小于粒子本应沉积的能量，这种能量非线性响应被归因于淬灭效应，并总结了经验关系：

$$E_{visible} = \frac{E_{true}}{1 + k_B(dE/dx)} \quad (3.8)$$

其中， $E_{visible}$ 是液闪中的可见能量， E_{true} 是粒子应沉积的真实能量， k_B 被称为 Birks 参数，这个参数和液闪成分有关， dE/dx 是粒子在单位路径长度上的能量损失，和粒子的种类有关。这个经验关系被称为 Birks' law。

在最近十年，KamLAND 实验注意到，对于电子，Birks' law 并不能完全解释液闪的非线性能量响应，经过他们的实验研究，发现切伦科夫效应对能量非线性也有贡献 [40]。切伦科夫效应是指当粒子在介质中的速度超过光速时，会发出切伦科夫光的现象。切伦科夫光本身是紫外光，但在液闪中还会发生吸收重发射过程，转变成 PMT 敏感的可见光。这样切伦科夫光就成了电离效应之外的又一种液闪发光方式。对于能量超过切伦科夫效应阈值的电子来说，在液闪中产生的光子更多。

电子学的非线性

大亚湾实验中的电子学非线性，主要来源于 ADC 对 PMT 信号的模数转换。一次

第三章 反中微子探测器的刻度与重建

触发的完整读出窗口长度为 1200 ns (从 -1800 ns 至 -600 ns), ADC 的寻峰时间是 300 ns, 波形积分时间约为 100 ns, 故在一次触发窗口中, PMT 可能被判定有多个击中, 并得到多个 ADC 积分值, 在选择使用哪些 ADC 积分值时就会引入非线性。

前文已经展示过 PMT 相对触发的击中时间分布, 如图 3.13, 从左至右按时间顺序, 各个峰依次为: 第一个峰为物理事例带来的击中信号, 第二个和第三个峰则是 PMT 的自身的 Ringing 和 AfterPulse 等效应引起的后脉冲。此外, 还有一个连续平台, 是暗噪声引起的。我们需要的仅仅是物理事例带来的真实击中信号, 必须通过合理的读出窗口选择以减少非物理事例的干扰。

通过前期研究, 大亚湾实验物理分析中挑选使用 [-1650 ns, -1250 ns] 这段时间窗口中的第一个击中, 作为候选物理击中。此时, 对于 1 MeV 的事例, 暗噪声占总击中数的比例小于 0.3%, 对于 2.5 MeV 的事例, 该比例小于 0.1%, 故暗噪声的影响可忽略。

在前期研究中, 发现液闪的发光可以分为只有平均时间几 ns 的快成分和平均时间几十 ns 的慢成分。因时间长度都小于 ADC 的波形积分窗口, 所以可以积分在一起作为一次击中事例。但是, 随着对液闪的研究深入, 又发现了一种更慢的成分, 发光平均时间大于 100 ns, 如图 3.17 所示, 在高能所进行的独立实验测量和来自 AD 中的数据得到了一致的结果。

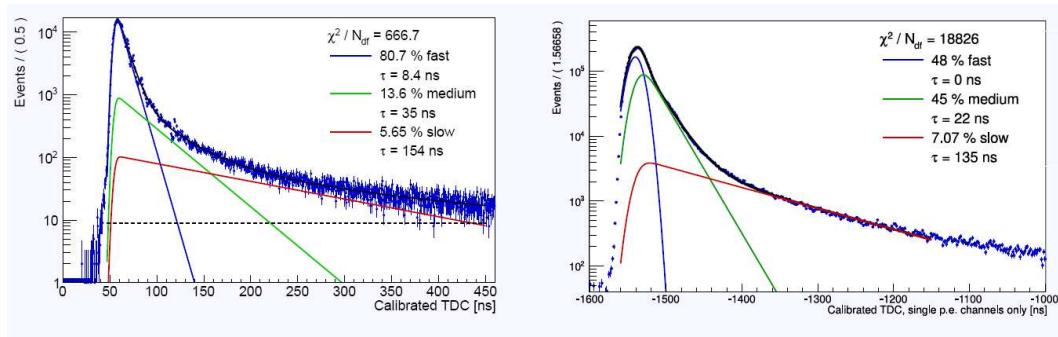


图 3.17: 大亚湾液闪中的三种发光时间成分, 左图为高能所实验室测量结果, 右图为大亚湾实验 AD 的数据

这种大于 100 ns 的极慢成分在不同能量的事例中, 被选入候选物理击中的比例不同, 就有可能会引入非线性。具体来说, 在较高能量事例中, 快成分产生的光子足够多, 可以击中所有 PMT, 则慢成分光子都不会被计入候选物理击中中。而在较低能量事例

博士论文：大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

中，快成分产生的光子不足以击中所有 PMT，有部分 PMT 上没有击中，然后被极慢成分光子击中，则极慢成分光子会被计入候选物理击中，相比之下总光电子数就大于仅计入快成分的情形。进而导致电子学非线性的产生。

非线性修正模型

非线性按成因可分为液闪非线性和电子学非线性，在修正时也尝试分别对液闪非线性和电子学非线性进行建模。

首先介绍液闪非线性修正模型。

前面提到，液闪对不同粒子会有不同的非线性特征。大亚湾中微子实验要探测反 β 衰变产生的正电子能谱，正电子的能量沉积包括两部分：动能沉积和湮灭产生的两个0.511 MeV 的 γ 。动能沉积的非线性理论上和电子非线性相同。而对于 γ 而言，其在液闪中通过康普顿效应、电子对效应和光电效应产生电子或正电子。通过 MC 模拟 γ 产生的电子能谱，即可将 γ 非线性转换为电子非线性。不同能量的 γ 产生的电子能谱如图 3.18 所示。给定 γ 真实能量，经过非线性修正后的 γ 可见能量为该图中电子动能谱与电子非线性的卷积。综上所述，我们需要确定的是电子的非线性。

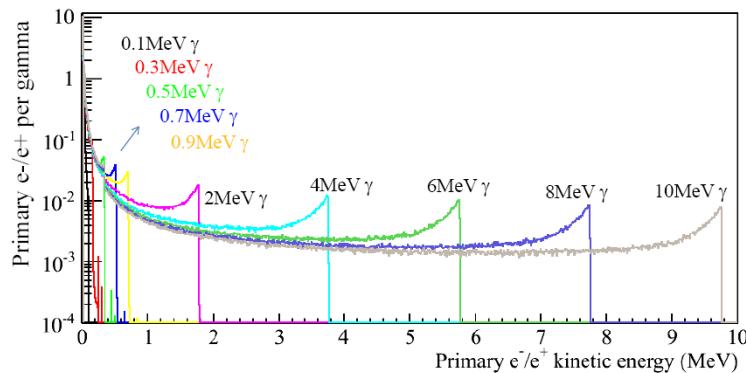


图 3.18: γ 产生的电子能谱

对于电子能量的非线性，大亚湾实验尝试用不同模型描述，相互校验以减小系统误差。最主要的模型有两类，一类是经验模型，文献 [33] 中的 nominal model 即属于此类：

$$f_{scint} = \frac{E_{vis}}{E_{true}} = \frac{p_0 + p_3 \cdot E_{true}}{1 + p_1 \cdot e^{-p_2 \cdot E_{true}}} \quad (3.9)$$

这是一个纯经验模型， p_0, p_1, p_2, p_3 这四个参数并没有物理意义。第二种模型是基于前述的 Birks' law 和切伦科夫辐射理论，

$$f_{scint} = \frac{E_{vis}}{E_{true}} = f_q(E_{true}; K_B) + K_C f_c(E_{true}) \quad (3.10)$$

其中， $f_q(E_{true}; K_B)$ 即为 Birks' law， $f_c(E_{true})$ 描述切伦科夫辐射， K_C 描述切伦科夫光所占比重。这个模型形式上物理意义明显，但是单纯依靠大亚湾实验数据无法得到所有参数，需要依靠外部测量的结果。

接下来介绍电子学非线性修正模型。

针对上一节介绍的电子学非线性来源，我们尝试使用更窄的时间窗口 [-1650 ns, -1480 ns] 来减小极慢成分光子的影响。通过比较，窄窗口可以将电子学非线性降低到原来的十分之一左右。但为了保持数据分析的一致性，我们仍然使用原击中时间窗口，窄窗口则用于建立电子学非线性模型。电子学非线性模型可写成式 3.11 的形式，

$$f_{electronics} = \frac{E_{rec}}{E_{vis}} = (1 - \alpha e^{E_{rec}/\tau})^{-1} \quad (3.11)$$

这也是个经验公式，其中 α 、 τ 在非线性的联合拟合中得到。

大亚湾实验可以用于非线性拟合的放射源包括 γ 源，如 ^{68}Ge , ^{137}Cs , ^{54}Mn 和 ^{40}K 等，及中子源，如 $^{241}Am - ^9Be$ 源和 $Pu - ^{13}C$ 源等。中子会在 H、C 和 Fe 上俘获会放出光子 γ ，所以中子源在数据处理中也类似 γ 源。除了放射源，大亚湾实验还可以利用宇宙线 muon 在探测器中打出的 ^{12}B 衰变 β 能谱。

由于各种模型各有优劣，有的物理意义不明确，有的虽有物理意义但参数难以准确定出，且液闪非线性和电子学非线性有较强耦合，误差很大程度依赖于模型。为了尽可能准确描述非线性的整体效应，最后采用了一种结合所有模型的拟合方法，

$$f = \frac{E_{rec}}{E_{true}} = f_{nom} + \sum_i a_i (f_i - f_{nom}) \quad (3.12)$$

其中， f_{nom} 指 nominal model，即前述第一种液闪经验模型加上电子学非线性模型。 $\sum_i a_i (f_i - f_{nom})$ 这一项表示再加上其他模型与 nominal model 的差别。拟合数据就

可以得到尽可能描述数据特征的非线性曲线。拟合得到的非线性曲线如图 3.19，做过非线性修正的刻度源能量响应如图 3.20 所示。

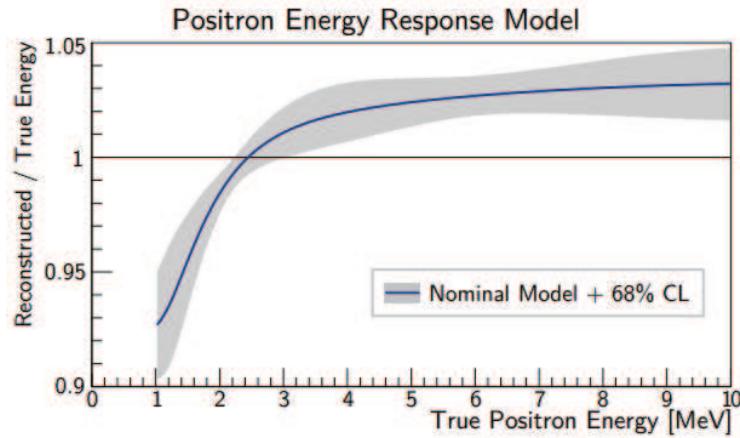


图 3.19: 非线性曲线最佳拟合结果。

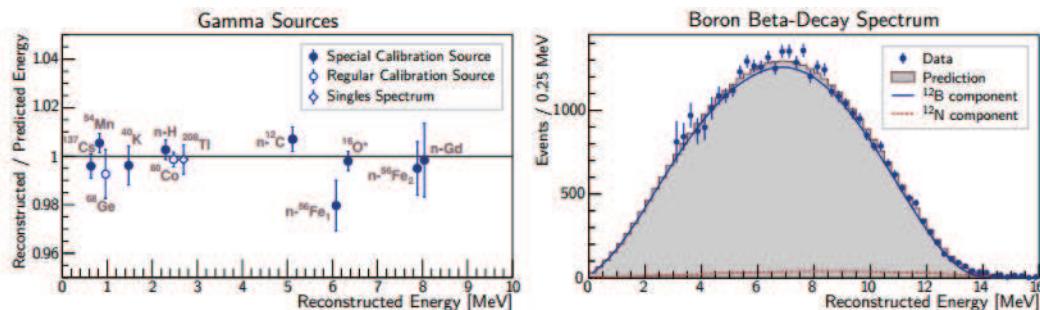


图 3.20: 非线性修正后的刻度能量与理论预测能量的比较。

图 3.19 中的非线性曲线误差，是同时考虑刻度源能量误差和模型误差后得到的，大致为 1.5%。

3.3.4 液闪对电子能量非线性响应的独立测量

为了更深入了解液闪对电子能量的非线性响应，作者在高能所主持了液闪独立测量实验。尽管上一节给出的整体非线性误差仅为 1.5% 左右，但由于液闪非线性模型和电子学非线性模型有强耦合，且对非线性的影响方向相悖，所以单独看液闪非线性模型和电子学非线性模型都有较大误差。本液闪独立测量的设计理念之一，就是要选用合适的电

子学器件，限制电子学非线性，得到更精确的液闪非线性。

实验设计

为了测量液闪对不同能量电子的响应，本实验巧妙利用了康普顿散射过程。通过选择康普顿光子的散射角，在液闪中符合就可以得到单能电子。图 3.21 为实验设计框图。我们使用了强度为 0.3 mCi 的 ^{22}Na 源，它会放出 0.511 MeV 和 1.275 MeV 的 γ 。 γ 首先穿过直径 9 mm 的准直孔，然后进入装在圆柱形石英杯的液闪中。在液闪里 γ 发生康普顿散射。散射电子的能量沉积在液闪中，转变为闪烁光，并被液闪杯下方有一只 PMT (XP2020) 探测。散射光子则由围绕液闪摆放的七套符合探测器探测。这七套符合探测器都由 LaBr 晶体和 PMT (同为 XP2020) 组成，距离液闪 60 cm，分别位于 20 度、30 度、50 度、60 度、80 度、100 度和 110 度。来自液闪 PMT 和符合探测器的信号都送入扇入扇出 (CAEN N625)，然后分为两路分别送入触发板 (CAEN N405) 和 FADC (CAEN N6742，采样频率 1 GHz)。

同时使用七个符合探测器的好处是避免系统波动，倘若只用一个符合探测器，每次改变角度难免会引起系统波动，增大误差。触发板会选择符合信号，一旦液闪和某一个符合探测器有信号，就会打开 1000 ns 的窗口，记录所有探测器的 FADC 输出。

康普顿散射电子的能量可以根据能动量守恒计算得到，如式 3.13

$$E_e = \frac{E_\gamma^2}{E_\gamma + \frac{m_e c^2}{1 - \cos \theta}} \quad (3.13)$$

其中 E_e 是散射电子的能量， E_γ 是入射 γ 的能量， m_e 是电子质量， θ 是康普顿散射角。通过和液闪实验探测到的能量比较，就可以定出液闪的非线性。

数据处理

FADC 输出的液闪所接 PMT 典型波形如图 3.22 所示，波形具有陡峭的上升沿，且快速恢复基线。基线的抖动约为 5 道。分析中，我们采用每个事例窗口前 50 道输出的平均值作为基线参考值。信号阈值为偏离基线 20 FADC 单位。电荷积分时从过阈点回溯到基线并积分到信号恢复基线时刻。

挑选符合事例时，首先做一些初步筛选，如下事例都会被跳过：基线偏离整次测量平均值 5 道；积分电荷小于 1000 FADC 单位；两个或以上符合探测器都有信号。然后对

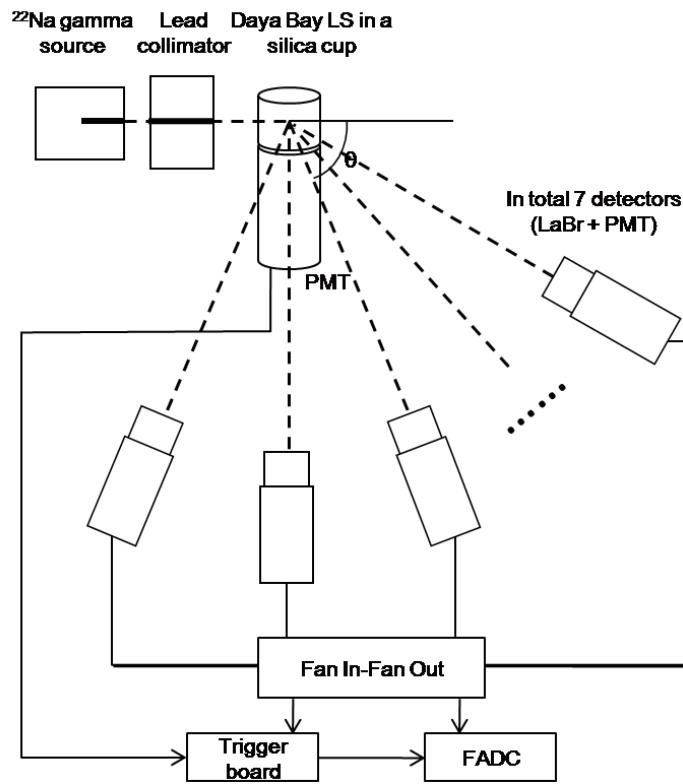


图 3.21: 液闪对电子能量非线性响应的独立测量实验设计。有七个探测器同时摆在液闪周围选择康普顿光子的散射角度。

符合事例对之间的时间差做判选，要求时间差 $\Delta t = t_e - t_\gamma$ 与平均值的偏离不超过 10 ns。图 3.23 展示了符合事例对之间时间差的分布，可以看出物理事例应在平均值 ± 10 ns 之内。

图 3.24 (a) 是关联信号能量分布的一个举例，图中标出了六个区域，A 区和 B 区分别对应 0.511 MeV 和 1.275 MeV 入射 γ 留下的康普顿散射信号，这是我们关心的事例。C 区和 D 区对应的事例是液闪中发生康普顿散射后，散射 γ 在符合探测器中再次散射的事例。E 区和 F 区对应液闪中发生多次康普顿散射的事例。通过合适的符合探测器能量 cut 可以挑选出 A 区和 B 区事例。图 3.24 (c) 和 (d) 分别给出了 0.511 MeV 和 1.275 MeV 入射 γ 在液闪中信号的峰值拟合举例。图上我们用到了 CrystalBall 函数 3.6，此外我们也用高斯函数另做拟合，相互比较以确定拟合函数带来的误差。

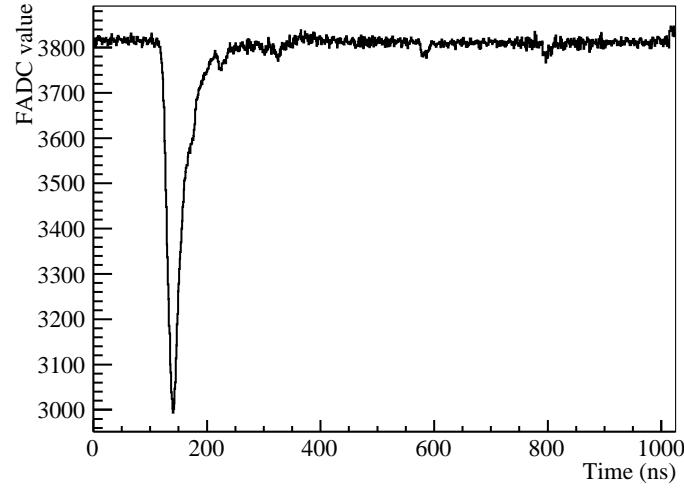


图 3.22: FADC 记录的 PMT 波形。

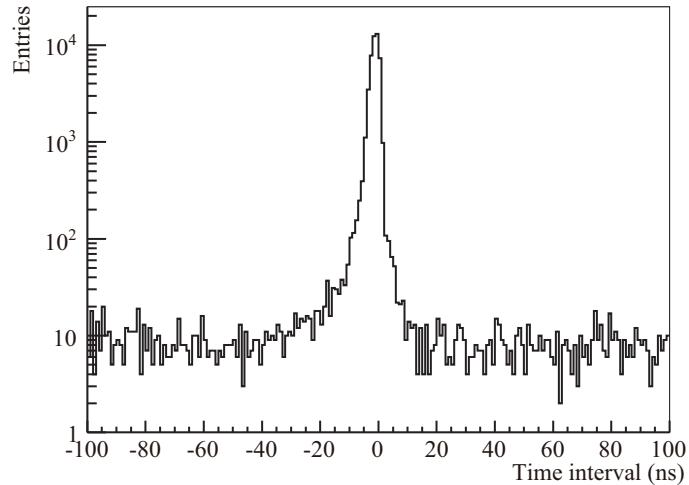


图 3.23: 符合事例对之间时间差的分布。

采用 off-window 的方法可以挑选出偶然符合本底，如图 3.24 (b)所示。Off-window 方法即改变前述符合事例对的时间差判选条件，反向选择，要求时间差与平均值的差别应在 (10 ns, 100 ns)。从图 3.23 可看出这样的事例时间差分布近似为平均分布，这是偶然符合事例的典型特征。由此估算出偶然符合事例仅在挑选出的符合事例对中占 0.01%，且多数为低能量事例，对能量峰位拟合的影响可忽略。

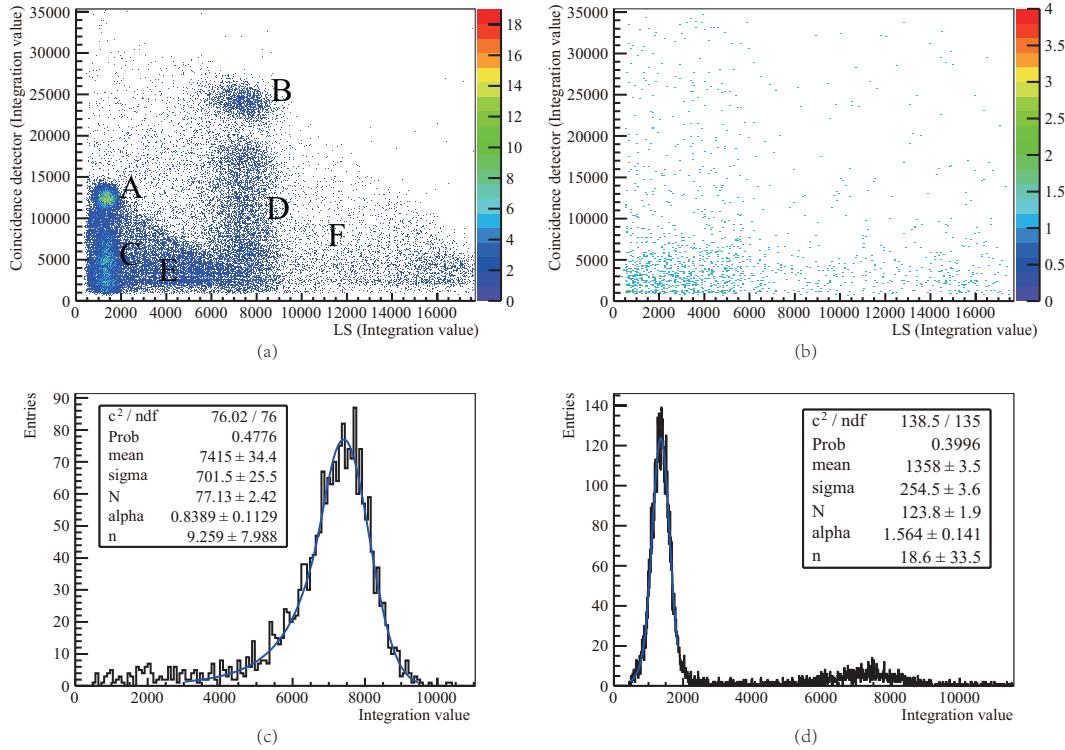


图 3.24: 30度数据分析举例。(a)符合事例对能量二维分布。(b)由 off-window 方法挑选出的偶然符合事例能量分布。(c)1.275 MeV 入射 γ 峰位拟合。(d)0.511 MeV 入射 γ 峰位拟合。

误差估计

本实验主要的系统误差来自角度准直。基于实验设计及实际探测器摆放情况，估计最大的角度偏差应不超过0.5度。其对能量响应的影响和角度有关，详情列于后文表 3.2 中。此外，本实验的角度弥散有 ± 5 度，考虑到小角散射有更大几率发生，角度弥散也有可能引入系统误差。我们通过 MC 模拟研究了角度弥散的偏差，结果为 $0.03\% \pm 0.02\%$ ，相较其它误差可以忽略。

FADC 的非线性则利用脉冲产生器单独测量。测量设计框图如图 3.25 (a)所示。脉冲产生器产生矩形波送入 FADC，FADC 能量响应可记为

$$r_{FADC} = \frac{FADC \text{ integration value}}{\text{Pulse amplitude}} \quad (3.14)$$

为了防止脉冲产生器自身也有非线性，我们还将其脉冲信号送入示波器检查，并用示波器峰峰值计算类似式 3.14 定义的能量响应。结果如图 3.25 (b) 所示。FADC 的非线性可保守估计为 1%。

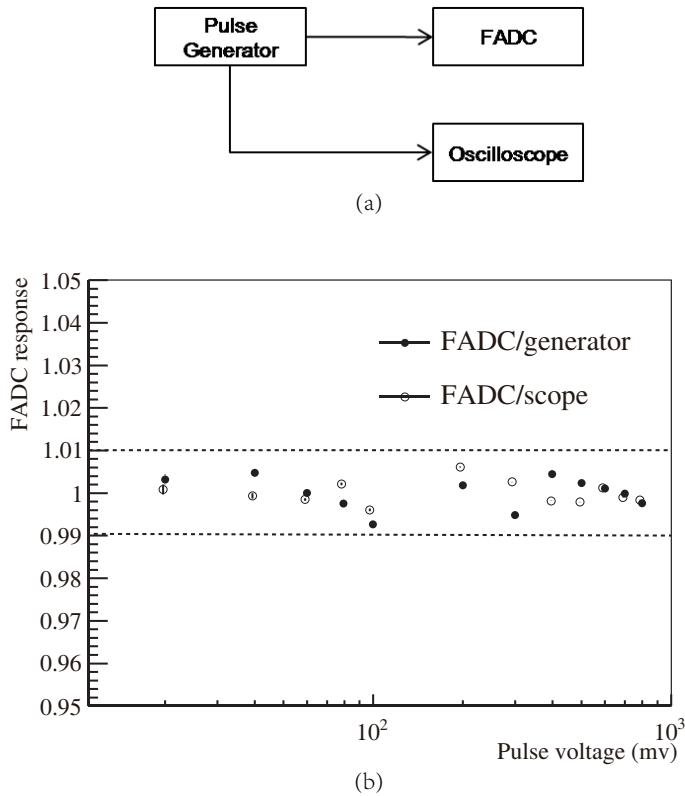


图 3.25: ((a))FADC 非线性测量实验设计框图。(b)FADC 非线性测量结果，图中画出了±1% 范围带。

我们比较了不同拟合函数的拟合结果，以此估计拟合误差，为 1%。PMT 的非线性和阳极峰电流有关，文献 [41] 给出了关系曲线。在实验中我们使 PMT 工作在相对较低增益的模式，以降低非线性。根据文献 [41]，PMT 的非线性可估计为 1%。

液闪对电子能量的非线性响应

电子的真实沉积能量记为 E_{true} ，则液闪的响应可记为 $R(E_{true}) = E_{vis}/E_{true}$ ，其中 E_{vis} 为液闪中的可见能量。本实验中我们用 1.275 MeV 入射 γ 在 80 度符合的峰位作为归一化点，即令 $R(E_{true}^{80,1.275MeV})$ 为 1。那么角度 i 的能量响应则为

$$R(E_{true}^{i,E_j}) = \frac{FADC^{i,E_j}/FADC^{80,1.275\text{MeV}}}{E_{true}^{i,E_j}/E_{true}^{80,1.275\text{MeV}}} \quad (3.15)$$

其中, $FADC^{i,E_j}$ 表示入射能量 E_j 符合角度 i 的信号拟合峰位, E_{true}^{i,E_j} 则由式 3.13 计算得到。所得结果列于表 3.2。统计误差和角度准直误差也列于表中, 它们和符合角相关。FADC、PMT 的非线性误差和拟合误差都是 1%, 表中未单独列出, 但已包含在总误差一列中。

图 3.26 也给出了本次液闪对电子能量非线性响应的测量结果, 并已将总误差画上。我们也可尝试用上节介绍的大亚湾实验非线性经验模型进行拟合, 如图中红线。模型可以很好描述数据点的趋势。如果仅用大亚湾实验数据, 液闪非线性由于和电子学非线性有耦合, 误差在 10% 左右。利用本测量结果, 势必有助于理解液闪非线性, 并缩小误差。具体应用方法目前正在研究中。

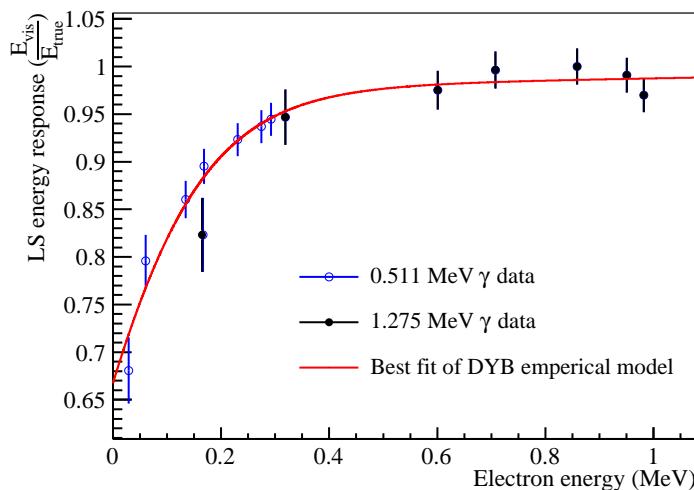


图 3.26: 液闪电子能量非线性独立测量结果。

角度	电子沉积能量(MeV)	$R(E_{true}^{i,E_j})$	总误差	统计误差	准直误差
$1.275 \text{ MeV } \gamma$					
20度	0.167	0.823	4.7%	0.9%	4.3%
30度	0.319	0.947	3.1%	0.6%	2.4%
50度	0.601	0.975	2.1%	0.6%	1.0%
60度	0.707	0.996	1.9%	0.6%	0.7%
80度	0.858	1.000	1.9%	0.6%	0.3%
100度	0.950	0.991	1.8%	0.6%	0.2%
110度	0.982	0.970	1.8%	0.5%	0.1%
$0.511 \text{ MeV } \gamma$					
20度	0.029	0.681	5.1%	1.1%	4.7%
30度	0.060	0.796	3.4%	0.6%	2.9%
50度	0.134	0.860	2.3%	0.5%	1.4%
60度	0.170	0.894	2.1%	0.5%	1.0%
80度	0.231	0.923	1.9%	0.5%	0.6%
100度	0.276	0.936	1.8%	0.5%	0.3%
110度	0.293	0.945	1.8%	0.5%	0.3%

表 3.2: 液闪对电子能量的非线性响应。FADC、PMT 的非线性误差和拟合误差都是1%，未再单独列出，但总误差中已包含。

博士论文：大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

第四章 IBD 与本底的事例率分析

本章将介绍 IBD 事例的甄别方法、本底事例数估计。在大亚湾合作组文章 [32] [33] 中，作者主持了中微子事例挑选及本底事例率分析工作。

4.1 中微子事例甄别

在甄别中微子事例之前，首先进行一轮初步事例筛选，跳过上一章介绍的 Flasher 事例及大亚湾实验为了监测探测器而使用的 force trigger、cross trigger 等非物理触发信号。此外，小于 0.7 MeV 的事例也会被跳过，因为低能事例中以天然放射性事例为主。

然后，我们还需先定义宇宙线 muon 事例。muon 在探测器中会打出大量次级粒子，并带来本底。后面会看到，大亚湾实验的几种主要关联本底都是宇宙线带来的。为了尽可能减少本底，必须做 muon 反符合。

我们将 muon 分为三类，并做不同的反符合：

(1) 水池 muon。即在内水池或外水池中点亮超过 12 个 PMT（记作 $N_{Hit} > 12$ ），且在 $\pm 2\mu s$ 内 AD 中没有沉积能量大于 20 MeV 的事例。这类事例定性为仅穿过水池的 muon，记作 μ_{WP} 。

(2) 普通 AD muon。即 AD 中沉积能量在 [20, 2500] MeV 区间内，且在其 $\pm 2\mu s$ 时内水池或外水池也有 $N_{Hit} > 12$ 的事例。这类事例定性为 AD 中的普通 muon，记作 μ_{AD} 。

(3) Shower muon。即 AD 中沉积能量大于 2500 MeV，且在其 $\pm 2\mu s$ 时内水池或外水池也有 $N_{Hit} > 12$ 的事例。这类事例定性为 AD 中的 shower muon，意即会打出大量散裂粒子的 muon，记作 μ_{shower} 。

在甄别 IBD 候选事例时，我们对 μ_{WP} veto $(-2, 600) \mu s$ ，对 μ_{AD} veto $1000 \mu s$ ，对 μ_{shower} veto $1 s$ 。这里需要说明的是， μ_{AD} 和 μ_{shower} 并不仅仅按照 AD 中的沉积能量来判断，而要求几乎同时有 μ_{WP} ，是因为一方面水池的 tag 效率接近100%，穿过 AD 的 muon 都会被水池标记到，另一方面 AD 中的高能事例有可能是 muon 在周围岩石上打出的高能中子进入了探测器，保留这种事例可以用来分析快中子本底。具体细节会在后文介绍。

最后，我们就可以挑选中微子事例了。前文已多次介绍，大亚湾中微子实验利用反 β 衰变事例（简记 IBD）来探测中微子，在探测器中会留下快慢信号。所以中微子事例挑选条件即针对快慢信号的关联关系而设计，具体为：

- (1) $0.7 MeV < E_{prompt} < 12 MeV$ ，其中 E_{prompt} 为快信号能量；
- (2) $6 MeV < E_{delayed} < 12 MeV$ ，其中 $E_{delayed}$ 为慢信号能量；
- (3) $1 \mu s < \Delta t < 200 \mu s$ ，其中 $\Delta t = t_d - t_p$ ，为快慢信号之间的时间间隔。

除了如上的快慢信号符合条件，在甄别中微子事例时还用了 multiplicity cut，具体为要求快慢信号之间、快慢信号前后 $200 \mu s$ 都没有其它大于 $0.7 MeV$ 的事例。Multiplicity cut 是必须的，这是因为如果这中间还有其他事例，则无法具体判断何者为快信号何者为慢信号，且有可能有重复计数的问题。

为确保对中微子甄别条件的理解，作者与高能所的温良剑、何苗分别写了中微子甄别程序包，采用了不同的算法，并刻意调换了快慢信号符合条件和 multiplicity cut 的使用顺序，都获得了完全一致的结果。

图 4.1 给出了未做能量 cut 的快慢信号二维能量分布图，虚线框中即为能量甄别条件。

图 4.2 给出了 IBD 候选事例快慢信号的能谱，并与 MC 模拟能谱做比较，与 MC 比较一致。

图 4.2 给出了 IBD 候选事例快慢信号的时间间隔分布和距离分布，并于 MC 模拟得到的分布做了比较，也较为一致。

4.2 中微子探测效率

大亚湾实验采用了远近点相对测量的设计，一大好处就是可以抵消绝对效率和关联误差，只有相对效率和非关联误差会影响 θ_{13} 的测量。为了更好地理解探测器，大亚湾

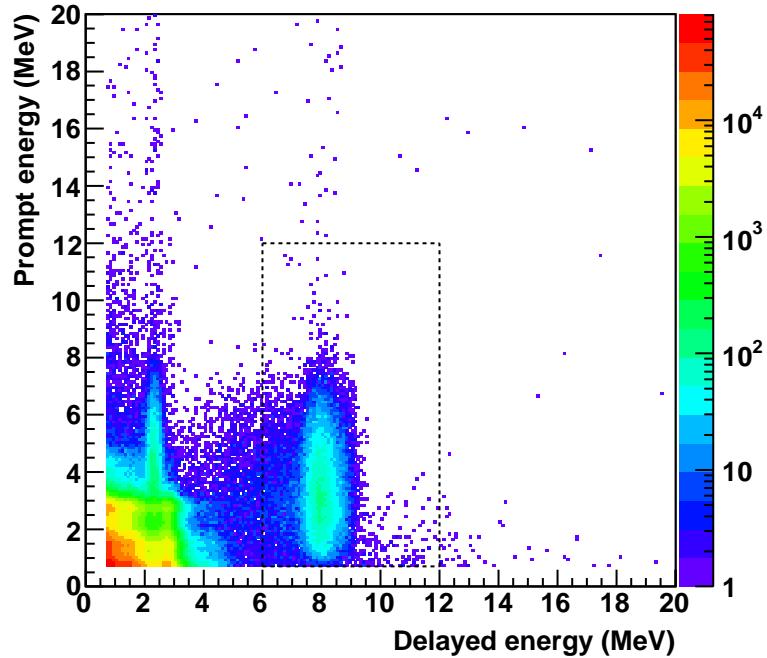


图 4.1: 未做能量符合的 IBD 快慢信号能量分布。虚线为能量符合 cut。

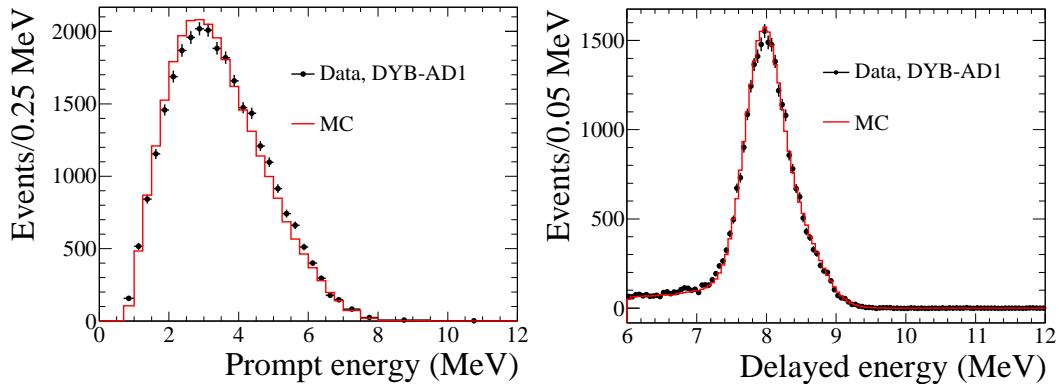


图 4.2: IBD 候选事例快慢信号能谱。以 AD1 为例, 红线为 MC 模拟能谱。

实验组仍然估计了绝对效率和系统误差, 如表 4.1 所示。

其中, 快慢信号能量 cut、俘获时间 cut、Gd 俘获比率和 spill-in 效应的效率都通过 MC 模拟估计, 这部分工作由高能所的于泽源、温良剑等人完成, 在文献 [37] 中有详细介绍, 本文将略过。Muon veto 和 multiplicity cut 效率则根据数据估计, 这两项效率依

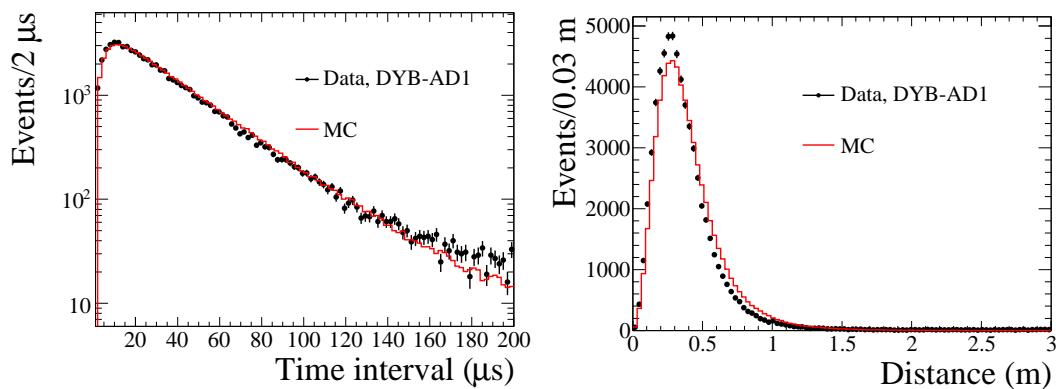


图 4.3: IBD 候选事例的快慢信号时间间隔与距离分布。红线为 MC 模拟结果。

	Efficiency	Correlated	Uncorrelated
Target Protons		0.47%	0.03%
Flasher cut	99.98%	0.01%	0.01%
Delayed energy cut	90.9%	0.6%	0.12%
Prompt energy cut	99.88%	0.10%	0.01%
Multiplicity cut		0.02%	<0.01%
Capture time cut	98.6%	0.12%	0.01%
Gd capture ratio	83.8%	0.8%	<0.1%
Spill-in	105.0%	1.5%	0.02%
Livetime	100.0%	0.002%	<0.01%
Combined	78.8%	1.9%	0.2%

表 4.1: 效率与系统误差总结表

赖于实验环境，对远近点并不相同，相对测量并不能抵消，必须对各个 AD 分别做修正。这部分工作由作者负责完成，本文将重点介绍。

4.2.1 Muon veto 效率

在上一节已经介绍了 μ_{WP} 、 μ_{AD} 和 μ_{shower} 三种 μ 子的定义及 veto 时间。Muon veto 的效率定义为 muon veto 后的活时间占总 DAQ 活时间的比率。在计算 muon veto 活时间时可有两种选择：一是用总的取数时间减去总的 muon veto 时间；另一种方法是记录每一个 muon veto 后活时间窗口的长度，最后相加。理论上后一种方法更为准确，因为在取数 run 的结尾如有 muon veto，veto 时间有可能会超过实际时间。数据分析中，这两种方法的差别小于0.0001%，可忽略。

图 4.4 给出了各个 AD 的 muon veto 效率随时间变化情况。可以看到，各个厅的 AD 之间效率相似而不同厅的有较大差别，这是因为每个厅的山体覆盖不同，导致 muon 事例率不同。Muon veto 效率随时间基本不变，符合自然规律。有个别时间效率有突变，是当天可用物理取数时间过短或无可用物理取数时间造成的。

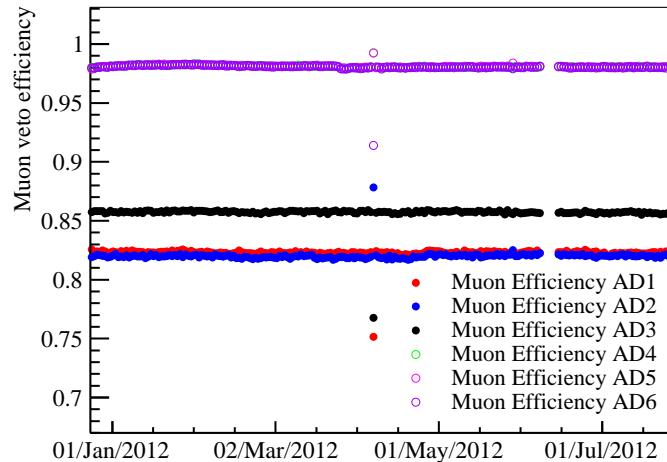


图 4.4: 各个 AD 的 Muon veto 效率随时间变化情况。

4.2.2 Multiplicity cut 效率

Multiplicity cut 可以看作由三部分组成，我们采取各部分分别计算效率的方式求解。

(1) 要求快信号之前 $200 \mu s$ 没有其它能量大于 0.7 MeV 且通过 muon veto 的信号，效率为：

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= e^{-R \cdot 200\mu s} \\ &= 1 - R \cdot 200\mu s + o(10^{-4})\end{aligned}\quad (4.1)$$

其中， R 是 AD 中能量大于 0.7 MeV 并通过 muon veto 的信号触发率。

(2) 要求快慢信号之间没有其它能量大于 0.7 MeV 并通过 muon veto 的信号，这一概率可以理解为在 t 到 $t+dt$ 时间出现慢信号，而之前没有信号的概率，对 t 积分即可求得这部分效率：

$$\begin{aligned}\varepsilon_2 &= \int_0^{200\mu s} e^{-R \cdot t} f(t) dt \\ &= \int_0^{200\mu s} [1 - R \cdot t + \frac{R^2}{2} \cdot t^2 + \dots] f(t) dt \\ &= 1 - R \cdot \overline{t_{cap}} + o(10^{-5})\end{aligned}\quad (4.2)$$

其中， $f(t)$ 为中子俘获时间的概率密度函数 p.d.f.， $\overline{t_{cap}}$ 为平均俘获时间。中子俘获时间的分布如图 ?? 所示。图中画出了包括 MC 模拟及不同挑选方式、不同来源的中子的俘获时间分布，都得到了非常一致的结果。

(3) 要求慢信号之后 $200 \mu s$ 没有其它能量大于 0.7 MeV 且通过 muon veto 的信号，这部分的情形要复杂一些，主要需要考虑到 muon 在慢信号之后 $200 \mu s$ 内出现的情形。若慢信号到下一个 muon 的时间 $T_{n2\mu}$ 小于 $200 \mu s$ ，无其他触发的概率为 $e^{-R \cdot T_{n2\mu}}$ 。若慢信号到下一个 muon 的时间 $T_{n2\mu}$ 大于 $200 \mu s$ ，无其他触发的概率为 $e^{-R \cdot (T_{n2\mu} - 200\mu s)}$ 。在计算效率时，则要从 muon veto 后活时间窗口的长度出发来考虑。我们单独记录下每一个活时间窗口的长度 ΔT_s ，同样分两种情况考虑，效率可以计算为：

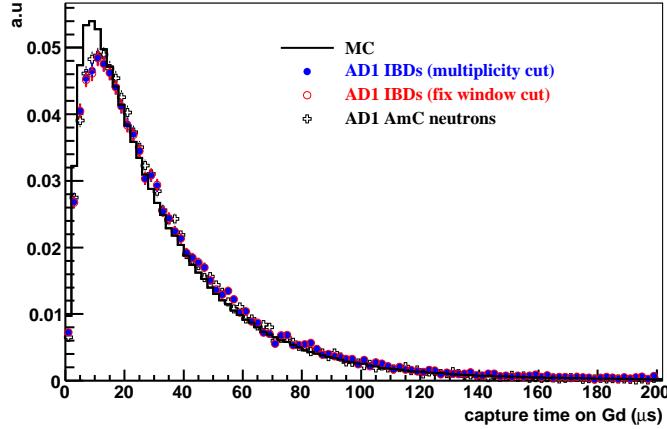


图 4.5: 中子俘获时间的分布, MC 模拟及不同挑选方式、不同来源的中子都得到了一致结果。

$$\begin{aligned} \varepsilon_3 &= \begin{cases} e^{-R \cdot 200\mu s} \cdot (1 - \frac{200\mu s}{\Delta T_s}) + \frac{1}{R \Delta T_s} \cdot (1 - e^{-R \cdot 200\mu s}), & \Delta T_s \geq 200\mu s \\ \frac{1}{R \Delta T_s} \cdot (1 - e^{-R \cdot \Delta T_s}), & \Delta T_s < 200\mu s \end{cases} \\ &= \begin{cases} 1 - R \cdot 200\mu s \cdot (1 - 100\mu s / \Delta T_s) + o(10^{-4}), & \Delta T_s \geq 200\mu s \\ 1 - R \cdot \Delta T_s / 2 + o(10^{-4}), & \Delta T_s < 200\mu s \end{cases} \end{aligned} \quad (4.3)$$

最后, 总的 multiplicity cut 效率即为

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \quad (4.4)$$

图 4.6 给出了各个 AD multiplicity cut 效率随时间变化的关系图, 可以看到效率随时间上升, 各个厅之间有区别。从效率计算公式 4.1 4.2 ?? 可以看出, multiplicity cut 效率的变化趋势应和 AD 的触发事例率 R 相反。 R 随时间的变化如图 4.7 所示。

正如上文分析的, AD 触发事例率随时间下降而引起了 multiplicity cut 效率的上升。触发率下降的原因则怀疑是 AD 装配期间附着了某种放射性本底, 各个厅的 AD 安装有先后, 故呈现出不同厅之间的差别。

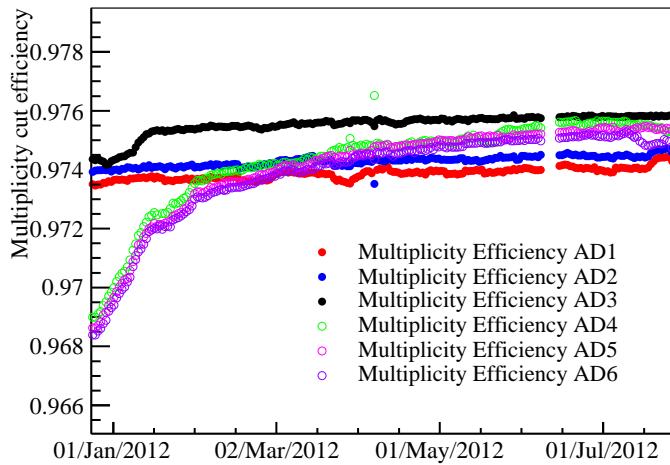


图 4.6: Multiplicity cut 效率随时间的变化

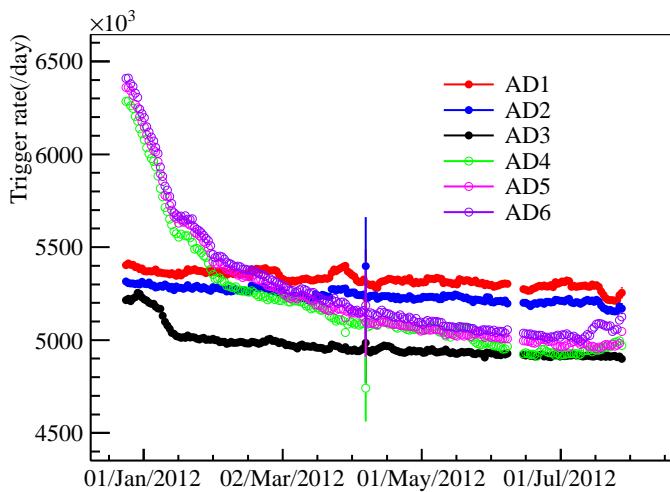


图 4.7: AD 的触发事例率随时间的变化。

4.3 本底的事例率分析

大亚湾中微子实验的本底包括偶然符合本底、快中子本底、 ${}^8He/{}^9Li$ 本底、Am-C 源本底和 Alpha-N 本底，除偶然符合本底外都是关联本底。作者负责了偶然符合本底、快中子本底和 ${}^8He/{}^9Li$ 本底这三种最主要本底的分析工作，并汇总 AmC 源本底和 Alpha-N 本底分析结果。下面将逐一介绍。

4.3.1 偶然符合本底

偶然符合本底顾名思义即原本不相关的两个信号刚好符合了 IBD 鉴别条件而被误判为 IBD 候选事例的本底事例。AD 中的触发信号主要是天然放射性事例，多数能量小于 3 MeV，可以构成偶然符合本底的快信号。而在慢信号能量区间，宇宙线、刻度源带来的中子有可能会构成偶然符合本底的慢信号。偶然符合本底是大亚湾中微子实验最主要的本底，为求准确估计，我们采用了三种不同方法相互印证，下面一一介绍。

理论计算

偶然符合本底的事例率可以依据 AD 中的单事例率，通过概率论计算得出。

考虑到 AD 中快信号能量范围的单事例率远高于慢信号能量范围的单事例率，我们首先考察在已有一个类慢信号单事例的情况下，其构成 IBD 关联候选事例的概率。基于 IBD 的鉴别条件，可以将其形成偶然符合本底的几率写成如下形式：

$$P = \int_{1\mu s}^{200\mu s} P_1(dt) \cdot P_0(t + 2 \cdot 200\mu s) \quad (4.5)$$

其中， $P_1(dt)$ 表示类慢信号之前 $(t, t+dt)$ 时间内找到一个快信号的概率， $P_0(t + 2 \cdot 200\mu s)$ 表示快慢信号之间的 t 时间内、快信号之前 $200\mu s$ 和慢信号之后 $200\mu s$ 没有其他信号的概率。AD 中的单事例可以当成泊松过程，故式 4.5 可以进一步写成

$$\begin{aligned} P &= \int_{1\mu s}^{200\mu s} R \cdot dt \cdot e^{-R \cdot (2 \cdot 200\mu s + t)} \\ &= e^{-R \cdot 400\mu s} \cdot (e^{-R \cdot 1\mu s} - e^{-R \cdot 200\mu s}) \\ &\simeq e^{-R \cdot 400\mu s} \cdot (1 - e^{-R \cdot 199\mu s}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

其中， R 是类快信号事例率，即能量在 $(0.7, 12)$ MeV 且未被 muon veto 的事例。另外这里做了一个近似，因为 multiplicity cut 针对的事例为能量大于 0.7 MeV 的事例，并不要求能量小于 12 MeV，但这里也用 $(0.7, 12)$ MeV 的事例率近似。因为 AD 中的事例以天然放射性事例为主，通常能量在 3 MeV 以下，事例率较 12 MeV 以上事例率高出数个数量级，所以这样的近似是合理的，误差可以忽略。

继续考虑偶然符合本底的事例数，假如类慢信号的个数为 N_d ，偶然符合本底的事例数即可计算出有

$$\begin{aligned} N_{acc.bkg.} &= N_d \cdot P \\ &= N_d \cdot e^{-R \cdot 400\mu s} \cdot (1 - e^{-R \cdot 199\mu s}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

注意到项 $N_d \cdot e^{-R \cdot 400\mu s}$ 实际上等于孤立的类慢信号单事例数。所谓“孤立的”类慢信号事例，即在和 IBD 慢信号相同的 muon veto 和能量 cut 基础上，再添加独立性 cut：前后 $200\mu s$ 都没有其他事例的信号，所鉴别出来的事例。这样的事例可以排除 IBD 等关联中子，而只选取会构成偶然符合本底的宇宙线散裂中子及放射源中子。我们将项 $N_d \cdot e^{-R \cdot 400\mu s}$ 改记为 N'_d ，这个量具有实验意义，因为这种孤立的类慢信号单事例可以直接从数据中鉴别出来。式 4.7 就可以改写为

$$N_{acc.bkg.} = N'_d \cdot (1 - e^{-R \cdot 199\mu s}) \quad (4.8)$$

上一节图 4.7 已经给出， R 会随时间变化。在做了孤立 cut 之后的类慢信号事例率则如图 4.8 所示，相比 R 而言，类慢信号事例的事例率较为稳定。。

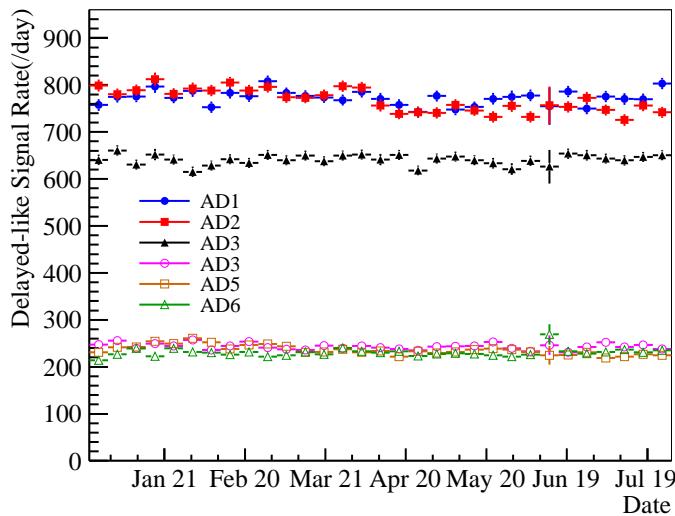


图 4.8: 做孤立 cut 挑选出来的类慢信号事例率

考虑到 R 会随时间的变化，我们每4小时计算一次偶然符合本底数，最后再求和得到总数。可将式 4.8 写为

$$N_{acc.bkg.} = \sum_i [(N'_d)_i \cdot (1 - e^{-R_i \cdot 199\mu s})] \quad (4.9)$$

脚标 i 即表示对每4个小时计算出的偶然符合本底数求和。其统计误差由 $(N'_d)_i$ 主导，可以简单计算为

$$N_{acc.bkg.}^{stat,err.} = \frac{N_{acc.bkg.}}{\sqrt{\sum_i (N'_d)_i}} \quad (4.10)$$

在计算偶然符合发生概率时 multiplicity cut 就自然地考虑进去了，而孤立类慢信号事例也已经过 muon veto，所以式 4.9 计算出的偶然符合本底就是挑选出的 IBD 候选事例中的本底个数，而无需再乘 muon veto 和 multiplicity cut 的效率。

图 4.9 给出了各个 AD 偶然符合本底随时间变化的图。可看到偶然符合本底事例率随时间也微微下降，这和图 4.7 给出的信息是一致的。远点的偶然符合本底更少，这是因为 muon 的山体屏蔽更好，散裂中子带来的类慢信号比近点少。

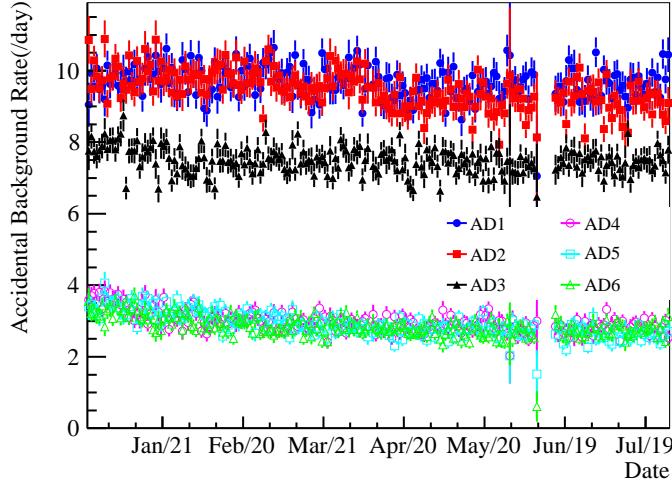


图 4.9: 偶然符合本底事例率随时间的变化

Off-window 方法

Off-window 方法是个从数据中估计偶然符合本底的方法，其原理是偶然符合事例并无真正的时间关联，所以可以平移符合窗口，发生偶然符合的概率应当不变。合理的平

移符合窗口，就可以避开可能存在的关联事例，直接数出偶然符合的事例个数。平移窗口 ΔT 时间，即将 $[1\mu s, 200\mu s]$ 的快慢信号间隔时间差平移为 $[\Delta T + 1\mu s, \Delta T + 200\mu s]$ 。这种方法还可以通过取不同的 ΔT 来累积统计量，降低统计误差。

图 4.10 分别给出了近点（AD1）和远点（AD4）利用 off-window 方法确定偶然符合本底的结果。在 10 ms 内快慢信号间隔每增加 200 μs 即取一个 off-window，共计取了 49 个窗口。第一个窗口即对应 IBD 挑选条件。前 5 个窗口（即 1 ms 内）都有可能有关联事例，故未用于偶然符合本底拟合。通过求后 44 个窗口取到的平均符合事例数即可估算出偶然符合事例总数。

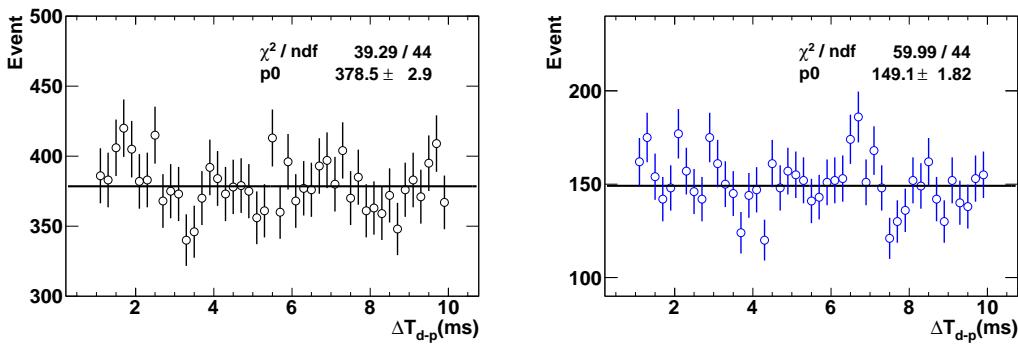


图 4.10: 通过 off-window 方法确定 AD1（左图）和 AD4（右图）的偶然符合本底。

利用快慢信号距离分布的估计方法

偶然符合事例对不仅在时间间隔上应均匀分布，在空间上也应均匀分布。而中微子的快慢信号来自同一个顶点，故距离不会相隔太远。根据快慢信号的距离分布，和 MC 的纯 IBD 事例分布做比较，就可以粗略估计偶然符合本底的事例数。图 4.11 比较了数据挑到的 IBD 候选事例和 MC 模拟的 IBD 事例的快慢信号距离分布，图中红圈则是用 off-window 方法取到的偶然符合事例对的距离分布。可以明显看出数据与 MC 的差别即为偶然符合本底。但由于偶然符合本底在 IBD 候选事例中所占比率较低，这种方法的精度远不及前述两种方法，仅能用于检查结果。

Off-window 方法和理论计算方法得到的结果十分吻合，差别在 1% 以内。距离分布法误差则较大，但也与另两种方法结果相符。在大亚湾合作组发表的文章 [3] [32] [33] 中采用了理论计算方法的结果作为偶然符合本底事例率的中心值，并保守估计了 1% 的系

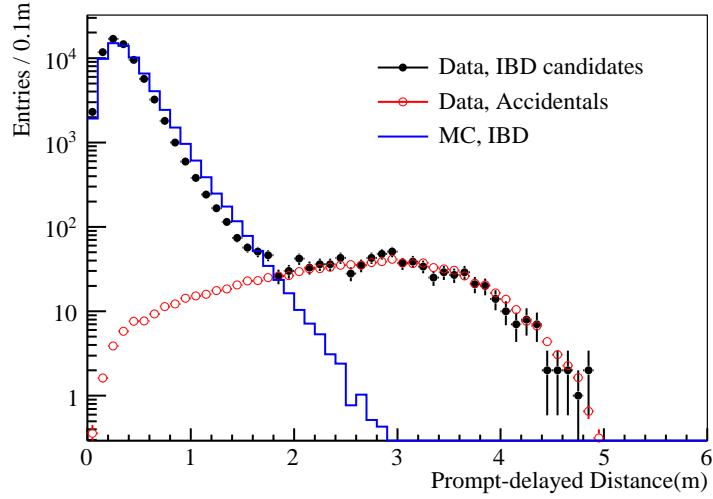


图 4.11: 使用快慢信号之间的距离验证偶然符合本底的计算

统误差。

4.3.2 快中子本底

快中子本底是宇宙线 muon 带来的一种关联本底。快中子是指动能较大（通常大于5 MeV）的中子，宇宙线 muon 打在探测器周围的岩石、水池、探测器等部位都有可能打出快中子。水池能标记绝大多数的 muon 从而反符合快中子。但是仍有两种情况快中子能穿过水池而不被探测到：一是 muon 打在岩石上产生了快中子，muon 未进入水池，因而也不会被标记；二是 muon 穿过水池但水池未能响应。快中子进入 AD 后与质子碰撞交换能量，反冲质子迅速沉积动能，构成快信号，而慢化后的中子会被 Gd 俘获，构成慢信号。快慢信号的时间间隔即为中子俘获时间，与 IBD 的符合条件十分相近，因而构成关联本底。

为了能准确估算快中子本底，我们同样设计了不同的估算方案，相互校验，下面一一介绍。

外推法

首先介绍外推法。由于快中子是宇宙线的产物，而宇宙线的能量可以很高，所以快中子的特征之一，是能量分布范围很广，从几 MeV 到几百 MeV 都会出现，且理论上产

生几率近似相等。

基于快中子的这个特点，我们可以用外推法来估计。将快信号的能量 cut (0.7, 12) MeV 上限放宽到 100 MeV 以上，挑选出的符合信号快信号能谱如图 4.12 所示。12 MeV 以上能量范围的分布相对平缓，我们分别用均匀分布和一次线性分布来拟合 (12, 100) MeV 区间，分别如 4.12 左图和右图所示。假设 (0.7, 12) MeV 范围内为相同分布，外推即可估算出快中子的事例率。用两种外推方法的平均值作为快中子事例数的估计值，利用两种外推方法的差别来估计系统误差。在大亚湾实验组最新发表的文章中 [33] 得到的快中子事例率分别为：大亚湾近点 0.78 ± 0.27 ；岭澳近点 0.56 ± 0.30 ；远点 0.04 ± 0.01 。

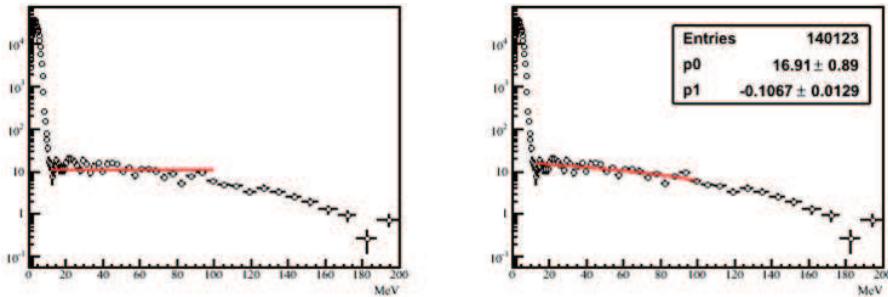


图 4.12: 用外推法估算快中子数目。左图为平均值外推，右图为线性拟合外推

反符合探测器标记法

反符合探测器标记法的理念为研究被 muon 反符合系统标记为 muon veto 的事例，估计其中的快中子事例，然后根据反符合的效率，反推未被水池标记 muon veto 的快中子事例。

大亚湾实验的 muon 反符合系统包括内、外水池和 RPC，应分别计算标记为 muon veto 的快中子，再求和，写为下式：

$$n_f = n_f^{iws} \cdot (1 - \epsilon_{iws}) + n_f^{ows} \cdot (1 - \epsilon_{ows}) + n_f^{rock} \quad (4.11)$$

其中， n_f^{iws} 和 n_f^{ows} 分别为内外水池标记到的快中子事例数， ϵ_{iws} 和 ϵ_{ows} 分别为内外水池的 muon 探测效率，其值分别约为 99.98% 和 98%。 n_f^{rock} 表示宇宙线 muon 打在

岩石上产生的快中子，这种情形 muon 不会被水池标记。经过 MC 模拟，RPC 能探测到 $1/3$ 的岩石中子，故 n_f^{rock} 由 RPC 数据估计得出。

通过反符合探测器标记法得到的快中子本底事例率为：大亚湾近点 0.71 ± 0.35 ；岭澳近点 0.51 ± 0.25 ；远点 0.016 ± 0.016 。由于远点 muon 事例率较低，统计误差较大。图 4.13 给出了远点水池标记的快中子能谱和 MC 模拟能谱的比较。

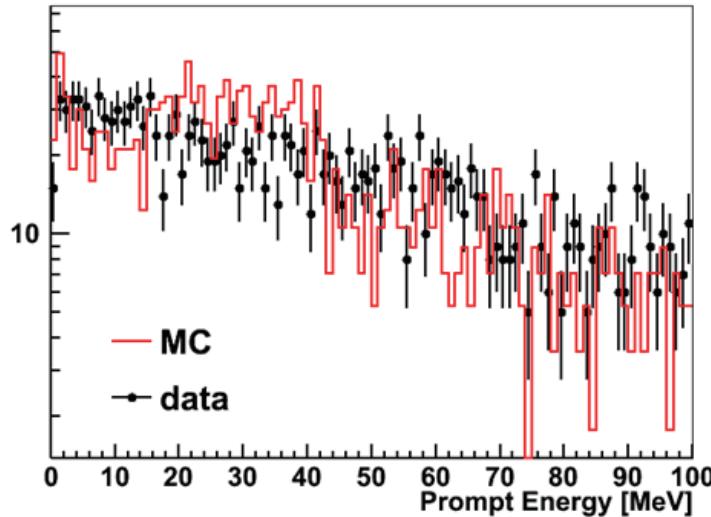


图 4.13: 远厅水池标记的快中子能谱与 MC 模拟的比较

上述两种方法得到的快中子事例率在误差范围内相互吻合。由于反符合探测器标记法有一些假设前提，且利用 MC，相较外推法可靠性稍低，故在大亚湾合作组文章 [3] [32] [33] 中采用了外推法的快中子分析结果。

4.3.3 ${}^9Li/{}^8He$ 本底

${}^9Li/{}^8He$ 本底也是宇宙线 muon 带来的一种关联本底。muon 轰击 ${}^{12}C$ ，可以打出原子序数比 ${}^{12}C$ 低的核素，如表 4.2 所示。KamLAND 实验曾对各个核素的产额进行了测量并与模拟比较 [42]，大亚湾实验也将对山体覆盖下的核素产额进行测量。

表中各种核素中，只有 ${}^9Li/{}^8He$ 能在探测器中形成关联本底。 ${}^9Li/{}^8He$ 会发生 β -n 级联衰变， β 构成快信号，中子俘获构成慢信号，会被误判为反中微子事例。前文介绍的 μ_{shower} veto 1 s 就主要是针对 ${}^9Li/{}^8He$ 本底所做的 veto。

${}^9Li/{}^8He$ 事例率的估计基于其与 muon 之间的时间关联性。从 AD 中挑出的关联信

核素	半衰期	衰变模式	衰变能量
^{12}B	20.2ms	β	13.4MeV
^{12}N	11.0ms	Electron-capture	17.3MeV
^{11}Be	13.81s	β	11.5MeV
^{11}C	20.4min	Electron-capture	1.98MeV
^{10}C	19.3s	Electron-capture	3.65MeV
9Li	178.3ms	$\beta/\beta\text{-n}$	13.6MeV/11.9MeV
9C	126.5ms	Electron-capture	16.498MeV
8He	119.0ms	$\beta/\beta\text{-n}$	10.6MeV/8.6MeV
8Li	838ms	β	16.0MeV
8B	770ms	Electron-capture	18.0MeV
7B	1.4MeV (3.3e-7 fs)	proton emission	2.2MeV
6He	806.7ms	β	3.5MeV

表 4.2: muon 产生的同位素及其衰变模式。

号与其前一个 muon 有如下时间关系:

$$f(t) = N_{^9Li} \cdot \lambda_{^9Li} \cdot \exp(-\lambda_{^9Li} t) + N_{^8He} \cdot \lambda_{^8He} \cdot \exp(-\lambda_{^8He} t) + N_{ibd} R_\mu \exp(-R_\mu t) \quad (4.12)$$

其中, $\lambda \equiv R_\mu + \frac{1}{\tau_i^{isotope}}$, R_μ 为 muon 事例率, $\tau_i^{isotope}$ 为同位素的衰变寿命。作为本底, 我们更关心 $^9Li/^{10}He$ 事例之和, 令 $N_{Li+He} \equiv N_{Li} + N_{He}$, 式 4.12 可改写成

$$f(t) = N_{^9Li+^8He} \cdot (R \cdot \lambda_{^9Li} \cdot \exp(-\lambda_{^9Li} t) + (1-R) \cdot \lambda_{^8He} \cdot \exp(-\lambda_{^8He} t) + N_{ibd} R_\mu \exp(-R_\mu t)) \quad (4.13)$$

其中, R 是 9Li 在 N_{Li+He} 中所占的比率。根据 KamLAND 的经验 [42], 9Li 占主导地位, R 应接近于 1。

由于 muon 产生的部分长寿命同位素, 如 ${}^{12}B, {}^{12}N, {}^8Li, {}^8B, {}^9C$, 衰变产物中的中子可以构成偶然符合的慢信号, 因此偶然符合本底也有一部分会与前一个 muon 存在时间关联。因次, 在研究 ${}^9Li/{}^8He$ 本底时, 应对 IBD 挑选条件稍作修改, 以减少其中偶然符合本底的数量。

我们一共作了两点修改:

(1) 要求快信号能量 $E > 3.5$ MeV。根据理论计算的 9Li 能谱。这个条件对 9Li 的挑选效率约为 72%。这里近似用 9Li 能谱代替 ${}^9Li/{}^8He$ 能谱, 正因前述的 9Li 占主导地位。

(2) 将快慢信号时间间隔 cut 上沿改为 $100 \mu s$ 。这个条件对 9Li 的挑选效率约为 94%。

在估计 IBD 中 ${}^9Li/{}^8He$ 个数时需要修正如上两个挑选效率。

考虑到不同能量的 muon 产生 ${}^9Li/{}^8He$ 的几率不同, 低能量 muon 事例率很高, 但产生的 ${}^9Li/{}^8He$ 却很少, 不利于拟合 ${}^9Li/{}^8He$ 个数。我们针对 muon 作了两个处理, 以提高拟合准确度:

(1) 将 muon 的沉积能量分为 6 个区间 ($0.02GeV < E < 0.5GeV, 0.5GeV < E < 1.5GeV, 1.5GeV < E < 2.5GeV, 2.5GeV < E < 3.5GeV, 3.5GeV < E < 4.5GeV, E > 4.5GeV$)。这样对于高能 muon 的拟合会更精确。

(2) Muon reduction 方法。对于能产生 ${}^9Li/{}^8He$ 的 muon, 我们推理其同时产生大量其他次级粒子, 应有很大概率伴随着散裂中子的产生。通过要求 muon 之后 $10-200 \mu s$ 内必须有超过 1.8 MeV 的信号, 可鉴别出伴随散裂中子产生的 muon。在分析中仅使用这样的 muon 我们将之称为 Muon reduction 方法。

图 4.14 给出了关联事例与前一个 muon 时间间隔的拟合例子。在 1 s 以内的指数即为 ${}^9Li/{}^8He$ 与母 muon 之间的时间关联特征。

${}^9Li/{}^8He$ 本底估计结果如图 4.15 所示。图中对比了用与不用 muon reduction 的结

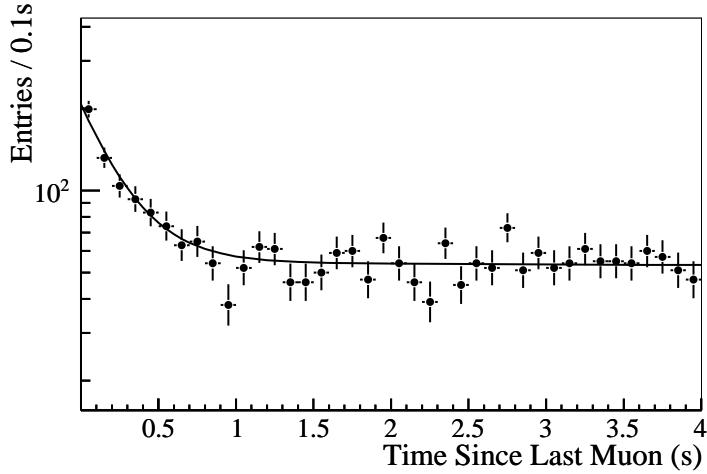


图 4.14: ${}^9Li/{}^8He$ 距离上一个 muon 的时间关系拟合举例。

果, 不用 muon reduction 时 2.5 GeV 以下的 muon 拟合会失败, 故图上没有点。此外还根据远近点 muon 的事例率与能量特征, 用近点 ${}^9Li/{}^8He$ 数量预测了远点的数目。根据不同方法之间的差别, 将 ${}^9Li/{}^8He$ 事例率误差定位 50%。

4.3.4 Am-C 刻度源本底

Am-C 刻度源引入的本底事例率研究由高能所的陈晓辉 [43] 和上海交通大学的刘江来团队完成, 并由作者负责做事例率分析汇总。在此简述其分析过程。

物理取数中, Am-C 刻度源置于探测器顶部的 ACU 内, 产生的中子可能被周围的不锈钢内的铁、铬等原子俘获, 类似于钆的俘获, 释放出 6-9 MeV 的 γ 。如果这些 γ 进入探测器, 会在探测器上部形成慢信号候选事例。

中子在被不锈钢内的元素俘获前, 如果与 Fe 发生非弹性散射, 将 Fe 原子打到激发态, 其退激发的 γ 则同样有可能进入探测器, 形成快信号的候选事例。

在上述情况下, Am-C 刻度源有可能会带来关联本底: 快信号是中子与 Fe 非弹性散射的 γ , 慢信号是随后中子被俘获后放出的 γ 。

图 4.16 给出了探测器顶部中子能区来自于刻度源的高能 γ , 可以看到 Fe、Cr、Ni 的俘获峰, 数据和 MC 符合的很好。

图 4.17 给出了慢信号候选事例在 Z 方向分布的不均匀性。将 $Z > 0$ 的候选事例数目减去 $Z < 0$ 的候选事例数目, 即得到来自刻度源的类慢信号候选事例率 $R_{n-like,data}$ 。

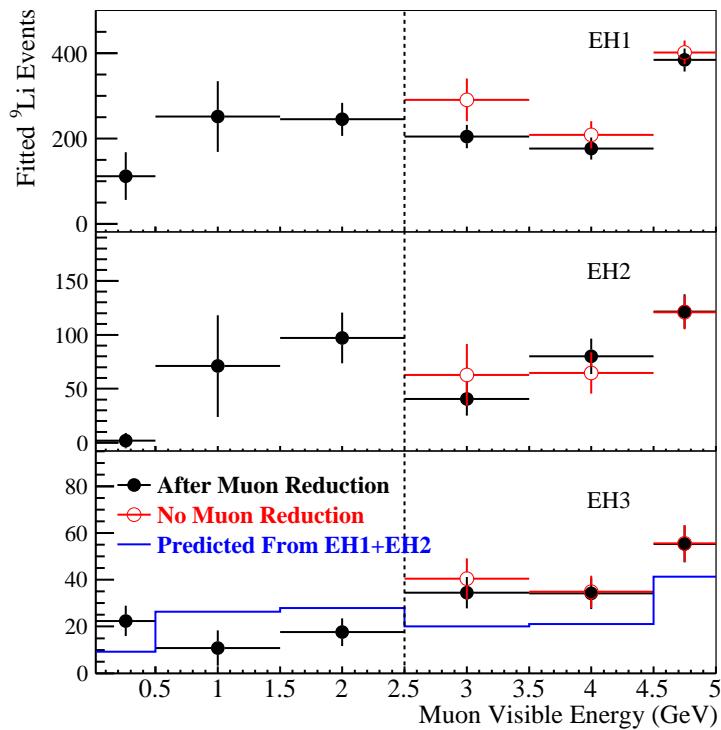


图 4.15: ${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ 本底数量的估计结果

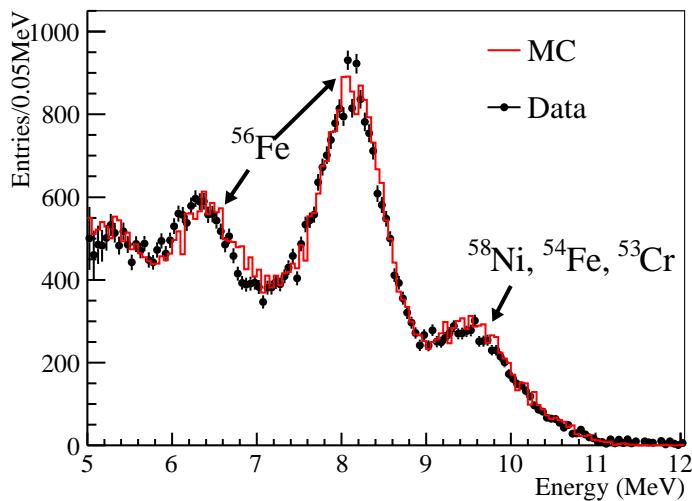


图 4.16: 探测器顶部来自于刻度源的高能 γ

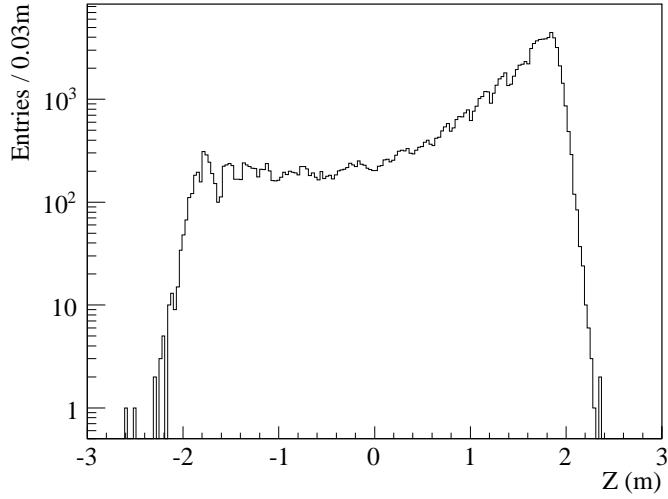


图 4.17: 慢信号候选事例的 Z 方向不均匀性

为了确定关联本底的数目，必须依赖于 MC 模拟，但是因为无法确定 Am-C 的绝对中子事例率，故模拟大量的 Am-C 事例，得到模拟中的来自刻度源的类慢信号事例数为 $N_{n-like,MC}$ ，其中构成关联本底的事例数为 $N_{corr,MC}$ 。依据 MC 模拟中构成关联本底的比率，估计出数据中关联本底的事例率为：

$$R_{corr} = R_{n-like,data} \frac{N_{corr,MC}}{N_{n-like,MC}} \quad (4.14)$$

因为该本底的确定完全依赖于 MC 模拟，缺乏检验方法，故设定了 100% 的系统误差。

该本底的系统误差较大，影响了 θ_{13} 拟合精度。故 2012 年夏天，在 6 AD 取数模式停止后，为降低该本底事例率及其系统误差，调整了探测器中刻度源的配置。从远厅的 AD 中，取出 ACUB 和 ACUC 的 Am-C 刻度源，可以将远点的 Am-C 本底降低至三分之一。远点最大的本底误差就来源于 Am-C 源本底估计的误差，取出两个刻度源后，将大幅度降低此系统误差。图 4.18 展示了移除刻度源前后的对比，挑选的事例为 $Z > 1$ m 的类慢信号事例。左图为移除前，可以看到清晰的 ACUB 和 ACUC 的轮廓，正是中子在 Fe 上俘获的信号；右图为移除后，仅留下 ACUA 的轮廓，事例率大幅降低。

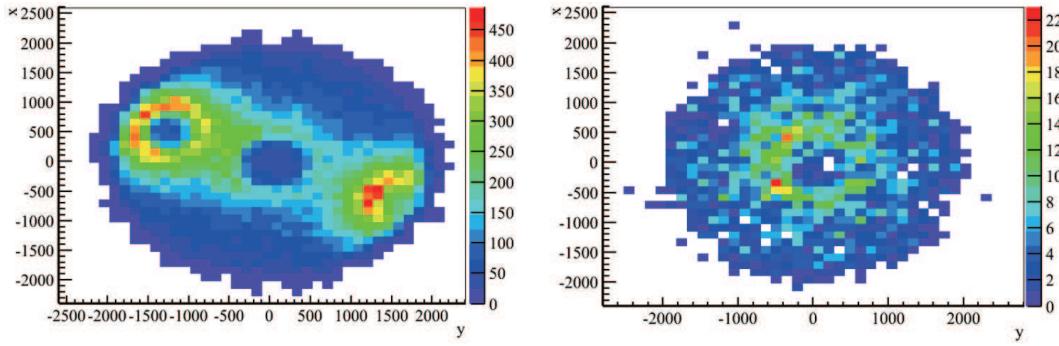


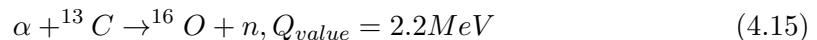
图 4.18: 移除 Am-C 刻度源前后对比。

4.3.5 (α, n) 本底

高能所的于泽源 [37] 和赵洁 [44] 负责了 (α, n) 本底的分析工作，并同样由作者汇总进入事例率分析结果。

AD 中的天然放射性事例主要来自 ^{238}U , ^{232}Th , ^{227}Ac 的衰变链，它们的半衰期分别为 $164.3 \mu s$, $0.3 \mu s$, 和 1.781 ms ，并都放出 α 粒子。AD 中的另一个 α 源是 ^{210}Pb ，它会在 AD 装配时以灰尘的形式附着于 AD 上。其衰变产物 ^{210}Po 会发生 α 衰变。AD1 与 AD2 为最先装配的 AD，为了研究 AD 安装流程，这两个 AD 在装配间搁置时间较长，因而沾染了更多的 ^{210}Pb ，它们的 (α, n) 本底事例率高于其它 AD。

α 与轻原子核发生反应可以产生中子。大亚湾实验中液闪主要成分是烷基苯 ($C_{17.3}H_{23.6}$)，含有大量天然丰度 1.1% 的 ^{13}C 。 α 与 ^{13}C 发生的反应为



产生的中子被 Gd 俘获就会形成慢信号。此反应 ^{16}O 可以处于激发态，也可以处于基态。 ^{16}O 若处于激发态，退激发即会形成快信号。 ^{16}O 若处于基态，能量会被中子带走，中子慢化时反冲质子的能量沉积会形成快信号。也就是说，无论 ^{16}O 处于何种状态，反应 4.15 都会形成关联本底。

估算 (α, n) 本底的事例率，需要测量 α 衰变事例率，并用 MC 模拟计算出中子产额，二者相乘得到。在分别研究了衰变事例率测量和 MC 模拟的误差后，传递到 (α, n) 本底事例率的误差为 50% [44]。

4.4 中微子事例率与本底分析结果总结

表 4.3 总结了自2011年12月24日至2012年7月28日大亚湾实验探测到的 IBD 候选事例数及本底事例率。这一结果已用于大亚湾合作组最新发表的文章 [33] 中。

扣除本底后的 IBD 事例率随时间的变化如图 4.19 所示，图中有跳变的地方对应反应堆的开关堆。

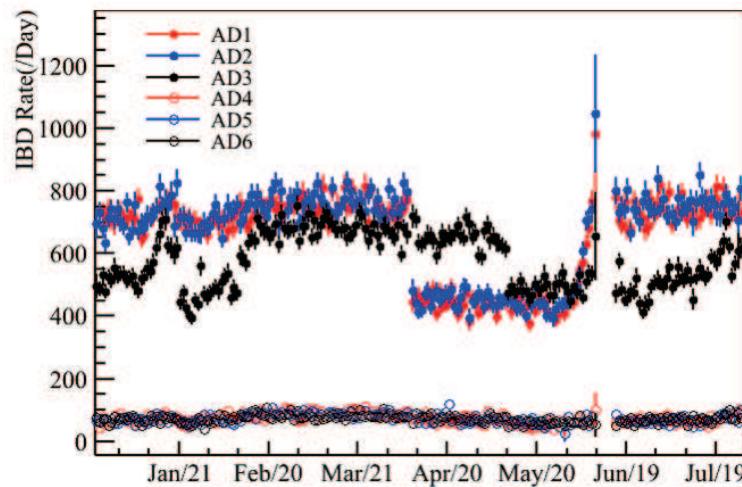


图 4.19: IBD 事例率随时间的变化情况。

	AD1	AD2	AD3	AD4	AD5	AD6
IBD candidates	102120	103188	93863	13917	13855	13681
DAQTime(days)	190.9954		189.6464		189.7857	
ϵ_μ	0.8231	0.8199	0.8574	0.9811	0.9811	0.9807
$\bar{\epsilon}_m$	0.9736	0.9743	0.9755	0.9743	0.9740	0.9738
Accidentals	9.68±0.10	9.46±0.10	7.49±0.08	2.98 ± 0.03	2.91 ± 0.03	2.85 ± 0.03
Fast-neutron	0.78±0.27		0.56±0.30		0.04±0.01	
$^9\text{Li}/^8\text{He}$	2.9±1.6		1.5±0.9		0.26±0.14	
Am-C correlated			0.2±0.2			
(α , n)	0.08±0.04	0.07±0.04	0.05±0.03	0.04±0.02	0.04±0.02	0.04±0.02
IBD rate (per day)	653.39±2.65	662.96±2.67	582.11±2.16	73.20±0.70	72.94±0.69	72.08±0.69

表 4.3: 大亚湾合作组最新发表的文章中，IBD甄别结果和本底事例率计算结果，本底的单位是 day^{-1} 。

第五章 IBD 与本底的谱分析

大亚湾中微子实验最新发表的合作组文章 [33]，介绍了利用远近点中微子能谱拟合 θ_{13} 的结果。作者在其中负责提供正电子能谱及各种本底谱，这部分工作的重点与难点在于精确估计本底能谱，并给出误差。

反应堆反中微子的振荡几率可以计算为

$$\begin{aligned} P_{ee} = & 1 - \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(\Delta_{21}) \\ & - \cos^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{31}) \\ & - \sin^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{32}) \end{aligned} \quad (5.1)$$

其中， $\Delta_{ij} \equiv 1.267 \Delta m_{ij}^2 L / E$ 。对于同一个 AD，可以认为基线 L 相同，不同能量 E 的中微子会有不同的振荡几率。大亚湾实验的反中微子探测器能直接探测到的是 IBD 反应产物正电子的能谱。通过比较远点正电子能谱与预期能谱，就可以拟合出 θ_{13} 。

IBD 候选事例的快信号正电子谱，需要修正非线性，并扣除本底，方能用于 θ_{13} 拟合。关于非线性的研究在第三章已经介绍过。本章将先介绍各种本底能谱的获得方法，最后给出扣除本底后的正电子谱。

5.1 偶然符合本底的能谱

类似于偶然符合本底的事例率估计，在选择偶然符合本底的能谱时，我们也考察了用不同方法估计出来的能谱，基于比较选择最合适的能谱，并估计系统误差。

我们一共考虑了四种方法来估计能谱：

方法一、用 AD 中所有类快信号的能谱，即做过 flasher cut，能量在 (0.7, 12) MeV，

博士论文：大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

仅对 μ_{WP} veto $200 \mu s$ 的信号能谱。将之称为 trigger 谱。

方法二、用 AD 中孤立的类快信号能谱，方法一挑选的事例基础上微做调整，增加前后 $200 \mu s$ 内没有其他事例的孤立性 cut。

方法三、用 off-window 方法挑选出来的能谱。

Off-window 方法在上一章已经介绍过。而在能谱分析中，对事例的要求更为精确，对统计量也有更高的要求以使整个能谱各 Bin 的统计误差均较小，我们对 off-window 方法进行了更深入的研究。

最初我们尝试了 4 种不同的 off-window 选取方案：

1. 快慢信号符合时间窗平移 1 ms 至 100 ms，即上一章介绍的 off-window 选取方法，增加了平移后的符合时间窗数量，以提高统计量。
2. 在方案 1 基础上，对快信号做了孤立性 cut。
3. 调换快、慢信号顺序，采用逆序符合，即要求“类快信号”在“类慢信号”之后。换言之，即符合时间窗平移 -1 ms 至 -100 ms。
4. 在方案 3 基础上，对“类快信号”做了孤立性 cut。

图 5.1 给出了这四种 off-window 挑出来的快信号能谱，同时将方法二给出的孤立类快信号事例能谱也画在一起做比较，相比之下，四种 off-window 给出的能谱较为一致，而孤立类快信号事例能谱则在 Gd 俘获中子能区，即 8 MeV 附近事例数偏低一些。

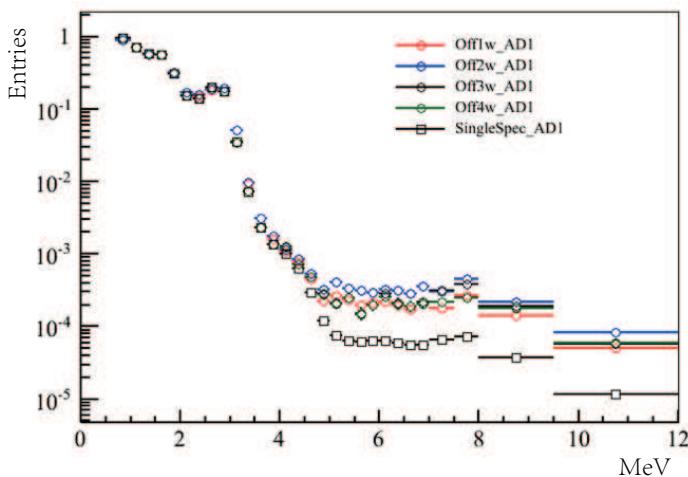


图 5.1: 四种 off-window 选择事例能谱的比较

off-window 1和2、3和4定义具有相似性，且能谱也非常相近，考虑到孤立性 cut 能去除 IBD 等符合信号，且未见引入明显系统偏差，下文将只比较 off-window 2和4。我们考察了这两种窗口所挑信号随窗口平移时间长度的关系，事例率随平移时间的变化如图 5.2 所示，可以看到用 off-window 2挑出的事例数在近点呈指数衰减形式，远点则均匀分布； off-window 4跳出的事例基本呈均匀分布。

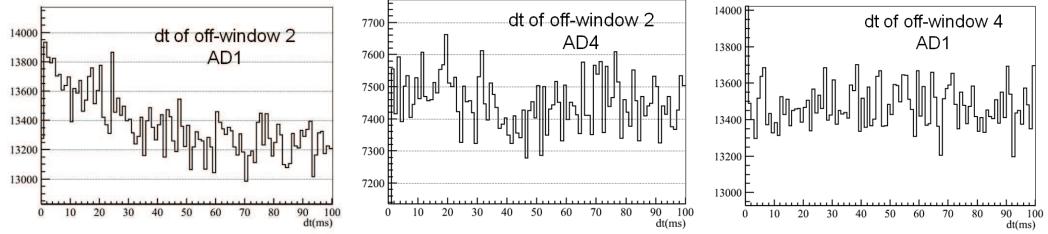


图 5.2: Off-window 2和4所选事例随窗口平移时间的变化关系。左图和中图分别为 off-window 2 在近点和远点的结果；右图是 off-window 4 近点结果，远点与之相似。

我们再考察快信号能量均值随时间的变化，如图 5.3 所示，可以看到无论是 off-window 2还是4，平均能量都有变小的趋势，off-window 4变化幅度稍小，50 ms 后接近不变。

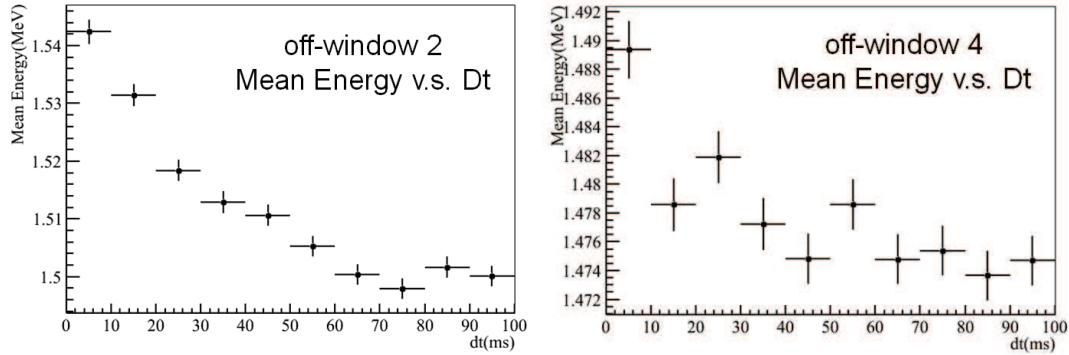


图 5.3: Off-window 2和4所选事例能量均值随时间变化。

根据观察到的现象分析，首先同位 off-window 2，近点能明显看到事例数随时间变化，而远点相对稳定，可以推测这种差别由 muon 带来，因为远点山体覆盖较好，muon 事例率较近点更低。其次，这种事例的时间关联很长，可达数十ms。结合

来看，Off-window 应挑选到了部分由 muon 引起的长时间关联事例，off-window 4，即逆序 off-window 方案，可以避免部分这样的事例。我们最终选用 off-window 4 选到的 dt 在 50 ms 以上的事例能谱来作为偶然符合事例快信号候选能谱。

最终方法一、二、三得到的偶然符合事例快信号能谱比较如图 5.4 所示，可以看到三种方法的结果在误差范围内一致，方法一即 trigger 谱比方法二即 single 谱在 6 至 8 MeV 附近事例数稍稍高出，很可能正是 IBD、muon 产物等关联事例引起。另外考虑到统计量优势，最终我们选择用方法二的 single 谱作为偶然符合事例的快信号能谱，并且该能谱的系统误差可忽略。

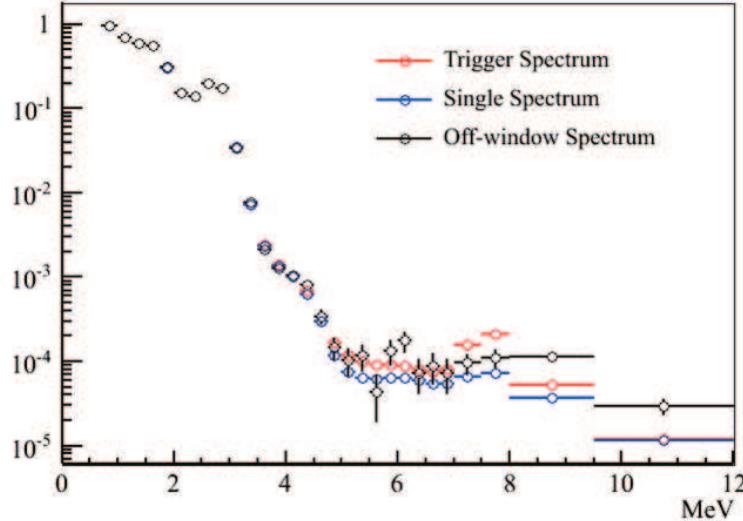


图 5.4: 三种方法得到的偶然符合事例快信号能谱比较。

除了上述三种方法，我们还设计了第四种方法，即对 IBD 候选事例快慢信号的距离做 cut，尝试直接从 IBD 候选事例中把偶然符合本底能谱挑出来。这种方法的依据如图 5.5 所示，当快慢信号距离大于 1.5 m 时，IBD 候选事例中偶然符合本底就占大多数了。

通过距离 cut 扫描我们可以逼近偶然符合本底谱。如图 5.6 所示，可以看到距离 cut 扫描使能谱逼近 single 谱。尽管这种方法无法完全排除真正的 IBD 事例，且受统计量限制误差较大，但仍可以为 single 谱提供支持。

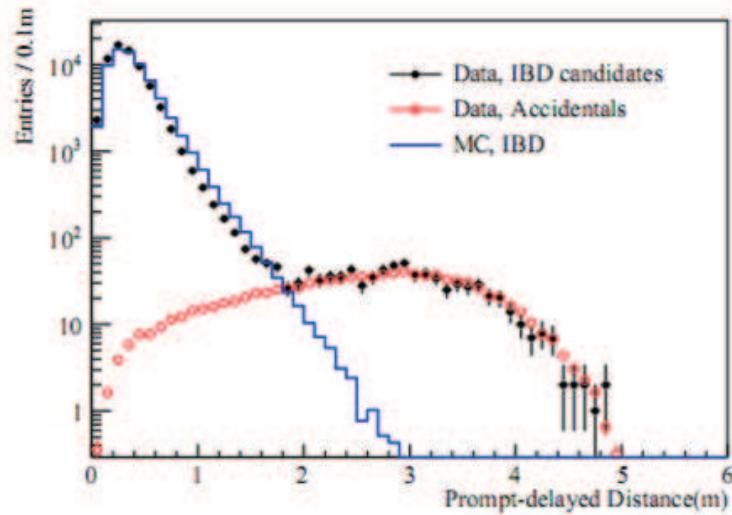


图 5.5: IBD 候选事例快慢信号距离分布与 MC IBD 和偶然符合本底的比较。

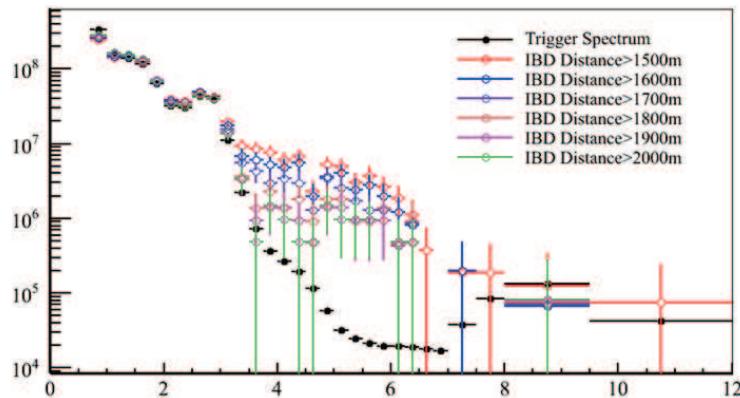


图 5.6: IBD 候选事例距离 cut 扫描与 single 谱的比较

5.2 快中子本底的能谱

根据对 muon 产生的散裂中子的理论分析，在计算快中子本底个数时我们曾假设快中子的能谱应为均匀分布。

在谱分析中，我们尝试用两种方法来验证我们的假设。

方法一，挑选 RPC 或外水池标记的快中子。

内外水池反符合 muon 的效率接近100%，快中子本底主要来自 muon 打在岩石上产

生的岩石中子，还有极少部分是 muon 没有被标记而在水池中产生的。RPC 和外水池距离岩石较近，因而可以认为仅有 RPC 和外水池标记的快中子能谱应接近岩石中子能谱，可以用其来估计快中子本底能谱。所得结果如图 5.7 所示。

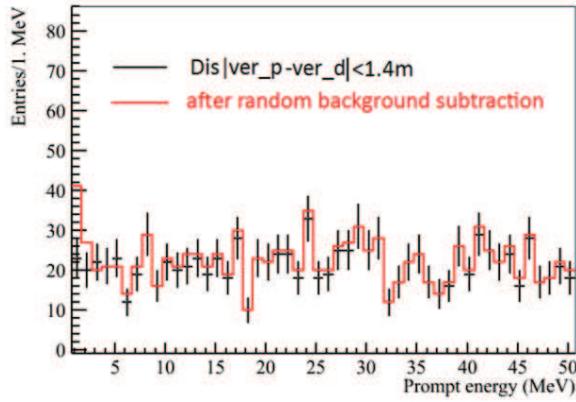


图 5.7: 由 RPC 和外水池标记的快中子能谱。

方法二，MC 模拟法。在模拟中，完整建模了大亚湾实验厅，水池外还设定了 0.5 m 的岩石。我们模拟了 muon 穿过实验厅的事例，并从中挑选快中子，所得结果如图 5.8 所示。由于 muon 物理过程繁多，MC 模拟十分消耗计算资源和时间，得到的能谱统计量有限。

无论是 RPC 和外水池标记法得到的快中子能谱，还是 MC 模拟得到的快中子能谱，都与我们前述均匀分布能谱的假设一致，所以，我们最终选择用平的均匀谱作为快中子能谱。但考虑到无论 RPC 和外水池标记法还是 MC 模拟谱统计量都有限，且有可能存在系统误差而不能描述真正的快中子本底谱，我们在快中子能谱上设置了 50% 的 bin-to-bin 误差。

5.3 ${}^9Li/{}^8He$ 本底的能谱

${}^9Li/{}^8He$ 的能谱估计也有两种方法。

方法一，理论计算法。首先根据 KamLAND 实验结果 [42] 和上一章利用大亚湾实验数据在 ${}^9Li/{}^8He$ 事例率拟合中得到的 9Li 比率 R，都可以得出 9Li 占主导地位。我们计算了 9Li 衰变中产生 β 和中子的衰变道分支比，并计算这些道中的 β 能谱，按比例加起来得到的 β 总能谱就作为 ${}^9Li/{}^8He$ 能谱。

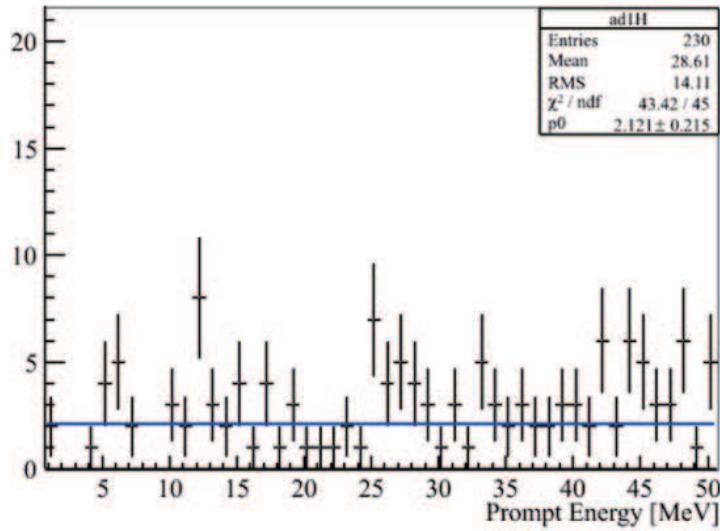


图 5.8: MC 模拟得到的快中子能谱。

方法二，时间窗减本底法。我们取 AD 中 μ_{shower} 之后 1 ms 至 1 s 的时间作为信号窗，1 s 至 2 s 的时间作为本底窗，挑选出关联事例后，减谱得到数据中的 ${}^9Li/{}^8He$ 能谱。这里挑选关联事例所选用的条件基于 IBD 的甄别条件，我们还附加了快慢信号距离小于 1 m 这一条件，以减少偶然符合本底。此外，为提高信噪比，对选用的 μ_{shower} 还可以使用 muon reduction 条件，即要求其后 10-200 μs 内必须有超过 1.8 MeV 的信号，也就是伴随散裂中子的产生，这样的 muon 有更大几率会产生 ${}^9Li/{}^8He$ 本底。在实际分析中，使用与不使用 muon reduction 方法所得到的结果都保留下以做对比。

这两种方法得到的结果如图 5.9，可以看到，使用与不使用 muon reduction 所得能谱与理论谱都在误差范围内相符。我们选择使用不会因统计量而变形的理论谱作为 ${}^9Li/{}^8He$ 能谱。数据谱在统计误差范围内为理论谱提供了支持，换言之数据谱的统计误差体现了我们对理论谱的信心，所以这里用数据谱的统计误差作为理论谱的系统误差。

5.4 Am-C 和 Alpha-N 本底的能谱

Am-C 和 Alpha-N 本底的能谱分别由上海交大的刘江来团队和高能所的于泽源和赵洁提供，这两种本底谱都通过 MC 模拟得到，所以在此一起介绍。

由刘江来团队完成模拟并提供的 Am-C 刻度源本底能谱如图 5.10 所示。

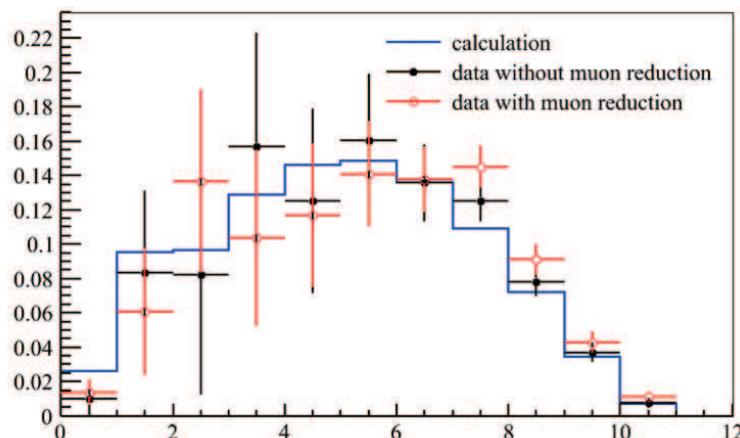


图 5.9: ${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ 能谱。

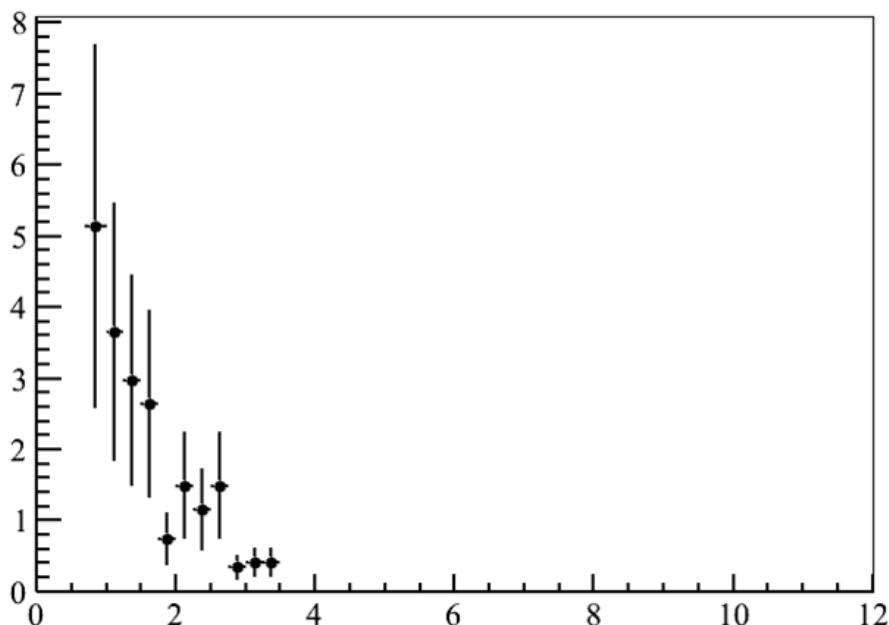


图 5.10: MC 模拟得到的 Am-C 本底谱。

于泽源与赵洁模拟得到的 Alpha-N 本底如图 5.11 所示：左图为大亚湾近点 AD 内的能谱，以 AD1 为例；右图为远点 AD 内的能谱，以 AD6 为例。正如上一章介绍的，AD1、AD2 是最先装配的两个 AD，装配尚未流程化，且装配过程中做了一些测试，在装配间中停留时间较长，会沾染较多灰尘，其中的 ${}^{210}\text{Po}$ 会贡献 Alpha-N 本底。

正是 ^{210}Po 附着量的差别导致了远近点 Alpha-N 能谱的差异。

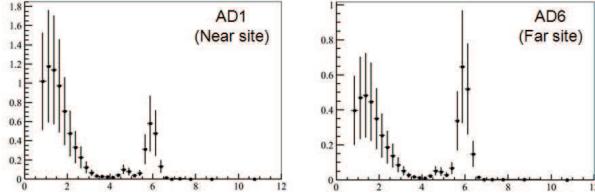


图 5.11: MC 模拟得到的 Alpha-N 本底谱。左图为大亚湾近点探测器内的本底谱，右图为远点探测器内的本底谱，差别是 AD 上附着了不同量的 ^{210}Po 造成的。

Am-C 和 Alpha-N 这两种本底都有 MC 模拟得到，我们保守赋予 50% 的 bin-to-bin 系统误差。

5.5 IBD 的正电子能谱

在第 4 章曾展示过由 IBD 事例鉴别条件得到的候选事例正电子能谱，如图 4.2 左图所示。这个能谱与正电子的真实能谱有差异，不能直接与预测能谱相比较。

候选事例正电子谱到正电子的真实能谱，需要做两步调整，一步是能量非线性修正，另一步是本底扣除。在我们的分析中，应先修正能量非线性，后扣除本底，顺序不能颠倒。因为在本章给出的本底谱来源不同，有的来自数据，有的来自理论计算，还有的来自 MC 模拟。对于同样来自数据的本底谱，两步调整无所谓先后，效果相同。而对于理论谱和模拟谱，则必须先做非线性修正，后扣除，因为它们的谱与来自数据的 IBD 谱有不同的特征。理论谱无需非线性修正，而模拟谱则要用模拟数据的非线性曲线来修正。模拟数据的非线性曲线得到过程应与数据分析中非线性曲线求得过程完全一致。

下面总结一下各种本底谱所应用的非线性修正：

偶然符合本底谱：选用 AD 中的孤立事例能谱，是数据谱，应使用和 IBD 相同的非线性修正。

快中子能谱：使用表示平均分布的直线谱，为理论谱，无需做非线性修正。

$^9Li/^{8}He$ 能谱：使用理论计算谱，无需做非线性修正。

Am-C 能谱：MC 模拟能谱，需做模拟非线性修正。

Alpha-N 能谱：MC 模拟能谱，需做模拟非线性修正。

博士论文：大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

以 AD1 为例，图 5.12 左图给出了做过非线性修正、减本底前后的 IBD 能谱与本底谱，右图给出了本底在 IBD 能谱中所占比率。可以看出，在振荡极大处（3 MeV 附近）偶然符合本底和 ${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ 本底是最主要的本底。

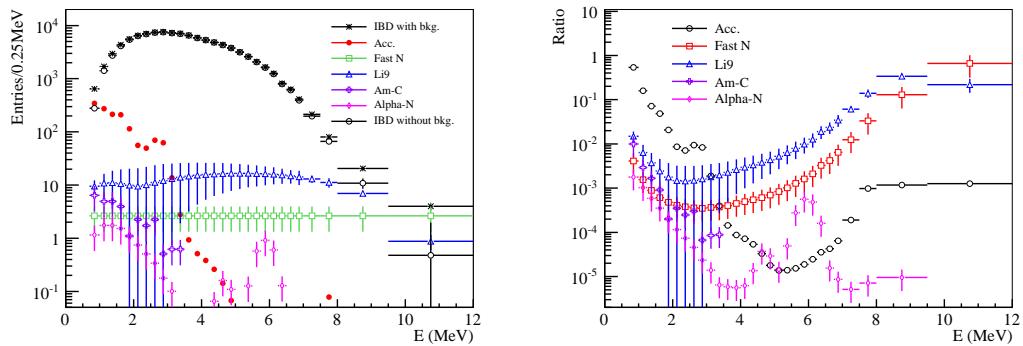


图 5.12: 左图为减本底前后的 IBD 能谱与本底谱。右图为本底在 IBD 能谱中所占比重。

第六章 大亚湾实验的最新结果与展望

本章将首先介绍大亚湾中微子实验测量 θ_{13} 的最新结果 [33]，然后展望大亚湾实验的未来。

6.1 大亚湾实验的最新结果

在作者提供 IBD 与本底的事例率与能谱后，由高能所的占亮负责完成 θ_{13} 的拟合。本节简要介绍拟合 χ^2 函数的构建，并给出最新结果。

6.1.1 事例率分析

根据远近点探测到的 IBD 事例个数，计算 $\sin^2 2\theta_{13}$ ，构建 χ^2 函数如下：

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{d=1}^6 \frac{[M_d - T_d(1 + \varepsilon + \sum_r \omega_r^d \alpha_r + \varepsilon_d) + \eta_d]^2}{M_d + B_d} \\ & + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \sum_{d=1}^6 \left(\frac{\varepsilon_d^2}{\sigma_d^2} + \frac{\eta_d^2}{\sigma_B^2} \right) \end{aligned} \quad (6.1)$$

其中， M_d 是第 d 个 AD 测量到的 IBD 事例数， B_d 是相应本底， T_d 是反应堆预期中微子流强， ω_r^d 是根据从第 r 个反应堆到第 d 个 AD 的基线和流强计算的 IBD 反应堆贡献比例，反应堆的非关联误差为 σ_r ， σ_d 为探测器的非关联误差， $(\alpha_r, \varepsilon_d, \eta_d)$ 为 Pull 参数，用来引入各种系统误差。反应堆与探测器的关联误差没有包含在公式中，因为我们采用了远近点相对测量的办法，可以完全抵消关联误差。

最佳拟合值为： $\sin^2 2\theta_{13} = 0.090 \pm 0.010$ ， χ^2/NDF 为 $0.6/4$ 。图 6.1 呈现了这一结果。

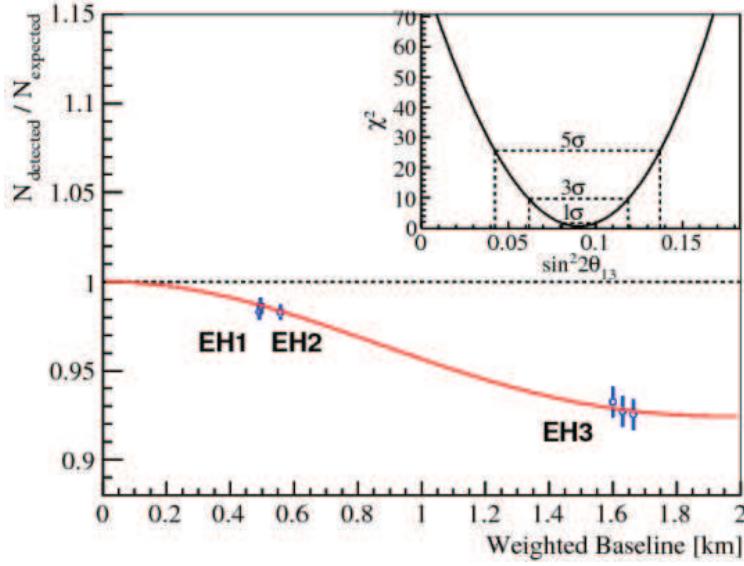


图 6.1: 利用远近点事例率拟合 θ_{13}

6.1.2 谱分析

对于谱分析，可构建 χ^2 为

$$\begin{aligned} \chi^2 = \min_{\gamma} \sum_{d,i} & \frac{frac}{[M_d^i - F_d^i - \sum_b \eta_{d,b} B_{d,b}^i]^2 M_d^i + \sum_b B_{d,b}^2 + \sigma_{i,d}^2 (M_d^i)^2} \\ & + \sum_r [(\frac{\epsilon_r}{\sigma_r})^2 + (\frac{\epsilon_r^n}{\sigma_r^n})^2 + (\frac{\epsilon_r^s}{\sigma_r^s})^2 + (\frac{\epsilon_r^f}{\sigma_r^f})^2] + \frac{\epsilon_i^2}{\sigma_i^2} \\ & + \frac{\Delta p_1^2}{\sigma_1^2} + \frac{\Delta p_2^2}{\sigma_2^2} + (\frac{\epsilon_d^E}{\sigma_d^E})^2 + \sum_d [\frac{\epsilon_d^2}{\sigma_d^2} + (\frac{\epsilon_d^E}{\sigma_d^E})^2 + \sum_b (\frac{\eta_{d,b}}{\sigma_{d,b}})^2] \end{aligned} \quad (6.2)$$

其中，

$$F_d^i \equiv T_d^i (1 + \epsilon_D + \epsilon_d + \epsilon_i + \sum_r \omega_r^d (\epsilon_r + \epsilon_r^n S_n^i + \epsilon_r^s S_s^i + \epsilon_r^f S_f^i) + a^i \epsilon_R + f(p_1, p_2) + (b + b^i) \epsilon_d^E + c^i \epsilon^E) \quad (6.3)$$

式 6.2 中，用脚标 d 对六个 AD 求和，用脚标 i 对能谱所有 bin 求和，r 表示反应堆 r， γ 则表示 nuisance parameter 组 $(\epsilon_D, \epsilon_d, \epsilon_i, \epsilon_r, \epsilon_r^n, \epsilon_r^s, \epsilon_r^f, \epsilon_R, p_1, p_2, \epsilon_d^E, \epsilon^E, \eta_{d,b})$ ，它们用来引入各种系统误差。假设系统误差都遵循高斯分布，它们的标准差为

$(\sigma_r, \sigma_r^n, \sigma_r^s, \sigma_r^f, \sigma_R, p_1, p_2, \sigma_d^E, \sigma_d^E, \sigma_{d,b})$ ，与事例率分析类似，反应堆与探测器的关联误差没有包含在公式中。 M_d^i 是 AD 测量到的 IBD 能谱， $B_{d,b}^i$ 是相应本底谱， F_d^i 是预期 IBD 能谱。

最佳拟合值为： $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.008$, $|\Delta m_{ee}^2| = (2.57^{+0.20}_{-0.22}) \times 10^{-3} eV^2$, χ^2/NDF 为 166/171。

图 6.2 展示了最佳拟合值的 1 倍、2 倍、3 倍 sigma 范围。

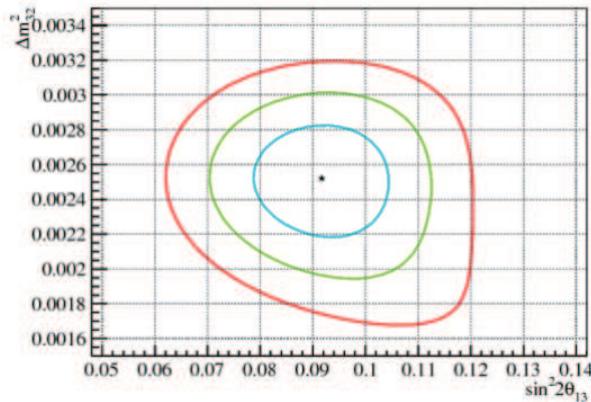


图 6.2: $\sin^2 2\theta_{13}$ 与 $|\Delta m_{ee}^2|$ 的最佳拟合值

6.2 展望

大亚湾反应堆中微子实验自 2011 年 12 月 24 日物理取数以来，已先后发表三次 θ_{13} 结果，始终走在世界前列。

在过去发表的三篇文章中，大亚湾中微子实验都运行在 6 AD 模式下。2012 年夏，剩余两个 AD 也已安装到位，目前大亚湾实验正运行在 8 AD 模式下，并计划取数三到五年，统计误差可以降到 0.003 左右。

系统误差方面，最主要的系统误差来自 ${}^9Li/{}^8He$ 和 Am-C 刻度源本底误差。目前，远点 AD 都已移除了部分 Am-C 刻度源，可以显著减少本底。而 ${}^9Li/{}^8He$ 的事例率与能谱估计，一方面随着统计量提高，测量精度会有所提高，另一方面，大亚湾合作组成员们也正不断摸索新方法，如 muon 径迹重建等方法，来提高对 ${}^9Li/{}^8He$ 事例的鉴别能力。另外，此前发表的 θ_{13} 拟合结果，利用了反应堆理论预测的中微子流强，并非纯粹的远近点相对测量。随着近点统计量提高，将可以采用纯粹相对测量的方法，避免理论

博士论文：大亚湾中微子实验中微子事例率与能谱的测量

预测带来的系统误差。预计最终系统误差可降低至0.003。

综上所述，大亚湾实验运行三到五年后， $\sin^2 2\theta_{13}$ 的测量误差可以降低至0.004甚至更好，对应测量精度约为4%。

除了 θ_{13} ，大亚湾实验还将继续探索新物理。如反应堆中微子反常的研究，即是否存在惰性中微子。通过三年的运行，大亚湾实验将获得有史以来统计量最高的反应堆中微子能谱。通过对谱型的进一步分析，与反应堆中微子流强计算相结合，完成中微子反常的研究。又如超新星中微子的研究，目前大亚湾实验已开发超新星触发系统，可以在第一时间给出超新星爆发预警。此外还有中微子非标准相互作用的研究、混合矩阵幺正性的验证等。

参考文献

- [1] W. Pauli, Letter to L. Meitner and her colleagues dated 4 December 1930 (letter open to the participants of the conference in Tübingen), recorded in W. Pauli, Phys. Today **31N9**, 27(1978).
- [2] F. Reines and C. L. Cowan, Phys. Rev. **92**, 830(1953).
- [3] F. P. An *et al.*, [DayaBay Collaboration] Phys. Rev. Lett. **108**, 171803(2012).
- [4] D. Decamp *et al.*, [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **235**, 399(1990).
- [5] H. Band *et al.*, Annals N. Y. Acad. Sci. **578**, 445(1989).
- [6] P. Lipari, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 274(2002).
- [7] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [8] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **26**, 984(1968) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 1717(1967).].
- [9] P. Minkowski, Phys. Lett. B **67**, 421(1977).
- [10] R.N Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. Lett. **44**, 912(1980).
- [11] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B **174**, 45(1986).
- [12] A. Aguilar *et al.*, [LSND Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 112007(2001).
- [13] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 231801(2007)

参考文献

- [14] M. Apollonio *et al.*, [CHOOZ Collaboration], Eur. Phys. J. C **27**, 331(2003).
- [15] F. Boehm *et al.*, Phys. Rev. D **64**, 112001(2001).
- [16] K. Nakamura, "Solar Neutrino Review", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33**, 485(2006).
- [17] B. T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496**, 505(1998).
- [18] W. Hampel *et al.*, [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B **447**, 127(1999).
- [19] J. N. Abdurashitov *et al.*, [SAGE Collaboration], Phys. Rev. C **60**, 055801(1999).
- [20] Q. R. Ahmad *et al.*, [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89**, 011301(2002).
- [21] K. S. Hirata *et al.*, Phys. Lett. B **280**, 146(1992).
- [22] R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1010(1992).
- [23] Y. Fukuda *et al.*, [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81**, 1562(1998).
- [24] M. Ambrosio *et al.*, [MACRO Collaboration], Phys. Lett. B **434**, 451(1998).
- [25] W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Lett. B **449**, 137(1999).
- [26] D. G. Michael *et al.*, [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 191801(2006).
- [27] M. H. Ahn et al., [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90**, 041801(2003).
- [28] K. Eguchi et al., [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90**, 021802(2003).
- [29] J. Beringer et al., [Particle Data Group], Phys. Rev. D **86**, 010001(2012).
- [30] Y. Abe et al., [Double Chooz Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 131801(2012).
- [31] J. K. Ahn et al., [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 191802(2012).
- [32] An F. P. et al., [Daya Bay collaboration], Chin. Phys. C, **37**, 011001(2013).

参考文献

- [33] An F. P. et al., [Daya Bay collaboration], Phys. Rev. Lett, **112**, 061801(2014).
- [34] 钟玮丽博士论文, “大亚湾中心探测器模型和 ΔM_{31} 测量精度的研究”, 中国科学院研究生院博士学位论文。
- [35] 丁雅韵博士论文: ”大亚湾反应堆中微子实验掺钆液体闪烁体的研制”, 中国科学院研究生院博士学位论文。
- [36] 路浩奇博士论文: ”大亚湾反符合水切伦柯夫探测器及其模型研究”, 中国科学院研究生院博士学位论文。
- [37] 于泽源博士论文: ”大亚湾中微子实验刻度重建及中微子丢失研究”, 中国科学院大学博士学位论文。
- [38] J. E. Gaiser, Ph.D. Thesis, Stanford University, 1982.
- [39] Birks J B, Phys. Rev, **84**, 364(1951).
- [40] Perevozchikov O, Ph.D. Thesis, The University of Tennessee, 2009.
- [41] Flyckt S O et al. Photomultiplier Tubes Principle and Applications, Photonis, 2002.
- [42] S. Abe et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. C **81**, 025807 (2010)
- [43] 陈晓辉博士论文: ”大亚湾中微子实验中心探测器检漏及精确模拟”, 中国科学院大学博士学位论文。
- [44] Zhao J. et al., Chin. Phys. C, 2013-0363.

参考文献

发表文章目录

1. Zhang Feihong *et al.*, "Measurement of the liquid scintillator nonlinear energy response to electron", accepted by Chinese Physics C
2. Zhao Jie *et al.*, " $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ background in a liquid scintillator based neutrino experiment", accepted by Chinese Physics C
3. F. P. An *et al.* [DayaBay Collaboration], "Spectral measurement of electron antineutrino oscillation amplitude and frequency at Daya Bay", Phys. Rev. Lett, **112** (2014) 061801
4. F. P. An *et al.* [DayaBay Collaboration], "Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay", Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 171803
5. F. P. An *et al.* [DayaBay Collaboration], "A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors", Nucl. Instrum. Meth. A**685** (2012) 78-97
6. F. P. An *et al.* [DayaBay Collaboration], "Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay", Chinese Physics C, **37**, 011001 (2013)

致谢

伴随着论文进展，五年来的点点滴滴不断的浮上心头。能够在高能所攻读博士学位是我一生中最大的幸事之一，在这五年的学习生活中，我结识了许多的老师、同学和朋友，他们在我的学习和生活中给予了我极大的支持和帮助。在论文完成之际，借这个机会向多年来给我关心和帮助的老师，同学，朋友和家人表示感谢！

首先感谢我的导师王贻芳研究员，自大学四年级在高能所做本科学士论文起，王老师就成为我在粒子物理领域的领路人。王老师工作虽然繁忙，但是这几年来仍然给了我大量悉心的指导，在研究的选题和每一阶段的工作上都倾注了大量心血。王老师严谨的科研态度，看待和处理问题的方法，都让我受益匪浅。王老师学识的广度，思考问题的深度，思维的敏锐以及对科研工作的热情与投入都让我深深感佩。在此向王老师表示特别的感谢！

感谢曹俊研究员对我学习、生活上的指导与帮助。曹老师是大亚湾物理分析的直接负责人，拥有扎实的数据分析功底和深厚的理论物理基础。他敏锐的思维和严格的要求，帮助我开拓研究思路，教会我分析解决问题的方法。

感谢大亚湾实验组的各位师兄师姐：占亮、温良剑、曹国富、李小波、何苗、王志民、Soeren、于泽源在我刚刚来到高能所时帮助我领上路，在几年的科研学习生活中给了我很各种指导和建议以及讨论。感谢我的同学与师弟师妹：夏冬梅、刘颖彪、赵庆旺、胡维、阳马生、程亚萍、李登杰、赵洁等我们进行了很多有益和有趣的讨论。

感谢合作组内的同学和同事几年来对我的帮助，作者要感谢王为、邹佳恒、关梦云、钟玮丽、刘金昌、丁雅韵、路浩奇、张清民、肖华林、马烈华、王玲玉、蒋文奇、徐吉磊、张一纯、陈晓苏、陈晓辉对我的各种帮助和支持。

感谢我的朋友叶桦、吕蒙、刘志强等对我的帮助和支持。

致谢

感谢我的父母和家人。感谢父亲母亲对我的养育之恩，感谢他们给我的一切。

感谢我的妻子叶琛雪，你来给了我莫大的精神支持和鼓励。

感谢所有关心我帮助我的人。