

分类号_____

U D C_____

密级_____

编号_____

中国科学院研究生院 博士学位论文

大亚湾反应堆中微子实验的前期研究

孙 亚 轩

指导教师姓名	<u>王贻芳 研究员 高能物理研究所</u>
指导教师姓名	<u>曹 俊 研究员 高能物理研究所</u>
申请学位级别	<u>博 士</u>
学科专业名称	<u>粒子物理与原子核物理</u>
论文提交日期	<u>2006 年 4 月 20 日</u>
论文答辩日期	<u>2006 年 6 月 日</u>
培养单位名称	<u>中国科学院高能物理研究所</u>
学位授予单位	<u>中国科学院研究生院</u>
答辩委员会主席	<u>研究员</u>

Study of Daya Bay Reactor Neutrino Experiment

by

Sun Yaxuan

Institute of High Energy Physics

Chinese Academy of Science

Email: sunyx@mail.ihep.ac.cn

Supervised by

Prof. Wang Yifang and Cao Jun

目 录

第一章 引言	1
1.1 中微子发展简史	1
1.2 中微子研究需解决的问题	4
1.2.1 中微子的绝对质量	4
1.2.2 中微子振荡的物质效应与MNS矩阵	4
1.3 中微子振荡	5
1.3.1 中微子振荡理论	5
1.3.2 中微子振荡的实验证据	11
1.4 θ_{13} 值的大小及测量方法	18
1.4.1 三味混合分析预言 θ_{13} 的大小	19
1.4.2 从特殊的中微子质量模型估计 θ_{13} 的大小	20
1.4.3 测量 θ_{13} 的方法	22
1.5 论文选题的目的和论文的结构	27
1.5.1 论文选题的目的	27
1.5.2 论文的结构	28
第二章 大亚湾反应堆中微子实验	29
2.1 大亚湾反应堆核电站的自然条件及实验布局	30
2.2 大亚湾反应堆中微子实验探测器的设计	30
2.2.1 主探测器的设计	31
2.2.2 屏蔽层探测器设计	34
2.3 大亚湾反应堆中微子实验的探测过程	35
2.4 大亚湾反应堆中微子实验的系统误差	38
2.5 大亚湾反应堆中微子实验的本底估计	39
第三章 反应堆中微子实验的物理分析方法	43
3.1 χ^2 分析	43
3.1.1 计数分析	46
3.1.2 谱分析	47
3.2 基线优化	48
3.2.1 远探测器的基线优化	48
3.2.2 近探测器的位置选取	51
3.2.3 大亚湾反应堆实验的远近探测器的位置的选取	52
3.2.4 结论	63
3.3 影响大亚湾反应堆中微子实验灵敏度的其他因素	64
3.4 大亚湾反应堆中微子实验可能的采用的几种实验方案	65
3.5 其他实验与大亚湾反应堆中微子实验灵敏度的比较	68

第四章 大亚湾反应堆中微子实验的水契伦克夫探测器	72
4.1 基于C++和面向对象的GEANT4 软件包	72
4.2 光学过程的描述	75
4.2.1 契伦可夫辐射过程	75
4.2.2 介质界面类型和光学过程模型	77
4.3 水的契伦克夫探测器的设计	80
4.3.1 圆柱形水池方案	80
4.3.2 反射材料	80
4.4 水的契伦克夫探测的模拟及输出	81
4.5 模拟结果分析	84
4.5.1 反射膜的作用	86
4.5.2 探测效率及噪声的分析	88
4.5.3 总结和讨论	99
附录A	102
A.1 反应堆中微子的能谱和流强	102
A.2 反 β 衰变	104
A.3 预期和观测的反中微子流强和能谱	105
参考文献	107
攻读博士学位期间的研究成果	113
致谢	114

插图目录

1-1	中微子和电子散射的Feynman图	10
1-2	太阳中微子实验和理论预言对比	13
1-3	大气中微子产生	14
1-4	电子和缪子的天顶角分布图	15
1-5	Super-K和K2K的 L/E 分析得到的图	16
1-6	KamLAND快能量谱和与太阳中微子数据的拟合图	17
1-7	LSND和MiniBooNe实验的 $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ 图	19
1-8	$\Delta\chi^2$ 是 $\sin^2 \theta_{13}$ 的函数, 由BGP (left) in Ref. [22] 和MSTV (right) in Ref. [23]得到.	20
1-9	P_0 : 缓慢上升和下降曲线, P_{dis} : 围绕 P_0 的振荡曲线, P_{net} : 值很低的振荡曲线.	25
1-10	积分的 P_{net} 是基线 L_{far} 的函数。三条曲线覆盖了90%CL范围的 Δm_{32}^2 [24].	26
1-11	P_{dis} , P_0 , P_{net} , 和 P_2 是基线的函数, 并且对整个中微子能谱积分, 其中取 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.02$	26
2-1	大亚湾反应堆的布局图和探测器可能的放置位置。(a)表示连接地下实验大厅的主隧道, (b)表示隧道的入口。	31
2-2	大亚湾反应堆实验探测器的布局图。远处探测器有四个模块, 近处探测器两个模块。探测器的模块放在2米厚的水中, 模块的有三层结构, 白色表示矿物油, 蓝色表示液体闪烁体, 黄色表示掺钆的液体闪烁体。	32
2-3	大亚湾反应堆实验探测器模块三层结构图	32
2-4	大亚湾反应堆实验屏蔽层探测器方案1	35
2-5	大亚湾反应堆实验屏蔽层探测器方案2	36
2-6	反应堆中微子的产生能谱 (b), 反 β 衰变的反应截面 (c) 和计算的反应堆中微子实验的观测能谱 (a)。	36
2-7	反应堆中微子的反应和探测过程。	37
2-8	CHOOZ放射性同位素本底图	41
2-9	大亚湾反应堆中微子实验的本地和信号的叠加图。(a)表示信号, (b)表示 ^9Li 本底, (c)表示快中子本底, (d)表示放射性同位素本底	42
3-1	大亚湾反应堆中微子实验raster scan的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的置信区间	45
3-2	大亚湾反应堆中微子实验global scan的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的置信区间	45
3-3	对能谱平均后的振荡几率与距离的关系。三条曲线包含了90%的置信水平下 Δm_{32}^2 的范围。其中实线相应于最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 虚线相应于 $1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 点线相应于 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 。	49
3-4	基线长度随统计误差和系统误差比值的变化关系。 σ_{sys} 是系统误差, σ_{stat} 是统计误差。上面一条直线表示仅考虑系统误差时的最优基线, 下面一条直线表示仅考虑统计误差时的最优基线, 曲线表示基线随统计误差和系统误差比值的不同而变化。	50

3-5	基线长度随统计误差和系统误差比值的变化关系。 σ_{sys} 是系统误差, σ_{stat} 是统计误差。上面一条直线表示仅考虑系统误差时的最优基线, 下面一条直线表示仅考虑统计误差时的最优基线, 曲线表示基线随统计误差和系统误差比值的不同而变化。	50
3-6	计数与能谱联合分析的最优化基线, $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度对基线选择的敏感程度。三个图分别表示 σ_b 取0.2%, 0.5%, 1.0%。每个图中三条曲线包含了在90%的置信水平下 Δm_{31}^2 的范围。其中实线为最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 虚线为 $1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 点线为 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 。	51
3-7	近探测器位置的选择。r1-r6表示反应堆, 不同的曲线表示不同的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度, 由内到外逐渐增加。	53
3-8	大亚湾反应堆附近的山体三维图。	53
3-9	修正后的Gaisser公式和实验数据比较。实线表示修正后的Gaisser公式, 虚线表示标准的Gaisser公式	54
3-10	(a)表示大亚湾近点的能谱, (b)表示岭澳近点的能谱, (c)表示远点的能谱。 .	55
3-11	大亚湾远近探测器的放置位置, 圆形表示反应堆, 直线是反应堆的垂直平方线。五角星形是没考虑 μ 的死时间优化的位置, 三角形是考虑了 μ 的死时间后的优化位置。	64
3-12	大亚湾反应堆中微子实验的运行时间对实验灵敏度的影响	65
3-13	大亚湾反应堆中微子实验的探测器质量对实验灵敏度的影响	66
3-14	大亚湾反应堆中微子实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度和 Δm_{32}^2 的关系图。(b)是大亚湾实验 $\sin^2 2\theta_{13}$ 可以达到的灵敏度, (a)是Chooz实验 $\sin^2 2\theta_{13}$ 可以达到的灵敏度。	66
3-15	大亚湾反应堆中微子实验的Mid+DYB方案	67
3-16	大亚湾反应堆中微子实验Mid+DYB方案与Double Chooz的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度的比较。(a)是Double Chooz实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与时间的关系曲线, (b)是Mid+DYB方案 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与时间的关系曲线。	68
3-17	几种大亚湾反应堆中微子实验方案测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度的比较, 横轴是 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度, 纵轴是 Δm_{32}^2 。(a)表示2Near+Mid+Far方案, (b)表示2Near+Far方案, (c)表示Mid+Far方案。	69
3-18	大亚湾反应堆中微子实验与Braidwood及Double Chooz的测量灵敏度的比较, (a)是大亚湾实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与 Δm_{32}^2 的关系曲线, (b)是Braidwood实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与 Δm_{32}^2 的关系曲线, (c)是Double Chooz的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与 Δm_{32}^2 的关系曲线	71
4-1	GEANT4工具包的顶级类结构图	74
4-2	UNIFIED模型的光强度极坐标图	78
4-3	内部Lambertian反射图	79
4-4	大亚湾反应堆实验圆柱形水池方案的机械示意图。	80
4-5	反射系数所采用的两种测量方法	81
4-6	一些材料的反射系数测量结果	82
4-7	通过可视化软件DAWN显示的GEANT4模拟程序中水契伦克夫探测器三维视图。侧面的光电倍增管的ID号从1号-140号, 从上到下共7层, 每层从左到右20个光电倍增管, 1号光电倍增管是最底层的左端开始顺时针每隔18度排一个, 共排20个, 一直排到第7层。	84

4-8	通过可视化软件DAWN显示模拟的水的契伦克夫探测器的俯视图。底面的光电倍增管ID号从141—212, 从内到外共排8层, 从最内层2个光电倍增管, 依次向外每层比前一层增加2个光电倍增管, 最内层的最左端开始是141号, 每层都从最左端开始, 一直摆到212号光电倍增管。.....	85
4-9	光的波长与反射膜的反射效率, 水的吸收长度和光电倍增管的量子效率的关系图.....	85
4-10	模拟存储数据的文件。.....	86
4-11	没有反射膜及有反射膜的光子传播示意图.....	86
4-12	Geant4模拟出没有反射膜及有反射膜的情况下光电倍增管输出光电子分布图。.....	87
4-13	模拟水契伦克夫探测器中没有主探测器模块的情况下所有光电倍增管得到光电子的时间分布。.....	88
4-14	模拟水契伦克夫探测器中主探测器模块, 并且模块外表面涂有50%的反射率的反射膜, 所有光电倍增管得到光电子的时间分布。.....	89
4-15	模拟水契伦克夫探测器中主探测器模块, 并且模块外表面贴有Tyvek膜, 所有光电倍增管得到光电子的时间分布。.....	89
4-16	当电子学脉冲时间和热噪声的频率取不同值时, 光电倍增管个数与噪声的频率的关系图。(a)表示 $t = 300ns$, $f_{noise} = 5000Hz$, (b)表示 $t = 600ns$, $f_{noise} = 5000Hz$, (c)表示 $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 5000Hz$, (d)表示 $t = 300ns$, $f_{noise} = 20000Hz$, (e)表示 $t = 600ns$, $f_{noise} = 20000Hz$, (f)表示 $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 20000Hz$ 。.....	90
4-17	水契伦克夫探测器中没有模块时 μ 的径迹长度的分布图。.....	91
4-18	契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的主探测器模块时, μ 的径迹长度的分布图。.....	91
4-19	水契伦克夫探测器中放置贴有Tyvek膜的主探测器模块时, μ 的径迹长度的分布图。.....	92
4-20	水契伦克夫探测器中没有模块时光电倍增管ID的分布图。.....	93
4-21	水契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的主探测器模块时, 光电倍增管ID的分布图。.....	93
4-22	水契伦克夫探测器中放置贴有Tyvek膜的主探测器模块时, 光电倍增管ID的分布图。.....	93
4-23	水契伦克夫探测器中没有模块, 左边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电子关系的散点图, 右边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电倍增管关系的散点图。.....	94
4-24	水契伦克夫探测器中放置表面涂有50%反射率的反射膜的模块, 左边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电子关系的散点图, 右边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电倍增管关系的散点图。.....	95
4-25	水契伦克夫探测器中没有模块的情况下, 左边的图是水契伦克夫探测器中小于2米的 μ 径迹长度和光电子关系的散点图, 右边的图是stop μ 的能量和 μ 径迹长度的散点图。.....	95
4-26	水契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的模块的情况下, 左边的图是水契伦克夫探测器中小于2米的 μ 径迹长度和光电子关系的散点图, 右边的图是stop μ 的能量和 μ 径迹长度的散点图。.....	96

4-27	没有主探测器模块在水的契伦克夫探测器中, 左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图, 右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号, (b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号, (a)表示热噪声, $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 5000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency, 右边的纵坐标表示热噪声频率。...	97
4-28	主探测器模块的外表面镀有50%的反射率的反射膜, 左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图, 右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号, (b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号, (a)表示热噪声, $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 5000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency, 右边的纵坐标表示热噪声频率。...	97
4-29	主探测器模块的外表面贴有Tyvek反射膜, 左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图, 右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号, (b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号, (a)表示热噪声, $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 5000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency, 右边的纵坐标表示热噪声频率。.....	98
4-30	没有主探测器模块在水的契伦克夫探测器中, 左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图, 右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号, (b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号, (a)表示热噪声, $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 20000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency, 右边的纵坐标表示热噪声频率。..	100
4-31	主探测器模块的外表面镀有50%的反射率的反射膜, 左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图, 右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号, (b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号, (a)表示热噪声, $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 20000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency, 右边的纵坐标表示热噪声频率。..	100
4-32	主探测器模块的外表面贴有Tyvek反射膜, 左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图, 右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号, (b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号, (a)表示热噪声, $t = 1\mu s$, $f_{noise} = 20000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency, 右边的纵坐标表示热噪声频率。.....	101
A-1	每个同位素的裂变率, 通过蒙特卡罗模拟得来的, 是时间函数。[77].....	103
A-2	同位素每次裂变产生的反中微子的产额, 是通过相应的测量 β 衰败谱转换得来的。[79].....	104
A-3	Vogel和Engel给出四种同位素得到的反中微子能谱的参数。[80].....	104
A-4	通过leading order和next-to-leading order计算的反 β 衰败的总反应截面。.....	105
A-5	通过反 β 衰败得到的反中微子能谱权重后得到反冲的中子能谱。.....	106
A-6	在实验室坐标系下, 正电子和反冲中子的角分布。.....	106
A-7	Palo Verde实验预期的反中微子的事例率, 它是反应堆功率随时间变化的函数, 与裂变率和反 β 衰败的反应截面有关。.....	106
A-8	反中微子能谱, 反 β 衰败的总的反应截面, 和计数率, 它是反中微子能量的函数。.....	106

表格目录

1-1	物质中电子密度和混合角的关系列表	11
1-2	分析三代中微子混合, 2σ (or 95% C.L.) $\sim 3\sigma$ (or 99.7% C.L.), 两个质量平方差和三个混合角的最佳拟合值	21
2-1	探测器模块的尺寸。	33
2-2	在液闪中测得PMT玻璃中的放射性与矿物油厚度的关系。	34
2-3	各反应堆中微子实验的误差比较。	40
2-4	大亚湾反应堆中微子实验本底的总结。	42
3-1	岭澳近点的本底和信号的比值表	57
3-2	大亚湾近点的本底和信号的比值表	59
3-3	远点的本底信号比值表	63
3-4	大亚湾中微子实验的几种实验方案的比较。	69
3-5	大亚湾实验与Double Chooz实验及Braidwood实验的比较。	70

摘 要

中微子物理是近年来物理学界的热门话题之一。中微子是构成物质世界的基本粒子，在微观粒子物理规律和宏观的宇宙的起源及演化起着重大的作用，特别是发现了中微子有质量和振荡后，人们认识到这是发现超出标准模型的新物理的突破口。

中微子振荡是研究中微子性质的主要途径，中微子振荡的规律可以由六个混合参数来表示，部分参数已经由太阳中微子，大气中微子，反应堆中微子和加速器中微子实验测得。而测量混合参数 θ_{13} 成为下一代中微子实验的主要目标，用反应堆中微子实验测 θ_{13} 不存在参数简并，实验投入小，是测量 θ_{13} 的理想方法。大亚湾反应堆中微子实验拟在我国大亚湾核电站测量中微子的混合参数 θ_{13} 。论文工作是这个实验的前期研究的一部分。

第一章，引言简要介绍中微子的发展历史和目前中微子物理需要解决的问题。随后介绍了中微子物理需要解决的问题之一，中微子振荡，它包括中微子振荡理论和中微子振荡实验两部分。中微子振荡中部分参数已经由太阳中微子，大气中微子，反应堆中微子和加速器中微子实验测得。而测量混合参数 θ_{13} 成为下一代中微子实验的主要目标。然后介绍了 θ_{13} 的大小和测量方法。

第二章，大亚湾反应堆中微子实验介绍了大亚湾反应堆中微子实验的自然环境，探测器的设计，反应过程，系统误差和本底。

第三章，反应堆中微子实验的物理分析方法介绍了 χ^2 分析，通过观测反应堆释放的中微子在不同距离的数量和能谱的变化来测量是否存在振荡因而可以从计数和谱两方面分析。在 χ^2 假设检验中引入本底和系统误差的方法，并通过最大化混合角 θ_{13} 的测量敏感度对基线长度进行优化，对基线有影响的因素进行研究，如振荡效应，系统误差，统计误差，本底等，从而找到反应堆实验远近探测器的最佳位置。然后具体到大亚湾反应堆中微子实验的远近探测器位置的选取。同时还研究了影响大亚湾反应堆中微子实验灵敏度的其他因素（运行时间和探测器的质量），实验可能的几种方案（Near+Mid, Near+Far, Mid+Far, Near+Mid+Far），以及与国际上其他实验（Double Chooz, Braidwood）的比较。

第四章，对作为屏蔽层的水的契伦克夫探测器的研究。首先介绍了模拟需要的基于C++面向对象的Geant4软件包及Geant4光学过程的描述。然后介绍水的契伦克夫探测器的设计。接着描述了大亚湾反应堆中微子实验水的契伦克夫探测器具体的模拟框架和输出。最后分析模拟结果包括反射层对探测性能的影响，对噪声本底和探测效率的分析。

附录介绍了反应堆的主要情况，反应堆中微子的流强和能谱。

关键词：中微子振荡 θ_{13} 灵敏度 基线 χ^2 分析

Abstract

Recently, neutrino physics is one of hot topics of physics. Neutrino is a fundamental particle which composed the matter world. It plays an important role in both particle microcosmic physics and macroscopical cosmic. Especially, after the observation of neutrino oscillation, and neutrino being massive, neutrino becomes a key to study the new physics beyond the standard model.

Neutrino oscillation is an important approach to investigate neutrino character. There are six mixing parameters to describe neutrino oscillation. Some parameters have been measured by solar neutrino, atmosphere neutrino, reactor neutrino and accelerator neutrino experiments. But measurement of mixing parameter θ_{13} will be an important aim for next era of neutrino experiment. There are no parameter degeneracies to measure θ_{13} by reactor neutrino experiment. Daya bay reactor neutrino experiment will measure θ_{13} by Daya bay reactor power plant. This thesis is part of studies for this experiment.

Firstly, the history of neutrino physics are introduced and questions concerning neutrino physics are discussed. Neutrino oscillation, which include theory of neutrino oscillation and neutrino oscillation experiment. Some parameters have measured by neutrino experiments, measurement θ_{13} will be the key for next neutrino experiment. So introduced the value of θ_{13} and some methods to measure θ_{13} .

Chapter 2, Daya bay reactor neutrino experiment introduced natural instance of Daya bay reactor neutrino experiment, design of detector, reactor process, errors of systemic and backgrounds.

Chapter 3, physical analysis method for reactor neutrino experiment introduced χ^2 analysis. We can judge neutrino oscillation by observation the amount of neutrino at different distance and the change of energy spectrum from reactor cores, so we can analysis this by count and spectrum. With backgrounds and errors of systemic in χ^2 supposition, optimized baseline by maximum the θ_{13} sensitivity. Studied some factors which affect the optimal baseline, such as oscillation effect, errors systemic, statistical errors and backgrounds. From this, we can get the optimal baseline of Daya bay experiment. Study the sensitivity of θ_{13} and some factors which affect it, studied several scheme of Daya bay reactor neutrino experiment, and compared the sensitivity of Daya bay experiment with another experiments.

Chapter 4, researched the water Cherenkov detector of Daya bay experiment. In this part, Geant4 software package, module of optical, introduced design of the detector, simulation program of the water Cherenkov detector and output. Then analysis the simulation results, such as, the effect of reflect film, the noise background and the detect efficiency.

Appendix shows some instance of reactor, such as the flux of reactor neutrino and energy spectrum.

Keywords: neutrino oscillation θ_{13} sensitivity baseline χ^2 analysis

第一章 引言

中微子是近年来科学界的热门话题之一，2001年加拿大萨德伯里中微子天文台（SNO）的观测结果和2002年SNO与日本KamLAND实验的结果，均证实中微子可以发生振荡，即中微子质量不为零。这在科学上具有重要意义，它要求修改粒子物理的标准模型，预示着存在超出标准模型的新物理，如轻子数不守恒、质子衰变等。因此，中微子物理的进展连续两年被美国的《科学》周刊等国内外媒体评为当年十大科技新闻。2002年由于在“探测宇宙中微子”上的贡献，美国化学家戴维斯（R.Davis,Jr.）与日本物理学家小柴昌俊（MasatoshiKoshiba）获得诺贝尔物理学奖。由于中微子是最轻的粒子，是所有粒子衰变的最终产物，宇宙中积存了大量自大爆炸开始以来产生的中微子，它们可以构成宇宙中的热暗物质，对宇宙结构的形成有重要影响。中微子振荡中的CP（空间与电荷共轭反演）破缺可能对理解宇宙中的物质-反物质不对称现象起关键作用。

1.1 中微子发展简史

1930年，泡利（W.Pauli）为了解释原子核 β 衰变时能量似乎不守恒的问题，提出了一个猜想，认为是一种不可探测的中性粒子带走了能量。这种粒子随后被费米（E.Fermi）叫做“中微子”，以区别于中子。

1950年，莱因斯（F.Reines）和考恩（C.Cowan）试图用质子反 β 衰变直接探测中微子，他们采用反应堆作为中微子源。1956年，他们十分清楚地直接探测到了中微子，莱因斯因此获1995年诺贝尔奖。此后中微子实验研究得到很大发展。1960年初，斯坦伯格（J.Steinberger）等发现存在两种中微子： e 中微子和 μ 中微子，斯坦伯格因此获得1988年诺贝尔奖。1990年，位于瑞士日内瓦欧洲核子中心的大型正负电子对撞机发现有且只有三种中微子： e 中微子 ν_e 、 μ 中微子 ν_μ 和 τ 中微子 ν_τ ，分别对应于三代轻子： e 、 μ 和 τ 。

1950年代初，杨振宁等提出了弱相互作用中的V-A理论，假设中微子质量为零，只有左手手征性，自旋为1/2的费米子。V-A理论随后被电弱统一理论所继承，成为粒子物理标准模型的一部分。中微子质量是否绝对为零至关重要，它会影响轻子数守恒、质子衰变、宇宙中的热暗物质以及宇宙结构等，因此，中微子质量问题一直是粒子物理学家与天体物理学家共同关心的热点问题。但由于中微子几乎不与任何物质发生作用，很难被探测到，其质量就更难测量了。到目前为止，测量中微子质量的最好结果是由德国

曼因兹（Mainze）大学的一个小组，通过测量氚的 β 衰变能谱的最大端点而得到的。他们测得，在95%的置信度下中微子质量的平方小于 2.2MeV^2 。

1960年初，意大利物理学家蓬泰科尔沃（B.Pontecorvo）提出，如果中微子有质量且其质量本征态与弱作用本征态不简并，由量子力学波函数的叠加可推知，不同的中微子之间可发生振荡，即一种中微子在飞行过程中变为另一种中微子。其在真空中的振荡的概率可写为：

$$P = \sin^2(2\theta) \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E) \quad (1-1)$$

其中， E 为中微子能量， L 为飞行距离， Δm^2 为两种中微子质量平方差， $\sin^2(2\theta)$ 为最大振荡概率。振荡在粒子物理中是一个相当普遍的现象，起源于微观粒子的波粒二象性。对于三代中微子，其振荡概率可写成矩阵形式，称作MNS（Maki-Nakagawa-Sakata）矩阵，这类似于夸克中的CKM矩阵。中微子振荡迅速引起人们的兴趣是因为它提供了一种证明中微子质量不为零的方法。这比前述由氚的衰变测量中微子绝对质量的方法灵敏度高了好几个数量级，虽然它只能得到不同中微子质量之差。除此之外，与CKM矩阵类似，MNS矩阵中也存在一个CP破缺项。目前人们已知这种CP破缺与物质-反物质不对称有关，而CKM矩阵中的CP破缺项太小，不足以解释宇宙中为什么不存在一个反物质世界，因为“大爆炸”宇宙学的一个自然结果就是宇宙中应存在相同数量的物质与反物质。MNS矩阵中的CP项似乎可以解决这个难题，这是中微子振荡引起人们兴趣的另一个重要原因。

1960年初，美国普林斯顿高等研究院的巴卡尔（J.Bahcall）提出了一个完整的太阳模型，定量计算出太阳上发生的各种聚变反应所辐射出来的能量（包括中微子携带的能量）。为了验证巴卡尔提出的太阳模型，美国的化学家戴维斯领导了一个小组测量太阳核聚变中产生的中微子。戴维斯于1968年首次发表了令人吃惊的实验结果，即观测到的太阳中微子只有巴卡尔预言的理论值的1/3，这就是有名的“太阳中微子丢失”。当时对此有多种解释，太阳中微子发生振荡，即由 e 中微子变成 μ 中微子或 τ 中微子，是其中的一种解释。随后许多类似的实验均证实了戴维斯的结论，如意大利的Gallex实验和苏联的Sage实验。由日本科学家小柴昌俊领导的神冈实验在1980年代中期建造了一个类似于美国IMB实验室的水基契伦科夫成像探测器，也观测到类似结果，并于1987年与IMB一起首次观测到超新星爆发产生的中微子。这些实验证明了探测到的太阳中微子比理论预言的少。由于首次观测到太阳中微子，戴维斯获得2002年诺贝尔物理学奖。

2001年~2002年, 加拿大的SNO实验测量三种中微子, 获得了 e 中微子消失及 μ 中微子和 τ 中微子出现的证据, 且三种中微子数之和与巴卡尔的标准太阳模型预言一致[1]。

中微子振荡的第二个实验证据即所谓“大气中微子反常”。主要由 μ 衰变而来的, 大气中微子应满足 μ 中微子数约为 e 中微子数的两倍。自1970年以来, 许多实验均发现这一比例接近于1。小柴昌俊领导的神冈实验也发现了类似结果。后又建了一个比原来的探测器大10倍, 总重达5万吨的超级神冈 (Super-Kamiokande) 探测器。在1998年, 证实了 μ 中微子与 τ 中微子比例接近1, 这是因为 μ 中微子消失了, 且其消失的百分比随能量与飞行距离的关系与理论预言基本相符[2]。2002年诺贝尔物理学奖授予戴维斯和小柴昌俊。

到目前为止, 所有中微子振荡的实验证据均来源于大自然, 因此中微子振荡在某种程度上依赖于人们对大自然的理解, 如太阳模型、宇宙线在大气中的簇射过程等。所以从人工中微子源中探测到中微子振荡才是它的最终证明。候选的人工中微子源有两类, 一是加速器, 一是反应堆。1990年末期, 日本的KEK实验室用质子打靶产生中微子, 并由超级神冈探测器探测, 虽然他们似乎看到中微子振荡的现象, 但其统计显着性只有两倍均方误差, 而一般物理发现均需3倍以上均方误差, 即99.8%的统计显着性。

反应堆中微子实验自1980年代初开始, 已进行了好几代。自ILL实验开始, 发展至Chooz和Palo Verde实验, 这些实验的探测原理与方法与莱因斯所用的基本一样, 只是靶由水换成了液体闪烁体, 由于事例率与距离平方成反比, 与靶核数成正比, 探测器与反应堆的距离也由10米增至1000米, 重量也由100公斤增至10吨。实验的方法是观测反应堆由裂变过程所产生的电子反中微子数, 并与预期的中微子数比较, 如果发现中微子消失现象, 则说明反应堆产生的电子反中微子发生振荡, 变成了另一种中微子而没有被探测到。由于过去20年的不懈努力, 人们对反应堆所产生的电子反中微子谱了解得很清楚, 理论计算与实验比较只有3%的误差。2003年K2K加速器中微子振荡实验证实了大气中微子振荡。

1996年, 日本东北大学的铃木厚人 (Atsuto Suzuki) 教授完成了KamLAND实验计划, 这个实验对太阳中微子问题给出最终回答。KamLAND探测器于2001年全面建成, 其探测目标不仅包括反应堆中微子, 也包括太阳中微子、地质中微子和超新星中微子等[3]。KamLAND给出了重要的结果[4]: 约40%的反应堆中微子消失了, 或者说振荡为另一种中微子而没有被探测到。由于中微子是反应堆与太阳唯一共同的东西, 因此中微子消失现象只能用中微子本身的性质来解释。太阳中微子发生了振荡, 巴卡尔的标准太阳模型是正确的, 中微子是有质量的。至此中微子振荡得到最终的确认。

1.2 中微子研究需解决的问题

中微子研究是当前粒子物理、天体物理和宇宙学研究的前沿热点，近年来中微子物理研究的一系列重大成果预示着粒子物理研究的新突破。中微子物理正处于一个大发展时期，它对天文学、地质学等其它学科的应用价值正在被越来越多的人所认识。当前需要解决的主要有以下两个问题。

1.2.1 中微子的绝对质量

中微子振荡只解决了不同中微子之间的质量差，并不能给出绝对质量。这需要更高精度的氚的 β 衰变实验或全新的实验方法，如超新星中微子实验等天体物理方法。目前已有德国的下一代氚 β 衰变实验正在计划之中，预期可将灵敏度提高近十倍。另一个与中微子绝对质量有关的量就是原子核无中微子双 β 衰变的寿命。如果这类事例能被观察到的话，则不仅可得知中微子的绝对质量，也可以证明中微子具有新的手征特性。

1.2.2 中微子振荡的物质效应与MNS矩阵

理论上中微子振荡几率与物质密度有关，但其实验证明是至关重要的。在MNS矩阵中如果用N表示中微子的味道，那么中微子的混合矩阵可以由N个质量本征态， $N(N-1)/2$ 个混合角，和 $N(N-1)/2$ 个Majorana中微子CP项因子或者 $(N-1)(N-2)/2$ 个Dirac中微子CP相因子组成。质量矩阵可以通过一个将质量本征态转变成味道本征态的混合矩阵对角化。以三代中微子为例，将质量本征态 (ν_1, ν_2, ν_3) 通过混合矩阵Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo (MNSP)转变成味道本征态 $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ ，MNSP可以被参数化为：

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & & \\ & e^{i\phi_2} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \quad (1-2)$$

其中第一个矩阵对应大气中微子振荡，第二个矩阵对应反应堆中微子振荡或加速器中微子振荡，第三个矩阵对应太阳中微子振荡，第四个矩阵对角线上的两个元素是Majorana项因子，它们与中微子振荡现象无关，它们只是与没有中微子产生的双 β 衰

败实验有关。对于三种味道中微子，振荡实验可以确定三个混合角 θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} ，两个质量平方差 $\Delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$, $\Delta m_{31}^2 \equiv m_3^2 - m_1^2$ 和CP破坏相角 δ_{cp} 。在这6个独立参数中，目前仅知道四个 θ_{12} , θ_{23} , Δm_{21}^2 和 $|\Delta m_{31}^2|$ 还有两个未知 θ_{13} , Δm_{31}^2 的符号和最重要的CP破缺量。这些未知量可以通过加速器和反应堆中微子实验测得。

1.3 中微子振荡

中微子振荡是证明中微子质量不为零的方法，是目前中微子物理需要解决的主要问题之一。

1.3.1 中微子振荡理论

1. 真空振荡

当中微子在真空中传播，可以由一种类型的中微子转化成另一种类型的中微子，即中微子在真空中的振荡。由弱相互作用产生的中微子态不是质量本征态。对于有质量的中微子，其味本征值为 ν_e, ν_μ, ν_τ ，其对应的质量本征值为 ν_1, ν_2, ν_3 。在弱相互作用下的味本征态 $|\nu_\alpha\rangle$ 可以表示为质量本征 $|\nu_j\rangle$ 的线形叠加。并且它们之间关系可以由类似夸克的Cabibo-Kobayashi-Masukawa(CKM) 矩阵来描述。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau), \quad (1-3)$$

其中U是Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo(MNSP)矩阵[5, 6]，被定义为混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 和一个CP相角 δ ，可以Wolfenstein参数化写成：

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{23} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1-4)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1-5)$$

这里， $S_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$)。上面的关系表示存在中微子的一种味转换为另外一种的几率，即中微子的振荡几率。另外，混合角和质量平方差等与在太阳中微

子实验和大气中微子实验中所测量的量有如下关系：

$$\begin{aligned}
 \Delta m_{21}^2 &= \Delta m_{solar}^2 \\
 \Delta m_{32}^2 &= \Delta m_{atom}^2 \\
 \theta_{12} &= \theta_{solar} \\
 \theta_{23} &= \theta_{atom}
 \end{aligned} \tag{1-6}$$

态的时间演化遵守Shrödinger 方程：

$$i \frac{d}{dt} | \nu_j \rangle = E_j | \nu_j \rangle \tag{1-7}$$

其中 E_j 是 ν_j 的能量，因此波动方程可以写为：

$$| \nu_j(t) \rangle = e^{-iE_j t} | \nu_j(0) \rangle \tag{1-8}$$

对于味本征态，使用方程 1-3， 1-7和 1-8,

$$i \frac{d}{dt} | \nu_\alpha \rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} E_j U_{j\alpha}^\dagger | \nu_\alpha \rangle \tag{1-9}$$

$$| \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} e^{-iE_j t} U_{j\alpha}^\dagger | \nu_\alpha \rangle . \tag{1-10}$$

如果在 $t=0$ 时刻产生 ν_α ，则在 $t=t$ 时刻探测到 ν_β 中微子的几率是：

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = | \langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle |^2 \tag{1-11}$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{j=1}^3 | \langle \nu_\beta(t) | U_{\alpha j} e^{-iE_j t} U_{j\alpha}^\dagger | \nu_\alpha(0) \rangle |^2 \\
 &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \underbrace{\sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 \Phi_{ij}}_{P_{CP}}
 \end{aligned} \tag{1-12}$$

$$\underbrace{\pm 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 \Phi_{ij}}_{P_{\cancel{CP}}} \quad (1-13)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} Y_{\alpha\beta}^{ji} \sin^2 \Phi_{ij} \pm 2 \sum_{i>j} J_{\alpha\beta}^{ji} \sin^2 \Phi_{ij} \quad (1-14)$$

$$= P_{CP} \pm P_{\cancel{CP}} \quad (1-15)$$

这里

$$Y_{\alpha\beta}^{ji} = \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*)$$

$$J_{\alpha\beta}^{ji} = \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \quad (1-16)$$

$$\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 l}{4E_\nu} = \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 [eV^2] l [km]}{E_\nu [GeV]} \quad (1-17)$$

其中 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, l 是飞行距离, 以及 E_ν 是中微子能量。在公式 1-15 的第三项反映了 CP 破坏效应 (- 代表中微子, + 代表反中微子)。显然, $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$, 因此只存在两项 Δm^2 是独立的, 故可由两个 Δm^2 , $(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31})$ 和一个 CP 相角 δ 来描述三味中微子振荡。

对于一对给定的中微子, 其振荡几率 $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ 通过 CP, T 和 CPT 转换与其它三种振荡类型相联系:

$$CP : P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \rightarrow P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$$

$$T : P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \rightarrow P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha} \quad (1-18)$$

$$CPT : P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \rightarrow P_{\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha} \quad (1-19)$$

因此有如下关系:

- CP 不对称性:

$$A_{\alpha\beta}^{CP} = \frac{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} - P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}}{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} + P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}} = \frac{P_{\cancel{CP}}}{P_{CP}} \quad (1-20)$$

- T不对称性:

$$A_{\alpha\beta}^T = \frac{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} - P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}}{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} + P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}} \quad (1-21)$$

- CPT不对称性:

$$A_{\alpha\beta}^{CPT} = \frac{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} - P_{\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}}{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} + P_{\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}} \quad (1-22)$$

CP/T破坏效应也可以由Jarlskog不变量J给出[7]。从U矩阵的么正性可知，在三味中微子振荡的实验中，只有一个Jarlskog不变量，它定义为：

$$J_{CP} = s_{12}s_{23}s_{13}c_{12}c_{23}c_{13}^2 \sin \delta \quad (1-23)$$

为了简化问题，现在只考虑两代味微子：

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_V & \sin \theta_V \\ -\sin \theta_V & \cos \theta_V \end{pmatrix} \quad (1-24)$$

这里， θ_ν 是在真空状态下 ν_e 和 ν_x 的混合角。那么公式 1-15可以简化为：

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_V \sin^2 \Phi \quad (1-25)$$

$$= \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [eV^2] l [m]}{E [MeV]} \right) \quad (1-26)$$

故有 $\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha)$ 的几率：

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [eV^2] l [m]}{E [MeV]} \right) \quad (1-27)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left(\frac{\pi l}{L_V} \right) \quad (1-28)$$

其中 Δm^2 是 ν_i 和 ν_j 之间的质量平方差($\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$, $i, j = 1, 2, 3$)， l 是在 t 时间内中

微子传播的长度，以及在真空汇中的振荡长度 L_V 定义为：

$$L_V \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad (1-29)$$

对于 $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha$ ，也可以写成类似的表达式。

从以上的公式，可以清晰地看到 $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(t) < 1$ ，因此如果 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ 和 $\nu_x(\bar{\nu}_x)$ 之间有质量差和非零的混合角，那么所观测到的 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ 事例将小于产生的 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ 的事例。

另外一方面，对于两味中微子的Shrödinger方程可以写为：

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} U^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (1-30)$$

$$= \left[\frac{E_1 + E_2}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{E_2 - E_1}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_V & \sin 2\theta_V \\ \sin 2\theta_V & \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (1-31)$$

$$= \left[\frac{E_1 + E_2}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{\pi}{L_V} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_V & \sin 2\theta_V \\ \sin 2\theta_V & \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (1-32)$$

$$\equiv (\hat{H}_0 + \hat{H}_V) \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (1-33)$$

这里的 $\hat{H}_V$ 可以由中微子真空振荡理论推得：

$$\hat{H}_V \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \equiv \frac{\pi}{L_V} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_V & \sin 2\theta_V \\ \sin 2\theta_V & \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (1-34)$$

2. 物质中的中微子振荡效应（MSW效应）

当中微子在物质中传播时，也可以发生振荡，并且振荡条件和机制发生相应的变化。其原因是当中微子在物质中传播时，它与物质中的粒子发生相互作用，而这种相互作用影响中微子的性质，在物质中中微子与其他粒子相互作用改变了中微子能量-动量的关系。基于L.Wolfenstein的理论，S.P.Mikheyev和A.Yu.Smirnov第一次提出了在物质中的中微子振荡的现象，因此这也被称之为MSW效应[8, 9]。

以电子中微子为例，如图 1-1所示，当电子中微子在物质传播的时候，由于 ν_e 能通过NC(neutral current)和CC(charged current)而 $\nu_\mu(\nu_\tau)$ 只能通过NC作用与电子发生散

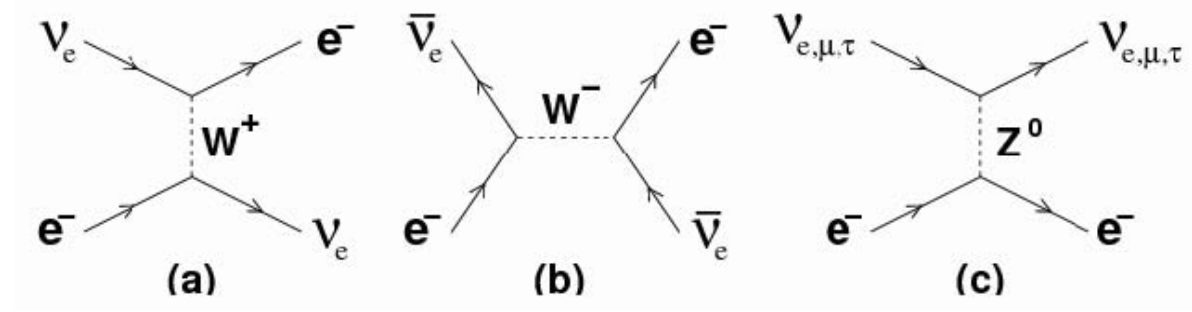


图 1-1 中微子和电子散射的Feynman图: (a)是 ν_e 的CC作用:
(b) $\bar{\nu}_e$ 的CC作用; (c)是 $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau)$ 的NC作用。

射作用，因此中微子之间有不同的势差。电子中微子得到一个额外的来自CC作用产生的势能 $\sqrt{2}G_F n_e$ ，其中 G_F 是费米耦合常数， n_e 是物质中的电子数密度， $n_e = \rho(g/cm^3)/2 \times N_A (N_A = 6.022 \times 10^{23} mol^{-1})$ ， ρ 是物质的密度。

相应的物质中的Hamiltonian($\bar{H}_M$)可以写为:

$$\bar{H}_M \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = (\bar{H}_0 + \bar{H}_V + \bar{H}_e + \bar{H}_{\mu,\tau}) \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (1-35)$$

$$= \alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} + \frac{\pi}{L_V} \begin{pmatrix} \pm \frac{L_V}{\pi} \cdot \frac{G_F n_e}{\sqrt{2}} - \cos 2\theta_V & \sin 2\theta_V \\ \sin 2\theta_V & \mp \frac{L_V}{\pi} \cdot \frac{G_F n_e}{\sqrt{2}} + \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (1-36)$$

$$= \alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} + \frac{\pi}{L_V} \begin{pmatrix} \pm \frac{L_V}{L_e} - \cos 2\theta_V & \sin 2\theta_V \\ \sin 2\theta_V & \mp \frac{L_V}{L_e} + \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix}, \quad (1-37)$$

其中式 1-37的第一项是普通相角，符号“ $\pm$ ”中，“+”(“-”)分别是对应于 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ (在“ $\mp$ ”，“-”(“+”)“则对应于 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$)， L_e 是中微子—电子作用长度，它被定义为:

$$L_e = \frac{\sqrt{2}\pi}{G_F n_e} \quad (1-38)$$

同时，在物质中的振荡长度和混合角分别被定义为 L_M 和 θ_M ,

$$\frac{\pi}{L_M} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_M & \sin 2\theta_M \\ \sin 2\theta_M & \cos 2\theta_M \end{pmatrix} \equiv \frac{\pi}{L_V} \begin{pmatrix} \pm \frac{L_V}{L_e} - \cos 2\theta_V & \sin 2\theta_V \\ \sin 2\theta_V & \mp \frac{L_V}{L_e} + \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \quad (1-39)$$

由上式分别可以得到 L_M 和 $\sin^2 2\theta_M$:

$$L_M \equiv \frac{L_V}{\sqrt{\sin^2 2\theta_V + \left(\pm \frac{L_V}{L_e} - \cos 2\theta_V\right)^2}} \quad (1-40)$$

$$\sin^2 2\theta_M \equiv \frac{\sin^2 2\theta_V}{\sin^2 2\theta_V + \left(\pm \frac{L_V}{L_e} - \cos 2\theta_V\right)^2} \quad (1-41)$$

从以上公式看出,在物质中电子密度(n_e)越大,混合角(θ_M)越大(见表 1-1)。这里 $n_e^{resonance}$ 称之为“MSW共振密度”,在一定的密度下其共振是最大的。

$$\frac{L_V}{L_e} = \cos 2\theta_V \quad (1-42)$$

$$n_e^{resonance} = \frac{\Delta m^2}{2\sqrt{2}G_F E} \cos 2\theta_V \quad (1-43)$$

表 1-1 物质中电子密度和混合角的关系列表

n_e	$0 \dots n_e^{resonance} \dots \infty$
θ_M	$\theta_V \dots \pi/4 \dots \pi/2$

1.3.2 中微子振荡的实验证据

中微子是唯一只参加弱相互作用,而不参加强相互作用和电磁相互作用的粒子,由中微子振荡理论可以知道如果中微子有振荡发生,则证明了中微子有质量且中微子各代之间发生了混合,为此世界上很多实验室致力于寻找中微子振荡现象。

中微子实验按照实验原理划分,可以分为appearance实验(在距离中微子源的某处发现中微子源中没有的其他类型中微子)和disapperance实验(距离中微子源的某处发现中微子数目比中微子源的中微子数目少)。

中微子实验按照中微子源的不同可分为太阳中微子实验,大气中微子实验,加速器中微子实验和反应堆中微子实验。

太阳中微子实验

太阳中微子实验利用太阳内部的核聚变PP链式反应和CNO循环,产生不同能量的中微子

微子。太阳内部的核聚变引起以下三个主要的中微子辐射

$$p + p \rightarrow D + \nu_e + e^+ (E_\nu < 0.42 \text{ MeV}), \quad (1-44)$$

$$Be^7 + e^- \rightarrow Li^7 + \nu_e (E_\nu = 0.86 \text{ MeV}), \quad (1-45)$$

$$B^8 \rightarrow B^8 + \nu_e + e^+ (E_\nu < 14.6 \text{ MeV}). \quad (1-46)$$

这些核聚变反应产生了大量的电子中微子。最初的Homestake发现 Be^7 和 B^8 的通量比理论预言的太阳的标准模型的少了一半，即太阳中微子丢失。太阳中微子丢失之谜最终被加拿大的Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [10]解决。它探测的 B^8 太阳中微子通过如下衰变道：

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- (CC), \quad (1-47)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x (NC), \quad (1-48)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- (ES). \quad (1-49)$$

SNO实验用1000吨的重水（D₂O）来同时测量三种中微子，获得了 ν_e 消失及 ν_μ 和 ν_τ 出现的证据，且三种中微子数之和与标准太阳模型预言一致。由于太阳中的核聚变只能产生电子中微子，因此新出现的其余两种中微子只能是由电子中微子振荡。实验取数时间为254.4天，得到的束流为 $5.21 \pm 0.27 \pm 0.38 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，与先前的实验和标准模型符合。联合所有的相关的太阳中微子观测实验（Super-Kamiokande, Homestake, SAGE和GALLEX/GNO等）可以缩小大角度混合（LMA）的范围。所有数据得到最好的拟合值是： $\Delta m^2 = 6.46 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 和 $\tan^2 \theta = 0.4$ 。

图1-2中，上图是些不同的太阳中微子实验结果和理论预言的太阳标准模型对比图，从图中可以看出实验测得的事例数要小于预言的事例数。根据太阳内部的核聚变PP链式反应和CNO循环，产生不同能量的中微子，下图给出了SuperK, SNO 等实验采用不同的方法探测不同能范围的太阳中微子。

大气中微子实验

大气中的中微子是由高能宇宙线撞击地球大气层时产生的。当宇宙射线中的质子或核子于地球大气层中的核子碰撞时，由于相互作用而导致很强的大气簇射。大气簇射包含许多K介子和 π 介子，K介子和 π 介子随后衰变：

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad (1-50)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1-51)$$

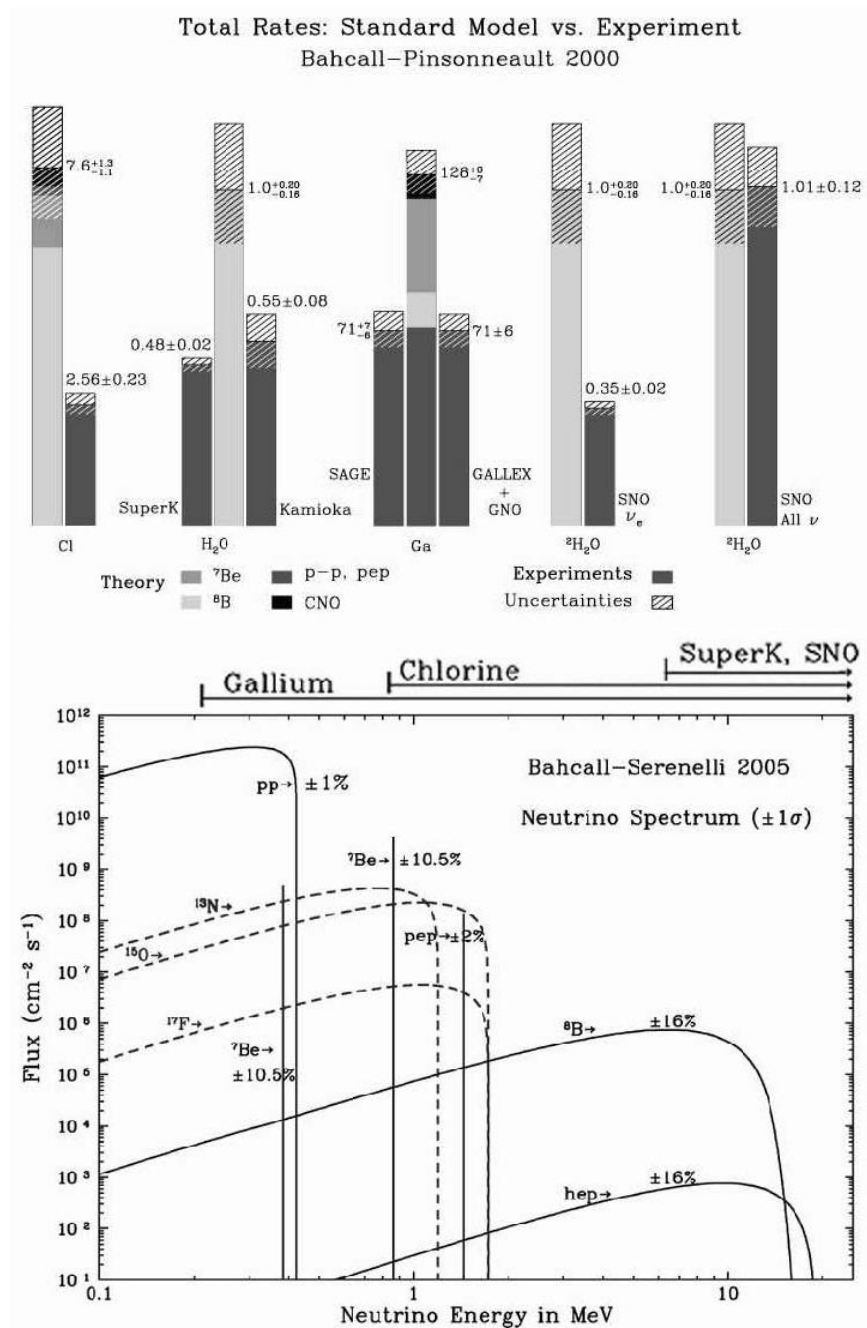


图 1-2 上图是一些不同的太阳中微子实验结果和理论预言对比图。下图是各个实验用不同方法对不同能区的太阳中微子的探测。

μ 子接着衰变:

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e, \mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1-52)$$

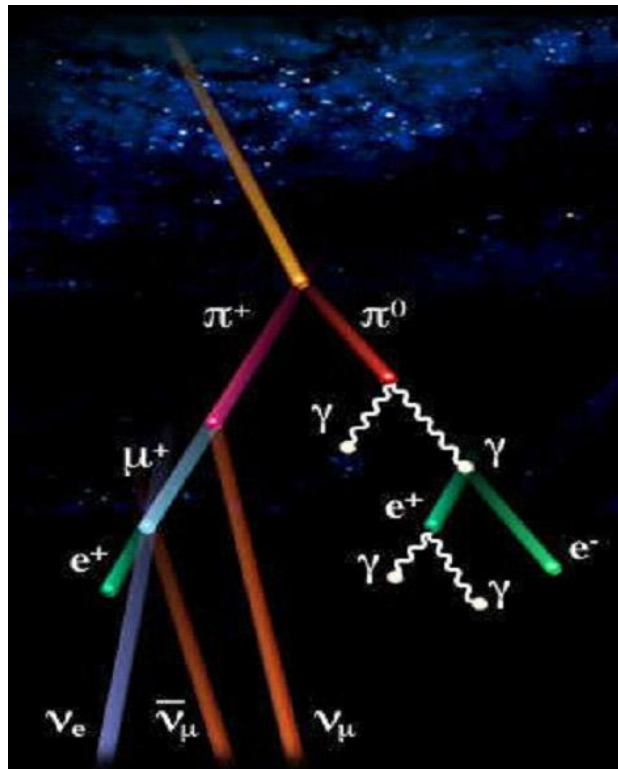


图 1-3 K介子和 π 介子衰变

因此，大气中的中微子的成分， ν_μ 的数量应是 ν_e 的两倍。在过去的一段时间里，从大气中微子测量得到的类电子和 μ 事例比，和蒙特卡罗模拟并不一致。日本的Super-Kamiokande实验用大型水基契伦可夫探测器分别测量这两种味中微子的天顶角分布，对此有了深入的了解，在图1-4中给出了电子（左图）和 μ （右图）的天顶角分布。数据分为高能和低能部分。可以清楚的看到 μ 事例的数据和其蒙特卡罗预言（实线）的有偏差，比较明显的是对于从底部来的事例($\cos\theta < 0$ ，虚曲线表示用中微子振荡拟合的结果)。这种不一致可以用 ν_μ 的中微子振荡理论所解释。由公式 1-26可得，中微子可以由一个味 ν_α 经过一段距离L之后成为另一个味 ν_β 。位于地球表面的探测器，其中微子飞行的距离，或说是振荡几率，是关于中微子方向的天顶角的函数。垂直向下方向的中微子经过15km，而垂直向上的中微子经过约13,000km进入探测器，可以探测的能量谱范围是几百个MeV到100GeV，因此它使得对于大气中微子测量 Δm^2 灵敏度为 $10^{-4} eV^2$ 。利用中微子的CC过程 $\nu + N \rightarrow l + X$ ，可以在Super-Kamiokande的探测器中观测到末态的轻子，得到 ν_μ/ν_e 的比率。参量 $R \equiv (\mu/e)_{data}/(\mu/e)_{MC}$ 用于实验的测量中，其中 μ 和 e 分别是探测器和MC模拟得到的类 μ 和类 e 事例数。因此可以得出事例的比偏差是由于 μ 的丢失，或说

是向上穿越的 μ 减少了, 说明 ν_μ 有振荡效应, 同时CHOOZ和Palo Verde实验包括了 ν_e 部分。由这些实验得到的参数(最大混合和 $\Delta m^2 \approx 1.3 \sim 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$)具有一致性。另外由Super-Kamiokande实验给出的高分辨率的 L/E 分析[11], 给出了更高精确的 Δm^2 , 得到的参数值是: 在90%CL上, $1.9 \times 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m^2 < 3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 和 $\sin^2 2\theta > 0.90$ 。

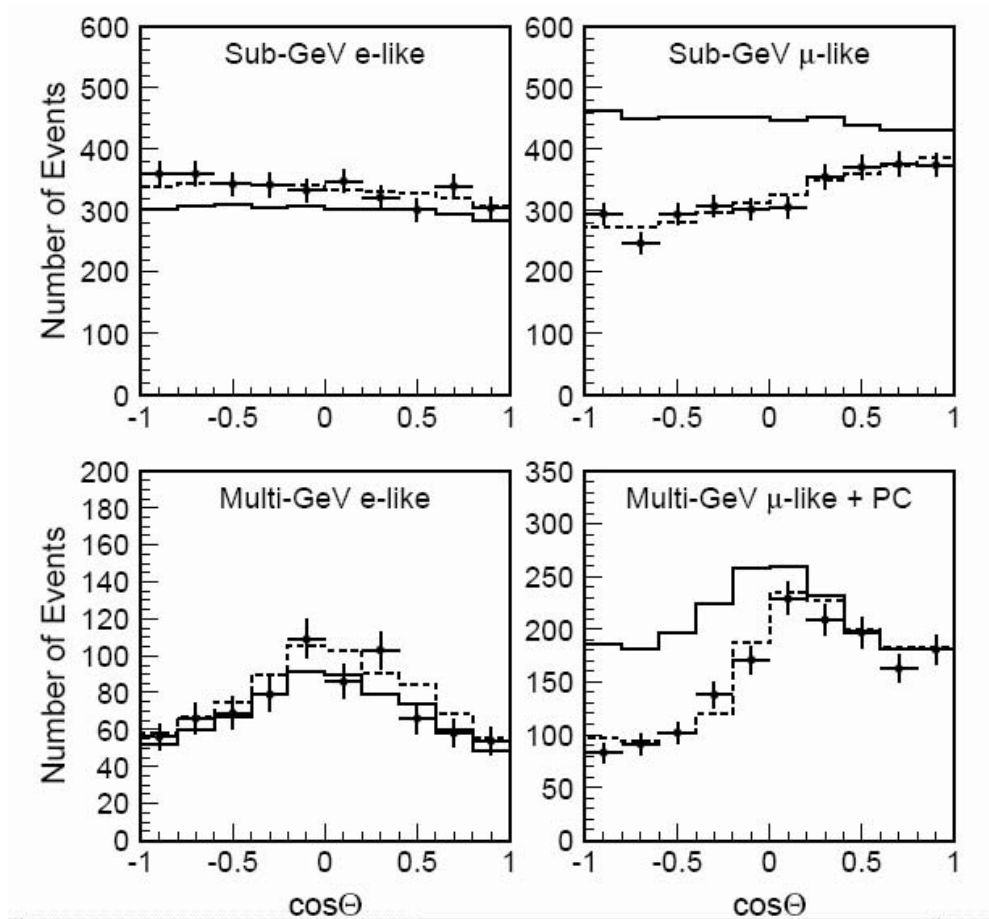


图 1-4 电子(左图)和 μ (右图)的天顶角分布, 数据分为高能和低能部分。可以清楚的看到 μ 事例的数据和其蒙特卡罗预言(实线)的有偏差, 比较明显的是对于从底部来的事例($\cos \theta < 0$, 虚曲线来自利用中微子振荡的拟合)。[13]

而与之相独立结果来自K2K实验(从KEK到Super-Kamiokande, 基线长度为235km)。基于 $8.9 \times 10^{19} \text{p.o.t}$ 分析, 可以清晰地看出 ν_μ 的缺少(预言有84.8个事例, 观测到57个)。如图1-5Super-Kamiokande实验和K2K实验给出 Δm^2 和 $\sin^2 2\theta$ 的关系图。

反应堆的中微子实验

反应堆实验采用反应堆做为中微子源产生中微子。重要的反应堆实验有CHOOZ, Palo Verde实验, 而位于日本前Kamiokande实验位置的KamLAND实验可以测量周围180千米开外日本和南韩20多个核电站反应堆的中微子, 这些核电站的发电量占全世界核电站的1/5左右。有完全独立于上面几个太阳中微子实验的信息。KamLAND探高能物理所

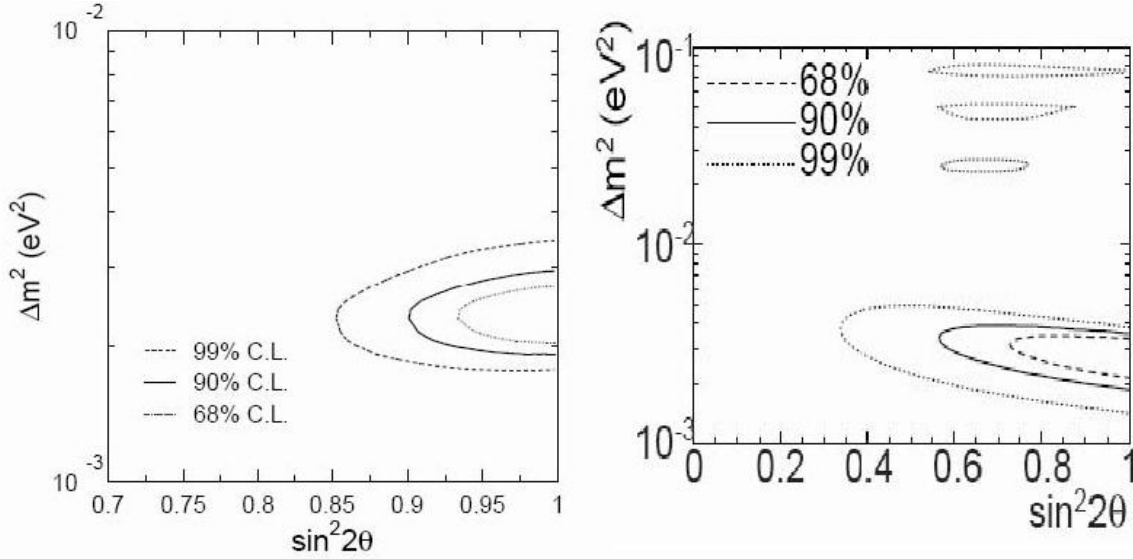


图 1-5 左图是有Super-Kamiokande实验的 L/E 分析得到的轮廓图[11]，右图由K2K实验[12]得到的。所得的结果在 Δm^2 在 $2 - 3 \times 10^{-3} eV^2$ 和最大混合内很好的符合[13]。

测器的由一个的球形探测器（ID）和一个直径为18米高为20米的圆柱形的外部探测器（OD）组成。ID中的一个直径为13米的球内装有1千吨液体闪烁体，覆盖有1879个光光电倍增管，面积覆盖率为34%。OD内四周表面覆盖有225个光电倍增管，其中装有2.6kt的超级纯净水，包括周围由水构成的屏蔽层，总共5000吨液体。它是世界上最大的液体闪烁探测器。它可以利用反 β 衰变（ $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ ）探测来自其周围核反应堆的反中微子信息。探测到的信号包括来自正电子湮灭的能量沉积快信号，和延迟 $200\mu s$ 发生在一个自由质子的中子俘获。对于快信号事例的能量 E_{prompt} 相对应于反中微子的能量 $E_{\bar{\nu}_e}$ 有：

$$E_{prompt} = E_{\bar{\nu}_e} - E_n - 1.8MeV \quad (1-53)$$

E_n 是中子的反作用能量，其平均值和分布可以由反应的角度分布简单计算可得。而中子俘获给出一个2.2MeV的 γ 。经过515天的取数($766t \times years$)，KamLAND可以清晰的看到偏离谱和事例偏差。其偏离谱可以给出精确的 Δm^2 值 $7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} eV^2$ [14]，和所有太阳中微子实验的数据整体拟合可以进一步得到 $\tan^2 2\theta = 0.40_{-0.07}^{+0.10}$ ，如图1-6所示。95%CL给出，LMA解释是其允许的范围。

加速器中微子反应

在LANL的LSND实验的液体闪烁体的探测器[15]使用了167吨的矿物油，利用闪烁

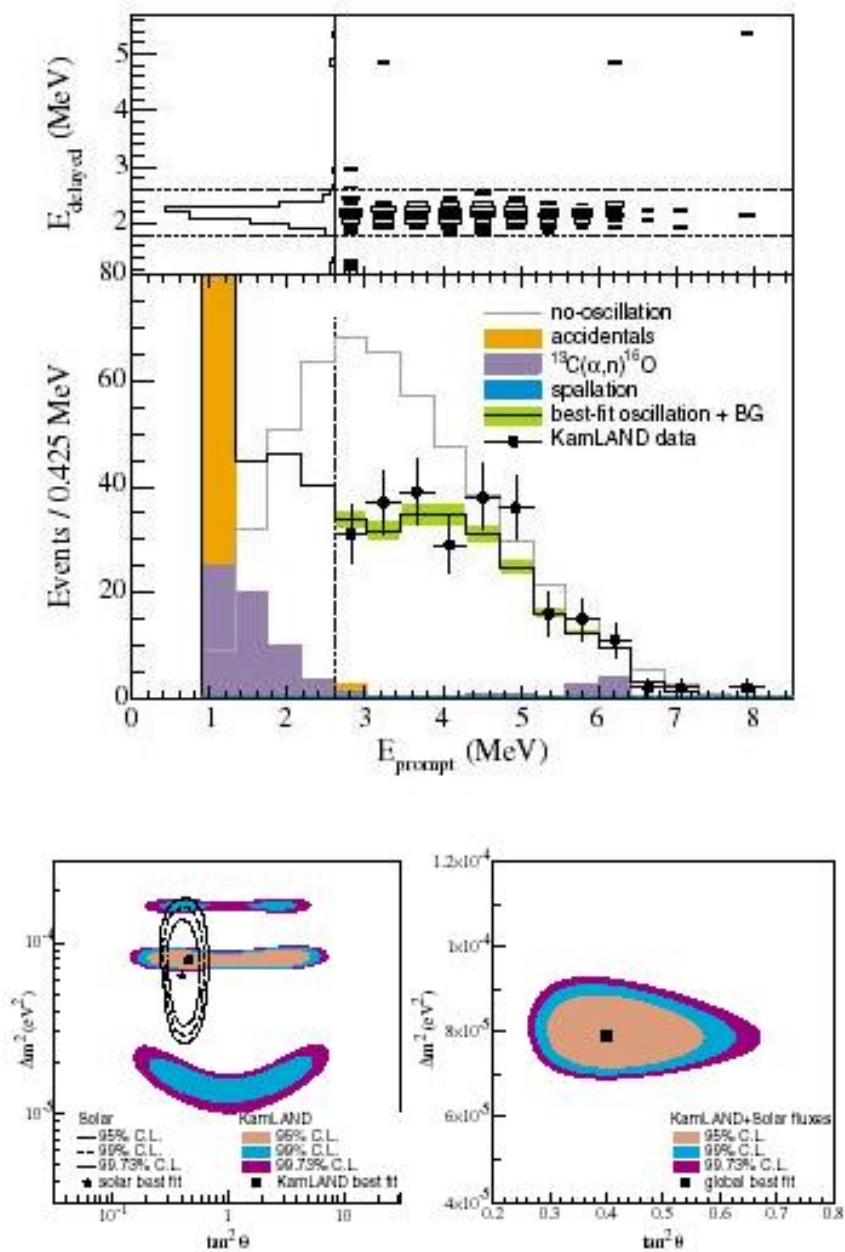


图 1-6 图左是KAMLAND实验中，观测到候选反电子中微子的快事例能量谱，由于由小于 $E_{\text{prompt}} = 2.6\text{MeV}$ 的一些背景存在（比如地球中微子），因此数据分析只对能量大于2.6MeV的，右图是KamLAND数据和太阳中微子数据的拟合。

体荧光效应和契伦可夫辐射。探测器是一个直径5.7m长为8.3m的圆柱体，表面覆盖了1220支8英寸的光电倍增管，它对中微子振荡 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [16]有很高的灵敏度，它的取数时间是1993年—1998年。用于LSND的中微子束流来自30米远外的LANSCE加速器的 μ^+ 的“剩余衰变”（Decay-At-Rest）产物，而由于LANSCE加速器利用1mA和800MeV的质子流强打到目标靶Cu上，它能提供一个很高强度的低能量的中微子源($0 \sim 53\text{MeV}$)。可以由 π^+ 或 μ^+ 的衰变产生了中微子，其中 π^- 和 μ^- 被Fe覆盖吸收层和目标靶上的Cu俘获，同时由于Kaon 和较重的介子的能量较小被忽略，并且在能区 $36 < E_\nu < 52.8\text{MeV}$ 的 $\bar{\nu}_e$ 的束流率是 $\bar{\nu}_\mu$ 的 4×10^{-4} 。故在LSND探测到的 $\bar{\nu}_e$ 事例，可以认为是 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振荡的有力证据。

在探测器中利用了反应过程：

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1-54)$$

来探测 $\bar{\nu}_e$ 事例。一个 $\bar{\nu}_e$ 事例信号包括了能量范围在 $20\text{MeV} < E_e < 60\text{MeV}$ 的快正电子信号和与之时间空间相关的来自反应过程 $n + p \rightarrow D + \gamma$ 的能量为2.2MeV和延迟约200 μs 光子信号。通过本底的减除，发现有 $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ 个事例被探测到。利用了中微子振荡理论可以得到 $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = (2.64 \pm 0.67 \pm 0.45) \times 10^{-3}$ 。与此相类似的KARMEN实验[17]在1990-2001的取数却没有发现振荡现象，见图1-7。这两个实验的符合问题在于严格的统计上。联合对这两套数据进行分析[17]，在一定的范围内两套数据符合：一个给出 $\Delta m^2 \approx 7\text{eV}^2$ ，另外一个给出 $\Delta m < 1\text{eV}^2$ 。

为了检验LSND实验的正确性，MiniBooNE[18]实验利用了Fermilab Booster的中微子源。Booster产生高强度的8GeV质子束流打到Be靶上，产生了具有绝大多数 π 的次级粒子，并通过磁场聚焦和进入50米长的衰变隧道，结果得到非常干净的 ν_μ 束流（ ν_e 成分少于0.3%）。这些中微子的能量大约为700MeV， L/E 约为0.8m/MeV（相对来说，LSND的 L/E 约为1m/MeV）。MiniBOONE探测器安装在离束流衰变隧道的末端490米远的地方，探测器的主要部分是直径为12.2米的球，球内装有800吨纯矿物油，探测器的内壁有1280个光电倍增管（覆盖率为10%）用于探测契伦可夫光和闪烁体的荧光，外置240光电倍增管用于Veto系统。实验从2002取数，需要持续到2005年年底。

然而如果上面所有的证据都是正确的话，根据混合矩阵的么正性，它规定只能形成两个独立量 Δm^2 ，那么需要更多的中微子被引入。而由于那些可能存在新的中微子并不能参与标准的弱电相互作用，因此被称之为sterile中微子。

1.4 θ_{13} 值的大小及测量方法

在三代中微子混合中的六个参数中，通过大气，太阳，反应堆和加速器中微子实验

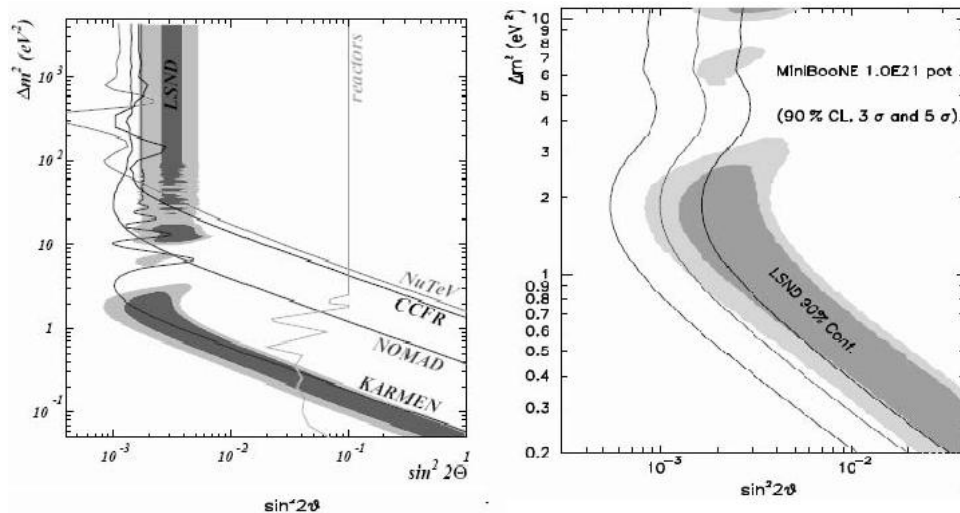


图 1-7 左图是LSND等实验[19]观测到的 $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ 的参数区域图，右图是MiniBooNE给出的 $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ 图。

已经确定了四个参数，两个未知的参数中 θ_{13} 的测量至关重要，它是测量另一个未知参数CP破坏项的关键。

目前从Chooz [20] 和Palo Verde [21] 反应堆中微子实验得到的数据给出了 θ_{13} 的上限， $\theta_{13} < \theta_C$ ，其中 $\theta_C \approx 13^\circ$ 是夸克混合中的Cabibbo角。与夸克混合不同，中微子的三味混合存在大角度的 θ_{12} 和 θ_{23} ，而小角度的 θ_{13} ，这需要一个合理的解释。如果 $\theta_{13} = 0^\circ$ ，将存在一个新的中微子味道的对称，它将预言第一代和第三代轻子的混合。在这种特殊的情况下，三味混合可以看成是两味混合，并且在中微子振荡中将不存在轻子的CP和T破坏。

一个非常重要的问题是如果 θ_{13} 不为零，它的值有多小。在缺乏可靠的理论知识的情况下，我们不能预言 θ_{13} 的值。但是我们可以获得一些有用的信息，通过对所有的太阳，大气，反应堆及加速器中微子振荡实验的数据的分析，可以得到 θ_{13} 大小的数量级的信息[22, 23]。这样的数量级可以为我们设计有效的实验和最大 θ_{13} 范围的灵敏度提供指导。

1.4.1 三味混合分析预言 θ_{13} 的大小

在三味混合情况下，最近由Bahcall (BGP) [22] 和Maltoni (MSTV) [23]分析了太阳，大气，反应堆 (KamLAND和Chooz) 和加速器 (K2K) 中微子振荡实验数据。由于 $\Delta m_{\text{sun}}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$ ，在分析大气和K2K实验数据时，可以近似的忽略 Δm_{21}^2 的影响，在分析太阳和KamLAND数据时，对 Δm_{31}^2 (或 Δm_{32}^2)取平均数。因此CP破坏可以从全拟合中去掉，并且在分析中包括了所有的五个参数： θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , Δm_{21}^2 和 Δm_{32}^2 。因此可以从这

种模型分析中得到些关于 θ_{13} 的大小或上限等有用的信息。图1-8是由BGP和MSTV 给出的 $\Delta\chi^2$ 和 θ_{13} 的关系图。我们可以通过图看出最小的 $\Delta\chi^2$ 对应的 $\sin^2 \theta_{13} = 0.009$ (BGP) 或 $\sin^2 \theta_{13} = 0.006$ (MSTV) ,虽然后者的值从图中看不明显。

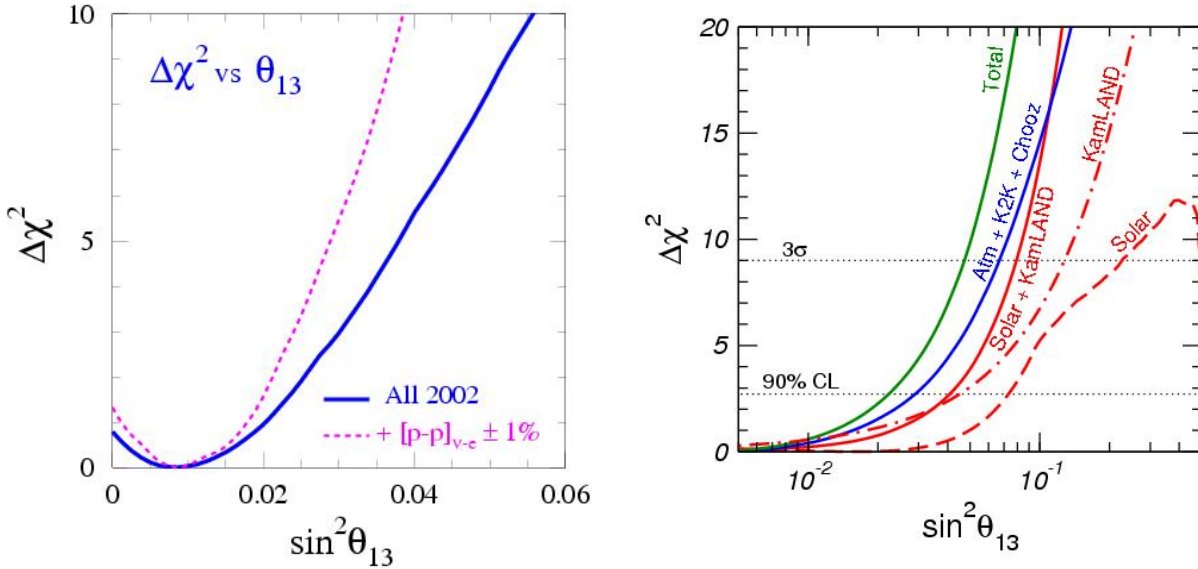


图 1-8 $\Delta\chi^2$ 是 $\sin^2 \theta_{13}$ 的函数，由BGP (left) in Ref. [22] 和MSTV (right) in Ref. [23]得到。

下表给出在 $2\sigma \sim 3\sigma$ 间隔，最佳拟合的两个质量平方差及三个混合角。从BGP和MST分析表格中可以看出结果基本是一致的。我们看到 θ_{13} 的上限在 3σ 的标准下是 θ_C 。按照BGP 和MSTV 的最佳拟合值，最可能 $\theta_{13} \sim 4^\circ$ 或 5° 。也就是说， $\sin^2 2\theta_{13} \sim (2-3)\%$ 可能被预期得到。这就预示着如果实验的灵敏度可以达到1%的数量级，可以用反应堆中微子实验（ $\bar{\nu}_e$ 存活振荡， $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ ，）测量 θ_{13} ，其基线长度大约在 Δm_{32}^2 的数值范围。

1.4.2 从特殊的中微子质量模型估计 θ_{13} 的大小

在低能范围，轻子质量的现象学和味混合可能通过带电轻子质量矩阵元 M_l 和（effective）中微子质量矩阵元 M_ν 表达。然而 M_l 和 M_ν 可能从大统一理论（GUTs）或各种各样的非大统一理论模型演变而来。它们的结构没有被理论和模型本身详细说明。与 M_l 和 M_ν 相关联的物理参数包括三个带电轻子质量（ m_e, m_μ, m_τ ），三个中微子质量（ m_1, m_2, m_3 ），三个味混合角（ $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ），和三个CP破坏相（ $\delta_{CP}, \phi_1, \phi_2$ ）。在这些参数中， m_e, m_μ 和 m_τ 已经被精确测量； $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}$ 和 θ_{23} 已经被确定到可以接受的精度范围。一个成功的中微子理论应该通过很少的参数就可以确定 M_l 和 M_ν 的模式，以便于一些可以适用一些不知道的物理量。不幸的是现在还没有这种理论预言。虽然一些

表 1-2 分析三代中微子混合, 2σ (or 95% C.L.) $\sim 3\sigma$ (or 99.7% C.L.), 两个质量平方差和三个混合角的最佳拟合值

Parameter (BGP [22])	Best fit	2σ interval	3σ interval
Δm_{21}^2 (10^{-5} eV ²)	7.1	6.2–8.2	5.5–9.7
Δm_{32}^2 (10^{-3} eV ²)	2.6	1.8–3.3	1.4–3.7
$\tan^2 \theta_{12}$	0.42	0.34–0.54	0.30–0.63
$\tan^2 \theta_{23}$	1.0	0.61–1.7	0.45–2.3
$\sin^2 \theta_{13}$ ($\sin^2 2\theta_{13}$)	0.009 (0.036)	≤ 0.036	≤ 0.053

Parameter (MSTV [23])	Best fit	2σ interval	3σ interval
Δm_{21}^2 (10^{-5} eV ²)	6.9	6.0–8.4	5.4–9.5
Δm_{31}^2 (10^{-3} eV ²)	2.6	1.8–3.3	1.4–3.7
$\sin^2 \theta_{12}$	0.30	0.25–0.36	0.23–0.39
$\sin^2 \theta_{23}$	0.52	0.36–0.67	0.31–0.72
$\sin^2 \theta_{13}$ ($\sin^2 2\theta_{13}$)	0.006 (0.024)	≤ 0.035	≤ 0.054

理论模型已经被提出[25], 但是它们必须依赖一些额外的现象假设。

如果不管这些预言模型的细节, 在低能情况下, 它们关于 θ_{13} 的结果大致可以分为两种不同的类型: (1) θ_{13} 按照轻子和夸克的质量比率给出。(2) θ_{13} 由其它知道的中微子振荡参数预言出。以下给出几个简单的例子说明通过模型预言 θ_{13} 。

(A): “democratic” 中微子混合模型[26], M_l 的对称 $S(3)_L \times S(3)_R$ 和 M_ν 的对称 $S(3)$ 由微扰破坏, 这预示了

$$\sin \theta_{13} \approx \frac{2}{\sqrt{6}} \sqrt{\frac{m_e}{m_\mu}} \approx 0.057 \quad (\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.013). \quad (1-55)$$

类似的结果 (例如, $\sin \theta_{13} \sim \sqrt{m_e/m_\mu}$) 也可以从其他对称破坏bi-maximal中微子混合模式获得。

(B): 一个简单的 $SO(10)$ -从费米质量模型得来的灵感[27], M_ν 的four-zero结构由顶夸克和seesaw机制得到的右手的Majorana中微子质量矩阵得来。其导致

$$\sin \theta_{13} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta_C \approx 0.155 \quad (\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.094), \quad (1-56)$$

这里次级修正项 $\mathcal{O}(\sqrt{m_u/m_c})$ 被忽略。因为取近似 $\sin \theta_C \sim \sqrt{m_d/m_s}$, 这可能说明在大统一理论中轻子和夸克的混合参数可能存在关系。

(C): 在味基础上的带电轻子质量矩阵 M_l 是对角的正实数, Majorana 中微子质量矩阵

阵 M_ν ，如果 (1,1) 和 (1,3) 或 (3,1) 为零[28]，

$$\sin \theta_{13} \approx \frac{\tan \theta_{12} \tan \theta_{23}}{\sqrt{1 - \tan^4 \theta_{12}}} \sqrt{\frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{32}^2}} \approx 0.076 \quad (\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.023), \quad (1-57)$$

其中最佳的拟合值 Δm_{21}^2 ， Δm_{32}^2 ， $\tan^2 \theta_{12}$ 和 $\tan^2 \theta_{23}$ 由表一（BGP）给出。

（D）：给定Frampton-Glashow-Yanagida ansatz，在Dirac中微子Yukawa耦合矩阵[29]中两个为零的结构被假设，最小的中微子混合和可仿性的seesaw模型预言

$$\sin \theta_{13} \approx \frac{1}{2} \sin 2\theta_{12} \tan \theta_{23} \sqrt{\frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{32}^2}} \approx 0.076 \quad (\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.023), \quad (1-58)$$

次级近似 $m_1 = 0$ （正常的质量等级），最佳拟合值 Δm_{21}^2 ， Δm_{32}^2 ， $\tan^2 \theta_{12}$ 和 $\tan^2 \theta_{23}$ 由（BGP）给出。

以上的例子说明 θ_{13} 的值按照不同的中微子模型有几个程度的预言值。 θ_{13} 的范围与由太阳，大气，反应堆，加速器中微子振荡实验[22, 23] 数据分析的最佳拟合值大致一致。与 θ_{12} 和 θ_{23} 相比较， θ_{13} 对轻子质量矩阵的细节结构更敏感。因此精确的测量 θ_{13} 将对确定唯一可能的中微子质量模型至关重要。

1.4.3 测量 θ_{13} 的方法

混合角 θ_{13} 的振荡效应是很小的。可以从高能（数量级GeV） $\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ 的survival过程，即长基线的加速器反应堆中微子振荡实验，或者通过低能范围（数量级MeV）appearance过程 $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ 的，即短基线的反应堆中微子振荡实验看出这种效应。由于目前有效的中微子束流的流强的限制性及其内在的复杂性，因此近期长基线加速器实验探究 $\sin^2 2\theta_{13}$ 不小于0.4的精确性可能被限制，而反应堆实验的测量可以达到0.01 的测量精度，并且可能在最近十年内完成测量。

1. 长基线加速器中微子实验

第一代加速器长基线中微子振荡实验采用的是传统的 ν_μ 流，如K2K，MINOS，和OPERA/ICARUS，证明大气中微子振荡，并且确定的 Δm_{32}^2 和 $\sin^2 2\theta_{23}$ 的精度。

测量 ν_μ 的disappearance的实验将在 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 振荡中建立第一个最小值。K2K实验重新修复Super-K detector的探测器后，从KEK到Super-K [30]，距离为 $L = 250$ km,已经开始取数。K2K的数据在 2σ 的标准下，已经证明中微子有振荡。MINOS实验，已经在2005年三月四号着手开始，从费米实验室到Soudan 矿井 [31]，距离为 $L = 730$ km，预期运行三年后 Δm_{32}^2 和 $\sin^2 2\theta_{23}$ 可以达到10%的测量精度。CERN 到Gran Sasso（CNGS）的实验，ICARUS [32] 和OPERA [33]，距离也在 $L = 730$ km左右，但是中微子有更高的能量，预期

将在2006年中旬开始。在CNGS实验中， ν_τ appearance实验将被观测，这将证明最初的大气中微子振荡是 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 。这些欧洲的实验对测量 θ_{13} 做了很大的贡献。

太阳，大气和KamLAND的实验数据中有三个参数没有被确定，它们是对 CP 至关重要的 θ_{13} ，确定中微子质量等级的 Δm_{32}^2 的符号和 δ_{CP} 。在 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振荡实验中，测量 ν_e 很重要，因为振荡几率与导致振荡的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 成正比，目前在90%的置信区间，Chooz [20] 和Palo Verde [21]反应堆实验给出了上限 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.1$ 。通过分析ICARUS/MINOS/OPERA的数据，在90% C. L. [34]， $\sin^2 2\theta_{13} > 0.01$ 。如果综合OPERA和ICARUS的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的测量精度，可能得到更低的限制0.06-0.04。

从长远的目标来看长基线加速器 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振荡实验是非常重要的。如果 θ_{13} 足够大，通过 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 和 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振荡实验可以测量 θ_{13} 和轻子部分的 CP 破坏。然而，除了 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振荡不是主要的振荡外，在这种实验中还存在一些困难必须被克服。其中一个困难就是重要的本底由三个来源[35]：（a）在 ν_μ 中混有 ν_e ；（b）主要的振荡 $\nu_\nu \rightarrow \nu_\tau$ 中产生的 τ 时发生 $\nu_\tau \rightarrow \nu_e$ 的衰变；（c）在测量 e 事例的探测器探测中产生本底

其他困难还有理论公式固有的问题，即参数简并。参数简并将导致测量值 θ_{13} 和 δ_{CP} 的不确定，即使振荡几率 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 和 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 是确定的[36, 37]。潜在的三套参数简并是：（i） $(\delta_{CP}, \theta_{13})$ 不确定 [36, 38–41]，（ii）中微子质量等级不确定（符号 Δm_{32}^2 的不确定）[36, 39, 42, 43]，（iii） $(\theta_{23}, \frac{\pi}{2} - \theta_{23})$ 不确定 [36, 44]。这些都导致推断 δ_{CP} 和 θ_{13} 的困难。

还有其他的问题，如地球的物质效应，其产生赝的 CP 破坏，在确定 θ_{13} 和 δ_{CP} 的长基线实验中，必须将其考虑在内。但是考虑物质效应可以区分两种可能的质量等级。

2. 反应堆中微子实验

反应堆实验是通过测量survival事例 $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ 的过程。通过几百米到几千米的短基线和 $\bar{\nu}_e$ 几个MeV能量实现的。与加速器实验相比，反应堆中微子实验不存在参数简并问题， θ_{13} 可以唯一确定，并且真空振荡的存活几率公式是有效的，物质效应可以忽略。标准的公式是Eq. (1-2)，几率公式可以简化

$$P_{\text{sur}} = 1 - C_{13}^4 \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} - C_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} - S_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{32}, \quad (1-59)$$

其中

$$\begin{aligned}\Delta_{jk} &\equiv 1.267 \Delta m_{jk}^2 (\text{eV}^2) \times 10^3 \frac{L(\text{km})}{E(\text{MeV})}, \\ \Delta m_{jk}^2 &\equiv m_j^2 - m_k^2.\end{aligned}\quad (1-60)$$

L 是基线长度，单位为km， E 是中微子的能量，单位是MeV， m_j ，是第 j -th 中微子质量，单位是eV。 $\nu_e \rightarrow \nu_e$ 的survival几率公式可以表示为Eq. (1-59) 其中CPT 守恒。等式(1-59) 可以看出与CP相角 δ_{CP} 和混合角 θ_{23} 无关。因此除去了由 δ_{CP} 引起的不确定性和 θ_{23} 的测量误差。

为了得到 θ_{13} 的值，disappearance几率表示为

$$\begin{aligned}P_{\text{dis}} &\equiv 1 - P_{\text{sur}} \\ &= C_{13}^4 \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} + C_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} + S_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{32}.\end{aligned}\quad (1-61)$$

在disappearance中，定义与 θ_{13} 无关的那部分为

$$P_0 = P_{\text{dis}}|_{\theta_{13}=0} = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21}.\quad (1-62)$$

那么与 θ_{13} 有关的那部分disappearance几率可以表达为，

$$\begin{aligned}P_{\text{net}} &\equiv P_{\text{dis}} - P_0 \\ &= -\sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \theta_{13} (1 + \cos^2 \theta_{13}) \sin^2 \Delta_{21} \\ &\quad + \sin^2 2\theta_{13} (\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{32}).\end{aligned}\quad (1-63)$$

以上的讨论可以看出为了获得 θ_{13} ，我们必须从 P_{dis} 减去 θ_{13} 无关项， P_0 。图1-9可以更好的看出它们各自效应， P_{dis} 和 P_0 是基线长度的函数，基线长度从100 m 到100km。假设 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.05$ ，其他参数由大气数据和近来SNO数据给出的最佳拟合值。

$$\theta_{12} = 32.5^\circ, \quad \Delta m_{21}^2 = 7.1 \times 10^{-5} \text{eV}^2, \quad \Delta m_{31}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (1-64)$$

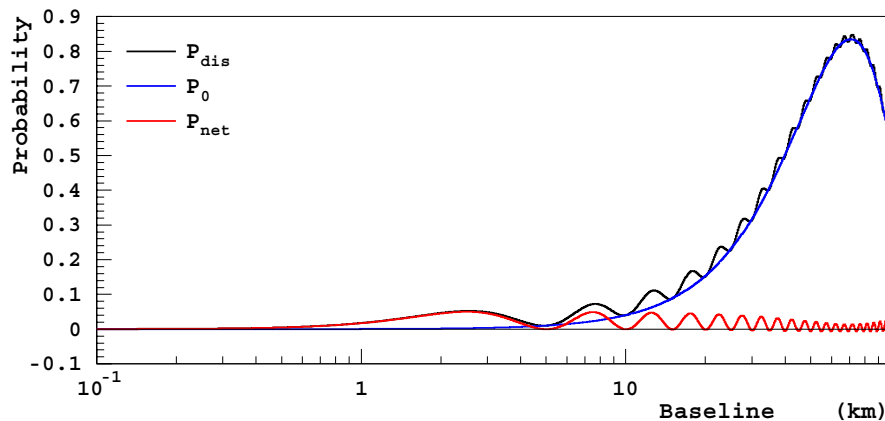


图 1-9 P_0 : 缓慢上升和下降曲线, P_{dis} : 围绕 P_0 的振荡曲线, P_{net} : 值很低的振荡曲线。

图1-9 中的曲线由函数 (1-61), (1-62) 和 (1-63) 清楚的展现。先缓慢上升又下降的曲线是 P_0 , 它由 Δm_{21}^2 和 θ_{12} 决定。在 P_0 周围振荡的曲线是 P_{dis} , 它快速振荡是由 Δm_{32}^2 引起的。曲线仅高于水平轴的是 P_{net} , θ_{13} 可以从 P_{net} 提取出来。曲线可以总结为: 如果低于第一个最小值大约几千米 P_0 是非常小的, 并且 P_{net} 和 P_{dis} 区别不大。超过第一个最小值 P_{net} 和 P_{dis} 彼此偏离, 而且当 P_0 在 P_{dis} 中起主导作用时, 随着 L 增长, 偏离越多。

Δm_{21}^2 和 $\sin^2 2\theta_{12}$ 在 P_{net} 的第一个振荡范围内是不敏感的。在第一个最大值, P_{dis} 趋近于 $P_{\text{net}}|_{\text{Max}} \simeq \sin^2 2\theta_{13}$ 。 P_{net} 的其余的所有极大值与 $\sin^2 2\theta_{13}$ 相比都非常小。这就说明最佳的测量应该在 P_{net} 的第一个极大值处。由于 P_{net} 的极大值由 Δ_{32}^2 决定, 所以远处探测器的基线长的选择非常重要。虽然 L_{far} 的选择非常重要, 但是 Δm_{32}^2 却不能精确确定。所以对于探测器固定实验的建立, 我们必须研究 P_{net} 和 Δm_{32}^2 的作用, 以便可以通过利用 $\bar{\nu}_e$ 流的能量传播获得 L/E 的范围, 从而更好的确定远探测器的最佳距离。

事实上中微子的能量可以一个事例一个事例的确定, 从而得到中微子的能谱, L/E 的范围可以通过中微子的能量谱得到。虽然这个能谱需要大量的统计性, 但是对确定 θ_{13} 是非常有用的。

$\bar{\nu}_e$ 相互作用率与流强和反 β 衰变 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ [45] 的反应截面有关。我们可以得到准弹性截面[46]和 $\bar{\nu}_e$ 流强[47]。当前讨论的相互作用率和能量有关, 而归一化的相互作用率与基线的关系不是很重要。对于归一化因子, 没有振荡的相互作用率可以近似的表示为,

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{NO}} \sim \exp(a_0 + a_1 E + a_2 E^2)(E - 1.293 \text{ MeV}) \sqrt{(E - 1.293 \text{ MeV})^2 - m_e^2}, \quad (1-65)$$

其中中微子的能量是 E ，单位为MeV， $a_0=4.509$ ， $a_1=-0.2171 \text{ MeV}^{-1}$ ， $a_2=-0.08880 \text{ MeV}^{-2}$ ， $(E - 1.293 \text{ MeV})$ 是正电子的能量， m_e 是正电子的质量，单位是MeV。有振荡的相互作用率为

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{OSC}} = \left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{NO}} P_{\text{sur}}, \quad (1-66)$$

其中 P_{sur} 由公式(1-59)给出。

为了研究 L_{far} 的作用，对中微子整个能谱积分再除以相互作用率，被积分的 P_{net} 由图1-10看出，它是 L_{far} 的函数，对应不同的三个 Δm_{32}^2 ， $(1.3, 2.0, 3.0) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ，这三个值覆盖了90% CL [24]下所允许的 Δm_{32}^2 的范围。 $\sin^2 2\theta_{13}$ 取为0.05。图1-10，通过曲线可以看出 P_{net} 对 Δm_{32}^2 的变化是敏感的，并且在其值允许的范围内变化很大。在 Δm_{32}^2 的范围内，最大几率对应的基线长度 L_{far} 范围从1.5 km到3.5 km。当 $\Delta m_{32}^2 = (1.3, 2.0, 3.0) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ，振荡最大对应的基线长度分别是3500m，2200m，和1500m。此外， $\Delta m_{32}^2 = 1.3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 的最大值与 $\Delta m_{32}^2 = 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 最小值的基线长度相接近。通过简单的分析，远探测器大致可以放在距离反应堆1800 m 到2200 m左右。当选择基线长度时，统计性必须被考虑在内，因为事例率与 $1/L_{\text{far}}^2$ 成正比。

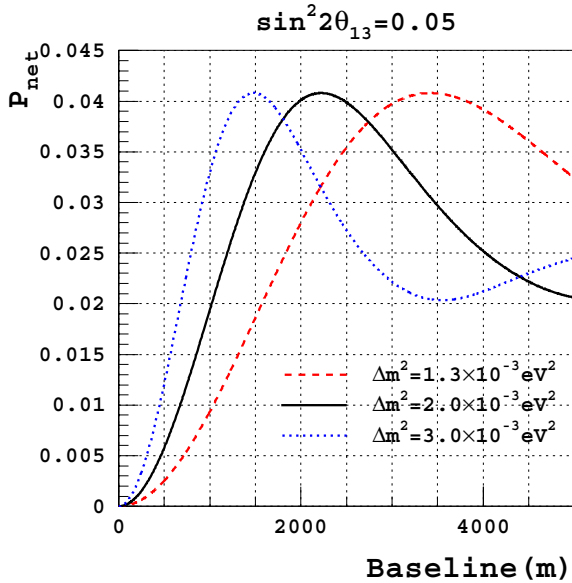


图 1-10 积分的 P_{net} 是基线 L_{far} 的函数。三条曲线覆盖了90%CL范围的 Δm_{32}^2 [24].

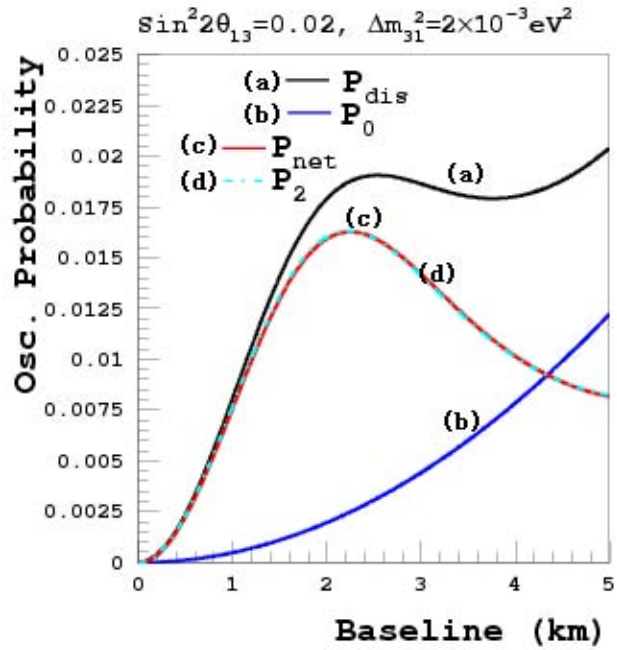


图 1-11 P_{dis} , P_0 , P_{net} , 和 P_2 是基线的函数，并且对整个中微子能谱积分，其中取 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.02$.

简单的两味混合振荡几率的公式经常用来描述短基线的反应堆中微子的振荡:

$$P_2 = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31}. \quad (1-67)$$

两味的表达式 P_2 和三味的表示式 P_{dis} 有很大的不同, 特别是小的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 。不管怎样, 我们只对 $\sin^2 2\theta_{13}$ 感兴趣, 在拟合 $\sin^2 2\theta_{13}$ 之前应该先除去 P_0 的贡献。振荡几率的量级可以由图 1-11看出, 当 θ_{13} 很小时 ($\sin^2 2\theta_{13} = 0.02$), 虽然在长基线的时候, P_{dis} 比 P_2 大很多, 但是 P_{net} 与两味的振荡几率的表达式几乎一样。因此, 对大多数物理目标, 两味的表达式有效的, 例如基线的优化, 灵敏度的估计。

目前确定 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 有很大的不确定性。 P_{net} 本身对 Δm_{21}^2 和 $\sin^2 2\theta_{12}$ 并不敏感。但是我们通过计算 $P_{\text{dis}} - P_0$ 得到 P_{net} ,这就使得 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 的误差传递给了 P_{net} 。为了分析实验数据, 系统误差必须考虑, 两味的表达式不再充分。当 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的值变化从0.01到0.10, 相对的 P_0 到 P_{net} 的变化为15% 到5%。这个特征对谱分析影响很大。

总结

- 直接关系到 θ_{13} 的disappearance几率在短基线情况下对 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 不敏感。 θ_{13} 可以唯一确定通过反应堆中微子实验。
- 反应堆 $\bar{\nu}_e$ 能谱足够覆盖 Δm_{32}^2 在90% C.L.的范围。 L_{far} 的最佳长度是1800m 到2200m。
- 消失几率对 Δm_{31}^2 是敏感的。一方面将对远探测器的基线长度的选择提供挑战, 另一方面, 中微子的能谱提供了 Δm_{31}^2 的信息。
- 简单的两味振荡表达式是三味振荡表达式很好的近似, 如果不考虑前者 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 的误差。这些系统误差可能对数据分析有很大的影响。

最后, 我们得到结论通过理论上的研究, 选择 L_{far} 要尽可能的覆盖更大范围的 Δm_{32}^2 。

1.5 论文选题的目的和论文的结构

1.5.1 论文选题的目的

目前测量得到中微子混合角 θ_{12} 和 θ_{23} 的数值都比较大, 且比较准确, 只有 θ_{13} 的数值小, 仅仅给出了它的上限。精确测量相位角的实验条件目前还不具备, 而精确测量 θ_{13} 是当前研究中微子混合规律的国际热点, 对回答粒子物理发展前沿的若干关键问题, 研究宇宙的起源和进化(例如, 可能解释为什么宇宙中不存在反物质等)具有十分重要的意

义。粒子物理“标准模型”的创始人之一，诺贝尔物理学奖获得者Glashow教授去年曾五次强调精确测量 θ_{13} 是当前国际中微子物理实验研究的关键目标。精确测量 θ_{13} 实验的最佳方案是测量核电站反应堆产生的中微子的数量和能谱随距离的变化。大亚湾核电站具有反映热功率大，周围有山体防护的优势，是测量 θ_{13} 实验的最佳地点。论文的主要目的是大亚湾反应堆实验的前期研究，研究系统误差，本底，优化基线，屏蔽层水契伦克夫探测器模拟，提高 θ_{13} 的测量灵敏度。

1.5.2 论文的结构

第一章，简单介绍了中微子的发展历史和中微子基本性质和中微子振荡实验。

第二章，介绍大亚湾中微子反应堆中微子实验的情况。

第三章，大亚湾反应堆中微子实验的物理分析方法。

第四章，大亚湾反应堆中微子实验的屏蔽层探测器水的契伦克夫探测器。

附录 A，反应堆的反 β 衰变和反应堆能谱。

第二章 大亚湾反应堆中微子实验

到目前为止,“大气中微子”和“太阳/反应堆中微子”测量的混合角和都令人惊讶的大,而只有 $\sin^2 2\theta$ 的值很小,只测出来它的上限。这是很难理解的,同时也是很重要的。因为三代中微子的振荡效应是建立在不为零的基础上,测出不为零将成为中微子振荡物理发展中的下一个里程碑。实验测得的大小不仅仅是测得基本粒子物理理论的一个基本重要的参数,对确立三代混合模型,进一步结合包括将来的长基线中微子振荡在内的其它实验,实现对中微子的物质效应,CP破坏效应,中微子质量等级体系的测量有着重要的意义。而中微子CP破坏的测量与目前最有可能解释宇宙中物质-反物质不对称性的理论直接联系。

一种与测量 θ_{13} 有关的实验是长基线中微子振荡实验。但在长基线中微子振荡实验中, Δm_{32}^2 的符号和CP破坏相位角都对实验测量的 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振荡至关重要。但是在长基线中微子振荡实验测量中,可以有三个双重参数的简并,它们同时出现在对 θ_{13} 和 δ_{cp} 的测量中,对 θ_{13} 的确定产生八重模糊性。另外的一个困难是由地球密度不均匀引起的物质效应与CP破坏效应难以区分。这些不确定性使得只依赖 θ_{13} 的反应堆中微子实验成为不可替代的。用反应堆中微子实验精确测量 θ_{13} 已经成为当前国际粒子物理实验的热点。日本、美国和欧洲都竞相提出反应堆中微子实验方案。中国提出了利用大亚湾反应堆测量中微子混合角的设想。

大亚湾核电站在反应堆中微子实验上有得天独厚的优势。不仅反应堆的总功率大(到2010年岭澳二期建成后将成为世界上第二大的反应堆群),更重要的是附近有山,可以为实验提供足够的屏蔽。对这种低能量,低事例率,高精度的中微子实验来说,减少宇宙射线和天然放射性本底是最重要的前提。比如说SuperK, SNO, KamLAND这些实验都在深达千米的由废旧矿井改建的地下实验室里进行。世界上其它可能用来做反应堆中微子实验的核电厂附近都缺乏足够的岩石覆盖。大亚湾反应堆中微子实验的设计方案广泛吸取了以前同类实验的经验和教训,有针对性地加以改进,同时吸收了当前国际上最先进的设计思想,包括采用远近探测器的相对测量以抵消大部分误差,采用三层结构的探测器以更好地防护天然放射性造成的本底,采用可移动的探测器在远近端分别测量以进一步减少相对测量中的误差等等。同时形成自己独特的设计方案,包括充分利用国内的成本优势采用大面积的RPC探测器与水契伦科夫探测器相结合标记宇宙线本底,将2米厚的水屏蔽层放在RPC内以极大程度地消除快中子这一最危险的本底,以及采用多个相对较小的探测器模块等等。综合这些优势, $\sin^2 2\theta_{13}$ 测量灵敏度可以达到0.01。

2.1 大亚湾反应堆核电站的自然条件及实验布局

大亚湾核电站与岭澳核电站位于离深圳50公里的大亚湾。两个核电站相距1公里，东南面临海，西北面靠山，山的最高处为海拔700米。两个核电站各有两个热功率为2.9GW的反应堆，共11.6GW，到2010年左右岭澳二期工程竣工后将增加两个反应堆，至少5.8GW。为了减少宇宙线本底，探测器必须有足够的岩石覆盖，因此三个探测器都必须放置在山腹内。实验需要开挖一条隧道从地面进入山腹，连结三个放置探测器的地下实验室。

大亚湾反应堆中微子实验采用远近探测器相对测量。由于大亚湾反应堆和岭澳反应堆相隔较远，为了更好的抵消误差，分别在大亚湾反应堆近处和岭澳反应堆近处放置一个近探测器。如图 2.2,大亚湾反应堆组附近的近探测器距离大亚湾两个反应堆的中心距离为363m，岩石覆盖为250m.w.e（水当量）。岭澳附近的近探测器距离岭澳一期和岭澳二期两组反应堆的中心距离为445m，岩石覆盖为280m.w.e。远点探测器距离大亚湾反应堆组中心距离为1985m，距离岭澳反应堆组的中心距离为1598m，岩石覆盖为900m.w.e。

2.2 大亚湾反应堆中微子实验探测器的设计

为了提供测量精度，减小系统误差，实验探测器采用了独特的设计方法。探测器采用模块式设计。每个近探测器放置2个探测器模块，远探测器放置4个探测器模块。探测器主要由屏蔽层探测器和主探测器组成。屏蔽层探测器由阻性板（RPC） μ 子探测器包围，在RPC内放置厚度为2米的纯水屏蔽层，用来屏蔽岩石中由 μ 子散裂产生的中子和来自岩石的天然放射性本底。

为了让大亚湾实验在运行三年后对 $\sin^2 2\theta_{13}$ 测量的灵敏程度达到0.01，统计误差应小于0.3%。因此估计出探测器中靶材料应为80吨左右，探测器过大会带来很多问题，比如说由于隧道大小的限制运输困难，不能在远近端之间移动进行相对刻度；光在探测器中的传播比较复杂，散射、折射、衍射、反射等光学行为难以精确模拟而带来额外的误差等等。在本实验中，我们决定采用多个独立探测器模块的办法解决这一困难。每个探测器模块完全相同。采用多模块设计有很多好处：

- 1. 多模块意味着对系统误差的多重控制；
- 2. 实验精度可缩放；
- 3. 小的模块便于在远近实验点之间移动以精确测量本底；
- 4. 多个模块易于纠正可能的错误；



图 2-1 大亚湾反应堆的布局图和探测器可能的放置位置。(a)表示连接地下实验大厅的主隧道，(b)表示隧道的入口。

- 5.多个模块将统计性地减少总的系统误差;

模块太小，模块数太多会带来新的问题。比如说刻度困难，模块之间的差异会引入新的系统误差，同时由于每个模块都必须有两层足够厚的防护系统，模块太小会增加建造成本。综合考虑这些利弊后，20吨靶材料的模块是一个合适的选择。我们希望近端探测器至少包括两个模块，这样可以互相校验，并防止因一个模块出现问题而导致整个实验失败。远近探测器的相对测量要求探测器模块大小完全相同。由于远端探测器通量较小，采用四个模块是合理的选择，这正好与80吨靶材料的统计量要求一致。在一个探测器内只要有一个模块正常工作，就不会影响远近探测器的误差抵消，实验仍可正常进行，只是精度略差。

2.2.1 主探测器的设计

主探测器整体是2~4个模块组成的直径5m×高5m的圆柱形，总重大约100吨的钢

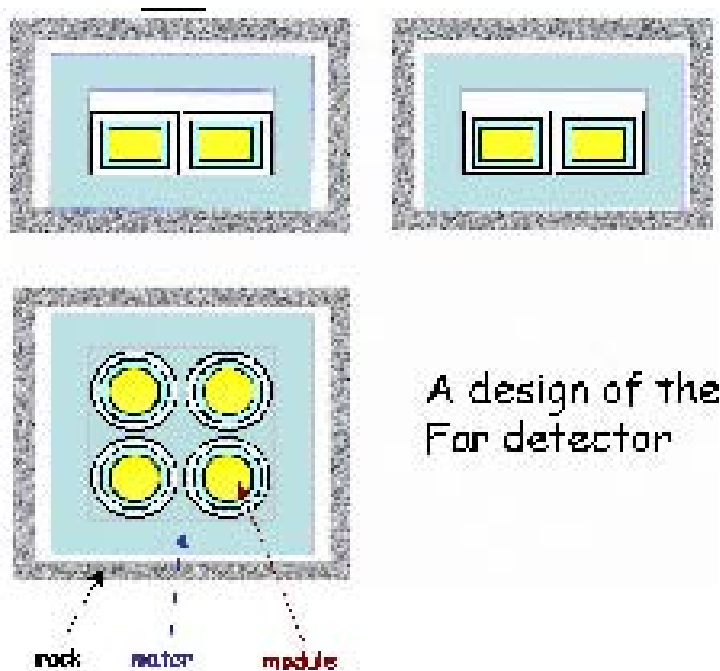


图 2-2 大亚湾反应堆实验探测器的的布局图。远处探测器有四个模块，近处探测器两个模块。探测器的模块放在2米厚的水中，模块的有三层结构，白色表示矿物油，蓝色表示液体闪烁体，黄色表示掺钆的液体闪烁体。

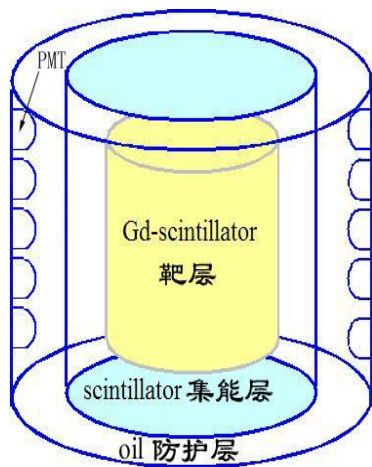


图 2-3 大亚湾反应堆实验探测器模块三层结构图

罐。每个模块分三层，如图 2-8从内到外分别是直径1.6m×高3.2m的圆柱体，内部装有约为20吨的掺钆（Gd）的液体闪烁体作为靶层，厚度为0.45m的普通液体闪烁体作为集能层，最外层是厚度为0.45m矿物油作为防护层。在主探测器内部的顶部和底部都有反射层，三层之间用有机玻璃隔开，覆盖率为12%的200个光电倍增管安装在矿物油中。在模块的最中心为反β衰变的靶材料。富含质子而发光效率高的液体闪烁体被广泛在低能量的中微子实验中。钆（Gd）元素对中子的俘获截面非常高，因而俘获时间很短，这样可以缩短正电子信号与中子俘获信号的之间的时间窗，可以降低本

表 2-1 探测器模块的尺寸。

	Inner radius (m)	Outer radius (m)	Inner half-height (m)	Outer half-height (m)
Target volume	0.00	1.60	0.00	1.60
Gamma catcher	1.60	2.05	1.60	2.05
Oil buffer	2.05	2.50	2.05	2.50

底和减少时间关联判选带来的误差。同时中子在钷上俘获后放出总能量为8MeV的数个伽马光子，远远高于天然放射性本底的能区（小于3.5MeV），通过能量判选可以非常干净地排除本底。而中子在质子上俘获放出的伽马光子为2.2MeV。因此在液闪中掺钷可以极大地降低本底。CHOOZ[48]与Palo[49] Verde均采用掺有0.1%的钷的液闪做为靶，85%的中子获在钷上发生，俘获时间为28微秒，是质子俘获的七分之一。与此相联系的有两个值得注意的问题，一个是实际获得的钷粉中可能含有放射性杂质，需要采用干净的材料。二是掺钷后液闪的老化，主要是由于含钷的物质析出溶剂造成液闪的透光率下降。CHOOZ采用的钷是 $Gd(NO_3)_3$ ，透光率的下降为每天0.4%。Palo Verde采用的是 $Gd(CH_3(CH_2)_3Ch(C_2H_5)CO_2)_3$ ，透光率的下降为每天0.03%[49]。Palo Verde采用的液闪为BC521，可以从直接从Bicron公司购买。Palo Verde的方案是完全可以满足本实验的要求。与此同时，我们针对液闪的配方，钷的溶解度，光学透明性和稳定性的前期研究实验也在进行中，期望找出更合适的配方。

由正电子和中子俘获形成的伽马光子需要与液闪分子多次碰撞才能将能量完全转移给液闪，转化为可以观测的闪烁光光子。这一能量沉积过程通过GEANT3[50]软件模拟，平均碰撞迹径长度为47厘米。因此在靶内产生的伽马光子有可能跑到靶材料以外，造成能量丢失。因此在靶材料外放置一层不掺钷的液闪用来容纳伽马光子的能量沉积。由于只有中子在钷上俘获才能当做一个好的信号，这一层液闪不会被当成靶。为了与天然放射性本底很好地分开，中子俘获信号一般选取为能量大于6MeV。通过模拟发现在中间层厚度为40cm，50cm，70cm时，这一判选效率分别为87.8%，91.0%，95.2%。CHOOZ通过使用中子放射源测得的结果为 $(94.6 \pm 0.4)\%$ 。他们的误差中包含了由于顶点判选带来的误差。在考虑控制探测器大小和探测效率与误差后，我们准备采用45cm的厚度，使效率在90%以上。由于中子能量丢失引起的误差估计为0.2%。

探测器模块的最外层为矿物油。这一层是光学透明但是不发光的，主要有两个作用：一是防护来自PMT玻璃（以及其它探测器材料）的天然放射性，二是将PMT与液闪隔开，防止出现发光点距PMT太近而造成难以重建的事例。通过模拟与重建计算，

发现发光点至少要远离PMT表面15cm以上。对PMT玻璃的放射性模拟发现，当油的厚度为20cm时， ^{238}U 杂质对本底（大于1MeV的伽马光子）的贡献为2.2Hz， ^{232}Th 的贡献为1.0Hz， ^{40}K 的贡献为4.5Hz。总的贡献为7.7Hz。同时对探测器周围的岩石的天然放

isotopes	Concentration	20 cm (Hz)	25 cm (Hz)	30 cm (Hz)	40 cm (Hz)
^{238}U (>1 MeV)	40 ppb	2.2	1.6	1.1	0.6
^{232}Th (>1 MeV)	40 ppb	1.0	0.7	0.6	0.3
^{40}K (>1 MeV)	25 ppb	4.5	3.2	2.2	1.3
Total		7.7	5.5	3.9	2.2

表 2-2 在液闪中测得PMT玻璃中的放射性与矿物油厚度的关系。

射性进行了模拟。对大亚湾附近山上采集的岩石样本放射性测量的初步结果为 ^{238}U 含量560ppm， ^{232}Th 含量为1000ppm， ^{40}K 含量为2.3ppm。它们发出的伽马射线经过两米的纯水防护层，然后透过矿物油层到达液闪，并沉积1MeV以上能量的事例率分别为5.4Hz，20.4Hz，和1.8Hz。综合PMT与岩石的放射性本底，总事例率为33Hz，完全满足实验对本底的要求。由于我们把PMT放置在矿物油层内，而PMT本身的高度大约为25cm，因此这一层的厚度设计为45cm。

2.2.2 屏蔽层探测器设计

在探测器模块的外围有两重宇宙线探测器。一层为宇宙线 μ 子的防护层阻性板（RPC），另一层是水契伦科夫探测器。宇宙线中的 μ 子会引起的各种本底，包括 μ 子俘获， μ 子散裂， μ 子衰变，以及各种次级粒子，对这种低能低事例率的实验来说，影响是非常之大的。因此除了增加防护层厚度以被动防护外，提高主动防护能力也是必不可少的。由于我们获得了MACRO免费赠与的800个旧PMT，在2米的纯水防护层中放入PMT，通过契伦科夫光来标记 μ 子变得特别有吸引力。这样水层将兼有被动与主动防护的双重功能。由高能物理所研发的RPC探测器在BESIII中被采用，同时也正在为欧洲中心的CMS生产。其性能有充分的保障。RPC探测器对宇宙线 μ 子的探测效率大于90%，水契伦科夫探测器大于95%。两者相结合，探测效率将大于99.5%，而且可以相互验证以测量各自的效率。探测效率的误差将小于0.25%。

目前屏蔽层探测有两种设计方案，一种是直径为20m×高10m的圆柱形水池方案，水池的内部贴有反射层，200多个光电倍增管均匀的摆放在水池的侧壁和底部。水池外是防护宇宙 μ 子的防护层阻性板（RPC），如图2-4。

一种是用多个1m×1m×14m的小水箱和2m×2m×14m的小水箱围在14m×14m×7m的大水箱外面，1m×1m×14m的小水箱内部和大水箱内部都贴

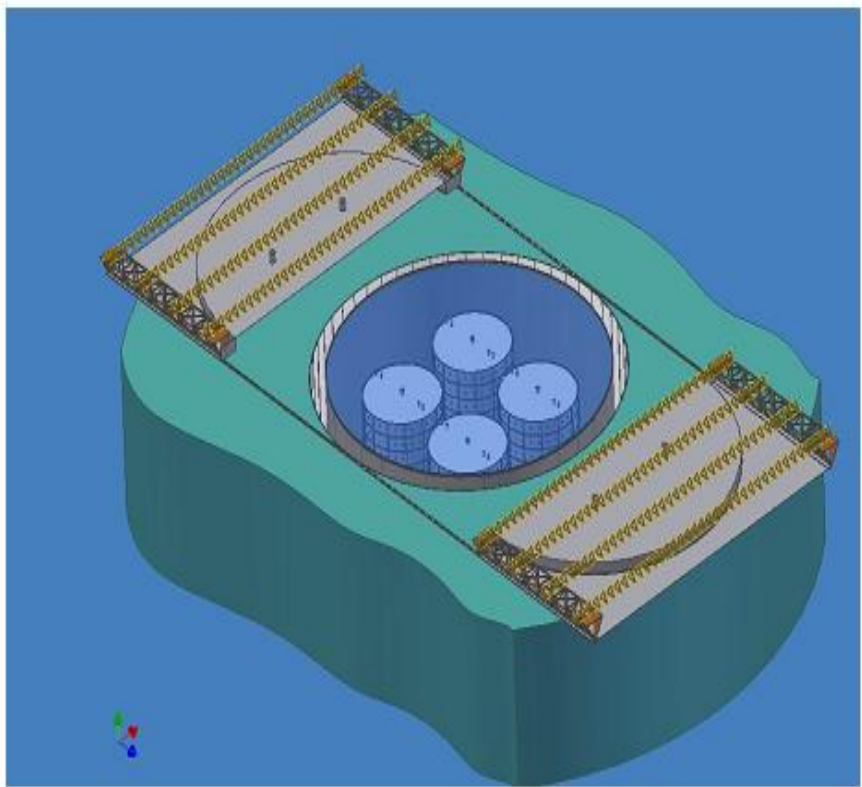


图 2-4 大亚湾反应堆实验屏蔽层探测器方案1

有反射层，小水箱两端为收集光子的抛物面，并且放置光电倍增管，在大水箱的侧壁和底部均匀的放置光电倍增管。如图2-5

2.3 大亚湾反应堆中微子实验的探测过程

产生的中微子各向同性地向外传播，在探测器内与做为靶的材料（通常为液体闪烁体，简称液闪）中的质子发生反β衰变反应，产生一个正电子和一个自由中子：

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \tag{2-1}$$

发生反β衰变反应的中微子能量阈值是1.804MeV，能谱见图 2-6，其峰值在4MeV附近。对给定的基线，不同能量的中微子振荡几率不同。当 Δm_{32}^2 取最可几值 $2.0 \times 10^{-3} \text{ } 10^{-3} \text{ } 2$ 时，对能谱平均后的振荡最大值出现在1.7到1.8公里处。

由于正电子质量远小于中子质量，在反β衰变中正电子带走几乎全部的末态动能。正电子首先通过碰撞损失能量，然后与材料中的电子发生湮灭，放出两个0.511MeV的伽马光子。整个过程发生的时间小于3纳秒，在探测器中沉积的能量范围从1.022MeV到大

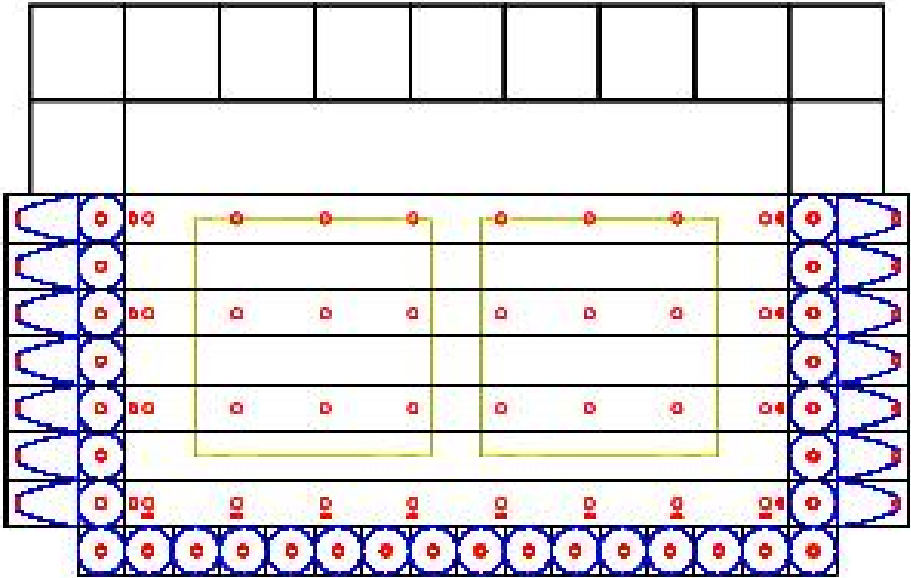


图 2-5 大亚湾反应堆实验屏蔽层探测器方案2

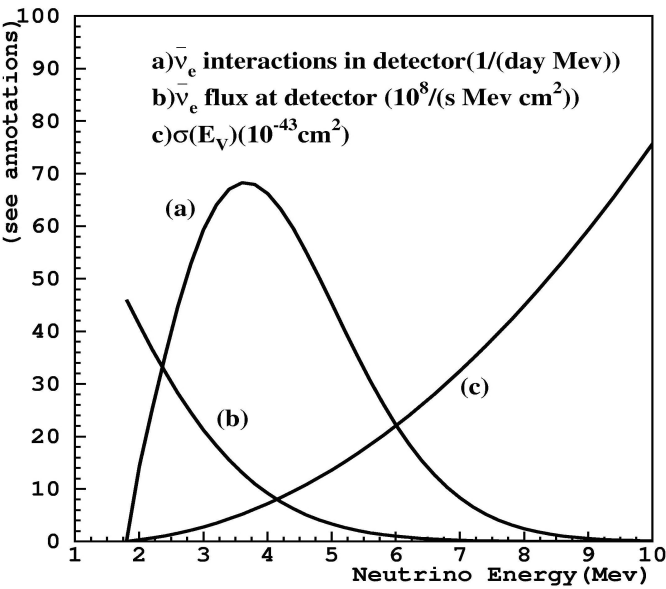


图 2-6 反应堆中微子的产生能谱 (b) ，反 β 衰变的反应截面 (c) 和计算的反应堆中微子实验的观测能谱 (a) 。

约8MeV。自由中子首先通过与质子碰撞慢化，然后被俘获，形成一个延迟的信号。慢化过程通常约需2微秒。如果在氢上俘获形成氘核，则俘获时间平均为200微秒，同时放出一个2.2MeV的伽马光子。如果液闪中掺有中子俘获截面大的元素，比如说钆（Gd），则大部分俘获发生在钆上，平均俘获时间为20微秒，放出总能量为8MeV的三至五个伽马光子。来自正电子的快信号与来自于中子俘获的延迟信号在时间以及能量上的符合，可以有效地把反应堆中微子事例与各种本底事例区别开来，使精密测量成为可能。见图 2-7

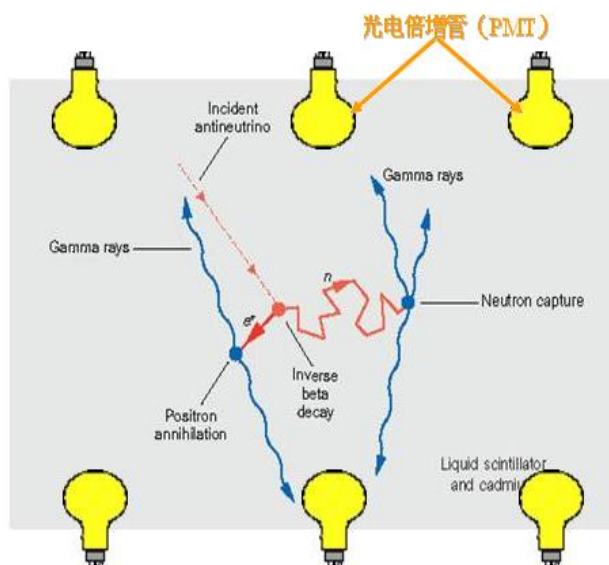


图 2-7 反应堆中微子的反应和探测过程。

正电子或中子在液闪中产生的伽马光子通过多次的碰撞将能量传递给液闪分子，通过闪烁体以及次级的波长转换成分，最后转化为波长范围约为350nm至450nm的闪烁光。几个MeV的伽马光子碰撞的平均路径长度约为几十厘米。闪烁光由放置在探测器内壁的光电倍增管（PMT）接收。大部分中微子实验使用数百至数千个单光电子光电倍增管，光阴极的覆盖率（coverage，光阴极的总面积除以探测器内壁的总面积）一般为10%到35%。液闪产生的闪烁光子总数正比于事例的能量，PMT输出的信号幅度正比于收到的光子数目，因此全部PMT输出的总电荷数正比于事例的能量。同时，液闪发出的闪烁光是各向同性的，根据各个不同位置的PMT接收到的光子数的分布，或者光子的飞行时间，可以比较精确地通过拟合重建出事例的顶点和能量。增加PMT的覆盖率可以增加测到的光子的数目，减小总电荷数的统计涨落，提高能量和顶点精度。此外，增加PMT的个数可以增加拟合可用的数据点数，也有利于提高重建精度。反应堆中微子实验的探测器能量精度一般设计为 $15\% / \sqrt{E(\text{MeV})}$ 。

2.4 大亚湾反应堆中微子实验的系统误差

利用反应堆测量 θ_{13} 是一个非常精密的实验，实验的质量直接取决于对系统误差的控制。目前最好的测量结果来自CHOOZ，为 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.10$ 。CHOOZ实验的系统误差为2.7%，统计误差为2.8%。假定三代中微子大角度混合理论成立，通过对其它中微子实验数据的分析，推测 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的值可能在0.03左右。为了在90%以上的置信水平下确认振荡的存在（即 $\sin^2 2\theta_{13} > 0$ ），这要求实验的总的误差小于1%。

反应堆中微子实验主要有三个系统误差来源：来自反应堆的，来自探测器的，以及来自于本底的。与反应堆和探测器相关的误差又分为关联误差和非关联误差。根据以往的实验，反应堆相关的误差约为3%，探测器相关的误差约为2%，本底误差则取决于实验的防护，不同实验相差很大。实验成功的关键在于如何有效地减小甚至消除这些误差。

最近两年随着国际上对利用反应堆精确测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 越来越多的重视，在实验方案上有了突破性的进展。与以前的三个反应堆中微子实验CHOOZ, Palo Verde, 以及KamLAND相比，方案上的主要改进包括：

- 利用远近探测器做相对测量。除了在最优化基线处放置远端探测器外，在离反应堆很近的地方放置完全相同的近探测器，利用远近探测器的误差相消，理论上可以消除来自反应堆和探测器的所有的关联误差，以及绝大部分来自反应堆的非关联误差。实际上的抵消程度取决于远近探测器的相似程度。
- 探测器采用三层结构。最里层是掺钆的液闪做为中微子的靶，中间层是普通液闪，用来容纳伽马光子的能量沉积，最外层为矿物油做为防护层。将靶包在最里层，这样不需要对事例顶点做判选。由于事例的顶点来自拟合，判选效率很难通过模拟来估计，CHOOZ与KamLAND的经验证明这将带来较大的误差。同时靶材料含的总质子数定义得很好。中间层可以减少能量的丢失，降低判选误差，同时提高判选效率。矿物油用来减少来自材料的天然放射性本底，可以把探测器的最低能量阈值降到正电子谱的阈值以下，将正电子的探测效率误差降低到可忽略。
- 探测器设计成可移动的，分别在近端和远端进行测量，利用探测器之间头碰头的相对刻度，可以有效地消除由远近探测器的微小差异产生的误差，并有利于本底的精确减除。由于探测器体积庞大而且精密程度高，这一方案能否实施往往取决于实验场地。
- 保证所有探测器有充足的岩石覆盖，减少宇宙 μ 引起的本底在我们可以控制的水平，以便我们可以测量本底和减少测量误差。

大亚湾实验方案在采用这些被广泛接受的改进措施之外，结合实际情况，提出了自己的进一步改进措施，包括：

- 探测器选址上兼顾基线优化与岩石覆盖程度。由于低能实验本底的复杂性，特别是宇宙线产生的中子不带电，难以标记或模拟，对本底的估计一直缺乏有效的手段。足够的岩石覆盖大大地减少了宇宙线本底的影响，提高了实验的可靠程度。
- 使用足够的防护降低本底。使用RPC和水契伦科夫探测器两种独立的 μ 子探测器，使对宇宙线的探测效率达到99.5%。同时将两米厚的纯水防护层放在RPC内以有效隔绝在岩石中产生的中子以及天然放射性。宇宙线在水中或探测器中产生的中子则由于 μ 子被标记，可以通过时间关联去除。
- 采用多模块探测器。在每个实验室中采用多个探测器模块使探测器的非关联系统误差统计地降低。同时同一实验室的模块之间可以相互验证，及早发现问题，提高实验的可靠性。
- 在探测器模块的上下两端贴反射膜而不放PMT。由于PMT价格昂贵，这样可以在相同PMT个数的情况下提高能量精度，减小中子能量判选的误差。在这种情况下，事例的顶点重建难度变大，但是由于本底防护出色，实验中不再使用误差难以控制的顶点判选来去除本底，因此不会带来负面影响。

采用这些措施后，理想的探测器非关联系统误差有可能小于0.5%。考虑到远近探测器由于工艺的限制不可能完全相同，法国，美国和日本的同类方案均估计为0.6%。表格2-3列出了以往实验CHOOZ，Palo Verde，KamLAND，以及最近被批准的法国双探测器实验Double CHOOZ[51]的误差与预期的大亚湾实验的误差比较。与探测器和本底相关的误差的进一步描述参见下文。采用远近探测器方案与新探测器设计的实验预期误差远小于前三个实验。大亚湾实验的探测器误差估计与Double CHOOZ是基本一致的。但是由于Double CHOOZ利用了原有的CHOOZ实验的远端实验站点，基线长限制为1050米，而不是公认的最优距离1500-1800米，同时探测器不能移动来进行相对刻度，实验对 $\sin^2 2\theta_{13}$ 测量的敏感程度在90%的置信水平下为0.03。大亚湾实验没有这两大限制，同时本底防护远优于Double CHOOZ，加上多模块设计，对 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的敏感程度可以达到0.01。

2.5 大亚湾反应堆中微子实验的本底估计

反应堆测 θ_{13} 实验堆本底对实验的设计和位置的选取都非常重要。大亚湾实验信号事

(%)		Palo Verde	KamLAND	CHOOZ	Double CHOOZ	大亚湾
反应堆	反应堆功率	0.7	2.05	0.7	0	0.14
	核燃料成分	2.0	2.7	2.0	0	
	反应截面	0.2	0.2	0.3	0	0
探测器	碳氢比	0.8	1.7	0.8	0.1	0.2
	总质量	-	2.1	0.3	0.2	0.2
	正电子能量	3.6	0.26	0.8	0.1	0.05
	位置关联		3.5	0.32	0	0
	时间关联		0.0	0.4	0.2	0.2
	中子能量		-	0.4	0.2	0.2
	中子俘获		-	1.0	0.2	0.1
	中子多重度		-	0.5	0	<0.1
	死时间	0.2	0.2	-	0.25	0.03

表 2-3 各反应堆中微子实验的误差比较。

例由一个快正电子信号和一个延迟的慢中子信号符合判定。

本底可以自然地分成两类：关联本底和非关联本底。关联本底是两个独立信号在延迟时间窗内偶然地符合形成，主要来源是天然放射性。关联本底是事例的两个子事例均由同一过程导致，主要来源是 μ 子散裂或俘获形成的中子。这些事例包括”质子-中子”过程，即中子先通过与质子碰撞慢化，反冲质子形成快信号，慢化后的中子再俘获形成延迟信号； μ 子在探测器内散裂引起的 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 同位素。在大亚湾实验的岩石覆盖条件下，其它的关联本底均可忽略。

由于宇宙线 μ 子在物质中相互作用非常复杂，难以精确模拟。对产生的中子也缺乏有效的测量和模拟手段，因此本底估计的误差较大。在关联本底中，由于 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 的半衰期较长，分别是0.12s和0.18s，不容易与 μ 子关联，很难在实验中进行测量监控。这是实验中最难控制的本底。在CERN利用190Gev的单能 μ 子束流进行过这类同位素的产生截面的测量，结果为 $2.12\pm0.35\mu\text{b}$ 。但是由于实验条件不尽相同，宇宙线中的 μ 子能谱也很宽，因此该误差估计为100%，等于本底与信号的比率。同位素 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 是由宇宙 μ 散裂引起大量的中子 β 衰变产生的分支部分，其中16%的 ^8He ，49.5%的 ^9Li 。因此无法去除的本底为 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 数量的16%至50%。对快中子本底，一般发生在 μ 子后1微秒内，可以与 μ 子关联。通过测量已标记的 μ 子产生的快中子本底，可以知道逃脱反符合计数器的 μ 子产生的快中子本底，于是可以测出之一本底的快信号能量分布。根据模拟与CHOOZ的经验，快中子本底的快信号能量一直到50Mev都是平坦的，因此大部分将处于正电子信号的能区1—8Mev以外，实际上只有不到20%对测量造成影响。同时由于这种本底可以在实验中

监控,可以大致估计出它的贡献,误差估计为10%—20%。这样,快中子本底对整个实验的误差贡献只有其本底与信号的比率的2%—4%,远远小于 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 同位素的贡献。

非关联本底主要来自探测器材料和周围岩石的天然放射性与低能中子的随机符合。在大亚湾实验中,2米的水屏蔽层和探测器最外层的矿物油,极大衰减了天然放射性产生的伽马光子和岩石中产生的中子。另外,由于只有中子在钷上的俘获被当成信号,集能层的液闪液能对外部中子起屏蔽作用。利用GEANT3软件对PMT玻璃放射性的模拟,发现进入探测器且能量大于1MeV (正电子能量阈值)的伽马射线为5.7Hz。岩石中产生的伽马光子对本底的贡献为27.5Hz,其中大部分来自 ^{238}Th 。两者相加后与低能中子符合,贡献的本底与事例率的比值约为0.5%。由于非关联本底来自于随机符合,在不做能量判选时对快信号和慢信号是对称的,可以通过SWAP方法(Palo Verde),即交换两个信号的判选条件,或者通过改变延迟时间窗的大小(KamLAND)来估计本底的数量。本底估计带来的误差主要来自于单信号的统计量,根据Palo Verde与KamLAND的经验,大亚湾实验的非关联本底误差应该小于0.1%。

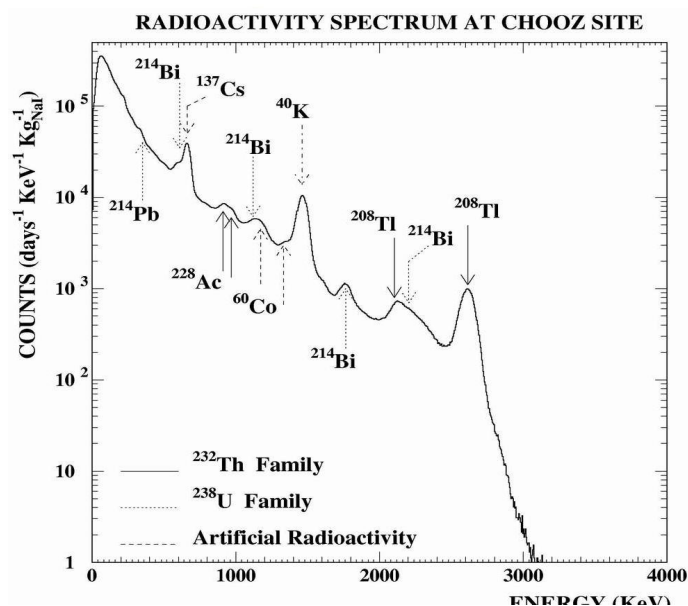


图 2-8 CHOOZ放射性同位素本底图

山体岩石中含有的放射性同位素 ^{238}U 在衰变过程中会释放出氦气,其半衰期为3.8天,因此会在地下实验室的空气中积累,浓度会逐渐升高。其放射性同样会形成非关联本底。通过通风换气可以很容易的解决这一问题。如果不换气,几天之内其浓度会升高几十倍。如果换气率为每天十个体积,则浓度不高于普通空气的两倍。通过模拟,在每天换气十倍的情况下,氦气对非关联本底的贡献为0.03事例/天/模块,其影响基本可以忽略。非关联本底主要来自探测器材料和周围岩石的天然放射性。对PMT玻璃放

射性的模拟发现进入探测器的伽马射线为4.2Hz。从岩石进入探测器的则为27.5Hz。小于实验允许的50Hz。

表2-4为大亚湾反应堆中微子实验的对本底总结。

	大亚湾	岭澳	远端探测器
基线长度（m）	360	500	1980/1620
岩石覆盖（m）	250	280	900
事例率(个/天/模块)	560	560	80
平均μ子能量(GeV)	55	55	136
μ子事例率(Hz/m²)	1.19	094	0.045
天然放射性(Hz)	<50	<50	<50
单中子事例(个/天)	34	34	3
偶然本底/信号	0.05%	0.05%	0.05%
快中子本底/信号	0.14%	0.14%	0.08%
⁸ He/ ⁹ Li本底/信号	0.5%	0.5%	0.2%

表 2-4 大亚湾反应堆中微子实验本底的总结。

大亚湾实验的主要本底和信号的能量谱如图 2-9

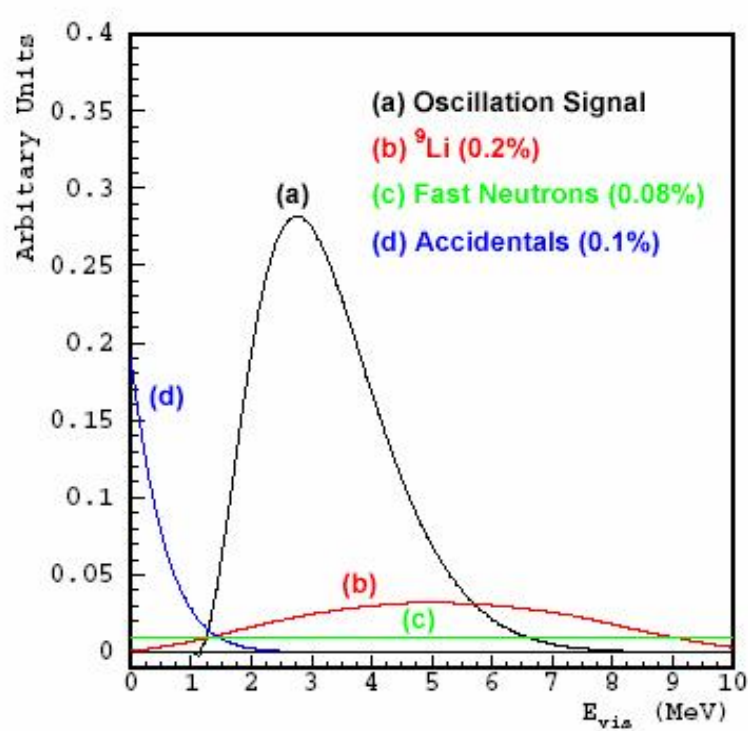


图 2-9 大亚湾反应堆中微子实验的本地和信号的叠加图。（a）表示信号，（b）表示⁹Li本底，（c）表示快中子本底，（d）表示放射性同位素本底

第三章 反应堆中微子实验的物理分析方法

χ^2 分析是在高能物理实验中普遍用到的有效方法，对于大亚湾反应堆中微子实验，主要工作是如何将各种误差和本底引入到 χ^2 分析中，从而使整个实验的精度估计更可靠。与其他的实验组的 χ^2 分析比较，他们的 χ^2 分析或者只考虑了统计误差，或没考虑本底，或是系统误差分析的不全面。例如Huber[52]等人做的 χ^2 分析对本底的分析不完善，Yasud[53]等人只考虑了误差，没考虑本底的影响，并且只进行了计数分析，没进行谱分析。在我们的 χ^2 分析中，根据我们实验的误差和本底特点，详细的分析了所有误差和本底对实验的影响，将全部的误差和本底更合理的引入到 χ^2 分析中，使我们估算的实验灵敏度更可信。

如果中微子的混合参数 θ_{13} 不为零，在测量 θ_{13} 的反应堆中微子实验中，测量的量包括中微子的计数和能谱。由于振荡几率是 L （距离）/ E （能量）的函数，振荡效应将带来计数的减少以及能谱的扭曲。如果实验的统计性小于400ton.GW.year，那么灵敏度由事例率的减少决定，如果事例数的当统计量非常大时，能谱分析更加灵敏，统计性高于8000ton.GW.year，那么能谱的扭曲是决定灵敏度的主要因素[52]。大亚湾反应堆中微子实验的统计性是3000ton.GW.year，同时利用计数与能谱的联合分析一般具有更高的灵敏度。但是在能谱分析中，由于本底的能谱很难估计，因此处理上有较大的不确定性。这里分别利用计数分析和谱分析讨论振荡几率，本底，以及误差等因素对灵敏度和基线的影响。

3.1 χ^2 分析

首先从最简单的 χ^2 分析开始，如果不考虑所有的系统误差，标准的 χ^2 函数可以写成

$$\chi^2 = \sum_{A=1}^3 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{[M_i^A - T_i^A]^2}{(\sigma_i^A)^2} = \sum_{A=1}^3 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{[M_i^A - T_i^A]^2}{T_i^A}, \quad (3-1)$$

其中 A 标记不同的探测器（1，2标记两个近探测器，3标记远探测器）， i 标记中微子能谱的不同能量区间。 M_i^A 表示探测器 A 的 i -th能量区间测得的事例数， T_i^A 表示探测器 A 的 i -th能量区间预期的事例数。每个能量区间统计性波动的标准偏差（SD）表示为

$$\sigma_i^A = \sqrt{T_i^A}. \quad (3-2)$$

但是在反应堆中微子实验中，对系统误差的控制将直接决定实验的精度。我们这里根据系统误差的不同性质，将其自然地引入到 χ^2 函数中[54]。假设一次实验有N个测量值 M_i ， T_i 是相应的真实值， σ_i 是各次测量的非关联误差。如果各测量值之间是有关联的，共有K类关联误差，用 β_{ij} 来表示第i个测量值的第j类关联误差。 r_i 和 r'_j 是各自独立的随机变量，可以假定其满足平均值为0，宽度为1的高斯分布。第i次测量值可以写成

$$M_i = T_i + \sigma_i r_i + \sum_j \beta_{ji} r'_j, \quad (3-3)$$

实验的几率分布为

$$dP = \int \prod_{i=1,N} p(r_i) dr_i \prod_{j=1,K} p(r'_j) dr'_j \prod_{i=1,N} \delta \left(M_i - T_i - \sigma_i r_i - \sum_{j=1,K} \beta_{ji} r'_j \right) d^N M, \quad (3-4)$$

对 r_i 积分消去 δ 函数得到

$$dP = \int \prod_{j=1,K} dr'_j C \exp(-\chi^2/2) d^N M, \quad (3-5)$$

其中C是归一化常数，

$$\chi^2 = \sum_{i=1,N} \left(\frac{M_i - T_i - \sum_{j=1,K} \beta_{ji} r'_j}{\sigma_i} \right)^2 + \sum_{j=1,K} r_j'^2, \quad (3-6)$$

由于上述 χ^2 函数是随机变量的二次多项式，对 r'_j 的积分可以解析地进行，最后得到的 χ^2 为常见的由误差关联矩阵构成的协变形式。也可以通过数值计算直接对随机变量 r'_j 最小化。对 r'_j 的积分与最小化是完全等价的。

反应堆实验的每对测量 Δm_{13}^2 和 $\sin^2 2\theta_{13}$ 通过最小化 r'_j 得到 χ^2 的值，那对 Δm_{13}^2 和 $\sin^2 2\theta_{13}$ 对应的最小的 χ^2 就是最佳的拟合参数。这个最小的 χ^2 叫做 χ_{best}^2 。

如果变化 Δm_{13}^2 和 $\sin^2 2\theta_{13}$ 两个参数，从最佳拟合值去寻找90%的置信区间叫做global scan，即 $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{best}}^2 < 4.61$ ，在没有实验数据的情况下，我们假定 $\chi_{\text{best}}^2 = 0$ ，也

就是 $\chi^2 < 4.61$ 。如果只考虑 $\sin^2 2\theta_{13}$ ，可以通过raster scan方法，使 $\chi^2 < 2.71$ ，从而找到90%的置信区间。

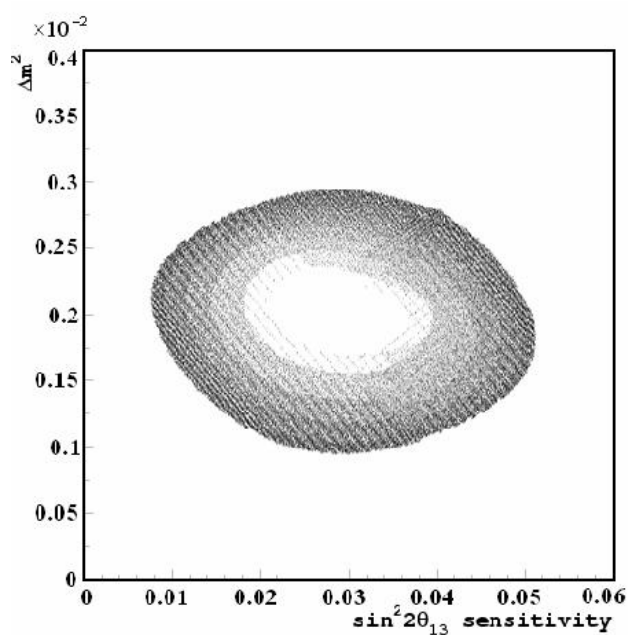


图 3-1 大亚湾反应堆中微子实验raster scan的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的置信区间

图3-1是以大亚湾反应堆中微子实验为例的raster scan分析 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的90%置信区间，其中固定了 $\Delta m_{13}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ，最佳拟合的参数假设是 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.03$ 。通过 $\chi^2 < 2.71$ ，得到 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的90%置信区间。

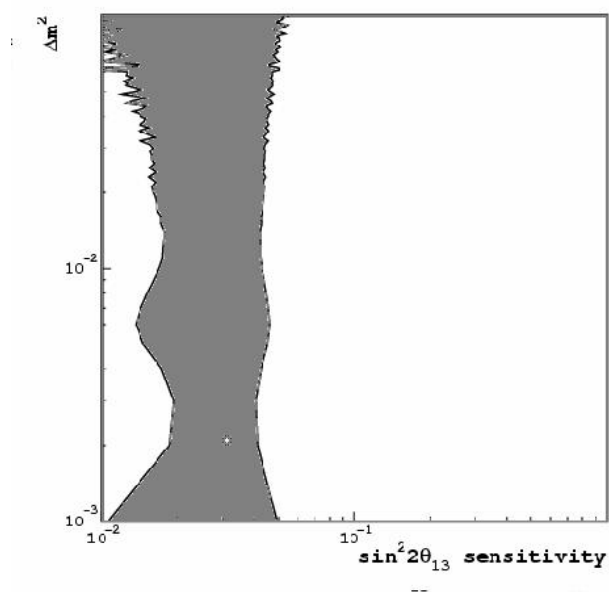


图 3-2 大亚湾反应堆中微子实验global scan的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的置信区间

图3-15是以大亚湾反应堆中微子实验为例的global scan分析 $\sin^2 2\theta_{13}$, Δm_{13}^2 的90%置信区间, 最佳拟合的参数假设是 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.03$, $\Delta m_{13}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 。通过 $\chi^2 < 4.61$, 得到 $\sin^2 2\theta_{13}$, Δm_{13}^2 的90%置信区间。

如果只研究振荡的排除界限, 可以认为数据是有振荡的, 但是我们作没有振荡的假设, 通过 χ^2 检验, 90%的置信水平下, 研究有多大的振荡数据不能拟合这种假设。这种假设的最佳拟合值是 $\sin^2 2\theta_{13} = 0$, 对每个给定的 Δm_{32}^2 , 变化 $\sin^2 2\theta_{13}$ 可以得到90%的置信的置信水平下的排除界限。后面提到的基线优化及 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的分析都是应用了这种方式。

3.1.1 计数分析

为了实现对 θ_{13} 的精确测量, 用多个探测器进行远近相对测量可以大大地减小系统误差。同时, 大功率的核电厂一般由多个核反应堆组成。实验的误差可以分为来自反应堆的关联误差和非关联误差, 来自探测器的关联误差和非关联误差, 以及本底减除带来的误差和统计误差。关于计数分析的 χ^2 函数可以写成

$$\chi^2 = \sum_{A=1}^3 \frac{\left[M^A - T^A \left(1 + \alpha_D + \alpha_c + \sum_r \frac{T^{rA}}{T^A} \alpha_r \right) \right]^2}{T^A + T^{A2} \sigma_d^2 + B^A + B^{A2} \sigma_b^2} + \frac{\alpha_D^2}{\sigma_D^2} + \frac{\alpha_c^2}{\sigma_c^2} + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2}, \quad (3-7)$$

其中, 不同的反应堆用 r 来标记, 不同的探测器用 A 来标记。 M^A 表示探测器 A 测得的中微子的计数, T^A 表示探测器 A 的期望计数, T^{rA} 表示 T_i 中来自反应堆 r 的贡献, B^A 表示探测器 A 中的本底计数。误差分别为

- σ_c 表示来自反应堆的关联误差, 它表现为所有反应堆都一致的事例率归一化误差, 例如每次反应堆裂变释放的能量和反应截面, 约为2%。通过远近探测器的相对测量, 几乎所有的关联误差都可以抵消。
- σ_r 表示来自反应堆的非关联误差, 是每个反应堆独立变化的事例率归一化误差, 例如反应堆的功率涨落和燃料成分的老化。如果反应堆的位置分布比较复杂, 通过远近探测器的相对测量不能完全抵消, 如果单个反应堆的非关联误差是2%, $\frac{T^{rA}}{T^A}$ 是探测器 A 测得来自反应堆 r 的事例数与探测器 A 测得所有反应堆产生的事例的比值, 并且在每个探测器中都满足 $\sum_r \frac{T^{rA}}{T^A} = 1$ 。当最小化 α_r 的过程中, 非关联误差自动被部分抵消掉。所以近点探测器选取要特别的注意, 如果位置选取的好, 反应堆的非关联误差可能大部分抵消, 其对整个实验的灵敏度的影响将非常的小, 如果位置选取的不好, 或在反应堆分布复杂时只用一个近点探测器, 那么抵消后的剩余误差将有较大的影响约为1 - 2%。

- σ_D 表示来自探测器的关联误差，表现为所有探测器都一致的一些误差，如果使用相同的探测器，那么靶材料成分H/Gd的比，H/C比，在Gd上俘获中子的时间等产生的误差就是探测器的关联误差。借鉴Chooz等实验的经验， σ_D 一般约为1 - 2%，这部分关联误差几乎对整个实验的灵敏度不产生影响。
- σ_d 表示来自探测器的非关联误差，例如靶材料的总质量和运行时间等。估计约为0.5%。
- σ_B 表示本底带来的误差，由于本底存在较大不确定性，一般取为100%。

上述误差的大小或者引用了以前各反应堆中微子实验CHOOZ, Palo Verde和KamLAND的误差，或者根据模拟计算给出。这里 α_c , α_r , α_D 以及 α_d 是相应的随机变量，用来引入系统误差，相应于公式3-4中的 r'_j ，但是为了方便误差的表示，各个 α 不再归一化到一，而是归一化到一个标准偏差。每个测量值的非关联误差由统计误差和系统误差两部分组成，分别是统计误差 $\sqrt{T^A}$ ，探测器的系统误差 $T^A\sigma_d$ ，本底的统计误差 $\sqrt{B^A}$ 以及本底估计的误差 $B^A\sigma_B$ 。本底的大小 B^A 与探测器的岩石覆盖厚度和防护设计密切相关。 σ_c 与 σ_D 对所有测量都是完全关联的，反应堆的非关联误差 σ_r 对每个探测器而言则是部分关联的，其关联系数取决于每个反应堆对各探测器的贡献。在公式3-7中，对 χ^2 影响大的因素有振荡几率，即 M^A 与 T^A 的差，统计误差，非关联的探测器误差以及本底。关联的误差由于远近探测器的抵消，贡献非常小。

3.1.2 谱分析

如果存在振荡，除了总计数的减少外，由于不同能量的中微子振荡几率不同，还会存在能谱的扭曲。能谱相应于振荡几率的扭曲是存在振荡的确凿证据。联合分析总计数的减少与能谱的扭曲，一般会提高实验的敏感度。为了考察能谱的扭曲，将实验数据分为 N_{bin} 个能量区间，比较每个能量区间的观测值与期待值，得到如下的 χ^2 函数：

$$\chi^2 = \sum_{A=1}^3 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{\left[M_i^A - T_i^A \left(1 + \alpha_D + \alpha_c + \alpha_d^A + c_i + \sum_r \frac{T_i^A}{T_i^A} \alpha_r \right) - b^A B_i^A \right]^2}{T_i^A + T_i^{A2} \sigma_b^2 + B_i^A} + \frac{\alpha_c^2}{\sigma_c^2} + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{c_i^2}{\sigma_{shp}^2} + \frac{\alpha_D^2}{\sigma_D^2} + \sum_{A=1}^3 \left[\left(\frac{\alpha_d^A}{\sigma_d} \right)^2 + \left(\frac{b^A}{\sigma_B} \right)^2 \right], \quad (3-8)$$

其中用A标记不同的探测器，i标记不同的能量区间。除了在计数分析中提到的误差以外，还考虑了能谱的误差 σ_{shp} ，由本底减除带来的能量区间的非关联误差 σ_b 。能谱的误差

采用ILL实验[55]的测量结果，约为2%。 σ_{shp} 不同的能量区间是非关联的，但是不同探测器间却是关联的，所以这部分误差对实验的灵敏度影响很小。本底能谱有很大的不确定性，由本底减除带来的能量区间的非关联误差 σ_b 有较大的不确定性，在计算时取不同的值0.2%，0.5%和1%进行分析。探测器非关联误差与本底误差在此处对于同一探测器的不同能量区间而言是关联的，对于不同的探测器而言则是非关联的，因此处理方法不同于计数分析。

3.2 基线优化

我们可以利用 χ^2 分析对一般的反应堆中微子实验的基线长度优化。通过振荡的分析我们知道在90%的置信水平，对应 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ，最大的振荡出现基线长度为1800米~2000米的地方。但是还有其他一些因素对其有影响。

3.2.1 远探测器的基线优化

在利用反应堆测量 θ_{13} 的中微子实验中，最重要的物理目标为确定 θ_{13} 是否大于零，然后确定最可几的 θ_{13} 值。因此物理发现能力取决于在一定置信水平下，实验所能测量到的最小 θ_{13} 值。我们通过优化90%置信水平下（自由度 $n=1$ 时，即只考虑 χ^2 是 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的函数， $\chi^2 = 2.71$ ）实验对 θ_{13} 的敏感程度来确定最佳的基线。对一组包含 θ_{13} 振荡效应的测量值，假定没有振荡，然后利用 χ^2 进行假设检验。对应于最小化后的 χ^2 值等于2.71的 θ_{13} 值即为可探测到的最小的 θ_{13} 值。

大气中微子实验与长基线反应堆中微子实验给出的 Δm_{32}^2 值在 1.3×10^{-3} - $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 之间（90%的置信水平）。对反应堆中微子的能谱平均后，相应于 Δm_{32}^2 的最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ，振荡极大值在2200米左右。图3-3显示了不同 Δm_{32}^2 的取值情况下，振荡几率随距离的关系。振幅 $\sin^2 2\theta_{13}$ 与振荡频率无关，此处任意地取为0.05。振荡几率是决定基线长度的最主要的因素。

决定基线优化的另外一个重要的因素是统计量。由于中微子与物质的反应截面非常小，实验的统计量对一个高精度实验来说是非常关键的。反应堆释放的反中微子是各向同性的，因此反中微子流强与距离的平方成反比。如果设定一个实验的运行时间，那么采用较短的基线将会提高统计量，线性地减小统计误差。假如实验的统计量较小，系统误差相对于统计误差可以忽略，此时相应于 $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 的最优化基线为1500米。这是因为在1500米以上时，随着基线的减小，振荡几率的减小慢于统计误差的减小。假如实验的统计量很大，因而统计误差相对于系统误差可以忽略，那么最佳基线就是2200米的振荡极大处。实际情况总是介于二者之间。最优基线的长度与统计误差和系

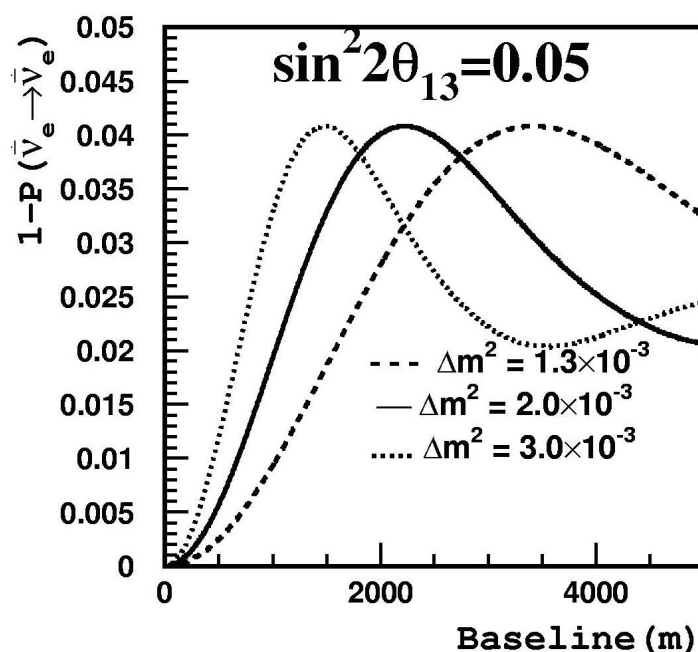


图 3-3 对能谱平均后的振荡几率与距离的关系。三条曲线包含了90%的置信水平下 Δm_{32}^2 的范围。其中实线相应于最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$,虚线相应于 $1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$,点线相应于 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 。

统误差的比值关系参见图3-4。

本底的大小与探测器的岩石覆盖密切相关，取决于具体的设计以及地理环境。对确定的本底大小，从公式3-7中 χ^2 的形式可以看出它对基线优化的影响类似于系统误差。

统计误差的大小主要取决于反应堆的总功率，探测器的有效质量，以及探测器距反应堆的距离。在现有的探测器技术条件下，总可以通过增加探测器的有效质量使得统计误差小于探测器的系统误差，通过增加地下实验室的岩石覆盖厚度和探测器的防护能力来使本底带来的误差小于系统误差，从而获得最佳的物理发现能力。在这种情况下，最佳基线长一般大于1800米。

考虑到实际的地理环境，可能最佳基线处并不合适建造地下实验室或岩石覆盖厚度不够，因此考察当基线偏离最佳长度时对物理探测能力的影响有着实际的意义。做为一个具体的例子，对一定的反应堆热功率和探测器总有效质量，固定探测器的系统误差以及本底水平，给出了实验对 θ_{13} 的敏感程度与基线选择的关系，如图3-4所示。当 $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ，最佳基线长在2000米左右，并且变化相对缓慢，这是因为统计误差与振荡几率相互弥补造成的。可以看出基线长度在1800米~2200米之间时,物理发现能力没有显著变化。

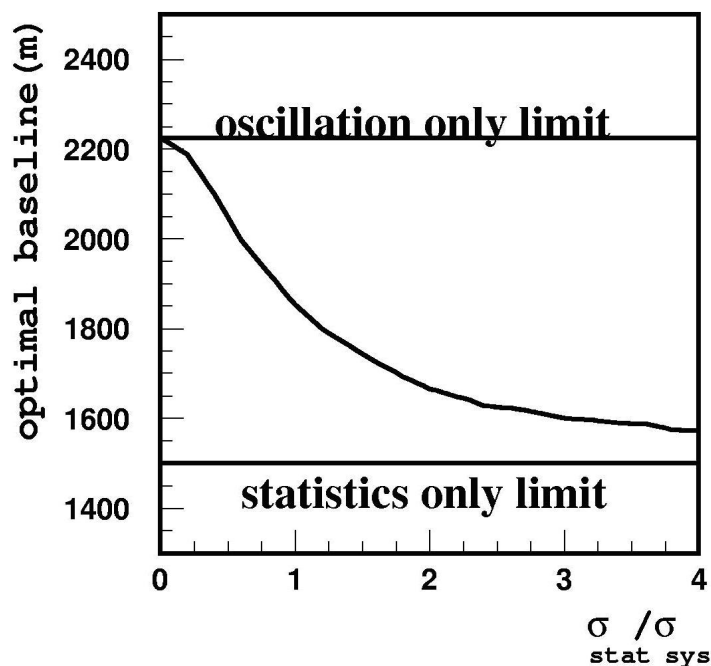


图 3-4 基线长度随统计误差和系统误差比值的变化关系。 σ_{sys} 是系统误差， σ_{stat} 是统计误差。上面一条直线表示仅考虑系统误差时的最优基线，下面一条直线表示仅考虑统计误差时的最优基线，曲线表示基线随统计误差和系统误差比值的不同而变化。

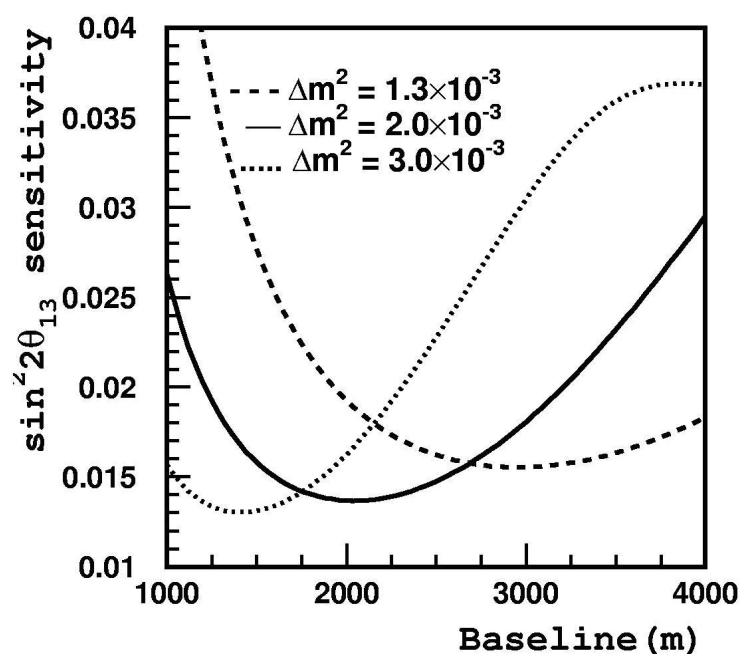


图 3-5 基线长度随统计误差和系统误差比值的变化关系。 σ_{sys} 是系统误差， σ_{stat} 是统计误差。上面一条直线表示仅考虑系统误差时的最优基线，下面一条直线表示仅考虑统计误差时的最优基线，曲线表示基线随统计误差和系统误差比值的不同而变化。

采用谱分析后, $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度对基线选择的敏感程度将会变化。由于本底减除的不确定, 在计算时 σ_b 分别取了不同的值 0.2%, 0.5% 和 1.0%, 图 3-6 中分别由三个图表示。对应 $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 不同的取值 σ_b , 基线的最优在 1500 米~2200 米变化都很平缓。综合考虑计数分析和谱分析, 远探测器的最佳基线应该在 1800 米~2200 米。

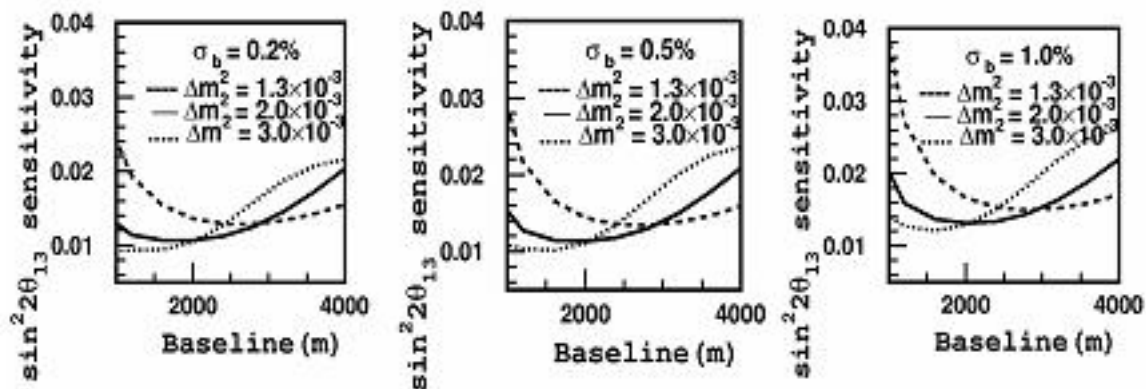


图 3-6 计数与能谱联合分析的最优化基线, $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度对基线选择的敏感程度。三个图分别表示 σ_b 取 0.2%, 0.5%, 1.0%。每个图中三条曲线包含了在 90% 的置信水平下 Δm_{31}^2 的范围。其中实线为最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 虚线为 $1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 点线为 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 。

3.2.2 近探测器的位置选取

近探测器位置的选择与振荡损失、反应堆误差抵消、以及岩石覆盖厚度有关系。决定本底水平的岩石覆盖厚度是一个重要的因素, 取决于具体的地理环境和工程设计, 在此不做讨论。一般来说岩石覆盖在 200 米以上的水当量才有可能测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 到 0.01, 而太靠近反应堆时不太可能有较厚的岩石覆盖。振荡损失的大小参见图 3-3, 当近探测器基线较大 (500 米) 时, 已经出现了一部分振荡效应, 在与远探测器做相对测量时将损失一部分测量能力。因此我们希望近探测器基线越小越好, 不要大于 500 米。另一方面, 反应堆的非关联误差 (功率涨落) 对各探测器来说不是完全抵消的, 抵消的程度与探测器的位置密切相关。一般来说离反应堆较远的时候抵消较好。

反应堆误差的抵消在 χ^2 最小化时会自动实现, 因此可以通过分析不同近探测器位置的物理发现能力来确定最佳的位置。为了更直观地理解, 我们根据简单的误差传播导出一般原则, 并得到与 χ^2 分析一致但明显显示出误差抵消的结果。

我们可以通过近探测器的观测量来预言无振荡情况下远探测器的期待值, 与远探测器的测量值相比较即可确定有无振荡发生。假定在近探测器处观测到 M_n 个事例, 在远探测器观测到 M_f 个事例, 用 ν_r 表示单位距离上第 r 个反应堆的中微子事例数, L_{nr} 和 L_{fr} 分别表示近、远探测器到反应堆 r 的距离。这样, 远探测器的无振荡期待值为

$$T_f = \rho M_n, \quad \rho = \sum_r \frac{\nu_r}{L_{fr}^2} \bigg/ \sum_r \frac{\nu_r}{L_{nr}^2} \quad (3-9)$$

即我们通过基线及反应堆的功率来预言远近探测器事例率的比，这样由于功率涨落带来的误差只通过比值出现，因而可以大部分抵消。由功率涨落带来的误差为

$$\frac{\delta T_f}{T_f} = \frac{\delta \rho}{\rho} = \sqrt{\sum_r \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \nu_r} \delta \nu_r \right]^2} = \frac{\delta \nu_r}{\nu_r} \sqrt{\sum_r [\omega_f^r - \omega_n^r]^2} \quad (3-10)$$

反应堆的关联误差已经完全消去， $\delta \nu_r$ 为非关联误差， ω_f^r 与 ω_n^r 为第 r 个反应堆在远近探测器中贡献的分量。因此应该尽量使每个反应堆在远近探测器中的贡献分量相同，以最大程度地抵消误差。如果只有两个反应堆，对于固定的远探测器，总可以得到一系列近点的位置，使得 $\omega_f^r = \omega_n^r$ ，非关联误差可以完全抵消。对多个反应堆，则存在一定的残余误差。如果反应堆较多，分散而且不对称（例如大亚湾或日本的Kashiwazaki），误差不会完全抵消。一般来说反应堆的非关联误差在2%的量级，对大亚湾来说，采用一个近探测器的情况下，反应堆残余误差约为0.3%，超出了精确测量 θ_{13} 可以允许的范围。可以采用两个近探测器，分别对两组反应堆进行测量。类似于对一个近探测器情况的推导，可以算出两个近探测器情况下的误差。当基线为150米时，残余误差约为0.14%，基线为500米时约为0.06%，均符合误差要求。

联合考虑反应堆误差的抵消与振荡损失，可以用 χ^2 分析固定远探测器后，改变近探测器的位置来得到探测能力随位置的变化。以大亚湾核电厂的反应堆位置为例，考察两个近探测器的情况，图3-7中不同的曲线表示不同的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度，由内向外逐步增加。由图看出，对一定的基线长度，最佳的近探测器位置大致在其相对应的反应堆群的垂直平分线附近。

3.2.3 大亚湾反应堆实验的远近探测器的位置的选取

具体就大亚湾反应堆中微子实验而言，大亚湾附近有足够多的岩石可以防护宇宙线 μ 产生的大量中子本底。图3-9是大亚湾附近的山体三维图。选取远近探测器的位置时除了要考虑上面分析的所有因素外，还要考虑具体的山体的形状，尽量在优化的基线附近选取岩石层较厚的地方。宇宙线 μ 通过Gassier公式[56]描述其在空气中的能谱和角分布。

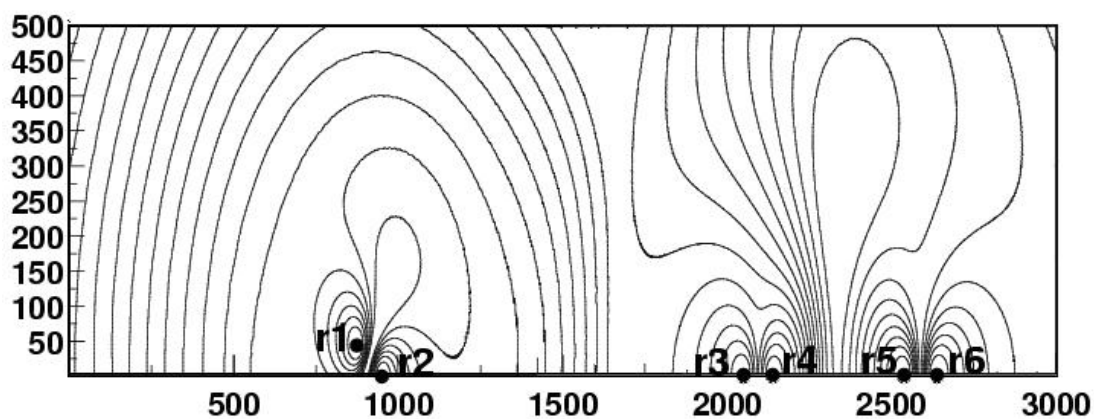


图 3-7 近探测器位置的选择。r1-r6表示反应堆，不同的曲线表示不同的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度，由内到外逐渐增加。

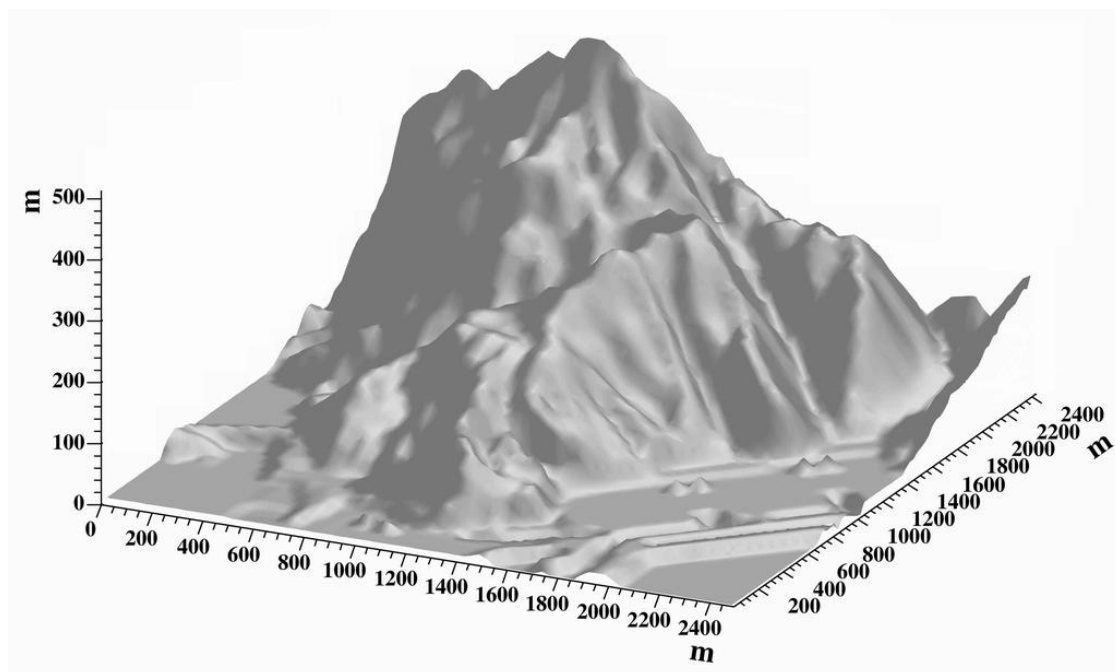


图 3-8 大亚湾反应堆附近的山体三维图。

$$\frac{dI_\mu}{dE_\mu d\cos\theta} = 0.14 \left(\frac{E_\mu}{\text{GeV}} \left(1 + \frac{4\text{GeV}}{E_\mu (\cos\theta^*)^{1.2}} \right) \right)^{-2.7} \times \left[\left(1 + \frac{1.1E_\mu \cos\theta^*}{115\text{GeV}} \right)^{-1} + 0.054 \times \left(1 + \frac{1.1E_\mu \cos\theta^*}{850\text{GeV}} \right)^{-1} \right] \quad (3-11)$$

其中 E_μ 是 μ 的能量，单位是GeV， θ 是 μ 的天顶角。参数 θ^* 是观测的天顶角，可以表示为

$$\cos\theta^* = \sqrt{\frac{(\cos\theta)^2 + p_1^2 + p_2(\cos\theta)^{p_3} + p_4(\cos\theta)^{p_5}}{1 + p_1^2 + p_2 + p_4}}, \quad (3-12)$$

Gaisser公式不能描述大的天顶角和低能的 μ ，因此要对其修正，与实验组中的关梦云修

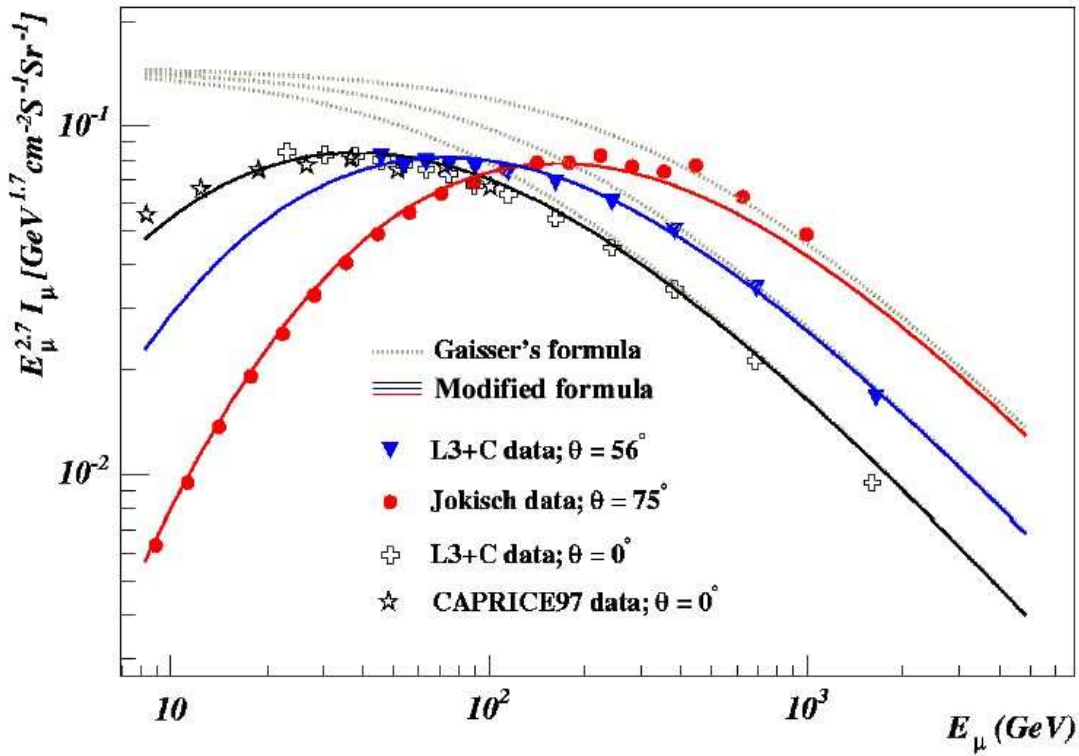


图 3-9 修正后的Gaisser公式和实验数据比较。实线表示修正后的Gaisser公式，虚线表示标准的Gaisser公式

正了Gaisser公式，修正后的公式为

$$\frac{dI_\mu}{dE_\mu d\cos\theta} = 0.14 \left(\frac{E_\mu}{\text{GeV}} \left(1 + \frac{3.64\text{GeV}}{E_\mu (\cos\theta^*)^{1.29}} \right) \right)^{-2.7}$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{1.1 E_{\mu} \cos \theta^*}{115 \text{ GeV}} \right)^{-1} + 0.054 \times \left(1 + \frac{1.1 E_{\mu} \cos \theta^*}{850 \text{ GeV}} \right)^{-1} \right] \quad (3-13)$$

如图3-9修正后的数据和各个实验数据符合的很好。

通过MUSIC[57]软件模拟 μ 从大气中穿过山体进入地下实验室的能量和角度分布。 μ 的流强和平均能量在大亚湾近点，岭澳近点和远点分别为1.19 Hz/m²和55 GeV, 0.94Hz/m²和55 GeV, 及0.045 Hz/m²和136 GeV。

μ 在地下探测器处的能谱如图3-10，其中（a），（b），（c）分别表示大亚湾近点的能谱，岭澳近点的能谱和远点的能谱。

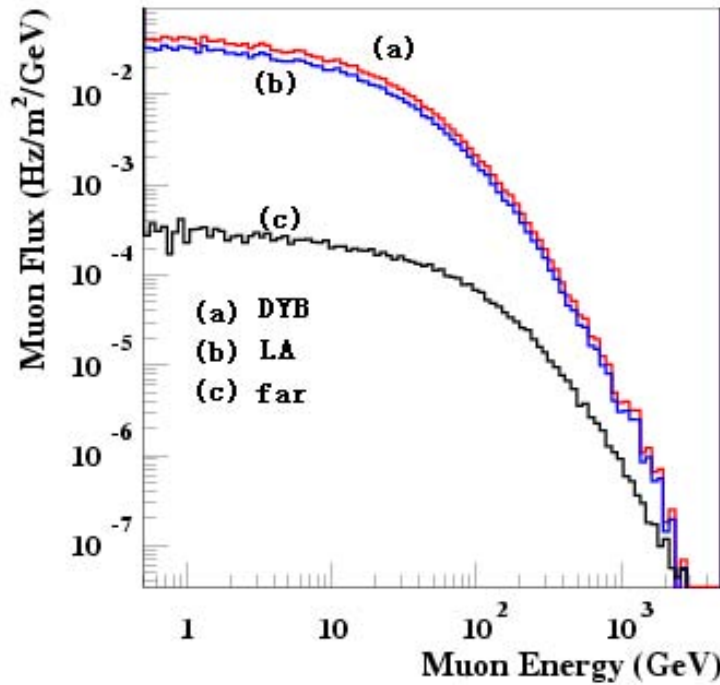


图 3-10 (a)表示大亚湾近点的能谱，(b)表示岭澳近点的能谱，(c)表示远点的能谱。

通过上面的基线优化，在大亚湾的两个近点和一个远点的附近几百米的范围内用MUSIC算出若干个位置点的 μ 的平均能量和流强，由于本底 $\propto E_{\mu}^{0.74}$ 从而算出的主要的本底（同位素本底 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ ）和信号的比值，如表3-1，3-2，3-3是和关梦云合作完成。

大亚湾反应堆中微子实验中我们可以很好的了解本底的能谱，比较精确的测量或者计算出实验的本底能谱，它们与中微子信号能谱的比较图见2-9,和本底相关的误差 σ_f^A , σ_n^A , σ_s^A 。 F_i^A , S_i^A 和 N_i^A 分别表示快中子本底，同位素 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 本底和偶然本底三种反应堆的主要本底来源。这些本底的能谱因此由本底减除引起的能量区间的不确定性可以忽略。虽然知道了本底能谱的形状，但是每种本底能谱的事例率却有很大的不确定

LA site (m) (2020, 1100)	Overburn (m.w.e)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (Gev)	Background/signal
1976, 1476	99	1.26	53	0.00303
1976, 1426	103	1.39	51	0.00326
1976, 1376	84	2.23	42	0.00115
1976, 1326	37	6.04	26	0.00277
1976, 1276	20	14.24	19	0.00317
1976, 1226	20	14.94	19	0.00614
1976, 1176	18	16.09	18	0.00472
1926, 1476	116	0.93	59	0.00235
1926, 1426	107	1.108	56	0.00264
1926, 1376	84	1.72	47	0.00193
1926, 1326	56	3.55	34	0.00396
1926, 1276	20	11.49	20	0.0078
1926, 1226	20	14.76	19	0.0114
1926, 1176	20	15.09	19	0.00386
1876, 1476	121	0.81	62	0.00413
1876, 1426	102	1.11	54	0.00220
1876, 1376	73	1.87	43	0.00620
1876, 1326	48	3.71	33	0.00313
1876, 1276	29	7.07	25	0.00593
1876, 1226	20	14.31	19	0.00640
1876, 1176	20	14.87	19	0.0107
1826, 1476	115	0.80	60	0.00170
1826, 1426	87	1.27	49	0.00129
1826, 1376	57	2.38	37	0.00374
1826, 1326	35	4.25	30	0.00481
1826, 1276	37	5.78	27	0.00292
1826, 1226	28	7.81	25	0.00746
1826, 1176	20	14.02	19	0.00621
1776, 1476	102	0.84	56	0.00370
1776, 1426	75	1.38	46	0.00139
1776, 1376	49	2.40	36	0.00473
1776, 1326	49	3.07	34	0.00366
1776, 1276	47	3.56	34	0.00529
1776, 1226	45	4.64	30	0.00514
1776, 1176	30	7.007	25	0.00198
1726, 1476	96	0.83	55	0.00470
1726, 1426	70	1.25	47	0.00234

LA site (m) (2020, 1100)	Overburn (m.w.e)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (Gev)	Background/signal
1726, 1376	68	1.65	42	0.00559
1726, 1326	75	1.82	43	0.00325
1726, 1276	65	2.069	42	0.00724
1726, 1226	63	2.59	39	0.00777
1726, 1176	49	3.68	33	0.00485
1676, 1476	97	0.72	57	0.00477
1676, 1426	82	0.94	52	0.00133
1676, 1376	92	1.076	51	0.00549
1676, 1326	94	1.18	51	0.00538
1676, 1276	86	1.40	48	0.00315
1676, 1226	75	1.80	44	0.00201
1676, 1176	57	2.38	39	0.00319
1626, 1476	98	0.57	62	0.00251
1626, 1426	111	0.67	59	0.00397
1626, 1376	115	0.77	58	0.00610
1626, 1326	98	0.91	55	0.00357
1626, 1276	82	1.16	51	0.00522
1626, 1226	69	1.49	46	0.00104
1626, 1176	64	1.73	44	0.00311
1576, 1476	127	0.43	68	0.00343
1576, 1426	134	0.51	67	0.00281
1576, 1376	116	0.60	64	0.00688
1576, 1326	104	0.75	58	0.00308
1576, 1276	85	0.99	52	0.00549
1576, 1226	77	1.22	49	0.00826
1576, 1176	80	1.3219	48	0.00297
1526, 1476	160	0.34	75	0.00150
1526, 1426	140	0.40	72	0.00301
1526, 1376	127	0.48	68	0.00421
1526, 1326	117	0.62	62	0.00255
1526, 1276	91	1.79	55	0.00154
1526, 1226	87	0.95	53	0.00277
1526, 1176	92	0.99	53	0.00567

表 3-1 岭澳近点的本底和信号的比值表

DYB site (m) (1010,160)	Overburdern (m)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (GeV)	Background/signal
1002.79, 697.23	100	0.84	58	0.00386
1002.79, 647.23	90	1.082	53	0.00415
1002.79, 597.23	82	1.39	49	0.00432
1002.79, 547.23	62	1.78	44	0.00385
1002.79, 497.23	68	2.034	42	0.00346
1002.79, 447.23	62	2.45	40	0.00347
1002.79, 397.23	48	3.96	33	0.00377
1002.79, 347.23	27	8.31	24	0.00250
1002.79, 297.23	21	14.38	19	0.00225
1002.79, 247.23	9	33.86	13	0.00125
1202.79, 547.23	94	1.22	51	0.00349
1202.79, 497.23	105	1.17	54	0.00306
1202.79, 447.23	91	1.37	51	0.00292
1102.79, 697.23	128	0.65	64	0.00305
1102.79, 647.23	116	0.77	60	0.00312
1102.79, 597.23	100	0.89	59	0.00311
1102.79, 547.23	101	1.0098	57	0.00296
1102.79, 497.23	97	1.17	54	0.00275
1102.79, 447.23	80	1.56	48	0.00267
1102.79, 397.23	62	2.56	39	0.00283
1102.79, 347.23	35	5.12	29	0.00322
1102.79, 297.23	26	8.87	23	0.00459
1102.79, 247.23	23	14.44	20	0.00131
1052.79, 697.23	111	0.69	63	0.00330
1052.79, 647.23	104	0.85	58	0.00342
1052.79, 597.23	92	1.062	54	0.00350
1052.79, 547.23	75	1.28	51	0.00341
1052.79, 497.23	83	1.46	49	0.00303
1052.79, 447.23	75	1.86	46	0.00290
1052.79, 397.23	57	3.06	37	0.00302
1052.79, 347.23	31	6.24	27	0.00325
1052.79, 297.23	25	10.54	22	0.00306
1052.79, 247.23	12	23.53	15	0.00141
1152.79, 597.23	107	0.95	56	0.00325
1152.79, 547.23	110	0.98	57	0.00296
1152.79, 497.23	103	1.008	56	0.00275

DYB site (m) (1010,160)	Overburdern (m)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (GeV)	Background/signal
1152.79, 447.23	78	1.43	50	0.00273
1152.79, 397.23	61	2.22	41	0.00290
1152.79, 347.23	45	4.04	32	0.00327
1152.79, 297.23	30	7.54	25	0.00346
1152.79, 247.23	25	11.45	12	0.00268

表 3-2 大亚湾近点的本底和信号的比值表

Far site (m)	Overburdern (m)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (GeV)	Background/signal
919, 2464	403	0.026	149	0.00586
919, 2414	417	0.027	148	0.00079
919, 2364	414	0.029	148	0.00235
919, 2314	384	0.031	145	0.00134
919, 2264	355	0.033	142	0.00130
919, 2214	340	0.036	140	0.00226
919, 2164	338	0.039	138	0.00262
919, 2114	325	0.043	134	0.00147
919, 2064	299	0.048	132	0.00310
869, 2464	436	0.024	152	0.00090
869, 2414	443	0.025	152	0.0023
869, 2364	416	0.027	150	0.00166
869, 2314	386	0.029	148	0.00412
869, 2264	368	0.031	146	0.00073
869, 2214	359	0.034	142	0.00182
869, 2164	330	0.038	139	0.00193
869, 2114	315	0.041	137	0.00152
869, 2064	313	0.046	133	0.00291
819, 2464	468	0.022	156	0.00244
819, 2414	452	0.024	154	0.00292
819, 2364	427	0.026	151	0.00108
819, 2314	408	0.028	148	0.00181
819, 2264	384	0.030	146	0.00182
819, 2214	360	0.033	145	0.00363

Far site (m)	Overburdern (m)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (GeV)	Background/signal
819, 2164	347	0.037	141	0.00181
819, 2114	338	0.040	138	0.00169
819, 2064	335	0.045	134	0.00292
769, 2464	488	0.022	158	0.00146
769, 2414	462	0.023	155	0.00210
769, 2364	437	0.025	154	0.00119
769, 2314	415	0.027	150	0.00082
769, 2264	387	0.030	147	0.00141
769, 2214	372	0.033	142	0.00257
769, 2164	370	0.036	140	0.00525
769, 2114	350	0.040	139	0.00180
769, 2064	344	0.044	136	0.00086
719, 2464	487	0.021	158	0.00212
719, 2414	460	0.022	156	0.00133
719, 2364	419	0.025	152	0.00106
719, 2314	398	0.027	150	0.00296
719, 2264	383	0.030	145	0.00153
719, 2214	363	0.033	144	0.00163
719, 2164	364	0.036	141	0.00226
719, 2114	355	0.040	139	0.00273
719, 2064	344	0.044	136	0.00417
669, 2464	455	0.021	158	0.00362
669, 2414	443	0.023	156	0.00206
669, 2364	428	0.025	153	0.001
669, 2314	394	0.028	148	0.00228
669, 2264	366	0.030	146	0.0018
669, 2214	350	0.034	144	0.00115
669, 2164	336	0.037	139	0.00246
669, 2114	331	0.042	137	0.00132
669, 2064	321	0.046	134	0.00235
619, 2464	449	0.021	158	0.00241
619, 2414	418	0.023	155	0.00117
619, 2364	403	0.026	152	0.00133
619, 2314	398	0.028	147	0.00367
619, 2264	383	0.031	145	0.00159
619, 2214	360	0.035	140	0.00137
619, 2164	342	0.039	138	0.00291

Far site (m)	Overburdern (m)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (GeV)	Background/signal
619, 2114	331	0.044	135	0.00427
619, 2064	329	0.049	133	0.00121
569, 2464	436	0.022	156	0.00155
569, 2414	432	0.024	152	0.00143
569, 2364	403	0.027	149	0.00565
569, 2314	370	0.030	145	0.00307
569, 2264	347	0.033	142	0.00490
569, 2214	344	0.037	139	0.00259
569, 2164	327	0.042	135	0.00270
569, 2114	329	0.047	131	0.00172
569, 2064	324	0.053	129	0.00590
519, 2464	413	0.023	155	0.00146
519, 2414	414	0.025	151	0.00153
519, 2364	398	0.028	146	0.00263
519, 2314	367	0.032	143	0.00184
519, 2264	337	0.036	139	0.00273
519, 2214	314	0.040	137	0.00233
519, 2164	303	0.046	132	0.00267
519, 2114	307	0.051	128	0.00223
519, 2064	303	0.059	125	0.00197
469, 2464	402	0.024	151	0.00204
469, 2414	388	0.027	148	0.004
469, 2364	397	0.030	143	0.00391
469, 2314	376	0.034	141	0.00202
469, 2264	345	0.039	136	0.00323
469, 2214	314	0.044	131	0.00253
469, 2164	291	0.050	127	0.00263
469, 2114	280	0.057	125	0.00249
469, 2064	280	0.066	121	0.00276
419, 2464	391	0.026	148	0.00331
419, 2414	365	0.029	145	0.00361
419, 2364	376	0.032	140	0.00149
419, 2314	351	0.037	138	0.00202
419, 2264	337	0.042	133	0.00344
419, 2214	317	0.048	129	0.00601
419, 2164	301	0.056	125	0.00269
419, 2114	273	0.065	120	0.00746

Far site (m)	Overburdern (m)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (GeV)	Background/signal
419, 2064	261	0.076	117	0.00310
369, 2464	374	0.028	146	0.00278
369, 2414	352	0.031	143	0.00148
369, 2364	342	0.035	138	0.00328
369, 2314	347	0.041	134	0.00427
369, 2264	320	0.047	130	0.00454
369, 2214	297	0.054	126	0.00724
369, 2164	287	0.063	122	0.00292
369, 2114	272	0.074	116	0.00481
369, 2064	260	0.087	111	0.00656
319, 2464	391	0.026	148	0.00352
319, 2414	367	0.034	141	0.00625
319, 2364	338	0.039	138	0.00291
319, 2314	324	0.045	132	0.00650
319, 2264	321	0.052	127	0.00637
319, 2214	308	0.061	121	0.00353
319, 2164	284	0.072	117	0.00331
319, 2114	263	0.086	112	0.00527
319, 2064	242	0.103	105	0.00763
269, 2464	412	0.034	140	0.01
269, 2414	379	0.039	136	0.00311
269, 2364	344	0.044	132	0.00184
269, 2314	320	0.051	128	0.00403
269, 2264	302	0.059	124	0.0109
269, 2214	302	0.069	119	0.00278
269, 2164	295	0.083	113	0.00637
269, 2114	269	0.099	107	0.00982
269, 2064	239	0.122	102	0.00559
219, 2464	382	0.038	134	0.005
219, 2414	369	0.043	132	0.0022
219, 2364	356	0.050	138	0.00657
219, 2314	331	0.058	123	0.00936
219, 2264	313	0.068	119	0.00333
219, 2214	294	0.080	114	0.0133
219, 2164	284	0.072	117	0.00898
219, 2114	263	0.08	112	0.00345
219, 2064	242	0.103	105	0.00781

Far site (m)	Overburden (m)	Muon flux (Hz/m ²)	Mean energy (GeV)	Background/signal
169, 2464	367	0.043	132	0.00161
169, 2414	344	0.050	127	0.00715
169, 2364	325	0.057	124	0.00366
169, 2314	316	0.067	118	0.00599
169, 2264	304	0.080	113	0.00885
169, 2214	290	0.096	108	0.00457
169, 2164	266	0.115	103	0.00618
169, 2114	231	0.142	96	0.00179
169, 2064	210	0.178	90	0.00352

表 3-3 远点的本底信号比值表

性。表2-4给出了各种本底和信号的比率关系。快中子的事例率 $F^A = \sum_i F_i^A$ 与中微子信号($T^A = \sum_i T_i^A$)的比值在近探测器(A=1,2)是0.14%，在远探测器(A=3)是0.08%。同位素 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 的事例率 $S^A = \sum_i S_i^A$ 在近探测器处是中微子信号 T^A 的0.5%，远探测器是中微子信号的0.2%。偶然本底 $N^A = \sum_i N_i^A$ 是信号 T^A 的0.05。假设快中子和偶然本底的不确定是100%，通过模拟同位素 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 本底在近探测器的不确定性是60%，远探测器的同位素 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 本底的不确定性是50% 也就是说 $\sigma_f^A = \sigma_n^A = 100\%$ ， $\sigma_s^{1,2} = 60\%$ ， $\sigma_s^3 = 50\%$ 。

所以 χ^2 谱分析可以修改成为

$$\chi^2 = \sum_{A=1}^3 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{\left[M_i^A - T_i^A \left(1 + \alpha_D + \alpha_c + \alpha_d^A + c_i + \sum_r \frac{T_i^r A}{T_i^A} \alpha_r \right) - \alpha_f^A F_i^A - \alpha_n^A N_i^A - \alpha_s^A S_i^A \right]^2}{T_i^A + T_i^{A2} \sigma_b^2} + \frac{\alpha_c^2}{\sigma_c^2} + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{c_i^2}{\sigma_{shp}^2} + \frac{\alpha_D^2}{\sigma_D^2} + \sum_{A=1}^3 \left[\left(\frac{\alpha_d^A}{\sigma_d} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_f^A}{\sigma_f} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_n^A}{\sigma_n} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_s^A}{\sigma_s} \right)^2 \right] \quad (3-14)$$

由此可以优化出大亚湾远近探测器的放置位置。如图3-11 如果不考虑 μ 的死时间，远近探测的最佳位置在五角星形图标处，特别是近点的探测器距离反应堆很近，此处的岩石覆盖很薄， μ 的流强很大，而且是在反应堆的垂直平分线上。如果考虑到 μ 的死时间，探测器的最佳位置在三角形的图标处，偏离了反应堆的垂直平分线。

3.2.4 结论

基线的选取与振荡几率，系统误差，统计误差，以及本底水平有关。在现有探测器条件下，要达到最佳的物理发现能力，远探测器的最佳基线应在1800米到2200米之间。在这个范围内实验的灵敏度对基线长度不敏感。为了最大限度地抵消反应堆功率涨落带

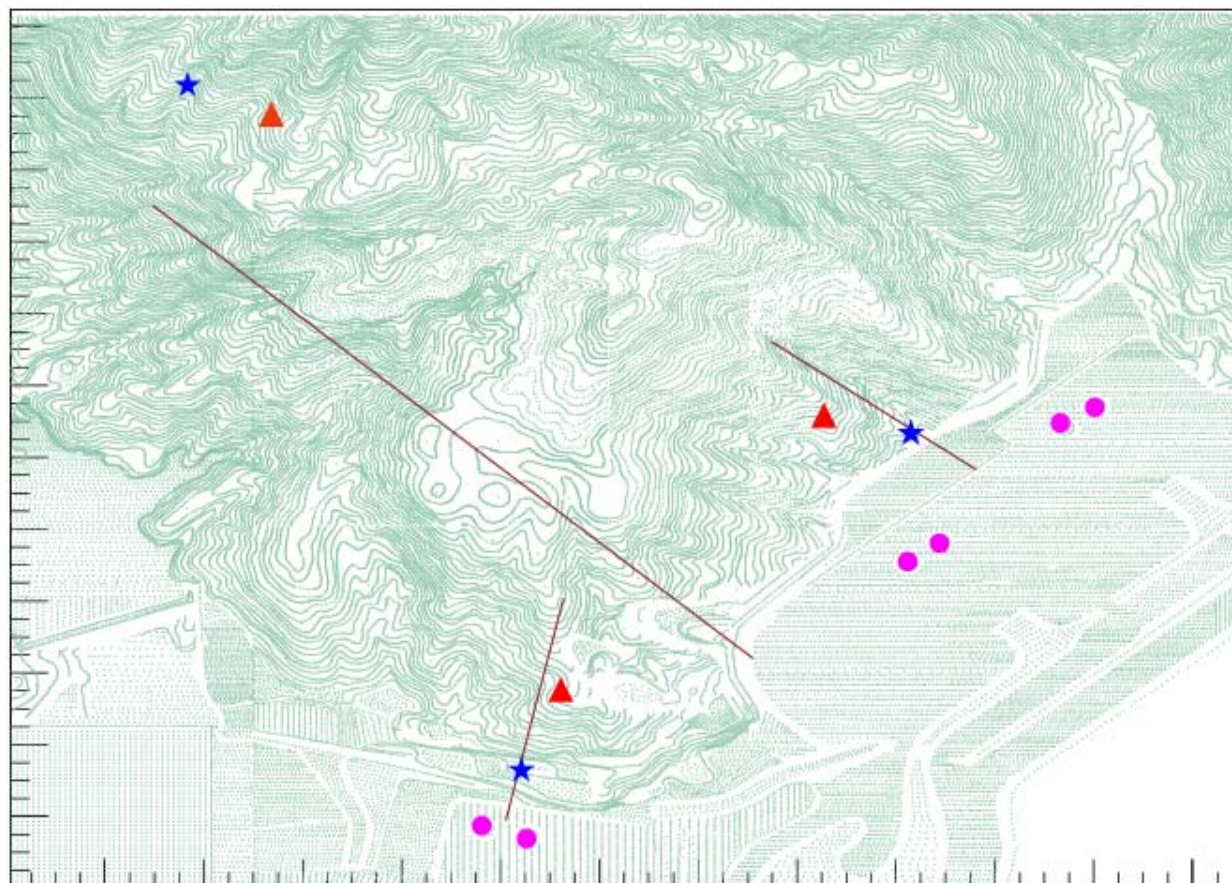


图 3-11 大亚湾远近探测器的放置位置，圆形表示反应堆，直线是反应堆的垂直平分线。五角星形是没考虑 μ 的死时间优化的位置，三角形是考虑了 μ 的死时间后的优化位置。

来的误差，近探测器的位置取决于反应堆群的分布，一般来说大致在相应反应堆群的垂直平分线附近。如果考虑到岩石的防护作用，需要具体优化，将偏离反应堆群的垂直平分线。

3.3 影响大亚湾反应堆中微子实验灵敏度的其他因素

通过 χ^2 的谱分析，研究探测器的亮度（运行时间和探测器靶质量）对实验测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度的影响。

在90%的置信水平下， $\Delta m_{32}^2 = 2.0 \times 10^{-3} eV^2$ ，如果近探测器的两个模块，每个模块质量是20吨，远探测四个模块，总质量80吨，探测器放置在优化后的位置，通过 χ^2 的谱分析，其他误差如上面提到的。图3-12给出了实验的运行时间与 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度的关系。如果实验运行一年后， $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度可以达到0.014，运行三年后 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度可以达到小于0.01。

如果运行时间是三年，在90%的置信水平下， $\Delta m_{32}^2 = 2.0 \times 10^{-3} eV^2$ ，通过 χ^2 的谱分析，可以在图3-13中看出探测器的大小和 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度的关系，图中当探测器

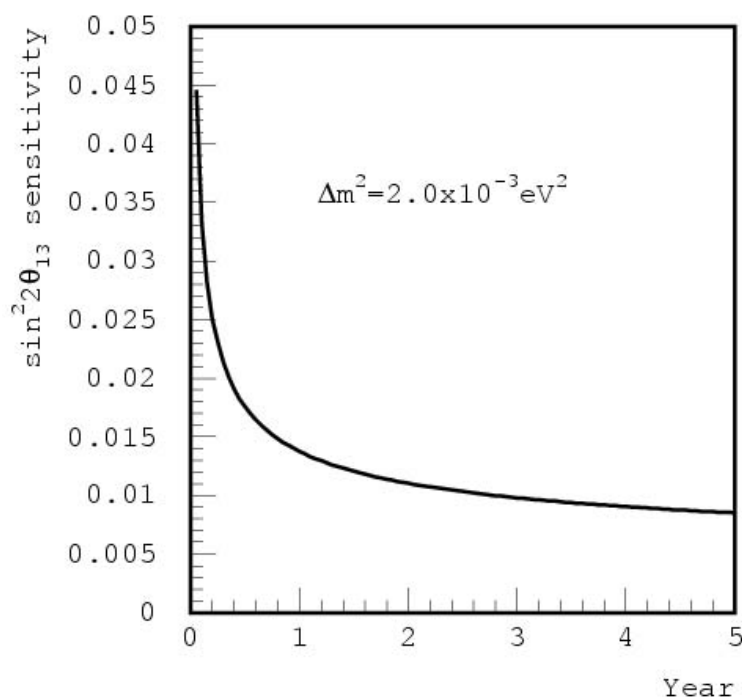


图 3-12 大亚湾反应堆中微子实验的运行时间对实验灵敏度的影响

的质量达到80~100吨后， $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度变化缓慢，可以说并不是探测器越大越好。图3-14给出大亚湾实验运行三年，每个模块20吨，远探测器总质量80吨，所能测得的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度和 Δm_{32}^2 的关系图。阴影部分是90%的置信水平下， Δm_{32}^2 的置信区间，那么当 $\Delta m_{32}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ， $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度能够达到0.01。

3.4 大亚湾反应堆中微子实验可能的采用的几种实验方案

在大亚湾我们可以采用远，近，中探测器几种不同的组合方案测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ ，不同的探测器地点的统计性不同，相互之间可以检验。

主要考虑四种方案：大亚湾反应堆群附近的一个近点探测器与中点探测器测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的方案（Near+Mid）；大亚湾反应堆群附近和岭澳反应堆群附近的各放一个近探测器与远点探测器测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 方案（Near+Far）；中点探测器与远点探测器测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 方案（Mid+Far）；大亚湾反应堆群附近和岭澳反应堆群附近的各放一个近探测器与中点探测器再与远点探测器一起测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 方案（Near+Mid+Far）。如图3-15,如果大亚湾反应堆群附近放置近探测器和中点探测器方案在其他实验大厅没完成前先运行一年。这个实验方案开始一年后，测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 精度可以达到0.03。图3-16，与Double Chooz的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度的比较。（a）表示Double Chooz实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与时间的关系曲线，（b）表示Mid+DYB方案 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与时间的关系曲线，如果运行时间为一年，Mid+DYB方案 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度可以达到0.03，而且比Double Chooz实验的测量精度

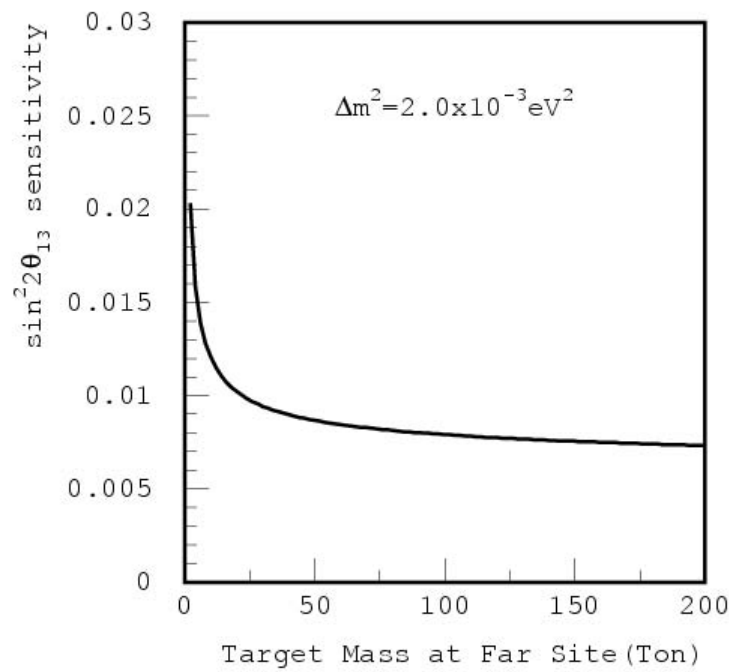


图 3-13 大亚湾反应堆中微子实验的探测器质量对实验灵敏度的影响

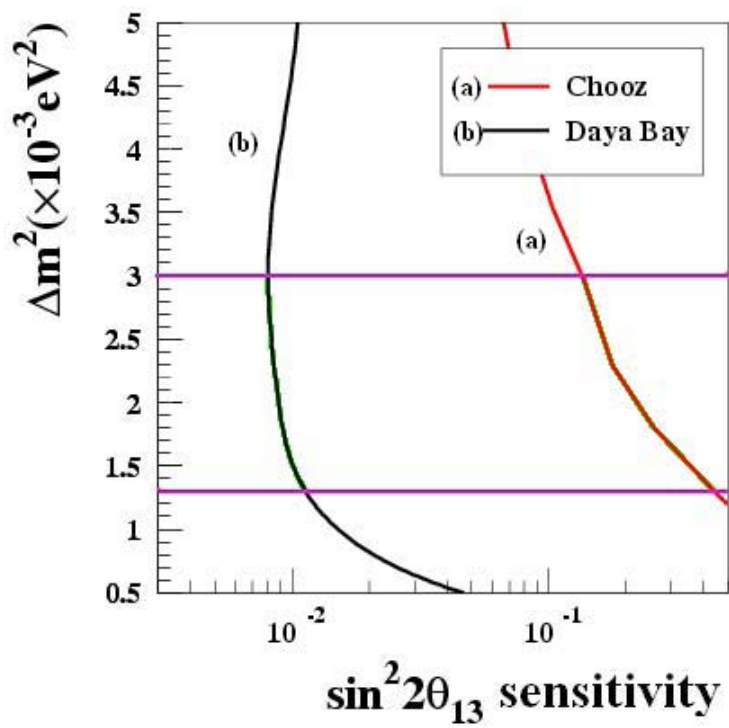


图 3-14 大亚湾反应堆中微子实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度和 Δm^2_{32} 的关系图。(b)是大亚湾实验 $\sin^2 2\theta_{13}$ 可以达到的灵敏度，(a)是Chooz实验 $\sin^2 2\theta_{13}$ 可以达到的灵敏度。



图 3-15 大亚湾反应堆中微子实验的Mid+DYB方案

高。这个实验方案可以估计潜在的系统误差和本底，对将来提高 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.01$ 的实验精度提供了经验。实验将采用大亚湾反应堆群附近和岭澳反应堆群附近的各放一个近探

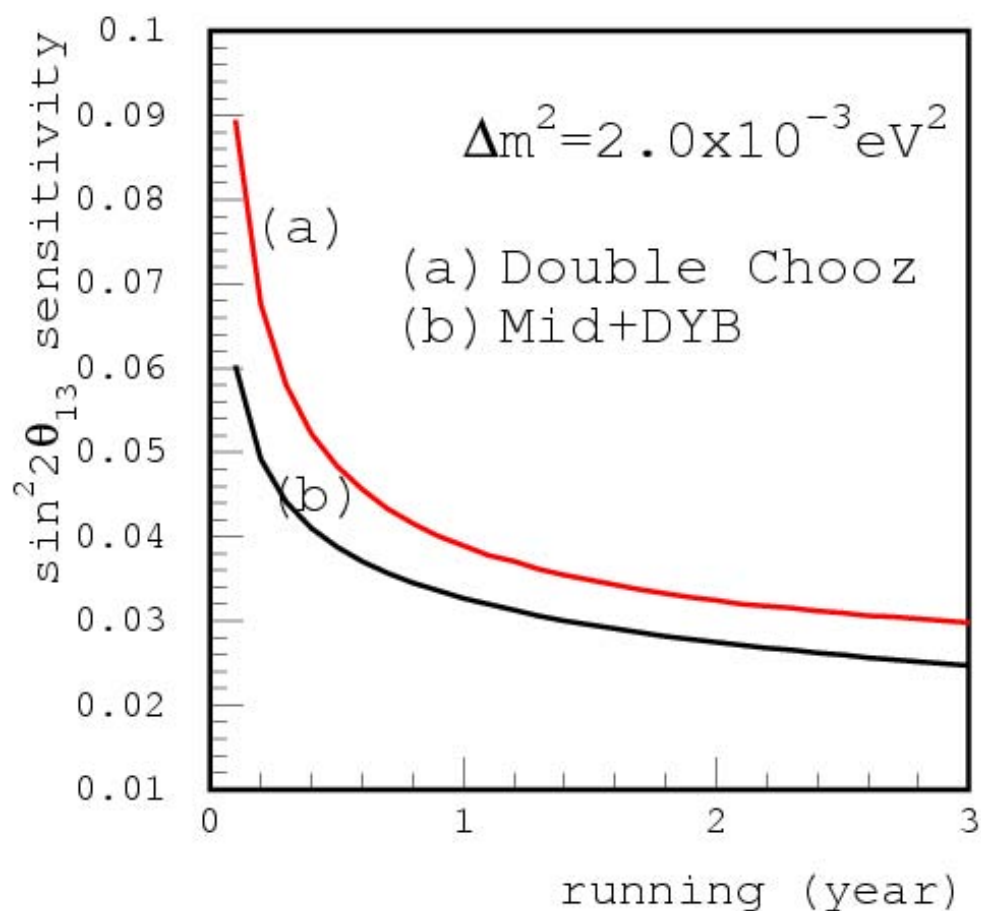


图 3-16 大亚湾反应堆中微子实验Mid+DYB方案与Double Chooz的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度的比较。(a)是Double Chooz实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与时间的关系曲线，(b)是Mid+DYB方案 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与时间的关系曲线。

测器与远点探测器测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 方案，实验运行三年，测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度将达到0.01。如果采用中点和远点探测器测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ ，与Near+Far方案比，中点的振荡效应变大，而且反应堆误差抵消也不是很好，所以 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度要比Near+Far方案差，如图3-17，

(c)是Mid+Far方案测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度，(b)是Near+Far方案测量的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度曲线。如果采用Near+Mid+Far方案与Near+Far方案比较，如图3-17，图中(a)表示Near+Mid+Far方案测量的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度曲线随 Δm_{32}^2 增大而与Near+Far方案测量的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度曲线(b)分开。表3-4给出了几种实验方案的比较。

3.5 其他实验与大亚湾反应堆中微子实验灵敏度的比较

目前世界上与大亚湾反应堆中微子实验竞争的实验还有Kaska, Double Chooz和Braidwood等。Double Chooz实验是在原有的Chooz实验的基础上准备进行，

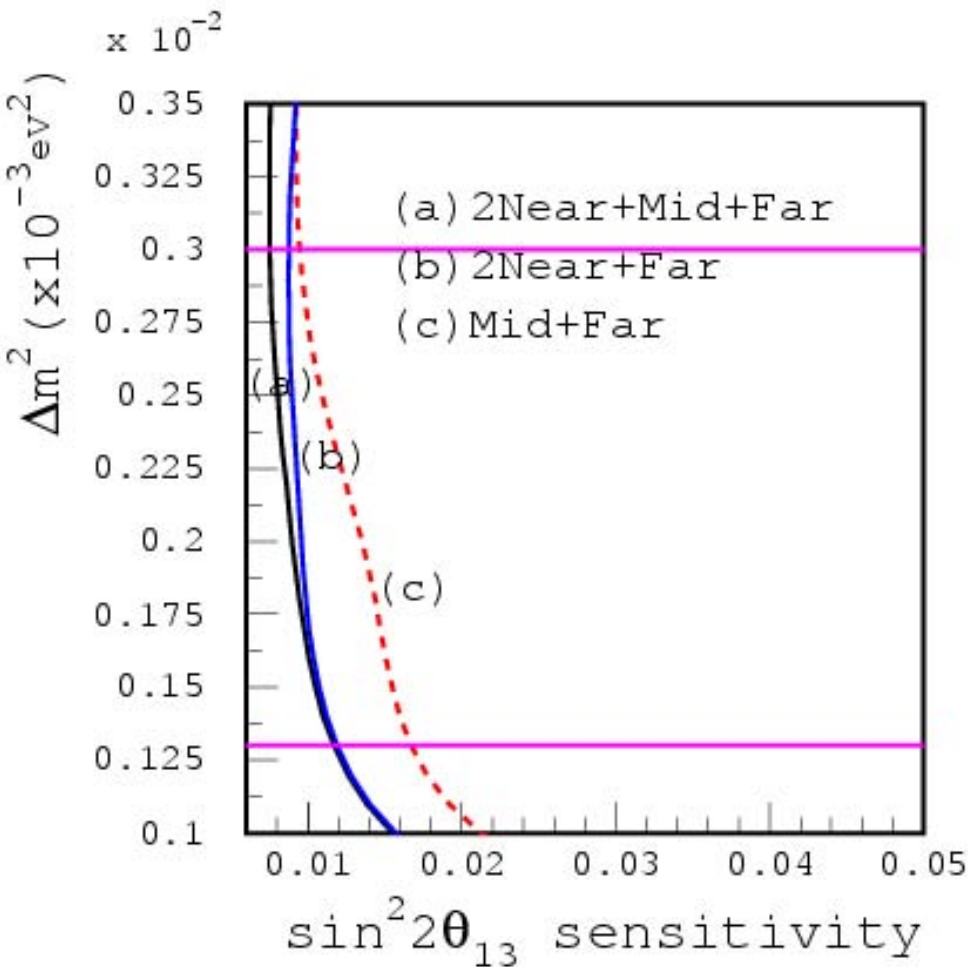


图 3-17 几种大亚湾反应堆中微子实验方案测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度的比较，横轴是 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度，纵轴是 Δm_{32}^2 。(a)表示2Near+Mid+Far方案，(b)表示2Near+Far方案，(c)表示Mid+Far方案。

schemes	Mass of detector (ton)	Baseline (m)	Running time (year)	sensitivity
Near+Mid	Near: 40 Mid: 80	Near: 360 Mid: 960	1	0.03
Near+Far	Near(dyb): 40 Near(la): 40 Far: 80	Near(dyb): 360 Near(la): 500 Far: 1800	3	0.01
Mid+Far	Mid: 40 Far: 80	Mid: 960 Far: 1800	3	0.014
Near+Mid+Far	Near(dyb): 40 Near(la): 40 Mid: 40 Far: 80	Near(dyb): 360 Near(la): 500 Mid: 960 Far: 1800	3	0.009

表 3-4 大亚湾中微子实验的几种实验方案的比较。

但是远探测在1000米左右，不是在中微子振荡最大1800米左右的地方，并且近探测器没有足够的覆盖。因此它的测量精度只能达到0.03。而Braidwood实验周围也没有足够的覆盖，只能打竖井，它的远近处的岩石覆盖都将是450m.w.e，表3-5列出了三个实验的特征 通过 χ^2 的谱分析，比较三个实验测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度，图3-18是比较三个实验

	DYB	Double Chooz	Braidwood
反应堆功率(GW)	11.6(I), 17.4(II)	4.2	7.17
基线长对（m）	DYB-400, LA-500, far-1800 2000	near-150, far-1000	near-200, far-1800
探测器质量(ton)	near2*10, far 4*10	near(far) 10	near(far) 2*50
岩石覆盖(mwe)	DYB-260, LA-282, far-1220	near-60, far-300	near(far)- 450

表 3-5 大亚湾实验与Double Chooz实验及Braidwood实验的比较。

的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与 Δm_{32}^2 的关系曲线图，从图中可以看出大亚湾实验的测量灵敏度要比其他两个实验高。

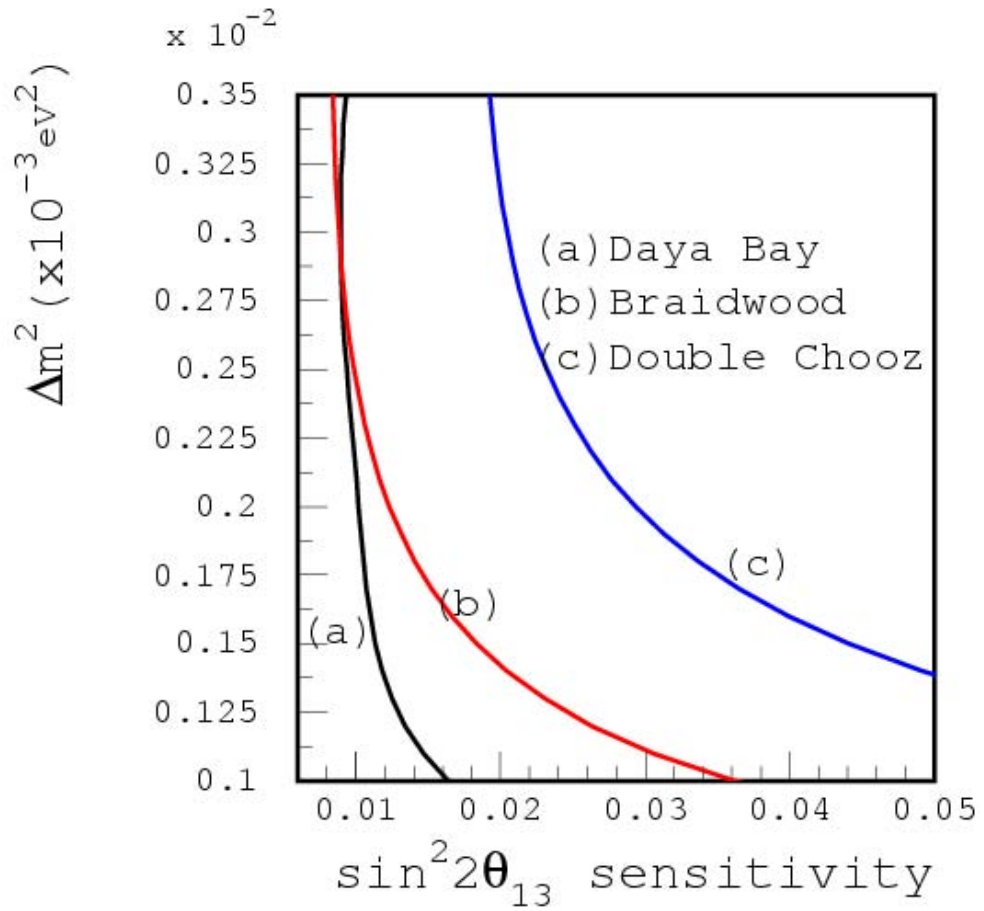


图 3-18 大亚湾反应堆中微子实验与Braidwood及Double Chooz的测量灵敏度的比较，(a)是大亚湾实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与 Δm_{32}^2 的关系曲线，(b)是Braidwood实验的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与 Δm_{32}^2 的关系曲线，(c)是Double Chooz的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度与 Δm_{32}^2 的关系曲线

第四章 大亚湾反应堆中微子实验的水契伦科夫探测器

影响测量 θ_{13} 精度的因素除了系统误差外，另一个主要影响因素是本底。对低能低事例率的实验来说，本底的影响是非常大的。为了减少宇宙线中的 μ 子引起的各种本底，包括 μ 子俘获， μ 子散裂， μ 子衰变，以及各种次级粒子，采用了两层防护。一层为阻性板（RPC），另一层是水契伦科夫探测器。这样的设计不仅增加防护层厚度以被动防护外，也提高主动防护能力。在2米的纯水防护层中放入PMT，可以通过契伦科夫光来标记 μ 子。这样水层将兼有被动与主动防护的双重功能。阻性板RPC探测器对宇宙线 μ 子的探测效率大于90%，水契伦科夫探测器大于95%。两者相结合，探测效率将大于99.5%，而且可以相互验证以测量各自的效率。探测效率的误差将小于0.25%。目前有几种设计方案，一种是圆柱形水池方案，一种是方形水箱方案。本章主要是圆柱形水池方案的模拟。

4.1 基于C++和面向对象的GEANT4 软件包

GEANT4[63, 64]是目前在高能物理实验中广泛应用的模拟程序。八十年代早期发展的基于FORTRAN语言的GEANT3，经过十多年的完善，随着现代粒子和核物理实验所带来的庞大复杂的软件框架和应用，以及为了精确详尽的模拟复杂超大的粒子探测器，同时来自辐射物理学、空间科学、核医学等需求，推动着人们开始期望寻找一种有效的高计算性能的新的软件工具包，基于现代计算技术并能进一步提高GEANT3的功能。1993年CERN和KEK分别开始这部分相关的工作，随后一个基于面向对象的技术的新方案被提交到CERN的探测器研究和发展委员会，并迅速发展了一个拥有来自世界各地的科学家和工程师的RD44项目的国际合作组。在1998年，完成R&D阶段和发布了第一个正式版本，1999年正式成立了GEANT4合作组，提供软件包维护和用户支持。GEANT4的发展，来自众多的研究所、高能物理实验和大学的不断努力。

GEANT4是基于C++语言精确描述粒子穿越物质的软件工具包。其可模拟过程有：

- 探测器系统的几何描述
- 构建材料的描述
- 基本粒子
- 基本事例的产生

- 关于粒子穿越物质和电磁场的事例径迹
- 探测器的探测部分描述
- 事例数据的产生
- 事例和径迹的存储
- 粒子轨迹和探测器的可视化
- 不同精细级别下的俘获和模拟分析

作为GEANT4的核心，大量的物理模型可以在很大的能量范围内（250eV到几个PeV）处理粒子与物质相互作用。由Grady Booch[65]设计的面向对象方法，可以使大量的源码分成较小的单元，并且让这些逻辑单元独立于其它部分，因此在包中不断的增加新的或是不同的物理模型和大量源码的发展管理维护变得易操作性。GEANT4的十七个主要的类在图(4-1)给出的框架表示，其中每个方框代表一个类，并且被类之间的直线所连接，直线上一端的小圈代表的是这个类使用其它的类。在图中底层的类为更高层的类所使用和提供工具包的基础，特别指出的是它们之间没有循环依赖。

GEANT4的类结构

- Run and Event（运行与事例）这部分涉及到事例的产生，事例产生子的使用界面和二级粒子的产生。它基本的作用是为模拟程序中的事例模拟提供可以跟踪的粒子。
- Tracking and Track（径迹与跟踪）这部分的类与分析粒子相关的物理过程和每一步的信息有关，它包括了GEANT4所能提供的物理过程，每一步的空间、时间信息等。
- Geometry, Magnetic Field and CAD-Interface（几何结构、磁场和CAD使用界面）这三部分管理了一个探测器的几何结构（包括立体模型和与CAD系统衔接）的相关部分。其中GEANT4的几何结构的立体建模基于ISO STEP标准,可以使得与CAD系统可以很好的兼容。另外，GEANT4的几何构造的一个关键的特点是能让每一部分的结构单元的几何定义都独立其上一级的继承，因此在GEANT4中，能在不同的结构单元中鉴定径迹内容。
- Particle Definition and Matter（粒子定义和材料）这两部分描述材料和粒子。

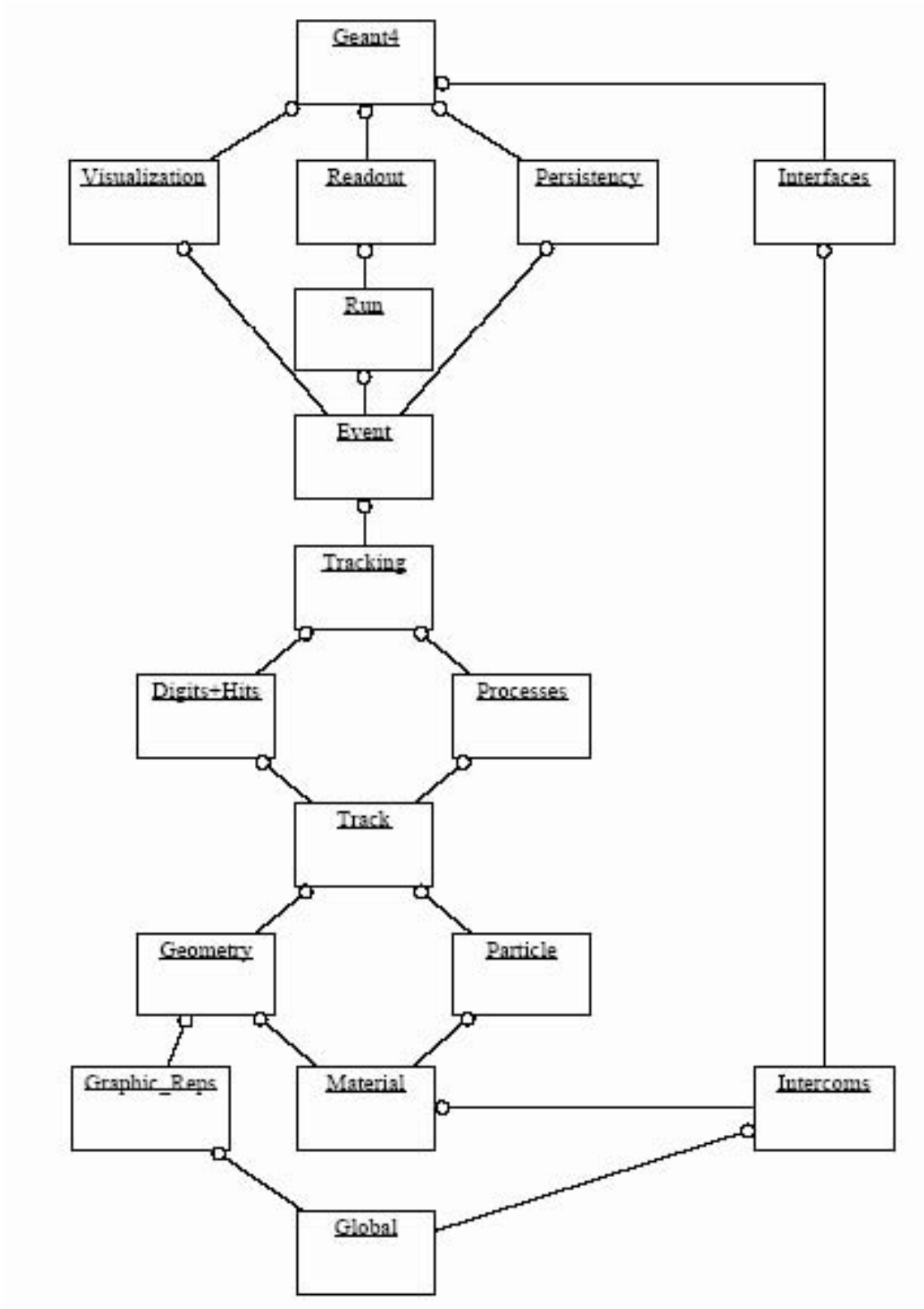


图 4-1 GEANT4工具包的顶级类结构图。

- Physics（物理过程）参与物质中作用的所有的物理过程都在这个类中描述，类中简单的使用界面允许操作物理模型中的作用的每一部分，根据所需的能量区域、粒子类型和材料等可以选择不同物理模型，以及过程中的数据封装和多样性易于对作用截面的修改。同时，对于电磁和强相互作用的过程通过规范的方法由终端用户设计和发展。其中包括了光学过程。
- Hits and Digitization（粒子碰撞和数字化）这两类管理了粒子碰撞的产生和其数字化过程。
- Visualization（可视化）可视化这部分类包括了探测器的结构、粒子径迹、碰撞信息和平台相关的图形所需的库。由于使用面向对象方法，我们可以独立的发展这其中的一些图形驱动程序，比如OpenGL、OpenInventor、DAWN等。
- Interfaces（使用界面）这部分包括了用户的图形界面和与其它扩展的软件的接口部分。

4.2 光学过程的描述

相互作用模型，同时也涵盖了在光学波长范围内的Rayleigh散射。当一个光子在其波长远大于典型原子空间尺度时被理解为“光”，在GEANT4的框架看来，“光学光子”是它们更高能量的“ γ ”的一个子类。因此，这个方法可以允许其光学过程与由电磁辐射引起的波来相类比。在光波范围内，GEANT4中的光学过程的类可以包括介质界面的折射和反射，吸收和Rayleigh散射等。这些过程能被得以实现的关键是在于其相关的光学属性与所对应的介质考虑在一起，这种关系可以表达为光波长的某一函数。而在高能物理中，光学光子基本上是来自契伦可夫效应和闪烁体中产生荧光的过程。

4.2.1 契伦可夫辐射过程

一个带电粒子以匀速 v （ $= \beta c$ ）穿过折射系数为 n 的透明介质时，若它的速度超过光在该介质中的相速度 (c/n) 时，将产生沿圆锥波前发射的辐射—契伦可夫辐射（Cherenkov Radiation）。根据经典电磁理论，当带电粒子通过介质时，由于电磁相互作用，它能使介质中的原子或是分子瞬时极化。当粒子通过之后，这些被极化的原子或是分子立即退极化，退极化的能量以电磁辐射形式发射出来。由于这些电磁辐射之间的相干性，在一定方向则得以加强，从而产生契伦可夫辐射。因此由下列的基本关系式：

$$\cos\theta_c(\lambda) = [c/n(\lambda)]/v \quad (4-1)$$

其中 $\theta_c(\lambda)$ 和 $n(\lambda)$ 都是契伦可夫辐射波长 λ 的函数。产生契伦可夫辐射的条件是 $v > c/n$,在介质中产生契伦可夫辐射最小的速度被称为契伦可夫辐射的阈速度。可知,测出契伦可夫辐射角 θ_c 即可确定带电粒子的速度。

源代码 3.1 GEANT4中的契伦可夫过程的使用例子

```

1  #include "G4Cerenkov.hh"
2
3  void ExptPhysicsList::ConstructOp(){
4
5      G4Cerenkov* theCerenkovProcess = new G4Cerenkov("Cerenkov");
6
7      G4int MaxNumPhotons = 300; //每步能产生最多的契伦可夫光子数目
8
9      theCerenkovProcess->SetTrackSecondariesFirst(true);
10     theCerenkovProcess->SetMaxNumPhotonsPerStep(MaxNumPhotons);
11
12     theParticleIterator->reset();
13     while( (* theParticleIterator)() ){
14         G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
15         G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();
16         G4String particleName = particle->GetParticleName();
17         if (theCerenkovProcess->IsApplicable(*particle)) {
18             pmanager->AddContinuousProcess(theCerenkovProcess);
19         }
20     }
21 }

```

根据Tamm和Frank的经典理论,契伦可夫辐射具有连续光谱。电荷为 ze 的带电粒子在 $L \sim L + dL$ 的路程上发射出波长在 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ 之间的光子数 dN 服从下列分布:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dL} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad (4-2)$$

式中, α 是精细结构常数($\alpha \approx 1/137$); $\lambda = c/v = hc/E$ 。由此公式4-2也可以写作:

$$\frac{d^2 N}{dE dL} = \frac{2\pi\alpha z^2}{hc} \sin^2 \theta_c = constant \quad (4-3)$$

式中, E 为契伦可夫光子的能量。光子能量与波长的有换算关系式: $E \cdot \lambda = 1240 \text{eV} \cdot \text{nm}$ 。

单位长度辐射体发射的契伦可夫光子数为:

$$\frac{dN}{dL} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \sin^2 \theta_c(\lambda, L) \left(\frac{d\lambda}{\lambda^2}\right) = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} (1 - (1/\beta^2 n^2)) \left(\frac{d\lambda}{\lambda^2}\right) \quad (4-4)$$

$\lambda_1 \sim \lambda_2$ 是契伦可夫辐射的波长范围。公式4-4中，发射的契伦可夫光子数与其波长的平方成反比，可见大部分契伦可夫辐射集中在短波区，

$$dN \approx 370(1 - 1/(n^2\beta^2))dpdx \quad (4-5)$$

假定 $\beta = 1$ ，单位电荷粒子在波长 $300nm \sim 600nm$ 范围内产生的总的契伦可夫光子数由公式4-5约为300photons/cm。另外，契伦可夫辐射所产生的光很微弱，例如在 $\beta \approx 1$ 的单电荷粒子，在气凝硅胶中契伦可夫辐射能损 $\sim 0.3KeV/cm$ ，而带电粒子的最小能损 $\sim 400KeV/cm$ ；在有机玻璃中带电粒子的契伦可夫的辐射能损 $\sim 4KeV/cm$ ，而它的电离能损 $\sim 2300KeV/cm$ 。所以契伦可夫辐射对带电粒子的“扰动”式很小的，它为一种入射粒子近似于无损的探测方法。

4.2.2 介质界面类型和光学过程模型

光子在一个界面的行为可以由以下三个物理量决定：

1. 折射角或是反射角，和这个过程的动能有关；
2. 折射波或是反射的波的振幅，和动力学相关；
3. 光子被折射或是反射的几率，这是量子机制效应。

如上所说，我们可以划分为三种光的界面行为：光学介质—黑吸收材料（dielectric-black material）、光学介质—金属（dielectric-metal）和光学介质—光学介质（dielectric-dielectirc）。光学介质—黑吸收材料，对于这种行为，它是比较简单和显而易见的，光子界面被黑吸收材料吸收而不被再探测到。光学介质—光学介质，在经典理论的描述中，一个入射波穿越界面成为一个反射波和一个折射波。光学介质—金属，光子是不能传输的。因此要用户给定的反射系数或是折射系数，它将被金属吸收或是反射。

在GEANT4中，它提供了两种光学模型：GLIUSR模型和UNIFIED模型。其中GLIUSR模型起源于GEANT3，它只有一个可调参数用来描述两个介质的界面的光滑程度，是比较简单的。后来在TRIUMF实验室，S.K. Nayer等人构建了一个DETECT[67]的模拟程序，目的用于构建闪烁体探测器的光学过程。经过GEANT4合作组发展，它成为

了一个全新的复杂有效的光学模型，可以在较大的波长范围和较多表面形状中精确的描述粗糙表面的光学过程，称之为UNIFIED模型。GEANT4的UNIFIED的光学模型，它的内容有：

- The Type（界面类型）
 - dielectric-dielectric（光学介质—光学介质）界面是被认为是两种光学介质材料
 - dielectric-metal（光学介质—金属）界面一种是光学介质，一种是金属材料或是不可透光材料
- The Finish（界面光滑度分类）
 - polished 界面是完美光滑的
 - ground 界面是粗糙的
 - polishedbackpainted 表面是平的，反射剂材料涂在后表面
 - groundbackpainted 表面是粗糙的，反射剂材料涂在后表面
 - polishedfrontpainted 表面是平的，反射材料是涂在前表面
 - groundfrontpainted 表面是粗糙的，反射材料是涂在前表面

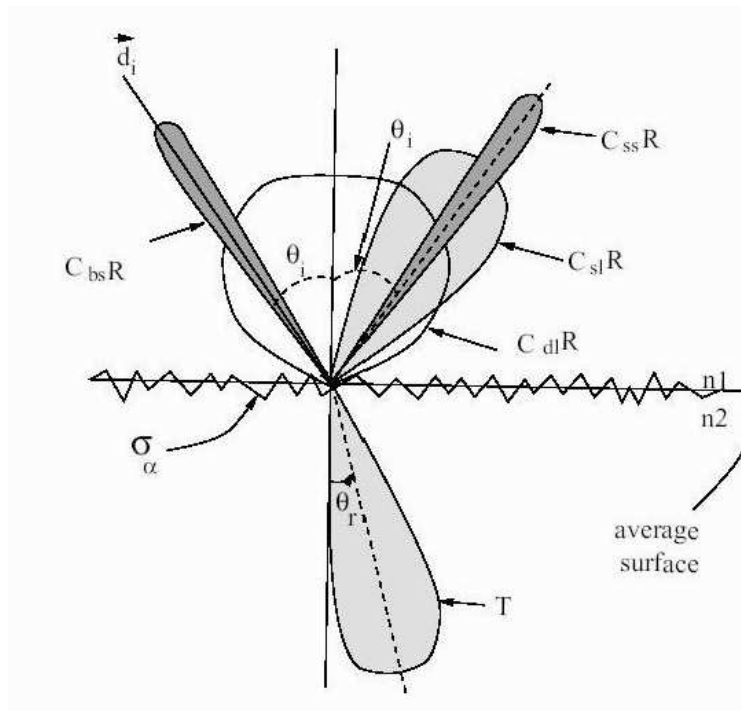


图 4-2 UNIFIED模型的光强度极坐标图。

下面详细讲述UNIFIED模型中可调节的参数和一些光学过程。首先由图4-2中的符号定义，可以有一个辐射强度关系：

$$J_r \approx C_{sl} e^{\frac{-\alpha^2}{2\sigma_\alpha}} + C_{dl} \cos \theta_r + C_{ss} \delta(\phi_r - \phi_i) \delta(\phi_r) + C_{bs} \delta(\phi_r + \phi_i) \delta(\phi_r) \quad (4-6)$$

其中 θ_i 是光入射角度， θ_r 和 ϕ_r 是平均表面意义上的反射角度，参数 σ_α 是表征光学表面的粗糙度(α 是模型中微表面和平均表面的夹角)，另外， n_1 和 n_2 是两种介质的折射率。由公式4-6 看出有如下四个重要参数[68]可以调节表面的辐射强度：

- C_{sl} the specular lobe constant, 微表面的镜反射几率
- C_{ss} the specular spike constant, 平均表面的镜反射几率
- C_{bs} the backscatter spike constant, 背向反射的几率。这种情况发生在粗糙表面[69]
- C_{dl} the diffuse lobe constant 内部的Lambertian反射几率(见图4-3)

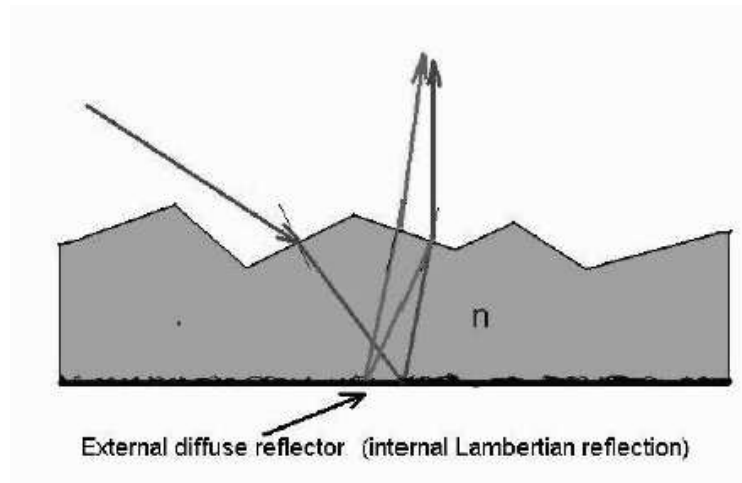


图 4-3 内部Lambertian反射图。

显然，这四个几率参数满足下面的等式：

$$C_{sl} + C_{ss} + C_{bs} = 1 - C_{dl} \quad (4-7)$$

简单的说，当 $C_{sl} = 1$ 和 $\sigma_\alpha = 0$ 的情形，就是界面polished类型。

4.3 水的契伦克夫探测器的设计

4.3.1 圆柱形水池方案

图4-4大亚湾反应堆实验圆柱形水池方案的机械示意图。以直径20米，高10米的水池作为水的契伦克夫探测器，探测器的外层是不锈钢外壳，在不锈钢的内层贴一层反射膜以提高反射率。在水池中充满纯净水。在探测器的周围或底部均匀的放置光电倍增管（PMT）。为了达到联合效率高于99.5%，其水的契伦克夫探测器效率要达到95%以上。如何用尽量少的光电倍增管，达到尽量高的效率，是设计的最终目标。

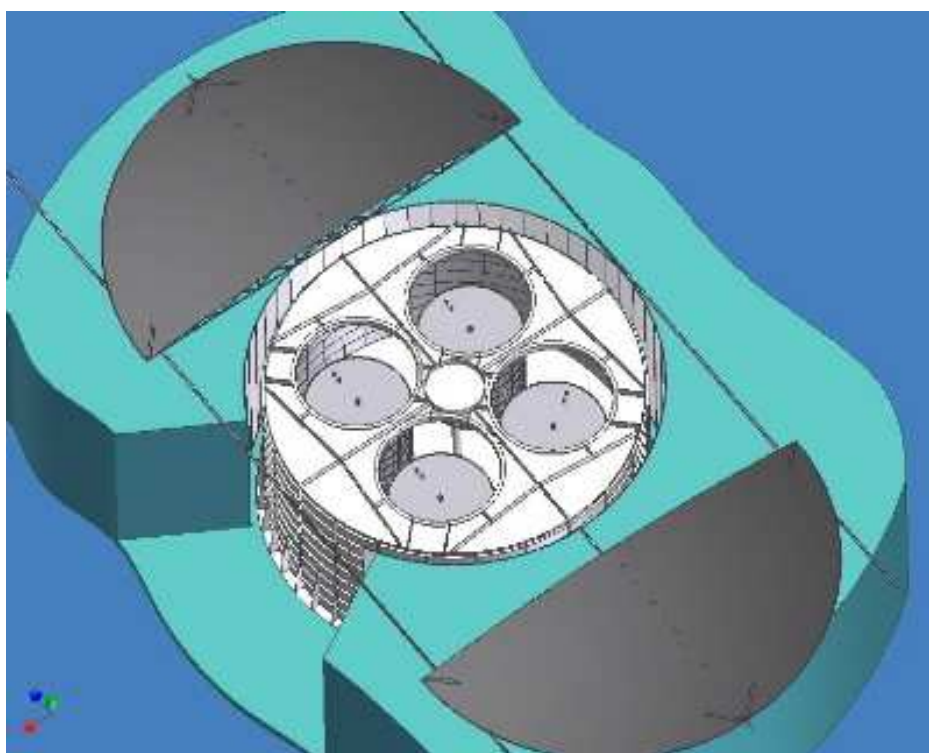


图 4-4 大亚湾反应堆实验圆柱形水池方案的机械示意图。

4.3.2 反射材料

考虑到光电倍增管的价钱非常贵，而水的契伦克夫探测器的尺寸巨大，如果要达到我们的探测要求需要足够的光电倍增管的覆盖率，如果我们在探测器的内壁贴有反射性能好的反射膜，可以减少光电倍增管的覆盖率。

通过借鉴水的契伦克夫量能器模型实验[58]，反射膜有两种选择，一种是Tyvek膜，一种是镀铝膜。中国科学计量院采用了规范反射法和标准漫反射法进行测试其反射系数的测量，测量的基本方法参见图4-5。给出了所研究的反射材料在入射波长范围300nm~700nm的之间，步长为10nm的光的反射系数表格见图4-6。

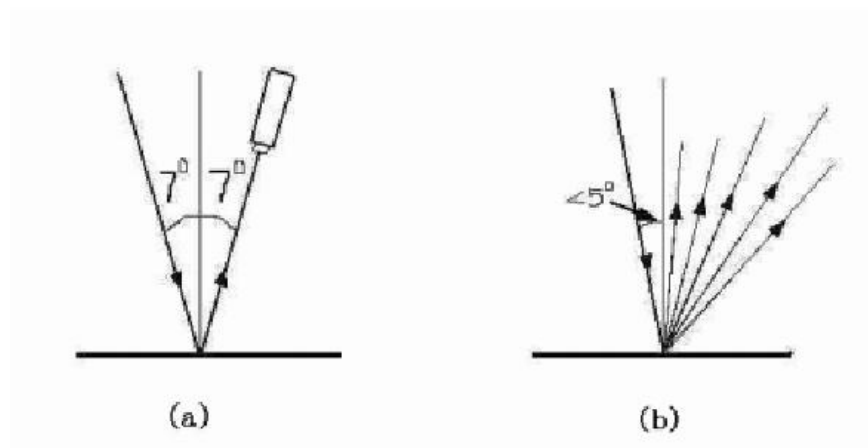


图 4-5 对反射材料的反射系数所采用的两种测量方法: (a)用于镜反射的, 入射角为 7° 的规范反射法,(b)用于漫反射的入射角小于 5° 的标准漫反射法。

但是考虑到反射材料在水的稳定性, 发现镀铝膜在水中容易氧化, Tyvek膜具有良好的稳定性。

Tyvek膜已经在SuperK, KamLAND等实验中应用。Tyvek膜是由 $5 \sim 10\mu m$ 大小的聚乙烯纤维随机的压制而成, 对于可见光和UV波段的光, 它可以认为有不规则的表面和符合粗糙的Rayleigh标准。人们已经在空气中, 水中详细地研究了其反射光谱的性能[59–61]。选用Tyvek膜作为主要的内壁反射材料主要原因有二: 其一, 对于可见光区, 其反射率约为90%, 在入射光波长为360nm时, 反射率约为86%, 以及在320nm时反射率约为78%, 所以Tyvek膜在一般的契伦可夫光范围和普通的光电倍增管的敏感区域的反射率是比较高的; 其二, 在实际的应用中, Tyvek膜具有良好的力学和化学稳定性。

4.4 水的契伦克夫探测的模拟及输出

模拟所采用的工作平台是RedHat Linux系统, 模拟工具包是GEANT4.7.0+p01版本, 编译环境是gcc3.2.3, GNU Make3.80版本和数据分析包是ROOT5.08版本。为了能运行GEANT4, 在系统中须具备的有:

1. C++编译器;
2. CLHEP库 (Class Libraries for HEP) [66], 提供了随机数包、物理单位、一些几何变换和数值的类。
3. GNU Make和Unix Shell;
4. GEANT4的源代码。

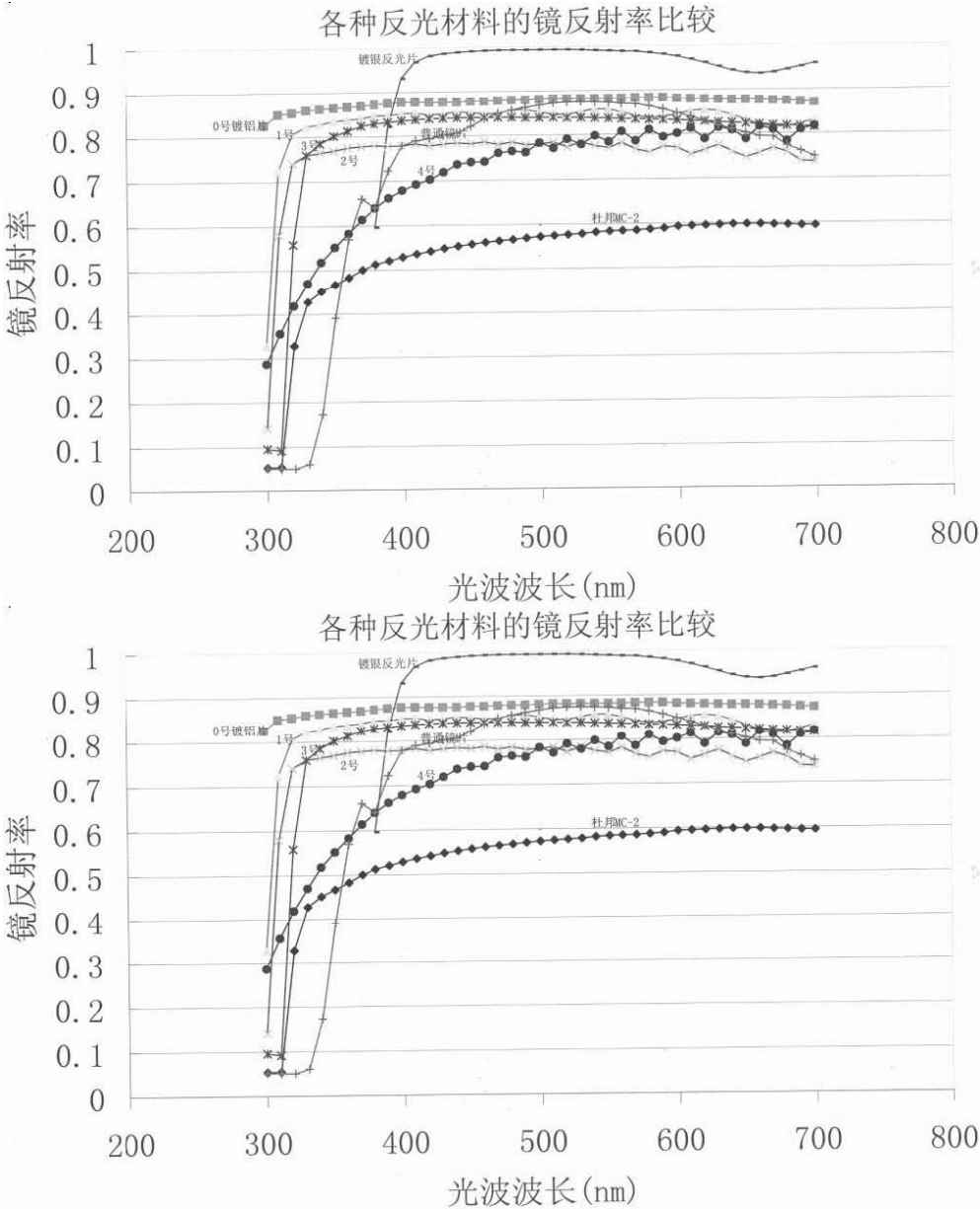


图 4-6 一些材料的反射系数测量结果示意。

为了使用GEANT4的可视化图形和用户图形界面，可以选择的软件包有OpenGL和DAWN等。

通过Geant4中的光学模型，编写了模拟程序，并且采用了ROOT[70]数据分析工具包来记录数据填写成Tree文件。模拟程序主要描述，

- WaterConstruction.cc定义了水箱的几何结构及光电倍增管的摆放；
- WaterTrackerSD_PMT.cc定义光电倍增管为敏感探测器（PMT），并且收集击中的光电倍增管上的光子；
- WaterTrackerHit_PMT.cc逐个径迹或逐步记录所有击中光电倍增管的相关信息；
- WaterPhysicsList.cc中包括了契伦可夫辐射过程在内的其它所有用到物理的过程；
- WaterRunAction.cc 控制每次运行的开始和结束；
- WaterEventAction.cc控制每个事例的开始和结束，并且将有用的信息存到Tree文件中；
- WaterTrackingAction.cc控制每个径迹的开始和结束；
- WaterSteppingAction.cc控制每步的信息；
- WaterPrimaryGeneratoraction.cc用于描述产生子的粒子类型，能量，动量，入射位置；
- WaterVisManager.cc控制可视化图形和用户图形界面；

为了使程序更方便改写控制，可以通过主程序控制命令用Macro文件描述产生子。产生子来自MUSIC模拟远点得到的10000个宇宙 μ 穿过山体后的能量分布和角分布，入射的位置在水箱的顶部。图4-7，4-8是模拟程序中所构建的水箱的三维视图及俯视图。水的契伦克夫探测器直径20米，高10米的圆柱形，四个直径5米，高5米的圆柱形主探测器模块放置在水契伦克夫探测器内，并且保证每个主探测器模块周围都有2米的水以足够去屏蔽宇宙线 μ 产生的中子本底。模块的外表面镀有反射膜，以便提高探测效率。光电倍增管的光接收面，用半球面形状来描述，直径是8英寸，212个光电倍增管均匀的摆放在水契伦克夫探测器的底部和侧面，侧面每层摆放20个，摆放7层，共140个，底面的摆放72个光电倍增管，图4-7，4-8也标示了光电倍增管摆放。

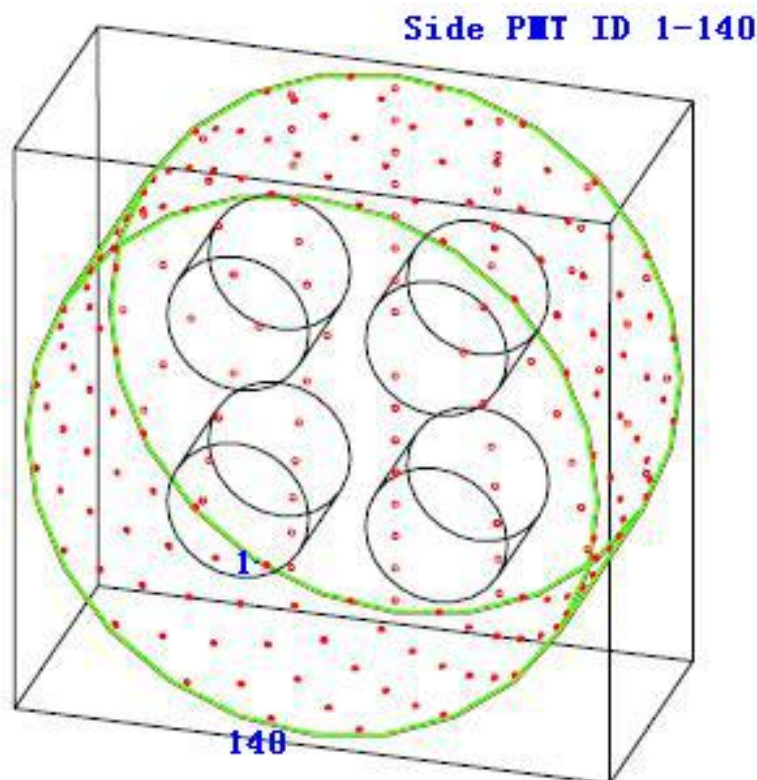


图 4-7 通过可视化软件DAWN显示的GEANT4模拟程序中水契伦克夫探测器三维视图。侧面的光电倍增管的ID号从1号—140号，从上到下共7层，每层从左到右20个光电倍增管，1号光电倍增管是最底层的左端开始顺时针每隔18度排一个，共排20个，一直排到第7层。

模拟采用UNIFIED光学模型，界面类型为dielectric-metal，界面的光滑度类型定义为ground。水箱内部用Tyvek膜，并在程序中进行了光学参数的系统研究。图4-9是光的波长与反射膜的反射效率，水的吸收长度和光电倍增管的量子效率的关系图。除了图4-9所示，下面是程序中所利用的其它光学参数的数值：

- 水的折射系数 $n=1.33$
- 光电倍增管的第一打拿极的收集效率为0.6
- 光电倍增管的量子效率为0.25
- $\sigma_{\alpha} = 0.2$

模拟过程中的有用信息存在Tree文件中。如图4-10，Tree中存储了信息。

4.5 模拟结果分析

通过Geant4模拟，发现反射膜的作用很大。水的契伦克夫探测器内部的主探测器对整个传播的过程有一定的影响，特别是当主探测器的表面镀有不同的反射率的反射膜

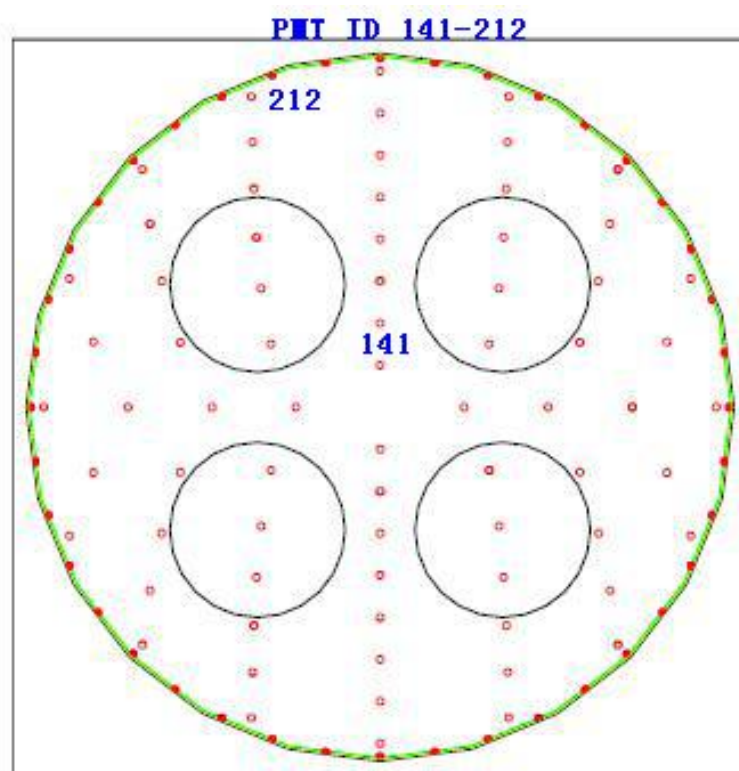


图 4-8 通过可视化软件DAWN显示模拟的水的契伦克夫探测器的俯视图。底面的光电倍增管ID号从141—212，从内到外共排8层，从最内层2个光电倍增管，依次向外每层比前一层增加2个光电倍增管，最内层的最左端开始是141号，每层都从最左端开始，一直摆到212号光电倍增管。

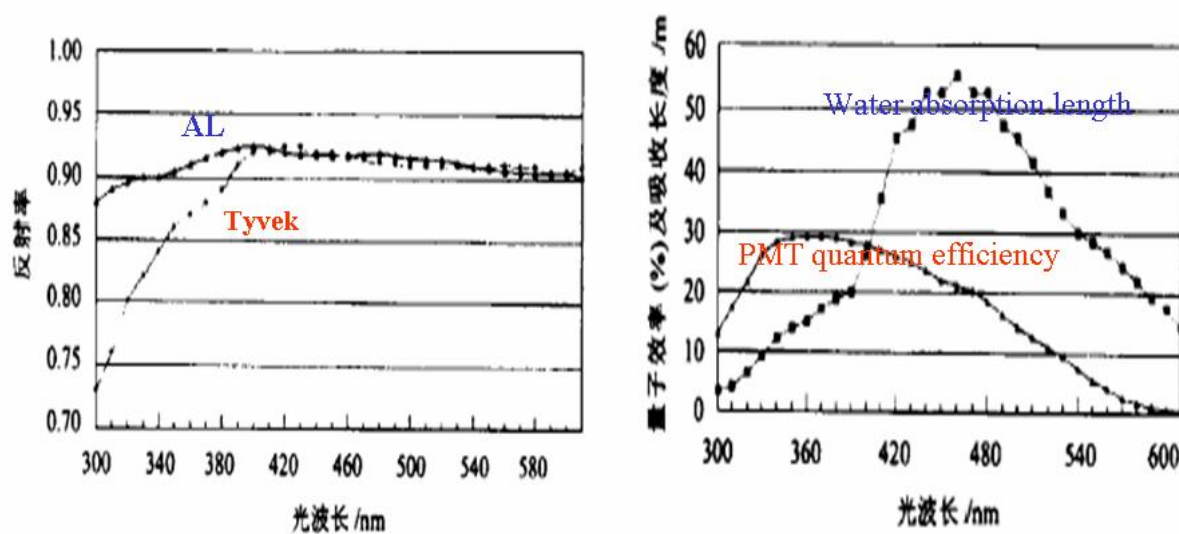


图 4-9 光的波长与反射膜的反射效率，水的吸收长度和光电倍增管的量子效率的关系图

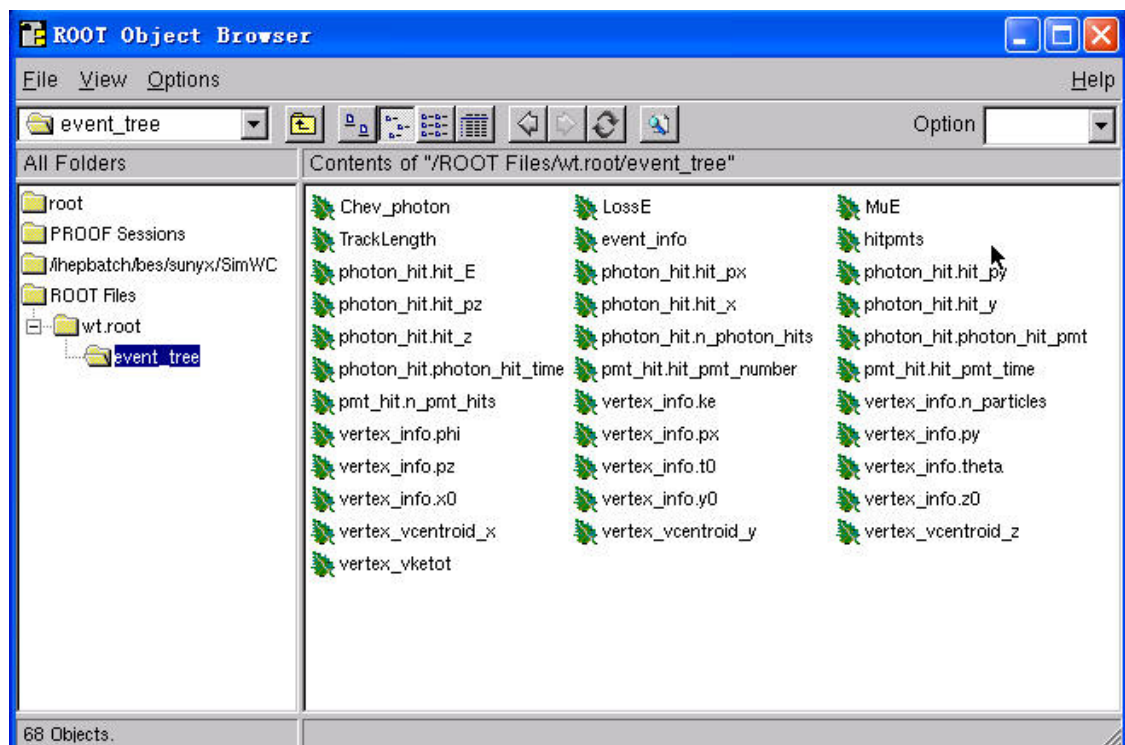


图 4-10 模拟存储数据的文件。

时，探测效率也将随之有一定的变化。考虑热噪声本底后初步得到契伦克夫探测器的探测效率。

4.5.1 反射膜的作用

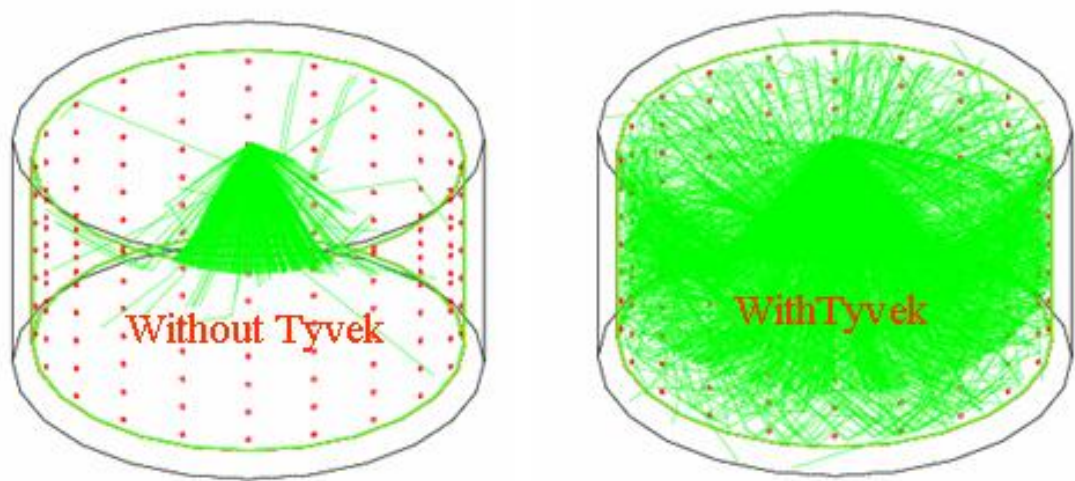


图 4-11 没有反射膜及有反射膜的光子传播示意图

反射膜的作用非常大，通过在探测器中贴有反射膜，可以相应的减少光电倍增管个数，以达到预期的探测效率。在水的契伦克夫探测器中不放置主探测器模块，仅考虑

水的契伦克夫探测器的内壁贴有的Tyvek膜对整个实验的探测效率的作用。图4-11是没有反射膜和贴有反射膜光子的传播径迹的对比图，可以直观的看出通过反射膜的反射后，光子的径迹明显增多。通过估计可以估算出最终光电倍增管测得的光电子数。如果140个光电倍增管摆放探测器的侧面，72个光电倍增管摆放在探测器的底部，那么光电倍增管的覆盖率是0.73%，在模拟中设每米最大产生30000个契伦克夫光子，水的吸收长度为50米，反射膜的反射效率为90%，光电倍增管的量子效率为25%，收集效率是60%，入射粒子 μ 垂直入射，那么最终测得的光电子数，

$$p.e. = 0.6 \times 0.25 \times 10m \times 30000 \times 0.73\% \times (\exp[-10/50] + 90\% \exp[-20/50] + \dots + 90\%^{(n-1)} \exp[-n \times 10/50]), \quad (4-8)$$

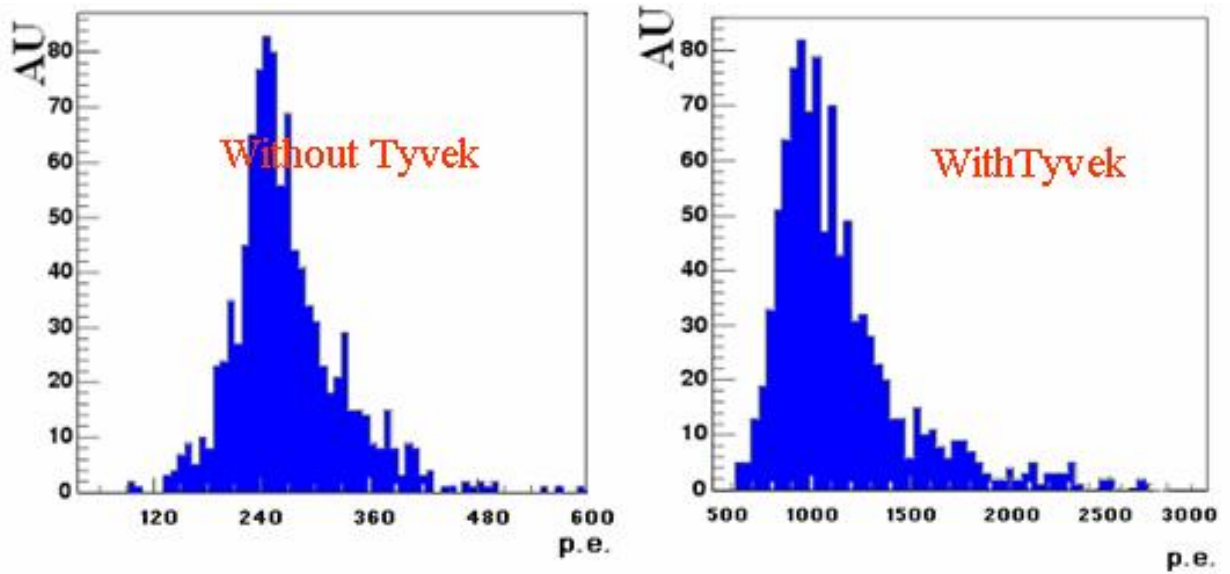


图 4-12 Geant4模拟出没有反射膜及有反射膜的情况下光电倍增管输出光电子分布图。

通过模拟，模拟的结果和估算基本一致，图4-12是模拟入射粒子 μ 垂直入射在探测器的顶部得到的光电子分布，左边是没有反射膜的情况，右边是90%反射率的Tyvek膜。通过比较，可以看出有反射膜通过模拟得到的光电子数是没有反射膜的将近5倍。由此看出，反射膜的作用是非常大的。

4.5.2 探测效率及噪声的分析

1. 光电倍增管的热噪声

由于光电倍增管的光阴极和打拿极是一些功函数很低的材料，在室温下会出现热电子发射，并经过打拿极多级放大形成噪声信号。噪声信号从几率上说几乎都是单电子信号，也就是所谓的热噪声。因此在实验中如何判定噪声和信号是非常重要的。热噪声与光电倍增管的性能和周围环境温度等有关系，如果我们假设单个光电倍增管的热噪声是5000Hz。图4-13，4-14，4-15是在水的契伦克夫探测器中不放置主探测器模块和放置表面涂有50%的反射率的反射膜主探测器模块，及表面贴有Tyvek膜的主探测器模块，由模拟得到的产生所有光电子的时间分布图。比较这三个图，水契伦克夫探测器中放置表面有反射的主探测器模块的时间横轴是从0到250ns而不放置主探测器模块的时间横轴0到600ns，这主要是由于放有主探测器后，部分入射 μ 的径迹变短造成了光电倍增管收集光子的时间变短。电子学的脉冲时间对整个实验的探测效率会有影响，如果将时间窗开的太小，不能使所有的信号都进入到时间窗中，如果时间窗开的太大，可能出现大量的噪声进入到时间窗中，因此选取适当的时间窗是非常重要的。如果我们假定一个电子学脉冲时间，那么在一定的时间间隔内，N个光电倍增管同时出现噪声的频率是，

$$nC_n^N [f_{noise} \times (f_{noise} \times t)^{n-1}] \quad (4-9)$$

其中n表示同时产生热噪声的光电倍增管的个数，N表示所有光电倍增管的个数， f_{noise} 光电倍增管热噪声的频率， t 表示电子学的脉冲时间。

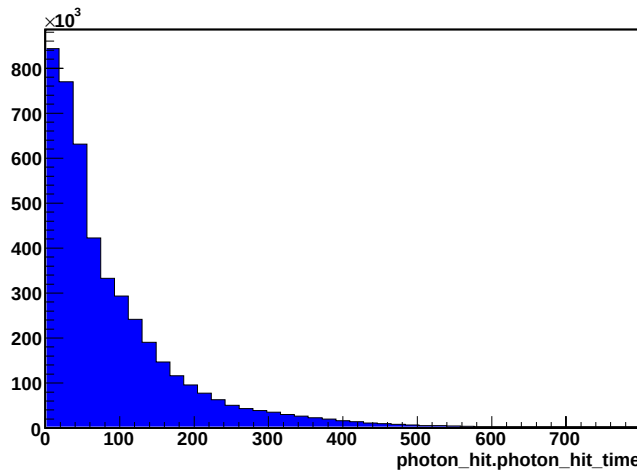


图 4-13 模拟水契伦克夫探测器中没有主探测器模块的情况下所有光电倍增管得到光电子的时间分布。

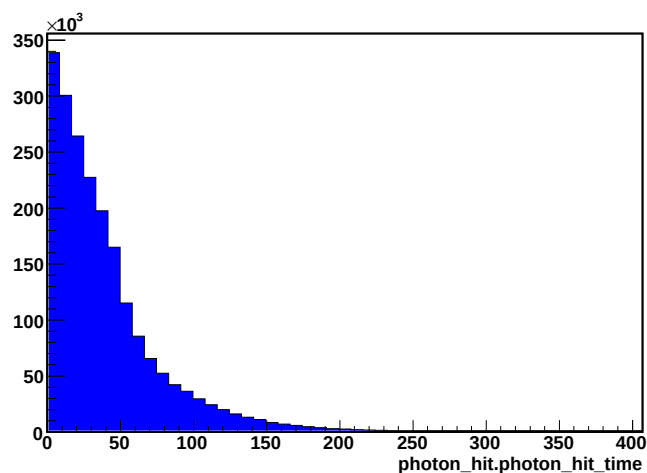


图 4-14 模拟水契伦克夫探测器中主探测器模块，并且模块外表面涂有50% 的反射率的反射膜，所有光电倍增管得到光电子的时间分布。

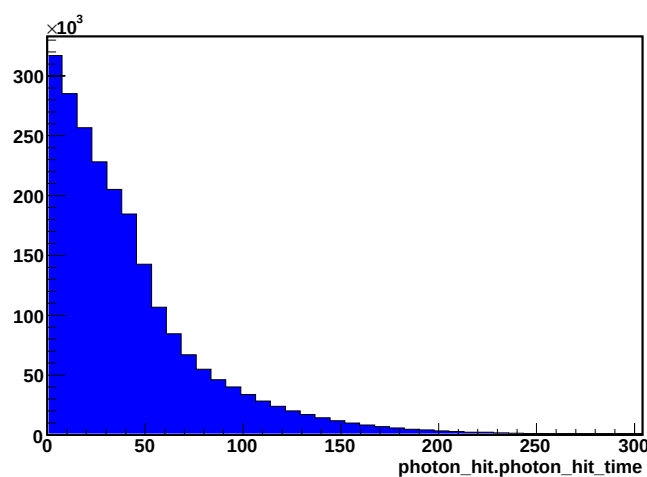


图 4-15 模拟水契伦克夫探测器中主探测器模块，并且模块外表面贴有Tyvek膜，所有光电倍增管得到光电子的时间分布。

图4-16表示电子学脉冲时间和热噪声的频率取不同值时，光电倍增管个数与噪声的频率的关系图。我们根据模拟得到的时间分布图4-13，4-14，4-15，选取了几个脉冲时间300ns，600ns和1 μ s。一般的光电倍增管的热噪声频率大约5000Hz，而大亚湾实验前期研究测得的不同的光电倍增管的热噪声频率变化很不同，好的光电倍增管的热噪声有2000Hz，而差的光电倍增管的热噪声甚至达到20000Hz，所以假设了两个热噪声频率5000Hz和20000Hz计算。（a）表示 $t = 300ns$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ ，如果热噪声频率小于0.01，那么至少需要9个光电倍增管，（b）表示 $t = 600ns$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ ，如果热噪声频率小于0.01，那么至少需要11个光电倍增管，（c）表示 $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ ，如果热噪声频率小于0.01，那么至少需要13个光电倍增管，（d）表示 $t = 300ns$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ ，如果热噪声频率小于0.01，那么至少需要15个光电倍增管，（e）表示 $t = 600ns$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ ，如果热噪声频率小于0.01，那么至少需要19个光电倍增管，（f）表示 $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ ，如果热噪声频率小于0.01，那么至少需要24个光电倍增管。

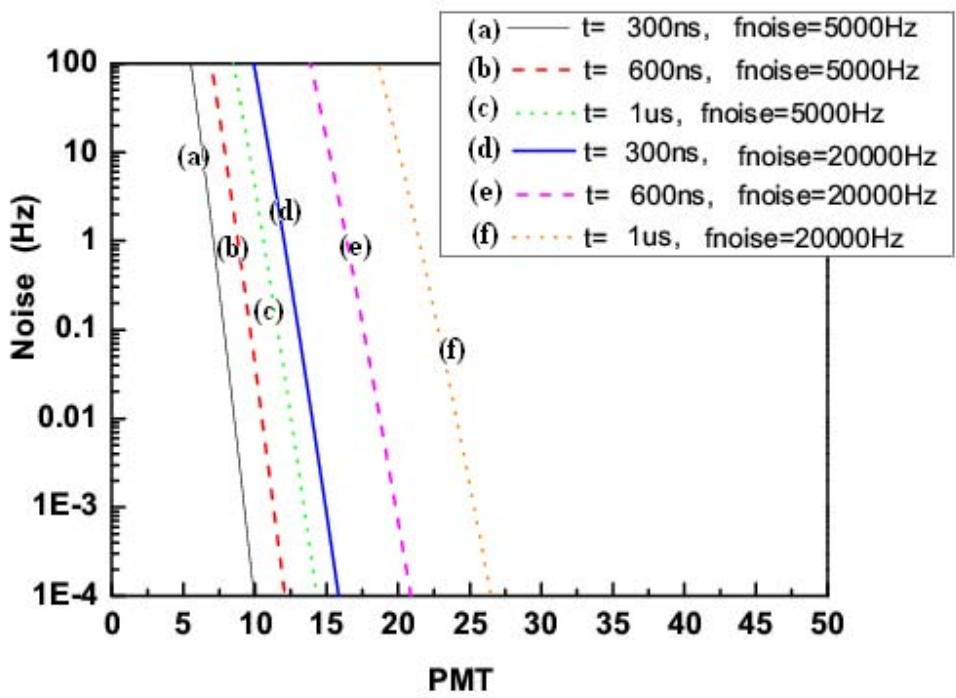


图 4-16 当电子学脉冲时间和热噪声的频率取不同值时，光电倍增管个数与噪声的频率的关系图。(a)表示 $t = 300ns$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ ，(b)表示 $t = 600ns$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ ，(c)表示 $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ ，(d)表示 $t = 300ns$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ ，(e)表示 $t = 600ns$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ ，(f)表示 $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ 。

2. 探测效率

首先讨论一下水的契伦克夫探测器中放置主探测器对整个实验有哪些影响，水的契伦克夫探测器中放置主探测器后，将影响 μ 的径迹长度，光电倍增管，光电子数等的分布。

μ 的径迹长度在契伦克夫探测器中放置主探测器后将有所变化。图4-17，4-18，4-19分别是通过模拟得到的关于水契伦克夫探测器中没有模块时的 μ 的径迹长度分布，水契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的主探测器模块时， μ 的径迹长度的分布，及水契伦克夫探测器中放置贴有Tyvek膜的主探测器模块时， μ 的径迹长度的分布。从图中可以看出， μ 的径迹长度多分布在10米—15米左右。而水契伦克夫探测器中放置模块后，在0米—2米的分布比没有模块时有所增加。

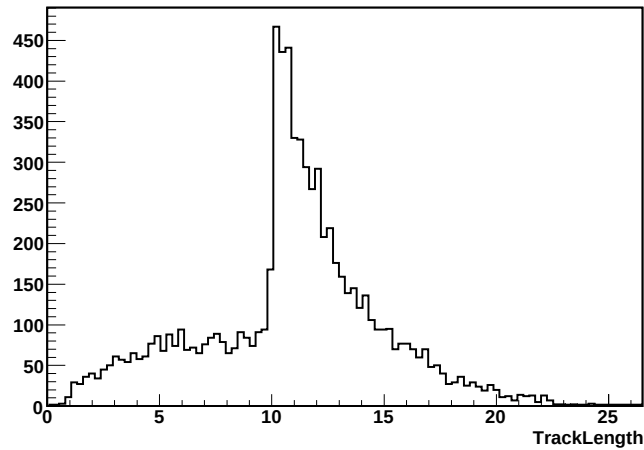


图 4-17 水契伦克夫探测器中没有模块时 μ 的径迹长度的分布图。

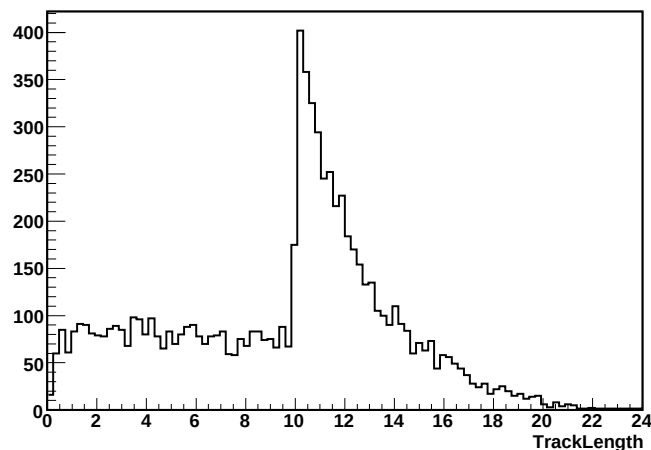


图 4-18 契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的主探测器模块时， μ 的径迹长度的分布图。

前面提到的图4-7和图4-8给出了光电倍增管的排列方式，侧面的光电倍增管的ID号

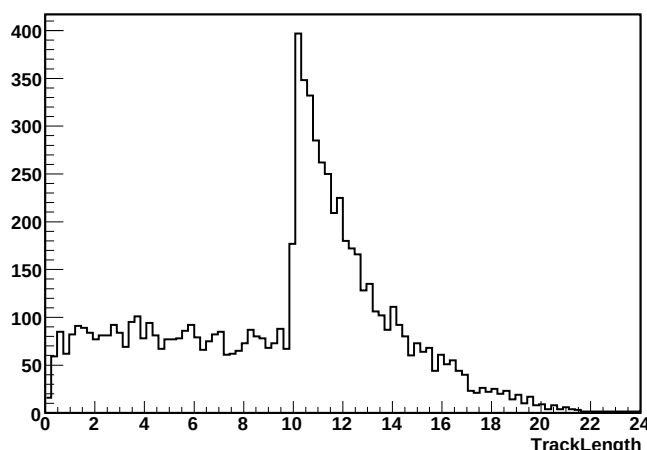


图 4-19 水契伦克夫探测器中放置贴有Tyvek膜的主探测器模块时， μ 的径迹长度的分布图。

从1号—140号，从上到下共7层，每层从左到右20个光电倍增管，1号光电倍增管是最底层的左端开始顺时针每隔18度排一个，共排20个，一直排到第7层。底面的光电倍增管ID号从141—212，从内到外共排8层，从最内层2个光电倍增管，依次向外每层比前一层增加2个光电倍增管，最内层的最左端开始是141号，每层都从最左端开始，一直摆到212号光电倍增管。图4-21，4-22分别是通过模拟得到的关于水契伦克夫探测器中没有模块时光电倍增管收集的光电子数的分布，水契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的主探测器模块时，光电倍增管收集的光电子数的分布，及水契伦克夫探测器中放置贴有Tyvek膜的主探测器模块时，光电倍增管收集的光电子数的分布。从以上三个图可以看出，如果没有主探测器模块在水的契伦克夫探测器中，光电倍增管的收集的光子数的峰值主要集中在光电倍增管ID号在底层的140—212号。而当有主探测器模块在水的契伦克夫探测器中，光电倍增管ID号主要集中在侧面。如果入射粒子从探测器的顶部射入探测器，那么有主探测器的模块在水的契伦克夫探测器中，底部的光电倍增管几乎没有收集到光电子。

图4-23是水契伦克夫探测器中没有模块，左边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电倍增管关系的散点图。图4-24是水契伦克夫探测器中放置表面涂有50%反射率的反射膜的模块，左边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电倍增管关系的散点图。图4-23可以反应出 μ 的径迹长度在10米—15米，400—800个光电子分布散点的密度大，而在探测器底面的光电倍增管的ID从140—212号的散点的密度大。这也可以图4-20及4-17中看出。图4-24中 μ 的径迹长度在0米—2米和10米—15米时，0—400个光电子分布散点的密度大，而在探测器侧面的

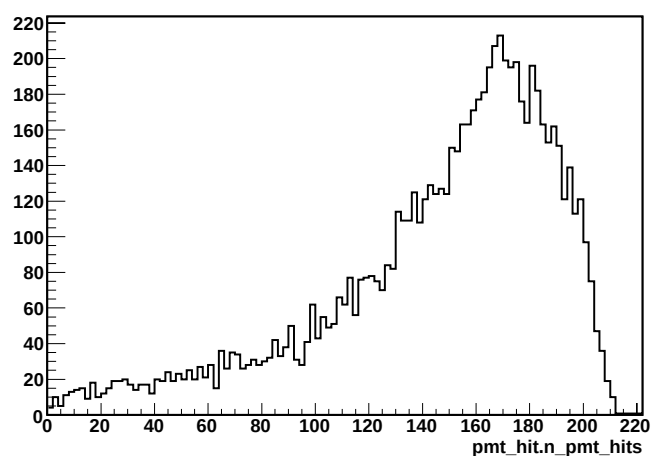


图 4-20 水契伦克夫探测器中没有模块时光电倍增管ID的分布图。

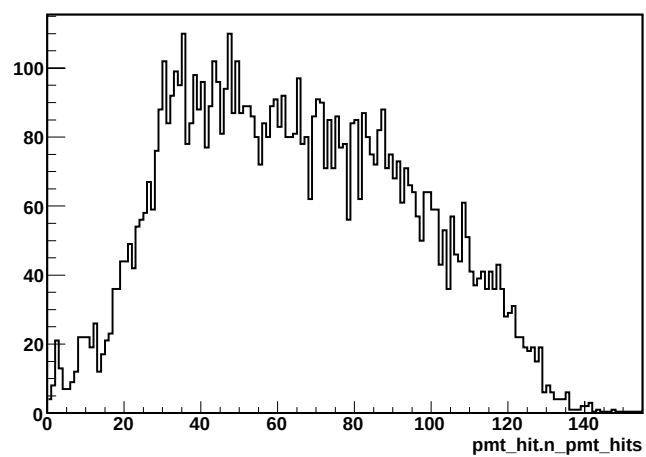


图 4-21 水契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的主探测器模块时，光电倍增管ID的分布图。

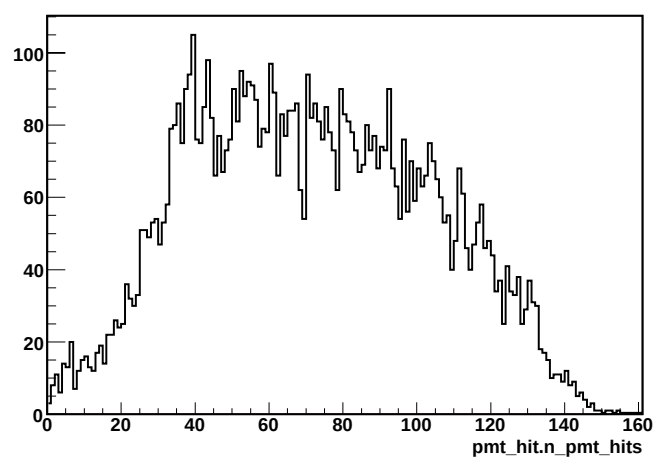


图 4-22 水契伦克夫探测器中放置贴有Tyvek膜的主探测器模块时，光电倍增管ID的分布图。

光电倍增管的ID从20—80号的散点的密度大。这也可以从4-21，4-18，及4-22，4-19中看出。

Without modules

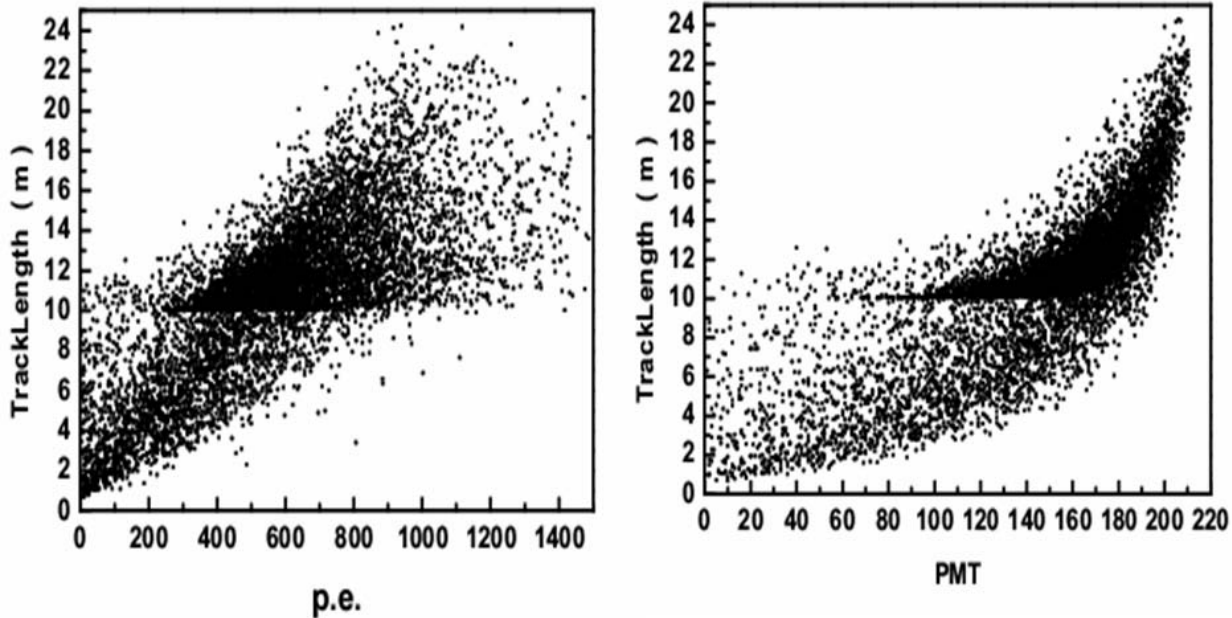


图 4-23 水契伦克夫探测器中没有模块，左边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电倍增管关系的散点图。

但是在模拟中有一些宇宙线 μ 如图4-26中右面的图上部的示意图所示，从水契伦克夫探测器的边缘穿过，这些 μ 事例的径迹长度很短，由于2米厚的水层的防护，使的 μ 衰变产生的中子对实验的贡献非常的小，所以这部分事例在计算屏蔽层探测器效率时可以去掉不考虑。同时一些能量很低的 μ ，由于 μ 产生的中子正比于 $E_\mu^{0.74}$ ，所以这部分事例（stop μ ）产生的中子对实验的贡献也非常的小，所以在计算屏蔽层探测效率时也不考虑。图4-25是水契伦克夫探测器中没有模块的情况下，左边的图是水契伦克夫探测器中小于2米的 μ 径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是stop μ 和 μ 径迹长度的散点图。图4-26是水契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的模块的情况下，左边的图是水契伦克夫探测器中小于2米的 μ 径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是stop μ 和 μ 径迹长度的散点图。

通过分析模拟数据和一些cut条件，我们可以得到探测器的探测器效率。如果我们定义探测效率，

$$efficiency = \mu_{cut} / \mu_{all} \quad (4-10)$$

With 50% reflective efficiency film on the module surface

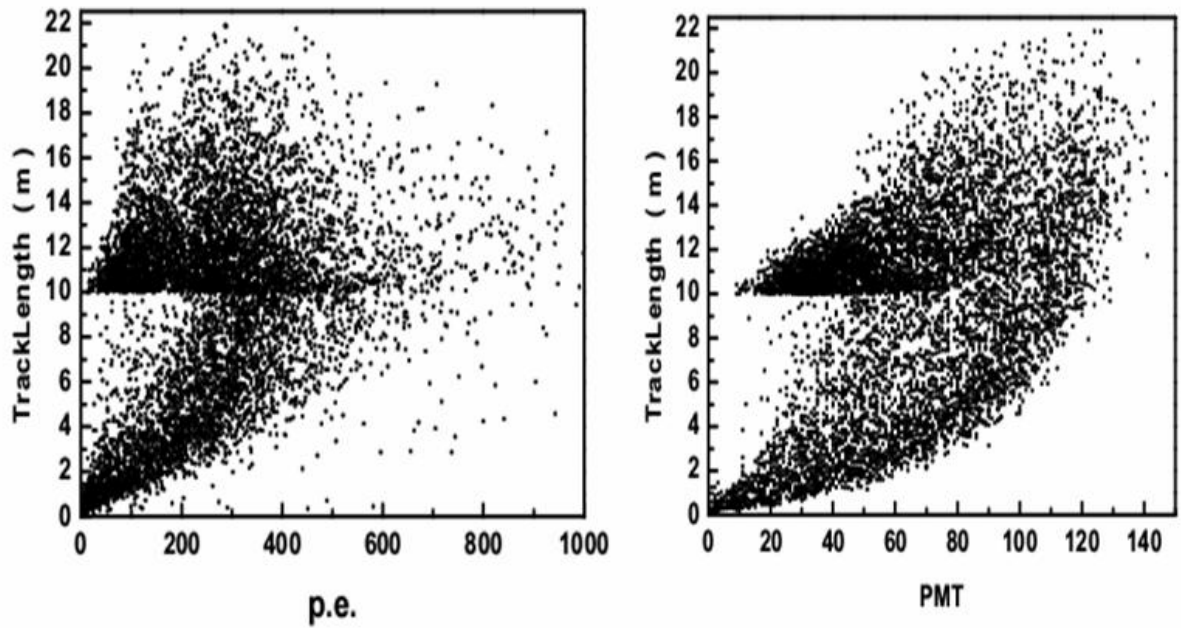


图 4-24 水契伦克夫探测器中放置表面涂有50%反射率的反射膜的模块，左边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是水契伦克夫探测器中 μ 的径迹长度和光电倍增管关系的散点图。

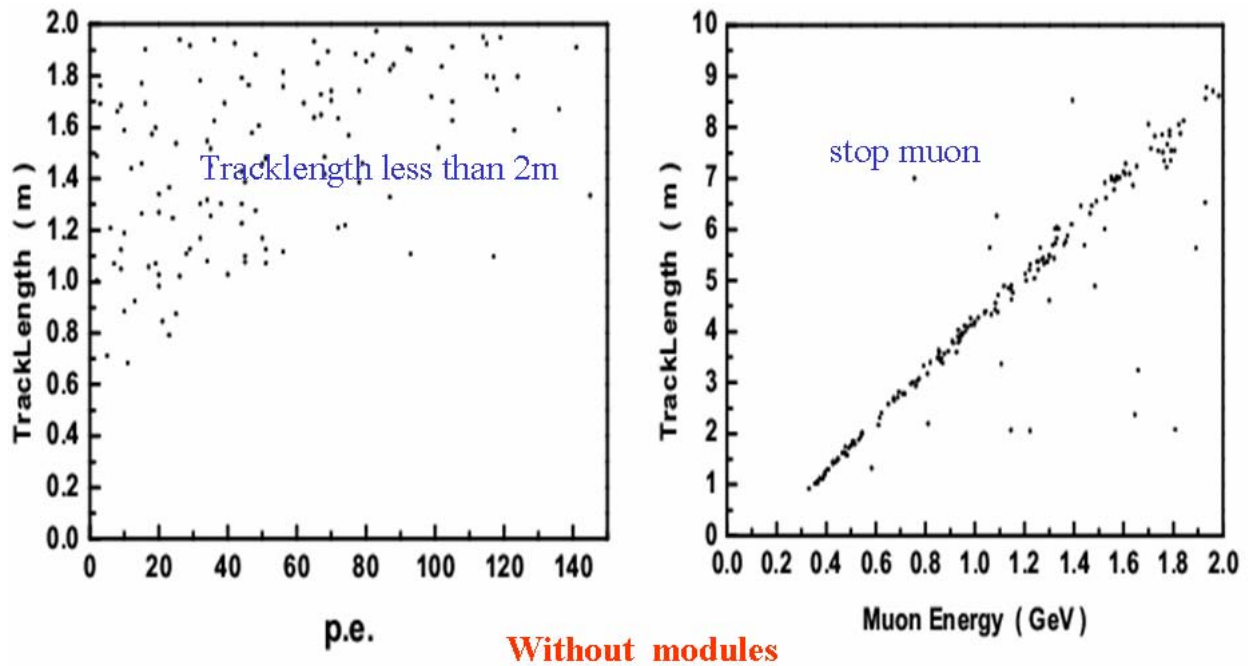


图 4-25 水契伦克夫探测器中没有模块的情况下，左边的图是水契伦克夫探测器中小于2米的 μ 径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是stop μ 的能量和 μ 径迹长度的散点图。

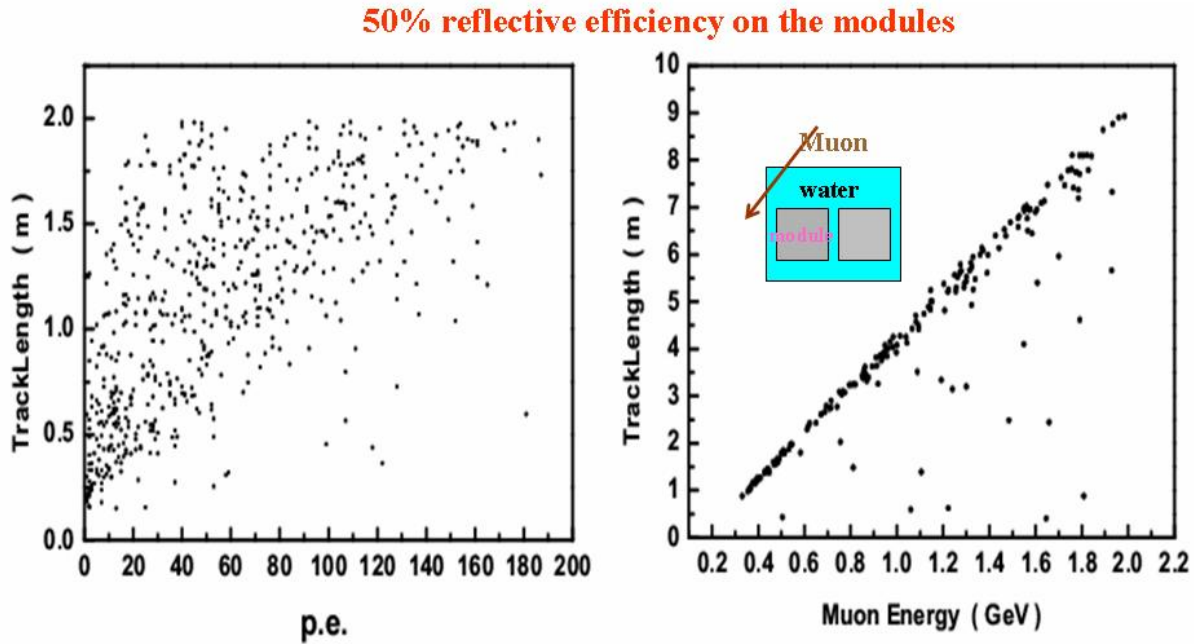


图 4-26 水契伦克夫探测器中放置涂有50%反射率的反射膜的模块的情况下，左边的图是水契伦克夫探测器中小于2米的 μ 径迹长度和光电子关系的散点图，右边的图是stop μ 的能量和 μ 径迹长度的散点图。

$$Inefficiency = 1 - \mu_{cut} / \mu_{all} \quad (4-11)$$

这里的 μ_{cut} 表示同时 n 个光电倍增管着火或是同时测得 n 个光电子，则认为是一个 μ 事例信号。 μ_{all} 表示在10000个 μ 中去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些能量很低的stop μ 事例后剩下的 μ 子。图4-27，图4-28，图4-29分别是没有主探测器模块在水的契伦克夫探测器中，外表面涂有50%反射率的反射膜的主探测器模块，和外表面贴有Tyvek膜的主探测器模块在水的契伦克夫探测器中的情况下，探测器的Inefficiency 和光电子及光电倍增管的关系图。左面图都是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图，右面的图都是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。每个图中的（c）表示信号，（b）表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号，（a）表示热噪声， $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ 。图中左边的纵坐标表示Inefficiency，右边的纵坐标表示热噪声频率。从上面图中我们可以看出，在远点为了将本底和信号更好的分开，噪声本底至少小于0.01。那么就是以13个光电倍增管同时有本底产生，同时有13个以上光电倍增管同时产生信号作为判选条件。在图4-27中（c）也就是不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ ，可以看出探测效率是99.3%，如果考虑那些条件如图中的（b）所表示的曲线，则探测效率是99.27%。在图4-28中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是97.6%，如果考虑那些条件则探测效率

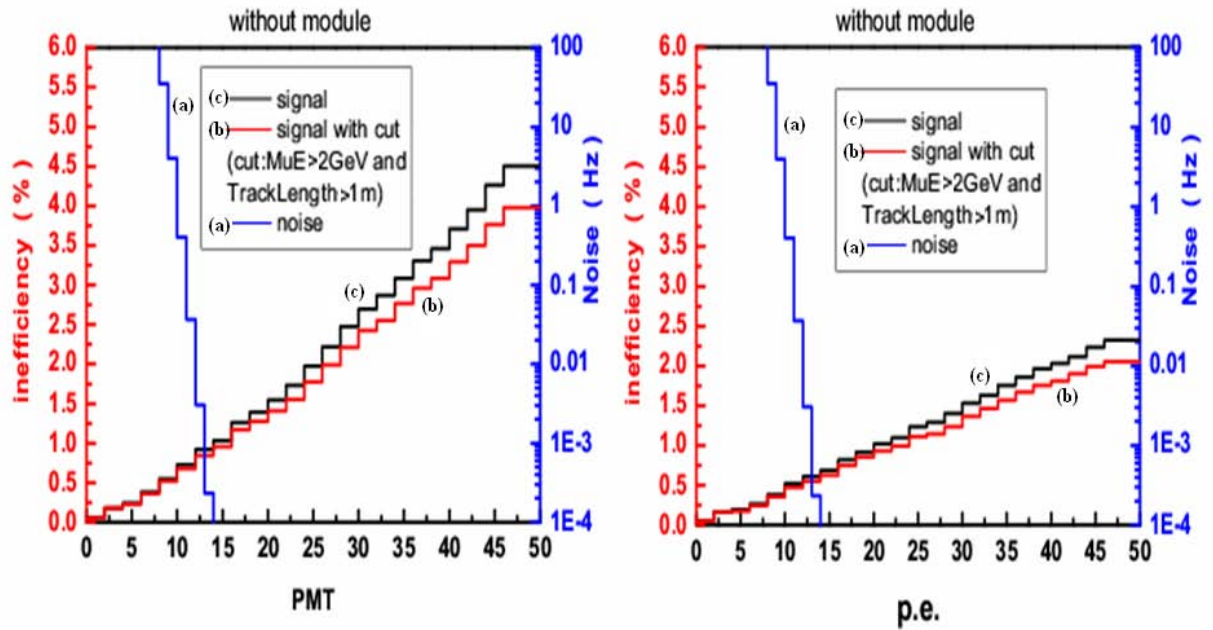


图 4-27 没有主探测器模块在水的契伦克夫探测器中，左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图，右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号，(b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号，(a)表示热噪声， $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency，右边的纵坐标表示热噪声频率。

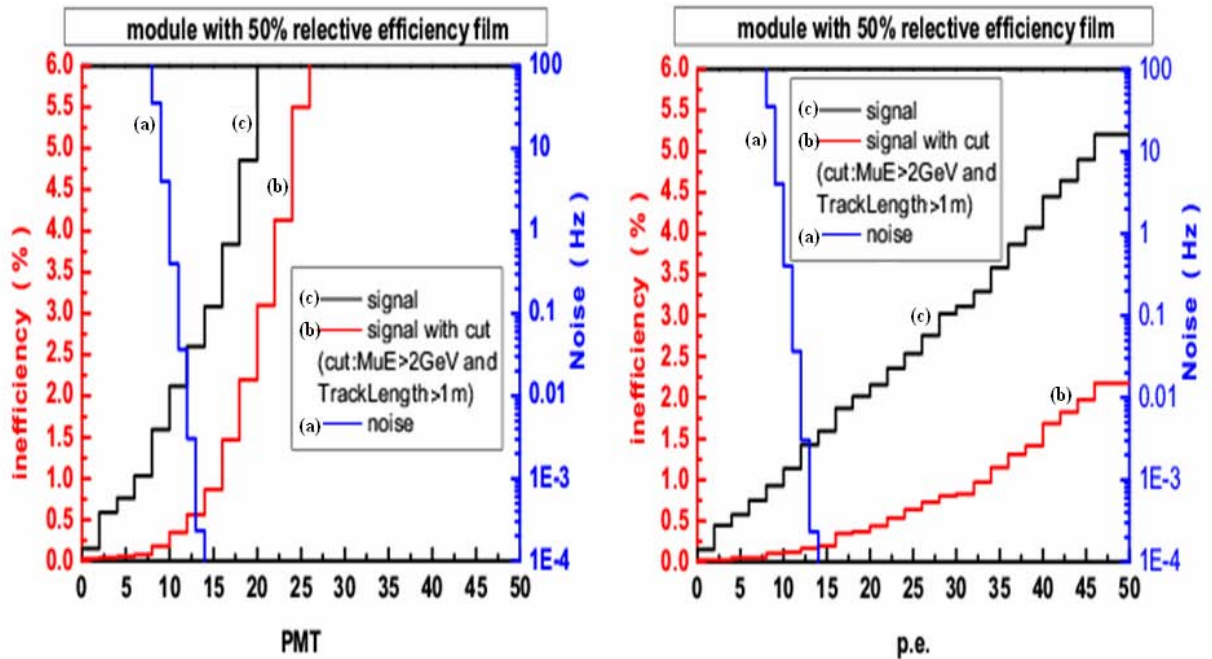


图 4-28 主探测器模块的外表面镀有50%的反射率的反射膜，左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图，右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号，(b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号，(a)表示热噪声， $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency，右边的纵坐标表示热噪声频率。

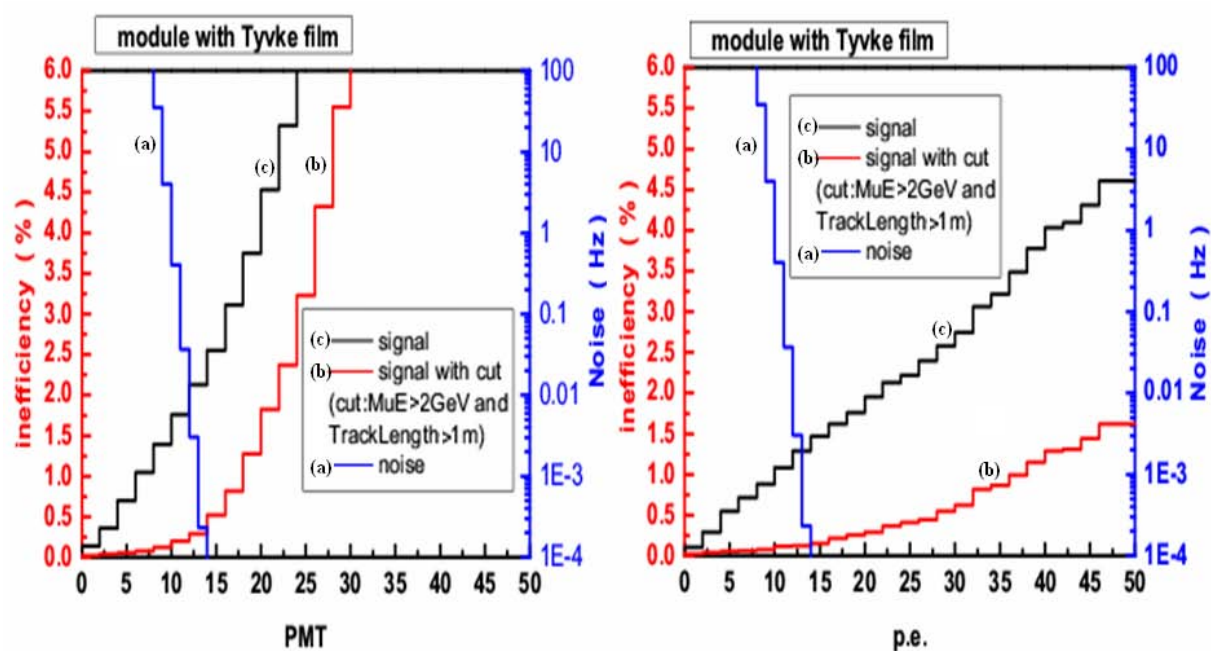


图 4-29 主探测器模块的外表面贴有Tyvek反射膜，左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图，右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号，(b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号，(a)表示热噪声， $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 5000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency，右边的纵坐标表示热噪声频率。

是99.75%。图4-29中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是98.25%，如果考虑那些条件则探测效率是99.9%。同样如果我们以13个光电子做为判选条件，那么在图4-27中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ ，可以看出探测效率是99.5%，如果考虑那些条件则探测效率是99.58%。在图4-28中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是98.9%，如果考虑那些条件则探测效率是99.9%。图4-29中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是99.2%，如果考虑那些条件则探测效率是99.96%。通过这些图可以看出，用光电子做判选条件其探测效率要比以光电倍增管做判选条件高。当有主探测器模块时，去掉那些水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 后，探测器效率有了明显的提高。

如果光电倍增管的性能不是很好，其热噪声的频率 f_{noise} 是20000Hz。噪声本底如果要小于0.01，以24个光电倍增管同时有本底产生，同时有24个以上光电倍增管同时产生信号作为判选条件。在图4-30中 (c) 表示的曲线是不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ ，可以看出探测效率是98.3%，如果考虑那些条件则探测效率是99.27%。在图4-31中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是91.5%，如果考虑那些条件则探测效率是95%。图4-32中，如果不去掉那些从水契伦

克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是94%，如果考虑那些条件则探测效率是97%。同样如果我们以25个光电子做为判选条件，那么在图4-30中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ ，可以看出探测效率是98.75%，如果考虑那些条件则探测效率是98.9%。在图4-31中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是97.6%，如果考虑那些条件则探测效率是99.5%。图4-32中，如果不去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些stop μ 探测效率是97.8%，如果考虑那些条件则探测效率是99.6%。

比较图4-27和4-28 或4-29，发现没有主探测模块时，cut条件的作用不大，但当有主探测器模块时，cut条件对探测器的效率影响比较大，这是因为有主探测器模块时，那些径迹很短的事例增加，对比图4-17和4-18 或4-19可以看出，在4-18 或4-19中，小于2米的事例比4-17中的要多。

通过以上的分析，可以确定我们实验的判选条件，如果主探测器模块表面涂有50%反射率的反射膜，并且假设 $f_{noise} = 5000Hz$ ，当一个 μ 入射到探测器中，有13个光电倍增管同时着火，那么我们就把这个事例当成一个好事例，探测效率是99.75%。如果 $f_{noise} = 20000Hz$ ，当一个 μs 入射到探测器中，有24个光电倍增管同时着火，那么我们就把这个事例当成一个好事例，探测效率是95%。而且发现即使光电倍增管热噪声的频率很差，是20000Hz，整个探测器的探测效率仍能达到95%。明显看出如果用光电子做判选条件的话，效率将更高，但是由于还有一些其他不确定因素影响光电子的输出，所以用光电子做判选条件与用光电倍增管做判选条件比较，用光电子做判选条件不够准确，我们的实验将来可能根据具体的情况用光电倍增管和光电子的联合分析做为最终的判选条件。

4.5.3 总结和讨论

使用Geant4的模拟了大亚湾反应堆中微子实验的屏蔽层探测器。通过模拟得到的数据得到以下结论：

- 反射膜的作用非常大，在实验中如果使用反射率很高的反射膜，可以在达到同样的物理要求下，减少使用光电倍增管的个数。通过模拟发现如果在水的契伦克夫探测器的内部贴有Tyvek膜，那么探测器中的光电倍增管收集的总的光子数将是没有反射膜收集的光电子数的5倍。
- 研究了主探测器模块对这个水的契伦克夫探测器的探测性能的影响。通过模拟发现摆在水的契伦克夫探测器底部的光电倍增管的收集到的光电子很少，并且有主探测

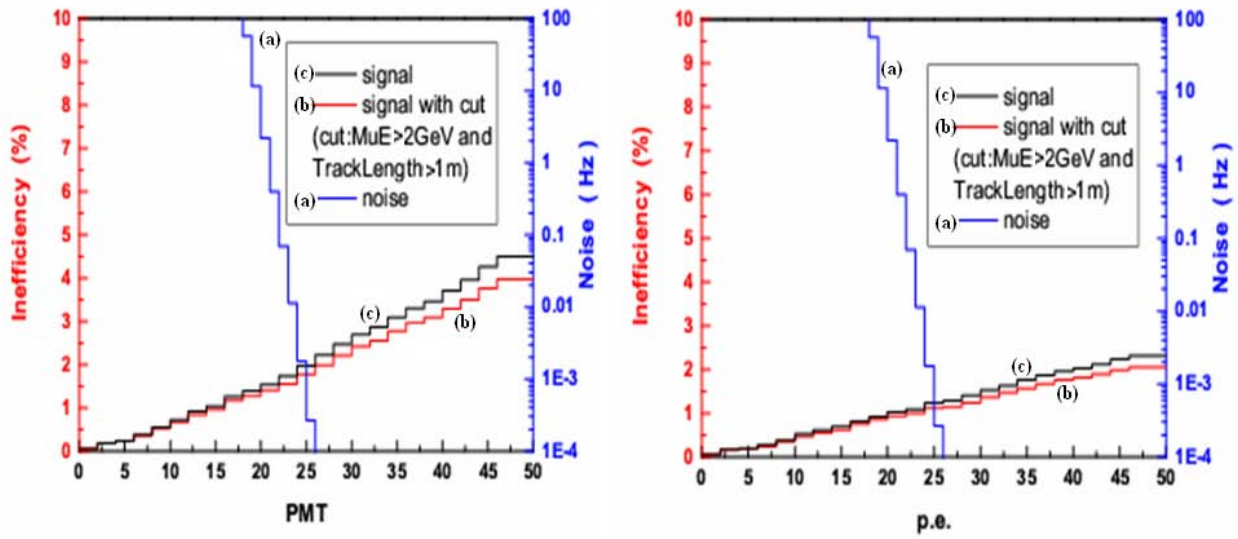


图 4-30 没有主探测器模块在水的契伦克夫探测器中，左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图，右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号，(b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号，(a)表示热噪声， $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency，右边的纵坐标表示热噪声频率。

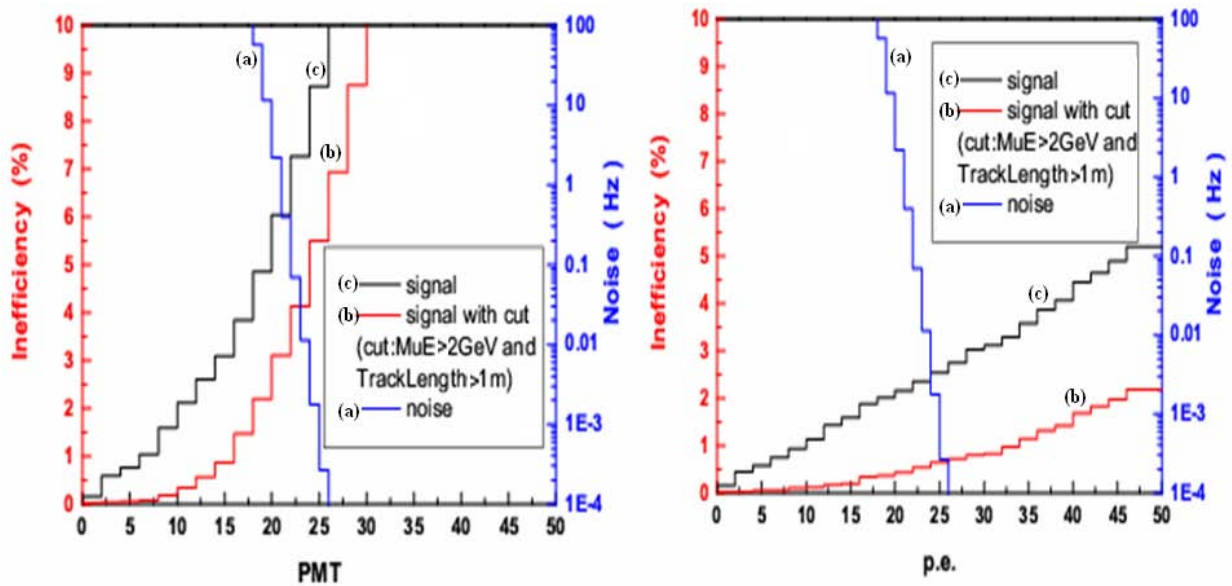


图 4-31 主探测器模块的外表面镀有50%的反射率的反射膜，左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图，右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号，(b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号，(a)表示热噪声， $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency，右边的纵坐标表示热噪声频率。

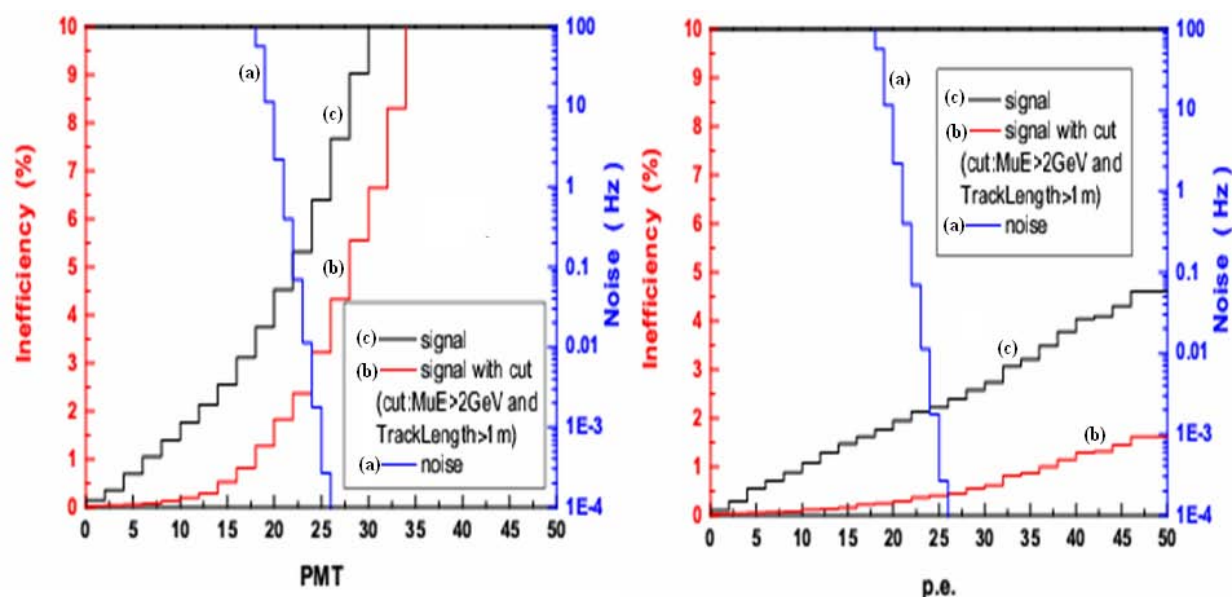


图 4-32 主探测器模块的外表面贴有Tyvek反射膜，左面的图是探测器的Inefficiency 和光电倍增管的关系图，右面的图是探测器的Inefficiency 和光电子的关系图。(c)表示信号，(b)表示去掉那些从水契伦克夫探测器的边缘穿过及那些衰变的 μ 后的信号，(a)表示热噪声， $t = 1\mu s$ ， $f_{noise} = 20000Hz$ 。左边的纵坐标表示Inefficiency，右边的纵坐标表示热噪声频率。

器模块后探测效率比没有模块时要小。而且主探测器的外表面涂有的不同的反射膜对整个实验的探测效率有一定影响。

- 通过对光电倍增管的热噪声的研究，可以初步得出实验的判选条件，如果主探测器模块表面涂有50%反射率的反射膜，并且假设 $f_{noise} = 5000Hz$ ，当一个 μ 入射到探测器中，有13个光电倍增管同时着火，那么我们就把这个事例当成一个好事例，探测效率是99.75%。如果 $f_{noise} = 20000Hz$ ，当一个 μs 入射到探测器中，有24个光电倍增管同时着火，那么我们就把这个事例当成一个好事例，探测效率是95%。而且发现即使光电倍增管热噪声的频率很差，是20000Hz，探测器的效率能够达到我们的要求高于95%，达到我们的物理要求。
- 明显看出如果用光电子做判选条件的话，效率将更高，但是由于还有一些其他的不确定因素影响光电子的输出，所以用光电子做判选条件与用光电倍增管做判选条件比较，用光电子做判选条件不够准确，我们的实验将来可能根据具体的情况用光电倍增管和光电子的联合分析做为最终的判选条件。

附录 A

1956年, Reines和Cowan 在反应堆实验中首次发现了反中微子[71]。核反应堆也第一次被用于研究中微子振荡。通过探测到反应堆不同距离的中微子 $\bar{\nu}_e$ 是否有损失确定是否发生了中微子振荡。早期的实验的探测器如ILL [72], Gösgen [73], 和Bugey[74], 都放置在距离反应堆比较近的地方(100 m)探测, 因此 Δm_{13}^2 的灵敏度的数量级在 $5 \times 10^{-2} \text{ eV}^2$ 比现在对应发生振荡的混合角 θ_{13} 值所得最佳的拟合值大了20多倍。虽然这些实验没能观测到中微子振荡发生, 但是 $\bar{\nu}_e$ 的能谱和时间测量却越来越精确, 精度从10% 提高到3%。近来, Chooz实验[75] 测量反应堆功率的精度达到0.7%, 每次发生核裂变的能量释放达到0.6%。

虽然对反应堆参数的知识有很大的提高, 但是它仍然是影响 θ_{13} 实验系统误差的主要因素。用远近探测器的实验方案可以有效的抵消由反应堆产生的中微子流强的不确定性。近探测器可以更好的减少剩余流强不确定性的影响。在测量 θ_{13} 的实验中, 保守的假设每个反应堆绝对的中微子反应流强的不确定性是3%, 那么剩余的中微子反应流强的不确定性的贡献是0.15%。

下面部分介绍反应堆中微子的能谱和流强和一些反 β 衰变的性质, 这些都是对于探测低能的反应堆 $\bar{\nu}_e$ 是非常重要的。

A.1 反应堆中微子的能谱和流强

核电站的能量主要来自核裂变。核原料(主要是 ^{235}U 和 ^{238}U), 包裹起来形成燃料棒排列在核反应堆中。易裂变材料被反应堆中的热中子裂变, 在裂变过程中, 不稳定的放射性核形成, 并且通过随后的 β 衰变产生电子中微子。一般每次裂变放出大约200 MeV的能量和六个反电子中微子。

大部分的反中微子能量很低。大约70% 的反中微子的能量低于1.8 MeV. 一个热功率为3 GW_{th} 的反应堆每秒放射出 6×10^{20} 个能量高于8 MeV反中微子。

到目前为止, 所有的反应堆中微子实验被实施在水密封的反应堆(PWRs)的条件下。大亚湾核电站也是这种PWR设计。PWR 条件下的中微子的流强和能谱与以下几个因素有关: 反应堆的总的热功率, 每次裂变的同位素部分, 每次裂变的同位素的裂变率和每次裂变的同位素产生的中微子能谱。

反中微子的产生和热功率成正比。而其他热参数如温度, 压力, 和冷水的流量影响不大。反应堆的热功率由核电厂持续测量一般精度可以达到(1-2)%。

当新的裂变同位素裂变通过热中子由燃料中的其他同位素（主要是 ^{238}U ）产生，裂变材料被不断的补充。因此中微子的能谱由四种主要的同位素产生而稍有不同，裂变的成分和进化时间是中微子能谱和流强很重要的影响因素。通过平均的热功率和每次裂变释放的能量效率[76], 平均每秒每个同位素裂变的数目作为时间的函数可以被计算。图A-1给出了Palo Verde反应堆实验计算机模拟的结果 [77]。

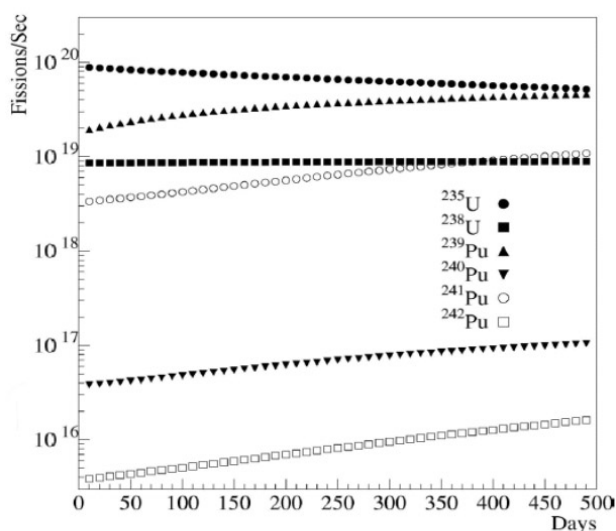


图 A-1 每个同位素的裂变率，通过蒙特卡罗模拟得来的，是时间函数。[77].

一般的当燃料棒用尽时，核电厂将定期的替换这些燃料棒。一般的每18个月，一个反应堆的燃料将变化。在重填燃料循环开始时，将有69% ^{235}U , 21% ^{239}Pu , 7% ^{238}U , 和3% ^{241}Pu 裂变。并且裂变同位素 ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 不断的由 ^{238}U 产生。当燃料循环结束时 ^{235}U and ^{239}Pu 的裂变了率几乎相等。

标准的同位素成分是58%的 ^{235}U , 30% 的 ^{239}Pu , 7% 的 ^{238}U , 和5% 的 ^{241}Pu [78]。

由核反应裂变产生的 $\bar{\nu}_e$ 的能谱与同位素的成分有关。反中微子能谱是时间响应函数，它反映了多种裂变同位素在裂变过程中的贡献。同位素 ^{235}U , ^{239}Pu , 和 ^{241}Pu 产生的反中微子能量谱由ILL [79] 推断得到，ILL 通过转换 β 谱，用 β 分光计，独立的测量 ^{235}U , ^{239}Pu , 和 ^{241}Pu 。这些推断的谱有个归一化的误差，它主要是由分光计的刻度不确定性和由 β 谱转化成反中微子谱引入的误差组成。两个主要的裂变同位素 ^{235}U 和 ^{239}Pu , 在ILL通过Gösgen实验被测量[73]. 其他两个裂变同位素产生的反中微子能谱通过理论计算得到。联合考虑实验误差和理论计算的不确定性，总的反应堆能谱的归一化不确定性是3.0%。

广泛使用三参数去参数化四个裂变同位素产生反应堆中微子能谱可以在一些文献中查到。[80]. 虽然参数化高估了大于7.5 MeV的反中微子数目, 大体上没有很严重影响，因为与2 MeV比较，大于7.5 MeV减少很快。近来最新的用六参数[81]拟合可以提高大于7.5

MeV 的谱形。

Bugey实验比较实验测量和三个不同的反中微子能谱的模型。同ILL使用的 $\bar{\nu}_e$ 谱模型[79]基本一致。实验ILL 测量的同位素谱 ^{235}U , ^{239}Pu , 和 ^{241}Pu 如图显示。图A-2.虽然每没有 ^{238}U 的数据, 只有使用理论推算, 但是理论和实际的谱形偏离的可能将不会导致很达到误差, 这是因为 ^{238}U 的部分不会超过8%. 在图A-3 中是理论上推算的所有四个重要同位素的谱。ILL测量的所有的归一化的谱的不确定性是1.9%. 谱形的不确定性可以引入通过转化程序。

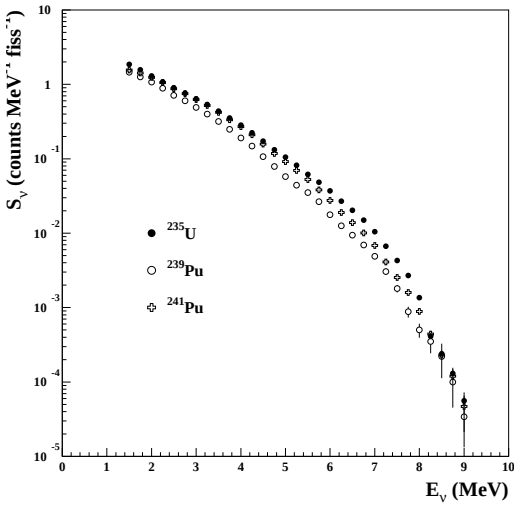


图 A-2 同位素每次裂变产生的反中微子的产额, 是通过相应的测量 β 衰败谱转换得来的。[79].

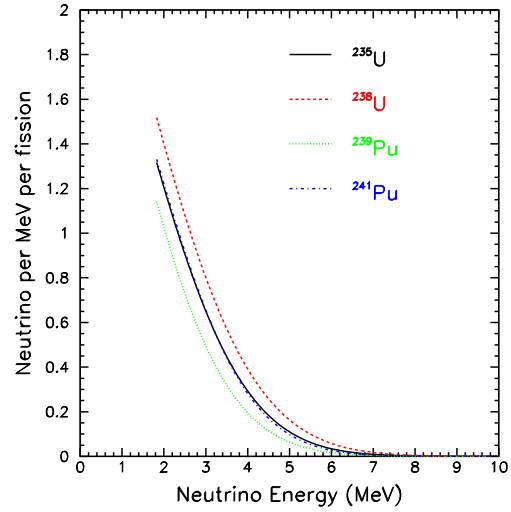


图 A-3 Vogel和Engel给出四种同位素得到的反中微子能谱的参数。[80].

A.2 反 β 衰变

探测反应堆中微子 $\bar{\nu}_e$ 的过程是通过反 β 衰变过程实现的。 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ 。如果忽略不计高阶项 E_ν/M , 总的反应截面是

$$\sigma_{tot}^{(0)} = \sigma_0(f^2 + 3g^2)E_e^{(0)}p_e^{(0)}, \quad (\text{A-1})$$

其中 $E_e^{(0)} = E_\nu - (M_n - M_p)$ 是正电子能量忽略了中子的反冲能量, $p_e^{(0)}$ 是正电子的动量。其中弱耦合常数 $f = 1$, $g = 1.26$, σ_0 与费米耦合常数 G_F , 卡比波角 θ_C , 和一个于能量无关的内禀辐射修正有关。实验观测, 反 β 衰变的能量阈值 $E_\nu = [(m_n + m_e)^2 - m_p^2]/2m_p = 1.806 \text{ MeV}$. leading-order得到的总的反应截面是

$$\sigma_{tot}^{(0)} = 0.0952 \times 10^{-42} \text{ cm}^2 E_e^{(0)} p_e^{(0)}, \quad (\text{A-2})$$

其中 $E_e^{(0)}$ 和 $p_e^{(0)}$ 的单位是MeV. Vogel and Beacom [82] 已经扩展计算反 β 衰变的总截面和角分布到 $1/M$ 数量级。图A-4 给出比较通过leading-order计算得到的总截面和next-to-leading order计算得到的截面。重要的不同在中微子能量较高的地方。我们采用 $1/M$ 数量级公式计算总的反应截面。事实上，计算的反应截面和中子的寿命有关，它的误差仅仅是0.2%。

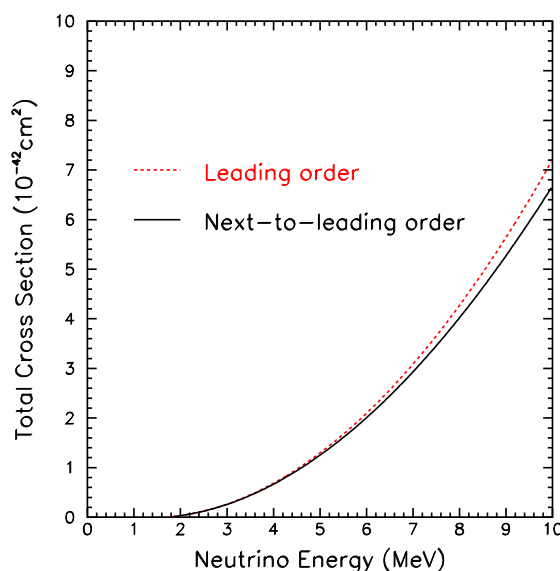


图 A-4 通过leading order和next-to-leading order计算的反 β 衰变的总反应截面。

预期的由反中微子的能谱权重得到的中子反冲能谱和 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ 的反应截面，如图A-5。由于低能反中微子与核子的质量有关系，反冲的中子有很低动能。在实验室观察正电子有稍稍向后的尖的角分布，而中子的角分布是向前的。如图，图A-6. 这个特征可有价值的验证反应堆中微子事例。如果正电子产生和中子吸收都被很好的测量，那么最初的中子方向可以被决定。从反应堆中微子产生的事例预期中子将移动偏离反应堆中微子方向。Chooz [75] 实验报告了这种角度的相互关系。预期的确定大亚湾反应堆中微子实验能够充分利用这个特征。

A.3 预期和观测的反中微子流强和能谱

预期的反中微子事例率和短基线情况下测量的值做比较。距离探测器15 米远，将发生大约300,000 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ 的相互作用，仅仅探测中子，Bugey实验测量反 β 衰变的反应截面，每次裂变 5.752×10^{-19} barns/fission误差为1.4% [83].这与ILL测量的 $\bar{\nu}_e$ 谱的反应截面 5.824×10^{-19} barns/fission 误差为2.7% 基本一致。因此，采用ILL测量的反中微子能谱的谱形是合理的，但是归一化每次裂变的总的反应截面由Bugey测量。图A-7给出了Palo

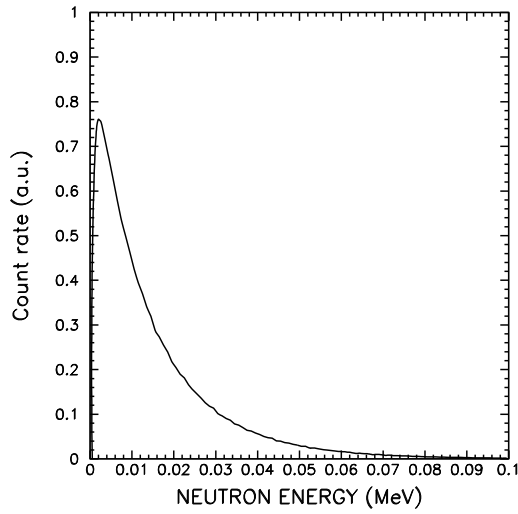


图 A-5 通过反 β 衰败得到的反中微子能谱权重后得到反冲的中子能谱。

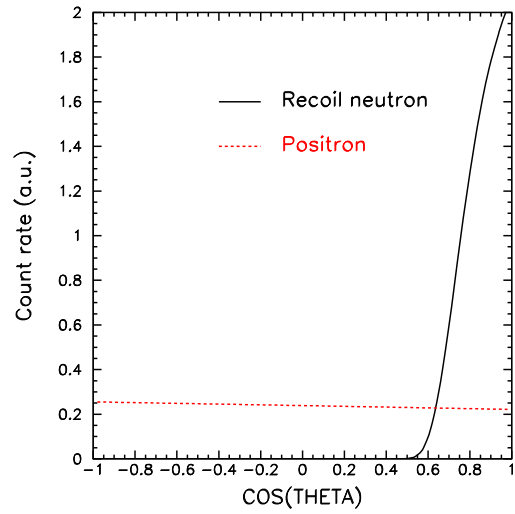


图 A-6 在实验室坐标系下，正电子和反冲中子的角分布。

Verde实验的预期事例率，它与反应堆功率（随时间变化的函数），裂变率和反 β 衰变的反应截面有关。同时也可以看到在液闪中观测的反中微子能谱和反 β 衰变的反应截面。图A-8 给出中微子能谱，反 β 衰变 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ 的总的反应截面和预期的事例率，它是反应堆中微子能量的函数。最高的计数对应的能量是 $E_\nu \sim 4$ MeV。

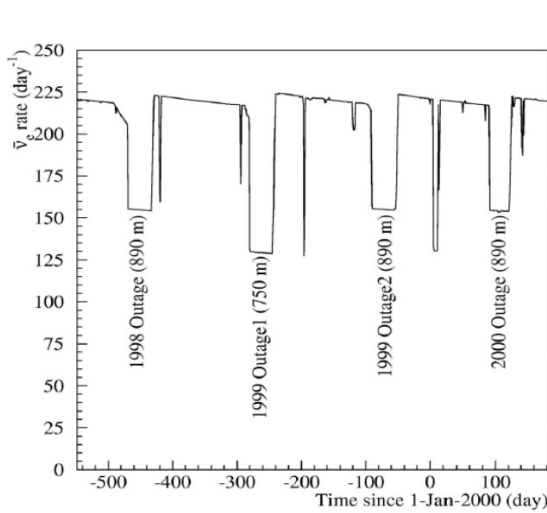


图 A-7 Palo Verde实验预期的反中微子的事例率，它是反应堆功率随时间变化的函数，与裂变率和反 β 衰败的反应截面有关。

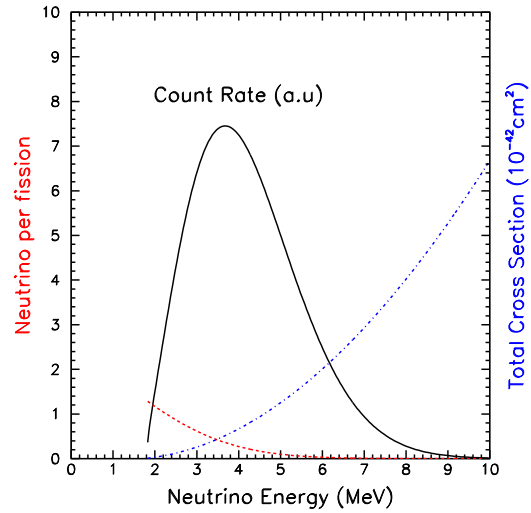


图 A-8 反中微子能谱，反 β 衰败的总的反应截面，和计数率，它是反中微子能量的函数。

总之，预期的探测的反应堆中微子的事例率的总的不确定性大约是3%，其中包括0.2%的反 β 衰变的反应截面的不确定性，1%的热功率不确定性，1%的同位素成分的不确定性和2.5%中微子能谱的不确定性。

参 考 文 献

- [1] Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 011301.
- [2] Evidence for oscillations of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 1562.
- [3] Wang Y F. Proc of 29th inter conf of High Energy Physics, World Scientific, Singapore, 2000.
- [4] First Results from KamLAND: Evidence for Reactor AntiNeutrino Disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90: 021802.
- [5] A. Maki and M. Nakagawa and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.*, 1962, 28: 870.
- [6] B. Pontecorvo, *Sov. Phys., JETP*, 1958, 6: 429.
- [7] C. Jarlskog, *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55: 1039.
- [8] L. Wolfenstein, *Phys. Rev.*, 1978, D17: 2369.
- [9] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1985, 42: 913.
- [10] S. N. Ahmed et al., *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92: 181301.
- [11] Y. Ashie et al., *Phys. Rev. Lett.*, 2004, B570: 19.
- [12] E. Aliu et al., *hep-ex/040676*.
- [13] M. Ishitsuka et al., *hep-ex/0406076*.
- [14] T. Araki et al., *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 081801.
- [15] A. Aguilar et al., *Phys. Rev.*, 2001, D64: 112007.
- [16] C. Athanassopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75: 2650.
- [17] B. Armbruster et al., *Phys. Rev.*, 2002, D65: 112001.
- [18] H. Ray et al., *Int. J. Mod. Phys.*, 2005, A20: 3062.
- [19] P. Astier et al., *Phys. Lett.*, 2003, B570: 19.

- [20] M. Apollonio et al. [Chooz Collaboration], Phys. Lett., 1998, B420: 397 [arXiv:hep-ex/9711002]; Phys. Lett., 1999, B466: 415 [arXiv:hep-ex/9907037]; Eur. Phys. J., 2003, C27:331 [arXiv:hep-ex/0301017].
- [21] F. Boehm et al., Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 3764. [arXiv:hep-ex/9912050]; Phys. Rev., 2000, D62: 072002 [arXiv:hep-ex/0003022]; Phys. Rev., 2001, D64: 112001. [arXiv:hep-ex/0107009].
- [22] J.N. Bahcall and C. Peña-Garay, JHEP, 2003, 0311: 004; see also, M.C. Gonzalez-Garcia and C. Peña-Garay, Phys. Rev., 2003, D68:093003.
- [23] M. Maltoni, T. Schwetz, M.A. Tórtola, and J.W.F. Valle, New J. Phys., 2004, 6: 122 [arXiv:hep-ph/0405172].
- [24] V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant, Int. J. Mod. Phys., 2003, E12:569 [arXiv:hep-ph/0308123]. A. Smirnov, *Neutrino Physics after KamLAND*, Invited talk at the 4th Neutrino Oscillations and their Origin (NOON 2003), Kanazawa, Japan, Feb. 10-14, 2003, [arXiv:hep-ph/0306075];
- [25] For recent reviews with extensive references, see: H. Fritzsch and Z.Z. Xing, Prog. Part. Nucl. Phys., 2000, 45: 1; R.N. Mohapatra, talk at Conference on Physics Beyond the Standard Model: Beyond the Desert 02, Oulu, Finland, 2-7 Jun 2002, and at 10th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (SUSY02), Hamburg, Germany, 17-23 Jun 2002. hep-ph/0211252; M.C. Gonzalez-Garcia and Y. Nir, Rev. Mod. Phys., 2003, 75: 345; G. Altarelli and F. Feruglio, talk at the 10th International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, Italy, 11-14 Mar 2003, hep-ph/0306265; S.F. King, Rept Prog. Phys., 2004, 67: 107 [hep-ph/0310204]; V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant, Int. J. Mod. Phys. E, 2003, 12: 569; Z.Z. Xing, the last article in Ref. [?].
- [26] H. Fritzsch and Z.Z. Xing, Phys. Lett., 1996, 372: 265.
- [27] W. Buchmüller and D. Wyler, Phys. Lett., 2001, B521: 291.
- [28] P.H. Frampton, S.L. Glashow, and D. Marfatia, Phys. Lett., 2002, B536: 79.
- [29] P.H. Frampton, S.L. Glashow, and T. Yanagida, Phys. Lett., 2002, B548: 119.

- [30] K2K Collaboration S. H. Ahn et al., Phys. Lett., 2001, B511: 178 [arXiv:hep-ex/0103001]; Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 041801[arXiv:hep-ex/0212007].
- [31] MINOS Collaboration, Fermilab Report No. NuMI-L-375, 1998.
- [32] ICARUS Collaboration: A. Rubbia, *Status Of The Icarus Experiment*, talk at *Skandinavian Neutrino Workshop* (SNOW), Uppsala, Sweden, February 2001, Phys. Scripta, 2001, T93: 70; F.Ronga, *LBL Experiments in Europe*, talk at the *Neutrino Oscillation Workshop 2004* (NOW2004), September 11-17, 2004, Otranto, Italy.
- [33] OPERA Collaboration, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, July, 2000; F.Ronga, *LBL Experiments in Europe*, talk at the *Neutrino Oscillation Workshop 2004* (NOW2004), September 11-17, 2004, Otranto, Italy.
- [34] V. D. Barger, A. M. Gago, D. Marfatia, W. J. Teves, B. P. Wood and R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev., 2002, D65: 053016. [arXiv:hep-ph/0110393].
- [35] M. Goodman, *Plans for Experiments to Measure θ_{13}* , talk given at the *Coral Gables Conference on Launching of Belle Epoque in High-Energy Physics and Cosmology* (CG 2003), Ft. Lauderdale, Florida, 17-21 December 2003; arXiv:hep-ex/0404031.
- [36] V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, Phys. Rev., 2002, D65: 073023 [arXiv:hep-ph/0112119].
- [37] H. Minakata, H. Nunokawa and S. Parke, Phys. Rev., 2002, D66: 093012 [arXiv:hep-ph/0208163].
- [38] J. Burguet-Castell, M. B. Gavela, J. J. Gomez-Cadenas, P. Hernandez and O. Mena, Nucl. Phys., 2001, B608: 301 [arXiv:hep-ph/0103258].
- [39] V. D. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, in Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001), ed. N. Graf, eConf **C010630**, E102 2001, [arXiv:hep-ph/0108090].
- [40] T. Kajita, H. Minakata, and H. Nunokawa, Phys. Lett., 2002, B528: 245[arXiv:hep-ph/0112345].
- [41] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter, Nucl. Phys., 2002, B645: 3 [arXiv:hep-ph/0204352].

- [42] P. Lipari, Phys. Rev., 2000, D61: 113004 [arXiv:hep-ph/9903481]; I. Mocioiu and R. Shrock, Phys. Rev., 2000, D62: 053017 [arXiv:hep-ph/0002149]; V. D. Barger, S. Geer, R. Raja and K. Whisnant, Phys. Lett., 2000, B485: 379 [arXiv:hep-ph/0004208]; M. Koike, T. Ota and J. Sato, Phys. Rev., 2002, D65: 053015 [arXiv:hep-ph/0011387]; H. Minakata and H. Nunokawa, JHEP, 2001, 0110: 001 [arXiv:hep-ph/0108085].
- [43] V. D. Barger, S. Geer, R. Raja and K. Whisnant, Phys. Rev., 2000, D62: 013004 [arXiv:hep-ph/9911524].
- [44] G. L. Fogli and E. Lisi, Phys. Rev., 1996, D54: 3667 [arXiv:hep-ph/9604415].
- [45] H. Murayama and A. Pierce, *Energy Spectra of Reactor Neutrinos at KamLAND*, Phys. Rev., 2002, D65: 013012 [arXiv:0012075].
- [46] P. Vogel and J. Engel, Phys. Rev., 1989, D39: 3378.
- [47] P. Vogel, Phys. Rev., 1984, D29: 1918.
- [48] M. Apollonio et al., (Chooz Collaboration), Phys. Lett., 1998, B420: 397; Phys. Lett., 1999, B466: 415; Eur. Phys. J., 2003, C27: 331.
- [49] F. Boehm et al., (Palo Verde Collaboration), Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 3764 [arXiv:hep-ex/9912050]; Phys. Rev., 2000, D62: 072002 [arXiv:hep-ex/0003022]; Phys. Rev., 2001, D64: 112001 [arXiv:hep-ex/0107009]; A. Piepke et al., Nucl. Instr. and meth., 1999, A432: 392.
- [50] R. Brun, F. Carminati, GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, September 1993.
- [51] Double Chooz LOI: hep-ex/0405023.
- [52] P. Huber, M. Lindner, T. Schwetz, and W. Winter, Ncl. Phys., 2003, B665: 487; Ncl. Phys., 2002, B645: 3.
- [53] H. Minakata, H. Sugiyama, O. Yasuda et al., Phys. Rev., 2003, D68: 033017; H. Minakata, H. Sugiyama, Phys. Lett., 2004, B580: 216.
- [54] D. Stump, J. Pumpin, R. Brock et al., Phys. Rev., 2001, D65: 014012.

- [55] Schreckenback K et al. Phys. Lett., 1985, B160: 325; Hahn A A et al. Phys. Lett., 1989, B218: 365.
- [56] T. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, 1991.
- [57] P. Antonioli et al., Astro. Phys., 1997, 7: 357;
<http://www.shef.ac.uk/physics/people/vitaly/files/music-sr.tar.gz>.
- [58] 高能物理与核物理, 2005, 29(10): 983-988.
- [59] Consultant's Report, SOC-R950-1-195 Surface Optics Corp. San Diego, CA (for U.C. -Irvine 1995).
- [60] F. Hasenbalg and D. Ravignani, "Tyvek Diffuse Reflectivity", GAP 97-035.
- [61] A. Filevich et al., Nucl. Instr. Meth., 1999, A423: 108.
- [62] P. Beckmann and A. Spizzichino, International Monographs in Electromagnetic Waves, 1963, 4: "The Scattering of Electromagnetic Waves from Surfaces".
- [63] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. Meth., 2003, A506: 250-303, "GEANT4- a Simulation Toolkit", <Http://Geant4.Cern.Ch/>.
- [64] <http://geant4.cern.ch/>.
- [65] Grady Booch, The Benjamin/Cummings Publishing Co. Inc., 1994, "Object-Oriented Analysis and Design with Applications".
- [66] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/lhc++/clhep>, <http://wwwinfo.cern.ch/asd/lhc++/clhep>.
- [67] S.K. Nayer et al., IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 1991, 13: 611.
- [68] A. Levin and C. Moisan, TRI-PP-96-64, 1996.
- [69] C. Makaskill, J. Opt. Soc. Am. A, 1991, 8: 88.
- [70] <http://root.cern.ch>.
- [71] C.L. Cowan and F. Feines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, and A.D., McGuire, Science, 1956, 124: 103; F. Reines and C.L. Cowan, Nature, 1956, 178: 446.

- [72] H. Kwon et al., Phys. Rev., 1981,D24: 1097.
- [73] G. Zacek et al., Phys. Rev., 1986, D34: 2621.
- [74] B. Ackar et al., Nucl. Phys., 1995, B434: 503; B. Ackar et al., Phys. Lett., 1996, B374: 243.
- [75] M. Apollonio et al., Eur. Phys. J., 2003, C27: 331.
- [76] M.F. James, J. Nucl. Energy, 1969, 23: 517.
- [77] L. Miller, Ph.D Thesis, Stanford University, 2000, unpublished.
- [78] V.I. Kopeikin, "On search for new physics in nonequilibrium reactor antineutrino energy spectrum", [arXiv:hep-ph/0110030].
- [79] K. Schreckenbach et al., Phys. Lett., 1985, B160: 325 ; A. A. Hahn et al., Phys. Lett., 1989, B218: 365.
- [80] P. Vogel and J. Engel, Phys. rev., 1989, D39: 3378.
- [81] P. Huber and T. Schwetz, Phys. Rev., 2004, D70: 053011 [arXiv:hep-ph/0407026].
- [82] P. Vogel and J. F. Beacom, Phys. Rev., 1999, D60: 053003.
- [83] Y. Declais et al., Phys. Lett., 1994, B338: 383.
- [84] H. Kwon et al., Phys. Rev., 1981, D24: 1097.
- [85] G. Zacek et al., Phys. Rev., 1986, D34: 2621.
- [86] Y. Declais et al., Phys. Lett., 1994, B338: 383; B. Ackar et al., Nucl. Phys., 1995, B434: 503; B. Ackar et al., Phys. Lett., 1996, B374: 243.
- [87] M. Apollonio et al., Eur. Phys. J., 2003, C27: 331.
- [88] F. Boehm et al., Phys. Rev., 2000, D62: 072002.
- [89] K. S. Hirata et al., Phys. Lett., 1988, B205: 416; Y. Fukuda et al., Phys. Lett., 1994, B335: 237.
- [90] K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 021802.

攻读博士学位期间的研究成果

1. 反应堆中微子实验的基线优化, 孙亚轩, 曹俊, 陆锦标, 马宇倩, 王贻芳, 扬长根, 高能物理与核物理, 第29卷第6期, (2005): 543—548。

致 谢

时光如梭，光阴荏苒。弹指间，三年时间转瞬即逝。三年的成长以及博士论文的完成离不开各位老师，同学，亲人，朋友的鼎力支持和无私帮助。在此谨借薄纸一张，来表达我最诚挚的问候和最衷心的感谢。

首先，我要感谢我的博士导师王贻芳研究员，王老师雄厚的理论功底和实验经验，敏锐的洞察力，严谨的治学作风和一丝不苟的科研精神深深的影响了我。

特别要感谢我的另一位导师曹俊研究员。曹老师从一开始的科研课题的选择以及我的每一阶段的工作情况，都倾注了大量的心血。特别是这期间发表的文章是在曹老师亲自指导下，在其它各位老师的帮助下完成的。曹老师渊博的学识，严谨认真的工作态度和有条不紊、细致入微的工作风格对我影响深刻。尤其是他那平易近人，风趣幽默的谈吐有让人如沐春风的感觉。

还要感谢扬长根老师在工作和学习中给予的帮助。杨老师深入工作一线，挑战新事物的工作作风和处世风格深深的影响了我。

很幸运能在大亚湾反应堆中微子实验组（DYB）学习和工作。DYB组是一个和谐，轻松愉快的大家庭，在这个大家庭中，我学到了许多东西。在DYB组的学习和工作中，得到了组里很多老师在各方面的支持和帮助，在这里，对DYB组的各位老师表示最衷心的感谢。感谢DYB组所有成员为我们提供了轻松活跃的学术氛围。与他们在工作中的讨论以及他们对于我的工作的批评和建议，使我的工作日渐完善。感谢办公室的韩玲老师和孟详承老师在生活中的帮助。感谢陈明君，占亮，温良剑，关梦云，钟伟丽，刘金昌，王志民，蒋胜鹏，陆浩齐等同学对我各方面的帮助。

感谢养育我的父母，是他们的鼎力支持和无私奉献使我顺利完成学业。