修士論文

ゲルマニウム検出器の波形読み出し法の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

細見 健二

平成 19 年

概要

Λ ハイパー核 (Λ 粒子を含む原子核) の構造研究は、原子核深部の構造や Λ 粒子を含んだバリオン系に働く相互作用を調べる上で非常に重要である。我々は、そのために大立体角ゲルマニウム (Ge) 検出器システム Hyperball を用いてハイパー核 γ 線分光実験を行い、詳細な核構造から ΛN 間のスピン依存相互作用や核内バリオンの性質変化を研究している。

現在は、東海村に建設中である J-PARC において、このパラメータの普遍性の検証や、これまでは統計量が少ないために困難であった核内での Λ の磁気モーメント変化の測定を行うべく実験準備を進めている。しかし、現行の読み出し方法ではパイルアップやベースラインシフトによる dead time のために、J-PARC の大強度ビームを使った高計数率環境で実験を行うことは難しいと考えられる。そのため、この問題に対処すべく flash ADC を用いて波形読み出しを行い、波形解析アルゴリズムの開発を行った。

プリアンプのリセットによるベースラインのシフトに対しては 1 次関数でベースラインをフィッティングすることでシフトを補正することができた。そのため、時定数の長い整形アンプを使用した場合でも、リセットによる dead time を従来までの時定数の短い整形アンプと同程度に抑えることができ、整形の時定数を長くしたことでエネルギー分解能は大幅に改善させることができた。

パイルアップパルスに対しては、同時に記録したプリアンプ波形から読み出されるパルス情報 (時間位置、波高) を初期値に用いて整形アンプ波形を、実データから作成されたテーブル関数でフィッティングすることで分離することができた。その最小パルス分離間隔は 1 μsec 程度であり、これは従来の読み出し法に比べ約 3 倍優れた結果となった。

目次

第 1 章　序論 1

1.1　ハイパー核の γ 線分光による ΛN 相互作用の研究 1

1.2　KEK から J-PARC へ 2

1.2.1　J-PARC 2

1.2.2　Hyperball-J 3

1.3　本研究の目的 4

第 2 章　検出器と読み出し法 5

2.1　ゲルマニウム検出器 5

2.1.1　動作原理 5

2.1.2　検出器タイプ 6

2.1.3　トランジスタリセット型プリアンプ 6

2.1.4　エネルギー分解能の重要性 7

2.2　従来の読み出し法 8

2.2.1　読み出し回路 8

2.2.2　高計数率条件での問題点 8

2.3　波形読み出し法 9

2.3.1　読み出し回路 9

2.3.2　波形解析 9

第 3 章　波形解析のアルゴリズム開発 10

3.1　はじめに 10

3.1.1　使用するモジュール 10

3.1.2　Flash ADC の性能テスト 12

3.1.3　エネルギー分解能の求め方 14

3.2　プリアンプリセット直後のベースライン補正 15

3.2.1　LNS テスト実験 15

3.2.2　解析 19

3.2.3　結果と考察 29

3.2.4　まとめ 33

3.3　パイルアップの分離 34

3.3.1　パイルアップ波形データの測定 34

3.3.2　解析 35

3.3.3　結果と考察 52
3.3.4　まとめ 59

第 4 章　まとめ 60

参考文献 62

付録 A　ベースライン再生回路 63

付録 B　波形データのフーリエ解析 64

図目次

1.1 J-PARC の全体図 (完成予想図) 2
1.2 Hyperball-J の完成予想図 (半面図) 3

2.1 半導体検出器の動作原理 5
2.2 リセット型プリアンプの出力信号 6
2.3 エネルギー分解能とピークの統計的有意性。 7
2.4 従来の読み出し回路 8
2.5 波形読み出し回路 9

3.1 STRUCK 製 SIS3302 Flash ADC 11
3.2 サンプリング周波数と分解能の関係 13
3.3 ADMCA の解析画面 14
3.4 LNS ビームライン全体図 16
3.5 LNS テスト実験のセットアップ 16
3.6 LNS テスト実験の測定回路図 17
3.7 CRM、リセット信号、ビームモニターの計数率 19
3.8 Flash ADC で記録した波形データの例 21
3.9 ベースライン補正の解析フローチャート 22
3.10 オーバーフローしたデータ点数の分布 23
3.11 ベースラインの識別の条件 24
3.12 プリアンプリセットによるベースラインのシフト 25
3.13 1 次関数によるベースラインのフィッティング 26
3.14 Reduced χ^2 とフィッティングしたデータ点数の相関 27
3.15 フィッティングしたデータ点数による reduced χ^2 分布 28
3.16 シフト補正後のベースライン 29
3.17 計数率によるベースラインフィッティングができないイベントの割合 32
3.18 パイルアップ波形測定の回路図 34
3.19 パイルアップトリガーによる波形データ 35
3.20 パイルアップ分離の解析フローチャート 36
3.21 波形テンプレートの作成過程 37
3.22 台形フィルターによる整形 39
3.23 台形整形によって得られる初期値の ADC-ADC 相関と ADC-TDC 相関 40
3.24 台形フィルターのパラメータによるエネルギー分解能の変化 41

3.25 パルス位置を利用したベースラインの識別 42
3.26 エネルギーと reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ無、ベースライン有) 43
3.27 エネルギー毎にスライスした reduced χ^2 の分布 (パイルアップ無、ベースライン有) 44
3.28 671 アンプから読み出されるエネルギースペクトル (パイルアップ無、ベースライン有) 45
3.29 オーバレンジしたパルスに対するフィッティング例 45
3.30 パイルアップ波形のフィッティング例 46
3.31 エネルギーと reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン有) 47
3.32 エネルギー毎にスライスした reduced χ^2 の分布 (パイルアップ有、ベースライン有) 48
3.33 パイルアップ間隔と reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン有) . . . 49
3.34 エネルギーと reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン無) 50
3.35 エネルギー毎にスライスした reduced χ^2 の分布 (パイルアップ有、ベースライン無) 50
3.36 パイルアップ間隔と reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン無) . . . 51
3.37 ベースラインパラメータを固定した場合に読み出されるエネルギースペクトル . . 52
3.38 パイルアップ前方パルスと後方パルス 54
3.39 パイルアップの前方パルスと後方パルスのスペクトル (ベースライン固定) 55
3.40 ベースラインを含めてフィッティングした場合に読み出されるエネルギースペクトル 56
3.41 パイルアップの前方パルスと後方パルスのスペクトル (ベースラインを含むフィッティング) 57
3.42 計数率の関数として表したパイルアップが分離できない確率 58

A.1 交流結合によって生じるベースラインシフト 63
A.2 ベースライン再生回路の等価回路 63

B.1 671 アンプ波形のフーリエスペクトル 64

表目次

1.1 予想される J-PARC での実験環境 4

3.1 パルス波高型 ADC を使った場合の 671 アンプの性能 10
3.2 パルス波高型 ADC を使った場合の 973U UHA の性能 11
3.3 SIS3302 の有効 bit の評価 12
3.4 Flash ADC を使った場合の 671 の性能 12
3.5 リセットからの経過時間とエネルギー分解能の関係 (補正なし) 20
3.6 リセットからの経過時間とエネルギー分解能の関係 (補正あり) 30
3.7 ベースラインを固定した場合の 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能とピーク量 53
3.8 ベースラインを含めてフィッティングした場合の 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能とピーク量 56

第 1 章

序論

1.1 ハイパー核の γ 線分光による ΛN 相互作用の研究

Λ ハイパー核は、ストレンジネス量子数 $S = -1$ をもつバリオン (ハイペロン) である Λ 粒子を含む原子核である。Λ 粒子は核子とは異なるフェルミオンであるため、核内で核子からパウリ効果を受けることなく、ハイパー核内部の様々な軌道に束縛される。このため、Λ 粒子の占めるエネルギー準位を調べることで、通常の原子核反応では困難である原子核深部での粒子のふるまいについて研究することができる。また、Λ 粒子の寿命が短いため散乱実験による研究手法が困難である ΛN 相互作用についても、ハイパー核構造から得られた有効相互作用から定量的に研究することができる [1]。

ハイパー核の構造研究は、1970 年代から磁気スペクトロメータを用いた (K^-, π^-)、(π^+, K^+) 反応による反応分光実験により進められてきた。この方法で数多くのハイパー核の構造が研究されてきたが、到達できるエネルギー分解能は 1.5 MeV(FWHM) であった。近年では 1 次電子ビームを用いた $(e, e'K^+)$ 反応による分光実験も成功を収めているが、それでもエネルギー分解能は 0.3 MeV(FWHM) 程度が限界である。ΛN 有効相互作用のうちスピン依存部分について直接情報を得ることができるハイパー核のスピン 2 重項の間隔は、一般に数 10 $\sim$ 数 100 keV のオーダーであり、これらの実験方法で測定することは不可能である。

ハイパー核の束縛状態からの γ 線を Ge 検出器を用いて測定することで、エネルギー分解能は画期的に改善し、数 keV の分解能が実現される。我々のグループは、特殊な高速の回路系を用いて技術的問題を解決し、ハイパー核分光実験専用の高効率大立体角 Ge 検出器システム Hyperball を建設して、1998 年にハイパー核の精密 γ 線分光を初めて可能にした。ハイパー核 γ 線分光実験の主要な目的は、Λ ハイパー核の詳しいレベル構造から ΛN 相互作用のスピン依存性を実験的に調べることであり、これまで行われた実験では、p-shell ハイパー核のデータから ΛN 相互作用のスピン依存性を定量的に決定することに成功している [2]。

1.2 KEK から J-PARC へ

1.2.1 J-PARC

現在、東海村に世界最高クラスの大強度陽子ビーム加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) が建設されている。J-PARC は図 1.1 に示すように 4 つの実験施設からなり、原子核素粒子実験施設 (ハドロンホール) にはメインリングで加速された 50 GeV の陽子ビームが輸送される。この大強度陽子ビームにより、最大 10 MHz の K^- 中間子 2 次ビームを使ったハイパー核実験が可能になり、より短時間で多くの統計量のデータを得ることができるようになる。また、短時間で数多くのハイパー核を調べられるだけでなく、これまでは統計的に制限されて難しかった、γ 線同士の同時計測実験や、エネルギー準位の寿命測定等の実験が容易になり、新しい物理が展開されていくことが期待される。

我々のグループは、この大強度 K^- ビームを利用してハイパー核 γ 線分光実験を行うことを計画しており、実験番号 E13 として採択されている [3]。実験の目的は、すでに決定されている p-shell Λ ハイパー核における相互作用の強さの検証、sd-shell ハイパー核における相互作用の研究、Λ 粒子のハイパー核内での磁気モーメント変化を測定することよる核媒質効果の研究、${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{He}$ を用いた ΛN 相互作用における荷電対称性の破れの研究である。

図 1.1　J-PARC の全体図 (完成予想図)。J-PARC は 4 つの実験施設からなり、原子核素粒子実験施設 (ハドロンホール) ではメインリングで加速された 50 GeV の陽子ビームを利用して、最大 10 MHz の K^- 中間子 2 次ビームを使ったハイパー核実験が可能になると予想される。

1.2.2 Hyperball-J

先ほど述べたように J-PARC では、10 MHz の K^- ビームを使って実験を行うことができるが、現行の Hyperball ではその高計数率環境に耐えることができないため、新たに Hyperball-J を建設中である。Hyperball-J の完成予想図は図 1.2 のようになり、以下に述べる 4 つの項目を開発の柱としている。本論文では最後の波形読み出しの項目について述べる。そのため、残 3 つの項目に関しては修士論文 [4]、[5] を参照されたい。

- 従来のボールタイプの配置からウォールタイプに変更することで、Ge 結晶の覆う立体角を大きくし photo peak efficiency を 1.5 倍に増加させる。
- 従来の液体窒素による冷却では不可能である Ge 結晶の 85K 以下の常時冷却を、パルス管冷凍機で実現し、放射線損傷によるエネルギー分解能劣化を抑制する。
- バックグラウンド除去に用いる BGO カウンターをさらに高計数率に耐えられる PWO カウンターに変更する。
- Flash ADC を用いて波形をデジタル化し、パイルアップなどのイベントをオフラインで波形解析することによって正しく読み出し、これらによる不感時間 (dead time) の増加を抑える。

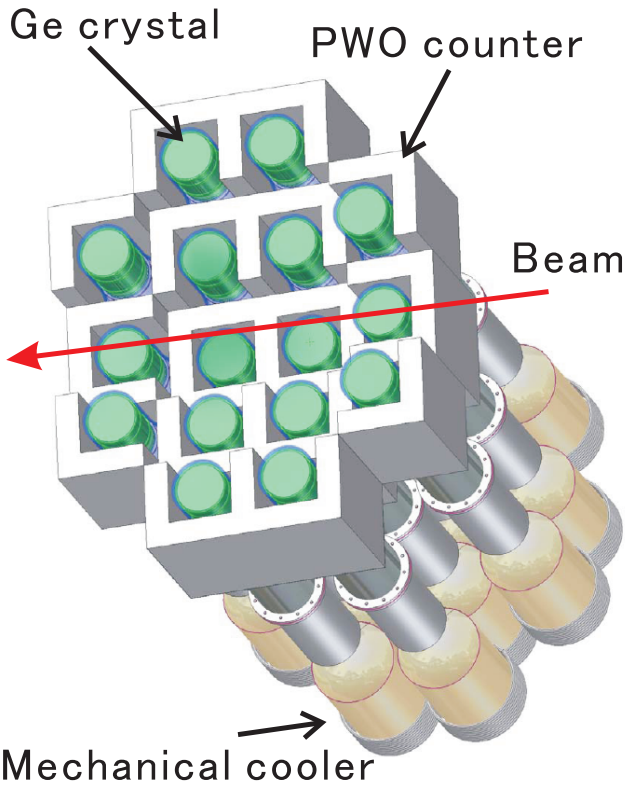

図 1.2　Hyperball-J の完成予想図 (半面図)。Hyperball-J 全体は相対検出効率 60 % の N 型結晶 Ge 検出器 32 台から構成される。従来の窒素冷却タンクを細長い機械式冷凍機に変更したことで、より密接した平行配置 (ウォールタイプ) が可能になる。また、Ge 結晶の周りを囲むコンプトンサプレッサーは高速応答に優れた PWO 結晶を用いている。Geant4 によるシミュレーションの結果、この配置で 1 MeV の γ 線に対して約 6% の photo-peak efficiency が得られる。

1.3 本研究の目的

従来の Hyperball の読み出し方法では信号がパイルアップした場合などは正しいエネルギーを読み出せず、これまでの実験ではそのイベントは除去されてきた。表 1.1 に実験環境の比較を載せるが、これを見ると KEK のビーム強度ですでに実験できる限界点に達しているのが分かる。そのため、Hyperball-J 検出器システムを使って J-PARC の大強度ビームの下でハイパー核 γ 線分光実験を行うには波形読み出し法の導入が必須となる。しかし、波形読み出しの手法は世界中で考えられているが、それらは主に抵抗フィードバック型プリアンプを用いている Ge 検出器に対するものであり、トランジスターリセット型プリアンプを用いている Hyperball-J の Ge 検出器に特化したものは存在していない。

本研究の目的は、Hyperball-J の Ge 検出器に特化した波形読み出しのアルゴリズムを開発し、その性能を評価することである。具体的にはパイルアップなどによる dead time の増加を抑えるだけでなく、エネルギー分解能を犠牲にして高計数率動作に重みがおかれている既存の特殊な整形アンプを、分解能は良いが高計数率仕様でない一般的な整形アンプ[1)]に置き換えることで、エネルギー分解能の改善も目指す。アルゴリズムとしては、プリアンプのリセットによって整形アンプ出力のベースラインがシフトした場合にそのシフトを補正する処置と、パイルアップパルスを分離する処置が必要であり、それらの処置が必要なイベントの実際の波形データを取得して読み出しプログラムの作成を行う。

表 1.1　予想される J-PARC での実験環境。計数率などは KEK の実験環境をもとに、ビーム強度に比例するとして見積もってあるが、実際はビーム K^- の崩壊による寄与が加わるためにさらに増えると考えられる。

ビームライン	K6 (KEK)	K1.8 (J-PARC)
ビーム粒子	π^+	K^-
ビーム強度	2 MHz	∼10 MHz(最大)
Ge 検出器の計数率	50 kHz	∼250 kHz
Energy deposit rate	0.5 TeV/s	∼2.5 TeV/s
読み出しの不感時間	50 %	100 %

[1)] 波形読み出しによって高計数率仕様にできる。

第 2 章

検出器と読み出し法

2.1　ゲルマニウム検出器

2.1.1　動作原理

ゲルマニウム検出器は高純度 Ge 結晶 (不純物濃度が 10^{10} 個/cm^3 以下) を用いた半導体検出器である。半導体検出器の動作原理を図 2.1 に示す。P層とN層の間に逆バイアス電圧をかけると、その間にキャリアの存在しない空乏層が作られる。この領域内で入射した放射線により生成された電子と正孔を逆バイアス電圧によって収集することで放射線のエネルギーに比例した電流を取り出す仕組みになっている。

放射線検出器のエネルギー分解能は主にそのエネルギー情報を運ぶキャリアの統計的ゆらぎによって決定される。例えば、NaI などの光検出器は放射線エネルギーを光に変換し、続いて電気信号に変換するさいに起きる一連の過程によってキャリアを失うことで分解能を制限されてしまう。しかし、Ge 検出器にはそのような過程が存在しないことに加えバンドギャップも小さいため、他の種類の検出器よりもずっと多くのキャリアを得ることができ、今日実現されている最良のエネルギー分解能が得られている。ただし、Ge のバンドギャップは Si など他の半導体と比べても小さいために常温では熱励起によるノイズが多く、100 K 以下まで冷さなければならないという難点もある。

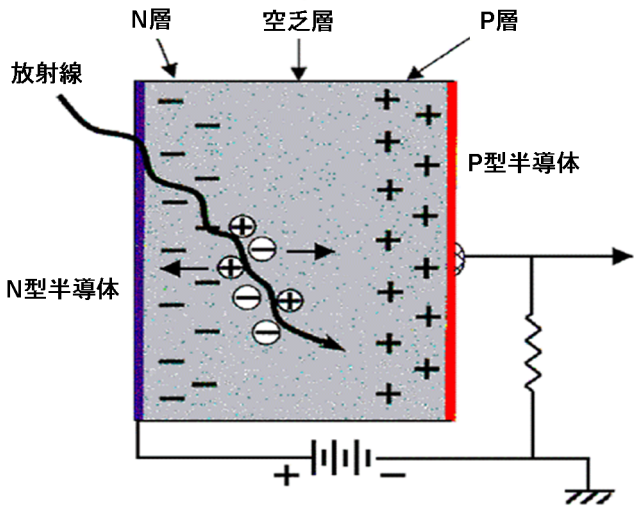

図 2.1　半導体検出器の動作原理。半導体検出器は P 層／空乏層／ N 層から構成されており、空乏層内に生成される電子・正孔対を測定することにより放射線を検出する。また、放射線によって生成される 1 次キャリア (電子・正孔) をそのまま電気信号として読み出すために、他の放射線検出器と比較してエネルギー分解能が非常に良いことが特徴である。

2.1.2 検出器タイプ

Hyperball-J に組み込む Ge 検出器は、Hyperball と同じく 7 cm ϕ×7 cm l の N 型クローズドエンド同軸タイプを使う。これは円柱状になった高純度の N 型高純度 Ge 結晶の外側表面にアクセプタ原子をインプラントした構造になっている。放射線損傷が進むと結晶の有感領域内において正孔捕獲量が増加するが、同軸タイプでは結晶の外側表面近くで電子正孔対の生成が起こりやすいので、長距離を移動するメインのキャリアが電子となる N 型を使うことでその影響を抑えることができる [6]。

結晶サイズと電子の移動速度[1)]から電荷収集に必要な時間を見積もると、おおよそ 0.4 μsec となる。この値は、Ge 検出器からの信号を処理する後段の回路においてパルス整形の時定数を決定する目安となる。

2.1.3 トランジスタリセット型プリアンプ

Hyperball-J に組み込む Ge 検出器のプリアンプも、Hyperball と同じくトランジスタリセット型を用いる。これは、プリアンプのフィードバックコンデンサにおいて energy deposit の積算値が一定値を超えたときに、出力をベースラインまでもどす仕組みをもっている。そのため、図 2.2 に示すようなステップ状の出力になり、そのステップの 1 段が 1 事象に対応している。

GeV オーダーの中間子ビームを用いたハイパー核実験では、ビームハローや標的で散乱された粒子が Ge 結晶を突き抜け数 10 MeV のエネルギーを与える事象が高い計数率で存在する。測定したい γ 線のエネルギーは数 MeV 以下であるため、このような環境では通常用いられる抵抗フィードバック型のプリアンプは出力信号が飽和電圧に達して不感となる時間が多くなり、使用することができない [7]。よって、energy deposit rate が非常に高い環境で Ge 検出器を動作させるためにはリセット型プリアンプの導入は不可欠となっている。

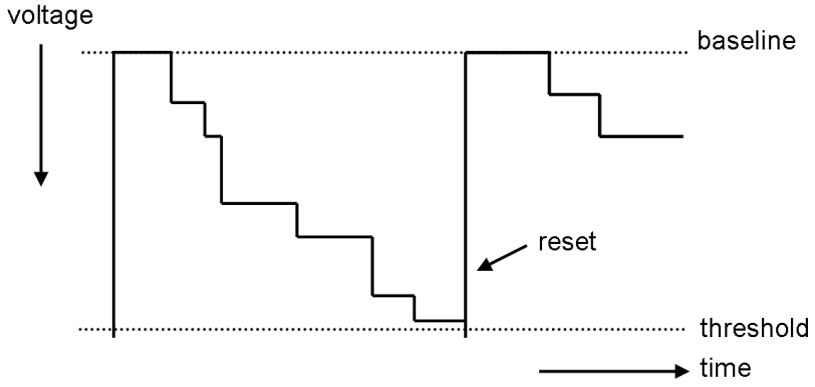

図 2.2　リセット型プリアンプの出力信号。リセット型プリアンプは、フィードバックコンデンサに Ge 結晶からの電荷を貯め、その積算量がある閾値を越えるとトランジスタスイッチにより放電する仕組みをもつため、その出力はステップ状になる。

[1)] 電子の飽和移動速度は約 10^5 m/s である。

2.1.4 エネルギー分解能の重要性

Ge 検出器のエネルギー分解能は、先に述べた理由により今日実現できる最良の分解能 (2 keV) となっており、ハイパー核の微細構造 (スピン 2 重項) を調べるのに最適である。しかし、ハイパー核実験のように高計数率の環境ではその性能を十分に発揮できず、ある程度の分解能劣化を生じてしまう[2)]。そのため、この分解能の劣化をどこまで抑えることができるかが実験を成功させるための大きな要因となる。分解能をより良く保つことができれば、よりエネルギーが近接した γ 線ピークを分離できることは当然として、バックグラウンドに比べて統計量が少ない γ 線ピークに対する統計的有意性を良くすることができる。

図 2.3 に示すように、ピーク面積を S、その下にあるバックグラウンド面積を N としたときに、このピークに対する有意性は以下の式から判断される。

$$(\text{peak significance}) \;=\; \frac{\mathrm{S}}{\sqrt{\mathrm{N+S}}} \;\simeq\; \frac{\mathrm{S}}{\sqrt{\mathrm{N}}} \qquad (N \gg S) \tag{2.1}$$

エネルギー分解能 σ とピーク面積 S の関係は、ピークがガウス関数で近似できるとして、

$$\mathrm{S} = \sqrt{2\pi\sigma^2}\ \mathrm{H} \tag{2.2}$$

となる。ここで、H は高さパラメータである。以上のことより、統計量 (S+N) を 2 倍多くしてもピークの有意性は $\sqrt{2}$ 倍しか良くならないが、分解能 σ を 2 倍良くすることができればピークの有意性を 2 倍良くすることができることが分かる。つまり、限りある実験期間 (ビームタイム) を有効に活用するためには、Ge 検出器のエネルギー分解能は良いことに越したことはない。

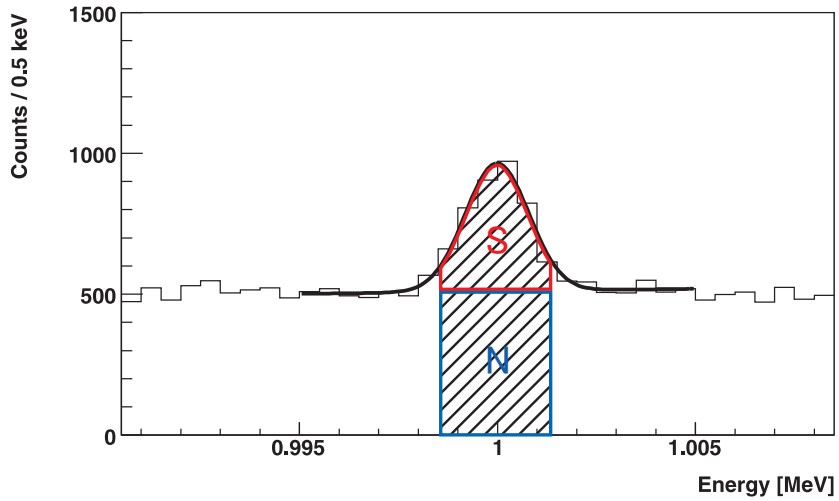

図 2.3　エネルギー分解能とピークの統計的有意性。2 keV の分解能と一定のバックグラウンドを仮定して作成したスペクトルである。γ 線ピークに対する有意性は図に示すように、S(シグナル) と N(ノイズ) の面積 (カウント数) を用いて判断される。

[2)] Hyperball を用いた過去の実験 (KEK E566) では、分解能は 4 keV 程度になっていた。

2.2 従来の読み出し法

2.2.1 読み出し回路

従来の Hyperball の読み出し回路を図 2.4 に示す。これは、プリアンプのステップ出力を整形アンプで 1 段 1 段取り出して、パルス波高型 ADC で読み出す方式になっている。

メインアンプである整形アンプは、ORTEC 製の 973U Urtra High-rate Amp. (UHA) が使われている。一般に整形アンプの時定数は検出器の電荷収集時間より長く設定されるが、高係数率仕様にするため UHA の時定数は 0.5 μsec 程度となっている。その時定数は電荷収集時間と同程度であるため弾道欠損によりエネルギー分解能を劣化させることになるが、図に示すように CR-RC 整形の次段に Gated Integrator(GI) 回路を設けることで分解能の劣化を抑え、出力パルス幅も短く抑えられる。UHA は高係数率環境で非常に有効な整形アンプであるが、分解能の劣化は完全には抑えきれず Ge 検出器が本来もつ分解能に比べて劣るというデメリットもある。

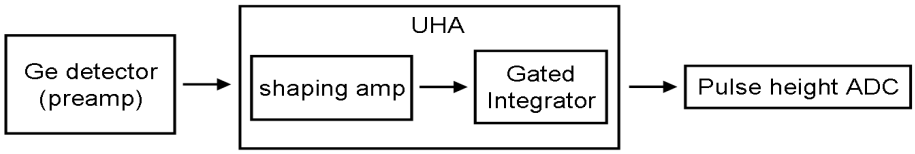

図 2.4 従来の読み出し回路。プリアンプ出力を整形アンプで増幅整形し、パルス波高 ADC によって整形アンプ出力の波高からエネルギーを読み出す。また、整形アンプは高計数率に耐性をもたせるために整形時定数を短くすることで分解能を犠牲にしている。

2.2.2 高計数率条件での問題点

トランジスタリセット型プリアンプの出力は減衰時定数をもたない完全なステップ関数とみなせるので、次段の整形アンプでポールゼロ消去を考えなくて済むというメリットがある。しかし、リセットによるフィードバックコンデンサの放電時には、多量の電流が整形アンプを過負荷状態にするため、整形アンプ出力の後ろにアンダシュートが生じる。その結果、プリアンプがリセットを起こした直後から数 10 μsec の間はベースラインがシフトしてしまう。

一般にパルス波高型 ADC はある一定のベースラインからの波高をデジタル情報に変換する装置であるため、パルスがパイルアップした場合はもちろんのことベースラインがシフトした場合には読み出される波高はもはや正しいくない。そのため従来の読み出し法では、パイルアップパルスとプリアンプリセット直後のベースラインのシフトしているパルスには対応できず、読み出しの dead time を生じる。パイルアップは計数率、リセットは energy depodit rate に比例するため、この dead time の割合は主にビーム強度に依存する。

2.3 波形読み出し法

2.3.1 読み出し回路

波形読み出し回路を図 2.5 に示す。本来ならプリアンプ出力を直接 Flash ADC で読めばよいのだが、Hyperball 用 Ge 検出器のプリアンプはリセット頻度を下げて高い energy deposit rate でも使えるようにするためゲインが低く設定されており、Flash ADC の性能[3)]でエネルギー分解能が制限されてしまうため、整形アンプで増幅したものを読む方式にする。そして、サンプリングによって得られた波形をソフトウェアで解析することでパルス波高を読み出す。

973U UHA では Gated Integrator 回路によって真のベースラインが見えず、また出力パルス幅も一定値で打ち切られてしまうため、波形解析による補正は原理的に無理である。そこで、メインアンプである整形アンプには、電荷収集時間よりも長い整形時定数をもった一般的な CR-RC 整形アンプを使う。Flash ADC は、整形アンプの出力パルスが μsec オーダーであることを考慮すると、サンプリング周波数が 1 MHz 以上のものが必要となる。

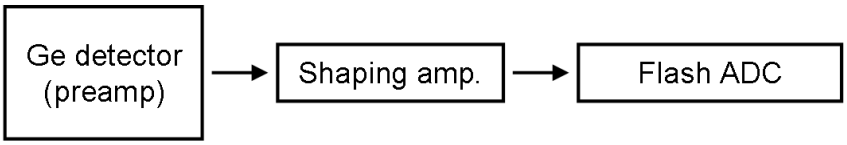

図 2.5　波形読み出し回路。整形アンプの出力波形を Flash ADC でサンプリングし、ソフトウェアで波形データからエネルギーを読み出す。また、整形アンプは整形時定数を長くすることで Ge 検出器本来の分解能を劣化させず、波形解析によって高計数率に耐性をもたせることができる。

2.3.2 波形解析

パルス波高型 ADC では波高のみをデジタル変換するので、ソフトウェアの解析でパイルアップやベースラインのシフトがあったかどうかはイベント毎には判断することができず、補正することができない。それに比べ Flash ADC では、すべての波形情報をデジタル変換するため、ソフトウェア解析による補正が可能となる。

しかし、すべての波形情報をデジタル変換するということは単純にサンプリング点の数だけデータ量が増えることになる。また、波高を読み出すのに複雑な解析アルゴリズムを用いたのではオンラインで実験データのチェックなどが容易にできなくなる。そのため、この膨大なデータ量の取り扱い方法や、どれだけシンプルなアルゴリズムで正確に波高を読み出せるかが波形読み出し法開発の要点となる。

[3)] プリアンプ出力を直接読み出すのに必要な性能を見積もると有効 bit 数が 19 bit となるが、そこまで高性能なものはまだ存在していない。

第 3 章

波形解析のアルゴリズム開発

3.1 はじめに

3.1.1 使用するモジュール

整形アンプ

メインアンプである整形アンプには、ORTEC 製 671 アンプを用いる。これは一般的な CR-RC 整形アンプで、その時定数を 0.5 ～ 10 μsec の間で調整することができる。整形の時定数は電荷収集時間よりも長ければ、本来はエネルギー分解能に差がないのだが、CR-RC 回路が周波数フィルターにもなっているために雑音特性によって変化する。ORTEC 製 Ge 検出器 (G14) とパルス波高型 ADC を使ってテストした場合の、671 アンプの性能を表 3.1 に載せる。エネルギー分解能 (FWHM) の値は、^{60}Co 線源の 1.33 MeV ピークに対するものである。パルス幅はオシロスコープを使って読み取ったものであり、1 MeV 付近の γ 線とプリアンプリセットの出力に対応したものを、それぞれ γ 線パルス幅、リセットパルス幅としている。また、動作限界は単純にこの γ 線パルス幅の逆数をとったものであるが、実際にはこの 10 分の 1 の計数率を超えるとパイルアップとリセットによる dead time が大きく現れて使用するのが困難になる。

表 3.1　パルス波高型 ADC を使った場合の 671 アンプの性能

整形時定数 [μsec]	0.5	1.0	2.0	3.0	6.0	10
FWHM [keV]	11.4	4.0	2.7	2.6	2.4	2.4
γ 線パルス幅 [μsec]	3.0	5.3	11	16	32	49
リセットパルス幅 [μsec]	7.0	11	19	27	53	83
動作限界 [kHz]	333	189	91	63	31	20

比較用に同じセットアップで整形アンプのみを 973U UHA に変更した場合の結果を表 3.2 に載せる。UHA は整形時定数は調整することができず、Gated Intergrator 値 (積分時定数) のみを変えることができる。

表 3.2　パルス波高型 ADC を使った場合の 973U UHA の性能

Gated Integrator [μsec]	1.5	3.0
FWHM [keV]	4.7	3.3
γ 線パルス幅 [μsec]	1.5	3.0
リセットパルス幅 [μsec]	6.0	8.0
動作限界 [kHz]	667	333

Flash ADC

Flash ADC には STRUCK 製 SIS3302 を用いる。これは市販されている中で最も高性能な部類に入るもので, 図 3.1 に載せたように VME 規格になっており、最大サンプリング周波数 100 MHz、分解能 16 bit の性能をもつ。本研究には実際に必要な Flash ADC の性能の決定も含まれるため、最高クラスの Flash ADC で記録したデータを、ソフトウェアで故意に性能の劣る Flash ADC で記録したデータのように間引いて解析することで、必要な性能を決定する。

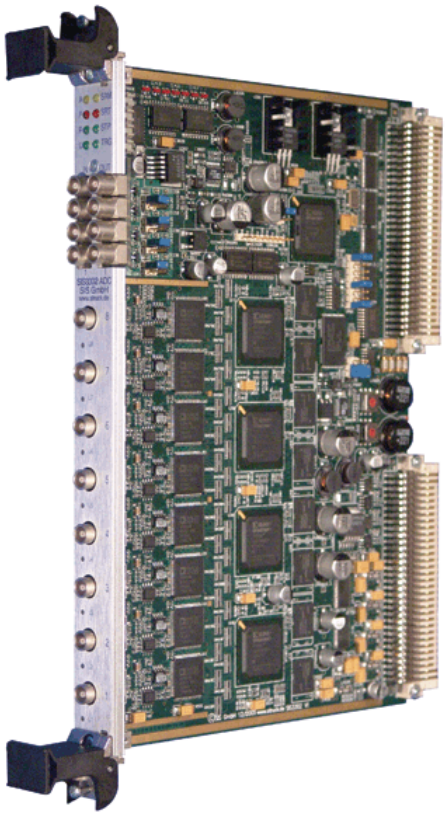

図 3.1 STRUCK 製 SIS3302 Flash ADC。SIS3302 は 8 チャンネル入力、16 bit 分解能 (13 bit 有効分解能)、最大サンプリング周波数 100 MHz の性能を持った VME 規格の Flash ADC である。また、内部に 32 M バイトのメモリを持ち、ダイナミックレンジは 5 V (− 5 V から + 5 V の範囲内) である。

3.1.2 Flash ADC の性能テスト

有効 bit の評価

SIS3302 の仕様上の ADC 分解能は 16 bit となっているが、内部回路に存在するホワイトノイズによって真に 16 bit の ADC 分解能を達成できるとは限らない。そこで、入力に何も入れない状態で Flash ADC 自身のベースラインをサンプリングし、得られた分布をガウスフィッティングすることで有効 bit の評価を行う。結果を表 3.3 に載せる。ここから有効 bit 数の評価を行うと、RMS でノイズレベルを見積もって 13 bit になった。13 bit の ADC 分解能は、整形アンプのゲインを 5 V/2 MeV に設定した場合、チャンネルあたり 0.24 keV に対応することになり、Ge 検出器自身の分解能に比べ十分に無視できるレベルであると考えられる。

表 3.3　SIS3302 の有効 bit の評価。5 V の入力電圧は 65536 ch (16 bit) に量子化されるが、自身の電気的ノイズにより RMS で ± 3 ch の誤差をもつため、真に有効である量子化 bit 数 (有効 bit 数) は 13 bit であると見積もれる。

測定 ch	0	1	2	3	4	5	6	7
RMS [ch]	2.7	2.9	3.0	3.3	3.1	2.8	3.0	3.0
ΔmV	0.21	0.22	0.23	0.25	0.24	0.21	0.23	0.23

パルス波高型 ADC との比較

Ge 検出器の 671 整形アンプ出力を 100 MHz でサンプリングし、ソフトウェアで波高の最高点のみを探して読み出す解析 (PHADC 方式) を行う。その際に波高のベースラインは常に一定であると仮定するため、この読み出し法は原理的にパルス波高型 ADC と同じものとなる。この方法で、SIS3302 とパルス波高型 ADC の性能の比較を行う。^{60}Co 線源の 1.33 MeV ピークに対して得られたエネルギー分解能と整形時定数の関係を表 3.4 に載せる。この結果が表 3.1 とほぼ一致していることから、SIS3302 の波形データから PHADC 方式で波高を読み出すことにより、パルス波高型 ADC のスペクトルが推測できると考えられる。

表 3.4　Flash ADC を使った場合の 671 の性能

整形時定数 [μsec]	0.5	1.0	2.0	3.0	6.0	10
FWHM [keV]	11.5	4.1	2.8	2.6	2.4	2.4

サンプリング周波数による分解能の変化

ソフトウェアで波高の最高点のみを読み出す解析を行う場合に必要なサンプリング周波数を調べる。方法は「パルス波高型 ADC との比較」の項で ^{60}Co 線源を使用して取得した 100 MHz サンプリングデータを用い、解析に用いるデータ点の数を減らしていく。ただし、Flash ADC のデータ転送に不具合があり、解析できるデータ点が 1 つ置きになるため、最大サンプリング周波数は 50 MHz となっている。ここで、解析するデータ点が現実にそのサンプリング周波数で取得したデータとみなせるように乱数を振って最高点を探す最初のデータ点を決定する。発生させる乱数の大きさはゼロから読み飛ばすデータ点の間隔までである。得られたサンプリング周波数と分解能の関係 (図 3.2) より、サンプリング周波数は最低でも 20 MHz 程度は必要となる。

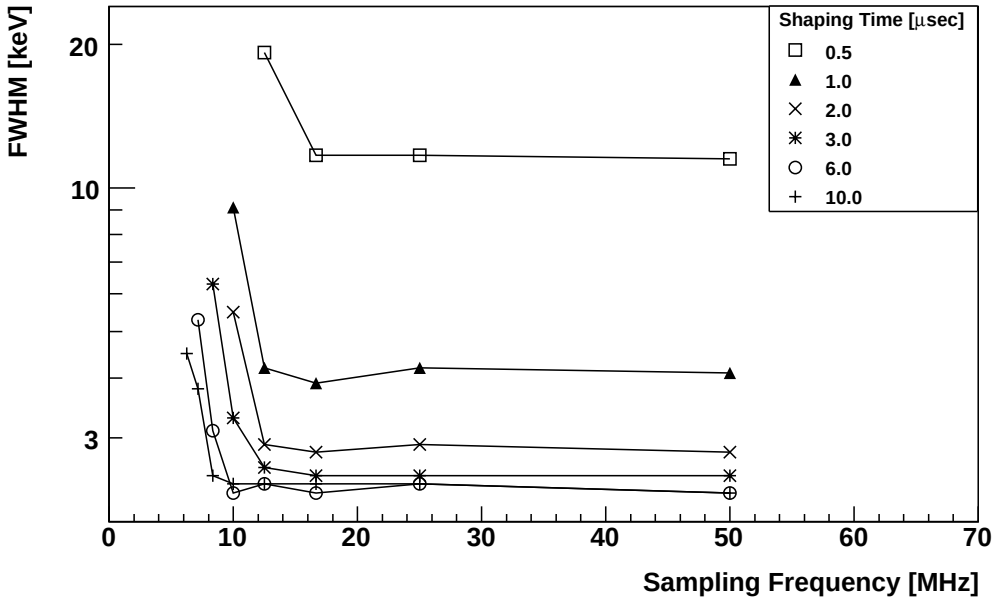

図 3.2　サンプリング周波数と分解能の関係。データ点の数を故意に間引き、低いサンプリング周波数で取得したデータにみせかけて解析した結果である。信号幅が μ オーダーであることから、サンプリング定理により 1 MHz 程度のサンプリング周波数までは信号の形を完全に再現できるはずである。しかし、ここの解析ではデータ点をフィッティングせずに独立した 1 点としてみているため、波高を正しく読み取れる最小のサンプリング周波数はナイキスト周波数より高くなると考えられる。

3.1.3　エネルギー分解能の求め方

Ge 検出器のエネルギー分解能を求める方法として、Amptek 社のスペクトル解析ソフト ADMCA を利用する。これは購入したポケットタイプのパルス波高型 ADC (MCA8000A) に付属するソフトであるが、WEB 上でフリーダウンロードすることが可能であり、テキスト形式で出力した外部データを読み込んで解析することができる [8]。ADMCA を使えば、図 3.3 に載せるように読み込んだスペクトルのキャリブレーションとピークのエネルギー分解能を求めることがマウス操作で容易に実行できる。ADMCA の解析手法は、ピーク中心に対しては一次関数フィッティングでバックグランドを差し引いた上でピークの重心を評価しており、エネルギー分解能に対してはピーク中心からその半分のカウント数をもつチャンネルまでの FWHM を直接求めて評価している。

エネルギー分解能を求める方法としてガウスフィッティングを使う方法もあるが、今回テストに使用した Ge 検出器は放射線損傷によってピークが低エネルギー側へテールをひいているため、フィッテイング範囲によって分解能の値が大きく変わってしまい比較するのが難しい。このため、直接 FWHM を求めることで選択範囲による誤差の少ない ADMCA を使ってエネルギー分解能を求めることにする。ただし、ADMCA を使った解析ではエネルギー分解能の誤差までは求められないため、ピーク面積が 10000 カウント以上あれば操作する人による系統誤差も含めてエネルギー分解能の誤差は 0.1 keV 程度となる経験上の値を使うこととする。先の項で出てきたエネルギー分解能の値もこの方法で求めているため、その誤差は約 0.1 keV 程度となっている。

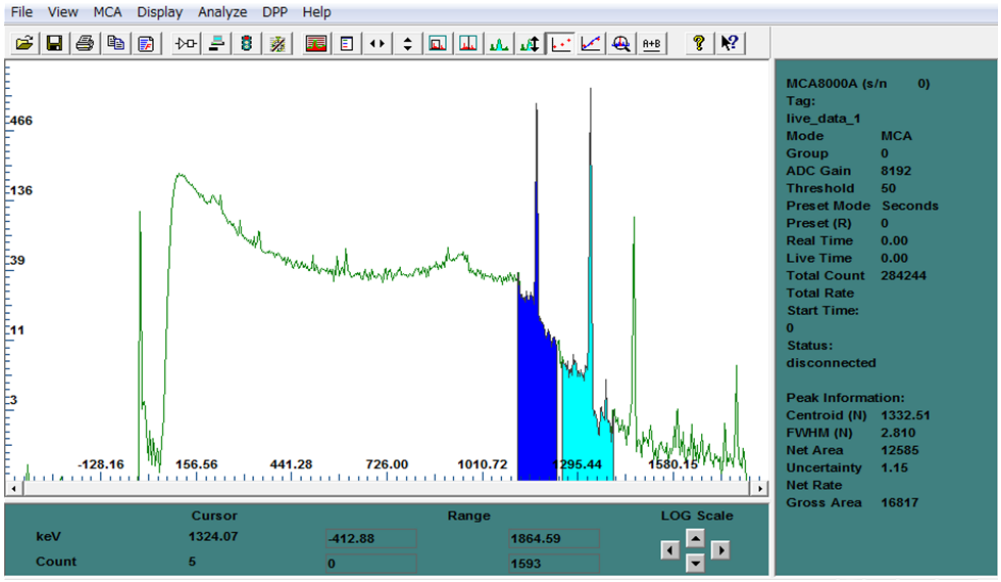

図 3.3　ADMCA の解析画面。テキスト形式で読み込んだスペクトルデータに対してマウス操作で容易にキャリブレーションとエネルギー分解能を求めることができる。エネルギー分解能はガウスフィッティングを用いないで、ピークから直接求めた FWHM で評価している。

3.2 プリアンプリセット直後のベースライン補正

CR-RC 整形アンプでは、エネルギーの情報を運ぶものはその出力パルス波高である。そのため、パルスの下にあるベースラインを正確に見積もることができれば、ベースラインがシフトしていても正しいパルス波高を読み出せると考えられる。

3.2.1 LNS テスト実験

実験概要

本番の実験と同じ程度の energy deposit rate の環境下で波形読み出しによるベースライン補正の効果を調べることを目的として、2007 年 2 月に東北大学原子核理学研究施設 (LNS) にあるテストビームラインでテスト実験を行った。この実験では、Ge 検出器に平均 2 kHz の陽電子ビームを直接照射させて、KEK 実験の 4 割程度の energy deposit rate 環境を再現しながら ^{60}Co 線源の γ 線を測定した。ハイパー核実験において Ge 検出器に大きな energy deposit を与えるのは、主に K^- や π^+ のビーム中間子とその崩壊粒子であり、LNS のテストラインは陽電子ビームラインであるが、最小電離粒子 (MIP) であれば本質的な条件に変わりないことと、Ge 検出器への放射線損傷を考慮して影響の小さい陽電子ビームを照射することに決めた。テスト実験は 2 日間にわたって行い、約 150000 イベント分 (2.2 Gbyte) の波形データを取得した。

陽電子テストビームライン

図 3.4 に示すように、LNS のテストビームラインは 3 つの段階を経て陽電子ビームを供給している。まず、① で示したライナックで電子を 200 MeV まで加速する。次に、② で示したメインリングである STB リングで 1.2 GeV まで加速された周回電子にラジエータと呼ばれる炭素ファイバーをあてて制動放射による高エネルギー γ 線を発生させ、GeV γ 照射室まで導く。最後に、③ で示した GeV γ 照射室の最上流には RTAGX 双極電磁石が設置されており、磁石上流に置かれたコンバータによって入射 γ 線を電子 · 陽電子対に変換し、30 度に運動量分析された陽電子をビームとする。

テストビームラインの性能は、陽電子の最大エネルギー 850 MeV、エネルギー分解能 1 % 弱、ビーム強度はエネルギーによらず最大 3 kHz となっている。

検出器のセットアップ

テスト実験のセットアップを図 3.5 に載せる。Ge 検出器はビームライン上に置き、結晶に直接陽電子ビームを照射することで、ハイパー核実験の高 energy deposit rate 環境を再現する。Ge 検出器のすぐ側には、内部に ^{60}Co 線源の埋め込まれたプラスチックシンチレーション検出器が置かれている。これは Co パルサーと呼ばれるもので、^{60}Co 線源が崩壊[1)]する際に出る β 線をシンチレータで捕らえることで、^{60}Co 線源の γ 線放出イベントをタグできる検出器である。今回使用した ^{60}Co 線源の強度は約 20 kBq であり、100 Hz 程度[2)]で崩壊 γ 線イベントをタグできた。

---

1) β 崩壊 (^{60}Co $\rightarrow$ ^{60}Ni*)、γ 崩壊 (^{60}Ni* $\rightarrow$ ^{60}Ni)

2) 使用したのが密封線源であることと、シンチレータの検出効率によりすべての崩壊 β 線は検出できないため。

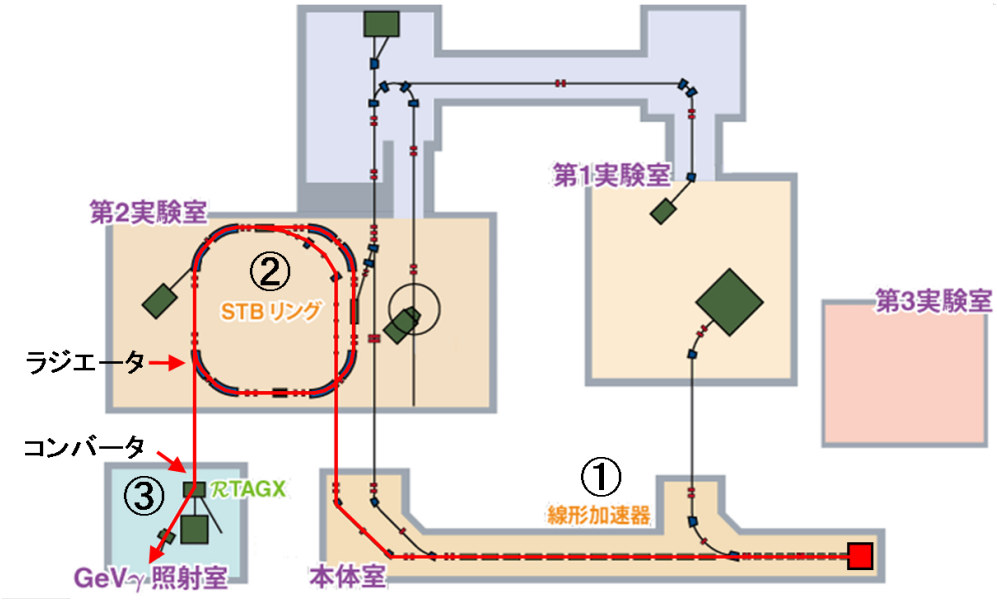

図 3.4　LNS ビームライン全体図。赤線はビームの輸送経路を示している。①のライナックで 200 MeV まで加速された電子ビームはメインリングで 1.2 GeV までさらに加速され、②の位置で炭素ファイバーにより制動放射を起こす。制動放射によって生じた γ 線は③の GeV γ 照射室まで導かれ、最上流に置かれたコンバータによって電子 · 陽電子対に変換される。この陽電子はコンバータの下流におかれた RTAGX 双曲電磁石によって 30 度方向に運動量分析され、テストビームとなる。

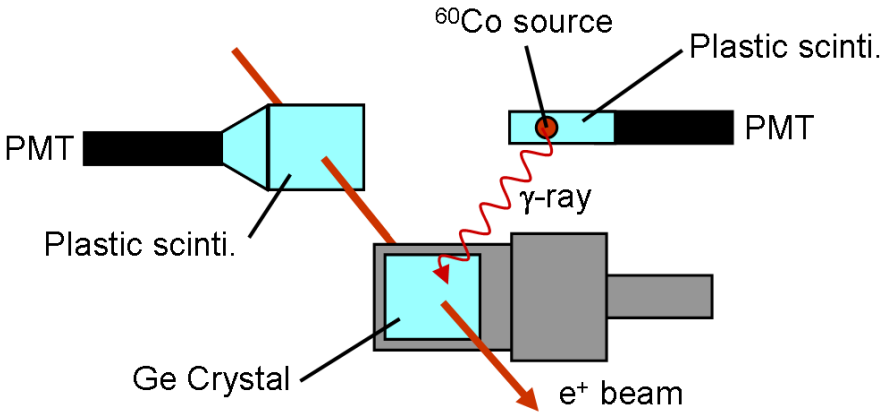

図 3.5　LNS テスト実験のセットアップ。ビームライン上に Ge 検出器を設置し、結晶部分に直接陽電子ビームを照射する。また、Ge 検出器の上流には Ge 結晶と同じ面積をもつプラスチックシンチレーションカウンターを設置し、Ge 結晶に照射されるビーム量をモニターする。^{60}Co 放射線源はプラスチックシンチレーションカウンターに埋め込まれており、シンチレータで崩壊 β 線を検出することで、β 崩壊後に放射される γ 線のイベントをタグすることができる。

測定回路

テスト実験の測定回路を図 3.6 に載せる。プリアンプで増幅された Ge 検出器の信号は、さらに 2 種類のメインアンプによって増幅される。1 つは、ORTEC 671 アンプであり、これは 3.1.1 項で述べたようにエネルギー測定用のスロウ整形アンプである。整形時定数は表 3.1 より、エネルギー分解能と高計数率耐性とのバランスが最も良い 2 μsec で固定にしてある。もう 1 つは、ORTEC 579 Timing Filter Amp. (TFA) であり、これは時間測定用のファスト整形アンプである。671 の出力は 2 つに分けられて、それぞれ Flash ADC (SIS3302 100 MHz) とパスル波高型 ADC (AD413A) で測定される。3.1.3 項で述べたようにパルス波高型 ADC でデータを取らなくても、Flash ADC のデータから解析によって比較できるのだが、Flash ADC で本当に正しいものを見ているのかを確認するために導入している。TFA の出力は Constant Fraction Discriminator (CFD) でロジック信号に変換される。CFD は特殊なタイミング整形回路であり、入力波高の一定割合 (Constant Fraction) でタイムピックオフするため、その出力は波高ウォークの影響を受けない。CFD の出力 (gamma トリガー) は、1 つはコインシデンス回路へ、もう 1 つは遅延されて Time-to-Amplitude Converter (TAC) のストップ入力になっている。TAC はスタート入力とストップ入力の時間差をパルス波高に変換して出力する装置であり、その出力波高は AD413A で読み出される。Co パルサーの出力はリーディングエッジタイプの discriminator でロジック信号 (beta トリガー) に変換され、コインシデンス回路に接続される。コインシデンスのタイミングは beta トリガーで決まっており、その出力は ADC のゲート信号になっている。

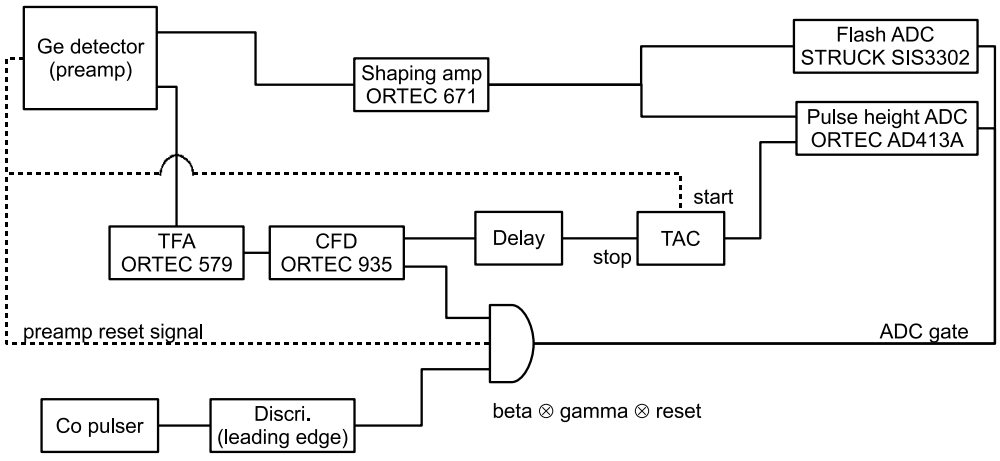

図 3.6　LNS テスト実験の測定回路図。整形時定数を 2 μsec に設定した 671 アンプの出力は 2 つに分けられ、Flash ADC ではその出力波形すべてが、パルス波高型 ADC では波高のみがデジタル変換される。また、TAC ではプリアンプのリセットから ^{60}Co 線源の γ 線が検出されるまでの時間差が測定される。メイントリガーは、Ge 検出器のリセット信号と CFD 出力信号と Co パルサー出力信号の 3 重コインシデンスで作られ、プリアンプリセットが起きた直後から約 70 μsec の時間内に ^{60}Co 線源から放出された γ 線を測定できるようになっている。

測定のメイントリガーは以下のようになっている。

$$\text{gamma トリガー} \otimes \text{beta トリガー} \otimes \text{リセットゲート}$$

このトリガーによって、プリアンプがリセットを起こした後の一定区間 (リセットゲート[3)]) の間に Ge 検出器で検出された ^{60}Co 線源の γ 線に対する 671 アンプの出力を Flash ADC で記録することができる。また、TAC ではプリアンプのリセットから γ 線が検出されるまでの時間差を測定することができる。

この回路による実験でのトリガー頻度は 10 ∼ 20 Hz であった。これはビームによって 70 μsec のリセットゲートが 2 kHz 程度で発生し (1 s 間に約 140 msec のゲートが開くことになる)、100 Hz (10 msec 間隔) で β, γ のコインシデンスが生じることから、Co パルサーとビームの強度から計算で見積った値

$$70\ \mu\text{sec} \times 2\ \text{kHz} \times 100\ \text{Hz} \simeq 14\ \text{Hz} \tag{3.1}$$

に一致している。Flash ADC を用いた場合は 1 イベントのデータ量が多くなることでデータ転送による DAQ の dead time[4)]を考慮しなければならないが、今回の実験ではトリガー頻度が低いために DAQ の dead time はほとんど生じることなくデータ収集を行うことができた。

[3)] Ge 検出器からプリアンプリセット時に出力されるロジック信号の幅を広げたもの。

[4)] 実験では、1 イベント毎に SIS3302 のデータを PC に転送しているが、DAQ レートが 30 Hz 程度まではほとんど dead time を生じない。

3.2.2 解析

陽電子ビームによる Ge 検出器内での energy deposit

図 3.7 に、スケーラーで記録した 671 アンプの CRM (Count Rate Meter)[5]、リセット信号、ビームモニター用シンチレータの計数率の時間変化を載せる。ビームモニターの計数率より平均して 2 ∼ 3 kHz のビームが Ge 結晶を突き抜けていることが分かる。Ge 検出器の計数率は CRM で計測しており、結晶に当たっているビーム量よりも計数率が高くなっているのは側に置いてある Co パルサーの γ 線によるものである。その寄与の大きさは、CRM とビームモニターの計数率の差を取って約 10 kHz 程度となり、Co パルサーの線源強度が約 20 kBq であることを考えると妥当な値である。また、ビームモニターとリセット信号の計数率の比を取ると、約 3.5 個の MIP (陽電子) の突き抜けで Ge 検出器のプリアンプはリセットを起こしていることが分かる。MIP が 1 個突き抜けた場合の energy deposit は、約 50 MeV と見積もれる[6]ので、今回使用した Ge 検出器のプリアンプのフィードバックコンデンサの電荷量にリセットがかかる threshold は 175 MeV 程度と見積もることができる。50 MeV の energy deposit が 3 kHz で検出器に与えられているとすると energy deposit rate は約 0.2 TeV/s となり、これは KEK での実験環境の 4 割程度を再現できているといえる。

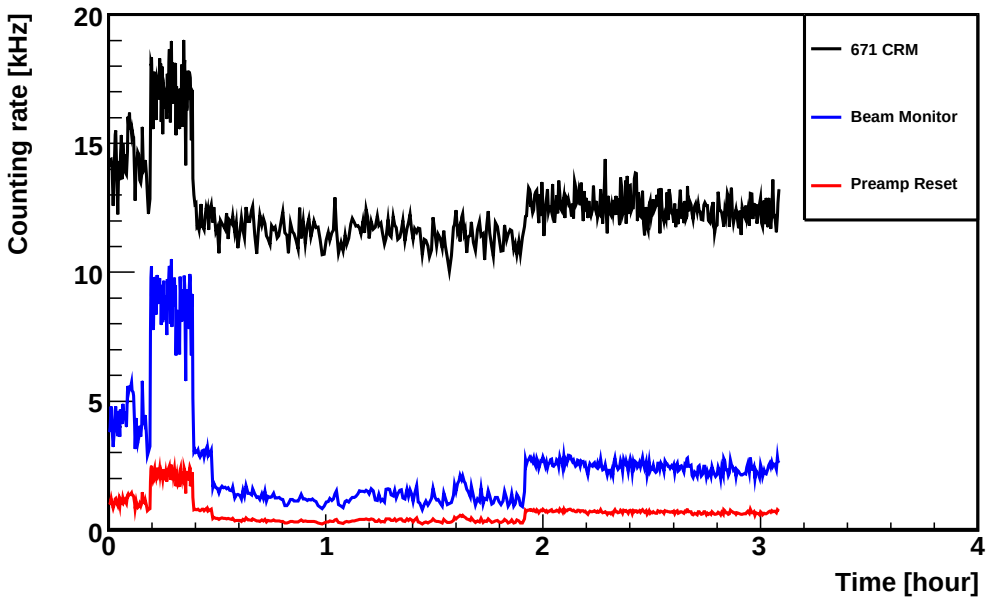

図 3.7　CRM、リセット信号、ビームモニターの計数率。黒線で表示されるのは、671 アンプが内部に持つ discriminator により出力される CRM 信号の計数率であり、Ge 検出器の計数率そのものである。青線で表示されるのは、Ge 検出器の上流に設置された Ge 結晶と同サイズのプラスチックシンチレーションカウンターの計数率であり、Ge 結晶に照射されている陽電子ビームの計数率でもある。赤線で表示されるのは、プリアンプからリセット時に出力されるリセット信号の計数率である。

[5] 671 アンプが内部にもつ discriminator によって出力されるロジック信号。

[6] 1.37 MeV/g cm^{-2}(最小電離損失) × 5.323 g/cm^3(Ge 密度) × 7 cm(結晶サイズ)

ベースラインシフトによる分解能の劣化

パルス波高型 ADC (AD413A) で読み出した場合のリセットからの経過時間と ^{60}Co 線源 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能の関係を表 3.5 に載せる。分解能の誤差は 3.1.4 項より 0.1 keV 程度であり、時間のゼロ点はプリアンプのリセット放電開始直後である。整形時定数 2 μsec での本来のエネルギー分解能は 2.7 keV であるため、この値を測定した分解能で割った値を分解能の回復率と定義する[7)]。これを見ると、リセットによるベースラインシフトの影響で分解能が劣化しているのが分かる。リセット時には、その放電に対応したネガティブパルスが出力されるため、0-10 μsec の区間は整形アンプ固有の不感時間となっている。今回の測定に使用した TAC の測定レンジが足りないことより、ベースラインのシフトがなくなり分解能が元の値に戻る点までは測定できていない。しかし、分解能の経過時間による回復の傾向からリセット直後から約 200 μsec 程度で元に戻ると思われる。これより、671 アンプを AD413A で読み出す場合はリセット直後から 200 μsec 程度の間に起きたイベントは分解能が悪いので除去しなければならないことが分かる。また、経過時間が長くなるにつれて分解能が回復することから、リセット直後のベースラインシフトの大きさは経過時間に依存していることが分かる。すなわち、イベント毎にそのシフトの振る舞いが異なるということである。このため、リセット直後に起きたイベントのパルス波高を正しく読み出すには、1 イベント毎にベースラインも含めて Flash ADC で記録する必要があると考えられる。

表 3.5　リセットからの経過時間とエネルギー分解能の関係 (補正なし)

経過時間 [μsec]	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-66	∞
FWHM [keV]	—	6.9	4.7	4.1	4.2	3.9	3.9	2.7
回復率 [%]	—	39	57	66	64	69	69	100

[7)] つまり、100 % で整形時定数によって決まる Ge 検出器固有のエネルギー分解能に回復したことを示す。

Flash ADC で記録した波形データ

今回の実験で Flash ADC で記録した波形データの例を図 3.8 に載せる。データは有効ビット数 (13 bit) に落として表示してある[8)]。また、1 イベントのデータ点数は 8192 点であり、時間に直して 160 μsec 分である。これは典型的な波形データであり、リセット直後の γ 線でトリガーがかかっていることが明確に見て取れる。Flash ADC のレンジは 5 V であるため、陽電子ビームの突き抜けによるパルスはレンジオーバーしてしまっている。また、プリアンプリセットによるパルスは放電過程のために本来はもっと大きなネガティブパルスになるのだが、671 アンプ出力の負電圧側の飽和によって頭打ちになってみえている。

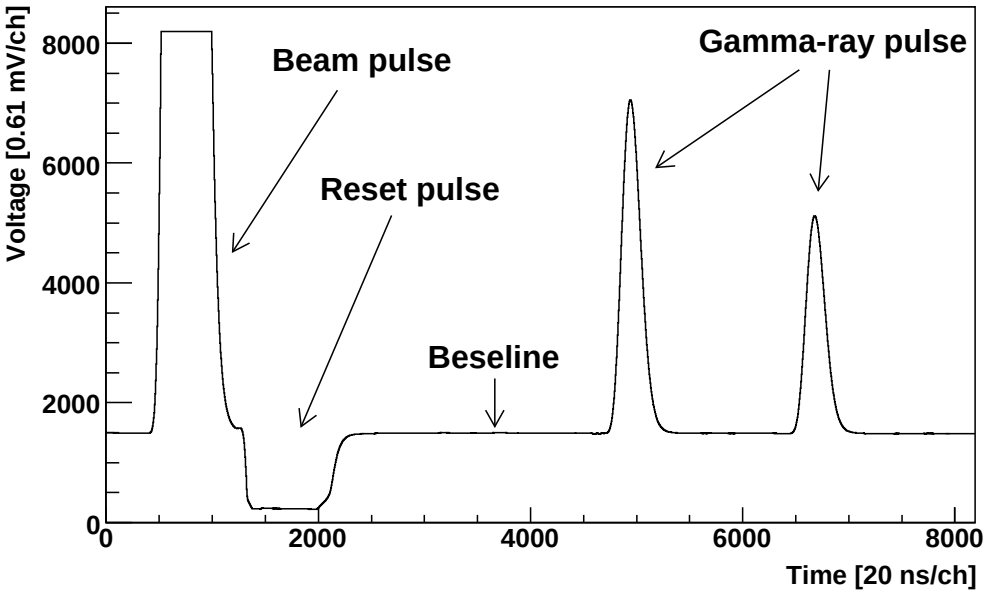

図 3.8　Flash ADC で記録した波形データの例。サンプリング間隔 20 nsec で 160 μsec 間サンプリングを行った 671 アンプの出力波形である。今回の実験で記録した波形データは、主にビーム突き抜けによるオーバーレンジしたパルス、プリアンプのリセットによるネガティブパルス、γ 線によるパルスという時系列になっている。

解析手順

先に解析の流れを簡単に述べておく。ベースラインシフトの補正解析は、有効な波形データであることの確認、波形データからのベースライン部分の抜き出し、抜き出したベースラインのフィッティング、フィッティング関数によるシフトの補正という流れで行う。個々の部分についてはこの後で詳しく述べるが、その解析手順をフローチャートにしたものを図 3.9 に載せる。

[8)] 3 bit 落とすので元のデータを $2^3 = 8$ で割った整数値を使う。

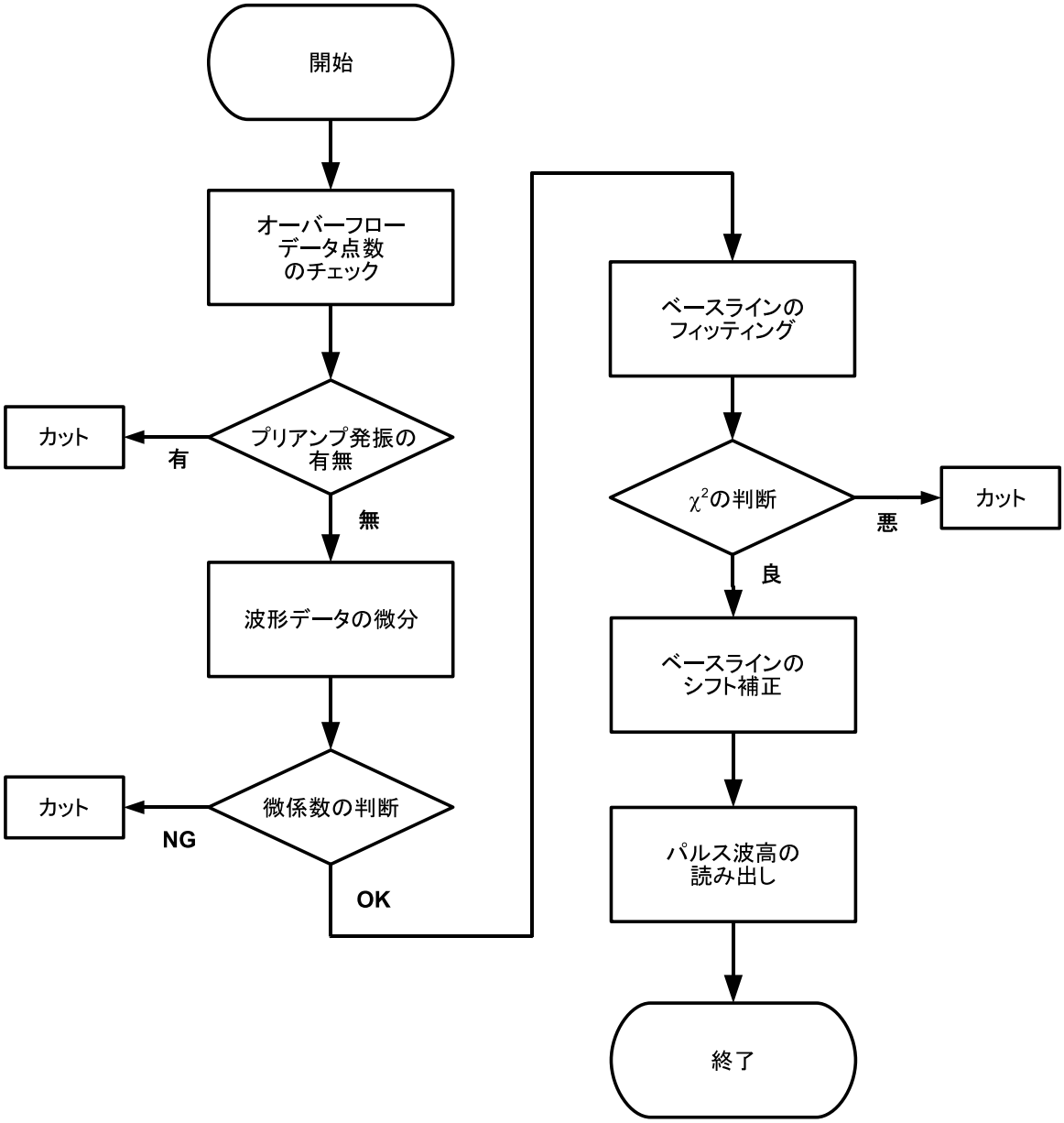

図 3.9　ベースライン補正の解析フローチャート。まず、オーバーフロー点の数によりプリアンプが発振しているイベントを除去する。次に微係数によるカットで波形データからベースライン部分を抜き出しフィッティングする。最後に、フィッティングの χ^2 が良いイベントのみを選び、フィッティング関数によりベースラインのシフト量を見積もった上でパルスの波高を読み出す。

ビームによるプリアンプの発振

プリアンプがリセット直後に時々発振してしまうという現象が実験中にオシロスコープで観測されたので、記録した波形データからその割合を調べる。プリアンプが発振しているときの整形アンプの出力はアンプの最大出力で飽和してしまうため、flash ADC のデータでは測定レンジを越えてしまいオーバーフローデータとして記録される。そこで、波形データを時間軸方向に 1 点ずつスキャンしていき、オーバーフローしている点の数をイベント毎に調べる。図 3.10 に今回の実験で記録した全てのイベントに対するオーバフロー点数の分布を載せる。図中に矢印で示した 3 つの山は、ビームの突き抜けなどによって flash ADC のレンジをオーバーしてしまうパルスによるもので、左の山から順に 1 イベントの波形データの中に存在するオーバーレンジパルスの数が 1 個、2 個、3 個と対応している。中央付近に大きく広がった部分が、プリアンプの発振によるものである。オーバーフローの点が多すぎる波形データはもはや有用な情報を持たないので使わないことにする。得られた分布より図中に赤破線で示した位置でカットをかけ、オーバーフローデータ点の数が 4 分の 1 以下である波形データのみを解析に使うことにする。このカットによって解析できる波形データの数は記録した全数の 84 % に減ることより、リセットが起こった後 1 割程度の割合でプリアンプが発振していることが分かる。しかし、この現象はビームを照射していない状態では確認できなかったため、ビーム突き抜けによる負荷によって引き起こされているのではないかと考えられる。

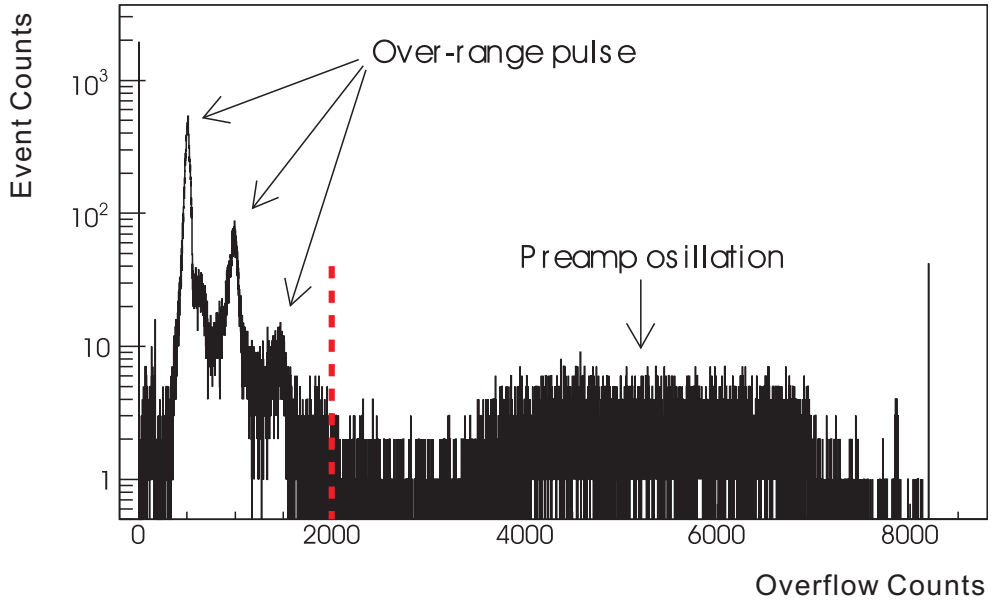

図 3.10　オーバーフローしたデータ点数の分布。1 イベントの波形データ (8192 点) 中に存在する Flash ADC のレンジをオーバーしているサンプリング点の数を横軸にとったヒストグラムである。矢印で示す 3 つのピークは、レンジをオーバーするパルスによるもので、1 イベントの波形データ中にあるオーバレンジパルスの個数に左のピークから順に対応している。中央付近に分布する幅の広い部分はリセットの直後にプリアンプが発振してしまい、ほとんどのサンプリング点がオーバーフローしているイベントに対応する。これより、図に赤破線で示した位置より右側のイベントはプリアンプが発振しているものとして解析から除くことにする。

波形解析によるベースラインの識別

Flash ADC で記録した波形データからイベント毎にベースラインを正しく見積もるにあたって、まずパルス部分とベースライン部分を正しく区分けする必要がある。TAC の時間情報と 671 の出力パルス幅を使えば、トリガーをかけたパルスについては区分けすることが可能である。しかし、計数率が高いため、flash ADC の波形データにはトリガーをかけたパルス以外のパルスも入っており、TAC がマルチヒットに対応していないことから時間情報を使った解析では正しくベースラインを見積もることができない。そこで、波形データを微分して[9]、その微係数によってパルス部分であるかベースライン部分であるかを判断するようにした。

図 3.11 に、そのカット範囲を示した波形データを載せる。上から順に、元の波形データ、その微分をとった波形データとなっている。微係数によるカットを厳しくし、絶対値で 0.1 以上がパルス部分、それ以下がベースライン部分とした。しかし、この条件ではパルスの最高点などの変曲点付近もベースライン部分と識別されてしまうため、元の波形データにもカット条件を設け、ベースラインの条件をサンプリング点の大きさが 1375 以上 1750 以下とした。図中の赤破線がそのカット範囲を示している。

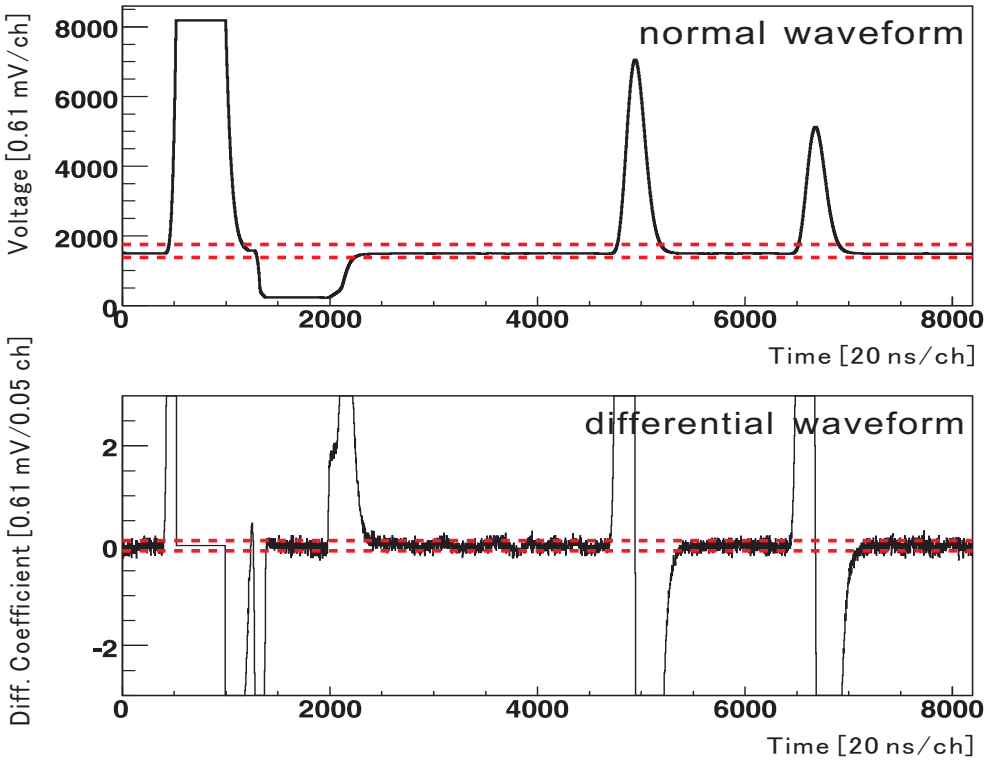

図 3.11　ベースラインの識別の条件。上段の図は、671 アンプ出力の波形データであり、下段の図はその微分をとったデータである。それぞれの図に赤破線で示されるカット範囲条件を満たすサンプリングデータ点をベースライン部分として認識する。

[9] ある点の前 4 ch の平均と後 4 ch の平均の差分をとって、その点の微係数とした。最小単位は 0.05 であり、微係数 0.05 を持つ点は前後 1ch(20 nsec) の横軸変化で縦軸は 0.61 mV 変化する。

図 3.12 に先ほどのカット条件で抜き出したベースラインを 300 イベント分プロットしたものを載せる。時間軸のゼロ点はリセットパルスの立ち上がりに合わせて表示してある。これを見ると、ベースラインのシフトがイベント毎に異なった振る舞いを示すことが明白に分かる。また、図中に示した赤線はシフトがない場合の本来のベースライン位置である。これにより、シフト方向はプラス側であり、リセットによるネガティブパルスのアンダーシュートの影響であることも分かる。シフトの大きさは、縦軸が 0.24 keV/ch (2 MeV/13 bit) であることより最大で 80 keV (300 ch) 程度であり, リセットパルスの立ち上がりから 140 μsec 経過しても元に戻っていないことが見て取れる。

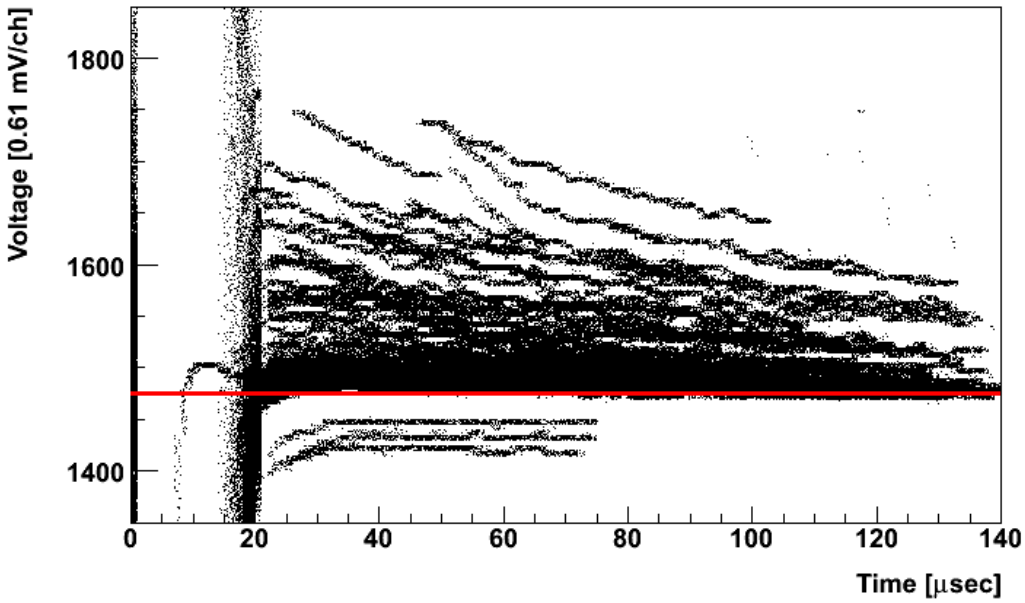

図 3.12　プリアンプリセットによるベースラインのシフト。リセット直後の 671 アンプ出力のベースライン部分のみを抜き出したものを 300 イベント分プロットしたものである。赤線で表示されているのが本来のベースライン位置である。この図より、671 アンプはプリアンプリセット直後から 140 μsec 以上の期間ベースラインがシフトしていることが分かる。

ベースラインのフィッティング

先に述べた方法で取り出したリセット直後のベースライン部分の波形データをフィッティングし、得られた関数からパルス部分の下にあるベースラインを正しく見積もる。フィッティングする波形データは 13 bit に落としたデータであるが、Ge 検出器を接続したことによって電気的ノイズが存在している。そこで、フィッティングする前に縦軸のエラーバーの大きさを決めることにする。その方法として、Ge 検出器の 671 アンプ出力を flash ADC に入力した状態でランダムトリガーで波形を記録し、ベースライン部分のみを抜き出した波形データを Y 軸にプロジェクションして、その分布からガウスフィッティングによって見積もることにする。この場合はビームを照射していない状態なので、リセット直後のベースラインシフトによる分布中心のシフトはないとみなし、そのままプロジェクションを行っても問題はないと考えられる。その結果、電気的ノイズの

大きさは RMS で 2.0 ch (0.5 keV) と見積もることができるので、この値を縦軸のエラーバーとする[10)]。また、このノイズの影響で先ほど述べた微係数のカットではベースライン部分を完全に抜き出すことは難しいことが分かっている。それは、3.1.1 項で述べたように 671 アンプが周波数フィルターになることでノイズ周波数と信号周波数が必然的に近くなるためである。このため、真のベースライン部分以外のデータ点による影響を受けにくいよう、フィッティングに用いる関数はパラメータを最小限に落とした 1 次関数を使うことに決定した。

図 3.13 にベースラインのフィッティング例を載せる。上から順に、元の波形データにフィッティング関数を重ねたもの、フィッティングの残差をとったものである。赤線で表示されているのがフィッティング関数であり、残差には先ほど見積もったエラーバーが表示されている。また、残差プロットの点数は見やすいように 20 分の 1 に落として表示してある。この例ではフィッティングに使われるベースラインのデータ点は約 2000 点 (40 μsec) であり、reduced χ^2 はほぼ 1 である。

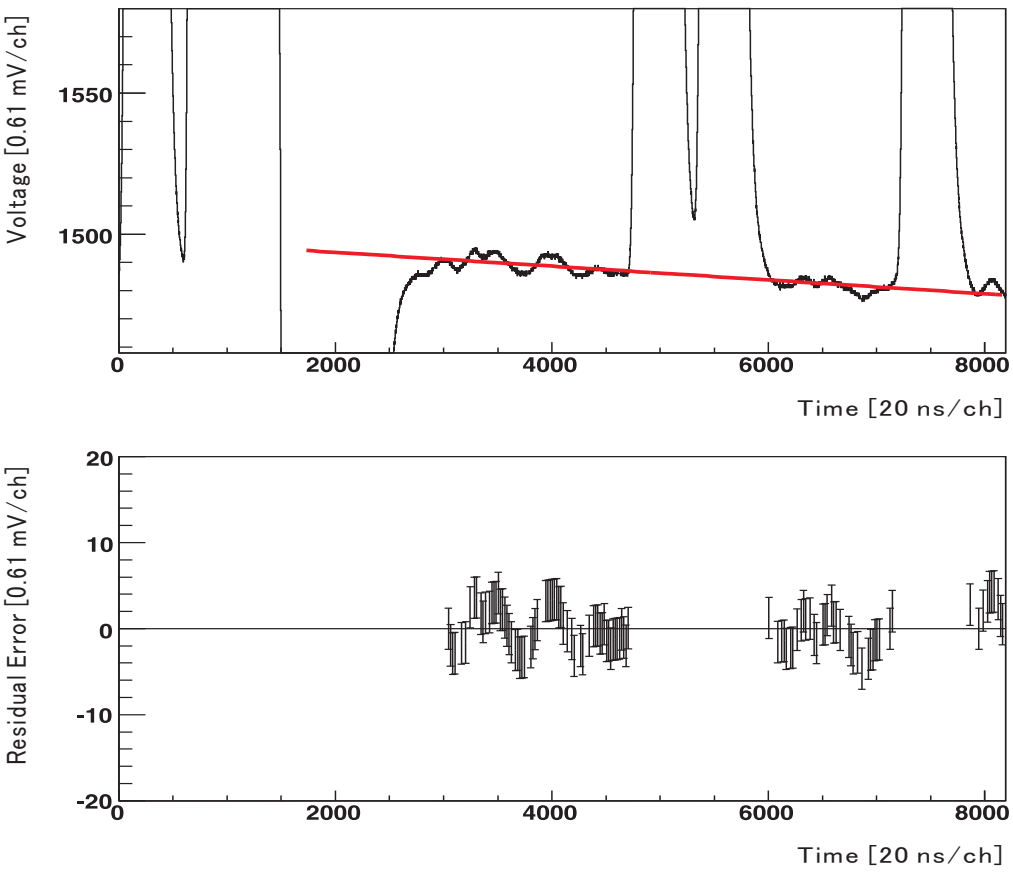

図 3.13　1 次関数によるベースラインのフィッティング。上段の図は元の波形データにベースライン部分のみ抜き出してフィッティングした関数を重ねたものである。赤線で示されるのがそのフィッティング関数である。下段の図はフィッティングの残差を表示したもので、プロット点の数は見やすいように 20 分の 1 に落としてある。残差のエラーバーはベースライン部分のノイズレベルにより見積もったものである。

[10)] つまり、16 bit で記録されたデータのうち上位 11 bit 程度が真に有効なデータとなる。

フィッティングの reduced χ^2 分布

図 3.14 はベースライン部分を 1 次関数でフィッティングした結果として得られた reduced χ^2 とフィッティングしたデータ点数の相関図である。これを見ると、χ^2 分布の中心は 1 に近くなっており、電気的なノイズによる縦軸のエラーバーの見積もりが正しく行えていたことが分かる。また、フィッティングするデータ点の数 (抜き出したベースラインの合計時間) が減るにつれて、χ^2 が悪くなっていることが分かる。そこで、フィッティングするデータ点数による χ^2 分布を調べるために、図に赤破線で示す領域毎に分割する。図 3.15 に、その領域毎の χ^2 分布を重ねたものを載せる。縦軸はカウント数でノーマライズして表示してある。これを見ると、フィッティングの χ^2 を良くするには、データ点の数が最低でも 1000 個 (20 μsec) 以上は必要だと考えられる。これは、図 3.13 を見て分かるように、ベースラインに μsec オーダのノイズが存在するためである。よって、今回の解析では記録された波形データから抜き出すことのできるベースラインデータの数が 1000 個以下のものは除くことにする。また、フィッティングの χ^2 が 2 以下となるイベントを正しくベースラインの見積もれたイベントとする。この 2 つのカットによってイベントの数は全体の 7 割になる。

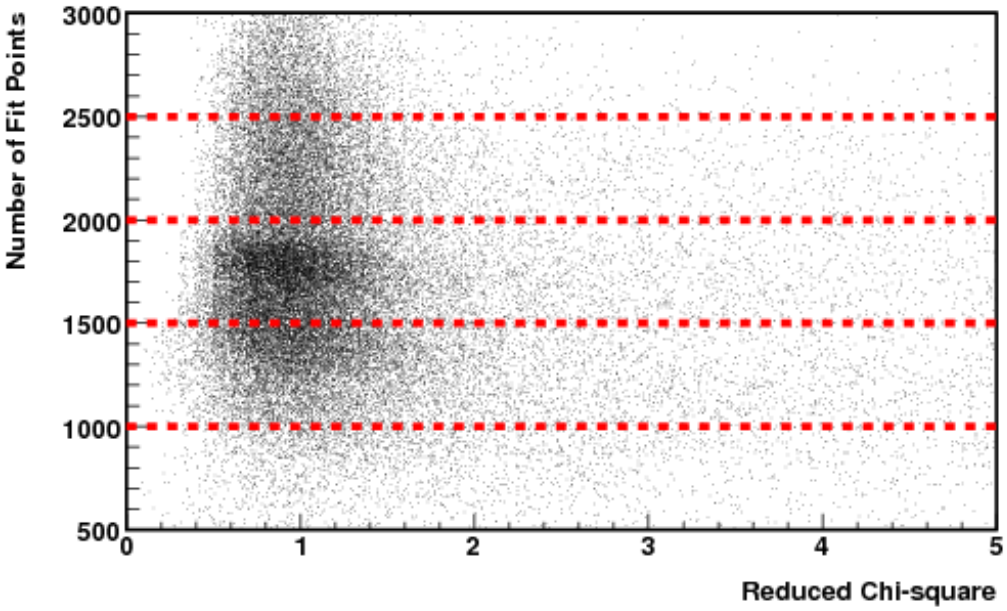

図 3.14　Reduced χ^2 とフィッティングしたデータ点数の相関。ベースラインのフィッティングに使用するデータ点数を縦軸に、フィッティング結果の χ^2 を横軸にプロットしたものである。フィッティングするデータ点数による χ^2 分布を調べるために、図に赤破線で示される領域に分割する。それぞれの領域毎の χ^2 分布は図 3.15 に示す。

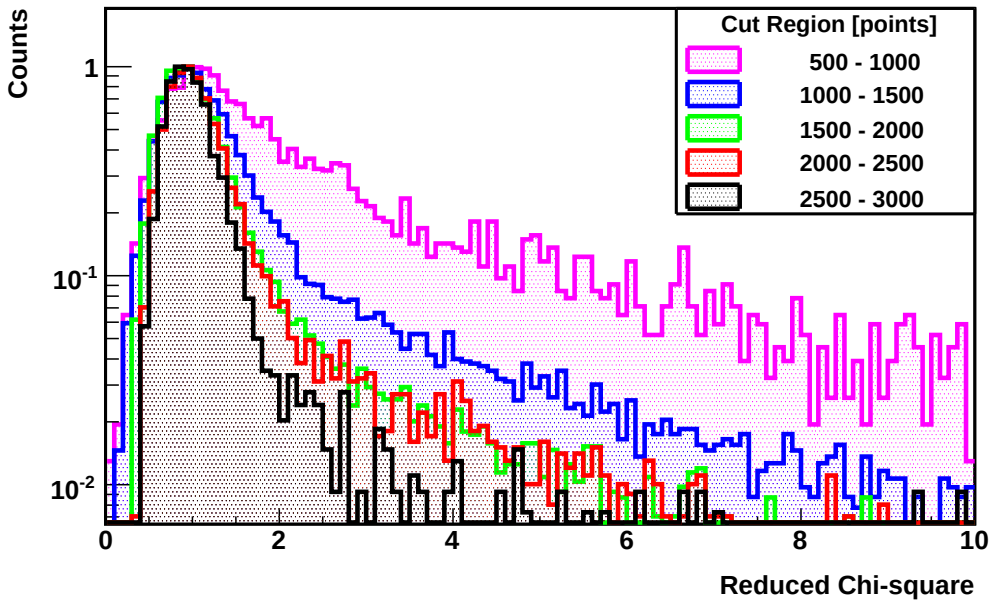

図 3.15　フィッティングしたデータ点数による reduced χ^2 分布。フィッティングするデータ点の数を図 3.14 の赤破線で示される領域に分割して、その領域毎の χ^2 分布を表示したものである。縦軸はカウント数でノーマライズしてある。これを見ると、フィッティングの χ^2 を良くするには、ベースラインのデータ点の数が最低でも 1000 個 (20 μsec) 以上は必要だと考えられる。

3.2.3　結果と考察

フィッティング関数によるシフト補正

フィッティングによって得られた関数を使ってシフトの影響を打ち消したベースライン波形を図 3.16 に載せる。黒色で表示されるのが図 3.12 で示した補正前のベースラインであり、水色で示されるのが補正後のベースラインである。また、図中の赤線は本来のベースライン位置を表している。解析途中でカットによってイベント数が減るため、この結果がフィッティングによる補正でベースラインのシフトを打ち消していることを確認しておく[11]。その方法として、χ^2 が 2 以下となるイベントについて、シフト補正する前のベースライン部分をプロットする。結果は、図中に黒色で表示される補正前ものとほぼ同じになるため掲載しないが、このことにより 1 次関数フィッティングを使って正しくベースラインを見積もれていることが分かる。

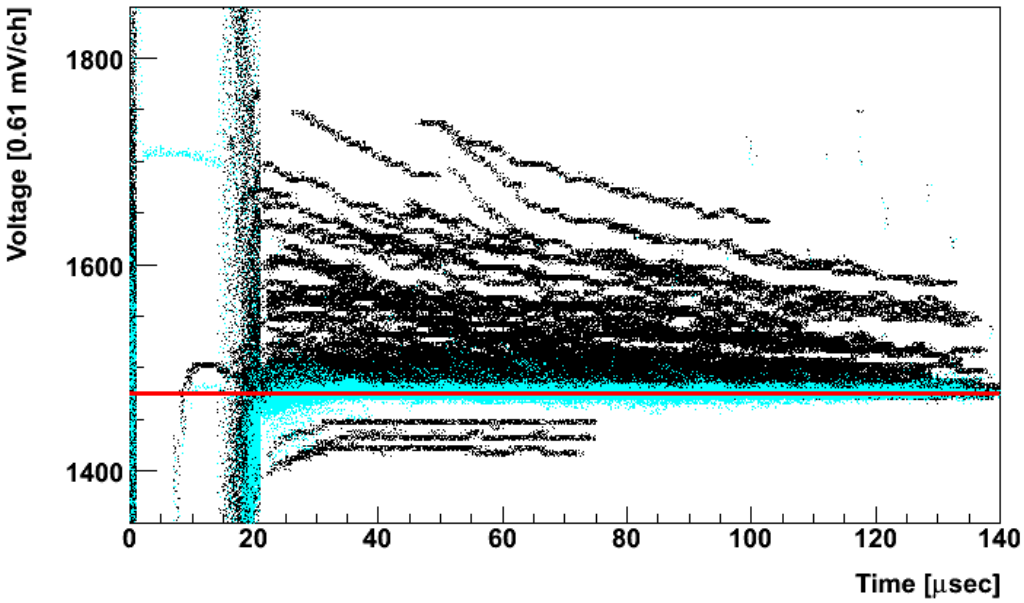

図 3.16　シフト補正後のベースライン。図 3.12 で表示されたイベントについて、フィッティングによって得られた関数を用いてシフトを打ち消したものである。水色で示されるのが補正後のベースラインであり、黒色で示されるのが補正前のものである。また、赤線は本来のベースライン位置を表している。

補正によるエネルギー分解能の回復

フィッティングによる補正で正しくベースラインを見積もった上で、波形データから PHADC 方式によってパルス波高を読み出した場合のリセットからの経過時間と ^{60}Co 線源 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能の関係を表 3.6 に載せる。これを表 3.5 と比較すると、ベースラインの補正効果によってリセット後に分解能が回復するまでに必要な経過時間が短くなっていること

[11] 元々ベースラインがシフトしていないイベントのみを選択している危険性があるため。

が分かる。また、30 μsec までの分解能が悪いのは、リセットパルスの立ち下がりを 1 次関数で外挿しているためであると考えられる。リセット直後から 30 μsec 以内に起こるイベントは分解能が悪いため除去するとすると、671 アンプを整形時定数 2 μsec で波形読み出した場合のリセットによる dead time は 30 μsec と見積もれる。これは、従来の読み出し回路である 973U UHA (時定数 0.5 μsec 整形 + Gated Integrator) を用いた場合にもリセット直後に 20 μsec 程度の dead time 生じていたことと比較して、dead time の面では少し劣るがエネルギー分解能では優る結果となった。

671 アンプ (2 μsec) と 973U UHA (0.5 μsec) では、そもそも整形時定数の差によってリセット後のベースラインシフトの期間が根本的に異なる。しかし、よりシフト期間の長い (整形時定数の長い) 671 アンプを用いた場合であっても、波形解析を行うことで分解能を劣化させずにリセットによる dead time を 973U UHA と同程度に抑えることができる。以上のことを踏まえて、ハイパー核実験の energy deposit rate 環境において波形読み出し法を用いれば、リセットによる dead time を今と同程度に抑えつつ、より良い分解能を達成できると考えられる。

表 3.6　リセットからの経過時間とエネルギー分解能の関係 (補正あり)

経過時間 [μsec]	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-66	∞
FWHM [keV]	—	5.8	3.3	2.9	2.9	2.8	2.7	2.7
回復率 [%]	—	47	82	93	93	96	100	100

補正できなかったイベント

今回の解析で補正できなかったイベントの数は全体の 7 割程度であり、以下にその内訳をまとめる。

1. フィッティングに使うベースライン部分の点の数が 1000 個 (20 μsec 分に相当) 以上必要としたカット条件を満たさなかったイベントの数は 1 割であった。その原因は、単純に波形データの中にパルス部分が多すぎてベースライン部分がほとんど見えないイベントが存在することによるが、ベースラインをフィッティングするという解析の原理により、現段階では対処できない。また、その割合はパルス幅が分かっているので、計数率から見積もる[12)]ことができ、解析結果とほぼ一致する。この見積もり方法については後で詳しく述べる。

2. Reduced χ^2 のカット条件 ($\chi^2 < 2$) を満たさなかったイベントの数は、先ほどのフィッティング点の数によるカットをかけた後で 2 割である。その主な原因は、本来指数関数であるアンダーシュート波形に 1 次関数を使ったフィッティングを行ったことと、ベースライン部分の選択が不完全であることだと考えられる。しかし、先に述べたように信号周波数に近いノイズが存在するため、現段階の解析方法では解決することができない。

[12)] ただし、今回のデータはリセットからどれくらい経過してからトリガーパルスが起きるかによって、波形データ中のリセット後の領域 (データ点数) が元々異なるため、計算には近似がかなり入っている。

計数率による波形データ中のベースライン領域

波形データから取り出せるベースライン領域と Ge 検出器の計数率の関係について述べる。以下の過程では、パイルアップはないものとして計算している。まず、p [sec] の幅をもつパルスが f [Hz] で発生しているとする。ここでの f [Hz] とは、1 sec 間に発生するパルスの個数が平均値 f のポアソン分布に従うという意味である。この条件において、サンプリング周波数が $f_{\rm s}$ の flash ADC を用いて i 点分サンプリングを行なった場合、1 イベントの波形データ中に存在するパルスの平均個数 n は、

$$n = f\frac{i}{f_{\rm s}} \tag{3.2}$$

となる。このとき、記録された波形データのうちベースラインとなる平均データ点数 b は n、$f_{\rm s}$、パルス幅 p、サンプリング点の数 i を用いて、

$$b = i - nf_{\rm s}p \tag{3.3}$$

と表される。$f_{\rm s}p$ はパルス幅をサンプリング点の数で表したものである。フィッティングに用いるベースラインのデータ点数が $b = 1000$ 点以上必要だとすると、1 イベントの波形データ中に存在するパルス数 n' の条件は、

$$n' \leq n_{\rm max} \equiv \frac{i - 1000}{f_{\rm s}p} \tag{3.4}$$

である。また、f がポアソン分布に従うことから n' もポアソン分布に従うことより、p、$f_{\rm s}$、i を固定したときに、ベースライン領域が 1000 点以上存在しない波形データを取得する割合 $P(f)$ は、

$$P(f) = \sum_{k=n_{\rm max}+1}^{\infty} \frac{n^k}{k!}e^{-n} \tag{3.5}$$

となり、ベースライン領域が 1000 点以上存在する波形データを取得する割合 $\overline{P(f)}$ は、

$$\overline{P(f)} = \sum_{k=0}^{n_{\rm max}} \frac{n^k}{k!}e^{-n} = 1 - P(f) \tag{3.6}$$

と計算することができる。

図 3.17 に計数率 f による $P(f)$ の変化を載せる。パルス幅は 13 μsec[13]であり、サンプリング周波数 50 MHz とサンプリング点数 8000 点を仮定している。図より、この条件でベースライン領域が足りないことによって解析できないイベントの数が全体の半分になる計数率は 70 kHz となる。

[13] 微係数のカットによってパルスとして切り取られる範囲で求めた、整形時定数 2 μsec 時の 671 アンプのパルス幅である。

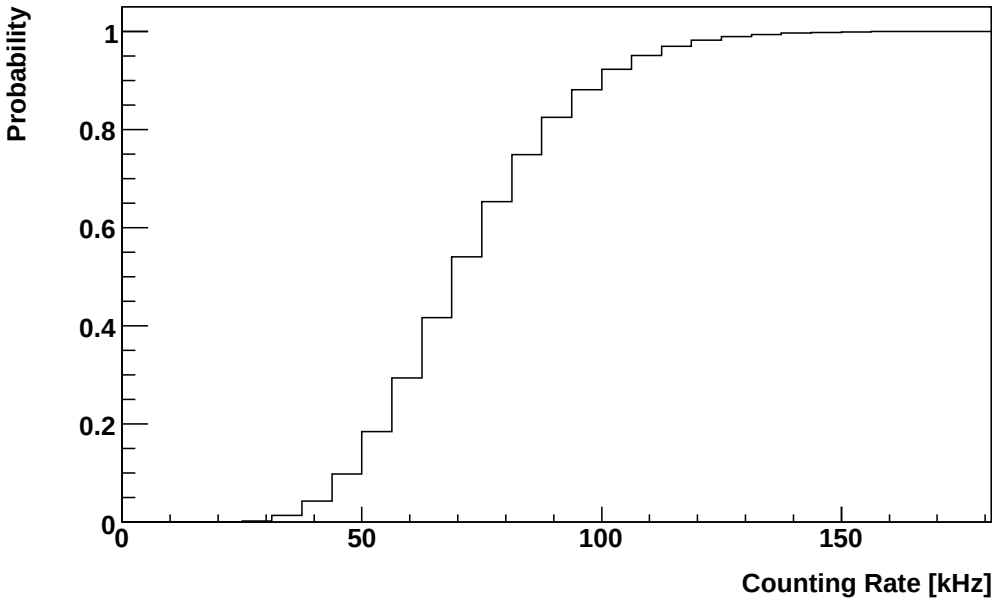

図 3.17　計数率によるベースラインフィッティングができないイベントの割合。パルスの発生頻度 (Counting Rate) によってベースライン領域が 1000 点以下となりフィッティングできない波形データを取得する割合を、ポアソン分布を仮定して見積もったものである。計算には、サンプリング周波数 50 MHz の flash ADC を用いて幅 13 μsec のパルスを 8000 点分サンプリングする測定条件を仮定している。

ハイパー核実験の環境で Ge 検出器の計数率が 70 kHz であると仮定して、その場合のプリアンプリセット頻度を見積もる。リセット頻度は energy deposit rate に依存することにより計数率だけからでは見積もることができないため、表 1.1 にある KEK の実験環境から推測する。Ge 検出器の計数率と energy deposit rate が比例しているとすれば、計数率が 70 kHz のときの energy deposit rate は 0.7 TeV/s と見積もれる。フィードバックコンデンサ電荷量にリセットがかかる threshold は 175 MeV であることより、このときのリセット頻度は、

$$\frac{0.7 \text{ Tev/s}}{175 \text{ MeV}} = 4 \text{ kHz} \tag{3.7}$$

である。この状況において 973U UHA(リセットによる dead time 20 μsec) を使用した場合に、リセットによって生じる dead time の割合は、

$$20 \ \mu\text{sec} \ \times \ 4 \text{ kHz} = 0.08 \qquad [\ 8 \ \% \ ] \tag{3.8}$$

となり、ほとんど問題にならない。同様にして、671 アンプを波形解析による補正なし (リセットによる dead time 200 μsec) で使用した場合は、

$$200 \ \mu\text{sec} \ \times \ 4 \text{ kHz} = 0.8 \qquad [\ 80 \ \% \ ] \tag{3.9}$$

となり、ほとんどデータが取れないと考えられる。また、671 アンプを波形解析による補正あり (リセットによる dead time 30 μsec) で使用した場合は、解析で半分のイベントを読めないために 2 をかけて、

$$30 \ \mu\text{sec} \ \times \ 4 \text{ kHz} \ \times \ 2 = 0.24 \qquad [\ 24 \ \% \ ] \tag{3.10}$$

となり、4 分の 1 のイベントを失うことになる。この見積もりから、リセット後の dead time としては従来の読み出し法 (973U UHA) と波形読み出し法 (671 アンプ) ではほとんど差はないが、ベースラインのみをフィッティングする波形解析を行う場合は、計数率によって波形読み出し法の dead time が増加してしまうことが分かる。

3.2.4 まとめ

ベースラインをフィッティングする解析により、整形時定数 2μsec の 671 アンプを用いた場合であっても、リセットによる dead time を 973U UHA と同程度に抑えることができた。また、整形時定数を長くしたことによってエネルギー分解能の劣化も本来の分解能の 1.2 倍程度[14)]まで抑えることができ、波形読み出し法の有効性を示すことができた。しかし、予想される J-PARC 実験の極めて高い計数率下では、もはやベースラインそのものがほとんど見えなくなり、この解析手法が使えなくなるという問題が発生すると考えられる。そのため、次のパイルアップ分離解析で述べるように、ベースラインが見えない場合であっても、パルス部分をフィッティングすることでベースラインを見積もる解析手法を用いなければならない。よって、ここではハイパー核実験の energy deposit rate 環境において、ベースラインを正しく見積もることができれば、時定数の十分長い整形アンプを使用することができる可能性を示すことができた。

[14)] 2.9 keV/2.4 keV (整形時定数 6 μsec 以上) @ ^{60}Co 1.33 MeV

3.3 パイルアップの分離

671 アンプのような CR-RC 整形アンプは応答関数の線形性がきわめて良く、2 つの入力信号に対する重ね合わせの原理が成り立つ。これを利用してパイルアップした出力パルスを分離する。

3.3.1 パイルアップ波形データの測定

flash ADC を使ってパイルアップイベントの波形データを記録し、その分離テストを行う。パイルアップイベントの頻度は計数率とパルス幅のみに依存するため、テストデータの取得は理学総合棟 6 階の実験室内で行うことができる。図 3.18 にその測定回路を示す。各整形アンプの出力するパイルアップ信号をトリガーにして 671 アンプと 973U UHA の出力波形を記録する。このパイルアップ信号は、整形アンプが自身の出力パルス幅[15)]でパイルアップを認識して出力するものである。671 アンプと 973U UHA はその出力パルス幅が異なるので、UHA でパイルアップするイベントに対する 671 アンプの出力波形を記録する場合は、UHA のパイルアップ信号を使う。また、後で述べるようにフィッティングの初期値を得るためにプリアンプ出力波形も直接 flash ADC で記録している。放射線源は 370 kBq の ^{60}Co 線源を用いている。

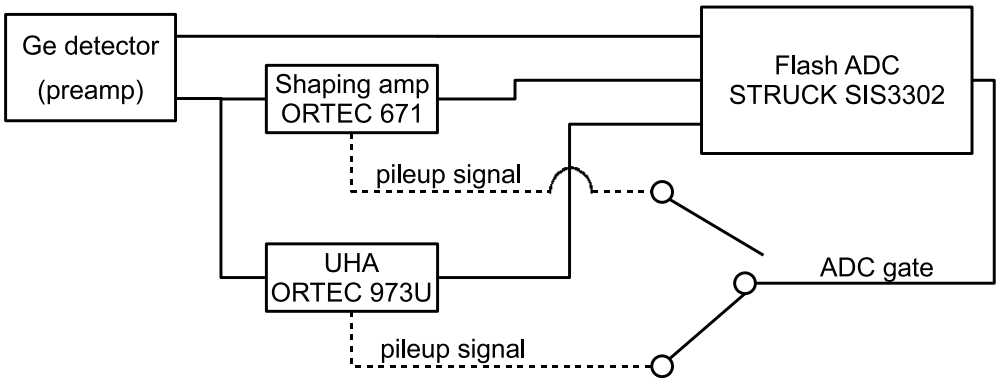

図 3.18　パイルアップ波形測定の回路図。プリアンプ出力は同じものが 2 つ出るが、一方はフィッティング解析の初期値を得るために直接 flash ADC でその出力波形を記録する。もう一方は 2 つに分け、671 アンプと 973U UHA に接続する。これら 2 つのアンプ出力波形もまた flash ADC で記録する。Flash ADC へのトリガー信号は、これら 2 つのアンプからパイルアップ時に出力されるパイルアップ信号 (671 トリガー、973U トリガー) を切り替えて使う。671 アンプと 973U UHA では出力パルス幅の違いによって認識するパイルアップ間隔が異なることを利用して、973U トリガーではより近接したパイルアップ波形データのみを記録することができる。また、671 トリガーでは 671 アンプの出力がパイルアップするようなすべての場合のパイルアップ波形を記録できる。

15) 先の述べたように整形時定数に依存する。

3.3.2 解析

Flash ADC で記録した波形データ

図 3.19 にパイルアップ信号をトリガーにした場合に Flash ADC で記録される波形データの例を載せる。左側の図は 671 アンプのパイルアップ信号をトリガーにしたもの (671 トリガー) であり、右側の図は 973U UHA のパイルアップ信号をトリガーにしたもの (973U トリガー) である。このときの、671 アンプの整形時定数は 2 μsec であり、UHA の Gated Integrator 値は 3.0 μsec である。両方とも上から順にプリアンプ出力波形、973U UHA 出力波形、671 アンプ出力波形となっている。プリアンプ出力波形の縦軸は 16 bit のまま表示してあり、Ge 検出器が計測した事象に対するステップ出力が見られる。これが整形の元になる入力波形である。左側の図を見ると、出力パルス幅の違いによって 671 アンプでパイルアップする場合であっても、UHA ではパイルアップしていないことが分かる。右側の図を見ると、UHA でパイルアップする場合は 671 アンプの出力はもはや 1 つのパルスにしか見えないことが分かる。また、UHA の出力幅は gated integration のためにパイルアップした場合も常に一定であり、その波形データは 2 つ分のパルス情報を持たなくなっていることが見て取れる。

ここで表示した波形データは、2 つのトリガーによるパイルアップ間隔の違いを分かりやすくするものであって、671 トリガーを用いた場合にも右側のような波形データは記録されることに注意してほしい。

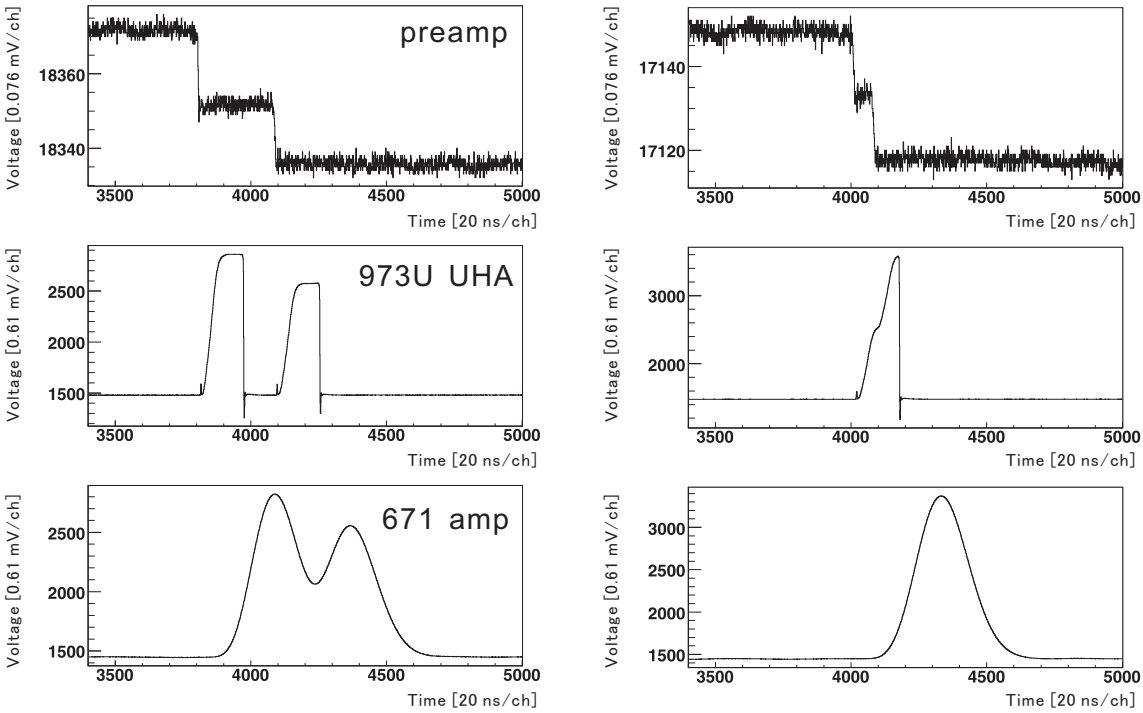

図 3.19　パイルアップトリガーによる波形データ。左側の図が 671 トリガーによるものであり、右側の図は 973U トリガーによるものである。両方とも上から順にプリアンプ出力波形、973U UHA 出力波形、671 アンプ出力波形となっている。2 つ信号の間隔は左側の図が 6 μsec、左側の図は 2 μsec である。

解析手順

先に解析の方針とその流れを簡単に述べておく。解析の方針は、671 アンプのパイルアップ波形を分離するのに、ある区間の波形データをパルス部分も含めてすべてフィッティングすることである。パルス部分のフィッティング関数には実波形データから作成したテーブル関数 (波形テンプレート) を使用し、エネルギーによってパルスの時間方向の形 (立ち上がりと立ち下がり) が変化しないものと仮定して、フィッティングパラメータは横軸上の位置 (時間) と高さ (波高) の 2 つとする。

解析の流れは、プリアンプ波形からの初期値パラメータの取得、671 アンプ波形のベースライン部分のフィッティング、ベースライン関数と複数の波形テンプレート関数を組み合わせた 671 アンプ波形のフィッティング、フィッティング関数によるパイルアップ波形の分離となる。個々の部分についてはこの後で詳しく述べるが、その解析手順をフローチャートにしたものを図 3.20 に載せる。

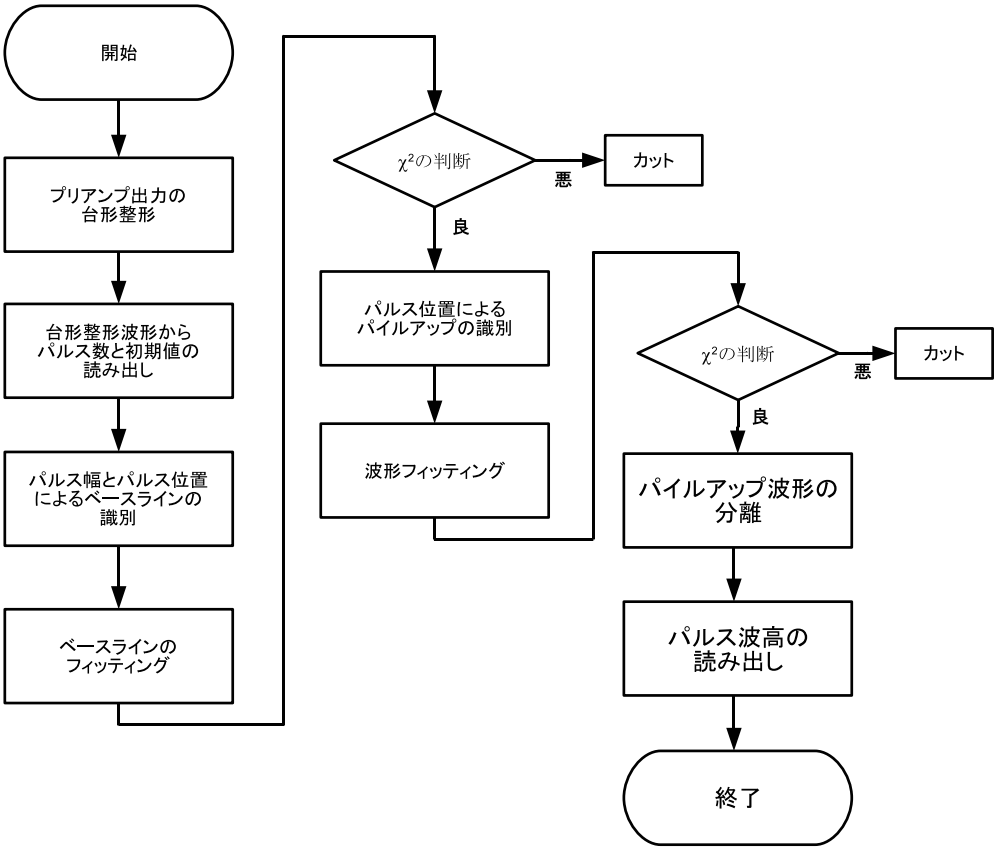

図 3.20　パイルアップ分離の解析フローチャート。まず、プリアンプ波形を台形整形し、パルスの時間位置と波高を求め、後でフィッティングの初期値として用いる。そのパルス時間位置を用いて 671 アンプ波形のベースライン部分を抜き出し、フィッティングする。複数の波形テンプレートとベースライン関数を用いて、ある区間の 671 アンプ波形をすべてフィッティングする。波形テンプレートは実波形データから作成したテーブル関数である。最後に、フィッティングの χ^2 が良いイベントのみを選び、パルス部分のフィッティング関数より波高を読み出す。

テーブル関数 (波形テンプレート) の作成

フィッティング解析の前段階として、パルス部分のフィッティング関数 (波形テンプレート) を作成する。そのために、計数率を低くし、1 つのデータ中に 1 つのパルスのみが存在する波形データを 671 アンプの CRM 信号をトリガーにして記録する。より一般性のある波形テンプレートを作るためには多数イベントの波形データの平均をとることが望ましい。そこで、^{60}Co 線源の 1.33 MeV ピークとなる波高をもつパルスが存在するイベントのみを選び出し、1000 イベント分の平均をとることにする。その後で、平均をとった波形データからベースラインを 1 次関数フィッティングで取り除き、最大波高が 1 になるようにノーマライズしたものを波形テンプレートとする。図 3.21 に整形時定数 2 μsec の波形データを使った波形テンプレートの作成過程を載せる。

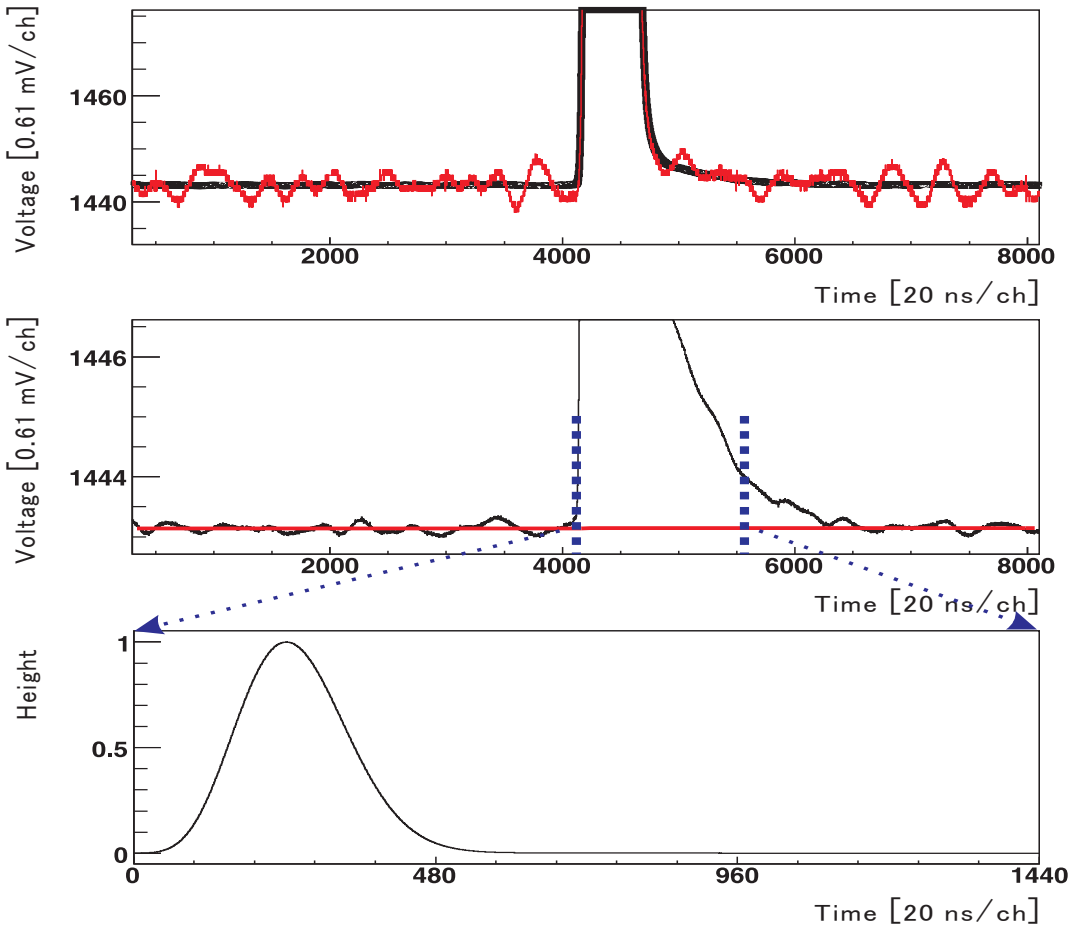

図 3.21　波形テンプレートの作成過程。上図は、整形時定数 2 μsec 時の 671 出力波形のベースライン付近を拡大したものである。黒線で表示されるのが 1000 イベント分の平均をとった波形であり、赤線で表示されるのはそのうちの 1 イベントの波形である。平均したことにより、ノイズレベルが低くなりパルス立ち下がり部分の形状をより一般的なものにできていることが見て取れる。中央図は、平均をとった波形データのベースライン部分をさらに拡大したものである。青破線で示す範囲から赤線で表示されるベースラインを差し引いたものを抜き出し、波高を 1 にノーマライズして波形テンプレートとする。下図はこの過程で実際に作成された波形テンプレートである。

上図は、671 出力波形のベースライン付近を拡大したもので、黒線で表示されているのが 1000 イベント分の平均をとった波形データ、赤線で表示されているのが 1 イベントだけの波形データである。これを見ると、平均をとることによってノイズレベルを下げることができ、パルスの立ち下がり部分の形状をより一般的なものにできていると考えられる。中央の図は、その平均をとった波形データのベースライン付近をさらに拡大したものであり、赤線で示すようにベースライン部分を 1 次関数でフィッティングしてある。ここから青破線で示す範囲をパルス部分として切り出す。立ち下がり部分に関してはもう少し範囲を広くとれるように見えるが、これはノイズレベルが下がったことでそのように見えているだけであり、平均をとっていない波形データではこの範囲の外側はもはやノイズの大きさ (1 keV 程度) と同程度になって区別がつかない。フィッティングのエラーバーはこのノイズで見積もるため、ノイズレベル以下のデータ点は必要ないと考え、図に示される範囲で切り出すことにする。下図は、その範囲で切り出した波形データから先ほどフィッティングした関数でベースラインを取り除き、最大波高が 1 になるようにノーマライズしたものである。そのデータ点の数は約 30 μsec 分 (1440 点) であり、表 3.1 に示されるパルス幅 (整形時定数 2 μsec) よりもかなり長くなっている。パルスの右側の裾はゆっくり下がるが、その裾の高さが 1.33 MeV γ 線に対して 1 keV 以下 (ノイズレベル以下) になるところまで取らないと 1.33 MeV γ 線がパイルアップしたものを分離するときに 1 keV の誤差を生じることになる。そのため、この波形データを波形テンプレートとして使用することにした。

プリアンプ波形からの初期値の読み出し

フィッティングの初期値として、パルスがパイルアップしないような早い時定数の整形を行って、パルスの個数とそれぞれの時間 (位置) と高さのおよその値を知る必要がある。そのために、時定数の長い整形 (スロウ整形) をする前のプリアンプ出力波形を用い、以下の式で表される台形フィルターを使って時定数の短い整形 (ファスト整形) をソフトウェアで行う。

$$\mathrm{sumB} - \mathrm{sumA} = \sum_{i}^{n} \mathrm{data}[i] - \sum_{i}^{n} \mathrm{data}[i + \Delta g] \tag{3.11}$$

ここで、n はスムーシングのパラメータであり、Δg は差分を取る間隔 (gap) のパラメータである。プリアンプ出力波形に対する台形フィルターの整形過程を図 3.22 に載せる。上から順に、プリアンプ出力波形、台形フィルター出力波形である。赤線で表示されている区間 (sumA, sumB) の平均値の差を取るのが台形フィルターの役割である。フィルター整形した波形に赤破線のように threshold を設け、位置と波高を抜き出す。ただし、UHA でパイルアップするような場合には台形フィルターの出力波形もパイルアップすることがあるため、一定の threshold を設けたのでは適切でない[16)]。そこで、フィルター出力を時間軸方向にスキャンしていき、一定の threshold (1^{st}) を越えた後、最高点を探してその 8 割の地点に 2 つめの threshold (2^{nd}) を設ける方法で、ある程度のパイルアップまで対処できるようにした。

[16)] threshold 値まで下がる前に次のパルスが来ると対応できない。

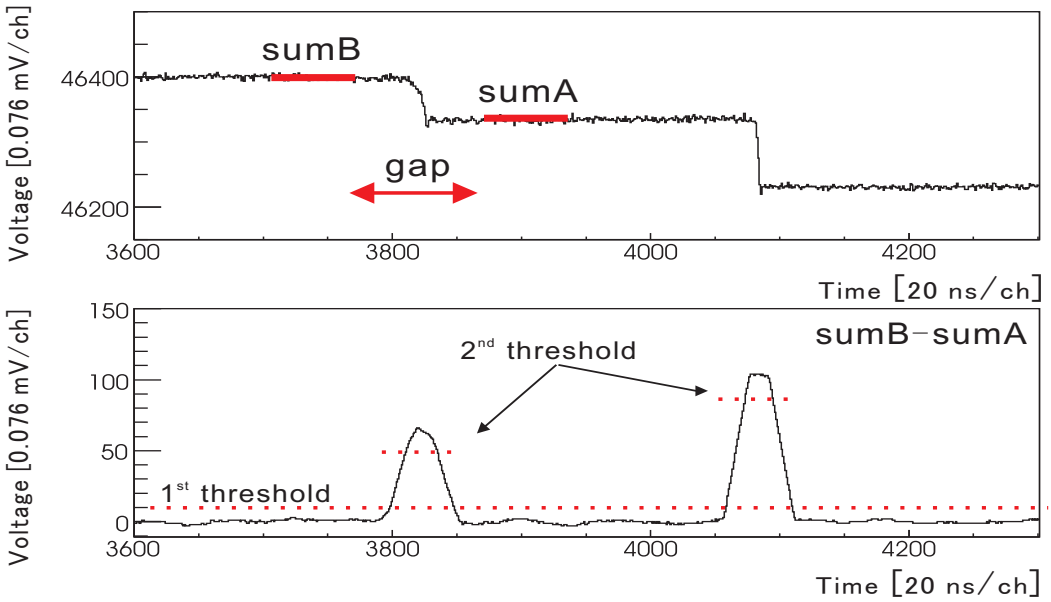

図 3.22　台形フィルターによる整形。上図はプリアンプ出力波形であり、赤線で表示される区間 (sumA, sumB) の平均値の差分をとるのが台形フィルターの役割である。gap はその差分をとるオフセット間隔である。下図は、台形整形によって得られる波形である。この波形データから 2 つの threshold(固定値、最大波高の 8 割値) を用いて、パルスの波高と時間位置を取り出す。

位置の決定には、2 つめの thresould を越える点と下回る点の中間点を使う。パルス波高の 8 割で threshold をかけることと、その中間点をとることで、波高ウォークによる誤差とパルス形状による誤差を最小限にできると考えられる。波高の決定には、2 つめの threshold を越えた区間内の最高点の値を使うが、読み出された波高を 671 出力波形の波高初期値に変換するには 671 アンプのゲインを知る必要がある。そこで、図 3.23 の左図に示すように、プリアンプから読み出した波高と 671 アンプ出力波形から読み出した波高の相関図を 1 次関数でフィッティングして変換式を求める。ここで解析に使う 671 アンプの波形データはパイルアップしていないデータであり、CRM 信号をトリガーにして記録したものである。また、台形フィルターのパラメータは次に述べる方法で最適化された $\Delta g = 15, n = 20$ を使っている。現段階でこの手法によりプリアンプから読み出せる波高の分解能 (FWHM) は ^{60}Co 線源の 1.33 MeV ピークに対して 40 keV (FWHM) 程度であり、これは flash ADC の性能で決まる分解能と同程度である。図 3.23 の右図には、671 の波高とプリアンプから読み出したパルス時間位置の相関図を載せる。これを見ると、低エネルギー側で波高ウォークの影響が現れてしまっている。原理的には先ほどの位置決め方法を使えば、その影響を最小限にできるはずであるが、ここではトリガーとなる CRM 信号も波高ウォークの影響を受けているためどちらの影響かを区別することができない。しかし、この状態で求めたトリガーパルス[17]に対する時間分解能 (FWHM) は約 120 nsec[18]であり、データ点の数にして 6 点分であるため、初期値としては十分であると考えられる。

[17] このパルスをもとに Flash ADC を動作させるため、波形データ上で常に決まった位置に存在するパルスのことである。

[18] Ge 検出器本来の時間分解能は 10 nsec 以下である。

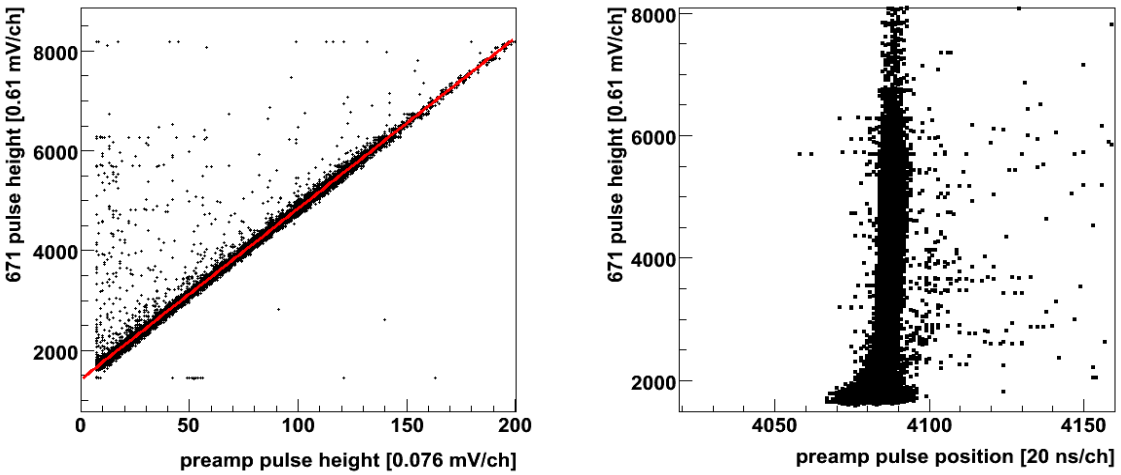

図 3.23　台形整形によって得られる初期値の ADC-ADC 相関と ADC-TDC 相関。左図は同じイベントについて、プリアンプ波形から台形整形によって読み出される波高を横軸に、671 アンプ波形から読み出される波高を縦軸にプロットしたものである。この相関を 1 次関数でフィッティングして、671 アンプのゲインを求める。右図は、プリアンプ波形から読み出されるトリガーパルスの時間位置を横軸に、671 アンプ波形から読み出される波高を縦軸にプロットしたものである。波高ウォークの影響が見えているが、時間位置の分解能は FWHM で約 120 nsec であり、初期値としては十分であると考えられる。

台形フィルターのパラメータ調整

先に述べた方法でプリアンプ波形からパルスの位置と波高を読み出すことができるのだが、より正確な初期値を得るためには、台形フィルターのパラメータの最適化を行う必要がある。そこで、まず初期値として得られる波高の分解能 (エネルギー分解能) が最小となるようなパラメータを探すことにする。図 3.24 に各パラメータを変動させたときの、^{60}Co 線源 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能の変化を載せる。Gap Size (Δg) に注目すると、15 付近で最適値をとることが分かり、これはプリアンプのステップ出力波形の立ち上がり時間 (300 ns) と同程度になっている。完全なステップ出力なら立ち上がり時間より Δg を長くすれば分解能は変わらないはずだが、リーク電流による影響で一定の傾斜をもったステップ出力になっているため立ち上がり時間と同程度で最適になると考えられる。スムーシング幅 (n) もノイズ間隔より長くとれば分解能は変わらないはずであるが、リーク電流の影響で最小点が存在していると考えられる。この結果よりフィルターパラメータを $\Delta g = 15, n = 20$ に決める。

300 ns 程度の立ち上がり信号を効率良く取り出すように各パラメータを決めたが、この台形フィルターによる変換は時定数 300 ns のファスト整形に相当する。また、このパラメータでの最小ペアパルス分解能[19)]はフィルター出力のパルス幅から見積もって 1 μsec 程度である。

[19)] 2 つのパルスであると識別できる最小の時間間隔のこと。

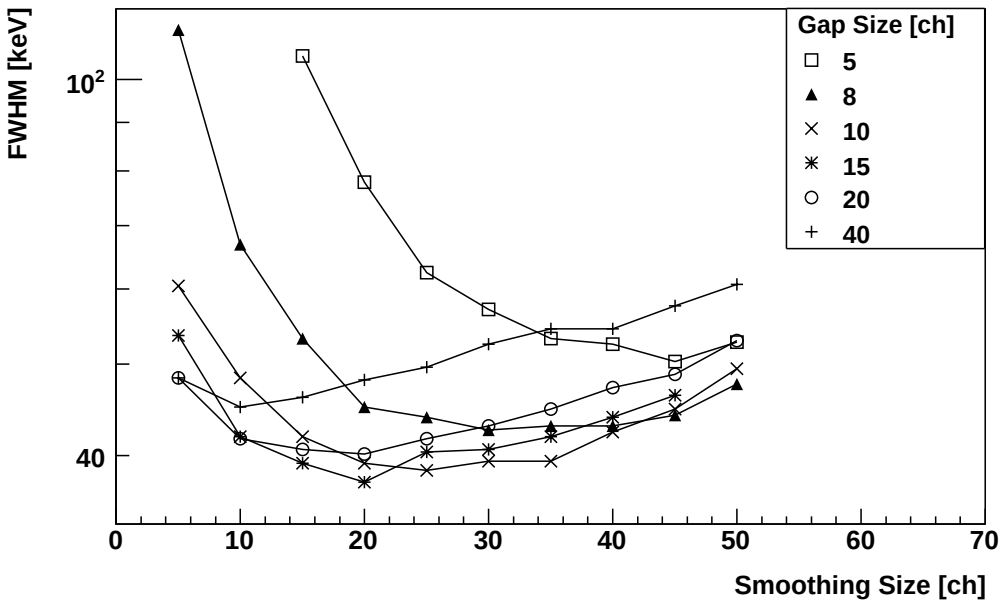

図 3.24　台形フィルターのパラメータによるエネルギー分解能の変化。パラメータの最適値を決めるため、2 つのパラメータを変化させたときにプリアンプ波形から読み出される波高初期値の分解能を調べたグラフである。このグラフより、最適パラメータは $\Delta g = 15, n = 20$ に決定する。

ベースライン関数

波形データからベースライン部分のみを抜き出して 1 次関数でフィッティングを行い、先にベースライン関数を求めるのだが、3.2 項で問題となったように微係数のカットによる識別方法には限界がある。そこで、ベースライン部分の選択には、台形フィルターによってプリアンプ波形から得られたパルス位置を使う。図 3.25 は、上図が 671 アンプの出力波形であり、下図はプリアンプ波形から読み出した時間位置を横軸に、波高を縦軸に線の長さとして表示したものである。上図に示されるように、この時間位置から赤線で示される区間をパルスが存在する領域として切り抜き、残った領域をベースラインとする。このパルス領域と判断する区間の長さは、波形テンプレートの長さを用いる。

この方法を用いれば、微係数カットによる解析に比べて、より明白にベースラインを識別できると考えられる。しかし、パルス位置が分からない場合はこの方法を使うことができない。フィルターの threshold 値はエネルギーにして約 50 keV 以上のパルスを認識するようになっており、flash ADC の性能でリミットされる台形フィルターの分解能が 40 keV 程度であることから、原理的に 50 keV 以下のパルスに対しては対応できないと考えられる。そのため、今回の解析では 50 keV 以下のパルスが記録された波形データは使わないことにする。50 keV 以下のパルスが存在する波形データを取り除く方法として、そのベースラインをフィッティングすると、50 keV 以下のパルス部分もベースラインと認識されるためにフィッティングの χ^2 が大幅に悪くなることを利用する。

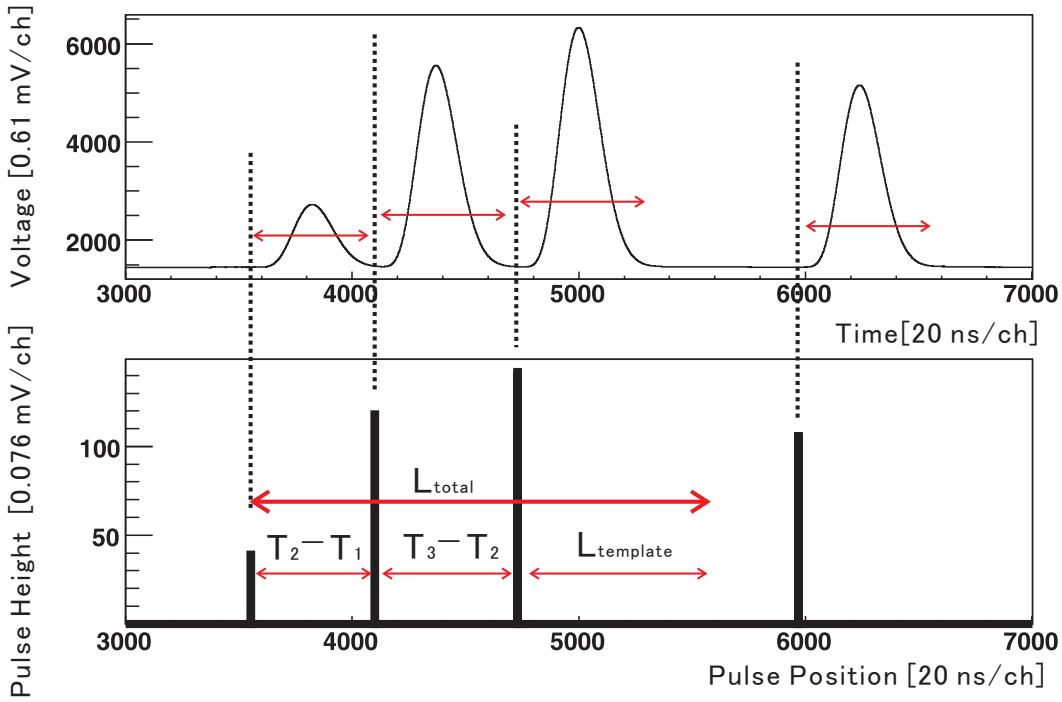

図 3.25　パルス位置を利用したベースラインの識別。上図は 671 アンプの出力波形であり、下図はプリアンプ波形から読み出した初期値を線の位置と長さ (高さ) で表したものである。図に示すように、初期値として得られる時間位置から赤線で示される区間をパルス部分として切り取る。その区間の長さははエネルギーによらず波形テンプレートの長さに固定する。

フィッティング関数の作成

ここまでで、波高と位置の初期値、ベースライン関数、波形テンプレートが得られたので、それらを使って組み合わせてフィッティング関数を作成する。初期値として得られたパルスの時間位置からパイルアップしているパルス数を認識し[20]、その個数分の波形テンプレートとベースライン関数を組み合わせたものをフィッティング関数とする。図 3.25 の下図に示すように、フィッティングの範囲 $\mathrm{L}_{\mathrm{total}}$ は、n 番目のパルスの時間位置 T_n とその後にパイルアップするパルス数 N を用いて、

$$\mathrm{L}_{\mathrm{total}} = \mathrm{L}_{\mathrm{template}} + \sum_{i=n}^{\mathrm{N}-1} (\mathrm{T}_{i+1} - \mathrm{T}_i) \tag{3.12}$$

とする。ここで、$\mathrm{L}_{\mathrm{template}}$ はテンプレート関数のデータ点数である。つまり、ベースラインのみの領域はその範囲には入っておらず、パルスが存在する領域のみをフィッティングすることになる。また、ベースライン関数のパラメータは先に求めた値で固定してあり、フリーパラメータになるのは個々の波形テンプレートの時間位置と波高のみである。

[20] パルス幅は波形テンプレートのデータ点数とし、その幅によってパイルアップの有無を判断する。

単体パルスに対するフィッティング

パイルアップ波形のフィッティングを行う前に、まずパイルアップしていない (パイルアップ無) 単体のパルス波形データに対してフィッティングを行い、波形テンプレートの適合性などを評価する。そのため、線源を遠ざけ計数率を下げて、CRM 信号をトリガーにして波形データを記録した。このときの計数率は約 500 Hz (2 msec 間隔) であり、1 つの波形データに入るパルスはほぼ 1 つである。また、サンプリング数は 160 μsec(8192 点) であるため、波形データにはベースライン領域が十分存在する (ベースライン有)。フィッティングの範囲は式 (3.12) にパルス数 N=1 を代入して、波形テンプレートの長さ (1440 点、約 30μsec) になる。

図 3.26 に、フィッティングによって読み出されるエネルギーと reduced χ^2 の相関図を載せる。これを見ると、エネルギー (パルス波高) によらず χ^2 は 1 付近に収束しており、エネルギーによって波形の時間方向への変化がないとした仮定が正しいことが分かる。図 3.27 に載せる 0.5 MeV 毎のエネルギー範囲でスライスした reduced χ^2 の分布を見ても、フィッティングはパルス波高によらず正しく行えていると考えられる。また、$\chi^2 < 2$ のカットを行うと、99% 以上が適合しているという結果となった。これは、リセットの影響がほとんどないためにベースラインを 1 次関数で良く近似できていることと、作成した波形テンプレートによってパルス波形を正確に再現できているためであると考えられる。残りの 1% のイベントを調べた結果は、先に述べた 50 keV 以下のパルスが存在するものと、瞬間的にノイズレベルが高くなったものであった。

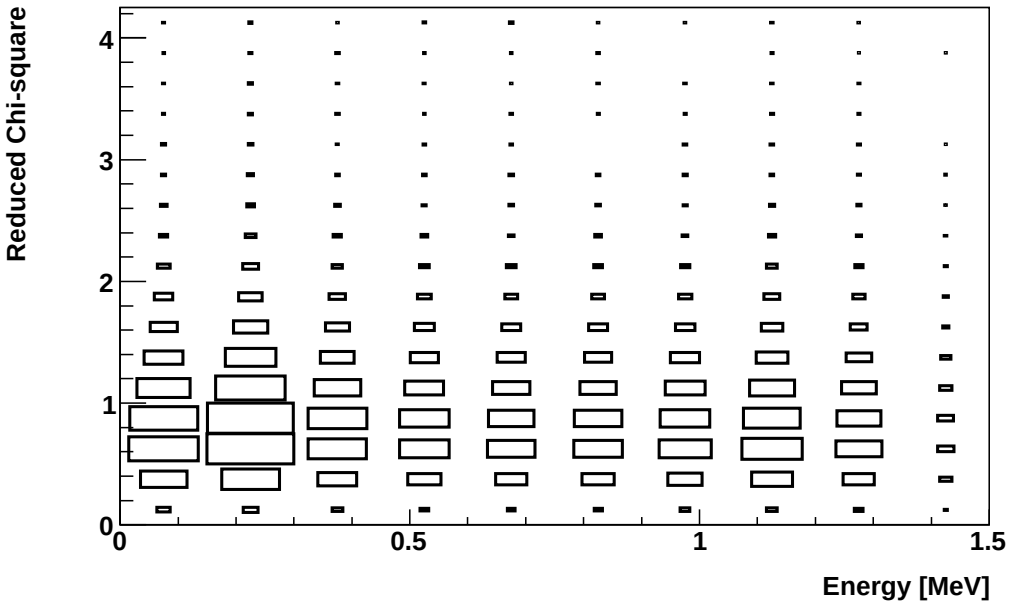

図 3.26　エネルギーと reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ無、ベースライン有)。1 つのパルスのみが存在する波形データに対して、波形テンプレートを使ったフィッティングを行った結果得られたものである。表示されているすべてのエネルギー領域で χ^2 が 1 付近に分布していることより、フィッティングに用いた波形テンプレートがエネルギーによらずパルスの形を正しく再現していることが分かる。

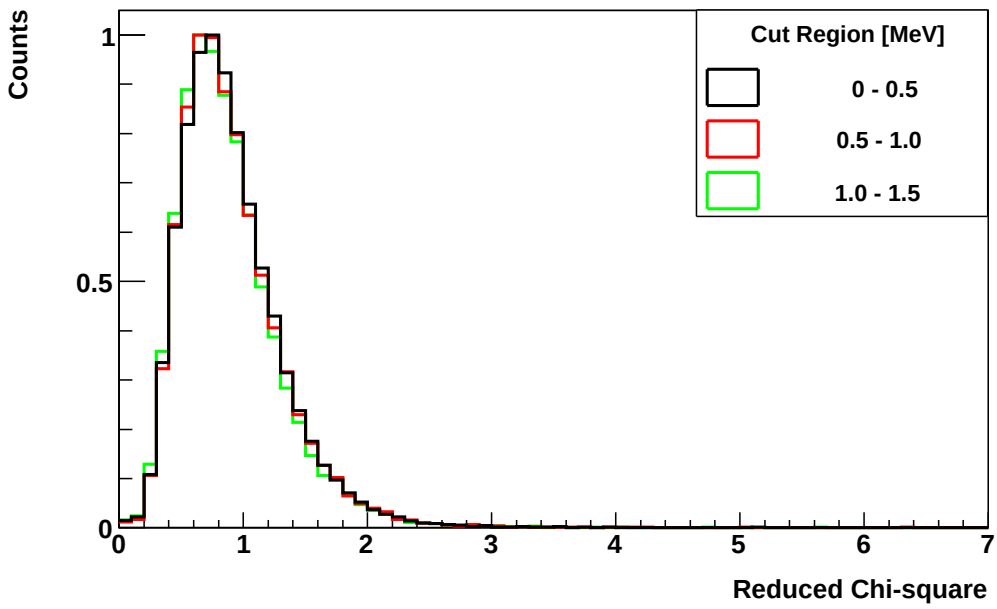

図 3.27　エネルギー毎にスライスした reduced χ^2 の分布 (パイルアップ無、ベースライン有)。図 3.26 の分布を 0.5 MeV 毎のエネルギー範囲でスライスしたものである。エネルギーによらず χ^2 が一様に良いことから、フィッティングの精度はパルス波高によらないと考えられる。

図 3.28 には、671 アンプ波形からフィッティング解析で読み出したエネルギースペクトルを載せる。左から順に ^{60}Co 線源の 2 つのピークと、環境放射線である ^{40}K と ^{208}Tl のピークが確認できる。ここで注意してほしいことは、赤線で表示されているのが flash ADC のレンジによるリミットであり、解析で得られるスペクトルにはそのレンジを越えた領域まで存在していることである。これはオーバーレンジしたパルスもレンジ内に見えている裾の部分をフィッティングすることで、その波高を補完できているためである。オーバレンジパルスに対するフィッティング例を図 3.29 に載せる。上図は 671 アンプの波形データにフィッティング関数を重ねたもので、下図はそれらの残差を表示したものである。このフィッティングは、オーバレンジしているデータ点のエラーバーを無限大[21]にすることで χ^2 を良くしている。エネルギーキャリブレーションは測定に使用した ^{60}Co 線源ピークの 2 点で行ってあるが、測定レンジを越えた領域にある ^{208}Tl のピークは正しい位置に存在している[22]。また、このときの ^{60}Co の 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能 (FWHM) は 2.8 ± 0.1 keV であり、表 3.1 の分解能値 (整形時定数 2 μsec) と同程度であるため、波形テンプレートによって正しく波高を読み取れていることが分かる。

今回はパイルアップの分離を目的として解析するため、オーバレンジしたパルスをどこまで補完できるかは今後の開発課題とする。

---

[21] 実際に計算機上で無限大は定義できないので、他のデータ点に割り振るエラーバーに比べて十分無視できる値という意味である。

[22] 1 次関数を用いてエネルギーを外挿しているため、実際には 60 keV ほど差が生じている。

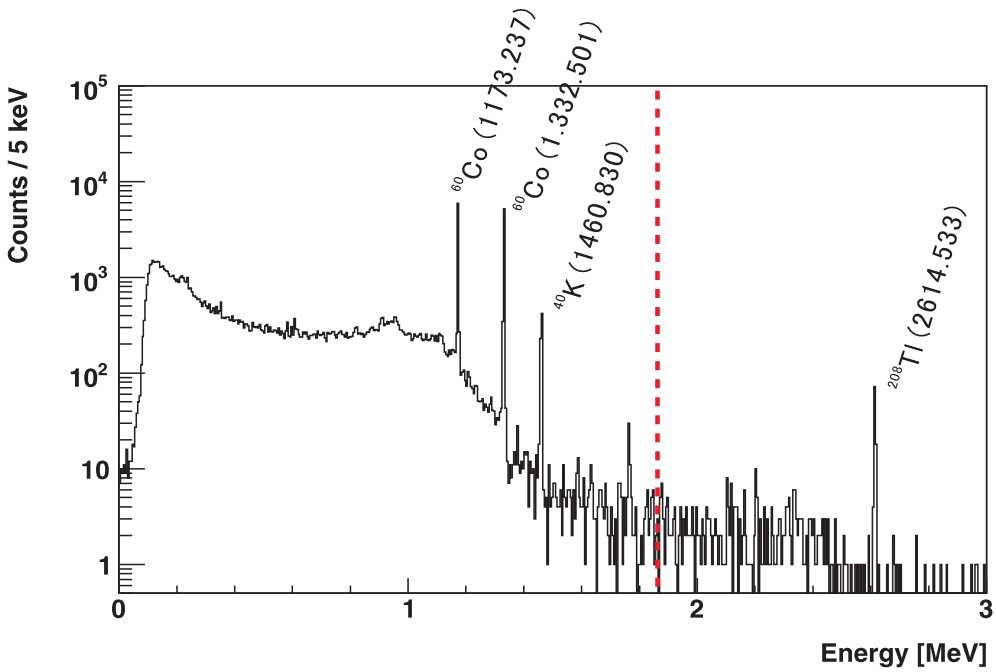

図 3.28　671 アンプから読み出されるエネルギースペクトル (パイルアップ無、ベースライン有)。1 つのパルスのみが存在する波形データに対して、波形テンプレートを使ったフィッティングを行った結果得られたものである。図に赤線で示す位置は、Flash ADC の測定レンジのリミットであり、オーバレンジしたパルスもレンジ内に残る裾の部分をフィッティングすることで、その波高を補完できていることが分かる。

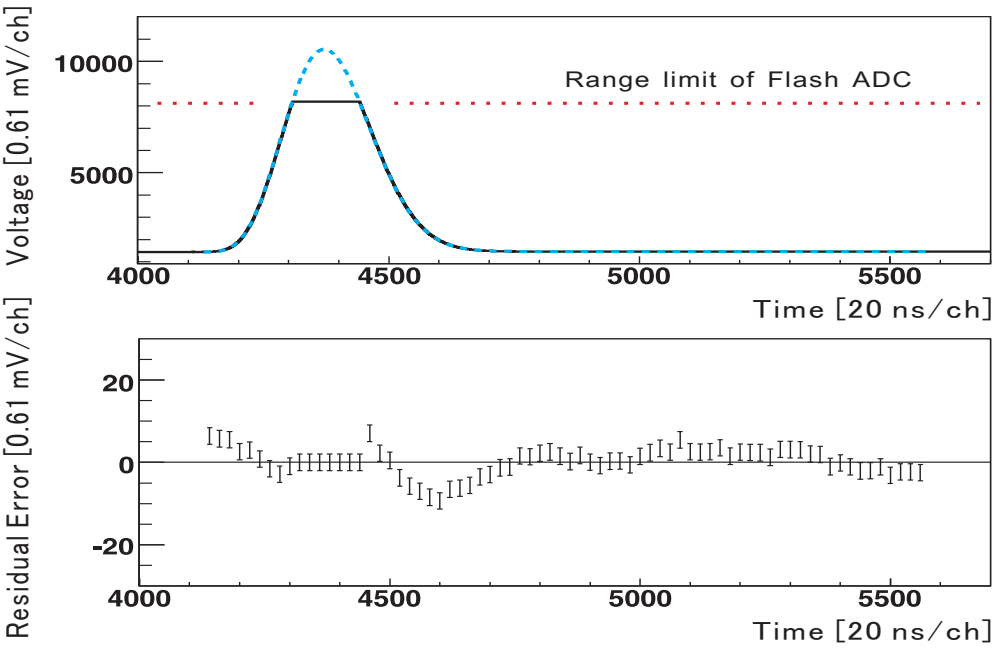

図 3.29　オーバレンジしたパルスに対するフィッティング例。上図は 671 アンプの波形データにフィッティング関数を水色で重ねたものである。Flash ADC のレンジリミットが赤色の破線で示されている。下図はフィッティングの残差を示したものであり、プロット点の数は 20 分の 1 に落としてある。この例では、reduced χ^2 は 1.7 となっている。

パイルアップパルスに対するフィッティング

先ほどの結果より波形テンプレートの適合性が確認できたので、次にパイルアップ波形に対してフィッティングを行う。フィッティング対象となる波形データは図 3.18 に示したセットアップで、671 トリガーで取得したものである。このときの、Ge 検出器の計数率は約 1.4 kHz と低いが、パイルアップ信号をトリガーにしたことにより記録された波形データはすべてパイルアップしているものである。つまり、瞬間的に計数率を高くして測定したことに相当するため、パイルアップしている (パイルアップ有) が、その周りにベースライン領域は十分存在する (ベースライン有) 波形データとなっている[23)]。

図 3.30 にフィッティング例を載せる。左右とも上から順にフィッティングの対象となる波形データにテンプレート関数を重ねたもの、それらの残差を表示したものとなっている。赤色と水色の破線で表示されているのが、フィッティング関数から分離した個々のテンプレート関数である。左図は 6 μsec の時間差でパイルアップしており、右図は 2 μsec の時間差でパイルアップしている。また、残差は見やすいように、プロット点の数を 20 分の 1 に落として表示してある。この 2 つの例では、フィッティングの reduced χ^2 はほぼ 1 となる。

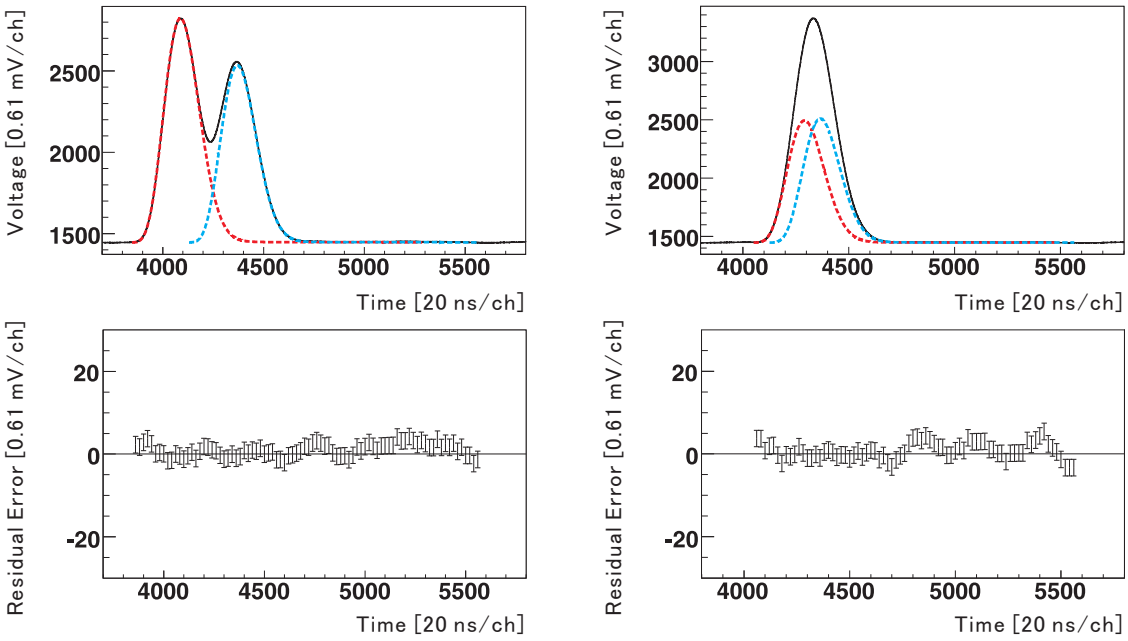

図 3.30　パイルアップ波形のフィッティング例。左右とも、上図は 671 アンプの出力波形にフィッティング関数を重ねたものであり、フィッティング関数は個々の波形テンプレートごとに分離して色付きの破線で表示してある。また、個々の波形テンプレートにはベースライン関数が組み込まれている。下図は、671 アンプの出力波形とフィッティング関数の残差を表示したものである。

[23)] 実際にパイルアップが問題となる計数率では、ベースラインはあまり見えないと考えられるが、ここでは試験的にベースラインは見積もれるものと仮定して解析を進める。

詳しい解析に入る前に、波形テンプレートによるフィッティングの χ^2 の解釈方法についてまとめる。先ほどの解析のようにフィッティングに用いる波形テンプレートが 1 つの場合は、その波形テンプレートから読み出される情報 (エネルギー、時間位置) を χ^2 と関連づけて考察することができた。しかし、パイルアップパルスの場合には波形テンプレートがパイルアップしているパルス数分あることにより、1 つの χ^2 に対して読み出される情報は複数存在することになる。そのため、以降の解析で読み出される情報と χ^2 の関係を考察する場合には、フィッティング全体の χ^2 を個々の波形テンプレートに対する χ^2 であると拡大解釈して、1 対 1 の対応をもたせることにする。[24] これは、個々の波形テンプレートがもつパラメータを同時に変化させてフィッティングすることにより、全体の χ^2 から個々の波形テンプレートに対する χ^2 を定義することが原理的にできないためである。

図 3.31 は、フィッティングによって読み出されるエネルギーと reduced χ^2 の相関図であるが、高エネルギー側に向かうにつれて χ^2 分布の中心値が大きくなる傾向が見て取れる。図 3.32 に載せる 0.5 MeV 毎のエネルギー範囲でスライスした reduced χ^2 の分布を見ても明らかである。これは単体パルスに対するフィッティングで得られた結果、図 3.26 と一致しておらず、フィッティングに波形テンプレートを複数用いたことによる影響であると考えられる。

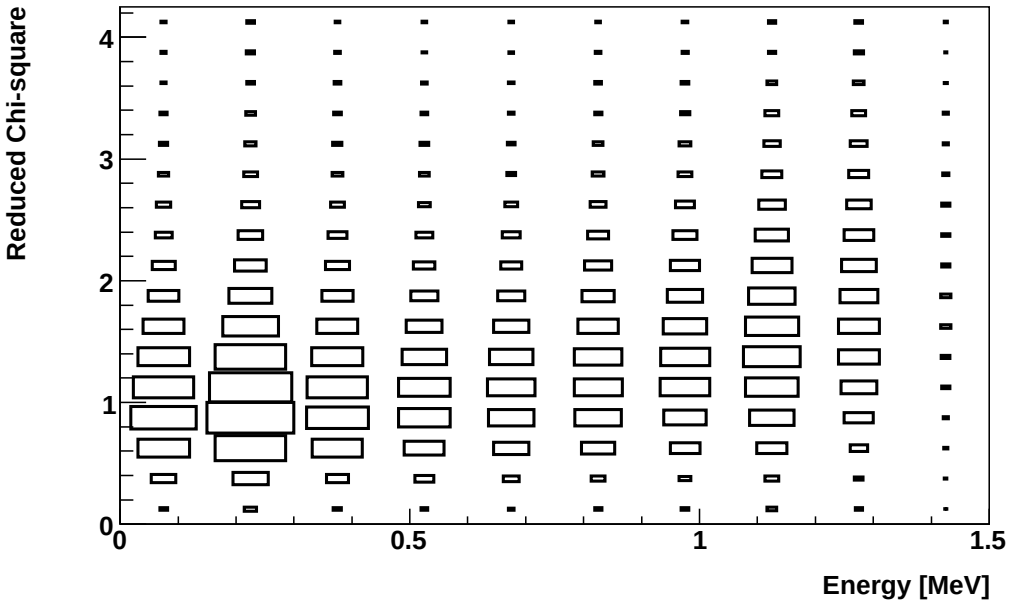

図 3.31　エネルギーと reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン有)。パイルアップしているパルスのみが存在する波形データに対して、波形テンプレートを使ったフィッティングを行った結果得られたものである。図を見て分かるように、高エネルギー側に向かうにつれて χ^2 分布の中心値が大きくなる傾向がある。

[24] つまり、実際は複数の波形テンプレートで同時にフィッティングするが、それに含まれる 1 つ波形テンプレートで個別にフィッティングを行ったとしても同じ χ^2 が得られると解釈する。

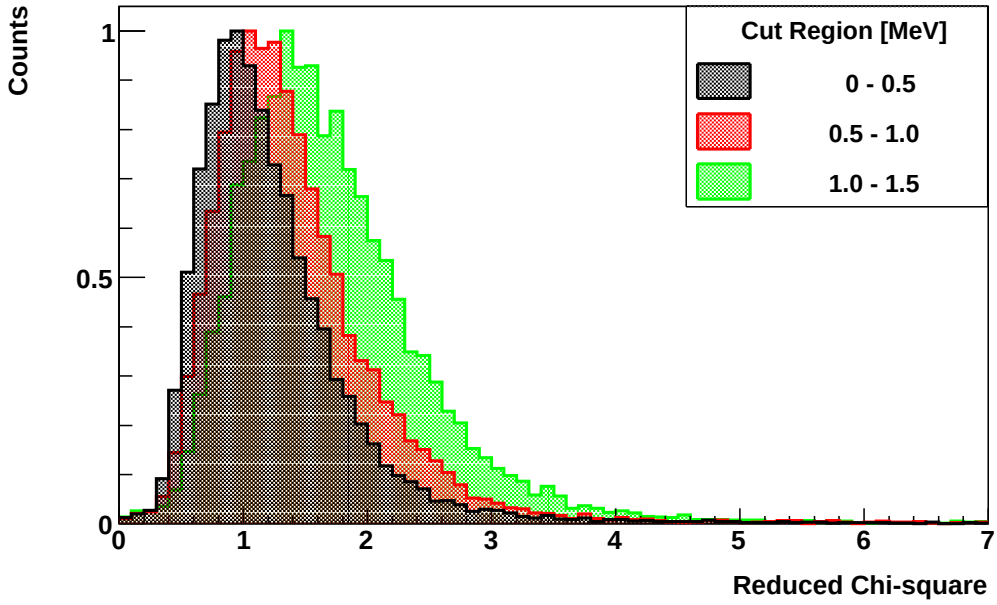

図 3.32　エネルギー毎にスライスした reduced χ^2 の分布 (パイルアップ有、ベースライン有)。図 3.31 の分布を 0.5 MeV 毎のエネルギー範囲でスライスしたものである。縦軸はカウント数でノーマライズして表示してある。明らかに高エネルギー側で χ^2 が悪くなる傾向が見て取れるが、今回の解析では $\chi^2 < 3$ 以下を適合したものと判断する。

図 3.33 には、パイルアップ間隔と reduced χ^2 の相関図を載せる。パイルアップ間隔とは、どの程度の時間差で前後のパルスが重なっているかをフィッティングで得られた時間位置パラメータから見積もったものである。図を見て分かるように、12 μsec 以上のパイルアップ間隔のデータがほとんど記録されていないことから、671 アンプのパイルアップ認識幅は 12 μsec 程度であると見積もれる。これは、表 3.1 のパルス幅 (整形時定数 2 μsec 時) とほぼ一致する。また、間隔が離れるほど χ^2 が悪くなる傾向が見て取れる。

図 3.32 より、$\chi^2 < 3$ となるイベントを正しくフィッティングできたイベントとする。このカットによって除かれるイベントは 16 % であり、図 3.31 の傾向より、そのほとんどは 1 MeV 以上のエネルギーをもつパルスが存在するイベントであると考えられる。実際にそれらのイベントを調べると、パルスの立ち下がり部分でフィッティングに失敗している傾向が見られる。以上のことから、波形テンプレートの立ち下がり部分の再現が不十分である[25)]と推測されるが、現段階では詳しく調べられていない。

[25)] 波高が大きなパルスほど、その誤差が大きくなると考えられる。

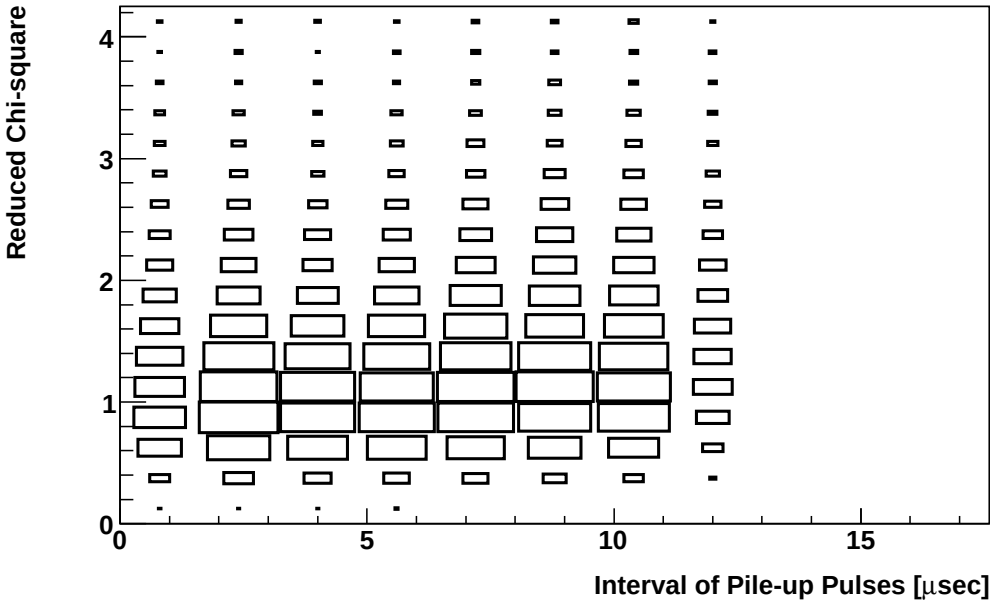

図 3.33　パイルアップ間隔と reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン有)。重なっている前後のパルスの時間差を横軸に、その波形をフィッティングしたときの χ^2 を縦軸に表示したものである。間隔が離れるほど χ^2 が悪くなる傾向が見て取れる。

ベースラインが見えない場合への対処

先ほどまでの解析では、波形データにはベースライン領域が十分存在するものと仮定してきたが、ここでは全くベースライン領域がない (ベースライン無) と仮定して解析する。その方法として、2 段階 (ベースライン、パルス) に分けてフィッティングを行うことをせずに、ベースライン関数のパラメータもフリーにして波形テンプレートと同時にフィッティングする。波形テンプレートの初期値はプリアンプ波形から得られるものを用いるが、ベースライン関数の初期値は適当な値を仮定する。ここで解析するデータは、先ほどのパイルアップ波形のフィッティング解析時のものと同じであり、実際はベースライン領域が十分に存在しているパイルアップ波形データである。しかし、ベースライン関数のパラメータをフリーにして適当な初期値を割り当てることと、フィッティングの範囲がパルスの存在する領域のみであることから、仮想的にベースラインの見えない状態として解析できると考えられる[26)]。

図 3.34 にフィッティングによって読み出されるエネルギーと reduced χ^2 の相関図を載せる。先ほどのベースラインパラメータを個別のフィッティングで見積もり固定した場合と比較して、χ^2 分布中心のエネルギー依存の度合いが低くなっていることが見て取れる。これは、図 3.35 に載せる 0.5 MeV 毎のエネルギー範囲でスライスした reduced χ^2 の分布からも分かり、個々のエネルギーでの χ^2 も良くなっている。図 3.36 には、パイルアップ間隔と reduced χ^2 の相関図を載せるが、これも図 3.32 と比較してパイルアップ間隔に対する χ^2 の依存性が低くなっている。

[26)] つまり、波形データをフィッティング対象となるパルスが存在する領域のみに切り詰めていることに相当し、ベースラインのみの領域は解析には用いていない。

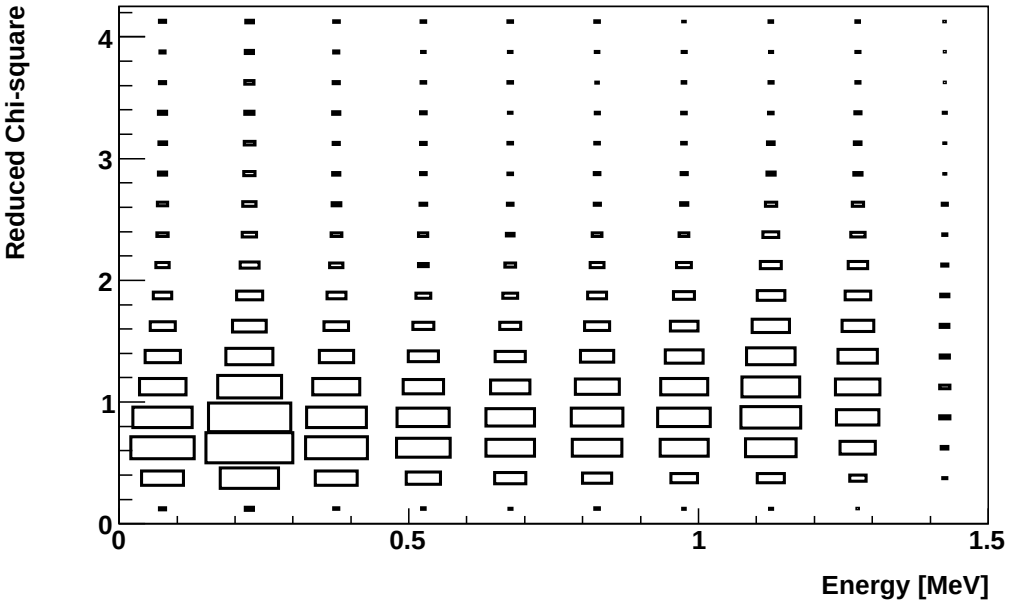

図 3.34　エネルギーと reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン無)。ベースライン関数のパラメータを固定せずに、波形テンプレートのパラメータと同時に変化させてフィッティングを行い、得られた結果である。

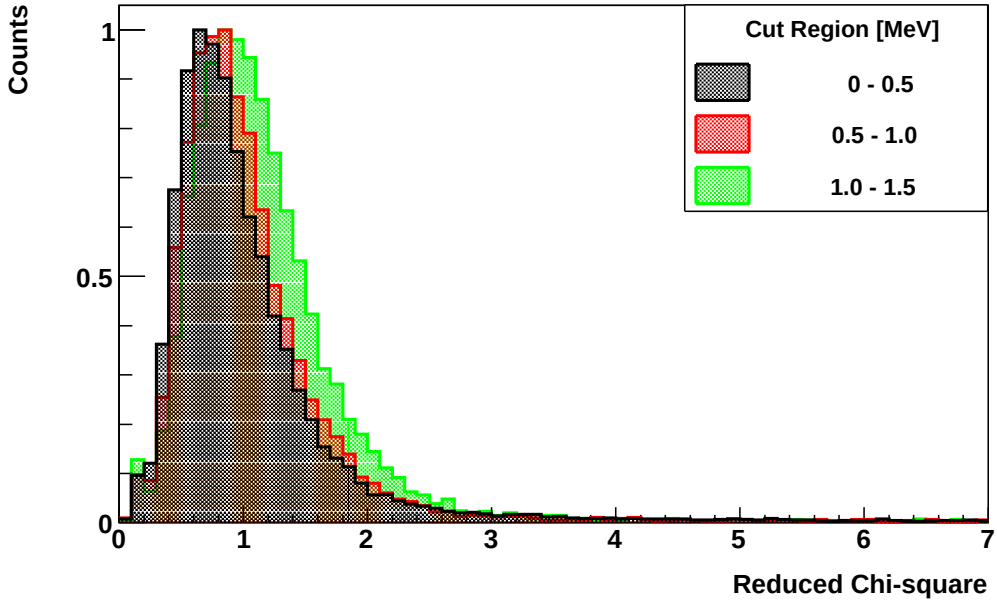

図 3.35　エネルギー毎にスライスした reduced χ^2 の分布 (パイルアップ有、ベースライン無)。図 3.34 の分布を 0.5 MeV 毎のエネルギー範囲でスライスしたものであり、縦軸はカウント数でノーマライズして表示してある。ベースラインパラメータを固定した場合のフィッティングに比べて χ^2 の収束が良くなっていることが分かる。

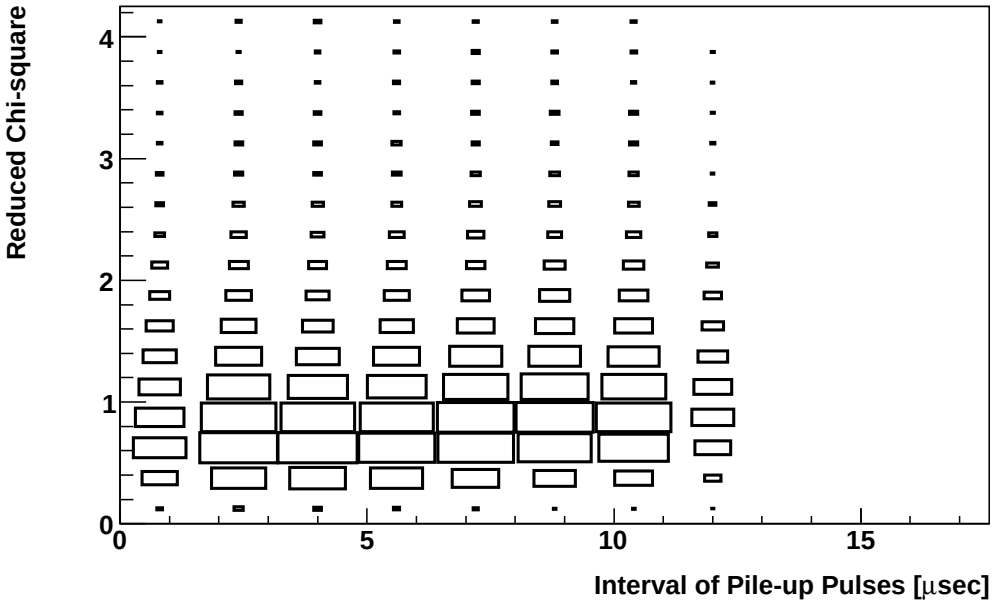

図 3.36　パイルアップ間隔と reduced χ^2 の相関図 (パイルアップ有、ベースライン無)。図 3.32 と比較して、パイルアップの時間差によらず χ^2 が良くなっていることが分かる。

図 3.35 より、$\chi^2 < 2$ となるイベントを正しくフィッティングできたイベントとすると、このカットによって除かれるイベントは 18 % となる。先ほどの結果と比べて χ^2 の収束が良くなった原因として、波形テンプレートで正しく再現できなかったパルスの立ち下がり領域を、パラメータをフリーにしたベースライン関数によって補っていることが考えられる。

単体のパルスの場合は波形テンプレートを用いて、パルスの立ち下がり部分も含めて正しくフィッティングできていると考えられた。しかし、その同じ波形テンプレートを用いてパイルアップパルスに対してフィッティングを行うと、パルスの立ち下がり付近を正しく再現できていない傾向が見て取れる。つまり、その原因は波形テンプレートの精度の問題ではなく、パルスが 1 つの場合と複数の場合で 671 アンプの出力波形自体が異なるためと推測される。本来、整形アンプの出力はパイルアップする場合であっても 1 つの応答関数の線形結合で表されるので、これは 671 アンプが内部に持つベースライン再生回路による影響であると考えられる。しかし、組み込み回路のため現段階ではベースライン再生回路がない状態でのデータを取得して確認することはできていない。ベースライン再生回路の詳しい説明については付録 A にまとめる。

3.3.3 結果と考察

ベースラインパラメータを固定した場合

図 3.37 に、ベースラインとパルスの 2 段階に分けたフィッティング解析により読み出されるエネルギースペクトルを載せる。黒色で示されるのは、671 アンプの波形データを PHADC 方式 (従来型の読み出し法) で読み出した場合のスペクトルであり、赤色で表示されるのがフィッティング (FIT 方式) によってパイルアップを分離したスペクトルである。緑色で表示されるのは同時に記録した 973U UHA の波形データを PHADC 方式で読み出したスペクトルである。パイルアップによって高エネルギー側に間違えて読み出されてしまうイベントを、分離することで正しく読み出せていることが見て取れる。また、^{40}K の 1.46 MeV ピークに関しては、PHADC 方式や UHA では ^{60}Co のパイルアップテールに埋もれてしまっていたものが、FIT 方式ではそのバックグラウンドを減少させることで顕著に見えるようになっている。1.8 MeV 付近に見えるピークは、Flash ADC の測定レンジの限界による飽和信号である。[27]。

ここでは、PHADC 方式は実際のパルス波高型 ADC の読み出し方式に近づけるため、パルス幅程度の ADC ゲートをノンアップデート式[28]で開いて、その間の最大波高を測っている。

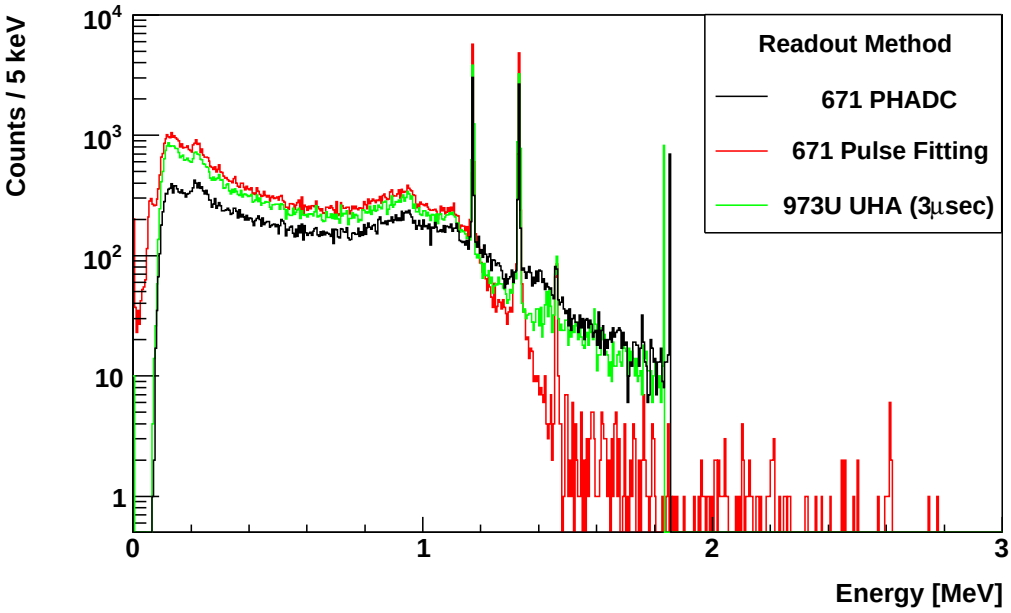

図 3.37　ベースラインパラメータを固定した場合に読み出されるエネルギースペクトル。黒色で表示されるものが 671 アンプの波形データを PHADC 方式で読み出したスペクトルであり、赤色で表示されるのは、同じデータをフィッティングによってパイルアップ分離したものである。緑色で表示されるのは、同時に記録した 973U UHA の波形データから PHADC 方式で読み出されたスペクトルである。

[27] キャリブレーションの誤差によって UHA と 671 では異なった位置に見えている。
[28] あるゲートが開いている最中は、次のゲートが開くことは禁止される。

表 3.7 に、それぞれの読み出し方法での ^{60}Co の 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能とピーク量をまとめる。ピーク量はバックグラウンドを 1 次関数で近似し、ガウス関数でフィッティングした面積から求めたものであり、973U UHA の波形データから読み出される値でノーマライズしてある。PHADC 方式で読み出した場合に、973U UHA では分解能の劣化が見られるのはパイルアップしたパルスを区間積分 (Gated Integrator) しているためであると考えられるが、詳しくは分かっていない。しかし、ここでは ^{60}Co 線源のピークに対して比較するため、バックグラウンドに比べてピーク統計量が十分あることより、分解能が悪くともピーク量の見積もりには影響がないと考える。また、671 アンプ波形を PHADC 方式で読み出した場合に分解能が劣化していない理由も現段階では解明できていない。FIT 方式による分解能が劣化している理由は、パイルアップ時に応答関数が変化している可能性があることより、現段階ではフィッティングの精度によるものと考えている。

表 3.7　ベースラインを固定した場合の 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能とピーク量。973U の gated integration time は 3 μsec であり、671 の整形時定数は 2 μsec である。

読み出し方法	FWHM [keV]	ピーク量
973U UHA (PHADC 方式)	6.2	1
671 アンプ (PHADC 方式)	2.8	0.61 ± 0.01
671 アンプ (FIT 方式)	3.2	1.17 ± 0.02

読み出しによる分解能の違いに詳しい解釈は与えられていないが、ピーク量の比に対しては以下のように見積もられる。測定の計数率が低いため、パイルアップするパルスの数はほぼ 2 つと仮定する。導出は後で述べるが、計数率が f Hz の場合に間隔 T sec 以内に 2 つのパルスが発生する確率 P は、

$$P = 1 - \exp\left(-fT\right) \tag{3.13}$$

で計算できる。今回測定したデータは 1.4 kHz の計数率で、12 μsec 以内 (671 アンプのパイルアップ認識幅) に 2 つ目のパルスが発生したものであり、その発生確率は 1.67 % となる。しかし、パイルアップをトリガーにして計測しているため、計測されたデータ中では 12 μsec 以内に 2 つのパルスがある確率は 100% である。973U UHA の波形の場合は、パルス間隔が 3 μsec 以上のイベントに対してはパイルアップの影響を受けずに 2 つ波高を読み出すことができる。つまり、波形データが 100 イベントあった場合に、973U UHA の波形から正しく読み出せる波高の数は、

$$\left(1 - \frac{1 - \exp\left(-1.4\ [\mathrm{kHz}] \times 3\ [\mu\mathrm{sec}]\right)}{1 - \exp\left(-1.4\ [\mathrm{kHz}] \times 12\ [\mu\mathrm{sec}]\right)}\right) \times 2 \times 100 = 150 \tag{3.14}$$

と計算され、150 個の正しい波高を読み出せることになる。FIT 方式では 1 μsec 以上離れたパルスはプリアンプから正しく初期値を得ることができるため、1 μsec 以上のパイルアップは分離して正しく 2 つの波高が得られると仮定する。この場合も同様にして、波形データ 100 イベントから正

確に読み出される波高の数は、

$$\left(1 - \frac{1 - \exp\left(-1.4\ [\mathrm{kHz}] \times 1\ [\mu\mathrm{sec}]\right)}{1 - \exp\left(-1.4\ [\mathrm{kHz}] \times 12\ [\mu\mathrm{sec}]\right)}\right) \times 2 \times 100 = 184 \tag{3.15}$$

となる。これらの正しく読み出される波高の個数比から、973U UHA と FIT 方式ではピーク量の比は 1.2 程度となることが見積もられる。この見積もりが実際にピーク量を数えたものとほぼ一致することから、FIT 方式で 1 μsec 以上のパイルアップは正しく分離できていると考えられる。この結果より、FIT 方式は従来までの 973U UHA に比べ 3 倍程度パイルアップに耐性があることになる。671 アンプを PHADC 方式で読み出す場合は、すべての波形がパイルアップしているため、同様に見積もりを行うと正しく読み出される波高の数はほとんどゼロになる。しかし、実際にはピークとしてかなりの量が得られているのには、以下の理由が考えられる。今回は、パイルアップするパルスの数が 2 つのみという局所的なパイルアップイベントのみにバイアスをかけて計測している。その場合、671 アンプのパルス立ち上がり時間が 5 μsec 程度であることより、パルス間隔が 5μsec 以上離れていれば、1 つ目のパルスは 2 つ目のパルスの影響を受けないことになる。また、ADC ゲートをノンアップデート式で設けたことより、1 つめ目のパルスを優先的に読み出すことになる。以上の考察により、パイルアップ波形ではあるが、正しく波高を読める状態が存在するために、ピーク量が多くなっていると考えられる。

図 3.38 に示すように、パイルアップパルスを前方パルスと後方パルスに分離して、それぞれの波高から読み出されるエネルギースペクトルを調べる。図 3.39 に、^{60}Co の 1.33 MeV ピーク付近を拡大したそのスペクトルを載せる。黒色で表示されるのがパイルアップ前方パルスから読み出されるスペクトルであり、赤色で表示されるのは後方パルスからのものである。また、緑色で表示されるのはパイルアップしていないパルスから読み出されるものである[29]。前方パルスと後方パルスの場合でピークの数がほぼ等しいのは、今回解析したデータは計数率の低い状態でパイルアップにトリガーをかけて計測したものであることより、パイルアップしているパルスの数はほぼ 2 つとなるためである。後方パルスに対して高エネルギー側にテールが見えていることより、前方パルスのテール部分に重なる影響を完全には補正できていないことが分かる。その原因としては、先ほど述べたようにベースライン再生回路によって応答関数が変化してしまうことにより、波形テンプレートの足し合わせでパイルアップパルスを完全に再現できていないことが考えられる。この影響のため、パイルアップの前方と後方では読み出されるピークの位置も若干変化してしまい、そのシフト量は 0.56 ± 0.05 keV 程度である。また、前方パルスから読み出される ^{60}Co の 1.33 MeV ピークのエネルギー分解能は 2.7 keV であり、後方パルスに対しては 3.2 keV であ

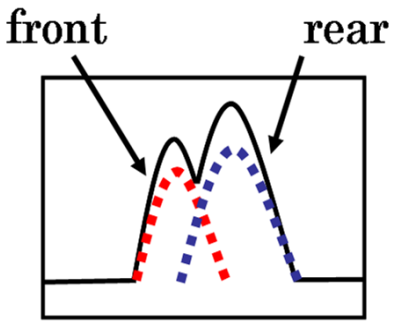

図 3.38　パイルアップ前方パルスと後方パルス。図に示すように、先頭のパルスを前方パルス、後ろに重なるパルスを後方パルスと定義する。

[29] 1 回のサンプリング時間が長いために、パイルアップパルスの周りに数は少ないがパイルアップしていないパルスが記録されている。

る。このことからも、後方パルスに対する補正が完全ではないことが分かる。しかし、前方パルスに対しては分解能が劣化していないことより、ベースラインは正しく見積もれていると考えられる。

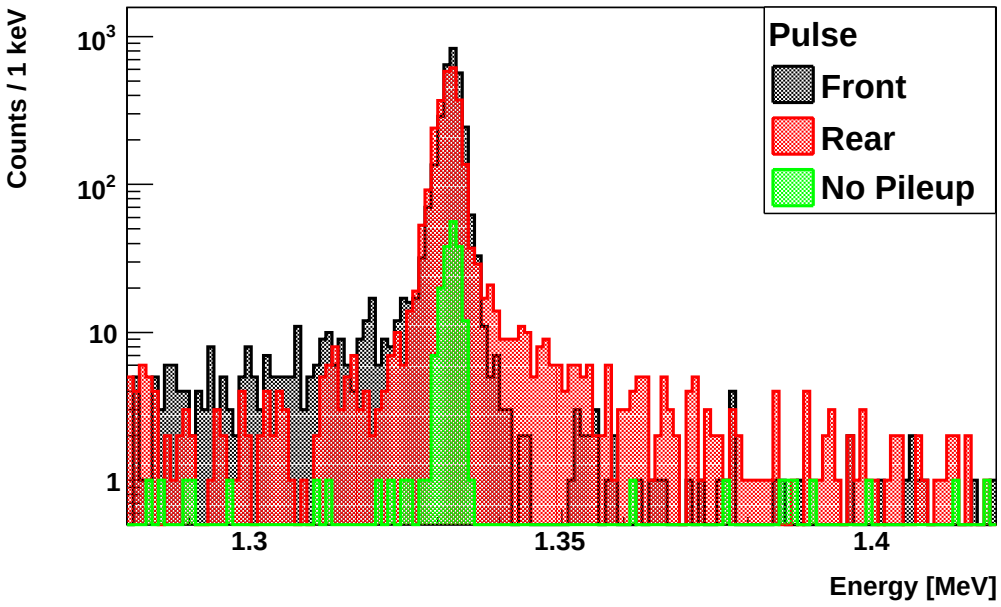

図 3.39　パイルアップの前方パルスと後方パルスのスペクトル (ベースライン固定)。図 3.38 に示すように、パイルアップするパルスを前方と後方に分けて、それぞれから読み出されるスペクトルを表示したものである。黒色で表示されるのが前方パルスに対応するものであり、赤色で表示されるのは後方パルスに対応する。また、緑色で表示されるのは、偶然記録されたパイルアップしていない場合のパルスに対応する。

ベースラインを含めてフィッティングした場合

図 3.40 にベースラインパラメータをフリーパラメータとしてフィッティング解析した場合に読み出されるエネルギースペクトルを載せる。黒線で表示されるものがパイルアップ分離前 (PHADC 方式) であり、赤線で表示されるものがパイルアップ分離後である。緑色は比較用に記録した 973U UHA の波形データから読み出されるスペクトルである。黒色と緑色で表示されるスペクトルは解析方法 (PHADC 方式) を変えていないために、図 3.37 と同じものである[30)]。表 3.8 は、ベースラインを含めてフィッティングした場合に読み出される ^{60}Co 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能とピーク量である。これは、表 3.7 と比較して、FIT 方式の分解能のみが劣化している結果となっている。

[30)] ただし、FIT 方式による χ^2 のカット条件で若干異なるが本質的な違いはない。

表 3.8　ベースラインを含めてフィッティングした場合の 1.33 MeV ピークに対するエネルギー分解能とピーク量。973U の gated integration time は 3 μsec であり、671 の整形時定数は 2 μsec である。

読み出し方法	FWHM [keV]	ピーク量
973U UHA (PHADC 方式)	6.2	1
671 アンプ (PHADC 方式)	2.8	0.61 ± 0.01
671 アンプ (FIT 方式)	3.5	1.17 ± 0.02

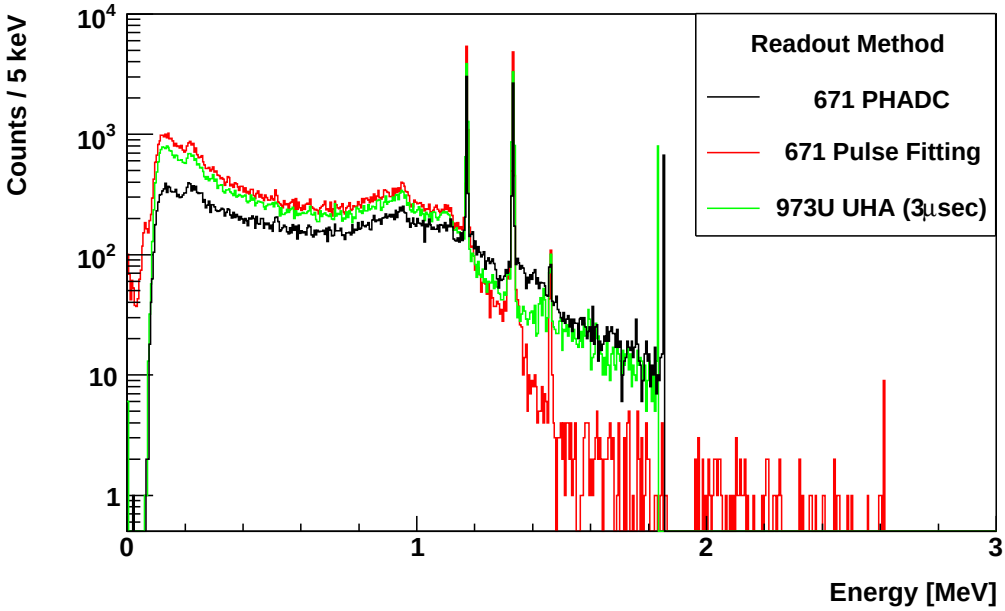

図 3.40　ベースラインを含めてフィッティングした場合に読み出されるエネルギースペクトル。黒色で表示されるものが 671 アンプの波形データを PHADC 方式で読み出したスペクトルであり、赤色で表示されるのは、同じデータをフィッティングによってパイルアップ分離したものである。緑色で表示されるのは、同時に記録した 973U UHA から PHADC 方式で読み出されたスペクトルである。

図 3.41 には、パイルアップパルスを前方パルスと後方パルスに分離して、それぞれの波高から読み出されるエネルギースペクトルを載せる。これも、^{60}Co の 1.33 MeV ピーク付近を拡大したものである。黒色で表示されるのがパイルアップ前方パルスから読み出されるスペクトルであり、赤色で表示されるのは後方パルスからのものである。また、緑色で表示されるのはパイルアップしていないパルスから読み出されるものである。図 3.39 と比較して、ほとんど変化が見られないが、前方パルスと後方パルスの場合で、若干ピーク位置のシフト量が変化している。その大きさは、0.76 ± 0.05 keV 程度である。また、前方パルスから読み出される ^{60}Co の 1.33 MeV ピークのエネルギー分解能は 3.2 keV であり、後方パルスに対しては 3.4 keV である。

ベースラインパラメーターをフリーにしたことで、χ^2 は良くなるが、分解能がベースラインを固

定した場合に比べて劣化している理由は現段階では以下のように考えている。そもそもパイルアップした場合の応答関数が変化することにより、波形テンプレートの足し合わせで完全には再現できないと仮定する。この状況で、ベースラインのパラメータをフリーにするとフィッティングの χ^2 を良くするために、ベースライン関数を変化させることで再現できない部分を補うことが考えられる。そのようにして、求められたベースラインはもはや正しい位置にはないため、分解能は劣化することになる。つまり、当然ではあるが、波形テンプレートでパルスを再現できない場合にベースライン関数のパラメータを変動させると分解能の劣化を招くことになる。この結果から、ベースラインが全く見えない波形データに FIT 方式が適用できることは断言できない。しかし、分解能の劣化が 3.5 keV 程度に収まっていることにより、パルス部分のみのフィッティングである程度はベースラインが正しく見積もれていることが示唆される。

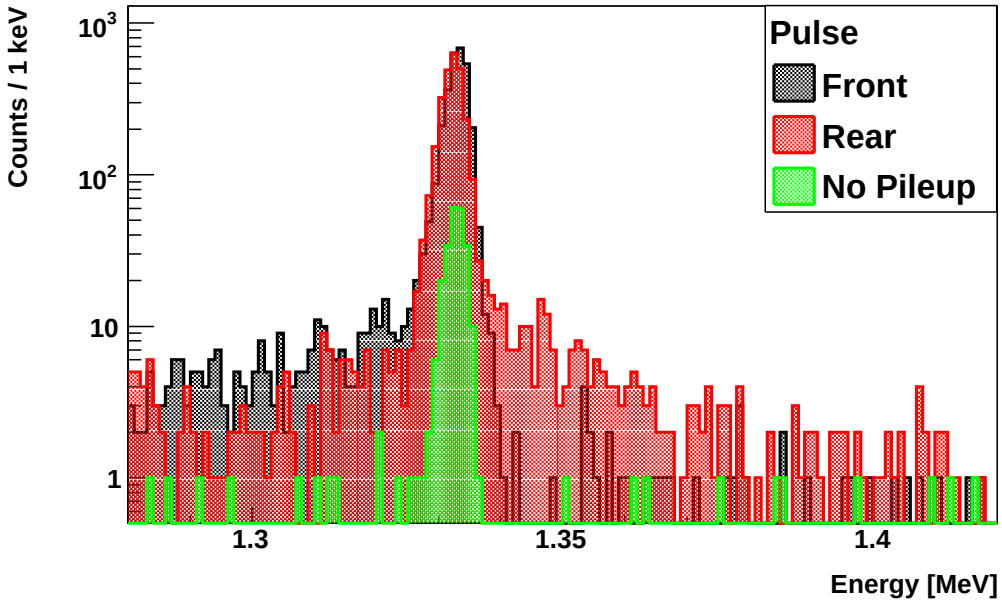

図 3.41　パイルアップの前方パルスと後方パルスのスペクトル (ベースラインを含むフィッティング)。黒色で表示されるのは前方パルスに対応するものであり、赤色で表示されるのが後方パルスに対応する。また、緑色で表示されるのは、偶然記録されたパイルアップしていない場合のパルスに対応する。

計数率とパイルアップ分離能率

分離できる最小のパイルアップ間隔を仮定した場合に、計数率と数え落とすイベント数の関係を見積もる。

パルスが 1 つ発生した時間を $t_0 = 0$ として、その後ある時間 t が経過する間に次のパルスが発生しない確率を $P(t)$ で定義する。また、t から $t + dt$ の期間においてパルスが発生する確率は、パルスの発生頻度 f を用いて $f\,dt$ と表せる。これらのことより、$t + dt$ 経過する間に次のパルスが発生しない確率 $P(t + dt)$ は、t 経過したときに次のパルスが発生していない確率 $P(t)$ を用いて、

$$P(t + dt) = P(t)(1 - f\,dt) \tag{3.16}$$

と表せる。これを変形して、

$$\frac{dP(t)}{dt} = -P(t)\,f$$

$$\therefore P(t) = C\exp(-ft) \qquad (\text{C は積分定数}) \tag{3.17}$$

$P(t_0) = 1$ より $C = 1$ となる。分離できる最小のパイルアップ間隔を T とすると、解析できないイベントの発生確率 $P'(f)$ は、

$$P'(f) = 1 - \exp(-fT) \tag{3.18}$$

で見積もることができる。

図 3.42 に載せたグラフは、分離できる最小のパイルアップ間隔 T を 0.5 ～ 10.0 μsec とした場合に、それぞれの $P'(f)$ の計数率による変化である。この見積もりによると、1 μsec のパルス分離能力があれば、300 kHz の高計数率測定を行ったとしても、dead time は 2 割程度に抑えられることが分かる。

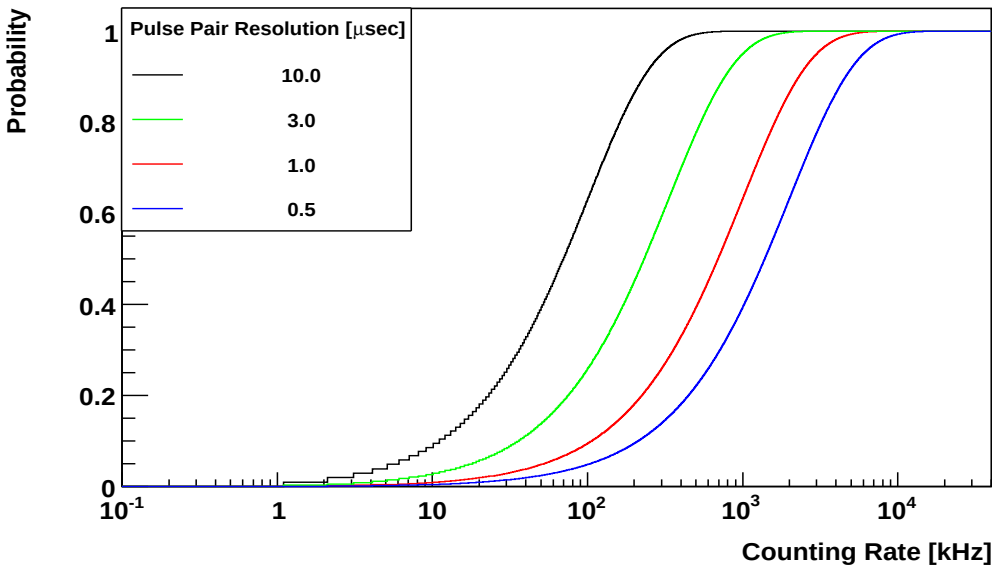

図 3.42　計数率の関数として表したパイルアップが分離できない確率。パルスを分離できる最小の間隔を決めた場合に、計数率によって分離できないパイルアップが発生する確率を計算で見積もったものである。線の色の違いが、パルスを分離できる最小の間隔である。

3.3.4 まとめ

プリアンプ波形から読み出される初期値と波形テンプレートを用いたフィッティングによって、1 μsec 以上の間隔のパイルアップ波形を分離することができた。その波形データは整形時定数 2 μsec の 671 アンプで記録されたものである。また、分解能はその整形時定数での固有の値より若干劣化し、3.2 keV 程度であった。この結果より、従来までの 973U UHA に比べ、3 倍程度の高計数率耐性をもたせることができたと考えられる。ただし、これはベースライン領域が十分見えるとした状態での結果である。しかし、ベースラインパラメータをフリーにした結果より、波形テンプレートでパイルアップパルスを正確に再現できるようになれば、ベースラインが全く見えないほどの高計数率でも問題なく応用できることが示唆される。よって、残す開発課題としてベースライン再生回路による応答関数変化の問題を解決しなければならないが、パイルアップ波形をフィッティングによって分離するアルゴリズムは確立することができ、優良な結果を示すことができたといえる。また、1 μsec のパルス分離能力は、プリアンプから読み出されるパルス位置によって制限されているため、プリアンプ波形解析のアルゴリズムを改良することでさらに良くすることができる可能性がある。

第 4 章

まとめ

J-PARC での高計数率環境に対応すべく、Ge 検出器の信号を flash ADC で読み出す波形解析アルゴリズムの開発を行った。開発用の波形データは、サンプリング周波数 100 MHz、ADC 分解能 16 bit の高性能な flash ADC を用いて記録したものであり、整形アンプには通常の整形アンプである ORTEC 671 アンプを用いた。その開発内容は以下の 2 点である。

1. トランジスターリセット型プリアンプのリセットによる整形アンプ出力でのベースラインシフトの補正。
2. パイルアップパルスの分離。

1. の項目に関して

東北大学原子核理学研究施設 (LNS) で、実際のハイパー核実験環境の 4 割程度の energy deposit rate 環境を陽電子ビームを Ge 検出器に直接照射することで再現して、テストデータの記録を行った。この波形データから、シフトしたベースラインを 1 次関数でフィッティングして正しく見積もることで、シフトによる dead time を従来の Ultra Highrate Amp を使った読み出し方法と同程度の 30 μsec に抑えることができた。また、整形時定数が長く (2 μsec) パルス幅の長いアンプを使用したことにより分解能の劣化は 2.9 keV 程度に抑えることもでき、UHA に比べて分解能が大きく改善した。問題点としては、ベースラインが見えないほどの高計数率下では、この手法が適用できなくなることがある。しかし、2. の項目で述べるパルス FIT 方式を使用することでこの問題は解決されると考えられる。

2. の項目に関して

Ge 検出器に ^{60}Co 線源の γ 線を照射し、整形アンプから出力されるパイルアップ信号をトリガーにして、パイルアップ波形データを記録した。また、パイルアップパルスに対して詳細な情報 (時間位置と波高) を得るために、整形する前のプリアンプ波形を直接 flash ADC で記録した。プリアンプ波形データからフィッティングの初期値を読み出し、実波形データから作成したテーブル関数を用いてパイルアップパルスをフィッティング (パルス FIT 方式) することで時間差 1 μsec 以上のパイルアップは分離することができた。また、ベースラインが全く見えない状況でも、パルス部分をベースラインの直線とともにフィッティングすることで正しく見積もれる可能性を示すことができた。このパルス分離能力は、従来の従来の読み出し方法に比べ 3 倍優れている結果であ

り、1 μsec のパルス分離能力があれば、J-PARC の高計数率環境において十分な性能を発揮できると考えられる。問題点として、解析結果よりパイルアップ時に整形アンプの応答関数が変化していることが示唆されるため、今後ベースライン再生回路の有無による変化を確認する必要がある。

今後の課題

先に述べたように、波形解析の原理的なアルゴリズムは開発することができた。しかし、開発の都合により特殊な条件での波形データのみに対して解析を行っているため、今後はランダムな条件で測定した場合にどれほどの性能を発揮できるかを検証する必要がある。以下に今後の開発課題として行うべきことをリストアップする。

1. ベースライン再生回路の付いていない整形アンプを使用して、FIT 方式によりパイルアップの分離解析を行い今回の結果と比較することで、ベースライン再生回路の必要性を確認する。

2. プリアンプリセット直後のようにベースラインのシフト量が大きい場合に、ベースラインパラメータをフリーパラメータにした FIT 方式が適用できるかをテストする。

3. エネルギーによって整形アンプの応答関数が変化しないとする仮定は、どのエネルギー領域まで成り立つかを確認する。^{60}Co γ 線 (1 MeV 程度) に対するパルスから作成した波形テンプレートでは、ビーム粒子のなどの突き抜けに対する巨大なオーバーレンジパルス (50 MeV 程度) を再現することができないと考えられる。

4. 台形フィルターパラメータをさらに最適化させる。今回の解析ではエネルギー分解能に重点を置いて最適化したため、最小パルス分離間隔は 1 μsec 程度となっているが、時間分解能に重点を置いて最適化することで、さらに近接した時間内に起こるパイルアップを分離できるようになると考えられる。

5. ファスト整形 (台形整形) せずに、プリアンプ波形を直接フィッティングすることで時間位置を読み出すアルゴリズムを開発する。初期値としてではなく、Ge 検出器の時間情報として使える時間分解能を目指す。

参考文献

[1] Y. Yamamoto *et al. Prog. Theor. Phys. Suppl*, Vol. 117, p. 361, 1994.

[2] H. Tamura *et al. Nucl. Phys*, Vol. A754, p. 58c, 2005.

[3] H. Tamura *et al.* "Gamma-ray spectroscopy of light hypernuclei". *J-PARC proposal E13*, 2006.

[4] K. Shirotori. "Hypernuclear gamma-ray spectroscopy at J-PARC K1.8 beam line". Master's thesis, Tohoku University, 2006.

[5] M. Mimori. "ハイパー核γ線分光実験用高速バックグラウンドサプレッサーの研究". Master's thesis, Tohoku University, 2007.

[6] J. Sasao. Master's thesis, Tohoku University, 2000.

[7] K. Tanida. PhD thesis, Univ. of Tokyo, 2000.

[8] http://www.amptek.com/mca8000a.html.

付録 A

ベースライン再生回路

CR-RC 整形回路は初段の微分回路 (CR 回路) で交流結合になるために、本質的にベースラインのシフトを示す。これは結合コンデンサの前後での電荷保存[1)]を考えれば、図 A.1 にその概念を示すように、パルスの分その後のベースラインは下がることになる。パルス波高 ADC で読み出す場合はパルス波高が情報を運ぶことになり、この波高は真のゼロ軸を基準として測定されるため、ベースラインシフトがあると見かけ上のパルス波高は減少する。規則正しくパルスが発生する場合はこのベースラインシフトは一定であるため問題はないが、放射線によるパルスのように波高と間隔が種々変化する場合には非常に問題となる。そのため、シフトしたベースラインをできるだけ短い時間内に真のゼロ軸まで戻す能動的な電子回路が必要となる。これはベースライン再生回路 (ベースラインリストアラ) と呼ばれ、その等価回路を図 A.2 に示す。原理的には入力パルスがあるときだけスイッチが開き、このスイッチが閉じるとスイッチと直列に入っている抵抗とコンデンサの容量の積で与えられる時定数で出力電圧をゼロに戻す。

ベースライン再生回路はパルス波高型 ADC で読み出す場合は必須になるが、シフトするベースラインも含めてサンプリングできる flash ADC を用いた波形読み出し法では必ずしも必要ではない。むしろ、パルスがパイルアップした場合のスイッチの振る舞いによって、パイルアップパスルを単体パルスに対する応答関数の線形結合で表せなくなるため、波形解析が難しくなる。

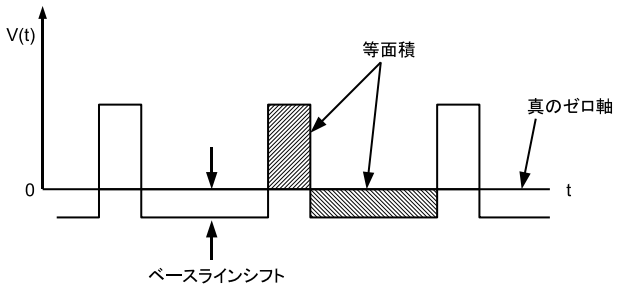

図 A.1　交流結合によって生じるベースラインシフト。結合コンデンサのため、パルスの分その後のベースラインは下がることになる。

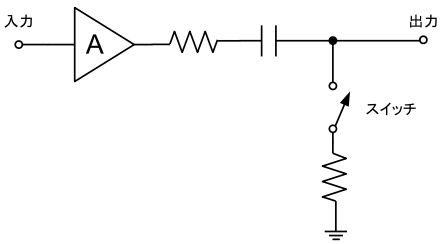

図 A.2　ベースライン再生回路の等価回路。原理的には、パルスの後にスイッチを繋ぐことでベースラインを早急に真のゼロ電位に戻す。

[1)] $\int_0^\infty \mathrm{V}(t)\,dt = 0$

付録 B

波形データのフーリエ解析

本論文と直接関係はないが、波形データに存在する高周波ノイズを落とすためにフーリエ解析を行った結果について述べる。図 B.1 に 671 アンプの波形データ 1000 イベント分の周波数スペクトルの平均をとったものを載せる。このときの、整形時定数は 2 μsec である。サンプリング周波数が 50 MHz であることより、解析できる最大周波数はその半分の 25 MHz であり、サンプリング点の数は 8000 点であることから、周波数の分解能は 6.25 kHz である。このスペクトルを見て分かるように、整形時定数が μsec オーダであることより、メインの信号を作る周波数成分は 1 MHz 以下である。また、そのメイン成分の振幅は表示範囲を越えて見えていないが、10^7 オーダであり、このことと比較して 1 MHz 以上の成分の振幅は 1000 分の 1 程度でありほとんど寄与しないことも分かる。これは、本文中でも述べたように整形アンプが周波数フィルターになっているためであり、すでにフィルターによって高周波数成分のノイズは落とされていると考えられる。このため、周波数スペクトルによって高周波数成分のカットを行っても、フィッティング解析の結果に変化は見られなかった。

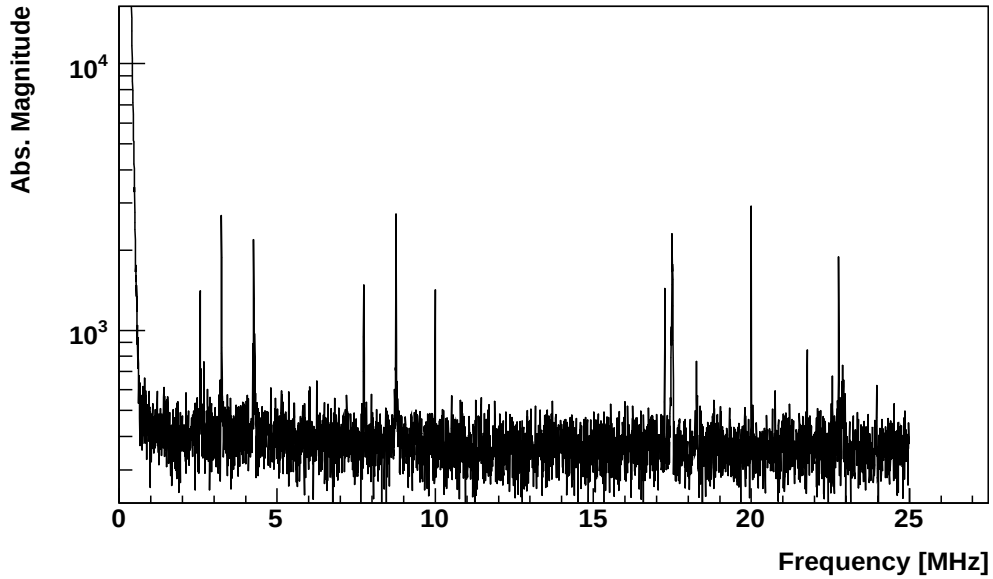

図 B.1　671 アンプ波形のフーリエスペクトル。50 MHz で 8000 点 (160 μsec) サンプリングを行った波形データをフーリエ変換したものである。整形アンプの周波数フィルター効果により、1 MHz 以下のメイン信号成分に比べて高周波数成分の振幅は 10^{-3} 程度になっている。