

清 华 大 学

综 合 论 文 训 练

题目：光电倍增管波形的信息提取与
信号重建

系 别：工程物理系

专 业：工程物理专业

姓 名：张爱强

指导教师：续本达教授

2019年6月4日

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留学位论文的复印件，允许该论文被查阅和借阅；学校可以公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存该论文。

(涉密的学位论文在解密后应遵守此规定)

签 名： _____ 导师签名： _____ 日 期： _____

中文摘要

本论文基于锦屏中微子探测实验背景，对于光电倍增管上得到的波形进行重建以期获得原始入射波形。主要的内容分为理论部分和数据验证部分。此外包括背景和总结部分。

论文第一部分调研了部分重要的中微子探测实验，并按照时间顺序对它们的重要结果作了总结。这一部分同时对中微子物理和中微子振荡这一物理过程做了理论上的调研分析。总结了中微子探测的意义及论文的目标。

论文第二部分对于波形处理的方法进行了理论上的论述。论文调研了阈值法，fft 频谱法，直接解调法，盲解调法。频谱法对于重建结果比阈值法要好，但是受噪声影响比较大。直接解调法中主要对 Lucy 迭代的方法进行了介绍，同时给出其概率意义上的证明。盲解调方法介绍了两种迭代方法，分别是 Wiener 型盲解调与 Lucy 迭代盲解调。同时对于滤波器的作用作了理论上的解释，并且给出滤波器设计需要考虑的要求。对于论文中用到的评价算法 wasserstein 距离进行了介绍，并给出了直觉上的积分结果与有利于之后对于结果优化的证明。

论文第三部分使用了第二部分中的方法对于模拟数据和真实数据进行处理，同时使用了评价算法进行评价。论文中对于 Lucy 迭代的方法中的细节部分进行了不同条件下的处理测试，找到了在 matlab 的内置函数下使用直接解调方法的较好条件。论文最终结果表明直接解调的方法是论文所涉及方法中的最佳方法。

关键词：波形重建，频谱法，直接解调法，盲解调法

ABSTRACT

This thesis is based on the Jinping Neutrino Experiment, aimed to reconstruct the photon wave from the signal generated by the PMT(Photonmultiplier Tube). This thesis mainly consists of theory part and scientific data analysis part, in addition to introduction and conclusion.

The first part of thesis investigates some important neutrino observation experiments, and summarizes those experiments in time order. In this part, the physics of neutrino and neutrino oscillation are illustrated.

The second part of thesis introduce different methods of wave analysis and mathematic basis, including threshold method, fft method, direct demodulate method and blind deconvolution method. The result of fft method is good than threshold method, however, is severely influenced by noise. Direct demodulate method based on Lucy iteration is introduced with the probability equation. The thesis illustrates blind deconvolution methods each using Wiener iteration and Lucy iteration. The theoretical explanation of filter and requirements of filter is presented. At last, the wasserstein distance which evaluates the quality of different methods is introduced with intuition.

The third part of thesis applies these methods on MC and true data and evaluate the quality of different methods. Different conditions are applied to the Lucy iteration to get the best result. The conclusion of thesis shows that the direct demodulate method is the best method among these methods introduced.

Keywords: Wave Reconstructed; FFT Method; Direct Demodulate Method; Blind Deconvolution Method

目 录

| | |
|----------------------------------|----|
| 第 1 章 引言 | 1 |
| 1.1 中微子物理 | 1 |
| 1.1.1 中微子振荡 | 2 |
| 1.2 中微子实验回顾 | 3 |
| 1.3 锦屏中微子探测实验 | 6 |
| 1.4 论文工作简介 | 6 |
| 第 2 章 信息提取与信号重建理论 | 7 |
| 2.1 论文方法总括 | 7 |
| 2.2 数据格式及内容介绍 | 7 |
| 2.3 光电倍增管产生电压波形 | 8 |
| 2.4 滤波算法 | 9 |
| 2.4.1 Fourier 频谱滤波 | 11 |
| 2.5 算法评价指标: Wasserstein 距离 | 15 |
| 2.6 阈值法 | 16 |
| 2.7 频谱法 | 17 |
| 2.8 直接解调法 (Lucy 迭代) | 17 |
| 2.9 盲解调: Weiner 滤波 | 19 |
| 2.10 盲解调: Lucy 迭代 | 20 |
| 第 3 章 模拟及实际数据处理结果 | 21 |
| 3.1 阈值法 | 21 |
| 3.2 spe 波形的获取 | 22 |
| 3.3 频谱法 | 23 |
| 3.3.1 矩形滤波器 | 23 |
| 3.3.2 gauss 滤波器 | 24 |
| 3.4 直接解调 Lucy 迭代 | 26 |
| 3.4.1 不加矩形滤波器的 Lucy 迭代 | 27 |
| 3.4.2 加矩形滤波器的 Lucy 迭代 | 28 |

| | |
|---|-----------|
| 3.4.3 Lucy 迭代后结果分裂现象 | 31 |
| 3.5 盲迭代 (blind iteration) | 31 |
| 3.5.1 盲迭代 Lucy | 31 |
| 3.5.2 盲迭代 Weiner | 31 |
| 3.6 使用实际数据测试 | 32 |
| 第 4 章 结论 | 34 |
| 4.1 工作总结 | 34 |
| 4.2 问题与改进方向 | 34 |
| 插图索引 | 35 |
| 表格索引 | 37 |
| 公式索引 | 38 |
| 参考文献 | 40 |
| 致 谢 | 42 |
| 声 明 | 43 |
| 附录 A 外文资料的调研阅读报告或书面翻译 | 44 |
| A.1 Introduction | 44 |
| A.1.1 the project of neutrino observation and liquid scintillator | 44 |
| A.1.2 the waveform of PMT | 45 |
| A.1.3 the method of waveform analysis | 45 |
| A.2 Methods | 48 |
| A.2.1 deconvolution via frequency | 48 |
| A.2.2 direct modulation | 49 |
| 附录 B 论文中使用的代码, 数据及处理结果 | 50 |
| 在学期间参加课题的研究成果 | 51 |

主要符号对照表

| | |
|-----|-------------------------------|
| spe | 单光电子 (Single Photon Electron) |
| fft | 傅里叶变换 |
| DFT | 离散傅里叶变换 |
| PMT | 光电倍增管 (Photomultiplier Tube) |

第 1 章 引言

1.1 中微子物理

标准模型是目前描述自然界物质结构组成和相互作用最成功的量子场论。其中关于标准模型的夸克和轻子部分如下图

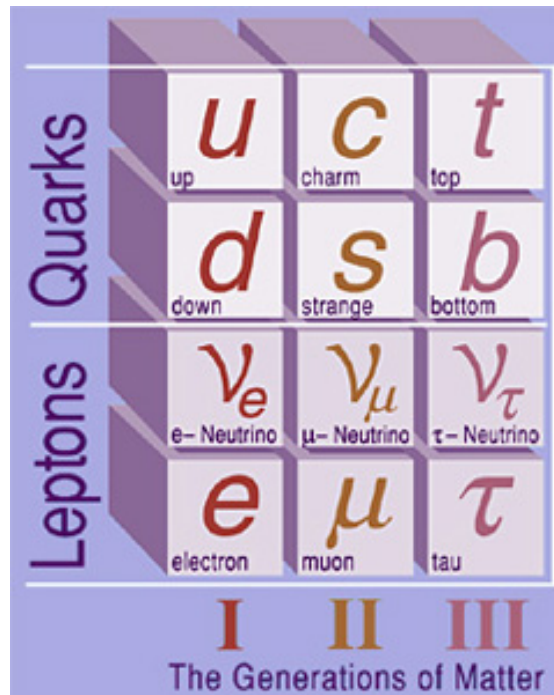


图 1.1 夸克和轻子

标准模型中有三代夸克和轻子，它们都是自旋二分之一的粒子。其中夸克有三种颜色量子数，轻子没有颜色量子数。夸克可以直接参与强相互作用，轻子不直接参与强相互作用^[1]。

标准模型里中微子有三种，分别为 e 中微子， μ 中微子和 τ 中微子。中微子是中性的费米子，只参与弱作用和引力相互作用。其中标准模型认为中微子不包含质量，这个预言与之后的中微子振荡实验存在偏差。一系列中微子的实验确认中微子在传播过程存在味转化，即中微子振荡，而这个实验事实暗示了中微子存在质量^[1]。

1.1.1 中微子振荡

中微子的弱作用本征态和质量本征态不是统一的，因此在传播过程中会出现振荡。将中微子的味态记作 $|\nu_\alpha\rangle$, $\alpha = e, \mu, \tau$ ，中微子的质量本征态记为 $|\nu_i\rangle$, $i = 1, 2, 3$ 。中微子的混合矩阵

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix}$$

那么弱作用本征态和质量本征态关系为：

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \\ |\nu_i\rangle &= \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle \end{aligned} \quad (1-1)$$

其中味本征态和质量本征态各自满足正交归一化条件

$$\begin{aligned} \langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle &= \delta_{\alpha\beta} \\ \langle \nu_i | \nu_j \rangle &= \delta_{ij} \end{aligned} \quad (1-2)$$

中微子的质量本征态满足 Schrodinger 方程：

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi(t) \quad (1-3)$$

由上述 Schrodinger 方程可以得到质量本征态的演化方程：

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-jE_i t} |\nu_i\rangle \quad (1-4)$$

那么将式 1-4 代入式 1-1，可以得到经过时间 t 后味态 $|\nu_\alpha(t)\rangle$ 的值为：

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i}^* e^{-jE_i t} |\nu_i\rangle \\ &= \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i}^* e^{-jE_i t} \sum_{\beta=e,\mu,\tau} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \\ &= \sum_{\beta=e,\mu,\tau} U_{\alpha i}^* e^{-jE_i t} \sum_{i=1,2,3} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (1-5)$$

最后的味态 $|\nu_\alpha(t)\rangle$ 是可以看作三种味态的叠加，而味态 $|\nu_\beta\rangle$ 对应的系数为

$U_{\alpha i}^* e^{-jE_i t} \sum_{i=1,2,3} U_{\beta i}$, 所以从 $|\nu_\alpha\rangle$ 振荡到 $|\nu_\beta\rangle$ 的概率为:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |U_{\alpha i}^* e^{-jE_i t} \sum_{i=1,2,3} U_{\beta i}|^2 \\
 &= \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i}^* e^{-jE_i t} U_{\beta i} \sum_{k=1,2,3} U_{\alpha k}^* e^{-jE_k t} U_{\beta k}^* \\
 &= \sum_{i=1,2,3} \sum_{k=1,2,3} e^{j(E_k - E_i)t} U_{\alpha i}^* U_{\alpha k} U_{\beta i} U_{\beta k}^*
 \end{aligned} \tag{1-6}$$

上式的概率叠加项一共有 9 项, 对应的矩阵中对角线为实数, 而关于对角线对称的元素互为复共轭, 因此可以将上式简化为^[2]

$$\begin{aligned}
 &\sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i}^* U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\beta i}^* \\
 &+ \sum_{i < k} 2\cos(j(E_k - E_i)t) \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\alpha k} U_{\beta i} U_{\beta k}^*) \\
 &+ \sum_{i < k} 2\sin(j(E_k - E_i)t) \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\alpha k} U_{\beta i} U_{\beta k}^*)
 \end{aligned} \tag{1-7}$$

其中存在着两个振荡项, 因此随着时间变化, 中微子味态会变成不同概率的味态叠加, 在某个时刻观测到的中微子各个味态都有一定的概率, 因此产生了中微子振荡的现象。

1.2 中微子实验回顾

1914 年, 英国物理学家查德威克 (James Chadwick) 发现 β 衰变放出的电子能量是一个连续谱, 即电子能量不是一个固定的值。如果 β 衰变后的产物是余核及电子, 由能量守恒和动量守恒^①, 那么应该产生一个单能的电子。因而这个实验结果动摇了物理学家对于能量守恒定律的信心^[3]。

为了解决这个问题, 泡利 (Pauli) 在 1930 年提出来可能存在未知的某种中性粒子伴随 β 衰变和电子同时释放。费米 (Fermi) 在 1933 年考虑在量子力学框架下 β 衰变的数学阐述, 并将理论结果和实验结果进行对比, 得出中微子的质量要么为零, 要么和电子质量相比非常小^[4]。

之后的各种实验证明中微子与物质之间的作用截面非常小, 因此对于这种神秘粒子的探测成为实验物理学家面临的巨大难题。在之前的试验性探测装置的基础上, 莱因斯 (Reines) 和考恩 (Cowan) 两个人在一个核反应堆的下方地下

① e 代表电子, Z 代表余核, E 代表能量, 能量守恒: $E = E_e + E_Z$, 动量守恒: $m_e * v_e = m_Z * v_Z$

室中使用液体闪烁体探测中微子。这种使用液体闪烁体探测中微子的方法仍然是目前大多数中微子探测实验的基础。利用的是反 β 衰变反应^①，反电子中微子与质子结合释放出中子和正电子。正电子由于质量较小，会携带更多的能量。正电子在加载了 Cd 的液体闪烁体中减速，最后与一个电子结合将会释放出两个 γ 光子，一共1022 keV。这个正电子产生的信号会在几个ns之后出现。而中子大概在5 μ s会被质子俘获，并释放出光子^[5]。他们记录到的反应堆开启时事例数目是反应堆关闭时的事例数目的5倍。经过大量测试和检验，中微子确信被捕捉到了。

1966年，戴维斯 (Davis) 和巴考尔 (Bahcall) 在霍姆斯特克矿使用四氯乙烯捕获来自太阳的中微子。根据已有的太阳模型，太阳内部通过 $p-p$ 链的聚变反应，将会产生大量电子中微子。四氯乙烯 (C_2Cl_4) 中的氯原子会和电子中微子参与反应， $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ ^②。

表 1.1 太阳中的 pp 链^[6]

| Number | Reaction | Solar terminations (%) | Maximum neutrino energy (MeV) |
|--------|--|------------------------|---|
| 1 | $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$ | 99.75 | 0.420 |
| 2 | $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu$ | 0.25 | 1.44(monoenergetic) |
| 3 | ${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ | | |
| 4 | ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$ | 86 | |
| 5 | ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ | | |
| 6 | ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$ | | 0.861(90%),0.383(10%)(both monoenergetic) |
| 7 | ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2{}^4\text{He}$ | 14 | |
| 8 | ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ | | |
| 9 | ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$ | | 14.06 |
| 10 | ${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2{}^4\text{He}$ | 0.02 | |

戴维斯先用 He 气注入液体，将产生的 Ar 原子萃取出来，之后让 He 气把 Ar 原子带到一个冷却的炭阱，在一个极低的温度下，Ar 气从 He 气中冷凝分离出来进入了炭阱。之后戴维斯加热炭阱使 Ar 气释放出来。在收集到的 Ar 原子中包含正常的 ${}^{40}\text{Ar}$ 和之前反应产生的放射性 ${}^{37}\text{Ar}$ ，这种元素不稳定，会发生轨

① 即 IBD(Inversed Beta Decay) 反应， $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

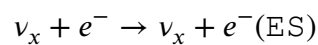
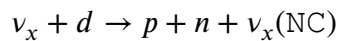
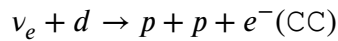
② 这个反应的阈能 $E_{\text{threshold}} = 0.81\text{MeV}$ ，因此根据太阳模型中的理论，PEP 反应： $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu$ ，以及 ${}^7\text{Be}$ 俘获电子反应： ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$ ， ${}^8\text{B}$ 的 β 衰变： ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu$ 。参见表 1.1

道电子俘获或者 β^+ 衰变，半衰期在34.95 d。戴维斯使用了盖格计数器测量放射性氩原子的数目，进而测量到了来自太阳的中微子的数目。1968年，戴维斯公布了实验结果，而这个实验结果和太阳模型预言的数目存在差异，数量只有模型预测的三分之一左右^[6]。这个实验提出了太阳中微子丢失的疑难问题，而中微子振荡的现象也逐渐为人所知。

1989年，日本的神冈探测器小组报告了探测太阳中微子的早期结果，结果表明观测到的太阳中微子与太阳模型预言的中微子数目不一致^[7]。神冈探测器采用纯水作为探测介质，利用了电子中微子和电子之间的弹性散射^①，反射后的电子会有一些的动能，当电子的速度足够大超过光在介质中的速度，电子就会发出切伦科夫光。切伦科夫光的光子会被环绕整个装置的光电倍增管捕获到，从而可以得到对应光子的时间和数目。通过光电倍增管获得的信息，可以重建出电子的运动方向和电子的能量。在接下来的几年里，神冈探测器证实了入射中微子能谱和太阳模型的计算是吻合的^[3]。

1998年，超级神冈探测器对大气中微子进行了测量。 μ 子型中微子会产生一个清晰的光圈，而电子型中微子会产生一个模糊的光圈。探测器给出的结果表明以上两种中微子的比例大致相等^[8]。实际上考虑到大气中微子的产生过程， $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ 和 $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ ，可以理论预测到电子中微子应该是 μ 子中微子的一半^[9]。因此这个实验结果被认为是中微子振荡的一个很好的验证，可以猜测到其中一半的 μ 子型中微子会变成第三种类型的中微子，从而不易于超级神冈的探测。

1999年，SNO(Solar Neutrino Observation)装置开始进行数据采集。经过大约两年的数据采集，SNO给出了中微子振荡的有力证据。SNO的探测器同样是对产生的切伦科夫光信号进行探测，实验装置采用了重水作为探测介质，利用了以下几种反应：



① $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ ，由于需要反冲电子的速度足够高，因此神冈探测器仅仅对 ^8B 类型的太阳中微子敏感。见表 1.1

带电流反应 (CC: Charged current) 只对电子中微子敏感, 而中性流过程 (NC: Neutral current) 和弹性散射过程 (ES: Elastic scatter) 对于所有类型的中微子都敏感。因此 SNO 可以对太阳中微子的所有类型进行探测, 并且得出相应的通量结果。通过对能量阈值的筛选, 可以仅处理 ^8B 的太阳中微子结果。实验结果表明电子中微子及其它类型的中微子通量之和是符合标准太阳模型的, 而且其他类型的中微子通量在很高的置信度下不为零。因此实验结果是中微子振荡的有力证据^[10]。

通过超级神冈和 SNO 的实验结果, 已经能够测量到中微子振荡的混合角中的两个角度, 但是不能确定 θ_{13} 。T2K 实验通过一束由加速器产生的中微子束流穿过较长的一段距离, 随后观测对应的中微子类型。实验结果给出 θ_{13} 不为 0。随后的几个其他精确测量 θ_{13} 的实验也开始进行。其中中国的大亚湾实验对 θ_{13} 给出了精确的值^[3]。

目前仍然有很多中微子探测实验在进行或者筹备之中, 其中就包括本文所涉及的锦屏中微子探测试验。对于该实验的介绍将在下一部分给出。

1.3 锦屏中微子探测实验

锦屏中微子实验位于四川省锦屏山内, 锦屏山最高高度可以达到2400 m, 目前是最深的地下实验室, 因此宇宙线的影响非常小, 适合中微子探测及暗物质实验。锦屏中微子实验最终采用5000 t液体闪烁体作为探测介质, 通过光电倍增管探测事件并记录对应的信号波形。这个实验同样采用了 IBD 反应, 通过观测对应的中子和正电子信号来捕获中微子事件^[11]。

1.4 论文工作简介

本论文基于锦屏中微子探测实验中光电倍增管的波形处理背景, 对于已有的模拟数据及真实数据使用论文中提到的方法进行处理, 并且对于处理的结果使用一个新的评估参数进行评价。论文的目标希望能够找到一种比较好的解谱方法, 使得光电倍增管的波形能够被很好的分析, 得到对应的重建波形以及相关信息。

论文中的方法有利于之后的波形分析处理, 通过解谱方法可以尝试区分闪烁光与切伦科夫光, 对整个物理过程会有更好的理解; 对于时间和电荷的精确计算有利于重建位置的准确性; 此外精确得到脉冲时间会对闪烁体发光的时间谱有更好的测量, 可以与已有的闪烁体特性互相比对。

第 2 章 信息提取与信号重建理论

2.1 论文方法总括

为了处理对应的光电倍增管的电压波形，需要经过两个步骤：滤波和解调。其中滤波步骤在某些方法中可以忽略，但是对于如频谱法的方法来说，滤波是非常重要的部分。

滤波采用了最简单的矩形滤波器，直接在 Fourier 变换后的频域上进行截断滤波。同时本论文尝试将其与小波变换滤波的方法进行对比。

对时间信息提取采用了阈值法，频谱法，直接解调法。为了对这几种方法进行评估，论文采用了中微子比赛的评分算法对以上方法进行评估。

此外，论文中使用的数据来源是 JSAP 模拟的数据，以及锦屏中微子探测实验中的实际数据。

2.2 数据格式及内容介绍

论文中对各种方法进行测试时使用的数据除了自己产生的数据，另外主要使用 JSAP 模拟的数据。JSAP (Jinping Simulation and Analysis Package) 是基于 geant4 编写用于模拟锦屏中微子探测装置的软件包。通过设定特定的粒子能量和入射方向等信息，可以获得对应的光电倍增管的模拟波形数据。

模拟的波形数据和真实数据都是 root 文件格式，转化成对应的 HDF5 格式后，其中的 Waveform 数据的结构大致相同，包含以下三个部分：

表 2.1 Waveform 数据结构

| info\data | First Half | |
|-----------|------------|-----------------|
| | type | size |
| Waveform | int16 | $1029 \times x$ |
| EventID | int64 | $x \times 1$ |
| ChannelID | int16 | $x \times 1$ |

注：数据格式参考模拟数据及真实数据。

x 是数据数目，表明有 x 数据波形

其中 Waveform 中每一组数据有 1029 个数据点，每个数据点对应的 EventID 和 ChannelID 可以从另外两组数据中得到。

2.3 光电倍增管产生电压波形

光电倍增管 (PMT) 上得到的电压波形可以视作信号和噪声的叠加。本论文并未对噪声的特性进行研究，仅仅对噪声产生的影响做出论述。

因为采样时获得的数据点在时间维度上是离散的，此外计算机在处理数据时同样适合离散化的数据，在之后的模型中使用的都是离散化的表示。首先定义入射光子的时间谱为 $signal[n]$ ，时间谱上对应的入射光子数目同样是离散的值。定义单个入射光子在光电倍增管上对应的响应为 $spe[n]$ ，这个响应和光电倍增管的特性相关。

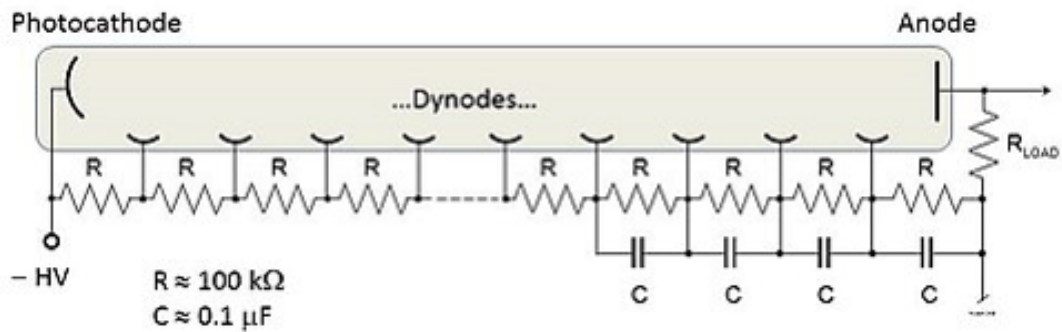


图 2.1 光电倍增管结构

当入射光子入射到光阴极后 (图 2.1 中最左侧即为光阴极)，光阴极会发射出光电子，在电压作用下，光电子被加速打向之后的第一打拿极 (Dynode)，在打拿极上打出次级电子。通过多级打拿极反复倍增电子，在最后的打拿极和阳极之间电子运动，导致阳极上的感应电荷发生变化，从而可以从阳极上输出电压变化的波形。

在电子倍增过程存在电子收集不全，倍增系数的涨落，电源高压的波动，导致最后实际输出的电压波形 $U(t)$ 有幅度上的变化。即单光电子波形 $spe[n]$ 会有一个幅度因子 A ，但是如果将这个因子并入入射光子的时间谱 $signal[n]$ 中，之后的推导不会出现本质上的差别，但是入射光子的时间谱上的个数会出现不是整数的值。

在不考虑噪声的情况下，光电倍增管上输出的电压波形 $data[n]$ 应该为

$$data[n] = signal[n] * spe[n] \quad (2-1)$$

此处 $*$ 表示卷积，考虑到噪声 $noise[n]$ 的影响, 上式需要变为

$$data[n] = signal[n] * spe[n] + noise[n] \quad (2-2)$$

2.4 滤波算法

从上一节可以注意到 $noise$ 在数据中有一定作用，虽然幅度很小，不影响正常的波形识别。当使用频谱法进行解调时，使用 $data[n]$ 的频谱去除 $spe[n]$ ，由图 2.2可以看出高频时很小，相当于给 $data[n]$ 加入了高通滤波器。

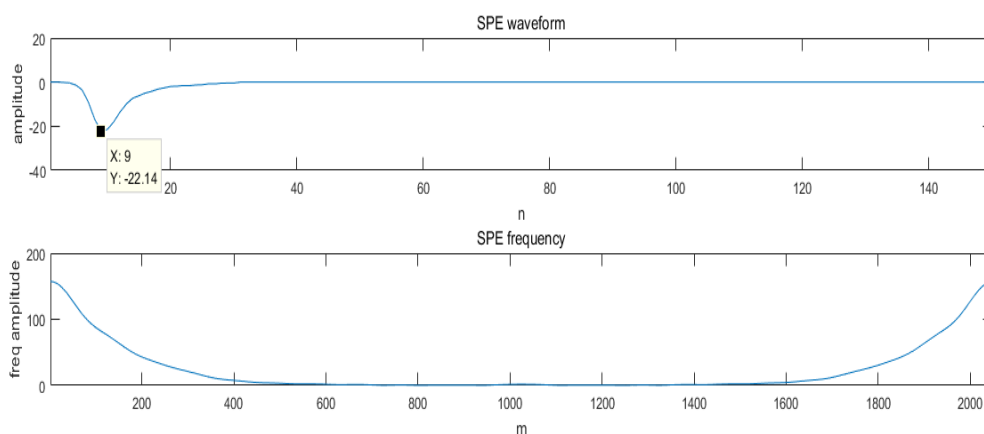


图 2.2 spe 及频谱

$spe[n]$ 的频谱大致如图 2.3所示，在做相除操作之后，可以看到信号频谱的图像中有清晰的高频结构，如图 2.4的第三小图。

可以从图 2.4中注意到 spe 的高频部分过小是导致最后解调信号频谱高频区域失真的主要原因。将对应高频区域放大观察，如图 2.5, 可以注意到原本的波形噪声在除以 spe 后发生了较大的变化。

因此需要对于高频部分噪声进行处理。最简单的方法是对于高频部分直接加上一个矩形滤波器，如图 2.6，其中第一张图没有加滤波器，结果完全被噪声

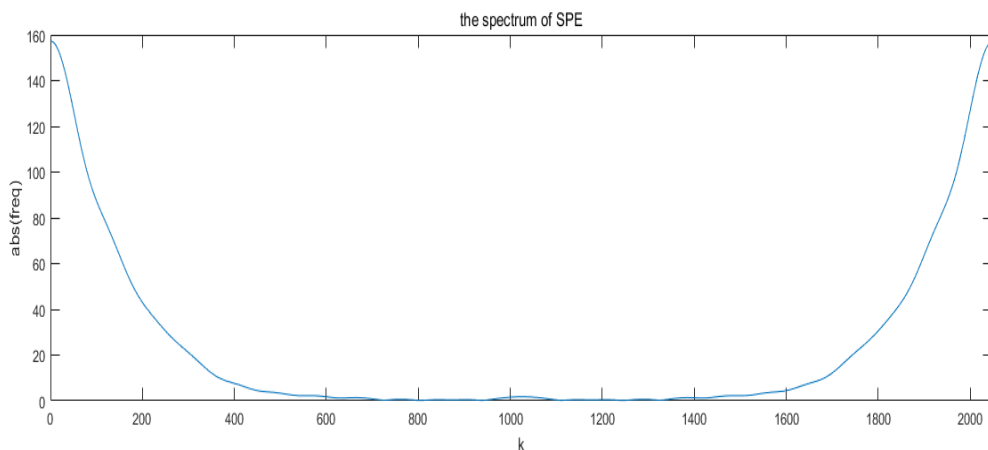


图 2.3 原始波形频谱与 `spe` 的频谱

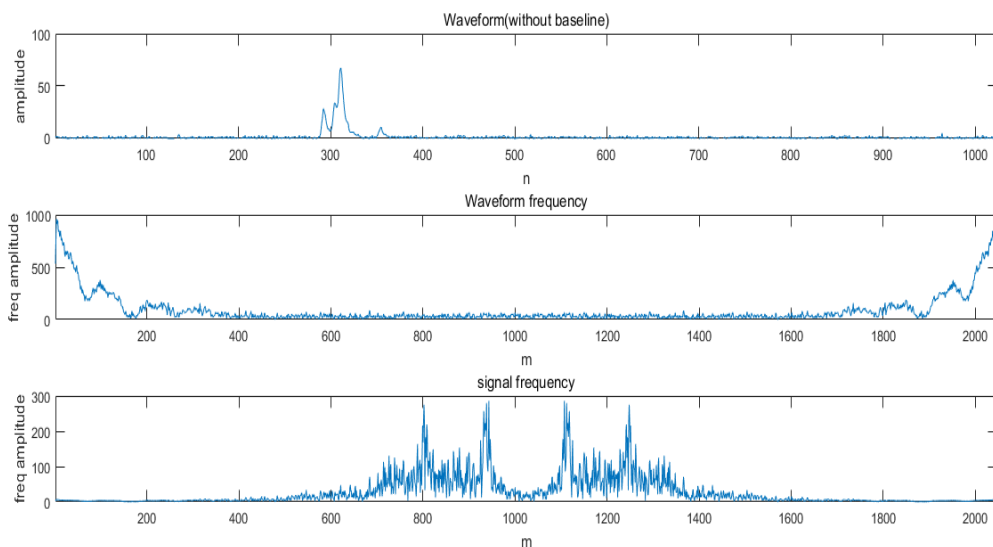


图 2.4 原始波形频谱与相除后的频谱

覆盖；第二张图加上了 $[400, 1600]$ 的矩形滤波器，可以看到噪声的影响被大幅消减，可以很清晰的从中得到信号的信息。实际效果表明矩形滤波器效果很好，解决了高频噪声影响过大的问题。对于滤波器更佳解决方案需要进一步探讨。

以上论述证实了噪声对于频谱法的影响很大，频谱法对于滤波器的依赖很大。之后的部分介绍关于本文涉及到的滤波器。

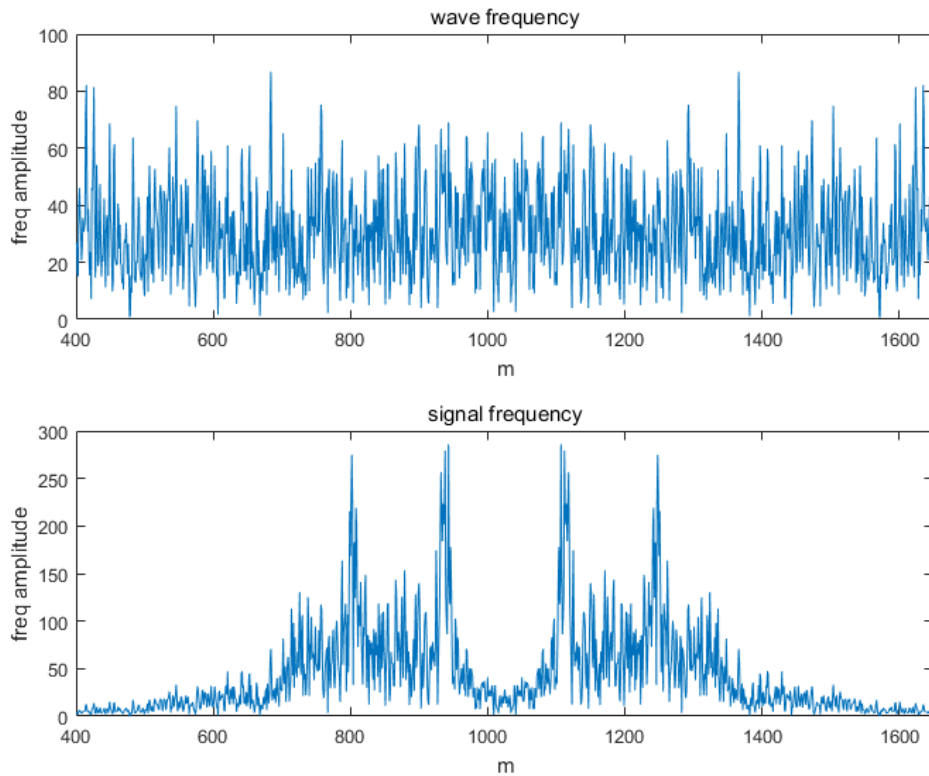


图 2.5 高频部分的细节

2.4.1 Fourier 频谱滤波

时域上的一个波形，通过 Fourier 变换可以得到对应的频谱。对于连续时间变换，Fourier 变换的形式如下

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt \quad (2-3)$$

当时域上的波形有周期性质时，频域上得到的波形是离散的，即频谱存在离散的峰， $f(t)$ 可以展开成 Fourier 级数。当波形周期为 $T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1}$

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} F_n e^{i\omega_1 t} \quad (2-4)$$

那么对应的系数 F_n 表示形式如下

$$F_n = \frac{1}{T_1} \int_{-T_1/2}^{T_1/2} f(t)e^{-i\omega_1 t} dt \quad (2-5)$$

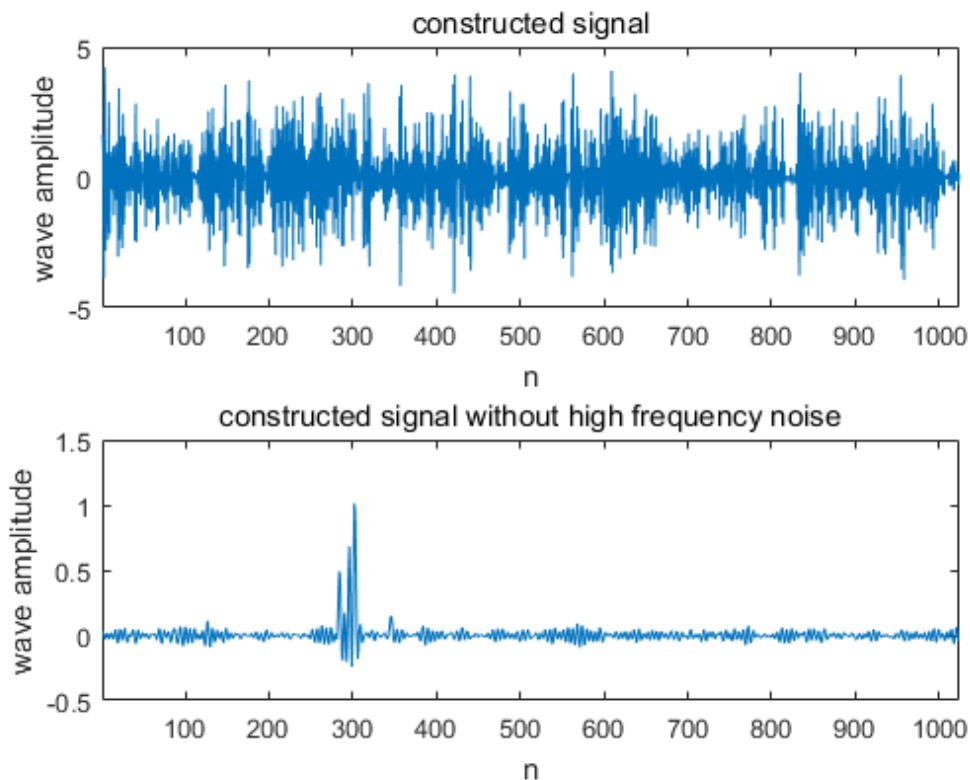


图 2.6 不去除噪声与加上矩形滤波器的解调结果

而对于离散时间序列的 Fourier 变换，就不能再延续上述定义了。类似周期性的时域波形变换，离散时间序列的 Fourier 变换 (DTFT) 形式如下，当离散序列间隔为 $T_s = \frac{2\pi}{\omega_s}$

$$F(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(nT_s)e^{-i\omega nT_s}$$

得到的频谱是连续的，而且具有周期性。

实际上在计算机处理过程更常用的方法是 DFT 变换，它选取有限长的离散时间序列，并将其进行周期延拓，然后用 DTFT 变换即可得到 DFT 变换，得到的频谱不但是周期性的，而且频谱是离散的，这一点和 DTFT 不一样。因此 DFT 更适合计算机处理。DFT 方法更具优势的一点在于采用蝶形算法可以获得 FFT 算法，从而将算法复杂度从 $O(n^2)$ 优化到 $O(n\log(n))$ ，对于非常大的数据进行 Fourier 变换时，DFT 方法更加具有优势。为了使得 FFT 算法发挥更好的优势，在实际数据处理过程中仅仅选取波形的前 1024 个数据点^①，最后的 5

① 1024 是 2 的幂，如果不是 2 的幂，FFT 算法会先将其补全成 0

个数据点不予处理，因为由于触发机制，脉冲产生时间在第 300 个数据点左右。对于长度为 N 的序列 $x(n)$ ，具体的变换形式见下式：

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n)e^{-j(\frac{2\pi}{N})nk} \quad (2-6)$$

$$x(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(k)e^{j(\frac{2\pi}{N})nk} \quad (2-7)$$

在处理的数据中波形的每个数据点都是实数，所以可以预测到经过 DFT 变换后结果为复数^[12]

$$X_{real}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n)\cos(\frac{2\pi nk}{N}) \quad (2-8)$$

$$X_{imag}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n)\sin(\frac{2\pi nk}{N}) \quad (2-9)$$

实数部分的结果如式 2-8，可以发现频谱的实部是一个偶函数，而且关于 $\frac{N}{2}$ 对称。类似的，虚部结果如式 2-9，虚部为奇函数，而且关于 $\frac{N}{2}$ 中心对称。因此在加上滤波器后，为了保证进行 IDFT 后的结果仍然为实数，需要适当选取滤波器的对称性。在这种条件下，滤波器同样关于 $\frac{N}{2}$ 对称是最佳的选择。

2.4.1.1 矩形滤波器

在滤波器采用矩形滤波器时，左右边界 $filter_l$, $filter_r$ 应该满足如下条件

$$filter_l + filter_r = N \quad (2-10)$$

一般的编程语言起始项为 0，因此上式在比如 python 中可以直接使用。对于 matlab 中函数，起始项为 1，因此在之后的滤波器选取时需要额外考虑。

$$filter_l + filter_r = N + 2 \quad (2-11)$$

对于矩形滤波器的宽度需要和噪声的分布以及 spe 的频谱结合考虑。滤波器过宽，会导致高频部分消失，最终的信号重建结果变得过于平滑，失去了

很多细节特征，如图 2.7 第一张图，其中脉冲的宽度变得很宽，因为缺少高频部分的信息。滤波器过窄，很多高频噪声混入，会使得信号重建结果变得很差，如图 2.7 的第三张图，虽然脉冲的宽度很窄，但是很多没有信号的地方出现了较大的抖动，妨碍之后对信号的搜寻，可能会对之后的有用信号搜索有干扰。

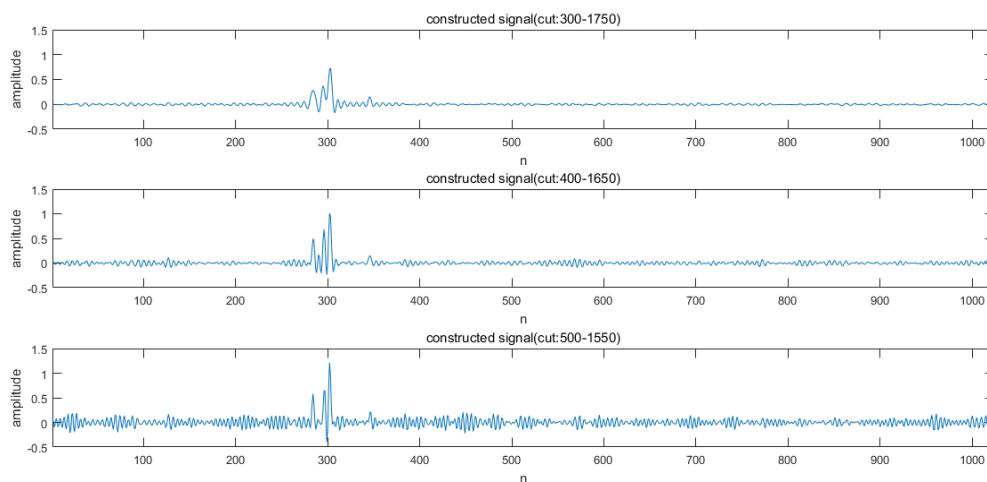


图 2.7 不同宽度矩形滤波器的解调结果

2.4.1.2 gauss 滤波器

矩形滤波器和 gauss 滤波器在变换之后如图 2.8 所示：

矩形滤波器变换到时域之后在对称的一半区间上并不是单调变化的，而是有抖动的衰减，因此可能会导致结果出现较多的抖动。采用 gauss 型滤波器，变换的时域后的结果仍然是高斯型，在坐标轴上的正方向上会单调递减。

记滤波器的频谱变换为 Filter ，那么由式 2-15 可得

$$(D[k] - N[K]) \times \text{Filter}[k] = S[k] \times \text{SPE}[k] \times \text{Filter}[k] \quad (2-12)$$

因此在加上滤波器后解调的结果相当于在之前的信号上卷积滤波器时域的波形

$$\text{IDFT}((D[k] - N[K]) * \text{Filter}[k]) = \text{signal}[n] * \text{filter}[n] \quad (2-13)$$

因此当滤波器的时域值是单边单调递减时，抖动的效应会降低。此处可以对滤波器设计给出总结：

- a. 滤波器需要对称

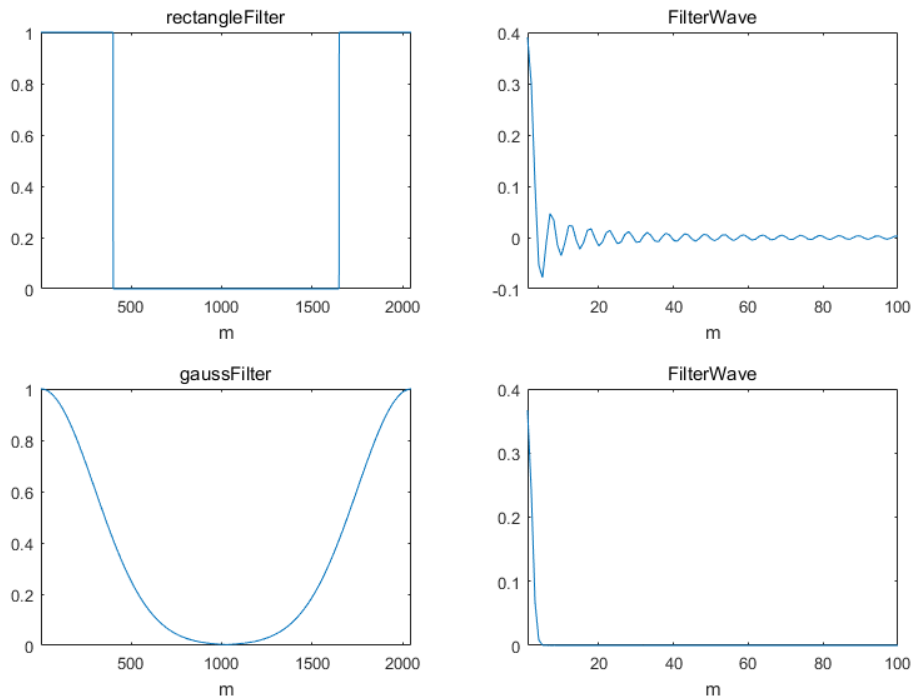


图 2.8 两种滤波器的部分时域波形

- b. 滤波器需要宽度合适，以便将噪声滤掉，并保留有用信号，否则会损失很多信号的能量，从而得到的峰值不够
- c. 滤波器尽量单边递减，使得抖动的效应降低。

2.5 算法评价指标：Wasserstein 距离

Wasserstein 距离的定义如式 2-14，其中 P_r 与 P_θ 分别是两个分布，而两个分布距离为 $W(P_r, P_\theta)$ ， Π 为满足 $\sum_x \gamma(x, y) = P_r(y)$ 和 $\sum_y \gamma(x, y) = P_\theta(x)$ 的分布集合，可以看出 P_r 与 P_θ 的联合分布密度函数即符合上述标准，实际上满足上述要求的分布有很多，构成的集合即为 Π 。 $\|x - y\|$ 为两个点之间的距离，在本论文中采用的是绝对值距离，即 $|x - y|$ [13]。

$$W(P_r, P_\theta) = \inf_{\gamma \in \Pi} \sum_{x,y} \|x - y\| \gamma(x, y) \quad (2-14)$$

光电子入射时，时间分布是离散的，所以对于真实 (truth) 的分布应该是离散分布 P_r 。而进行重建得到的结果分布 P_θ 与 truth 越接近，那么 Wasserstein 距离 (之后简称 w-距离) 就越小。当 truth 只有一个值时 $P_r(y = y_0) = 1$,

w-距离就退化成 P_θ 关于 y_0 的一阶矩^①。

下面给出 w-距离的直观理解，一般会将其简称为‘推土机距离’，实际上 w-距离可以通过下面方式给出：

(a) 首先将两个对应的分布 P_r 和 P_θ 相减，得到一个分布的差异称之为 $\Delta f(x)$ 。

(b) 对 $\Delta f(x)$ 进行两次积分，积分的区间选择从左往右的前两个零点或间断点，积分方向与 $\Delta f(x)$ 的正负相关，如果 $\Delta f(x)$ 为正，那么积分方向从右向左，反之从左向右。

第一次积分得到的是每次需要搬运的数量，而第二次积分将所有搬运的数量叠加。而因为 $\Delta f(x)$ 为负表明要向右搬运概率密度， $\Delta f(x)$ 为正表明向左搬运概率密度，所以有积分方向的差异。

从 w-距离的直观理解可以发现这种评价方法虽然可以对于两个分布之间的差异做出比较，不过对于评价时间的准确度受权重的制约。倘若两个事件之间的水平坐标差别 Δx 较大，权重的微小差异会被在很长的距离 Δx 积分的过程中被放大。

2.6 阈值法

阈值法通过选取某个阈值，当波形超过该阈值时，判断有事件发生。

因为在式 2-2 中可以注意到某时刻入射光子数目的不同会引起实际脉冲前沿的斜率不一致。阈值法本身在判定时间时就会出现延后，而不同的脉冲前沿斜率 k 会使得这一延迟出现不同的结果。

$$\Delta t = \frac{\Delta V}{k}$$

同一时间入射的光子数目不同，以及在倍增过程中的倍增系数不同均会导致前沿斜率不一致，以至于最后这个延迟不同。

当入射的光电子时间很靠近时，PMT 输出的波形将会出现重叠，也就是各个 spe 的波形互相覆盖。此时阈值法对于辨别第一个之后的入射光电子的时间无能为力，同时对于每个时间点入射的光电子数目同样无法做出解析。

当对于时间精度要求不高时，这一方法可以迅速对于出现的事件进行响应，因此适合用在触发判别之中。得到对应的波形后，后续分析需要使用更细致的解谱方法。

^① 在 w-距离定义采用绝对值距离时成立

2.7 频谱法

对于式 2-2 进行 DFT 可以得到

$$D[k] = S[k] \times SPE[k] + N[k] \quad (2-15)$$

当直接使用 $SPE[K]$ 左右同时除可以得到

$$\frac{D[k]}{SPE[k]} = S[k] + \frac{N[k]}{SPE[k]} \quad (2-16)$$

可以注意到当 $\frac{N[k]}{SPE[k]}$ 可以忽略时, fft 频谱法可以给出非常好的理论结果。事实上噪声的影响很大, 正如图 2.6 显示, 如果不去除 $noise[n]$ 在高频部分的影响, 结果将会完全被噪声覆盖。

因为对于式 2-2 中间是线卷积符号, 而对于 DFT 是圆卷积, 为了满足等式定义, DFT 的长度选择应该满足

$$L > L_{wave} + L_{spe} \quad (2-17)$$

在本文中的所有长度均选择为 $2 \times 1024 = 2048$, 同时满足 FFT 的要求。

2.8 直接解调法 (Lucy 迭代)

式 2-2 可以写成方程组

$$\begin{aligned} \text{data}[0] &= \sum_{n=0}^{n \leq 0} \text{signal}[n] \times \text{spe}[0 - n] + \text{noise}[0] \\ &\dots \\ \text{data}[i] &= \sum_{n=0}^{n \leq i} \text{signal}[n] \times \text{spe}[i - n] + \text{noise}[n] \end{aligned} \quad (2-18)$$

方程 2-18 中忽略掉数据前后存在的事件对于观测得到的数据的影响, 因此将卷积的范围限制在 $0 \leq n \leq i$ 。数据上前面部分大约 200 个数据点基本没有 spe 的波形影响, 这个忽略可以简化问题, 同时上式也保持正确性。式 2-18 可以写为

$$d = H * s + n$$

其中 H 为由式 2-18 中 spe 的值构成，为 $n \times n$ 的矩阵， d, s, n 分别为波形值，入射光子信号值，噪声值，均为 $n \times 1$ 的矩阵。

$$\mathbf{A}_{(N,N)} = \begin{pmatrix} spe[0] & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ spe[1] & spe[0] & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & & \\ spe[n] & spe[n-1] & \cdots & spe[1] & spe[0] \end{pmatrix} \quad (2-19)$$

在忽略噪声的情况下，可以直接通过矩阵求逆的方式得到对应的 $s = H^{-1} * d$ 。但是直接求逆的方法要求 H 是可逆的，而这种情况很难存在，尤其是在 spe 的第一位是 0 的情况下。当然也可以通过平移 spe 的值使得 H 的值是可逆的，那么得到的矩阵记为 H_{new} ，考虑噪声的影响

$$s = H_{new} * (d - n)$$

不过直接求逆的方法对于较大的矩阵不合适，因为矩阵的模会超出计算机存储范围，或者过小以致失去精度。因此采用迭代是比较好的方式。上式可以通过迭代的方法解方程组。不过由于噪声的存在，在求解上式时会出现负值的情况，不符合正常的物理意义，因为不可能出现入射光子数为负数的情况。

直接解调方法在上面使用迭代求解的方法的基础上进行了改进，在每次迭代的过程中加入限制条件，比如 $s[n] \geq 0$ ，一旦迭代结果超出阈值，便将对应值置为阈值，此处的例子为 0。通过改进的迭代方式，直接解调方法的结果分辨率会比正常的迭代方法高，因此有利于分辨出更多接近的峰。

迭代方式有两种，见下述两式^[14]

Gauss-Seidel:

$$s^l(i) = 1/H(i, i)[d(i) - \sum_{j \neq i} H(i, j)s^{l-1}(j)] \quad (2-20)$$

Richardson-Lucy:

$$s^l(i) = s^{l-1} \sum_j [H(j, i)d(j) / (\sum_{i'} [H(j, i')s^{l-1}(i')] / \sum_j [H(j, i)])] \quad (2-21)$$

在迭代的每一步加入限制条件

$$\begin{cases} s_i^l = u_1(i) \text{ if } s_i^l < u_1(i) \\ s_i^l = u_2(i) \text{ if } s_i^l > u_2(i) \end{cases} \quad (2-22)$$

在本文中采用了 Lucy 迭代的方法，Lucy 迭代的推导过程如下：

首先给定物理量的定义，其中入射到 PMT 的光子时间谱分布为 Ψ ，也就是在小节 2.3 中提到的 $\text{signal}[n]$ 的归一化的分布，理论上应该为一系列分立的时间值。观测到的脉冲波形时间谱分布为 Φ ，即 $\text{data}[n]$ 的归一化的分布。对于单光电子的响应分布 P 为 $\text{spe}[n]$ 的归一化分布。可以由 Bayes 公式得 x 时刻有观测到波形时，对应 ζ 有入射的脉冲的概率

$$Q(\zeta|x) = \frac{\Psi(\zeta)P(x|\zeta)}{\sum_i \Psi(\zeta_i)P(x|\zeta_i)} \quad (2-23)$$

其中 i 包括波形的所有时间点，那么可以从观测值估计出入射的光子的时间分布谱为

$$\Psi(\zeta) = \sum_j \Phi(x_j)Q(\zeta|x_j) = \sum_j \Phi(x_j) \frac{\Psi(\zeta)P(x|\zeta)}{\sum_i \Psi(\zeta_i)P(x|\zeta_i)} \quad (2-24)$$

其中的 j 为观测波形的所有时间点，将其中的 Φ 单独拿出来可以发现构成了一个迭代过程，因此可以写出迭代公式为：

$$\Psi^{l+1}(\zeta) = \Psi^l(\zeta) \sum_j \Phi(x_j) \frac{P(x|\zeta)}{\sum_i \Psi^l(\zeta_i)P(x|\zeta_i)} \quad (2-25)$$

如果将最后的分布替换为实际的波形值，那么可以得到下面的最终迭代公式

$$\text{signal}^{l+1}(i) = \text{signal}^l(i) \sum_j \text{data}(j) \frac{\text{spe}(j|i)}{\sum_k \text{signal}^l(k)\text{spe}(j|k)} / \sum_j \text{spe}(j,i) \quad (2-26)$$

Lucy 指出当迭代次数趋向于无穷大时，Lucy 迭代的最终收敛结果为极大似然法的结果^[15]。

2.9 盲解调：Weiner 滤波

盲迭代是在未知传递函数 (在本文中即单光电子响应) 时，直接对波形进行迭代，得到对应的结果。

此处改变记号为下式，其中 $h[i]$ 即为单光电子响应

$$d[i] = h[i] * s[i] + n[i] \quad (2-27)$$

那么 Weiner 滤波迭代的方法通过每次乘以一个 Weiner 类型滤波器，可以降低噪声的影响，通过前一次对 $s[i]$ 和 $h[i]$ 的估计计算下一次迭代中两个

向量的值，具体过程如下^[16]

$$\begin{aligned}
 H[k]^l &= \frac{D[k]S^*[k]^{l-1}}{|S[k]^{l-1}|^2 + \alpha|H^{l-1}|^{l-1}} \\
 S[k]^l &= \frac{D[k]H^*[k]^{l-1}}{|H[k]^{l-1}|^2 + \alpha|S^{l-1}|^{l-1}}
 \end{aligned} \tag{2-28}$$

在式 2-28中，所有的大写符号均代表对应的频谱的值。

2.10 盲解调：Lucy 迭代

盲解调 Lucy 迭代的方法和 weiner 盲迭代类似，具体过程如下

$$\begin{aligned}
 s^l(i) &= s^{l-1} \sum_j [h(j,i)d(j)] / \left(\sum_{i'} [h(j,i')s^{l-1}(i')] \right) / \sum_j [h(j,i)] \\
 h^l(i) &= h^{l-1} \sum_j [s(j,i)d(j)] / \left(\sum_{i'} [s(j,i')h^{l-1}(i')] \right) / \sum_j [s(j,i)]
 \end{aligned} \tag{2-29}$$

在式 2-29中，相当于把 Lucy 迭代分别对 spe 和 waveform 各自进行，得到最终的结果^[17]。

第 3 章 模拟及实际数据处理结果

本部分展示的图以及数据均来自 JSAP 模拟数据，并且论文中展示效果时，为了能够比较方法的差异性，各个方法仅仅采用同一组数据，而对于评测结果则采用 150 万条结果进行平均求对应的 w -距离。

在处理所有波形数据前，先将基线减去，因此得到类似图 2.4 的第一张图的结果。

以下部分采用模拟数据 training.h5 中的 EventID = 7 的 ChannelID = 0,1 的数据。

3.1 阈值法

对于阈值的选取采用 $k\sigma$ 的标准，因为基线实际上受噪声的影响有一些抖动，所以需要将阈值设定超过噪声的范围。若将噪声视为一个服从高斯分布的随机过程，那么可以将该高斯过程的均方差 σ 计算出来，阈值中 k 越大，那么噪声被误判为信号的概率也会越小。在实际过程中选择了 5σ 作为阈值标准。

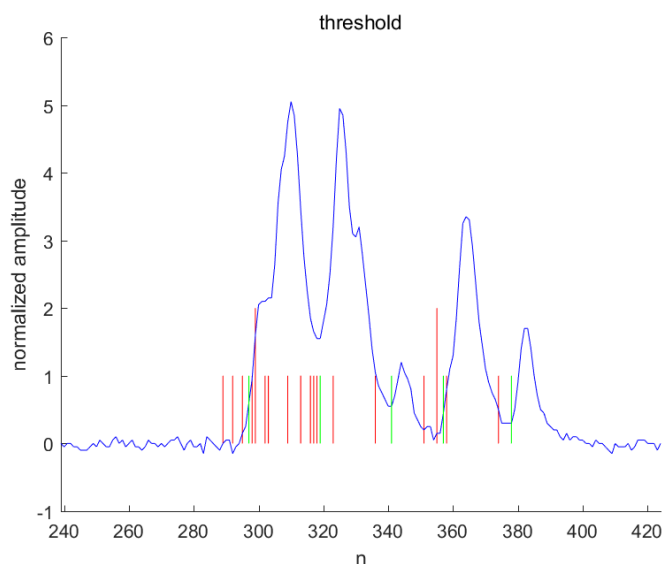


图 3.1 阈值法结果

如图 3.1 所示, 为 $ChannelID = 0$ 的波形, 其中波形图线经过归一化^①。红色的线对应于模拟的真实值 `truth`, 而绿色的线代表使用阈值法得到的结果。可以看出阈值法在识别入射光子时, 不但会比真实值有延迟, 而且对于多个光子重叠的情况无法区分, 只能识别每次出现的上升沿。

对于阈值法的结果用 w -距离评价, 结果为

$$w_{distance} = 9.444$$

阈值法的结果比较差的原因主要在于对于时间的识别效果不好, 因为识别时间的结果有延迟, 并且对于权重的结果无法正确判定。

3.2 spe 波形的获取

之后的频谱法, 直接解调的方法均需要用到 `spe` 的响应波形, 因此需要对这个响应波形的提取方法做出叙述。

论文中采用的响应波形从模拟数据中波形取平均得到。首先找到分立的脉冲波形, 避免前面出现的脉冲对于基线的影响, 同时防止后面出现的脉冲会对截取的波形造成影响。当响应到了阈值下方, 就判定 `spe` 的响应已经结束, 将之后的数据点全部置零。可以注意到这里事实上将可能出现的过冲给忽略掉了, 因此 `spe` 的响应存在过冲的误差。

经过筛选得到的波形对齐时间起点, 本论文使用模拟数据给定的 `truth` 作为时间起点的标定。得到的单光电子响应如图 3.2 所示。

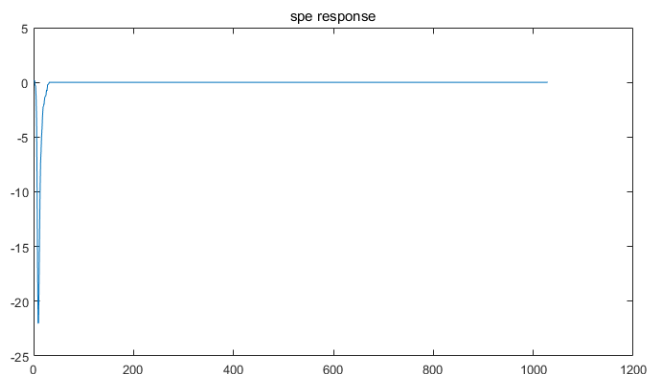


图 3.2 单光电子 (spe) 响应

^① 为了和光子数目有同样数量级, 对波形的数值做了除 20 的归一化操作。

3.3 频谱法

3.3.1 矩形滤波器

频谱法先对原始波形加上一个矩形滤波器，之后与单光电子响应的频谱进行相除，最后作 IFFT，得到对应的解调结果如下(解调结果是一个分布，对于入射时间的选择需要结合峰值与阈值判别)，为 $ChannelID = 0$ 的波形 对于频

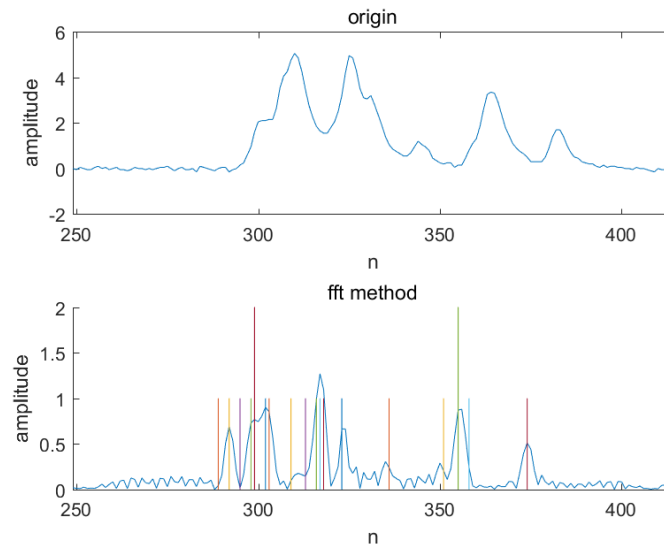


图 3.3 阈值法结果

谱法的结果用 w -距离评价，选取一个阈值，提交对应的分布，结果为

$$w_{distance} = 3.277$$

其中可以看出某些情况下，固定的阈值会引入很多不该有的时间，而有些比较小的峰值可能会被漏掉。所以阈值需要随着不同的峰值进行变化，有利于对多余的分布的处理。图 3.4中使用了变化的阈值 $Thre = std(signal[i-5 : i+5])$ ，其中绿线即为变化的阈值，可以看到有很多固定阈值没有办法排除的时间点被变化的阈值给排除掉，因此会使得识别效果变好 提交对应的分布，结果为

$$w_{distance} = 2.846$$

可以看出加上了更加合理的阈值后，对于时间的识别会更加准确。对于一个高斯型的分布 $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}b} e^{-\frac{x-x_0^2}{2b^2}}$ 与一个 $\delta(x-x_0)$ 分布之间的 w -距离可以用之前的积分方法计算得到，因为对称性，所以只需要计算左边的距离再乘以 2

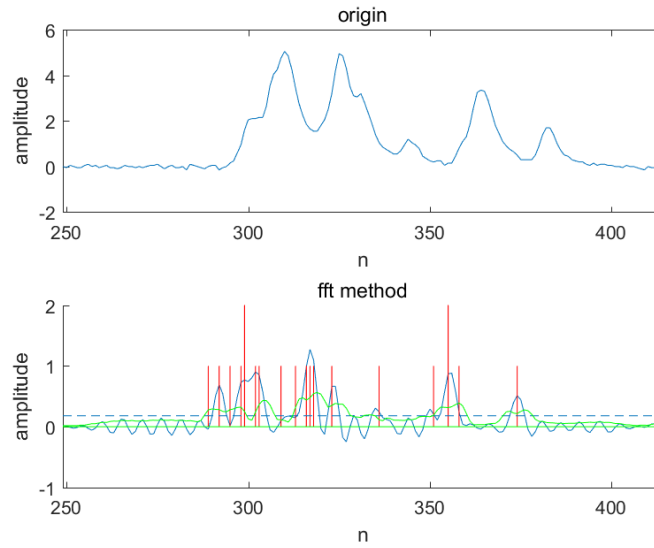


图 3.4 阈值法加入变化阈值结果

即可：

$$w_{distance} = 2 * \int_{-\infty}^{x_0} \int_{-\infty}^t f(x) dx dt \quad (3-1)$$

对于 b 越小的分布，对应的 $\int_{-\infty}^t f(x) dx$ 越窄，同时具有相同的上下界 (0 和 0.5)，因此最后的积分值会越小。所以可以看出为了使距离变小，需要把识别的分辨率变得更高。

寻峰算法是一个很好的选择，但是对于过于密集的时间脉冲，由于算法给出的峰仍然存在一定的分辨率，所以结果会出现连续的分布，此时对于寻峰算法并不是特别合适，因此需要对于过于密集分布无法采用寻峰算法，这也是上述计算 w -距离过程中使用分布而不是识别峰位的原因。

3.3.2 gauss 滤波器

矩形滤波器下的结果有很多抖动，尝试使用一个简单的 gauss 的低通滤波器。

$$filter(x) = \exp(-x^2/2\sigma^2) \quad (3-2)$$

分别选取 $\sigma = 300, 500$ 和上述矩形滤波器的结果进行对比，首先看 $\sigma = 300$ 频谱上的差异

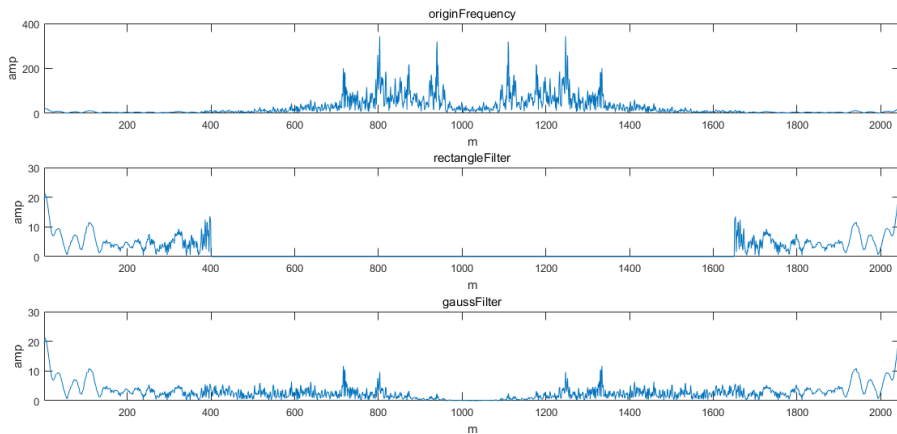


图 3.5 两种滤波器的结果

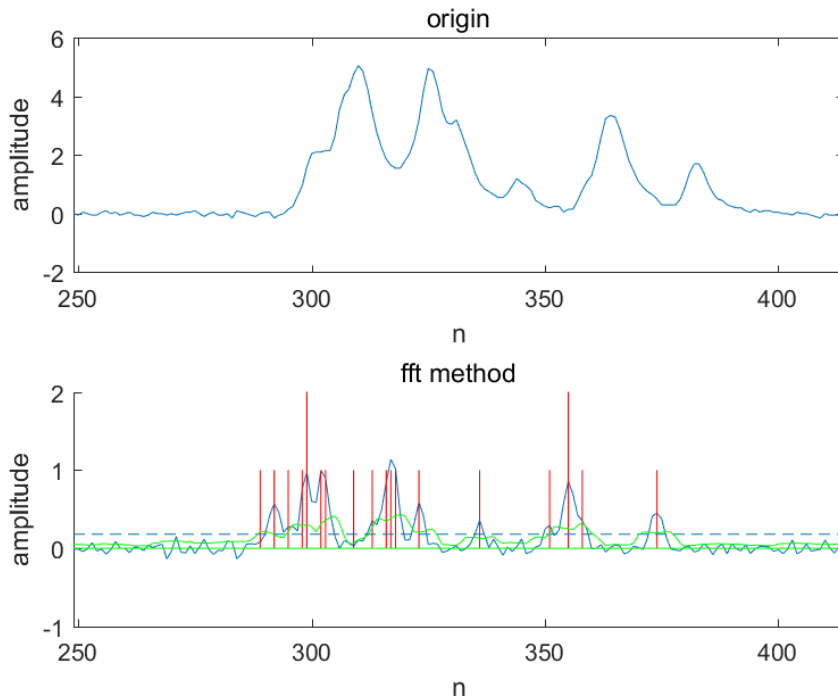


图 3.6 $\sigma = 300$ 的 gauss 滤波器

可以从图中看出低频部分两个滤波器的结果还是很接近的，但是对于高频部分，gauss 型滤波器还是保留了相当一部分的结果，因此对于高频部分，也就是波形变化较快的地方，gauss 滤波器理论上会更精确。

对滤波之后的结果进行对比 在 $\sigma = 300$ 的 gauss 滤波器的结果下，如图 3.6，和图 3.4 的结果相比，其中的抖动减少了很多，并且保留了很多高频特征，比如在 PETime = 300 附近处，gauss 滤波器的结果明显要优于矩形滤波器。同时可

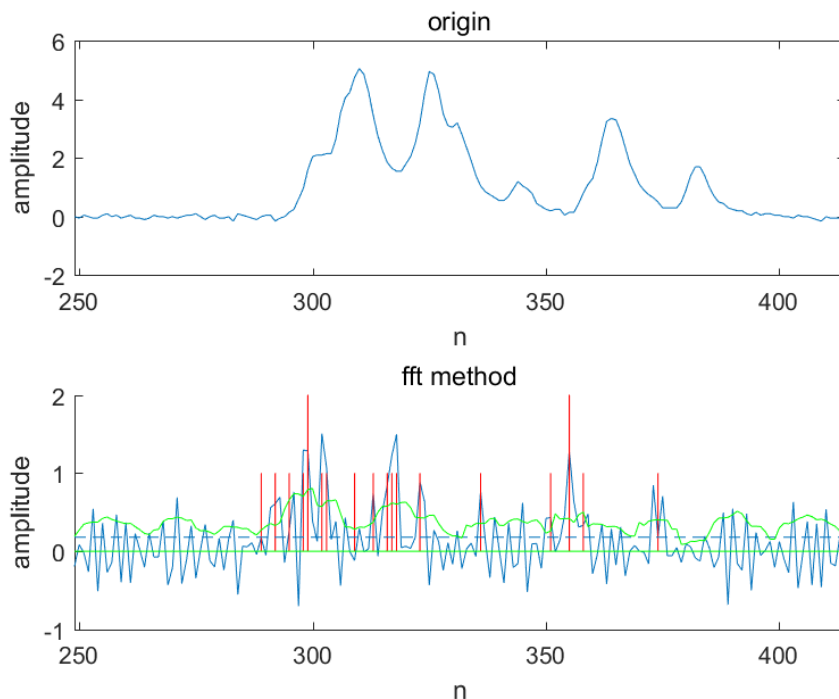


图 3.7 $\sigma = 500$ 的 gauss 滤波器

以验证滤波器的选择需要平滑，减少在时域上的抖动。

同时可以比较图 3.6与图 3.7，滤波器变宽会引入更多的噪声，导致噪声影响变得明显，因此需要合理选择适合的滤波器宽度，有利于降低噪声。

采用 $\sigma = 300$ 的 gauss 滤波器，提交对应的分布可以得到最后的 w -距离的结果为

$$w_{distance} = 3.193$$

可能是由于高斯滤波器减少了过多的能量，导致峰的值变小，结果并未像预期那样好。所以对于滤波器的选择需要进一步考量。

3.4 直接解调 Lucy 迭代

如部分 2.8中所提到，可以通过直接进行迭代的方法进行处理，这样做会导致高频噪声混入的问题，不过对于直接解调的方法噪声影响并不大。

这部分的 Lucy 迭代函数均采用 matlab 中的 `deconvlucy` 函数进行计算，其中迭代次数选取为 50 次。

3.4.1 不加矩形滤波器的 Lucy 迭代

3.4.1.1 不考虑负值 Lucy 迭代

不加滤波器时，由于 *spe* 和 *waveform* 均存在负值，由噪声和过冲引起。当不考虑负值，直接进行 Lucy 迭代时，结果大部分很好，比如和前面部分一致的数据结果如图 3.8 虽然这张图上结果看起来比之前方法的分辨率要好，而且时

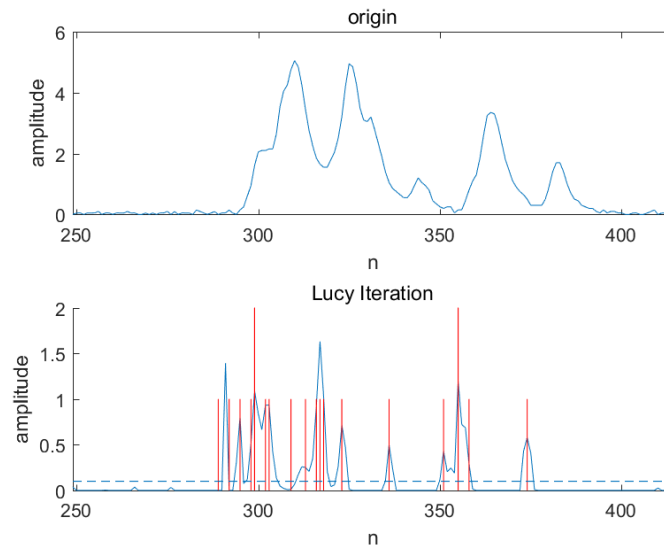


图 3.8 Lucy 迭代法结果

间点也很准，图 3.9 是 *ChannelID = 1* 的波形，但是会出现峰分裂的现象，因此会对识别结果造成影响。可以看出在大约 *PETime = 390* 的位置对于一个真实的 *truth* 出现了峰的分裂，而且两个峰距离原来峰的位置存在一定距离，对于时间的判别会出现错误，因此这种条件下不可用。

3.4.1.2 去除负值 Lucy 迭代

Lucy 迭代理论上是由概率模型推导，因此正值更适合用这种迭代方法。采用将 *spe* 小于 0 的部分置零，对于 *wave* 小于 0 的部分可以有两种方式，置零和取绝对值。下面是关于 *ChannelID = 1* 的波形处理结果的讨论

若对于 *waveform* 小于 0 的部分置零，如图 3.10，可以发现对于峰的分裂现象没有任何帮助。若对于 *waveform* 小于 0 的部分取绝对值，如图 3.11，峰的分裂现象消失。

最后选择使用取绝对值方式的 Lucy 迭代方法，选取一个阈值^①，提交对

① 图中水平的虚线即为阈值线

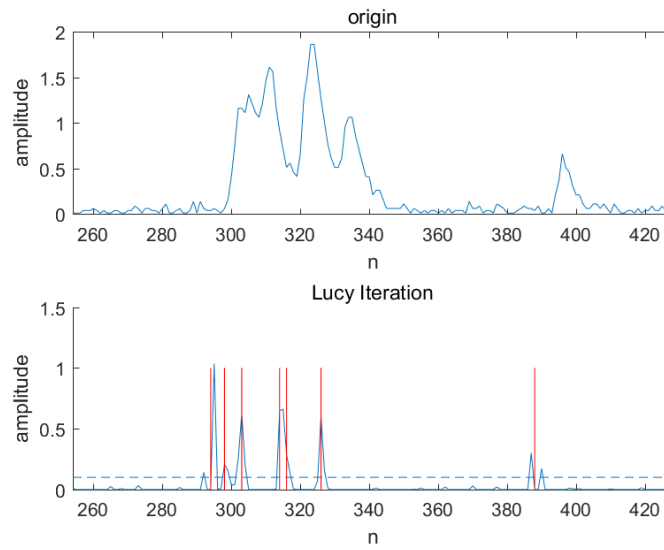


图 3.9 解谱后峰分裂现象

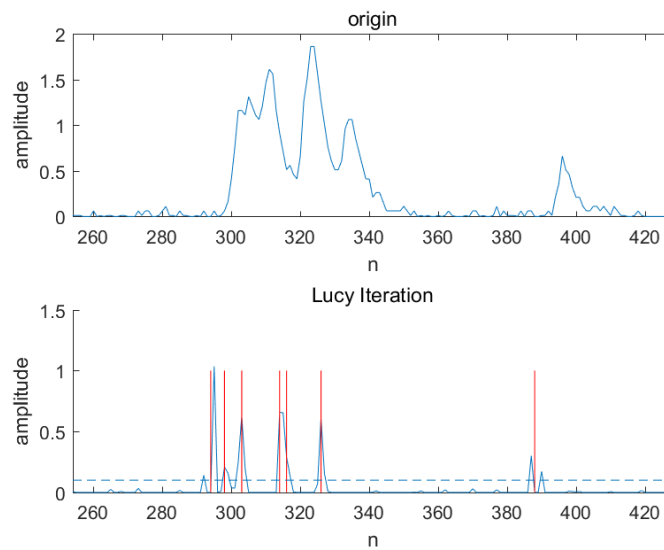


图 3.10 Lucy 迭代法置零方法结果

应的分布，结果为

$$w_{distance} = 2.612$$

3.4.2 加矩形滤波器的 Lucy 迭代

加入了矩形滤波器后，峰分裂的情况和不加矩形滤波器的情况类似。在取绝对值的情况下，峰没有分裂，而在其他情况下，峰依旧有分裂。这证明了峰分裂的原因应该不是由于高频噪声引起。

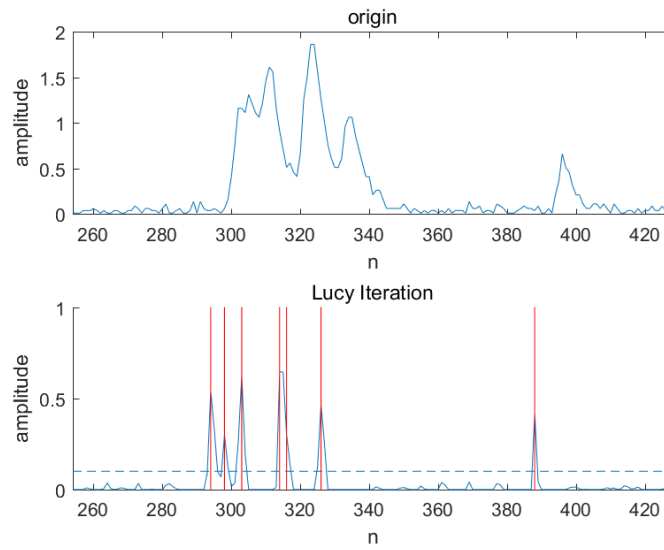


图 3.11 Lucy 迭代法取绝对值方法结果

下面是关于 $ChannelID = 1$ 的波形处理结果的讨论

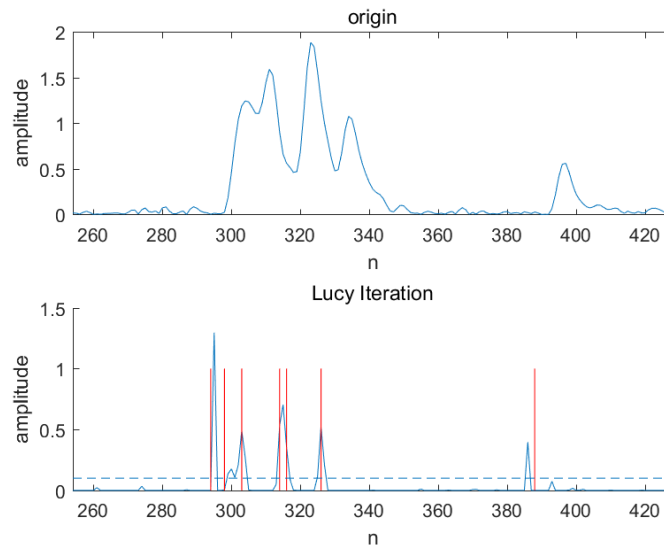


图 3.12 Lucy 迭代法结果

若对于 waveform 小于 0 的部分置零，如图 3.13，可以发现对于峰的分裂现象没有任何帮助。

若对于 waveform 小于 0 的部分取绝对值，如图 3.14，峰的分裂现象消失。

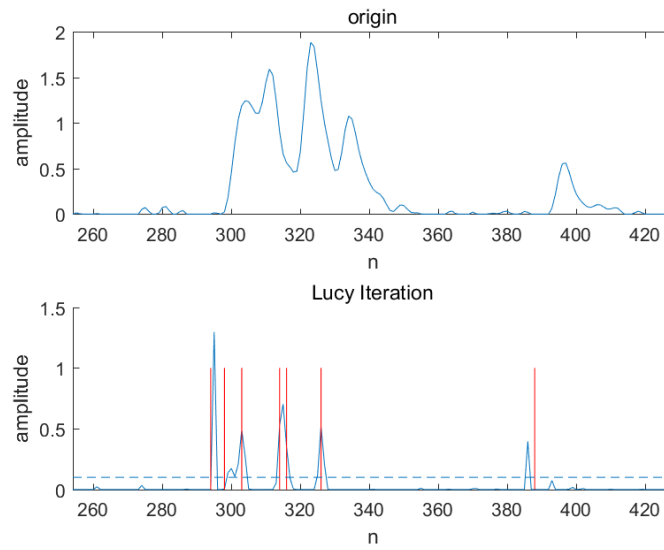


图 3.13 加入滤波器的 Lucy 迭代法置零方法结果

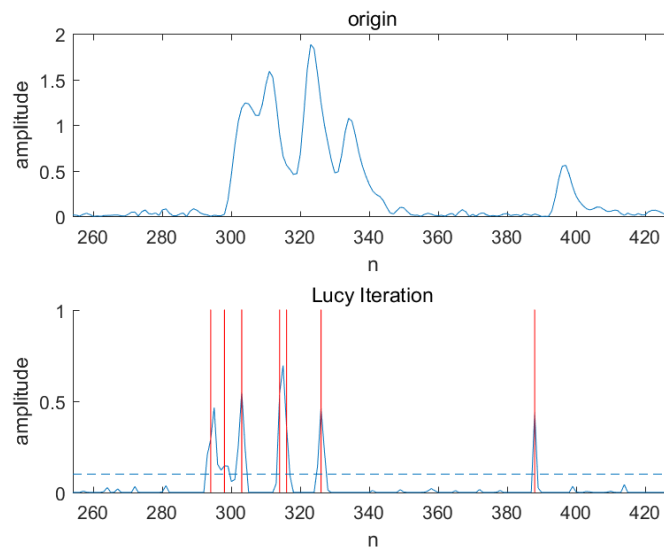


图 3.14 加入滤波器的 Lucy 迭代法取绝对值结果

最后选择使用取绝对值方式的 Lucy 迭代方法，选取一个阈值^①，提交对应的分布，结果为

$$w_{distance} = 2.652$$

① 图中水平的虚线即为阈值线

3.4.3 Lucy 迭代后结果分裂现象

因为上述所有过程采用的都是 matlab 中的 `deconvlucy` 函数，matlab 中的实现采用了加速算法，实现与最初的公式有一些差别，因此本文同时使用了自己实现的 Lucy 迭代算法来检验 matlab 内置函数的结果。

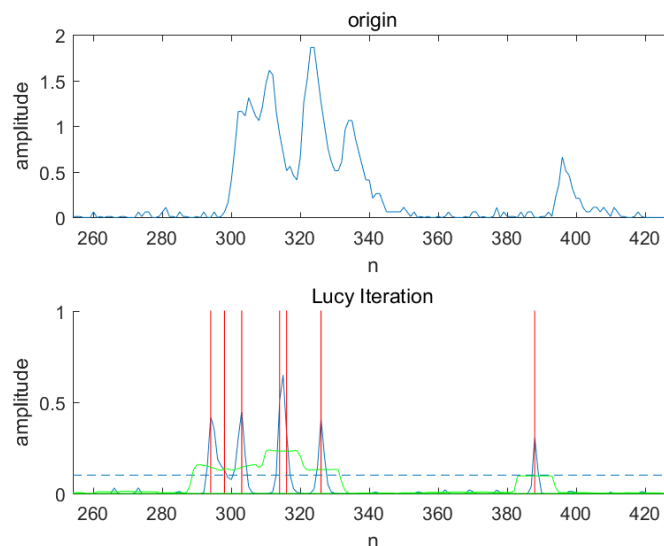


图 3.15 加入滤波器的 Lucy 迭代法置零方法结果

实现 Lucy 迭代算法时，选择的 $\text{threshold} = 0.0001$ ，为了避免发生除 0 的结果。最后效果如图 3.15 所示，可以看到峰分裂的现象消失，即便是 `spe` 和 `wave` 做的都是去除负值置零操作。不过迭代效果看起来并不是特别好，选择迭代次数为 100 次，最后的峰的分辨率没有 `deconvlucy` 的实现结果高。

3.5 盲迭代 (blind iteration)

3.5.1 盲迭代 Lucy

在尝试用盲迭代的方法进行处理时，在一定迭代次数后， $s[n]$ 的值会变大，超出限制，另外一个迭代项 $h[n]$ ，即单光电子响应会不断变小。最终的结果并不能符合预期。

3.5.2 盲迭代 Weiner

使用 Weiner 盲迭代算法后，得到的结果如图 3.16

从图中可以看出结果比直接用 Lucy 迭代或者频谱法都要差一些，其中的

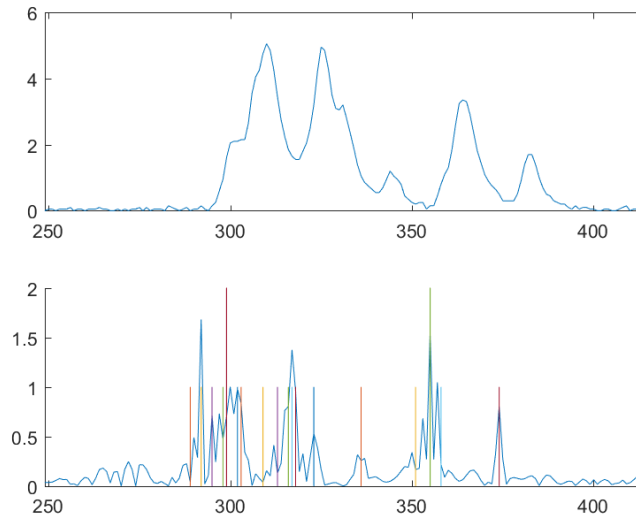


图 3.16 Weiner 盲迭代

很多位置出现了较大的噪声。

3.6 使用实际数据测试

实际数据来自目前锦屏的实验装置采集的数据中的一个文件，EventID = 1, ChannelID=11。对于实际数据采用了上述表现较好的算法：fft 频谱法与 Lucy 迭代的方法。使用的单光电子波形仍然采用之前的波形，得到的结果如图 3.17与图 3.18所示

可以看出单光电子响应的波形与实际的有偏差，所以分辨率还不是非常高，不过对于较为分立的时间有比较好的识别效果。可以认为真实的单光电子响应为 $spe'[n]$

$$spe'[n] = spe[n] * shape[n]$$

由式 2-2可以得到

$$data[n] = signal[n] * shape[n] * spe[n] + noise[n]$$

那么经过 fft 频谱法或者 Lucy 迭代之后得到的结果应该是 $signal[n] * shape[n]$ ，这个结论不仅适用于实际数据，实际上在之前对于模拟数据进行解谱时，使用的单光电子响应并不是模拟直接用的，而是本文采用平均得到的一个模板而已。

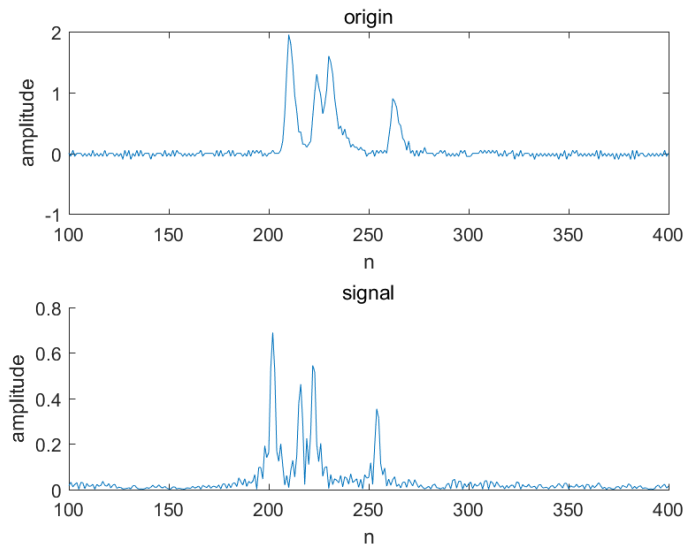


图 3.17 实际数据 fft 频谱法

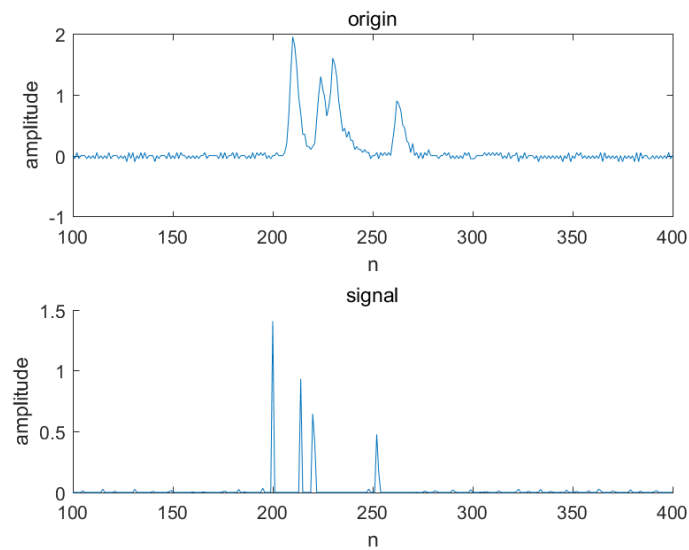


图 3.18 实际数据 Lucy 迭代法

同时可以看出 Lucy 迭代方法的结果比 fft 解谱方法要更好一些。fft 频谱法的结果有很多旁瓣严重影响对于实际值的识别。

因此对于单光电子响应的获取是制约以上两种方法的重要因素，单光电子响应越精确，解谱结果会越精确，分辨率更高。

第 4 章 结论

4.1 工作总结

本论文调研了多种波形的处理方法,并对这些方法用 matlab 和 python 进行了实现。对于 JSAP 和实际的数据进行了验证,并对不同的方法进行了评价。

论文中一共调研了 4 种主要方法,包括阈值法,fft 频谱法,直接解调法,盲解调法。除了阈值法,其他方法都基于卷积方程 (式 2-2),通过频谱或者迭代方法进行求解。但是不同的方法效果也大相径庭,其中阈值法作为最简单的算法,效果最差。其次是盲解调法,因为没有用到实际的响应波形,最后的解调结果并不是特别好。fft 频谱法受噪声影响较大,解调后的结果中旁瓣对于信号的识别效果有较大影响。

论文通过对不同方法进行比对,确定了 Lucy 迭代方法是本论文调研到的方法之中最好的方法。并且对于迭代过程中的条件进行了实验,总结了在本论文涉及的波形处理中 Lucy 迭代应该采用的条件。

4.2 问题与改进方向

目前存在的最大问题是论文中的方法在 w -距离的意义下,没有任何一个是最优算法^①。因此论文中的算法在结果并没有参考价值。

至于理论部分,论文中仅仅是对前人的工作进行了调研,对于方法中存在的问题以及更严谨的数学论证并未给出解答。因此需要进一步对算法的数学性质进行研究和探讨,以期找到更好的改进方案。目前而言本论文仅仅有总结方法的价值,对于之后的研究没有根本性的帮助。

^① 参见 dc.net9.org 比赛平台,其中最好的算法要比论文中的算法得到的距离小 1 左右

插图索引

| | | |
|--------|----------------------------------|----|
| 图 1.1 | 夸克和轻子..... | 1 |
| 图 2.1 | 光电倍增管结构..... | 8 |
| 图 2.2 | spe 及频谱..... | 9 |
| 图 2.3 | 原始波形频谱与 spe 的频谱..... | 10 |
| 图 2.4 | 原始波形频谱与相除后的频谱..... | 10 |
| 图 2.5 | 高频部分的细节..... | 11 |
| 图 2.6 | 不去除噪声与加上矩形滤波器的解调结果..... | 12 |
| 图 2.7 | 不同宽度矩形滤波器的解调结果..... | 14 |
| 图 2.8 | 两种滤波器的部分时域波形..... | 15 |
| 图 3.1 | 阈值法结果..... | 21 |
| 图 3.2 | 单光电子 (spe) 响应..... | 22 |
| 图 3.3 | 阈值法结果..... | 23 |
| 图 3.4 | 阈值法加入变化阈值结果..... | 24 |
| 图 3.5 | 两种滤波器的结果..... | 25 |
| 图 3.6 | $\sigma = 300$ 的 guass 滤波器..... | 25 |
| 图 3.7 | $\sigma = 500$ 的 guass 滤波器..... | 26 |
| 图 3.8 | Lucy 迭代法结果..... | 27 |
| 图 3.9 | 解谱后峰分裂现象..... | 28 |
| 图 3.10 | Lucy 迭代法置零方法结果..... | 28 |
| 图 3.11 | Lucy 迭代法取绝对值方法结果..... | 29 |
| 图 3.12 | Lucy 迭代法结果..... | 29 |
| 图 3.13 | 加入滤波器的 Lucy 迭代法置零方法结果..... | 30 |
| 图 3.14 | 加入滤波器的 Lucy 迭代法取绝对值结果..... | 30 |
| 图 3.15 | 加入滤波器的 Lucy 迭代法置零方法结果..... | 31 |
| 图 3.16 | Weiner 盲迭代..... | 32 |
| 图 3.17 | 实际数据 fft 频谱法..... | 33 |
| 图 3.18 | 实际数据 Lucy 迭代法..... | 33 |
| 图 A-1 | the filter used in Daya Bay..... | 47 |

图 A-2 the influence of computer precision 48

表格索引

| | | |
|-------|--------------------|---|
| 表 1.1 | ppChain | 4 |
| 表 2.1 | Waveform 数据结构..... | 7 |

公式索引

| | |
|---------------|----|
| 公式 1-1 | 2 |
| 公式 1-2 | 2 |
| 公式 1-3 | 2 |
| 公式 1-4 | 2 |
| 公式 1-5 | 2 |
| 公式 1-6 | 3 |
| 公式 1-7 | 3 |
| 公式 2-1 | 9 |
| 公式 2-2 | 9 |
| 公式 2-3 | 11 |
| 公式 2-4 | 11 |
| 公式 2-5 | 11 |
| 公式 2-6 | 13 |
| 公式 2-7 | 13 |
| 公式 2-8 | 13 |
| 公式 2-9 | 13 |
| 公式 2-10 | 13 |
| 公式 2-11 | 13 |
| 公式 2-12 | 14 |
| 公式 2-13 | 14 |
| 公式 2-14 | 15 |
| 公式 2-15 | 17 |
| 公式 2-16 | 17 |
| 公式 2-17 | 17 |
| 公式 2-18 | 17 |
| 公式 2-19 | 18 |
| 公式 2-20 | 18 |
| 公式 2-21 | 18 |

| | |
|---------------|----|
| 公式 2-22 | 18 |
| 公式 2-23 | 19 |
| 公式 2-24 | 19 |
| 公式 2-25 | 19 |
| 公式 2-26 | 19 |
| 公式 2-27 | 19 |
| 公式 2-28 | 20 |
| 公式 2-29 | 20 |
| 公式 3-1 | 24 |
| 公式 3-2 | 24 |
| 公式 A-1 | 44 |
| 公式 A-2 | 45 |
| 公式 A-3 | 46 |
| 公式 A-4 | 46 |
| 公式 A-5 | 46 |
| 公式 A-6 | 46 |
| 公式 A-7 | 46 |
| 公式 A-8 | 47 |
| 公式 A-9 | 48 |

参考文献

- [1] 姚昌园. 中微子质量与味混合的起源[博士学位论文]. 合肥: 中国科学技术大学, 2018.
- [2] 中微子质量和混合模型与味对称性的研究[博士学位论文]. 合肥: 中国科学技术大学, 2016.
- [3] 贾亚瓦哈纳 R. Neutrino hunters: the thrilling chase for a ghostly particle to unlock the secrets of the universe Chinese: 中微子猎手: 如何追寻“鬼魅粒子” [M]. 上海: 上海: 上海科技教育出版社, 2015.
- [4] Wilson F L. Fermi's theory of beta decay[J]. American Journal of Physics, 1968, 36(12): 1150-1160.
- [5] Reines F, Cowan Jr C. Detection of the free neutrino[J]. Physical Review, 1953, 92(3):830.
- [6] Bahcall J N, Davis R. Solar neutrinos: A scientific puzzle[J]. Science, 1976, 191(4224): 264-267.
- [7] Hirata K S, Kajita T, Kifune T, et al. Observation of b 8 solar neutrinos in the kamiokande-ii detector[J]. Physical Review Letters, 1989, 63(1):16.
- [8] Fukuda Y, Hayakawa T, Ichihara E, et al. Measurement of a small atmospheric $\nu\mu/\nu e$ ratio[J]. Physics Letters B, 1998, 433(1-2):9-18.
- [9] Fukuda Y, Hayakawa T, Ichihara E, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos [J]. Physical Review Letters, 1998, 81(8):1562.
- [10] Ahmad Q R, Allen R, Andersen T, et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory[J]. Physical review letters, 2002, 89(1):011301.
- [11] Beacom J F, Chen S, Cheng J, et al. Letter of intent: Jinping neutrino experiment[J]. arXiv preprint arXiv:1602.01733, 2016.
- [12] 郑君里. 信号与系统[M]. 第 3 版. 北京: 北京: 高等教育出版社, 2011.
- [13] Herrmann V. Wasserstein gan and the kantorovich-rubinstein duality[EB/OL]. <https://vincen-therrmann.github.io/blog/wasserstein/>.
- [14] 冯骅. 黑洞高能辐射的观测与研究[博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2005.
- [15] Lucy L B. An iterative technique for the rectification of observed distributions[J]. The astronomical journal, 1974, 79:745.
- [16] Davey B, Lane R, Bates R. Blind deconvolution of noisy complex-valued image[J]. Optics Communications, 1989, 69(5-6):353-356.
- [17] Fish D, Brinicombe A, Pike E, et al. Blind deconvolution by means of the richardson-lucy algorithm[J]. JOSA A, 1995, 12(1):58-65.

- [18] 薛瑞尼. ThuThesis: 清华大学学位论文模板[EB/OL]. 2017[2019-04-27]. <https://github.com/xueruini/thuthesis>.

致 谢

感谢导师续本达教授技术上与学术上提供的帮助，技术方面包括但不限于 linux 的一些高级操作，提供服务器计算资源，提供了赛事平台用于算法的评测；学术方面包括但不限于对毕设中的评价算法参数的指导，对毕设方向与进展的督促以及对于学术研究方法的指导。

感谢中微子比赛让我认识到自己做的毕设很糟糕，让我对自己能力和未来发展方向有了更为深入的思考。

感谢室友和同学陪我一起电竞度过黑暗的心情时刻。

感谢 ThuThesis^[18] 及其作者，让我不再为论文格式担忧。

声 明

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

签 名： _____ 日 期： _____

附录 A 外文资料的调研阅读报告或书面翻译

Investigate of Methods to Construt the Waveform Signal

A.1 Introduction

The neutrino was first conjectured by Pauli when Charles found the beta decay spectrum was continuous. Considering many experiments results, the cross section between neutrino and other matter is so small that neutrino only rarely interact. There are three type neutrinos, electron-, muon-, and tau-neutrinos. In standard model, neutrinos make up 1/4 of all known fundamental particles^[1].

A.1.1 the project of neutrino observation and liquid scintillator

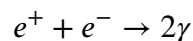
It is hard to observe neutrino. The common method is Inverse Beta Decay.

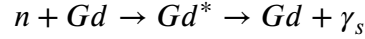


The positron will take most of energy. Positron will stop and combine with an electron and expose two gamma photon with energy of 1022keV. This signal appear after several ns. The neutron will be captured by proton and release photon after about 180us. The above two reaction will release specific energy and the time interval is another important character. So this method is used in all neutrino experiments. For example, Kamiokande use the water and observe the Cherenkov light generated by the charged particles.

Because the Cherenkov light is weak, liquid scintillator is a promise choice. Once the neutrino interact, the neutron and positron signal will be observed, including the Cherenkov light.

When mixing the liquid scintillator with Gd, which has very large capture cross section $\sigma(Gd155) = 61400b$, $\sigma(Gd157) = 255000b$, the time neutron is captured will be shorter to 30us. Moreover, the gamma ray energy release by Gd is 8MeV and can be observed more easily so that the background noise influence is more weaker^[2].





KamLAND, Reno and Daya Bay neutrino observation are similar on the design. The three choose the power plant reactor as the source of neutrinos. They observe the neutrinos flux at different distance from the reactors to find the evidence of neutrino oscillation.

A.1.2 the waveform of PMT

The light from scintillator is still very weak, so it is necessary to use PMT (Photomultiplier tube) to amplify the signal. When the photon strike the photocathode, due to Photoelectric effect, electrons are emitted from the surface of photocathode. These electrons are directed by the focusing electrode toward other dynode, where electrons are multiplied by the process of secondary emission.

Much literature give the method of simulating waveform of PMT. The response of single photon electron (SPE) is important. That waveform include the character of the PMT. In addition, it make sense if the response of PMT is linear. Then the output signal is the convolution between the response of SPE and input signal. Many waveform analysis depend on this assumption and use the response of SPE to estimate the time and charge of input signal.

The response of SPE in much literature have similar format except for the parameters which differ with the type of PMT.

$$U_{peak}(t) = U_{peak}^0 \exp(-1/2(\ln(t/\tau)/\sigma)^2) \quad (A-2)$$

The amplitude is U_0 and τ and σ determine the width and shape of the pulse. Baseline is not always remain as 0, the substantial overshoot followed by smaller periodic oscillation around the baseline. This oscillation is caused by the ceramic capacitors in the PMT base and the HV-signal decoupler^[3].

A.1.3 the method of waveform analysis

The information in the waveform mainly include time and charge. In literature, there are many methods. The most simplest method is to set the threshold and find the trigger.

A.1.3.1 simple charge integral

When the wave trigger, the time can set to be the trigger time and integrate the forward and backward region until the waveform return to the baseline. Then divide the integral result by the one of single p.e. to extract the p.e. number. However, due to the slope of the waveform, the trigger time cannot be consistence on the judgement. If the slope is more higher, the trigger time will be earlier.

Due to the late hits overlying on the overshoot, this method will under-estimated the real charge. Another consideration is the time between two trigger is too short that this method cannot distinguish them.

A.1.3.2 deconvolution

Deconvolution is a well-developed and widely used technique in Digital Signal Processing (DSP). Using DFT to convert the waveform into frequency domain. As for

$$y[n] = h[n] * x[n] + noise[n] \quad (A-3)$$

it is easy to transfer this equation into frequency format

$$Y[m] = H[m]X[m] + N[m] \quad (A-4)$$

multiplying the waveform frequency with a noise filter, the noise influence will decrease. Then dividing by H, the frequency of input signal can be gotten.

There are many type of filter, such as Wiener Filter, Windowed-Sinc Filter, Gaussian Filter. Daya Bay use the custom-defined low-band pass filter^[4].

$$F[m] = \exp(-1/2((x - 100)/40)^2) \quad (A-5)$$

Wiener Filter is a filter commonly employed in the signal processing.

$$F(f) = |S(f)|^2 / (|S(f)|^2 + |N(f)|^2) \quad (A-6)$$

In practice, the above equation will change into the following format, which set SNR=K^[5]

$$F(f) = |H(f)X(f)|^2 / (|H(f)X(f)|^2 + |N(f)|^2) = |H(f)|^2 / (|H(f)|^2 + k) \quad (A-7)$$

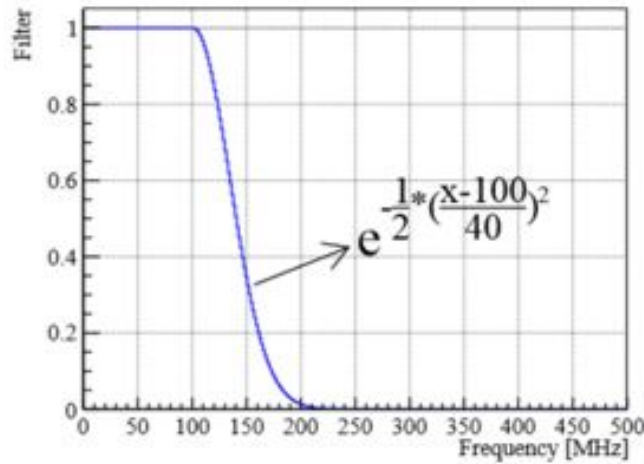


图 A-1 the filter used in Daya Bay

What's more, the SPE is another problem need to solve properly. In Daya Bay experiment, the SPE waveform is approximated by several functions. The parameter in the equation need be gotten by measure some PMT.

A.1.3.3 direct demodulate method

When the response of SPE is known, it is easy to convolution to get the input signal. But the result often contain negative value, which contradicts with physics problem. Li had proposed that using the iterative method with physics method. During every iteration when the result overlap the physics bound, then set that value on the bound value. Using this method, the result has very high resolution and the background will be decreased a lot^[6]

Although this method has been proved to be stable, whether the result value is equal with real is still to be discussed. The simulation show that the amplitude has a lot of bias with input value.

The iteration method can use Gauss-sedel or Lucy-Richadson iteration. And the Lucy method can be accelerate with the FFT algorithm^[7].

Gauss-Seidel

$$f^l(i) = 1/p'(i, i)[c(i) - \sum_{j \neq i} p'(i, j)f^{l-1}(j)] \quad (A-8)$$

Richardson-Lucy

$$f^l(i) = f^{l-1} \sum_j [p(j, i) d(j)] / \left(\sum_{i'} [p(j, i') f^{l-1}(i')] \right) / \sum_j [p(j, i)] \quad (\text{A-9})$$

A.1.3.4 JSAP and root

Jinping neutrino experiment simulation and analysis package (JSAP), and root are the simulation and analysis tools used in the paper.

A.2 Methods

A.2.1 deconvolution via frequency

In the simple simulation, the influence of computer floating point precision appear. The result of this method should consider this effect. More research should make under this field.

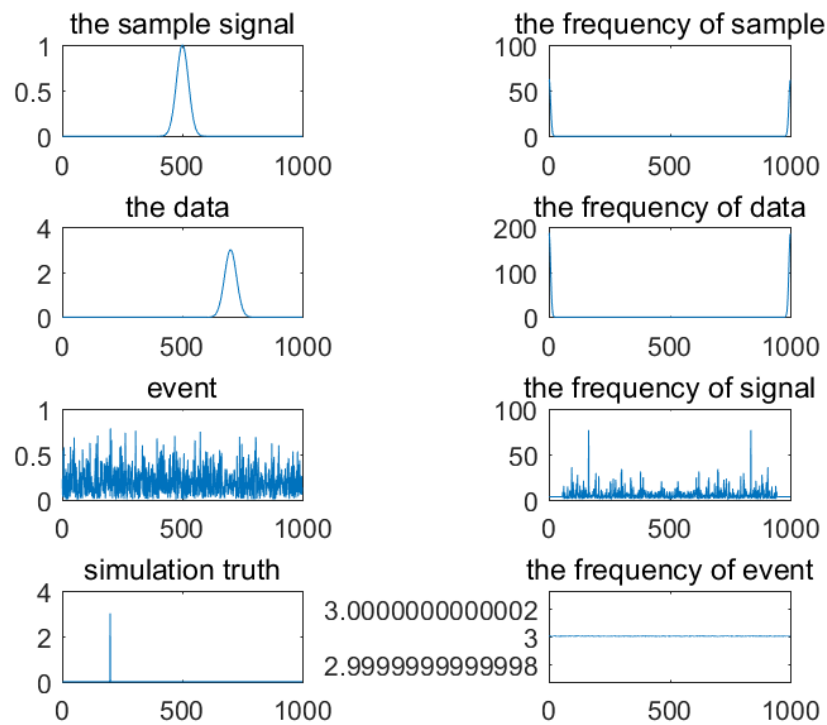


图 A-2 the influence of computer precision

A.2.2 direct modulation

Using Lucy iteration, the amplitude of result seems a little bias. The Gauss iteration works well. The amplitude and the time value need be study advanced.

References

- [1] 威特曼, 丁亦兵. 神奇的粒子世界 [M]. 世界图书出版公司, 2007.
- [2] 丁雅韵. 大亚湾反应堆中微子实验掺钷液体闪烁体的研制 [A]. 中国化学会. 中国化学会第 26 届学术年会现代核化学与放射化学分会场论文集 [C]. 中国化学会: 中国化学会, 2008:1.
- [3] Jetter. PMT waveform modeling at the Daya Bay experiment[J]. Chinese Physics C, 2012, 36(8):733.
- [4] Huang Yongbo. The Flash ADC system and PMT waveform reconstruction for the Daya Bay Experiment[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2018, 895:48-55.
- [5] 邱立杰. Lucy-Richardson 算法在天文图像中的运用及初步探讨 [D]. 暨南大学, 2011.
- [6] 李惕碛. 高能天文中成像和解谱的直接方法 [J]. Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics, 1993, 3:2.
- [7] 沈宗俊. 直接解调的快速算法 [J]. 高能物理与核物理, 2007, 11:1021+1016-1020.

附录 B 论文中使用的代码，数据及处理结果

代码，数据和处理结果均位于云盘中，链接为<https://cloud.tsinghua.edu.cn/d/0fb8c023b4984bbfad15/>。

在学期间参加课题的研究成果

个人简历

1996年11月19日出生于河南省潢川县。

2015年9月考入清华大学工程物理系工程物理专业，2019年7月本科毕业。

发表的学术论文

综合论文训练记录表

| | | | | | |
|------------|--|----|--|----|--|
| 学生姓名 | | 学号 | | 班级 | |
| 论文题目 | | | | | |
| 主要内容以及进度安排 | <div style="text-align: right; margin-top: 20px;"> 指导教师签字：_____ </div> <div style="text-align: right; margin-top: 10px;"> 考核组组长签字：_____ </div> <div style="text-align: right; margin-top: 10px;"> 年 月 日 </div> | | | | |
| 中期考核意见 | <div style="text-align: right; margin-top: 20px;"> 考核组组长签字：_____ </div> <div style="text-align: right; margin-top: 10px;"> 年 月 日 </div> | | | | |

| | |
|---|--|
| <p style="text-align: center;">指导教师评语</p> | <p style="text-align: right;">指导教师签字：_____</p> <p style="text-align: right;">年 月 日</p> |
| <p style="text-align: center;">评阅教师评语</p> | <p style="text-align: right;">评阅教师签字：_____</p> <p style="text-align: right;">年 月 日</p> |
| <p style="text-align: center;">答辩小组评语</p> | <p style="text-align: right;">答辩小组组长签字：_____</p> <p style="text-align: right;">年 月 日</p> |

总成绩：_____

教学负责人签字：_____

年 月 日