中国科学技术大学

博士学位论文

大亚湾反应堆中微子实验的 μ 子致中子及同位素研究

作者姓名: 李登杰

学科专业: 粒子物理与原子核物理专业

导师姓名: 张子平 教授 曹俊 研究员

完成时间: 二〇一六年六月

University of Science and Technology of China

A dissertation for doctor's degree

Studies of muon induced neutron and isotopes at Daya Bay Reactor Neutrino Experiment

Author : Li Dengjie

Speciality : Particle and Nuclear Physics

Supervisor : Prof.Zhang Ziping Prof.Cao Jun

Finished Time : June 2016

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名：_____　　签字日期：_____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一，学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权，即：学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅，可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

□公开　□保密（____ 年）

作者签名：_____　　导师签名：_____

签字日期：_____　　签字日期：_____

摘 要

中微子振荡是唯一目前观测到超出粒子物理标准模型的现象，被认为是发现新物理的关键与突破口。θ_{13} 是中微子振荡理论的六个混合参数之一，其值大小决定了中微子物理今后的发展方向, 同时对测量 δ 混合相位角和中微子质量等级具有重要意义。大亚湾反应堆中微子振荡实验作为高精度、低本底、低能量阈的实验，需要对各种本底进行仔细的研究。宇宙线 μ 子在探测器中散裂产生中子以及放射性同位素，这些粒子形成了多种重要本底。

首先，详细反贝塔衰变（IBD）分析中常见的本底，重点分析了 muon 带来的 $^8He/^9Li$ 本底和快中子本底的事例率和能谱，用于 θ_{13} 能谱分析。$^8He/^9Li$ 本底部分，按照反中微子探测器（AD）内 muon 的沉积能量把 AD muon 分成 6 个分片，且要求其后有中子事例来对 AD muon 进行抽样，通过拟合快信号事例距离前一个 AD muon 的时间间隔分布，得到 $^8He/^9Li$ 本底的下限，总误差取 50%。由于较少的数据统计量，θ_{13} 能谱分析中使用 ^9Li 的理论能谱。快中子本底部分，通过 [12,99] MeV 区间内的数据能谱与 RPC 标记的 muon 和外水池反符合系统（OWS）标记的 muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱做对比，得到 [0.7,12] MeV 能区内的快中子数目，总误差取 40 %。

对于快中子本底中用到的来自数据中的快中子快信号能谱，研究了内水池 μ 子产生的快中子事例，分析了不同探测器系统时钟漂移，引入第一击中时间（first hit time）变量代替触发时间（trigger time），并在程序中实现对时钟漂移的纠正和对 first hit time 的挑选，通过对本底的详细分类与研究，得到内水池 muon 产生的运输到 AD 内的快中子事例的快信号能谱分布，未来可用于反贝塔衰变（IBD）事例中快中子本底的估算。

为了进行 muon 物理研究，使用 FLUKA 软件构建了大亚湾三个实验大厅的几何，用 fortran 编写 muon 产生子，深入研究 FLUKA 内部的物理过程，保存模拟数据到 ROOT 数据文件，用作后续的中子和同位素产额分析和相关的效率值研究。

作为 muon 物理的一项重要研究方向，我研究了 muon 的中子产额。大亚湾有三个实验厅，对应了三个不同的能量点，我们分别计算了它们的中子产额。运用了两种不同的挑选中子事例的策略，从 AD muon 之后和从 WP muon 之后挑选事例。每个 muon 之后分别挑选其信号窗口和本底窗口内的事例，然后相减得到中子数目，然后利用产额公式计算产额。并通过模拟研究了相关的效率值和其误差。最后，和世界上其他实验组的中子产额结果对比，做了 power law 拟合。

最后，研究了液闪中 muon 的同位素产额，具体分析了 ^{12}B 、^{12}N 和 ^9C 在大亚湾实验中的产额。针对大亚湾 muon 事例率高，探测器小的客观条件限制，尝试的两种方法为:

1）按 muon 沉积能量把 muon 分为 20-60-500-1500-2500-5000 MeV 5 个分片，一、二号厅中，前 3 个 slice 内的 AD muon 事例率仍然过大，导致拟合效果很差。

2）按 muon 沉积能量把 muon 分为 20-1500-2500-5000 MeV 3 个分片，并对第一个分片中的 AD muon 进行均匀抽样，要求其前后 100 ms 内，没有其他 20-1500 MeV 的 AD muon。拟合效果良好，但需要进一步细致的误差研究。

关键词：　中微子，振荡，大亚湾，本底，中子，同位素

ABSTRACT

Neutrino physics is the frontier of cosmology physics, astrophysics and particle physics. Neutrino oscillation is the only evidence of physics beyond the standard model in particle physics, and is a key to search for new physics. Among the six parameters of the neutrino mixing matrix, the value of θ_{13} is the most important for future neutrino experiments. The DayaBay reactor neutrino experiment as a high precision, low background, low energy experiment, all backgrounds should be well investigated, such as the measurement of the mixing phase angle δ and the neutrino mass hierarchy. Among all the backgrounds, those caused by cosmic muon spallation are particularly important.

Firstly, we study the $^8He/^9Li$ background and fast neutron background in IBD candidates, obtain their rate and spectrum used for θ_{13} analysis. In the study of $^8He/^9Li$ background, we divide antineutrino detector(AD) muons into six slices according to muon's energy deposited in AD, it is required that there should be neutrons afer a selected muon, the obtained time interval distribution between the fast neutron's prompt signal to the privious AD muon is fitted to get the number of $^8He/^9Li$ in IBD candidates, the total error is taken to be 50%. For the small statistics, we use the theoretical $^8He/^9Li$ energy spectrum in the analysis. For the fast neutron background, it's spectrum induced by RPC tagged muons and OWS tagged muons is used to calculate the number in IBD candidates, take the total error as 40%.

We also study the fast neutron energy spectrum induced by IWS tagged muons. Considering the time shift between different systems, we use the "first hit time" instead of "trigger time" to select events. Through the detailed study of the background, we obtain the fast neutron energy spectrum that is used for in the future study of fast neutron backgounds in IBD events.

To study muon physics, we introduce the FLUKA simulation tool, the geometry of three dayabay experiment halls are setted up, the FORTRAN language is used in muon generator. To study its physics, FLUKA events are generated event by event and information of each event is saved into ROOT files for the following study of neutron yield and isotopes yield.

We study the neutron yield induced by muons of three different enrgys in each experiment hall. We select neutrons after AD muons and WP muons respectively, calculate the neutron yield and do the efficiency and error study from FLUKA simulation data, perform the power law fitting finally.

We study the isotopes induced by muons, calculate the yield of ^{12}B, ^{12}N and ^9C in dayabay neutrino experiment. For the high muon rate and the small detector, we have

tried two methods to select isotopes after AD muons:

1. Divide AD muons into five slices according to the muon's energy deposited in AD, the energy separation are 20-60-500-1500-2500-5000 MeV. In this method, the muon rates in the first three slices are still high, this lead to a bad fitting.

2. Divide AD muons into three slices according to the muon's deposited energy in AD, the energy separation are 20-1500-2500-5000 MeV. For the muon reduction in the first slice, no other AD muons which energy is 20-1500 MeV in the [-100,100]ms time window of this selected AD muons is required.

Keywords: neutrino, oscillation, Daya Bay, background, neutron, isotopes

目 录

摘 要 ····· I
ABSTRACT ····· III
目 录 ····· V
表格索引 ····· IX
插图索引 ····· XIII
主要符号对照表 ····· XXI
第一章 中微子物理及中微子实验 ····· 1
1.1 中微子物理 ····· 1
1.1.1 中微子振荡理论 ····· 1
1.1.2 超出标准模型的中微子 ····· 2
1.1.3 中微子源 ····· 3
1.1.4 中微子的探测方法 ····· 3
1.2 中微子实验 ····· 4
1.2.1 太阳中微子实验 ····· 4
1.2.2 大气中微子实验 ····· 5
1.2.3 加速器中微子实验 ····· 6
1.2.4 反应堆中微子实验 ····· 6
第二章 大亚湾反应堆中微子振荡实验 ····· 9
2.1 物理目标与意义 ····· 9
2.2 实验布局 ····· 9
2.2.1 总体设计方案 ····· 9
2.2.2 基站布局与基线选择 ····· 11
2.3 探测器系统 ····· 12
2.3.1 中心探测器 ····· 13
2.3.2 反符合探测器 ····· 15
2.4 实验进展与最新成果 ····· 16
第三章 反 β 衰变事例中的 $^8He/^9Li$ 本底及快中子本底 ····· 17
3.1 IBD 分析中的本底及分类 ····· 17
3.1.1 非关联本底 ····· 18
3.1.2 关联本底 ····· 18

3.2 $^8He/^9Li$ 本底 ····· 21
3.2.1 $^8He/^9Li$ 性质 ····· 21
3.2.2 数据中的 $^9Li/^8He$ 数目 ····· 22
3.2.3 数据中 $^8He/^9Li$ 能谱 ····· 27
3.2.4 本节总结 ····· 29
3.3 快中子本底 ····· 29
3.3.1 Model Independent 估算方法 ····· 29
3.3.2 事例挑选 ····· 30
3.3.3 数目与误差计算 ····· 31
3.3.4 计算结果 ····· 33
3.3.5 本节总结 ····· 33
3.4 本章总结 ····· 33
第四章 内水池 μ 子产生的快中子快信号能谱 ····· 35
4.1 事例挑选 ····· 35
4.2 本底类别 ····· 36
4.3 第一击中时间 (First Hit Time) ····· 38
4.3.1 探测器时钟时间漂移 ····· 38
4.3.2 First hit time 的概念 ····· 39
4.4 本底 cut 条件 ····· 40
4.5 残留本底的估算 ····· 46
4.6 快中子能谱 ····· 47
4.7 本章总结 ····· 48
第五章 Muon 致中子产额 ····· 49
5.1 中子产额的计算方法 ····· 49
5.2 事例挑选 ····· 51
5.2.1 事例挑选条件 ····· 52
5.2.2 信号窗口事例的组成成分 ····· 52
5.3 效率修正值研究 ····· 54
5.3.1 中子部分 ····· 54
5.3.2 Muon 部分 ····· 56

5.4 误差研究 ····· 57
5.4.1 中子数目 ····· 57
5.4.2 AD Muon 数目 ····· 57
5.4.3 ρ_{GDLS} ····· 57
5.4.4 ξ_{SST-n} ····· 57
5.4.5 ξ_{spill} ξ_{geo} 和 ξ_{mimic} ····· 58
5.4.6 $L_{average\ track\ length}$ 和 ξ_{μ} ····· 59
5.4.7 ξ_e ξ_t 和 ξ_{Gd} ····· 60
5.5 中子产额的结果 ····· 60
5.6 Power Law 拟合 ····· 62
5.7 实验数据和 MC 数据的对比 ····· 63
5.8 本章总结 ····· 64
第六章 Muon 致同位素产额 ····· 65
6.1 同位素介绍 ····· 65
6.2 同位素产额分析 ····· 70
6.2.1 5 个 muon 分片时的时间与能谱联合拟合 ····· 71
6.2.2 3 个 muon 分片时的时间与能谱联合拟合 ····· 80
6.3 本章总结 ····· 88
第七章 总结与展望 ····· 91
7.1 工作总结 ····· 91
7.2 今后工作展望 ····· 91
附录 A FLUKA 模拟软件 ····· 93
A.1 FLUKA 初识 ····· 93
A.1.1 接口调用形式 CARD ····· 93
A.1.2 用户自定义程序 ····· 94
A.1.3 安装与运行 ····· 95
A.2 大亚湾实验厅的几何结构 ····· 97
A.3 材料构成 ····· 97
A.4 Muon 产生子 ····· 98
A.4.1 几种坐标系定义 ····· 98
A.4.2 角度转换公式 ····· 99
A.4.3 入射位置的抽样 ····· 100

A.5 FLUKA 中的物理细节 101
A.5.1 Muon 和强子 101
A.5.2 低能中子 102
A.5.3 同位素 102
A.5.4 正负电子 102
A.5.5 γ 光子 104
A.6 中子计数 106
A.7 能量沉积的 quenching 效应 106
A.8 数据存储 107
A.9 本章总结 113
附录 B 计算 muon 的中子产额时，用拟合方法得到中子数目 115
B.1 信号窗口内事例的成分 115
B.1.1 Part 1，本底事例 115
B.1.2 Part 2，在钢罐上被捕获的中子 115
B.1.3 Part 3，在 Gd 上被捕获的中子 117
B.1.4 拟合实验数据 118
B.2 事例挑选 119
B.2.1 中子挑选条件 120
附录 C 大亚湾实验厅工程图 121
参考文献 123
致 谢 127
在读期间发表的学术论文与取得的研究成果 129

表格索引

2.1 大亚湾中微子实验的中心探测器物理性能要求 15
2.2 大亚湾中微子实验对反符合系统的性能要求 16

3.1 宇宙线 μ 子产生的长寿命同位素 20
3.2 ^9Li 的衰变模式，引用至 ENDF/B-VII.1 library。 22
3.3 一号厅，抽样前后各个 slice 内的 AD muon 事例率，数据集为 P14A+P14B 23
3.4 二号厅，抽样前后各个 slice 内的 AD muon 事例率，数据集为 P14A+P14B 23
3.5 三号厅，抽样前后各个 slice 内的 AD muon 事例率，数据集为 P14A+P14B 24
3.6 一号厅，$^9Li/^8He$ 拟合结果，数据集为 P14A 25
3.7 二号厅，$^9Li/^8He$ 拟合结果，数据集为 P14A 25
3.8 三号厅，$^9Li/^8He$ 拟合结果，数据集为 P14A 26
3.9 每个厅 IBD 事例中残留的 $^8He/^9Li$ 本底事例率，统计误差为拟合误差，系统误差来自 muon 抽样方法的影响，取 50%。数据集为 P14A 27
3.10 各个厅中的 ϵ 值 28
3.11 不同数据集上的快中子本底事例率的系统误差，二号厅较大的误差是由 1 阶多项式拟合带来的。 31
3.12 IBD 中快中子本底事例率，总误差取为 40%，数据集为 P14A . . . 33

4.1 本底种类 36
4.2 快中子样本中各种本底的估算结果 47

5.1 FLUKA 模拟得到的 $\xi_{spill_{AD}}, \xi_{spill_{AD}}, \xi_{spill_{AD}}$ 和 $\xi_{spill_{AD}}$ 值。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。 51
5.2 AD muon rate 和在 AD muon 之后挑选中子时 ϵ 的值。 54
5.3 WP muon rate 和在 WP muon 之后挑选中子时 ϵ 的值。WP muon rate = 1.2 * 外水池 muon 的事例率，此处的外水池 muon 定义与 IBD 分析中的定义相同：外水池 NPmt $\geq$ 12 的信号。1.2 这个值来自于 FLUKA 模拟。 54
5.4 ξ_{SST-n} 的值，这个修正值的计算方法参见 MC technote[80]。 . . . 54

5.5 ξ_t 和 ξ_{Gd} 是从 FLUKA 模拟中获得。在 FLUKA 里，当中子在 Gd 上被捕获时释放的 gamma 光子的总能量不精确，这里 ξ_e 只能借用 IBD 分析中 Geant4 模拟 [70] 得到的值。这里 ξ_t 和 ξ_{Gd} 的值并不会被用在中子文章中，相关细节在第 5.4.7 节中说明。 55
5.6 ξ_μ 和 $\xi_{average\ track\ length}$ 的值，这些值不会被应用到最后的中子文章中，详情参见节 5.4.6. 57
5.7 ξ_{SST-n} 的值，该效率值的定义和参见 [80]。 57
5.8 当从 AD muon 之后挑选中子时，ξ_{spill} ξ_{geo} 和 ξ_{mimic} 的值和绝对误差值。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。 59
5.9 当从 WP muon 之后挑选中子时，ξ_{spill} ξ_{geo} 和 ξ_{mimic} 的值和绝对误差值。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。 59
5.10 $L_{average\ track\ length}$ 和 ξ_μ 的值和绝对误差。 60
5.11 ξ_e, ξ_t 和 ξ_{Gd} 的值和误差，这部分和 IBD 分析中的值和误差相同。 60
5.12 当从 AD muon 之后挑选中子时的中子差额，FLUKA 和 GEANT4 结果的对比，数据集为 P14A 。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。 . 61
5.13 当从 WP muon 之后挑选中子时的中子差额，FLUKA 和 GEANT4 结果的对比，数据集为 P14A 。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。 . 61
5.14 AD 探测器中 muon 的平均动能，由 FLUKA 模拟获得。 62

6.1 Muon 在液闪中产生的几种常见同位素的寿命和衰变类型。 65
6.2 各个 slice 中 muon 的事例率。 72
6.3 各个 slice 中 muon 的 ϵ 。 73
6.4 P14A $^{12}B/^{12}N$ 的产额和事例率，误差仅为拟合误差，不包括系统误差。 79
6.5 各个厅的抽样得到的 AD muon 占总样本的比例。 88
6.6 P14A+P14B $^{12}B/^{12}N$ 产额，误差仅为拟合误差，不包括系统误差。 88

A.1 几何区域内填充的材料成分。“材料成分”一栏，负值表示质量百分比，正值表示原子数目。WH : 水中的 H 原子，IH : 有机材料中的 H 原子，两者在 FLUKA 中是不同的原子，性质不同，区别参见 [85] p317 页。同样，CARBON 为无机材料中 C 原子，ICARBON 为有机材料中的 C 原子。 98
A.2 模拟 10 万 muon 时，设置不同阈值时的运行时间。 105
A.3 MichelElectron tree 中 branch 的含义和取值举例 107
A.4 Muon tree 中 branch 的含义和取值举例 108
A.5 Isotope tree 中 branch 的含义和取值举例 108
A.6 Neutron tree 中 branch 的含义和取值举例 109
A.7 Isotope tree 中 branch 的含义和取值举例 110

A.8 Spallation tree 中 branch 的含义和取值举例 110
A.9 FLUKA 内预定义的粒子编号 111
A.10 FLUKA 内自定义的原子编号 111
A.11 FLUKA 内自定义的几何区域编号 112
A.12 FLUKA 内预定义的反应类型编号 112
A.13 FLUKA 内预定义的能量沉积类型编号，不包括电离 113

插图索引

1.1 标准太阳模型中的太阳中微子能谱。 5
1.2 反应堆中微子能谱。红线（虚线）为反应堆释放出来的反电子中微子能谱，黑线（实线）为探测器观察到的反电子中微子能谱，蓝线（点划线）是反 β 衰变的反应截面。 7
1.3 近年来的反应堆中微子振荡实验 8

2.1 反应堆中微子的存活几率与基线长度的关系 11
2.2 大亚湾反应堆中微子振荡实验的实验厅布局和反应堆位置，实验厅之间由隧道连接。 12
2.3 大亚湾中微子实验的远厅探测器示意图，上图为水平视图，下图为俯视图。四个中心探测器皆放置于水池中，四周与上下均被 2.5 m 厚的水层包围，用来屏蔽本底。水池中安装光电倍增管组成水切伦科夫探测系统，水池的上面为 RPC 探测系统。RPC 探测系统与水切伦科夫探测系统组成反符合探测系统。 13
2.4 反电子中微子反 β 衰变过程中的快慢信号产生示意图 14
2.5 左图为大亚湾中微子实验的中心探测器剖面图，右图为中心探测器的三层结构示意图。 14

3.1 快中子事例的物理形成机制图 19
3.2 上图为大亚湾实验 MC 模拟数据给出的快中子快信号能谱，即反冲质子在探测器中沉积能量分布。小图描述了反冲质子动能沉积在反 β 衰变快信号能量区间内的分布，可认为是均匀分布。 19
3.3 $^8He/^9Li$ 同位素 βn 级联衰变生成的 β 粒子能谱 20
3.4 ^9Li 左、中图为衰变模式，右图为衰变产物中 β 粒子的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑大亚湾实验中的能量非线性修正后的能谱。 21
3.5 ^8He 左、中图为衰变模式，右图为衰变产物中 β 粒子的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑大亚湾实验中的能量非线性修正后的能谱。 21
3.6 $^9Li\beta n$ 衰变分支中的 β 能谱。1 MeV 附近的峰来自 Q-value = 2.32 MeV 的衰变分支。 22
3.7 一号厅，每个 slice 的 $^9Li/^8He$ 拟合细节，数据集为 P13A 25
3.8 二号厅，每个 slice 的 $^9Li/^8He$ 拟合细节，数据集为 P13A 25
3.9 三号厅，每个 slice 的 $^9Li/^8He$ 拟合细节，数据集为 P13A 26

3.10 左图：信号窗口 (signal window) 和本底窗口 (off window) 内的快信号能谱；右图：信号窗口和本底窗口内的快慢信号距离间隔，虚线为挑选事例时的 cut 条件的位置。 28
3.11 减谱法得到 $^{8}He/^{9}Li$ 能谱，此处为两者的叠加。muon reduction 指前述 muon 抽样。蓝线为 ^{9}Li 的理论能谱。横轴单位为 MeV，数据集为 P14A 29
3.12 蓝色为 RPC tagged muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱，红线来自 OWS tagged muon，绿线来自 IWS tagged muon。横轴单位为 MeV。 30
3.13 一号厅，黑线为数据中得到的能谱，蓝色为 RPC-tagged 快中子能谱，红色为 OWS-tagged 快中子能谱，在 [12.0,99.0] MeV 能区，分别把这两个能谱标准化到和数据中的能谱数目一致，以得到 [0.7,12.0] MeV 能区的快中子数目。绿色为 [12.0,50.0] MeV 能区内 1 阶的多项式拟合的反推结果，黄色为 0 阶多项式拟合的反推结果。 32
3.14 二号厅，黑线为数据中得到的能谱，蓝色为 RPC-tagged 快中子能谱，红色为 OWS-tagged 快中子能谱，在 [12.0,99.0] MeV 能区，分别把这两个能谱标准化到和数据中的能谱数目一致，以得到 [0.7,12.0] MeV 能区的快中子数目。绿色为 [12.0,50.0] MeV 能区内 1 阶的多项式拟合的反推结果，黄色为 0 阶多项式拟合的反推结果。 32
3.15 三号厅，黑线为数据中得到的能谱，蓝色为 RPC-tagged 快中子能谱，红色为 OWS-tagged 快中子能谱，在 [12.0,99.0] MeV 能区，分别把这两个能谱标准化到和数据中的能谱数目一致，以得到 [0.7,12.0] MeV 能区的快中子数目。绿色为 [12.0,50.0] MeV 能区内 1 阶的多项式拟合的反推结果，黄色为 0 阶多项式拟合的反推结果。 33

4.1 内水池 muon 之后，挑选出来的事例对快信号能谱中，各种成分的组成情况，来自 GEANT4 MC 数据。其中，CornerMuon 对应类别 (I)，MichelEletron 对应类别 (II)，DoubleNeutron 对应类别 (III)，Others 为与 muon 有关的其他本底，FastNeutron 对应于真正的快中子事例。 37
4.2 不同探测系统之间的时钟漂移，横轴单位为 ns。 38
4.3 经校正后，不同探测系统之间的时钟漂移，横轴为自从取数以来的星期数目。 38
4.4 左图为水池信号的 hit time 分布，右图为 AD 信号的 hit time 分布，横轴单位为 ns。蓝圈为不正常的 hit。 39

4.5 内水池 muon 之后，挑选出来的快中子信号的 First Hit Time 中，各种成分的组成情况，来自 GEANT4 MC 数据。其中，CornerMuon 对应类别 (I)，MichelEletron 对应类别 (II)，DoubleNeutron 对应类别 (III)，Others 为与 muon 有关的其他本底，FastNeutron 对应于真正的快中子事例。 40
4.6 左图为快信号与 IWSMuon 的时间间隔，X 轴为 Log bin，单位为 ms ，右图为快信号能量 vs 快信号与 IWSMuon 的时间间隔，在 [-2μs，2μs] 区间内 41
4.7 快信号能量 vs 快信号与内水池 μ 子的时间间隔 41
4.8 快信号能谱 (MeV)、快信号 RZ(m)、快慢信号位置间隔 (μs) 42
4.9 慢信号能谱 (MeV)、慢信号 RZ(m)、快慢信号时间间隔 (μs) 42
4.10 经第一步判选后，剩余事例的快信号距内水池 μ 子的时间间隔 . . 43
4.11 慢信号与快信号的时间间隔 (μs) 43
4.12 经一二步判选后，剩余事例的慢信号 R，Z 分布 44
4.13 左图为慢信号能谱 (MeV)，可知双中子占大部分，右图为快信号能谱 (MeV) 44
4.14 快信号 RZ(m)，双中子：快的中子被钢罐或 LS 捕获 45
4.15 快中子快信号能谱 (MeV)、快信号 RZ(m)、快慢信号位置间隔 (μs) 45
4.16 快中子慢信号能谱 (MeV)、慢信号 RZ(m)、快慢信号时间间隔 (μs) 45
4.17 一号厅快中子快信号能谱 47
4.18 二号厅快中子快信号能谱 47
4.19 三号厅快中子快信号能谱 47

5.1 计算中子产额时，需要记录的中子为 GdLs 区域的径迹（红色）引起的中子（白色），不论中子产生位置在 GdLs 区域内还是外。 . . 50
5.2 信号窗口和本底窗口的示意图。 52
5.3 事例距离前一个 muon 的时间间隔的分布图。左图为信号窗口内的事例，右图为本底窗口内的事例。 52
5.4 中子在钢罐上被捕获时，释放的 γ 光子的能量，图仅为 [6,12]MeV 能量区间的事例。 53
5.5 事例距离前一个 muon 的时间间隔的分布图。左图为 Part 2 事例，右图为 Part 3 事例，数据来源于 FLUKA 模拟。 53
5.6 Muon 经过探测器时，中子产生和捕获的示意图。 56
5.7 中子捕获位置距离 muon 径迹的距离分布，MC 中得到的距离分布，已经考虑了大亚湾实验系统大约 20 cm 位置分辨率的因素。这里挑选经过 telescope RPC 系统的 muon 产生的中子。 58
5.8 左图是对数据中的距离分布的左下界限的指数分布拟合，右图对应的右上界限的指数分布拟合。 58

5.9 Muon 的入射角分布，红线是数据中得到的分布，黑线是 MC 模拟时采用的 muon sample 的角度分布。 59
5.10 A 取至 [71]，B 取至 [72]，C 取至 [73]，D 取至 [74]，E 取至 [75]，F 取至 [76]，G 取至 [77]，Kamland 取至 [78]，Borexino 取至 [79]。EH1、EH2 和 EH3 的结果为当从 AD muon 之后挑选事例时。 . . . 62
5.11 A 取至 [71]，B 取至 [72]，C 取至 [73]，D 取至 [74]，E 取至 [75]，F 取至 [76]，G 取至 [77]，Kamland 取至 [78]，Borexino 取至 [79]。EH1、EH2 和 EH3 的结果为当从 WP muon 之后挑选事例时。 . . . 63
5.12 中子捕获时间距离前一个 muon 的时间间隔分布 (s) 63
5.13 中子的多重数，即一个 muon 会在探测器内产生几个中子。 64
5.14 中子捕获位置距离前一个 muon 径迹的垂直距离，为通过 telescope RPC 系统的 muon 。 64

6.1 ^{12}B ^{12}N 衰变链 65
6.2 ^{12}B ^{12}N 衰变模式 66
6.3 ^{12}B 和 ^{12}N 衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。 66
6.4 ^{9}C 衰变链 66
6.5 ^{9}C 左图为衰变模式，右图为衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。 . . . 67
6.6 ^{9}Li ^{8}He 衰变链 67
6.7 ^{9}Li 左图为衰变模式，右图为衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。 . . . 67
6.8 ^{8}He 左图为衰变模式，右图为衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。 . 68
6.9 ^{8}Li ^{8}B 衰变 68
6.10 ^{8}Li 和 ^{8}B 衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。 68
6.11 ^{11}Be 衰变模式 69
6.12 ^{11}Be 衰变产物的能谱，Calculated 为理论计算得到，Predicted 为考虑能量非线性修正后的能谱。 69
6.13 ^{10}C ^{11}C ^{8}Be 衰变链 69
6.14 三号厅（EH3）不符合要求的 AD muon 在各个能量点所占的比例。 71
6.15 修正后的 ^{12}B 和 ^{12}N 能谱和与之对应的 p.d.f，横轴单位为 MeV。 73
6.16 EH1 slice1 (20-60 MeV) 时间与能谱联合拟合细节，左图单位为 s，右图单位为 MeV. 74
6.17 EH1 slice2 (60-500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节，左图单位为 s，右图单位为 MeV. 75

6.18 EH1 slice3 (500-1500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 75
6.19 EH1 slice4 (1500-2500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 75
6.20 EH1 slice5 (2500-5000 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 76
6.21 EH2 slice1 (20-60 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 76
6.22 EH2 slice2 (60-500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 76
6.23 EH2 slice3 (500-1500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 77
6.24 EH2 slice4 (1500-2500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 77
6.25 EH2 slice5 (2500-5000 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 77
6.26 EH3 slice1 (20-60 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 78
6.27 EH3 slice2 (60-500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 78
6.28 EH3 slice3 (500-1500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 78
6.29 EH3 slice4 (1500-2500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 79
6.30 EH3 slice5 (2500-5000 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 79
6.31 一号厅 AD muon 抽样时，不符合抽样要求的 AD muon 所占的比例，蓝线：要求 AD muon 前后 100 ms 内，没有另外的同一 slice 中的 AD muon，红线：要求 AD muon 之后 200 μs 内，有类中子事例。original：原初 slice 内的 muon 事例率，after reduction：抽样出来的 slice 1 中的 AD muon 事例率。 81
6.32 二号厅 AD muon 抽样时，不符合抽样要求的 AD muon 所占的比例，蓝线：要求 AD muon 前后 100 ms 内，没有另外的同一 slice 中的 AD muon，红线：要求 AD muon 之后 200 μs 内，有类中子事例。original：原初 slice 内的 muon 事例率，after reduction：抽样出来的 slice 1 中的 AD muon 事例率。 81

6.33 三号厅 AD muon 抽样时，不符合抽样要求的 AD muon 所占的比例，蓝线：要求 AD muon 前后 100 ms 内，没有另外的同一 slice 中的 AD muon，红线：要求 AD muon 之后 200 μs 内，有类中子事例。original：原初 slice 内的 muon 事例率，after reduction：抽样出来的 slice 1 中的 AD muon 事例率。 82
6.34 Slice 1 内的 AD muon 的信号窗口和本底窗口的示意图。 83
6.35 Slice 2 和 slice 3 内的 AD muon 的信号窗口和本底窗口的示意图。 84
6.36 $^{12}B^{12}N$ 修正后的能谱和与之对应的 p.d.f，横轴单位为 MeV。 . . . 84
6.37 1 号厅时间和能量的联合拟合, slice 1 (20-1500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 85
6.38 1 号厅时间和能量的联合拟合,slice 2 (1500-2500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 85
6.39 1 号厅时间和能量的联合拟合,slice 3 (2500-5000 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 85
6.40 2 号厅时间和能量的联合拟合,slice 1 (20-1500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 86
6.41 2 号厅时间和能量的联合拟合,slice 2 (1500-2500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 86
6.42 2 号厅时间和能量的联合拟合,slice 3 (2500-5000 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 86
6.43 3 号厅时间和能量的联合拟合,slice 1 (20-1500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 87
6.44 3 号厅时间和能量的联合拟合,slice 2 (1500-2500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 87
6.45 3 号厅时间和能量的联合拟合,slice 3 (2500-5000 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV. 87

A.1 大亚湾实验大厅的几何结构，在 FLUKA 中的示意图。 97
A.2 各个实验大厅相对于实验室绝对坐标系的的旋转角度, FLUKA 采用 NuWa 列的旋转。 99
A.3 能产生中子的 gamma 光子的动能。可见小于 1 MeV 的 gamma 光子不会产生中子，故 1 MeV 的阈值不影响中子的产生。 106
A.4 FLUKA 模拟中保存到 ROOT 中的信息。 107

B.1 一号厅，MC 数据，在钢罐上捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示 116
B.2 二号厅，MC 数据，在钢罐上捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示 116

B.3 三号厅，MC 数据，在钢罐上捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示 116
B.4 一号厅，MC 数据中，在 Gd 上被捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示 117
B.5 二号厅，MC 数据中，在 Gd 上被捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示 117
B.6 三号厅，MC 数据中，在 Gd 上被捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示 118
B.7 一号厅，事例距离前一个 muon 的时间间隔分布，用指数分布拟合。119
B.8 二号厅，事例距离前一个 muon 的时间间隔分布，用指数分布拟合。119
B.9 三号厅，事例距离前一个 muon 的时间间隔分布，用指数分布拟合。119
B.10 AD muon 之间的时间间隔分布 (s) 120
B.11 100 ms 的 cut 条件减少的 muon 的比例，如 (绿线) 所示。 120

主要符号对照表

DayaBay	大亚湾
AD	反中微子探测器
IWS	内水池切伦科夫探测器
OWS	外水池切伦科夫探测器
RPC	阻性板探测器
LS	液体闪烁体
IBD	反 β 衰变事例
μ	muon
e^+	正电子
e^-	电子
n	中子
p	质子
CP	电荷宇称、空间宇称
ν	中微子
$\overline{\nu}$	反中微子
E	能量
m	质量
T	时间
$P12E/P13A/P14A/P14B$	大亚湾实验数据的不同版本，时间跨度不同，代表了不同的数据量

第一章　中微子物理及中微子实验

粒子物理表明，物质世界由 12 种基本粒子构成，包括 3 种轻子（电子、μ 子、τ 子）、3 种中微子（电子中微子、μ 子中微子、τ 子中微子）和 6 种夸克。二十世纪三十年代，泡利为解释 β 衰变中的能量不守恒现象而提出中微子的概念，二十世纪五十年代，在实验中探测到中微子。中微子不带电，仅发生弱相互作用，质量近似为零。宇宙中的中微子密度，约为 $113/cm^3$，占宇宙物质总质量的 0.3%—1%，与此同时可见星系仅占宇宙物质总质量的 0.5%。中微子在最微观的粒子物理领域和最宏观的宇宙起源与演化领域中起着重要的作用。

1957 年杨振宁、李政道等年提出了中微子相关理论，认为中微子质量为零，成为标准模型理论的一部分。中微子质量是否为零，对粒子物理、天体物理有根本性的影响，为粒子物理领域的重要问题。若中微子质量不为零，且其弱作用本征态不为质量本征态，则中微子之间可相互转化，由一种中微子转换为另一种中微子，即中微子振荡。中微子振荡现象是研究中微子质量的最可行方案，近些年已在中微子实验中取得突破，KamLAND，SNO 与 Super-K 实验先后发现中微子振荡，这是发现新物理的突破口，也对天体物理和宇宙学影响深远。

1.1　中微子物理

1.1.1　中微子振荡理论

中微子振荡表现为味道本征态可以用质量本征态来表示：

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

将系数矩阵参数化后，可得到：

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & cos\theta_{23} & sin\theta_{23} \\ 0 & -sin\theta_{23} & cos\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cos\theta_{13} & 0 & e^{-i\delta}sin\theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{-i\delta}sin\theta_{13} & 0 & cos\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cos\theta_{12} & sin\theta_{12} & 0 \\ -sin\theta_{12} & cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

其中 ϕ_1 和 ϕ_2 是 Majorana 相位角，与中微子振荡无关。

中微子的混合矩阵可用六个参数来表示，质量平方差 $\Delta m^2_{21} \equiv m^2_2 - m^2_1$、$\Delta m^2_{32} \equiv m^2_3 - m^2_2$，混合角 θ_{13}、θ_{12}、θ_{23}，CP 相位角 δ_{CP}。其中质量平方差决定了振荡频率，混合角决定了振荡幅度，CP 相位角决定了电荷宇称对称性的破缺程度。中微子混合矩阵也称为 MNSP 矩阵：

其中 θ_{23} 与大气中微子振荡有关，θ_{13}、δ_{CP} 与反应堆中微子和长基线加速器中微子振荡有关，θ_{12} 与太阳中微子振荡有关。六个参数中已经精确测量的有四

个半：$sin^2 2\theta_{12}$、$sin^2 2\theta_{23}$、$sin^2 2\theta_{13}$、Δm^2_{21} 和 $|\Delta m^2_{32}|$；尚未测量的为 δ_{CP} 和 Δm^2_{32} 的符号。

1.1.2　超出标准模型的中微子

在标准模型理论中，中微子质量为零。近几十年的实验证实了中微子振荡的存在，表明中微子质量不为零，这超出了标准模型理论预言，引出了一些新物理：

1. 惰性中微子

在加速器中微子实验和反应堆中微子实验中看到了意料之外的中微子振荡形式，即 LSND 反常 [7] 和反应堆反常 [8]。放射性核素衰变实验中也观测到了 3σ 的反常现象，Gallex/SAGE 反常 [9]，MiniBooNE 实验在 3.8σ 证实了 LSND 反常 [10]。这些现象可用一种新型的中微子来解释。而且，这种中微子只参与引力相互作用，称为惰性中微子。KeV 量级的惰性中微子可能是非重子暗物质 [11]；eV 或者 eV 以下量级的惰性中微子有助于解释现在和早先宇宙学测量数据间的差别 [13]，也可用来解释宇宙微波背景与引力透镜测量间的偏差 [14]。

2. 中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子

标准模型中，中微子为左旋 Dirac 粒子。若中微子质量不为零，不能以光速运动，应该存在右旋的中微子。对此有两种解释：右旋中微子是新粒子态，且是 Dirac 粒子；右旋中微子是反中微子，即为 Majorana 粒子，这会导致一个奇特现象，若观察者速度超过中微子，该中微子就会变为反中微子。中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子，可通过没有中微子产生的双 β 衰变来鉴别：

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + e^- + e^- \tag{1.3}$$

若这种过程 [25] 能够发生，则中微子为 Majorana 粒子。

3. 中微子质量本征态的绝对质量

中微子振荡试验只能给出质量差，不能得到中微子质量本征态的绝对质量。测量氚 β 衰变的 β 能谱是测量中微子绝对质量的一种办法。也能通过零中微子双 β 衰变测量中微子的等效 Majorana 质量。

4. 中微子混合矩阵中混合角的精确值

精确测量中微子混合矩阵中的混合角，可以完善中微子振荡的图像。尤其 θ_{13} 对 CP 破缺的研究与中微子质量等级测量有重要作用。

5. 中微子引起的 CP 破缺项大小

中微子混合矩阵里的 CP 破缺项，类似于夸克混合矩阵中的破缺项，物质-反物质的不对称性与这种破缺项有关，但 CKM 矩阵中的 CP 破缺项太小，不足以解释宇宙中为何没有反物质。中微子混合矩阵中的 CP 破缺项有希望解释这个问题。

1.1.3　中微子源

由于中微子与物质作用的截面非常小，中微子实验寻找强中微子源来增加统计量。在地球上能观测到的中微子主要有太阳中微子，大气中微子，反应堆中微子和加速器中微中

几个 MeV 能量的中微子，有两种可供研究的来源：一种是太阳核聚变反应产生的 ν_e 中微子，图 1.1 为太阳中微子能谱 [32]；另一种是反应堆里核燃料同位素的 β 衰变产生的 $\overline{\nu}_e$ 中微子，图 1.2 为反应堆中微子能谱 [27]，峰值在 3 ∼ 7 MeV 之间。

大气中微子和加速器中微子的能量较高，主要来源于 π 介子的衰变产物。宇宙线在大气层中发生强子簇射，介子衰变产生中微子，即大气中微子。加速器中质子轰击铍或碳靶产生介子，介子衰变生成中微子，即加速器中微子。加速器中，通过调节磁场方向来选择不同电荷的介子，进而产生中微子束流或反中微子束流。实验中有介子衰变管道，后面的探测器或屏蔽装置去掉除中微子以外的其它粒子。大气中微子和加速器中微子的能量一般在 100 MeV-10 GeV 氛围内。大气中微子的强度随能量指数下降，主要分布在 1 GeV - 10 GeV 之间。加速器中微子的能量可调节，最高可达 500 GeV。中微子能量越高，反应截面越大，但目前加速器中微子的能量一般选在 1 - 10 GeV 之间，因为此能量范围内的事例多重度低，可以鉴别出轻子，1 GeV 的束流可保证主要是带电流弹性散射作用和生成单个 π^0。

正在研究的中微子源有中微子工厂（Neutrino Factory）和 Beta Beam[28]。随着同位素加速器的发展，可用 β 衰变束流产生很纯的 $\overline{\nu}_e$ 或 ν_e 束流。

1.1.4　中微子的探测方法

中微子的探测方法，主要有下面几种：

1. 反 β 衰变

中微子与质子相互作用，反应式如下：

$$\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \tag{1.4}$$

反 β 衰变的能量阈值:

$$E_{\overline{\nu}_e}^{thr} \approx \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.806MeV \tag{1.5}$$

可以观测到的能量：

$$E_{vis} = E_{\overline{\nu}_e} + M_p - M_n - m_{e^+} + 2m_e \approx E_{\overline{\nu}_e} - 0.8MeV \tag{1.6}$$

探测末态的 e^+ 粒子和中子以及两者之间的时间关联，来寻找 $\overline{\nu}_e$ 粒子。Cowan 和 Reines 实验组 [29]、Palo Verde 实验 [31]、CHOOZ 实验 [30] 和大亚湾实验 [27] 都利用了这一原理。

2. 中微子与物质的散射

中微子与原子核、电子发生散射，反应原理如反应式 [32] 所示：

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n \tag{1.7}$$

$$\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p \tag{1.8}$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \tag{1.9}$$

Super-K 实验 [33] 利用反应式 1.9探测中微子，即中微子与电子发生弹性散射，然后使用光电倍增管（PMT）接收带电粒子在水中的契仑柯夫光。ν_μ 和 ν_τ 与电子的弹性散射截面小于 ν_e ： $\sigma(\nu_{\mu,\tau}e) \approx 0.16\sigma(\nu_e$e)。SNO 太阳中微子实验 [39] 使用 1000 吨的重水作为靶物质，以上三个反应 1.7、1.8 和 1.9 皆用来探测中微子。其中反应式 1.8 为带电流反应，只适合用来探测电子中微子，而反应式 1.7 为中性流反应，适合用来探测所有的中微子。带电流反应中，电子的能量与电子中微子的能量有强关联，可以通过测定电子的能谱来精确给出电子中微子能谱。中性流反应的能量阈值为 2.2 MeV，在重水中，中性流反应是通过中子在氘上被俘获后生成的 6.25 MeV 的 γ 光子来测定。

3. 辐射化学技术

原理如下所示：

$$\nu_e +^{37} Cl \rightarrow e^- +^{37} Ar(E_\nu > 814KeV) \tag{1.10}$$

$$\nu_e +^{71} Ga \rightarrow e^- +^{71} Ge(E_\nu > 233KeV) \tag{1.11}$$

可以用来测量太阳中微子。实验中用含有 ^{37}Cl 的物质（Homestake 实验 [34]）或含有 ^{71}Ga 的物质（GALLEX 实验 [35] 和 SAGE 实验 [36]）作为靶，测量反应中生成的新元素的含量，得到发生反应的中微子的数量。反应1.10的能量阈值为 0.8 MeV，参考文献 [34] 指出 ^{37}Cl 对 > 5.8 MeV 的电子中微子灵敏；反应1.11的能量阈值为 0.2 MeV ，可用来探测能量更低的太阳中微子。

1.2　中微子实验

1.2.1　太阳中微子实验

太阳内部核聚变反应产生电子中微子，这一过程等效为下面的反应 [37]：

$$4p \rightarrow^4 He + 2e^+ + 2\nu_e \tag{1.12}$$

末态的正电子与负电子发生湮灭，上式可写为热反应式：

$$4p + 2e^- \rightarrow^4 He + 2\nu_e + 26.73MeV - E_\nu \tag{1.13}$$

其中，E_ν 是中微子的能量，平均值 $< E_\nu > \sim$ 0.6 MeV 。中微子通量如下图 1.1 所示，由标准太阳模型给出。

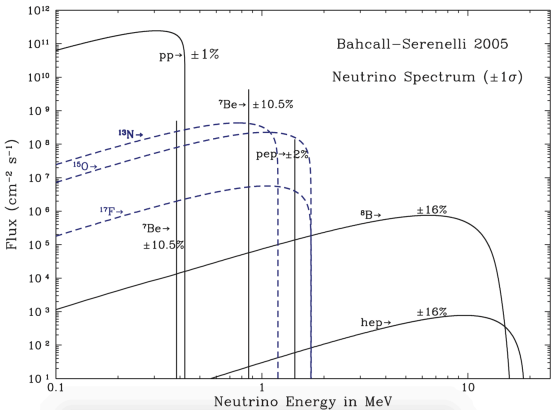


图 **1.1**　标准太阳模型中的太阳中微子能谱。

在太阳中心产生的电子中微子传播到太阳表面时几乎变为纯 ν_2 本征态。地球上观察到的电子中微子存活几率为:

$$P(\nu_e \to \nu_e) = \begin{cases} sin^2\theta_{12} & E_\nu \quad >\sim 5MeV \\ 1 - \frac{1}{2}sin^2\theta_{12} & E_\nu \quad <\sim 2MeV \end{cases} \tag{1.14}$$

这个振荡几率解释了“太阳中微子丢失”之谜，早前 SAGE 实验 [36]，Homestake 实验 [34] 和 GALLEX 实验 [35] 使用辐射化学技术测量的太阳中微子数目比标准模型预言的要少。SNO 实验 [39] 用 1000 吨重水为靶探测中微子，利用式1.7、1.9 和 1.8所示的反应精确地测得电子中微子通量，然后考虑 τ 子中微子 μ 子中微子通量总和，证实了太阳电子中微子转换为了 τ 子中微子和 μ 子中微子。

利用契仑柯夫光探测中微子（SNO 实验、Super-K 实验）需要反应产生的次级带电粒子的能量达到一定的阈值，所以只能够测量能量较高的太阳中微子，并且从太阳中微子能谱 1.1 可知，测量的大多是 ^8B 产生的中微子。Borexino 实验 [38] 使用大型的液体闪烁体探测器测量太阳中微子，能量阈值低至 50 KeV ，可测量太阳中微子中的 ^7Be 中微子。为了去除低能区域中的天然放射性本底，采用超纯的液体闪烁体，和本底非常低的材料来制造探测器，且采用了主动和被动本底屏蔽技术。

1.2.2　大气中微子实验

宇宙线在大气中发生强子簇射，生成的介子可以衰变产生 μ 子中微子，μ 子衰变生成电子中微子，若没中微子振荡，μ 子中微子数目大约是电子中微子的两倍。但 1970 年起，实验测得的这一比例接近于 1 （即“大气中微子反常”现象），且误差很大。1980 年代，Kamiokande 实验 [40] 用大型的水切伦科夫探测器探测大气中微子，原理是中微子产生的电子和 μ 子的径迹不同，形成不一样的切伦科夫光环，可用来鉴别电子中微子和 μ 子中微子。Kamiokande 实验以很小的误差解释了“大气中微子反常”。随后 Super-Kamiokande 实验用比 Kamiokande 大 10

倍的探测器，证实了电子中微子与 μ 子中微子数目之比接近于 1 源自 μ 子中微子的消失，消失的比例与能量和飞行距离的关系如下式所示：

$$P(\nu_\mu \to \nu_\mu) = 1 - sin^2 2\theta_{23} sin^2[1.27\Delta m_{32}^2 L/E] \tag{1.15}$$

其中，$L(km), E_\nu(GeV), m(eV)$。

1.2.3　加速器中微子实验

目前加速器中微子束流主要是 μ 子中微子，质子轰击碳靶或铍靶，产生的次级介子衰变生成 μ 子中微子。带电次级介子在加速器的电磁装置中偏转聚焦，可调节磁场方向来选择介子，进而产生中微子束流或反中微子束流。目前加速器中微子实验选择的中微子能量范围为 1 GeV $\sim$ 10 GeV 。

可利用加速器中微子束流来研究 $\nu_\mu \to \nu_\mu$ 振荡 (Disappearance)、$\nu_\mu \to \nu_e$ 振荡 (Appearance)，后者依赖于 θ_{13}、δ_{CP} 以及质量等级的测量，是加速器中微子振荡实验的主要观测目标。

若加速器中的中微子束流是 $\overline{\nu}_\mu$，则能测得振荡概率 P($\overline{\nu}_\mu \to \overline{\nu}_e$)，把振荡概率 P($\nu_\mu \to \nu_e$) 中的 a 和 δ 改变符号，即 $\delta \to -\delta$ ，$a \to -a$，可得如下两个公式：

$$A_{MH} = P(\overline{\nu}_\mu \to \overline{\nu}_e) - P(\nu_\mu \to \nu_e) = 16C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 (1 - 2S_{13}^2)\frac{aL}{4E_\nu} cos\Delta_{32} sin\Delta_{31} \tag{1.16}$$

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \to \nu_e) - P(\overline{\nu}_\mu \to \overline{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \to \nu_e) + P(\overline{\nu}_\mu \to \overline{\nu}_e)} \simeq \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu}\frac{sin2\theta_{12}}{sin\theta_{13}} sin\delta \tag{1.17}$$

其中 S_{ij} 和 C_{ij} 是中微子混合矩阵中混合角的正弦和余弦，δ 是 CP 相位角，a 表示物质效应的大小。A_{MH}、A_{CP} 分别是质量等级和 CP 相角的相关项，且都跟 θ_{13} 耦合。只有精确测量得到 θ_{13} ，才能由这两项得到中微子的质量等级和 CP 相角。如果 θ_{13} 为零或很小，加速器中微子实验就无法测量中微子的质量等级和 CP 相角。目前在建或运行中的加速器中微子实验有 T2K[42]、MINOS[41]、MiniBooNE[24]、OPERA[44]、NOvA [43] 等。

1.2.4　反应堆中微子实验

探测反应堆中微子的原理是中微子和质子的反 β 衰变，详情见反应式 1.4 。

反应堆中微子能谱如下图 1.2 所示。

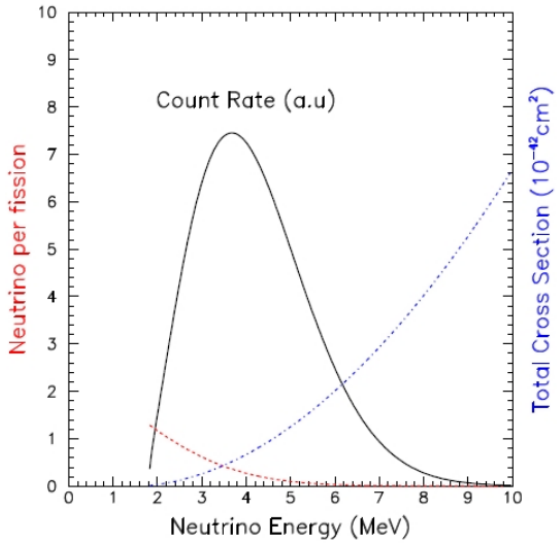


图 **1.2**　反应堆中微子能谱。红线（虚线）为反应堆释放出来的反电子中微子能谱，黑线（实线）为探测器观察到的反电子中微子能谱，蓝线（点划线）是反 β 衰变的反应截面。

反应堆中微子振荡实验是 Disappearance 实验，即测量反电子中微子的存活几率：

$$\begin{aligned} P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e) = 1 \quad &- \quad cos^4(\theta_{13})sin^2(2\theta_{12})sin^2(\Delta_{21}) \\ &- \quad cos^2(\theta_{12})sin^2(2\theta_{13})sin^2(\Delta_{31}) \\ &- \quad sin^2(\theta_{12})sin^2(2\theta_{13})sin^2(\Delta_{32}) \end{aligned} \tag{1.18}$$

其中 $\Delta_{ij} = 1.27\Delta m^2_{ij}L/E(i,j=1,2,3)$ ，中微子的质量平方差 Δm^2_{ij} 单位为 eV^2，基线长度 L 的单位是 km，能量 E 的单位为 GeV 。

按照基线长度分为两类：短基线反应堆中微子实验和中等基线反应堆中微子实验。中等基线反应堆中微子实验中，因为 $\theta_{13} \sim 0$ ，可以忽略 θ_{13} 引起的振荡，则公式 1.18 近似为：

$$P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e) = 1 - sin^2 2\theta_{12} sin^2[1.27\Delta m^2_{21}L/E] \tag{1.19}$$

反应堆中微子平均能量为 4 MeV，如图1.2所示，当 L $\sim$ 60 km 时，$1.27\Delta m^2_{21}L/E \sim \pi/2$ ，振荡几率最大，可精确测得振荡参数 θ_{12} 和 Δm^2_{21} 。KamLAND 实验是中等基线反应堆中微子实验，平均基线长度为 180 km ，不是测量 θ_{12} 的最优长度，对 θ_{12} 的测量不够精确。60 km 基线长度的反应堆中微子实验，能将 θ_{12} 的测量精度提高一个量级，而且可能直接测量中微子的质量等级 [45]。

短基线中微子实验中，$sin^2(\Delta_{21}) \to 0$ ，可忽略 θ_{12} 的振荡，且 $\Delta m^2_{32} \sim \Delta m^2_{31}$ ，那么存活几率公式 1.18 可化简为：

$$P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e) = 1 - sin^2 2\theta_{13} sin^2[1.27\Delta m^2_{32}L/E] \tag{1.20}$$

通过优化基线可以使 $1.27\Delta m_{32}^2 L/E \sim \pi/2$，精确测量 θ_{13}。反应堆中微子实验的最佳基线为 1.8 km 左右。正在运行的短基线反应堆中微子实验有 Daya Bay、Double Chooz 和 RENO，各自远点探测器的基线长度分别为 1.65 km,1.05 km,1.44 km。

下图1.3列出了近些年来反应堆中微子实验的结果，除 KamLAND 之外，其他皆为短基线反应堆中微子实验。

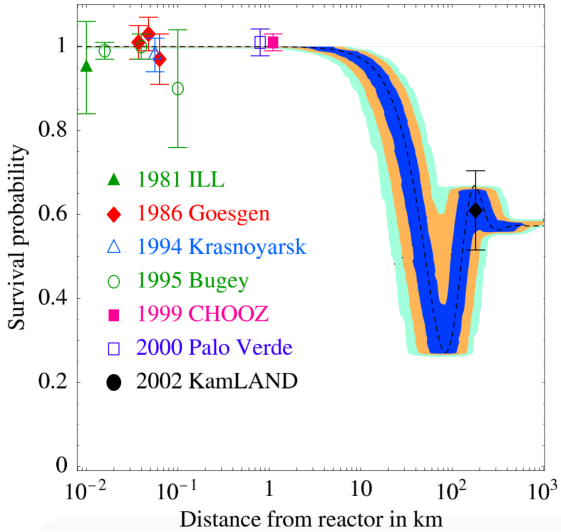


图 **1.3**　近年来的反应堆中微子振荡实验

2011 年 11 月，Double Chooz 公布了仅使用远点探测器数据时的 θ_{13} 的首次测量结果, 在 1.7σ 置信度下 θ_{13} 不为零 [15]。随后，对中微子能谱做谱分析降低了系统误差，2012 年 6 月，Double Chooz 更新结果为 2.9σ 置信度 [16]。Daya Bay 实验组于 2012 年 3 月 8 日公布 θ_{13} 在 5.2σ 置信度下不为零 [18]。2012 年 4 月，RENO 公布了使用远近点探测器数据时 4.9σ 置信度下 θ_{13} 不为零 [17]。更多 Daya Bay 实验的细节，将在下一章节介绍。

第二章　大亚湾反应堆中微子振荡实验

精确测量得到 θ_{13} ，指导中微子的质量等级和 CP 相角的测量。如果 θ_{13} 为零或很小，加速器中微子实验无法测量中微子的质量等级和 CP 相角。大亚湾反应堆中微子振荡实验通过探测反应堆释放出来的反电子中微子的消失概率，来测量中微子混合矩阵中的 θ_{13} 混合角。

2.1　物理目标与意义

大亚湾反应堆中微子振荡实验通过测量大亚湾核电站的反应堆产生的反电子中微子，来测量中微子混合矩阵的混合角 θ_{13} ，物理目标是使测得的 $sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度在 90% 的置信水平上达到 0.01 或更好。精确测量 θ_{13} 的物理意义如下：

1. θ_{13} 是中微子混合矩阵的基本参数，精确测量 θ_{13} 得以完善中微子的振荡理论。

2. θ_{13} 的大小决定了中微子物理未来的发展方向。θ_{13} 值的大小直接影响 δ_{CP} 的测量。如果 $sin^2 2\theta_{13} > 0.01$ ，未来的长基线中微子实验则有可能测出 CP 相角，进而有望解释宇宙中“物质- 反物质的不对称性”；如果 $sin^2 2\theta_{13} < 0.01$ ，则长基线中微子实验非常难测得 CP 相角，就需要利用更强中微子源和更低本底的实验，如中微子工厂、β 束流，来测量 CP 相角 [60]。另外，公式1.16表明长基线加速器中微子振荡实验有可能测出中微子的质量等级，研究 [45, 61] 表明使用傅立叶分析方法，中等基线反应堆中微子振荡实验也有可能测出中微子的质量等级。但若是 θ_{13} 很小，现有的实验技术水平，上述两种方法都不可行。

3. θ_{13} 对理论物理具有重要意义。如果 θ_{13} 为零，预示着新物理或者新对称性的存在。θ_{13} 对理解夸克与轻子的关系，及对研究大统一理论有重要意义。中微子振荡是超出标准模型范畴的现象，精确测定 θ_{13} 将可以鉴别与寻找新物理。

4. 精确测量 θ_{13} 值，或只给出上限，都可以联合长基线中微子实验结果来共同确定混合参数，完全或部分消除简并。

2.2　实验布局

2.2.1　总体设计方案

为使 θ_{13} 的相对测量精度达到 0.01 ，相比于 CHOOZ 实验 0.17 的测量精度，大亚湾实验的测量精度提高了一个量级以上，这就需要不同于以往反应堆中微子实验的设计。大亚湾实验在之前的反应堆中微子实验 Palo Verde、KamLAND 和 CHOOZ 的基础上，产生了大亚湾反应堆中微子实验的实验设计方案。大亚湾反应堆中微子实验若想提高实验精度，需要严格控制实验本底、提高统计量来减小统计误差和探测器的系统误差，具体的实验设计如以下几点：

1. 大亚湾核电站提供丰富的反电子中微子源。大亚湾核电站共有三个反应堆（大亚湾、岭澳、岭澳 II），总功率达 $17.4GW_{th}$。大亚湾中微子实验的远点探测器靶质量达 80 吨，可以探测到足够的中微子事例，通过三年的数据采集，统计误差小于 0.2% 。

2. 探测器放置在核电站附近的山体中，兼顾基线优化和岩石覆盖厚度。通过选取适合的基线长度，能使反应堆中微子基本达到振荡极大。宇宙线带来的本底非常复杂，足够的岩石覆盖能大大减小宇宙线带来的本底影响，提高实验的精度和可靠度。

3. 近点和远点探测器的相对测量。在最优基线处放置远点探测器，在大亚湾反应堆核和岭澳反应堆核附近放置相同的近点探测器，以此来做中微子能谱的相对测量，这样可以抵消由反应堆中微子的能谱不确定性（2%）引起的误差。

4. 内外三层的探测器结构设计。内层是掺钆液体闪烁体为靶物质。把靶放置于最内层，与外层物质隔开，不需要用事例顶点来筛选事例，否则难以精确估计事例顶点判选的效率，这将带来比较大的误差。中间层为集能层，是普通液体闪烁体，收集逃逸的 γ 光子沉积的能量，以此提高探测效率，减小误差。外层为防护层，填充矿物油，可减少材料带来的天然放射性事例，特别是光电倍增管（PMT）玻璃。

5. 多模块的探测器设计。远点包含四个探测器模块，每个模块中含有 20 吨靶物质，每个近点包含两个探测器模块。这样可降低探测器的非关联误差，同时同一点的模块之间相互验证，提高实验的可靠性。

6. 探测器模块全同性设计。近远点的探测器模块使用同一批次的液体闪烁体，可以抵消在远近点做相对测量时探测器的系统误差。还可以移动探测器模块，调换近点和远点的探测器模块，抵消探测器间的微小差异带来的误差。

7. 探测器内部上下端贴有反射膜。提高 PMT 接受光信号的有效角度，同时上下端不用放置 PMT 省了资金，在有限个 PMT 的情况下提高了能量精度，减小了能量判选带来的误差。

8. 足够的屏蔽来减少本底。同时使用水契伦柯夫和阻性板室（RPC）两种 μ 子反符合探测系统，μ 子的探测效率达到 99.5%，宇宙线 μ 子在探测器中产生的中子可通过一定的时间关联去除。同时使用两米厚的纯水防护层，隔绝岩石中产生的中子本底和天然放射性本底。

2.2.2　基站布局与基线选择

大亚湾中微子实验通过近远点探测到的中微子的相对比较，计算反应堆中微子在传播过程中的存活几率：

$$P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e) \simeq 1 - sin^2 2\theta_{13} sin^2(\frac{\Delta m^2_{31} L}{4E_\nu}) - cos^4\theta_{13} sin^2 2\theta_{12} sin^2(\frac{\Delta m^2_{21} L}{4E_\nu}) \quad (2.1)$$

下图 2.1 描述了反应堆中微子的存活几率随基线长度的变化关系：

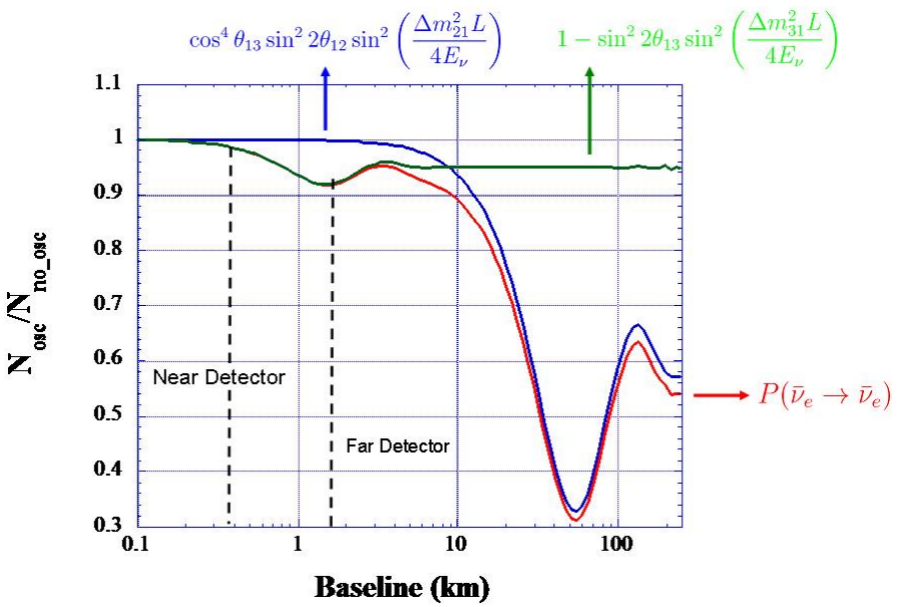


图 **2.1**　反应堆中微子的存活几率与基线长度的关系

由 θ_{13} 和 θ_{12} 引起的振荡极大处分别在 L $\simeq$ 1.8 km 和 L $\simeq$ 60 km 处。从存活几率 P($\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e$) 的曲线可看出，理想情况下远厅探测器位置应选在 θ_{13} 振荡极大处，近厅探测器位置选在 θ_{13} 还没有开始振荡的地方，比如 L < 300 m 。近厅探测器能能探测到未振荡的反应堆中微子能谱，而远厅探测器最大程度地探测振荡效应。实际情况中，大亚湾中微子实验的基线复杂，有 6 个反应堆，3 个实验厅（大亚湾近厅、岭澳近厅、远厅），一共 18 组基线。实验厅选址经过灵敏度分析，以及综合考虑振荡幅度、反应堆误差抵消和宇宙线本底，最终确定下来三个实验厅的布局如下图2.2所示：

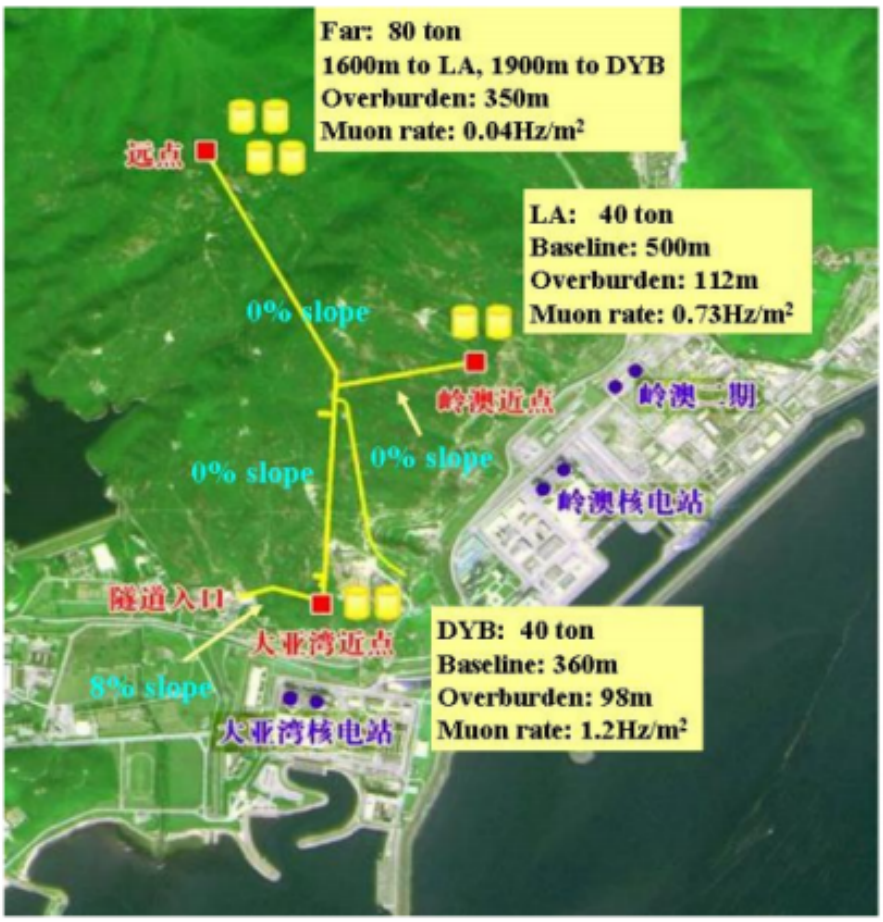


图 **2.2**　大亚湾反应堆中微子振荡实验的实验厅布局和反应堆位置，实验厅之间由隧道连接。

2.3　探测器系统

大亚湾中微子实验探测器包括两部分：一部分是反电子中微子探测器（AD），即中心探测器；一部分是探测宇宙线的 μ 子探测器，即反符合探测系统。其中，反符合探测系统又包括两个独立的探测器：RPC 探测器和水契伦柯夫探测器，之间可以相互检验并确定 μ 子探测效率。水契伦柯夫探测器填充纯水，既可以探测 μ 子，也可作为屏蔽层。中心探测器安装在水池中，如下图 2.3 所示。远厅共有四个中心探测器，每个近厅分别有两个中心探测器。

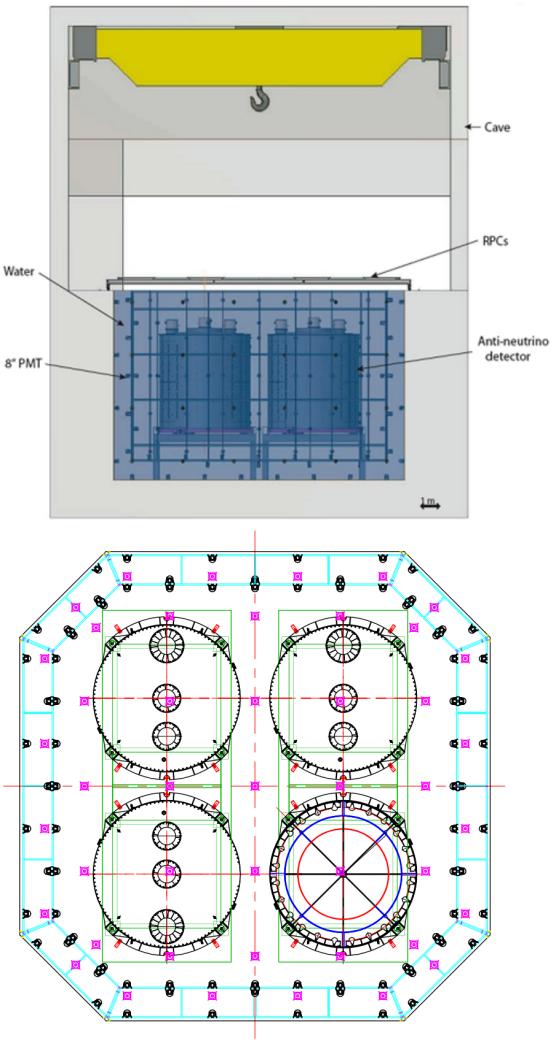


图 **2.3**　大亚湾中微子实验的远厅探测器示意图，上图为水平视图，下图为俯视图。四个中心探测器皆放置于水池中，四周与上下均被 2.5 m 厚的水层包围，用来屏蔽本底。水池中安装光电倍增管组成水切伦科夫探测系统，水池的上面为 RPC 探测系统。RPC 探测系统与水切伦科夫探测系统组成反符合探测系统。

2.3.1　中心探测器

大亚湾中微子实验使用富含氢核的掺钆液体闪烁体来探测反应堆产生的反电子中微子，原理是反 β 衰变：

$$\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \tag{2.2}$$

反 β 衰变产生的 e^+ 带走几乎全部的动能，然后与 e^- 湮灭，生成总能量 1.8 MeV $\sim$ 8 MeV 的 γ 光子，此过程在反 β 衰变后的几纳秒内完成，记为快信号。反 β 衰变产生的中子慢化后被 Gd 俘获，释放总能量约为 8 MeV 的 γ 光子，此过程为几十 μs 的时间，记为慢信号。全过程如下图2.4 所示：

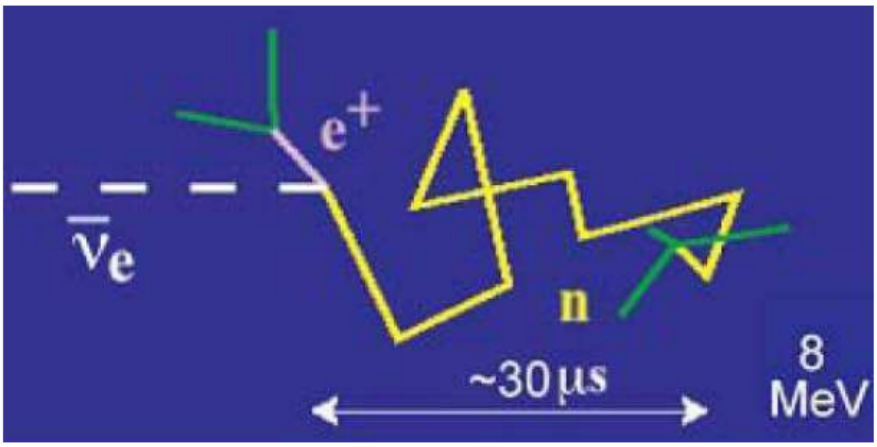


图 **2.4**　反电子中微子反 β 衰变过程中的快慢信号产生示意图

利用快慢信号的符合测定来挑选中微子事例，挑选满足一定条件的快慢信号事例对：

1）快慢信号的时间间隔在 [1 μs , 200μs] 之间；

2）快信号的能量在 [0.7 MeV , 12 MeV] 之间；

3) 慢信号的能量在 [6 MeV , 10 MeV] 之间。

大亚湾中微子实验的中心探测器为三层同心圆柱体结构，如下图 2.5 所示：

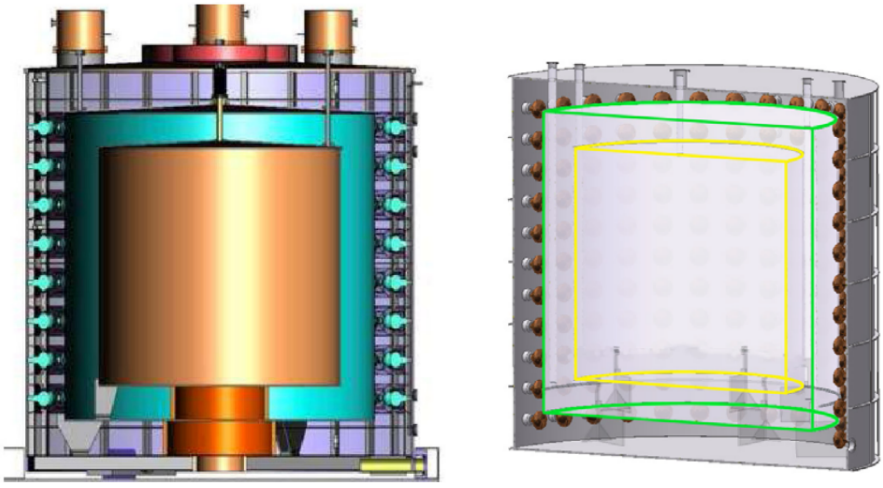


图 **2.5**　左图为大亚湾中微子实验的中心探测器剖面图，右图为中心探测器的三层结构示意图。

内层是 20 吨的掺 Gd 液体闪烁体，Gd 含量为 0.1%。内层是探测反电子中微子的有效靶质量。掺 Gd 液体闪烁体与普通液体闪烁体相比有以下好处：

1. 提高中子的俘获效率，中子在 H 上的俘获时间约为 210 μs ，在 Gd 的俘获时间约为 30 μs ，缩短快慢信号之间的时间间隔，有利于减少本底。

2. 中子在 H 上被俘获时，释放出总能量 2.2 MeV 的 γ 光子，在 Gd 上被俘获时，释放出总能量约为 8 MeV 的 γ 光子，这个能量远高于天然放射性本底的能量，可大大减少本底的数量，增加信噪比。

中间层为集能层，填充普通液体闪烁体，收集从掺钆液闪层逃逸的 γ 光子沉积的能量，提高探测效率，减小探测效率误差。并且能保证掺钆液体闪烁体是反电子中微子探测靶，不需要利用位置重建得到的事例顶点来确定中微子探测靶的有效质量，这样以来中微子探测靶质量引起的系统误差只源于质量的测量精度。

外层为矿物油层，用来屏蔽由光电倍增管玻璃、钢罐或其它材料带来的天然放射性本底。矿物层中安装有 192 个光电倍增管，位于侧壁上，一共 8 圈，光电倍增管光电面朝向中心液闪区。光电倍增管光阴极的有效覆盖率大约为 12%，接收可见光光子。上下端的反射板增加了光子的有效收集率，这样以来对灵敏探测区产生的光子有足够的探测效率。

下表2.1列出了大亚湾中微子实验对中心探测器各项物理性能的要求：

表 **2.1**　大亚湾中微子实验的中心探测器物理性能要求

指标	性能要求
靶质量/AD	$\geqslant$ 20 T
靶质量精度	$\leqslant$ 0.2% 并且精确获知 C/H 比
能量分辨率	$15\%/\sqrt{E}$
探测效率误差	< 0.2%
能量阈值	$\leqslant$ 1MeV ，对所有能量范围的 e^+ 信号
放射性本底事例率	$\leqslant$ 100 Hz
时间分辨率	$\leqslant$ 25 ns

2.3.2　反符合探测器

大亚湾中微子实验的本底主要来源于宇宙线 μ 子及 μ 子产生的次级粒子。减小这些本底的策略是把探测器放置在地下，增大探测器上面的岩石覆盖厚度。探测器周围的岩石可释放出 γ 光，另外，μ 子穿过岩石时发生核散裂产生多种次级粒子，针对这些情况，我们在中心探测器周围布置 2.5 厚的水层，进而可把这类本底减少至最小。岩石释放出的 γ 光子经过水屏蔽层后，数量减为三百万分之一。水池外生成的中子也可以大部分被屏蔽。μ 子在产生的快中子事例是主要的本底。大亚湾中微子实验在标记到的 μ 子之后设置 500 μs 左右的死时间窗口，对于簇射 μ 子的 veto 时间窗为 1.0 s。另外，水屏蔽层将中心探测器与空气隔绝开，减小空气中氡气带来的本底，并屏蔽了空气中的灰尘。

反符合探测系统的结构如图2.3所示，中心探测器模块放置在填充了高纯水的水池中，中心探测器之间用 1 m 厚的水隔离。近厅水池为八角矩形，尺寸为为

16 m×10 m×10 m；远厅的水池为八角正方形，尺寸 16 m × 16 m × 10 m，中心探测器距离池壁的距离是 2.5 m。水池用安装在不锈钢钢架上的 Tyvek 反射膜分隔成两部分，钢架上安装光电倍增管，构成内、外两套水切伦科夫探测器，外层水池宽度为 1 m。根据 Geant4 模拟结果，对 μ 子的探测效率都可达 95% ，并且两者之间可相互校验。水池顶部布置四层 RPC 探测器，c 采用四选三的逻辑，对 μ 子的探测效率达到 95% 以上。RPC 探测器比水池向外延伸 1 m，可分析 μ 子与岩石相互作用而生成的本底。RPC 探测系统与水切伦科夫探测系统的联合探测器效率达 99.5 % ，并且误差小于 0.25 % 。同时还可互相检验，用来确定各自的探测效率。

大亚湾中微子实验对反符合系统的性能要求，如下表2.2所示：

表 **2.2**　大亚湾中微子实验对反符合系统的性能要求

对宇宙线 μ 子的联合探测效率 $\geqslant$ 99.5%
对宇宙线 μ 子的联合探测效率的不确定度 $\leqslant \pm$ 0.25%
随机符合的死时间 $\leqslant$ 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 $\leqslant \pm$ 0.05%
空间分辨率为 0.5m - 1 m
水切伦科夫探测器和 RPC 探测器的时间分辨率为：$\pm$ 2 ns ，25 ns
水屏蔽层的厚度 $\geq$ 2 m

2.4　实验进展与最新成果

2003 年 11 月 28-29 日，香港举行大亚湾实验研讨会。

2007 年 1 月 4 日，“大亚湾反应堆中微子实验”项目被科技部正式批准立项(国科发基字〔2007〕1 号文件)。

2007 年 10 月 13 日，大亚湾核电基地破土动工。

2011 年 8 月 15 日，大亚湾实验近点探测器系统安装完成并开始取数。

2011 年 12 月 24 日，大亚湾实验远近三个实验大厅正式投入运行。

2012 年 3 月 8 日，首次公布基于 6 个 AD 数据的结果，θ_{13} 在 5.1σ 置信度下不为零，早于 Double Chooz 和 RENO 实验。

2012 年 10 月 19 日至今，8 个中心探测器安装完成并投入运行，预计运行取数到 2018 年。

2014 年 6 月，大亚湾实验使用 6 个 AD 的 217 天的数据和 8 个 AD 的 404 天的数据，运用事例率和谱型分析方法测量得到 $sin^2 2\theta_{13} = 0.084^{+0.005}_{-0.005}$ 和有效质量平方差 $|\Delta m^2_{ee}| = (2.44^{+0.10}_{-0.11})\times 10^{-3} eV^2$ 的结果 [19]。

第三章　反 β 衰变事例中的 $^8He/^9Li$ 本底及快中子本底

大亚湾反应堆中微子振荡实验中的本底主要有三个来源: 天然放射性、快中子和 $^8He/^9Li$ ，其中，$^8He/^9Li$ 和快中子本底为关联本底，因其快信号和慢信号都来源于同一个母 μ 子; 同时，天然放射性事例和单中子的俘获信号则可能在中微子快慢信号时间窗内形成偶然符合，构成随机本底，这种情况下，快信号和慢信号形成于不同的机制，形成了非关联本底。大亚湾反应堆中微子振荡实验是地下实验，由于其低本底和高精度的要求，需要一定厚度的岩石覆盖来屏蔽来自宇宙线的 μ 子，另外，反电子中微子探测器之外也需要 RPC 探测系统和水切伦科夫探测系统对穿过的 μ 子进行反符合标记。利用反电子中微子探测器、RPC 探测器和内、外水切伦科夫探测器，可在大亚湾的远、近厅，对不同能量 (远、近厅覆盖的岩石厚度不同) 的 μ 子进行测量。然后通过在这些 muon 之后设置死时间窗口，可以去除其带来的大部分本底。本章对经过 muon veto 之后，反 β 衰变 (IBD) 事例中仍残留的 $^8He/^9Li$ 本底和快中子本底进行了研究，介绍了目前采用的本底估算方法。

3.1　IBD 分析中的本底及分类

如 $\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ 所示，大亚湾实验用核反应堆释放出的 $\overline{\nu}_e$ 中微子与靶中的 H 核发生反 β 衰变这一原理，对 $\overline{\nu}_e$ 型中微子进行测量。反 β 衰变释放出的 e^+ 在液体闪烁体中电离沉积能量并且最终与 e^- 湮灭，释放出一对 511 KeV 能量的 γ 光子，这个过程的时间标度约为 $\sim$ 10 ns ，正电子通过电离沉积能量和湮灭，其在探测器中的能谱可由反应堆中微子能谱推出，在 0.7 $\sim$ 12 MeV 之间 [62]; 反 β 衰变产生的中子在探测器中经过一系列散射，慢化为热中子后被液体闪烁体中的 Gd 核俘获，释放出 3 $\sim$ 4 个 γ 光子，其总能量约为 8 MeV，这个过程的时间标度约为 $10^2\mu s$，其与掺钆（Gd）液闪中的 H 核、Gd 核的比例有关。反 β 衰变与中子 Gd 上的俘获，如式 3.1 所示。e^+ 湮灭和中子捕获两个过程之间有一定的时间间隔，故测量中微子事例需要对这两个关联的快、慢信号进行符合测量，其中 e^+ 湮灭信号标记为快信号 (prompt signal)，n 俘获信号标记为慢信号 (delayed signal)。

$$n + Gd \rightarrow Gd' + n\gamma \tag{3.1}$$

理论上来说，反电子中微子探测器中探测到快、慢信号，若其能量与反 β 衰变的快、慢信号能量区间有重叠，且快、慢信号之间的时间间隔在反 β 衰变的快慢信号时间间隔之内，就可能通过中微子快慢信号的筛选条件，从而成为本底。在大亚湾反应堆中微子振荡实验中，为达到混合振荡参数 $sin^2 2\theta_{13}$ 的 1% 的测量精度，对本底的控制要求比以往的反应堆中微子振荡实验低一个量级，即信号噪

声比要达到 0.5% 的量级 [63]，这就有必要对各种本底仔细研究，并设置各种挑选条件，以达到严格控制本底的目标。大亚湾反应堆中微子振荡实验中的各种本底，可按照快慢信号的来源划分为两类: 非关联本底与关联本底，下面简要介绍这两种本底。

3.1.1 非关联本底

非关联本底 [64] 的定义为: 本底的快、慢信号来源于不同的物理过程。非关联本底的来源比较广泛，主要可分为以下两种:

- 非物理来源: 主要为电子学噪声、暗噪声和光电倍增管打火，对电子学噪声，可通过对整个触发系统和电子学通道设置一定的阈值来控制，对光电倍增管打火，可通过 flasher cut 来排除。

- 物理来源: 主要为天然放射性本底和 μ 子散裂产物之间的偶然符合而成。液体闪烁体、光电倍增管玻璃、探测器钢罐与其支撑结构、探测器周围空气和岩石中都存在天然放射性元素。在大亚湾反应堆中微子振荡实验中，虽然可通过一定厚度的水屏蔽层和矿物油层来屏蔽天然放射性事例，但仍会有一定数量的天然放射性事例在反电子中微子探测器中形成信号; 同时，μ 子散裂的产物 (此时主要为单中子) 可能在探测器中恰好形成信号; 若这两个信号的时间间隔在反 β 衰变的快慢信号时间间隔 [1 μs , 200 μs] 内，就构成了非关联本底，其中天然放射性事例标记为快信号，μ 子散裂单中子标记为慢信号。这种通过偶然符合形成的非关联本底是随机的，可以通过提高对 μ 子的反符合和降低天然放射性事例，来降低这种非关联本底。

3.1.2 关联本底

关联本底的显著特点是: 其快慢信号来自于同一母粒子或物理过程。与非关联本底相比，关联本底的来源较为单一，主要可分为如下两种:

- 快中子: 来源于宇宙线 μ 子和物质相互作用生成的散裂中子，快中子到达反电子中微子探测器时，与液体闪烁体中的 H 核发生碰撞，反冲质子在探测器靶体积内电离沉积能量，如图 3.1 所示。

  此过程较快，时间标度约为 $10^2 ns$ 左右，其沉积能量在 $10^2 MeV$ 内呈均匀分布 [65–67]，在反 β 衰变的快信号能量的重叠区，标记为快信号; 然后该中子被慢化并在 Gd 上被俘获，这个过程的时间标度在几十 μs 左右，同样释放出总能量为 8 MeV 的 3 $\sim$ 4 个 γ 光子，标记为慢信号。当产生快中子的 μ 母粒子未被 μ 子反符合探测系统标记到，那么快中子的快慢信号就可能通过反 β 衰变末态事例的挑选条件，成为本底。快中子本底的快信号的能谱模拟和实验数据，如图 3.2 所示。

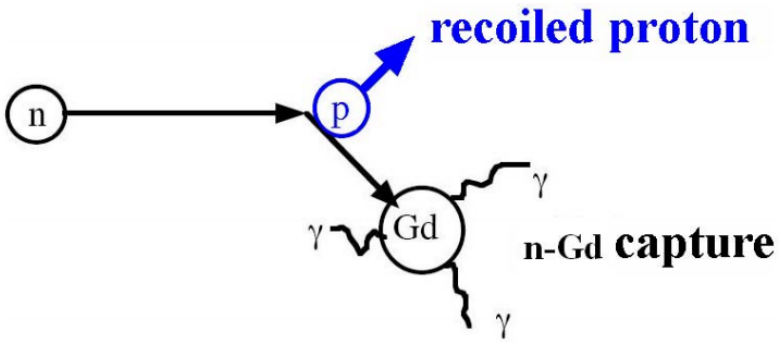


图 **3.1**　快中子事例的物理形成机制图

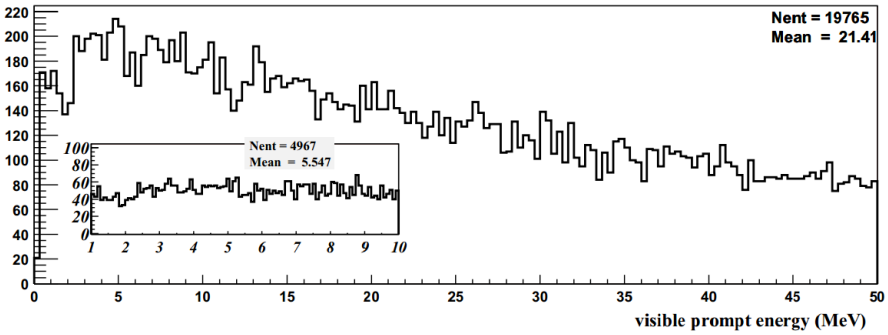


图 **3.2**　上图为大亚湾实验 MC 模拟数据给出的快中子快信号能谱，即反冲质子在探测器中沉积能量分布。小图描述了反冲质子动能沉积在反 β 衰变快信号能量区间内的分布，可认为是均匀分布。

- 宇宙线 μ 子致长寿命同位素: 主要为 $^8He/^9Li$ 。宇宙线产生的高能量 μ 子在通过反电子中微子探测器时，会和其中的靶物质 (主要是 ^{12}C 核) 发生非弹性碰撞，产生多种放射性同位素，如表 3.1 所示 [68]。这些放射性同位素的半衰期从几十微秒到几十天不等，其发生衰变的方式以 β^+/β^- 衰变为主。其中同位素 ^8He、^9Li、^{11}Li 最特殊，这三者的特点为: 发生 β 衰变时，伴随有中子的级联发射（β-neutron cascade），如反应式 3.2 所示。故这几种放射性同位素的衰变反应能在反电子中微子探测器中产生时间上相关联的快慢事例对: 快信号为 β 衰变事例，其能谱如图 3.3 所示 [69]; 慢信号为级联发射的中子慢化后被 Gd 或者 H 俘获放出的 γ 光子，整个过程产生的信号若在中微子快慢信号能区和时间窗口内，则可以构成本底。并且这几种放射性同位素半衰期较长，其在反电子中微子探测器中衰变的时刻与其 μ 母粒子之间的时间间隔相距较远，使其不能被 μ 子 veto 时间窗排除掉，这是一种很复杂的本底。

表 **3.1**　宇宙线 μ 子产生的长寿命同位素

Decay mode	Isotopes	$T_{1/2}$	$E_{max}(MeV)$
β^-	^{12}B	0.02s	13.4(β^-)
	^{11}Be	13.80s	11.5(β^-)
	^{11}Li	0.09s	20.8(β^-)
	^{9}Li	0.18s	13.6(β^-)
	^{8}Li	0.84s	16.0(β^-)
	^{8}He	0.12s	10.6(β^-)
	^{6}He	0.81s	3.5(β^-)
β^+, EC	^{11}C	20.38min	0.96(β^+)
	^{10}C	19.03s	1.9(β^+)(+0.72MeV γ , 98.53%)
	^{9}C	0.13s	16.0(β^+)
	^{8}B	0.77s	13.7(β^+)
	^{7}Be	53.3d	0.478(β^+)(γ,10%)

$$
\begin{aligned}
&^8He \rightarrow^8 Li^{'} + e^- + \overline{\nu}_e(Q = 10.6MeV)\\
&^8Li^{'} \rightarrow n +^7 Li\\
&^9Li \rightarrow^9 Be^{'} + e^- + \overline{\nu}_e(Q = 13.6MeV)\\
&^9Be^{'} \rightarrow n +^8 Be
\end{aligned}
\tag{3.2}
$$

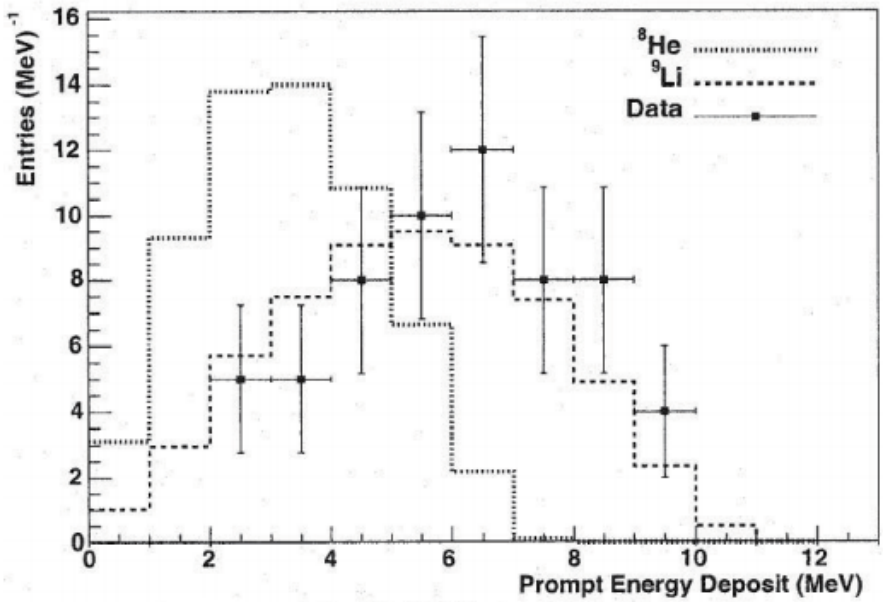


图 **3.3**　$^8He/^9Li$ 同位素 βn 级联衰变生成的 β 粒子能谱

综上所述，探测 IBD 事例时，系统分别记录了快慢信号的物理信息，这两个信号时间间隔在 [1 μs，200 μs] 之间，快信号能量在 [0.7 MeV，12.0 MeV] 之间，慢信号能量在 [6.0 MeV，12.0 MeV] 之间 [2]。通过鉴别反贝塔衰变的产物来鉴别反电子中微子。若其他事例产生的两个信号符合上述的时间间隔和能量区间，会被误判为反电子中微子事例，从而构成本底。

3.2　$^8He/^9Li$ 本底

$^8He/^9Li$ 可以发生 βn 级联衰变，详见图3.4和图3.5，生成 β 粒子和 n ，接着 β 粒子在探测器中电离沉积能量直到停止，中子和 H 核碰撞，慢化后被 H 或 Gd 捕获，释放多个 γ 光子，这样以来，在探测器中形成快慢两个信号，类似 IBD 的信号特征。$^8He/^9Li$ 的寿命分别为 171.7 ms、257.2 ms，远大于 IBD 分析中的 muon veto 时间，因此 $^8He/^9Li$ 衰变生产的 βn 不能被现有的 muon veto 去掉，从而成为 IBD 事例中的重要本底。本节对这种本底的数目进行了下限估计，并从数据中得到 $^8He/^9Li$ 的能谱，供 θ_{13} 能谱分析所用。

3.2.1　$^8He/^9Li$ 性质

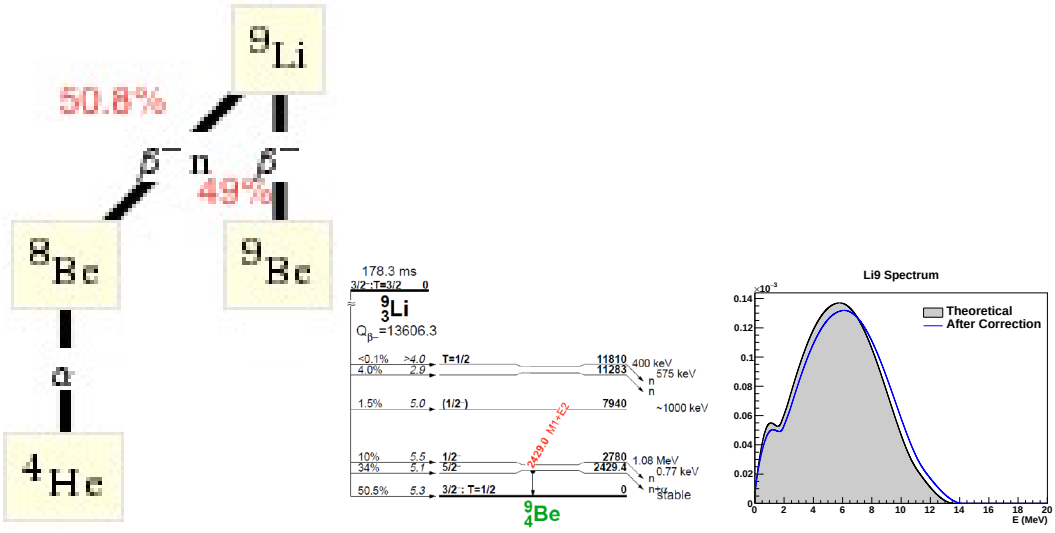


图 3.4　^9Li 左、中图为衰变模式，右图为衰变产物中 β 粒子的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑大亚湾实验中的能量非线性修正后的能谱。

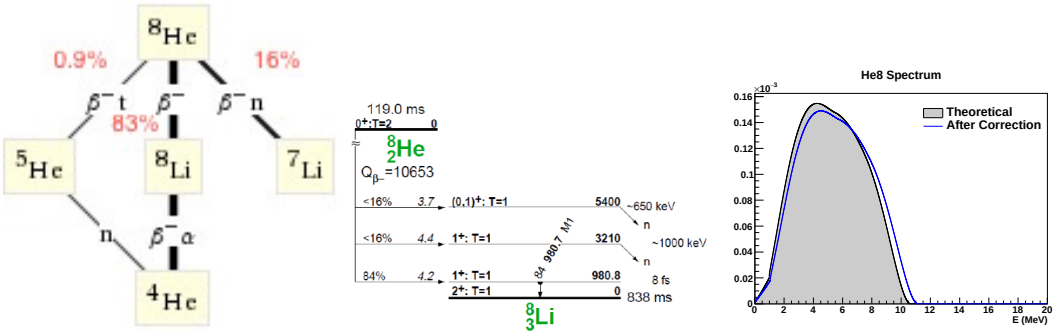


图 3.5　^8He 左、中图为衰变模式，右图为衰变产物中 β 粒子的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑大亚湾实验中的能量非线性修正后的能谱。

► ^9Li 理论能谱

^9Li 和 ^8He 的 βn 级联衰变所占的分支比分别为 $(49.5 \pm 5)\%$ 和 $(16 \pm 1)\%$，引用自 ENDF/B-VII.1 library。参考 KamLAND[67] 的结果，IBD 中 $^8He/^9Li$ 本底的快慢信号事例对中 ^9Li 为主要成分，因此，简便期间，这里只计算 ^9Li 的 βn 衰变分支中的 β 粒子能谱。详细的衰变分支比详见下表3.2：

表 **3.2**　^9Li 的衰变模式，引用至 ENDF/B-VII.1 library。

End point (MeV)	Intensity	Decay mode
2.32	0.040	β^-, n
5.67	0.015	β^-, n
10.83	0.10	β^-, n
11.18	0.3400	β^-, n
13.60	0.5050	β^-

^9Li 的 βn 衰变中的 β 粒子能谱，用下面式3.3、式3.4和式3.5计算得到。计算中不包括次级粒子进一步衰变的产物 (α 或 n)。

$$S_i = C_i \cdot F(E_e, Z) \cdot p_e^2(E_0 - E_e) \tag{3.3}$$

$$F(E_e, Z) = \frac{x}{1 - e^{-x}}, x = \frac{2\pi Z(E_e + m_e)}{137 p_e} \tag{3.4}$$

$$S = \sum_i \alpha_i \cdot S_i \tag{3.5}$$

其中 $F(E_e, Z)$ 是 Fermi Function，α_i 是分支比，S_i 是每个分支的 β 能谱，S 是总的 β 能谱。结果如下图3.6所示：

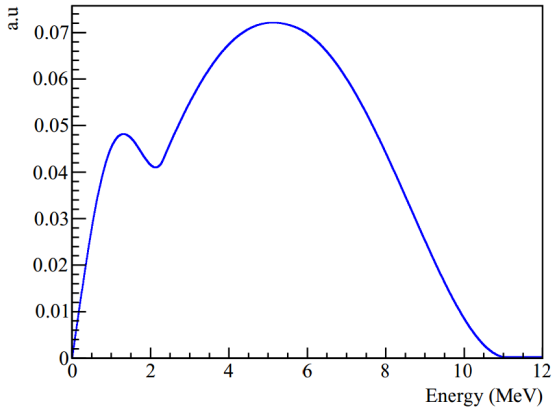


图 **3.6**　$^9Li\beta n$ 衰变分支中的 β 能谱。1 MeV 附近的峰来自 Q-value = 2.32 MeV 的衰变分支。

3.2.2　数据中的 $^9Li/^8He$ 数目

我们利用 $^9Li/^8He$ 快慢信号事例对中的快信号距离前一个 AD muon 的时间间隔分布，来拟合得到 $^9Li/^8He$ 的数目，拟合表达式如下：

$$f(t) = N_{Li+He} \cdot \left(R \cdot \lambda_{Li} \cdot e^{-\lambda_{Li} \cdot t} + (1-R) \cdot \lambda_{He} \cdot e^{-\lambda_{He} \cdot t}\right) + N_{ibd} \cdot R_{\mu} \cdot e^{-R_{\mu} \cdot t} \quad (3.6)$$

其中 $\lambda_{Li} = R_{\mu} + \frac{1}{\tau_{Li}}$，$\lambda_{He} = R_{\mu} + \frac{1}{\tau_{He}}$，$R_{\mu}$ 为 AD muon 的事例率，τ_{Li} 和 τ_{He} 为 ^9Li 和 ^8He 的寿命，τ 参数在拟合中保持固定。N_{Li+He} 为 $^9Li/^8He$ 的总数目。R 为 $^9Li/^8He$ 中 ^9Li 所占的比例，R ∈ [0,1]，在拟合过程中扫描 R 从 0 到 1 ，步长为 0.025，每一步长拟合一次，最后取具有最大似然值时的那次拟合为最终的拟合结果。

► Muon 分片及抽样

AD muon 事例率过高，拟合程序拟合不出 $^9Li/^8He$ 的数量，所以按 AD muon 的沉积能量把 AD muon 分为 6 个分片：$0.02GeV \sim 0.5GeV, 0.5GeV \sim 1.5GeV, 1.5GeV \sim 2.5GeV, 2.5GeV \sim 3.5GeV, 3.5GeV \sim 4.5GeV, > 4.5GeV$。

这样分片以后，前三个分片内的 AD muon 事例率仍然过高。我们认为大多数 $^9Li/^8He$ 的产生伴随着中子的产生，且中子稍后被捕获，释放 γ 光子被探测器探测到。据此，我们如此抽样：要求 AD muon 之后 [10,200] μs 内，有 > 1.8 MeV 的信号。因为中子在 H 上捕获时，释放的 γ 光能量为 $1.8 \sim 2.8MeV$，在 Gd 上捕获时，释放的 γ 光能量为 $6.0 \sim 12.0MeV$。这样以来，不伴随中子产生的 $^9Li/^8He$ 不会被挑选出来，所以本章方法拟合得到的 $^9Li/^8He$ 数目仅为真实数目的下限。

下面表3.3、表3.4和表3.5列出了抽样前后各个 slice 内的 AD muon 的事例率：

表 **3.3**　一号厅，抽样前后各个 slice 内的 AD muon 事例率，数据集为 P14A+P14B

分片 (GeV)	original(Hz)	抽样后 (Hz)
0.02∼0.5	9.941	0.082
0.5∼1.5	10.799	0.140
1.5∼2.5	0.228	0.026
2.5∼3.5	0.041	0.011
3.5∼4.5	0.015	0.010
>4.5	0.005	0.005

表 **3.4**　二号厅，抽样前后各个 slice 内的 AD muon 事例率，数据集为 P14A+P14B

分片 (GeV)	original(Hz)	抽样后 (Hz)
0.02∼0.5	6.958	0.053
0.5∼1.5	8.360	0.099
1.5∼2.5	0.212	0.021
2.5∼3.5	0.037	0.009
3.5∼4.5	0.013	0.008
>4.5	0.005	0.005

表 **3.5**　三号厅，抽样前后各个 slice 内的 AD muon 事例率，数据集为 P14A+P14B

分片 (GeV)	original(Hz)	抽样后 (Hz)
0.02∼0.5	0.482	0.0047
0.5∼1.5	0.534	0.0071
1.5∼2.5	0.017	0.0021
2.5∼3.5	0.004	0.0011
3.5∼4.5	0.002	0.0013
>4.5	0.001	0.0005

▶ 事例挑选

数据分析中，muon 信号的定义：

外水池 muon：外水池中，PMT 着火数目 ≥ 12。

内水池 muon：内水池中，PMT 着火数目 ≥ 12。

AD muon：上述水池 muon 前后 $2\mu s$ 内，AD 中能量 E $\geq$ 20 MeV 的信号。若信号能量 E $\geq$ 2.5 GeV，标记为 AD shower muon。

在数据中挑选 $^8He/^9Li$ 快慢信号事例对，以下为挑选条件：

1. 快信号能量范围：$3.5MeV < E_p < 12.0MeV$

2. 慢信号能量范围：$6.0MeV < E_n < 12.0MeV$

3. 快慢信号时间间隔：$1\mu s < \Delta t < 100\mu s$

4. Multiplicity cut：快信号之前 200 μs，慢信号之后 200 μs 内，没有其他能量 E > 0.7 MeV 的事例。

5. 慢信号距离前一个 WP muon > 600 μs，距离前一个 AD muon > 1 ms，距离前一个 AD shower muon > 1ms。

6. Flasher cut：去除 flasher 事例，要求剩下的信号满足 $(\frac{Quadrant}{1.0})^2+(\frac{MaxQ}{0.45})^2 < 1.0$，对于 2 inch PMT，要求 MaxQ < 100，详见 DOCDB-7434。

Muon 产生的其他同位素，比如 $^{12}B/^{12}N$,$^8Li/^8He$,^9C，其衰变产物 β 粒子作为慢信号，其他单事例信号作为快信号，能形成偶然符合本底，是 $^8He/^9Li$ 分析中的主要本底，所以从下面两个角度来去除这部分本底：

1）快信号能量范围：$3.5MeV < E_p < 12.0MeV$，IBD 事例挑选时的快信号能量范围为 [0.7,12]MeV，所以此时效率约为 $\frac{P(3.5MeV<E<12MeV)}{P(0.7MeV<E<12MeV)} = 72\%$，从图3.6中的能谱计算得到。

2）快慢信号时间间隔：$1\mu s < \Delta t < 100\mu s$，这个 cut 效率对于 ^9Li 约为 94%。

通过上述两个 cut 条件，偶然符合本底在一二号厅 < 0.05/day，三号厅 < 0.01/day。两者对于 ^9Li 的总 cut 效率约为 67.8% (= 94% · 72%) 。

挑选出事例对后，得到快信号与每个 slice 内的前一个 AD muon 的时间间隔分布，用作以下的拟合。

▶ EH1 拟合细节

一号厅内，做了上述 muon 抽样后，每个 slice 内的拟合细节详见下图3.7，拟合的 $^{H}e8/^{9}Li$ 结果见下表3.6。

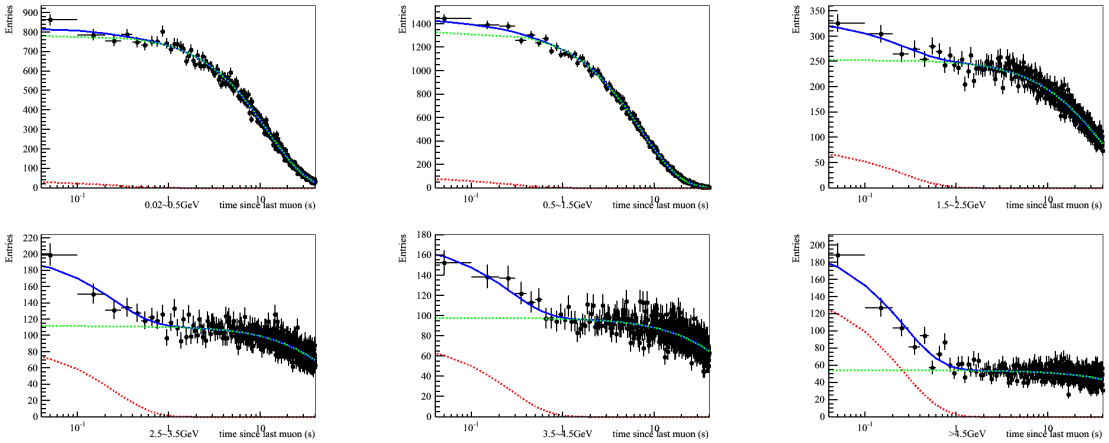


图 **3.7**　一号厅，每个 slice 的 $^{9}Li/^{8}He$ 拟合细节，数据集为 P13A

表 **3.6**　一号厅，$^{9}Li/^{8}He$ 拟合结果，数据集为 P14A

Effective live time	^{9}Li+^{8}He above 2.5GeV	^{9}Li+^{8}He below 2.5 GeV
931.011 days	2040±79 (w/ muon reduction)	1709±193

▶ EH2 拟合细节

二号厅内，做了上述 muon 抽样后，每个 slice 内的拟合细节详见下图3.8，拟合的 $^{H}e8/^{9}Li$ 结果见下表3.7。

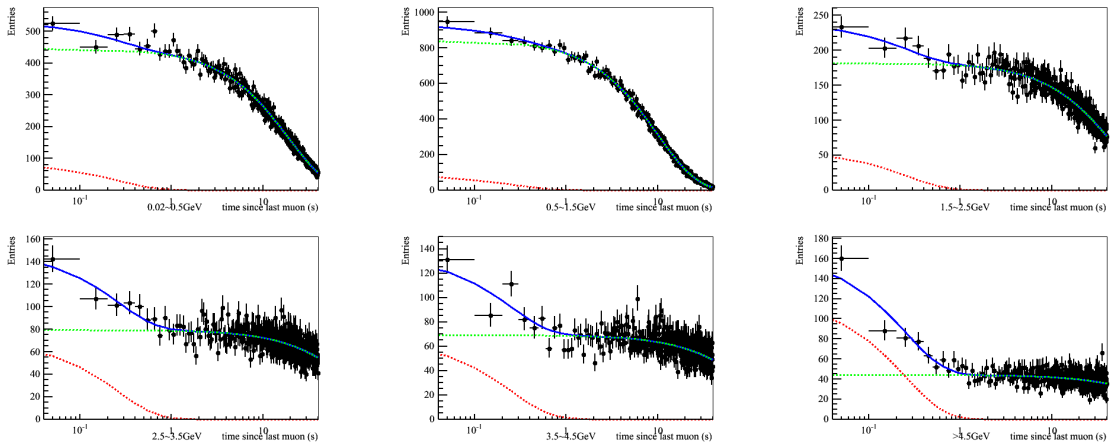


图 **3.8**　二号厅，每个 slice 的 $^{9}Li/^{8}He$ 拟合细节，数据集为 P13A

表 **3.7**　二号厅，$^{9}Li/^{8}He$ 拟合结果，数据集为 P14A

Effective live time	^{9}Li+^{8}He above 2.5GeV	^{9}Li+^{8}He below 2.5 GeV
811.643 days	1367±65 (w/ muon reduction)	941±142

▶ EH3 拟合细节

二号厅内，做了上述 muon 抽样后，每个 slice 内的拟合细节详见下图3.9，拟合的 $^He8/^9Li$ 结果见下表3.8。

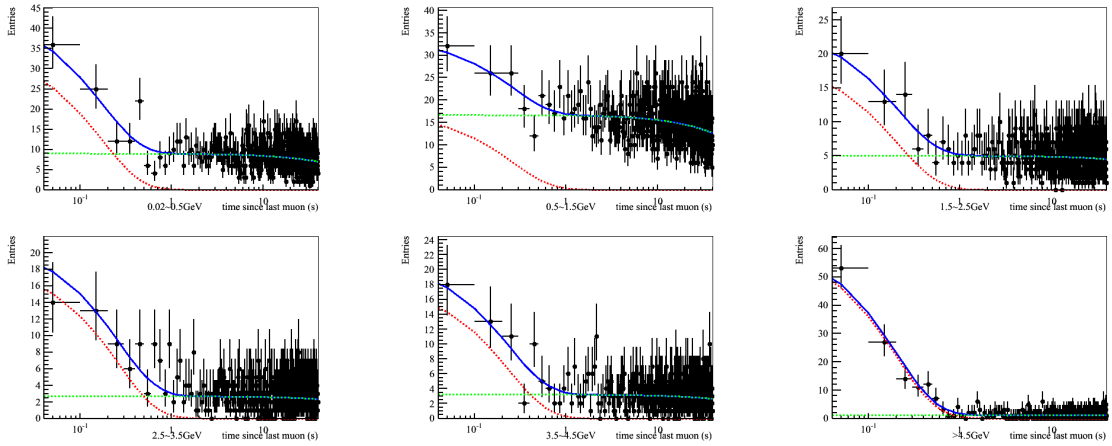


图 **3.9**　三号厅，每个 slice 的 $^9Li/^8He$ 拟合细节，数据集为 P13A

表 **3.8**　三号厅，$^9Li/^8He$ 拟合结果，数据集为 P14A

Effective live time	^{9}Li+^{8}He above 2.5GeV	^{9}Li+^{8}He below 2.5 GeV
2020.89 days	541±26 (w/ muon reduction)	362±29

▶ 事例率和误差的计算

Muon 抽样后，各个 slice 拟合出来的数目通过下式3.7计算得到 IBD 事例中 $^8He/9Li$ 本底的数目，详见下表3.9，由于此时抽样得到的 muon 为所有 muon 的一个子集，所以这个结果是真实 $^8He/9Li$ 本底数目的下限。

总的 $^8He/9Li$ 数目：

$$N_{Li+He} = \left((N_1+N_2+N_3)+(N_4+N_5+N_6)\cdot e^{\frac{-1}{0.257}}\right)/0.678 \tag{3.7}$$

统计误差取拟合误差：

$$\sigma^2_{N_{Li+He}} = \left((E_1^2+E_2^2+E_3^2)+(E_4^2+E_5^2+E_6^2)\cdot (e^{\frac{-1}{0.257}})^2\right)/0.678^2 \tag{3.8}$$

其中，N_i 为各个 slice 的时间间隔分布拟合出来的 $^8He/^9Li$ 数目，E_i 为相应的拟合误差。0.678 为挑选事例和拟合时相应的能量和时间 cut 效率，理论计算得到。Slice 4 (2500-3500 MeV)、slice 5 (3500-4500 MeV) 和 slice 6 (>4500 MeV) 为 shower muon，在 IBD 分析中做了 1s 的 veto 窗口，但在上面的 $^8He/^9Li$ 研究中只做了 1ms 的 veto 窗口，此处 $e^{\frac{-1}{0.257}}$ 为距离 AD shower muon 时间间隔 > 1s 的 $^8He/^9Li$ 所占的比例，由此计算得到 IBD 中残留的 $^8He/^9Li$ 本底数目。

IBD 事例中中 $^8He/^9Li$ 事例率，由下式3.9计算得到：

$$R_{Li+He} = \frac{N_{Li+He}}{T_{livetime}} \tag{3.9}$$

其中，$T_{livetime}$ 为数据中去除 muon 后的死时间窗口之后剩余的有效时间。事例率的统计误差：

$$\sigma_{fit} = \frac{\sigma_{N_{Li+He}}}{T_{livetime}} \tag{3.10}$$

由于这种方法的不确定性，事例率的系统误差，直接取 50%：

$$\sigma_{sys} = 50\% \cdot R_{Li+He} \tag{3.11}$$

事例率的总误差：

$$\sigma^2_{R_{Li+He}} = \sigma^2_{fit} + \sigma^2_{sys} \tag{3.12}$$

最终的 $^8He/^9Li$ 本底事例率及误差：

表 3.9　每个厅 IBD 事例中残留的 $^8He/^9Li$ 本底事例率，统计误差为拟合误差，系统误差来自 muon 抽样方法的影响，取 50%。数据集为 P14A

EH1 (AD1+AD2)	EH2 (AD3+AD7)	EH3 (AD4+AD5+AD6+AD8)
2.84±1.45 /day/AD	1.74±0.91 /day/AD	0.27±0.14 /day/AD

3.2.3　数据中 $^8He/^9Li$ 能谱

所谓 $^8He/^9Li$ 的能谱为其衰变产物 β 粒子的能谱，在此为快信号的能量。这里只在 AD shower muon 之后的窗口内挑选快慢事例对，并且不需要做 muon 分片与抽样，以下为挑选条件：

1. 快信号能量范围：$0.7MeV < E_p < 12.0MeV$

2. 慢信号能量范围：$6.0MeV < E_n < 12.0MeV$

3. 快慢信号时间间隔：$1\mu s < \Delta t < 100\mu s$

4. Multiplicity cut：快信号之前 200 μs，慢信号之后 200 μs 内，没有其他能量 E > 0.7 MeV 的事例。

5. 慢信号距离前一个 WP muon > 600 μs，距离前一个 AD muon > 1 ms，距离前一个 AD shower muon > 1ms。

6. Flasher cut：去除 flasher 事例，要求剩下的信号满足 $(\frac{Quadrant}{1.0})^2+(\frac{MaxQ}{0.45})^2 < 1.0$，对于 2 inch PMT，要求 MaxQ < 100，详见 DOCDB-7434。

7. 快慢信号距离间隔：< 1 m

为得到 $^8He/^9Li$ 能谱，分别在 AD shower muon（沉积能量 > 2.5 GeV 的 AD muon）之后的信号窗口和本底窗口内筛选事例，得到信号窗口内快信号能谱和本底窗口内快信号能谱，然后相减得到 $^8He/^9Li$ 能谱。

信号窗口：AD shower muon 之后 (1ms,1s)

本底窗口：AD shower muon 之后 (1.001s,2s)

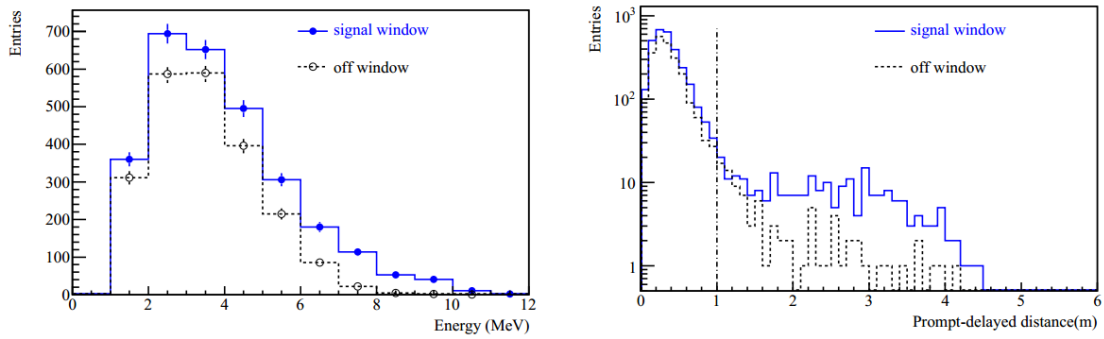


图 **3.10**　左图：信号窗口 (signal window) 和本底窗口 (off window) 内的快信号能谱；右图：信号窗口和本底窗口内的快慢信号距离间隔，虚线为挑选事例时的 cut 条件的位置。

$$spectrum = (signal\ spectrum) - (off\ spectrum) \cdot \epsilon \tag{3.13}$$

AD shower muon 之后信号窗口、本底窗口出现的概率不一样，与 AD shower muon 的事例率有关，需要通过 ϵ 修正。AD shower muon 与 AD shower muon 之间的时间间隔符合指数分布，平均间隔长度跟 AD shower muon 事例率有关。

每个厅中的 ϵ 值详见下表3.10：

表 **3.10**　各个厅中的 ϵ 值

P14A	EH1	EH2	EH3
AD shower muon rate(Hz)	0.064	0.055	0.0055
ϵ	1.0649	1.0554	1.0045

相减后得到的 $^8He/^9Li$ 能谱如下图3.11所示，结果是 ^8He 和 ^9Li 衰变产物 β 能谱的叠加。由于数据统计量受限，θ_{13} 能谱分析中直接使用 ^9Li 的理论谱。

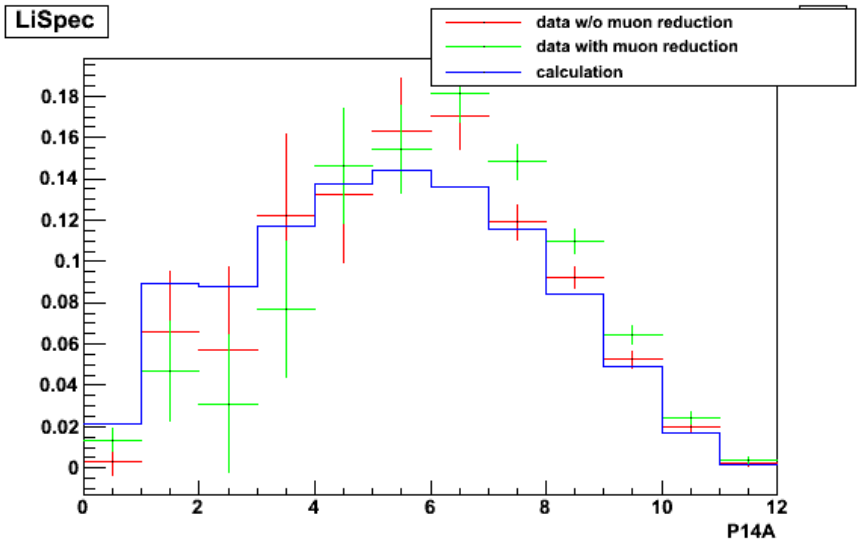


图 **3.11**　减谱法得到 $^8He/^9Li$ 能谱，此处为两者的叠加。muon reduction 指前述 muon 抽样。蓝线为 ^9Li 的理论能谱。横轴单位为 MeV，数据集为 P14A

3.2.4　本节总结

对 AD muon 进行分片和抽样，然后拟合 $^8He/^9Li$ 事例对中的快信号距离前一个 AD muon 的时间间隔分布，得到 IBD 事例中 $^8He/^9Li$ 的数目，此为真实数目的下限。在全部的 AD shower muon 之后设置信号窗口和本底窗口筛选事例，得到信号窗口能谱和本底窗口能谱，两者相减得到 $^8He/^9Li$ 的能谱，但由于数据的统计量较小，在 IBD 的能谱分析中仍用 ^9Li 的理论能谱。

3.3　快中子本底

快中子本底的物理机制为: μ 子散裂 [4] 产生的快中子与探测器中的质子碰撞，反冲的质子被标记为快信号，慢化后的中子被 Gd 核捕获，释放出 γ 光子，被标记为慢信号，如图 3.1 所示 [5]。

3.3.1　Model Independent 估算方法

快中子的快信号能谱，即反冲质子的能谱，如图3.2所示，图中为 MC 模拟得到的能谱，可看出整体能谱呈线性分布趋势。早先，由于较小的数据统计量，我们不能从数据中直接挑选得到精确的快中子快信号能谱，我们只能通过外推法来计算 IBD 中，即快信号 [0.7,12] MeV 能区，快中子快信号的数目：假设快中子能谱符合多项式分布，在数据中得到的事例对快信号能谱上的 [12,50] MeV 区间做 0 阶或 1 阶的多项式拟合，然后反推至 [0.7,12] MeV 区间，从而得到快中子本底的数目。2014 年之前 IBD 分析中的快中子本底分析皆用此线性外推的方法得到。

但目前为止，足够多的实验数据可供挑选得到精确的快中子快信号能谱。挑选所有 muon 在 AD 内产生的快中子的快信号能谱，目前不大可行，因为一旦 muon 穿过 AD，在探测器内产生的次级粒子非常之多，辨别不出真正的快中子。为了便于分析，我们按照 muon 的径迹，把 muon 人为分成几类：

1. AD tagged muon：经过 AD 的 muon
2. IWS tagged muon：除了以上，经过内水池的 muon
3. OWS tagged muon：除了以上，经过外水池的 muon
4. RPC tagged muon：除了以上，经过 RPC 系统的 muon
5. 除了以上，muon 不会被实验系统探测到。

越远离 AD 的 muon，在 AD 中产生的次级粒子越少，越容易从数据中挑选出来。

目前，分别挑选得到 RPC tagged muon、OWS tagged muon 和 IWS tagged muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱，如下图3.12所示：

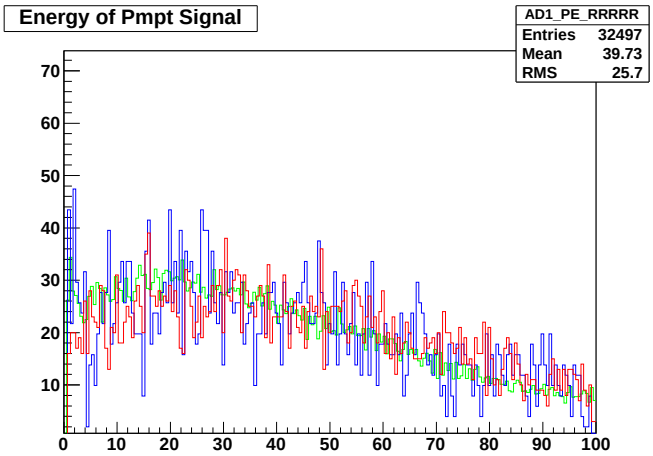


图 **3.12**　蓝色为 RPC tagged muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱，红线来自 OWS tagged muon，绿线来自 IWS tagged muon。横轴单位为 MeV。

使用和 IBD 相同的条件挑选快慢信号事例对，得到事例对的快信号能谱，如下图3.13中的黑线所示。我们认为 [12,100] MeV 区间的事例全部来自快中子的快信号，把这部分能谱分别与 RPC tagged muon 和 OWS tagged muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱做对比，可以得到 [0.7,12] MeV 能区内的快中子数目，称之为 Model Independent 方法，因为与快中子能谱是否为多项式分布或指数分布无关，直接用数据中得到的快中子能谱来估算。

目前尚未用到 IWS tagged muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱。

3.3.2　事例挑选

事例对的挑选条件与 IBD 挑选相同，除了快信号的能量区间上限放到 100 MeV，以下为详细的挑选条件：

1. 快信号能量范围：$0.7MeV < E_p < 100.0MeV$

2. 慢信号能量范围：$6.0MeV < E_n < 12.0MeV$

3. 快慢信号时间间隔：$1\mu s < \Delta t < 200\mu s$

4. Multiplicity cut：快信号之前 200 μs，慢信号之后 200 μs 内，没有其他能量 E > 0.7 MeV 的事例。

5. 慢信号距离前一个 WP muon > 600 μs，距离前一个 AD muon > 1 ms，距离前一个 AD shower muon > 1s。

6. Flasher cut：去除 flasher 事例，要求剩下的信号满足 $(\frac{Quadrant}{1.0})^2+(\frac{MaxQ}{0.45})^2 < 1.0$，对于 2 inch PMT，要求 MaxQ < 100，详见 DOCDB-7434。

挑选出事例对，得到快信号在 [0.7,100] MeV 区间的能谱。

3.3.3 数目与误差计算

N_1：比较 [12,99]MeV 区间内的数据能谱和 OWS tagged muon 产生的快中子快信号能谱，得到 [0.7,12] MeV 区间内快中子的数目。

N_2：比较 [12,99]MeV 区间内的数据能谱和 RPC tagged muon 产生的快中子快信号能谱，得到 [0.7,12] MeV 区间内快中子的数目。

N_3：对数据能谱 [12,50] MeV 区间进行 0 阶拟合，反推得到 [0.7,12] MeV 区间内快中子的数目。

N_4：对数据能谱 [12,50] MeV 区间进行 1 阶拟合，反推得到 [0.7,12] MeV 区间内快中子的数目。

快中子数目：$\frac{N_1+N_2}{2}$

系统误差：取 $N-N_1$、$N-N_2$、$N-N_3$ 和 $N-N_4$ 中的最大值。

统计误差：$\sqrt{N}$

不同数据集上的快中子本底事例率的系统误差，如下表3.11所示：

表 **3.11**　不同数据集上的快中子本底事例率的系统误差，二号厅较大的误差是由 1 阶多项式拟合带来的。

	P12E	P13A	P12E+P13A	P14A
EH1	13.4%	11.1%	12.1%	15.5%
EH2	10.9%	30.4%	35.7%	35.7%
EH3	10.9%	18.4%	10.9%	10.9%

最终，我们每个厅的总误差都保守地取为 40%。

► 一号厅估算的细节

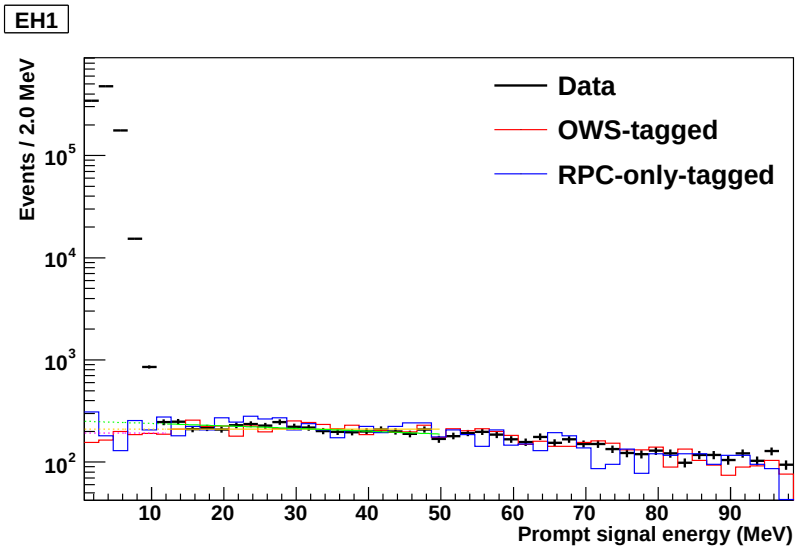


图 **3.13**　一号厅，黑线为数据中得到的能谱，蓝色为 RPC-tagged 快中子能谱，红色为 OWS-tagged 快中子能谱，在 [12.0,99.0] MeV 能区，分别把这两个能谱标准化到和数据中的能谱数目一致，以得到 [0.7,12.0] MeV 能区的快中子数目。绿色为 [12.0,50.0] MeV 能区内 1 阶的多项式拟合的反推结果，黄色为 0 阶多项式拟合的反推结果。

► 二号厅估算的细节

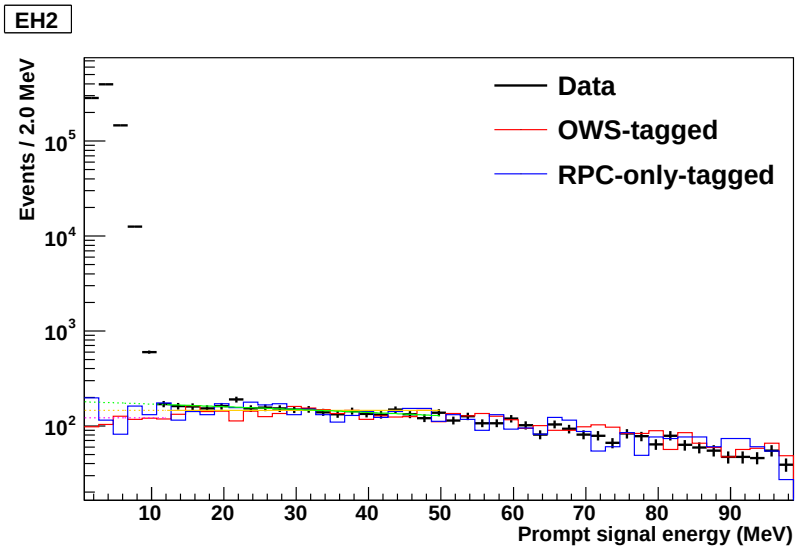


图 **3.14**　二号厅，黑线为数据中得到的能谱，蓝色为 RPC-tagged 快中子能谱，红色为 OWS-tagged 快中子能谱，在 [12.0,99.0] MeV 能区，分别把这两个能谱标准化到和数据中的能谱数目一致，以得到 [0.7,12.0] MeV 能区的快中子数目。绿色为 [12.0,50.0] MeV 能区内 1 阶的多项式拟合的反推结果，黄色为 0 阶多项式拟合的反推结果。

► 三号厅估算的细节

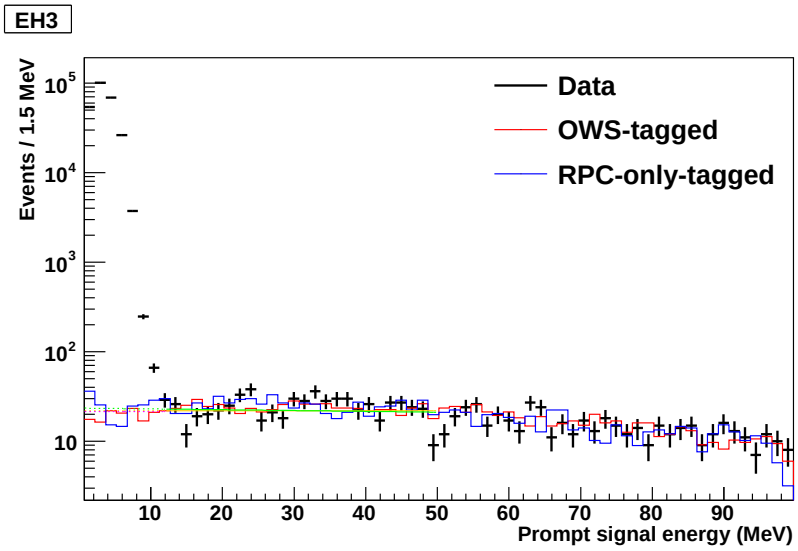


图 **3.15**　三号厅，黑线为数据中得到的能谱，蓝色为 RPC-tagged 快中子能谱，红色为 OWS-tagged 快中子能谱，在 [12.0,99.0] MeV 能区，分别把这两个能谱标准化到和数据中的能谱数目一致，以得到 [0.7,12.0] MeV 能区的快中子数目。绿色为 [12.0,50.0] MeV 能区内 1 阶的多项式拟合的反推结果，黄色为 0 阶多项式拟合的反推结果。

3.3.4　计算结果

P14A 数据集，各个实验厅 IBD 事例中快中子本底数目及误差：

表 **3.12**　IBD 中快中子本底事例率，总误差取为 40%，数据集为 P14A

P14A	EH1	EH2	EH3
Rate(/day/AD)	0.78	0.54	0.052
syst.err	0.12	0.19	0.006
stat.err	0.03	0.03	0.005
total err	0.12	0.19	0.008
total err/number	16%	36%	15%
conservative err(40%)	0.31	0.21	0.02

3.3.5　本节总结

使用和 IBD 挑选相似的条件挑选快慢信号事例对，得到事例对的快信号能谱，认为 [12,100] MeV 区间的事例全部来自快中子的快信号，把这部分能谱分别与 RPC tagged muon 和 OWS tagged muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱做对比，得到 [0.7,12] MeV 区间内的快中子数目，总误差取 40 %。

3.4　本章总结

详细列举了 IBD 分析中常见的本底，计算了其中 $^8He/^9Li$ 本底和快中子本底的事例率和能谱，用于 θ_{13} 能谱分析。

$^8He/^9Li$ 本底部分，按照 AD muon 沉积能量把 AD muon 分成 5 个分片，且通过要求其后有中子事例来对 AD muon 进行抽样，通过拟合快信号事例距离前一个 AD muon 的时间间隔分布，得到 $^8He/^9Li$ 本底的下限，总误差取 50%。由于较少的数据统计量，θ_{13} 能谱分析中使用 ^9Li 的理论能谱。

快中子本底部分，通过 [12,99] MeV 区间内的数据能谱与 RPC tagged muon 和 OWS tagged muon 产生的运输到 AD 内的快中子的快信号能谱做对比，得到 [0.7,12] MeV 能区内的快中子数目，总误差取 40 %。

第四章　内水池 μ 子产生的快中子快信号能谱

本章研究了内水池 muon 产生的运输到 AD 内的快中子事例的快信号能谱，以供研究 IBD 中快中子本底所用。

到目前为止，足够多的实验数据可供挑选得到精确的快中子能谱。但挑选所有 muon 在 AD 内产生的快中子的能谱，目前不大可行，因为一旦 muon 穿过 AD ，在探测器内产生的次级粒子非常之多，辨别不出来真正的快中子。为了便于分析，我们按照 muon 的径迹，把 muon 人为分成几类：

1. AD tagged muon： 经过 AD 的 muon
2. IWS tagged muon： 除了以上，经过内水池的 muon
3. OWS tagged muon： 除了以上，经过外水池的 muon
4. RPC tagged muon： 除了以上，经过 RPC 系统的 muon
5. 除了以上，muon 不会被实验系统探测到。

越远离 AD 的 muon，在 AD 中产生的次级粒子越少，而中子穿透能力强，依旧可以运输到 AD 内被系统探测到，越容易从众多几次事例中挑选出快中子事例。

快中子事例触发探测器系统的物理机制为: μ 子散裂 [4] 产生的快中子与探测器中的质子碰撞，产生反冲的质子，被标记为快信号，慢化的中子被原子捕获，释放出 γ 光子，被标记为慢信号，如图 3.1 所示 [5]。

4.1　事例挑选

一个贯穿探测系统的 μ 子将先后被 RPC 探测系统、外水池探测系统、内水池探测系统和反电子中微子探测系统探测到，每个探测系统记录到的一个事例信号被数据系统分别先后记录储存。本研究中的事例定义如下:

(1) 外水池 μ 子: 外水池探测系统中着火光电倍增管 (PMT) 数目 $\geqslant$12 的信号。

(2) 内水池 μ 子：内水池探测系统中着火 PMT 光电倍增管数目 $\geqslant$12 的信号。

(3) AD μ 子：反电子中微子探测系统中在 [-2 μs，2 μs] 时间窗口内与水池 μ 子相关联，且沉积能量在 [100 MeV，2.5 Gev] 内的信号。

(4) AD Shower μ 子：反电子中微子探测系统中在 [-2 μs，2 μs] 窗口内与水池 μ 子相关联，且沉积能量 >2.5 Gev 的信号。

(5) 快中子：快信号能量区间为 [0.7 MeV，100 MeV]，慢信号能量区间为 [6MeV，12 MeV]，快慢信号时间间隔为 [1 μs，200 μs]。

(6) 本底事例：符合上述快中子信号特征的非快中子事例。

以下为内水池 muon 产生的快中子事例对的挑选条件：

1. 为了避免与时间上临近的另一个内水池 μ 子产生的中子重复计数，以此内水池 μ 子为时间基点，在 [-202 μs，400 μs] 时间窗口内不能有 AD μ 子、AD Shower μ 子和另一个内水池 μ 子，可以有外水池 μ 子或 RPC μ 子。

2. 快中子是由 μ 子散裂产生的，在每个 μ 子的 [-2 μs，200 μs] 窗口内寻找快中子的快慢信号，-2 μs 是考虑到不同探测系统的时钟不严格同步，引起的时间上的漂移。

3. 为了去除多重符合事例，要求快信号之前 [-200 μs，0 μs] 时间窗口内和慢信号之后 [0 μs，200 μs] 时间窗口内没有其他 AD 信号。

4. 快信号能量区间为 [0.7 MeV，100 MeV]

5. 慢信号能量区间为 [6MeV，12 MeV]

6. 快慢信号时间间隔为 [1 μs，200 μs]

4.2　本底类别

在快中子挑选过程中，能构成本底的事例分类参见表 4.1。相应的信号物理机制为:

表 **4.1**　本底种类

编号	来源	快信号	慢信号	分类
I	挂角 μ 子	μ 子	μ 子致单中子	快信号与
II	stop μ 子	μ 子	米歇尔电子	内水池 μ 子
III	μ 子致双中子	中子	中子	有关
IV	反电子中微子	e^+	中子	快信号与
V	放射性本底	e^-	μ 子致单中子	内水池 μ 子
VI	其他本底			无关

(I) 挂角 μ 子：只穿过反电子中微子探测系统边角的 μ 子，称为挂角 μ 子。沉积能量 <100 MeV 的挂角 μ 子经过反电子中微子探测系统时，被判别为普通的 AD 信号，并标记为快信号，此 μ 子散裂产生一个中子，标记为慢信号，从而构成本底。

(II) stop μ 子：沉积能量 <100 MeV 的 stop μ 子 [6] 到达反电子中微子探测系统，标记为为快信号，并在其中衰变生成 e，标记为为慢信号。衰变公式如下:

$$\mu^- \to e + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$$

(III) μ 子致双中子：μ 子经过内水池时，散裂产生两个中子 [20]，这两个中子先后到达反电子中微子探测系统，被鉴别为快慢信号。

(IV) 反电子中微子：在本研究中，快中子事例是研究对象，反电子中微子事例则为本底信号。

(V) 放射性本底：探测器周围的放射性元素生成的 e 到达反电子中微子探测系统成为快信号。同时一个 μ 子经过内水池，散裂产生的一个中子到达反电子中微子探测系统成为慢信号。若这两种无关联的信号的时间间隔在 [1 μs，200 μs] 之间则构成本底信号。

(VI) 其他本底：在大亚湾反应堆中微子振荡实验中的其他过程 [2] 构成的本底，所占比例很小，但与 (IV)(V) 型一样，快信号与内水池 μ 子无关。

下图4.1展示了内水池 muon 之后，挑选出来的快中子事例的快信号能谱中，以上各部分事例的所占比例，数据来自 GEANT4 模拟。

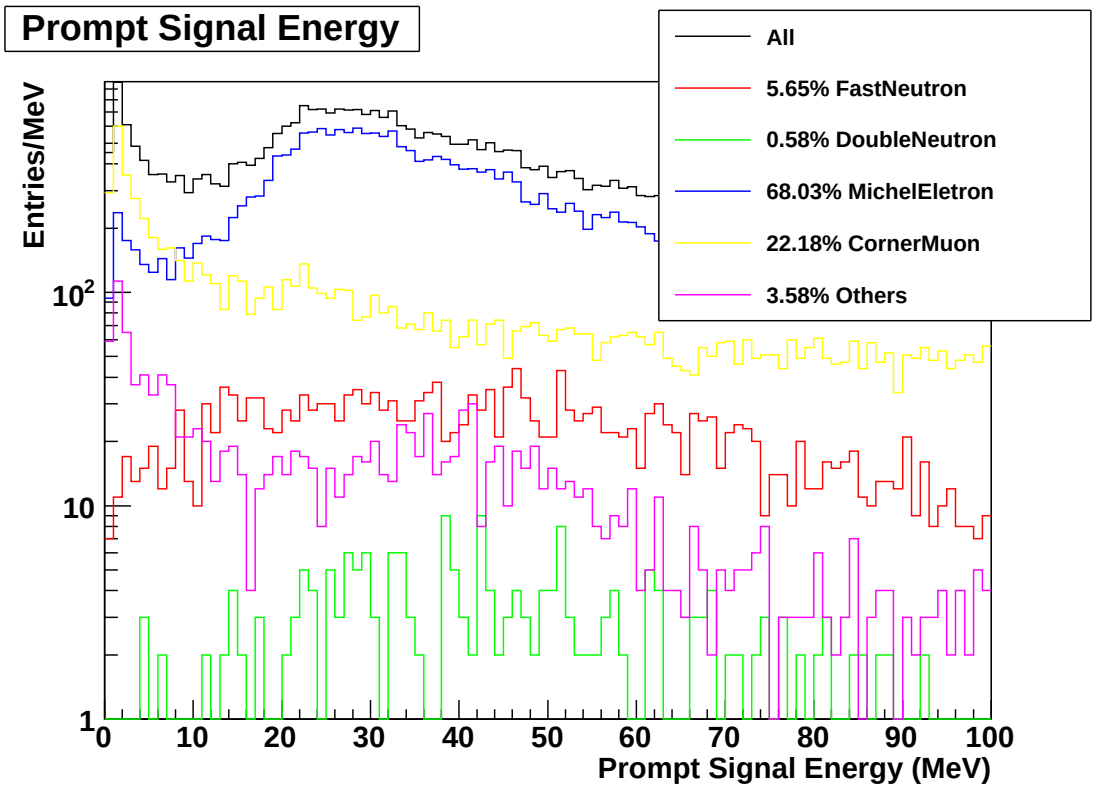


图 **4.1**　内水池 muon 之后，挑选出来的事例对快信号能谱中，各种成分的组成情况，来自 GEANT4 MC 数据。其中，CornerMuon 对应类别 (I)，MichelEletron 对应类别 (II)，DoubleNeutron 对应类别 (III)，Others 为与 muon 有关的其他本底，FastNeutron 对应于真正的快中子事例。

4.3　第一击中时间 (First Hit Time)

4.3.1　探测器时钟时间漂移

大亚湾反应堆中微子振荡实验探测系统共包括 RPC 探测系统，内水池探测系统，外水池探测系统，AD 探测系统，四个探测系统之间系统时钟不统一，所记录的时间相互之间有个漂移，下图 4.2 以内水池探测系统为基点，列出了其他三个探测系统相对于它的时间漂移。

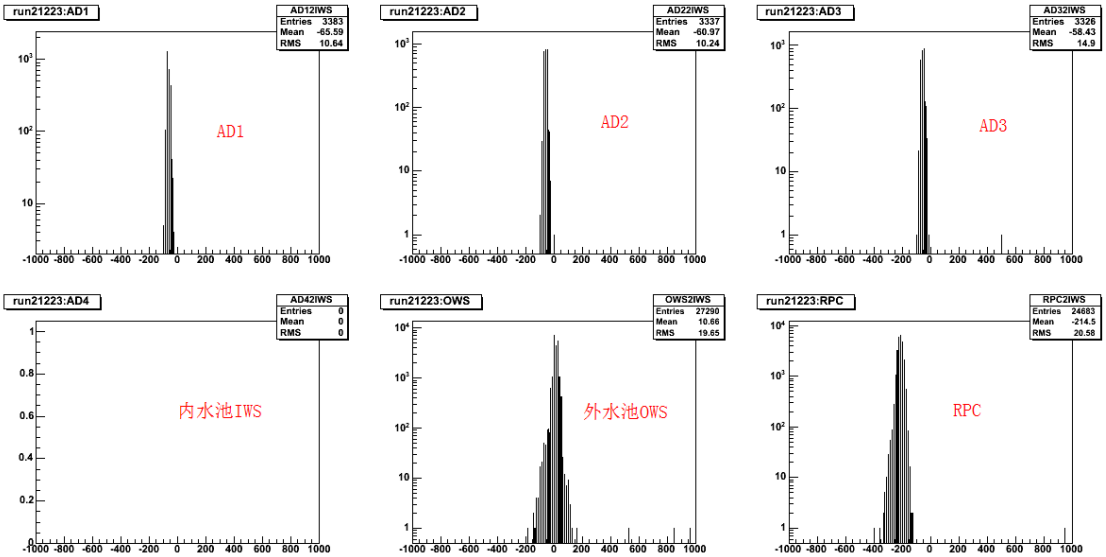


图 **4.2**　不同探测系统之间的时钟漂移，横轴单位为 ns。

同一个探测器在不同时刻的时钟漂移不同，以单个 file 为单位标记这个 file 的时间漂移值，在事例挑选时，对 file 中的每个事例做修正，做完校正后的效果如下图 4.3 所示：

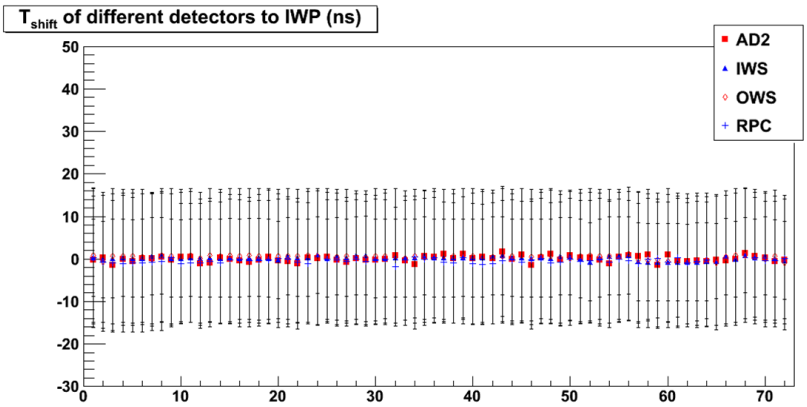


图 **4.3**　经校正后，不同探测系统之间的时钟漂移，横轴为自从取数以来的星期数目。

4.3.2　First hit time 的概念

在后文的第一部分事例挑选过程中，与挑选 IBD 事例一样采用事例的 trigger time 来做分析。挑选出来事例后，在第二部分做本底 cut 分析时用信号的 first hit time，且已校正了探测器时钟时间漂移。

first hit time 与 trigger time 的区别是：first hit time 记录了粒子经过探测系统所出发的第一个光子到达 PMT 的时刻，trigger time 记录了粒子触发的光子被 PMT 收集，一直到收集的光子数达到 PMT 的触发阈值时，该信号会被探测系统认定为一个事例，并把相关的电子学信息记录到硬盘，同时达到阈值的这个时刻标记为事例信号的 trigger time。从记录第一个光子（first hit time）到达到阈值被认定为一个事例信号（trigger time），这之间的时间间隔为 1200ns～1600ns。在 IBD 的分析中，用到的唯一时间相关的一个筛选条件为：快慢信号时间间隔为 $[1\mu s, 200\mu s]$，可以看出 first hit time 与 trigger time 的差别足以忽略，故在 IBD 分析中采用 trigger time 即可。但在下文的 cut 条件分析中，用到的筛选条件为几十 ns 量级，不可以忽略 first hit time 与 trigger time 的差别，故一定要采用信号的 first hit time 来做分析。

另外，在本章中用 first hit time 代替 trigger time 其他优点如下：

1. First hit time 更能精确标记粒子到达探测器的时刻

2. Trigger time 以 12.5ns 为单位记录时间，时间谱为多个区域带。first hit time 则不存在这个问题。

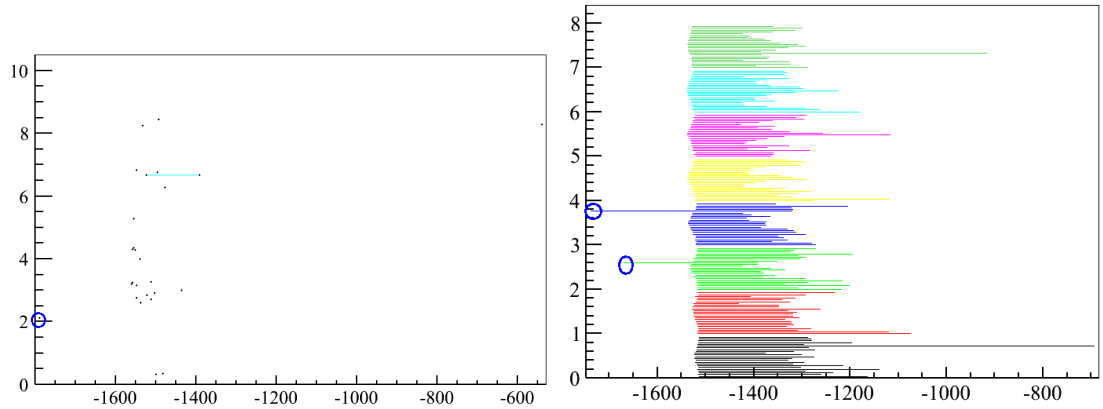


图 **4.4**　左图为水池信号的 hit time 分布，右图为 AD 信号的 hit time 分布，横轴单位为 ns。蓝圈为不正常的 hit。

图 4.4 中左图展示了一个粒子经过水池时，水池 PMT 所记录到的 hit time 信息。Y 轴为水池中 PMT 编号，X 轴为 hit time，是相对于该事例的 trigger time 的相对值，横线连接了同一 PMT 的 hit，只有一个 hit 时只为一个点。first hit time 定义为最早的时刻点。

图 4.4 中右图展示了一个粒子经过 AD 时，AD PMT 所记录到的 hit time 信息。Y 轴为 AD 中 PMT 编号，X 轴为 hit time，是相对于该事例的 trigger time 的

相对值，横线连接了同一 PMT 的 hit，只有一个 hit 时只为一个点，first hit time 定义为最早的时刻点。

图 4.4 中的篮圈标出了不正常的 hit，需要在辨认 first hit time 的过程中剔除掉这些不正常的 hit。对于水池信号，剔除条件为在 [-1600ns，-1200ns] 之外，对于 AD 信号，剔除条件为与相邻两个 PMT 记录的 hit time 的差值同时 $> 30ns$。

下图4.5展示了内水池 muon 之后，挑选出来的快中子事例的 First Hit Time 中，各部分事例所占的比例及分布范围，数据来自 GEANT4 模拟。

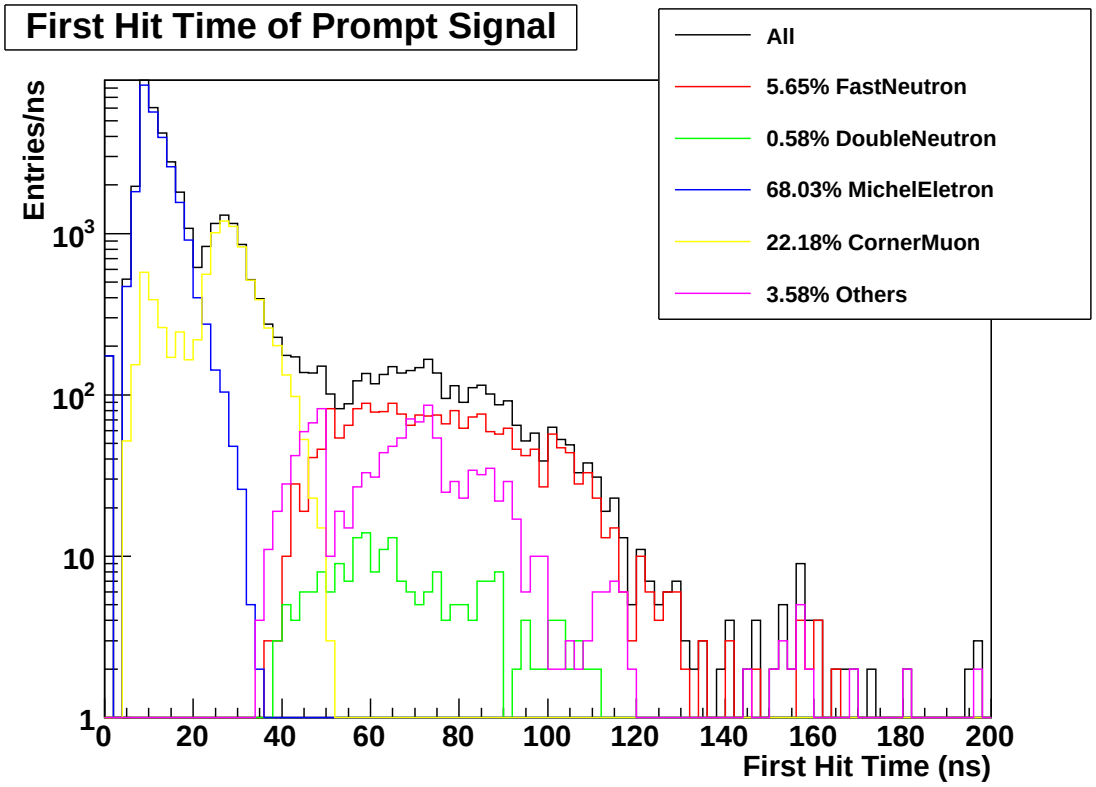


图 **4.5**　内水池 muon 之后，挑选出来的快中子信号的 First Hit Time 中，各种成分的组成情况，来自 GEANT4 MC 数据。其中，CornerMuon 对应类别 (I)，MichelEletron 对应类别 (II)，DoubleNeutron 对应类别 (III)，Others 为与 muon 有关的其他本底，FastNeutron 对应于真正的快中子事例。

4.4　本底 cut 条件

► 快信号与内水池 μ 子的时间间隔 ≤200ns

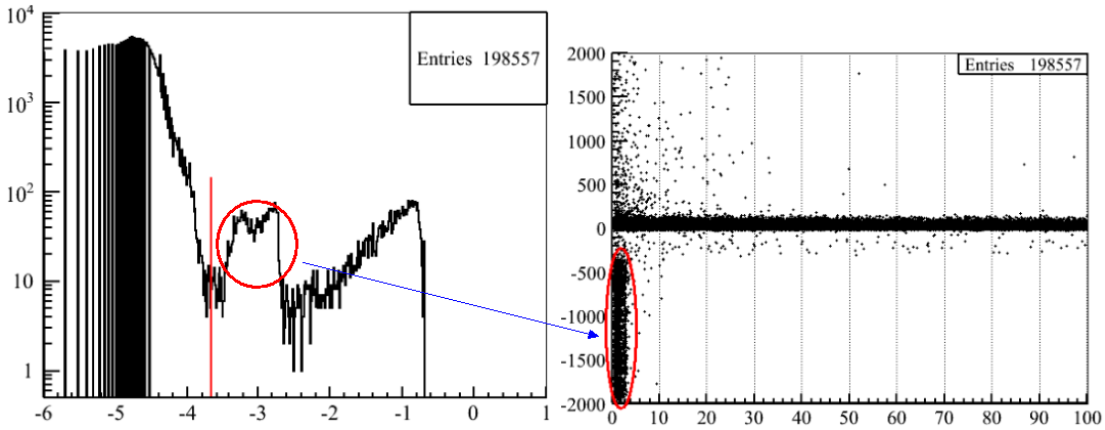


图 **4.6**　左图为快信号与 IWSMuon 的时间间隔，X 轴为 Log bin，单位为 ms ，右图为快信号能量 vs 快信号与 IWSMuon 的时间间隔，在 [-2μs，2μs] 区间内

由于不同来源的信号产生机制不同，图 4.6 中左图以 -3.9 为界可分为两部分：< -3.9 的为与 IWSMuon 相关的信号，> -3.9 为与 IWSMuon 无关的信号，即 IBD 等信号。左图红圈标记的反常部分对应为右图红圈标记的事例。

200ns 这个 cut 条件也可以由下图 4.7 得到：

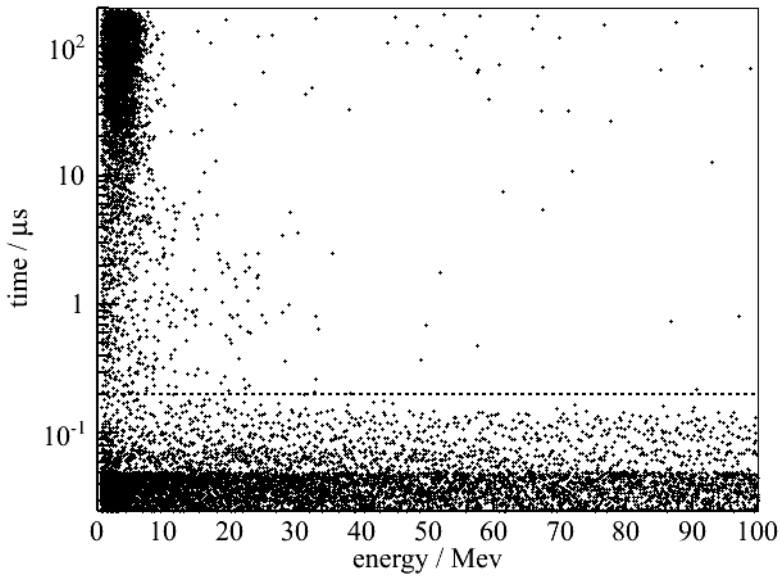


图 **4.7**　快信号能量 vs 快信号与内水池 μ 子的时间间隔

如图 4.7 所示: 横线之上为 (IV)(V)(VI) 型本底事例和第一个中子在反电子中微子探测系统中被捕获的 (III) 型本底，200 ns 的横线之下为 (I)(II) 型本底、第一个中子在反电子中微子探测系统之外被捕获的 (III) 型本底以及快中子事例。

快信号与内水池 μ 子的时间间隔 $> 200ns$ 的事例的相关信息如图 4.8 和图 4.8 所示，可见与 IBD 的快慢信号特征一样，其中慢信号 RZ⩾1.5m 的事例应该为双中子本底。

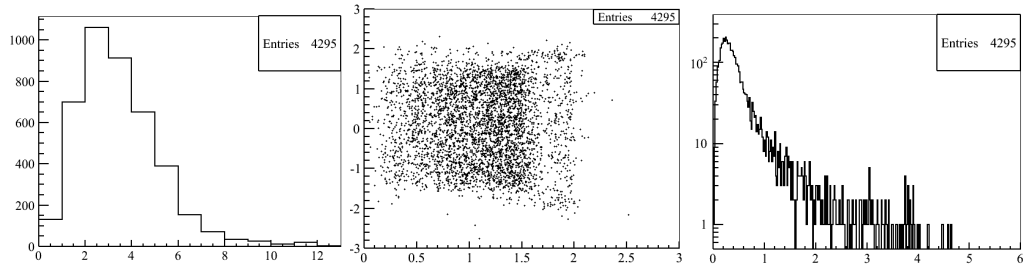


图 **4.8**　快信号能谱 (MeV)、快信号 RZ(m)、快慢信号位置间隔 (μs)

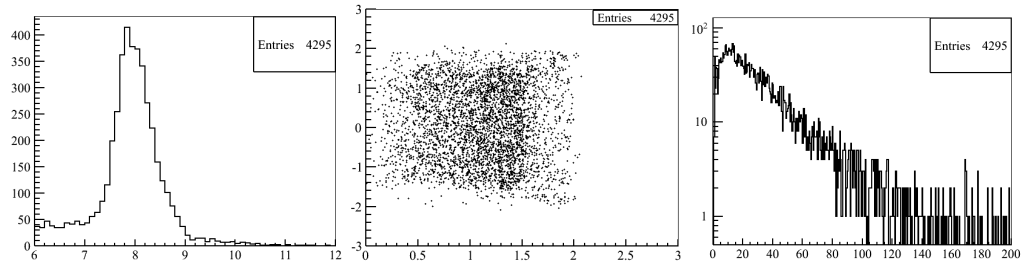


图 **4.9**　慢信号能谱 (MeV)、慢信号 RZ(m)、快慢信号时间间隔 (μs)

(IV)(V)(VI) 型本底的快信号与内水池 μ 子无关，其与内水池 μ 子之间的时间间隔符合指数分布 [21]:

$$f_\mu(t) = \frac{1}{T} exp(-t/T)$$

T 为两个 μ 子的平均时间间隔，$T = 1/R_\mu$。R_μ 为 μ 子的事例率。这三类本底在 200 ns 内剩余量为总数的 0.1%。

► 快信号与内水池 μ 子的时间间隔 ⩾55 ns

(I)(II) 型本底的快信号与内水池 μ 子的时间间隔为 μ 子从内水池到达反电子中微子探测系统的时间，其值在 [8 ns，45.5 ns] 区间符合高斯分布。再考虑反电子中微子探测系统与内水池探测系统时钟漂移、测量误差以及其他多种因素，最终探测到的时间间隔分布符合高斯分布，详细分析如下。

快中子快信号距离 μ 子的间隔为高斯分布，其发生的过程为，快中子一路碰撞原子，穿透 1-5 米到达 LS 区，碰撞上质子，产生快信号，这个过程中碰撞多次，根据中心极限定理，整个过程的所用时间趋于高斯分布。用 IBD 中子第一阶段不同的是，快中子到达 LS 区就会立即被记录，不涉及慢化这个过程，所用时间主要是从产生处到达 LS 区的时间，所以比 8μs 少很多，80ns 左右。

同一 μ 子被 IWS 和 AD 探测到的时间间隔符合高斯分布，主要涉及三个因素：

1. 探测系统的 PMT 电子学部分以 12.5ns 为单位记录信号时间,u=0，12.5ns 为最小单位

2. 时钟漂移校正后仍有误差，高斯分布的 u=0

3. μ 子从 IWS 到达 AD 所用的时间，8ns⩽t ⩽45.5ns, 跟所经路程 S 为同一分布

以上三个因素，再加上其他因素，根据中心极限定理可以认为最后符合高斯分布。

如图 4.10 中虚线所示的高斯型:

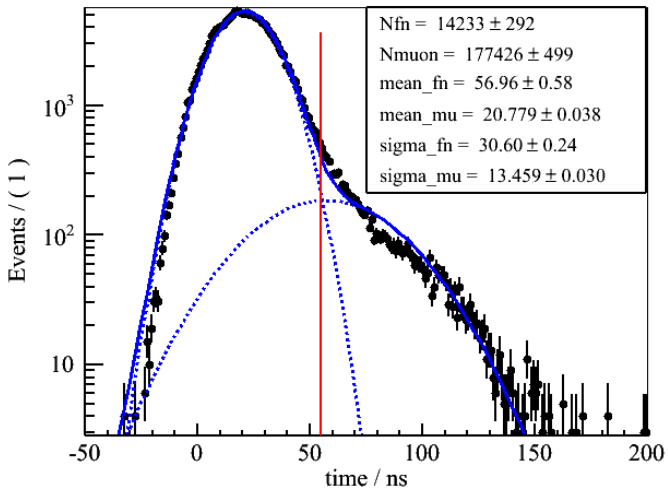


图 **4.10**　经第一步判选后，剩余事例的快信号距内水池 μ 子的时间间隔

快信号与内水池 μ 子的时间间隔 $< 55ns$ 的事例的慢信号与快信号的时间间隔如图 4.11 所示，可拟合得到 stop μ 子数目。

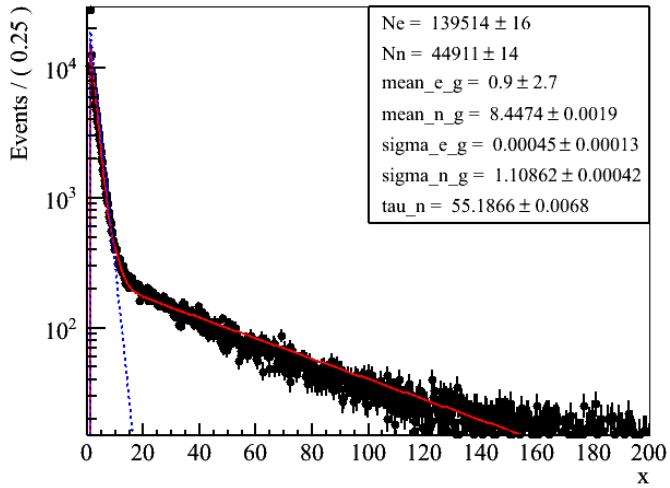


图 **4.11**　慢信号与快信号的时间间隔 (μs)

由 MC 数据图4.5可知，(I)(II) 类本底主要分布在 < 55 ns 的区域，所以这里经过快信号与内水池 μ 子的时间间隔 ⩾55 ns 的判选，可去掉绝大部分 (I)(II) 类本底，其中 (I)(II) 型本底剩余 0.5%，第一个中子在反电子中微子探测系统之外被捕获的 (III) 型本底剩余 52.5%。

► 慢信号的 R⩽1.62 m，Z⩽1.62 m

快中子事例的慢化中子都是在掺 Gd 液闪区域被 Gd 捕获，这个范围 R⩽1.5m，Z⩽1.5m，如图 4.12 中线框所示区域，R 为以反电子中微子探测系统中轴为圆心

的水平间距，Z 为以反电子中微子探测系统中截面为零点的竖直间距。又考虑位置重建的平均偏差 12 cm[1]，选择 1.62 m 为判选阈值。(I)(II)(III) 型本底进一步被去除 99.9%。

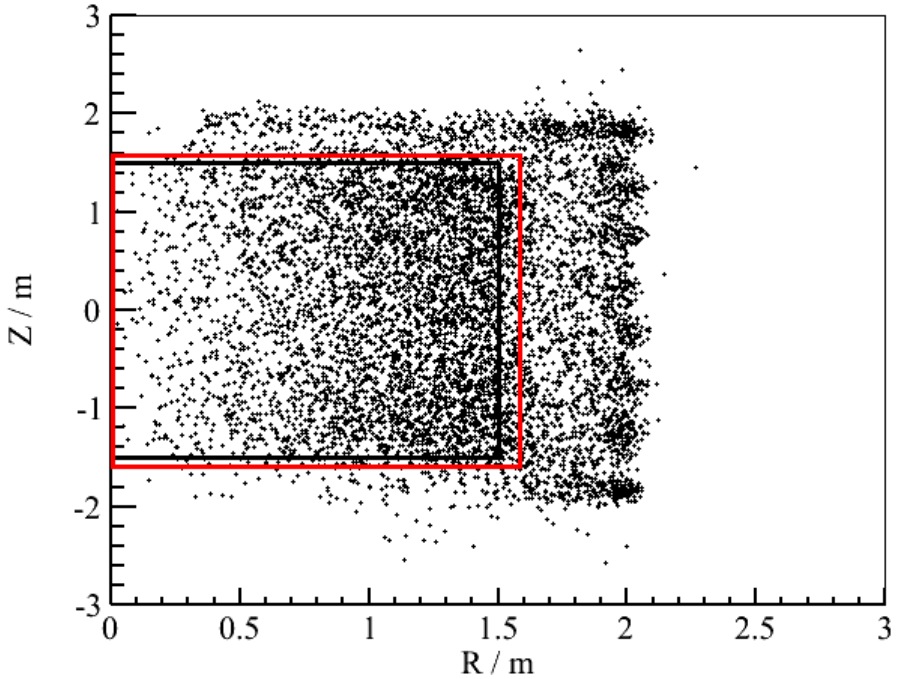


图 **4.12**　经一二步判选后，剩余事例的慢信号 R，Z 分布

慢信号的 R,Z > 1.62m 的事例的信息如图 4.13 和图 4.14 所示：

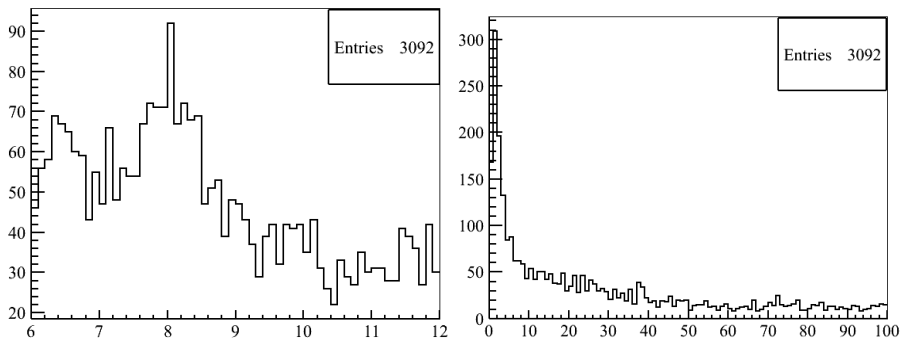


图 **4.13**　左图为慢信号能谱 (MeV)，可知双中子占大部分，右图为快信号能谱 (MeV)

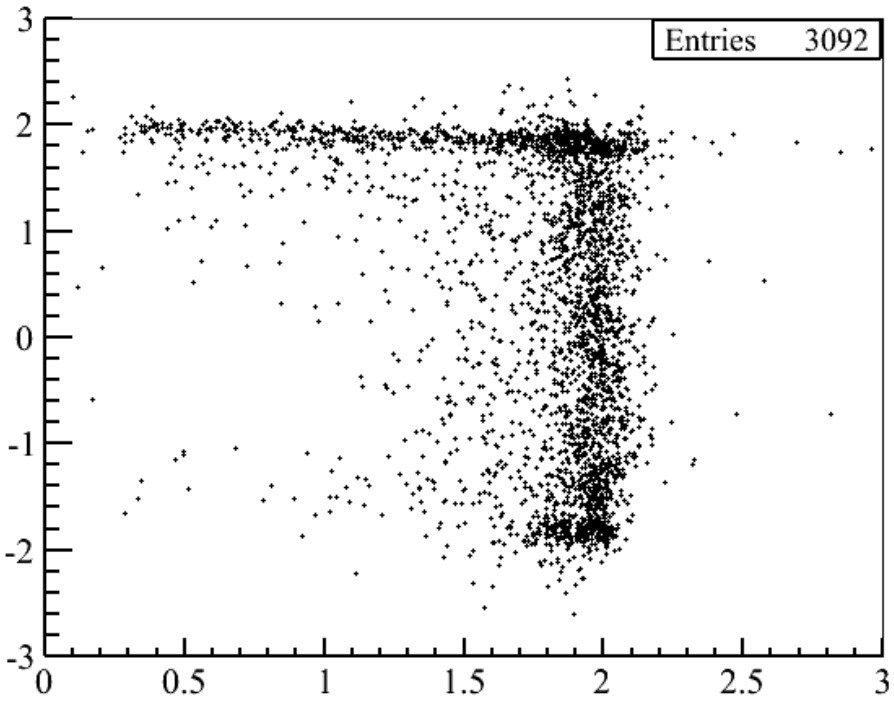


图 **4.14**　快信号 RZ(m)，双中子：快的中子被钢罐或 LS 捕获

经以上判选条件，剩余本底信噪比如表 4.2 所示。同时 48% 的真正快中子事例也会被筛选掉，研究得到，快中子事例数目的减少不会影响快中子快信号的能谱分布特性。

► 挑选得到的快中子事例信号特征

经过上面三步筛选后得到的快中子事例的信号特征如图 4.15 和图 4.16 所示：

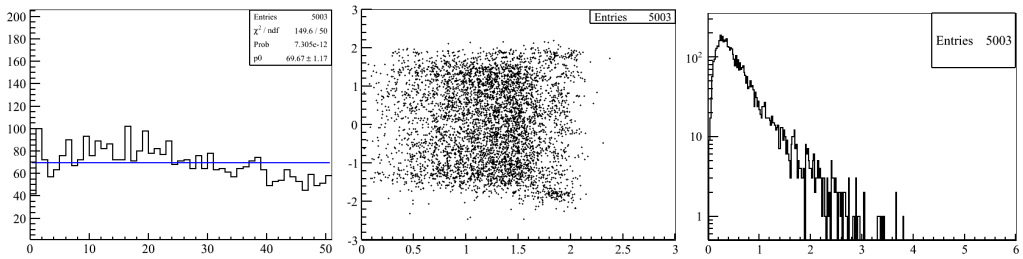


图 **4.15**　快中子快信号能谱 (MeV)、快信号 RZ(m)、快慢信号位置间隔 (μs)

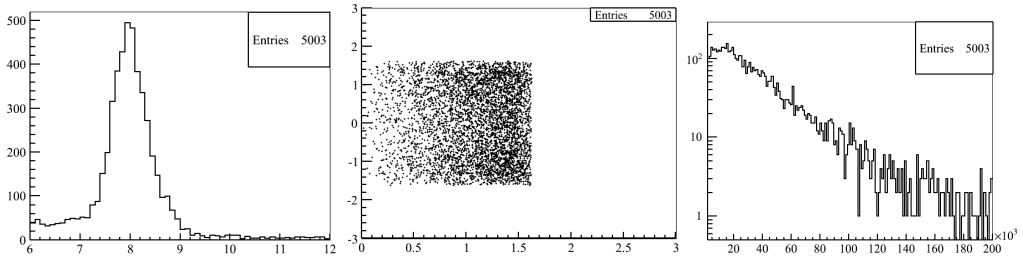


图 **4.16**　快中子慢信号能谱 (MeV)、慢信号 RZ(m)、快慢信号时间间隔 (μs)

4.5 残留本底的估算

对残留本底的估算：

1. stop μ 子 I。假设 cut2 扔掉的 186167 个事例全部为 stop μ 子和挂角 Muon，参见图4.10 可知，cut2 后残留 0.0055，并参见图4.11得知 stop μ 子和挂角 Muon 分别占 0.77 和 0.23，stop μ 子经过 cut3 后，剩余 0.01。计算得到 186167*0.0055*0.77*0.01 约为 7.4 个。

2. 挂角 μ 子 II。针对 cut3 分析：可分三部分

   (a) 慢信号在钢罐捕获：cut3 全部去掉

   (b) 慢信号在 <1.6m：(径迹长度 > 0.9 的概率 =0.04，由 IBD 快慢信号的位置间隔得到)

   (c) 慢信号在 [1.6m,2m] 被 LS 捕获：不符合慢信号能量区间 [6MeV,12MeV]，不被挑选

   综合知，挂角 μ 子的慢的中子可被钢罐、LS、Gd 捕获，为得残留最大值，可假定都为第二部分，故最高占 0.04，故 186167*0.0055*0.23*0.04 约为 9.4 个。

3. 双中子 III。μ 子产生双中子的概率为 0.02，然后，也可根据慢信号捕获位置分为三部分：

   (a) 慢信号在钢罐捕获：顶点位置在 [2m,2.5m]，cut3 全部去掉

   (b) 慢信号在 <1.6m：(径迹长度 > 0.9 的概率 =0.04)

      i. 快信号在 $<$ 2m 内捕获：cut1 后，捕获时间在 200ns 内的最高占 0.002

      ii. 快信号被钢罐捕获：cut1 后，捕获时间在 200ns 内的占 0.01。

   (c) 慢信号在 [1.6m,2m] 被 LS 捕获：不符合慢信号能量区间 [6MeV,12MeV]，不被挑选

   综合可知，为得到残留最大数目，可假定都为第二部分且被钢罐捕获，计算 198557*0.02*0.04*0.01 约为 1.6 个

4. IBD 类本底 IV V VI。cut1 扔掉的事例为此类本底，数量为 4295，在 200ns 残留的本底约等于 4295*200ns/200μs，即 4.3 个。

cut3 用 1.5m, 多加 cut4: 慢信号距 IWSMuon>8μs，stop μ 子本底会减少为现在的 0.02，挂角 Muon 也会减少大部分，但快中子数量减少 1/3。各类本底的估算结果如表 4.2 所示：

表 **4.2**　快中子样本中各种本底的估算结果

本底	事例数	快中子总数	信噪比 B/S
I	<7.4	5003	<0.14%
II	<9.4		<0.19%
III	<1.6		<0.03%
IV V VI	<4.3		<0.08%

4.6　快中子能谱

最终得到的快中子事例的快信号能谱如下图所示:

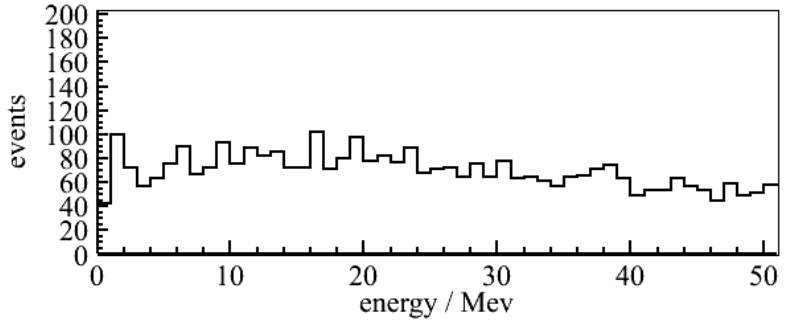


图 **4.17**　一号厅快中子快信号能谱

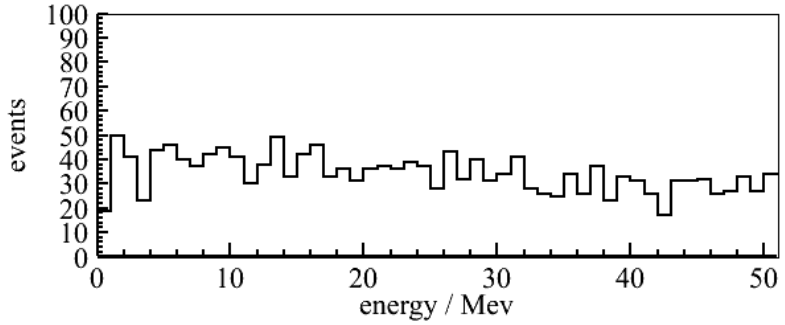


图 **4.18**　二号厅快中子快信号能谱

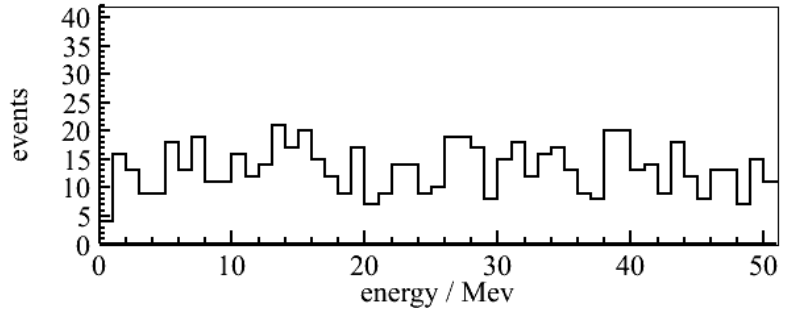


图 **4.19**　三号厅快中子快信号能谱

可以得到，快中子快信号能谱在 [0.7 MeV，50 MeV] 区间内基本上是线性分布，和 MC 模拟的结果（图 3.2 所示）符合，因此在大亚湾反应堆中微子振荡实验中可以用线性外推法 [3] 对残留的快中子本底进行估算。

4.7　本章总结

本章研究内水池 μ 子产生的快中子事例，分析了不同探测器系统时钟漂移，引入 first hit time 变量代替 trigger time，并在程序中实现对时钟漂移的纠正和对 first hit time 的挑选，通过对本底的详细分类与研究，确定三个筛选条件，最后到内水池 muon 产生的运输到 AD 内的快中子事例的快信号能谱分布。

第五章　Muon 致中子产额

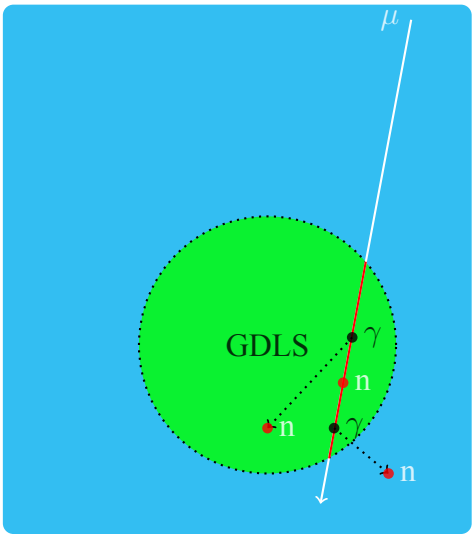
Muon 致中子的产额是 muon 物理的一项重要研究内容。在大亚湾中微子实验中，有三个实验厅 (EH1, EH2, EH3)，由 FLUKA 模拟得到每个厅里 AD 中的的 muon 平均动能为 65.8GeV、66.5GeV、150.3GeV。中子产额跟 Muon 的动能相关，针对这三个能量点，分别研究他们的中子产额。

在本章我们采取两种方法从数据中挑选中子，1）在 AD Muon 之后挑选中子，2）在 WP Muon 之后挑选中子。在这里，AD Muon 是指一个经过反中微子探测器 (AD) 的 muon，WP Muon 是指经过水池 (Water Pool) 的 muon。我们用 FLUKA 模拟软件来得到相关的效率值。

大亚湾中微子试验中，反中微子探测器 (AD) 的 3 米罐区域内填充了掺钆 (Gd) 液闪，可用来探测中子。中子在其中的 Gd 或 H 上被捕获，同时释放伽马 (gamma) 光子，这些伽马光在液闪中沉积能量，被探测器记录到。当中子在 Gd 被捕获，释放 8MeV 左右能量的 gamma，在 H 上被捕获时，释放 2.2MeV 左右能量的 gamma。Muon 在 AD 中产生中子和同位素，中子在 Gd 上捕获时，距离其产生的时刻，平均时间为 30μs，若在 H 上捕获，平均时间间隔为 180μs。我们在 muon 之后的时间窗内寻找中子被捕获时释放的 gamma 信号，以此来计算 muon 产生的中子数目。

5.1　中子产额的计算方法

当 muon 穿过一个几何体积时，本章研究的是 GdLs 区域，在这段径迹上，muon 和物质相互作用产生次级粒子，这些次级粒子继续反应生成更多次级粒子，这些次级粒子中包含中子，也就是说中子可以是 muon 直接生成的，此时中子的产生位置在径迹上，也可以是 muon 的次级粒子生成的，此时中子的产生位置可能在 GdLs 区域内，也可能在 GdLs 区域外，这跟次级粒子的运动距离有关，如图5.1所示。这些中子都是由这段径迹引起的。比如：muon 产生的 γ 光子传播到 GdLs 区域之外，然后和物质相互作用生成中子。



圆点：粒子产生的位置。
虚线、实线：粒子的运动轨迹。
箭头：粒子终止的地方，对于中子就是被捕获的地方。

图 **5.1**　计算中子产额时，需要记录的中子为 GdLs 区域的径迹（红色）引起的中子（白色），不论中子产生位置在 GdLs 区域内还是外。

记录 muon 在 GdLs 区域内的径迹和由这段径迹引起的中子的数目，不仅是在 GdLs 区域内产生的中子，然后由公式5.1计算中子的产额：

$$Y_n = \frac{N_n}{L_{muon\ track\ length} \cdot \rho} \tag{5.1}$$

N_n 为中子数目，$L_{muon\ track\ length}$ 为 muon 的总径迹长度，ρ 为掺 Gd 液闪 (GdLs) 的密度。

在试验数据中，只记录了在 GdLs 区域内捕获的中子，区分不了中子是在 GdLs 区域内或外产生，也分不清这些中子是由 GdLs 区域内径迹（红色）还是 GdLs 区域外的径迹（白色）引起的。我们通过模拟得到这些量之间的关系。跟前者相关的修正我们称之为 ξ_{spill}，跟后者相关的修正我们称之为 ξ_{geo}。下面是这两个修正值的定义：

$$\xi_{spill} = \frac{N_{captured\ in\ GDLS\ region}}{N_{generated\ in\ GDLS\ region}} \tag{5.2}$$

说明在 GdLs 区域内捕获的中子和在 GdLs 区域内产生的中子数目不相等。

$$\xi_{geo} = \frac{N_{generated\ in\ GDLS\ region}}{N_{caused\ by\ red-colored\ part\ of\ trajectory}} \tag{5.3}$$

说明 GdLs 区域外的径迹引起的生成位置在 GdLs 区域内的中子和 GdLs 区域内的径迹引起的生成位置在 GdLs 区域外的中子数目不相等。

因此，

$$N_n = \frac{N_{captured\ in\ GDLS\ region}}{\xi_{spill} \cdot \xi_{geo}} \tag{5.4}$$

5.2 事例挑选

实验数据中 muon 信号的定义：

WP muon：经过水池的 muon，内水池或外水池中着火 PMT 数目 NPMT $\geq$ 12 的信号。

AD muon：WP muon 中，经过 Ls 区域的 muon，在 WP muon [-2,2]μs 窗口内，在 AD 中沉积能量 $\geq$ 20 MeV 的信号。

GdLs muon：AD muon 中，经过 GdLs 区域的 muon，实验数据中无法鉴定。

我们的探测区域为 GdLs 区域，直接的思路就是探测经过 GdLs 区域的 muon（称为 GdLs Muon）的后面，在 GdLs 区域被捕获的中子。但是在大亚湾试验系统中，我们不能直接标记到 GdLs muon，我们只知道 AD muon 经过 AD，不确定是否经过 GdLs 区域，可能只经过 LS 区域。此时，我们只能挑选 AD muon 之后，在 GdLs 区域被捕获的中子。这样一来，我们需要做以下的修正，$\xi_{spill_{AD}}$ 和 $\xi_{geo_{AD}}$，其计算方法与式5.3和式5.2相似，如下：

$$\xi_{spill_{AD}} = \frac{N_{captured\ in\ GDLS\ region\ after\ AD\ muon}}{N_{generated\ in\ GDLS\ region\ after\ AD\ muon}} \tag{5.5}$$

$$\xi_{geo_{AD}} = \frac{N_{generated\ in\ GDLS\ region\ after\ AD\ muon}}{N_{caused\ by\ red-colored\ part\ of\ trajectory}} \tag{5.6}$$

同理，我们可以研究 WP muon 之后，在 GdLs 区域被捕获的中子，相应的，我们需要做以下的修正，$\xi_{spill_{WP}}$ 和 $\xi_{geo_{WP}}$，其计算方法与式5.3和式5.2相似，如下：

$$\xi_{spill_{WP}} = \frac{N_{captured\ in\ GDLS\ region\ after\ WP\ muon}}{N_{generated\ in\ GDLS\ region\ after\ WP\ muon}} \tag{5.7}$$

$$\xi_{geo_{WP}} = \frac{N_{generated\ in\ GDLS\ region\ after\ WP\ muon}}{N_{caused\ by\ red-colored\ part\ of\ trajectory}} \tag{5.8}$$

表 **5.1**　FLUKA 模拟得到的 $\xi_{spill_{AD}}, \xi_{spill_{AD}}, \xi_{spill_{AD}}$ 和 $\xi_{spill_{AD}}$ 值。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
$\xi_{spill_{AD}}$	1.052	1.067	1.061
$\xi_{geo_{AD}}$	0.959	0.964	0.961
$\xi_{spill_{WP}}$	1.008	1.019	1.012
$\xi_{geo_{WP}}$	0.997	0.999	0.998

综上所述，可用两种挑选事例的方法：

1. 在 AD muon 之后挑选在 GdLs 区域被捕获的中子。

2. 在 WP muon 之后挑选在 GdLs 区域被捕获的中子。

5.2.1　事例挑选条件

单中子事例的挑选条件：

1. 能量范围：[6,12]MeV

2. Flasher cut：去除 flasher 事例，要求剩下的信号满足 $(\frac{Quadrant}{1.0})^2+(\frac{MaxQ}{0.45})^2 < 1.0$，对于 2 inch PMT，要求 MaxQ < 100, DOCDB-7434。

在 muon 之后设置信号窗口和本底窗口，用来挑选信号事例和本底事例：

1. 信号窗口：muon 之后 [10,200]μs

2. 本底窗口：muon 之后 [1010,1200]μs

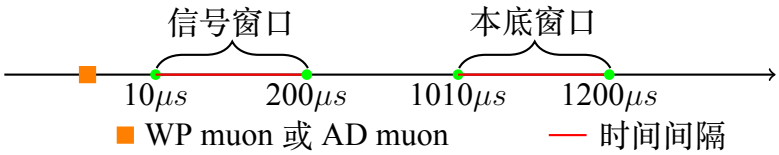


图 **5.2**　信号窗口和本底窗口的示意图。

信号窗口内的事例除了我们需要的中子事例，还包含了多种本底，我们用信号事例减去本底事例来得到中子的数目。

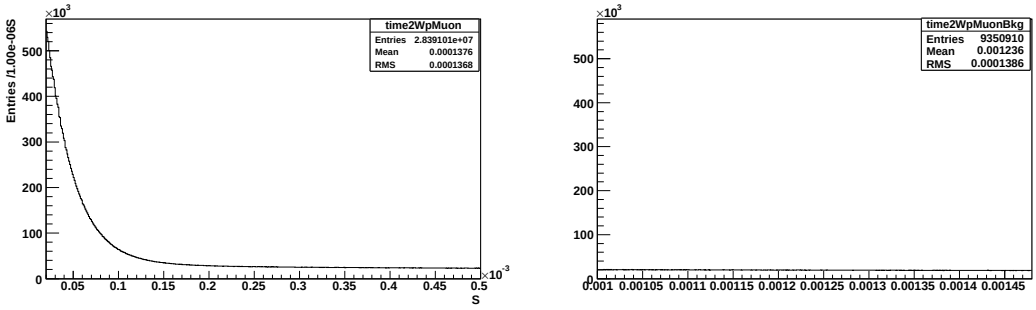


图 **5.3**　事例距离前一个 muon 的时间间隔的分布图。左图为信号窗口内的事例，右图为本底窗口内的事例。

5.2.2　信号窗口事例的组成成分

目前的研究可知，信号窗口内的事例包括三部分：

Part 1. 非这个 muon 产生的中子或其他能量恰巧在 [6,12]MeV 的粒子。比如 Co60 刻度源释放出来的中子或其他 muon 产生的同位素衰变产生的电子或 α。

Part 2. 这个 muon 产生的中子在钢罐上被捕获，释放的 γ 光子在 AD 内沉积的能量在 [6,12]MeV 之间的情况，如下图5.4。

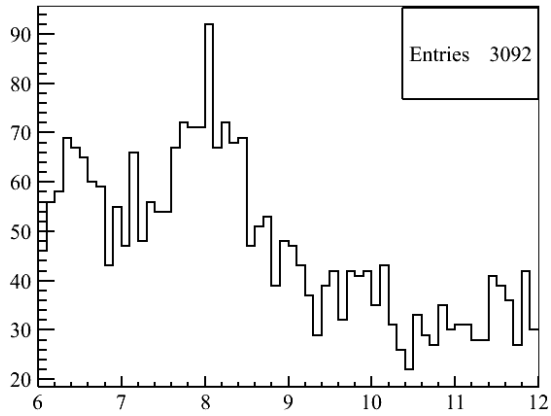


图 **5.4**　中子在钢罐上被捕获时，释放的 γ 光子的能量，图仅为 [6,12]MeV 能量区间的事例。

Part 3. 这个 muon 产生的中子在 Gd 上被捕获。被 H 捕获的中子用 ξ_{Gd} 修正。

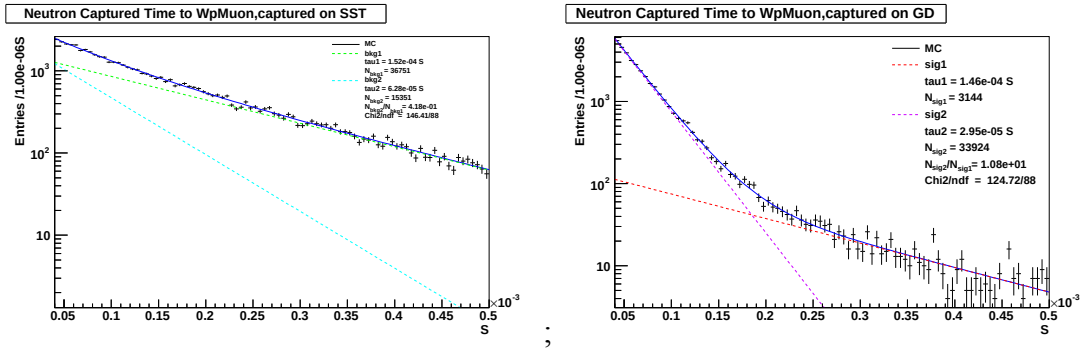


图 **5.5**　事例距离前一个 muon 的时间间隔的分布图。左图为 Part 2 事例，右图为 Part 3 事例，数据来源于 FLUKA 模拟。

$$N_{Part2+Part3} = N_{signal\ candidates} - N_{background\ candidates} \cdot \epsilon \tag{5.9}$$

Part 1 事例与这个 muon 的时间分布为指数分布，ϵ 为指数分布分别在信号窗口和本底窗口的积分的比值，即信号窗口内的 Part 1 数目与本底窗口内的 Part 1 数目的比值，和 muon rate 相关，如下式：

$$f = N_{bkg} \cdot \lambda_{bkg} \cdot e^{-\lambda_{bkg} \cdot t} \tag{5.10}$$

这里，$\lambda_{bkg} = R_\mu + R_{bkg}$，由于 $R_{bkg} \ll R_\mu$，所以 $\lambda_{bkg} \approx R_\mu$。则

$$\epsilon = \frac{\int_{10\mu s}^{200\mu s} R_\mu \cdot e^{-R_\mu t}}{\int_{1010\mu s}^{1200\mu s} R_\mu \cdot e^{-R_\mu t}} \tag{5.11}$$

下表为当在 AD muon 之后挑选中子时 ϵ 的值，

表 **5.2**　AD muon rate 和在 AD muon 之后挑选中子时 ϵ 的值。

P14A	EH1	EH2	EH3
AD muon rate(Hz)	20.9	13.0	1.0
ϵ	1.02	1.01	1.00

下表为当在 WP muon 之后挑选中子时 ϵ 的值，

表 **5.3**　WP muon rate 和在 WP muon 之后挑选中子时 ϵ 的值。WP muon rate = 1.2 * 外水池 muon 的事例率，此处的外水池 muon 定义与 IBD 分析中的定义相同：外水池 NPmt $\geq$ 12 的信号。1.2 这个值来自于 FLUKA 模拟。

P14A	EH1	EH2	EH3
WP muon rate(Hz)	204	153	20.4
ϵ	1.22	1.16	1.02

减去 Part 1 本底事例后，Part 2 事例和 Part 3 事例的比值为 ξ_{SST-n}，表5.4为其值，这里没有区分是在 AD muon 还是在 WP muon 之后挑选中子的情况。

$$N_{Part3} = N_{Part2+Part3} \cdot (1 - \xi_{SST-n}) \tag{5.12}$$

表 **5.4**　ξ_{SST-n} 的值，这个修正值的计算方法参见 MC technote[80]。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
ξ_{SST-n}	0.030	0.030	0.038

综上所述，在 Gd 被捕获的 Part 3 事例的数目由下式计算得出：

$$N_{Part3} = (N_{signal\ candidates} - N_{background\ candidates} \cdot \epsilon) \cdot (1 - \xi_{SST-n}) \tag{5.13}$$

5.3　效率修正值研究

在事例挑选过程中我们对中子和 muon 做了筛选，我们需要分别通过下面的修正来得到他们的总数目。

5.3.1　中子部分

$$N_n = \frac{N_{Part3} \cdot (1 - \xi_{mimic})}{\xi_e \cdot \xi_t \cdot \xi_{Gd} \cdot \xi_{spill} \cdot \xi_{geo}}, \tag{5.14}$$

这些修正值从 FLUKA 模拟中获得，以下为其定义和数值：

ξ_e : [6,12]MeV 的能量 cut 效率。

ξ_t : [10,200]μs 的时间 cut 效率。

ξ_{Gd}：中子在 Gd 上被捕获的数目和中子在 GdLs 区域内被 H 和 Gd 捕获的数目的比值。

表 **5.5**　ξ_t 和 ξ_{Gd} 是从 FLUKA 模拟中获得。在 FLUKA 里，当中子在 Gd 上被捕获时释放的 gamma 光子的总能量不精确，这里 ξ_e 只能借用 IBD 分析中 Geant4 模拟 [70] 得到的值。这里 ξ_t 和 ξ_{Gd} 的值并不会被用在中子文章中，相关细节在第5.4.7节中说明。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
ξ_e	0.917	0.917	0.917
ξ_t	0.838	0.834	0.841
ξ_{Gd}	0.828	0.830	0.829

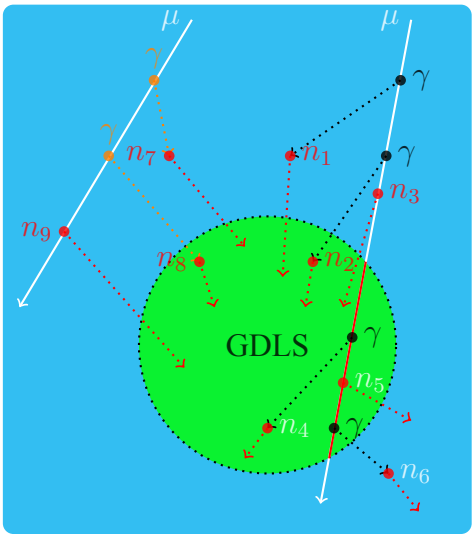
ξ_{spill}：在数据分析中，我们只能挑选 muon 后面在 GdLs 区域被捕获的中子，如下图5.6 n_1 n_2 n_3 n_4 n_7 n_8 和 n_9 所示，箭头代表捕获的位置，红色圆点代表中子生成的位置。在 GdLs 区域产生的中子如 n_2 n_4 n_5 和 n_8，则

$$\xi_{spill} = \frac{n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_7 + n_8 + n_9}{n_2 + n_4 + n_5 + n_8} \tag{5.15}$$

ξ_{geo}：在中子产额的定义中，我们需要知道红色径迹部分引起的中子的数目，不管是在 GdLs 区域内或外，这些中子或者是由 muon 与物质相互作用产生，或者由 muon 的次级粒子和物质相互作用产生，如图5.6中 n_4 n_5 和 n_6 所示。比如 n_6：muon 产生的 gamma 光子传播到 GdLs 区域外，并和物质作用产生了中子，这个中子是需要记录的。

$$\xi_{geo} = \frac{n_2 + n_4 + n_5 + n_8}{n_4 + n_5 + n_6} \tag{5.16}$$

式5.15和式5.16中的中子数量仅为了表示中子种类，不代表真实的中子数量比例。这两个效率值可以合并为一个，但为了和之前他人的工作向对照，这里还是拆成了两部分。



圆点：粒子产生的位置。
虚线、实线：粒子的运动轨迹。
箭头：粒子终止的地方，对于中子就是被捕获的地方。

图 **5.6**　Muon 经过探测器时，中子产生和捕获的示意图。

ξ_{mimic}（只在 AD muon 之后挑选中子时需要考虑这个效率值）：尽管一个 muon 不经过 AD，但它的高能量的次级粒子可能进入 AD，并沉积能量。如果这个次级粒子的沉积能量 ≥ 20 MeV ，且距离这个 muon 经过水池的时刻时间间隔 $< 2\ \mu s$，则这个信号被标记为 AD muon ，这里称为 mimc AD muon ，这个 mimic AD muon 之后的信号窗口内，能量为 [6,12] MeV 的事例占所有信号窗口事例的比例记为 ξ_{mimic} 。在 FLUKA 里，把间隔 ≤ 100 ns 的那些 step 沉积的能量累加封装为一个信号，直到下一份沉积能量的时间间隔大于 100 ns 。当在 WP muon 之后挑选中子时，不用考虑这个概念。

经过以上的效率修正，我们可以计算得到 GdLs 区域内的径迹引起的中子的数目。

5.3.2　Muon 部分

在 GdLs 区域内的 muon 的总的径迹长度通过下式5.17计算得到，在 AD muon 或 WP muon 之后挑选中子时，都是一样的，因为经过 GdLs 区域的 muon 一样。

$$L_{muon\ track\ length} = N_{AD\ muon} \cdot \xi_{\mu} \cdot L_{average\ track\ length}, \tag{5.17}$$

$N_{AD\ muon}$：从实验数据中挑选的 AD muon 的数量。

下面两项效率值是从 FLUKA 模拟中计算得到的：

ξ_{μ} ：经过 GdLs 区域的 muon 占所有 AD muon 的比例。这里的 AD muon 在 MC 中的定义步骤为：重建 step 的沉积能量为事例信号，然后按照试验数目中 AD muon 的定义挑选出来的。重建的细节：合并多个 step 的沉积能量作为一个

事例信号，要求连续两个 step 沉积能量的时间间隔 $\leq$ 100ns，取第一个 step 沉积能量的时刻和位置作为整个事例信号的时刻和位置。通过上面的重建把 MC 中的沉积能量封装成一个一个的信号。然后按照如下定义挑选 AD muon： 事例信号能量 $\geq$ 20 MeV，距离 muon 经过水池的时刻 $\leq 2\ \mu s$。这样以来 MC 中挑选出来的 AD muon 能真实反映实验数据中 AD muon 的各种组成成分，比如：

1. Mimic AD Muon : 这个 muon 没有经过 AD，但它的次级粒子传播进入 AD 沉积能量，这个信号若符合 AD muon 的定义，被系统误判为 AD muon。

2. Double counted AD muon : 这个 muon 经过 AD，它的次级粒子在 AD 内沉积能量，这个信号符合 AD muon 的定义，会被系统判别为 AD muon，此时真实情况只有一个 AD muon , 但实验数据中我们会记录到两个 AD muon。

$L_{average\ track\ length}$: GdLs 区域中，每个 muon 的平均径迹长度。等于 GdLs 区域中总的径迹长度除以经过此 GdLs 区域的所有 muon 的数目。

表 **5.6**　ξ_μ 和 $\xi_{average\ track\ length}$ 的值，这些值不会被应用到最后的中子文章中，详情参见节5.4.6.

FLUKA	EH1	EH2	EH3
ξ_μ	0.596	0.596	0.604
$\xi_{average\ track\ length}(cm)$	203.8	203.6	205.3

5.4　误差研究

本章节研究产额计算公式中，各个值的误差计算方法。

5.4.1　中子数目

只考虑统计误差。

5.4.2　AD Muon 数目

只考虑统计误差。

5.4.3　ρ_{GDLS}

$\rho = 0.86 \pm 0.0002\% g/cm^3$, 采用 DOCDB-9813 中的值。

5.4.4　ξ_{SST-n}

误差采用 FLUKA 和 GEANT4[81] 给出的效率值的差别。

表 **5.7**　ξ_{SST-n} 的值，该效率值的定义和参见 [80]。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
ξ_{SST-n}	0.030±0.017	0.030±o.020	0.038±0.007

5.4.5　ξ_{spill} ξ_{geo} 和 ξ_{mimic}

从试验数据和蒙卡数据中分别得到中子捕获位置距离 muon 径迹的距离分布，两者差别很大，如下图5.7所示，这里挑选的是经过 telescope RPC 系统的 muon 产生的中子，因为其他的 muon 位置重建偏差较大，这里没有采用。

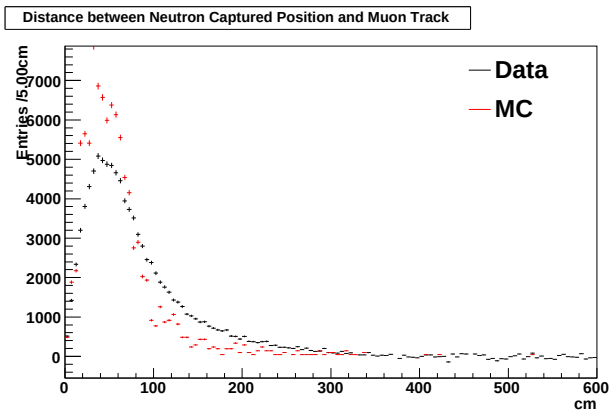


图 5.7　中子捕获位置距离 muon 径迹的距离分布，MC 中得到的距离分布，已经考虑了大亚湾实验系统大约 20 cm 位置分辨率的因素。这里挑选经过 telescope RPC 系统的 muon 产生的中子。

由图可看出，两者差别很大，鉴于大亚湾实验系统的位置重建的分辨率和精确度，在接下来的分析中，只研究 ≥ 40 cm 的部分：调整 MC 参数，使 MC 得到的距离分布分别能吻合数据中的距离分布的误差的左下和右上的界限。具体做法：用指数分布拟合数据中得到的距离分布的左下的界限，得到指数分布的参数 slope，尝试调整 MC 中中子的初始能量，直到调整后的 MC 中的距离分布的指数分布的 slope 参数和数据中的一致，此时研究 ξ_{spill} ξ_{geo} 和 ξ_{mimic}，计算这些值和原来 MC 中得到的值的差别。针对右上的界限，同样方法得到差别值。综合以上两种情况下的最大的差别值作为这个效率值的误差。

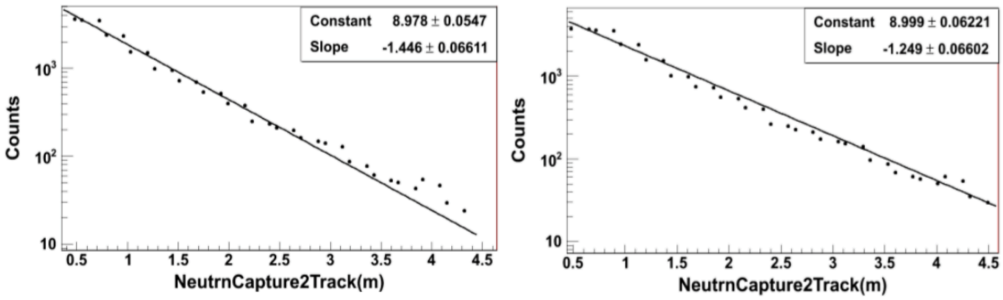


图 5.8　左图是对数据中的距离分布的左下界限的指数分布拟合，右图对应的右上界限的指数分布拟合。

$$\sigma_{\xi_{spill}} = Max(|\xi_{spill_{left\ down\ limit}} - \xi_{spill}|, |\xi_{spill_{right\ down\ limit}} - \xi_{spill}|) \tag{5.18}$$

$$\sigma_{\xi_{geo}} = Max(|\xi_{geo_{left\ down\ limit}} - \xi_{geo}|, |\xi_{geo_{right\ down\ limit}} - \xi_{geo}|) \tag{5.19}$$

$$\sigma_{\xi_{spill}} = Max(|\xi_{spill_{left\ down\ limit}} - \xi_{spill}|, |\xi_{spill_{right\ down\ limit}} - \xi_{spill}|) \tag{5.20}$$

表 **5.8**　当从 AD muon 之后挑选中子时，ξ_{spill} ξ_{geo} 和 ξ_{mimic} 的值和绝对误差值。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
ξ_{spill}	1.052±0.032	1.067±0.021	1.061±0.041
ξ_{geo}	0.959±0.019	0.964±0.020	0.961±0.019
ξ_{mimic}	0.029±0.0043	0.026±0.0036	0.034±0.0068

表 **5.9**　当从 WP muon 之后挑选中子时，ξ_{spill} ξ_{geo} 和 ξ_{mimic} 的值和绝对误差值。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
ξ_{spill}	1.008±0.030	1.019±0.021	1.012±0.039
ξ_{geo}	0.997±0.03	0.998±0.03	0.997±0.03
ξ_{mimic}	0±0	0±0	0±0

5.4.6　$L_{average\ track\ length}$ 和 ξ_{μ}

在数据中，我们只能相对精确地获得通过 telescope RPC 系统的 muon 的径迹信息，其他的 muon 的径迹信息更不精确，然后得到这些 muon 的角度分布，再通过 unfolding 的方法，得到整体的 muon 的角度分布。这个角度分布和 MC 中 muon 的角度分布是有差别的，如下图5.9所示：

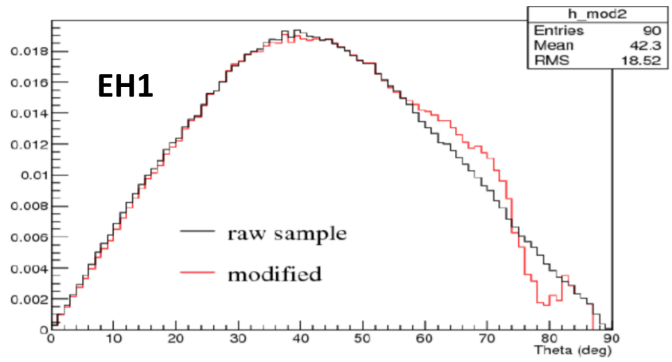


图 **5.9**　Muon 的入射角分布，红线是数据中得到的分布，黑线是 MC 模拟时采用的 muon sample 的角度分布。

采用数据中得到的 muon 角度分布信息作为 MC 模拟的输入信息，做 FLUKA 蒙特卡洛模拟。从这些 MC 数据中计算 $L_{average\ track\ length}$ 和 ξ_{μ}，这些值和之前计算得到的 $L_{average\ track\ length}$ 和 ξ_{μ} 的差别作为这个效率值的误差。

表 **5.10**　$L_{average\ track\ length}$ 和 ξ_μ 的值和绝对误差。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
$L_{average\ track\ length}(cm)$	204.1±0.3	204.5±0.9	204.9±0.4
ξ_μ	0.624±0.028	0.624±0.028	0.624±0.020

5.4.7　$\xi_e\,\xi_t$ 和 ξ_{Gd}

$\xi_e\xi_t$ 和 ξ_{Gd} 的值和误差的计算方法和 IBD 分析中方法相同，这里直接采用此前 IBD 分析中的值和误差。此做法，为了和之前的大亚湾文章保持一致：同一个实验组给出的同一个物理量的值和误差应一致。

ξ_{Gd} : DocDB-9401 (DayaBay Absolute Detection Efficiency TechNote).

ξ_e, ξ_{time} : DocDB-9550 (Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at DayaBay).

表 **5.11**　ξ_e, ξ_t 和 ξ_{Gd} 的值和误差，这部分和 IBD 分析中的值和误差相同。

IBD 分析	EH1	EH2	EH3
ξ_e	0.9271±0.0097	0.9271±0.0097	0.9271±0.0097
ξ_t	0.839±0.0012	0.834±0.0012	0.837±0.0012
ξ_{Gd}	0.842±0.008	0.842±0.008	0.842±0.008

5.5　中子产额的结果

由式5.1、式5.13、式5.14 和式5.17联合计算得到中子产额 Y_N 的计算公式：

$$Y_n = \frac{(N_{signal\ candidates} - N_{background\ candidates} \cdot \epsilon) \cdot (1 - \xi_{SST-n})}{\xi_e \cdot \xi_t \cdot \xi_{Gd} \cdot \xi_{spill} \cdot \xi_{geo} \cdot N_{AD\ muon} \cdot \xi_\mu \cdot L_{average\ track\ length} \cdot \rho} \tag{5.21}$$

下面表格5.12和表格5.13列出了公式5.21中用到的各个量的值和误差，包含了来自 GEANT4[81] 分析的结果。

表 **5.12**　当从 AD muon 之后挑选中子时的中子差额，FLUKA 和 GEANT4 结果的对比，数据集为 P14A 。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。

P14A	EH1		EH2		EH3	
	FLUKA	GEANT4	FLUKA	GEANT4	FLUKA	GEANT4
$N_{SignalWin}$	14184462	14184462	8843692	8843692	1998559	1998559
N_{BkgWin}	366659	366659	168878	168878	2587	2587
ϵ	1.020	1.020	1.013	1.010	1.001	1.000
$\xi_{SST-n}(\%)$	3.0±0.6	3.6±0.6	3.0±1.0	4.0±1.0	3.8±0.1	3.7±0.1
$\xi_e(\%)$	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97
$\xi_t(\%)$	83.9±0.12	83.9±0.12	83.4±0.12	83.4±0.12	83.7±0.12	83.7±0.12
$\xi_{Gd}(\%)$	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8
ξ_{spill}	1.052±0.032	1.062±0.025	1.067±0.021	1.069±0.025	1.061±0.041	1.045±0.025
$\xi_{geo}(\%)$	95.9±1.9	97±2.0	96.4±2.0	97±2.0	96.1±1.9	96.4±2.0
$\xi_{mimic}(\%)$	2.9±0.43	5.2±0.92	2.6±0.36	4.9±0.88	3.4±0.68	5.4±0.95
$\xi_\mu(\%)$	62.4±2.8	62.4±0.95	62.4±2.8	62.4±0.71	62.4±2.0	62.4±0.8
$L_{average\ track\ length}(cm)$	204.1±0.3	204.1±0.3	204.5±0.9	204.5±0.9	204.9±0.4	204.9±0.4
N_{ADmuon}	75689716	75689716	26423457	26423457	5096445	5096445
$\rho_{GDLS}(g\cdot cm^{-3})$	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%
RESULT($10^{-5}\cdot g^{-1}\mu^{-1}cm^2$)	9.61±0.50	9.30±0.29	9.85±0.52	9.48±0.30	15.26±0.63	14.69±0.44
MC	8.3±0.02	7.53	8.7±0.03	7.47	17.2±0.04	13.35

表 **5.13**　当从 WP muon 之后挑选中子时的中子差额，FLUKA 和 GEANT4 结果的对比，数据集为 P14A 。表中 ξ_{spill} 的值为其定义的倒数。

P14A	EH1		EH2		EH3	
	FLUKA	GEANT4	FLUKA	GEANT4	FLUKA	GEANT4
$N_{SignalWin}$	16753869	16753869	10011350	10011350	2002208	2002208
N_{BkgWin}	2451198	2451058	1204544	1204464	32114	32111
ϵ	1.221	1.240	1.162	1.160	1.020	1.020
$\xi_{SST-n}(\%)$	3.0±1.7	4.7±1.7	3.0±2.0	5.0±2.0	3.8±0.7	4.5±0.7
$\xi_e(\%)$	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97	92.71±0.97
$\xi_t(\%)$	83.9±0.12	83.9±0.12	83.4±0.12	83.4±0.12	83.7±0.12	83.7±0.12
$\xi_{Gd}(\%)$	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8	84.2±0.8
ξ_{spill}	1.008±0.030	1.021±0.021	1.019±0.021	1.012±0.020	1.012±0.039	1.023±0.021
$\xi_{geo}(\%)$	99.7±0.03	99.9±0.03	99.8±0.02	99.9±0.03	99.8±0.03	99.9±0.03
$\xi_{mimic}(\%)$	0±0	0±0	0±0	0±0	0±0	0±0
$\xi_\mu(\%)$	62.4±2.8	62.4±0.95	62.4±2.8	62.4±0.71	62.4±2.0	62.4±0.8
$L_{average\ track\ length}(cm)$	204.1±0.3	204.1±0.3	204.5±0.9	204.5±0.9	204.9±0.4	204.9±0.4
N_{ADmuon}	75689716	75689716	26423457	26423457	5096445	5096445
$\rho_{GDLS}(g\cdot cm^{-3})$	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%	0.86±0.0002%
RESULT($10^{-5}\cdot g^{-1}\mu^{-1}cm^2$)	9.05±0.46	8.99±0.25	9.27±0.48	9.00±0.25	14.32±0.52	14.32±0.30
MC	8.3±0.02	7.53	8.7±0.03	7.47	17.2±0.04	13.35

AD 探测器中 muon 的平均动能如下表5.14所示，和经过实验大厅的 muon 的平均动能是不同的，下面的值从 FLUKA 模拟中获得。

表 **5.14**　AD 探测器中 muon 的平均动能，由 FLUKA 模拟获得。

FLUKA	EH1	EH2	EH3
Muon kinetic energy	65.8GeV	66.5GeV	150.3GeV

到目前为止，以上两种方法挑选出来中子事例后，是用信号窗口减去本底窗口来获得真正的中子数目。除此之外，可以通过拟合信号窗口的时间分布来得到这个值。更多的细节，可以参见附录B，描述了如何用指数分布拟合出中子数目，也就是 N_{Part3} 的数目。

5.6　Power Law 拟合

结合其他实验在不同 muon 能量点的中子产额，我们做 Power Law Fit 。拟合公式为 $Y = b \cdot E^{\alpha} \cdot 10^{-5}$。当拟合 AD muon 之后挑选中子得到的中子产额时，参数 α 等于 0.759，详见图5.10。拟合 WP muon 之后挑选中子得到的中子产额时，参数 α 等于 0.769，详见图5.11。

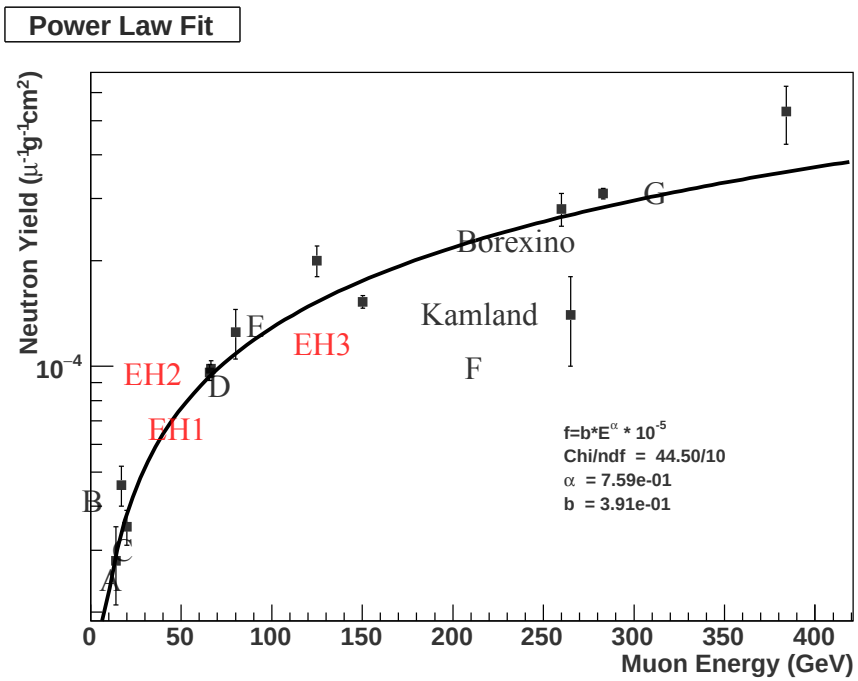


图 **5.10**　A 取至 [71]，B 取至 [72]，C 取至 [73]，D 取至 [74]，E 取至 [75]，F 取至 [76]，G 取至 [77]，Kamland 取至 [78]，Borexino 取至 [79]。EH1、EH2 和 EH3 的结果为当从 AD muon 之后挑选事例时。

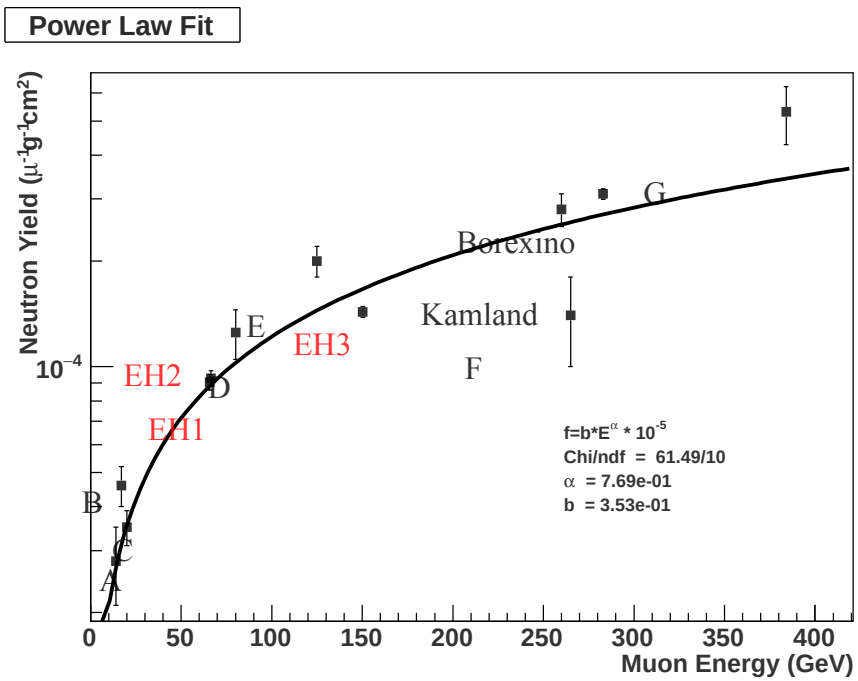


图 **5.11**　A 取至 [71]，B 取至 [72]，C 取至 [73]，D 取至 [74]，E 取至 [75]，F 取至 [76]，G 取至 [77]，Kamland 取至 [78]，Borexino 取至 [79]。EH1、EH2 和 EH3 的结果为当从 WP muon 之后挑选事例时。

5.7　实验数据和 MC 数据的对比

本章节，对比了几种分布，分别从实验数据和 MC 中获得。

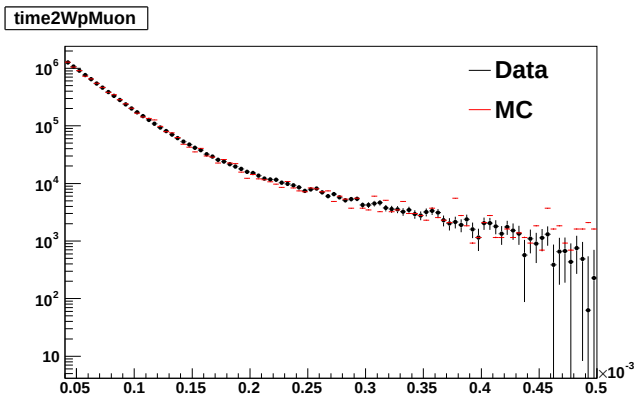


图 **5.12**　中子捕获时间距离前一个 muon 的时间间隔分布 (s)

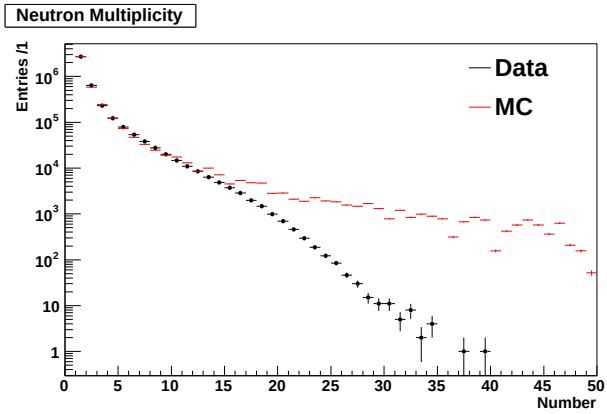


图 **5.13**　中子的多重数，即一个 muon 会在探测器内产生几个中子。

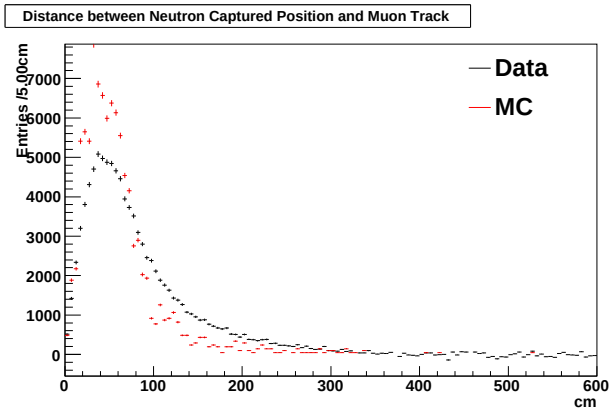


图 **5.14**　中子捕获位置距离前一个 muon 径迹的垂直距离，为通过 telescope RPC 系统的 muon 。

5.8　本章总结

本章研究了 muon 的中子产额，大亚湾有三个实验厅，对应了三个不同的能量点，我们分别计算了它们的中子产额。运用了两种不同的挑选中子事例的策略，从 AD muon 之后和从 WP muon 之后挑选事例。每个 muon 之后分别挑选其信号窗口和本底窗口内的事例，然后相减得到中子数目，然后利用产额公式计算产额。并通过模拟研究了相关的相率值和其误差。最后做了 power law 拟合。

第六章　Muon 致同位素产额

同位素的产额是 muon 物理的重要部分，muon 与物质作用产生短寿命的同位素，同位素衰变产生 α、β 粒子或中子，大亚湾中微子实验可以探测到这些同位素衰变产物，进而可研究同位素的产额。由于大亚湾实验中 muon 的事例率过高，探测器太小，位置重建精度不高，muon 径迹重建不精确，目前只能研究 $^{12}B/^{12}N/^{9}C$ 的产额。

6.1　同位素介绍

这节列举了 muon 在液闪中产生的常见同位素的性质。

表 **6.1**　Muon 在液闪中产生的几种常见同位素的寿命和衰变类型。

同位素	寿命	Q-Value [MeV]	衰变类型
^{12}N	15.9ms	17.3	β^-
^{12}B	29.1ms	13.4	β^+
^{8}He	171.7ms	10.7	β^-
^{9}C	182.5ms	16.5	β^+
^{9}Li	257.2ms	13.6	β^-
^{8}B	1.11s	18.0	β^+
^{6}He	1.16s	3.51	β^-
^{8}Li	1.21s	16.0	β^-
^{11}Be	19.9s	11.5	β^-
^{10}C	27.8s	3.65	β^+
^{11}C	29.4min	1.98	β^+

▶ ^{12}B ^{12}N

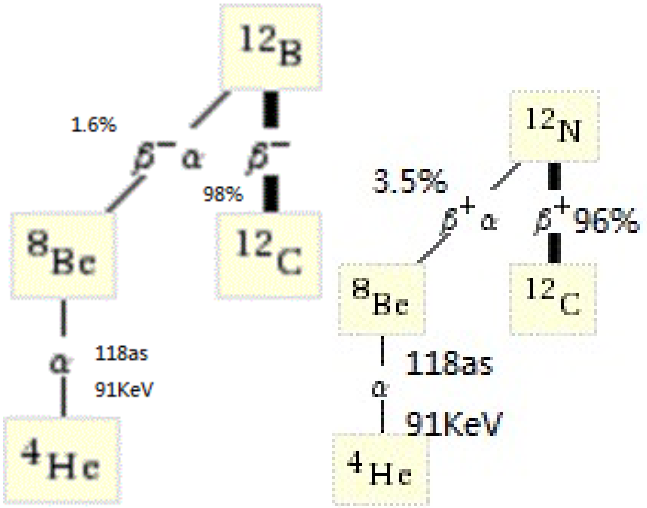


图 **6.1**　^{12}B ^{12}N 衰变链

其中，

β 衰变：$^{12}B \rightarrow ^{12}C^* + e^- + \overline{\nu}_e$, $^{12}N \rightarrow ^{12}C^* + e^+ + \nu_e$

γ 衰变：$^{12}C^* \rightarrow ^{12}C + \gamma(2\gamma)$

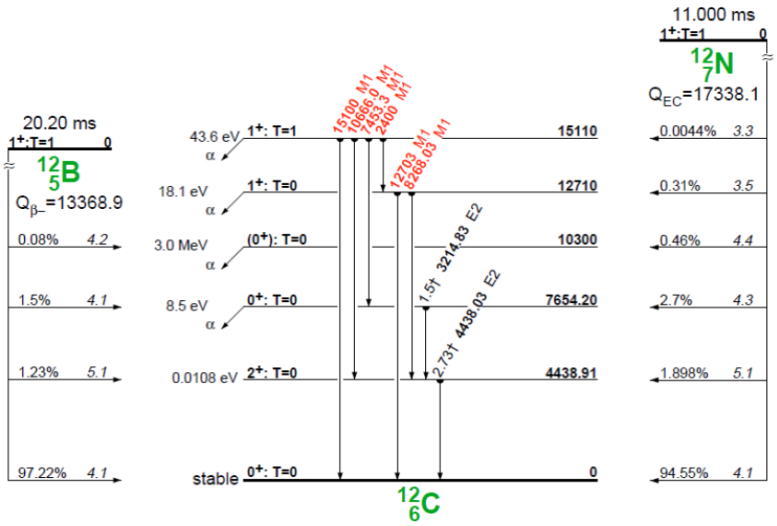


图 **6.2**　^{12}B ^{12}N 衰变模式

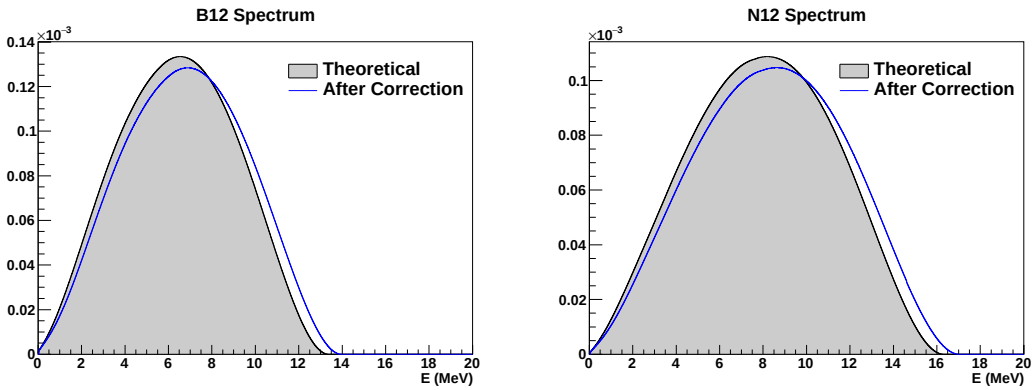


图 **6.3**　^{12}B 和 ^{12}N 衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。

▶ ^{9}C

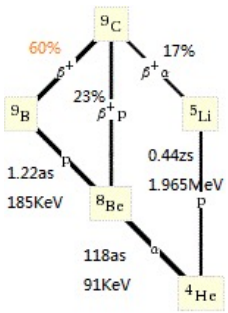


图 **6.4**　^{9}C 衰变链

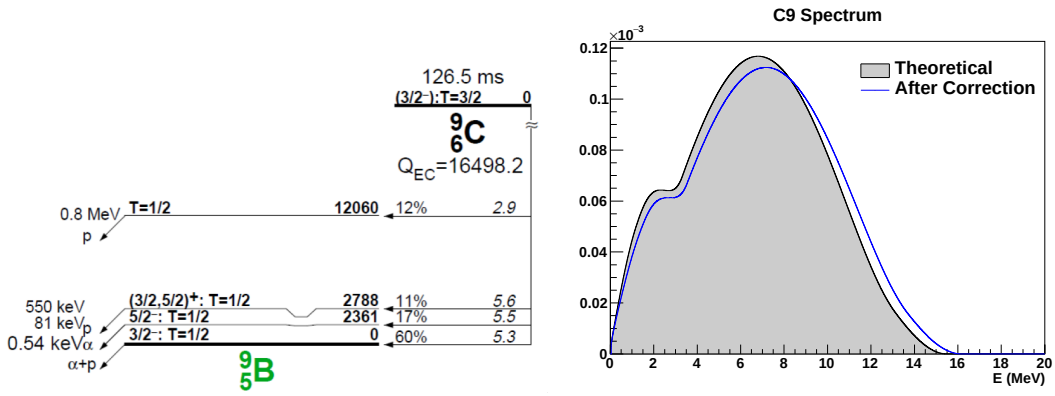


图 **6.5**　^{9}C 左图为衰变模式，右图为衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。

▶ ^{8}He ^{9}Li

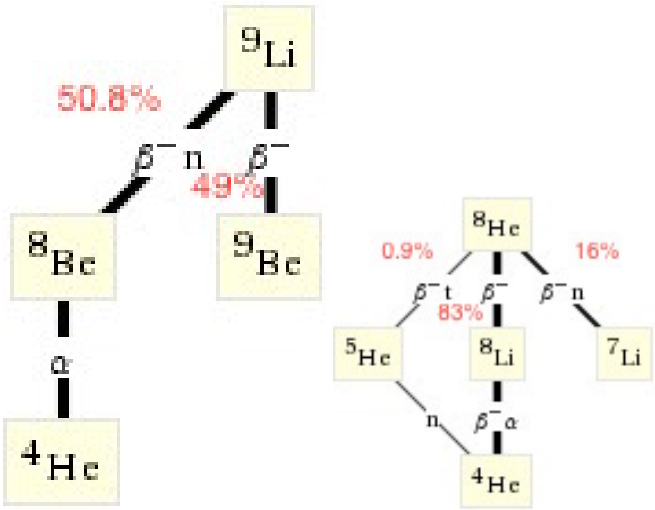


图 **6.6**　^{9}Li ^{8}He 衰变链

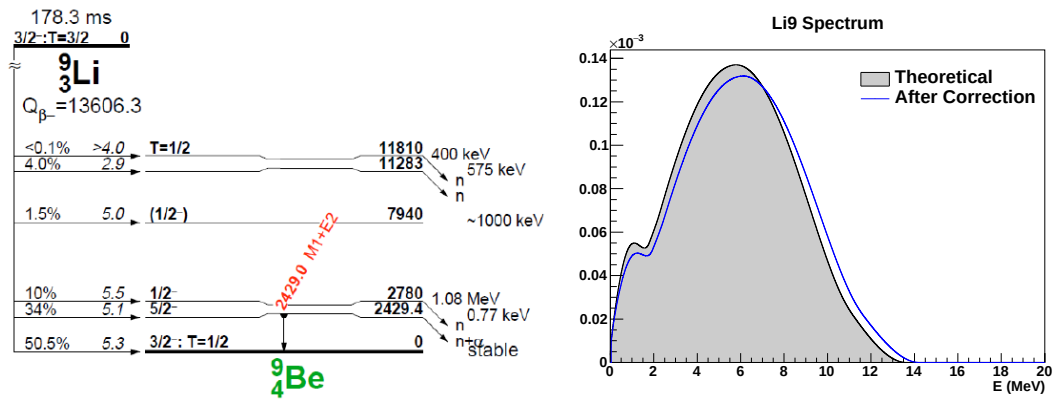


图 **6.7**　^{9}Li 左图为衰变模式，右图为衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。

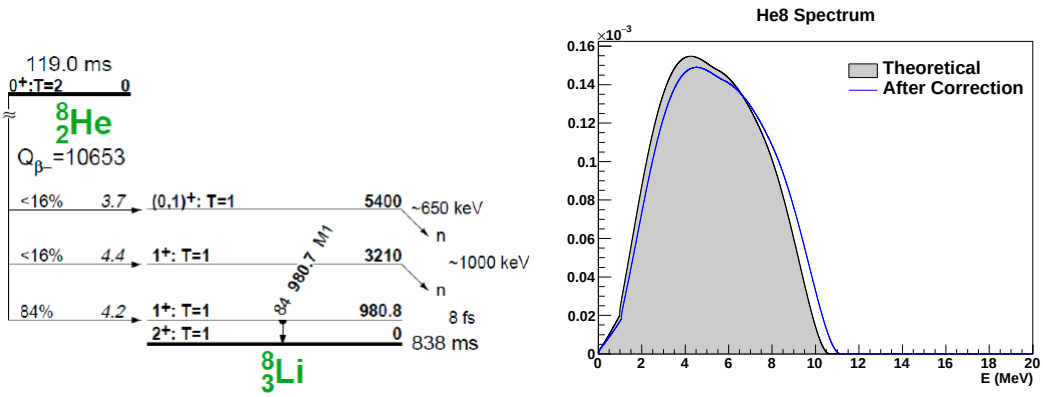


图 **6.8**　^{8}He 左图为衰变模式，右图为衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。

▶ ^{8}Li ^{8}B

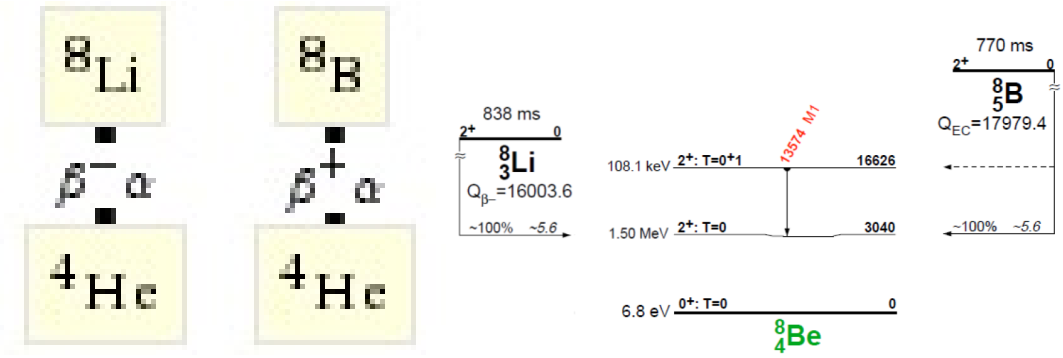


图 **6.9**　^{8}Li ^{8}B 衰变

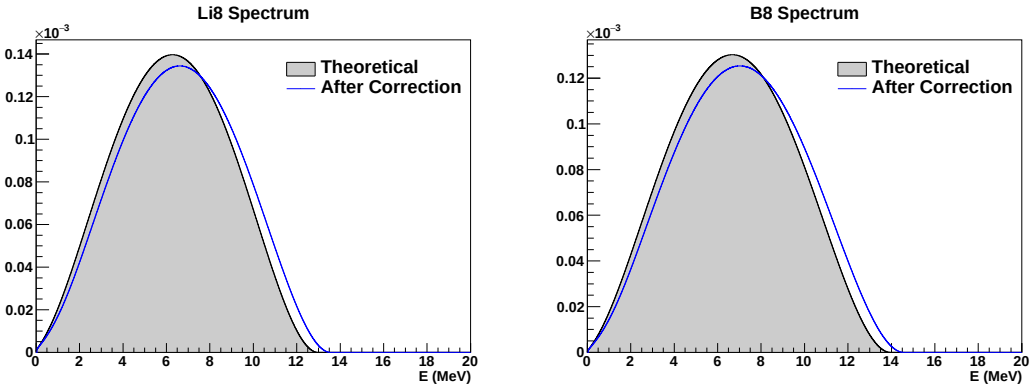


图 **6.10**　^{8}Li 和 ^{8}B 衰变产物的能谱，Theoretical 为理论计算得到，After Correciton 为考虑能量非线性修正后的能谱。

▶ 其他

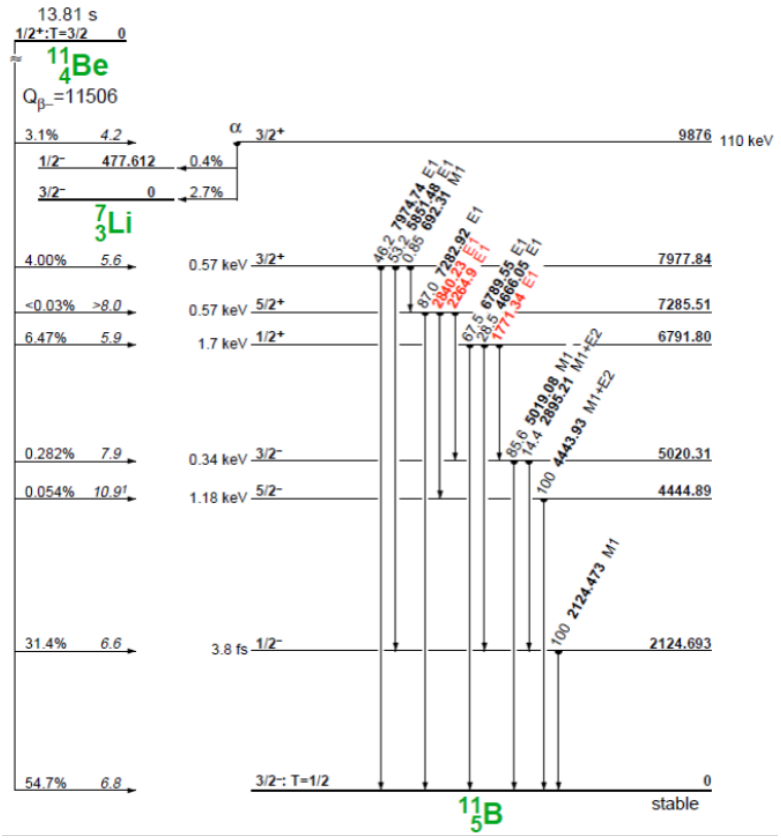


图 **6.11**　^{11}Be 衰变模式

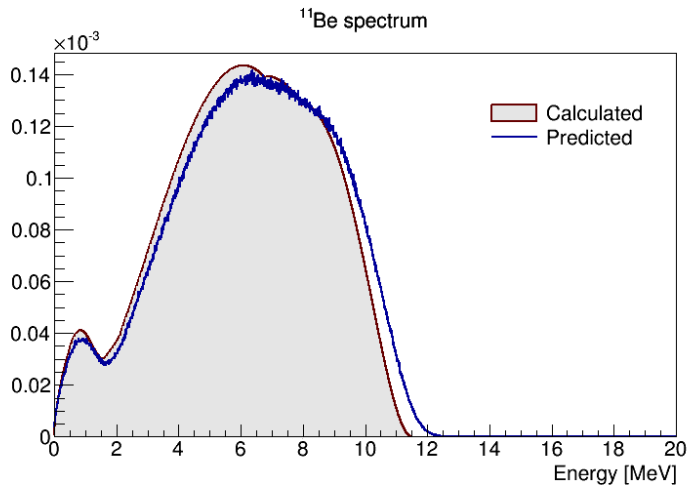


图 **6.12**　^{11}Be 衰变产物的能谱，Calculated 为理论计算得到，Predicted 为考虑能量非线性修正后的能谱。

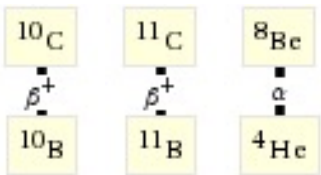


图 **6.13**　^{10}C ^{11}C ^{8}Be 衰变链

6.2　同位素产额分析

同位素产额的分析，目前还是研究之中，尚未确定下来最终的分析方法，下面几节逐一介绍几个已经尝试过的方法，提出问题所在，以供后续研究做参考。

同位素研究首要利用的信息为衰变信号距离 muon 的时间间隔分布，理论上为指数分布。不同的同位素衰变寿命差异比较大，参见表6.1，可用这个特征，从数据挑选出来的事例的时间分布中，把不同寿命的同位素拟合出来，如下式6.1。对于衰变寿命相近的元素，比如 $^{12}B/^{12}N$ ，此时需要用到额外的能谱信息，^{12}B 的 Q-Value 为 13.4 MeV，^{12}N 的 Q-Value 为 17.3 MeV，有下面两种思路：1）挑选事例时设置能量阈值，比如只挑选 $>$ 13.4 MeV 的事例，此时信号中不包括 ^{12}B ，再对时间分布做拟合，就可以单独得到 ^{12}N 的数目。2）同时利用时间和能谱信息，做联合拟合，下面的方法都是基于这个思路。

$$f_t(t) = N_{iso} \cdot \lambda_{iso} e^{-\lambda_{^{12}B} t} + N_{Bkg} \cdot \lambda_{Bkg} e^{-\lambda_{Bkg} t} \tag{6.1}$$

其中 $\lambda_{iso} = \frac{1}{\tau_{iso}} + R_\mu, \lambda_{Bkg} = R_\mu$ 。

具体于大亚湾的实验系统，需要面对几种问题：1）Muon 事例率太大，EH1 AD muon 事例率约为 20 Hz ，EH2 AD muon 事例率约为 15 Hz ，EH3 AD muon 事例率约为 1 Hz ，WP muon 的事例率约为 AD muon 事例率的 10-20 倍，详见表5.2和表5.3。2) 反中微子探测器（AD）几何体积小，同时位置重建精度约为 20 cm，相比 AD 体积而言，比较大，且越远离中心精度越低。

第 1）种情况，muon 事例率太大，muon 与 muon 之间的间隔很小，寿命较长的同位素，比如 $^{11}Be/^{10}C/^{11}C$，距离 muon 的时间分布画不出间隔比较大的时间分布，寿命较短的同位素，$\frac{1}{\tau_{iso}}$ 与 R_μ 在同一量级，导致拟合程序拟合不出来同位素成分，拟合出来的数目为 0。

第 2）种情况，导致不推荐使用位置 cut。

针对 muon 事例率太大这个问题，目前在大亚湾试验中，就不去分析长寿命的同位素了。然后，我们尽力减少 muon 事例率来试图让程序拟合出短寿命的几种同位素。减少拟合中 muon 事例率的方法有两种：

1）按照 muon 的沉积能量，把 muon 分成几个分片（slice），相当于把 muon 样本分成多份，每个 slice 中的 muon 数目就减少了。大概的思路：拿 slice 1 为例，挑选事例时，只挑选 slice 1 后面的事例，得到这些事例距离 slice 1 中的 muon 的时间间隔分布。此时做程序拟合，得到的同位素数目 N_{iso} 只为 slice 1 中的 muon 产生的同位素，其他 slice 中的 muon 产生的同位素跟 slice 1 中的 muon 没关系，出现在本底成分 N_{Bkg} 中。对每个 slice 都如此操作，得到各个 slice 中的 muon 产生的同位素数目，然后把结果相加，就为所有 muon 产生的同位素数目。

下一节6.2.1即为此方法，按照 muon 的沉积能量 $20-60-500-1500-2500-5000MeV$ 分成 5 个 slices，仍存在的问题是：低能量 slice 中的 muon 仍就过大，

且能谱信息精确度相当差，拟合 chi2/ndf 非常大。

2）针对 $^{12}B/^{12}N$ 寿命很短，分别为 15.9 ms / 29.1 ms。只挑选相互之间间隔足够大的 AD muon，比如要求 AD muon 前后 100 ms 内没有其他 AD muon，在这些符合要求的 AD muon 之后的 [0,100] ms 窗口内挑选事例，得到时间分布，然后拟合得到 $^{12}B/^{12}N$ 数目。对于没有发生 shower 的 AD muon(沉积能量 <2500MeV)，相互之间的间隔和 AD muon 的沉积能量是没有关系的，如下图6.14所示，即这种 AD muon 抽样不会造成 AD muon 的失真，是均匀抽样。

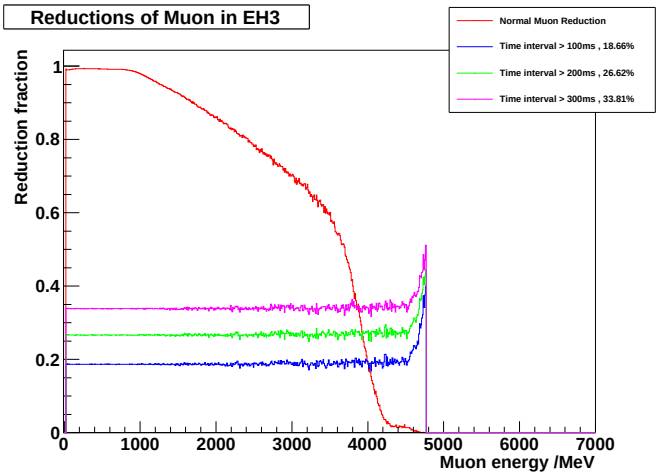


图 **6.14**　三号厅（EH3）不符合要求的 AD muon 在各个能量点所占的比例。

下一节6.2.2即采用此方法，把 muon 按 $20-1500-2500-5000MeV$ 分成 3 个 slices，然后对 $20-1500MeV$ 这个 slice 的 AD muon 再做前后 100 ms 没有其他 $20-1500MeV$ 的 AD muon 的抽样。这种方法存在的问题：EH1 中，slice 1 的 AD muon 减少比例较大，误差较大，需要细致研究。

6.2.1　5 个 muon 分片时的时间与能谱联合拟合

6.2.1.1　事例挑选

Muon 的定义：

- 外水池 (OWP) muon : 外水池探测系统中，着火 PMT 的数目 $Npmt > 12$。
- 内水池 (IWP) muon : 内水池探测系统中，着火 PMT 的数目 $Npmt > 12$。
- AD muon: 分为下面几步来判断，

  Step 1: 在 OWP muon 或 IWP muon 的 [-2,2] μs 窗口内，且能量 $E \geq 20MeV$ 的 AD 信号，标记为 WP-tagged muon。

  Step 2: 其中 $E > 60MeV$ 的部分标记为 AD muon。

  Step 3: 其中 $20 \leq E < 60MeV$ 的部分，若其前面 $10\mu s$ 内，没有其他的 WP-tagged muon，则被标记为 AD muon。

事例初步挑选条件:

- OWP/IWP muon cut : [-2,200]μs，OWP/IWP muon 的 [-2,200] μs 时间窗口内的事例扔掉。
- AD muon cut : [0,1]ms，AD muon 的 [0,1] ms 时间窗口内的事例扔掉。
- Isolation cut : [-200,200]μs，要求事例前后 200 μs 内，没有其他事例。
- Energy cut : [5.5,20.0]MeV，要求事例能量在 [5.5,20.0] MeV 内。
- Flasher cut : 去除 flasher 事例，要求剩下的信号满足 $(\frac{Quadrant}{1.0})^2+(\frac{MaxQ}{0.45})^2<1.0$，对于 2 inch PMT，要求 MaxQ < 100, DOCDB-7434。
- Remove flasher-like events: 去除类 flasher 事例，扔掉 $Quadrant>0.5\&\&MaxQ>0.03$ 的信号。

挑出来的事例，供下面的分析进一步筛选。

6.2.1.2　事例距离前一个 AD muon 的时间间隔分布

单事例的能量：5.5MeV∼20.0MeV

数据集：P14A

按照 muon 沉积能量，把 muon 分为 5 个 slices：20-60-500-1500-2500-5000 MeV，每个 slice 中的 muon 事例率如下表6.2所示，

表 **6.2**　各个 slice 中 muon 的事例率。

分片编号	EH1(Hz)	EH2(Hz)	EH3(Hz)
Slice 1 (20-60 MeV)	1.20	0.91	0.060
Slice 2 (60-500 MeV)	8.66	6.01	0.415
Slice 3 (500-1500 MeV)	10.78	8.36	0.534
Slice 4 (1500-2500 MeV)	0.23	0.21	0.017
Slice 5 (2500-5000 MeV)	0.06	0.06	0.006
total	20.94	15.55	1.032

挑出来的事例，得到单事例距离前一个 muon 的时间间隔分布。

6.2.1.3　数据中单事例的能谱分布

单事例的能量: 5.5MeV∼20.0MeV，在我的目前为止的研究中，若阈值 < 5.5，比如 [4,20] MeV，用信号窗口的事例能谱减去本底窗口的事例能谱，得到同位素能谱时，某几个 slice 的 [4,5.5] MeV 部分会为负值。

Muon 分为 5 个 slices : 20-60-500-1500-2500-5000 MeV

信号窗口: AD muon 之后 2-82 ms 的窗口。

本底窗口: 本研究中，取为 AD muon 之后 502-582 ms 的窗口。

分别在每个 slice 的 muon 后面的信号窗口、本底窗口中，挑选信号事例、本底事例，得到他们的能谱，然后用下式计算得到每个 slice 的 muon 产生的同位素能谱:

$$(Isotope\ spectrum)_i = (signal\ spectrum)_i - (off\ spectrum)_i \cdot \epsilon_i \tag{6.2}$$

Muon 之后信号窗口、本底窗口出现的概率不一样，需要修正，muon 与 muon 之间的时间间隔符合指数分布，这个分布可以从实验数据中统计得到。若本底窗口取为 AD muon 之前 [2,82]ms 的窗口，即可不用考虑这个修正值。

$$\epsilon_i = \frac{(muon\ number\ in\ [2,\infty]ms)_i}{(muon\ number\ in\ [502,\infty]ms)_i} \tag{6.3}$$

每个厅各个 slice 对应的 ϵ 值详见下表6.3，

表 **6.3**　各个 slice 中 muon 的 ϵ 。

P14A	EH1	EH2	EH3
ϵ_1	1.82	1.57	1.03
ϵ_2	76.06	20.16	1.230
ϵ_3	219.61	65.31	1.306
ϵ_4	1.12	1.11	1.008
ϵ_5	1.03	1.02	1.003

在拟合中，需要用到同位素的理论能谱，转化为概率密度函数 p.d.f，步骤为:

1. 计算得到理论能谱。
2. 修正电子的能量非线性。
3. 把修正后的能谱在 RooFit 中，用 RooHistPdf 转化为 p.d.f。

下图6.15展示了步骤 2 到步骤 3 的转换:

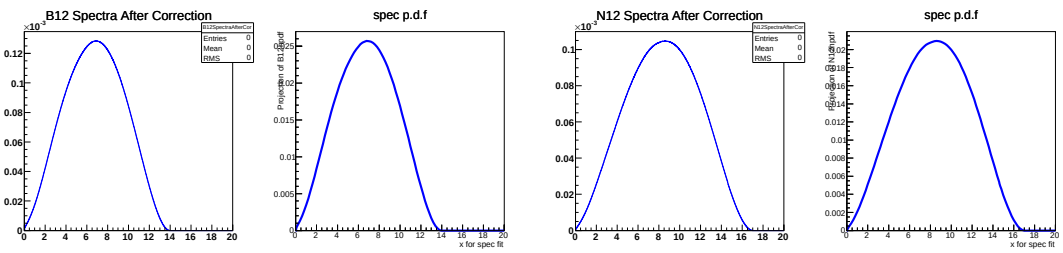


图 **6.15**　修正后的 ^{12}B 和 ^{12}N 能谱和与之对应的 p.d.f，横轴单位为 MeV。

6.2.1.4　时间与能谱的联合拟合

拟合中涉及到的成分：^{12}B、^{12}N、^{8}C、^{8}He、^{9}Li 和本底。

拟合时间分布的表达式：

$$
\begin{aligned}
f_t(t) = & N_{^{12}B} \cdot \lambda_{^{12}B} e^{-\lambda_{^{12}B} t} + N_{^{12}N} \cdot \lambda_{^{12}N} e^{-\lambda_{^{12}N} t} + N_{^{9}C} \cdot \lambda_{^{9}C} e^{-\lambda_{^{9}C} t} \\
& + N_{^{8}He} \cdot \lambda_{^{8}He} e^{-\lambda_{^{8}He} t} + N_{^{9}Li} \cdot \lambda_{^{9}Li} e^{-\lambda_{^{9}Li} t} + N_{Bkg} \cdot \lambda_{Bkg} e^{-\lambda_{Bkg} t}
\end{aligned}
\tag{6.4}
$$

其中 $\lambda_{^{12}B} = \frac{1}{\tau_{^{12}B}} + R_\mu$，$\lambda_{Bkg} = R_\mu$，其他定义类似。

时间拟合的范围：1ms∼500ms

拟合能谱的表达式：

$$
f_s(x) = N'_{^{12}B} \cdot f_{^{12}B} + N'_{^{12}N} \cdot f_{^{12}N} + N'_{^{9}C} \cdot f_{^{9}C} + N'_{^{8}He} \cdot f_{^{8}He} + N'_{^{9}Li} \cdot f_{^{9}Li} \tag{6.5}
$$

其中 $f_{^{12}B}$ 为 ^{12}B 的能谱概率密度，$N'_{^{12}B} = N_{^{12}B} \cdot \epsilon_{^{12}B}$，其他定义类似。

这里 $\epsilon_{^{12}B} = \frac{\epsilon_{1-500ms}\epsilon_{5.5-20.0MeV}}{\epsilon_{2-82ms}\epsilon_{5.5-20.0MeV}}$，表示了在之前得到时间和能谱分布时用到的不同的 cut 条件之间的关系。

能谱拟合的范围：5.5MeV∼20.0MeV

联合拟合用到的函数：RooFit::RooSimultaneous

拟合中发现的问题：

能谱精确度太差，$chi2/ndf$ 相当大。

一号厅：slice 1 、slice 2 和 slice 3 中，^{12}N 拟合出来的数目约为 0。

二号厅：slice 2 和 slice 3 中，^{12}N 拟合出来的数目约为 0。

▶ 一号厅的拟合结果：

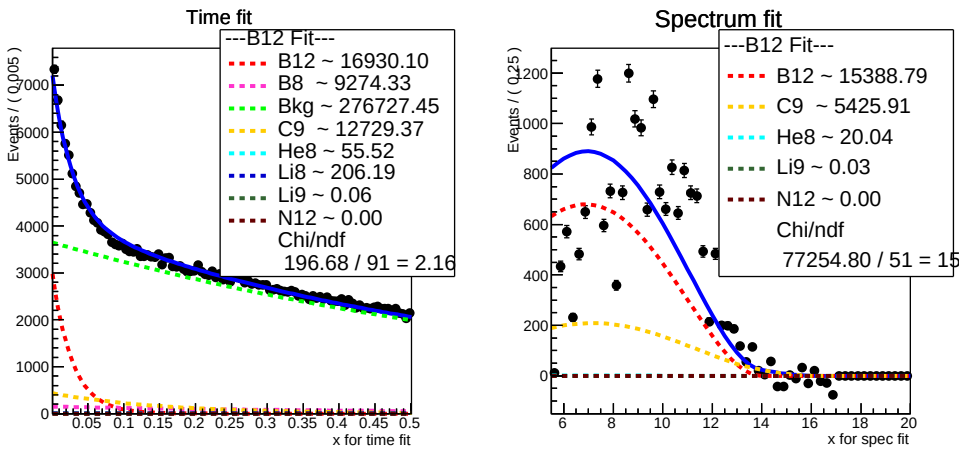


图 **6.16**　EH1 slice1 (20-60 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

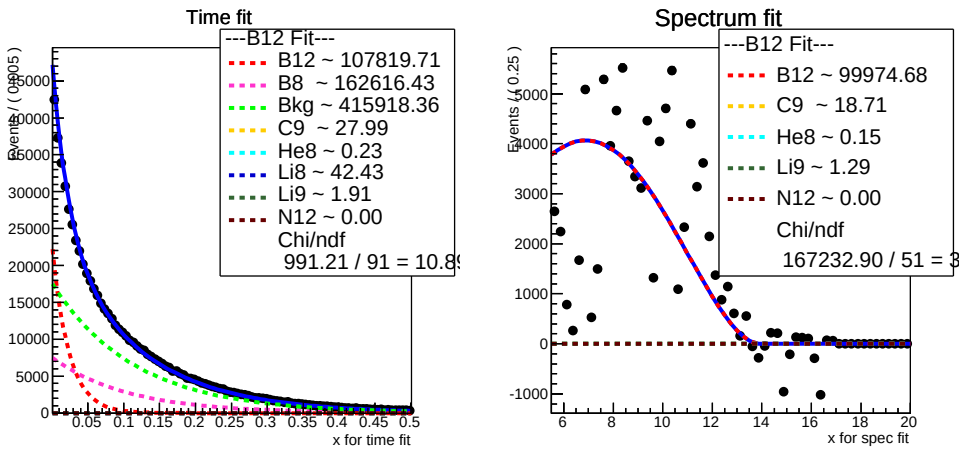


图 **6.17**　EH1 slice2 (60-500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

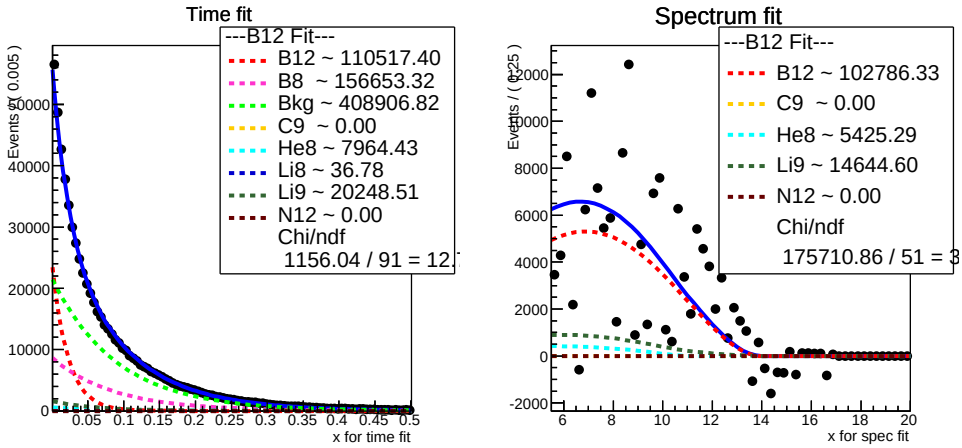


图 **6.18**　EH1 slice3 (500-1500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

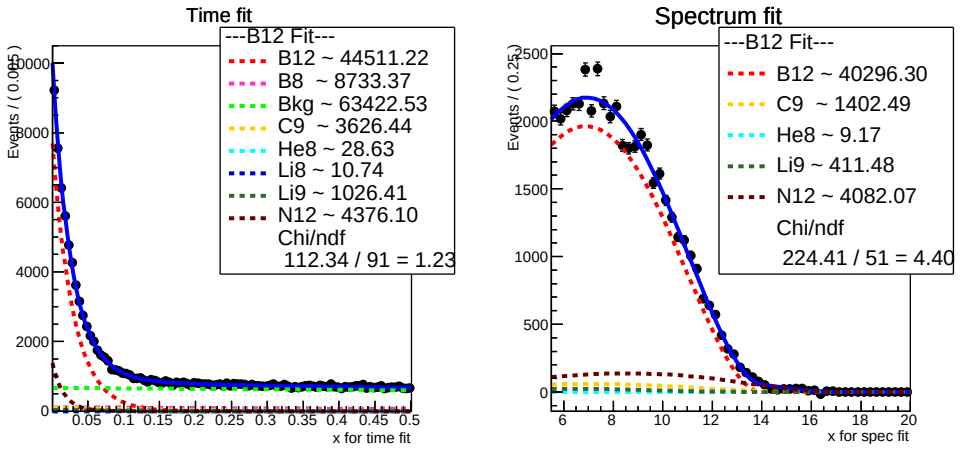


图 **6.19**　EH1 slice4 (1500-2500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

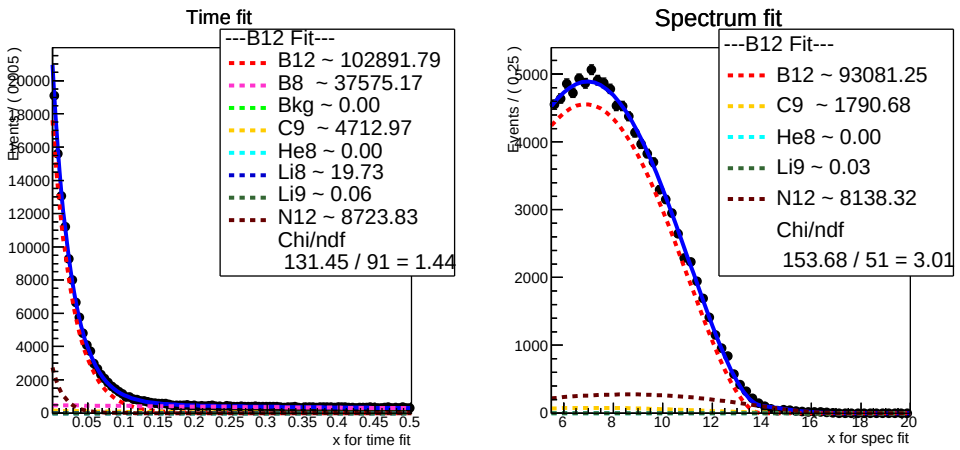


图 **6.20**　EH1 slice5 (2500-5000 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

► 二号厅的拟合结果:

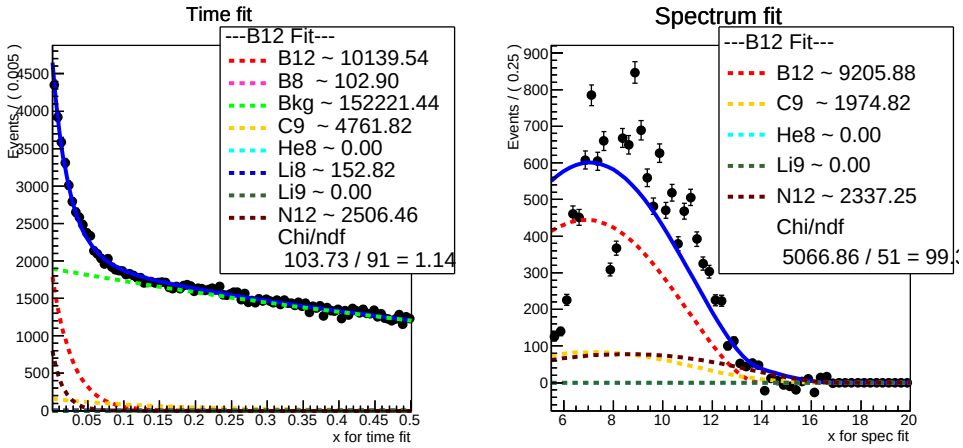


图 **6.21**　EH2 slice1 (20-60 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

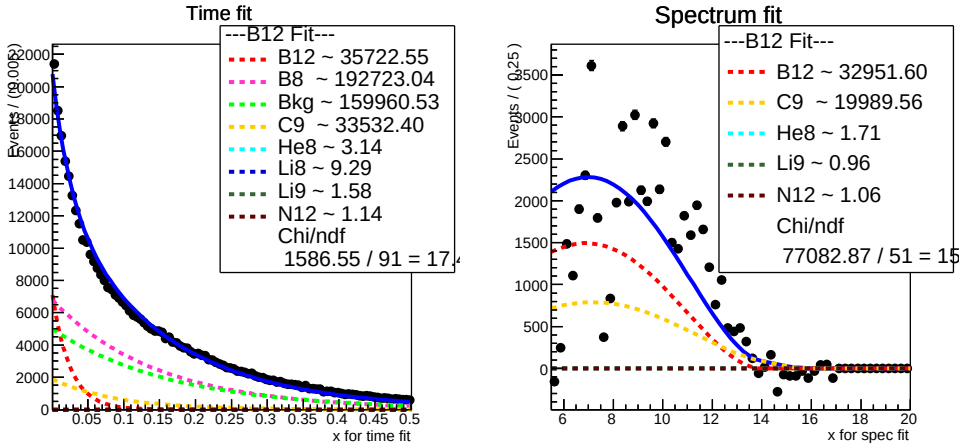


图 **6.22**　EH2 slice2 (60-500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

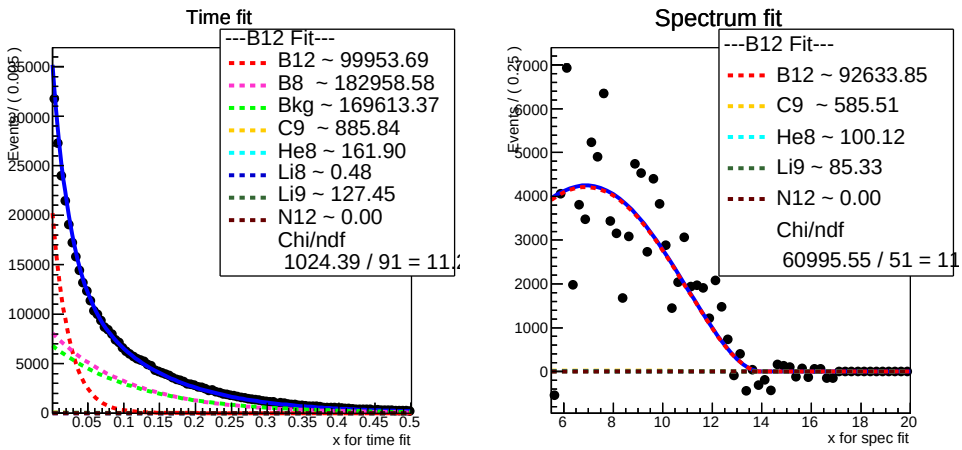


图 **6.23**　EH2 slice3 (500-1500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

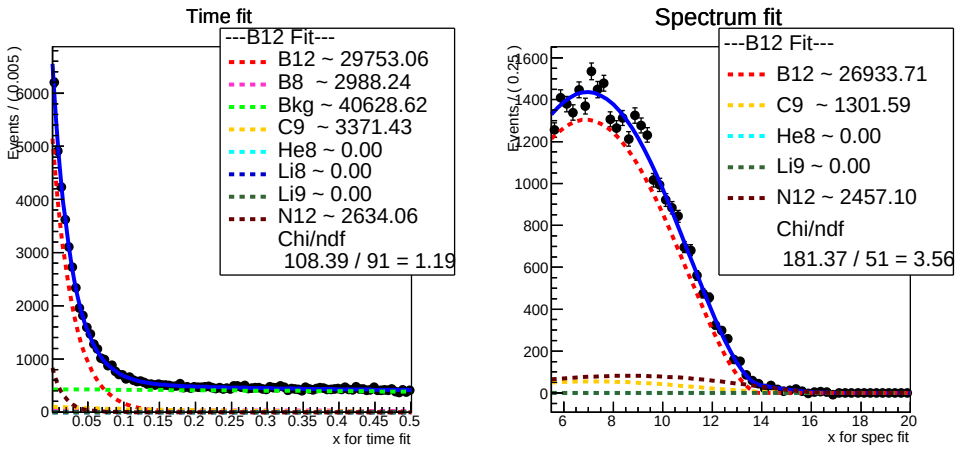


图 **6.24**　EH2 slice4 (1500-2500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

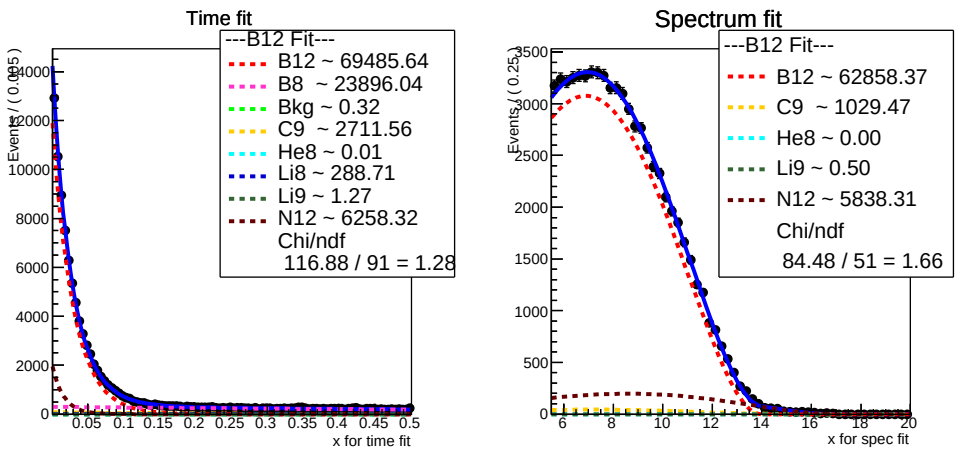


图 **6.25**　EH2 slice5 (2500-5000 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

▶ 三号厅的拟合结果：

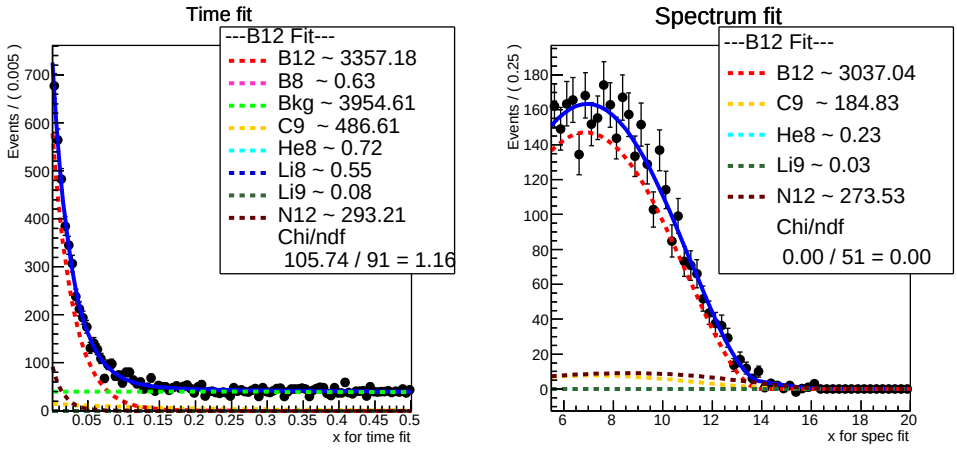


图 **6.26**　EH3 slice1 (20-60 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

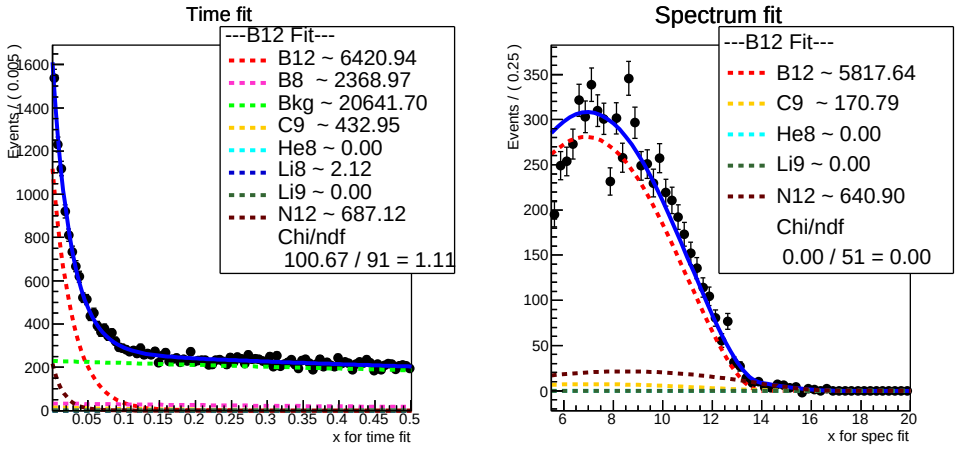


图 **6.27**　EH3 slice2 (60-500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

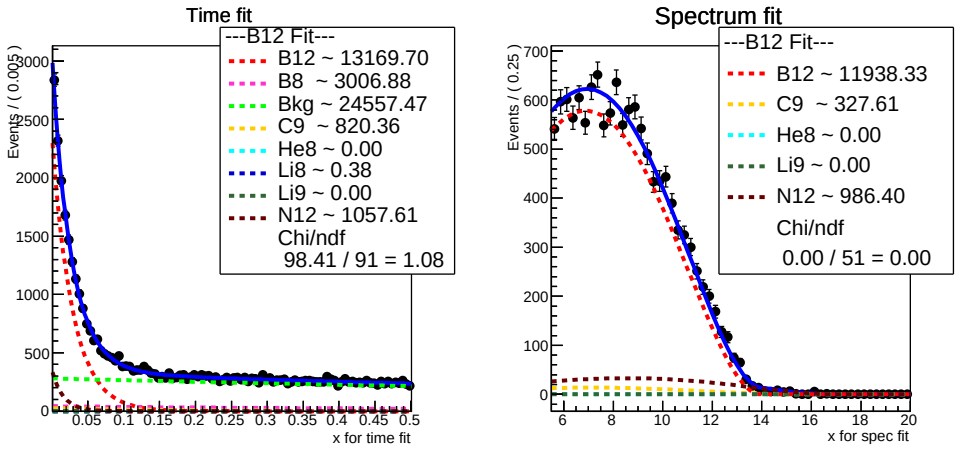


图 **6.28**　EH3 slice3 (500-1500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

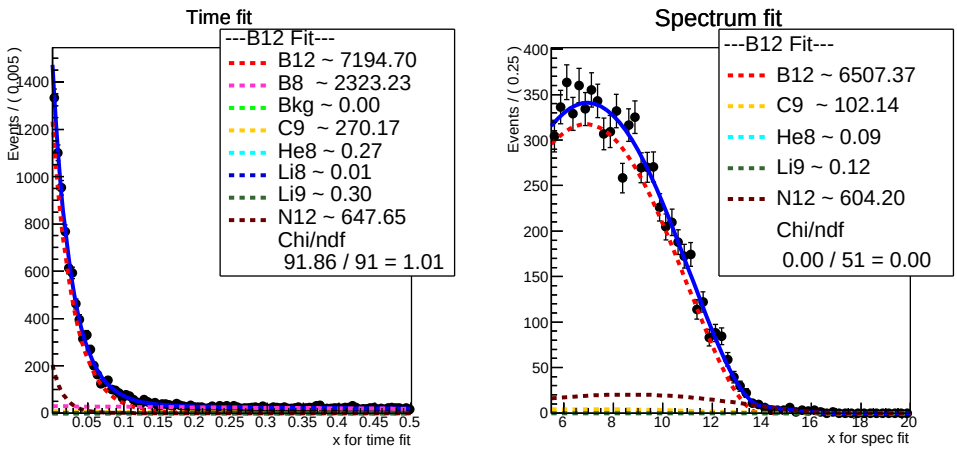


图 **6.29**　EH3 slice4 (1500-2500 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

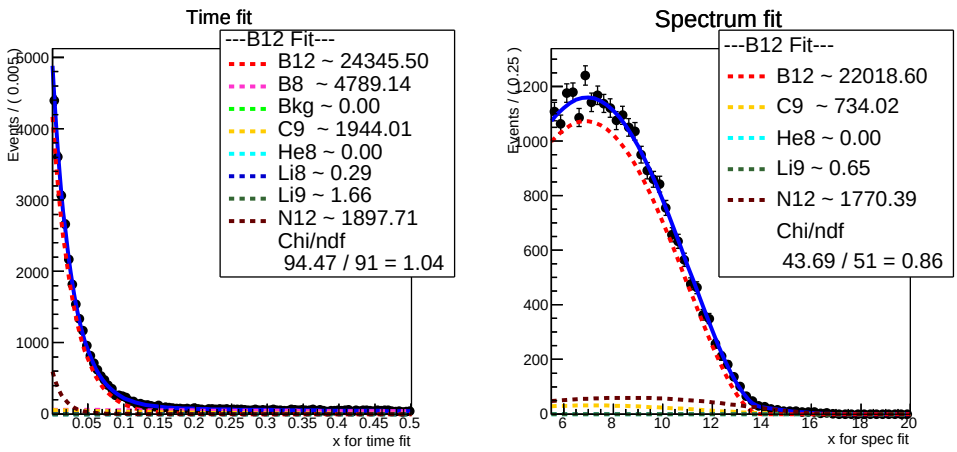


图 **6.30**　EH3 slice5 (2500-5000 MeV) 时间与能谱联合拟合细节, 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

6.2.1.5　产额结果

$$Yield = \frac{N_{isotope}}{N_{AD\ muon} \cdot L_{average\ muon\ track\ length} \cdot \rho_{Ls}} \tag{6.6}$$

其中 $N_{isotope}$ 为 5 个 slice 中拟合出来的数目的总和，$N_{AD\ muon}$ 为 5 个 slice 中的 AD muon 的总数目，$L_{average\ muon\ track\ length}$ = 285cm,$\rho_{Ls} = 0.860g \cdot cm^{-3}$.

表 **6.4**　P14A $^{12}B/^{12}N$ 的产额和事例率，误差仅为拟合误差，不包括系统误差。

P14A	Yield$[10^{-7}(\mu g/cm^2)^{-1}]$		Rate$[/day/t]$	
	^{12}N	^{12}B	^{12}N	^{12}B
EH1	0.54 ± 0.00	18.14 ± 0.02	0.56 ± 0.00	18.82 ± 0.02
EH2	0.75 ± 0.01	18.63 ± 0.03	0.57 ± 0.00	14.14 ± 0.02
EH3	2.09 ± 0.03	28.56 ± 0.10	0.10 ± 0.00	1.39 ± 0.00

6.2.1.6　本节总结

一号厅和二号厅拟合效果很差，一号厅：slice 1 、slice 2 和 slice 3 中，^{12}N 拟合出来的数目约为 0。二号厅：slice 2 和 slice 3 中，^{12}N 拟合出来的数目约为 0。原因在于前三个 slices 内 muon 事例率太高，以及得到的能谱不准确，详见前面的拟合细节图。

这个方法不能用来拟合一号厅和二号厅的 $^{8}Li/^{8}B/^{8}C$ ，一是因为得不到能谱，二是 muon 事例率太高。

因为三号厅较低的 muon 事例率，拟合情况良好，以后可单独在三号厅研究以上同位素的产额，本章中没有继续研究下去。

6.2.2　3 个 muon 分片时的时间与能谱联合拟合

由上节拟合存在的问题可知，需要寻找其他的减少 muon 事例率的方法。下面一节尝试研究特定 AD muon 的同位素产额，并试图保证这些特定 AD muon 是所有 AD muon 的一个均匀抽样。

6.2.2.1　AD Muon 抽样方法

对 AD muon 进行抽样的目的为：减少时间分布拟合中的 AD muon 事例率，否则计算机程序拟合不出来同位素的数目，虽然物理理论上是可行的。

之前做过的尝试以及相应的不足，在此再次列举如下：

1）按 muon 沉积能量对 muon 进行分片，保证每个分片中的 muon 事例率足够小。

1.1 按能量划分区间，分为 5 个分片：一号厅和二号厅中，slice 1、slice 2 和 slice 3 内的 muon 事例率仍就很大，不满足拟合需求。

1.2 分片数量不确定，但保证每个分片中的 muon 事例率为 1 Hz 或 0.5Hz、0.1 Hz：会把 muon 自动分成 40、100 或更多个分片，导致每个分片中的同位素数目相对于本底数目非常少，以至于在低能区分片中拟合不出来。

2）对 AD muon 抽样，选取特定的 AD muon。

2.1 要求 AD muon 之后 200 μs 内有中子信号：为不均匀抽样，不同能量点的 muon 抽样比例不一样，详见下图6.31中的红线：

以上方法中的不足导致拟合不出来或拟合结果不可用，下面尝试另外一种方法：

首先，按 muon 的沉积能量，把 muon 分为 20-1500-2500-5000 MeV 三个分片，此时 slice 1 中的 muon 事例率很高。然后，要求 slice 1 中的 AD muon 前后 100 ms 内，没有其他 20-1500 MeV 的 AD muon。

这种策略保证了 AD muon 在每个沉积能量点的均匀抽样，下图6.31、图6.32和图6.33展示了每个厅的抽样效果：

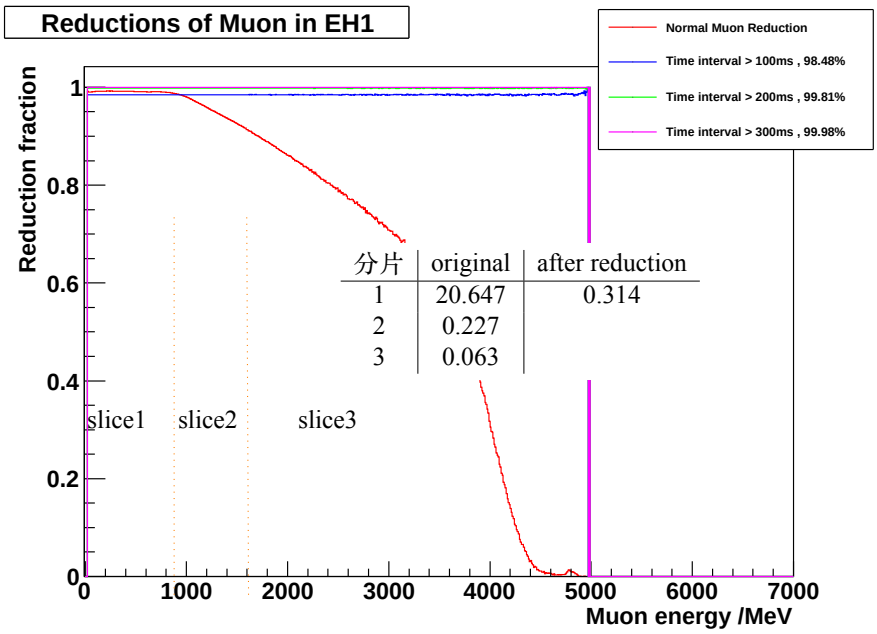


图 **6.31**　一号厅 AD muon 抽样时，不符合抽样要求的 AD muon 所占的比例，蓝线：要求 AD muon 前后 100 ms 内，没有另外的同一 slice 中的 AD muon，红线：要求 AD muon 之后 200 μs 内，有类中子事例。original：原初 slice 内的 muon 事例率，after reduction：抽样出来的 slice 1 中的 AD muon 事例率。

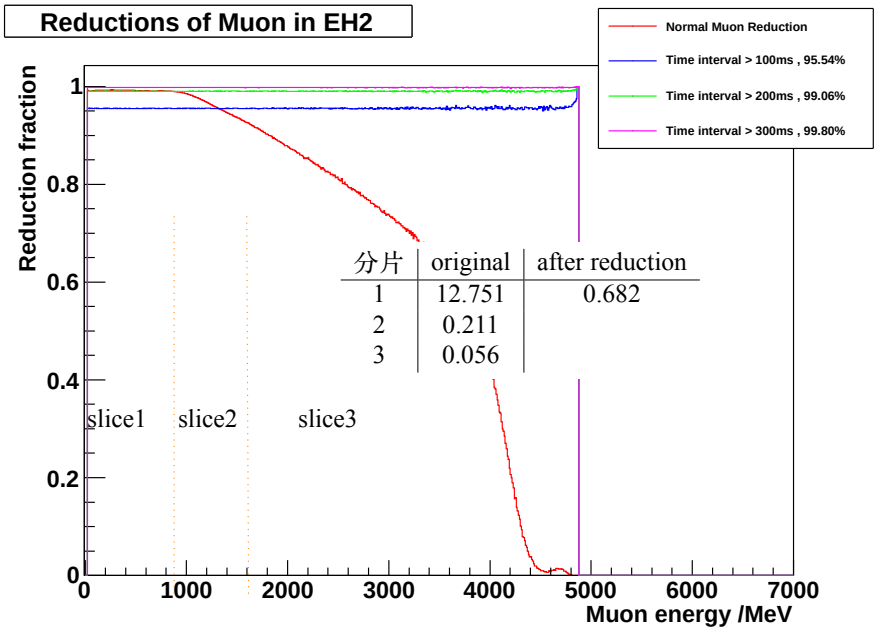


图 **6.32**　二号厅 AD muon 抽样时，不符合抽样要求的 AD muon 所占的比例，蓝线：要求 AD muon 前后 100 ms 内，没有另外的同一 slice 中的 AD muon，红线：要求 AD muon 之后 200 μs 内，有类中子事例。original：原初 slice 内的 muon 事例率，after reduction：抽样出来的 slice 1 中的 AD muon 事例率。

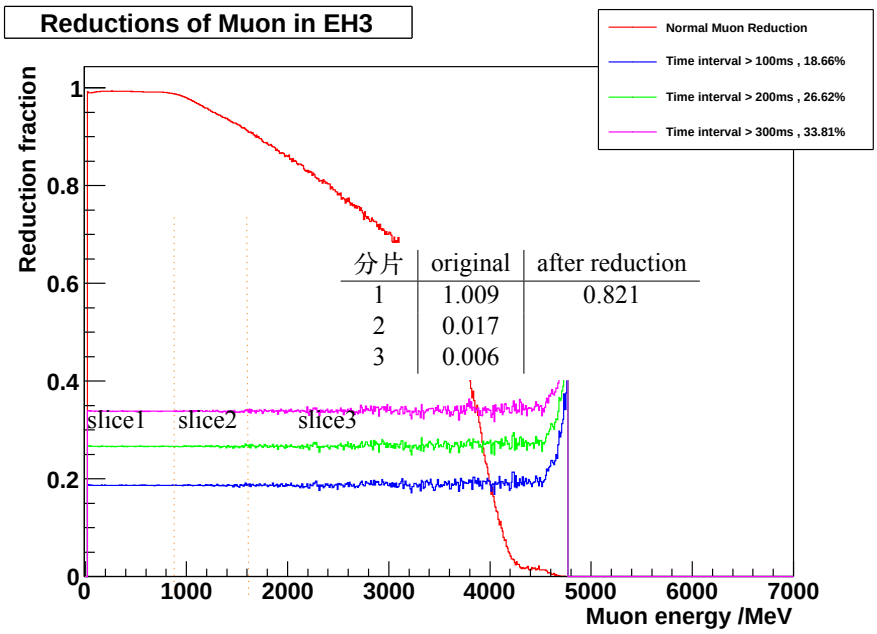


图 **6.33**　三号厅 AD muon 抽样时，不符合抽样要求的 AD muon 所占的比例，蓝线：要求 AD muon 前后 100 ms 内，没有另外的同一 slice 中的 AD muon，红线：要求 AD muon 之后 200 μs 内，有类中子事例。original：原初 slice 内的 muon 事例率，after reduction：抽样出来的 slice 1 中的 AD muon 事例率。

6.2.2.2　事例挑选

数据集: P14A-GoodRun-v2 + P14B-v1

数据中 muon 的定义:

- 外水池 (OWP) muon : 外水池探测系统中，着火 PMT 的数目 $Npmt > 12$。
- 内水池 (IWP) muon : 内水池探测系统中，着火 PMT 的数目 $Npmt > 12$。
- AD muon: 分为下面几步来判断，

  Step 1: 在 OWP muon 或 IWP muon 的 [-2,2] μs 窗口内，且能量 $E \geq 20MeV$ 的 AD 信号，标记为 WP-tagged muon。

  Step 2: 其中 $E > 60MeV$ 的部分标记为 AD muon。

  Step 3: 其中 $20 \leq E < 60MeV$ 的部分，若其前面 $10\mu s$ 内，没有其他的 WP-tagged muon，则被标记为 AD muon。

AD muon 抽样:

Slice 1（20-1500 MeV）: 要求 AD muon 前后 100 ms 内，没有其他（20-1500 MeV）的 AD muon。

Slice 2 、slice 3 : 无特殊要求。

事例挑选条件:

- OWP/IWP muon cut : [-2,200]μs，OWP/IWP muon 的 [-2,200] μs 时间窗口内的事例扔掉。
- AD muon cut : [0,1]ms，AD muon 的 [0,1] ms 时间窗口内的事例扔掉。
- Isolation cut : [-200,200]μs，要求事例前后 200 μs 内，没有其他事例。
- Energy cut : [5.5,20.0]MeV，要求事例能量在 [5.5,20.0] MeV 内。
- Flasher cut : 去除 flasher 事例，要求剩下的信号满足 $(\frac{Quadrant}{1.0})^2+(\frac{MaxQ}{0.45})^2<1.0$，对于 2 inch PMT，要求 MaxQ < 100, DOCDB-7434。
- Remove flasher-like events: 去除类 flasher 事例，扔掉 $Quadrant>0.5\&\&MaxQ>0.03$ 的信号。

6.2.2.3　距离前一个 AD muon 的时间间隔分布

在每个 slice 内的 muon 之后的 [2,100] ms 窗口内挑选事例，得到时间间隔分布，拟合范围与此相同。

6.2.2.4　数据中单事例的能谱分布

对于 slice 1 中的 AD muon：

信号窗口: AD muon 之后 2-100 ms 的窗口。

这里单独抽样得到一种特殊的 AD muon：在 AD muon 之前 200 ms 内，没有其他 20-1500 MeV 的 AD muon。这种方法抽样出来的 AD muon 和 slice 1 中的 AD muon 数量近似相等，差别约为 $\Delta\sim1‰$。

本底窗口: 上述 AD muon 之前 0-98 ms 的窗口。这样做保证本底窗口和信号窗口有一样的环境，以致本底窗口内的事例和信号窗口内本底的成分一样。

如下图6.34所示：

图 **6.34**　Slice 1 内的 AD muon 的信号窗口和本底窗口的示意图。

同位素能谱：(Signal spectrum) - (Off spectrum)

对于 slice 2 和 slice 3 中的 AD muon：

信号窗口: AD muon 之后 2-100 ms 的窗口。

本底窗口: AD muon 之后 502-600 ms 的窗口。

如下图6.35所示：

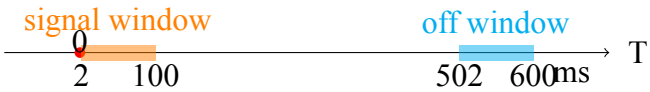


图 **6.35**　Slice 2 和 slice 3 内的 AD muon 的信号窗口和本底窗口的示意图。

同位素能谱：$(Signalspectrum) - (Offspectrum) \cdot \epsilon$

在拟合中，需要用到各个同位素的理论能谱，并转化为概率密度函数 p.d.f 。步骤为：

1. 计算得到理论能谱。
2. 修正电子的能量非线性。
3. 把修正后的能谱在 RooFit 中，用 RooHistPdf 转化为 p.d.f。

下图6.36展示了步骤 2 到步骤 3 的转换：

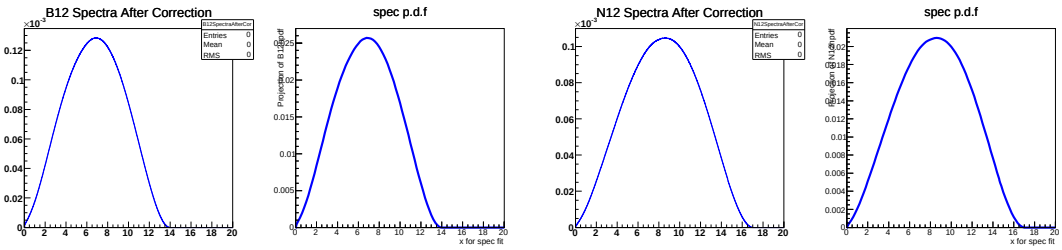


图 **6.36**　$^{12}B^{12}N$ 修正后的能谱和与之对应的 p.d.f，横轴单位为 MeV。

6.2.2.5　时间和能量的联合拟合

拟合中涉及到的成分：^{12}B、^{12}N、^{9}C 和本底。

时间分布拟合公式：

$$f_t(t) = N_{^{12}B} \cdot \lambda_{^{12}B} e^{-\lambda_{^{12}B} t} + N_{^{12}N} \cdot \lambda_{^{12}N} e^{-\lambda_{^{12}N} t} + N_{^{9}C} \cdot \lambda_{^{9}C} e^{-\lambda_{^{9}C} t} + N_{Bkg} \cdot \lambda_{Bkg} e^{-\lambda_{Bkg} t} \tag{6.7}$$

其中 $\lambda_{^{12}B} = \frac{1}{\tau_{^{12}B}}, \lambda_{^{12}N} = \frac{1}{\tau_{^{12}N}}, \lambda_{^{9}C} = \frac{1}{\tau_{^{9}C}}, \lambda_{Bkg} = R_\mu$ 。

时间拟合范围：0.002∼0.1 s

能谱拟合公式：

$$f_s(x) = N_{^{12}B} \cdot f_{^{12}B} + N_{^{12}N} \cdot f_{^{12}N} + N_{^{9}C} f_{^{9}C} \tag{6.8}$$

能量拟合范围：5.5MeV∼20.0MeV

联合拟合用到的函数：RooFit::RooSimultaneous

▶ 一号厅拟合结果

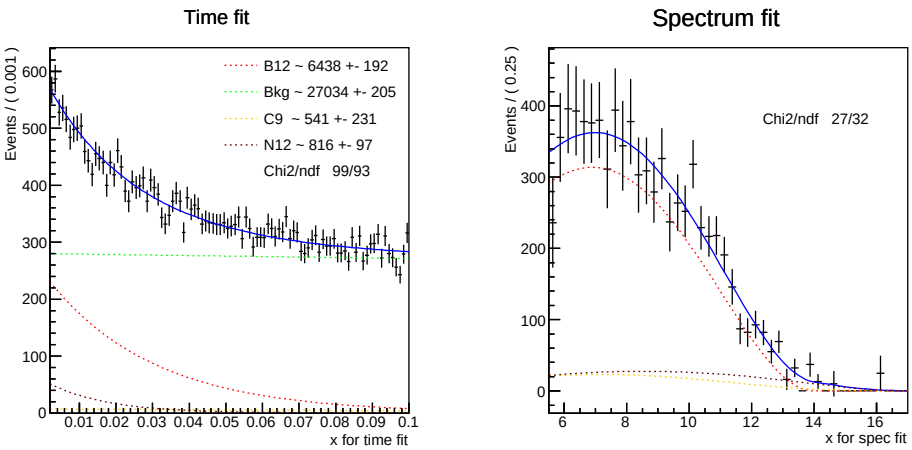


图 **6.37**　1 号厅时间和能量的联合拟合, slice 1 (20-1500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

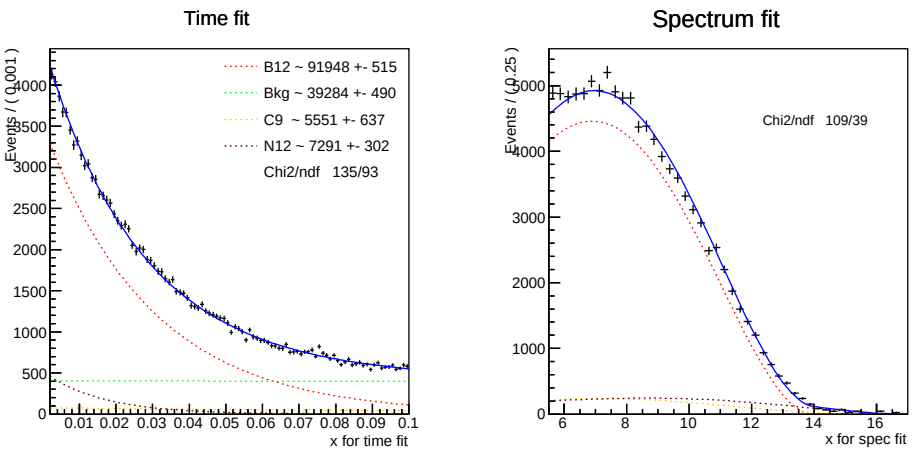


图 **6.38**　1 号厅时间和能量的联合拟合,slice 2 (1500-2500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

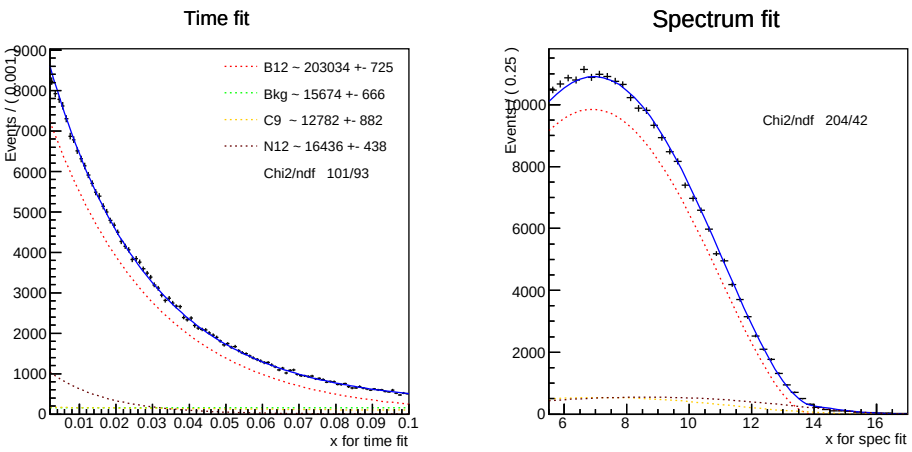


图 **6.39**　1 号厅时间和能量的联合拟合,slice 3 (2500-5000 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

► 二号厅拟合结果

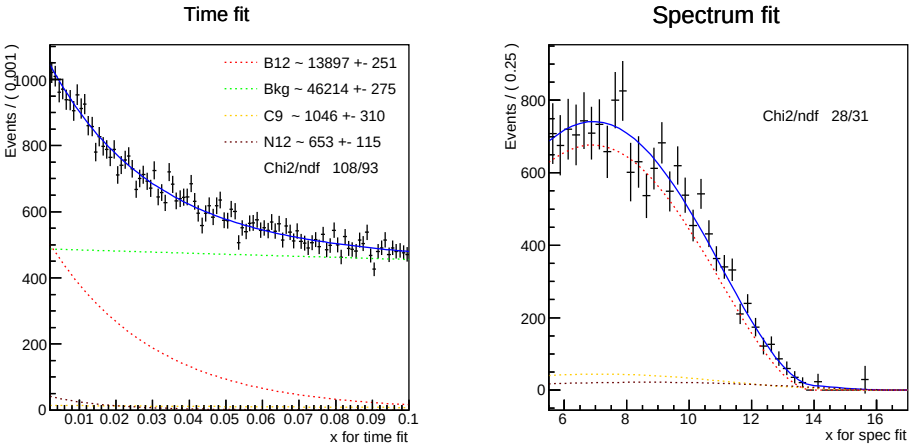


图 **6.40**　2 号厅时间和能量的联合拟合,slice 1 (20-1500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

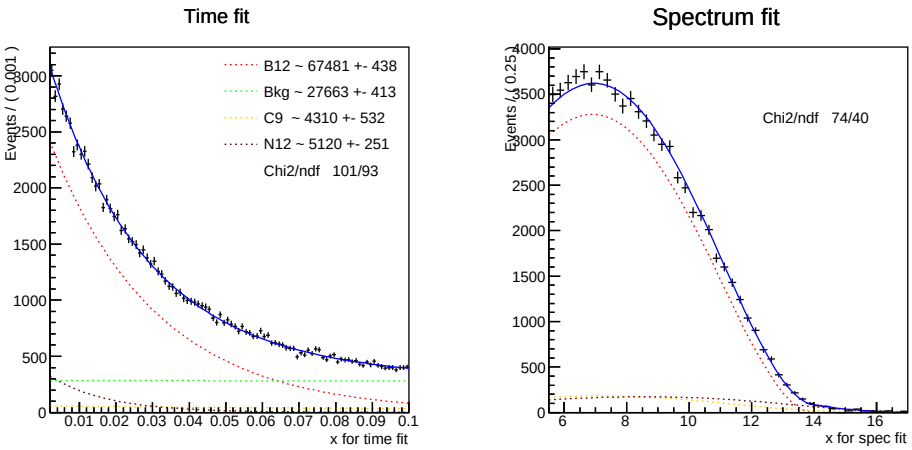


图 **6.41**　2 号厅时间和能量的联合拟合,slice 2 (1500-2500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

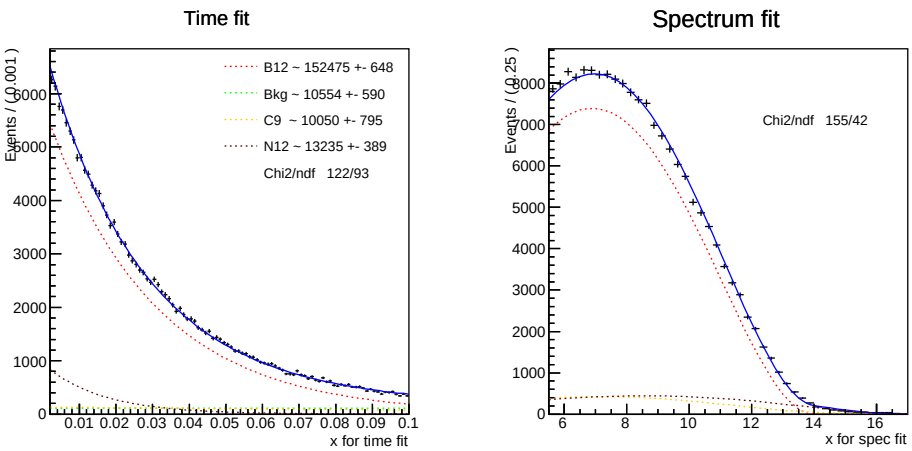


图 **6.42**　2 号厅时间和能量的联合拟合,slice 3 (2500-5000 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

▶ 三号厅拟合结果

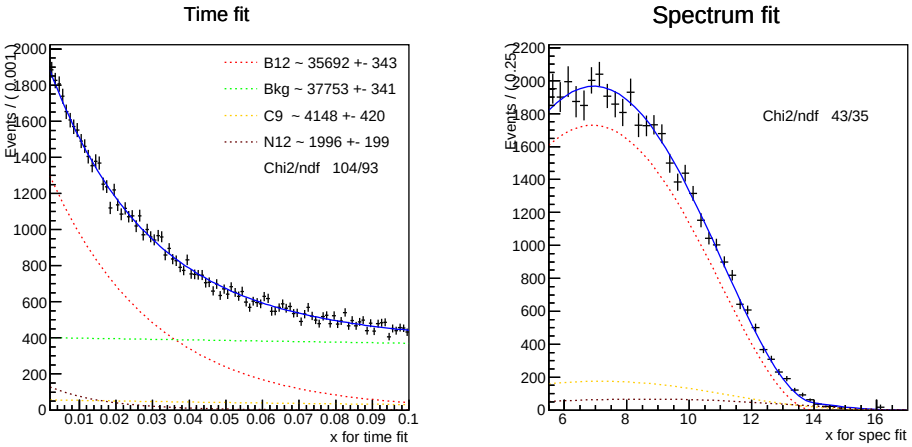


图 **6.43**　3 号厅时间和能量的联合拟合,slice 1 (20-1500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

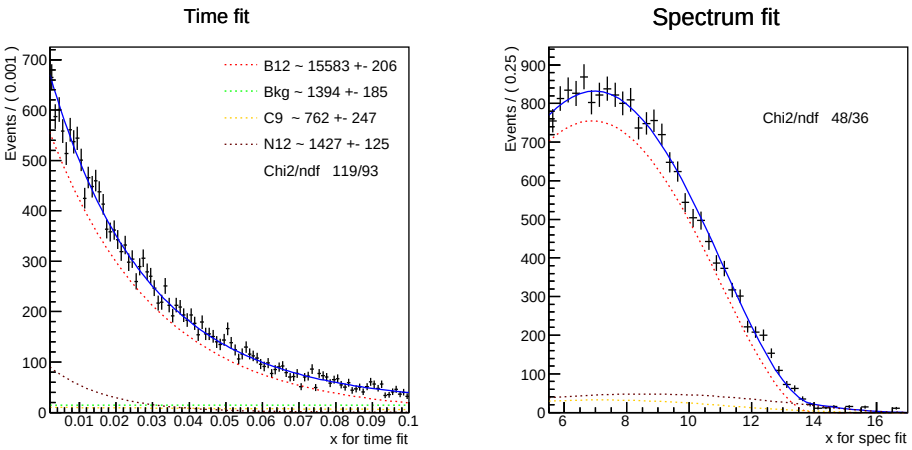


图 **6.44**　3 号厅时间和能量的联合拟合,slice 2 (1500-2500 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

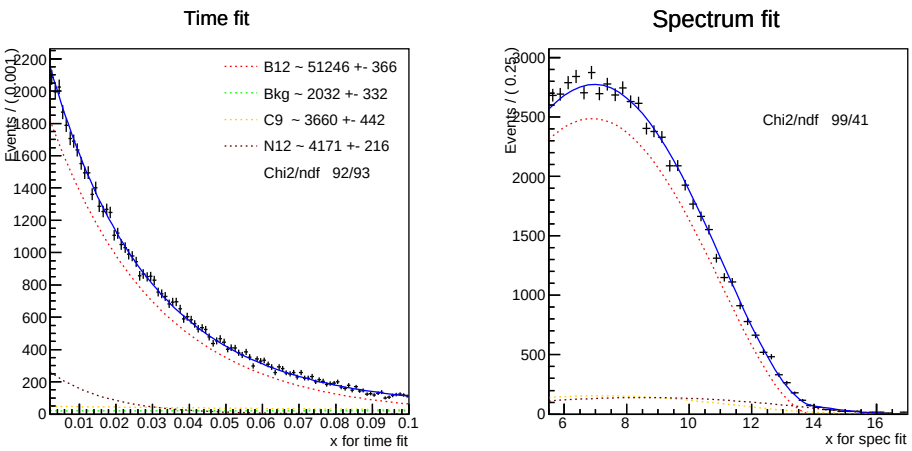


图 **6.45**　3 号厅时间和能量的联合拟合,slice 3 (2500-5000 MeV), 左图单位为 s, 右图单位为 MeV.

6.2.2.6　拟合结果

$$N_{isotope} = N_{slice1}/\xi + N_{slice2} + N_{slice3}, \tag{6.9}$$

表 **6.5**　各个厅的抽样得到的 AD muon 占总样本的比例。

P14A+P14B	EH1	EH2	EH3
ξ	1.52%	4.46%	81.34%

$$Yield = \frac{N_{isotope}}{N_{AD\ muon} \cdot L_{average\ muon\ track\ length} \cdot \rho_{Ls}} \tag{6.10}$$

其中 $N_{AD\ muon}$ 为 3 个 slice 中的 AD muon 的总数目，$L_{average\ muon\ track\ length}$ = 285cm,$\rho_{Ls} = 0.860g \cdot cm^{-3}$.

表 **6.6**　P14A+P14B $^{12}B/^{12}N$ 产额，误差仅为拟合误差，不包括系统误差。

Isotopes	Yield$[10^{-7}(\mu^{-1} \cdot g^{-1} \cdot cm^2)]$		Rate$[/day/t]$	
	^{12}N	^{12}B	^{12}N	^{12}B
EH1	1.58 ± 0.13	16.98 ± 0.30	1.64 ± 0.14	17.62 ± 0.31
EH2	0.97 ± 0.08	18.01 ± 0.19	0.73 ± 0.06	13.65 ± 0.15
EH3	1.70± 0.07	27.04 ± 0.15	0.08 ± 0.00	1.31 ± 0.01

同时可以得到 ^{9}C 的产额:

EH1 $2.70 \pm 0.75 \cdot 10^{-7}\mu^{-1} \cdot g^{-1} \cdot cm^2$

EH2 $2.64 \pm 0.48 \cdot 10^{-7}\mu^{-1} \cdot g^{-1} \cdot cm^2$

EH3 $4.82 \pm 0.37 \cdot 10^{-7}\mu^{-1} \cdot g^{-1} \cdot cm^2$

6.2.2.7　本节总结

每个厅的每个 slice 的拟合效果良好。一号厅 ^{12}N 结果不正常，需要后续研究。二、三号厅的结果和上一节的结果一致，可认为此方法可行。但由表6.5可知，ξ 这个参数值在一号厅、二号厅很小，需要后续仔细研究其系统误差和统计误差，否则对最终结果影响较大。

6.3　本章总结

本章研究了液闪中 muon 产生的同位素的性质，及 ^{12}B 、^{12}N 和 ^{9}C 在大亚湾实验中的产额。针对大亚湾 muon 事例率高，探测器小的客观条件限制，尝试了几种不同方法来应对:

1）按 muon 沉积能量把 muon 分为 20-60-500-1500-2500-5000 MeV 5 个分片，一、二号厅中，前 3 个 slice 内的 AD muon 事例率仍然过大，导致拟合效果很差。

2）按 muon 沉积能量把 muon 分为 20-1500-2500-5000 MeV 3 个分片，并对第一个分片中的 AD muon 进行均匀抽样，要求其前后 100 ms 内，没有其他 20-1500 MeV 的 AD muon。拟合效果良好，但需要进一步细致的误差研究。

以上两种方法的一号厅拟合结果相差不大，二、三号厅拟合结果一致。对于其他同位素，在一、二号厅内目前没有合适的方法来分析，由于三号厅的低 muon 事例率，后续可以尝试分析。

第七章　总结与展望

7.1　工作总结

第一章介绍了中微子物理基本知识和中微子振荡理论，介绍了国际上相关的中微子振荡实验和实验结果。

第二章介绍了大亚湾反应堆中微子震荡实验，包括实验物理目标和实验的意义，实验总体设计和基线布局，以及预期物理灵敏度。然后介绍了中心探测器结构和反符合探测器结构。

第三章，介绍了反贝塔衰变（IBD）分析中常见的本底，研究了其中 $^{8}He/^{9}Li$ 本底和快中子本底的事例率和能谱，用于 θ_{13} 能谱分析。$^{8}He/^{9}Li$ 本底部分，通过拟合快信号事例距离前一个 AD muon 的时间间隔分布，得到 $^{8}He/^{9}Li$ 本底的下限，总误差取 50%，挑选 $^{8}He/^{9}Li$ 本底的快信号能谱。快中子本底部分，通过 IBD 快信号能谱与 RPC 标记的 muon 和外水池反符合系统（OWS）标记的 muon 产生的快中子的快信号能谱做对比，得到 IBD 中的快中子数目，总误差取 40 %。

第四章，研究了内水池 μ 子产生的快中子事例，分析了不同探测器系统时钟漂移，引入 first hit time 变量代替 trigger time，并在程序中实现对时钟漂移的纠正和对 first hit time 的挑选，通过对本底的详细分类与研究得到内水池 muon 产生的快中子快信号能谱。

第五章，研究了 muon 的中子产额。运用了两种不同的挑选中子事例的策略，从 AD muon 之后和从 WP muon 之后挑选事例。每个 muon 之后分别挑选其信号窗口和本底窗口内的事例，然后相减得到中子数目，然后利用产额公式计算产额。并通过模拟研究了相关的效率值和其误差。最后做了 power law 拟合。

第六章，研究了液闪中 muon 产生的同位素的性质，及 ^{12}B 、^{12}N 和 ^{9}C 在大亚湾实验中的产额。针对大亚湾 muon 事例率高，探测器小的客观条件限制，尝试了几种不同方法来应对，最终确定拟合效果良好的处理方法得到同位素的产额。

附录 A，介绍了 FLUKA 软件，构建了大亚湾三个实验大厅的几何，用 fortran 编写 muon 产生子，深入研究 FLUKA 内部的物理过程，保存模拟数据到 ROOT 数据文件，用作后续的中子和同位素产额分析和相关的效率值研究。

7.2　今后工作展望

IBD 中 $^{8}He/^{9}Li$ 本底部分，可以尝试同位素产额跟 muon 沉寂能量的关系来确定可靠的研究方法。

Muon 致 $^{12}B/^{12}N$ 产额的研究需要详细研究其中的抽样效率，方法可借鉴来研究 IBD 中的 $^{8}He/^{9}Li$ 本底。三号厅中，可以继续研究 $^{8}Li/^{8}B$ 同位素的产额。

附录 A　FLUKA 模拟软件

FLUKA 是一款粒子物理蒙特卡洛模拟软件。在高能物理实验与工程、核屏蔽、探测器和望远镜设计、宇宙射线研究、剂量学、医学物理和放射生物学领域有广泛的应用。本章介绍了 FLUKA[86] 的细节，可作为学习 FLUKA 的入门、检索或技术手册，大概了解 FLUKA 的结构。描述了一个完整 FLUKA 模拟中的几部分，比如：几何构造、物理机制、产生子和数据保存。保存的数据留作 muon 中子产额和同位素产额研究。

FLUKA 在 muon 物理实验中模拟精确，故这里用 FLUKA 来做模拟研究，可以和 GEANT4 的结果做对比。大亚湾实验大厅的几何结构数据参见附录C。FLUKA 模拟 muon 所用的初始能量、入射角度信息来自于 MUSIC 模拟软件的输出。模拟用的 FLUKA 版本为 2011.2b.6 ，研究 muon 经过掺轧 (Gd) 液闪的中子和同位素产额。关于中子的产额，模拟结果为：一号厅 (EH1)，0.83E-04 $g^{-1}\mu^{-1}cm^2$ ；二号厅 (EH2)，0.87E-04 $g^{-1}\mu^{-1}cm^2$ ；三号厅 (EH3)，1.72E-04 $g^{-1}\mu^{-1}cm^2$ 。利用模拟数据，进一步分析了产额研究中用到的多个效率值。

A.1　FLUKA 初识

FLUKA 内，长度单位为 cm，时间单位为 ns，能量单位为 GeV。

A.1.1　接口调用形式 CARD

FLUKA 是基于 Fortran 的闭源软件。从我们已有的 c/c++ 编程基础，可以做如下理解：它提供的功能以“预定义函数”的形式供用户调用调用的格式：每个函数包括函数名在内，一共 8 个变量，“函数名字 (称为 keyword)+6 个 float 格式的函数参数 (称为 WHAT(1),WHAT(2)...WHAT(6))+1 个字符串 (称为 SDUM)”。每个参数占用固定的 10 个字符长度，如下面所示：

```
*...+....1....+....2....+....3....+....4....+....5....+....6....+....7....+....8
MATERIAL          6.   12.0107     2.265       15.                    CARBON
```

第一行为标尺，标度了每个参数的长度范围，为书写函数时提供方便，可以省略这行不写。“1”即为第一个变量结束的地方，float 变量必须与右侧对其，否则与结尾之间的空白自动用 0 填充，字符变量随意，但不能超出 10 个字符的长度。* 号是 FLUKA 输入信息文件中的行注释符号。第二行为具体的某个函数的调用形式，简要解释这个函数：

keyword : MATERIAL , 函数名字，用来定义一种元素

WHAT(1) : 6. , 质子数

WHAT(2) : 12.0107 , 原子质量 g/mole

WHAT(3) : 2.265 , 密度 g/cm^3

WHAT(4) : 15. , FLUKA 内部的这个元素的 ID

WHAT(5) : , 电离过程中, 可选为替代的另一个元素的 ID , 可选项, 这里为空

WHAT(6) : , 可选项，这里为空

SDUM : ICARBON , 用户定义的元素名字

在用函数定义几何的时候，FLUKA 做了特殊优化，可以不用让每个变量与标尺对其，只需遵守每个变量固定的先后顺序，例如：

SPH vacuum 0.0 0.0 0.0 30000.0

定义了一个球体, 名字为 vacuum , 球心位置 xyz 为 (0.0 0.0 0.0) , 半径 30000.0 cm 。

RPP hall2 -1068. 1610. -800. 700. 500. 3000.

定义了一个立方体，名字为 hall2，一个顶点位置 xyz 为 (-1068. , 1610. , -800.)，对立的另一个顶点位置 xyz 为 (700. , 500. , 3000.) 。

在 FLUKA 内，这些函数称为 CARD ，一个完整的 FLUKA 模拟需要调用多个 CARDs ，把需要调用的 CARDs 按特定的顺序列在一个后缀名为.inp 的文件内，若无特殊需求的话，即可开始模拟了。

下面列出 dayabay.inp 简化后的框架，来显示各部分的调用示例：

```
*...+....1....+....2....+....3....+....4....+....5....+....6....+....7....+....8
*产生子：
BEAM            -8.0                                                MUON+
BEAMPOS         300.       0.0     9950.                            NEGATIVE
*材料：
MATERIAL                             1.0                            WATER
COMPOUND         2.0        WH       1.0    OXYGEN                  WATER
*几何：
RPP              OWS    -3100.     -766.    -1100.     1000.      200.     1200.
*材料与几何组合：
ASSIGNMA       WATER       OWS
*物理过程：
*能量传输阈值：
EMFCUT        -1.E-3     1.E-3        0.        2.  @LASTREG
EMFCUT        -1.E-3     1.E-3        1.        3.  @LASTMAT          PROD-CUT
*光核作用：
PHOTONUC          1.                              3  @LASTMAT
```

A.1.2　用户自定义程序

在模拟过程中，若需要在某个环节保存信息，则需要调用特定的 CARD 声明要启用这个环节保存信息，然后用 fortran 或 c/c++ 编写特定名字的用户自定义代码文件，编译后供 FLUKA 主程序调用。

本章用到的用户自定义程序：

mgdraw.f : 由 USERDUMP 声明，里面包括如下几个函数，在不同的时刻触发：MGDRAW() 电离过程的每一 step 调用一次；BXDRAW() 每次穿越几何区域边界时调用；EEDRAW() 粒子终止时调用；ENDRAW() 发生非电离的物质相互作用时调用，记录了反应类型和沉积的能量；SODRAW() 载入初始粒子时，开始第一步 step 模拟前调用；USDRAW() 发生非电离的物质相互作用时调用，记录

了反应产物。这个代码文件用来记录能量沉积、反应生成物的相关信息，并 Fill() 到 ROOT 数据文件里。

source.f：由 SOURCE 声明，在这里定义产生子。

stupre.f：不需要特声明，默认调用。物质相互作用后，FLUKA 把次级粒子缓存起来，待当前粒子的模拟全部结束，然后开始模拟缓存中的粒子。在把正负电子和光子缓存起来的时刻，可以调用这个程序把其他相关的信息存储到预定义好的变量里，待到模拟这个粒子时，可以调用这些变量，起到传递信息的作用。可用来记录米歇尔电子的生成信息。

stuprf.f：不需要特声明，默认调用。作用同上，不过是用在缓存强子、muon、中微子和低能中子时调用。可用来记录中子的生成信息。

usrein.f：不需要特声明，默认调用，默认不做任何事情。开始模拟一个具体的初始粒子前调用，可用来定义全局变量和变量的初始化。

usreou.f：不需要特声明，默认调用，默认不做任何事情。粒子模拟结束后调用。本研究未调用。

usrini.f：由 USRICALL 声明，整个模拟作业开始前调用，可用来声明定义 ROOT tree 或者 histogram。

usrout.f：由 USROCALL 声明，整个模拟作业结束后调用，可用来 ROOT 数据文件的保存和关闭。

usrrnc.f：由 USERWEIG 声明，当粒子与原子核碰撞且把核撞碎时调用，可用来记录同位素的信息。

详细的代码访问我的 github 获取：https://github.com/ldengjie/fluka_dayabay.git

A.1.3　安装与运行

下面列出安装步骤：

```
下载:
wget --no-check-certificate --http-user=fuid-7563 --http-passwd=5891200
    https://www.fluka.org/packages/fluka2011.2b-linux-gfor64bitAA.tar.gz
mkdir fluka
cd fluka
tar zxvf ../fluka2011.2b-linux-gfor64bitAA.tar.gz

配置环境:
setenv FLUPRO $PWD
setenv FLUFOR gfortran

编译: 需要提前安装 python版本 >= 2.7, g++版本 >= 4.7, tcl, tk
make

运行:
$FLUPRO/flutil/rfluka -N0 -M5 example
```

使用我已经安装好的 FLUKA，进行大亚湾模拟步骤如下：

1.配置路径,添加到~/.tcshrc

```
#python, repo need version of python =2.7
setenv LD_LIBRARY_PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/python2
    .7.8/lib:$LD_LIBRARY_PATH
setenv PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/python2.7.8/bin:$PATH
#g++ 4.9.0
setenv PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/gcc-4.9.0/bin:$PATH
setenv LD_LIBRARY_PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/gcc-4.9.0/
    lib:/afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/gcc-4.9.0/lib64:/afs/ihep.
    ac.cn/users/l/lidj/user/software/mpc-0.8.1/lib:/afs/ihep.ac.cn/users/l/
    lidj/user/software/gmp-4.3.2/lib:/afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/
    software/mpfr-2.4.2/lib:$LD_LIBRARY_PATH
#root-v6
source /publicfs/dyb/user/lidj/software/root-v6-00/bin/thisroot.csh
#fluka
setenv FLUPRO /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/fluka
setenv FLUFOR gfortran
#tcl
setenv LD_LIBRARY_PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/tcl/lib:
    $LD_LIBRARY_PATH
setenv PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/tcl/bin:$PATH
#tk
setenv LD_LIBRARY_PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/tk/lib:
    $LD_LIBRARY_PATH
setenv PATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/tk/bin:$PATH
#run flair
setenv TK_LIBRARY /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/tk/lib/tk8.4
setenv PATH ${FLUPRO}:${FLUPRO}/flutil:/afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/
    software/flair/bin:$PATH
setenv PYTHONPATH /afs/ihep.ac.cn/users/l/lidj/user/software/flair/flair/lib
    :$PYTHONPATH
```

2.修改代码

- 2.1 dayabay.inp 里定义几何、材料、物理过程。
- 2.2 **source**.f 里修改产生子
- 2.3 FluLib.cpp 里保存至于ROOT
- 2.4 mgdraw.f 里调用FluLib.cpp里的fill函数
  - 2.4.1 SODRAW() 初始化primary particle时触发,用来获取primary particle相关初始化信息
  - 2.4.2 MGDRAW() 每一个step和连续丢失能量时，触发一次
  - 2.4.3 ENDRAW() 在某个点丢失能量时，触发
  - 2.4.4 USDRAW () 在某个点上reaction时，触发，可以查询到次级粒子
  - 2.4.5 EEDRAW() 整个事例模拟完成时，触发
- 2.5 usrrnc.f 里为heavy nuclear 的保存,heavy nuclear停止或decay或其他方式消失时，触发
- 2.6 其他

3.编译

make

4.运行

- 4.1 运行单个任务

  rfluka -e DayabayMuon -N0 -M100 dayabay

  -N 起始run number

  -M 这次作业运行的run的个数
- 4.2 提交作业至服务器

  genJobs.csh里修改run个数和存放路径。

  source genJobs.csh

  source submit.csh

5.其他

- 5.1 打开可视化(flair)

  flair dayabay.inp

接下来的章节对大亚湾实验 FLUKA 模拟的技术细节进行说明。

A.2　大亚湾实验厅的几何结构

从外到内：

真空 (vacuum) → 岩石 (rock) → 空气 (air) → 外水池 (OWS) → 内水池 (IWS) → 钢罐 (SST) → 矿物油 (MO) → 外丙烯酸塑料罐 (OAT) → 液体闪烁体 (LS) → 内丙烯酸塑料罐 (IAT) → 慘钆液闪 (GDLS)

实验大厅及探测器的几何示意图可参见A.1，左图对应于一号实验大厅 (EH1)，二号厅和一号厅几何结构参数相同，参见工程示意图，附录C，右图对应于三号实验大厅 (EH3) 。

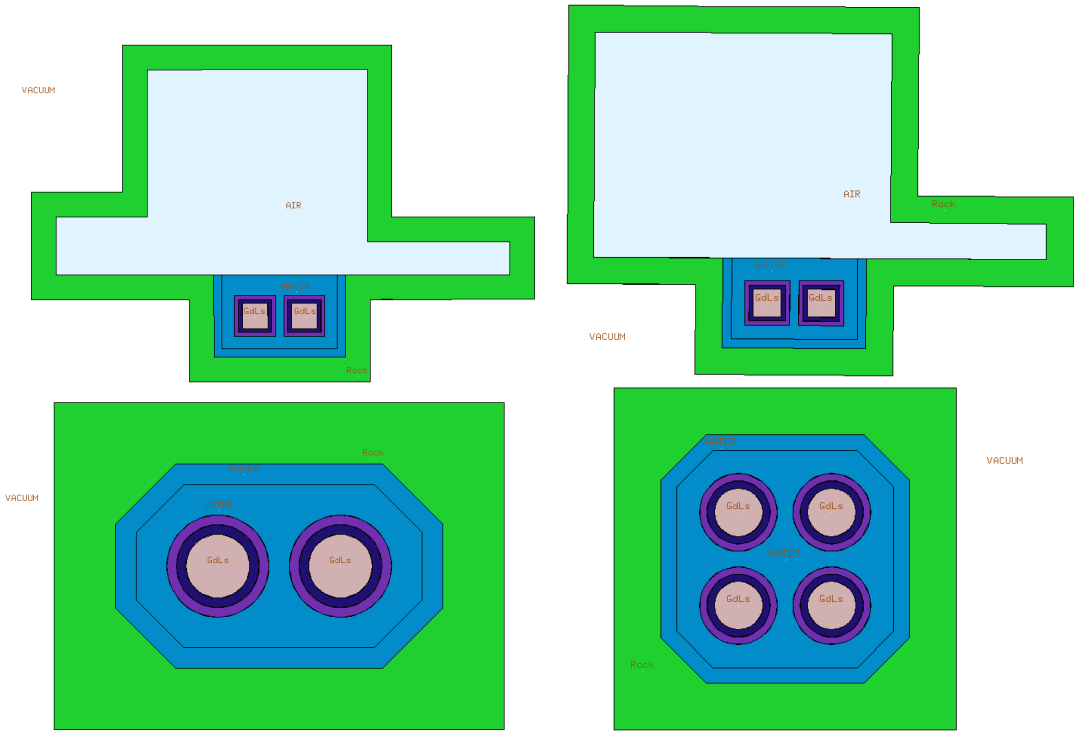


图 **A.1**　大亚湾实验大厅的几何结构，在 FLUKA 中的示意图。

A.3　材料构成

每个几何的组成材料成分，详见下表A.1：

表 **A.1**　几何区域内填充的材料成分。“材料成分”一栏，负值表示质量百分比，正值表示原子数目。WH : 水中的 H 原子，IH : 有机材料中的 H 原子，两者在 FLUKA 中是不同的原子，性质不同，区别参见 [85] p317 页。同样，CARBON 为无机材料中 C 原子，ICARBON 为有机材料中的 C 原子。

几何区域	材料名字	材料密度 $\rho(g \cdot cm^{-3})$	材料成分
vacuum			
rock	Granite Rock	2.7	-0.485 OXYGEN, -0.343 SILICON, -0.08 ALUMINUM, -0.02 IRON, -0.001 MAGNESIU, -0.002 CALCIUM, -0.024 SODIUM, -0.045 POTASSIU
air	Air dry (near sea level)	0.00120484	-1.248E-4 CARBON, -0.755267 NITROGEN, -0.231781 OXYGENAIR, -0.012827 ARGON
OWS	Water	1.0	2.0 WH, 1.0 OXYGEN
IWS	Water	1.0	2.0 WH, 1.0 OXYGEN
SST	Steel	8.1	-0.70845 IRON, -0.0008 ICARBON, -0.02 MANGANES, -0.00045 PHOSPHO, -0.0003 SULFUR, -0.01 SILICON, -0.18 CHROMIUM, -0.08 NICKEL
MO	Mineral Oil	0.838	-0.8514 ICARBON, -0.1486 IH
OAT	Acrylic	1.18	-0.08055 IH, -0.59984 ICARBON, -0.31961 OXYGEN
LS	Liquid Scintillator	0.855	-0.8544 ICARBON, -0.1289 IH, -0.0003 NITROGEN, -0.0164 OXYGEN
IAT	Acrylic	1.18	-0.08055 IH, -0.59984 ICARBON, -0.31961 OXYGEN
GDLS	Gd Liquid Scintillator	0.855	-0.8535 ICARBON, -0.1288 IH, -0.0003 NITROGEN, -0.0164 OXYGEN, -0.001 GADOLINI

A.4　Muon 产生子

Muon 到达大亚湾实验大厅时的能量和入射角度信息由 MUSIC 软件模拟获得。产生子的逻辑：第一步是把 MUSIC 中的天文坐标系转化为每个实验厅的局域坐标系。然后，入射位置由抽样决定，稍后的内容详细列出了细节。

A.4.1　几种坐标系定义

以下列出研究中所涉及的几种坐标系的定义。

1) MUSIC :

θ_1 : 入射方向和竖直向下方向的夹角。

ϕ_1 : 从上往下观察时，从正北方向到入射方向的顺时针夹角。

2) 实验室绝对坐标系：

+Z : 竖直向上

+Y : 正北

+X : 正东

θ_2 : 入射方向和竖直向上方向的夹角，这里竖直向上就是 +Z 的方向。

ϕ_2 : 从上往下观察时，从 +X （正东方向）到入射方向的逆时针夹角。

3) 实验大厅的局域坐标系： 为了实验中让尽量少的 muon 穿过探测器，人为设定的旋转，细节详见下图A.2中的 NuWa。

The black solid arrow is the x-axis of each site in old G4dyb version(by Liang Doc1644 for G4dyb).

The black dotted arrow is the x-axis of digital mountain map.

The red arrow is the x-axis in DetDesc. x-axis points to tunnel at each site.

So in NuWa/Generators, muon rotation angle dphi still should be

dphi	DYB	LA	Far
G4dyb	56.7	79.6	60.5
NuWa	56.7+180	79.6	60.5+90

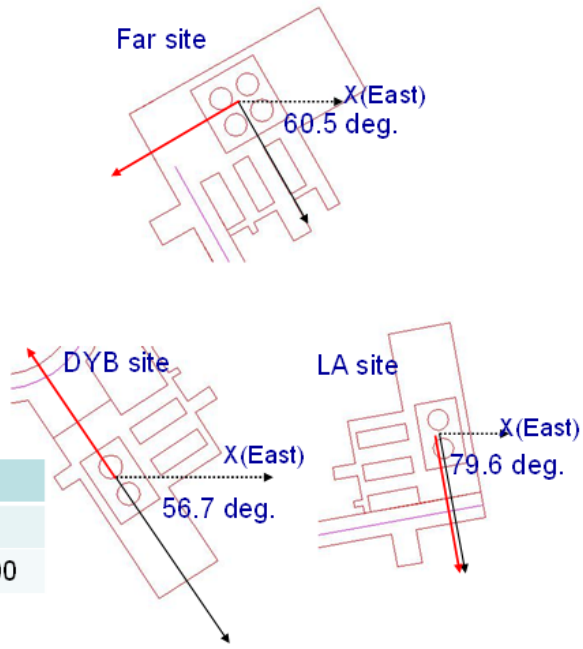


图 **A.2**　各个实验大厅相对于实验室绝对坐标系的的旋转角度，FLUKA 采用 NuWa 列的旋转。

A.4.2　角度转换公式

上节提到三个坐标系，下面展示了角度转化的计算过程：

MUSIC 坐标系 ⇒ 实验室绝对坐标系:

$\theta_2 = \pi - \theta_1$

$\phi_2 = \pi/2 - \phi_1$

实验室绝对坐标系 ⇒ 实验大厅的局域坐标系:

$\theta_3 = \theta_2$

$\phi_3 = \phi_2 + \phi_{Rotation}$

$\phi_{Rotation}$ 的值已在上图A.2中标出。

A.4.3　入射位置的抽样

抽样方法有多种，这里列出我目前实现的抽样逻辑：

1. 在大厅外，真空中，定义一个立方体包围实验大厅几何体。
2. S : 取 muon 信息，计算立方体的相对着入射方向的三个面的总面积。
3. 计算这三个面的有效面积，即在垂直入射方向上的投影面积：$S_{valid} = S_{valid_1} + S_{valid_2} + S_{valid_3}$
4. 在 [0,1] 之间均匀抽样
5. 若 $R > S_{valid}/S$ ，该 muon 不穿过立方体，丢掉这一个 muon ，执行步骤 2 。这一步是为了模拟旋转实验厅的初衷：让某个方向上的 muon 少穿过探测器，即多扔掉一些这个方向上的 muon，这样一来，各个方向上的 muon 并不是同等概率穿过探测器。
6. 若 $R \leq S_{valid_1}/S$ ： 入射点在面 1 上；

   若 $S_{valid_1}/S < R \leq (S_{valid_1} + S_{valid_2})/S$ ： 入射点在面 2 上；

   若 $(S_{valid_1} + S_{valid_2})/S < R \leq (S_{valid_1} + S_{valid_2} + S_{valid_3})/S$ ： 入射点在面 3 上；
7. 分别 [0,1] 均匀抽样三次，作为 $R_x R_y R_z$
8. 计算入射点坐标：$X = X_{min} + R_x \cdot X_{Len}$

   $Y = Y_{min} + R_y \cdot Y_{Len}$

   $Z = Z_{min} + R_z \cdot Z_{Len}$
9. 此时入射点在立方体上，立方体被真空包围，FLUKA 建议入射点设在真空外的黑洞 (black hole) 区域，所以这里逆着入射方向延长入射位置：$((X, Y, Z) + (-10000cm) \cdot$ 入射方向单位向量)。
10. 取下一个 muon 信息，重新执行步骤 2 。

除此之外，简便起见，可以直接定义一个包围实验厅的球体，在球面上取入射点，然后模拟这个 muon，自动实现旋转实验厅的初衷。取立方体，可以提前扔掉一些 muon ，节省模拟作业的时间，因为程序上来讲，初始化粒子，开始一个模拟进程，模拟终止，删除变量信息和缓存，这些过程都是要消耗时间的。

A.5　FLUKA 中的物理细节

以下介绍跟物理相关的 CARDs，总结了每一个 CARD 代表的物理过程，每个 CARD 的参数说明请参阅 [85]。下文中红色字体的物理过程，可以产生中子和同位素。

下面按粒子进行了分类，并就某些物理过程进行了详细说明：

A.5.1　Muon 和强子

1. (MULSOPT) Scattering 包括弹性和非弹性散射。

2. (MULSOPT) Ionization 电离

3. (DELTARAY) Delta ray δ 射线

   δ 射线为具有足够能量离开附近的径迹而走自己径迹的二次电子。轻带电粒子和重带电粒子通过物质时有时会产生 δ 射线。一个 δ 射线射线同样会产生另外的 δ 射线。

4. (PAIRBREM) Bremsstrahlung 韧致辐射

   韧致辐射又称刹车辐射或制动辐射，原指高速电子骤然减速产生的辐射，如 X 光管中高速电子轰击金属靶骤然减速，产生高能 X 射线束；后泛指带电粒子碰撞过程中发出的辐射。Muon 速度 $\geq 0.1c$ 时，韧致辐射为主要作用方式，在高能情况下，能量 $E \geq 1TeV$，韧致辐射占约 40% 的能量损失。

5. (PAIRBREM) Pair production 生成电子对

   随着 muon 能量的增大，生成电子对损失的能量线性增加，在 TeV 能区电子对生成占了一半以上的能量损失。

6. (PHYSICS) Decay 衰变

7. (MUPHOTON,muon only) Photonuclear interaction(spallation) 光核反应

   轻子的光核反应为轻子和原子的非弹性散射，如下式

   $l + N \rightarrow l + hadrons$

   此过程经过虚光子交换。在 TeV 能区光核反应造成的能量损失约为 10 %。

8. (PEANT ,muon only) Captured 被捕获

- (PART-THR) Transport 传输

A.5.2　低能中子

1. (LOW-NUT) Scattering 散射

2. (LOW-NUT) Captured 被捕获

中子参与的反应有以下多种类型，根据中子的动能分成从高到低分为如下几类：

相对论中子：

1. 散射，产物为反冲带电粒子，若反应类型为 (n,n') 时，可能有 gamma 光子，很少。

快中子部分：（动能为 1 MeV˜ 几百 MeV）

1. 散射，核越小，转移能量越多，直到达到热平衡。产物为反冲带电粒子，若反应类型为 (n,n') 时，可能有 gamma 光子，很少。

2. 核反应，应用于原子弹和氢弹，反应产物为 (n,xn) 次级中子或核裂变次级中子。

慢化中子：(动能 $<$ 1 MeV)

1. 被捕获，集中在热化能区，释放 gamma 光子。

2. Ransfer reaction 迁移反应。当入射粒子和靶核接近到差不多刚好接触时，它们之间的相互作用仍为库仑作用为主，但由于核力的作用，入射粒子和靶核间可能转移或交换一个或几个核子，这就是准弹性迁移反应，简称迁移反应。它是一种直接反应过程，也属擦边相互作用。反应产物为 (n,p)(n,a) 带电粒子。

- (PART-THR) Transport 运输

A.5.3　同位素

1. (RADDECAY,PHYSICS) Radioactive decay 衰变

- (IONTRANS,DPMTHRES) Transport 运输

A.5.4　正负电子

1. (MULSOPT ,EMFCUT for threshold) Scattering 散射，包括弹性和非弹性散射。

   散射：β 粒子与靶原子核发生库仑场作用，只改变了运动方向，不改变其辐射能量，这个过程称为弹性散射。因为电子的质量小，所以散射角度可以很大（相比于 α 粒子，β 粒子的散射要大很多），且会发生多次的散射，偏离原来运动的方向。入射电子的能量越低，以及靶物质的原子序数越大，则散射也就越厉害。这样，β 粒子经过多次散射后，其最终的散射或许大于 90°，此时这种散射称之为反散射。

吸收：β 粒子在一些束缚能比较大的靶材上穿过时，由于能量有限，当能量耗尽时还未穿出，就有可能被靶材原子所束缚，从而被吸收，称为介质原子核外电子的一员。其穿透距离（通常称为射程，记为 R）与入射粒子能量大小有关。

2. (IONFLUCT) Ionization 电离

   电离：β 粒子的比电离值比相同能量的 α 粒子小很多，带电粒子通过物质时，在径迹上将产生很多离子对，射线在单位路程上产生的离子对数目被称为比电离或电离密度。对于单能快速电子，在空气中的比电离值与电子的速度有关，速度越大，比电离值越小，(-dE/dx) 也越小，穿透本领也越强。物质原子电离（内层电子电离后外层电子补空位）后发射特征 X 射线：快速电子将壳层电子击出原子之外，该壳层就产生了空位，当外层电子向内层跃迁时，将两壳层间的能量差以 X 射线的形式发射出来，这种 X 射线具有确定的能量。

   激发：物质原子激发（内层电子受激跃迁后退激）后发出可见光和紫外线：快速电子与物质相互作用时，还会将物质中的原子的价电子激发至更高的能级，而他们返回基态时，会发出可见光和紫外线，这些次级辐射总称为荧光。

3. (EMFCUT for threshold) Delta ray δ 射线

   δ 射线为具有足够能量离开附近的径迹而走自己径迹的二次电子。轻带电粒子和重带电粒子通过物质时有时会产生 δ 射线。一个 δ 射线射线同样会产生另外的 δ 射线。

4. (EMFCUT for threshold) Bremsstrahlung 韧致辐射

   韧致辐射又称刹车辐射或制动辐射，原指高速电子骤然减速产生的辐射，如 X 光管中高速电子轰击金属靶骤然减速，产生高能 X 射线束；后泛指带电粒子碰撞过程中发出的辐射。当带电粒子的速度 $v << c$ 时，韧致辐射与电离相比显得并不重要，其方向性不强；当带电粒子的速度接近光速时，韧致辐射是其能量损失的主要机制，韧致辐射引起的角分布向前倾，随着速度增大，向前倾的程度增大。韧致辐射的重要特征是具有连续谱，其强度在很宽的频谱范围内缓慢变化。除了 X 射线管中产生的 X 射线连续谱属于韧致辐射之外，韧致辐射在热核聚变反应中也是重要的，在 β 衰变过程中电荷的突然产生或电荷的突然消失（如电子俘获）也伴随有韧致辐射。天文观测中韧致辐射也是常见的现象，如在中子星表面因热韧致辐射引起的 X 射线辐射。

   切伦科夫辐射：当电子在介质中运动速度 v 超过电磁波在介质中的传播速度时，即 $v > c/n$ (n 为介质折射率)，会在某一特定方向发射电磁波，称为

切伦科夫辐射。

5. (EMFCUT for threshold) Annihilation 湮灭

   除负电子能发生的一系列作用外，正电子被慢化至静止状态时还会发生正负电子的湮没 (annihilation)，向相反方向发射两个湮没光子，两个光子的能量均为 0.511 Mev。

- (EMFCUT) Transport , production threshold 运输、产生

A.5.5　γ 光子

1. (EMFFLUO) Photoelectric reaction 光电反应

   放出光电子的原子变成正离子并处于激发态；外层电子向内层填充产生特征 X 线；特征线离开原子之前又击出外层（俄歇）电子。光电效应能产生的次级粒子：光电子、正离子、特征 X 光子、俄歇电子。

2. (EMFRAY) Compton scattering 康普顿散射

   康普顿散射是指当 X 射线或伽马射线的光子跟物质相互作用，因失去能量而导致波长变长的现象。相应的还存在逆康普顿效应，光子获得能量引起波长变短。

   散射光中除了有原波长 λ_0 的 X 光外，还产生了波长 $\lambda > \lambda_0$ 的 X 光，其波长的增量随散射角的不同而变化。

   $\Delta_\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{2h}{mc} sin^2 \frac{\theta}{2}$

   Δ_λ 为入射波长 λ_0 与散射波长 λ 之差，h 为普朗克常数，c 为光速，m 为电子的静止质量，θ 为散射角。从上式可知，波长的改变决定于 θ ，与 λ_0 无关，即对于某一角度，波长改变的绝对值是一定的。入射射线的波长越小，波长变化的相对值就越大。所以，康普顿效应对 γ 射线要比 X 射线显著。

3. (PHOTONUC) Pair production 电子对产生

   当入射光子的能量大于 $2m_0v^2$ 时，入射 γ 光子在库仑场作用下能量被完全吸收，核从负能级跃迁到正能级，同时放出一对正负电子。

4. (EMFRAY) Rayleigh scattering 瑞利散射

   光子与物质间的弹性散射，只改变光子方向，不改变光子能量。空气中的瑞利散射是由比光波波长还要小的气体分子质点引起的。散射能力与光波波长的四次方成反比，波长愈短的电磁波，散射愈强烈；如雨过天晴或秋高气爽时，就因空中较粗微粒比较少，青蓝色光散射显得更为突出，天空一片蔚蓝。瑞利散射的结果，减弱了太阳投射到地表的能量，使地面的紫

外线极弱而不能作为遥感可用波段；使到达地表可见光的辐射波长峰值向波长较长的一侧移动。

5. (PHOTONUC) Photonuclear reaction 光核反应

光核反应前后包括两个过程：

1. 与原子核电磁作用到激发态

2. 处于激发态的原子核，衰变或裂变

能量较低的光子（例如低于 5 MeV ）一般只能把原子核激发到分立的能级，引起共振散射，其截面呈分立的峰值。能量大一些的光子能将核激发到更高能级，放出中子、质子、α 粒子或引起重核的光致裂变，反应截面随光子能量而连续变化并出现宽的峰值（对轻核在 20 MeV 左右，对重核在 13 MeV 左右），称为巨偶极共振（见巨多极共振）。能量在 25 MeV 以上的光子能同核发生电四极作用。当光子能量超过 50 MeV 时，其波长已小于原子核半径，主要的吸收机制是所谓准氘核效应，即光子被核内一对质子中子吸收，类似于氘核光致分解。能量超过 150 MeV 的光子能够同核作用而产生 π 介子。

早年只有放射性同位素及某些带电粒子引起的核反应放出的高能光子可引起核反应，如铊-208 的 γ 射线曾被用来轰击铍、氘等原子核引起核反应，以及质子轰出锂核时能产生 17.6 MeV 的高能 γ 光子，这些光子也可以用来产生光核反应。上述两种光子源的强度弱、能量低而且只有特定的几种。用电子静电加速器、电子感应加速器、电子同步加速器和电子直线加速器等提供的 1 ~ 10 MeV 的高能电子来轰击靶，由韧致辐射获得同等能量的光子，这是当前主要的光子源。这种光子源的强度大、能量高而且各种能量都有，缺点是光子的能谱是连续的，处理实验数据有一定困难

- (EMFCUT)Transport and production threshold

在我的 FLUKA 程序中，设置正负电子和 gamma 光子的产生和运输的能量阈值为 1 MeV。低于这个生成阈值的粒子不会被初始化，在产生地点直接释放能量。传播过程中的粒子低于这个运输阈值时，当即在目前的 step 释放能量，终止模拟此粒子。这个阈值会明显影响 FLUKA 作业的运行速度，10 万个 muon 的模拟作业的运行时间改善参见下表A.2。

表 **A.2**　模拟 10 万 muon 时，设置不同阈值时的运行时间。

e^+e^- 的能量阈值	γ 光子的能量阈值	产生的中子数目	运行时间
10MeV	5MeV	52885	46min
1MeV	1MeV	50121	1h26min
0.1MeV	0.1MeV	50364	7h49min

这个 1 MeV 的阈值不会影响中子的生成，详见下图A.3：

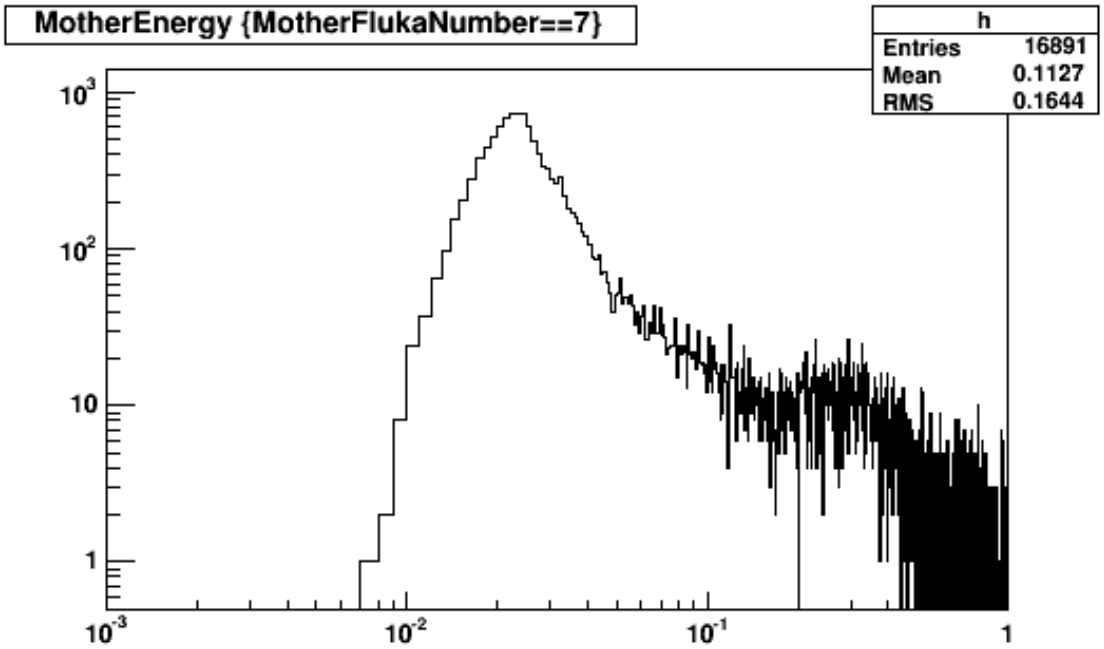


图 **A.3**　能产生中子的 gamma 光子的动能。可见小于 1 MeV 的 gamma 光子不会产生中子，故 1 MeV 的阈值不影响中子的产生。

A.6　中子计数

下面介绍模拟过程中记录中子的方法。中子计数面临的问题是：模拟过程中参加反应的中子和反应产物中的中子，在 FLUKA 内部是分不清的，不知哪个是原来的中子。按照反应前后 n 的数目变化分为以下几类（n 表示中子，* 表示其他粒子）：

1. $* \to * + n$, 生成了一个中子。

2. $* + n \to \gamma s$, 中子被捕获，释放 γ 光子。

3. $* + n \to * + n$, 看做没有新的中子产生。

4. $* + n \to * + n + n$, 产物中有多个中子，挑选产物中能量最大的中子作为原始的中子，其他的中子为新生成的中子。

A.7　能量沉积的 quenching 效应

粒子能量沉积的非线性表现为 PMT 收集的光子重建出来的能量不等于真实的沉积能量，且不成线性比例关系。原因来自液闪的非线性和电子学系统的非线性。在目前我的 FLUKA 模拟中，只考虑了液闪的非线性，因为没有模拟电子学部分。

粒子在液闪中沉积能量的非线性，用 Birks law 来描述：

$$dE' = \frac{dE}{1 + BS + CS^2} \tag{A.1}$$

其中 S = dE/dx ，B 为 the first Birks parameter, C 为 the second Birks parameter [88]。

对于电荷 ≤ 1 的粒子 (例如 $e^-e^+\gamma$)，B=6.5E-3，C=1.5E-6, 其他粒子 (例如 α)，B=3.7E-3，C=1.5E-6。

A.8　数据存储

FLUKA 默认是直接画出各种通量图、计量图，并不支持把事例的信息保存到本地。若要保存数据到常用的 ROOT 数据文件，需要专门的 c/c++ 接口支持，应用的例子参见 [87]。

下面列出了本研究中保存的事例信息：

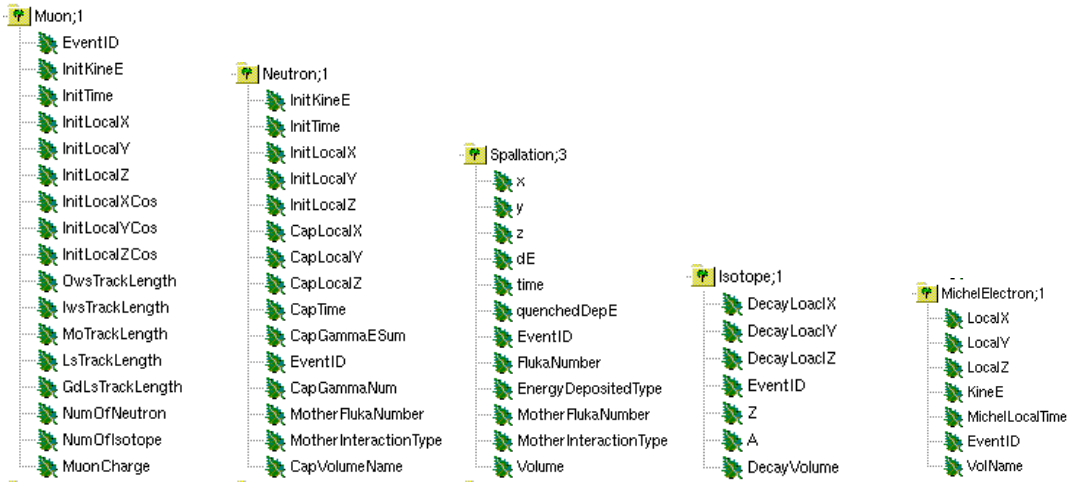


图 **A.4**　FLUKA 模拟中保存到 ROOT 中的信息。

下面为 tree 中 branch 的具体含义，供今后对照使用：

表 **A.3**　MichelElectron tree 中 branch 的含义和取值举例

branch name	变量取值举例	变量含义
LocalX	444.98	米歇尔电子的产生位置 X cm
LocalY	-443.299	米歇尔电子的产生位置 Y cm
LocalZ	95.0546	米歇尔电子的产生位置 Z cm
KineE	0.0282788	米歇尔电子产生时的能量 GeV
MichelLocalTime	1084.67	米歇尔电子的产生时刻 ns
EventID	22	生成此米歇尔电子的 muon 的 ID
VolName	5	米歇尔电子生成时的几何区域编号，详见表A.11

表 **A.4**　Muon tree 中 branch 的含义和取值举例

branch name	变量取值举例	变量含义
EventID	2	事例 ID
InitKineE	0.98114	Muon 初始能量 GeV
InitTime	0	Muon 初始时刻 ns，都为 0
InitLocalX	-5029.56	Muon 的入射位置 X cm
InitLocalY	7890.31	Muon 的入射位置 Y cm
InitLocalZ	7321.96	Muon 的入射位置 Z cm
FinalLocalX	-382.762	Muon 的终止位置 X cm
FinalLocalY	856.518	Muon 的终止位置 Y cm
FinalLocalZ	2090.58	Muon 的终止位置 Z cm
InitLocalXCos	0.467471	入射方向上的单位矢量在 X 轴上的分量
InitLocalYCos	-0.709031	入射方向上的单位矢量在 Y 轴上的分量
InitLocalZCos	-0.527963	入射方向上的单位矢量在 Z 轴上的分量
AirTrackLength	0	在空气中的径迹长度 cm
StoneTrackLength	203.784	在岩石中的径迹长度 cm
OatTrackLength	0, 0, 0, 0	在外丙烯酸塑料罐 (OAT) 中的径迹长度 cm, 4 个 AD
IatTrackLength	0, 0, 0, 0	在内丙烯酸塑料罐 (IAT) 中的径迹长度 cm, 4 个 AD
SstTrackLength	0, 0, 0, 0	在钢罐中的径迹长度 cm, 4 个 AD
OwsTrackLength	0	在外水池中的径迹长度 cm
IwsTrackLength	0	在内水池中的径迹长度 cm
MoTrackLength	0, 0, 0, 0	在矿物油中的径迹长度 cm, 4 个 AD
LsTrackLength	0, 0, 0, 0	在液闪中的径迹长度 cm, 4 个 AD
GdLsTrackLength	0, 0, 0, 0	在掺钆液闪中的径迹长度 cm, 4 个 AD
NumOfNeutron	0	这个 muon 生成的中子数目
NumOfIsotope	0	这个 muon 生成的同位素数目
MuonCharge	1	Muon 的电荷，-1 或 +1
FinalVolume	4	Muon 终止的几何区域编号，详见表A.11

表 **A.5**　Isotope tree 中 branch 的含义和取值举例

branch name	变量取值举例	变量含义
DecayLocalX	37.4726	同位素衰变的位置 X cm
DecayLocalY	-89.7312	同位素衰变的位置 Y cm
DecayLocalZ	160.736	同位素衰变的位置 Z cm
EventID	13	产生此同位素的 muon 的 ID
Z	8	同位素的质子数
A	15	同位素的质量数
DecayVolume	6	同位素衰变时所在的几何区域标号
InitVolume	6	同位素产生时所在的几何区域标号
OriginVolumeNumber	6	引起此同位素的那段 muon 径迹所在的几何区域编号，详见表A.11
InitLocalX	37.4726	同位素的产生位置 X cm
InitLocalY	-89.7312	同位素的产生位置 Y cm
InitLocalZ	160.736	同位素的产生位置 Z cm

表 **A.6**　Neutron tree 中 branch 的含义和取值举例

branch name	变量取值举例	变量含义
InitKineE	0.0045665	中子产生时的能量 GeV
InitTime	355.762	中子的产生时刻 ns
InitLocalX	778.125	中子的产生位置 X cm
InitLocalY	392.222	中子的产生位置 Y cm
InitLocalZ	-170.03	中子的产生位置 Z cm
InitLocalXCos	-0.562966	产生时运动方向上的单位矢量在 X 轴上的分量
InitLocalYCos	-0.689646	产生时运动方向上的单位矢量在 Y 轴上的分量
InitLocalZCos	0.455475	产生时运动方向上的单位矢量在 Z 轴上的分量
CapLocalX	1e+07	中子被捕获的位置 X cm, 若没有被捕获则默认为 1e+07 cm, 这个值远大于实验厅的几何大小
CapLocalY	1e+07	中子被捕获的位置 Y cm, 若没有被捕获则默认为 1e+07 cm, 这个值远大于实验厅的几何大小
CapLocalZ	1e+07	中子被捕获的位置 Z cm, 若没有被捕获则默认为 1e+07 cm, 这个值远大于实验厅的几何大小
CapTime	0	中子被捕获的时刻
CapGammaESum	0	中子被捕获时释放的 gamma 光子的总能量
EventID	3	生成此中子的 muon 的 ID
CapGammaNum	0	中子被捕获时释放的 gamma 光子的数目
MotherFlukaNumber	10	生成此中子的母粒子的编号，详见表A.9
MotherInteractionType	101	生成此中子的反应类型的编号，详见表A.12
CapVolumeName	0	中子被捕获时的几何区域的编号，详见表A.11
CapTargetName	0	捕获中子的元素的编号，3 或 16 为氢原子，26 为 Gd 原子
InitVolumeName	4	中子产生时的几何区域编号，详见表A.11
OriginVolumeNumber	4	引起此中子的那段 muon 径迹所在的几何区域编号，详见表A.11
MotherKineEnergy	86.019	生成此中子的母粒子的能量 GeV

表 **A.7**　Isotope tree 中 branch 的含义和取值举例

branch name	变量取值举例	变量含义
DecayLocalX	37.4726	同位素衰变的位置 X cm
DecayLocalY	-89.7312	同位素衰变的位置 Y cm
DecayLocalZ	160.736	同位素衰变的位置 Z cm
EventID	13	与此同位素对应的 muon 的 ID
Z	8	此同位素的质子数
A	15	此同位素的质量数
DecayVolume	6	同位素衰变时所在的几何区域标号
InitVolume	6	同位素初始时所在的几何区域标号
OriginVolumeNumber	6	引起此同位素的那段 muon 径迹所在的几何区域编号，详见表A.11
InitLocalX	37.4726	同位素的初始位置 X cm
InitLocalY	-89.7312	同位素的初始位置 Y cm
InitLocalZ	160.736	同位素的初始位置 Z cm

表 **A.8**　Spallation tree 中 branch 的含义和取值举例

branch name	变量取值举例	变量含义
x	-347.903	此 step 沉积能量的位置 X cm
y	47.5288	此 step 沉积能量的位置 Y cm
z	195.968	此 step 沉积能量的位置 Z cm
dE	0.000118214	此 step 沉积的能量 GeV
time	405.664	此 step 发生的时刻
quenchedDepE	0.000116686	考虑液闪 quenching 效应后，此 step 沉积的能量 GeV
EventID	26	产生此 step 的粒子所对应的 muon 的 ID
FlukaNumber	3	产生此 step 的粒子的编号，详见表A.9
EnergyDepositedType	22	此 step 沉积能量的类型编号，详见表A.13
MotherFlukaNumber	11	产生此 step 的粒子的母粒子的编号，详见表A.9
MotherInteractionType	103	产生此 step 的粒子生成时的反应类型编号，详见表A.12
Volume	10	此 step 所在的几何区域编号，详见表A.11
InitVolume	10	产生此 step 的粒子生成时的几何区域编号，详见表A.11

以下为上表中用到的编号列表：

表 **A.9**　FLUKA 内预定义的粒子编号

编号	含义
1	p
2	$\overline{p}$
3	e^-
4	e^+
5	ν_e
6	$\overline{\nu}_e$
7	γ
8	n
9	$\overline{n}$
10	μ_+
11	μ_-

表 **A.10**　FLUKA 内自定义的原子编号

编号	含义
1	BLCKHOLE
2	VACUUM
3	HYDROGEN
6	CARBON
7	NITROGEN
8	OXYGEN
9	MAGNESIU
10	ALUMINUM
11	IRON
14	SILICON
15	ICARBON
16	IH
19	SODIUM
20	ARGON
21	CALCIUM
25	NICKEL
26	GADOLINI
27	MANGANES
28	CHROMIUM
29	SULFUR
30	PHOSPHO
33	POTASSIU

表 **A.11**　FLUKA 内自定义的几何区域编号

编号	含义
1	BLKHOLE
2	VACUUM
3	AIR
4	STONE
5	OWS
6	IWS
7	SST
8	MO
9	OAT
10	LS
11	IAT
12	GDLS

表 **A.12**　FLUKA 内预定义的反应类型编号

编号	含义
hadron and muon interactions	
100	elastic interaction secondaries
101	inelastic interaction secondaries
102	particle decay secondaries
103	delta ray generation secondaries
104	pair production secondaries
105	bremsstrahlung secondaries
110	radioactive decay products
electron, positron and photon interactions	
208	bremsstrahlung secondaries
210	Moller secondaries
212	Bhabha secondaries
214	in-flight annihilation secondaries
215	annihilation at rest secondaries
217	pair production secondaries
219	Compton scattering secondaries
221	photoelectric secondaries
225	Rayleigh scattering secondaries
low-energy neutron interactions	
300	neutron interaction secondaries
heavy ion interactions	
400	delta ray generation secondaries

表 **A.13**　FLUKA 内预定义的能量沉积类型编号，不包括电离

编号	含义
hadrons and muons	
10	elastic interaction recoil
11	inelastic interaction recoil
12	stopping particle
14	particle escaping (energy deposited in blackhole)
15	time kill
electrons, positrons and photons	
21	or 22: particle below threshold
23	particle escaping (energy deposited in blackhole)
24	time kill
low-energy neutrons	
30	target recoil
31	neutron below threshold
32	neutron escaping (energy deposited in blackhole)
33	time kill
heavy ions	
40	ion escaping (energy deposited in blackhole)
41	time kill
42	delta ray stack overflow
optical photons	
50	optical photon absorption
51	optical photon escaping (energy deposited in blackhole)
52	time kill

A.9　本章总结

本章简单介绍了 FLUKA 软件，构建了大亚湾三个实验大厅的几何，用 fortran 编写 muon 产生子，深入研究 FLUKA 内部的物理过程，保存模拟数据到 ROOT 数据文件，用作后续的中子和同位素产额分析和相关的效率值研究。

附录 B　计算 muon 的中子产额时，用拟合方法得到中子数目

通过指数拟合信号窗口内事例距离前一个 muon 的时间间隔分布，得到中子信号的数目。需要多次用到指数分布的假设，不如之前章节采取的方法简单直接更具确定性：信号窗口减去本底窗口。但也是一种可用的方法，和 Kamland 中子产额文章所采用的方法相同，不过由于大亚湾探测器的实际情况，细节做的更细致，考虑了更多的因素。可能对以后他人的其他工作有启示作用，故列在此。

B.1　信号窗口内事例的成分

目前的研究可知，信号窗口内的事例包括三部分：

Part 1. 非这个 muon 产生的中子或其他能量恰巧在 [6,12]MeV 的事例。比如 Co60 刻度源释放出来的中子或其他 muon 产生的同位素衰变产生的电子或 α。

Part 2. muon 产生的中子在钢罐上被捕获，释放的 gamma 光子在 AD 内沉积的能量。

Part 3. 这个 muon 产生的中子在 Gd 上被捕获。

每一部分距离前一个 muon 的时间间隔分布可以用指数分布来表示。

B.1.1　Part 1，本底事例

这部分事例和 muon 在物理上没有关系，属于不相关信号，与前一个 muon 的时间间隔符合指数分布，如下式B.1：

$$f = N_{bkg3} \cdot \frac{1}{\tau_{bkg3}} \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{bkg3}}t} \tag{B.1}$$

B.1.2　Part 2，在钢罐上被捕获的中子

实验数据中，钢罐上捕获的中子释放的 gamma ，在探测器内沉积的能量有符合 [6,12] MeV 的事例。在 MC 研究中发现这些事例距离上一个 muon 的时间间隔分布由两个指数分布来表示，如下图B.1、图B.3和图B.3所示：

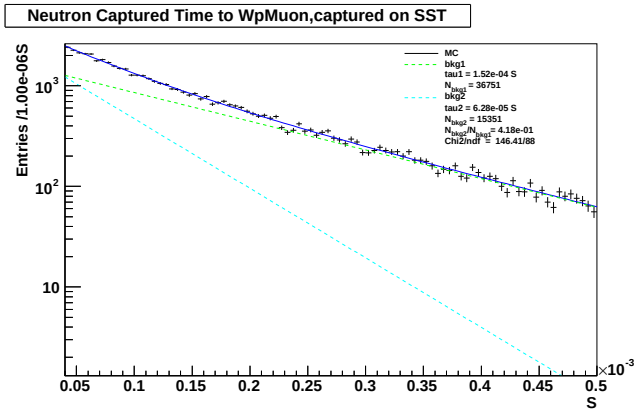


图 **B.1**　一号厅，MC 数据，在钢罐上捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示

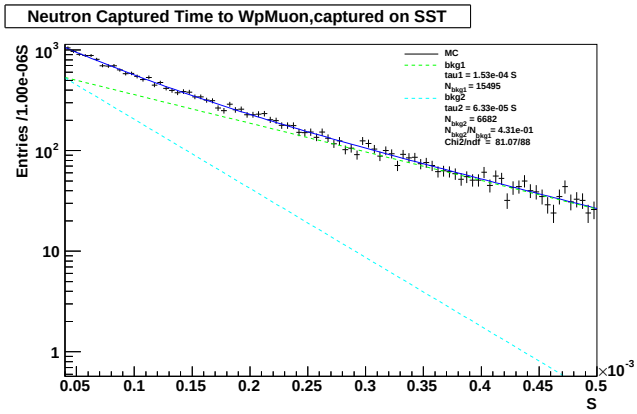


图 **B.2**　二号厅，MC 数据，在钢罐上捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示

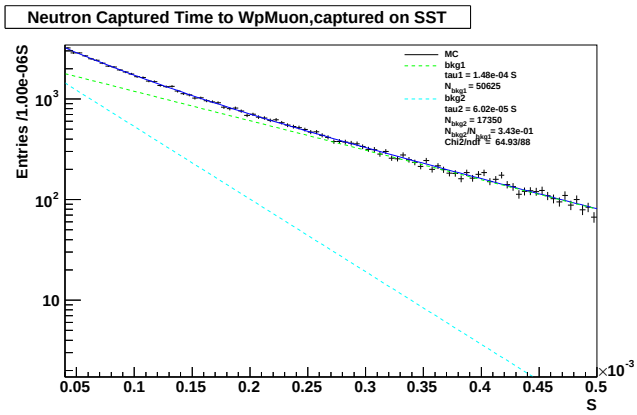


图 **B.3**　三号厅，MC 数据，在钢罐上捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示

拟合公式如式B.2所示：

$$f = N_{bkg1} \cdot \frac{1}{\tau_{bkg1}} \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{bkg1}}t} + N_{bkg2} \cdot \frac{1}{\tau_{bkg2}} \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{bkg2}}t} \tag{B.2}$$

拟合从 MC 数据得到时间分布得到指数分布的参数 τ_{bkg1}, τ_{bkg2} 和 $\epsilon_{bkg} = \frac{N_{bkg1}}{N_{bkg2}}$，这些参数被用在实验数据的拟合中，如式B.4。

B.1.3　Part 3，在 Gd 上被捕获的中子

MC 中，中子在 Gd 上被捕获，捕获时刻距离前一个 muon 的时间间隔分布也是用两个指数分布来表示，如图B.4、图B.5和图B.6所示，紫色线的情况是中子在 AD 内产生，接着在 Gd 上被捕获，红色线的情况是中子在 AD 外产生，传播到 AD 内，然后在 Gd 上被捕获。

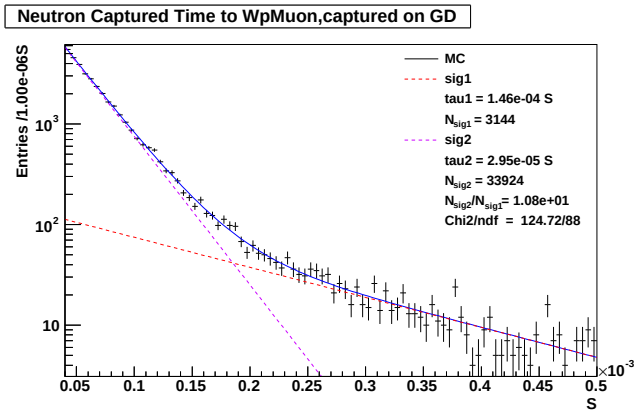


图 **B.4**　一号厅，MC 数据中，在 Gd 上被捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示

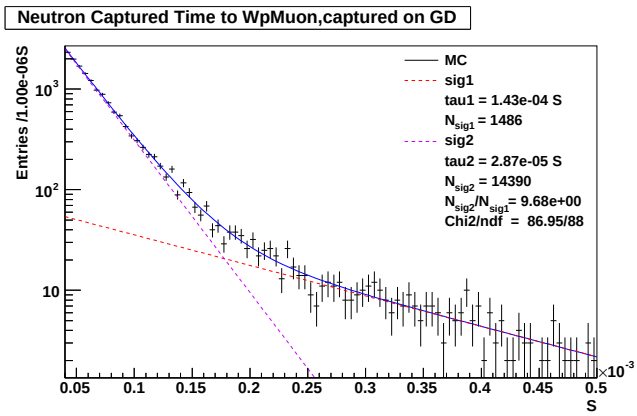


图 **B.5**　二号厅，MC 数据中，在 Gd 上被捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示

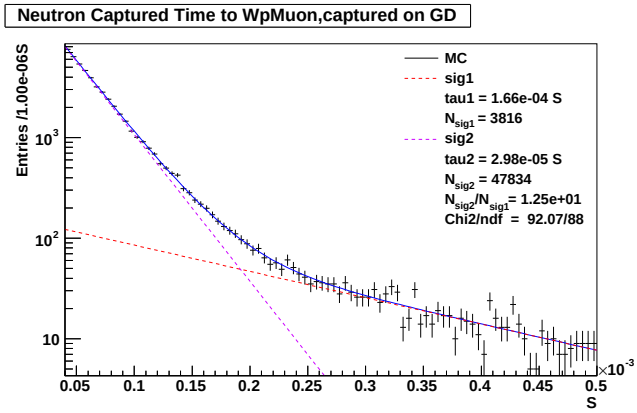


图 **B.6**　三号厅，MC 数据中，在 Gd 上被捕获的中子距离 muon 的时间间隔分布，用两个指数分布来表示

拟合公式如式B.3所示：

$$f = N_{sig1} \cdot \frac{1}{\tau_{sig1}} \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{sig1}}t} + N_{sig2} \cdot \frac{1}{\tau_{sig2}} \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{sig2}}t} \tag{B.3}$$

拟合从 MC 数据得到时间分布得到指数分布的参数 τ_{sig1}, τ_{sig2} 和 $\epsilon_{sig} = \frac{N_{sig1}}{N_{sig2}}$，这些参数被用在实验数据的拟合中，如式B.4。

B.1.4　拟合实验数据

综合上述，实验中 muon 后面，信号窗口中的事例包括三部分：在 Gd 上被捕获的中子；在钢罐上被捕获的中子；本底。我们用下式B.4来拟合这些信号：

$$\begin{aligned} f &= N_{sig1} \cdot (\frac{1}{\tau_{sig1}} + R_\mu) \cdot e^{-(\frac{1}{\tau_{sig1}}+R_\mu)t} + N_{sig2} \cdot \epsilon_{sig} \cdot (\frac{1}{\tau_{sig2}} + R_\mu) \cdot e^{-(\frac{1}{\tau_{sig2}}+R_\mu)t} \\ &+ N_{bkg1} \cdot (\frac{1}{\tau_{bkg1}} + R_\mu) \cdot e^{-(\frac{1}{\tau_{bkg1}}+R_\mu)t} + N_{bkg2} \cdot \epsilon_{bkg} \cdot (\frac{1}{\tau_{bkg2}} + R_\mu) \cdot e^{-(\frac{1}{\tau_{bkg2}}+R_\mu)t} \\ &+ N_{bkg3} \cdot (R_{bkg3} + R_\mu) \cdot e^{-(R_{bkg3}+R_\mu)t} \end{aligned} \tag{B.4}$$

$$N_{Part3} = N_{sig1} + N_{sig2} \tag{B.5}$$

$$N_{Part2} = N_{bkg1} + N_{bkg2} \tag{B.6}$$

$$N_{Part1} = N_{bkg3} \tag{B.7}$$

R_μ 为 muon 事例率，如果 OWS muon 和 IWS muon 的间隔 ≤ 600 ns，把他们标记为一个 muon 。式B.4中，红色变量在拟合中是浮动的，其他的都是固定的，这些固定值是用式B.3和式B.2 拟合 MC 数据得到的。

下图B.7、图B.8和图B.9展示了拟合细节：

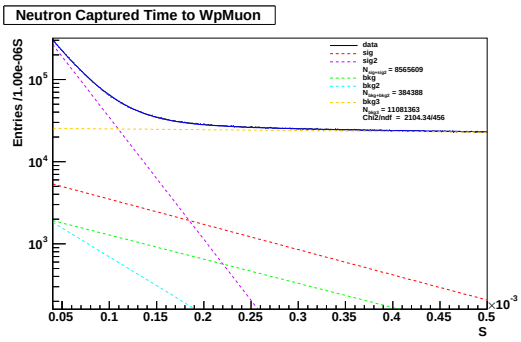


图 **B.7**　一号厅，事例距离前一个 muon 的时间间隔分布，用指数分布拟合。

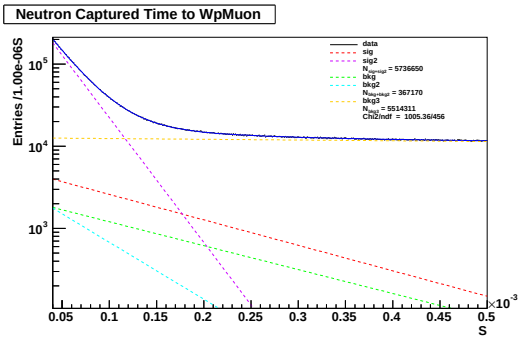


图 **B.8**　二号厅，事例距离前一个 muon 的时间间隔分布，用指数分布拟合。

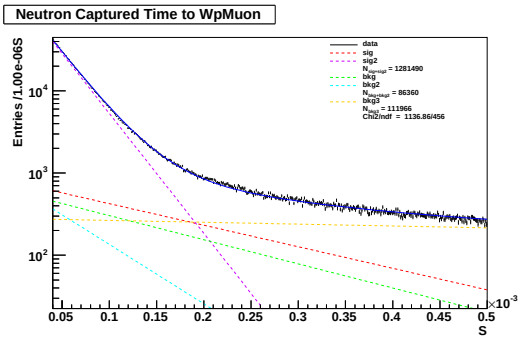


图 **B.9**　三号厅，事例距离前一个 muon 的时间间隔分布，用指数分布拟合。

B.2　事例挑选

如之前的方法，有两种策略挑选事例：

1）在 WP muon 之后挑选事例。

2）在 AD muon 之后挑选事例。这里对 AD muon 进行了筛选，要求 AD muon 的 [-100,100] ms 的窗口内没有其他 AD muon。

相邻 AD muon 之间的时间间隔符合指数分布，但从数据中得到的时间分布由两个指数分布构成，如下图B.10所示，目前未对这种构成进行仔细研究，直接用了 100 ms 的筛选条件抛弃掉间隔小的 AD muon 。筛选条件取 10 ms ，50 ms 也可行。

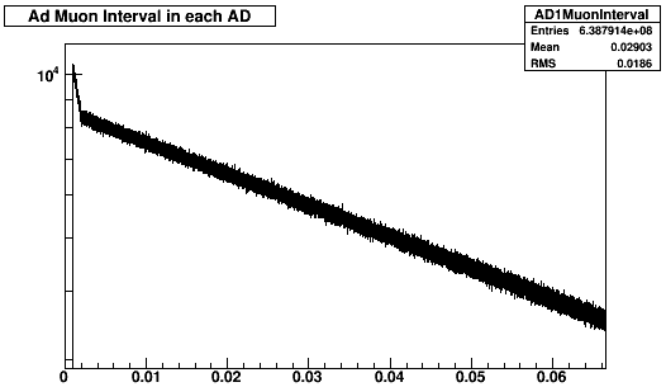


图 **B.10**　AD muon 之间的时间间隔分布 (s)

这个 100 ms 的 cut 条件不会造成 muon 样本的组成，如下图B.11所示，绿色线是 cut 条件为 100 ms 时，各个能量点的 muon 的减少的比例，比如 1000 MeV 处，这个 cut 条件会减少 18.8% 的 AD muon 。在 20-4500 MeV 能区 muon 的减少比例是相同的，不变改变这个能区的 AD muon 的构成。≥ 4500 MeV 的 AD muon 一般都是发生 shower 的 muon ，它产生的次级粒子更大的可能符合 AD muon 的定义，从而被判定为 AD muon ，这样一来这些 ≥ 4500 MeV 的 AD muon 更容易被 100 ms 的 cut 条件扔掉，所以图中这些 AD muon 减少比例逐渐增大。

针对这种情况，把 AD muon 按能量分成两个 slice ：

1）[20,4500] MeV ，要求 AD muon 之间的间隔 ≥ 100 ms 。

1）≥ 4500 MeV ，无要求。

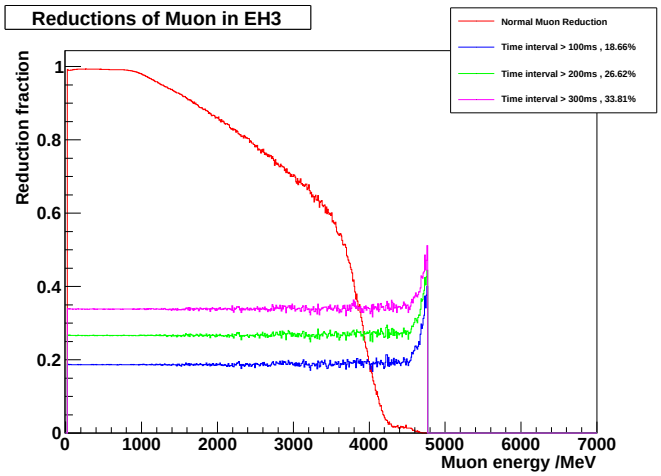


图 **B.11**　100 ms 的 cut 条件减少的 muon 的比例，如 (绿线) 所示。

B.2.1　中子挑选条件

1）能量：[6,12] MeV 。

2）信号窗口：muon 之后 [20,500] μs 的时间窗口。

附录 C　大亚湾实验厅工程图

参考文献

[1] Daya Bay Project. Technical Design Report[EB/OL].[2013-3-8].http://dayabay.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/ShowDocument?docid=683
[2] F.P.An *et al*. Observation of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay. Phys.Rev.Lett., 2012, **108**:171803
[3] F.P.An *et al*. Improved measurement of electron antineutrino disappearance at Daya Bay. Chinese Phys.C, 2013, **37**:011001
[4] Y.F.Wang, V.Balic, G.Gratta *et al*. Predicting neutron production from cosmic-ray muons. Phys Rev D, 2001, **62**: 013012.
[5] Y.C.Zhang. Research of The Daya Bay Reactor Neutrino Offline Software and Neutron Background[D]. HeFei:University of Science and Technology of China, 2012
[6] H.Q.Lu. Muon capture and decay[EB/OL].[2013-3-8].http://dayabay.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/ShowDocument?docid=6693
[7] LSND Collaboration (A. Aguilar, et al.), Phys. Rev. D 64 (2001) 112007
[8] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, Phys. Rev. D 64 (2011) 112007
[9] C. Giunti and M. Laveder, Phys.Rev. C83, 065504 (2011), arXiv:1006.3244 [hep-ph]
[10] MiniBooNE Collaboration (A.Aguilar et al.), Phys.Rev.Lett. 110 161801 (2013)
[11] S. Dodelson and L. M. Widrow, Phys. Rev. Lett. 72, 17 (1994)
[12] A. Kusenko, Phys. Rep. 481, 1 (2009)
[13] M. Wyman, D. H. Rudd, R. A. Vanderveld, and W. Hu, Phys. Rev. Lett. 112, 051302 (2014)
[14] R. A. Battye and A. Moss, Phys. Rev. Lett. 112, 051303 (2014)
[15] Double Chooz Collaboration (Y. Abe, et al.), Phys.Rev.Lett. 108 (2012) 131801
[16] Double Chooz Collaboration (Y. Abe, et al.), Phys.Rev. D86 (2012) 052008
[17] RENO Collaboration (J.K. Ahn, et al.), Phys.Rev.Lett. 108 (2012) 191802
[18] Daya Bay Collaboration (F.P. An, et al.), Phys.Rev.Lett. 108 (2012) 171803
[19] http://dayabay.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/ShowDocument?docid=9895
[20] Z.Y.Yu,H.Q.Lu. Research on double neutron backgrounds[EB/OL].[2013-3-8].http://dayabay.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/ShowDocument?docid=5939
[21] L.J.Wen, J.Cao, K.B.Luk *et al*. Measuring cosmogenic ^{9}Li background in a reactor neutrino experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2006, **564**: 471
[22] M. C. Gonzalez-Garcia et al., arXiv:1001.4524v3 [hep-ph]
[23] A. Aguilaret al.[LSND Collaboration], Phys. Rev. D 64, 112007 (2001)
[24] A. A. Aguilar-Arevaloet al. [The MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. 98,231801 (2007)
[25] The physics of Majorana neutrinos and 0νββare discussed in S. Bilenky and S.Petcov, Rev. Mod. Phys. 59, 671 (1987) [Erratum－ibid. 61, 169 (1987)]; B. Kayser,F. Gibrat-Debu, and F. Perrier, The Physics of Massive Neutrinos (World Scientific,Singapore, 1989); B. Kayser, Physica Scripta T121, 156 (2005).
[26] K. Nakamura, ”Solar Neutrino Review”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.33(2006)485
[27] X. Guoet al.[Daya-Bay Collaboration], arXiv:hep-ex/0701029.
[28] C. H. Albright et al. [Neutrino Factory/Muon Collider Collaboration],arXiv:physics/0411123.
[29] F. Reines and C. L. Cowan, Phys. Rev.92, 830 (1953).
[30] M. Apollonioet al.[CHOOZ Collaboration], Eur. Phys.J. C 27, 331 (2003)
[31] F. Boehmet al., Phys. Rev. D 64, 112001 (2001)
[32] K. Nakamura, ”Solar Neutrino Review”, J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.33(2006) 485
[33] Y. Fukudaet al.[Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998)
[34] B. T. Clevelandet al., Astrophys. J. 496, 505 (1998).
[35] W. Hampelet al.[GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B 447, 127 (1999).
[36] J. N. Abdurashitovet al.[SAGE Collaboration], Phys. Rev. C 60, 055801 (1999)
[37] SOLAR NEUTRINOS REVIEW, Particle Data Group, 2008
[38] G. Alimontiet al.[Borexino Collaboration] ,Astropart. Phys. 16, 205 (2002)
[39] Q. R. Ahmadet al.[SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002)
[40] Y. Fukudaet al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998)
[41] P. Adamsonet al.[MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 101, 131802 (2008)
[42] Trung Le, for T2K Collaboration, arXiv:0910.4211 [hep-ex]

[43] Olga Mena et al., Phys. Rev. D73: 073007, 2006.
[44] OPERA Collaboration, arXiv:1003.1907 [hep-ex]
[45] L. Zhan, Y. Wang, J. Cao and L. Wen, Phys. Rev. D78: 111103, 2008.
[46] F. Reines and C. L. Cowan. Phys. Rev., 92:830−831, 1953.
[47] F. Reines, C. L. Cowan, F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse. Phys. Rev., 117:159−173, 1960.
[48] F. Boehm et al., Phys. Lett. B,97(1980) 310
[49] H.Kwon et al., Phys. Rev. D,24(1981) 1097
[50] P. Vogel, Phys. Rev. C,19(1979) 2259
[51] J.F. Cavaignac et al., Phys. Lett. B148(1984) 387
[52] Y. Declais et al., Nucl. Phys., B434:503−534, 1995.
[53] G. Zacek et al., Phys. Lett. B,164(1985) 193
[54] M. Apollonioet al.[CHOOZ Collaboration], Eur. Phys. J. C 27, 331 (2003)
[55] F. Boehm et al. Phys. Rev., D64:112001, 2001.
[56] KamLAND Collaboration, Nature 436, 499-503 (28 July 2005)
[57] F. Ardellieret al.[Double Chooz Collaboration], arXiv:hep-ex/0606025.
[58] Daya Bay Collaboration, arXiv:hep-ex/0701029
[59] RENO Collaboration, arXiv:1003.1391 [hep-ex]
[60] V. Barger, P. Huber, D. Marfatia and W. Winter, arXiv:hep-ph/0703029.
[61] L. Zhan et al., Phys. Rev. D 79 : 073007, 2009.
[62] 占亮. 大亚湾中心探测器模拟与物理灵敏度研究. 博士论文, 中国科学院高能物理研究所; 北京，2009.
[63] X.H.Guo et al. A precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at dayabay. arXiv:hep-ex/0707029, 2007.
[64] Carlo Bemproad, Giorgio Gratta, and Petr Vogel. Reactor-based neutrino oscillation experiments. Rev.Mod.Phys., 74:297-328, 2002.
[65] 刘金昌. 大亚湾反应堆中微子实验中的中子本底研究. 博士论文，中国科学院高能物理研究所: 北京,2008.
[66] Itaru Shimizu. An evidence for spectral distortion of reactor anti-neutrinos and a study of three flavor neutrino oscillation. Ph.D. thesis, Department of Physics, Tohoku University:Sendai, 2004.
[67] Iwamoto Toshiyuki. Measurement of reactor antineutrino disappearance in kamland. Ph.D. thesis, Graduate School of Science, Tohoku University:Sendai, 2003.
[68] T. Hagner et al. Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors. Astr Part. Phys.14:33-47, 2000.
[69] http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0005/000543/001/dayabay06.ppt.
[70] Neutron production from cosmic,DOCDB-9813,liujc.
[71] R. Hertenberger, M. Chen, and B. L. Dougherty, Phys. Rev. C52, 3449 (1995).
[72] L. B. Bezrukov, V. I. Beresnev, G. T. Zatsepin, O. G. Ryazhskaya, and L. N. Stepanets, Sov. J. Nucl. Phys. 17, 51 (1973).
[73] F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook, G. Gratta, H. Henrikson, J. Kornis, D. Lawrence, K. B. Lee, K. McKinny, L. Miller, et al., Phys. Rev. D 62, 092005 (2000).
[74] L. B. Bezrukov, V. I. Beresnev, G. T. Zatsepin, O. G. Ryazhskaya, and L. N. Stepanets, Sov. J. Nucl. Phys. 17, 51 (1973).
[75] R. I. Enikeev, G. T. Zatsepin, E. V. Koro´lkova, V. A. Kudryavstev, A. S. Ma´lgin, O. G. Ryazhskaya, and F. F. Kha´lchukov, Sov. J. Nucl. Phys. 46, 883 (1987).
[76] M. Aglietta, E. Alyea, P. Antonioli, G. Badino, G. Bari, M. Basile, V. Berezinsky, F. Bersani, M. Bertaina, R. Bertoni, et al., Phys. Atomic Nuclei 66, 123 (2003).
[77] M. Aglietta et al., Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. C 12, 467 (1989).
[78] Abe, S., et al. ”Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND.” Physical Review C 81.2 (2010): 025807
[79] Muon and cosmogenic neutron detection in Borexino, JINST 6:P05005, 2011
[80] FLUKA muon simulation for neutron yield study technote, Lidj, DocDB-10483.
[81] Neutron production from cosmic-ray muons based on DayaBay detectors, Chengjie, DocDB-10902.
[82] IBD analysis and side-by-side comparison TechNote, DOCDB-7341
[83] IBD analysis TechNote, DOCDB-7508
[84] Neutron Yield,Lidj,DOCDB-10149

[85] http://www.fluka.org/content/manuals/FM.pdf
[86] http://www.fluka.org
[87] http://www.fluka.org/fluka.php?id=examples&sub=example3&node=4
[88] J.B. Birks The theory and practice of scintillation counting Pergamon Press, Oxford, 1964

致 谢

在科大和高能所求学期间，身边的老师和同学给与我很多帮助，借此机会对他们致以真心的感谢。

首先真诚感谢我的导师张子平教授，是在张老师的耐心教诲下，我一步步进入高能物理的世界，一步步接触、了解、熟悉这个无穷想象空间的科研世界，在这里我找到了学习与生活的融合点，在科研中快乐简单的生活着。借助于张老师的细心指导，我对本领域相关知识的认识和掌握有了一个质的提升。同时也从张老师身上学习到了对生活的态度：从容不迫、尽职尽责、不拘小节、处事大度、体谅关心后辈，关爱身边每一个人，这些做人的道理会更加影响到我今后的生活。同时在张老师的极大帮助下，我得以完成学业，在此真挚感谢张老师的操劳与关心。

真挚感谢中科院高能物理所的曹俊研究员，曹老师尽职尽责的关心和指导，让我能静心投身于科研。曹老师时时指导我的分析工作，往往能以准确的洞察力指出工作中的关键之处，对我的论文的主要工作给与了非常之大的帮助和指导。我也从曹老师身上学到了其他很重要的东西：对待问题要抓其本质，忽略一些次要部分，不要迷失在复杂的数据中，要时刻回望分析工作的初衷，时刻纠正自己的工作方向，要能冷静分析应对一些事情。

同时感谢高能物理所的李卫东研究员，感谢李卫东老师在大亚湾软件方面给与我的帮助，使我能很快地了解应用离线软件。感谢高能物理所的李小男老师和江群老师，感谢他们在大亚湾现场细心的关怀和照顾。感谢科大的彭海平教授，彭老师指导了我很多大亚湾二期的工作，为我开启了一个新的方向，早有耳闻彭老师的聪慧和乐教于人，有幸得以亲身感受到彭老师的过人之处，同时感谢彭老师对我学业上的帮助。感谢近代物理系的赵政国教授、许咨宗教授、汪晓莲教授、陈宏芳教授，他们在学业上严格要求，在生活中爱护学生，宽容豁达，注重培养学生的健全人格，谢谢他们对于我的指导。

同时感谢高能物理所的何苗、占亮、温良健、周佳恒、王志民、路浩奇、曹国福、张清民、刘金昌、安丰鹏师兄给于我的悉心指导，在他们的帮助下我得以了解大亚湾的架构并克服一个个难点，最终完成分析工作，真心感谢他们的耐心指导。感谢高能物理所中微子组的王玲玉、李小波、陈晓辉、刘颖彪、宁哲、夏东梅、章飞鸿、于泽源、索伦、徐吉磊、赵庆望、赵洁、钟真、吴振忠、段斯涵、阳马生、胡维、丁雪峰、程雅萍、吴千帆，感谢山东大学的陈泉佑、杨梦婷、程捷，感谢上海交通大学的李高嵩、顾文强，他们在平常的学习、生活中，给了我相当大的帮助。

感谢科大高能组的张一纯、李翠、王雅迪、姬长胜、孙振田、彭涛、李龙科、周晓蓉、闫文成等师兄师姐和同学给于我的极大帮助，有了他们的帮助我的生活

才如此多彩。

感谢我的朋友，身边的和远方的，谢谢你们对我的关心和照顾。

最后感谢我的父母和哥哥姐姐，已过七旬的父母仍旧时刻为我操心，一直为我提供建议，默默为我付出，没有他们从小的教育和影响不会有如今如此的我，谢谢你们。

李登杰

2016 年 6 月 6 日

在读期间发表的学术论文与取得的研究成果

研究工作:

1. IBD 分析中的 $^{8}He/^{9}Li$ 本底
2. IBD 分析中的快中子本底
3. Muon 致中子的产额
4. Muon 致同位素的产额

已发表文章:

1. Li Dengjie, Zhang Yichun, Zhang Ziping. Studies on the fast neutron background in Daya Bay Reactor Neutrino Experiment[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2013, 43 (9)
2. Li Dengjie, Cosmic Muon Induced Backgrounds in the Daya Bay Reactor Neutrino Experiment, Int.J.Mod.Phys.Conf.Ser. 31,2014,1460310

待发表文章:

1. Muon 致中子产额文章，PRD，正组内审核。

合作组文章:

1. F.P.An et al.(Daya Bay Collaboration), New Measurement of Antineutrino Oscillation with the Full Detector Configuration at Daya Bay, Phys.Rev.Lett.115,111802(2015).