

中国科学技术大学

学士学位论文



利用傅里叶方法开展微量热器信号处理 的研究

作者姓名： 赵康康

学科专业： 粒子物理与原子核物理

导师姓名： 彭海平 教授 张云龙 副研究员

完成时间： 二〇一九年十一月十三日

University of Science and Technology of China
A dissertation for bachelor's degree



Research on Signal Processing of Bolometer by Fourier Method

Author: Kangkang Zhao

Speciality: Particle Physics and Nuclear Physics

Supervisors: Prof. Haiping Peng, Assoc Prof. Yunlong Zhang

Finished time: November 13, 2019

致 谢

已经过去时光总是给人转瞬即逝的感觉，谨以此论文作为我本科四年的一缕“晚照”。相信四年的所闻所历、所感所想，一定会在我人生中的各处，不时地通感共鸣勾起记忆，随之莞尔而笑。这一切，我由衷的感激我的父亲母亲、我的姐姐以及中国科大。

此毕业论文工作的完成，首先感谢彭海平、张云龙两位导师和薛明萱师姐，两位老师始终时刻关注我的进展，并提出十分深刻独到的建议和意见，支持我向其他老师的咨询，师姐更是事无巨细地给予我帮助，听取我的工作进展，给出意见并督促我前进。需要特别感谢的是杨俊峰老师和我同实验室的汪涛师兄，杨老师在滤波器的实现和数学理解上给予了巨大的帮助，汪涛师兄总是不厌其烦地回答我的各种问题。我有幸在科研入门时遇到这些极好的人，非常感激！

希望在未来能够坚持在科研行业里，能够坚持初心、不懈奋斗，能够专注投入的去工作，为中国的科研做出一点微小的贡献，努力！

目 录

中文内容摘要	3
英文内容摘要	4
第一章 绪论	6
第一节 无中微子双贝塔衰变物理背景	6
第二节 无中微子双贝塔衰变实验研究	10
第三节 本文结构安排	14
第二章 发光晶体微量热器	15
第一节 微量热器技术	15
一、简单的热模型	16
二、吸收体	17
三、热传感器	17
第二节 发光微量热器	18
第三节 目标微量热器搭建	19
第四节 本章小结	20
第三章 信号的预处理	22
第一节 探测器的输出信号	22
第二节 幅值估计	23
一、最佳滤波器	23
二、Gatti-Manfredi 最佳滤波器	24
第三节 滤波器的实现	25
一、计算响应函数	25
二、应用滤波器	28
第四节 参数的描述和计算	28
第五节 在全时段应用滤波器	30
第六节 本章小结	31
第四章 总结和展望	32

参考文献	33
------	----

中文内容摘要

寻找无中微子双 β 衰变 ($0\nu\text{DBD}$) 是近几年粒子物理的一个热门课题, 可以直接验证中微子是否为其本身反粒子, 即马约拉纳费米子。若无中微子双贝塔衰变发生, 将直接打破轻子数守恒定律, 中微子的微小质量及质量排序问题得到自然解释, 同时挑战标准模型。高纯度钼酸盐晶体微量热器是国际上寻找 $0\nu\text{DBD}$ 实验最具竞争力的实验方案之一。寻找 $0\nu\text{DBD}$ 实验需要很高的能量分辨, 极低的本底。微量热器输出的原始数据是按照采样频率用无触发的方式采集输出幅值 (与微量热器内吸收晶体的温度正相关), 因此要从原始数据中分析出脉冲波形的相关参数并降低噪声的贡献十分重要。本课题通过写出对原始数据处理的程序包来实现: 描述脉冲信号的参数的选取、原始数据的预处理 (校正、滤波、波形分辨), 以期对微量热器的性能做出准确的分析。

关键词: 无中微子双 β 衰变; 微量热器; Gatti-manfredi 最佳滤波器; 傅里叶变换; 光-热双读出

Abstract

Recent years, to find neutrinoless double β decay ($0\nu\text{DBD}$) is a hot topic in particle physics, which is expected to directly verify whether the neutrino is its own antiparticle, namely the Majorana fermion. If $0\nu\text{DBD}$ occurs, the law of conservation of the lepton number will be directly broken, and the smallness of ordinary neutrino masses and the hierarchy of neutrinos could be naturally explained, and the standard model will be challenged. The high-purity molybdate crystal bolometer is one of the most competitive experimental solutions internationally for finding the $0\nu\text{DBD}$ events. High energy resolution and a very low background is necessary to find a $0\nu\text{DBD}$ event. The raw data from the bolometer output is the voltage of the NTD thermal sensor in no trigger manner. The voltage is proportional to the temperature of the inner absorption crystal, and we call it amplitude. The amplitude is also a crucial parameter which is positively related to the deposited energy of corresponding physical event. Therefore, it is crucial to analyze the descriptive parameters of the pulse from the raw data and also to reduce the contribution of noise. My topic is to implement by writing a code package for processing raw data: describing the selection of parameters of the pulse signal, pretreating of the raw data (correction, filtering, waveform resolution) in order to make an accurate analysis of the performance of the bolometer.

Key Words: $0\nu\text{DBD}$; bolometer; Gatti-Manfredi optimum filter; Fourier Transform; Light-Heat double readout

符 号 说 明

FT	傅里叶变换 Fourier Transform
DFT	离散傅里叶变换 Discrete Fourier Transform
OF	最佳滤波器 Optimum Filter
RF	响应函数 Response Function
SNR	信噪比 Signal-Noise-Ratio
NTD	中子嬗变掺杂 Neutron Transition Doped
TES	超导转置边沿传感器 Transition Edge Sensor
TPC	时间投影室 Time Projection Chamber
$0\nu\text{DBD}$	无中微子双贝塔衰变 0ν Double Beta Decay
$2\nu\text{DBD}$	两中微子双贝塔衰变 2ν Double Beta Decay

第一章 绪论

1930 年,为了解释贝塔衰变的连续能谱存在能量和动量损失问题,泡利 (Wolfgang Pauli) 提出中微子假说。这种几乎不与物质发生相互作用的粒子直到 1956 年才由莱因斯 (F. Reines) 和柯温 (C. Cowan) 在萨瓦纳河反应堆实验中首次宣告实验发现。中微子是标准模型中仅有的中性费米子,其标准模型预言质量为零。1998 年,超级神冈 (Super-Kamiokande) 中微子探测实验中发现了大气中微子振荡毋庸置疑的直接证据,这一发现证实中微子具有微小的质量,打破了标准模型的缺口。目前中微子的前沿科学目标,是确定中微子是否为马约拉纳 (Majorana) 粒子,即粒子的反粒子为粒子本身。如果中微子为马约拉纳粒子,标准模型的轻子数守恒将破缺,中微子的微小质量及质量排序问题也将得到解释,这将是基本粒子物理的重大突破。

第一节 无中微子双贝塔衰变物理背景

1935 年,物理学家梅耶 (M. Goeppert Mayer) 提出原子核同时发生两次 β 衰变的双贝塔衰变过程 (1950 年使用地球化学技术首次观察到的,并于 1987 年使用时间投影室 (TPC) 在 ^{82}Se 中直接观察到),这种罕见的核衰变过程反应式为:

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

这一过程,只有当原子核发生一次 β 衰变后的中间核约束态相对原子核自身以及原子核发生两次 β 衰变后的约束态为激发态时才有可能发生。再考虑到原子核内核子的配对相互作用,自然界中只有 35 种双 β 衰变候选核素^①,目前已观测到 14 种核素的双 β 衰变过程。

1937 年,意大利的天才青年物理学家马约拉纳 (E. Majorana) 因为不满意狄拉克方程中电子和正电子之间的非对称性,将正、反粒子的场组合成一个同时满足正、反粒子的对称性和狄拉克方程的场,对应的粒子就是所谓的马约拉纳费米子,它们是自己的反粒子。马约拉纳在文章中提出,中性的中微子可能就是这种新的马约拉纳费米子^[1]。随之不久,拉卡 (G. Racah) 认为如果中微子是马约拉纳粒子,那么 β 衰变中发射的中微子可以被当做反中微子诱发如下反应:

$$\bar{\nu}_e (= \nu_e) + (A, Z) \longrightarrow (A, Z + 1) + e^- \quad (1.2)$$

^①how to search?

这种反应对标准模型中的狄拉克费米子是禁止的。1939 年，哈佛大学的弗瑞 (W.Furry) 提出中微子的 Majorana 特性可以通过寻找无中微子双贝塔衰变是否存在来判断，即寻找双贝塔衰变中仅仅有两个电子而没有中微子的末态反应 (1.1^①)。

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (1.3)$$

这一过程相当于核子发生一次 β 衰变产生的中微子由产生的子核吸收再发生一

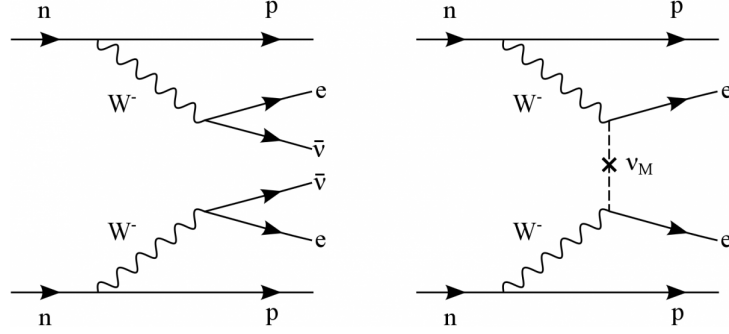


图 1.1 2νDBD (左) 与 0νDBD (右) 的费曼图

次 β 衰变，但要求同时发生。1957 年之前，由于弱相互作用的宇称不守恒尚未被发现，理论预言的 0νDBD 的半衰期在 10^{15} 年左右，而多个实验寻找 0νDBD，根据当时的实验精度将半衰期推到了 $> 10^{17}$ 年，与 Majorana 的理论不符。李-扬 1957 年发现弱相互作用过程有宇称不守恒的现象揭示了中微子的手征性，即中微子总是左旋的，反中微子总是右旋的。标准模型理论下，中微子的质量为零，螺旋度固定，左右手不能相互转变，因此即使中微子为 Majorana 粒子，0νDBD 也会因为手征性的不匹配而不能发生。0νDBD 不能作为揭示中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子的判据，因为无论两者，0νDBD 都不能发生。

太阳中微子的丢失长期以来受到人们的关注，被探测能区的太阳中微子通量远小于太阳物理模型所给出的预言值。物理学家提出太阳中微子在传播过程中由电子中微子变成了其他种类的中微子的中微子震荡现象来解释，实验中探测的电子中微子的通量远小于理论值。如果中微子有非零质量，不同代中微子之间有混合，即味本征态 $|\nu_\alpha\rangle$ 可以展开成质量本征态 $|\nu_i\rangle$ 的线性叠加

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.4)$$

在 $t = 0$ 时刻产生的中微子 $\nu_\alpha(t = 0)$ ，由于中微子是通过弱作用产生的，肯定是弱作用的本征态。在随后的飞行传播中，却必须以质量本征态传播，由于不同的

^①<https://images.app.goo.gl/f7HXMeWjYndYDnBz9>

质量本征态的飞行速度不同，质量小的本征态速度快，首先到达探测器。这个质量本征态是不同弱作用本征态的叠加，意味着 $t > 0$ 时刻，飞行过距离后，有一定概率变成另一种中微子 $\nu_\beta(t > 0)$: $P_{\alpha\beta} \neq 0$ ，即中微子振荡现象。在时间 t （或距离 L ）以后，味本征态随时间演化为

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

因此概率 $P_{\alpha\beta}$ 的表达式为

$$P_{\alpha\beta} = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \langle \nu_\beta(t) | \nu_i(0) \rangle \right|^2. \quad (1.6)$$

1998 年，超级神冈中微子探测实验确切证实了中微子振荡现象的存在，这一发现说明中微子具有极其微小的质量，质量并非为零，打破了标准模型的缺口，因此寻找 0νDBD 实验重新掀起热潮。

0νDBD 的寻找对物理学有着极为重大的意义，一旦这种极其稀有过程的事例被发现：

- Majorana 粒子被发现，轻子数守恒被打破，电荷-宇称（CP）守恒破缺；
- 为中微子质量以及中微子质量序列 (Neutrino hierarchy) 的测量提供新的途径；
- 区别于 Higg 机制的质量产生机制被发现，即所谓的“跷跷板机制” (See-saw 机制)，同时宇宙中物质与反物质的不对称性得到解释；

由于中微子的绝对质量联系手征变换几率，而中微子质量的直接测量十分困难。如果中微子是 Majorana 粒子且绝对质量是非简并的，那么 0νDBD 的半衰期将和中微子的质量序列密切相关。中微子振荡实验给出三种质量本征态“1”，“2”，“3”的质量平方差的绝对值，却没能指出谁最轻！通常所说质量正常排序 (Normal Hierarchy) 是指“1”最轻，“3”最重，反之为反常排序 (Inverted Hierarchy)，如图 1.2^①。0νDBD 的发生基于中微子是 Majorana 粒子，根据轻 Majorana 中微子交换 (light Majorana neutrino exchange) 理论，0νDBD 的衰变几率 $\mathcal{P}$ 正比于有效 Majorana 质量的平方 $|m_{\beta\beta}|^2$ ：

$$\mathcal{P} \propto \frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = \frac{|m_{\beta\beta}|^2}{m_e^2} G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \quad (1.7)$$

^①摘自 JUNO 网站：<https://images.app.goo.gl/DhWm7TooPtBV15nf9>

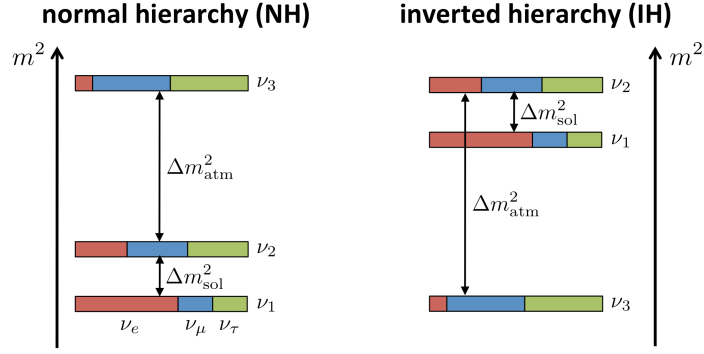


图 1.2 中微子的两种可能的排序: 正常排序 (左) 和反常排序 (右)

式中 $T_{1/2}^{0\nu}$ 为 $0\nu\text{DBD}$ 的半衰期, $G^{0\nu}$ 为两体衰变相空间因子, m_e 为电子质量, $M^{0\nu}$ 为 $0\nu\text{DBD}$ 核矩阵元。而有效 Majorana 质量 $m_{\beta\beta}$ 与质量本征态的关系为:

$$|m_{\beta\beta}| = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.8)$$

中微子混合矩阵元 U_{ei} 已经通过中微子振荡实验测量给出。中微子的 Majorana 质量范围随最轻的中微子本征质量变化如图 1.3。因此, 中微子的质量本征态的排序直接与 $0\nu\text{DBD}$ 的半衰期相关。如果中微子的质量是反序, 理论上预期的无

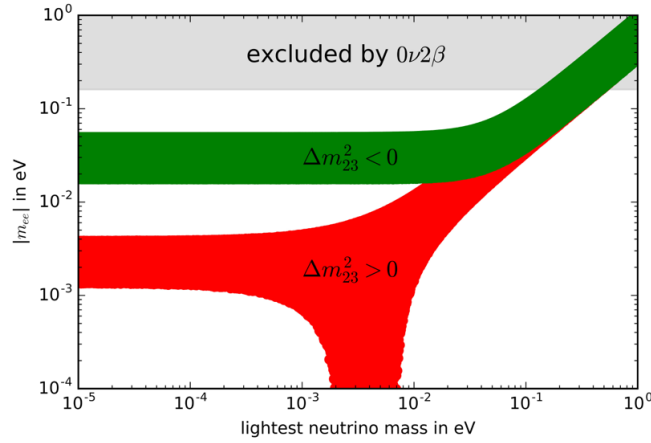


图 1.3 电子中微子的理论质量范围

中微子双贝塔衰变半衰期约在 10^{27} 年量级, 假理想的本底情况, 吨级的双贝塔衰变实验将可以用五到十年的曝光量发现它! 但是如果中微子是正序, 则需要两个数量级甚至更高的曝光量^[1]。如果轻 Majorana 中微子交换是 $0\nu\text{DBD}$ 的主要机制, 则 $0\nu\text{DBD}$ 直接与中微子振荡相关, $0\nu\text{DBD}$ 将提供关于中微子绝对质量量级的直接信息。

第二节 无中微子双贝塔衰变实验研究

实验上观测 $0\nu\text{DBD}$ 主要是通过探测反应产生的 2 个电子的总能量分布。 $2\nu\text{DBD}$ 的反应末态存在两个中微子，中微子我们不抱希望可以被探测到（因为中微子几乎不与任何物质发生相互作用），中微子会带走部分能量，因此 $2\nu\text{DBD}$ 产生的 2 个电子的总能量分布是连续的，而重建的 $0\nu\text{DBD}$ 的 2 电子能量分布为一个单一的峰。图 1.4^①为不考虑本底的情况下，两种反应的能谱形状。

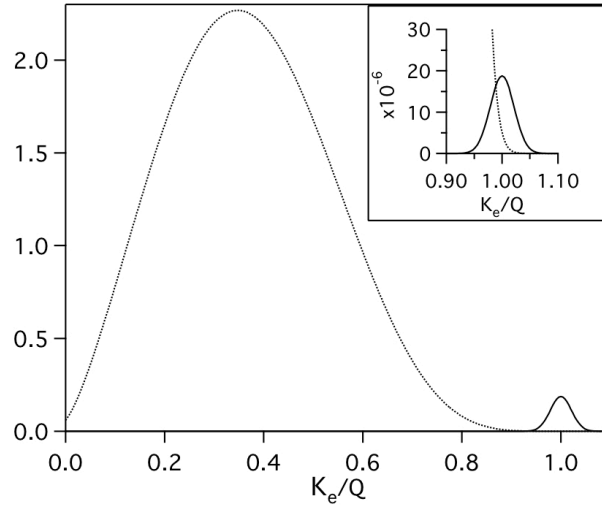


图 1.4 $2\nu\text{DBD}$ 和 $0\nu\text{DBD}$ 电子总能量能谱

$2-\beta$ 衰变是一个非常罕见的二阶弱相互作用过程，只会发生在偶-偶核的异位素上，且其一次 β 衰变由于配对相互作用导致中间核态能量高而不能发生。因

Double-beta candidate	Q-value (MeV)	Phase-space $G_{01}(y^{-1})$	Isotopic abundance (%)	Enrichable by centrifugation	Indicative cost normalized to Ge
^{48}Ca	4.27226(404)	6.06×10^{-14}	0.187	No	-
^{76}Ge	2.03904(16)	5.77×10^{-15}	7.8	Yes	1
^{82}Se	2.99512(201)	2.48×10^{-14}	9.2	Yes	1
^{96}Zr	3.35037(289)	5.02×10^{-14}	2.8	No	-
^{100}Mo	3.03440(17)	3.89×10^{-14}	9.6	Yes	1
^{116}Cd	2.81350(13)	4.08×10^{-14}	7.5	Yes	3
^{130}Te	2.52697(23)	3.47×10^{-14}	33.8	Yes	0.2
^{136}Xe	2.45783(37)	3.56×10^{-14}	8.9	Yes	0.1
^{159}Nd	3.37138(20)	1.54×10^{-13}	5.6	No	-

表 1.1 $2-\beta$ 衰变候选核素特征参数^[2]

此 (1) 必须选择反应 Q 值较大，自然界中同位素丰度较高的核素，或者同位素

^①摘自网页：<https://next.ific.uv.es/next/experiment/physics.html>

富集技术成熟、富集成本低的核素，同时增加物质的量甚至达到吨量级，来提高事件的发生率，才能是探测器的能力覆盖到中微子质量反常排序范围。表 1.1 给出了 9 种已观测到 $2-\beta$ 衰变的核素的各种参数。目前比较被看好的候选核素主要为 ^{76}Ge , ^{130}Te , ^{82}Se , ^{100}Mo 和 ^{116}Cd 。(2) $0\nu\text{DBD}$ 必须要从一段几乎平坦的 $2\nu\text{DBD}$ 的尾部能谱背景中分离开来，拥有高能量分辨率的探测器是必要的。在探测器能量分辨率的窗口内， $0\nu\text{DBD}$ 和 $2\nu\text{DBD}$ 的计数比可由式 1.9 描述

$$R_{0\nu/2\nu} = \frac{m_e}{7Q\delta^6} \frac{T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}}{T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}} \quad \text{其中 } \delta = \frac{\Delta E_{\text{FWHM}}}{Q} \quad (1.9)$$

(3) 必须具备超低环境本底条件，需要在地下实验室进行以屏蔽宇宙线，良好的屏蔽设计以屏蔽本地环境放射性，超纯净的源材料减少污染。

寻找 $0\nu\text{DBD}$ 的实验项目主要可以分为两大类：1、量热技术，其中衰变源被嵌入在探测器内部，通常衰变源核素是探测材料的组成部分，这种方法具有能量分辨较好，源材料可实现吨量级的优点，但难以重建事件拓扑（Xe TPC 除外，但 Xe TPC 的能量分辨较差）；2、外源方法，衰变源和探测器是两个独立的系统，可以进行事件重建，但是能量分辨较差，源材料的量受到限制。国际上比较知名的实验主要为^[2]：

- GERDA (GERmanium Detector Array)：位于意大利的 LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) 地下实验室，采用一系列浸入在高纯液氦中（并辅以水屏蔽）的 Ge 二极管（如图 1.5^①）来寻找 ^{76}Ge 的 $0\nu\text{DBD}$ ，能量分辨率达到了 0.25%FWHM. 第一期使用包含 14.6kg 的 ^{76}Ge 的源，探测器灵

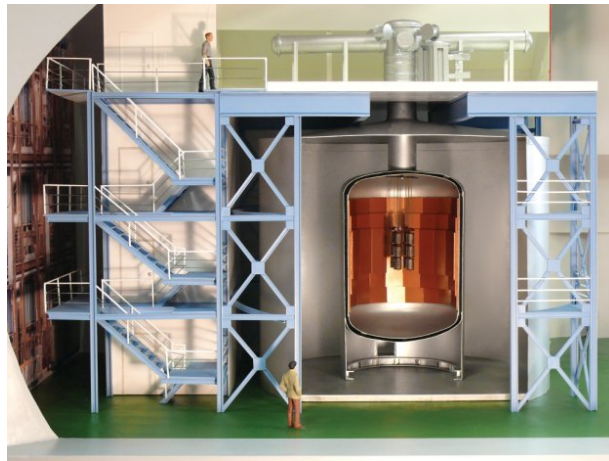


图 1.5 GEADA 模型图

敏度为 1 年，对于 $0\nu\text{DBD}$ 半衰期的预测在 95% 置信区间内推至 3×10^{25}

^①摘自 GERDA 官网：<https://images.app.goo.gl/ZTCk8DopeegUFmTM7>

年，相对应的 Majorana 质量低于 $252 - 302 \text{ meV}$ 。第二期辐射在 ^{76}Ge 源 $100\text{kg}\cdot\text{年}$ 后，90% 置信区间内将半衰期推至 2×10^{26} 年，相对应的 Majorana 质量低于 $98 - 117 \text{ meV}$ 。第一期的本底目标是 $10^{-1} \text{ cts}/(\text{keV}\cdot\text{kg}\cdot\text{year})$ ，实验结果显示本底相对于期望值高出两倍。第二期的目标是实现本底水平达到 $10^{-3} \text{ cts}/(\text{keV}\cdot\text{kg}\cdot\text{year})$ ，比第一期低两个数量级，则相同参数下，需要增加辐射量。

- CUORE (Cryogenic Underground Observatory Rare Events): 同样位于 LNGS, 在 10 mK 的温度环境中，实验由 19 个极高纯度的 TeO_2 晶体塔组成，每个晶体塔由 52 个晶体构成，总共 988 块 $5 \times 5 \times \text{cm}^3$ 的 TeO_2 晶体，总重 741kg ，其中 ^{130}Te 的质量达到 200kg ，如图 1.6^① 所示。探测器灵敏度为 5 年，对于 $0\nu\text{DBD}$ 半衰期的预测在 90% 置信区间内推至 9.5×10^{25} 年，相对应的 Majorana 质量低于 $50 - 130 \text{ meV}$ 。值得一提的是，探测器的外围使用了 73 吨的屏蔽体，由古罗马铅和硼酸聚乙烯构成，来屏蔽环境 γ 射线。在 Q 值附近的本底达到了 $0.01 \text{ cts}/(\text{keV}\cdot\text{kg}\cdot\text{year})$ 。由于存在大量离散探测器，因此可以通过符合在多个探测器中同时发生的事件来容易地排除宇宙线 μ 子。

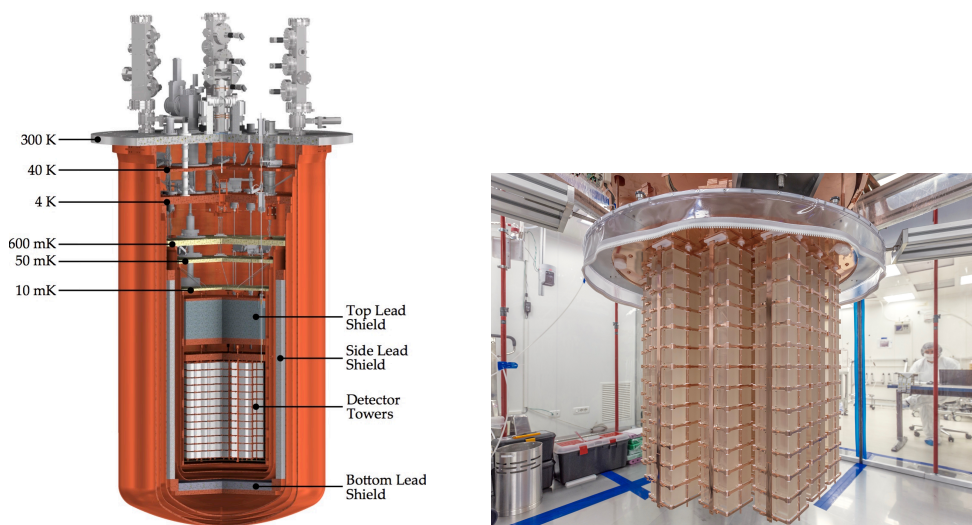


图 1.6 CUORE 探测器示意图（左）与晶体阵列实物图（右）

- KamLAND-Zen: KamLAND-Zen 实验是神冈实验 (KamLAND) 的延续，位于日本岐阜县一个深达 1000 米的废弃砷矿中，它将 380kg 的氙溶解在一个半径 1.58 米装有 13 吨液态闪烁体的尼龙气球里面，外面被 1k 吨的液态闪烁体探测器包围，如图 1.7^② 所示，Xe 质量分数约为 2.5%，共含 300kg 富

^①摘自 CUORE 官网: <https://cuore.lngs.infn.it/en/images/cryoconstruction>

^②<https://images.app.goo.gl/7qx82hcRqtxaE9oJA>

集的 ^{136}Xe 。外部的闪烁体同时可作为屏蔽体。实验通过 ^{136}Xe 衰变后的闪烁光来进行探测，因此能量分辨率并不高， Q 值附近的能量分辨率为 10%FWHM。尽管实验的能量分辨率很低，但是它含有大量 ^{136}Xe 同位素，并且外部的闪烁体作为强大的遮挡体为实验提供了良好的本底条件。2016 年的测量结果得出了 1.07×10^{26} 年的半衰期最小值。

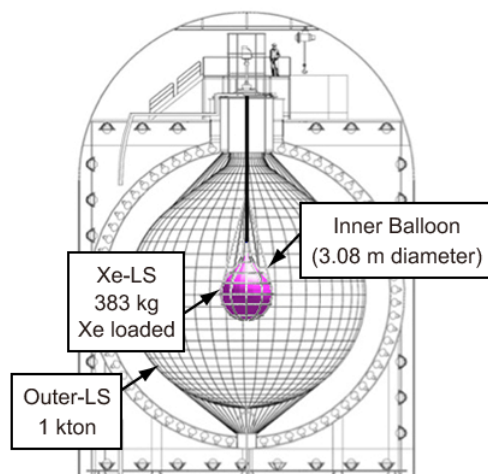


图 1.7 KamLAND-Zen 示意图

- PandaX-III: 如图 1.8^① 依托中国锦屏地下实验室 (CJPL) 深达 2400 米的垂直岩石覆盖的极低本底有利条件，本底优化到 $3 \times 10^{-3} \text{cts}/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{year})$ ，采用高压气体 TPC 能量分辨较好，达到 3%FWHM，使用 200 kg 90% 丰度的 ^{136}Xe 和 1%TMA(三甲胺，作用是提高信号质量并且抑制漂移电子的扩散) 的混合气体。首期将建造一个探测器模块，其中容纳 200kg 的高压富集 ^{136}Xe 气体，第二期将建造五个同样规格模块，达到吨量级。

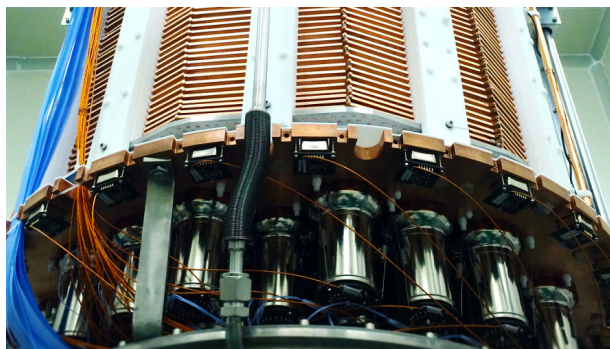


图 1.8 PandaX-III 装置图

^①摘自 PandX 官网: <https://images.app.goo.gl/UTpCDPNyENyBBq95A>

第三节 本文结构安排

本论文具体结构如下:

第一章: 介绍无中微子双 β 衰变物理背景, 了解其重要物理意义, 知晓其实实验展开要求。然后介绍目前国际上主要的无中微子双 β 衰变实验研究项目, 比较其性能参数。

第二章: 介绍微量热器的探测原理, 结构组成以及各组件的功能。介绍发光微量热器的特点和光-热双读出对鉴别粒子的良好性能。

第三章: 介绍本毕业设计应用滤波器进行信号预处理的主要工作。

第四章: 总结毕业设计的工作内容, 展望信号处理工作的未来发展。

第二章 发光晶体微量热器

低温晶体微量热器 (Cryogenic Crystal Bolometer) 是一种十分具有竞争力的寻找 0vDBD 的探测方法, 目前已经在 CUORE 实验中大量应用, 具有能量分辨率高 ($\sim 0.2\%FWHM$)、低本底 ($0.01\text{cts}/(\text{keV}\cdot\text{kg}\cdot\text{year})$)、高探测效率和易于扩展大量同位素质量 (741kg) 等突出优势。^[3] 晶体微量热器是一种工作在低温环境中 ($< 10\text{mK}$) 基于声子 (与晶格振动相关的准粒子) 激发测量的探测器, 使用 NTD 传感器读出信号。此外, 使用发光晶体, 当粒子间的相互作用发生在晶体中, 释放的部分能量激发声子跃迁, 使温度升高, 为热读出; 另一部分能量同时激发晶体发出闪烁光, 离开晶体, 采集光信号为光读出。不同物理事件, 光-热信号的能量分数有所差异, 可利用这一特点进行粒子鉴别, 并且有效减少本底贡献。

本章将介绍发光晶体微量热器的探测原理、组成部分和热模型。

第一节 微量热器技术

粒子探测的基本原理是测量粒子与物质发生相互作用所沉积的能量, 通过考虑相互作用的机制, 推算出粒子乃至事件的物理信息。传统的探测器, 气体探测器收集带电粒子穿过时产生的电子-离子对, 而产生一个电子-离子对的平均能量为 30eV , 由于气体分子的稀薄, 相互作用概率非常小, 探测效率较低; 半导体探测器收集电子-空穴对, 而产生一个电子-空穴对的平均能量约为 3eV ^[4], 但其能量转化效率仍然比较低, 以二极管半导体探测器为例, 只有 30% 能量转化为信号^[5], 闪烁体探测器利用光电转换器件收集闪烁光, 其能量转化效率只有几个百分比。相比较而言, 微量热器以声子为介子, 几乎所有的 ($> 90\%$) 能量沉积在晶体中激发产生声子转化为热能, 具有非常高的能量转化效率。单个声子的元激发通常只需要几个 meV ($< 10\text{meV}$), 因此具有很高的能量分辨率。

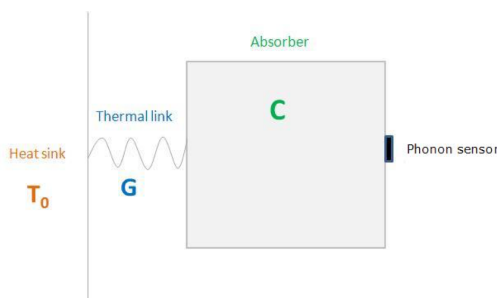


图 2.1 Bolometer 原理图

整个的探测器由 3 部分组成，如图 2.1 所示：

- (1) 吸收体，物理事件能量沉积在吸收体中并使其温度升高；
- (2) 低温环境 T_0 作为散热器（Heat sink），以及将吸收体连接到散热器的弱热连接 G ，通过热连接的温度传导，对吸收体进行降温使之回到工作温度点；
- (3) 紧贴在吸收体表面的温度传感器，能够准确测量温度的微小变化，输出信号；

一、简单的热模型

粒子进入到吸收体中后，主要经过原子核散射和电子相互作用沉积了其几乎所有能量^[6]。在这两种情况下，第一阶段在几纳秒内产生高能量光学支（或无热）声子，然后无热声子通过各种机制降低能量，这取决于材料和相互作用的粒子，这些复杂的过程尚未被完全理解。最后，声子能量衰减为热声子，恢复了热平衡，如图 2.2。

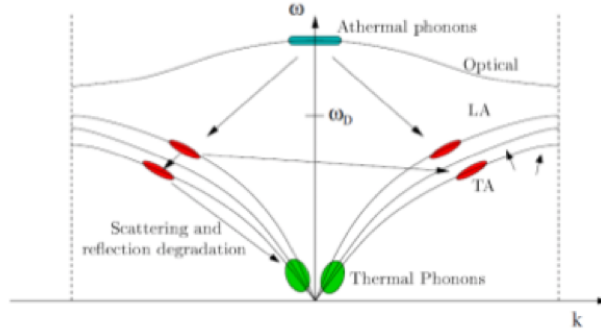


图 2.2 能带曲线和声子跃迁示意图

粒子在吸收介质中发生相互作用之后，沉积的能量被转换成热声子导致温度升高。在完全热化的情况下（即沉积能量全部转化为声子），温度的升高 ΔT 正比于沉积的能量 E ，

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (2.1)$$

C 为吸收体的热容。因此为了增大信号，即相同能量沉积，增大温度的变化量，需要选择热容 C 比较小的吸收体。产生一个声子所需的能量为 w ， $w = k_B T$ ， k_B 为玻尔兹曼常数。因此产生的声子数 N ，

$$N = \frac{E}{w} \quad (2.2)$$

能量分辨率正比于 $\Delta N = \sqrt{N}$ ，因此固有的能量分辨 ΔE_{FWHM} 为

$$\frac{\Delta E_{\text{FWHM}}}{E} = 2.35 \frac{\Delta N}{N} = 2.35 \frac{fw}{E} \quad (2.3)$$

可以得出：

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35 \sqrt{FC\Delta T \cdot k_B T} \quad C \equiv C(T) \quad (2.4)$$

F 为法诺因子，不妨取 $F = 1$ 。对于能量 $E = 1\text{keV}$ 的粒子，温度 $T = 10\text{mK}$ 环境中，其能量分辨为 $\Delta E_{\text{FWHM}} = 69.2\text{meV}$ 。

二、吸收体

如前所述，从式 2.1 来看，为了使得传感器读出的温度变化幅度尽可能的大，需要尽可能的降低吸收体的热容 $C(T)$ 。对于使用微量热器寻找 0vDBD，我们选择的吸收体中包含 0vDBD 的候选核素，因此热容 $C(T)$ 是一个十分关键的参数。吸收晶体的低温热容 $C(T)$ 可以表达成晶体晶格热容 $C_r(T)$ 和电子热容 $C_e(T)$ 两部分之和。德拜（Debye）定律给出 1 摩尔的吸收材料在低温极限下的热容表达式，

$$C_r(T) = \frac{12\pi^4}{5} N_A k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \quad (2.5)$$

其中 N_A 为阿伏伽德罗常数， Θ_D 为晶体的德拜温度。对于导体材料，导带中的电子气对热容的贡献正比于温度，1 摩尔的吸收材料在低温极限下的热容为，

$$C_e(T) = \pi^2 Z R \frac{T}{\Theta_D \Theta_F} \quad (2.6)$$

式中 Z 为一个原子提供的导电子数， R 为气体常数， Θ_F 为晶体的费米（Fermi）温度。

在低温环境中，材料可能转变为超导状态。如果温度远远低于材料的超导转变临界温度 T_C ，即 $T_{\text{work}} \ll T_C$ ，电子热容呈现出非常小的贡献，

$$C_e(T) = K_s e^{-2\frac{T_C}{T}} \quad (2.7)$$

K_s 为材料相关的常数。

如果晶体是绝缘且抗磁的，则只需要考虑晶格热容。因此选择德拜温度高的抗磁性绝缘材料选择或具有高临界温度 T_C 的超导体材料，使得 C_T 尽可能的小。

三、热传感器

热传感器收集吸收体中的激发声子并将其转换为电信号，通过读出传感器元件对温度敏感的某一物理参数（电阻，磁场等）的变化，反映出温度的变化。热敏电阻（Thermistor）传感器具有良好的性能，低温环境中常用的为两种：

- 中子辐照掺杂高纯锗传感器 (Neutron Transmutation Doped Ge thermistors, NTD-Ge)
- 超导转变边沿传感器 (Transition Edge Sensors, TES)

热敏电阻的阻值随温度的变换而发生改变，因此给传感器注入偏置电流 I 后，我们可以通过测量与沉积能量 ΔE 相应的电压或电流的变化来反映物理事件。

$$\Delta V(T) = I \cdot R(T) \quad \text{or} \quad \Delta I(T) = V/R(T) \quad (2.8)$$

热敏电阻记录小温度变化的能力用对数灵敏度表示：

$$A = \left| \frac{d \ln R(T)}{d \ln T} \right| = \left| \frac{T}{R} \frac{dR(T)}{dT} \right| \quad (2.9)$$

从等式可以看出，材料电阻的温度依赖性越陡峭其作为热传感器越理想。

第二节 发光微量热器

微量热器技术的诸多优点可以很好的满足寻找 0νDBD 事例的实验需求：极好的能量分辨，含有候选核素的低热容晶体作为吸收体可以提高信号幅度和探测效率。虽然单个探测器的尺寸受热容限制的限制，但通过建立模块化实验，很容易达到吨量级同位素质量的研究实验。基于声子探测的微量热器几乎对任何粒子敏感，且不能识别事件发生的空间位置，因此表面事件成为了不可避免的本底背景。表面事件可能成为有希望的候选核素 0νDBD 的感兴趣区域（Region Of Interest, ROI）的危险干扰。为了能够很好地鉴别粒子，可以选择闪烁晶体，即粒子在吸收体中发生相互作用后，除了激发声子沉积能量，还会发出闪烁光子。可以手机闪烁光子作为另一路读出信号，构成光-热双读出探测器。

光产额（Light Yield, LY）可以反映出粒子部分发光性质，光产额定义为粒子在吸收体中发出闪烁光的能量与沉积总能量之比，

$$LY \equiv \frac{dL}{dE} \quad (2.10)$$

实验证明 α 粒子的光产额不同于 β/γ 粒子。闪烁光产额的不同可以通过粒子在晶体内部路径长度的不同来解释，重的带电粒子（ α ）以小于 β 和 γ 的体积释放它的全部能量，发光中心是均匀分布的，但它们被激发的方式是不同的。

为了提高闪烁光的收集效率，微量热器与光探测器置于同一个支架中，外部包围着涂有反射层的外壳。沉积相同热能的不同粒子在吸收体中产生不同的

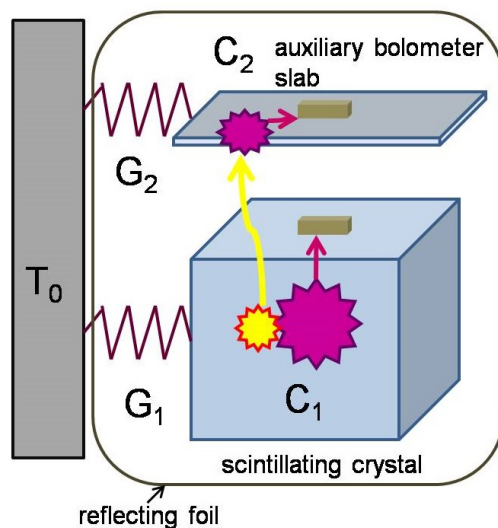


图 2.3 发光微量热器设计原理图

光信号。被测光的能量总是与沉积能量成比例，其斜率由 LY 定义。如果绘制光信号的幅度作为相应热信号的幅度的函数（光-热两维图），则可识别不同的幅度带。图 2.4 所绘光-热两维图针对不同的粒子信号区别出不同的信号带，可见发光微量热器针对粒子鉴别具备非常大的优势。

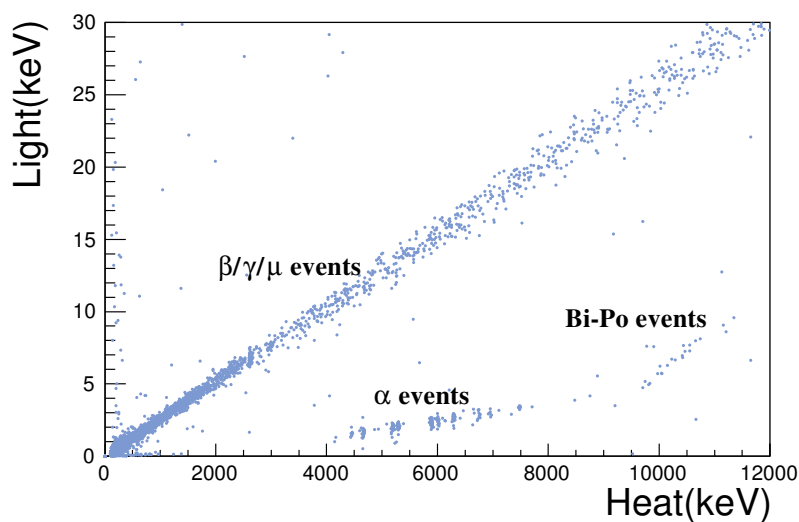


图 2.4 光-热两维图

第三节 目标微量热器搭建

本课题组成员首次利用国产钼酸镉 (CdMoO_4) 晶体^①作为发光吸收体在法国 CSNSM 实验室组装成晶体微量热器，如图 2.5。吸收体中含有 ^{116}Cd 和 ^{100}Mo

^①宁波大学提供

两种 $0\nu\text{DBD}$ 的候选核素，两种同位素在自然界中的丰度分别为 7.5% 和 9.6% 的较高比例，因此可以提供较高的事例发生率。晶体中含有候选核素，同时作为衰变源载体和探测器可以大大探测效率。

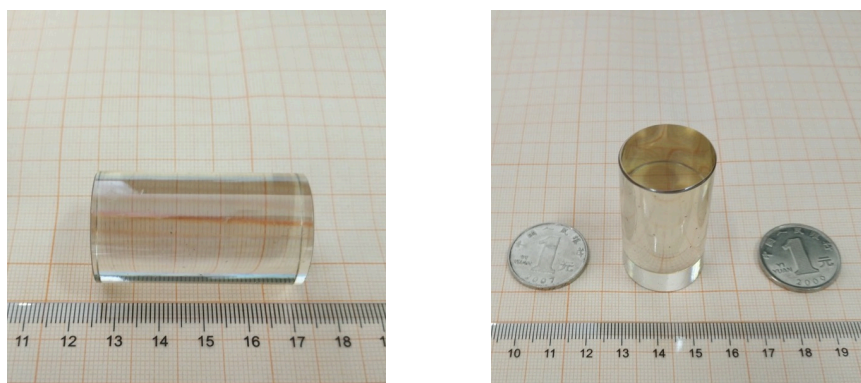


图 2.5 微量热器中所使用的 CdMoO_4 晶体

整个晶体嵌套在高纯铜套中，通过 PTFE 材料的支架固定悬浮在铜套中。使用 NTD-Ge 传感器紧贴在晶体表面读取热信号，晶体表面还加装了一个热敏电阻激励 (Heater)，用以反映环境温度的变化。铜套内表面涂有反射涂层，一端圆形截面开口，开口外端用高纯锗片覆盖收集闪烁光，同样用 NTD-Ge 传感器测量锗片的温度变化读取光信号。

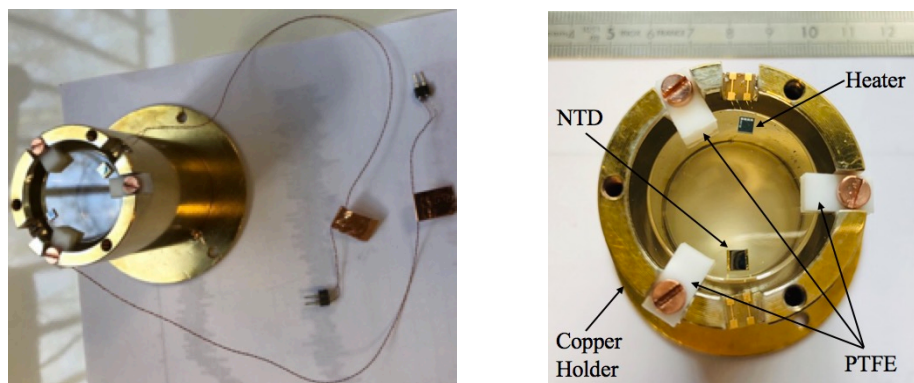


图 2.6 微量热器实物图

第四节 本章小结

发光晶体微量热器具有非常可观的发展前景，利用发光晶体微量热器寻找 $0\nu\text{DBD}$ 事例十分具有竞争力。高能量分辨率、依托中国锦屏地下实验室加上外部铅屏蔽的极低本底、光-热双读出的粒子鉴别能力以及成熟的热传感器和晶体生长技术，和大量同位素源的可实现，几乎满足了全部第一章中分析的 $0\nu\text{DBD}$

实验研究要求。而 $0\nu\text{DBD}$ 对于粒子物理的基础研究又具有十分重要的物理意义，因此发展这一技术并研究 $0\nu\text{DBD}$ 十分必要，其出色的性能在未来还可以应用在其他科学项目的研究。

第三章 信号的预处理

本章将介绍如何处理微量热器的输出信号，这也是此毕业设计的主要工作。

传统的探测器利用不同传感器的特性将物理事件转换成电信号，输出一般为数字信号。输出方式主要分为两种：

- 无触发连续地输出数据，称作流输出；
- 有触发地存储产生特定物理事件时间内的数据，称作触发输出；

前者记录了实验中的全部数据，有利于检查结果和重新处理数据，但需要较大的存储空间且增加了数据处理的繁琐，后者虽然节省了存储空间，难免丢失一定的有用信息。由于微量热器用于探测低能稀有物理事件，因此采用前者，无触发地记录连续时间的探测器幅值，采样频率为 10 kHz。本文中处理的数据是由课题组成员在法国 CSNSM^①实验室所测得的数据。

信号的输出会伴随噪声的影响，信号的分析是处理探测器输出的数据，重建出原始物理事件中的相关信息。本章详细描述了用于标记由相互作用的粒子产生的信号并提取感兴趣的物理信息的数据处理，同时最小化由噪声引起的误差。

第一节 探测器的输出信号

粒子与探测器中物质相互作用沉积能量，引起温度的变化。考虑一个非常简单的物理模型，温度变化与能量沉积关系为：

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C} \cdot e^{-t \cdot \frac{C}{G}} \quad (3.1)$$

式中 C 为吸收晶体的热容， G 为由晶体连接到热浴（即环境散热体）的连接体的热导率。在此简单模型的基础上做出一些考虑，假设相互作用中能量的沉积是瞬时的，热量扩散到传感器需要一定的时间，对应于温度信号脉冲的上升时间，热量挥散，晶体温度恢复到环境温度通常是多于一个成分的指数衰减形式。一个事件对应的光热信号通过 NTD 传感器读出的温度脉冲见图 3.1。由此我们可以定义出描述信号脉冲的一些简单参数：

- 基线 (baseline)：没有信号时候脉冲的高度值，与环境的温度相关，用 B 表示；
- 脉冲幅值 (amplitude)：脉冲最高值减去基线的高度值，用 A 表示；

^①Centre de sciences nucléaires et de sciences de la matière

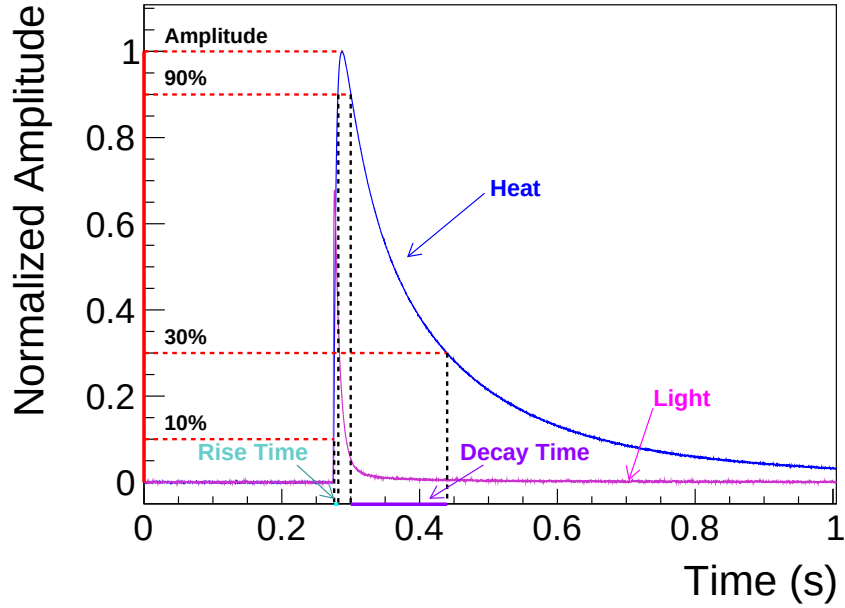


图 3.1 探测器输出的真实光、热信号的温度脉冲

- 上升时间 (rise time): 脉冲由幅值的 10% 上升至脉冲幅值的 90% 所需要的时间长度, 用 τ_r 表示;
- 衰减时间 (decay time): 脉冲由幅值的 90% 衰减至脉冲幅值的 30% 所需要的时间长度, 用 τ_d 表示;

当环境温度、探测器的工作条件稳定后, 一个事件产生的脉冲输出反映出探测器内吸收体的温度变化, 温度变化代表着事件的能量沉积。脉冲输出可用下式描述:

$$v(t) = A \cdot s(t - t_0) + n(t) + B \quad (3.2)$$

$s(t)$ 为描述信号脉冲形状的幅值归一函数, t_0 是信号的到达时间, $n(t)$ 为噪声的时间函数。

要精确地估计出这些参数和其他我们感兴趣的参数的数值, 必须降低噪声贡献。

第二节 幅值估计

一、最佳滤波器

一种最有效的减少噪声贡献的方法是使用与信号相匹配的滤波器, 称之为最佳滤波器 OF(Optimum Filter)。OF 根据信号与噪声的关系, 遵循与需求相对应的优化标准来建立响应函数 RF(Response Function)。滤波过程相当于与 RF 的卷

积:

$$v_{1filtered}(t) = v_1(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} v_1(u) \cdot h(t-u) du \quad (3.3)$$

上式 $h(t)$ 为 TF。利用傅里叶变换的性质，时域内卷积等价于频域内相乘。因此上式等价于:

$$v_{1filtered}(t) = \frac{A}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(\omega) \cdot H(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (3.4)$$

$S_1(\omega)$ 、 $H(\omega)$ 分别为 $s_1(t)$ 、 $h(t)$ 做傅里叶变换后对应的频率函数。

二、Gatti-Manfredi 最佳滤波器

为了使噪声的贡献降至最低，可以考虑使滤波后信噪比^[7]达到最大，首先定义 t_0 时刻信噪比 SNR(Signal-Noise Ratio):

$$\rho^2 = \frac{A^2}{2\pi} \frac{\left[\int H(\omega) \cdot S(\omega) e^{j\omega t_0} d\omega \right]^2}{\int \mathcal{N}(\omega) |H(\omega)|^2 d\omega} \quad (3.5)$$

上式中， $\mathcal{N}(\omega)$ 为噪声功率谱函数。为了较好的估计脉冲幅值 A ，应当使 $t_0 = \tau_M$ ， τ_M 为脉冲在时间窗口中达到最大值的时刻。将 ρ 最大化， $H(\omega)$ 有唯一的解:

$$H(\omega) = K' \frac{S^*(\omega)}{\mathcal{N}(\omega)} e^{-j\omega \tau_M} \quad (3.6)$$

其中 $S^*(\omega)$ 为 $S(\omega)$ 的复共轭， K' 为归一化常数，其值为:

$$K' = 1 \left/ \int \frac{|S(\omega)|^2}{\mathcal{N}(\omega)} d\omega \right. \quad (3.7)$$

可以推导出由噪声引起的幅值偏差为 σ_{noise}^2 :

$$\sigma_{noise}^2 = 1 \left/ \int \frac{|S(\omega)|^2}{\mathcal{N}(\omega)} d\omega \right. = K' \quad (3.8)$$

还值得注意的是，由于傅立叶变换的特性，可以在不改变响应的情况下使用其组分的所有导数来获得这种滤波器。使用信号的导数是一种非常方便的方法来消除 $B \neq 0$ 问题

$$\mathcal{F} \left(\frac{ds(t)}{dt} \right) = \omega \mathcal{F}(s(t)) \quad (3.9)$$

$$v_{1filtered}(t) = AK' \int_{-\infty}^{+\infty} \omega S_1(\omega) \cdot \frac{\omega S^*(\omega)}{\omega^2 \mathcal{N}(\omega)} e^{-j\omega \tau_M} d\omega \quad (3.10)$$

需要说明的是，上述滤波器由信号、噪声构成，单一的信号、噪声由于具有一定的统计涨落，仅由单一的信号、噪声构造的滤波器难免具有很大的偏差。因此在构造滤波器的过程中，选取大量的信号和噪声来构造滤波器以消除涨落，确定了滤波器的表达后，即可对全时段的信号应用滤波器。

第三节 滤波器的实现

为实现滤波器，第一步是从滤波器对应的响应函数在频域的表达形式 $H(\omega)$ ，计算出响应函数的数值形式，即为离散点函数。确定了响应函数的所有信息后，滤波器是确定的，这样可以对任一信号 $s_1(t)$ 应用滤波器得到 $s_1(t)$ 的幅值估计值。

一、计算响应函数

根据 Fourier 变换的性质，时域上的卷积操作等价于相应 DFT 在频域上的相乘操作，因此实现滤波器有时域上或频域上两种方式。考虑到滤波器的构造过程与应用过程均需要在频域中操作，需要计算出响应函数在频域的具体表达形式 $H(\omega)$ ，

$$H(\omega) = K' \frac{S^*(\omega)}{\mathcal{N}(\omega)} e^{-j\omega\tau_M} \quad (3.11)$$

由表达式来看，需要计算出信号模板的经过 FT 后的频域表达 $S(\omega)$ 以及平均噪声功率谱 $\mathcal{N}(\omega)$ 在每个频率 ω 上的数值信息。

信号模板的计算过程为：

$$s(t) = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} s_i(t) \implies S(\omega) = \mathcal{F}[s(t)] \quad (3.12)$$

首先对热信号处理，先选择时间窗口^①的长度 $M = 20000$ （即 $T = 2.0s$ ），选取物理信号完整，且没有其他来源的干扰，尽量避免下列情况：

针对信号形状的上图特点做简单筛选后，现将信号的峰值时刻平移到时间窗口的固定位置，并对峰值进行归一，这样每个被选取的信号对平均信号的贡献是同的，不会因为峰值大小不同而存在差异，如下图 3.3。从图中我们可以看出，做上述时间平移和峰值归一后，不同信号相对峰值的上升沿和衰减沿略有不同，除去信号本身的差别，随机的涨落也影响了峰值的位置，造成差异，这是难以避免的。

^①窗口函数待研究补充

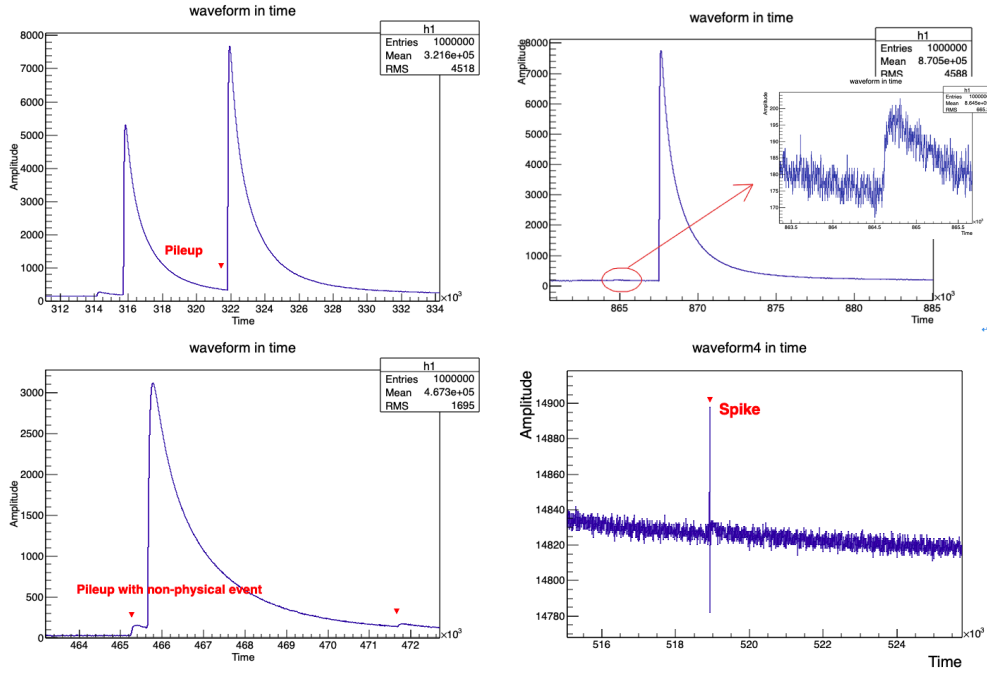


图 3.2 信号波形示例

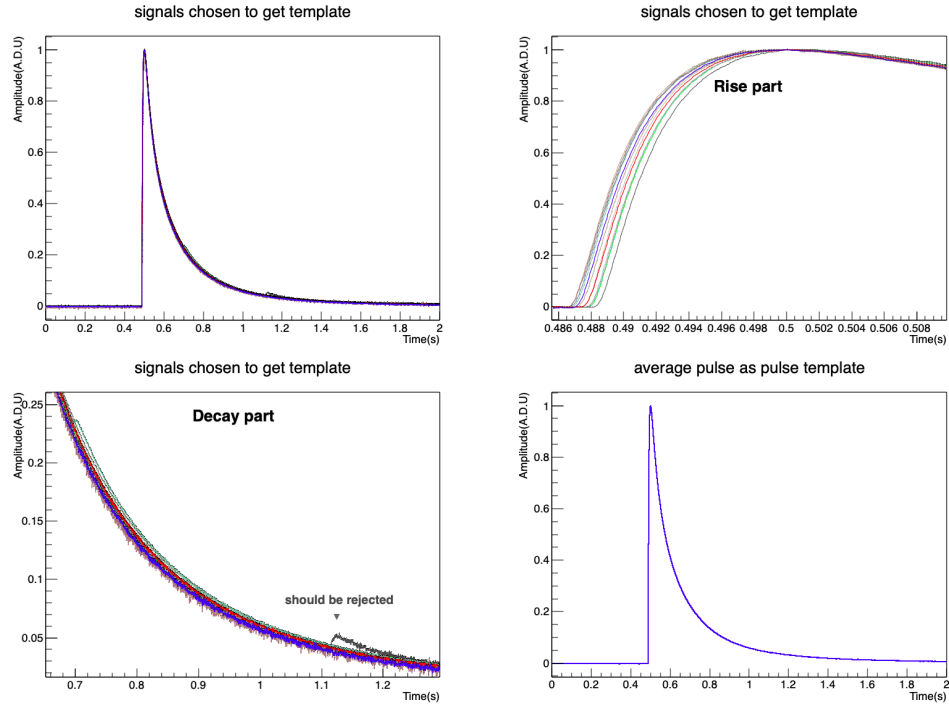


图 3.3 平均信号的计算

平均噪声功率谱的计算有两种方法，其中一种为：

$$\mathcal{N}_i(\omega) = |\mathcal{F}[n_i(t)]|^2 = |N_i(\omega)|^2 \quad (3.13)$$

$$\mathcal{N}(\omega) = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \mathcal{N}_i(\omega) \quad (3.14)$$

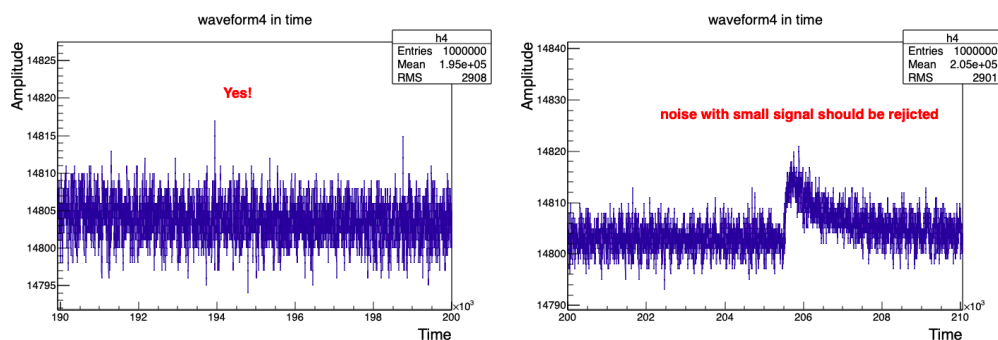
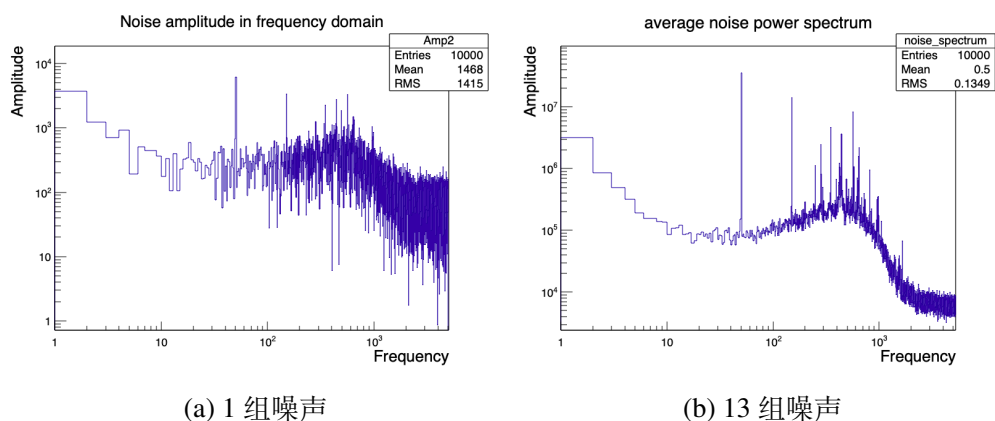


图 3.4 噪声的选取

先对噪声做简单的筛选，剔除有小信号的噪声如图 3.4 右图，包含的信号幅值比噪声大，会影响噪声的功率谱，时间窗口（与平均信号的长度相同）内与幅值较大的信号尾端堆积的噪声也应当舍弃。图 3.5 体现了 1 组噪声的功率谱和 13 组噪声的平均功率谱的区别，可以看出 13 组噪声的平均功率谱显得光滑一些，上下的起伏宽度窄了许多，且形状上波动更明显一些，因此多组噪声降低了一组功率谱引起的随机涨落。



(a) 1 组噪声

(b) 13 组噪声

图 3.5 噪声功率谱

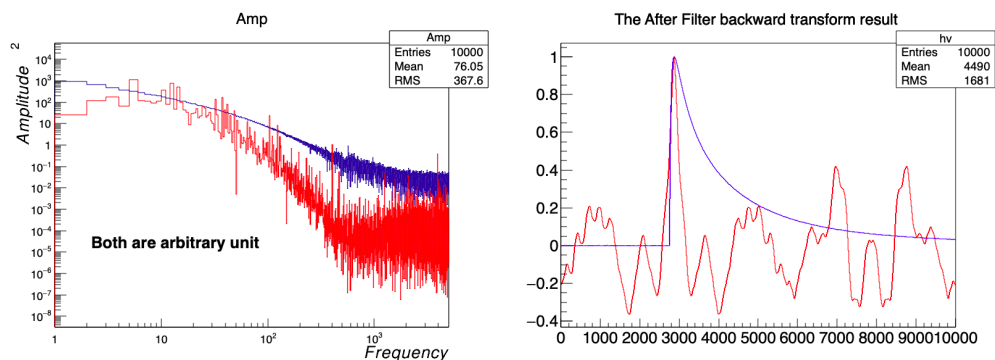


图 3.6 选取 1 组噪声构造滤波器

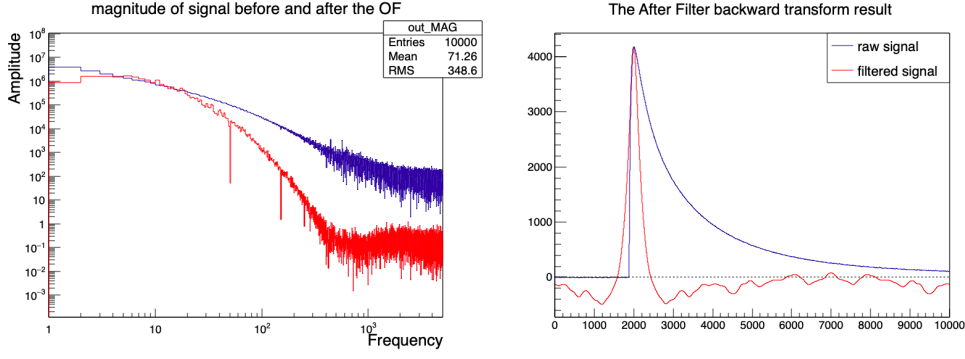


图 3.7 选取 13 组噪声构造滤波器

二、应用滤波器

分别用 1 组噪声的功率谱和 13 组噪声的平均功率谱构造滤波器进行对比，图 3.6 和图 3.7 中左边为滤波前（蓝）后（红）信号在频域内的幅值分布，右边为滤波前（蓝）后（红）的波形，他们均满足 Gatti-Manfredi 滤波器的基本特征，即滤波后的波形峰值对应时刻不变，波形关于最高点左右对称；但是 1 组对应的滤波后的波形在窗口两端仍有较大的浮动，13 组噪声对应的滤波后的波形则趋于零。

第四节 参数的描述和计算

描述信号脉冲的主要参数已经在 4.1 小节中说明，Gatti-Manfredi 滤波器主要是从优化信噪比的原则出发得到幅值 A 的修正估计值，因此需要给出经过滤波器修正后的幅值估计值，以及量化的信噪比的数值。

从图 3.8 中可以观察到，对于波形较好的信号脉冲，滤波之后的波形基本一致，而存在事例堆积和电子学噪声的信号滤波后的波形则不尽相同，因此我们可以利用滤波后的波形来进行物理信号的筛选和触发，滤波后的波形归一化函数为 a_i ，由此可以设计以下参数：

- MTV (Mean Time Value):

$$\text{MTV} = \langle t \rangle = \frac{\sum_k f(t_k) t_k}{\sum_k f(t_k)} \quad (3.15)$$

- TV (Test Value): a_i 为滤波后的归一化波形取值

$$\text{TV} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (s_i - a_i)^2 \quad (3.16)$$

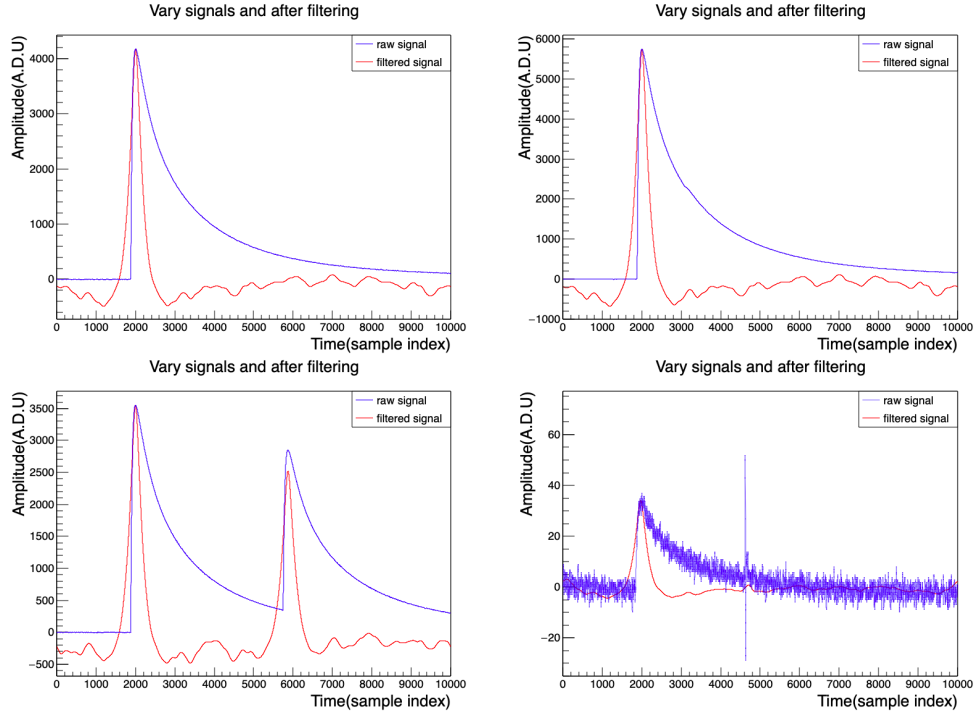


图 3.8 不同信号的滤波波形

- TVL (Test Value Left):

$$\text{TVL} = \frac{1}{\tau} \sum_{i=1}^{\tau} (s_i - a_i)^2 \quad (3.17)$$

- TVR (Test Value Right):

$$\text{TVR} = \frac{1}{N - \tau} \sum_{i=\tau+1}^N (s_i - a_i)^2 \quad (3.18)$$

对于不同信号，部分描述参数如表 3.1 由图 3.8 和表 3.1 可以看出，对于信号形状

Signal (No.)	τ_r (ms)	τ_d (ms)	A_{before} (A.D.U)	A_{after} (A.D.U)	TVL (no unit)	TVR (no unit)	ρ_{after} (no unit)	ρ_{max} (no unit)
1	6.0	139.1	4175.13	4177.43	8.23889e-05	0.0281268	2.25770e+08	2.25805e+08
2	6.1	138.4	3874.8	3875.57	8.39604e-05	0.0277776	1.93891e+08	1.94367e+08
3	6.0	136.7	3125.47	3128.34	8.34679e-05	0.0272206	1.26261e+08	1.26640e+08
4	6.1	136.6	3006.92	3005.84	8.06769e-05	0.0264320	1.15675e+08	1.16921e+08
5	6.1	136.6	3108.35	3106.41	8.27930e-05	0.0263010	1.24843e+08	1.24868e+08
6	6.2	134.1	2668.82	2663.93	8.00106e-05	0.0249021	9.1742e+07	9.18438e+07
7	6.0	140.4	4679.15	4681.98	8.06567e-05	0.0294294	2.82755e+08	2.83692e+08
8	5.9	147.7	5749.74	5756.06	8.29629e-05	0.0321558	4.28511e+08	4.28874e+08

表 3.1 描述参数表

比较好的脉冲，应用滤波器后的波形没有太大差异，相应 TV、TVL 和 TVR 的参

数也非常接近。因此可以利用 TV、TVL 和 TVR 参数取值作为筛选条件，来筛选出相关物理事件对应的信号波形较为完整的脉冲进行后续物理分析。 $\rho_{\max}$ 和 ρ_{after} 分别为应用滤波器理论上能达到的最大信噪比和实际计算出的信噪比，实际计算出的信噪比非常接近理论上能达到的最大信噪比，符合最佳滤波器的实现原则。幅值 A 作为能量的表征值，是最为关键的参数，因此还可以考虑其他的定义，通过对比，来得出能表征能量的最佳定义。

第五节 在全时段应用滤波器

在计算机语言中实现离散傅里叶变化时,使用的一般是快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform, FFT)算法,这种算法会针对所给的数列自动做周期性扩展,即利用循环卷积快速实现傅里叶变换。在这一过程中往往会导致卷积环绕 (wrap-around) 的现象 ([8]),即时间窗口两端的值会互相影响,出现偏差。可以通过如下方式解决:

1. 从时间窗口长度均为 M 的平均信号 $s(t_k)$ 和平均噪声功率谱 $\mathcal{N}(\omega_k)$ 计算出长度同样为 M 的响应函数 $H(\omega_k)$, $k = 0, 1, \dots, M - 1$;
2. 将 $H(\omega_k)$ 做傅里叶变换 (DFT) 得到时域上的响应函数 $h(t_k)$, $h(t_k)$ 的长度也为 M ;
3. 在 $h(t_k)$ 中间位置插入 M 个零值, 得到长度为 $2M$ 的时域上的响应函数 $h'(t_k)$;
4. 在零值插入的两端对 $h'(t_k)$ 进行平滑处理, 获得平滑的响应函数 $h'(t_k)$;
5. 将 $h'(t_k)$ 做 DFT 变换到频域, 获得长度为 $2M$ 的最终响应函数 $H'(\omega_k)$; 长度 $2M$ 。

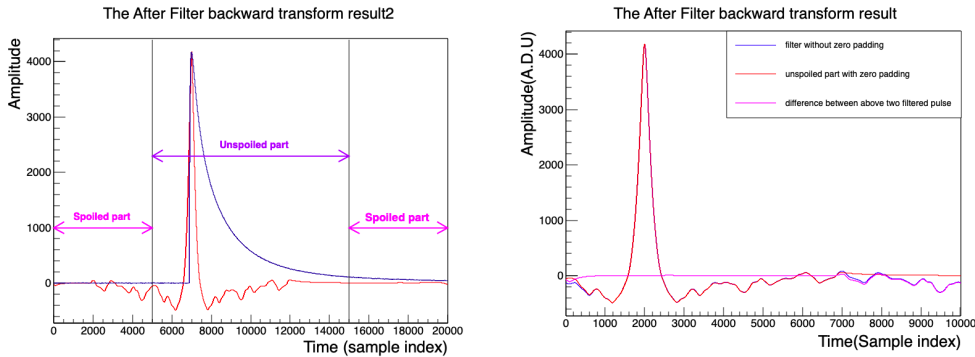


图 3.9 deal with wrap-around with zero padding

可以看出时间窗口内插值零前后，滤波的差异如图 3.10

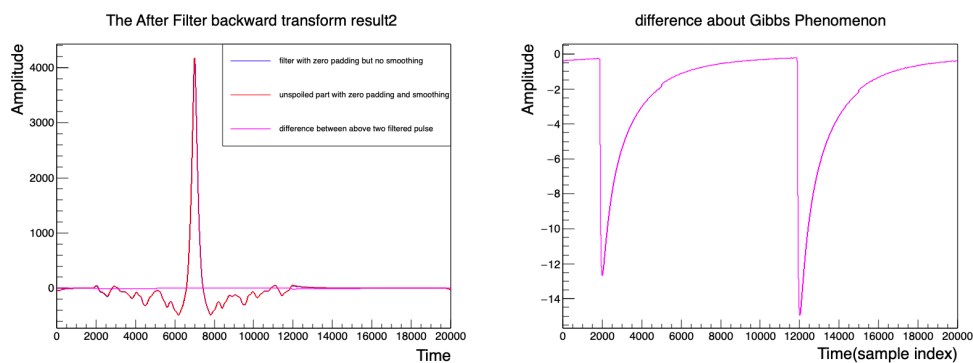


图 3.10 difference before and after zero padding

需要考虑的一个问题是在响应函数中间位置插零值是, 插入位置响应函数的取值非零, 这可能会导致吉布斯现象 (Gibbs' Phenomenon)。解决办法是在插值位置左端增加一小段四分之一余弦衰减, 在插值位置右端增加一小段四分之一正弦增长。图 3.11 展示了这样处理前后的差别, (衰减跟上升的宽度为 $L = 25\text{sample points}$)。

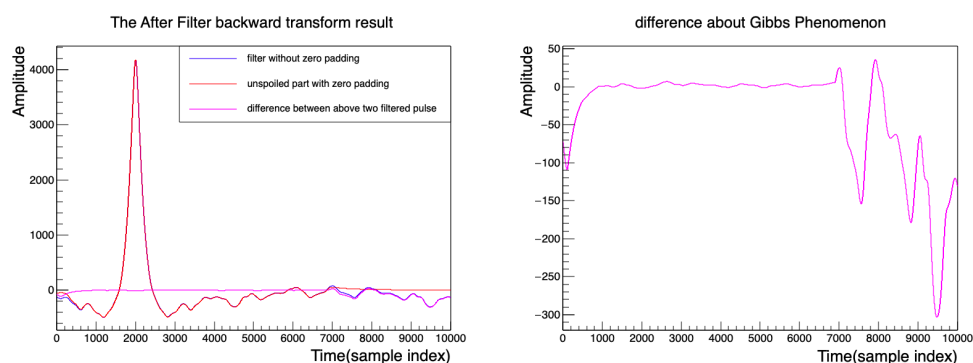


图 3.11 difference before and after smoothing

第六节 本章小结

信号的预处理主要目的是利用滤波器增加信噪比以降低随机涨落和实现物理事件的判选触发。本章在简单层面上可以完成单个时间窗口内的滤波器和利用描述参数实现信号的甄别。在此过程中, 对微量热器的输出信号有了较多的认识, 例如信号的功率谱、噪声的功率谱, 信号堆积等等。由于时间限制, 在全时段应用滤波器尚存在理解问题而未能正确实现。

第四章 总结和展望

寻找 0 ν DBD 事例对粒子物理基础科学研究至关重要，除了能找到超越标准模型的物理事件，促进理论科学的发展，还将对低能探测技术引起革命性的变化，促进其他科学研究的发展。发光微量热器的优势十分明显，国外相关探测器的研究早在 7 ~ 8 年前就已经读出数据，而国内的相关研究近年来才刚刚起步，但中国相对于国外具有很多优势，国际领先的晶体生长水平，世界上岩石层覆盖最深的锦屏地下实验室还有科研体制环境的优势。因此可以期待较快的进步。

原始数据的信号预处理是至关重要的步骤，对单个微量热器实现最佳滤波器以增大信噪比只是最基础的一部分，等到大规模的微量热器模块化得以实现，不同微量热器之间的本底进行去相关性，可以进一步降低噪声本底，这对于数据的物理分析是必须经过的一步，尤其是针对 0 ν DBD 所需要超高能量分辨和超低本地的需求特点，因此，在此方面具有很大的研究发展空间，是一项任重而道远的工作。

参 考 文 献

- [1] 刘江来. 无中微子双贝塔衰变. 现代物理知识, 2016: 27(6):52-56>.
- [2] Giuliani A, Poves A. Neutrinoless double-beta decay. *Advances in High Energy Physics*, 2012, 2012.
- [3] Alduino C, Alfonso K, Artusa D, et al. Cuore sensitivity to $0\nu\beta\beta$ decay. *The European Physical Journal C*, 2017, 77(8):532.
- [4] 汪晓莲, 李澄, 邵明, 等. 粒子探测技术. 合肥: 中国科学技术大学, 2009: P98,P188.
- [5] Mancuso M. Development and optimization of scintillating bolometers and innovative light detectors for a pilot underground experiment on neutrinoless double beta decay[d]. Paris Saclay, 2016.
- [6] Tenconi M. Development of luminescent bolometers and light detectors for neutrinoless double beta decay search. Université Paris Sud-Paris XI, 2015.
- [7] E. Gatti and P.F. Manfredi. Processing the signals from solid-state detectors in elementary-particle physics. *Rivista Del Nuovo Cimento*, 1986(9).
- [8] Seiler M, Seiler F. Numerical recipes in c: the art of scientific computing[j]. 2nd ed. Risk Analysis, 1989: 13:537-545.