分类号	密级
U D C	编号

中国科学院研究生院

博士学位论文

大亚湾中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究 <u></u> 钟玮丽

指导教师姓名 陈和生 研究员 中国科学院高能物理研究所 申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理 论文提交日期 2008年4月20日 论文答辩日期 2008年5月30日 培养单位 中国科学院高能物理研究所 学位授予单位名称 中国科学院研究生院

答辩委员会主席_____

分类号	密级
U D C	编号

中国科学院研究生院

博士学位论文

大亚湾中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究 <u></u> 钟玮丽

指导教师姓名 陈和生 研究员 中国科学院高能物理研究所 申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理 论文提交日期 2008年4月20日 论文答辩日期 2008年5月30日 培养单位 中国科学院高能物理研究所 学位授予单位名称 中国科学院研究生院

答辩委员会主席_____

摘 要

大亚湾反应堆中微子实验的物理目标是精确测量 sin² 2θ₁₃到 0.01或更小。这一物理 目标对负责探测反应堆中微子事例的中心探测器提出很高的设计要求和性能要求,最终 每一个中心探测器模块的系统误差需小于 0.38%,能量分辨率需好于 15%/√E。

大亚湾中心探测器是基于液体闪烁体和光电倍增管的三层同心圆柱设计。为了检验 探测器设计,利用放射源对一个两层同心圆柱结构的中心探测器模型进行了研究。实验 结果表明,模型的能量分辨率好于9%/√E,满足大亚湾实验要求。模型内所用的液体 闪烁体是针对大亚湾实验研制的液体闪烁体。本文对该液体闪烁体的光产额、透明度、 衰减时间等性质进行了仔细研究,结果表明该液体闪烁体满足大亚湾实验的要求。模型 内所用的光电倍增管是从500只 EMI 8"光电倍增管中挑选出的峰谷比最好、噪音最低的 光电倍增管。本文通过对各种特性参数的细致研究,如单光电子响应、脉冲线性、量子 效率和后脉冲等的测量,为大亚湾实验的候选光电倍增管特性要求的提出和批量测量提 供参考。Geant4具有适合模拟液体闪烁体探测器的光学过程。G4dyb是基于Geant4开 发的大亚湾探测器模拟程序。本文将以上液体闪烁体的各单项性能测量结果和光电倍增 管的各项特性参数测量结果以及模型内其它物质的光学性质测量结果用于G4dyb内光学 参数的调节。通过光学模型的建立和完善以及光学参数的调节,模型的模拟结果与实验 数据基本一致。调整好的光学参数和光学模型应用于中心探测器的模拟。

除混合角外, 描述中微子振荡的参数还有质量平方差。目前的中微子实验还未能确 定 Δm_{32}^2 的符号。由于 $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$, 所以本文通过对 Δm_{31}^2 测量精度的计算探讨反 应堆实验解决中微子质量等级的可能性。研究结果显示,在90%置信区间内,只有当 $\sin^2 2\theta_{13}$ 大于 0.078时, 一般反应堆实验才能确定中微子质量等级问题。对大亚湾实验来 说 $\sin^2 2\theta_{13}$ 需大于 0.07。若 $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.01$, 合全世界反应堆总功率也无法解决中微子 质量等级问题。

关键词:反应堆,中微子振荡, ΔM²₃₁,中心探测器模型,液体闪烁体,光电倍增管,光学模型

ABSTRACT

Weili Zhong (Key Laboratory of Particle Astrophysics) Directed by Professor Hesheng Chen

The physics goal of the Daya Bay Reactor Neutrino Experiment is to measure $\sin^2 2\theta_{13}$ to 0.01 or better. The physics goal require that Antineutrino Detector which is designed to detect antielectron neutrinos from reactor has superior detector design and good detector performance. This means that the detector uncertainty per module should be less than 0.38% and this result in that the energy resolution of each module should be better than $15\%/\sqrt{E}$.

Daya Bay antinutrino detector is a liquid scintillator based detector. Each antineutrino detector module is a three-zone nested cylindrical structure. In order to verify detector design, we construct a scaled down antineutrino detector at IHEP and name it prototype. The radioactive source calibration showed that the energy resolution of prototype is better than $9\%/\sqrt{E}$. The target in prototype is the Gd-loaded liquid scintillator, a priliminary product for the application in the Daya Bay experiment. Several specific and detailed studies including high light yield, long attenuation length and good timing property, etc. have been done. The results show that the properties of this kind of liquid scintillator has reach the requirements of Daya Bay experiment. The PMTs in prototype are picked out from 500 EMI 8" PMTs due to their much better peak-to-valley ratio and low rate of dark noise. Several specific studies including single photoelectron response, pulse linearity, quantum efficiency, afterpulse ratio etc. have been done, which accumulate PMT test experiences and supply a reference to the specification requirements of the Dava Bay PMTs. Geant4 is a simulation tool which has advantages on the simulation of the optical processes in liquid scintillator detectors. G4dyb is a Geant4 based simulation package for the Daya Bay experiment. The measurement results of liquid scintillator and PMTs with the optical properties of other materials in prototype together are used to build the optical model in G4dyb. After tuning the optical parameters and correcting the optical models, the simulation results and experiment data of prototype can agree well. The optical model and parameters after tuning are used to

simulate the performance of Daya Bay antineutrino detector.

On the other side, current neutrino experiments have not determined the sign of Δm_{32}^2 . Since $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$, this thesis study the probability of resolving neutrino mass hierarchy in reactor neutrino oscillation experiments via the calculation of Δm_{31}^2 error. The results show that the normal reactor neutrino oscillation experiment can determine mass hierarchy when $\sin^2 2\theta_{13} > 0.078$ at 90% confidence level, and the Daya Bay experiment can resolve this problem only if $\sin^2 2\theta_{13}$ is greater than 0.07 at 90% confidence level. Unfortunately, if $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$, reactor neutrino experiment can not determine neutrino mass hierarchy alone, even using the reactors all of the world together.

Key words: reactor, neutrino oscillation, ΔM_{31}^2 , prototype of antineutrino detector, liquid scintillator, PMT, optical model

目录

1	引言			1
2	大亚	湾反应	ź堆中微子实验	5
	2.1	中微子	^z 实验	5
		2.1.1	中微子基本性质和探测方法	5
		2.1.2	中微子振荡和中微子实验现状	10
		2.1.3	中微子实验近期目标	17
	2.2	大亚湾	等反应堆中微子实验的物理目标	19
	2.3	大亚湾	等实验的探测器	22
		2.3.1	中心探测器	23
		2.3.2	反符合系统	23
		2.3.3	触发系统	26
3	大亚	湾中心	·探测器和中心探测器模型	29
	3.1	大亚湾	等中心探测器	29
		3.1.1	中心探测器设计要求	30
		3.1.2	中心探测器的物理设计	32
		3.1.3	中心探测器的预期性能	37
	3.2	中心拣	R测器模型	38
		3.2.1	中心探测器模型实验的物理意义	38
		3.2.2	中心探测器模型的结构	38

		3.2.3 中心探测器模型实验	42
	3.3	本章小结	. 44
л	汯休	闪烁从此质的测量	47
4	A 1	內苏伊住贝巴侧里	41
	4.1	被体内矫计数技术的友展	47
	4.2	液体闪烁体的发光机制	. 48
		4.2.1 关于液体闪烁体的一些概念	. 48
		4.2.2 液体闪烁体的发光过程	. 49
		4.2.3 淬灭效应	54
	4.3	液体闪烁体性质的测量	57
		4.3.1 光产额与衰减长度	59
		4.3.2 衰减时间常数	63
		4.3.3 淬灭因子及kB常数	69
		4.3.4 其它性质的测量	. 74
	4.4	本章小结	. 77
5	рм-	「娃性的研究	70
0	5 1	PMT的基本特性	70
	5.9		- 13 - 29
	0.2	午心状例都侠至1 M1 的付任听几	02
		5.2.1 半几电】响应	00
		5.2.2 脉冲线性	. 87
		5.2.3 相刈重于效率	. 90
		5.2.4 增益与暗电流	. 93
		5.2.5 后脉冲	. 94
		5.2.6 入射角效应	. 100
	5.3	大亚湾实验对PMT的特性要求	102
	5.4	本章小结	103
6	光学	模型和中心探测器模型的模拟与数据的比较	105
	6.1	大业湾实验的模拟和软件开友	. 105

		6.2.1	Geant4的光学模型	7
		6.2.2	光学参数	2
		6.2.3	PMT的光学模型114	1
	6.3	中心拣	测器模型的模拟与实验数据的比较 $\dots \dots \dots$	3
		6.3.1	中心探测器模型的刻度涉及的物理过程	3
		6.3.2	中心探测器模型的数据分析和模拟	7
		6.3.3	光学参数的处理和调节122	2
		6.3.4	模拟与实验数据的比较	1
		6.3.5	光学模型的调节140)
		6.3.6	模拟与实验数据的再比较145	5
	6.4	本章小	结)
7	反应	堆实验	ΔM_{31}^2 测量精度 151	L
7	反应 7.1	堆实验 中微子	ΔM^2_{31} 测量精度 151 ¹⁵ 质量的等级问题	Լ
7	反应 7.1 7.2	道 堆实验 中微子 短基线	ΔM^2_{31} 测量精度 151 质量的等级问题	L L 3
7	反应 7.1 7.2 7.3	堆实验 中微子 短基线 确定质	ΔM_{31}^2 测量精度 151 质量的等级问题 151 反应堆实验和大亚湾实验的 ΔM_{31}^2 测量精度 153 量等级所需的光度 160	1 1 3)
7	反应 7.1 7.2 7.3 7.4	堆实验 中微子 短基线 确定质 本章小	ΔM_{31}^2 测量精度 151 质量的等级问题 151 反应堆实验和大亚湾实验的 ΔM_{31}^2 测量精度 153 量等级所需的光度 160 结 161	L 1 3) L
8	反应 7.1 7.2 7.3 7.4 结论	堆实验 中 短 基 定 师 本章小	ΔM ² ₃₁ 测量精度 151 「质量的等级问题	L 3) L
7 8 附	反应 7.1 7.2 7.3 7.4 结论 录: 	堆实验 中微子 短基定质 本章小 MT管	△ M_{31}^2 ,测量精度 151 「质量的等级问题	L 3) L 3
7 8 附 发	反应 7.1 7.2 7.3 7.4 结 录 :「	堆 中 短 确 本 中 短 确 本 アMT管 章目录	△ M_{31}^2 ,例量精度 151 「质量的等级问题	L 1 3 0 1 5

插图目录

2.1	中微子的四种相互作用	6
2.2	$ u_{\mu}$ 在1 – 100GeV范围内的带电流反应截面	6
2.3	太阳中微子能谱	7
2.4	反应堆中微子能谱	8
2.5	中微子振荡几率随基线长度的变化关系	11
2.6	假想无系统误差的中微子振荡实验在90%置信区间下的灵敏度	13
2.7	当前大气中微子参数测量结果	16
2.8	当前太阳中微子参数测量结果	16
2.9	目前对 θ_{13} 的了解情况	17
2.10	反应堆反电子中微子的消失几率随基线长度的变化关系	20
2.11	大亚湾实验布局	21
2.12	χ^2 分析的实验点位置优化结果	22
2.13	90%置信区间下 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度期望值	24
2.14	90%置信区间下, $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度期望值随取数时间的变化关系	24
2.15	大亚湾探测器示意图	25
2.16	大亚湾实验触发系统逻辑示意图	28
3.1	大亚湾中心探测器设计剖面图	30
3.2	在90%置信区间内sin ² (2θ ₁₃)的灵敏度随远点中心探测器靶质量的变化关系	34
3.3	中心探测器的设计图	34
3.4	中子俘获的能谱	35

3.5	中子探测效率随γ捕获层厚度的变化关系	36
3.6	中心探测器的能量响应(光电子数)随入射粒子径向位置的变化关系	37
3.7	中心探测器模型的真实比例结构图和有机玻璃罐	39
3.8	中心探测器模型的不锈钢罐机械图	40
3.9	光电倍增管的支撑结构设计图	41
3.10	探测器模型使用的光电倍增管的支撑结构	41
3.11	反符合探测器侧面内部示意图	42
3.12	反符合探测器顶部示意图	42
3.13	中心探测器模型的前端电子学简图	43
4.1	液体闪烁体发光过程	50
4.2	一些第一溶质的结构式	53
4.3	一些第二溶质的结构式	54
4.4	蔥闪烁体单位径迹上的荧光输出随单位径迹上能量损失的变化	56
4.5	线性烷基苯(LAB)的结构式	59
4.6	紫外可见分光光谱仪测样品的吸光度	62
4.7	一些样品的吸光度曲线	62
4.8	液体闪烁体衰减时间测量装置图	63
4.9	待测液体闪烁体样品和塑料闪烁体荧光脉冲电荷谱	64
4.10	掺Gd液体闪烁体的荧光衰减时间本底谱	65
4.11	掺Gd液体闪烁体和普通液体闪烁体的荧光衰减时间拟合结果	66
4.12	TDC C414的刻度谱及其线性拟合结果	67
4.13	拟合脉冲波形得到的衰减时间常数结果	68
4.14	带电粒子在蔥晶体中的能量损失与蔥晶体荧光输出的关系曲线	70
4.15	液体闪烁体探测器刻度结果	71
4.16	TOF方法测量液体闪烁体对中子的能量响应	72
4.17	中子在掺Gd液体闪烁体里的能谱	73
4.18	液体闪烁体淬灭因子函数	73
4.19	实验测量与数值计算得到的淬灭因子函数的比较	74
4.20	液体闪烁体的荧光发射谱	75

4.21	液体闪烁体的长期稳定性 76
5.1	PMT的工作电压-暗电流特性 81
5.2	测量单光电子谱的系统装置示意图 84
5.3	LED方法和热噪声方法测量得到的各电压下单光电子谱的比较 85
5.4	用SER(x)和 $I(x)_{noise}$ 分别拟合LED方法和热噪声方法的单光电子谱(1710HV)的
	结果
5.5	脉冲线性的测量系统装置示意图 87
5.6	PMT的非线性响应随阳极脉冲幅度峰值的变化关系 88
5.7	量子效率测量装置图和原理图 90
5.8	PMT阴极电流与倍增极工作电压的关系以及与入射光强的关系 91
5.9	待测管与参考管阴极电流比较 92
5.10	反射光路与透射光路到达PMT的光强差异随波长的变化关系 92
5.11	修正光强后待测管与参考管的阴极电流比值
5.12	EMI9350KB的量子效率曲线94
5.13	增益与暗电流的测量装置 95
5.14	增益与暗电流随工作电压的变化曲线 95
5.15	后脉冲实验中PMT单光电子谱测量装置图 96
5.16	后脉冲实验中PMT的单光电子响应 97
5.17	后脉冲实验中PMT后脉冲测量装置图
5.18	后脉冲实验噪音测量装置图 98
5.19	PMT工作在单光电子和多光电子状态下,后脉冲的时间分布 99
5.20	入射角效应测量系统示意图101
5.21	PMT光电面对斜入射光的响应曲线101
6.1	UNIFIED模型中的坐标系和光强关系示意图
6.2	PMT光学模型和光学参数115
6.3	PMT光学模型比较
6.4	探测器对 ¹³⁷ Cs、 ⁶⁰ Co的能量响应的本底谱比较
6.5	两种不同扣除本底方法得到的纯γ源能谱的比较

6.6	中心探测器模型第一期对 γ 光子的能量响应
6.7	中心探测器模型第一期对γ光子的能量非线性响应
6.8	在G4dyb里构造的中心探测器模型的几何
6.9	初始参数下 ¹³⁷ Cs源在探测器中心时的模拟能谱及拟合结果123
6.10	光学参数对中心探测器模型能量响应的影响
6.11	中心探测器模型液体闪烁体与BC521液体闪烁体的发射谱比较 126
6.12	中心探测器模型内反射板铝膜的反射率
6.13	中心探测器模型内掺Gd液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的折射率128
6.14	两种测量方法得到的液体闪烁体和矿物油的衰减长度
6.15	反射修正和归一化之后液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的衰减长度131
6.16	液体闪烁体、矿物油、有机玻璃和水的散射长度
6.17	PMT光学模型的检验132
6.18	根据PMT刻度参数得到的PMT的本底谱和光电子信号谱135
6.19	放射源外壳对能谱的影响
6.20	中心探测器模型的位置响应的模拟与数据的比较
6.21	¹³⁷ Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与数据的能谱比较 . 139
6.22	¹³⁷ Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与数据的能谱峰位
	和分辨率的比较140
6.23	去掉上反射板后, ¹³⁷ Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟
	与数据的能谱比较141
6.24	去掉上反射板后, ¹³⁷ Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟
	与数据的能谱峰位和分辨率的比较
6.25	¹³³ Ba, ²² Na, ⁶⁰ Co在探测器中心时模拟与数据的能谱比较142
6.26	电离淬灭引起的荧光输出与入射粒子能量的非线性关系曲线143
6.27	电离淬灭对 $1 MeV\gamma$ 的能量沉积的影响
6.28	几种假设的液体闪烁体的吸收重发射几率谱
6.29	重发射的光子的发射顶点与吸收顶点的距离
6.30	契伦科夫光的吸收重发射特性146
6.31	KamLAND液体闪烁体的部分光学性质

6.32	不同能量电子在KamLAND液体闪烁体里的契伦科夫光谱147
6.33	中心探测器模型第二期模拟与数据的能量非线性比较148
7.1	三代中微子质量本征态的排列方式152
7.2	Δm_{31}^2 测量精度随sin ² 2 θ_{13} 的变化关系
7.3	Δm_{31}^2 测量精度随sin ² 2 θ_{13} 的连续变化
7.4	一般反应堆实验的 Δm^2_{31} 测量精度随 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的变化关系156
7.5	理想的无系统误差条件下一般反应堆实验的 Δm_{31}^2 测量精度随 $\sin^2 2 heta_{13}$ 的
	变化关系
7.6	理想的无统计误差条件下一般反应堆实验的 Δm_{31}^2 测量精度随 $\sin^2 2 heta_{13}$ 的
	变化关系
7.7	大亚湾实验三种主要本底的能谱
7.8	大亚湾实验的 Δm_{31}^2 测量精度随 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的变化关系
7.9	一般反应堆实验为确定中微子质量等级所需的光度随 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的变化关系 . 160
7.10	无系统误差条件下一般反应堆实验为确定中微子质量等级所需的光度
	随sin ² 2θ ₁₃ 的变化关系

表格目录

2.1	目前实验对中微子混合参数的限制15
2.2	各实验点的中微子探测器模块的事例数和信噪比
2.3	大亚湾实验的系统误差和统计误差 24
2.4	大亚湾实验的物理目标对反符合系统的要求
3.1	在90%的置信区间内达到 $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.01$ 灵敏度的误差要求 31
3.2	大亚湾中心探测器的物理性能要求
4.1	使闪烁效率下降25%向10ml甲苯/PPO溶液中加稀释剂的量 51
4.2	一些液体闪烁体样品的相对光产额60
4.3	一些溶剂和液体闪烁体样品的衰减长度 61
4.4	掺Gd液体闪烁体和普通液体闪烁体的衰减时间参数 67
4.5	单光子计数法与脉冲波形法结果的比较
5.1	LED和热噪声方法单光电子谱的拟合结果比较
5.2	5%非线性范围内的阳极脉冲电流峰值及光电子数 89
5.3	后脉冲与信号脉冲的电荷比100
6.1	中心探测器和中心探测器模型里物质的元素组成
6.2	中心探测器和中心探测器模型里物质的吸收长度和折射率113
6.3	中心探测器和中心探测器模型里的光学界面
6.4	中心探测器模型第一期γ源数据处理结果

6.5	中心探测器模型的掺Gd液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的折射率	127
6.6	反射修正和归一化后全谱衰减长度测量值与单波长衰减长度测量值的比较	130
6.7	一些有机溶剂的等温绝热系数 $K_T(Pa^{-1})$	133
7.1	计算中设置的一般反应堆实验系统误差取值	156

第一章 引言

目前粒子物理理论无法确定中微子的质量、味道混合和CP破坏等基本参数,它 们的数值信息只能依赖于实验测量。当前国际上的几个分析组的共同做法是联合太 阳、大气、核反应堆和加速器实验数据对中微子质量和混合角参数作出限制; Global Fit方法通过提取₀₁₃在太阳和大气中微子振荡中的次级贡献,获取有关其大小的信息。 θ_{13} 的best fit值约为0.04且不断下降的趋势将中微子实验带入精确测量阶段。得到 θ_{13} 的 精确值则得到轻子混合矩阵最后一个矩阵元的大小。与夸克混合矩阵比较,轻子混合矩 阵的非对角元的值很大,未知矩阵元 θ_{13} 的值是未来新物理图像的线索。在已有的理论 模型中,轻子的 CP破坏有可能解释宇宙中正反物质不对称等有关宇宙起源和演化的问 题,而 sin² 2 θ_{13} 的精确值是测量轻子 CP破坏相角 δ 的必要条件。若 sin² 2 $\theta_{13} > 0.01$, 长基线中微子实验就可测量 CP破坏相角大小;若 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$,则长基线中微子实 验无法得到 δ ,需要用更强中微子源和更低本底的实验如 β 束流和中微子工厂来测量 CP破坏相角。所以测量最小混合角 θ_{13} 是整个中微子实验进程的转折点。长基线中微子 实验虽可测量 sin² 2θ₁₃并到小于 0.5%的水平,但它的测量结果依赖于物质效应,造成 多个变量简并而不能唯一确定这些参数中的任何一个。反应堆中微子实验则与物质效应 无关,不存在参数简并,如果实验精度足够高,就可以唯一确定 $heta_{13}$ 。联合反应堆中微 子实验测量到的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的结果和长基线中微子实验的结果可确定 Δm_{32}^2 的符号,并进 一步得到CP破坏相角的大小。目前建造中的大亚湾反应堆中微子实验即是要精确测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 到 0.01或更小的水平。

大亚湾反应堆中微子实验计划在我国大亚湾核电站的大亚湾反应堆群和岭澳反应堆 群附近各放置一个近点探测器,在优化距离处放置远点探测器,通过反电子中微子在 近、远点探测器内液体闪烁体中发生的反β衰变探测来自反应堆的反电子中微子的计数

1

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM₃₁测量精度的研究

和能谱的变化,寻找*ū*_e的消失对sin²2θ₁₃作出限制。大亚湾核电站不仅总功率高,有利 于实验的统计量,且紧邻高山,这一天然条件使实验可以建造地下实验室,为探测器 提供足够的岩石覆盖来屏蔽宇宙射线本底。除统计误差和系统误差外,大亚湾实验要 在90%置信区间测量 sin²2θ₁₃到 0.01的精度还需很好的控制来自反应堆和探测器的系统 误差。大亚湾实验对探测器中微子信号的中心探测器的非关联误差要求是每个模块不大 于 0.38%,此系统误差要求探测器的能量分辨率好于 15%/√E。对应物理要求的探测器 设计是基于液体闪烁体-光电倍增管探测方法的三层同心圆柱结构。我们在高能所建造 了一个靶直径为一米的两层同心圆柱结构的中心探测器模型,通过模型的放射源刻度实 验检验探测器的能量分辨率、空间均匀性等相关物理性能。

无论是中心探测器还是中心探测器的模型,其核心构成是液体闪烁体和光电倍增 管,它们的性能决定了探测器的性能。

富含质子且发光效率高的液体闪烁体被广泛用于低能中微子实验,反电子中微子通 过与液体闪烁体的反 β衰变产生正电子和中子。在液体闪烁体中加入适量钆后可增加中 子俘获截面、缩短正电子湮灭信号与中子俘获信号的时间窗降低本底,所以目前反应堆 实验经常用掺钆的液体闪烁体做靶物质。过去的反应堆实验如 CHOOZ、 Palo Verde 和 KamLAND等与大亚湾实验一样均使用大体积的液体闪烁体作靶,这些实验为大亚湾实 验的液体闪烁体的性能要求提供了参考。由于反应堆中微子能量低,而光电子数产额决 定了探测器的能量分辨率和空间分辨率,所以实验要求液体闪烁体光产额高、透明度 好、发射谱与光电倍增管的灵敏区间尽可能一致等,使光电倍增管能尽可能多地收集光 子。在液体闪烁体研制过程中我们测量量了每种配方样品的衰减长度和光产额,检验待 测样品的光学性质。另外,如果忽略液体闪烁体的吸收重发射效应,光子的飞行时间依 赖于飞行距离和光电倍增管的渡越时间以及液体闪烁体的发光时间。所以为了减少位置 重建的误差,液体闪烁体的衰减时间常数是越小越好。所以我们还测量了用于中心探测 器模型的液体闪烁体的衰减时间常数以及之后在模拟中研究液体闪烁体对带电粒子非线 性响应需要的淬灭因子常数。中心探测器模型第一期的靶物质是普通液体闪烁体,第二 期是掺钆的液体闪烁体,其配方与最终的大亚湾实验液体闪烁体配方极其相似。除以上 本征性质的测量外,模型内的掺钆液体闪烁体的长期稳定性也收到一直监控。

大亚湾中心探测器的设计是每个模块内共 192个 8"光电倍增管,加上反射板后的有效光电面覆盖率约为 12%;中心探测器模型内是 45个EMI 8"光电倍增管,加上反射板

后的有效光电面覆盖率约为14%,与中心探测器相近。光电倍增管大的光电面便于光子 收集,探测器的能量分辨率要求光电倍增管量子效率高、单光电子分辨好、噪音低等。 由于大亚湾实验的中微子事例由正电子快信号和中子延迟信号的时间和能量符合决定, 光电倍增管较迟的后脉冲有可能造成伪事例,因此,实验对光电倍增管的后脉冲也有一 定要求。此外,光电面对垂直入射与斜入射的光子响应也有所不同,可能造成能量分辨 率的下降。大亚湾实验近远点探测器要尽可能完全相同,同时要保证每个探测器模块的 均匀性,这都要求所有光电倍增管的特性尽可能相近,即一致性好。针对以上各项特性 参数,我们研究了EMI 8"光电倍增管的各项性能及不同管子的性能差异,总结各项参数 的测量方法和测量结果,为大亚湾实验制定光电倍增管的参数要求提供参考。同时,从 500只EMI 8"光电倍增管中选择 45只暗噪声频率和单光电子峰谷比最好且相近的光电倍 增管用于中心探测器模型,保证模型的能量分辨率和均匀性。

除检验探测器设计外,中心探测器模型的另一个重要目的是通过真实数据与模拟 结果的比较,调整和完善大亚湾的模拟程序G4dyb的光学模型并检验其它有关物理过 程。G4dyb的光学模型源于Geant4中光学光子的产生过程、传播过程等模型,适合于液 体闪烁体探测器的模拟。液体闪烁体和光电倍增管的性能研究的相关结果和中心探测器 模型内其它物质的光学特性测量结果都是光学模型的可调参数。通过光学参数和光学模 型的调节模拟中心探测器模型对各放射源在各位置时的能量响应,并与数据的能谱、能 量分辨率、空间响应的均匀性、能量线性等比较,在理解探测器的物理过程和探测性能 的同时,得到调整合适的光学模型和光学参数,用于大亚湾中心探测器的模拟。

到目前为止,中微子实验告诉了我们 Δm_{21}^2 的大小和 Δm_{32}^2 的绝对值,还未能确定 Δm_{32}^2 的符号,这导致了所谓的中微子质量的等级问题,即 $m_3 > m_2 > m_1$ 和 $m_2 > m_1 > m_3$ 两种质量等级情况均符合现在的测量结果。其中前者被称作正的质量等级模型,后者被称为反的质量等级模型。相同的 Δm_{21}^2 、 Δm_{32}^2 的值在这两种模型里得到不同 Δm_{31}^2 的值,差值为 $2\Delta m_{21}^2$,约为 $0.156 \times 10^{-3} eV^2$ 。如果反应堆中微子实验精确测量到 Δm_{31}^2 的值,就可以检验三代中微子质量本征态的 Δm^2 的求和关系并同时解决正反质量等级的问题。因此可以计算在通常的系统误差和统计误差的设置情况下,一般反应堆中微子实验测量到的 Δm_{31}^2 的误差随 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的大小之后能够确定中微子正反质量等级的可能性。同时还可以计算在不同 $\sin^2 2\theta_{13}$ 值的情况下,为了能够解决正反质量等级问题,即让 Δm_{31}^2 的测量误差足够

3

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

小,实验所需的亮度(耙质量×运行时间×热功率)。同样的研究可以进一步针对大亚湾 中微子实验进行。

本论文的主要工作包括有关中心探测器模型的实验研究和模拟研究及Δm²₃₁的精度 计算:

(1)通过中心探测器模型的放射源实验检验中心探测器设计;

(2)通过中心探测器模型的液体闪烁体的性质研究检验高能所为大亚湾实验研制的液体闪烁体是否符合实验要求;

(3)通过EMI8"光电被增管的特性研究为大亚湾实验光电倍增管的选择标准提供参考 和积累测量经验,选择性能良好的光电倍增管用于中心探测器模型。

(4)编写大亚湾的模拟程序 G4dyb,将中心探测器模型内液体闪烁体和光电倍增管 的测量结果及其它物质的光学性质测量结果用于G4dyb的光学模型。通过中心探测器模 型的模拟与放射源实验数据的比较调节光学参数和光学模型至合适状态,以便用于大亚 湾中心探测器模拟。

(5)计算一般反应堆实验和大亚湾实验对 Δm²₃₁的测量精度,探讨反应堆实验单独解 决中微子质量等级问题的可能性。

论文结构如下:

在引言之后,第二章先介绍当前中微子实验的原理、发展情况和实验结果,然后介 绍大亚湾反应堆中微子实验的物理目标,实验方法和探测器构成。第三章首先对大亚湾 中心探测器做了详细介绍,包括设计要求和物理设计等。然后详细描述了中心探测器模 型的物理结构、机械结构和放射源实验。之后的四章是论文的主体部分:第四章介绍对 液体闪烁体的性质研究工作,包括光产额也衰减长度、衰减时间常数和淬灭因子等;第 五章介绍了光电倍增管的各项特性参数的研究,包括单光电子响应、量子效率、脉冲线 性、直流增益与暗电流、后脉冲和入射角效应;第六章介绍了大亚湾模拟程序G4dyb的 光学模型,并详细叙述了光学参数和和光学模型的调节过程,最终使中心探测器放射源 刻度的模拟结果与实验数据在能谱、空间响应上取得一致;为大亚湾中心探测器的模拟 提供了详细的光学参数设置。第七章用含 pull项的 χ^2 函数和 global-scan方法计算短基 线反应堆实验对 ΔM_{31}^2 的测量精度,给出了此类反应堆实验和大亚湾实验确定 ΔM_{31}^2 符 号的可能性。最后的第八章是全文的结论。

第二章 大亚湾反应堆中微子实验

本章先介绍中微子实验的原理和现状并讨论当前实验面临的主要问题,然后详细介 绍大亚湾中微子实验的物理目标、探测方法,并对大亚湾实验探测器的性能和结构进行 了描述。

2.1 中微子实验

2.1.1 中微子基本性质和探测方法

标准模型里中微子的基本性质

在粒子物理标准模型中,中微子是自旋为1/2的狄拉克(Dirac)粒子,是静止质量为零的电中性粒子,只参与弱相互作用。中微子与粒子交换 Z^0 的相互作用为中性流(NC)相互作用,交换 W^{\pm} 的相互作用为带电流(CC)相互作用。1989年 LEP[1]和SLD[2]通过测量 Z^0 衰变的不可见宽度得到的活跃中微子个数 $N_{\nu} = 2.984$ 与标准模型的三代中微子数符合。1957年吴健雄等在 β 衰变实验[3]中观测到弱相互作用的P宇称不守恒,即所有的中微子都是左手的,而所有的反中微子都是右手的。标准模型通过引入投影算符 $(1 - \gamma^5)/2$ 使理论计算中微子的手征性与实验结果一致。然而原则上,右手中微子和左手反中微子是可能存在的,因为它们连弱相互作用也不参与所以不可被实验探测,目前我们把它们叫做"惰性中微子"(sterile neutrino)。

中微子相互作用

标准模型中,中微子有四种基本相互作用,弹性散射(Elastic Scattering)、准弹性散

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM₃₁测量精度的研究

射(Quasi-elastic scattering)、 π^0 产生(single pion production)和深度非弹性散射(DIS)。 图2.1 是这四种相互作用的例子。 弹性散射可以是中性流过程, 如 $\nu_e + n \rightarrow \nu_e + n$; 也



图 2.1: 中微子的四种相互作用举例。

可以是带电流过程,如 $\nu + l \rightarrow \nu + l$ 。准弹性散射为带电流过程,入射中微子和靶核通 过交换玻色子 W^{\pm} 使得靶核中的夸克改变味道,但是靶核与弹性散射过程中一样,并没 有被激发或碎裂,所以此类过程叫准弹性散射,比如 $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu + p$ 。 π^{0} 产生即可以是 中性流过程也可以是带电流过程。在共振态 π^{0} 产生过程中,靶核变成一个 Δ 粒子然后 衰变放出一个 π^{0} ,中性流 π^{0} 产生是很多中微子振荡实验的重要本底。深度非弹性散射 对应入射中微子能量很高,将靶核打碎的情况。深度非弹可能是中性流也可能是带电 流相互作用过程。 图2.2给出当前实验测量到的1 – 100*GeV*能量范围内中微子带电流的



图 2.2: v_u在1-100GeV范围内的带电流反应截面。

反应截面[4]。在MeV到几个GeV的能量范围里,实验若想精确测量中微子性质,则需要更精确的反应截面。目前MiniBooNE[5],SciBooNE[6],MINERvA[7]都计划在未来

几年提高此能量范围内的截面精度。同时我们在这张图中还可以看到,当能量高于几 个GeV以后,随着能量升高,所有带电流反应均可发生,此时总的带电流反应截面与 能量成正比。然而,这张图显示的最重要信息是,即使中微子能量已经很高,它的总 反应截面仍然很小。100GeV的ν_μ与电子作用的截面是~10⁻⁴⁰cm²,与核子作用的截面 是~10⁻³⁶cm²,比强相互作用的截面小了十几个量级。对应的100GeV中微子的平均自 由程为3×10⁹m,这意味着中微子可以穿过地球而不发生任何相互作用。

中微子源

由于中微子与物质相互作用截面很小,所以中微子实验希望有强中微子源来提高统 计量。我们在地球上能观测到的中微子源包括:太阳中微子,大气中微子,反应堆中微 子和加速器束流中微子。

在几个MeV能量范围内有两个较强的中微子源可供低能相互作用的研究。一个是 太阳内核聚变产生的纯ν_e中微子源,图2.3为太阳中微子能谱[8,9,10,11]。另一个是反 应堆裂变产生纯ν_e中微子,反应过程为核燃料同位素的β衰变。图2.4反应堆中微子能 谱[12],能量峰值一般在3~7*MeV*。目前正在研究的加速器技术可以使同位素加速, 用β束产生非常纯净的ν_e或ν_e束流[13]。



图 2.3: 太阳标准模型预计的中微子通量。

目前,较高能量中微子实验的研究对象是在大气或加速器中产生的中微子,主要是 介子衰变的产物。大气中微子是宇宙射线在穿越大气层时沿穿越路径发生强子簇射,



图 2.4: 反应堆中微子能谱。虚线(红色)为反应堆放出的反电子中微子能谱,点划线(蓝 色)为反β衰变的反应截面,实线(黑色)为中微子探测器观测到的反电子中微子能 谱。

簇射中的介子衰变产生中微子。而加速器的传统中微子束流是通过质子轰击铍靶或碳 靶产生的次级介子的衰变得到。带电介子在一个电磁装置(horn)中偏转聚焦,通过磁场 方向的调节选择介子的电荷从而控制束流为中微子还是反中微子。一般实验的束线都 有一个长的介子衰变管道,且后面跟有屏蔽装置或探测器来去除非信号中微子外的其 它粒子。大气中微子和加速器中微子束流的能量范围在100*MeV* – 10*GeV*。大气中微 子的流强随能量指数下降,主要集中在1 – 10*GeV*范围。加速器束流的能量可调,最高 可到500*GeV*。虽然从统计的角度来看,能量越高中微子反应截面越大,但目前的加速 器中微子实验选择的能量范围在1 ~ 10*GeV*。这是因为此范围内事例多重度低,可以 清楚的鉴别轻子。1*GeV*束流保证相互作用事例主要是带电流准弹性散射(CCQE)和单 个 π^0 产生。今后的超强中微子源有望用 μ 子衰变的中微子工厂(Neutrino Factory)获得。

几种典型的中微子探测器

由于中微子与物质相互作用截面很小,用于探测中微子的探测器一般特征都是大尺 寸、大质量。目前普遍使用的几种中微子探测器类型有:闪烁体探测器、契伦科夫探测

8

器、分块的闪烁体-铁块量能器和分块的闪烁体径迹探测器。

闪烁体探测器一般用于探测低能反电子中微子的实验,比如 CHOOZ[14]、 KamLAND[15]和LSND[16],由大面积光电倍增管包围大体积的液体闪烁体构成。光 电倍增管浸在矿物油中以减少从环境和光电倍增管玻璃发出的天然放射性本底。液体闪 烁体中的自由质子体供反中微子作用的靶核,发生反 β 衰变 $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+n$ 。反应的能量阈 值 1.806MeV由质子、中子和正电子的质量差决定。正电子湮灭放出的 γ 光子使闪烁体 发光,称为快信号;中子随后在质子上俘获产生 2.2MeV γ 光子引起闪烁体发光,称为 慢信号。快慢信号符合构成反电子中微子相互作用的事例信号。大亚湾反应堆中微子实 验正是利用反 β 衰变探测反电子中微子的实验,用到此种大体积的液体闪烁体探测器, 类似探测方法的实验还有 Borexino[17]和 SNO+[18]。

目前使用契伦科夫探测器的中微子实验有 MiniBooNE[19], SuperK[20]和 AMANDA[21]。 这种探测器用大体积的纯净介质(如水、矿物油、冰等)作为探测器的靶物质,围绕靶物 质的是大光电面的光电倍增管。粒子在介质中发出的契伦科夫光环投影到光电倍增管 上用作粒子鉴别。比如 ν_e和 ν_µ的 CCQE作用的末态粒子电子和 μ子:电子由于质量较 轻,在介质中发生多次散射和韧致辐射,这使得光电倍增管看到的电子的契伦科夫光环 的边缘很模糊; 而 μ子质量重得多,相互作用次数少,在光电倍增管上的光环边缘则尖 锐清晰得多。

闪烁体-铁块量能器可探测1GeV或更高能量的ν_μ相互作用事例,比如MINOS[22] 和NuTeV[23]实验。在这种探测器里,铁块作为探测器的靶,闪烁体提供粒子的能量沉 积信息,这样就可以将带电流作用过程中的μ子径迹和既发生在带电流又发生在中性流 作用过程中的强子簇射分开。如果闪烁体被分割成条块状或着插入漂移室,探测器还可 以测量粒子的横动量。横动量的信息可进一步分辨电磁簇射和强子簇射。铁块的磁化则 提供轻子的偏转方向信息以鉴别入射粒子是中微子还是反中微子。

以上三种探测器设计都不适合重建有多重度的事例。闪烁体探测器中不能探测径迹,契伦科夫探测器一般只能处理两个多重度,闪烁体-铁块量能器由于强子簇射的处 理模糊了μ子的径迹信息。K2K实验中用的SciBar探测器只用闪烁体条,抽掉闪烁体-铁 块量能器中的铁块,这样探测器可以看到清晰的低能径迹,且CCQE和单π⁰事例都能 完全重建。SciBar探测器之后被用作FermiLab的SciBooNE实验的探测器。将闪烁体细 致分割的设计概念随后很快应用于其它实验,如MINERvA,NOvA[24]等。

9

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

目前的中微子实验中,最有发展前景的高分辨径迹重建探测技术是液氩时间投影室(Time Projection Chamber,简称TPC)。TPC用漂移室跟踪粒子x和y方向的径迹和时间,得到z方向的信息。通过液氩发光确定漂移时间的起始时刻,通过径迹最初几厘米的dE/dX区分电子和转化来的光子,目前液氩TPC的电磁簇射分辨率为3%/√E。

2.1.2 中微子振荡和中微子实验现状

中微子振荡(Oscillation)的概念最初由Pontecorvo于1957年提出[25],他认为和 K₀ *K*₀类似,电子中微子会按一定几率转化为反电子中微子。之后不久,随着µ子中微子的 发现,Maki、Nakagawa 和Sakata[26]提出了不同味道的中微子会互相转换,这是我们 现在理解的中微子振荡。近年来,太阳中微子、反应堆中微子、大气中微子和加速器中 微子实验均给出令人信服的实验结果证明了不同味道的中微子之间存在转化,这说明中 微子有微小质量且它们会发生味道混合。这两个条件缺少一个,中微子振荡都不会发 生。

中微子振荡

中微子振荡要求中微子有质量、不同代的中微子质量差很小且中微子的质量本征态 不同于味道本征态。在这种情况下,味道本征态可以写成质量本征态的线性组合。为简 单起见,以两代中微子模型为例:

$$\nu_e = \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2 \nu_\mu = -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2 \tag{2.1}$$

其中 θ 称为混合角。在这种情况下,弱衰变产生的纯味道本征态在空间传播过程中会转 变为另一个本征态。如果质量本征态中微子的质量不同, $\Delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2| > 0$,这种 转化事实上是由质量本征态的各味道组分在空间中传播频率不同造成的。在两代简单模 型中, $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ 在真空中的振荡几率为:

$$P(\nu_{\mu} \to \nu_{e}) = \sin^{2} 2\theta \sin^{2} \left(\frac{1.27\Delta m^{2}(eV^{2})L(km)}{E(GeV)} \right)$$
(2.2)

其中,*L*是探测器与中微子源之间的距离,*E*是中微子的能量。如图2.5所示,振荡频率 由*L、E*和 Δm^2 决定,振荡幅度由sin² 2 θ 决定。



Distance from ν source (L)

图 2.5: 中微子振荡几率随基线长度的变化关系。

将两代中微子模型推广到三代中微子的一般情况,中微子振荡即是由轻子混合矩阵(PMNS)描述:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$
(2.3)

相应的真空振荡几率为:

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = \delta_{\alpha\beta} - 4\sum_{j>i} U_{\alpha i} U^*_{\beta i} U^*_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2_{ij}L}{E}\right)$$
(2.4)

其中, $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$, $\alpha \pi \beta$ 是味道本征态脚标,*i*,*j*是质量本征态脚标。三代 中微子有三个 Δm^2 参数,显然其中只有两个是独立的,较小的两个 Δm^2 的和等于 最大的一个 Δm^2 。中微子的三个质量本征态 ν_1 、 $\nu_2 \pi \nu_3 定义为 \nu_1 \pi \nu_2$ 总是对应最小 的 Δm^2 。目前的中微子振荡实验还不能确定 ν_3 是大于 $\nu_2 \pi \nu_1$ (Normal Hierarchy),还是 小于 $\nu_2 \pi \nu_1$ (Inverted Hierarchy),即存在所谓中微子质量等级问题。2.4式的混合矩阵可 按混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} 参数化为如下形式:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$
(2.5)

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM₃₁测量精度的研究

其中, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$,从此混合矩阵可以看出,在三代中微子模型中,一共 有五个参数描述中微子振荡: Δm_{21}^2 , Δm_{32}^2 , θ_{12} 、 θ_{23} 和 θ_{13} 。

物质效应

中微子在物质中传播时振荡几率会发生变化,这一效应最初由 Mikheyev、 Smirnov和 Wolfenstein在研究太阳中的中微子振荡时发现,又被称为"MSW"效 应[27]。总的来说,物质效应是中微子在连续介质中的相干向前弹性散射引起。电子中 微子可以与物质中的电子发生带电流和中性流的向前弹性散射,而ν_μ与ν_τ与物质中的电 子只能发生中性流向前弹性散射,这一差别产生了一个"有效电子中微子势":

$$V_e^{CC} \equiv V = \sqrt{2}G_F n_e \tag{2.6}$$

其中 G_F 是费米常数, n_e 是物质中的电子数密度。此势能V将原来的哈密顿量 H_0 修改为 $H_0 + V$,于是将原来的中微子质量本征态 ν_1 和 ν_2 改为 ν_{1m} 和 ν_{2m} ;即物质中的电子改变了中微子的振荡行为。物质效应最简单的结论就是介质使中微子的质量本征态有个平移,使中微子在介质中传播时的振荡几率发生变化:

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = (\sin^2 2\theta / W^2) \sin^2(1.27W\Delta m^2 L/E)$$

$$(2.7)$$

其中, $W^2 = \sin^2 2\theta + (\sqrt{2}G_F n_e (2E/\Delta m^2) - \cos 2\theta)^2$ 。从此式可以看出,如果物质中的 电子数密度合适就会大大增加中微子的振荡几率,称为"共振"。由于太阳内部的电子 数密度在很大范围内变化,因此中微子在太阳内部的物质效应很明显且很复杂。如果电 子数密度很高但变化很缓慢,那么中微子在太阳内传播时,在某一质量本征态内,其各 个味道本征态组分构成会发生变化。这一特殊效应在之后的太阳中微子实验的数据解释 中被称为"大混合角MSW解"。

中微子实验测量原理

本文提及的"中微子实验"主要指中微子振荡的相关实验,即与中微子混合矩阵参 数测量相关的实验,不包括宇宙学中微子、甚高能中微子实验等,也不详述中微子绝对 质量测量的实验。

中微子振荡实验一般有两种模式,一种模式是探测中微子源发出的某种味道中微子的消失(disappearance),另一中模式是探测不同于中微子源的另一种味道的中微子的产

生(appearance)。假设中微子源放出的中微子味道为x,那么"disappearance"实验测量的是 ν_x 能谱计数的缺失和形状的变化。这种模式的测量要求实验对精确掌握所用中微子源的能谱信息,而这一点往往很难做到。所以现在的"disappearance"实验一般都采用近、远点探测器相对测量的方法。近点探测器离中微子源足够近,测量中微子源的能谱,然后以此预计没有振荡时远点探测器探测到的中微子能谱。将远点探测器测量到的能谱与近点探测器的预计能谱相比较,即可得到中微子源发出的中微子是否消失。"appearance"实验寻找 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ 的转换,直接探测 ν_β 相互作用事例,记录 ν_β 的能谱。在这种实验模式下,如果探测到的 ν_β 能谱与振荡几率公式给出的规律一致,则直接证明了中微子振荡的发生。实验的灵敏度(sensitivity)定义为:假设待测参数的真



图 2.6: 假想无系统误差的中微子振荡实验在90%置信区间下的灵敏度。灵敏度区间的边 界由实验测量的振荡几率P、基线长度L和中微子能量E决定。

值为零(即没有信号)时,实验多次测量得到的对该参数的限制的平均值。中微子振荡 实验中有一个测量量,即振荡几率P,有两个未知参数, $\Delta m^2 \ \pi sin^2 2\theta$,所以构成一 个 $\Delta m^2 - sin^2 2\theta$ 空间的灵敏度区域。在理想的没有系统误差的条件下,这样一个典型区 域如图2.6[28]中实线所示。 Δm^2 的上限值对 $sin^2 2\theta$ 的限制由统计量决定,而实验L和E的 取值决定了 Δm^2 的下限,对应统计量的四次方根。如果实验观测到了信号,那么显示振 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM₃₁测量精度的研究

荡的可能区域即图中的实线右侧的"允许区域"(allowed region)。考虑实验的真实情况 后,灵敏度不再是简单的统计量决定*sin*²2θ的下限、*L/E*决定Δ*m*²的下限这样的简单关 系,因为实验的系统误差和本底都会因为减小探测效率、增加伪事例等降低实验的灵敏 度。

实验中得到包含系统误差和统计误差的真实数据后,通过对数据的拟合决定实验的 灵敏度和对参数的最终限制。将数据与期望值比较,期望值的计算则遍历振荡参数的取 值空间,得到数据与期望值在90%置信区间一致时的参数值。拟合方法主要有三种,单 边raster scan、global scan及frequentist(Feldman- Cousins)[29]三种方法。

中微子实验现状

PMNS矩阵的参数化形式2.5式还可继续写成:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(2.8)

第一个矩阵的混合角参数 θ_{12} 连同质量参数 Δm_{21}^2 由太阳中微子实验(SNO等)和反应堆中 微子实验(KamLAND)在5 σ 置信区间内测量给出限制,称为"太阳参数"。第二个矩 阵中的 θ_{23} 连同 Δm_{32}^2 由大气中微子(SuperK等)和之后的加速器中微子实验(MINOS)测量 在5 σ 置信区间内给出限制,称为"大气参数"。目前正在建造中的反应堆中微子实验计 划精确测量第三个矩阵参数中的 θ_{13} 。文章[30, 31]给出到目前为止的测量值(见表2.1):

最大的质量平方差 Δm_{32}^2 最初是在对宇宙线穿越大气层时产生的中微子的观测中得 到。地球表面的探测器通过中微子的带电流相互作用探测这些大气中微子。最早的大 气中微子振荡的证据来自Kamioka[32]和IMB[33]实验,之后被SuperK实验证实[34]。这 些实验都用单个探测器探测中微子事例数随天顶角的变化函数,得到几个引人注目的 结果,比如很明显 μ 子中微子数目少了很多,而电子中微子数目与理论预期值一致; 而 μ 子中微子事例比预期值少50%的观测结果说明中微子发生了很强的味道混合。然 而我们对大气中微子的了解和与天顶角相关的重建精度限制了数据处理时的中微子能 量(E)精度和基线长度(L)精度。Kamioka实验与SuperK实验抽取出的 Δm_{32}^2 的值相差一

参数	中心值	99%置信区间
太阳中微子质量平方差	$\Delta m_{21}^2 = 8.0 \pm 0.3 \times 10^{-5} eV^2$	$(7.2 - 8.9) \times 10^{-5} eV^2$
大气中微子质量平方差	$ \Delta m_{32}^2 = 2.5 \pm 0.2 \times 10^{-3} eV^2$	$(2.1 - 3.1) \times 10^{-3} eV^2$
太阳中微子混合角	$\sin^2 2\theta_{12} = 0.86^{+0.03}_{-0.04}$	$30^{\circ} < \theta_{12} < 38^{\circ}$
大气中微子混合角	$\sin^2 2\theta_{23} = 1.02 \pm 0.04$	$36^{\circ} < \theta_{23} < 54^{\circ}$
混合角 $ heta_{13}$	$\sin^2 2\theta_{13} = 0$	$ heta_{13} < 10^\circ$

表 2.1: 目前实验对中微子混合参数的限制

个量级就说明了这方面的系统误差。随后,长基线加速器中微子实验(K2K,MINIOS)解 决了这个问题,因为加速器中微子和探测器之间的距离可精确决定基线长度L,而近 点探测器对中微子束流的测量可很好的提供中微子的能量信息。K2K实验[35]首先证实 了大气中微子实验的结果,2007年MINIOS实验则在更高精度上确认了大气中微子振 荡[36,37],如图2.7所示[38]。

大气中微子实验的结果是 ν_{μ} 減少而 ν_{e} 并没有增加,对应三代中微子的振荡模型,这 个结果的唯一解释就是 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ 的振荡。然而我们无法通过CCQE的末态 τ 粒子直接探 测 ν_{τ} 的生成,因为 τ 的质量太大而且很快就衰变掉。DoNuT[39]实验即使用高能中微子 束流和核乳胶探测器也很难直接探测到 ν_{τ} 。目前,基于核乳胶探测器的长基线中微子实 验OPERA[40]正在取数,中微子束流能量是17GeV,足够产生 ν_{τ} 带电流事例,预计5年 运行时间能观测到15个 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ 信号。小的质量平方差 Δm_{21}^2 的测量在历史上被称为 "太阳中微子消失之迷"。最初Ray Davis在Homestake 用氯靶与电子中微子的带电流 相互作用 $\nu_{e} + Cl \rightarrow e + Ar$ 探测太阳中微子[9],发现中微子事例比标准太阳模型(SSM)的 预期值少了三分之二。在那之后直到现在共有四个中微子实验都证实了Davis的观测结 果。1999年,GALLEX[11]和SAGE[10]实验通过 $\nu_{e} + Ga \rightarrow e + Ge$ 证实太阳中微子的丢 失。随后SuperK实验通过太阳中微子在水里的弹性散射过程 $\nu_{e} + e \rightarrow \nu_{e} + e$ 进一步确 认了来自太阳的 ν_{e} 的确比太阳标准模型预期的要少[41]。以上三个实验的探测方法都用 到了中微子的带电流相互作用,但太阳中微子质量太低,只有几个MeV,它的带电流 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究





图 2.7: 当前大气中微子参数测量结果。



相互作用不可能产生νμ和ντ。因此,这几个实验虽然观测到νε减少,但不能说明减少的 那部分ve通过中微子振荡转变成了vu和vr。这中间一段时间有人怀疑过SSM,但之后 的相关实验数据显示SSM的精度达到0.1%,证实了标准太阳模型的正确性。问题回到 对中微子振荡的解释后发现,根据真空中的振荡几率公式2.2,由于L/E太大, Δm^2 只 有10⁻¹⁰eV²量级,而太阳内部电子的高密度引起的物质效应使得数据的拟合可得到 相对较大的 Δm^2 值,在 $10^{-5}eV^2$ 量级。2000年,SNO实验用重水作靶,通过带电流反 $\bar{\omega}\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$ 和中性流反 $\bar{\omega}\nu + d \rightarrow \nu + n + p$ 解决了前一个问题[42]。在前一个 反应的测量中, SNO得到 ν_e 的通量为(1.76±0.05(stat)±0.09(sys))×10⁶/cm²s[43], 与之前的其它太阳中微子实验结果一致。而后一个中性流反应与中微子味道无关, 测量到的总的中微子通量为 $(5.09^{0.44}_{0.43}(stat)^{+0.46}_{-0.43}(sys)) \times 10^{6}/cm^{2}s$ [43],在误差范围 内与太阳标准模型的预期值符合。这说明参与了中性流相互作用的还有从此转换来 的vu和vr,证实了太阳中微子振荡。此外,KamLAND实验则解决了物质效应带来 的 Δm^2 大小的问题。KamLAND实验用相距几百千米的51个反应堆探测反电子中微 子事例,基线长度与能量的比值L/E到 10⁻⁶m/MeV,落在前面由物质效应引起的较 大 Δm^2 解的范围内,实验得到tan² $\theta_{12} = 0.4^{+0.01}_{0.07}, \Delta m^2_{21} = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \times 10^{-5} eV^2$,即太 阳物质效应的"大混合角MSW解"。目前太阳中微子混合角和质量差的测量结果如 图2.8所示[44]。从 Δm_{21}^2 和 Δm_{32}^2 测量值大小和 $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2$ 的质量平方差关系 可以认为 $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{21}^2$ 。



图 2.9: 目前对θ₁₃的了解情况。左图为反应堆实验的直接测量结果。ChooZ实验给出sin²(2θ₁₃ < 0.17。右图为联合各混合参数实验的global结果。

大气中微子和太阳中微子的角度和质量平方差的测量结果给出式2.3中PMNS矩阵的值:

$$U = \begin{pmatrix} 0.8 & 0.5 & ? \\ 0.4 & 0.6 & 0.7 \\ 0.4 & 0.6 & 0.7 \end{pmatrix}$$
(2.9)

与夸克混合矩阵比较,轻子混合矩阵的非对角元素的值很大,而到目前为止,我们还不知道矩阵右上角元素 U_{e3} 的大小,这个未知的元素对应的混合角 θ_{13} 是我们理解未知物理图像的重要线索。理论物理学家目前对 θ_{13} 的大小持两种截然不同的态度,一种认为 θ_1 3的值就在目前CHOOZ实验测量到的下限值 $sin^2(2\theta_{13}) < 0.17$ 附近(见表2.3和图2.9的左图),另一种认为 $sin^2(2\theta_{13})$ 的值非常小,小到 $10^{-4} - 0.01$ 的范围[45]。所以目前中微子物理实验需精确测量 $sin^2(2\theta_{13})$ 到0.01或是到更小。

2.1.3 中微子实验近期目标

虽然到目前为止在轻子味道混合矩阵的五个参数中,我们还不知道θ₁₃的大小 和Δm³²的符号。但中微子振荡实验已有力证明,中微子是有质量的。为了解释中微 子为什么有质量,理论物理学家假设中微子为majorana粒子,在Dirac粒子的拉格朗 日量中加入Majorana质量项,并引入see-saw机制,用大统一理论解释中微子质量, 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM₃₁测量精度的研究

得到一个轻的左手中微子(< 1eV,正如我们观测到的中微子),和一个重的右手中微 子(~ 10²⁵eV,质量太大而观测不到)。可是,中微子到底是majorana粒子还是Dirac粒 子还有待实验证实。如果中微子是majorana粒子,即反粒子等于粒子本身,那么在 双β衰变中产生的两个末态中微子就会湮灭而观测不到中微子,这即是世界上很多地方 正在进行的0νββ实验。而理论上进一步可知,通过majorana质量项获得质量的右手重 的中微子可以不止一个。这些重的中微子先于电磁传播过程产生,并按几种不同的可能 方式衰变出正反轻子,使得正反轻子数不相等,导致CP破坏。此CP破坏过程有可能通 过"sphaleron process""leptongenesis"等过程解释宇宙早期重子数不守恒,帮助我 们理解今天宇宙的正反物质不对称。然而,这些重的中微子质量太大,在未来的短时期 内,人工加速器里都不可能产生出如此大质量的中微子,但是无论如何,我们可以从观 测轻的中微子CP破坏出发,找到验证理论模型的线索。将CP破坏纳入三代轻的中微子 模型中后,2.8中的混合矩阵可继续扩展为:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(2.10)

其中, δ 、 ϕ_1 和 ϕ_2 为CP破坏相角。其中 ϕ_1 和 ϕ_2 反应了majorana粒子的性质,原则上,可以通过0 $\nu\beta\beta$ 实验得到,但实际的观测量与中微子质量、混合角等紧密相关,而这些量有的还未知,有的误差相对还太大,实现起来相当困难。而Dirac粒子的CP破坏相角 δ 则有可能通过长基线中微子振荡实验测量得到。在"appearance"实验里,2.10式右边的第二个矩阵不影响振荡几率。实验中通过"appearance"模式观测到正反中微子的振荡差别来说明CP破坏。同时,从2.3可知,为了得到非零 δ ,实验测量量需要与 U_{e3} 相关。综合这两个要求,目前实验物理学家计划用加速器产生 ν_μ 和 $\overline{\nu}_\mu$ 束流做长基线中微子振荡的几率公式为:

$$P_{long-baseline} \simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Delta$$

$$\mp \alpha \sin 2\theta_{13} \sin \delta_{CP} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin^3 \Delta$$

18

+
$$\alpha \sin 2\theta_{13} \cos \delta_{CP} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos \Delta \sin^2 \Delta$$

+ $\alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta$ (2.11)

其中 $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{32}^2$, $\Delta = \Delta m_{31}^2 L / (4E_{\nu})$ 。等式右边第二项的负号对应中微子振荡 模式, 正号对应反中微子振荡模式。从2.11式中可以看出,为了从测量到的振荡几率 中得到CP破坏相角,需要先确定两个未知参数 θ_{13} 和 Δm_{31}^2 的符号。 Δm_{31}^2 符号的影响 体现在几率公式中的其非平方项,由束流穿过地球时的物质效应引入。实验可以通 过减小基线长度来减少物质效应的影响,同时通过调节束流能量来保持L/E不变,从 而保证实验对 Δm_{31}^2 的灵敏度。然而 θ_{13} 的影响无法消除,而且sin² 2 θ_{13} 越小,实验越难 得到 δ 。如果sin² 2 θ_{13} 在90%置信区间内小于0.01,那么整个实验就对目前的加速器技 术和探测器性能提出更高的要求。此外与振荡几率相关的参数还有sin² 2 θ_{23} 和 Δm_{32}^2 , 对测量 δ 来讲,这两个参数的测量误差还太大,目前的加速器实验计划用off-axis 的 束流技术减小实验本底,希望在提高CCQE反应截面精度、本底精度和探测器能量 分辨率的基础上进一步精确确定sin² 2 θ_{23} 和 Δm_{32}^2 的值,为CP破坏的测量做准备,比 如T2K[46]和NOvA[24]实验。无论如何,精确测量sin² 2 θ_{13} 是CP破坏实验的第一步。如 果sin² 2 $\theta_{13} > 0.01$,长基线振荡中微子实验的精度可能测量到 δ ,否则,我们需要用更 强中微子源和更低本底的实验如 β 束流和中微子工厂来测量CP破坏相角[47]。

综上,中微子实验最早且唯一证实了超出标准模型的新物理的存在。在了解更广 阔的物理图像的途中,我们试图通过轻子的CP破坏找到完美解释诸如宇宙正反物质不 对称、中微子有质量的理论图像的线索。在这个寻找过程中,轻子混合矩阵的未知参 数θ₁₃是测量CP破坏的关键,sin² 2θ₁₃在90%置信区间内是大于0.01还是小于0.01决定了 未来几年内中微子振荡实验的走向。

2.2 大亚湾反应堆中微子实验的物理目标

大亚湾核电站位于南中国的广东大鹏半岛。反应堆建在海滨,背倚高山,半岛的 最高处距离核电站约3公里、海拔707米。目前核电站正在运行的反应堆有四个,大 亚湾和岭澳两处各两个,总功率11.6GW。正在建设中的岭澳二期的两个反应堆功率 为5.8GW,预计到2010年投入运行。到那时,大亚湾将称为世界第二大核电站。从实验 的角度看,大亚湾核电站的功率和周围的山体覆盖为反应堆中微子实验提供了得天独厚 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

的条件。

大亚湾反应堆中微子实验计划用大亚湾核电站精确测量sin² 2θ₁₃,实验的物 理目标是在90%的置信区间内,测量sin² 2θ₁₃到0.01或小于0.01。实验原理与之前的 CHOOZ、Palo Verde 反应堆实验相同,通过*v*_e在液体闪烁体中的反β衰变事例获得*v*_e的 通量和能谱,寻找*v*_e的消失对其振荡作出限制,即第??节提到的disappearnce模式。反 应堆中微子的存活几率为(如图2.10):

$$P(\bar{\nu_e} \to \bar{\nu_e}) \simeq 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_{\nu}} - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_{\nu}}$$
(2.12)



图 2.10:反应堆反电子中微子的消失几率随基线长度的变化关系。图中第一个振荡峰 由2.12式中θ₁3项引起,第二个振荡峰由θ₁2项引起。

当基线长度L小于5km时,上式右边的第一项可以忽略,与2.11式中的长基线中微子 振荡几率相比可见,反应堆中微子探测中微子振荡不存在参数简并,如果实验精度足够 高,就可以唯一确定θ₁₃。大亚湾实验的物理目标比CHOOZ给出的sin² 2θ₁₃ < 0.17 的上 限小了一个多量级,这意味着大亚湾实验的精度也要比CHOOZ实验高一个多量级,除 了利用大亚湾核电站的功率带来的统计量优势和天然的岩石覆盖对宇宙线的屏蔽作用, 实验需要很好地控制系统误差。因此大亚湾实验采用近远点探测器相对测量的方法,有 效抵消反应堆和探测器的关联误差。实验在距离反应堆很近的地方放置探测器来监测反 应堆中微子的通量和能谱,在距中微子振荡几率最大的远点放置与近点完全相同的探测 器,测量近远点不同距离时,中微子的存活几率。考虑大亚湾反应堆群的特殊布局,在 近远点相对测量的基本思想下,为了进一步控制系统误差和本底,实验的具体设计有如 下几点:

1)实验采用三个探测器,两个近点探测器,一个远点探测器。两个近点探测器分别 对大亚湾和岭澳的反应堆中微子进行测量。实验布局如图2.11所示。 2)近点和远点的中



图 2.11: 大亚湾实验布局。近远点探测器放置在山腹中的实验厅内,由水平隧道相连。

微子探测器完全相同。设置多个实验点和全同的中微子探测器能够有效消除反应堆和探 测器的关联误差。

3)每个实验点有多个中微子探测器模块。多模块设计可以较好地对系统误差进行多 重控制,且不同的模块之间可以相互检验,发现并纠正可能的错误。大亚湾和岭澳近点 分别放置两个中微子探测器模块,远点放置四个中微子探测器模块,每个模块的靶质 量20T。探测器的模块数目和靶质量的选择见3。

4)对中微子探测器进行仔细而全面的刻度和监测,保证每个实验点的探测器非关联 误差。

5)实验点建立在山腹中,保证中微子探测器有足够的岩石覆盖以减少宇宙线μ子的 流强。

6)足够的探测器屏蔽。中微子探测器的屏蔽层可以很大程度上减少山体岩石中的天然放射性本底和宇宙线μ子在探测器周围岩石中产生的中子本底。
7)多种独立的宇宙线μ子探测器。μ子探测器作为反符合探测器去除非中微子事例。用两种独立的μ 子探测器保证高的探测效率,且两个探测器之间可互相检验。



图 2.12: χ²分析的实验点位置优化结果。图中坐标单位为m; 三角形标记最优实验点位 置; 五角星表示反应堆位置; 直线为各反应堆群中垂线; 三角形标记周围的等 高线表示固定其它两个实验点位置时, 实验灵敏度随这个实验点位置的变化关 系; 背景中的等高线是大亚湾山形的等高线。

图2.11中所示的近、远点探测器的具体位置是在综合考虑以上实验设计的各个方面 之后,基于相关的模拟和计算,通过 χ^2 分析方法基线优化的结果(见图2.12)。所有影响 实验点位置选择的因素中,振荡几率随基线长度的变化是最重要的,其它因素还有根据 具体山形计算出的宇宙射线本底、反应堆误差的抵消、估计的探测器误差及统计误差 等。表2.2列出在此位置设置下,实验的基线长度、本底和事例率。将整个实验设计可 以达到的统计误差和系统误差(表2.3)代入 $\chi^2 - pull$ 方法进行谱分析,按六个反应堆、 三年取数时间(2010-2013)计算,如图2.13和2.14所示,大亚湾实验sin² 2 θ_{13} 的灵敏度可 达0.008,且对 Δm_{31}^2 不敏感。

2.3 大亚湾实验的探测器

大亚湾实验探测器由两大部分构成,一是探测反应堆反电子中微子的中微子探测

	大亚湾近点	岭澳近点	远点
基线长度	363m	距岭澳反应堆481m	距大亚湾反应堆1985m
		距岭澳-II反应堆526m	距岭澳反应堆群1615m
岩石覆盖(m)	98	112	350
天然放射性(Hz)	< 50	< 50	< 50
µ子计数率(Hz)	36	22	1.2
反中微子事例数(个/天)	930	760	90
偶然符合与中微子事例的信噪比(%)	< 0.2	< 0.2	< 0.1
快中子本底与中微子事例的信噪比(%)	0.1	0.1	0.1
⁸ He和 ⁹ Li本底与中微子事例的信噪比(%)	0.3	0.2	0.2

表 2.2: 各实验点的中微子探测器模块的事例数和信噪比

器,即"中心探测器";一是探测本底的宇宙线µ子探测器,即"反符合系统"。实验选择纯净水作为反符合系统主要部分,在探测器宇宙线µ子的同时作为屏蔽介质,中心 探测器置于其中,如图2.15所示。

2.3.1 中心探测器

中心探测器是三层圆柱结构,圆柱直径5m,高5m。中心探测器用掺Gd的液体闪烁体做靶物质,通过反β衰变探测反应堆放出的反电子中微子。大亚湾实验共有八个这样的中心探测器模块,大亚湾和岭澳两个近点实验厅各有两个,远点实验厅有四个。中心 探测器的详细描述见第三章。

2.3.2 反符合系统

大亚湾中微子实验的本底主要来源于宇宙射线产生的µ子。减小这类本底的主要 方法是将探测器放置在地下并尽可能地增大探测器的岩石覆盖。但实验厅周围的岩

误差类型	反应堆误差	探测器误差(/模块)	统计误差
误差大小	0.087%(4个堆)	0.38%(预期)	0.2%
	0.13%(6个堆)	0.18%(最佳)	

表 2.3: 大亚湾实验的系统误差和统计误差



图 2.13: 90%置信区间下sin² 2 θ_{13} 的灵敏度期 图 2.14: 90%置信区间下, sin² 2 θ_{13} 的灵敏 望值(黑线)。红线是当前CHOOZ实 度期望值随取数时间的变化关 验的灵敏度曲线。 系, $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ 。

石会释放出大量的γ光子,而且µ子穿过实验厅周围的岩石时会发生核散裂。所以我 们用2.5m厚的水把中心探测器包围,从而把这两种事例产生的本底减少到最小。能 量在1 – 2MeV左右的γ光子穿过50cm的水后,其流强衰减到之前的1/20[1],因此经 过2.5m的水屏蔽层后,岩石中释放出的γ光子的数量就只剩下三百万分之一。此外,水 屏蔽层还能屏蔽在水池外产生的中子。水屏蔽层还将中心探测器与空气隔绝开来,可以 降低空气中的氡气带来的本底,并且防止空气中灰尘的进入。宇宙线在水中产生的快中 子关联事例会形成中微子伪事例,是主要的潜在本底。实验采用四周水契仑柯夫探测 器、顶部高阻性板探测器(RPC)的联合探测系统来标记穿过水屏蔽层的µ子事例。根据 标记到的本底事例的能谱和联合探测系统的探测效率,可以推算出未被联合探测器标记 到的本底并将其扣除。反符合探测器的实验设计如图2.15所示,中心探测器模块被浸置 在装有约20007高纯水的水池里,中心探测器模块之间被1m厚的水分隔。近点水池为



图 2.15: 大亚湾探测器示意图(远点实验厅)。四个中心探测器模块都置于水池中,上 下与四周均被被2.5m以上的水包围以屏蔽本底。在水池中放入光电倍增管做水 契伦科夫探测器,水池顶部是RPC探测器。水契伦科夫探测器和RPC探测器构 成完整的反符合系统。

对宇宙射线µ子的联合探测效率≥ 99.5% 对宇宙射线µ子的联合探测效率的不确定度≤±0.25% 随机符合的死时间≤25%,避免影响系统的统计精度 随机符合的死时间的不确定度≤±0.05% 空间分辨率为0.5-1m 水契伦科夫和RPC探测器的时间分辨率分别为:±2ns,25ns 水屏蔽层的厚度不小于1m

表 2.4: 大亚湾实验的物理目标对反符合系统的要求

矩形,尺寸是16m×10m×10m;远点水池为正方形,尺寸是16m×16m×10m,中心 探测器模块距池壁的最小距离为2.5m。水屏蔽层被张在不锈钢钢架结构上的Tyvek反射 膜分隔,且钢架结构上按空间位置均匀分布安装了适当数量的光电倍增管(光电面覆 盖率0.8%),构成了内、外两层水契伦科夫探测器。水池的外层和底部的水均厚1m。 内、外两层水契伦科夫探测器联合探测穿过水池的µ子。根据SuperK和KamLAND实验 的经验以及Geant4的模拟计算,每层的探测效率都可达到95%,且可以相互校验。水池 顶部放置三层RPC探测器,探测效率可达95%以上。RPC探测器在各个方向上都比水 池多向外延伸1m以减少水池边缘的侧向覆盖空隙,同时能够分析µ子与周边岩石相互作 用产生的本底。两层水契伦科夫探测器与RPC探测器任意两个探测器组合,探测器效率 都可达到99.5%以上,误差小于0.25%。三种独立的反符合探测器还可以互相检验,确 定各自的探测效率。

大亚湾实验的物理目标对反符合系统的要求如下,表2.4。

2.3.3 触发系统

大亚湾中微子实验的触发系统用于中心探测器与反符合系统,选择反电子中微子事

例、宇宙线μ子事例、周期触发事例和刻度触发事例,并给出相应触发判断。中心探测器和水契伦科夫探测器的基本触发类型是多重数触发,即符合时间窗内过阈光电倍增管的个数。中心探测器的触发阈值设计为0.7 MeV或更低,与考虑3σ能量分辨率后的正电子的能量一致。此触发条件保证了中微子事例谱形的完整及最终的实验灵敏度。除多重数触发外,中心探测器的触发系统对反电子中微子信号还提供总能量触发。除了反电子中微子事例的触发,中心探测器触发系统还需要实现用于刻度和监视的几种其它类型的触发。

1.刻度触发:

(a)由发光二级管(LED)脉冲系统产生的触发,用于PMT的增益与响应时间的日常监视。

(b)周期性地将光源降到探测器内腔中,用于监视探测器光响应与衰减的空间不均匀 性。

(c)放射性源刻度探测器产生的特定能量与多重数触发,用于测试探测器的响应。

2.用于监视反中微子探测器及相关电子学系统稳定性与研究随机本底的周期性触发。

3.由反符合探测器引起的延迟触发所在的中心探测器模块(使用较宽松的阈值与多 重数要求)单独产生的能量触发或多重数触发。这种触发记录用于研究宇宙线μ子所引 发的本底事例。

RPC探测器每个模块都有四层独立的RPC,每个RPC模块的触发方式是四选二做符合。由于精确的谱分析要求触发效率于能量无关,因此到目前为止,大亚湾的触发系统设计原则是在计数率允许和不引入死时间的前提下,无论是记录信号还是本底,触发效率都尽可能高。图2.16是大亚湾实验触发系统的逻辑示意图。



RPC System

图 2.16: 大亚湾实验触发系统逻辑示意图。

第 三 章 大亚湾中心探测器和中心探测器 模型

中心探测器是大亚湾反应堆中微子实验的核心单元,承担探测反应堆反电子中微子 事例的重要任务。为了检验中心探测器的物理设计以及相关电子学设计和模拟软件功 能,我们在高能所建造了一个线性尺度为一米的中心探测器模型。本章首先阐述大亚湾 实验对中心探测器的设计要求,中心探测器的物理设计并给出预期性能,然后介绍中心 探测器模型的结构和中心探测器模型实验。

3.1 大亚湾中心探测器

目前,反应堆中微子实验都是用富含自由质子的有机液体闪烁体经反β衰变探测反 应堆的反电子中微子信号:

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n \tag{3.1}$$

反应的末态产物中, e⁺带走几乎全部动能并湮灭,释放出总能量为1.8*MeV*到8*MeV*的γ 光子,此过程在反β衰变反应发生后几纳秒内完成,称为快信号。中子经过约180μs的 特征时间被H俘获并放出2.2*MeV*的γ光子,称为慢信号。联合e⁺快信号和中子慢信 号的能量和符合时间的双重特征可有效排除本底确定中微子事例。如果在液体闪 烁体中加入一定量的Gd元素,则Gd以远大于H的俘获截面俘获中子,并放出总能量 为8*MeV*的γ光子,远高于可能的环境放射本底能量(< 2.6*MeV*),且俘获的特征时 间仅为~ 30μs。中子在Gd上俘获的能量和时间特征都可以大大减小偶然符合的本 底。CHOOZ[14]和PaloVerde[48]实验在它们的液体闪烁体中掺入0.1%的Gd后,俘获时

间为28μs,约为未掺Gd时的俘获时间的七分之一,相应的偶然符合本底也只有原来的 七分之一。所以大亚湾中心探测器选择掺Gd液体闪烁体作为探测中微子信号的靶物 质。



图 3.1: 大亚湾中心探测器设计剖面图

大亚湾中心探测器为三层同心圆柱结构(如图3.1),总重100T。探测器最内层 为20T的掺Gd液体闪烁体,作为探测器的靶物质;中间层为20T普通液体闪烁体;最外 层为40T矿物油;三层之间用透紫有机玻璃罐隔开,装在5m×5m的钢罐里。外层有机 玻璃罐的顶部和底部分别装有反射板。192个8"的光电倍增管安装在钢罐侧壁,浸在矿 物油里。光电倍增管将探测到的闪烁体体荧光转换成光电子,我们在一定的时间范围内 确定快信号和延迟信号的关联产生,就探测到了反应堆中微子。

3.1.1 中心探测器设计要求

大亚湾实验的物理目标是精确测量 $\sin^2(2\theta_{13})$ 到0.01或更小,这对整个实验的系统 误差提出很高的要求。到目前为止CHOOZ实验[14]给出对 $\sin^2(2\theta_{13})$ 最强的限制,即 在90%的置信区间内,当 $\Delta M_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ 时, $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.17$ 。此结果的系统 误差和统计误差分别为2.7%和2.8%。 大亚湾实验若要达到 $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.01$ 的目标, 则实验的系统误差和统计误差也需比CHOOZ实验至少小一个量级。大亚湾远点探测

	统计误差	反应堆相关误差	探测器相关误差	本底误差
近点	0.05%	0.13%	0.38%/模块	0.3%
远点	0.16%	0.13%	0.38%/模块	0.2%

表 3.1: 在90%的置信区间内达到sin²(2θ₁₃) < 0.01灵敏度的误差要求

器80T的靶质量和三年的取数时间可得到约394000个中微子事例,统计误差为0.16%。 这意味着整个实验的系统误差要小于0.33%。实验的系统误差主要由与反应堆、探测器 和本底相关的误差构成,其中与探测器相关误差约为0.38%(见表3.1[12]),这对探测中 微子事例的中心探测器提出一些严格要求:

如图3.1,中心探测器需采用三层同心圆柱结构,三层之间用透光的有机玻璃分隔。最内层用掺Gd液体闪烁体做探测器的靶物质,掺Gd液体闪烁体的体积即事例发生的有效体积。包围靶物质的中间层为不掺Gd的普通液体闪烁体,用来沉积从靶物质中逃逸出来的γ光子的能量。最外层是矿物油,屏蔽来自PMT玻璃和探测器外部的天然放射性本底。

实验需将中心探测器一对对放置,即分别在远点和近点各放置一个,保证近、远点的中心探测器是"完全相同"的。在远点共放置四个这样的中心探测器,在每个近点分别放置两个这样的中心探测器。近远点中心探测器做相对测量,近点的两个探测器可做交叉检验。

因为中微子与普通液体闪烁体反应产生的γ光子的能量不满足中子信号的能量判断 要求(中微子信号判断条件之一),所以这种探测器设计不需要设置位置截断,掺Gd液体 闪烁体决定的靶物质的体积即是中微子信号的有效体积。实验需要确定的是决定靶物质 体积的有机玻璃罐的尺寸精度,保证每一对近、远点中心探测器的有机玻璃罐是相同 的。此外,矿物油屏蔽层要有效地减小随机噪声本底,使信号触发阈可设置在1MeV以 下,这样*e*+快信号的探测器效率可达到100%。

●精确知道每一个中心探测器的靶质量、质子数和C/H比。使每一对近、远点中心 探测器的靶物质(掺Gd液体闪烁体)有相同的化学组成和C/H比。在探测器安装时也要保 证每一对中心探测器内的普通液体闪烁体和PMT的特性一致且分布均匀,与掺Gd液体

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

表 3.2: 大亚湾中心探测器的物理性能要求

闪烁体的性能相匹配。

•每一个中心探测器尽量均匀以减少边缘效应。

中心探测器的尺寸不能过大。体积太大便不利于搬运,给交叉检验带来困难。而
 且当探测器体积过大时,穿过探测器的宇宙线μ子频率太高,无法测量Li⁹本底。

为了减少与能量相关的系统误差,比如定义中子信号的6MeV的能量截断带来的误差,我们希望探测器有足够好的能量分辨率。同时,研究中微子振荡引起的能谱畸变也需要有好的能量分辨率。中心探测器的能量分辨率需小于15%/√E。

•为了分辨中微子事例发生时间和便于研究本底,中心探测器的时间分辨率需小于25*ns*。

综合以上各项要求,将大亚湾实验对中心探测器的具体要求列入表3.2[12]。

3.1.2 中心探测器的物理设计

为了在整个探测器体积内得到均匀的能量响应,以往的中微子实验曾设计球形的探测器几何形状。但是球形探测器外罐造价昂贵且4π立体角的光电面覆盖率需要众多的光 电倍增管。鉴于探测器的建造难度和造价,我们考虑立方和圆柱形的探测器几何形状。 模拟结果显示,在相同数目的光电倍增管的条件下,圆柱形探测器比立方体探测器的能 量分辨率和位置分辨率都要好,同时与球形探测器相似,在整个探测器体积范围保持良好的均匀性。所以大亚湾中心探测器选择为圆柱形几何结构(如图3.1所示)。从3.1上还可看到PMT只是安装在钢罐内表面的侧面的圆周上,而上下端盖用反射板来实现光子的收集,这样既可以节省光电倍增管,又可以节省光电倍增管的电子学读出。

靶质量

远点的中心探测器的靶质量由sin²(2*θ*₁₃)的灵敏度决定。如图3.2 所示,若sin²(2*θ*₁₃)小 于0.01,远点中心探测器靶质量需80-100*T*,对应的三年取数时间的统计误差为 2%。 从图上还可以看到,当靶质量超过100*T*时,sin²(2*θ*₁₃)的灵敏度随着靶质量的增大减小 地非常缓慢,所以没有必要追求过大的靶质量。第二章已介绍,大亚湾的中心探测器 为多模块设计。每个近点实验厅需放置两个中心探测器模块,以便两个探测器的交 叉检验。而远点实验厅的中心探测器在保证实验的统计量的同时又要让探测器的体 积和个数便于操作,所以决定放置四个靶质量为20*T*的中心探测器模块,总的靶质量 为80*T*。加上两个近点实验厅,总共八个中心探测器模块。相应地事例率为,大亚湾近 点930/天/模块,远点90/天/模块。

三层嵌套结构

在CHOOZ实验[14]的三层同心同轴圆柱形设计的基础上进行相关改进后,大亚湾的 中心探测器结构如图3.3所示。中心探测器最内层是掺Gd液体闪烁体,是探测器的靶物 质。中间层是普通液体闪烁体,收集e⁺湮灭和中子俘获后从内层靶物质中逃逸出的γ的 能量,称之为γ捕获层。最外层是矿物油,用来屏蔽外部辐射以防进入探测器的靶体积 中。矿物油屏蔽层有效地减小了探测器随机噪声本底,同时还提高了光电倍增管光子收 集的均匀性。探测器的三层区间被有机玻璃罐分隔开,所以探测器靶质量已被内层有机 玻璃罐很好的确定,我们不需要通过事例的位置重建和位置截断来确定中微子事例的有 效体积。

综合考虑下面几个小节中给出的探测器优化结果和实验隧道的横截面尺寸与 隧道造价的正比关系,满足物理要求的探测器最小尺寸如下: 靶物质半径1.55m, 高3.1m; γ捕获层厚0.425m; 矿物油屏蔽层厚0.488m; 容纳整个探测器物质的不锈钢罐 的直径为5m,高5m。探测器总重100*T*。



图 3.2: 在90%置信区间内sin²(2θ₁₃)的灵敏度随远点中心探测器靶质量的变化关系。实 线对应的ΔM²₃₁的取值为最佳拟合的中心值,虚线对应ΔM²₃₁的取值为90%置信 区间的下限。



图 3.3: 中心探测器的设计图。左图为中心探测器设计截面图,包括中心探测顶部的刻度 装置和溢流罐。右图为从探测器顶部往下看的示意图。

靶物质

中心探测器最内层的靶物质为掺Gd的液体闪烁体。在溶剂为LAB、溶质为 3g/L PPO和 15mg/L bis-MSB的普通液体闪烁体中加入0.1%的Gd。密度0.855 – 0.87g/mL,总质量20.0 – 20.3T。液体闪烁体的研究见第四章。

γ捕获层

正电子在靶物质区域内的湮灭或中子在靶物质内的俘获放出的γ光子与掺Gd液体 闪烁体的分子碰撞,将能量传递给掺Gd液体闪烁体而发出荧光。但有的γ光子可能在 能量完全沉积前就抛出靶物质区域,或直接逃逸出靶物质区域,这都造成信号γ在靶 物质区域外沉积能量。因此需用一层普通液体闪烁体将掺Gd液体闪烁体包围,收集逃 逸出靶物质区间的γ光子能量,以减少能量损失。图3.4[49]为模拟得到的中子俘获信号 的能谱。低能端的尾巴即对应至少有一个γ光子能量有损失的情况。图中Gd俘获中子 的8MeV能量峰值主要由元素丰度对大的两个同位素¹⁵⁵Gd和¹⁵⁷Gd组成,对应的总γ光 子能量为7.93MeV和8.53MeV。



图 3.4: Geant4模拟得到的中子俘获的能谱。8MeV能量峰值对应中子在Gd 上俘获的事例。

如左图所示,6MeV的中子能量截断能够充分地将8MeV的中子俘获信号和天然放射 性本底事例分开,但无法避免地损失掉部分中子俘获事例,影响中子的探测器效率。 图3.5[50]为模拟得到的中子探测器效率与γ捕获层厚度的关系,图中显示,当γ捕获层

厚42.5cm时,中子探测效率为91%。模拟结果还显示,在6MeV能量截断时,1%的能量 刻度误差会引起0.2%的中子探测效率的相对误差。综合考虑探测器大小、探测效率和实 验误差后,γ捕获层的厚度决定为42.5cm。



图 3.5: 中子探测效率与γ捕获层厚度变化的关系。中子能量截断阈值为6*MeV*,相应 的γ捕获层厚度为42.5*cm*。

矿物油屏蔽层

中心探测器最外层是矿物油屏蔽层。光电倍增管浸在矿物油中,安装在不锈钢罐的 内表面支撑物上,按圆周排列且均匀分布。光电面都朝向探测器的中心轴。矿物油透明 度好且发微弱荧光,作为探测器最外层区域物质有两个作用。一是屏蔽来自光电倍增管 玻璃、不锈钢罐及探测器外部的天然放射性辐射。二是让光电倍增管距离液体闪烁体足 够远,使探测器的能量响应均匀。对第一点,模拟结果显示,当光电倍增管玻璃与γ捕 获层的距离为20cm时,在靶物质内探测器到的来自光电倍增管玻璃的放射性为7.7Hz。 加上不锈钢罐焊条和中心探测器模块外部岩石、水、氡气、灰尘等的放射性后,总 的γ辐射本底小于50Hz。矿物油屏蔽层将天然放射性引起额非关联本底降低到足够小。 对第二点,模拟结果显示(图3.6[51]),荧光发射点需离光电倍增管表面至少15cm,才能 保持探测器有均匀的能量响应。



图 3.6: 中心探测器的能量响应(光电子数)随入射粒子径向位置的变化关系。模拟中放入1MeV能量的电子,且没有矿物油,光电倍增管直接收集从γ捕获层出来的光子。图中竖直线表示光电倍增管表面离γ捕获层15cm时的能量响应,说明为了保证探测器均匀的能量响应,在光电倍增管与γ捕获层之间至少需15cm厚的矿物油。

反射板

在不锈钢罐的上、下端盖用反射板代替光电倍增管收集光子可以增加光电面的有 效覆盖率。在有效覆盖率相同的情况下,使用反射板之后光电倍增管的个数是球形探 测器里的一半。另外,如图3.6 所示,发光点离探测器内壁越近,探测器的光电子输出 越多,因此,我们可以将反射板从不锈钢罐的上、下端盖移至γ捕获层的有机玻璃罐的 上、下端盖以增大光电面的有效覆盖率,增大探测器的光电子输出。此外,反射板是镜 面反射还是漫反射原本是不重要的,因为它不影响探测器的总光电子输出;虽然100% 的镜面反射会影响探测器在竖直方向上位置响应的均匀性,但鉴于镜面反射情况下的顶 点拟合算法相对简单,利于重建,所以反射板的候选材料都是镜面反射占主要成分的反 射膜,如ESR(Enhanced Specular Reflector)膜[52]、铝膜和MIRO-silver[53]。

3.1.3 中心探测器的预期性能

考虑上、下反射板之后,192只光电倍增管的有效光电面覆盖率为12%。模拟 结果得到中心探测器的能量响应为105p.e./MeV。模拟中子被Gd俘获后放出总能量

为8*MeV*的γ光子的过程,中心探测器对此8*MeV*γ的能量分辨率为6.9%,重建结果为5.7%。重建电子在探测器靶物质中均匀产生的事例得到的中心探测器能量分辨率为11.6%/√E。此外,用最大似然法重建得到的8MeV电子的位置分辨率为12*cm*。之前的CHOOZ实验[14]和我们的模拟结果都显示中子的俘获顶点有20*cm*的固有展宽。与中子俘获顶点的固有展宽相比较,12*cm*的位置分辨率是可以接受的。

3.2 中心探测器模型

3.2.1 中心探测器模型实验的物理意义

为了将探测器相关的系统误差控制在实验可接受范围内,实验对所设计的中心探测器的能量分辨率、均匀性等性质均有相应的要求。中心探测器模型的建造为大体积液体闪烁体探测器提供第一手数据,通过能量刻度和性能监测检验中心探测器的设计,如能量分辨率、均匀性、反射板对探测器性能的影响等。其次,中心探测器模型实验同时还可以监测掺Gd液体闪烁体的光产额、衰减长度和长期稳定性等性能;并且有利于理解探测器中发生的物理过程,如液闪的淬灭效应、中子在掺Gd液闪中的俘获等。通过对中心探测器的两个主要组成部分,液体闪烁体和光电倍增管的特性的仔细研究,可得到以液体闪烁体—光电倍增管为探测手段的大型液体闪烁体探测器的建造经验、刻度经验;联合数据分析和模拟,在检验模拟软件的同时,为大亚湾实验的中心探测器提供相关参数设置。此外,中心探测器模型的建造、安装和运行的全过程,给实验的相关单元如机械设计、电子学和数据获取等提供宝贵经验。

3.2.2 中心探测器模型的结构

物理结构

中心探测器模型的结构是大亚湾中心探测器设计的简化形式,为两层同心同轴的圆 柱结构(如图3.7所示)。内层为探测器的靶物质,外层是矿物油屏蔽层。内外两层由透 紫有机玻璃罐分隔开。收集液体闪烁体荧光的光电倍增管浸在矿物油中,安装在不锈 钢罐的内表面。不锈钢罐的上、下端盖装有铝膜反射板来帮助收集光学光子,反射板 与PMT的有效光电面覆盖率为14%。 由于中心探测器模型实验是在地面上进行,我们必须考虑宇宙线产生的 μ 子对 探测器模型的影响。根据有关数据显示[54],在海平面高度上,宇宙线产生的能量高 于1GeV的μ子的流强约为1个/(cm²·s),平均能量约为4GeV。相应地,穿过中心探测 器模型液体闪烁体的能量高于1GeV的μ 子的计数率约为400Hz,这部分μ子平均每走 一厘米距离至少损失2MeV能量[55]。而中心探测器模型实验的能量范围小于10MeV, 这些宇宙线μ子穿过探测器靶物质将使探测器饱和。所以我们将中心探测器模型放置 在3m×3m×3m的反符合探测器钢架内,以去掉宇宙线μ子事例。

中心探测器模型第一阶段的靶物质是不掺*Gd*的普通液体闪烁体,其溶剂为30%的均三甲苯和70%的矿物油,溶质为5*g/L*的PPO和10*mg/L*的bisMSB。第二阶段的靶物质是掺Gd液体闪烁体,其溶剂为线性烷基苯LAB,溶质为5*g/L*的PPO和10*mg/L*的bisMSB。

有机玻璃桶内的液体闪烁体为探测器的粒子探测敏感部分,入射粒子能量经液体闪 烁体转化为荧光,经过光学传播过程被探测器的另一敏感部分光电倍增管收集并转化为 光电子形成电信号,由相关电子学器件和数据获取系统传换为数据以供分析。





图 3.7: 中心探测器模型的真实比例结构图和有机玻璃罐

机械结构

中心探测器模型的不锈钢罐和有机玻璃罐同轴。外层不锈钢罐厚8mm,内层有机玻 璃罐厚10mm,两者之间是光电倍增管及其安装系统和反射层装置。图3.7的左图是探测 器模型中心探测器真实比例结构图。

不锈钢罐(图3.8)内高208.5cm、内直径198.0cm。有机玻璃罐(图3.7的右图)外高98.5cm、 内直径93cm厘米,距不锈钢罐底面50.0cm,由50.0cm的有机玻璃圆环座支撑。圆环 厚10mm。两块反射板均厚5cm,直径130cm,下反射板紧贴不锈钢罐的底面,上反射 板的下表面距有机玻璃罐上表面45.0厘米,上下反射板在竖直方向上相对有机玻璃桶中 心存在5cm的不对称。

机玻璃桶上表面有两个竖直的有机玻璃管。有机玻璃管向上延伸到不锈钢罐的顶盖,并与顶盖的对应开口相通,作为液体闪烁体的注入通道或放射源的刻度管。中心位置的有机玻璃管与有机玻璃罐同轴,边缘位置刻度管中心距有机玻璃罐中心43cm。



图 3.8: 中心探测器模型的不锈钢罐机械图。左图为不锈钢罐的侧身和底部,右图为顶 盖。

中心探测器模型共使用45个来自MACRO实验的EMI8"光电倍增管作为光探测器件,收集闪烁体荧光。每十五个光电倍增管光电面朝向探测器中心轴围成一圈(如图3.9),沿环面圆周均匀放置。三圈光电倍增管每圈之间相距40cm,中间层的高度与有机玻璃罐的中心相同。光电倍增管前端的入射窗球面与有机玻璃罐的最近距离为22.5cm

光电倍增管的支撑结构如图3.10所示,不锈钢环状支撑结构上均匀安装十五对钢筋托圈,每一对的两个托圈分别用于固定光电倍增管的光电面前半球和尾部。此外为了防止 光电面入射窗和钢筋托圈直接接触扰乱光电倍增管信号,在光电倍增管和托圈之间加 入Teflon垫圈,如图3.10 中每个大托圈上的白色圆环部分,同时Teflon垫圈能固定光电 倍增管使其不会沿轴向移动造成滑脱。所有的钢结构部分均涂成了黑色,不锈钢罐内表 面也涂有一层黑漆,使照射到钢结构和不锈钢罐内壁的光学光子都能被完全吸收。



图 3.9: 光电倍增管的支撑结构设计图。



图 3.10: 探测器模型使用的光电倍增管的支 撑结构。

不锈钢外罐顶端的开口上安装有放射源刻度装置。刻度装置的外壁是铅屏蔽罐,用 于放射性防护,刻度装置用于控制放射源在液闪中沿竖直方向的位置。刻度装置装有带 刻度的转盘,每转一圈对应30cm周长。转盘上缠绕的尼龙线一端固定在转盘上,另一 端固定放射源。这样放射源就可以经过滑轮系统沿有机玻璃管进入探测器靶物质中,根 据转盘上的刻度可计算放射源在探测器中的竖直位置。

反符合探测器架设在一个3m×3m×3m的钢架上。钢架的四个侧面由L3+C 实验的闪烁体探测器模块[56]铺设(如图3.11)。每个模块由十六块25cm×25cm×2cm的长条塑料闪烁体排列构成,用铝合金制成的外框固定成一个模块。模块外围大小1.25m×1.02m,有效面积1m×1m。每个长条塑料闪烁体都采用光纤读出,每个模块的光纤被分成两捆,三个模块共用一个光电倍增管读出,四个侧面共有12路光电倍增管信号。钢架顶端由20块2.8m×15cm×5cm的塑料闪烁体探测器铺设(如图3.12 所示)。

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究





图 3.11: 反符合探测器侧面内部示意图。

图 3.12: 反符合探测器顶部示意图。

3.2.3 中心探测器模型实验

中心探测器模型实验分为两个阶段,第一阶段实验的靶物质为普通液体闪烁体, 第二阶段的靶物质是掺Gd液体闪烁体。每个阶段的实验包括四部分:反符合探测器调 试、电子学和数据获取系统的调试,中心探测器模型内光电倍增管的刻度、最后测量中 心探测器模型对放射源的能量响应。

反符合探测器调试

反符合探测器的顶部和侧面的闪烁体探测器模块实质上就是闪烁计数器[57]。为了 能让反符合探测器有效工作,我们需要设定所有闪烁计数器的工作高压和甑别阈。选择 工作高压的两个标准分别是保证闪烁计数器工作在效率坪曲线的坪区和光电倍增管工 作在允许的高压范围之内。选择甑别阈的方法是,逐步增加工作高压和调节甄别阈, 将信号能谱中的噪声和µ子信号分开,压低光电倍增管噪声,确定µ子信号。在线测试 确定每个闪烁计数器的工作高压和甑别阈后,测量到的侧面闪烁计数器的µ子探测效率 为95.6%,顶部闪烁计数器的探测效率为96.4%。

电子学和DAQ系统的调试

中心探测器模型的电子学系统[58]如图3.13所示。相应的触发逻辑如下:一方面,反 符合探测器的闪烁体计数器信号经逻辑"或"给出总的反符合信号,排除由宇宙线µ子 事例。另一方面,中心探测器模型内45只光电倍增管的输出信号经电荷积分求和后与一 个总电荷阈值电平比较,以选择放射源事例,排除光电倍增管噪声及其它可能小信号本 底。满足上述两个条件的信号被认作放射源事例记录下来。实验使用NIM系统来实现反 符合探测器的32路闪烁计数器信号的逻辑"或",并输出反符合信号;使用VME系统 将中心探测器模型内光电倍增管输出的模拟信号转换为数字信号,并进行数据传送。整 个中心探测器模型共有45路输出信号。三块电子学读出板实现45路信号的模数转换,每 块读出板提供16路通道,实验中使用每块板的前15个通道。

中心探测器模型的DAQ系统直接移植于BESIII,前端为VxWorks,上位机运行的是基于ATLAS的Linux DAQ系统[59]。首先启动KERMIT终端控制VME机箱启动,VME机箱启动完成进入运行状态后打开与VME工作相关的NIM机箱,设置适当的工作条件。然后启动DAQ系统的操作界面,设置VME触发板的总电荷阈值。实验中若改变总电荷阈值,则需要重新载入系统和设置工作条件。最后启动在线数据显示程序。目前的数据显示及格式转化由单独程序FREADER完成,它读取DAQ的原始数据文件并将其按VME道数显示,包括电荷、时间、光电子数、总谱等,同时完成从DATA到ROOT的格式转化。



图 3.13: 中心探测器模型的前端电子学简图

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

中心探测器模型光电倍增管的刻度

在光电倍增管的环状支撑结构上装有蓝光LED,LED水平朝向中心探测器模型的中 心轴。脉冲产生器驱动LED发光,调节脉冲幅度,使LED发出的微弱光照射到光电倍增 管上。与脉冲产生器的驱动电平同步的触发电平供给读出电路一个外触发,作为模数转 换装置的开门信号,在开门时间内(门宽1µs)记录的信号就是光电倍增管对LED入射 光响应的电荷积分谱,即光电倍增管的单光电子谱。通过对单光电子谱的参数拟合(拟 合方法讨论见5.2.1节),得到单光电子峰的峰位即一个光电子对应的输出电荷量。将此 电荷量与电子电量比较,即得到光电倍增管的增益,实现了光电倍增管增益的在线刻 度。

由于实验条件的变化,诸如开/关高压、环境条件温度湿度的变化等,都会对光电 倍增管的工作状态产生影响,所以每一次放射源测量前都要刻度光电倍增管的增益。每 次测量时,电子学读出信号的零点会漂移,所以在测量中要得到每一个模数转换通道的 零点(电子学台阶),并在能谱中将台阶扣除。

中心探测器模型放射源的刻度

按照图3.13连接电路,经以上三部分系统联调后,将放射源从刻度装置中放入 中心探测器模型,记录45个光电倍增管的输出信号,得到测量数据。每次测量记 录100万个事例的数据量留作分析。中心探测器模型第一阶段的放射源测量包括: 分别将¹³³Ba,¹³⁷Cs,²²Na,⁶⁰Co置于普通液体闪烁体内竖直轴方向不同位置处,测 量中心探测器模型对γ光子的能量响应,包括能谱、能量分辨率和均匀性等。中心 探测器模型第二阶段的放射源测量包括:分别将¹³³Ba,¹³⁷Cs,²²Na,⁶⁰Co,²⁵²Cf 和Pu – C源置于掺Gd液体闪烁体内中心轴竖直方向不同位置处,测量中心探测器模型 对γ和中子的能量响应,包括能谱、能量分辨率、均匀性、能量响应非线性及中子的相 关研究。此外,放射源的相关测量还用来监测液体闪烁体的长期稳定性,研究天然放射 性本底,宇宙线本底,电子学和DAQ系统的设计等。

3.3 本章小结

中心探测器肩负探测中微子事例信号的核心任务。为了实现 $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.01$ 的

物理目标,探测器相关误差需小于0.38%,这要求每个中心探测器模块能量分辨率小于15%/√E,时间分辨率小于25*ns*,且均匀性好;要求近、远点中心探测器是"完全相同"的,即相同的靶质量,靶物质有相同的化学组成和C/H比,近、远点探测器的普通液体闪烁体和PMT的性质相同且一致性好。为了满足以上物理要求,基于过去的反应堆中微子实验的经验,中心探测器被设计成为一个三层同心同轴的圆柱嵌套结构。此设计的特点为:

γ源捕获层收集靶物质的逃逸能量,增加探测器的总光电子输出。

•矿物油屏蔽层有效降低本底,提高正电子的探测效率。

 ・靶质量被内层有机玻璃罐很好的确定,不需要通过事例的位置重建和位置截断来
 确定中微子事例的有效体积。

•上、下反射板的加入减少光电倍增管的使用量,同时提高探测器的均匀性。

为了检验中心探测器设计是否能达到实验的物理要求,我们在高能所建造了一个靶物质直径为一米的两层同心同轴圆柱结构的中心探测器模型。模型第一阶段的靶物质为普通液体闪烁体,第二阶段的靶物质为掺Gd液体闪烁体。第一阶段实验为γ源刻度实验,第二阶段实验为γ源、中子源刻度实验。中心探测器模型的放射源刻度实验不仅通过能量分辨率和位置响应的均匀性检验中心探测器的物理设计,同时为大亚湾实验的液体闪烁体的性能提供监测平台,为光电倍增管的测试和选择提供参考信息,为中心探测器的刻度、模拟、重建、机械设计、电子学设计和数据获取等提供实际经验。

事实上,中心探测器模型和中心探测器一样,作为以液体闪烁体-光电倍增管系统 为探测手段的粒子探测器,其核心组成部分液体闪烁体和光电倍增管就决定了其探测性 能。所以,我们在理解探测器性能,比如分析探测器数据、模拟探测器能量响应之前必 须做的工作是对探测器本身的了解,对探测器各组成部分,特别是液体闪烁体和光电倍 增管这两个关键部分的性能要有充分的了解。相关的研究工作于后续第四章和第五章分 别介绍。将液体闪烁体和光电倍增管及其它探测器构成物质的性质测量结果作为模拟软 件G4dyb的输入参数,建立探测器内的光学过程。通过对中心探测器模型的放射源刻度 实验的模拟并与数据比较,调节得到合适的光学模型和光学参数,再将G4dyb用于大亚 湾中心探测器的模拟,也是本文的主要工作,将于第六章介绍。

第四章 液体闪烁体性质的测量

液体闪烁体是中心探测器的核心构成,它的性质直接决定中心探测器的性能。自大 亚湾实验合作组成立之初,高能所的化学家及相关人员就开始致力于研究适合此实验的 液体闪烁体的配方、制备及大批量的生产。相应地,我们通过测量研究阶段各种液体闪 烁体样品的光产额、衰减长度等性质来选择适合大亚湾实验的液体闪烁体配方。按最终 配方制备好的液体闪烁体被中心探测器模型用作靶物质以在线检验液体闪烁体的性质。 同时,我们还从中心探测器模型中提取液体闪烁体样品,离线测量其各方面的物理性质 和化学性质,并将测量结果作为输入参数运用到探测器的蒙特卡洛模拟之中。这一章主 要研究的是高能所研制的用于大亚湾实验中心探测器及探测器模型的液体闪烁体的性 质。在介绍具体的测量方法和测量结果之前,我们先简单回顾一下液体闪烁计数技术的 发展历史并简单介绍液体闪烁体的发光机制。

4.1 液体闪烁计数技术的发展

在辐射研究早期,卢瑟福和其他物理学家曾把硫化锌作为发光物质用于记录α粒 子。然而,由于那时还没有一种能够用来记录闪光的仪器,实验工作者只能用人眼 作为光接收器,所以,当盖革-弥勒计数器和电离室发展起来以后,闪烁方法就过 时了。直到现代光电倍增管的问世,使闪烁计数方法重新得到发展[60]。1947年,布 罗塞(Broser)和卡尔曼(Kallmann)[61]用大尺寸、高效率的有机闪烁体探测到快速电子 后,闪烁计数的方法开始为大家公认。1950年,雷诺兹(Reynolds)[62]、卡尔曼和弗斯 特(Furst)[63]等人报道了把一些有机物质溶在芳香烃溶剂中所形成的稀释溶液能探测 到β辐射。那时他们的主要目的有两个: (i)寻找一种闪烁体,这种闪烁体要对它自身发

射的闪光具有高度的透明性。(ii)改进探测电子尤其是探测¹⁴C及³H的低能β粒子的几何 条件。他们工作的主要成就是发展一种灵活的技术,即把放射性核素和有机闪烁体充分 地混合在一个共同的溶剂体系之中,从本质上获得4π几何条件的探测效率。早期的仪器 装置,是把待测样品放在一个位于光电倍增管顶端的容器(闪烁计数杯)中,由光电倍增 管把探测到的脉冲信号经线性放大,并通过甄别器馈送到定标、定时电路中。这中简单 的仪器装置现在已发展成为一系列具有适用于计算机接口的数据输出机构的高度复杂的 探测器了。

4.2 液体闪烁体的发光机制

4.2.1 关于液体闪烁体的一些概念

一、液体闪烁体的有关定义

与一定量的辐射发生相互作用时发射短暂的荧光脉冲(或称闪烁)的任何物质,我们称它为闪烁体。和闪烁体这一名词并用的磷光体[64]一词为海斯(Hayes)所摒弃[65],因为它易于使液体闪烁现象和磷光现象混合起来。又因为荧光发射并不需要像在液体闪烁体中那样存在能量传递,所以一般我们不用"荧光体"来表示液体闪烁体,而是表示液体闪烁体中的发光溶质[65]。把闪烁体物质配制成溶液时,这些发光物质就叫闪烁溶质。溶质的发射光谱要与使用的光电倍增管的光电面的量子效率谱相适应。如果使用的溶质在一个以上,按它们在能量传递中的作用,分别叫做第一溶质和第二溶质。我们通常把第二溶质叫做"光谱位移剂"和"波长位移剂"。溶剂则是一个广义的概念,它不仅包括溶解闪烁物质的物质,而且还包括对能量传递有作用的那些物质。在多成分系统中,如果有几种溶剂,则叫做"第一溶剂"和"第二溶剂"等。"第一溶剂"意味着:(i)它是具有溶解溶质本领的一种物质。(ii)它能在对闪烁过程很重要的能量传递次序方面起重要作用。为了有助于放射性样品和第一溶剂—溶质体系之间的混合,还需要加入第二溶剂及第三溶剂。闪烁溶质和溶剂的混合物即为我们说的液体闪烁体。

二、发光的有关定义

在谈到发光时,有必要区别一下两种不同的现象即荧光和磷光。荧光和磷光的发射 都是由于吸收了一定数量的入射能量使原子或分子处于激发状态所引起的,但再发射的 方式不一样。荧光发射的一般特点在于,当分子退激发时所释放的能量比它原来所吸收的能量小,也就是说,发射光的波长比被吸收的辐射的波长要长。

在荧光现象中,激发态是很不稳定的,它的衰减时间数量级为10⁻⁹-10⁻⁸s。在磷 光现象中则恰好相反,辐射的吸收和发射之间的延迟时间可以很长,甚至达几个小时。 但是佩林(Perrin)[66] 指出,时间延迟的差别不是荧光和磷光的主要差别。荧光是由激 发分子的自发衰变引起的,因此荧光强度可以用如下的指数方程来表示:

$$N = N_0 \cdot e^{-t/\tau} \tag{4.1}$$

其中N为经过时间t后发射的光子数, N₀为最初发射出的光子数, τ为荧光衰减时间。

在磷光现象中,要使处于亚稳态的激发分子退激必须有外部的影响(例如分子的复合,附加的热激发),同时可观察另一种衰减规律。

荧光在一定温度范围内几乎不受温度的影响。磷光在高温时大为增强,而在低温时 几乎没有,它的持续时间与它的强度成反比。

实际上,对大多数有机闪烁体来说,都可以把光的主要成分近似地看成是遵从指数 定律发射的。本文中讨论的液体闪烁体的闪烁光指的都是荧光。

4.2.2 液体闪烁体的发光过程

电离辐射穿过一溶剂-溶质体系,引起溶剂分子的电离或激发。电离了的分子 极迅速地与电子重新结合成受激分子。这些受激分子中大约有10%是通过π电子由基 态*S*_{0*x*}(图4.1)激发到所谓单线态的那种较高能级形成的。其余90%的受激分子处于σ电子 态,它以转动能或热运动形式损失能量。因此这一部分对闪烁过程没有什么贡献。

π激发态大约在10⁻¹³s之内通过内转换(电子激发能转变为转动能并以热能形式消耗 掉),极迅速地跃迁到最低单线激发态(S_{1x}),然后以发射荧光,或以内部淬灭的非辐射 过程的形式损失其激发能回到基态。实际上,溶剂分子通过溶液不断地进行迁移,并且 在可能损失能量之前,受激溶剂分子的大部分很快地到达溶质分子的周围。溶剂分子以 发射荧光的形式损失其能量的概率定义为荧光量子效率q。q等于所产生的荧光光子数与 原始的受激分子数之比。

受激的溶剂分子和溶质分子一旦靠得很近,能量传递可以在比溶剂分子的最低单线激发态*S*_{1*x}还低的溶质的最低单线激发态<i>S*_{1*y}发生(见图4.1)。如果溶质浓度适当,这种能</sub>*</sub>

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究



图 4.1: 液体闪烁体发光过程

量传递过程的效率接近于1,即受激溶剂分子几乎将全部能量传递给溶质分子。最后此 溶液体系的闪烁光由另一高量子效率的溶质荧光发射来表示,且能被光电倍增管记录。

一、溶剂

1.溶剂转换因子

通常,溶剂是芳香族化合物,它能提供易受β辐射激发的π键电子。这可以用溶剂转换因子来量度。溶剂转换因子(*s*)的定义是:

$$A = sW \tag{4.2}$$

其中,A是激发到 S_{1x} 态的受激溶剂分子数;W是 β 粒子的能量;s值大致相当于 β 粒子每100eV能量产生一个受激分子。如果把甲苯作为标准,s = 100的话,那么二甲苯、苯及苯甲醚的s值相应地为107,85及83。

2.能量传递

显然,溶剂必须具备把能量传递给溶质的本领,而且传递效率要高。溶剂把能量传递给溶质的本领可以用溶剂-溶质能量传递量子效率f来表示。溶剂-溶质能量传递量

稀释剂	加 入 量(ml)	
邻-氟代甲苯	10	
氟代苯、矿物油	6.5	
环己烷、对-氟代甲苯、甲基环己烷	5	
己烷、双环己基	6	
氟代环己烷、甲基硼酸酯	4.5	
1,4-二氧六环	4	
1,1-二甲氧基乙烷	3.5	
甲醇、乙醇、丁醇、环己醇	1	
噻吩	0.5	

表 4.1: 使闪烁效率下降25%向10ml甲苯/PPO溶液中加稀释剂的量

子效率和溶质密度有关,但和溶质的性质基乎无关。海斯[67]对44种不同液体的溶剂性 质作了最初的系统的分析。他发现以苯和烷基苯最好。

3.第二溶剂

为了实验需要,把少量非有机物质样品溶于闪烁溶液中,常常得加入别的溶剂,或 者主要溶解样品;或者即溶解样品,又溶解闪烁体。

第二溶剂会妨碍能量传递过程,引起测量效率的下降。我们把对能量传递过程影 响很小的物质称为稀释剂。伯克斯(Birks)[68]曾把第二溶剂(第一溶剂的稀释剂)列成表 格。表中所加稀释剂的数量是指发光效率下降到初始发光效率的75%时,向10ml闪烁体 溶液中加入稀释剂的ml数(见表4.1)。那些对闪烁事件起严重破坏作用的物质叫作淬灭 剂。淬灭的问题将在4.2.3节中单独讨论。

4.溶剂纯度

在闪烁溶剂中,只要含有极低浓度的淬灭剂,就会对发光效率产生极大的影响。因此, 我们要特别注意必须获得高纯度的溶剂。最常见的淬灭剂是溶解在溶剂中的氧。象大亚 湾这样的高精度实验所用的溶剂,事先都得用通氮的办法把溶解在溶剂中的氧置换出

来。

除考虑以上几点之外,一个好的溶剂还要具备蒸汽压小、冰点低、闪点高、对容器 的腐蚀性小等优良特性。

二、第一溶质

1.光谱特性

我们期望的溶质特性是发射光谱的范围与光电倍增管的光谱响应范围一致。类似的,溶质发射光谱和它自己的吸收光谱很少重叠。伯克斯[69,70]曾建议采用包括光谱匹配因子m的一个综合性办法描述这些特性。

2.能量传递

溶剂与溶质之间的能量传递效率(f)必须要高。经证明,能量传递效率和溶质的浓度 有关,浓度大约在0.1*M*(溶质浓度一般为4g/l)时,能量传递效率达到最大。即在该浓度 下,*f*值近似为1;溶质的荧光量子数量也近似为1。这里的q值即发射的荧光光子数与初 始受激溶质分子数的比值。

3.淬灭作用

溶质浓度一旦超过某一值,液体闪烁体的总发光效率反而下降。我们把这种现象称 为自淬灭作用。我们在实验的时候要考虑把自淬灭作用降至最小,或利用其它办法使溶 质具有抗淬灭的能力。一般来说,具有短的荧光衰减时间的物质不易受自淬灭作用的影 响。

对溶质的一般要求包括:发射光谱和光电倍增管的光谱响应接近,发射谱和吸收谱 尽量不要重叠,衰减时间短,无自淬灭作用,易获得高纯度,能有效地参与能量传递, 抗淬灭能力强,贮存期长,在闪烁溶剂中有相当的溶解度,兼容性好,成本低等。

4.几种第一溶质(图4.2)

(1)TP[对-联三苯]

对-联三苯是初期使用的闪烁溶质之一。它有高的荧光量子产额,它的发射光谱和 双碱光电面的光电倍增管的光谱响应有较好的匹配。但是对-联三苯在甲苯中的溶解度 低,尤其是在低温条件下,溶解度更低。

(2)PPO[2,5-二苯基恶唑]

PPO在甲苯中的溶解度比TP要高,它能在低温下使用,对水溶性样品有一定的兼

容性。因此,后来人们用PPO代替TP。到目前为止,PPO是用量最大的一种溶质。 (3)PBD[2-苯基-5-(4-联苯基)-1,3,4-恶唑]

就光谱特性及能量传递效率而言,PBD是最有效率的第一溶质。但它的溶解度有限,而且使用浓度约为PPO浓度的两倍时,才有较高的效率。



图 4.2: 一些第一溶质的结构式

三、闪烁溶液的优值

综合前面对发光过程及溶剂和第一溶质在能量传递过程中的作用的描述,我们可以 对整个溶液的功效作一个整体的评价,为此伯克斯[70]提出"优值"的概念。闪烁体溶 液优值F的定义是:

$$F = sfqm \tag{4.3}$$

其中, *s*是溶剂转换因子, *f*是溶剂-溶质能量传递效率, *q*是溶质荧光量子效率, *m*是光 谱匹配因子。从最后一个参数*m*可以看出, *F*是和光电倍增管的性质有关的。

四、第二溶质

闪烁混合液中第二溶质的作用,在于改善闪烁体的发射光谱与光电倍增管光谱响 应范围之间的匹配关系。加入低浓度的其它荧光物质,能进一步提高第一溶质及附 加的第二溶质之间的能量传递效率。从原则上讲,液体闪烁体最终的闪烁光子是由 受激的第二溶质分子跃迁到基态时发出的。因此要对第二溶质分子进行选择,使得 它的荧光波长范围更好地与光电倍增管光电面的光谱响应范围相匹配。另外,当闪 烁体的体积大到足以引起第一溶质的荧光出现自吸收时,我们也需加入第二溶质。 第一溶质与第二溶质之间的能量传递效率大约在0.5 – 0.1之间。传递效率和第一溶 质的荧光发射光谱与第二溶质的吸收光谱之间的重叠程度有关。伯克斯曾用q及m值

评定过第二溶质。在闪烁溶液是无色的条件下, q'm' > qm时, 第二溶质才最适 用(q、q'及m、m'分别表示第一溶质及第二溶质的荧光量子效率及匹配因子)。常用的第 二溶质有POPOP[1,4-二-(2-(5-苯基恶唑基))苯], DMPOPOP[1,4-二-(2-(4-甲基-5-苯基 恶唑基))苯], bis-MSB[对-双-(σ-甲基苯乙烯基)苯], BBO[2-5-二-(4-联苯基恶唑)]等(见 图4.3)。



图 4.3: 一些第二溶质的结构式

4.2.3 淬灭效应

在闪烁溶液中,淬灭现象是非常重要的。液体闪烁计数中碰到的很多问题都与淬灭 有关。在上一节中我们对闪烁体溶液发光机制进行了简单描述。可以看到,在发光过程 中存在多种能量的提供--接受关系。能量从入射粒子到溶剂,从溶剂到第一溶质,从第 一溶质到第二溶质,每一步的前者都提供能量而后者接受能量。所有影响这些能量供受 关系的因素,最终都会导致光子的减少,这就是最早的淬灭概念。目前,把荧光产生 前,产生中及产生后所有影响发光效率和计数效率的因素都归结为淬灭。这样就淬灭可 分为三大类:前淬灭、荧光过程淬灭和后淬灭。

一、前淬灭:相淬灭

荧光产生前的淬灭主要是相淬灭。液闪测量主要是以均相形式进行测量的,这个时 候入射粒子的原子与闪烁液体的分子呈均相溶液状态,入射粒子在4π角度内都可以被测 量,没有自吸收。如果入射粒子在与溶剂接触前必须先通过各种吸收物质,使能量减 弱,从而降低了入射粒子产生荧光的能力,这就是相淬灭。相淬灭也曾被称为光子淬 灭,现在看来这种叫法不妥,因为此时系统内并没有产生光子。

二、荧光过程淬灭

1.电离淬灭

带电粒子在闪烁介质的单位路径上消耗的能量*dE*/*dr*与其在单位路径上产生的光子数*dS*/*dr*之间呈如下关系[71]:

$$\frac{dS}{dr} = A\frac{dE}{dr} / \left[1 + k\left(B\frac{dE}{dr}\right) \right]$$
(4.4)

即伯克斯定律(Birks'Law)。其中,A是绝对发光效率,k是Stern-Volmer方程的相对速率常数,BdE/dr 是带电粒子产生的电离事件密度。从这一关系式我们得到:(1)当dE/dr很小时,即电子具有很大的动能时,在单位径迹上消耗的能量很小,那么分母中包含dE/dr的项与1相比可以忽略,于是方程简化为:

$$\frac{dS}{dr} = A \frac{dE}{dr} \tag{4.5}$$

即单位径迹上的光输出正比于单位径迹上消耗的能量,两者呈线性关系;(2)当*dE/dr*不 很大也不很小时,关系式仍为原式,此时单位径迹上的光输出与相应的能量消耗不再 呈线性关系;(3)当*dE/dr*很大时,比如α粒子能量较低时,在单位径迹上消耗的能量很 大,分子中具有该因子的项远远大于1,分母的1可以忽略,于是分子分母约去*dE/dr*, 得:

$$\frac{dS}{dr} = \frac{A}{kB} = constant \tag{4.6}$$

单位径迹上的光输出是常数,光输出S与径迹长度r成线性关系。图4.4说明了这些关系。

上述分析表明,荧光产量与带电粒子的电荷和能量有关,即同其电离的能力有关, 这种因素就是电离淬灭。5keV的低能电子所产生的闪烁效率只有高能电子的40%[72]; 而5MeV的α粒子仅有高能电子的1/10。电离淬灭使液体闪烁体对粒子的能量响应偏离 线性,使闪烁过程与发光效率之间的关系进一步复杂化。

2.浓度淬灭和稀释淬灭

闪烁体在闪烁溶液中有一个最佳浓度,当浓度低于最佳浓度时,发光效率会随着闪 烁体浓度的增加而增加,但当浓度超过最佳浓度时,发光效率反而会下降,这就是浓度



图 4.4: 蔥闪烁体单位径迹上的荧光输出随单位径迹上能量损失的变化

淬灭。第一溶质和第二溶质都可以产生浓度淬灭,因第二溶质用量较少,所以主要是第 一溶质的浓度淬灭,特别是PPO。浓度淬灭又称自淬灭。自淬灭本质上是一种化学淬 灭。

按理想比例配制的闪烁体溶液,在加入微量标准放射性元素时有很好的效率,但加 入具有较大体积的样品时,除样品的淬灭会降低发光效率外,样品稀释了溶液,使之偏 离最佳浓度,也会使发光效率降低,就是稀释淬灭。

3.化学淬灭

在荧光产生过程中,有许多化学物质分散溶剂的激发能,或与溶质竞争激发能,有 的与溶质分子形成复体,减少溶液的浓度,这些作用最终都减少了荧光的发光效率,称 为化学淬灭。这里的化学物质又称为淬灭剂。在气体中氧是一种强淬灭剂,因而在配置 闪烁溶液过程中要除氧。

4.热淬灭

温度对闪烁体的荧光发射有两种效应:一是改变荧光的衰减时间,另一方面通过 改变闪烁溶液的粘度而改变荧光的发光效率[73]。大部分液体闪烁体的荧光衰减时间都 是溶剂温度的函数。当粘度在0.06 – 250P时,闪烁溶液的发光效率随粘度的2/3次方改 变。温度对荧光产额和衰变时间的影响称为热淬灭。

三、后淬灭

1.颜色淬灭

闪烁溶液内的颜色一般来自于溶解其中的其它物质,光通过介质时总会或多或少地被吸收,荧光被闪烁溶液中的有色物质吸收的现象被称为颜色淬灭。

2.光子淬灭

从光子产生到其到达光电倍增管的光电面之前,除了经过液体闪烁体的吸收外,还 有些其它因素的影响,液体闪烁体容器的材料和厚度的变化引起的光吸收和光畸变,光 电面的不均匀性,液体闪烁体体积的变化带来的脉冲改变,溶液内折射系数的改变等 等;这些因素为计数效率带来的损失统称为光子淬灭。

3.电子学淬灭

这是指产生光电子以后的电子学过程造成的技术效率的损失,但不包括那些正常的 电子学处理过程可能对计数效率的影响。电子学淬灭是指电子学元件和线路的非正常工 作状态下为计数率带来的损失,如光电倍增管的饱和;在高计数率下,由于符合分辨时 间或其它线路死时间的限制等所引起的计数率的下降[74]。

4.3 液体闪烁体性质的测量

大亚湾实验对液体闪烁体最基本且最重要的要求是发光效率即光产额高、透明度 好(即衰减长度长),且长期稳定性好。这是因为液体闪烁体的光产额和衰减直接决定探 测器的能量分辨率。而长期稳定性的要求是由大亚湾实验三年的数据采集时间决定的。 第三章已提到中心探测器的靶物质是掺有稀土元素Gd的液体闪烁体。相对于普通液体 闪烁体,掺Gd的液体闪烁体要达到上述要求要困难得多。液体闪烁体都是有机溶液, 因此,首先面临的困难在于怎样将非有机物的金属Gd均匀地溶进闪烁溶液之中且不会 析出。化学家提出的解决办法是将非有机相的Gd盐与有机配体发生反应,生成Gd的络 合物,然后将Gd的络合物溶于闪烁溶液之中。由于不同的配体生成的Gd的络合物在不 同溶剂中的溶解度是不同的,所以问题和核心就转变为溶剂的选择和配体的选择。

从4.2节对液体闪烁体发光机制的讨论中我们可以看出,实际上,任何能提供π 电子 从而能发生对光子的吸收和发射过程即能量传递过程的物质都是闪烁体。因此,芳香烃 是标准的液体闪烁体溶剂。在液体闪烁计数的早期,闪烁溶液的配制体积一般都不大,

那时使用的溶剂是苯或甲苯。但之后人们发现苯或甲苯的毒性对人体的健康危害太大, 且会导致癌症,所以在需要大量液体闪烁体的反应堆中微子实验中,人们不可能再用苯 和甲苯作为液体闪烁体的溶剂。近年来,由于偏三甲苯在工业上有着广泛应用且它的 光产额高,所以之前的CHOOZ及Palo Verde都用偏三甲苯作溶剂。考虑均三甲苯和偏 三甲苯的性质相似,而且在国内的化工生产中,均三甲苯的生产比偏三甲苯要多,价 格更优,所以大亚湾在液体闪烁体的研制初期选择用均三甲苯做溶剂。无论均三甲苯 还是偏三甲苯都对有机罐材料雅克力(Acrylic)玻璃有腐蚀性,因此需要加入第二溶剂作 为稀释剂。矿物油(mineral oil)首先被选择作稀释剂是因为它在工业上的广泛应用并且 它的闪点高,且在以往的反应堆中微子实验中已有广泛应用。中心探测器模型建造完 成的时候,正值液体闪烁体的研究初期对溶剂的选择阶段,所以中心探测器模型第一 阶段的靶物质是不掺Gd的普通液闪。溶剂是30%的均三甲苯和70%的矿物油。第一溶质

但是矿物油是不同烷烃的混合物,不同时间、不同批次生产出的矿物油的化学组分和质量会有所不同。像大亚湾这样的高精度实验需要精确控制近远点探测器每个模块内液体闪烁体的化学组分,保证每个模块"完全"相同。考虑到矿物油的这个缺点之后, 十二烷(dodecane)进入了大亚湾的视野。十二烷的透明度比矿物油还要好,闪点高、不 易发生化学反应且产品纯度高,我们可以完全掌握它的化学组分,所以十二烷成为代替 矿物油的稀释剂。

选定均三甲苯作为溶剂,白油和十二烷作为可能的稀释剂之后,研制的重心就 转为配体的选择。以往的中微子实验及相应的研制单位主要尝试过的配体有[75]: 羧酸(BNL, Palo Verde, Bicron, Double CHOOZ), β-二酮(MPI-K, Double CHOOZ), 有机磷化合物(Sheffield大学, LENS)。大亚湾的化学家前后选择了几种 β-二酮(Acac, DBM, BTFA, HPMBP),几种有机磷的化合物(TOPO, D2EHP, TEP)和几种羧酸(EHA, TMHA)分别与Gd盐反应生成不同种类的Gd络合物[76]。然后将这些络合物溶解 于不同体积配比的均三甲苯与矿物油或是十二烷的溶剂中。由β-二酮生成的Gd络合物 要么溶解度太差,要么有颜色,透明度太差,所以β-二酮被排除掉。有机磷化合物生成 的Gd络合物的溶解度很好但溶液的透明度比较差。配体的选择最后集中在羧酸上。

这期间,线性烷基苯(Linear alkylbenzene,简称LAB,分子结构式见图4.5)的出现使得配体的选择最终得以确定,并代替均三甲苯成为理想的溶剂。LAB无毒、


图 4.5: 线性烷基苯(LAB)的结构式

闪点高、光产额高、透明度好、与雅克力材料兼容,而且还很便宜。实验发现羧酸 TMHA与Gd盐反应后生成的Gd(TMHA)3可直接溶于LAB,无需添加稀释剂来助溶, 且不会水解。加入第一溶质PPO和波长位移剂bis-MSB之后,就完成了参Gd液体闪烁 体的配置。光产额、衰减长度及老化实验的测量结果均显示用100%LAB作做溶剂、 用TMHA做配体、用3g/L PPO和15mg/L bis-MSB做溶质的配方配制的0.1%Gd液体闪 烁体符合大亚湾实验要求。中心探测器模型第二阶段的靶物质是在此配方之前生产的 掺Gd液体闪烁体,其化学构成除 bis-MSB仍为10mg/L外,与大亚湾实验的最终配方完 全一致。第二阶段长期运行的结果同时验证了掺Gd液体闪烁体的长期稳定性。

4.3.1 光产额与衰减长度

在液体闪烁体的研制过程中,我们测量了各个溶剂的衰减长度来比较它们的透明度;我们测量了用不同溶剂和不同配体配制成的掺Gd液体闪烁体样品和普通液体闪烁 体和的光产额。

光产额

所谓光产额就是闪烁体每吸收1MeV辐射能时发出的光子的个数。光产额实际上就 是发光效率。发光效率是决定荧光脉冲大小的因素之一。发光效率通常用闪烁体发光能 量占吸收能量的百分比来表示。在反应堆中微子实验中,我们都用光产额来表示液体闪 烁体的发光效率。测量光产额的办法有两种:

(1)用已知能量的电子射线(或其它已知能量的射线)照射闪烁体,测定闪烁体的总的

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

样 品	相对光产额
30%均三甲苯,70%矿物油,5g/LPPO,10mg/Lbis-MSB	0.522
2.0g/L Gd, 100%均三甲苯, 0%矿物油, 5g/L PPO, 10mg/L bis-MSB	0.567
2.0g/L Gd,40%均三甲苯,60%矿物油,5g/L PPO,10mg/L bis-MSB	0.494
2.0g/L Gd, 20%均三甲苯, 80%十二烷, 5g/L 的PPO, 10mg/L bis-MSB	0.395
2.0g/L Gd, 20%均三甲苯, 80%LAB, 5g/L PPO, 10mg/L bis-MSB	0.528
2.0g/L Gd, 100%LAB, 3g/L PPO, 10mg/L bis-MSB	0.530

表 4.2: 一些液体闪烁体样品的相对光产额(假定同样形状的蒽晶体光产额为1)

光输出。然后根据吸收的能量推算出光产额[77]。多数情况下采用第二种方法,在实验 室中容易做到。

(2)测量相对光产额。这种方法是把在相同条件下激发的待测闪烁体的光输出与参考物质的光输出进行比较。最常用来作为光产额比较的参考物质是蒽晶体。我们就是用的这一方法测量配制的不同液体闪烁体样品的相对光产额[78]。

实际上葱的选择并不十分理想,因为葱不容易纯化,而且生产一块理想的葱晶体是 相当困难的[79,80]。就是从同一厂家所购置的一批葱晶体,光产额相差也可达10%以 上[81]。但对我们的实验来讲,用一块葱晶体作为参考足够说明不同配方的液体闪烁体 在光输出性能上的差别。不足的是参考葱晶体的绝对光产额未知,我们仅根据一般国际 上通行的标准葱晶体产额18000光子/MeV或20000光子/MeV来估算被测液体闪烁体的 绝对光产额。表4.2给出一些液体闪烁体样品的相对于葱晶体的光产额。表中第一个样 品即中心探测器模型第一阶段的普通液体闪烁体,最后一个样品即探测器模型第二阶段 的掺Gd液体闪烁体,可见两期液体闪烁体的光产额是很接近的。按葱晶体绝对光产额 计算,中心探测器模型的液体闪烁体的光产额为9500光子/MeV – 10500光子/MeV。

衰减长度

光的衰减遵从Beer定律,假定液体闪烁体的衰减长度为 Λ ,那么强度为 L_0 的入射光

衰减长度(m)
6.2
23.1
8.1
14.7
12.6
7.5
13.7

表 4.3: 一些溶剂和液体闪烁体样品的衰减长度

通过1长度的液体闪烁体后的强度为

$$L = L_0 \cdot e^{-l/\Lambda} \tag{4.7}$$

因此衰减长度表征的物理意义就是物质对光的透明度。基于这个公式,实验中我们结合 两种办法得到待测样品的衰减长度。

(1)单波长衰减长度[78]

我们用蓝光LED(440nm)作为光源,用竖直的1m不锈钢钢管盛放液体闪烁体或溶剂 样品。通过改变钢管内的液面高度来调节4.7式中l的大小,得到不同l时L的值,用4.7式 拟合L随l的变化,得到被440nm蓝光照射时被测样品的衰减长度。表4.3给出一些溶剂 和液体闪烁体样品的衰减长度。

(2)相对衰减长度谱[82]

我们用 TU-1901紫外可见分光光度计(图4.6)扫描待测样品得到样品在各波长([190,900]nm)下的吸光度。盛有一定量的待测样品的石英比色池(长10cm)装在光度计的暗盒中,光度计记录入射光穿过比色池前后光强的比值的对数,即吸光度

$$A = \log \frac{L}{L_0} = -0.4343 \frac{l}{\Lambda} \tag{4.8}$$

61

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究



图 4.6: 紫外可见分光光谱仪测样品的吸光度

图4.7即为TU-1901测量得到的一些样品的吸光度曲线[76]。得到样品的吸光度之后,则 可根据*l* = 10*cm*计算出各波长时样品的衰减长度Λ



$$\Lambda = -0.4343 \frac{l}{A} \tag{4.9}$$

图 4.7: 一些样品的吸光度曲线

当样品吸光度很大的时候,10cm的光成测量到的衰减长度值是可信的。然而当衰减长度很长时,样品在10cm光程中引起的光强的变化太小仪器探测不到,这在图4.7中表现为约540nm以后,吸光度的值在基线上下晃动。当衰减长度太短,即吸收太强的时候,仪器已探测不到经过10cm光程后有光输出,这表现为图4.7中370nm以下的短波部分,吸光度已超过仪器的量程。所以此方法中测量得到的吸光度的相对值是有意义的, 用第一种方法中某单波长下测量到的绝对衰减长度对此方法的各波长下的吸光度做归一化,即可得到各波长下的衰减长度。归一化的过程中还要考虑到吸光度测量中空气、比 色池和待测样品界面处的反射引起的光强的衰减。具体的分析过程和结果见6。

4.3.2 衰减时间常数

如果不考虑液体闪烁体发射出的可见光光子被液闪吸收、再发射、再吸收 这样 的吸收重发射过程,单个荧光光子到达光电倍增管的时间差别就是由光子的光程差别、 光电倍增管的渡越时间分散和液体闪烁体的衰减时间涨落引起的[83]。如果用时间信息 做事例重建,那么液体闪烁体的衰减时间太大就会模糊事例的空间分辨率,短的衰减时 间则有利于减小位置重建的偏差。

在改进了原L3实验组测量发光晶体衰减时间的实验装置后,我们用经典的单光子 计数法[84] 测量液体闪烁体的衰减时间常数。被测样品取自中心探测器模型第一阶段 和第二阶段的靶物质:普通液体闪烁体和掺Gd液体闪烁体。实验装置如图4.8所示。



图 4.8: 液体闪烁体衰减时间测量装置图

盛在透紫玻璃杯里的待测液体闪烁体(LS)样品和塑料闪烁体(PS)之间放置γ源²²Na。 利用²²Na 放出的两个背对背的0.511MeV的γ光子同时激发塑料闪烁体和待测样品发 光。塑料闪烁体经黑胶布密封后与光电倍增管XP2020很好地耦合在一起,这样塑 料闪烁体被激发后发出的强荧光脉冲信号都被XP2020收集,XP2020输出一个大的 信号脉冲,经恒比定时甄别器ORTEC 583后,提供一个精确的过阈时刻作为TDC C414的start信号。另一头待测样品发出的荧光穿过玻璃杯下铅砖支撑物的开口后照 射到tyvek反射膜上,经过反射后剩下的荧光穿经过一定的光程后还需穿过光电倍增 管XP2020Q之前的小孔才能到达XP2020Q的光电面,因此能够最终击中XP2020Q的光 子很少,经ADC 测量XP2020Q输出的单光电子谱后确定每次事例光电面都只放出一 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

个光电子。将XP2020Q输出的电光电子信号经恒比定时甄别器CAEN N842过阈后作为 每个事例的stop信号送给TDC。TDC的start信号和stop信号记录的时间差为两部分的 和: (1)待测液体闪烁体样品的单个发光事例相距塑料闪烁体所提供的时间零点的时间 差; (2)由于两路信号电缆长度及电子学插件响应时间的不同造成的时间差。记录足够 多的发光事例之后就得到待测样品的发光时间分布谱。谱形本身反映的是荧光衰减时间 分布,即上述的第一部分时间差。而谱形在横坐标上前后的平移则反映了上述第二部分 的时间差,所以谱图上的时间起点并不重要。

为了保证送入TDC的start和stop信号是源自两个0.511MeVγ的关联事例,我们在测量时间谱之前,先用ADC分别记录待测样品和塑料闪烁体的脉冲电荷谱。调节恒比定时甄别器的上下阈值,选择关联事例。如图4.9所示,左图是待测液体闪烁体样品的电荷谱,右图是塑料闪烁体的电荷谱。图中虚线(黑)为调节甄别器阈值前的电荷谱,实线(红)为调节阈值后的电荷谱。从图上可以看到,作为stop信号的待测液体闪烁体样品的脉冲电荷确是单光子事例,而start信号的塑料闪烁体脉冲确是多光子的大信号事例。4.9所示。从图中可以看出,调节阈值后,甄别器CAEN N842从stop路的单光电



图 4.9: 待测液体闪烁体样品(左)和塑料闪烁体(右)荧光脉冲电荷谱。其中虚线(黑色)为 调节阈值前的电荷谱,实线(红色)为调节阈值后的电荷谱

子信号里去除掉大部分小幅度的噪音信号, 甄别器ORTEC 583则通过上下阈值的设置 将start路大部分的噪声信号和1.275MeV的γ事例的信号都去除掉了。甄别器阈值的设定 保证了最终送入TDC的事例是大部分都是关联事例。TDC记录一定时间得到荧光衰减 时间谱后, 测量本底谱。为测量相应计数时间内的本底, 保持放射源紧挨塑料闪烁体 使TDC的start路开门频率不变,同时用铅砖屏蔽待测样品。TDC记录相同时间得到本 底谱,如图4.10 所示。 文章[85]中指出荧光衰减时间测量时的主要本底成分有:



图 4.10: 掺Gd液体闪烁体的荧光衰减时间本底谱

(1)光电倍增管及其电子学读出的热噪声;

(2)与两个关联γ不相关的辐射击中塑料闪烁体或待测液体闪烁体;

(3)两个关联γ及其在周围介质中散射的γ穿过铅屏蔽体打在测量液体闪烁体荧光的 光电倍增管的入射窗上产生的契伦科夫光光;

(4)关联γ在液体闪烁体内产生能量较高的电子而诱发契伦科夫光。

第(1)、(2)、(3)类都正比于start路的计数率 n_1 。其中(1)、(2)类本底是随机符合进入的本底,呈指数分布,当stop路的计数率 n_2 与TDC时间量程T的乘积 $n_2 * T \ll 1$ 时, 呈均匀分布。第(3)类本底是一个时间常数很短,约为1ns的指数分布,见图4.10中的尖峰。与第(1)、(2)、(3)不同的是,第(4)类本底总是与荧光相伴产生。在测量本底时因 在液体闪烁体前加入铅屏蔽,因此此本底谱里没有第(4)类本底。文章[85]中的测量结果 显示第(4)类本底,即来自待测闪烁体的契伦科夫光的贡献在 10^{-3} 量级,因此第(4)类本 底的贡献可以忽略。扣除本底谱后就得到比较纯净的荧光衰减时间分布谱。而测量到 的荧光衰减时间分布I(t)是荧光光强的时间函数i(t)与测量系统的时间响应函数g(t)的卷 积[86]:

$$I(t) = i(t) * g(t), (4.10)$$

其中,荧光光强的时间函数*i*(*t*)可以写成两个指数函数的和[87]:

$$i(t) = \frac{\omega}{\tau_0} e^{-t/\tau_0} + \frac{1-\omega}{\tau_1} e^{-t/\tau_1}, \qquad (4.11)$$

其中τ₀和τ₁分别是闪烁体荧光快成分和慢成分的衰减时间常数; ω是其中快成分的权重。

系统的响应时间函数g(t)可以假设成宽度为 σ^2 、延迟时间为Tns的高斯分布[86],

$$g(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(t-T)^2}{2\sigma^2}},$$
(4.12)

系统对时间的展宽σ²主要是由闪烁体内部的能量传递过程、从闪烁体到光电倍增管 之间的光收集过程以及观点倍增管对单光子的时间响应展宽造成的。用函数4.10拟合 扣除本底后的荧光衰减时间谱抽取衰减时间常数。几种不同的时间区间内的拟合结 果的χ²/ndf都接近于1。最小χ²/ndf时间区间的拟合结果如图4.11 为了将拟合参数的



图 4.11: 掺Gd液体闪烁体和普通液体闪烁体的荧光衰减时间拟合结果。(横轴单位及拟 合结果中的参数τ₀, τ₁, *T*, σ的单位都是TDC道数。) 左图是掺Gd液体闪烁体 的拟合结果, 右图是普通液体闪烁体的结果。

单位从TDC道数转变为时间,我们用ORTEC 462刻度TDC C414。调节周期脉冲产生器ORTEC 462的start和stop脉冲参数,脉冲间隔为10ns,量程为160ns。图4.12的左图为TDC测量到的相应的时间谱。将ORTEC 462的脉冲时间作为纵坐标,对应的TDC道数作为横坐标,线性拟合后得到49.7ps/道,拟合结果如4.12右图所示。用此刻度参数转换荧光衰减时间谱的拟合参数得到被测液体闪烁体的衰减时间常数,结果总结在表4.4中。掺Gd液体闪烁体与普通液体闪烁体的衰减时间常数有一定差别是可以理解



图 4.12: TDC C414的刻度谱及其线性拟合结果

表 4.4: 掺Gd液体闪烁体和普通液体闪烁体的衰减时间参数

液体闪烁体	$ au_0(\mathrm{ns})$	$ au_1(\mathrm{ns})$	ω
掺Gd	4.37 ± 0.02	17.37 ± 0.21	0.83 ± 0.003
未掺Gd	4.04 ± 0.02	16.35 ± 0.28	0.88 ± 0.003

的。整个液体闪烁体的荧光时间分布特征是由第一溶质、第二溶质和溶剂的荧光衰减时 间共同决定的,此处为与Geant4模拟软件相适应,用简单的快、慢两个时间常数描述。 即使溶剂相同的闪烁溶液,由于溶质的成分和量的不同也会导致整个溶液的荧光衰减时 间有一定差别。被测掺Gd 液体闪烁体和普通液体闪烁体的溶剂不同、溶质的量也有微 小差别,所以衰减时间常数有微小差别。

除了用单光子计数法测量荧光衰减时间分布外,我们还用示波器直接记录荧光脉冲波形,直接从对波形的拟合中抽取衰减时间常数。这个方法虽然粗糙且原则上不能用多发光成分来拟合,但仍可将此方法的结果与单光子方法的结果比较作为参考。仍然用²²Na激发液体闪烁体样品发光,然后LeCroy WavePro 1GHz 数字示波器记录XP2020Q探测到的强荧光脉冲。经过幅度选择后对大量事例的荧光脉冲波形做平均,用下面的函数对平滑后脉冲波形进行拟合[88]:

$$I(t) = i(t) * g(t) * \frac{1}{RC} e^{-t/RC},$$
(4.13)

	掺Gd液体闪烁体			普通液体闪烁体		
	$ au_0(\mathrm{ns})$	$ au_1(\mathrm{ns})$	ω	$ au_0(\mathrm{ns})$	$ au_1(\mathrm{ns})$	ω
SPM	4.12	13.01	0.78	3.95	13.22	0.86
PSM	5.59	13.25	0.6	5.54	12.2	0.75

表 4.5: 单光子计数法(SPM)与脉冲波形法(PSM)结果的比较(相同拟合区间)

其中*i*(*t*)、*g*(*t*)与式4.10中相同。*e^{-t/RC}*用来描述光电倍增管与示波器之间的*RC*回路。 此回路会引起荧光脉冲的畸变。拟合区间从脉冲上升部分高度为脉冲峰值10%处的 时间开始,到脉冲下降部分高度为脉冲峰值2%处的时间为止时,得到最好的拟合结 果(图4.13)。 虽然拟合脉冲波形的方法简单粗糙,但比较两种方法在相同拟合区间得



图 4.13: 拟合脉冲波形得到的衰减时间常数结果

到的拟合参数可见两种方法的测量结果是一致的。两种方法的测量结果的比较总结在 表4.5)中。其结果的差别在我们预期范围之内且验证了单光子计数方法结果的可靠性。

从表4.4给出的测量结果我们知道,大亚湾研制的掺Gd液体闪烁体的快成分的衰减时间常数₇₀约为4.4*ns*,研制中间阶段的普通液闪的₇₀约为4.0*ns*。在文献[83,89]中,Borexino实验的液体闪烁体的₇₀在2~3*ns*之间,而另外两种液体闪烁体NE213和JE301的₇₀分别在3.9*ns*和3.2*ns*左右。我们测量得到的大亚湾的掺Gd液体闪烁体和普通闪烁体的快衰减时间常数比Borexino,NE213和JE301要稍大一点,这

是由液体闪烁体自身对光子的吸收重发射过程造成的。我们在实验中用直径5cm、高 5cm的圆柱型透紫玻璃杯盛放液体闪烁体样品。与厚度为几毫米的样品比较,测量到的衰减时间常数就不只是由液体闪烁体的成分决定,还依赖于荧光的收集过程。荧光在 一定体积的液体闪烁体内的自吸收和重发射过程使衰减时间常数增大[86]:

$$\tau_r = \frac{\tau}{1 - \phi q},\tag{4.14}$$

其中*ϕ*是闪烁溶液的自吸收几率, *q*是荧光量子效率。

从4.14式可以看出我们自己研制的液体闪烁体的发光衰减时间常数与一般的商业用液体 闪烁体成品的定时性能即衰减时间常数是可比的。如果能进一步改进实验装置,比如在 两片透紫的载玻片中间夹一层薄的液体闪烁体样品,使其厚度在2~3mm,并能用相关 仪器固定,这样测量到的衰减时间常数则基本不受吸收重发射过程的影响[86]。改变液 体闪烁体的样品厚度则可得到的不同厚度下的衰减时间常数,与样品为薄膜时的结果比 较,还可得到荧光量子效率与自吸收几率的乘积。实现这个测量除了仪器的困难之外, 还要考虑电子学插件的时间分辨率以及提供时间零点的塑料闪烁体的固有时间分辨。此 实验装置的整体时间分辨为720ps,如果衰减时间常数只有1ns或更小则时间分辨率还有 待提高。

4.3.3 淬灭因子及kB常数

这一节讨论使闪烁体对带电粒子的能量响应偏离线性的淬灭效应,即在4.2.3 中讨论 的电离淬灭过程。在4.2.3中我们还给出描述电离淬灭的伯克斯定律(4.4式),将其积分得 到

$$S = A \int_0^E \frac{dE}{1 + kB\left(\frac{dE}{dr}\right)} \tag{4.15}$$

由于式中*k*和*B*均只依赖与闪烁体的化学组成,都是与入射粒子无关的常数,所以在探测器模拟软件工具Geant3中,*k*和*B*被合在一起定义为"*kB*"常数。图4.14中的左图是 伯克斯[90] 根据4.17式计算得到的电子、质子、氘离子和α离子在蒽晶体中的能量损失 和相应荧光输出的关系曲线。 这张图说明,对不同的带电粒子,粒子的带电量越大, 闪烁体的能量响应偏离线性得越厉害;对同一种带电粒子,其能量越低,闪烁体对其能 量响应的非线性越明显。这张图同时说明闪烁体对电子的能量响应几乎是线性的。文 章[91]给出他们测量得到的蒽晶体对不同能量的单能电子输出的脉冲高度,并说明当电



图 4.14:带电粒子在蒽晶体中的能量损失与蒽晶体荧光输出的关系曲线。左图为伯克斯 定律的计算结果,右图为实验测量的电子在蒽晶体中的结果。

子能量小于125keV时, 蒽晶体对电子的能量响应才稍微偏离线性(4.14的右图)。针对电子的这一特性, 我们用不同能量的γ源照射液体闪烁体, 用康普顿电子刻度液体闪烁体的能量响应, 称为等效电子能量E_{ee}。当不同能量的质子入射时, 测量得到的实际是液体闪烁体对质子的可见能量, 这时我们就可以用等效电子能量E_{ee}来表示该可见能量。 我们将液体闪烁体对质子输出的可见能量E_{ee}与质子实际能量E的比值定义为质子的淬灭因子Q(E)

$$Q(E) = \frac{E_{ee}}{E} = \frac{1}{E} \int_0^E \frac{dE}{1 + kB\left(\frac{dE}{dx}\right)}$$
(4.16)

实验中测量得到质子在不同能量下的一系列Q(E)值后就可与模拟或是数值计算出的Q(E)曲线进行比较,得到某种液体闪烁体的kB常数。为了得到中心探测器模型中的普通液体闪烁体和掺Gd液体闪烁体的kB常数,我们用原子能院HI-13串列加速器上的TOF装置测量液体闪烁体对质子的能量响应。实验分四步:

(1)准备液体闪烁体探测器

将液体闪烁体样品密封于直径5cm,高5cm透紫玻璃杯中。玻璃杯的底部与PMT XP2020Q用硅油耦合。玻璃杯的侧壁及上盖均匀包有Tyvek反射膜以增加光的收集。最

后用抗磁的金属套将耦合好的液闪与光电倍增管密封。

(2)γ源刻度液体闪烁体探测器

我们用¹³⁷Cs(0.662MeV), ²²Na(0.511MeV, 1.275MeV), ⁶⁵Zn(1.116MeV)和⁵⁴Mn(0.835MeV)共5个γ源刻度液体闪烁体。由于C和H的原子序数小,γ光子与液体闪烁体的相互作用主要是康普顿散射。液体闪烁体对入射γ的能量响应即是对康普顿电子的能量响应,能谱的康普顿边对应着反冲电子的最大能量,即散射光子的散射角是180°时,反冲电子的能量:

$$E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + m_0 c^2 / E_{\gamma} (1 - \cos \theta)} = \frac{E_{\gamma}}{1 + m_0 c^2 / 2E_{\gamma}}$$
(4.17)

因此这5个能量γ光子对应的最大反冲电子能量分别为 0.477*MeV*, 0.341*MeV*, 1.062*MeV*, 0.908*MeV*, 0.639*MeV*。实验中, 我们首先用电荷ADC测量液体闪烁体 对γ光子的能谱, 然后用GRESP程序模拟γ在液体闪烁体里的能量沉积, 找到模拟谱的 康普顿边。将用高斯分布展宽后的模拟谱与数据谱比较, 调节模拟谱的展宽度, 使模 拟谱与数据谱一致。记录下这个时候康普顿边对应的ADC道数。图4.15即掺Gd液体闪 烁体样品和普通液体闪烁体样品 的刻度结果。图中纵坐标为不同能量γ的最大反冲电



图 4.15: 液体闪烁体探测器刻度结果(左图为普通液体闪烁体的刻度结果,右图是 掺Gd液体闪烁体的刻度结果)

子的能量,横坐标为每个最大反冲电子能量对应的ADC道数,线性拟合后得到电子能量与ADC道数的关系。如图所示,普通液体闪烁体探测器的刻度结果为2.206KeV/道,掺Gd液体闪烁体探测器的刻度结果为1.791KeV/道。

(3)TOF装置测量液体闪烁体探测器对质子的能量响应

我们用原子能院HI-13串列加速器上的TOF装置测量淬灭因子。如图4.16左图所示, 能量为20MeV、频率为4MHz的脉冲氘束流轰击3mm厚的铍靶,生成大量的γ光子和 中子。图4.16中的右图是Hajiwara测量⁹Be(d,n)反应生成的不同出射角度的中子能 谱[92]。我们的液体闪烁体放置在与束流夹角30度的方向,距离铍靶6.436m。入射到液



图 4.16: TOF方法测量液体闪烁体对中子的能量响应(左图为测量装置示意图,右图 为⁹Be(d,n)生成的各方向中子能谱)

体闪烁体中的中子都是铍靶上30度角出射的中子。用飞行时间方法即可得到每次入射的 中子能量。中子在液体闪烁体中的相互作用过程为与质子的弹性散射或是被俘获,由于 探测器体积很小,如果中子入射能量较高,则中子来不及被俘获而主要发生弹性散射过 程。所以液体闪烁体对入射中子的能量响应实际上就是对反冲质子的能量响应。在理想 的没有展宽的情况下,随着能量增大,能谱计数减少,到尾端是一个理想的截断,对应 的就是中子与质子发生对心碰撞,中子的能量全部传递给质子的情况。实际情况下,由 于光收集过程、光电倍增管的响应等非理想情况的存在,所以能谱有展宽。这使得实际 能谱在高能端的截断表现为一个倾斜下降的"竖直边"。所以,通过飞行时间方法, 我们可以得到的入射中子能量,即对心碰撞质子的实际能量。同时,通过对能谱的"竖 直边"的能量的确定,我们可以得到该对心碰撞质子的可见能量。为了得到该质子的可



图 4.17: 2.8MeV中子在掺Gd液体闪烁体里的能谱(黑线为ADC记录的数据谱,红线为模 拟结果)

见能量,我们用NERSP7软件包模拟液体闪烁体对单能中子的能量响应,与第(2)步一样,通过高斯展宽使模拟能谱与数据谱重合。重合后,将模拟能谱中的"竖直边"对应的数据谱上的ADC道数记录下来,通过第(2)步得到的能量与ADC道数的转换因子即可得到质子的可见能量*E*_{ee}。图4.17 是入射中子能量别为2.8MeV时,掺Gd液体闪烁体探测器测量到的能谱。黑线为ADC记录的数据谱,红线为模拟结果;将测量得到的入射中子实际能量*E*_n作为横坐标,对心碰撞质子的可见能量*E*_{ee}与*E*_n的比值作为纵坐标,得到淬灭因子Q(x)曲线,如图4.18,左图为普通液体闪烁体的测量结果,右图为掺Gd液体闪烁体的测量结果。



图 4.18: 液体闪烁体淬灭因子函数(左图为普通液体闪烁体测量结果,右图是掺Gd液体 闪烁体的测量结果)

(3)比较数值计算与实验测量的淬灭因子曲线,得到kB常数 我们用SRIM软件工具计算质子的电离能损*dE/dx*,输入我们用的普通液体闪烁体和 掺Gd液体闪烁体的密度、C/H比等参数,根据4.16式计算每个实验点的可见能量, 得到多个关于kB参数的等式,然后用最小二乘法即可得到kB常数的值。拟合结果 为(如图4.19):普通液体闪烁体的kB常数为8.205×10⁻³g/(MeV·cm²),掺Gd液体闪烁 体的kB常数为6.489×10⁻³g/(MeV·cm²)。



图 4.19: 实验测量与数值计算得到的淬灭因子函数的比较(左图为普通液体闪烁体的比较结果, 右图是掺Gd液体闪烁体的比较结果)

4.3.4 其它性质的测量

发射谱

液体闪烁体发射谱的重要性在于它要与光电倍增管光电面的量子效率谱匹配,这 样发出的光子才能被光电倍增管收集并转换为光电子。同时发射谱与吸收谱的重叠区 域也要尽可能小,尽量避免光子的自吸收和重发射。我们用Fluorolog-Tau-3荧光光谱 仪测量液体闪烁体的荧光发射谱,量程为[200,800]nm。图4.20 [93]的左图即是测量到 的中心探测器模型里的普通液体闪烁体的荧光发射谱。实线、虚线和点划线分别是 用280nm、350nm和320nm的紫外光作入射光时激发普通液体闪烁体样品发光得到的发 射谱。而右图则是用320nm紫外光激发几种不同的闪烁溶液发光得到的相应的发射谱。 图中最左边的实线(黑)是纯LAB的发射谱,中间的长划虚线(红)是在LAB中加入PPO后 的发射谱,右边的点线(蓝)、点划线(深青)、点点划线(粉)和短划虚线(暗黄)分别是 在LAB 中加入bis-MSB后的溶液、在LAB中加入PPO和bis-MSB后的溶液、中心探测器模型掺Gd液体闪烁体和中心探测器模型普通液体闪烁体的发射谱。从左图我们可以看



图 4.20: 液体闪烁体的荧光发射谱(左图为不同波长的紫外光激发普通液体闪烁体发光的 荧光发射谱,右图是320nm 紫外光激发各种不同闪烁溶液发光的荧光发射谱)

出,当用不同能量的紫外光作激发光时,液体闪烁体的发射谱基本是相同的。事实上当 用高能辐射使电子激发到较高能级的情况下,这些电子是通过一个非辐射过程回到最低 激发态,这一非辐射过程就是我们前面在4.2.2中提到的内转换过程。所以,电子被激发 到较高能级时,我们观察到的荧光发射具有电子被激发到第一能级的所有特征。无论是 用高能辐射激发或是用适当波长的光激发(只能到达较低的能级),闪烁体的发射光谱几 乎是相同的。我们还可以得到的一个推论是,荧光物质所发的光有一个确定的谱带, 该光谱在一定程度上与产生荧光的方式(不管是光激发产生还是由核辐射释放的能量 产生)无关。从右图我们可以看出荧光物质PPO使得溶剂LAB的发射光谱明显向长波方 向移动,而用bis-MSB替换PPO后,发射光谱往长波方向移动更多,体现了bis-MSB做 为第二溶剂即波长位移剂的特征。然而LAB+PPO+bis-MSB与LAB+bis-MSB 的发射 谱却没有什么不同,这说明了4.2.2中描述的能量传递过程,即溶剂分子将能量传递 给第一溶质分子,第一溶质分子又将能量传递给第二溶质分子,最后的发射谱是 由第二溶质决定的。此外,普通液闪与掺Gd液闪的发射谱也是相同的,且与前面 的LAB+PPO+bis-MSB的发射谱也几乎是重合的,这说明虽然入射光的大部分能量首 先为溶剂分子俘获,但是大部分光是由数量很少的溶质分子发出的,即能量由溶剂分 子传给了溶质分子。此外还说明,一定量的Gd虽会影响荧光发射的产额但并不影响谱 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

形。

长期稳定性

大亚湾实验取数时间为三年,因此液体闪烁体的光产额和透明度等性质需要能 一直保持最初的质量。我们用测量样品的吸光度的方法和中心探测器模型放射源刻 度方法长期监测研制的掺Gd液体闪烁体的光产额和衰减长度。 左图[94]是用节中提



图 4.21: 液体闪烁体的长期稳定性(左图为液体闪烁体的吸光度随时间的变化,右图是 掺Gd液体闪烁体作为中心探测器模型的靶物质时,中心探测器模型对γ源的能 量响应随时间的变化)

到的TU-1901紫外可见分光光度计测量的几种掺Gd液体闪烁体样品的吸光度随时间的 变化。图中上三角形点(绿色)代表中心探测器模型中的掺Gd液体闪烁体的吸光度。 在半年时间里我们所用的掺Gd液体闪烁体的吸光度一直在0.002与0.003之间(入射光 为430nm),与初始值相比,透明度一直很好。右图[95]是在中心探测器模型的第二阶 段,⁶⁰Co和¹³⁷Cs在掺Gd液体闪烁体中心时,探测器输出的总光电子数。可以看到在三 个多月时间里,总光电子数几无变化,说明掺Gd液体闪烁体的光产额与透明度都很稳 定。

除以上各项测量之外,我们还通过液体闪烁体的老化实验、液体闪烁体的放射性本 底的测量、折射率的测量、液体闪烁体和有机罐材料及不锈钢存储罐材料的兼容性实验 等,对液体闪烁体各项物理、化学性质进行了深入的研究。

76

4.4 本章小结

为了使配制的液体闪烁体达到大亚湾实验的要求,高能所的化学家尝试了各种可能 的配方。配方的关键在于选择合适的溶剂和配体,使稀土元素Gd能均匀稳定地溶解于 有机溶液之中,得到理想的掺Gd液体闪烁体。在配方的寻求过程中,产生诸多不同的 未掺Gd和掺Gd的液体闪烁体样品。我们测量了每一种样品的衰减长度和光产额这两个 衡量液体闪烁体质量的最重要的参数。在中心探测器模型建成之初正值液体闪烁体研究 过程的中期,通过比较到那时为止各种样品的衰减长度和光产额的测量结果,我们用溶 剂为30%均三甲苯,70% 白油,溶质为5g/L PPO,10mg/L bis-MSB的普通液体闪烁体 作为中心探测器模型的靶物质,使中心探测器模型得以正常运行。在液体闪烁体研制后 期,通过衰减长度和光产额的测量,我们最终确定了用于大亚湾实验的液体闪烁体配 方。除第一溶质和第二溶质的相对含量稍有变化外,中心探测器模型第二期靶物质与大 亚湾实验的掺Gd液体闪烁体相同:溶剂:100%LAB

第一溶质: 3g/L PPO

第二溶质: 10mg/L bis-MSB

稀土元素Gd: 0.1%, (GdCl₃)

配体: TMHA(异壬酸)

我们利用多项专门设计的实验装置和中心探测器模型对此液体闪烁体性质的测量结果为:

光产额:标准蔥晶体的53%

衰减长度: 13.7m@440nm

衰减时间常数: $4.4ns@\phi \times h = 5cm \times 5cm$

kB常数: $6.489 \times 10^{-3} g/(MeV \cdot cm^2)$

长期稳定性:光产额×衰减长度变化<1%@三个月

以上的系列测量说明此配方的掺Gd液体闪烁体各项性质如荧光输出、透明度、定时性 能等均良好,符合大亚湾中心探测器的设计需要。同时,发射谱、光产额、衰减时间常 数以及kB常数的测量结果直接作为光学参数用于基于Geant4的探测器模拟之中,衰减 长度和吸光度的测量以及折射率等的测量结果在综合分析之后也用于探测器性能的模 拟。具体讨论见第六章的光学模型部分。

第五章 PMT特性的研究

本章主要研究用于中心探测器模型的EMI 8"PMT的各项特性指标,以便于更好地 理解中心探测器模型的性能,以及建立模拟软件中的PMT 模型,同时还为将来大亚湾 实验对PMT的特性要求的提出和批量测量提供参考依据。

5.1 PMT的基本特性

光探测按工作原理分类,可分为外光电效应、内光电效应、热电效应三大类。外光 电效应是当光照在真空中的金属或半导体上时,从其表面向真空发射电子的现象,光电 倍增管(PhotoMultiplier Tube,简称PMT)就是利用这一原理的光探测器。它具有高速响 应,能探测微弱光的特长。PMT是一种真空管,由入射窗、光电面、倍增系统和阳极 等部分构成。照射到光电倍增管的光子经过下述过程后输出电信号[96,97,98]: (1)透过 玻璃窗,(2)激发光电面的电子向真空中放出光电子,(3)光电子经聚焦极汇集到第一倍 增极上,进行二次电子倍增后,相继经各倍增极发射二次电子,(4)由末极倍增极发射 的二次电子经阳极输出。PMT按接受入射光的方式可分成侧窗型和端窗型两类,侧窗 型PMT一般比较便宜,用于常规光度测定方面。端窗型PMT在其入射窗的内表面沉积 了半透明的光电面,具有优于侧窗型的均匀性。高能物理实验使用的是可以广角度捕获 入射光的大尺寸半球形端窗光电倍增管。PMT按倍增系统可分成两大类:多级分离式 倍增极和微通道板那样的连续倍增极,高能物理实验使用的这种端窗型PMT都是前一 种倍增系统。电子信号在倍增极上放大所需的能量由外部高压提供。高压通过管座上的 分压器回路加在各个倍增极上。PMT的基本特性主要有:

一、量子效率: PMT的光电面把入射光子转换成光电子。其转换效率因入射光的波

长而异。转换效率与入射光波长的关系称为光谱灵敏度特性,一般用量子效率来表示。 入射光子把能量给光电面物质价带电子,得到能量的电子将会有一定的几率成为光电子 而被发射出来。量子效率定义为光电面发射的光电子数与入射光子数的比值,用百分数 表示。另外,PMT的倍增系统是根据电子轨迹来设计的,使倍增极有良好的电子收集 效率。但即使这样仍然会有部分电子得不到倍增。一般把入射到第一倍增极有效部分的 光电子的几率称为收集效率。因此,实验中测量的量子效率往往是量子效率与收集效率 的乘积(QE×CE)。

二、增益:增益就是倍增系统的放大倍数。二次电子发射系数δ是倍增极间电压E的函数:

$$\delta = a \cdot E^k \tag{5.1}$$

这里*a*是常数,指数*k*由电极的构造和材料决定,一般在0.7~0.8之间。从光电面发射的 光电子流*I_k*,入射到第一倍增极,发射出二次电子流*I_{d1}*,这时,在第一倍增极的二次发射 系数δ₁可用下式表示:

$$\delta_1 = \frac{I_{d_1}}{I_k} \tag{5.2}$$

该电子流从第一倍增极到第二倍增极 直到第*n*倍增极连续倍增。第二倍增极后 第*n*级的二次电子发射系数δ_n可用下式表示:

$$\delta_n = \frac{I_{d_n}}{I_{d_{n-1}}} \tag{5.3}$$

阳极电流由下式给出:

$$I_p = I_k \cdot \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n \tag{5.4}$$

面

$$\frac{I_p}{I_k} = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n \tag{5.5}$$

 $把\alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n$ 叫做电流增益。

$$\mu = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n \tag{5.6}$$

如果 α 为1,PMT的倍增极数为n,均分压时,电流增益对工作电压V的变化有如下关系:

$$\mu = (a \cdot E^k)^n = a^n (\frac{V}{n+1})^{kn} = A \cdot V^{kn}$$
(5.7)

80

此处*A* =*aⁿ*(*n* + 1)^{*kn*}。由此式可知,电流增益与工作电压的*kn*次方成正比。一般情况下,工作电压上升则增益提高。由于电流增益与工作电压的*kn*次方成正比,所以PMT 使用的高压电源的稳定性、温度变化和输入输出负载的变化等都对PMT的电流增益有 很大影响。通常情况下,用测量单光电子谱的峰位的方法测量PMT的绝对增益,同时 获得单光电子谱的峰谷比,可以用来评价PMT的能量分辨率。

三、线性:在包括极微弱光的广阔范围里,光电倍增管的阳极输出电流对入射光通 量的线性是很好的[99]。但是在接收较强的入射光时,会产生偏离理想线性的情况。其 主要原因是阳极的线性特性的影响。在工作电压一定时,线性特性与入射波长无关而取 决于电流值的大小。在脉冲工作方式情况下,决定阳极线性的主要因素是空间电荷效 应。强脉冲光入射时,在后级有大电流通过时,电流会因空间电荷密度高而出现饱和现 象,这种影响随倍增极种类不同而异。空间电荷影响的大小由倍增极间的电场分布和电 场强度决定。一般人们通过提高工作电压而不是改变倍增极种类,使倍增极间电场强度 增大,从而改变线性特性。



图 5.1: PMT的工作电压-暗电流特性

四、暗电流: PMT即使在没有光入射的情况下,也会有弱电流通过,称为暗电流[100,101]。暗电流产生的原因包括: (1)由光电面及倍增极表面的热电子发射引起的电流; (2)管内阳极和其它电极之间、以及芯柱阳极管脚和其它管脚之间的漏电流; (3)因玻璃及电极支持材料发光产生的光电流; (4)场致发射电流; (5)因残留气体电

离产生的电流; (6)因宇宙射线、玻璃中的放射性同位素发出的射线、环境 γ 等导致玻璃 发光引起的噪声电流。

暗电流随着工作电压的增加而变大,但增加率并非一样。典型的工作电压暗电流曲 线如图5.1所示。该特性按工作电压分三部分来考虑。首先低电压区(图中a)主要是漏电 流,其次,中电压区(图中b)主要是热电子发射及玻璃发光,再有,高电压区(图中c)则 主要是场致发射、玻璃电极及电极支持材料发光等分别在起支配作用。一般说来, 在b区,信噪比高,工作电压选择在这个范围比较合适。由离子反馈[102]和宇宙射线、 放射性同位素[102,103]产生的噪声在脉冲工作时可能成为问题。

五、后脉冲:在闪烁光计数等情况下,PMT以脉冲方式工作,对应于信号脉冲后面 有时可看到一小的相似脉冲。这样的输出脉冲叫后脉冲。后脉冲有两种,一种是紧随信 号脉冲后面数纳秒至数十纳秒后发生的快后脉冲。一种是晚至数微秒发生的慢后脉冲。 大多数快后脉冲是由第一倍增极反射的电子到达光电面附近又返回去再经倍增极进行电 子倍增,而后从阳极输出。此外,由于从PMT内部发出的微弱光入射到光电面形成的 输出成分也成为快的后脉冲的原因。慢后脉冲则是由于光电倍增管内的残留气体因电子 碰撞而被电离,其中的阳离子返回到光电面发射光电子所造成的。后脉冲比主信号迟出 现的时间和PMT的工作电压有关。后脉冲的评价方法有两种。一种是相对于主信号输 出测试相对电荷量的方法。另一种是测量后脉冲计数相对于主信号计数的计数比的方 法。

六、均匀性:均匀性是指光电面不同地方的输出灵敏度的均匀性。根据使用方法的 不同,均匀性可用入射光点的位置的均匀性和入射光角度的均匀性(入射角效应)来评 价。入射光点位置的均匀性是用光点在光电面上二维方向扫描时输出电流的变化来表 示。入射角效应表示光倾斜入射到光电面时的特性,它与入射角的大小有关[104,105]。 当平行光全面照在光电面上时,用PMT的旋转角对输出电流来表示该效应。

此外,PMT的基本特性还有长期稳定性(漂移、寿命、老化)和时间特性(上升时间、下降时间、渡越时间、渡越时间展宽)等等。

5.2 中心探测器模型PMT的特性研究

在大亚湾实验的中心探测器里,PMT是唯一主动探测光信号并将光信号转换为可以 数字化的电信号的器件。所以为了保证中心探测器的探测效率和能量分辨率,PMT要 尽可能多地收集可见光光子并将其转换为光电子。为了更高效地收集光子,我们需要使 用具有大面积光电面的PMT。为了更有效地将光子转换为光电子意味着使用的PMT的 量子效率要好。此外我们还需要用PMT提供的电荷和时间信息来决定能量沉积,并 进行位置重建。大亚湾实验中,一个典型的正电子信号(3MeV)能产生400多个光电 子[12],相应地平均每个PMT上大约可以接收到2个光电子。因为每个PMT上接收到的 光电子数很少,所以,实验对于PMT的最重要的特性要求就是单光子分辨要好,即 单光电子谱的峰谷比比值要大。另外,由于反应堆实验中微子信号的通量比较低,为 了提高信噪比,所用的PMT必须具有低放射性、低噪声,同时还需要有好的线性, 时间响应以及对磁场不敏感等特性。相应地,为了保证中心探测器模型的性能,如能 量分辨率,线性响应等,我们对中心探测器模型中的PMT进行了一系列的测量。我 们从500只MACRO实验使用过的EMI 8"PMT中挑选出45只用于中心探测器模型,剩余 的PMT将用于大亚湾实验muon系统的水契伦科夫探测器。这500只8"PMT主要由两种 型号构成,一种是9350KA,另一种是D642KB。这两种型号的PMT几乎完全相同,都 是双碱光电面,12级倍增极,管座的分压器电路设计都为负高压。为了得到更好的单 光电子能谱和更好的分辨率,MACRO实验修改了分压器电路。D642KB与9350KA唯一 不同的是阳极接地电阻,一种是50Ω,另一种是100Ω,电阻的大小是在对每个PMT及 其管座的匹配过程中确定的。我们除了测量这500只由MACRO提供的PMT的增益、单 光电子谱的峰谷比和暗噪声频率外,还挑选了几只PMT对它们的进行了系统的测量研 究[106],主要包括单光电子响应、脉冲线性、相对量子效率、直流增益与暗电流、后脉 冲和入射角效应(均匀性)等,为大亚湾实验将来确定其所用PMT的特性要求提供了参 考。

5.2.1 单光电子响应

我们用两种方法,LED和热噪声方法,来测量PMT的单光电子谱,并比较两种方 法测得的单光电子峰的差别。图5.2中用虚线连接的部分表示使用热噪声方法时的测量 系统。此方法指的是在没有光入射的条件下,由PMT自身的热电子发射而得到的电荷 谱。图中用实线连接的部分表示在使用LED方法时的测量系统。脉冲产生器驱动LED发 光,细微地调节脉冲强度,LED发出的微弱光照射到PMT上,ADC记录PMT的电荷输 出。我们慢慢减弱LED的光强,以1/3光电子的ADC道数为阈值,记录阈值以下的台



图 5.2: 测量单光电子谱的系统装置示意图

阶计数 N_{ped} 和总的开门次数 $N_{trigger}$,减少LED的光强到一定程度,使 $N_{ped}/N_{trigger}$ 约为0.9,即90%的开门时间里,PMT都没有光电子输出。根据泊松分布[107]

$$P(n) = \frac{e^{-\mu}\mu^n}{n!}$$
(5.8)

其中P(n)是在LED的一次光脉冲开门时间内PMT探测到*n*个光子的几率,μ是第一倍增 极收集到的平均光电子数,我们可以得到:

$$\frac{N_{ped}}{N_{trigger}} = P(0) = e^{-\mu} \simeq 1 - \mu$$
 (5.9)

所以µ约为1 – N_{ped} ≈ 0.1,确保了PMT工作在单光电子的状态下。图5.3为EMI D642KB的一只PMT工作在各个高压下时使用LED方法和热噪声方法分别得到的单 光电子直方图的比较,其中LED方法的µ值为0.1。比较结果显示,在各工作电压 下,LED方法得到的单光电子谱的峰谷比大于2.5,比热噪声方法的要好,且单光电子 峰的峰位比热噪声方法要稍大。为了定量分析两种方法得到的单光电子峰的差别,我们 用下面的函数对直方图进行拟合[108]:

$$SER(x) = \sum_{n=0}^{N_{max}} P(n;\mu) \bigotimes G_n(x) \bigotimes B(x)$$
(5.10)

其中,P(n)为泊松分布函数, $G_n(x)$ 为PMT对n个光电子的响应函数,用高斯函数

$$G_n(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right)$$
(5.11)

来描述,是PMT对单个光电子的高斯响应

$$G_1(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right)$$
(5.12)

84



图 5.3: LED方法和热噪声方法测量得到的各电压下单光电子谱的比较。实线(黑)对应LED方法的结果,虚线(红)为热噪声方法的结果

在n次卷积之后的结果。*B*(*x*)描述的是PMT的本底,由两部分构成。第一部分为台阶, 用高斯函数描述。第二部分是离散的随机信号,用指数函数描述:

$$B(x) = \frac{1-\omega}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \omega\alpha \exp(-\alpha(x-Q_0))$$
(5.13)

所以PMT的总响应函数为:

$$SER(x) = \sum_{n=0}^{N_{max}} \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!} \times \left[(1-\omega)G_n(x-Q_0) + \omega I_{G_n \bigotimes E}(x-Q_0) \right]$$
(5.14)

$$I_{G_n \otimes E}(x - Q_0) = \frac{\alpha}{2} \exp[-\alpha (x - Q_0 - \alpha \sigma_n^2)] \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{|Q_0 - Q_n - \alpha \sigma_n^2|}{\sqrt{(2)\sigma_n}} \right) + \operatorname{sign}(x - Q_n - \alpha \sigma_n^2) \times \operatorname{erf} \left(\frac{|x - Q_n - \alpha \sigma_n^2|}{\sqrt{(2)\sigma_n}} \right) \right]$$
(5.15)

其中,

$$Q_n = Q_0 + nQ_1 (5.16)$$

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_0^2 + n\sigma_1^2} \tag{5.17}$$

85

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

此函数中一共有7个拟合参数: Q_0 是台阶的峰位, σ_0 是台阶展宽, α 为指数分布噪声的特征常数, ω 是两类噪声的权重, Q_1 是单光电子峰位, σ_1 是PMT对单光电子响应的展宽。另外,在泊松分布里还有一个参数,即第一倍增极收集到的平均光电子数 μ 。

在热噪声方法的情况下,*SER*(*x*)函数中泊松分布里的*n*值取为0和1。在此基础上加 入表示热电子发射几率的参数ω₀之后,我们得到PMT对热噪声响应函数:

$$I(x)_{noise} = (1 - \omega_0)B(x) + \omega_0 G_1(x) \bigotimes B(x)$$
(5.18)

$$I(x)_{noise} = (1 - \omega_0) \times \left[\frac{1 - \omega}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \omega \alpha \exp(-\alpha (x - Q_0)) \right] \\ + \omega_0 \times \left[(1 - \omega)G_1(x - Q_0) + \omega I_{G_1 \otimes E}(x - Q_0) \right]$$
(5.19)

相对于 SER(x), $I(x)_{noise}$ 少了参数 μ , 多了参数 ω_0 , 所以仍然是 7个参数。用 SER(x)和 $I(x)_{noise}$ 分别拟合LED方法和热噪声方法的直方图,得到两种方法下PMT的 单光电子峰 Q_1 及其它拟合参数。图5.4是PMT工作在 1710V时的拟合结果。 表5.1列出



图 5.4: 用SER(x)和*I*(*x*)_{noise}分别拟合LED方法和热噪声方法的单光电子谱(1710HV)的 结果

了该PMT工作在各电压下时对两种测量方法的拟合结果。其中 Q_0 是台阶峰位, Q_1 是 单光电子峰位, ΔQ_1 是LED方法与热噪声方法的 Q_1 的差值。从表中可以看到, LED方 法得到的单光电子峰比用热噪声方法得到的要稍大,且当工作电压越高时大得越多。 改变LED的光强,让 μ 值变为0.05和0.15也能够得到同样的规律。在热噪声方法中,单

PMT	LED		热噪声		
HV	Q_1	Q_0	Q_1	Q_0	ΔQ_1
1610	11.12	11.93	8.88	12.5	2.24
1660	15.52	12.54	12.42	12.5	3.09
1710	20.8	12.58	16.57	12.5	4.23
1760	29.28	12.59	24.46	13.5	4.82
1810	39.44	12.58	33.89	13.5	5.55
1860	51.06	12.5	43.49	12.5	7.57
1910	64.68	12.46	55.99	12.5	8.69

表 5.1: LED和热噪声方法单光电子谱的拟合结果比较

光电子谱实际上是热电子的能谱。不仅光电面会发射热电子,倍增极也会发射出热电 子,从倍增极发射出的热电子信号被放大的倍数比从光电面发射出的电子要小。而 用LED方法时,采集到的单光电子谱所对应的光电子绝大多数都是从光电面发射出的, 所以LED方法得到的单光电子峰比热噪声方法要大。电压越高时,增益越高,放大倍数 的影响越明显,所以两种方法得到的单光子峰的差别就越大。

5.2.2 脉冲线性

脉冲线性是指在脉冲工作方式下,PMT的阳极输出电流与入射光强的比例关系。 当一个实验要测量不同种类的信号时,照射到PMT上的光强差别可能很大。比如



图 5.5: 脉冲线性的测量系统装置示意图

进入大亚湾的中心探测器里的事例有可能是反应堆的中微子事例,也有可能是宇宙 射线的µ事例,如果是中微子信号,所引起的着火PMT的最大光电子数约为100个, 而1000MeV的µ穿过中心探测器时则PMT的最大光电子数约为3000个[109],所以我们需 要了解PMT的动态范围,即在多大范围内PMT的阳极输出电流与入射光强保持线性。 而我们实际测量的物理量是PMT的非线性与阳极输出电流的关系。系统装置如图5.5所 示。由宇宙射线信号外触发的两个脉冲产生器分别驱动两个蓝光LED发光,且光强



图 5.6: PMT的非线性响应随阳极脉冲幅度峰值的变化关系

可调。系统先让两个LED分别发光,然后再让两个LED同时发光。这样被测PMT先 后看到三个不同强度的光脉冲,最后一个光脉冲的强度是前面两个光脉冲的强度之 和。用示波器记录PMT对应于这三个不同强度光信号的阳极电流脉冲峰值,分别记 为A,B和C。如果PMT对光脉冲的响应是线性的,我们应该得到:

$$C = A + B \tag{5.20}$$

所以,PMT偏离线性响应的非线性定义为:

$$Nonlinearity = \frac{C - (A + B)}{A + B}$$
(5.21)

88

	EMI D642KB		EMI 9350KA	Photonics XP1802
Serial No.	6128	7267	7197	809
At Gain	2.5×10^7	3.1×10^7	2.5×10^7	$2.8 imes 10^7$
	(1850V)	(1750V)	(1650V)	(2200V)
5% Non-linearity				
$(mA:mV/50\Omega)$	63.6	84	77	84.4
Npe.	127	200	154	156

表 5.2: 5% 非线性范围内的阳极脉冲电流峰值及光电子数

将示波器测量得到的脉冲电压幅度峰值*A* + *B*的和做为横坐标,将根据此公式计算得到的Nonlinearity 作为纵坐标,得到所测量的PMT的非线性度与入射光强对应的脉冲电压峰值的关系。

我们测量了三只EMI PMT的非线性,作为比较,我们还测量了一只Photonics PMT的非线性。结果如图5.6所示。从图中可以看出,小幅度信号的测量结果 跳动比较大。这是因为所用Tetronix示波器对信号的最大平均次数为128次,平 均后的信号幅度变化相对于5%的非线性度仍比较大。但用示波器的优势在于 可测量的信号范围大,从十几毫伏到几千毫伏。这样我们能测量到PMT非线性 度超过5%的拐点;也就是说能得到在5%的非线性范围内,PMT最多能测量多少 光电子。以图中EMI7917为例,实验中,我们用LeCroy2249A 的ADC测量单光电 子峰的峰位(阈值为1/3光电子)。在1550V、1650V和1750V的工作电压下,单光电 子峰的道数分别为8道,16道和32道,示波器上对应的单光电子的脉冲幅度峰值 为16mV,25mV和45mV。从图上可以看到,在此三个工作电压下,阳极脉冲电 压峰值分别小于3440mV,3860mV和4100mV时,PMT 的非线性度在5%的范围内。 因此若以5%的非线性度为要求,EMI7917在这三个工作电压下的动态范围分别约 为235,195和156个光电子。表5.2列出这四只PMT工作在相近增益条件下的5%非线性 度对应的阳极脉冲电流峰值及光电子数。从表5.2我们可以得到,在~10⁷增益条件下,

脉冲电流峰值在0~80mA的范围内时,这些PMT的非线性小于5%,对应的动态范围 在100-200个光电子之间,足够探测中微子事例产生的光信号。

5.2.3 相对量子效率

量子效率的高低决定着PMT将可见光光子转换为光电子的能力。对探测低能信号的 实验来说,量子效率成为PMT的特性参数中极为重要的一个。我们选择文章[110]中的 实验装置测量所用EMI PMT的量子效率,并根据我们的实验条件对实验装置做了合理 改进。改进后的实验装置如5.7左图所示。



图 5.7: 量子效率测量装置图和原理图

从氘灯或钨灯出发的光束经可调狭缝后到达单色仪。调节单色仪旋钮选择光束的波 长。经过单色仪之后的单色光束穿过另一个可调狭缝照射到半透半反膜上。半透半反膜 将原来的一束光分成强度相等的互相垂直的两束光,透射光和反射光。两只PMT,一 只参考管,一只待测管,分别放在两个相同的暗箱中央,光电面朝向暗箱前方的圆孔。 光强相等的透射光和反射光各自经过暗箱前方的小孔后分别照射在两只PMT的光电面 中央。钨灯或氘灯发出的是连续光使得光电面连续发射电子并被第一倍增极收集,形成 直流电流。为了测量PMT的阴极电流,我们修改了EMI PMT的管座分压器电路。将除 第一倍增极之外的所有倍增极短路,将Keitheley6485皮安电流表连接在第一倍增极与地之间,测量阴极电流。管座分压器电路(负高压)和短路后电路示意图见附录。由于照射在两个PMT光电面上的光子数相同,因此这两个PMT的量子效率的比值等于它们阴极电流的比值,从而可以得到下面的等式:

$$\frac{Q_{measured}}{Q_{ref}} = \frac{I_{measured}}{I_{ref}} \tag{5.22}$$

其中Q_{measured}是待测管的量子效率,Q_{ref}是参考管的量子效率,I_{measured}和I_{ref}是它 们的阴极电流。一旦我们得到它们阴极电流的比值,就可以得到它们量子效率的比 值。在测量阴极电流之前,首先需要选择合适的工作电压,然后要选择恰当的入射光 强。一般情况下,当入射光强一定时,由于第一倍增极收集效率的增加,阴极电流 会随着工作电压的升高而增大。然而当工作电压升高到一定程度后,第一倍增极的 收集效率不再增加,这时阴极电流就不再增大,而是进入一个平台区。如5.8左图所



图 5.8: PMT阴极电流与倍增极工作电压的关系以及与入射光强的关系

示,当电压升高到-50V后,阴极电流保持为一个常数。我们选择-150V作为PMT的 工作电压。图中EMI7267,EMI7891,EMI7917为待测管,EMI6128为参考管。当工作 电压一定时,PMT的阴极电流应该与入射光强呈线性关系,然而如果入射光过强, 由于光电面自身的阻性,阴极电流与入射光会偏离线性,所以我们需要选择线性区间 内的入射光强。实验中我们通过调节光源与单色仪之间的狭缝宽度来控制入射光的 强度。图5.8右图是参考管PMT6128的阴极电流与350nm入射光强(狭缝宽度)之间的关 系。我们选择1mm的狭缝宽度。选定工作电压和入射光强之后,用单色仪调节入射



博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

图 5.9: 待测管与参考管阴极电流比较

光波长,以20nm为步长,联合氘灯和钨灯光源,测量280nm至700nm之间被测管和参考管的阴极电流。测量波长范围由单色仪的测量限度决定。扣除暗电流之后的测量结果如图5.9所示。其中纵坐标为阴极电流的绝对值,圆点(红色)为参考管的测量值,方块(黑色)为待测管的测量值。直接从图中可以看出,待测管EMI7267、EMI7917与参考管EMI6128的量子效率很接近,而EMI7891的量子效率明显比EMI6128及其它两只待测管要小。为了进一步准确得到参考管与待测管的阴极电流的比值,我们将EMI6128先



图 5.10: 反射光路与透射光路到达PMT的光强差异随波长的变化关系

后放入待测管和参考管的暗箱中,测量反射光和透射光照射到同一只PMT上的阴极电流,以检测两个光路的系统误差。EMI6128在反射光路和透射光路下的阴极电流比值如图5.10所示。图中Box2表示反射光路的暗箱,Box1表示透射光路的暗箱,可见反射光路比透射光路的到达PMT的光稍强。在图5.9所示的测量值中加入对反射、透射光路的光

强差异的修正后,我们得到每只待测管与参考管的阴极电流最后的比值,即量子效率的 比值。如图5.11所示。



图 5.11: 修正光强后待测管与参考管的阴极电流比值

图5.12为EMI公司给出的8"PMT9350KB的典型量子效率谱。由于单色仪在接 近250nm短波长和700nm长波长的边界时,PMT的量子效率已很小,即光电面对此波长 附近光子的灵敏度很低,所以阴极电流很小,而测量误差较大。另外由于参考管EMI 6128并不比其它手头的EMI8"PMT特殊,它的量子效率也是未知的,所以我们测量到 的都是阴极电流的比值,也就是待测PMT与EMI6128的相对量子效率。如果有一只已 知量子效率的标准管,就可以得到其它待测管的绝对量子效率。虽然我们测量的只是相 对量子效率,但仍旧对中心探测器模型很有意义。首先我们可以据此选择量子效率相近 的PMT用于探测器模型中,使探测器有更好的均匀性响应。此外,了解探测器模型所 用PMT的量子效率的差异还有助于探测器模型实验的数据分析。

5.2.4 增益与暗电流

测量绝对增益的经典方法是单光电子峰的测量,这在5.2.1里已经作了详细的说明。这一小节我们研究的是直流增益和暗电流。直流增益指的是在连续光照射下,阳极电流与阴极电流的比值。测量装置如图5.13所示,是5.2.3里的简化系统。实验中仍用Keitheley6485皮安电流表测量电流。

从氘灯光源发出的连续光经单色仪和狭缝后照射到暗盒中待测PMT的光电面上。单 色仪和之间的滤光片用来衰减入射光强,衰减系数为1/10000。测量阴极电流时拿掉滤 光片(PMT的管座分压电路与5.2.3里测量阴极电流时相同)。测量阳极电流时需放上滤光 片以保护阳极(PMT的管座分压电路见附录)。关闭光源和狭缝后即可分别测量阴极和





图 5.12: EMI9350KB的量子效率曲线

阳极的暗电流。扣除掉暗电流之后,则可根据公式

$$Gain \equiv \frac{I_{Anode}}{I_{Cathode}} \times 10000 \tag{5.23}$$

得到PMT的直流增益。图5.14是测量得到的PMT的直流增益与阳极暗电流随工作 电压的变化曲线。图中方块连接的为增益曲线(黑色),圆点连接的为阳极暗电流 曲线(红色)。除EMI6521外,这几只PMT的线性区间,即增益曲线与暗电流曲线平 行的区间,约在1000V – 2000V,暗电流的主要成分是热电子,是PMT的正常工 作区间。EMI6521的线性区间比较短,1600V场致发射电子就开始起主导作用。 而EMI8692和EMI6521都在2000V以上时发生饱和。四只PMT的增益与暗电流曲线都显 示在1000V以下时,暗电流曲线趋向水平,此时暗电流的主要成分为漏电流和电子学噪 声。

5.2.5 后脉冲

这里研究的后脉冲属于5.1里解释的慢后脉冲,是由PMT里的剩余气体被电离,阳 离子撞击光电面又击出电子引起的。后脉冲的时间分布可以一直到信号脉冲后几十 微秒,这样一个特性使得后脉冲有可能会落进信号的开门时间里,造成对信号的过 量估计,大量的后脉冲甚至会形成伪事例。后脉冲的量化用APR(Afterpluse Ratio)表

第五章 PMT特性的研究



图 5.13: 增益与暗电流的测量装置



图 5.14: 增益与暗电流随工作电压的变化曲线
博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

示。APR定义为:

$$APR = \frac{Q_{AP}}{Q_{signal}} \tag{5.24}$$

其中, Q_{signal}是在特定积分时间里(在本文的工作中为200ns)信号脉冲的总电荷量, Q_{AP}是信号脉冲之后一定时间里(在本文的工作中为0.2 – 20.2µs)后脉冲的总电荷量。由于一个后脉冲的电荷量近似为一个电子的电量,因此APR又可以写为:

$$APR = \frac{eN_{AP}}{neN_{signal}} = \frac{1}{n} \left(\frac{N_{AP(noise)}}{N_{signal}} - \frac{N_{noise}}{N_{signal}}\right)$$
(5.25)

其中, N_{signal}为一定计数时间内信号脉冲的个数, N_{AP(noise})和N_{noise}分别为相同计数时间内、信号脉冲后0.2 – 20.2μs时间里,包括噪音在内的后脉冲个数及噪声个数。e为一个电子的电量,n为信号脉冲对应的第一倍增极收集到的平均光电子数。当入射光强很弱,PMT工作在单光电子条件下时,n = 1。从这个定义式可以看出,我们评价后脉冲的方法实际上是测量后脉冲计数相对于信号脉冲计数的计数比的方法。实验中我们测量了PMT工作在单光电子和多光电子两种情况下后脉冲与信号脉冲的电荷比。

一、入射光光强等效于光电面单光电子发射

1. 测量信号的单光电子谱:



图 5.15: 后脉冲实验中PMT单光电子谱测量装置图

测量装置如图5.15所示。脉冲产生器同步产生驱动脉冲和触发脉冲。驱动脉冲驱动LED发光,减小脉冲强度使PMT可以工作在单光电子状态。PMT的输出信号经过线性扇入扇出后分成相同的两路信号,一路送入LeCroy2249WADC的"信号"端,另一路与脉冲产生器的触发脉冲相"与",相"与"后的信号再与提供台阶的宇宙射线信号相"或",然后经过双脉冲产生器DUAL TIMER的out1输出,送入ADC的"门"



图 5.16: 后脉冲实验中PMT的单光电子响应(左图为示波器显示的单光电子积分时间, 积分时间由DUALTIMER的第一个脉冲宽度决定,右图是在相应的积分时间里 得到的单光电子谱)

端。"与"的作用有两个,一个是避免在PMT没有信号输出的时侯,产生器的触发脉冲开空门,将台阶累积过高;另一个是避免在没有触发脉冲的时候,PMT的噪声开门,ADC积分PMT的噪声信号。此种方法虽能去掉大部分没有信号输出时的噪声, 但无法去掉信号的伴随噪声。图5.16中左图为示波器记录的DUAL TIMER的双脉冲信 号,第一个脉冲宽度对应out1输出的门宽,即ADC对信号的200ns的积分时间。右图为 此测量装置得到的单光电子谱。首先根据5.2.1里的拟合函数拟合单光电子谱,得到单 光电子峰。然后记录下1/3单光电子对应的ADC道数。最后积分得到500s的采集时间 里ADC道数[¹₃pe,2048]之间信号总个数。

2.测量后脉冲

去掉单光电子谱测量装置中的宇宙射线提供台阶的部分,即图5.17中方框内部 分。这样触发DUAL TIMER的都是PMT的信号。将DUAL TIMER的第二个脉冲(对 应out2输出端)送入ADC做开门信号。DUAL TIMER的第二个脉冲被它的第一个脉 冲触发,其脉冲前沿紧随第一个脉冲的后沿,所以此时第一个脉冲的宽度就是后 脉冲的到达时间。实验中以500ns为步长调节DUAL TIMER 第一个脉冲的宽度, 从200*ns* – 19700*ns*。每一步长中第二个脉冲的宽度也为500ns,ADC记录这500ns的 时间bin内后脉冲的能谱,最后与第1步相同,对每个时间bin计算在500s的采集时间 里ADC道数[¹₃*pe*,2048]之间后脉冲总个数。



图 5.17: 后脉冲实验中PMT后脉冲测量装置图

3.测量噪声

前面提到,尽管单光电子信号的测量方法去掉了一部分噪音,但不能去掉信号的伴随噪音。在计数的时候应用了1/3pe的阈值来进一步去掉噪音,但在测量后脉冲的开门时间内,仍有一部分噪音偶然符合进来,形成后脉冲的本底。所以在测量后脉冲的每一个时间bin里,我们都要相应地测量噪声。如图5.18所示,去掉后脉冲测量装置中光源部分,直接用脉冲产生器的触发脉冲触发DUAL TIMER,调节触发脉冲的频率,使之与后脉冲测量过程中的ADC开门频率相同。将DUAL TIMER的out2输出端送入ADC的"门"端,之后的过程与第2步相同,得到每个时间bin里的噪音计数。



图 5.18: 后脉冲实验噪音测量装置图

4.APR时间谱及总APR计算

得到相同计数时间内信号个数,每个时间bin的后脉冲个数及噪声个数之后,可根据公式5.25 计算每个时间bin内的APR值。以时间bin为横坐标,每个bin的APR值为纵坐标,则得到后脉冲的时间分布。将每个bin的纵坐标的值相加,则得到在信号脉冲之

后[0.2 – 20.2]µs内后脉冲与信号的计数比。由于信号是单光电子脉冲,因此计数比也即 电荷比。



图 5.19: PMT工作在单光电子和多光电子状态下,后脉冲的时间分布

二、入射光光强等效于光电面多光电子发射

这部分的测量方法与入射光强为单光电子时的测量方法基本相同,不同的只是 第1步。首先测量单光电子峰,确定1/3pe的ADC道数。其次调节脉冲产生器的驱动脉 冲强度,使LED发强光。然后ADC采集信号脉冲的能谱,用高斯拟合确定峰位后与单 光电子峰比较,得到此时信号脉冲对应的光电子数目,即公式5.25中的参数n。我们在 实验中取n为30左右。测量后脉冲计数和噪音计数后,根据根据公式5.25得到后脉冲的 时间分布及后脉冲与信号脉冲的电荷比。

图5.19为PMT工作在单光电子和多光电子状态下的APR时间分布,表5.3列出与 图5.19对应的PMT后脉冲在信号脉冲后[0.2 – 20.2]µs时间内总APR值。从表5.3的结 果可以看出,EMI 9350KA和D642KB的后脉冲都很少,在信号脉冲后[0.-20.2]µs的时 间里APR值都小于5%。联合表5.3 的结果和图5.19中后脉冲的时间分布我们可以得 到,PMT是工作在单光电子状态还是多光电子状态只会改变后脉冲的个数,不会改 变后脉冲与信号脉冲的电荷比,且后脉冲的时间分布不变。虽然表5.3中显示,每 只PMT在单光电子状态下的APR比在多光电子状态下的稍大。但从图5.19即知PMT在

	EMI 7340	EMI 7347	EMI 7917
单光电子(spe)	3.7%	4.7%	3.9%
多光电子(30pe)	3.9%	3.9%	2.8%

表 5.3: 后脉冲与信号脉冲的电荷比([0-20]μs)

单光电子状态下后脉冲的个数太少,统计量太低,这个差别是由统计误差引起的。我 们在实验中可以增加计数时间,但是当脉冲太宽时,DUAL TIMER的脉冲后沿不够稳 定,随时间前后漂移,这样也会引入误差。所以多光电子状态下测得的后脉冲时间分 布要比单光电子可靠。可以看到所有后脉冲的到达时间分布呈两个峰,一个在1200ns左 右,另一个在6700ns左右。利用PMT的光电面、第一倍增极的几何尺寸,假设阳离子 的类别,给出离子的质量和电荷,可以计算离子在第一倍增极和光电面之间的漂移时 间,即后脉冲的到达时间。总所周知,氦气能透过玻璃,而石英玻璃比起其它窗材 料来存在氦气更容易透过的问题。所以我们假射PMT的剩余气体中有氦,用*He*²⁺的 质量(~4GeV)和电荷及EMI 8"PMT的尺寸(光电面与第一倍增极距离约10cm,电势差 约450V)进行估算,得到后脉冲的到达时间约为1400ns,与测量到的第一个峰符合。第 二个峰则可能是*Cs*+引起的[110]。

5.2.6 入射角效应

实际情况下,入射光并不总是垂直于光电面入射。光电面对斜入射的光的响应与 垂直入射的光的响应有所差别,这种差别会对探测器的能量分辨率和位置分辨率有一 定的影响,差别的大小与入射角有关[104,105]。在入射角效应的测量中,我们用平行 光均匀、全面地照在光电面上,用PMT的旋转角对阴极输出电流来表示此效应。测量 系统如图5.20所示。从暗室外的光源和单色仪引出470nm的单色光,由白光纤传输导 入放置于暗室的测量系统。测量系统的平台是经过煮黑的不锈钢导轨。导轨左边是用 于固定光纤(数值孔径*N*.*A*. = 0.32)的支架,中间是透镜(直径200mm,焦距300mm)支 架,右端是支撑PMT的旋转台。将光纤末端固定在左边的支架上,调节支架和旋转 台,使光纤孔径的中心,透镜中心和PMT中心等高。调节光纤支架与透镜支架的相



图 5.20: 入射角效应测量系统示意图

对距离,使光纤末端位于透镜的焦点。由于光纤数值孔径的大小合适,从光纤输出 光的张角的正弦值为透镜半径和焦距的比值,这样经过透镜后出射的平行光束的直 径与透镜直径相同。虽然经过透镜边缘的光路会有非理想情况存在,但同时PMT光 电面的有效面积的直径也只有195*cm*,所以边缘效应可以忽略。另外,测量时还在 紧挨光纤口的地方加了一层tyvek反射膜以得到均匀光束。测量中,标记平行光束入 射方向即导轨方向为0°角,表示垂直入射的方向。然后以15°为步长,相对0°角方向 从-90°到90°旋转PMT。用Keitheley6485皮安电流表测量光电面的阴极电流,扣除暗电 流后得到PMT对斜入射光的响应曲线,如图5.21所示。图中方块为测量值,虚线为余弦



图 5.21: PMT光电面对斜入射光的响应曲线

函数曲线。假设PMT的光电面为平面,在PMT旋转时,因为光电面投影面积的减少, 所以即使在没有角度依赖性时,输出电流也会表现为入射角的余弦曲线。当入射光斜入

射时,实际上入射光通过光电面的距离增加,所以表现为入射光斜入射时,光电面灵敏 度上升。入射光的波长越长这种效应越明显。在文章[111]中详细比较了入射角效应的数 据与几种不同光电面几何,如平面、球形、卵形等的模拟结果的符合情况。入射角效应 的测量结果可用于检验模拟程序中PMT的光学过程,并可作为重建程序的输入参数来 较详细的描述PMT的光学行为。

5.3 大亚湾实验对PMT的特性要求

大亚湾实验的中心探测器比反符合系统对PMT的具体要求要高。一般情况下, 若PMT满足中心探测器要求也即满足反符合系统的要求。因此大亚湾实验对PMT的 特性要求主要基于中心探测器对从核反应堆放出的反电子中微子事例,即对低通量, 低能量信号的探测能力的要求。我们在5.2的开始部分已对这些要求作了一般性的讨 论。在这些要求的基础上,综合考虑中心探测器内PMT的光电面覆盖率,PMT的个 数及价格等因素后,大亚湾实验计划使用直径8"的PMT,候选PMT包括Hamamastu R5912和ET 9354KB(ET的旧名为EMI)[12]。无论选择哪种PMT,基于过去中微子实验 使用PMT的经验和合作组单位对Hamamatsu 8"PMT的测量以及我们对应用于探测器模 型中的EMI9350KA和D642KB的测量,大亚湾实验已设计出完整的PMT 测量系统,并 提出如下具体要求[112]:

● 光电面的面积: > 330*cm*²;

•入射窗玻璃及其它部分总的放射性:

 $^{40}K \le 2.7 \text{Bq/PMT}$, $^{232}Th \le 0.5 \text{Bq/PMT}$, $^{238}U \le 0.7 \text{Bq/PMT}$;

- 量子效率:
- >25% @ 420nm, >1% @ 600nm, >12% @ 320nm, >8% @ 300nm;
- 均匀性:光电面上各点量子效率变化<15%;
- 增益: ≥3×10⁷ @2000V, 典型增益1×10⁷;
- 时间特性: @1×10⁷ 增益

上升时间≤ 5ns,下降时间≤ 10ns,

渡越时间 $\tau_{typ}-5ns < \tau < \tau_{typ}+5ns$

渡越时间展宽≤ 3ns (单光电子信号, 14光电子阈值);

•脉冲线性: @1×10⁷ 增益

<2% 阳极脉冲电流峰值0-60mA,

<5% 阳极脉冲电流峰值0-80mA;

- 单光电子响应: 峰谷比>2.5 @1×10⁷ 增益
- 暗噪声频率: 8"PMT工作在0.3-3×10⁷增益时, <10KHz

•前脉冲与后脉冲: @1×10⁷ 增益,入射脉冲强度等效50光电子,主信号积分时间80ns 前脉冲: <5%, (积分时间: 主信号前100ns),

后脉冲: <5%, (积分时间: 主信号后0.1-20µs);

•磁场灵敏度: 当外部横向磁场从0增加到450mG时,单光电子响应的变化不大于20%; 渡越时间展宽不大于15%。

● 长期稳定性: @1×10⁷ 增益

倍增极稳定性:一周内增益漂移<5%,一年内增益漂移<10%, 热稳定性:PMT电流脉冲输出随温度变化<1%/°C。

5.4 本章小结

我们从高能所的从MACRO实验来的500只EMI8" PMT中随机抽取了几只作为研究 对象,对它们的量子效率、脉冲线性、直流增益与暗电流、后脉冲和入射角效应分别 做了仔细的测量。这些PMT有着相同的后脉冲时间分布特征,有着相同规律的入射角 效应,有相似的量子效率谱形;测量结果显示这些PMT的基本特性是很相近的。在相 似的基本特性框架下,不同的PMT有着一定的个体差异。比如脉冲线性的测量结果 显示在相同增益条件下,单个PMT的动态范围在100~200个光电子之间,是有一定 差别的,但这个差别可以通过调节PMT的工作电压,改变增益来缩小或减除。另一 方面,直流增益与暗电流的测量结果显示,个别PMT 的线性区间比较短,工作电压 高于1600V时阳极电流就趋于饱和,因此在调节动态范围时需要考虑PMT承受的工作 电压不能过高。通过细致的PMT工作位置设计和在线调节最终可以使探测器内所有 的PMT有相近的增益并有相近且足够的动态范围。基于这500只PMT的基本特性的相 似性和以及个体差异的在线可调节性,我们测量了每只PMT的两个最基本参数单光子 响应的峰谷比和暗噪音频率,因为它们直接影响探测器的能量分辨率和信噪比。根据 峰谷比的测量值,我们将这500只PMT分成三类。分类标准为峰谷比小于1者为差,大 于1且小于2.5者为良,大于2.5者为优。在峰谷比大于2.5的PMT中,我们综合考虑峰谷 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM^2_{31} 测量精度的研究

比和暗噪声频率的大小,选择了45只PMT用于中心探测器模型之中。比照大亚湾实验 对PMT的特性要求,这500只PMT还将用于大亚湾反符合系统的水契伦科夫探测器。

对MACRO的EMI8"PMT的各项性能参数研究意义不仅在于从测量结果中可选择 性能良好且相近的PMT用于中心探测器模型,这些测量结果也作为输入参数来描 述PMT的性质用于探测器的模拟程序。同时,这些测量结果和测量方法也提供相 关PMT的经验,以供大亚湾实验提出PMT的特性参数的具体要求并选择合适的PMT用 于中心探测器和水契伦科夫探测器。

第 六 章 光学模型和中心探测器模型的模 拟与数据的比较

中心探测器模型实验为我们提供了真实的液体闪烁体探测器的刻度数据。通过数据 与模拟结果的比较,我们检验大亚湾模拟程序G4dyb中相应的物理过程,调节光学模型 和光学参数,以期得到合理的光学模型和可靠的光学参数运用于大亚湾中心探测器的 模拟,预期探测器性能。本章首先介绍G4dyb中的光学模型和光学参数。然后详细讨论 用G4dyb对中心探测器模型的放射源刻度过程的模拟、模拟与数据的比较、光学参数的 调节和光学模型的改进。最后讨论需进一步研究的探测器能量响应的非线性问题。

6.1 大亚湾实验的模拟和软件开发

大亚湾实验是世界上少数几个用Geant4软件工具对整个实验包括探测器几何、粒子与探测器物质相互作用及事例输出等进行完全模拟的中微子实验之一。Geant4是用面向对象语言编写的程序包,是为高能物理和核物理实验服务的新兴软件工具[113],目前仍处在不断发展与更新的过程中,难免会有种种缺陷与不足。我们一方面用基于Geant4编写出的程序包G4dyb对大亚湾实验的探测器性能、本底等各方面进行模拟;另一方面用经以往实验检验过的Geant3、FLUKA和MCNPX等软件做同样的模拟来检验G4dyb和Geant4的代码和相关物理过程。针对大亚湾实验的特殊要求,我们的模拟工作对Geant4的改进和补充主要有:

(1)与反应堆中微子事例相关的模拟:

编写反β衰变事例的产生子,用衰变产物正电子和中子作为原初粒子模拟中心探测

器对正电子和中子的探测效率。由于Geant4里的标准荧光过程不能模拟掺Gd的闪烁体 与粒子的相互作用[114],所以我们改变Geant4的标准代码,加入中子在Gd上的俘获过 程以及中子被Gd俘获后放出的γ光子的个数和能谱[115]。γ光子与物质相互作用生成带 电粒子以及之后的能量沉积和光学过程见本章6.3.5节的讨论。

(2)与本底相关的的模拟:(i)宇宙线µ子的模拟[116]。我们对照海平面宇宙线µ子 流强测量数据对宇宙线µ子流强的标准分布公式(Gaisser's formula)做了修正。然 后用MUSIC模拟程序模拟μ子在岩石中的运动,给出四个实验大厅的宇宙线μ子 的能量和角分布信息,作为独立的µ子产生子用于宇宙线µ子本底的模拟。(ii)中 子本底的模拟[117]。宇宙线µ子产生的快中子是中微子事例的主要本底。G4dvb编 写之初用Geant4.7的G4LElastic模型描述能量高于20MeV的强子弹性散射过程, 随后发现在此模型中,中子慢化到能量靠近20MeV时会无端消失,于是我们 用G4LEnp和G4Elastic模型代替G4LElastic。G4LEnp模拟能量大于20MeV的中子与 质子的弹性碰撞,G4Elastic模拟能量大于20MeV的中子与除质子外其它核的弹性碰 撞。之后的检验工作又发现,G4LEnp并不是如我们想象那样在模拟中子与质子的弹性 碰撞,而是在模拟中子与一些非质子的核的弹性碰撞。后来Geant4.8.1的出现解决了这 个问题,其中的G4HadronElastic模型能正确地模拟所有能量大于20MeV的强子的弹性 碰撞过程。同时我们还将包括QGSP模型在内的相关模型加入到G4dyb中,用于光核过 程以及强子的非弹性散射过程的模拟。这样G4dyb就能独立而完整地模拟宇宙线产生的 中子本底,而不需要像Geant3那样依赖经验公式[118]。G4dyb模拟得到的宇宙线µ子产 生的中子的能谱、数量及角分布均与相关实验数据及FLUKA、MCNPX的模拟结果一 致。(iii)μ⁻俘获的模拟。带负电荷的低能μ子除衰变外还可能被部分原子核俘获,原子 核俘获μ- 后会放出νμ和中子,此末态中子可能与其它信号如天然放射性本底一起形成 中微子信号的伪事例。 μ^- 的核俘获过程主要发生在碳、氧及铁核上。用Geant4模拟出 的μ-被碳、氧及铁核俘获后放出的中子能谱均与实验数据相差很远。我们将实验数据 给出的中子能谱加入G4dyb中,模拟 μ^- 被俘获后放出的中子能量。该方法模拟得到的被 俘获μ⁻与总的μ子事例的比值与用MUSIC软件得到的模拟结果一致。(iv)天然放射性的 模拟。我们将KamLAND实验中关于U、K和Th等的完整衰变链程序作为天然放射性的 产生子应用于G4dvb,对实验大厅岩石、中心探测器钢罐、PMT玻璃及液体闪烁体本 身等的天然放射性本底进行模拟。

106

虽然Geant4需要用户的检验和补充,但与过去基于Fortran77的Geant3相比有诸多 明显优点。首先面向对象程序的抽象和分类特性较结构化程序有着容易移植、容易扩 展和继承的固有优点;其次,Geant4可以真实地构造极其复杂的探测器几何和物质材 料,得到更准确的模拟结果;Geant4还可以利用相关的可视化图形软件和口令对所构 造的探测器几何进行细致的检查。由于光学光子的产生、传输和收集等光学过程决定 了闪烁体和水契伦科夫这类探测器的性能,所以对像大亚湾这样需要用到大型液体闪 烁体探测器的实验来说,Geant4最大的优点在于光学过程的加入,即Geant4可以对荧 光光子的传播过程进行完全而细致的模拟。相应的,我们在G4dyb中的重要工作就是建 立Geant4中的基本光学模型,输入必需的光学参数,并将光学模型建立之后的G4dyb用 于中心探测器模型的模拟。通过中心探测器模型的实验数据与模拟结果的比较了解探测 器内的物理过程,改进光学模型,调节光学参数,将调节好的光学参数用于大亚湾中心 探测器的模拟,预期探测器性能。

6.2 G4dyb中的光学模型

6.2.1 Geant4的光学模型

Geant4的光学模型用来模拟光学光子的产生过程,传播过程和收集过程。Geant4的 物理手册定义波长大于原子尺度的光子为光学光子,比如λ ≥ 10nm,对应E ≤ 100eV的光子即为光学光子[119]。G4dyb里处理的光学光子的波长范围为[200,800]nm。 为了保证模拟的正确性,Geant4会自动给作为次级粒子的光学光子加上线性极化方向。 若光学光子是原初粒子,则必须被赋予一个随机的线性极化方向。

产生过程

在高能物理探测器内,有两种物理过程产生光学光子,契伦科夫辐射(Cherenkov Effect)和闪烁体荧光发射(scintillation)。

当一个带电粒子以速度v(=βc)穿过折射系数为n的透明介质时,若v大于光在该介质 中的相速度c/n (c是真空的光速),则粒子会产生契伦科夫辐射。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分子发生瞬时极化。 当粒子通过后,这些被极化的原子或分子立即退极化,退极化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,在一定方向得到加强,从而产生契伦科夫辐射。设θ为粒子飞行方向同契伦科夫辐射之间的夹角,则粒子发射契伦科夫辐射的条件 是:

$$\theta_c = \cos^{-1}\left(\frac{1}{n\beta}\right) \tag{6.1}$$

当θ_c很小时,例如在气体介质中有:

$$\theta_c = \sqrt{2\left(1 - \frac{1}{n\beta}\right)} \tag{6.2}$$

由此得到契伦科夫辐射的阈速度 $\beta_t = 1/n$ 。根据Tamm和Frank的经典理论,契伦科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,

$$\frac{dN}{d\lambda dL} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2\theta_c \tag{6.3}$$

式中 α 是精细结构常数($\alpha \approx 1/137$)。单位长度辐射体发射的契伦科夫光子数为:

$$\frac{dN}{dL} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2\theta_c \left(\lambda, L\right) \left(\frac{d\lambda}{\lambda^2}\right) \\
= 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \left(1/\beta^2 n^2\right)\right) \left(\frac{d\lambda}{\lambda^2}\right)$$
(6.4)

 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 是契伦科夫辐射的波长范围。6.4式中,发射的契伦科夫光子数与其波长的平方成反比,可见大部分契伦科夫辐射集中在短波区。如果契伦科夫辐射体中n与 λ 、L的关系不大,那么6.4可以积分,求出单电荷粒子穿过单位长度的辐射体所发出的契伦科夫光子数:

$$N = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\sin^2\theta_c/\lambda^2\right) d\lambda \tag{6.5}$$

假设光探测器比如PMT对可见光的灵敏范围为400~700nm,则:

$$N = 490 \cdot \sin^2 \theta_c \ photons/cm \tag{6.6}$$

Geant4里的契伦科夫辐射过程如下:当带电粒子的速度超过光在介质中的速度时,与粒子入射方向成6.1 式定义的 θ_c 夹角的圆锥面上产生光学光子,光子的极化矢量与锥面垂直,光子的数目与光谱都根据6.4式积分计算得到。用户还需设置一个极限值,给出带电粒子在介质中每走一步发出的最大光子数(SetMaxNumPhotonsPerStep),Geant4在

实际模拟过程中则是根据此极限值按泊松分布抽样最大光子数。当带电粒子速度下降时,圆锥的张角减小,发出的光子的频率增大,数目减小。当粒子速度下降到阈速度以下时,契伦科夫辐射终止。

闪烁体荧光就是带电粒子或γ射线入射到闪烁体内,使得闪烁体内的原子(分子)电离、激发,在退激过程中发出的光。液体闪烁体的荧光发射过程见4.2节的有关论述。Geant4对闪烁体荧光发射过程的描述包括: "光产额"(SCINTILLATIONYIELD)、 "固有分辨率"(RESOLUTIONSCALE)、"发射谱"、"衰减时间常数"、"发射比例"(YIELDRATIO)等。在荧光发射的模拟过程中,Geant4按粒子每一步的能量沉积与"光产额"的乘积给出每一步发射出的平均光子数,以"固有分辨率"的输入值为高斯分布的宽度做抽样来描述光产额的涨落。Geant4对闪烁体的"发射谱"的描述分为 "快成分"(FASTCOMPONENT)和"慢成分"(SLOWCOMPONENT)两部分,相应的"衰减时间常数"包括"快成分时间常数"(FASTTIMECONSTANT)和"慢成分时间常数"(SLOWTIMECONSTANT)。"发射比例"为发射谱里快成分的光子数占总的光产额的比例。

传播过程

光学光子产生后的传播过程包括吸收、瑞利散射和边界效应(Boundary Process)。

Geant4根据输入的物质的吸收长度(ABSLENGTH)判断光学光子在物质中是否被吸收,若吸收则终止跟踪此光子,结束此光子径迹。所以我们需输入探测器所有物质对光子的吸收长度。

瑞利散射的微分截面正比与光学光子新旧极化矢量之间夹角的余弦值的平 方。Geant4随机抽样散射光子的新旧极化矢量的夹角大小,用此夹角计算散射光子新 的极化方向,同时得到与极化方向垂直的动量方向。至于瑞利散射发生的概率则需要 用户提供光学光子在探测器物质内的散射长度(RayleighAttenuationLength)。Geant4里 根据Einstein-Smoluchowski 公式,计算了光学光子在水里的散射长度。所以默认情况 下,Geant4只能正确模拟光学光子在水里的瑞利散射。

Geant4里光学光子的边界效应分两种情况[120]。第一种情况是光子在两种透明 介质形成的界面处的运动。只要提供这两种物质的折射率(RINDEX),Geant4则按 照电磁波和菲涅尔公式(Fresnel formula)计算光子通过界面时的反射波、折射波和入 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

射波的电矢量分量的大小和方向之间的关系。除第一种情况之外,所有的边界过 程都依赖于一个定义为"表面"(surface)的概念。每一个"表面"都有自己的物质 特性、几何特性和物理特性。物质特性用来定义它的元素构成等;几何特性可以 用来描述它与构成它的一个或两个介质之间的位置和形状关系;而Geant4则用两 个专门的光学模型GLISUR和UNIFIED来描述"表面"的光学性质。其中GLIUSR模 型起源于GEANT3, 它将两个物质之间的界面简单的定义为光滑的(POLISHED) 和 粗糙的(GROUND),只有一个可调参数描述界面的光滑程度。UNIFIED模型[121]基 于DETECT[122]的模拟程序,可以在较长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。UNIFIED的"表面"模型使用的坐标系如图6.1左图所示,整 个"表面"由无数"微平面"组成,"表面"本身被定义为"均平面"。其中, $\vec{d_i}$ 是 入射光子动量, d_r 是反射光子动量, d_t 是折射光子动量, n_1 是入射光子所在介质的折射 率, n_2 是折射光子所在介质的折射率, \vec{n} 是均平面的平均法线, θ_i 是入射光子与平均法 线方向的夹角, θ_r 是反射光子与平均法线方向的夹角, θ_t 是折射光子与平均法线方向的 夹角, *o*_r是反射光子或折射光子在均平面上的投影与均平面和入射平面的交线之间的夹 角, $\vec{n'}$ 是某微平面法线, α 是某一微平面与均平面之间的夹角, ϕ_{norm} 是微平面法线在均 平面上的投影与均平面和入射平面的交线之间的夹角, 6;是入射光子与微平面法线方向 的夹角, θ',是反射光子与微平面法线方向的夹角, θ',是折射光子与微平面法线方向的夹 角。UNIFIED模型在这个坐标系下的光学模型如下:

- 表面类型(Type)
 - 非导体-非导体(dielectric-dielectric)
 - 非导体-金属/不透光介质(dielectric-metal)
- 表面光滑度类型(Finish)
 - 表面光滑(polished)
 - 表面粗糙(ground)
 - 表面光滑且后表面涂有反射材料(polishedbackpainted)
 - 表面粗糙且后表面涂有反射材料(groundbackpainted)
 - 表面光滑且前表面涂有反射材料(polishedfrontpainted)



- 表面粗糙且前表面涂有反射材料(groundfrontpainted)

图 6.1: UNIFIED模型中的坐标系和光强关系示意图(左图为UNIFIED表面模型使用的坐标系,右图为UNIFIED模型中的光强关系)

无论选择哪种表面类型和光滑度类型,UNIFIED模型都用如图6.1中右图所示的光 强关系来模拟入射光子在光学界面上的反射、折射以尽量趋近真实情况。这个光强关系 可以近似表示为:

$$J_U(\theta_i, \theta_r, \phi_r) \approx R(\theta'_i, n_1, n_2) [C_{sl}g(\alpha_r; 0, \sigma_\alpha) + C_{ss}\delta(\theta_i - \theta_r)\delta(\phi_r) + C_{bs}\delta(\theta_i + \theta_r)\delta(\phi_r) + C_{dl}\cos(\theta_r)] + T(\theta'_t, n_1, n_2)g(\alpha_t; 0, \sigma_\alpha)$$
(6.7)

式中 $g(\alpha_r; 0, \sigma_{\alpha})$ 是平均值为0°,宽度为 σ_{α} 的高斯分布。其中 α 可在[0°,90°]内变化, 相应地, σ_{α} 则表示此表面的粗糙程度。由6.7式可以看出UNIFIED模型用五个系 数加上 σ_{α} 调节表面的反射和折射光强及分布,此五个系数分别为此表面的总 反射率R(REFLECTIVITY),及反射率R的四个成分系数: C_{sl} ,微表面的镜反射 几率(SPECULARLOBECONSTANT); C_{ss} ,平均表面的镜反射几率 (SPECULAR-SPIKECONSTANT); C_{bs} ,向后散射几率 (BACKSCATTERCONSTANT),[123]; C_{dl} , 表面内部的Lambertian反射几率 (DIFFUSELOBECONSTANT)。显然,这四个几率参 数满足下面的等式:

$$C_{sl} + C_{ss} + C_{bs} + C_{dl} = 1 ag{6.8}$$

物质名称	密度 (g/cm^3)	元素组成	物质名称	(g/cm^3)	元素组成
掺Gd液闪	0.855	C,H,N,O,Gd	铝膜	2.7	98% Al, Si, Mn
普通液闪	0.855	C,H,N,O	ESR反射膜	1.0	C, H
矿物油	0.838	C, H	Tyvek反射膜	0.94	C, H
有机玻璃	1.18	C, H, O	PMT玻璃窗	2.23	Si,O,B,Na
钢罐	8.1	70% Fe, C, Mn	PMT光电面	5	K

表 6.1: 中心探测器和中心探测器模型里物质的元素组成

同时,透射系数T = 1 - R。从 J_U 的表达式我们可以看出,当 $n_1 = n_2$ 时,T = 1,UNIFIED模型对应的就是入射光全部穿过界面的情况。相似的,如果 $C_{sl} = 1 \pm \sigma_{\alpha} = 0$ 就对应表面完全光滑(*polished*)的模型。如果表面类型是"非导体—非导体",那么对应的光学模型应该取 $C_{sl} = 1 \pm \sigma_{\alpha}$ 的取值为表面的真实粗糙程度。

收集和光电转换过程

无论是契伦科夫探测器还是闪烁体探测器,光学光子的收集都由光探测器件如PMT来完成,Geant4称之为灵敏探测器(sensitive detector),每一个照射到灵敏探测器上的光子称为一个击中(hit)。大亚湾实验的闪烁体探测器和水契伦科夫探测器里使用的光探测器件都是8"PMT,在G4dyb里我们用专门的PMT光学模型实现从光子的击中到光电子的生成和记录的过程,具体介绍见6.2.3节。

6.2.2 光学参数

从6.2.1节的论述我们可以看出,光学模型实际上是模拟光学光子的产生以及光学光子与物质的相互作用过程。所以模拟的第一步是正确描述探测器物质的元素组成和物理性质,接着是输入模拟光学过程所需要的各物质的光学参数。表6.1给出G4dyb里中心探测器和探测器模型的物质元素组成,元素组成参考Parlo Verde 实验的Geant3程序和KamLAND实验的GLG4sim程序包。从6.2.1节对Geant4光学模型的介绍可知,物质

物质名称	吸收长度(m)	折射率	物质名称	吸收长度(m)	折射率
掺Gd液闪	9	1.505	铝膜	10^{-6}	0
普通液闪	10	1.49	ESR反射膜	10^{-6}	0
矿物油	13	1.475	Tyvek反射膜	10	0
有机玻璃	5	1.499	PMT玻璃窗	$10^{-7} \sim 2$	1.458
钢罐	10^{-6}	0	PMT光电面	光学界面	2.9 + 1.6i

表 6.2: 中心探测器和中心探测器模型里物质的吸收长度和折射率

的光学参数可分成两类。一类是常数:闪烁体的光产额,固有分辨率,快成分发光时间 常数,慢成分发光时间常数,快成分占总光产额比例。另一类是波长的函数:各物质的 折射率,吸收长度,反射率,闪烁体的快成分发射谱,慢成分发射谱。在G4dyb的发展 初期,由于液体闪烁体及其它物质的性质的测量工作还正在进行或还未及展开,所以, 这些光学参数的取值是基于过去相关实验的经验值或是模拟软件的假设值。我们对常数 类参数的处理如下:液体闪烁体的光产额保守取值为9000光子/*MeV*,掺Gd液体闪烁体 的光产额取8000光子/*MeV*。由于实验上一般只测量液体闪烁体的总发射谱,并没有将 快发光成分和慢发光成分的发射谱分开,因此,我们在G4dyb中将液体闪烁体的总发射 谱作为快成分的发射谱,没有定义慢成分的发射谱和时间常数。快成分的发光时间常 数和固有分辨率分别取Geant4的缺省值1.6*ns*和1.0。对波长的函数类参数,除液体闪烁 体的发射谱外,我们都暂时按常数处理。液体闪烁体的发射谱用Bicron公司的液体闪烁 体的发射谱外,我们都暂时按常数处理。液体闪烁体的发射谱用Bicron公司的液体闪烁

表6.2里钢罐和各种反射膜铝膜、ESR和Tyvek的吸收长度均为假设值,其中Tyvek反 射膜的吸收长度的假设值不太合理。结合表6.3里的"表面类型"项可以看出这些物质 均不透光,且折射率都已设为0,所以这些物质的吸收长度的大小没有实际意义,并不 影响模拟结果,有意义的是它们的反射率。铝膜的反射率设置为0.85,Tvyek反射膜的 反射率参考Auger实验测量的反射率,是波长的函数。中心探测器钢罐的反射率设置的

113

表面名称	光学模型	表面类型	光滑度类型	粗糙程度 σ_{α}
矿物油-铝膜	UNIFIED	非导体一金属	表面光滑	0
矿物油-ESR反射膜	UNIFIED	非导体一不透光介质	表面光滑	0
矿物油-Tyvek反射膜	UNIFIED	非导体-不透光介质	表面粗糙	1
矿物油-钢罐	UNIFIED	非导体一金属	表面粗糙	1

表 6.3: 中心探测器和中心探测器模型里的光学界面

默认值为0.1,中心探测器模型钢罐的内表面经过涂黑,所以反射率的默认值设为0。

6.2.3 PMT的光学模型

我们将GLG4sim里的一个比较复杂的PMT光学模型[124]移植进G4dyb实现光子的 收集和光电转换过程。此模型分为几何和光学两部分。PMT几何的构造分为三步, 首先是定义一个轮胎侧面的几何类,通过不同半径的轮胎侧面形状和圆柱形状的组 合,根据PMT的实际尺寸,诸如前半球的光电面尺寸,后半球尺寸,倍增极尺寸等 等,准确构造出8"PMT的几何形状。第二步是根据PMT的实际物质的构成,定义相 应的PMT玻璃、前半球的光电面,后半球内表面的水银反射面及PMT内部真空各物质 的组成,将光电面和水银反射面定义为光学界面。最后给出各部分物质的光学性质, 如PMT光电面的量子效率(6.2左图),PMT玻璃、内部真空的折射率,吸收长度等光学 参数的值。此光学模型的重点是将光电面按金属薄膜处理,双碱型光电面的近似厚 度26nm,折射率约为2.9+1.6*i*。整个PMT几何中,只有光电面这个光学界面是灵敏探 测器(sensitive detector),即只有击中光电面的光学光子才有可能转换为光电子。完整 的光学模型份三种。第一种情况是简单模型,只要有光学光子击中光电面,光子就被吸 收,按相应波长对应的量子效率转换为光电子,我们称之为Luxlevel0。第二种情况是完 整模型,即根据PMT玻璃、光电面和PMT内部真空的折射率按电磁波理论和菲涅尔公 式计算光学光子从外界击中PMT玻璃后的各种可能的反射、折射情况。在光电面处的



图 6.2: PMT光学模型和光学参数(左图为G4dyb里使用的8"EMI PMT典型量子效率, 右图为PMT的几何及Luxlevel3光学模型时光子径迹示意图)

发生的光学过程除了吸收(A(θ , λ))外,还有反射(R(θ , λ))和折射(T(θ , λ)),满足关系式

$$A(\theta, \lambda) + R(\theta, \lambda) + T(\theta, \lambda) = 1$$
(6.9)

考虑光电面的反射和折射之后,原来击中到一个PMT玻璃上但被反射回矿物油的光 学光子,现在有可能被另一个PMT的光电面转化为光电子。原来击中PMT的光电面 没能转化为光电子的光子现在有可能穿过光电面继续行走,击中PMT内表面的水银 反射面后反向,从PMT内部击中光电面转换为光电子,如图6.2中右图所示。我们称 这个完整模型为Luxlevel3。介于Luxlevel3与luxlevel0之间的模型将击中光电面的光子 按量子效率对应的几率吸收,未被吸收的光子则按50/50等几率发生反射和折射。显 然,PMT的Luxlevel3模型会比luxlevel0模型输出更多数目的光电子。模拟显示,中心 探测器在Luxlevel3时输出的光电子数比在Luxlevel0时多三分之一,与[124]给出的结 果一致。如图6.3所示,左图对应的是PMT 模型为Luxlevel0时,中心探测器输出的 光电子数,右图时对应的Luxlevel3时的结果。这两张图是中心探测器设计早期的结 果,PMT的数目和探测器各组分的几何均与现在不同,但不影响PMT模型的比较。



博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究



6.3 中心探测器模型的模拟与实验数据的比较

6.3.1 中心探测器模型的刻度涉及的物理过程

第三章已提到,在中心探测器模型第一阶段,我们用 γ 源¹³³Ba,¹³⁷Cs,²²Na,⁶⁰Co刻 度探测器的能量响应。资料[125,126]显示,¹³⁷Cs的主要衰变模式是先发生 β^- 衰变, 变成¹³⁷Ba的一个激发态,然后从激发态退回基态并放出一个能量为0.662MeV的 γ 光 子。²²Na则是先发生 β^+ 衰变(90%概率)或轨道电子俘获过程(10%概率),变成²²Ne的一 个激发态,然后发射一个能量为1.275MeV的 γ 光子退回基态。⁶⁰Co的主要衰变模式是 先发生 β^- 衰变,成为⁶⁰Ni的一个激发态,然后经过发出两个 γ 的级联过程退回基态, 这两个 γ 光子的能量分别为1.173MeV和1.333MeV。

我们知道光子和介质中的相互作用主要有光电效应、康普顿散射和电子对产生。在 我们的实验中,由于液体闪烁体的组成物质C和H的原子序数Z太小,基本上不会有光电 效应发生,主要是发生康普顿过程,γ光子在液体闪烁体里经过多次康普顿散射后把能 量全部传递给电子,电子通过电离使γ的能量全部沉积在液体闪烁体里。由于中心探测 器模型里液体闪烁体的线度为1m,而放射源γ光子的平均自由程约为15cm,所以会有 部分γ光子未能发生多次康普顿散射就抛出探测器,丢失掉部分能量;或者γ根本未能发 生相互作用而直接跑出探测器。γ光子通过康普散射产生电子之后接下来的物理过程就 是电子穿过探测器物质时的电磁相互作用过程,然后依次是之前讨论过的电子使液体闪 烁体激发或电离发出荧光的过程(第四章),当电子在探测器物质中的速度超过介质中的 光速时发出契伦科夫光的过程(本章6.2.1节),光学光子在探测器物质中传播的过程(本 章6.2.1节)以及光学光子被PMT接收转换为电信号的过程(第五章)。

6.3.2 中心探测器模型的数据分析和模拟

实验数据分析

每次实验前首先用LED方法刻度每只PMT的绝对增益(见5.2.1),用5.2.1节里的公 式5.14拟合PMT的电荷谱,得到PMT的单光电子峰对应的道数、台阶道数等共7个拟合 参数。然后将放射源沿中心探测器模型中心轴竖直方向从有机罐底部开始往上移动,每 隔15*cm*移动一次。在每个位置测量探测器对γ源的总能量响应(光电子数,简称p.e.), 测量完毕后将放射源收回到位于钢罐顶部的刻度控制装置的铅屏蔽罐内,然后测量当 前实验条件下的本底。按此方法测量本底是因为我们把所有不是由放射源产生的信 号都归于本底,比如没有被反符合系统去掉的宇宙线μ子信号、探测器构成物质中的 和周围环境中的放射性物质带来的信号以及PMT 的噪音信号等。图6.4为测量探测器 对¹³⁷Cs和⁶⁰Co时的本底谱。从图中可以看出两次测量到的本底谱能很好的符合,说明



图 6.4: 探测器对¹³⁷Cs、⁶⁰Co的能量响应的本底谱比较

本底构成由自身的物理内容决定,且实验的可重复性和稳定性很好。为了得到纯放射源 的能谱,我们必须把本底谱从含有本底的放射源能谱中扣除掉。我们用了两种方法扣 除本底谱。一种是根据实验测量到的信号计数率和本底计数率来扣除本底。首先用相

同bin宽填充得到的含本底的放射源信号直方图和本底直方图,然后用测量到的信号计 数率和本底计数率作为归一化常数将两个直方图的纵坐标重新标度,这样它们就有了可 比的相对强度关系,接着就直接用含本底的放射源信号的直方图减去本底的直方图, 得到纯的放射源信号的能谱。另一种方法是找到一个合适的函数来拟合本底,然后固 定这个函数的拟合参数,再用这个描述本底的函数和描述放射源信号的函数一起拟合 含有本底的放射源信号总的能谱。拟合参数里加入的积分比例系数表征了在拟合能量 范围之内本底在总信号中的比例。最后用含有本底的放射源信号总的能谱减去拟合得 到的本底函数在对应bin上的函数值就得到纯放射源信号在探测器模型中的能谱(此方法 的具体论述见[116]的5.4节)。数据分析的结果显示,两种方法得到的纯放射源信号能谱



图 6.5: 两种不同扣除本底方法得到的纯γ源能谱的比较(左图是¹³⁷Cs能谱,右图⁶⁰Co能 谱)

是一致的。图6.5给出这两种不同的扣除本底方法得到的能谱的比较。扣除本底后,用 高斯函数和反朗道函数一起拟合能谱。其中高斯函数表征γ能量全沉积在探测器里的情况,而反朗道函数表征γ能量部分跑出探测器的情况,所以整个能谱相对峰位是非对称 的,峰位左边的低能端的尾巴即对应γ能量逃逸的事例,能量越低即逃逸越多。表6.4给 出¹³³Ba,¹³⁷Cs,²²Na,⁶⁰Co以及两个强度弱一些的源w¹³⁷Cs和w⁶⁰C0分别在探测器 中心时能谱的拟合结果,即中心探测器模型对不同能量γ的能量响应(p.e.数)和能量分辨 率。其中0.511 * 2*MeV*的γ能量对应²²Na的β⁺ 衰变后湮灭放出的两个γ光子能量全沉积 在液体闪烁体中的情况; 2.506*MeV*的γ能量对应⁶⁰Co 的两个级联γ光子能量全沉积在液 体闪烁体中的情况。

118

γ源	^{133}Ba	$w^{137}Cs$	^{137}Cs	^{22}Na	^{22}Na	^{22}Na	$w^{60}Co$	$w^{60}Co$	^{60}Co	^{60}Co
γ 能量(MeV)	0.396	0.662	0.662	0.511*2	1.275	2.297	1.253	2.506	1.253	2.506
峰位(p.e.)	89.61	166.3	169.1	272.2	361.9	632.9	378.5	693.2	373.3	691.4
能量分辨率(%)	17.5	10.9	10.25	11.0	9.6	5.3	11.9	6.2	10.8	5.9

表 6.4: 中心探测器模型第一期γ源数据处理结果(上、中、下三圈分别13, 14, 14 共40 只PMT工作)

以γ源的能量为横坐标,探测器对它们的能量响应为纵坐标,按公式

$$p.e. = \alpha E_{\gamma} + \beta \tag{6.10}$$

线性拟合得到中心探测器模型第一期对1*MeV*γ光子的能量响应为: 283p.e.(图6.6的左 图[127])。按公式

$$\sigma = \alpha / E_{\gamma} \tag{6.11}$$

拟合探测器能量分辨率随 γ 能量的变化,得到中心探测器模型第一期的能量分辨率为:9%/ $\sqrt{E_{\gamma}(MeV)}$ (图6.6的右图[127])。从图6.6来看,²²Na和⁶⁰Co的单能 γ 的峰位和能量分辨率的数据点偏离拟合曲线较大,说明单能 γ 能谱拟合的误差较大,这是因为²²Na和⁶⁰Co的单能 γ 靠得太近,两个高斯分布叠加在一起,拟合时很难将它们很好地区分开。从¹³⁷Cs和⁶⁰Co的强源和弱源的峰位和分辨率的比较可以看出拟合结果是自治的且探测器的工作状态是很稳定的。按283p.e./MeV的线性拟合结果可以计算在理想线性情况下探测器对每个 γ 的能量响应 $p.e._{linearity}$,将 $p.e._{linearity}$ 与表6.4中的对应的 γ 的实际p.e.数的比值作为纵坐标, γ 的能量作为横坐标,得到图6.7[127],即中心探测器模型第一期的能量非线性特性。能量非线性的具体讨论见6.3.4、6.3.5和6.3.6节。

蒙特卡罗模拟

我们用G4dyb模拟中心探测器模型对 γ 源的能量响应。模拟过程分以下几个步骤:

(1)构造探测器几何。图6.8是模拟时放入G4dyb中的中心探测器模型的几何,包括 液体闪烁体体、有机玻璃罐、矿物油、PMT、PMT与支架间的teflon垫圈、刻度管、上 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM^2_{31} 测量精度的研究



图 6.6: 中心探测器模型第一期对γ源的能量响应(左图是探测器能量线性关系,右图是探测器能量分辨率关系。)



图 6.7: 中心探测器模型第一期对γ光子的能量非线性响应)

下反射板、有机玻璃管液位计的连通管、有机罐的有机玻璃支撑座、钢罐、放射源的外 壳(有机物材料)和放射源的不锈钢吊坠。



图 6.8: 在G4dyb里构造的中心探测器模型的几何)

(2)放入γ源产生子。按¹³³Ba, ¹³⁷Cs, ²²Na, ⁶⁰Co)的衰变道几率和每个衰变道的 粒子发射的级联次序和发射几率设置原初粒子的个数、类别(γ、β⁻、β⁺)和发射几 率。设置原初粒子按其能量各向同性发射。原初粒子的位置与实验一致,在探测器 中心或是中心轴竖直方向上某一位置。设置好原初γ、β⁻、β⁺的位置、能量、方向之 后,G4dyb按6.3.1描述的物理过程模拟它们与物质的相互作用。

(3)光学模型的建立。如6.2节所述,我们在G4dyb中建立Geant4提供的完整的光学 模型并将GLG4Sim软件中的PMT光学模型移植到G4dyb中完成光学光子的收集和光 电转换过程。光学光子主要是液体闪烁体发出的荧光和康普顿电子发出的契伦科夫 光。光学光子经过吸收和边界效应传播到达PMT。对应中心探测器模型中的物质,建 立6.2.2中提到的三个光学界面模型:矿物油-铝膜、矿物油-钢罐和矿物油-Tyvek反射 膜。其中"矿物油-Tvyek反射膜"界面模型实质是描述光子在矿物油与PMT的teflon垫 圈之间的界面上的光学行为,因为tyvek与teflon都是不透光物质且组成物质相近,所以 就用已定义的tyvek物质来代替teflon。

(4)光学参数值的输入。结合6.2.2节论述的光学模型和中心探测器模型里的物质构成,我们需要的光学参数有:

•液体闪烁体对光产额

- •液体闪烁体的固有分辨率
- •液体闪烁体的衰减时间常数
- •液体闪烁体发射谱
- •液体闪烁体、有机玻璃罐和矿物油的吸收谱
- •液体闪烁体、有机玻璃罐和矿物油的折射率随波长的变化
- •上下反射板铝膜和钢罐的反射率随波长的变化
- •光电倍增管入射窗玻璃和光电面的折射率
- 光电倍增管光电面的量子效率

如6.2.2提到,在光学模型建立之初,除液体闪烁体的发射谱放入的是BC521液体闪烁体的商品测量谱之外,其它随波长变化的参数都是常数,且和其它常数值参数一样都是基于过去实验的假设值。PMT的光学模型独立于Geant4的光学模型,入射光玻璃和光电面的折射率都是测量值[124]。我们放入G4dyb中的PMT量子效率谱是EMI8"PMT的典型量子效率,直至光学模型调节的最后一直保持不变。

(5)光学参数和光学模型的调节。大亚湾实验研制的普通液体闪烁体和掺Gd液体闪 烁体在中心探测器模型中的应用、研制的液体闪烁体性质的测量、PMT特性参数的测 量以及探测器模型里相关物质的光学参数的测量使得以上最初的一系列假设值被真实值 逐一取代而模拟的不确定性得以逐步减小。模拟结果与探测器能量响应、位置响应及非 线性响应的比较使得我们发现Geant4光学模型不足之处。为了改进Geant4的光学模型 并验证数据分析的结果,我们对PMT和液体闪烁体的其它相关性质进行测量,比如液 体闪烁体淬灭因子和kB常数的测量,液体闪烁体吸收重发射几率谱的测量,探测器模 型里PMT的在线相对量子效率的测量等等,以期最终完全理解探测器行为,确定全部 光学参数。

6.3.3 光学参数的处理和调节

6.2.2节里的表格6.2, 6.3和相关常数参数取值的介绍给出最初光学模型的各项光学 参数的取值。我们首先按此套光学参数模拟探测器模型第一期, 靶物质为普通液体闪烁 体时,对γ源的能量响应。图6.9为¹³⁷Cs在探测器中心时的模拟能谱。数据分析时我们 用高斯函数和反朗道函数一起拟合扣除本底后的放射源能谱,模拟中我们用相同的函数 进行拟合:

$$Fit_{MC} = a_1 Ilandau(x; MPV, \sigma) + a_2 Gaus(x; x_0, \delta)$$
(6.12)

得到模拟能谱的峰位x₀和能量分辨率δ。以后我们都用此种拟合方法得到能量全沉积的 峰位与分辨率并与数据的峰位与分辨率比较。显然初始参数值是不符合事实的,所以 模拟的结果与数据不一致并不奇怪。保持所有其它参数值不变,每次调节一个光学



图 6.9: 初始参数下¹³⁷Cs源在探测器中心时的模拟能谱及拟合结果

参数的值,得到每一个光学参数对探测器能量响应和分辨率的影响。图6.10中从左至 右、从上到下分别是改变液体闪烁体的光产额、液体闪烁体的吸收长度、矿物油的吸 收长度、反射板铝膜的反射率、钢罐的反射率以及去掉有机玻璃罐前后探测器能量响 应相对初始值时的变化。图中纵坐标为p.e.数的比值,误差棒代表对应参数值时的能 量分辨率。从6.10我们可以看出,和预想的一样,探测器的p.e.产额随液体闪烁体的 光产额线性变化,每增加900个光子,p.e.数增加约11%。图上还给出当液体闪烁体的 吸收长度增加到7m以上时,探测器的p.e.产额的增加速度逐渐下降,吸收长度从9m增 加到15m,p.e.数也不过增加2%,这是由探测器内液体闪烁体1m的线度决定的。相同 的道理,图中给出当矿物油的吸收长度在13m以上时,探测器输出的p.e.数已几乎没 有增加。铝膜与矿物油的光学界面模型为镜面反射,所以图中可以看到铝膜的反射率 与p.e.数接近线性关系。反射率每减小5%,p.e.数减少2%。而钢罐与矿物油界面的光学



图 6.10: 光学参数对中心探测器模型能量响应的影响(图中从左至右、从上到下改变的 参数依次是:液体闪烁体的光产额、液体闪烁体的吸收长度、矿物油的吸收长 度、反射板铝膜的反射率、钢罐的反射率和去掉有机玻璃罐)

增加得越快。由于中心探测器模型的钢罐内表面已涂黑,我们取钢罐的反射率为0。另 外,有机玻璃罐的吸收长度初始值为5m,模拟中去掉有机玻璃罐后探测器的总p.e.数增 加不到0.7%。有机罐吸收长度为5m而厚度只有1cm,按光子的指数衰减公式计算,由 吸收引起的光衰减只有0.2%。所以只要有机罐的透明度不是特别差,对光子的传播和收 集的影响可以忽略。但这只是对可见光部分成立,在实际的光谱中,有机玻璃的吸收长 度是波长的函数。光子的波长越短,有机玻璃的透光率越小,所以,我们要选择透紫的 有机玻璃材料做液体闪烁体的容器以防止紫外光子的损失。了解各基本光学参数对探测 器能量响应的影响后,我们用实验测量到的真实值来替换初始的假设值。

发射谱

用4.3.4测量得到的用于中心探测器模型的液体闪烁体的发射谱([200,800]nm, 如图6.11左图所示)来代替之前放入G4dyb的BC521液体闪烁体发射谱(如图6.11右 图所示),模拟得到的p.e.数多了25.32%。我们用的液体闪烁体的发射谱的峰位 在400nm和420nm,相比BC521的峰位(430nm左右)要靠近短波一些,且整个发射谱 相对往短波移动。可见我们用的液体闪烁体的发射谱的波长范围与EMI8"PMT的光电 面的灵敏光谱范围(见图6.2的左图)要匹配得多(即4.2.2中提到的光谱匹配因子m),所以 收集到的p.e.数要多得多。

反射率

用在计量院测量到的铝膜的反射率替代0.85的估计值。如图6.12,其中圆点(红)代表 总反射率,方块(黑)为镜反射成分的大小,上三角(蓝)为漫反射成分的值。铝膜反射率 与估计值0.85相差不远,但当波长于320nm时,反射率开时下降,对280nm的光子反射 率已只有0.5。

折射率

见表1.5阿贝尔棱镜测量得到中心探测器模型内的掺Gd液体闪烁体和有机玻璃 在589nm谱线的折射率。V-棱镜测量得到掺Gd液闪、矿物油和有机玻璃在546nm 和486nm 谱线处的折射率。测量值见表6.5 将矿物油的测量值与MiniBooNE的矿物油折 射率测量[128]结果比较,在546nm处的折射率近似相等。用[128]中提供的折射率与光子 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM^2_{31} 测量精度的研究



图 6.11: 光中心探测器模型液体闪烁体与BC521液体闪烁体的发射谱比较(左图为中心探测器模型内的液体闪烁体,圆点(红)为普通液体闪烁体,方块(黑)为掺Gd液体闪烁体。右图为BC521的发射谱。)



图 6.12: 光中心探测器模型内反射板铝膜的反射率(圆点(红)是总反射率,方块(黑)是镜 反射,上三角(蓝)是漫反射)

被测样品	仪器	谱线	波长	折射率	精度
掺Gd液闪	Abbe棱镜	D	589nm	1.4842	0.0003
掺Gd液闪	V棱镜	е	546nm	1.4861	0.00003
掺Gd液闪	V棱镜	f	486nm	1.4915	0.00003
有机玻璃	Abbe棱镜	D	589nm	1.4925	0.0003
有机玻璃	V棱镜	е	546nm	1.4946	0.00003
有机玻璃	V棱镜	f	486nm	1.4986	0.00003
矿物油	V棱镜	е	546nm	1.46445	0.00003
矿物油	V棱镜	f	486nm	1.46823	0.00003

表 6.5: 中心探测器模型的掺Gd液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的折射率

频率(波长)的函数关系拟合测量值得到拟合参数:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{a}{w_0^2 - w^2} \tag{6.13}$$

其中, n为折射率, w为光子的频率, w₀和a为拟合参数。然后用拟合参数推算各波长下的液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的折射率。图6.13为用此外推方法得到的折射率并将 它们放入G4dyb中, 我们认为普通液体闪烁体的折射率与掺Gd液闪的折射率很相近, 可以看做是相同的。

吸收谱

4.3.4节已介绍液体闪烁体和其它一些液体的衰减长度的测量方法:单波长绝对衰减 长度测量和全谱吸光度测量。6.14的左图是由全谱吸光度测量值转换来的液体闪烁体和 矿物油在各个波长下的衰减长度,右图为单波长绝对衰减长度测量结果。表6.6给出右 图的具体数值(表中黑体和斜体数字)。

4.3.4节中己讨论过由于仪器精度和测量装置的原因,吸光度测量得到的各个波长下的衰减长度值只有相对意义,我们需要对光强衰减做修正后,再用单波长下的测量值做

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM^2_{31} 测量精度的研究



图 6.13: 中心探测器模型内掺Gd液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的折射率(方块(黑)、圆 点(红)和上三角(蓝) 分别代表液体闪烁体、矿物油和有机玻璃)



图 6.14: 两种测量方法得到的液体闪烁体和矿物油的衰减长度(左图为全谱吸光度测量得 到的衰减长度,右图为1m竖直管方法测量到的单波长衰减长度)

归一化,得到各波长下的绝对衰减长度。这个过程分为三步:

(1)用TU-1901紫外可见分光光度计扫描空的比色池,入射光在空气与比色池石英玻璃的界面上的反射为:

$$R = \frac{(n_1(\lambda) - n_2(\lambda))^2}{(n_1(\lambda) + n_2(\lambda))^2}$$
(6.14)

由于光穿过比色池前后端面共经过四个空气与石英玻璃的界面,所以,此时光度计得到 的吸光度为:

$$A = \log \frac{I}{I_0} = \log(1 - R)^4 \tag{6.15}$$

空气的折射率已知,联合6.14式、6.15式和A值即可得到比色池石英玻璃的折射率。

(2)将液体闪烁体或矿物油样品放入比色池,再用分光光度计扫描,得到各波长下的 吸光度。此条件下光强的实际衰减为:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{l}{\Lambda}\right)(1-R)^4 \tag{6.16}$$

所以:

$$-\log \exp\left(-\frac{l}{\Lambda}\right) = -\log \frac{I}{I_0} - \log \frac{1}{(1-R)^4}$$
(6.17)

即**:**

$$A_{real} = A_{measured} - \log \frac{1}{(1-R)^4}$$
 (6.18)

(3)用第(1)步中计算得到的石英玻璃的折射率和之前提到的拟合折射率数据得到的 液体闪烁体或矿物油的折射率来计算第(2)步里的反射,得到修正反射后的各波长下 的*A_{real}*,并换算出各波长下的衰减长度Λ。

(4)用440nm单波长测量得到的绝对衰减长度(见表6.6和图6.14的右图) 对全谱的衰减 长度Λ数值做归一化

$$\Lambda_{normalization}(\lambda) = \frac{\Lambda(\lambda)}{\Lambda(440nm)} \Lambda_{mono}(440nm)$$
(6.19)

得到修正反射后,液体闪烁体和矿物油在各波长的绝对衰减长度(如图6.15的左图),此 结果与单波长方法测量到的衰减长度(见表6.6)是一致的。

有机玻璃的衰减长度测量方法与液体样品相似:将10cm长(与比色池线度一样)的有 机玻璃放入分光光度计的暗盒中,扫描全谱的吸光度。做反射修正后就得到全谱的衰减 长度,如6.15的右图。将液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的衰减长度谱代替原吸收长度 的常数值放入G4dyb中。

表 6.6: 反射修正和归一化后全谱衰减长度测量值与单波长衰减长度测量值的比较。黑体数字表示全谱测量的衰减长度按单波长440nm测量值归一化。斜杠前的数字为全谱测量值在反射修正和归一化之后在对应波长下的衰减长度,斜杠后的斜体数字为单波长衰减长度的测量值(单位m)。

	掺Gd液闪	普通液闪	矿物油
420nm	12.6/7.3	6.5/5	11.9/11.8
440nm	13.7	7.5	12.2
460nm	14.6/ <i>13</i> .	8.1/7.6	12.5/12.9

瑞利散射

前面提到我们将测量到的衰减长度作为吸收长度放入G4dyb中模拟中心探测器模型的能量响应。而事实上,光的衰减是吸收和散射的共同作用:

$$I = I_0 \exp(-l/\Lambda_{att}) = I_0 \exp(-(l/\Lambda_{abs} + l/\Lambda_{sca}))$$
(6.20)

式中Λ_{att}是衰减长度,Λ_{abs}是吸收长度,Λ_{sca}是散射长度。一般的实验室方法都是 测量光透过物质后的出射光强与入射光强的比值,得到衰减系数(1/Λ_{att})。吸收系 数1/Λ_{abs}和散射系数(1/Λ_{sca})耦合在一起无法分开。我们在6.2.1节提到Geant4里的光学 光子的瑞利散射过程只模拟光子在水里的散射,除非用户提供其它物质的散射长度。在 提供散射长度的测量值之前,我们用Geant4里瑞利散射过程的公式计算光子在液体闪烁 体、矿物油和有机玻璃中的散射长度,预计瑞利散射对能量响应的影响。

Geant4里的散射长度公式如下:

$$L_{Rayleigh} = \left(\frac{1}{6\pi} \left(\frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3}\right)^2 \left(\frac{2\pi p}{hc}\right)^4 kT K_T\right)^{-1}, \qquad (6.21)$$

其中h是普朗克常数, c是光速, p是光子动量, n是物质的折射率, 是波长的函数, k是



图 6.15: 反射修正和归一化之后液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的衰减长度(左图为 掺Gd液体闪烁体,普通液体闪烁体和矿物油的衰减长度,右图为有机玻璃的衰 减长度)

玻尔兹曼常数,*T*是温度,*K_T*物质的等温绝热系数。Geant4里水的默认参数为,*T* = 283.15*K*,*K_T* = 7.658 × 10⁻²³ m^3/MeV 。由水的折射率和光子的波长,我们可计算得 到光子在水里的散射长度(见图6.16),与SuperK实验模拟得到的水中的散射长度一致。

只要给定p、n、T和K_T的值,我们就可用6.21式来计算散射长度,但是液体闪烁体、矿物油和有机玻璃的等温绝热系数K_T未知。我们在一些化学物理的文献中[129,130,131,132,133]找到一些有机溶液的K_T的值并列在表6.7中。由于LAB通常是十二烷、十三烷和十四烷的混合物,所以我们取这三种烷烃在293.15K时K_T的平均值作为LAB的等温绝热系数,并用这个K_T值来计算液体闪烁体、矿物油和有机玻璃在293.15K时的散射长度。计算结果如图6.16所示。比较图6.16和图6.15发现,光子在液体闪烁体、矿物油和有机玻璃中的散射长度远大于相同波长下的总衰减长度,这说明光子的衰减主要要是由于吸收引起的。作为验证,我们将计算得到的散射长度参数加入G4dyb中,模拟结果显示总p.e.数比未加散射长度前增加不到千分之三。所以我们忽略光子的散射,将测量到的衰减长度谱当作吸收谱放入G4dyb中。虽然这样的处理是可以接受的,我们仍在继续寻找将吸收因子和散射因子分开的实验室测量方法,争取从实验上直接得到散射长度的数据。

除以上波长函数的光学参数外,根据第四章的液体闪烁体的测量结果,我们对常数光学参数如衰减时间常数、光产额也进行了更新。用衰减时间常数4.0ns的测量值代替1.6ns的初始值。光产额的测量值为蒽晶体的52% ~ 53%。由于所用蒽晶体的光产

131
博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究



图 6.16: 液体闪烁体、矿物油、有机玻璃和水的散射长度(方块、下三角、圆点和上三角 分别表示水、矿物油、有机玻璃和液体闪烁体)

额未知(18000光子/MeV或20000光子/MeV)所以我们的液体闪烁体的光产额在9500光子/MeV-10500光子/MeV范围内可调。



PMT光学模型的检验

图 6.17: PMT光学模型的检验(用PMT光学模型模拟入射角效应实验。左图为Luxlevel0时的模拟结果与数据的比较,右图为Luxlevel3的模拟与数据的比较。)

用6.2.3节里介绍的PMT光学模型模拟5.2.6节里描述的入射角效应实验。模拟结果与数据的比较如图6.17所示。图中方块、上三角和圆点均为实验数据点,五角星为模拟结果。左图的模拟使用的PMT模型是Luxlevel0,右图的模拟对应的PMT模型是Luxlevel3。从图上我们可以看到Luxlevel0的模拟结果与数据符是一致的。

Liquid	298.15K		Liquid	293.15K	
C_5H_{12}	_	1.8×10^{-9}	$C_{6}H_{14}$	1.27×10^{-9}	_
$C_{6}H_{14}$	1.7×10^{-9}	1.67×10^{-9}	$C_{7}H_{16}$	1.26×10^{-9}	1.4×10^{-9}
$C_{7}H_{16}$	1.39×10^{-9}	1.44×10^{-9}	$C_{12}H_{26}$	_	9.0×10^{-10}
$C_{8}H_{18}$	_	1.28×10^{-9}	$C_{13}H_{28}$	_	8.6×10^{-10}
$C_{10}H_{22}$	_	1.1×10^{-9}	$C_{14}H_{30}$	_	8.2×10^{-10}
$C_{12}H_{26}$	9.9×10^{-10}	9.9×10^{-10}	C_6H_6	9.5×10^{-10}	9.5×10^{-10}
$C_{16}H_{34}$	9.2×10^{-10}	_	甲苯	8.3×10^{-10}	_
$C_{6}H_{12}$	1.13×10^{-9}	_	均三甲苯	-	7.6×10^{-10}
C_6H_6	_	9.7×10^{-10}			
甲苯	9.2×10^{-10}	_			

表 6.7: 一些有机溶剂的等温绝热系数K_T(Pa⁻¹)

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

用*luxlevel*3时,入射角从±30°起PMT的响应曲线凸起两个驼峰,与数据相差很远。所以在之后的模拟中,PMT的光学模型一直采用*Luxlevel*0。

6.3.4 模拟与实验数据的比较

用更新后的光学参数模拟中心探测器模型第一期对γ源的能量响应。为了与数据比较,首先模拟¹³⁷Cs在探测器中心位置时的能谱,适当调节液体闪烁体的光产额,使模拟的与数据的能谱峰位相同,能量分辨率相同且能谱能基本重合,这是能谱的比较。然 后保持光学参数不变,模拟¹³⁷Cs在探测器中心轴竖直方向各实验点位置时的能谱,比 较模拟能谱与数据能谱是否一致,这是探测器位置响应的比较。最后模拟各个放射源在 探测器中心位置时的能谱,比较各放射源的模拟能谱与数据能谱是否一致,这是能谱的 进一步比较,也是能量响应非线性的比较。

能谱

比较¹³⁷Cs在探测器中心位置时的模拟与数据的能谱发现,有两个因素影响谱形。 一个是PMT响应的数字化,另一个是放射源的外壳。PMT对单个光电子的电荷输出并 不是一个δ函数,而是有一定的电荷展宽,且PMT的噪音和电子学台阶也伴随着信号 输出,即第四章中讨论的单光电子谱。为了使模拟得到的能谱能够与实验测量到的能 谱可比就必须在模拟中加入PMT对信号的展宽。模拟PMT电荷响应的主要思想是: 没有光电子输出的PMT,按PMT的单光电子谱中的本底谱抽样一次;有n个光电子输 出的PMT,按照单光电子谱中的纯信号谱抽样n次,对本底谱抽样一次,再将抽样结 果叠加。这样得到一次事例每个PMT的光电子输出。很明显,这个抽样方法需要我 们提供每个PMT 的单光电子谱,且将单光电子谱中的本底谱和信号谱分开。6.3.2节 里提到PMT的在线刻度方法与5.2.1节的单光电子谱测量方法相同且拟合函数相同, 用刻度得到的每个PMT的7个拟合函数可重建出对应PMT的总单光电子谱(5.14式)、本 底谱(5.13式)和纯信号谱(5.11式)。图6.18的左上图是根据刻度参数重建出的中心探测 器模型内某只PMT的本底谱,其余是重建和抽样的纯信号谱的比较,光电子数依次 为1、5、10, 抽样后的光电子谱与重建谱一致。 PMT的电荷展宽仅影响能谱的分辨 率,不影响能谱的基本形状。而放射源外壳对能谱的形状有明显的影响。这几个γ源的 封装外壳都为圆柱形,大小稍有不同,直径1.7cm-2.4cm,高0.6cm-1.4cm不等。外



图 6.18: 根据PMT刻度参数得到的PMT的本底谱和光电子信号谱(左上为本底谱,包括 台阶和指数噪音两部分;其余为光电子信号谱)

壳材料均为有机塑料外涂环氧树脂。图6.19是在模拟中加入放射源外壳前后的模拟与数据能谱的比较。从图中可以看到由于放射源外壳对入射粒子能量的吸收而未能放出光学 光子使得能量全沉积的事例减少,能量有逃逸的事例增加,导致谱形的变化。而⁶⁰Co源 级联放射出两个γ光子,能谱高能端的峰对应两个γ的能量都需完全沉积的情况,所以 放射源外壳吸收γ能量的作用更为明显。放射源外壳对谱形的影响就是4.2.3节中提到的 前淬灭。



图 6.19: 放射源外壳对能谱的影响(图中实线为模拟结果,虚线为数据。上面两张图是模 拟中加入放射源外壳前后¹³⁷Cs能谱的比较,下面两张图是⁶⁰Co能谱的比较。)

位置响应

实验中从液体闪烁体底部开始沿探测器中心轴向上移动放射源,每隔15cm做 一次测量。放射源在探测器中心位置时记其位置为0cm,则从下往上在液体闪烁体内 有-48cm、-33cm、-18cm、0cm、12cm、27cm、42cm、50cm共8八点。¹³⁷Cs在探测 器中心即0cm点的模拟能谱与数据能谱符合后,保持所有参数不变,模拟其它点的能 谱。各点的能谱峰位值如图6.20中的左图所示,其中方块(红)为数据,三角(蓝)为模拟 结果,数据分析对应的上、中、下三圈PMT分别为14、11、15共40只。从这张图上可 以看到,数据点的结果显示中心探测器模型对放射源的能量响应在竖直方向是不对称 的,探测器上半部分的光电子输出比下半部分要多。虽然上反射板距离探测器中心水 平方向比下反射板近5cm,但按上、中、下三圈分别为15、15、15只PMT的理想情况模 拟,模拟结果显示上、下反射板距离的不对称并不导致探测器能量响应的上下不对称。 而且实验中上圈的PMT个数比下圈的要少,探测器上半部分的光电子输出却更多。模 拟中考虑了几种非理想情况来理解探测器在竖直方向的位置响应。由于液体闪烁体长期 置于有机玻璃罐中,且放射源和LED的刻度工作经常对液体闪烁体产生扰动,可能对液 体闪烁体的纯度造成影响,如果液体闪烁体的杂质沉积在有机罐底部阻碍了光学光子在 液体闪烁体底部的传播,则有可能引起探测器下半部分光输出的减少,也就造成光电子 的减少。相同的效果也有可能是矿物油的洁净度降低引起,特别是钢罐的底部,杂志沉 积在钢罐底部使底层矿物油的透明度降低或底部反射板的反射率降低,这都会引起光输 出的减少。模拟中还考虑钢罐制造精度的误差的可能性。如果三圈PMT的支架间距不 等、或中间圈PMT的支架水平中心并不在有机罐的水平中心,而是向上偏差,也有可 能造成数据显示的探测器上半部分光电子输出比下半部分多。模拟结果显示减少底部反 射板的反射率、将三圈PMT 位置上移6cm或者有机罐底部液体闪烁体有杂志沉积(模拟 时设置有机罐底面上的1mm厚的液体闪烁体衰减长度为1mm)均能使模拟与数据的不 对称趋势大致符合(图6.20的中图和右图)。



图 6.20: 中心探测器模型的位置响应的模拟与数据的比较(图中三角(蓝)为模拟得到的¹³⁷Cs在各位置的能谱峰位,方块(红)为数据。左图的模拟是理想光学过程的结果;中图的模拟三圈PMT上移的结果。右图的模拟是有机玻璃罐底部液体闪烁体有杂志沉积的结果。)

在中心探测器模型第一阶段和第二阶段的转换期间,即把探测器的靶物质从普通液

体闪烁体换成掺Gd液体闪烁体的探测器拆卸和重新安装期间,我们重新测量的探测器 的各部分尺寸,排除了PMT的支架制造精度问题。在抽取普通液体闪烁体的过程中也 并没发现可见的杂志沉积或是液体闪烁体透明度变差的情况。但是我们在抽取矿物油的 最后阶段发现钢罐底部约2~3cm的矿物油透明度变差,且在更换PMT的时候从钢罐底 部拾起部分杂质。综合考虑以上情况,我们将探测器模型第一阶段竖直方向上的不对称 性理解为钢罐底部的光路透明度变差,这包括杂质在底部的沉积使底部矿物油的透明 度变差、杂质在底部的沉积阻碍了底部反射板的功能的全部发挥、底部反射板反射性 能的下降等。在模拟中为了方便起见,将这可能的诸多因素用减小反射板的反射率来 表示。调节底部反射板的反射率和液体闪烁体的光产额使得¹³⁷Cs在探测器中心时模拟 与数据的能谱符合;保持光学参数不变,得到¹³⁷Cs在探测器中心竖直方向8个点的模拟 结果与数据一致(见图6.21和图6.22),同时,去掉上反射后的模拟结果也与数据一致(见 图6.23和图6.24)。此时光产额为10100光子/MeV,底部反射板的反射率时原来的50%。

能量非线性

¹³⁷Cs在探测器中心竖直方向各位置的模拟能谱与数据能谱符合后,保持所有参数 不变,模拟其它γ源在探测器中心时的能谱。图6.25即¹³³Ba,²²Na,⁶⁰Co的模拟的能 谱与数据的能谱的比较,从这张图上我们可以看到,模拟和数据的谱形都符合得很 好。但是图中的模拟能谱的能量都有平移。¹³³Ba,²²Na,⁶⁰Co的模拟谱分别沿横轴平 移-12.5%,8%和8.2%。按这四个放射源的γ光子能量、¹³⁷Cs的能谱峰位和这三个平移 量计算得到的相应的γ的峰位与表6.4 中的数据完全一致。 这说明G4dyb的模拟过程是 完全线性的,从入射粒子与物质的相互作用过程到光学模型直至PMT响应的数字化的 整个模拟都是线性的。这个结果在验证了G4dyb代码的同时说明了Geant4的光学模型不 能完全解释探测器里真实发生的物理过程。数据显示探测器对低能γ能量响应是非线性 的。从图6.7和表6.4中我们还可以看出,γ能量越低,探测器的能量响应偏离线性越多。 这个特性与液体闪烁体的固有性质相似,比如4.2.3节中提到的电离淬灭使液体闪烁体 对带电粒子的能量响应偏离线性,且带电粒子能量越低,非线性越明显。液体闪烁体 对γ的能量响应即对电子的能量响应,因此电离淬灭一定是引起探测器能量非线性的原 因之一。此外,由于液体闪烁体的吸收谱和发射谱有重叠,这造成了液体闪烁体对荧光 的自吸收和重新发射。液体闪烁体对光子的吸收重发射性质决定了短波长的契伦科夫辐



图 6.21:¹³⁷Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与数据的能谱 比较(实线(黑)是数据,虚线(红)是模拟结果。PMT上、中、下三圈分别 为14、14、13只共40只。)



图 6.22: ¹³⁷Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与数据的能谱峰位和分 辨率的比较(圆点(红)是数据,三角(蓝)是模拟结果。PMT上、中、下三圈分别 为14、14、13只共40只。)

射能够被液体闪烁体吸收而发射出长波长的光子,转化后的光子因为波长在PMT光电 面的光谱灵敏范围内而被探测到。我们知道契伦科夫辐射对带电粒子的"扰动"很小, 这部分光子几乎是额外产生的,这部分多出的光子也会影响探测器的线性响应。因此我 们在G4dyb的光学模型中加入液体闪烁体的两个重要性质,电离淬灭和吸收重发射,来 模拟探测器的能量非线性。

6.3.5 光学模型的调节

电离淬灭

我们在描述闪烁体荧光产生过程(scintillation,见6.2.1节第一部分)的代码里加入*Birks'Law*即4.4式来模拟电离淬灭效应,在模拟中即是:

$$\Delta E_{quench} = \frac{\Delta E}{1 + kB(\Delta E/\Delta X)} \tag{6.22}$$

其中, ΔE 是带电粒子每一步的能量沉积, ΔX 是步长, ΔE_{quench} 即这一步的有效能量沉积, ΔE_{quench} 与光产额的乘积就是这一步的光输出。kB常数的取值为Geant3提供的默认值0.0125 $g/(cm^2 \cdot MeV)$ 。模拟得到的不同带电粒子的光输出与粒子能量的关系如图6.26中的左图所示[115],与图4.14的Birks'Law理论计算曲线显示的非线性规律一致。但偏离线性的具体大小是与kB常数的取值有关的,4.3.3节里已讨论过,不同



图 6.23: 去掉上反射板后,¹³⁷Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与数据 的能谱比较(实线(黑)是数据,虚线(红)是模拟结果。PMT上、中、下三圈分别 为14、14、13只共40只。)

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究



图 6.24: 去掉上反射板后,¹³⁷Cs在中心探测器模型中心轴竖直方向各位置时模拟与数据 的能谱峰位和分辨率的比较(圆点(红)是数据,三角(蓝)是模拟结果。PMT上、 中、下三圈分别为14、14、13只共40只。)



图 6.25: ¹³³Ba, ²²Na, ⁶⁰Co在探测器中心时模拟与数据的能谱比较(实线(黑)是数据, 虚线(红)是模拟结果。左图¹³³Ba的能谱,中图为²²Na的能谱,右图是⁶⁰Co的 能谱。PMT上、中、下三圈分别为14、14、13只共40只。)



图 6.26: 电离淬灭引起的荧光输出与入射粒子能量的非线性关系曲线(左图是电子、质子 和α的电离淬灭曲线。右图显示电子的步长阈值对电离淬灭引起的非线性程度 和总荧光输出量的影响)

的液体闪烁体kB常数是不同的,在做进一步模拟前,我们先取Geant3的默认值。此 外, 6.22式用 $\Delta E/\Delta X$ 代替*Birks'Law*中的电离能损dE/dx使模拟出的总荧光输出S与能 量阈值有关。能量阈值即次级粒子的产生阈值。若母粒子的能量小于该能量阈值便不再 有次级粒子产生,此能量归属于母粒子的能量沉积。在Geant4的电磁相互作用的模型 中, 需给 e^+ 、 e^- 和 γ 设置步长阈值。对电子来说, $10\mu m$ 的步长阈值对应5.4KeV的能量 阈值,100µm的步长阈值对应80KeV的能量沉积,电子的最低能量阈值为250eV。电子 的能量阈值越低,则相同路径长度下对应的模拟步数越多、步长越小,造成 $\Delta E/\Delta X$ 可 能比实际电子在此能量下的dE/dx要大,或者实际情况下电子根本不能走到如此低 的能量就停止了。所以电子的步长阈值的设置不仅会影响探测器偏离线性的程度, 更会影响荧光输出总量,如6.26右图所示[134]。方块、圆点和三角分别为电子步长 阈值为250eV、10µm和100µm时得到的荧光输出的非线性曲线。从这三条曲线可以 看到: (i)G4dyb里描述的中心探测器模型几何里的液体闪烁体对电子的能量响应是 在1MeV以下开始偏离线性的。(ii)不同的步长阈值条件下,探测器对低能电子的响应偏 离线性的程度有所不同,但差别不大。(iii)步长阈值越低,总的有效能量沉积越小,总 的荧光光输出越少。虽然步长阈值的改变不太影响荧光的非线性,但对荧光光子数目 的影响会改变探测器内契伦科夫光与荧光的比例。由于契伦科夫光的数目对探测器的

非线性有贡献,所以荧光与契伦科夫光的比例决定了探测器最终的非线性。所以,我 们需要设置合适的电子步长阈值,但目前我们没有有力的证据说明电子的步长阈值究 竟是多少。在Geant3的Birks'Law模拟中,1MeV的γ光子在探测器中心时对应的有效 能量全沉积是没有电离淬灭时的能量全沉积的96%[116];于是我们调节电子步长阈值 为100μm,使相应的能量沉积的比例为95.5%,与Geant3一致;如图6.27所示。



图 6.27: 电离淬灭对1*MeV*γ的能量沉积的影响(左图是Geant3的模拟结果,右图 是G4dyb的模拟结果。)

吸收重发射

继电离淬灭之后,我们继续在闪烁体荧光产生过程的代码里加入闪烁体对光学 光子的吸收重发射过程。基于液体闪烁体的吸收谱和发射谱的重叠情况(6.3.3),我们 在G4dyb中放入如图6.28中上三角(紫色)所示的吸收重发射几率谱。 模拟吸收重发射过



图 6.28: 几种假设的液体闪烁体的吸收重发射几率谱

144

程如下:首先,无论是闪烁体荧光还是契伦科夫光,当其在液体闪烁体中被吸收时,按 其对应波长的吸收重发射几率来发射光子,按液体闪烁体的发射谱抽样得到发射光子 的波长。图6.29是模拟得到的重发射的光子的发射顶点和对应的被吸收光子的吸收顶点 之间的距离。其中发射顶点和吸收顶点之间的距离小于1cm的光子占总光子数的34%。 我们知道液体闪烁体荧光的自吸收和重发射之间的距离很短,通常小于1cm,因此这 里面有大部分光子是由荧光而不是契伦科夫光被吸收而发射出来的。在测量发射谱



图 6.29: 重发射的光子的发射顶点与吸收顶点的距离

时(4.3.4节),待测样品盛放在10*cm*的石英玻璃闭色皿中,所以Fluorolog-Tau-3荧光光谱 仪测量到的发射谱所对应的光子已经是经过液体闪烁体的自吸收后重新发射出的光子, 继续模拟荧光的吸收重发射就会对部分波长的荧光光子重复计数。和上一节中的讨论一 样,虽然液体闪烁体的荧光产额不影响其对应的能量的线性,但它与契伦科夫光的比例 会影响探测器的能量非线性。于是我们在模拟中设置标记将荧光重发射的光子和契伦科 夫光经液体闪烁体吸收后发射出的荧光光子分开,得到契伦科夫光子对能量非线性响应 的贡献(图6.30)。

6.3.6 模拟与实验数据的再比较

能量非线性

我们在G4dyb中定义的光学光子的波长范围是[200,800]nm,包括6.3.5中讨论的吸收重发射过程,仍然是在这个波长范围模拟光学过程。这是因为[200,800]nm已远大

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究



图 6.30: 契伦科夫光的吸收重发射特性。左图是发生吸收重发射的契伦科夫光子被吸收 前的光谱和吸收后再发射的光谱(实线是吸收前的波长分布,虚线是吸收后发射 光子的波长分布,即液体闪烁体的发射谱);右图是发生吸收重发射的契伦科夫 光子的吸收顶点和发射顶点的距离分布。

于PMT[300,600]nm的灵敏光谱范围(图5.12),而在PMT灵敏范围内的光学光子才能被 转换为光电子。所以在没有考虑吸收重发射过程以前, [200,800]nm 的波长范围已足 够。考虑吸收重发射效应以后就发现,短波长的契伦科夫光被液体闪烁体吸收后转 换为长波长的荧光落到PMT的光谱灵敏范围内而被PMT探测到;同时,从6.4式我 们知道,粒子发射的契伦科夫光子数与波长平方成反比,波长越短,光子数越多。 如果按图6.28中假想的那样,短波长的吸收重发射几率都是100%,那么我们模拟的 光子的波长下限越小,得到的契伦科夫光子就越多,经吸收重发射转换成的PMT探 测范围内的光子数就越多,从而探测器输出的光电子数就越多。可见,液体闪烁 体的吸收重发射几率不可能沿着短波一直为100%,到某个波长时应该下降到0。 图6.31的左图是KamLAND实验液体闪烁体的吸收重发射谱的测量值[135],纵坐标为相 对值,其中350nm处的绝对值为80%。从这张图上可以看到吸收重发射几率最大值未 到100%,且往短波方向时的几率在逐渐降低。由于实验测量到的重发射几率的波长 下限是100nm, KamLAND计算的契伦科夫辐射谱的波长下限也是100nm。如图6.32所 示[135], 按测量值外推到100nm的折射率(图6.31的右图[135])计算得到不同能量的e-在 其液体闪烁体中的契伦科夫光谱。从这张图上可以看到,0.1MeV的电子就可以产生契 伦科夫光,而这些光子由吸收重发射过程转换成PMT灵敏光谱范围内的光子,从而对

146

探测器总的能量响应作出贡献。从这张图上还可以看到,电子能量越高,产生的契伦科 夫光越多,转换成的PMT可探测到的光子就越多,且光子数的增加比电子能量的增大 要快,从而对探测器的能量非线性作出贡献。



图 6.31: KamLAND液体闪烁体的部分光学性质。左图是KamLAND实验的液体闪烁体 和溶剂十二烷的吸收重发射几率谱的测量值。右图是KamLAND实验的液体闪 烁体的折射率的测量值(100nm-200nm的折射率为外推值)。



图 6.32: 不同能量电子在KamLAND液体闪烁体里的契伦科夫光谱

根据6.3.5节的光学模型的调整,以及上述的吸收重发射波长下限的讨论,新的 光学模型可表述为: 在吸收重发射几率谱决定的光学光子的波长范围内模拟探测器 对e⁻或γ的能量响应*E_{vis}*

$$E_{vis} = QE * (E_{quench} * A + N_{ch}) \tag{6.23}$$

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

其中 E_{quench} 是用6.22式模拟得到的 e^- 或 γ 在液体闪烁体中的有效沉积能量,A是液体闪烁体的光产额, N_{ch} 是模拟契伦科夫光经吸收重发射后的有效贡献光子数,QE是PMT的量子效率。我们用此光学模型来模拟中心探测器模型第二期对各 γ 源的能量响应。中心探测器模型第二期的靶物质是掺Gd液体闪烁体,刻度时除了用¹³³Ba,¹³⁷Cs,²²Na,⁶⁰Co四个 γ 源外,还加入了两个中子源,Pu - C源和Cf源。中子被Gd俘获后会放出总能量为8MeV的 γ 光子。Pu - C的主要衰变道会放出6.13MeV的 γ 光子。中心探测器模型第二期



图 6.33: 心探测器模型第二期模拟与数据的能量非线性比较

的γ源刻度相比第一期多出3个能量点的数据,且能量范围延伸到8MeV,因此我们 用第二期的γ源的数据与模拟进行比较来调节光学参数。相比第一期的光学参数, 在第二期的模拟中需更换液体闪烁体的吸收谱(发射谱和光产额的测量值几乎完全 相同)、上反射板ESR的反射率(代替之前的铝膜)、新的有机玻璃罐的衰减长度,此 外PMT响应的数字化要加入新更换的PMT及新近坏掉的PMT的作用。可测量光学参数 更新后,按6.23式,固定*Birks'Law*的*kB*常数为Geant3默认值0.0125*g*/(*cm*² · *MeV*)、 调节电子的步长阈值以改变*Equench*;调节光产额*A*;调节吸收重发射谱的波长下限 以改变*N_{ch}*,三个可调参数的联合调节可以使模拟与数据的能量非线性取得一致,如 图6.33所示[136]。图中圆点为模拟结果(红色),方块为数据点(黑色)。此时的光子波长 范围是[65,800]nm; 电子步长阈值为2µm; 光产额为10110光子/MeV。

6.4 本章小结

Geant4一个突出优点是它提供了Geant3所没有的光学模型,能够完整而细致地模拟 光学光子的产生、传播过程,适合应用于大型液体闪烁体探测器和水契伦科夫探测器 的相关模拟。我们基于Geant4编写了大亚湾实验的模拟程序包G4dyb,并将Geant4的 光学模型完整应用于G4dyb中。此外我们将GLG4sim程序包里的PMT光学模型移植 于G4dyb,完成光学光子的收集和光电转换过程。

我们用G4dyb对中心探测器模型第一期和第二期的γ源刻度实验进行模拟,完整光 学模型需要的参数有:

(1)探测器物质组成及物理性质:元素组成、比例、密度;

(2)探测器物质的光学性质;

常数参数:掺Gd液体闪烁体和普通液体闪烁体(下面统称液体闪烁体)的光产额和
 衰减时间常数

函数参数:液体闪烁体发射谱,液体闪烁体、有机玻璃罐和矿物油的衰减长度,液体闪烁体、有机玻璃罐和矿物油的折射率,上下反射板铝膜的反射率,钢罐内表面的反射率

• PMT光学模型参数:光电倍增管入射窗玻璃和光电面的折射率,光电倍增管光电面的量子效率

用第三章和第四章的测量值代替以上光学参数的假设值或Geant4中的默认值后,通 过对光学模型的检验、光学参数的调节,模拟得到的中心探测器模型的对几种γ源的能 谱与能量分辨率均与实验数据符合得很好。

由于探测器模型第一期的实验数据显示出的探测器位置响应的上下不对称性, 即探测器上半部分的能量响应比下半部分多,不能在以上的理想光学模型中得到解 释。我们试图在光学模型中加入非理想光路来理解数据,如液体闪烁体底部有杂志沉 积、PMT支架建造误差、钢罐底部有杂质沉积等。然而,探测器模型第一期与第二期 实验的转换过程排除了以上假设的两种情况,只观察到钢罐底部和白油底部的光学性质 遭到污染。而且,中心探测器模型的第二期即使在实验初期仍然有上下非对称性的存 在。综上,我们推测探测器模型内底部反射板铝膜的光学性能变差,并用降低底部反射

板反射率的方法模拟可能的诸多非理想情况造成的综合效果。当底部反射板的反射率为 离线测量值的50%时,在光学参数不变情况下,模拟得到的γ源在探测器中心轴竖直方 向各个位置的能谱峰值与分辨率均与数据一致,且能谱符合地很好;同一套光学参数, 模拟去掉上反射板后探测器对γ源的各位置的能量响应,也与数据取得一致。

然而以上光学模型不能解释中心探测器模型对低能γ和电子的非线性响应。我们 在Geant4的光学模型中加入液体闪烁体的电离淬灭效应和契伦科夫光的吸收重发射过程 来模拟探测器在低能端偏离线性的特性。此模型的修改需要引入新的光学参数:

- •常数参数: Birks'Law中的kB常数,电子步长阈值
- •函数参数:液体闪烁体的吸收重发射几率

按假设的吸收重发射几率谱,并用65nm的波长下限,用Geant3的默认kB常数0.0125g/(cm²·MeV)和10110光子/MeV的光产额,模拟得到的探测器非线性响应与数据一致。但这仅仅只能在理论上说明此方法可以解释数据,按假设的吸收重发射谱和kB常数得到的光学参数如光产额、65cm波长下限及2µm的电子步长阈值却不一定与实际值相符。第三章提到,我们已测量到中心探测器模型用的液体闪烁体的kB常数,吸收重发射几率的测量也在进行中。得到真实的吸收重发射几率谱即得到模拟需要的波长下限。若能用此套测量值的模拟取得与实验数据一致的结果,则完全解释了探测器模型的各种性能并同时确定了各项光学参数,接下来就可将此所有的光学参数应用于大亚湾中心探测器的模拟,预计探测器性能,并与真实的实验数据比较。若此套测量值得到的模拟结果不能解释数据,我们需要继续挖掘模型内部可能的物理过程和非理想过程并探索新的光学模型来理解探测器的能量非线性。

第七章 反应堆实验△M²₃₁测量精度

第二章已经提到,除了 θ_{13} 和*CP*破坏相角外,目前轻子混合矩阵中未知的参数还 有 ΔM_{32}^2 的符号,这就导致三代中微子的质量等级问题(mass hierarchy)。在这一章里将 研究短基线的反应堆实验在测量混合角 θ_{13} 的同时能够得到的 ΔM_{31}^2 的测量精度,并且探 讨一般的短基线反应堆中微子实验和大亚湾实验解决中微子质量等级问题的可能性。

7.1 中微子质量的等级问题

在2.1.2节中介绍过SNO等太阳中微子实验和SuperK等大气中微子实验已经有力地 证实中微子有质量,并且不同味道之间的中微子存在混合,即中微子振荡。随后这些天 然中微子源的实验结果分别在人工中微子源的加速器中微子实验和反应堆中微子实验中 获得确认。对于三代中微子的模型,中微子振荡是由三个混合角θ₁₂,θ₂₃,θ₁₃和CP破 坏相角δ决定的;此外,中微子振荡还依赖于三代中微子质量平方差,它们满足下面的 求和关系:

$$\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2 \tag{7.1}$$

其中 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, $m_i \pi m_j \beta$ 别表示中微子第i和第j个质量本征态的质量。到本 文此工作结束为止,中微子振荡实验给出的质量平方差大小为: $\Delta m_{21}^2 = 7.8^{+0.6}_{-0.5} \times 10^{-5} eV^2$, $\Delta m_{32}^2 = 2.4^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{-3} eV^2$ [137]。按7.1式的求和关系, $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$ 。由于 中微子振荡的观测要求中微子质量没有简并,这样三代中微子的质量大小关系就一共 有六种排列方式,根据上面的两个平方差的测量结果,有两种排列方式不满足7.1式 的求和关系。余下的四种排列方式被分类为正向质量等级(normal hierarchy)和反转质 量等级(inverted-hierarchy)。为方便讨论,目前国际上一致假设最轻的中微子质量为

零, $\Delta m_{21}^2 > 0$,当 θ_{12} 在0至 $\pi/2$ 范围内。在这样的规定下,如图7.1所示,正、反质量等级问题就是到底 $m_1 < m_2 < m_3$ 还是 $m_3 < m_1 < m_2$ 。每两个质量本征态之间的质



图 7.1: 三代中微子质量本征态的排列方式。左边对应正向质量等级,右边对应反转质量 等级。

量大小的差别由实验测量得到的 Δm^2 决定。中微子的质量等级问题除导致 Δm_{31}^2 的符号 不能确定外,正、反质量等级所对应的 $\nu_1 和 \nu_3$ 的质量差大小也不相同。正向质量等级 时, $\nu_3 = \nu_1$ 的质量差大小为 $0.058^{+0.002}_{-0.003}eV$,比反转质量等级时大0.01eV。相应的,正向 质量等级时 Δm_{31}^2 的大小比反转质量等级时大 $2\Delta m_{21}^2$,即 $0.156 \times 10^{-3}eV^2(\Delta m_{21}^2$ 取中心 值 $7.8 \times 10^{-5}eV^2$)。

如本文2.1.2节所述,正在建造的短基线反应堆中微子实验的目标是精确测量最后一个未知混合角 θ_{13} ,如图2.10和公式2.12所示,在短基线情况下,振荡几率与包含 θ_{12} 的振荡项无关,只对 θ_{13} 和 $\Delta m_{31}^2 > 0$ 敏感。如果 θ_{13} 不为0,短基线反应堆实验就有可能在精确测量 θ_{13} 的同时限制 Δm_{31}^2 大小的误差在一定范围内,从而判断中微子的正、反质量等级。我们用含pull项的 χ^2 谱分析方法及global scan的拟合方法计算典型的短基线反应堆中微子实验能够测量到的 Δm_{31}^2 大小的精度,然后具体到大亚湾实验,分析大亚湾实验对 Δm_{31}^2 大小的测量精度。

152

7.2 短基线反应堆实验和大亚湾实验的ΔM²₃₁测量精度

 χ^2 分析是高能物理实验中普遍用到的有效方法。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。我们根据系统误差的不同性质,将其自然地引入 到 χ^2 函数中,即用含pull项的 χ^2 函数计算实验的测量精度。由于振荡几率是基线长度*L* 和中微子能量*E*的函数,振荡效应将带来计数的减少以及能谱的扭曲。我们用计数和能 谱的联合分析方法计算实验的测量精度。考虑以上两点,含pull项的 χ^2 函数可以写成:

$$\chi^{2} = \sum_{A=1}^{N_{det}} \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{\left[M_{i}^{A} - T_{i}^{A}\left(1 + \alpha_{c} + \sum_{r} \omega_{r}^{A} \alpha_{r} + c_{i} + \alpha_{D} + \alpha_{d}^{A}\right) - b^{A} B_{i}^{A}\right]^{2}}{T_{i}^{A} + (\sigma_{b2b} T_{i}^{A})^{2}} + \frac{\alpha_{c}^{2}}{\sigma_{c}^{2}} + \sum_{r} \frac{\alpha_{r}^{2}}{\sigma_{r}^{2}} + \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{c_{i}^{2}}{\sigma_{shp}^{2}} + \frac{\alpha_{D}^{2}}{\sigma_{D}^{2}} + \sum_{A=1}^{N_{det}} \left[\left(\frac{\alpha_{d}^{A}}{\sigma_{d}}\right)^{2} + \left(\frac{b^{A}}{\sigma_{B}}\right)^{2} \right], \quad (7.2)$$

其中,A标记不同的探测器,i标记不同的能量bin,r标记不同的反应堆。 T_i^A 表示 探测器A的第i个能量bin里的期望计数, M_i^A 表示探测器A的第i个能量bin里的测量计 数, ω_r^A 表示 T^A 中来自反应堆r的贡献, B_i^A 表示探测器A的第i个能量bin里的本底计 数。 α_c , α_r , α_D 、 α_d 、 c_i 和b是最小化参数,对应的系统误差分别是 σ_c , σ_r , σ_D 、 σ_d 、 σ_{shap} 和 σ_B 。此外, σ_{b2b} 是由本底减除时带来的误差。假设以上各类系统误差都 满足高斯分布,那么可以证明,上式的 χ^2 函数严格等同于协方差矩阵形式的 $\chi^2 = (M-T)^T V^{-1}(M-T)$,其中V是包含系统误差的(M-T)的协方差矩阵[138]。

以上各系统误差分别为:

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%。在近、远点相对测量中几乎完 全被抵消掉。

 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,根据以前的反应堆实验的经验,单个反应堆的非关联误 差是2%。 ω_r^A 是探测器A测得来自反应堆r的事例数与探测器A测得的来自所有反应堆的 事例的比值,并且在每个探测器中都满足 $\sum_r \omega_r^A = 1$ 。当最小化 α_r 的过程中,非关联误 差自动被部分抵消掉。如果近点探测器位置选取的好,反应堆的非关联误差可能大部分 抵消,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 博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

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%。

 $\sigma_{\rm shp}$ 表示谱形的误差,采用ILL实验[139]的测量结果,约为2%。

 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100%。

 $\sigma_b 2b$ 表示由本底减除带来的能量区间的非关联误差。

反应堆实验的每对测量值 $\Delta m_{31}^2 \pi \sin^2 2\theta_{13}$ 通过最小化 α 和其它最小化参数得到 χ^2 的值,那么最小的 χ^2 对应的 $\Delta m_{31}^2 \pi \sin^2 2\theta_{13}$ 就是最佳的拟合参数。这个最小的 χ^2 叫做 χ^2_{best} 。

如果变化 $\Delta m_{31}^2 \eta_{sin}^2 2\theta_{13}$ 两个参数,从最佳拟合值去寻找90%的置信区间叫 做global scan,即 $\Delta \chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{best} < 4.61$,在没有实验数据的情况下,程序计算 出的 $\chi^2_{best} = 0$,也就是 $\chi^2 < 4.61$ 。所以为了计算实验对 Δm_{31}^2 的测量精度,我们假 设 Δm_{31}^2 为当前中微子实验数据拟合的中心值 $2.5 \times 10^{-3} eV^2$,假设sin² 2 θ_{13} 为0到0.1之 间的确定值,计算得到 T_i^A 。这样,对每一对 $\Delta m_{31}^2 \eta_{sin}^2 2\theta_{13}$ 的最佳拟合值,变 化 $\Delta m_{31}^2 \eta_{sin}^2 2\theta_{13}$ 的大小,计算得到测量值 M_i^A ,分别寻找与 $\chi^2 < 4.61$ 和 $\chi^2 < 2.30$ 对 应的 90%和 68%置信区间,得到每个 sin² 2 θ_{13} 值对应的 Δm_{31}^2 在一定系统误差参数和反应堆功率、探测器靶质量和基线长 度的设置下得到的 $\Delta m_{31}^2 \epsilon_{sin}^2 2\theta_{13}$ 取各不同值时的测量精度。将各sin² 2 θ_{13} 最佳拟合 值对应 Δm_{31}^2 的测量精度连接起来,得到如图7.3的两条包络线,即 Δm_{31}^2 的测量精度 随sin² 2 θ_{13} 的连续变化。

为了不失一般性,我们先考虑一般的短基线反应堆实验的Δm²₁₃测量精度。对应于7.2式的实验参数设置为:反应堆和近、远点探测器在一条直线上。反应堆个数r=1,热功率10GW;近点探测器2个模块,每个模块靶质量25T,基线长度300m;远点探测器4个模块,每个模块靶质量25T,基线长度2000m。取数时间三年,每年300天。各系统误差大小见表7.1,其中探测器关联误差和反应堆关联误差合并为一

154



图 7.2: Δm²₃₁测量精度随sin² 2θ₁₃的变化关系。虚线代表68%置信区间的测量精度,实线 代表90%置信区间的测量精度。



图 7.3: Δm²₃₁测量精度随sin² 2θ₁₃的连续变化。虚线代表68%置信区间的测量精度,实线 代表90%置信区间的测量精度。

$\sigma_{corr}(\sigma_c + \sigma_D)$	σ_r	σ_d	σ_{shp}	σ_B	$\sigma_{b2b}(near)$	$\sigma_{b2b}(far)$
3%	2%	0.5%	2%	100%	0.5%	0.2%

表 7.1: 计算中设置的一般反应堆实验系统误差取值

个总的关联误差,大小为3%。按此实验设置和系统误差设置,取 Δm_{13}^2 的最佳拟合值为2.5×10⁻³ eV^2 ,在0至0.1范围内依次变化sin²2 θ_{13} 的最佳拟合值的取值,计算得到的 Δm_{13}^2 的测量精度随sin²2 θ_{13} 取值的变化,如图7.4所示。上一节已经提到,按中



图 7.4: 一般反应堆实验Δm²₃₁测量精度随sin² 2θ₁₃的变化关系。虚线代表68%置信区间的 测量精度,实线代表90%置信区间的测量精度。两条水平实线表示Δm²₃₁的测量 误差在此范围内即可确定中微子正、反质量等级。

微子各混合参数的中心值计算,正、反质量等级的 Δm_{31}^2 的差别为0.156×10⁻³ eV^2 。 按此差别计算,当 Δm_{31}^2 的测量精度小于0.156×10⁻³ eV^2 时,就可单边确定中微 子正、反质量等级。对应于2.5×10⁻³ eV^2 最佳拟合值,允许的误差范围所确定 的 Δm_{31}^2 的取值在(2.344 – 2.656)×10⁻³ eV^2 之间,即图7.4中两条水平的平行线之间 的部分。图中的包络线与两条平行线的交点决定了sin² 2 θ_{13} 的值在多大以上反应 堆实验才能确定质量等级。这张图的结果显示,对一般反应堆实验来说,在90%置 信区间,当sin² 2 θ_{13} > 0.078时,实验的 Δm_{31}^2 的测量精度才能确定中微子质量等 级,而在68%置信区间,对应的sin² 2 θ_{13} 需大于0.056。无论是与目前global fitting的结 果sin² 2 θ_{13} < 0.04相比较,还是与大亚湾sin² 2 θ_{13} ≤ 0.01 的物理目标相比较,这个能确 定质量等级的 Δm_{31}^2 的测量精度对应的sin² 2 θ_{13} 的结果都偏大。为此,我们考虑一个极限 情况,即所有系统误差都为零的理想情况。在实际计算中,为避免分母为零,表7.1中 的所有系统误差参数取值均为1.0 × 10⁻⁹。图7.5 即是此理想情况下计算得到的 Δm_{31}^2 测量精度。从图上可以看到,在90%置信区间,当sin² 2 θ_{13} > 0.06时,实验的 Δm_{31}^2 的测量 精度才能确定中微子质量等级,而在68%置信区间,对应的sin² 2 θ_{13} 需大于0.043。比一 般的系统误差大小设置时的sin² 2 θ_{13} 结果小0.02。



图 7.5: 理想的无系统误差条件下一般反应堆实验的Δm²₃₁测量精度随sin² 2θ₁₃的变化关 系。虚线代表68%置信区间的测量精度,实线代表90%置信区间的测量精度。两 条水平实线表示Δm²₃₁的测量误差在此范围内即可确定中微子正、反质量等级。

除系统误差为0的情况外,还有另一个极限情况,即统计误差为0,在计算中即是将7.2式的第一项的分母 T_i^A 取值为0。计算结果如图7.6所示,90%和68%的置信区间分别要求sin² 2 θ_{13} 大于0.018和0.026,此取值范围已在gloab ft范围之内。联合两种极限情况,很明显的结论是,反应堆实验若想直接通过 Δm_{31}^2 的测量精度解决质量等级问题,

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

需要增加统计量;统计量若不够,系统误差的减小无法解决问题。在讨论统计量问题



图 7.6: 理想的无统计误差条件下一般反应堆实验的Δm²₃₁测量精度随sin² 2θ₁₃的变化关 系。虚线代表68%置信区间的测量精度,实线代表90%置信区间的测量精度。两 条水平实线表示Δm²₃₁的测量误差在此范围内即可确定中微子正、反质量等级。

之前,我们先看大亚湾反应堆实验的系统误差和统计误差决定的 Δm_{31}^2 的测量精度能有 多大可能解决中微子质量等级问题。大亚湾实验参数设置为:6个反应堆,两个近点探 测器,一个远点探测器。每个反应堆热功率2.9GW;每个近点探测器2个模块,远点探 测器4个模块,每个模块靶质量20T。基线长度见表2.2。取数时间三年,每年300天。 与7.1中的系统误差相比较,大亚湾实验与一般反应堆实验的本质区别是探测器非关联 误差和与本底谱扣除相关bin-to-bin误差。大亚湾实验要求的探测器非关联误差 σ_d 为 每个模块0.38%。为了设置bin-to-bin误差,我们在计算中考虑实验的三种本底,天然 放射性、快中子和⁹Li/⁸He。图7.7是这三种本底的谱形,按每种本底的谱形和其在大 亚湾每个实验点的频率计算得到各种本底与中微子事例计数的信噪比,将信噪比总和 作为 σ_{b2b} 代入7.2式做计算。此外,在计算中微子事例数时,我们还考虑了反符合系统 探测本底事例时带给中心探测器的死时间。图7.10是按以上实验设置和误差大小计算 出的大亚湾实验的 Δm_{31}^2 测量精度。若在90%和68%的置信区间解决质量等级则分别要 求sin²2 θ_{13} 大于0.052和0.07。

158



图 7.7: 大亚湾实验三种主要本底的能谱以及它们与振荡信号的比较。此处的振荡信号为 无振荡时的期望计数与sin² 2*θ*₁₃ = 0.01时的振荡计数的差值。



图 7.8: 大亚湾实验的Δm²₃₁测量精度随sin² 2θ₁₃的变化关系。虚线代表68%置信区间的测量精度,实线代表90%置信区间的测量精度。两条水平实线表示Δm²₃₁的测量误 差在此范围内即可确定中微子正、反质量等级。

博士论文:大亚湾实验中心探测器模型和ΔM²₃₁测量精度的研究

7.3 确定质量等级所需的光度

上一节分别计算了一般反应堆实验在无系统误差和无统计误差两种理想情况 下 Δm_{31}^2 的测量精度。结论是反应堆实验若要解决中微子质量问题需增加统计量。 为此,我们定义一个光度的物理量:光度=靶质量×热功率×运行时间。按一般反 应堆实验的设置和系统误差(表7.1)大小计算实验的 Δm_{31}^2 测量精度达到±0.0156× $10^{-3}eV^2$ (即确定中微子质量等级)时所需的光度。其中,sin²2 θ_{13} 的最佳拟合值取 值0至0.1, Δm_{31}^2 取中心值2.5×10⁻³ eV^2 。计算结果如图??所示。



图 7.9: 一般反应堆实验为确定中微子质量等级所需的光度随sin² 2θ₁₃的变化关系。虚线 代表68%的置信区间,实线代表90%的置信区间。

从这张图上我们可以看到,如果sin² 2θ₁₃的值小于0.01,那么无论是在68%还是 在90%的置信区间内,无论如何增大探测器或是增加运行时间还是把全世界的核反应 堆都放到一起,也无法确定中微子的正、反质量等级。68%置信区间对应的sin² 2θ₁₃的 极限是0.0175,90%置信区间对应的sin² 2θ₁₃的极限是0.025。和上一节一样,考虑无 系统误差的理想情况时,得到的为确定正反质量等级所需的实验光度随sin² 2θ₁₃的 变化关系如图??。若sin² 2θ₁₃等于0.01,那么在68%置信区间下实验需要的光度约 为60000(*T* · *GW* · *Year*)。在90%置信区间实验需要约120000(*T* · *GW* · *Year*)的光度。 按100T靶质量、10GW的功率计算,实验需要相应地运行60年和120年。



图 7.10: 无系统误差条件下,一般反应堆实验为确定中微子质量等级所需的光度 随sin² 2θ₁₃的变化关系。虚线代表68%的置信区间,实线代表90%的置信区间。

7.4 本章小结

本章用含pull项的 χ^2 函数和global-scan方法计算短基线反应堆实验中 ΔM_{31}^2 的测量 精度,研究此类反应堆实验和大亚湾实验确定 ΔM_{31}^2 符号的可能性。计算中 Δm_{31}^2 的 最佳拟合值的取值为当前中微子实验的global fit的中心值2.5×10⁻³eV²。sin²2 θ_{13} 的 最佳拟合值在0至0.1范围内变化。计算结果显示,若sin²2 θ_{13} 大于0.078和0.056,则一 般反应堆实验可以分别在90%和68%的置信区间内单边确定中微子的正反质量等级 问题。大亚湾实验对应的sin²2 θ_{13} 值需分别大于0.07和0.052,与一般反应堆实验的 计算结果相当。进一步的光度计算结果表明,一般的反应堆实验系统误差条件下, 若sin²2 θ_{13} 小于0.01,无论怎样增加统计量也无法解决质量等级问题。即使系统误差为 零,sin²2 θ_{13} 小于0.01时,为确定正、反质量所需的统计量也不大现实。用核反应堆实 验的 Δm_{31}^2 测量精度确定中微子质量等级问题直接依赖于sin²2 θ_{13} 的实际大小。

第八章 结论

大亚湾实验的中心探测器被设计为使用液体闪烁体和光电倍增管的三层同心圆柱结构的探测器,通过反β衰变探测来自反应堆的反电子中微子。为检验中心探测器设计, 我们建造了一个一个两层同心圆柱结构的中心探测器模型,利用放射源此模型进行了深 入研究。探测器的两个核心构成液体闪烁体和光电倍增管的性能直接决定了探测器性 能,为此,本文分别液体闪烁体和光电倍增管进行了详尽的测量和研究。这些研究结果 为大亚湾实验液体闪烁体配方的选择和检验、光电倍增管特性要求的制定和测量提供了 重要依据。主要研究结果如下:

(1)高能所为大亚湾实验研制的掺Gd液体闪烁体的光产额为标准蒽晶体的53%; 衰 减长度为13.7m@440nm; 可满足大亚湾实验的要求。到目前为止, 探测器模型对放射 源的光电子产额的变化小于1%, 即液体闪烁体的长期稳定性一直保持良好。此外, 此 种液体闪烁体的kB常数为6.489×10⁻³g/(MeV·cm²), 衰减时间常数为4.4ns左右。

(2)EMI的8"光电倍增管的各项基本性能参数如后脉冲时间分布,入射角效应,量子 效率谱形等都是很相似的。在相似的基本特性框架下,不同的PMT有着一定的个体差 异,比如动态范围、线性区间等。中心探测器模型里的45只光电倍增管是从500只 EMI 8"光电倍增管中挑选出的峰谷比最好、噪音最低的光电倍增管,也是特性参数的个体差 异小的光电倍增管;这样在保证探测器能量分辨率的同时,实验通过最小的在线调节使 所有光电倍增管的性能趋向一致,保证探测器的均匀性。余下光电倍增管用于大亚湾实 验对光电倍增管性能要求相对较低的水契伦科夫探测器。

将以上研究结果及中心探测器模型内其它物质的光学性质的测量结果作为光学参数 用于G4dyb的光学模型。通过光学参数的调节和光学模型的改变,G4dyb模拟得到的中 心探测模型对几种不同γ源刻度的能谱、分辨率和位置响应均与实验数据一致。然而到

此为止,光学模型不能解释中心探测器模型对低能γ或电子的非线性响应。在Geant4的 光学模型中加入液体闪烁体的电离淬灭效应和契伦科夫光的吸收重发射过程可以使探测 器在低能端偏离线性的特性与数据一致。然而这一修改带来kB常数和吸收重发射几率 谱两个新的光学参数并依赖于光子的波长下限和模拟中电子步长阈值,即共四个未知 参数。目前KB常数已有测量结果。吸收重发射几率谱的测量可同时确定光子的波长下 限,所以今后的探测器非线性响应的研究有可能从吸收重发射几率谱的测量结果开始变 得逐渐清晰。

除混合角外,描述中微子振荡的参数还有质量平方差。到目前为止,中微子实验 告诉了我们 Δm_{21}^2 的大小和 Δm_{32}^2 的绝对值,还未能确定 Δm_{32}^2 的符号,这导致了所谓 的中微子质量的等级问题,所以本文还探讨了一般的短基线反应堆中微子实验和大亚 湾实验解决中微子质量等级问题的可能性。用含pull项的 χ^2 函数和global-scan 方法计算 反应堆实验对 ΔM_{31}^2 的测量精度。计算中 Δm_{31}^2 的最佳拟合值的取值为当前中微子实验 的global fit的中心值2.5×10⁻³ eV²。sin² 2 θ_{13} 的最佳拟合值在0至0.1范围内变化。计算 结果显示,在90%置信区间内,当sin² 2 θ_{13} 大于 0.078时,一般反应堆实验才能确定中微 子质量等级问题。对大亚湾实验来说,sin² 2 θ_{13} 需大于 0.07。若sin² 2 θ_{13} 小于0.01,短 基线反应堆实验是无法解决中微子质量等级问题的。

参考文献

- [1] D. Decamp et al., CERN-EP/89-169, Phys. Lett. **B235**, 399(1990)
- [2] H. Band et al., SLAC-PUB-4990, published in the Proceedings of the Fourth Family of Quarks and Leptons, Santa Monica, CA, Feb 23-25, 1989
- [3] C. S. Wu et al., Phys. Rev.105, 1413(1957).
- [4] P. Lipari, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 274(2002).
- [5] http://www-boone.fnal.gov
- [6] http://www-sciboone.fnal.gov
- [7] http://minerva.fnal.gov
- [8] http://www.sns.ias.edu/jnb
- [9] R. Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. 32, 13(1994); B. T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. 496, 505(1998).
- [10] J. N. Abdurashitov et al. [SAGE Collaboration], J. Exp. Theor. Phys. 95, 181(2002).
- [11] W. Hampel et al. [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B. 447, 127(1999)
- [12] Daya Bay Collaboration, arXiv: hep-ex/0701029.
- [13] C. H. Albright et al. [Neutrino Factory/Muon Collider Collaboration].

参考文献

- [14] M. Apollonio*et al.*(Chooz Collaboration), Phys. Lett. B420, 397(1998); Phys. Lett.
 B466,415(1999); Eur. Phys. J. C27, 331(2003).
- [15] T. Araki*et al.*[KamLAND Collaboration].
- [16] C. Athanassopoulos et al. [LSND Collaboration], Nucl. Instr. Meth. A388, 149(1997).
- [17] http://pupgg.princeton.edu/borexino/welcome.html
- [18] C. Kraus[SNO+ Collaboration], Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 150(2006).
- [19] E. Churchet al. [BooNe Collaboration] FERMILAB-PROPOSAL-0898.
- [20] http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index.html
- [21] http://amanda.berkeley.edu/
- [22] http://www-numi.fnal.gov/
- [23] http://www-e815.fnal.gov/
- [24] http://www-nova.fnal.gov/
- [25] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz.34, 247(1957).
- [26] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870(1962).
- [27] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17, 2369(1978); S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, Yad.
 Fiz. 42,1441(1985)[Sov. J. Nucl. Phys. 42,913].
- [28] J. M. Conrad, Neutrino Experiments, arXiv:hep-ex/0708.2446v1.
- [29] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D 57, 3873(1998).
- [30] B. Kayser, "Neutrino Mass, Mixing, and Flavor Chang", available from the PDG website: http://pdglive.lbl.gov/Rsummary.brl?nodein=S067&exp=Y, W. -M. Yaoet al., J. Phys. G 33, 1(006).
- [31] A. Strumia and F. Vissani, Nucl. Phys. B **726**, 294(2005).

- [32] Y. Totsuka, Nucl. Phys. A663, 218(2000); Y. Fukuda*et al.* Phys. Rev. Lett. 81, 1562(1998).
- [33] D. Casper*et al.* Phys. Rev. Lett. 66, 2561(1991); R. Becker-Szendy*eta al.* Phys. Rev. Lett. 69, 1010(1992).
- [34] Y. Fukuda*et al.*[Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Lett. B433, 9(1998);
 Phys. Lett. B436, 33(1998); Phys. Rev. Lett. 81, 1562(1998); Phys. Rev. Lett. 82, 2644(1999); Phys. Lett. B467, 185(1999); Y. Ashie*et al.*[Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D71, 112005(2005).
- [35] S. H. Ahn*et al.* [K2K Collaboration], Phys. Lett. B511, 178(2001); Phys. Rev. Lett.
 90, 041801(2003); Phys. Rev. D74, 072003(2006).
- [36] D. G. Michaelet al. [MINOS Collaboration].
- [37] N. Saoulidou for the MINOS Collaboration, http://theory.fnal.gov/jetp/ July 19, 2007.
- [38] The MINOS Collaboration contributed to the 30th International Cosmic Ray Conference(ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 July 2007.
- [39] http://fn872.fnal.gov/
- [40] http://www.cern.ch/opera
- [41] J. Hosaka*et al.*[Super-Kamiokande], Phys. Rev. D73, 112001(2006).
- [42] http://www.sno.phy.queensu.ca.
- [43] B. Aharmimet al. [SNO Collaboration].
- [44] T. Schwetz, Phys. Scripta **T127**, 1(2006).
- [45] M. G. Albrow*et al.*, arXiv:hep-ex/0509019.
- [46] http://jnusrv01.kek.jp/public/t2k/

- [47] V. Barger, P. Huber, D. Marfatia and W. Winter, arXiv:hep-ph/0703029.
- [48] F. Boehm*et al.*(Palo Verde Collaboration), Phys. Rev. Lett. 84, 3764(2000); Phys. Rev. D62, 072002(2000); Phys. Rev. D64, 112001(2001); A. Piepke*et al.*, Nucl. Instr. Meth. A432, 392(1999).
- [49] J. Liu, Daya Bay Technical Note, **DocDB357** (2006).
- [50] L. Zhan, Daya Bay Technical Note, **DocDB796** (2007).
- [51] L. Zhan, Daya Bay Technical Note, **DocDB464** (2007).
- [52] http://www.3m.com/product/information/Vikuiti-Enhanced-Specular-Reflector.html
- [53] http://anomet.com/cgi-bin/online/storepro.php
- [54] T. K. Gaisser and T.Stanev, "cosmic rays", review of particle physics, Phys. Lett. B592,1 (2004).
- [55] T. K. Gaisser, "Cosmic rays and particle physics", Cambridge university press, New York (1990)
- [56] O. Adriania*et al.*, Nucl. Instr. Meth. A488, 209 (2002).
- [57] 唐孝威, 《粒子物理实验方法》, 人民教育出版社, 北京, (1982).
- [58] 王铮, 大亚湾实验组会报告 2005.9.1
- [59] 王志民等,中心探测器模型实验记录 2006.12.21
- [60] A. Krebs, Ann. Physik **39**, 330 (1941).
- [61] I. Broser and H. Kallmann, Z. Naturforsch. 2a, 439 (1947).
- [62] G. T. Reynolds, F. B. Harrison and G. Salvini, Phys. Rev. 78, 488 (1950).
- [63] H. Kallmann and M. Furst, Phys. Rev. 79, 857 (1950).
- [64] R. C. Sangster and J. W. Irvine, J. Chem. Phys. 24, 670 (1956).
- [65] C. G. Bell and F. N. Hayes, "Liquid Scintillation Counting", p.83, Pergamon Press, London, (1958).
- [66] F. Perrin, Ann. Phys. **12**, 169 (1929).
- [67] F. N. Hayes, "Solutes and solvents for liquid scintillation counting", Packard Technical Bulletin, No.1 (revised 1963).
- [68] J. B. Birks, "Solutes and solvents for liquid scintillation counting", Koch-Light (1972).
- [69] E. D. Bransome, Ed., "The current status of liquid scintillation counting", Grune & Stratton, New York (1970).
- [70] J. B. Birks, "An introduction to liquid scintillation counting", Koch-Light (1972).
- [71] J. B. Birks, "The theory and practice of scintillation counting", p.187, Pergamon Press, Oxford (1964).
- [72] J. A. B. Gibson, "Liquid scintillation counting recent applications and development (C. T. Peng *et al.* eds.), vol.1, p.153, Academic Press, New York (1980).
- [73] S. S. Lutz *et al.* Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, **34**, 682 (1983).
- [74] B. E. Gordon and W. R. Erwin, "Liquid scintillation counting recent applications and development (C. T. Peng *et al.* eds.), vol.1, p.361, Academic Press, New York (1980).
- [75] Z. Y. Zhang, Daya Bay Technical Note, **DocDB152** (2006)
- [76] Z. Y. Zhang, Daya Bay Technical Note, **DocDB164** (2006)
- [77] H. Kallmann, Scintillation counters, in S. A. Korff, ed., Electron and Nuclear Counters, Van Nostrand, New York (1955).
- [78] 刘金昌等, 高能物理与核物理 31, 76 (2007).

参考文献

- [79] F. N. Hayes, D. G. Ott and V. N. Kerr, Nucleonics, 14, 42 (1956).
- [80] R. K. Swank, Ann. Rev. Nuclear Sci. 4, 111 (1954).
- [81] D. Steinberg, Anal. Biochem. 1, 23 (1960).
- [82] Y. Y. Ding, Daya Bay Technical Note, DocDB255 (2006)
- [83] F. Elisei *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A **400**, 53 (1997).
- [84] L. M. Bollinger and G. E. Thomas, Rev. Sci. Instr. 32, 1044 (1961).
- [85] 汪兆民 许咨宗 吴冲, 高能物理与核物理 22, 486 (1998).
- [86] M. Moszyński, Nucl. Instr. & Meth. 158, 1 (1979).
- [87] T. M. Kelly and J. A. Merrigan, Nucl. Instr. & Meth. 109, 233 (1973).
- [88] 谢一冈等, 《粒子探测器与数据获取》 科学出版社, 北京, (2003).
- [89] F. T. Kuchnir and F. J. Lynch, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, 107 (1968).
- [90] J. B. Birks, Phys. Rev. 84, 364 (1951).
- [91] J. I. Hopkins, Phys. Rev. 77, 406 (1949).
- [92] wwwndc.jaea.go.jp/nds/proceedings/2002/hagiwara_m.pdf/.
- [93] 丁雅韵, 大亚湾实验组会报告 2006.6.22
- [94] Y.Y. Ding, Daya Bay Technical Note, **DocDB344** (2006).
- [95] 王志民, 大亚湾实验月会报告 2007.7.26
- [96] S. K. Poultney, Advances in Electronics and Electron Physics 31, 39 (1972).
- [97] D. H. Seib and L.W. Ankerman, Advances in Electronics and Electron Physics 34, 95 (1973).
- [98] J. P. Boutot *et al.*, Advances in Electronics and Electron Physics **60**, 223 (1983).
- 170

- [99] IEEE STD 398-1972.
- [100] 电子机械工业会规格 ET-61A 1969.5.8.
- [101] IEC PUBLICATION 306-4(1971).
- [102] G. F. Knoll, "Radiation detection and measurement", John Wiley & Sons, Inc. (1979).
- [103] C. E. Miller *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-3, 91 (1968).
- [104] T. H. Chiba and L. Mmandel, J. Opt. Soc. Am. B 5, 1305 (1988).
- [105] D. P. Jones, Appl. Opt. 15, 4 (1976).
- [106] 钟玮丽等, 高能物理与核物理 31, 481 (2007).
- [107] R. Dossi *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A **451**, 623 (2000).
- [108] E. H. Bellamy et al., Nucl. Instr. & Meth. A 339, 468 (1994).
- [109] L. Zhan, Daya Bay Technical Note, **DocDB578** (2006).
- [110] A. Tripathi et al., Auger Technical Note, GAP-2000-40.
- [111] S. J. Brice *et al.*, Nucl. Instr. & Meth. A 562, 97 (2006).
- [112] Vahe Ghazikhanian, Daya Bay Technical Note, DocDB1034 (2007).
- [113] http://geant4.web.cern.ch/geant4/
- [114] J. Cao, Daya Bay Technical Note, **DocDB106** (2006).
- [115] D. E. Jaffie, Daya Bay Technical Note, **DocDB1745** (2008).
- [116] 关梦云,博士论文:大亚湾反应堆实验的本底研究和模型研制,2006。
- [117] W. H. Luk, Daya Bay Technical Note, **DocDB838** (2007).
- [118] Y. Wang, Phy. Rev. D, **64** 013012 (2001).

- [119] http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ PhysicsReferenceManual/html/index.html
- [120] E. Hecht and A. Zajac, Optics, p.71-80 and p.244-246, Addison-Wesley Publishing Co., (1974).
- [121] A. Levin and C. Moisan, TRIUMF Preprint TRI-PP-96-64, 1996.
- [122] S. K. Nayar, K. Ikeuchi and T. Kanade, IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence 13, 611 (1991).
- [123] C, Makaskill, J. Opt. Soc. Am. A 8, 88 (1991).
- [124] D, Motta and S. Schönert, Nucl. Instr. & Meth. A 539, 217 (2005).
- [125] Particle Data Group, Particle Physics Booklet, Phys. Lett. B 592,1 (2004).
- [126] 马崇智等,《放射性同位素手册》,科学出版社(1979)
- [127] Z. M. Wang *et al.* Study of 1m prototype for reactor antineutrino experiment, 2008, inpreparation.
- [128] http://www.physics.uc.edu/ johnson/Boone/oil_page/refraction/refraction.html
- [129] T. I. Antonenko and V. I. Rykov, Izvestiya VUZ. Fizika 11, 80 (1968).
- [130] I. C. Sanchez, J. Chem. Phys. 79, 405 (1983).
- [131] G. R. Freeman and N. H. March, J. Chem. Phys. 109, 10521 (1998).
- [132] Z. Gu and J. F. Brennecke, J. Chem. Eng. Data. 47, 339 (2002).
- [133] C. A. Cerdeirina et al., Phys. Chem. Chem. Phys. 3, 5230 (2001).
- [134] 占亮,大亚湾模拟组会报告 2006.7.31
- [135] O. Perevozchikov, "Study of KamLAND liquid scintillator nonlinear response to low energy responses", APS meeting, April 2007

- [136] 王志民, 大亚湾模拟组会报告 2007.11.19
- [137] T. Araki *et al.*, Phy. Rev. Lett. **94**, 081801(2005); Y. Ashie *et al.*, Phy. Rev. Lett. **93**, 101801(2004).
- [138] D. Stump *et al.*, Phys. Rev. D **65**, 014012(2001).
- [139] K. Schreckenback et al., Phys. Lett. B160, 325(1985); A. Hahn et al., Phys. Lett.
 B218, 365(1989).

附录: PMT管座分压器电路图

一、负高压分压器电路图



二、测量PMT阴极电流的分压器电路图



博士论文:大亚湾中心探测器模型和 ΔM^2_{31} 测量精度的研究

三、测量PMT阳极电流的分压器电路图



发表文章目录

- 1. A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay Daya Bay Collaboration, arXiv:hep-ex/0701029.
- Measurement of Decay Time of Liquid Scintillator Wei-Li Zhong, Zu-Hao Li, Chang-Gen Yang, Jun Cao Nucl. Instr. and Meth. A587, 300 (2008).
- Study of EMI 8" PMTs for Reactor Neutrino Experiment Wei-Li Zhong, Jin-Chang Liu, Chang-Gen Yang, Meng-Yun Guan, Zu-Hao Li 高能物理与核物理 31, 481 (2007)(英文版).
- 液体闪烁体衰减长度和光产额的测量 刘金昌,李祖豪,杨长根,王贻芳,曹俊,张智勇,丁雅韵,李金,关梦云, 钟玮丽,孙亚轩. 高能物理与核物理 31,76 (2007).

致谢

首先,感谢我的导师陈和生院士。在论文选题和论文工作中的一些重要阶段,陈和 生老师都于百忙之中给予我很多建议和具体指导。感谢陈老师教诲与我中国实验物理学 家的科学精神和民族意识。

感谢我的论文指导老师杨长根研究员。杨长根老师是我从事粒子探测器研究的领路 人。早在本科毕业论文的设计时期,杨老师就带领并指导我进行有关粒子探测器的实 验。杨老师用他丰富的经验给予我很多实验工作的建议,帮助我形成科学研究的思维方 式。

感谢我的论文指导老师曹俊研究员。我论文的很多工作是在曹俊老师的关心和悉心 指导下才得以完成的。曹俊老师帮助我开拓研究思路,在软件工作的初期还亲自帮助我 解决模拟中遇到的具体问题,教会我很多思考问题的方式和分析问题的方法。他还帮助 我开展有关液体闪烁体测量的实验工作。

感谢王贻芳研究员和美国劳伦斯伯克利国家实验室的陆锦标教授。感激王贻芳研究 员在我学习过程的关键阶段给予的关心和帮助。感激陆锦标教授一直以来的热忱鼓励和 细心指导。

衷心感谢大亚湾合作组的众多美方同事,叶铭芳、刘江来、王为、劳德沛、刘大 为、Dan Dwyer、David Jaffie等对我论文相关工作的有益讨论。

在这里,我要特别感谢高能所大亚湾实验组和其它实验组的老师和同事对我工作的 大力支持。感谢BESIII实验超导组组长朱自安老师、TOF组组长衡月昆老师;AMS实 验组何景棠老师、吕雨生老师;大亚湾实验电子学组李小男研究员,王铮研究员等提 供PMT测量和液体闪烁体测量的实验设备和实验装置。感谢付金昱在他工作任务繁重 期间完成了PMT入射角效应实验的全部机械设计并联系工厂加工。此外,我还要特别 致谢

感谢中国原子能研究所的阮锡超研究员,在液体闪烁体淬灭因子的测量实验中,我得到 他的慷慨帮助。

感谢AMS组李祖豪、实验物理中心李金老师和孟祥承老师对我硬件工作的帮助和支持,感谢L3C组姚志国对我软件工作的帮助和支持。

感谢关梦云、刘金昌、孙亚轩、丁雅韵、王志民、路浩奇、占亮、温良剑、田新春、蒋胜鹏、王玲玉、李小波和徐吉磊等同学和同事对我工作的支持。特别感谢关梦 云、刘金昌在PMT实验和软件工作中给予我的有益交流和讨论。占亮、孙亚轩和蒋胜 鹏同学与我愉快合作,一起编写大亚湾实验最初的模拟程序。王志民同学还在繁忙的实 验任务中帮助我制作了论文中的一些插图。感谢众多同学在我面试阶段给予的关心和帮助。

感谢韩玲老师对我学习和生活上的关心。

最后,我要把深深的感激献给始终理解我、爱护我的男友和始终关心我并深爱我的 亲人。