

CANDLES 実験における $0 \nu \beta \beta$ 観測のための
 ^{212}Bi バックグラウンドの低減

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 川畑研究室 修士二年
白井 竜太

ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) はニュートリノと反ニュートリノに同一性 (Majorana 性) がある際にのみ起こる事象である。この事象は、ニュートリノ質量の決定や、物質優勢宇宙の解明につながる極めて重要な事象であるが、未だ発見には至っていない。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験では、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の Q 値付近の背景事象を低減することが求められる。CANDLES 実験では高い Q 値 (4.27 MeV) を有する ^{48}Ca が含まれる CaF_2 結晶を 96 個使用して $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索しているが、結晶内に含まれる ^{232}Th 由来のバックグラウンド (BG) が問題となっている。主要 BG の一つとして、 ^{212}Bi の β 崩壊に続けて半減期 299ns で α 崩壊を起こし、2 つの波形が重なることで観測される Pile-up 波形 (Double Pulse :DP) がある。この事象は従来のフィッティングによる二重ベータ崩壊の波形 (Single Pulse :SP) との識別が難しく、 $0\nu\beta\beta$ に対する感度が低下してしまう。本研究では、Q 値付近での残留 DP イベント数を 1 以下にすることを目標とし、機械学習を用いて Pile-up の際の DP 除去効率を評価した。また、除去した DP 数が妥当であるか結晶内不純物量から評価を行った。さらに波形解析によるカットによる除去効率の評価を行うことで、CANDLES において目標としている BG 量を達成するためのカット条件を定めた。

目次

第 1 章	序論	5
1.1	ニュートリノ	5
1.2	ニュートリノ振動	5
1.3	$\beta\beta$ 崩壊	6
第 2 章	CANDLES 検出器	8
2.1	CANDLES 実験	8
2.2	検出器セットアップ	8
2.3	CaF ₂ シンチレータ	9
2.4	液体シンチレータ	11
2.5	光電子増倍管	11
2.6	遮蔽シールド	12
2.7	データ収集システム	12
2.8	Dual Gate Trigger	13
2.9	Clock Trigger	14
2.10	検出器周りのバックグラウンド	14
第 3 章	データ解析	17
3.1	Ratio	17
3.2	reference 波形	18
3.3	Pulse Shape Discriminator	19
3.4	Shape Indicator	19
3.5	位置再構成	20
3.6	結晶内部起因事象確率	21
第 4 章	²¹²Bi 連続信号の識別	22
4.1	Double Pulse と Single Pulse	22

4.2	従来の手法	22
4.3	識別対象となる DP 候補イベント	24
4.4	CNN	25
第 5 章	DP 除去効率の評価	32
5.1	機械学習による DP 除去効率の評価	32
5.2	DP 候補イベントへの適用	34
5.3	SI によるカット	42
第 6 章	まとめ	48
	参考文献	50
	参考文献	51
付録 A	人工波形作成手法	52
A.1	1pe イベントの抽出	53
A.2	1pe イベントの gain shift 補正	55
A.3	1pe 波形を用いた人工波形の作成手法	56
A.4	確率密度関数の作成	57
A.5	^{212}Bi - ^{212}Po 連続信号の再現	58
付録 B	PMT 毎の 1pe 平均波形	63
付録 C	PMT 毎の平均積分値の変化	69

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

1930 年、W.Pauli は β 崩壊を説明するためにニュートリノの存在を予言した。当時、 β 崩壊は中性子が陽子と電子に転換する反応だと考えられていた。しかし、この反応を仮定するとエネルギー保存則、スピン保存則、角運動量保存則に反するとして、解決のためにスピン $1/2$ であり、電氣的に中性な非常に質量の小さい未知の粒子であるニュートリノの存在が予言された。そして 1956 年に Frederick Reines と Clyde Cowan によって原子炉から発生するニュートリノが実験的に確認された。現在、ニュートリノには電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの 3 種類のフレーバーが存在することが知られている。

1.2 ニュートリノ振動

1960 年代後半、Raymond Davis によって太陽から飛来する核融合由来の電子ニュートリノが理論予想に比べ $1/2 \sim 1/3$ 程度と少ないことが発見された。これは太陽ニュートリノ問題と呼ばれ、発見から 30 年程度未解決であった。1998 年、スーパーカミオカンデの観測データからミューニュートリノがタウニュートリノに変化していることが発見された。これによりニュートリノがあるフレーバーから別のフレーバーに変化するニュートリノ振動の存在が明らかとなり、太陽ニュートリノ問題の解決につながった。ニュートリノ振動はニュートリノに 3 つの質量固有状態が存在することを示しているが、実験的にはそれらの二乗差の絶対値しか求めることができない。したがってニュートリノ質量の決定には後述する $0\nu\beta\beta$ の半減期の精密な測定が必要となる。

1.3 $\beta\beta$ 崩壊

$\beta\beta$ 崩壊とは原子核中の二個の中性子が二個の陽子に崩壊する反応である。この反応は偶偶核が奇奇核よりもエネルギー的に安定であること等が原因で、通常の β 崩壊が禁止、または強く抑制されている際に起こる反応である。 $\beta\beta$ 崩壊には $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ の二つのモードがあるとされており、 $2\nu\beta\beta$ は以下のような式で表される。



このモードは 10^{18} 年以上の極めて長い半減期を持つ非常に稀なものであり、10 種程度の同位体でしか観測されていない。一方、 $0\nu\beta\beta$ は以下の式で表される。



このモードはレプトン数が保存されない標準理論を超えたプロセスであり、ニュートリノが反ニュートリノが同一であるという Majorana 性を持つ場合に起こるが、いまだに観測されていない。観測されれば物質優勢宇宙の謎を解く鍵となる非常に重要な反応である。これら二つのモードの電子のエネルギースペクトルを考えると、 $2\nu\beta\beta$ はニュートリノがエネルギーを持ち去るため Q 値をエンドポイントとする連続スペクトルとなる。一方で $0\nu\beta\beta$ は全てのエネルギーを二つの電子のみで分け合うのでエネルギー一定となる。以上より電子のエネルギースペクトルは図 (1.1) のようになる。

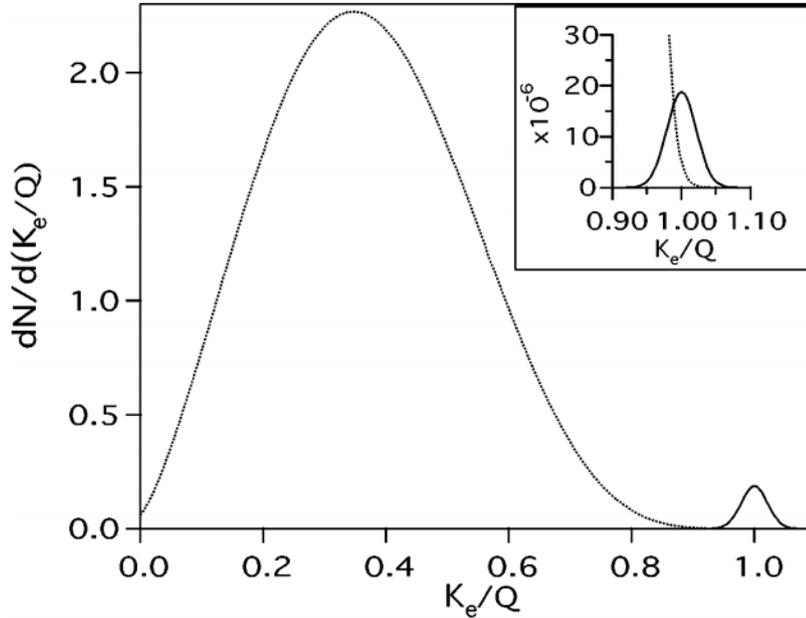


図 1.1: $0\nu\beta\beta$ と $2\nu\beta\beta$ が放出する電子のエネルギー和とイベント数の関係。この図は、 $0\nu\beta\beta$ の $2\nu\beta\beta$ に対するレートが 10^{-2} の場合 (左図) と 10^{-6} の場合 (右図) で書かれてあり、分解能は 5% の時である。横軸は Energy を Q 値で割った値、縦軸は崩壊数である。

また、 $0\nu\beta\beta$ と $2\nu\beta\beta$ の半減期についてはそれぞれ以下の式が知られている。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu^2 \rangle \quad (1.3)$$

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (1.4)$$

ここで、 T は半減期、 G は位相空間因子、 M は核行列要素、 $\langle m_\nu^2 \rangle$ はニュートリノの有効質量である。位相空間因子は計算から厳密に求まる。したがって、式 (1.4) から、 $2\nu\beta\beta$ の半減期を実験から正確に測定することで、核行列要素の値も正確に決定できる。理論計算においては核行列要素の値は設定する原子核モデルによって変化するため、 $2\nu\beta\beta$ の正確な半減期測定はモデルの正確性を検証するための優秀なベンチマークとなる。(1.3) から、 $0\nu\beta\beta$ の半減期は直接ニュートリノ質量に結びついており、半減期と核行列要素が正確になるほどニュートリノ質量も正確に決定できる。以上からニュートリノ質量の決定には $0\nu\beta\beta$ と $2\nu\beta\beta$ 両方の半減期の正確な測定が必要不可欠である。

第 2 章

CANDLES 検出器

2.1 CANDLES 実験

CANDLES(CAlcium flouride for studies of Neutrino and Dark matters by Low Energy Spectrometer) 実験は、 $0\nu\beta\beta$ 候補核である ^{48}Ca を含むシンチレータを用いた検出器による $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。CANDLES 検出器は東京大学神岡宇宙素粒子研究施設内、地下 1000 m に配置され、宇宙線の低減された低バックグラウンド環境下で測定が行われている。測定にあたって、 ^{48}Ca は $0\nu\beta\beta$ 候補核の中で最も高い Q 値 (4.27MeV) を持つため、環境放射線によるバックグラウンドの影響を受けにくいという利点がある。一方で ^{48}Ca の同位体自然存在比は 0.187% ととても低いため、物質量を確保しにくいという欠点もある。そのため CANDLES グループでは $0\nu\beta\beta$ 探索実験と並行して ^{48}Ca の同位体濃縮の研究も行なうことで CANDLES 検出器の $0\nu\beta\beta$ に対する感度の飛躍的な向上を目指している。

2.2 検出器セットアップ

図 (2.1) に検出器のセットアップを示す。CANDLES 検出器の外層は、内側に光電子増倍管 (PMT) を 62 個設置した直径 3 m、高さ 4 m のタンクであり、内部は純水で満たされている。その内部にさらにアクリルタンクがあり、中には一辺 10 cm の立方体の CaF_2 結晶 96 個と液体シンチレータ (LS) が配置されている。また、検出器の周囲はホウ素と鉛のシールドで覆われている。

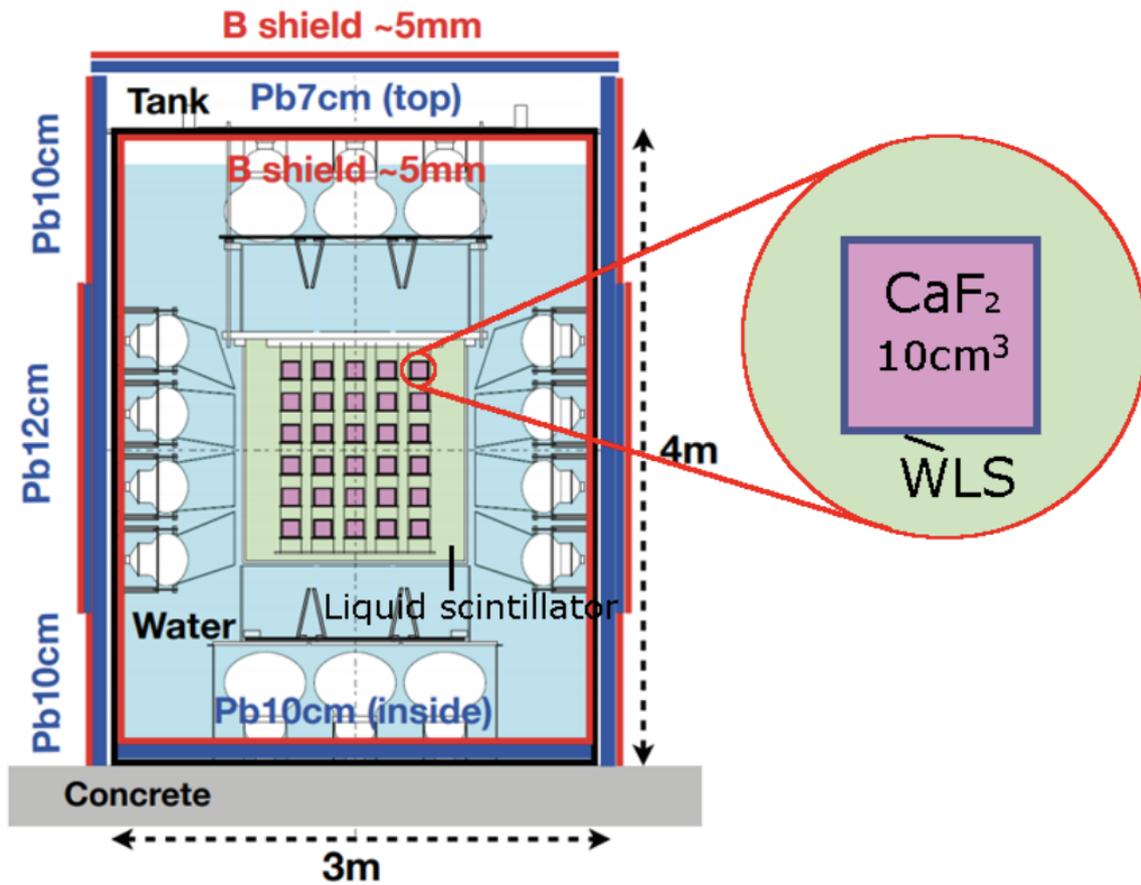


図 2.1: CANDLES 検出器セットアップ

2.3 CaF₂ シンチレータ

CaF₂ 結晶はその周りを厚さ 5 mm の波長変換材 (WLS) で囲まれている。96 個の結晶の総重量は 305 kg であり、⁴⁸Ca は合計 365 g 含まれている。CaF₂ 結晶の配置は図 (2.2) のようになっている。

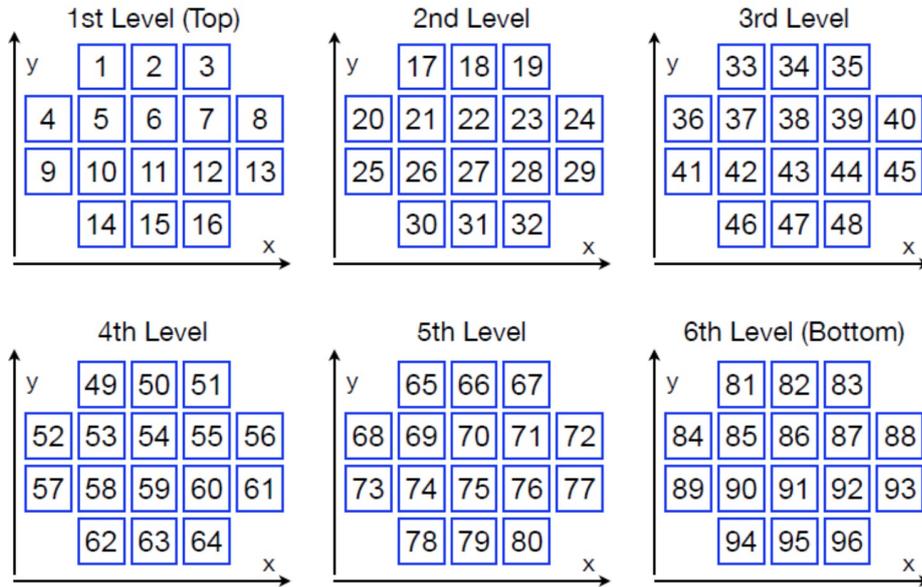


図 2.2: CaF_2 モジュールの配置図

結晶を囲む WLS は CaF_2 のシンチレーション光の波長を可視光領域に変換するために使用される。図 (2.3) の (a) に示すように、 CaF_2 のシンチレーション光の波長は 200 nm ~ 400 nm の範囲である。一方で図 (2.3) の (b) に示すように、CANDLES で使用している PMT の量子効率 は 400 nm で最大となっており、シンチレーション光の波長領域において非常に効率が悪くなっている。したがって図 (2.3) の (c) の破線の波長領域を一点鎖線の波長領域に変換することで PMT による効率の良い観測を実現している。

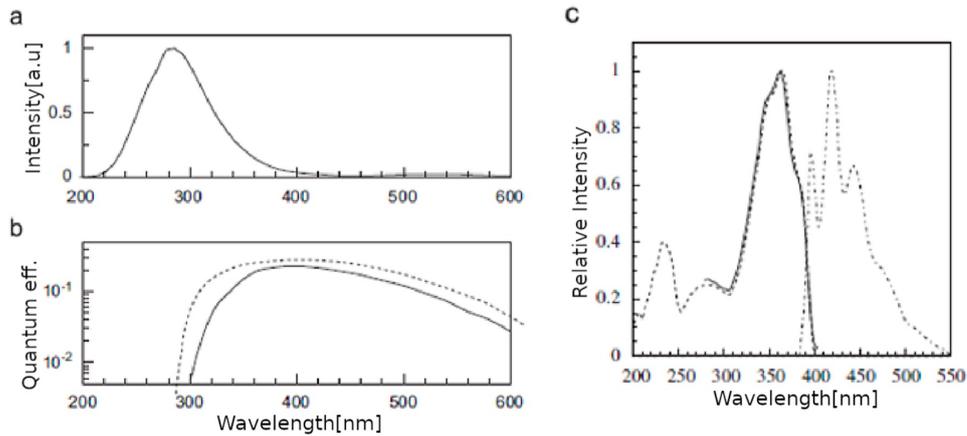


図 2.3: CaF_2 シンチレーション光の発光スペクトル (a)。CANDLES で使用する PMT(13 inch(実線),20 inch(破線)) の波長と量子効率の関係 (b)。WLS による発光 (一点鎖線) と吸収 (破線) スペクトル (c)

2.4 液体シンチレータ

結晶を囲んだ LS は CANDLES 検出器外から飛来する放射線の遮断を目的として入れられている。外部から入射した放射線は LS と相互作用を起こし発光する。 CaF_2 のシンチレーション光の減衰の時定数が数 μs であるのに対し、このとき発生したシンチレーション光の時定数は数十 ns と非常に短く、トリガーに用いられている Dual Gate Trigger(DGT, 後述) や波形解析によって取り除くことができる。

2.5 光電子増倍管

CANDLES 検出器にはサイズの違う PMT が 10 inch,13 inch,20 inch の三種類使用されており、図 2.4 のように、合計 62 本配置されている。上面下面には 20 inch が計 14 本、側面 1 段目に 10 inch が 12 本、2 ~ 4 段目には 13 inch の PMT が 36 本使用されている。

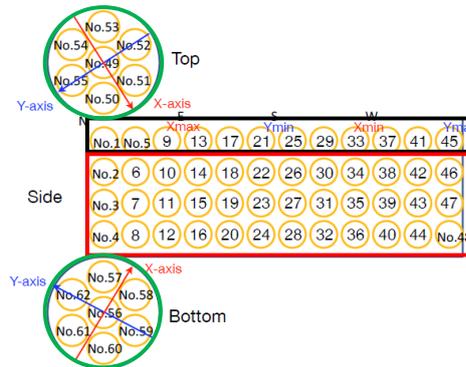


図 2.4: PMT62 本の配置図 10 inch を青,13 inch を黒,20 inch を緑で囲っている [2]

2.6 遮蔽シールド

検出器外部起因の放射線を遮蔽するため、検出器タンク外部に二種類のシールドを施している。

2.6.1 ホウ素シールド

環境中性子線と検出器周辺の物質による中性子捕獲により発生する γ 線の遮断のため、5 mm のホウ素シールドを配置している。ホウ素は以下の反応で熱中性子を吸収する。



α 線の飛程は短く、バックグラウンドとならない。

2.6.2 鉛シールド

鉛シールドは岩盤からの γ 線遮蔽のために配置しており、これにより 1 ~ 3 MeV における γ 線の事象数を 1/10 程度まで低減している。

2.7 データ収集システム

PMT で観測されたアナログ信号は約 30 m の BNC ケーブルを通り、実験室の隣にある計測室に流れる。そこで NIM アンプモジュールで増幅させた後、Flash Analog to Digital Converter (FADC) 回路によりデジタル信号に変換される。変換は入力信号が一定区間において 4.2 mV 当たり 1 ADC カウントとなる。信号は最初の 768 ns は 2 ns ごとに、そこから 8192 ns は 128 ns ごとにサンプリングしており、合計 512 点を取得している。

2.8 Dual Gate Trigger

CANDLES はトリガーに Dual Gate Trigger(DGT) を採用し、バックグラウンドを除去している。図 2.5 に示すように、DGT では信号に対し時間をあけて二つのゲートを掛けており、その両方の積分値が、設定された閾値を超えた際にトリガーがかかる。DGT の具体的な時間幅、閾値を表 2.1 に示す。

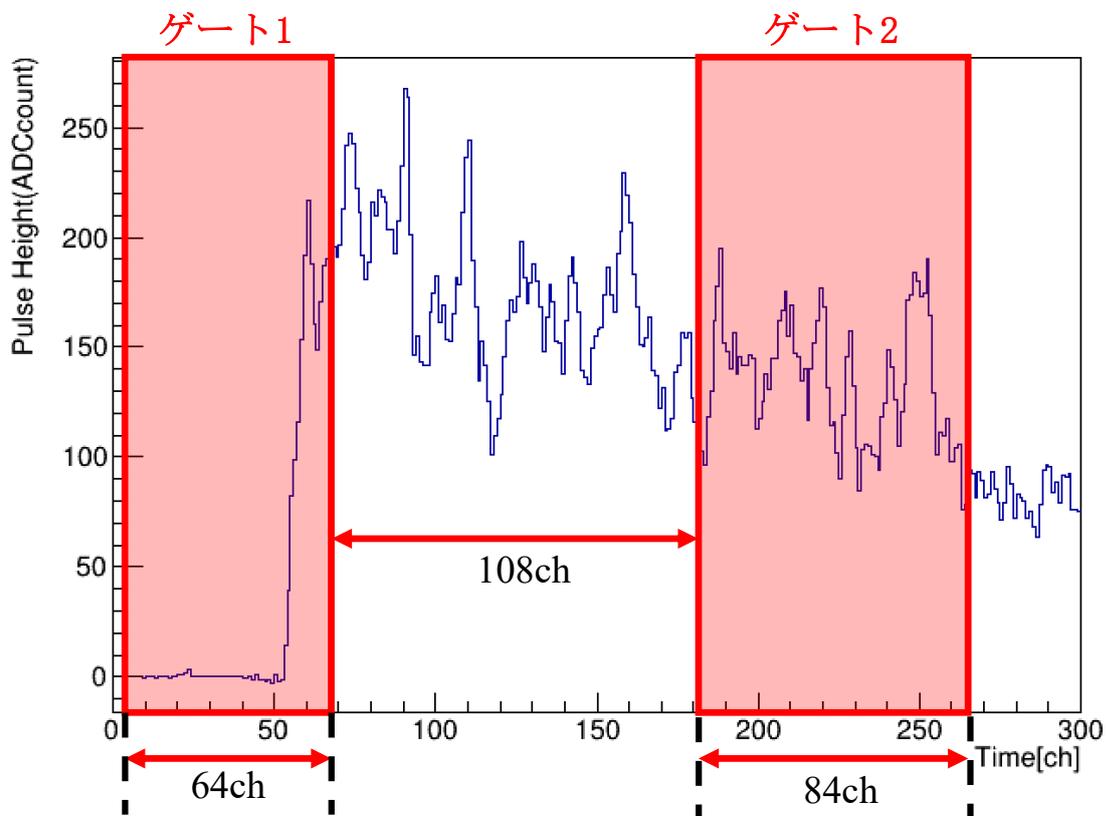


図 2.5: PMT62 本の信号を合計した波形と DGT のゲート範囲

表 2.1: DGT のゲート閾値 [1]

	ゲート 1	ゲート 2
時間幅 (ch)	64	84
閾値 (ADC count)	1173	3443

DGT によるバックグラウンド除去は LS と CaF_2 のシンチレーション光による信号で減衰の時定数が大きく異なることを利用している。LS のシンチレーション光による信号

は非常に減衰が早く、時定数が数 ns であるため、立ち上がりがゲート 1 の閾値を超えた際にゲート 2 の範囲においてはすでに減衰しきっている。よって、LS 単独の信号は DGT のトリガー条件にかからず、除去される。一方で CaF_2 の信号は減衰に数 μs かかるため、DGT のトリガー条件を満たす。LS と CaF_2 の両方が光った場合の信号はそれぞれの合成波形となるためトリガー条件を満たし、DGT では除去することが出来ず、波形解析による除去を必要とする。

2.9 Clock Trigger

Clock Trigger は、ペDESTALやゲインの変動をモニターするための周期的なトリガーであり、3 Hz のパルスを入力して、トリガー判断を行なっている。偶発的な熱電子の放出による 1 光子波形の取得にも使用される。

2.10 検出器周りのバックグラウンド

$\beta\beta$ 崩壊の測定におけるバックグラウンドとして、自然放射線によるバックグラウンドと、 CaF_2 結晶内部に存在する不純物によるバックグラウンドの二つが存在する。

2.10.1 自然放射線によるバックグラウンド

バックグラウンドになりうる放射線として宇宙線、 ^{208}Tl 等の地殻中の自然放射性核種からの γ 線、中性子由来の γ 線などが考えられる。いずれも高い効率で除去がなされている。

宇宙線

CANDLES 検出器は地下 1000m に配置されているため、岩盤により宇宙線は遮蔽される。検出器の置かれている神岡地下における宇宙線のフラックスは $1.48 \times 10^{-7} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ と測定されている。[3]

自然放射性核種からの γ 線

高いエネルギーのものとして ^{208}Tl (2.6 MeV) 等が挙げられるが、 CaF_2 の Q 値は 4.27 MeV と高く、さらに LS によるカットも行われるためバックグラウンドとはならない。

中性子由来の γ 線

ホウ素シールドで熱中性子を吸収することで低減を行なっている。

2.10.2 結晶内部起因バックグラウンド

結晶内部には ^{232}Th 系列の不純物が存在し、中でも特に重大なバックグラウンドとなっているのが ^{212}Bi である。 ^{212}Bi には二つの崩壊モードが存在する (図 2.6)。

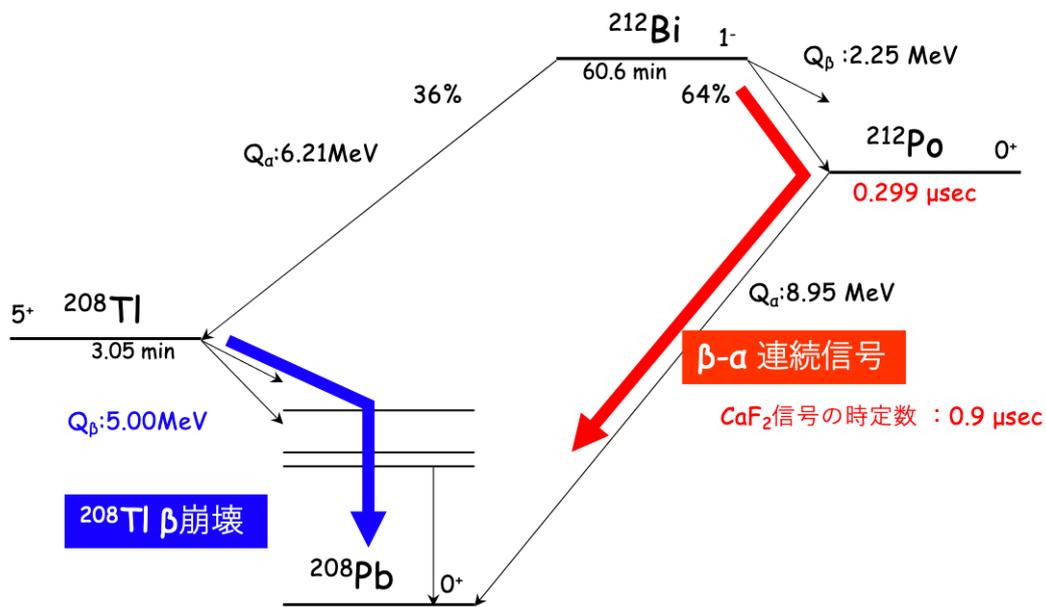


図 2.6: ^{212}Bi の二つの崩壊モード [2]

^{208}Tl β 崩壊

^{212}Bi が α 崩壊 (Q 値 6.21 MeV) した場合、その娘核である ^{208}Tl の β 崩壊 (半減期 3.1 m, Q 値 5.00 MeV) がバックグラウンドとなる。CANDLES 検出器において、 α 線はクエンチングを起こすため、実際のエネルギーと検知されるエネルギーは異なり、 ^{212}Bi の α 崩壊は Q 値 6.21 MeV に対し、1.6 MeV として検知される。したがって α 線はバックグラウンドとならない。一方で β 線は $Q_{\beta\beta}$ を超えているため、バックグラウンドとなる。これは ^{212}Bi による α 線にタグ付けし、遅延コインシデンスを取ることで除去することができる。

$\beta - \alpha$ 連続信号

^{212}Bi が β 崩壊($Q_\beta=2.25\text{ MeV}$) した場合、その娘核 ^{208}Po は半減期 299 ns ですぐに α 崩壊($Q_\alpha=8.95\text{ MeV}$, 検知エネルギー 2.85 MeV) する。この連続した崩壊の時間差が特に短い時、これらは一つのイベントとして観測され、エンドポイント 5.1 MeV の連続スペクトルとなる。従来はフィッティングによる除去を行っていたが、それでは短い時間差の連続崩壊を十分に取り除くことが出来なかったため、現在は機械学習による識別手法を開発している。

第 3 章

データ解析

CANDLES 検出器から得られたデータの解析のために、様々なパラメタの定義や解析を行なっている。以下には具体的なパラメタの定義や解析等を記載する。以下特に断らない場合、信号とは PMT62 本の合計の信号のことを指す。

3.1 Ratio

章 2.8 で述べたように、DGT では、LS と CaF₂ 結晶の両方が光ったイベントを除去することができない。そのようなイベントを識別する一つの手法として、波形情報の一つの指標である Ratio を使用する。Ratio は以下のように定義されている。

$$\text{Ratio} = \frac{\sum_{i=\text{SCHANNEL}}^{\text{SCHANNEL}+100} \text{Wave}[i]}{\sum_{i=\text{SCHANNEL}}^{\text{SCHANNEL}+2000} \text{Wave}[i]} \quad (3.1)$$

ただし SCHANNEL は信号が 10 ch 連続で 20 ADCcount を超えたときの最初のチャンネル、Wave[i] は i ch における信号波高である。LS は減衰の時定数が数十 ns と短いため、信号の前半にのみ大きく影響し、後半にはほぼ影響しない。したがって、分子のように短い積算区間 (200 ns) のみに LS の影響が反映される。分母はイベントが落としたエネルギーの総量に対応する。LS で発光する量が多いほど Ratio が大きくなる一方で、CaF₂ 結晶内部でのみ発光した際は 0.13 周辺の値を取る。このパラメータを利用することで一部 LS で発光したイベントの多くを識別することができる。

3.2 reference 波形

$\beta\beta$ 崩壊に対する感度の向上のため、トリガーや Ratio により除去できなかった LS 信号の除去や、 α 線と β 線の弁別を行う必要がある。その方法の一つとして、観測された波形の α 線らしさや β 線らしさを数値化することで弁別を行うというものがある (PSD や SI など、後述)。計算のためには基準となる α 線や β 線の波形を作成する必要があり、その波形を reference 波形と呼ぶ。reference 波形としては、純粋な α 線や γ 線の平均波形を使用している。reference 波形は α 線と β 線それぞれに対し、PMT サイズごとの平均波形と合計信号の波形の計 4 つ作成される。それぞれの作成方法を以下に述べる。

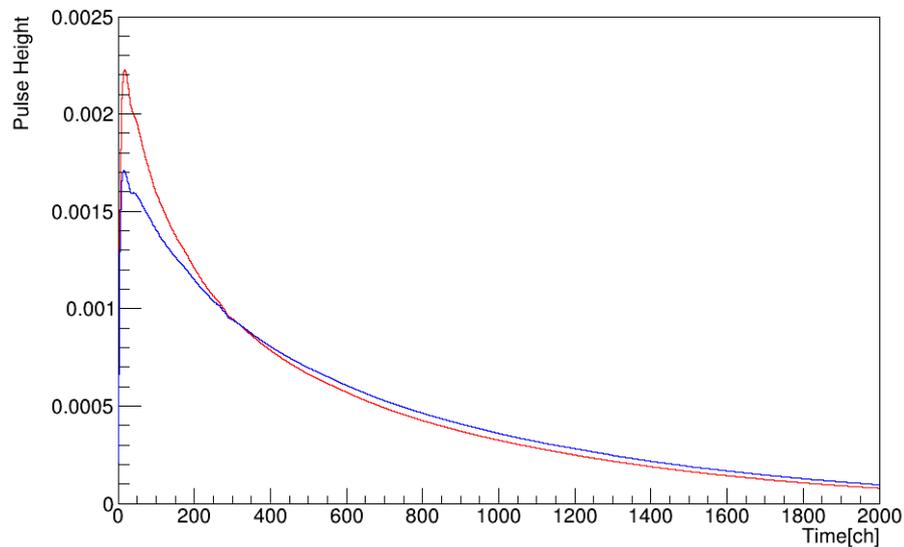
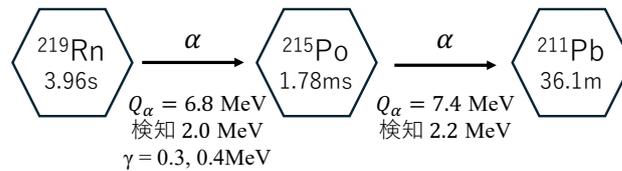


図 3.1: reference 波形 赤が α 波形で青が β 波形である 波形は合計値を 1 に規格化している

3.2.1 α reference 波形

α reference 波形の作成には、結晶内に含まれる不純物の一つである ^{215}Po の α 崩壊時の信号を用いる。 ^{215}Po は ^{219}Rn の α 崩壊によって生成され、半減期 1.78 ms で ^{211}Pb に α 崩壊する (図 3.2)。これらの崩壊によって生成される 2 本の α 線を遅延コインシデンスにより特定し、 ^{215}Po の波形を抽出する。

図 3.2: ^{215}Po の崩壊概要図

3.2.2 β reference 波形

β reference 波形の作成には、外部起因の ^{208}Tl の γ 線 (2.6 MeV) を使用している。 β 線を使用していないのは、 γ 線と β 線は波形に違いがなく、エネルギーが定まっている γ 線の方が reference 波形作成に適しているからである。 ^{208}Tl の γ 線は LS を通過するため、結晶との相互作用以前に LS でエネルギーを落としている場合が多い。そのため、Ratio による事象選択とエネルギーによるカットを施すことで LS の影響を低減している。

3.3 Pulse Shape Discriminator

α 線と β 線の弁別を行うためのパラメータの一つに PSD(Pulse Shape Discriminator) というパラメータがある。これは前述した reference 波形を用いて計算されるパラメータであり、得られた信号に対し、その信号の α 線らしさ、 β 線らしさを表すものである。

(図 3.1) から分かるように、0 ~ 200ch において α 線と β 線の波形が顕著に異なることがわかる。この性質を利用するために識別対象の信号を 250 ~ 2000ch の間で規格化した後、その区間を reference 波形でフィッティングする。そして立ち上がり後 100ch までの区間で以下の式を用いて値を計算する。フィッティングに α 線の reference 波形を用いれば PSD_{α} が、 β 線のものならば PSD_{β} が計算できる。

$$\text{PSD} = \frac{1}{d} \frac{(\text{ref}[i] - \text{Wave}[i])^2}{(\text{Error}[i])^2} \quad (3.2)$$

d は自由度、 $\text{ref}[i]$ は reference 波形の i ch の波形は $\text{Error}[i]$ は信号の i ch のエラーである。対応するイベント (PSD_{α} と α イベント等) に対する PSD はおおよそ 1 をとり、対応しないイベントに対しては大きな値を取る。

3.4 Shape Indicator

PSD は信号の形から α と β の粒子識別を行う手法であったが、Shape Indicator(SI) は各 ch 毎に α と β の基準波形を比較することで、粒子識別を行う手法である。具体的に

は以下の様にパラメータを計算する。

$$SI = \frac{1}{n} \sum \left(\frac{\text{ref}_{\alpha,i} - \text{ref}_{\beta,i}}{\text{ref}_{\alpha,i} + \text{ref}_{\beta,i}} \cdot \text{Wave}[i] \right) \quad (3.3)$$

$\text{ref}_{\alpha,i}$ 、 $\text{ref}_{\beta,i}$ はそれぞれ i ch における α, β の基準波形の波高である。 n は規格化定数であり、 $\text{Wave}[i]$ の合計値である。 Shape Indicator は α イベントでは 1 周辺、 β イベントでは 0 周辺の値を示す。

また、各イベントに関してエネルギー毎に SI のヒストグラムを描いた場合、それぞれガウス分布となり、標準偏差 σ_E はエネルギーに依存することがわかっている。また、 α と β が完全に同時に、かつ同位置で観測された場合は、エネルギー比率に応じて示す値が決まる。 α と β のエネルギーをそれぞれ E_α 、 E_β とすると、SI が取る分布は平均値、標準偏差を以下の値とする、ガウス分布となる。

$$\mu = \frac{E_\alpha}{E_\alpha + E_\beta} \quad (3.4)$$

$$\sigma_E = \frac{A}{\sqrt{E}} + C \quad (3.5)$$

A, C は定数である。よって、SI を使用することで α 、 β 、そして α と β が重なり合ったイベント ($\beta - \alpha$ 連続信号 $^{212}\text{Bi} \xrightarrow{\beta} ^{212}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} ^{208}\text{Po}$ など) の識別が可能となる。ただし、重なり合うイベントは同時に起こるという前提があり、2つのイベントに時間差が生じた場合は想定しているガウス分布からは逸れる。

3.5 位置再構成

PMT 信号からイベントが起きた位置を算出する。上述した PMT 毎の 1 光電子当たりの電荷と各 PMT が観測した光電子数、PMT の座標を使用して、以下の式から位置を算出することができる。

$$\overrightarrow{Position} = \frac{\sum N_{p.e}(i) \overrightarrow{PMT}(i)}{\sum N_{p.e}(i)} \quad (3.6)$$

ただし、イベントが起きた位置を $\overrightarrow{Position}$ 、 i は PMT の番号 (1 ~ 62) で、 i 番目の PMT の座標を $\overrightarrow{PMT}(i)$ 、 i 番目の PMT が観測した光電子数を $N_{p.e}(i)$ としている。

3.6 結晶内部起因事象確率

結晶内部起因イベントの位置分布を調べるために、結晶内部起因 BG である ^{40}K イベントの座標をプロットし、ガウスフィッティングを行い、座標の中心値と標準偏差を得る。これによりイベントが起きた座標から、結晶内部起因イベントである確率が計算できる。

第 4 章

^{212}Bi 連続信号の識別

4.1 Double Pulse と Single Pulse

$\beta\beta$ 探索の上で主要な BG となる $^{212}\text{Bi} \xrightarrow[60.6 \text{ min}]{\beta} ^{212}\text{Po} \xrightarrow[299 \text{ ns}]{\alpha} ^{208}\text{Po}$ の連続崩壊事象は Q 値が 5.1 MeV であり、特に崩壊の時間差が短い時、二つの波形が重なった複合波形 (Double Pulse : DP) となり、 $\beta\beta$ (Single Pulse : SP) との弁別が非常に困難となっている。 $\beta\beta$ に対する感度向上のため、DP と SP を正確に弁別できる解析手法が求められており、CANDLES では機械学習による DP イベントの識別を提案した。

4.2 従来手法

機械学習導入以前の解析では、フィッティングによる DP イベントの識別を行っていた。まず、観測で得られた信号を DP であると仮定し、連続崩壊の時間差を Δt とする。フィッティング関数として、 β と α の reference 波形を関数として使用し、パラメタとしてそれぞれの波形の高さおよび β と α の時間差 $\Delta t \geq 0$ を設定する。もっとも χ^2 が小さくなった際の Δt が時間差となる (図 4.1)。フィッティングを行った波形が SP であった場合、 $\Delta t = 0$ となる。

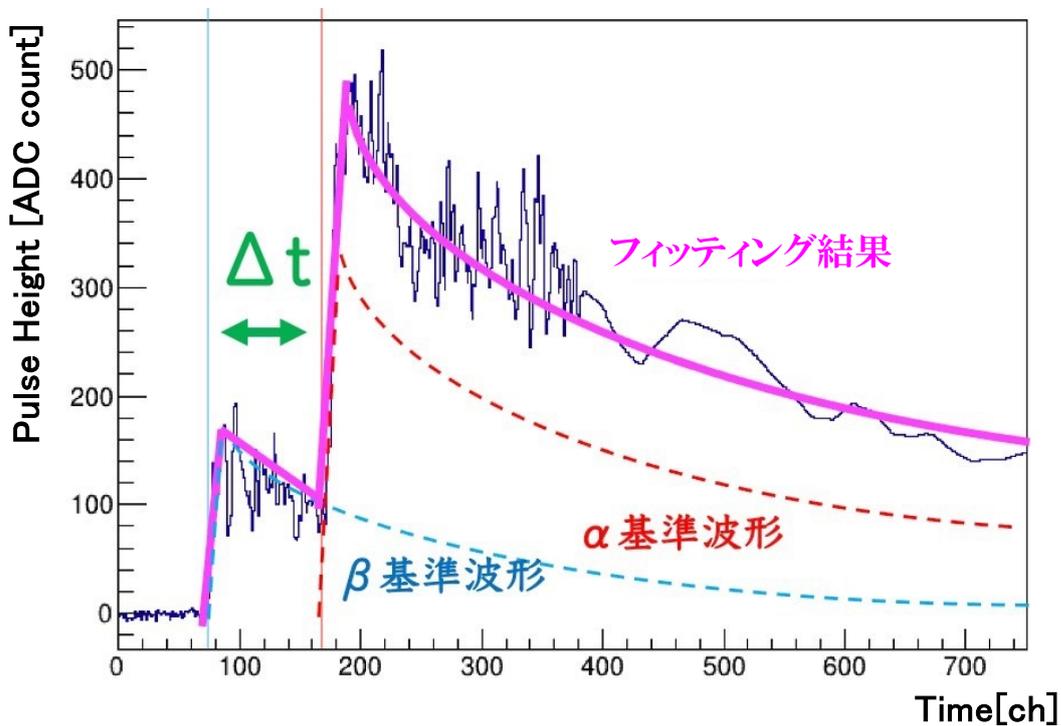


図 4.1: 従来の reference 波形による Δt の決定手法 $\Delta t = 98$ ch の場合 [4]

しかし、この手法には短い Δt を正確にフィットできないという問題がある。理想的には、DP イベントから得られる Δt 分布は ^{208}Po の崩壊曲線 (exp) に一致する。しかし、実際に観測データから抽出した DP 候補イベント (DP と SP、 ^{208}Tl の β 崩壊などが含まれる) に対し、この手法でフィッティングを行うと得られる Δt 分布は図 4.2 の黒実線のようにになる。この分布に対し、50 ~ 250ch の範囲を exp でフィッティングしたものが図 4.2 の赤実線である。30 ch 以降は概ね一致しているのに対し 20 ch 以前において急激に赤実線と乖離していることが読み取れる。これは短い Δt はフィッティングにより特定することができないことを示している。この問題を解決するために CANDLES グループでは機械学習を導入し、短い Δt を判別する CNN(Convolutional Neural Network) を開発している。

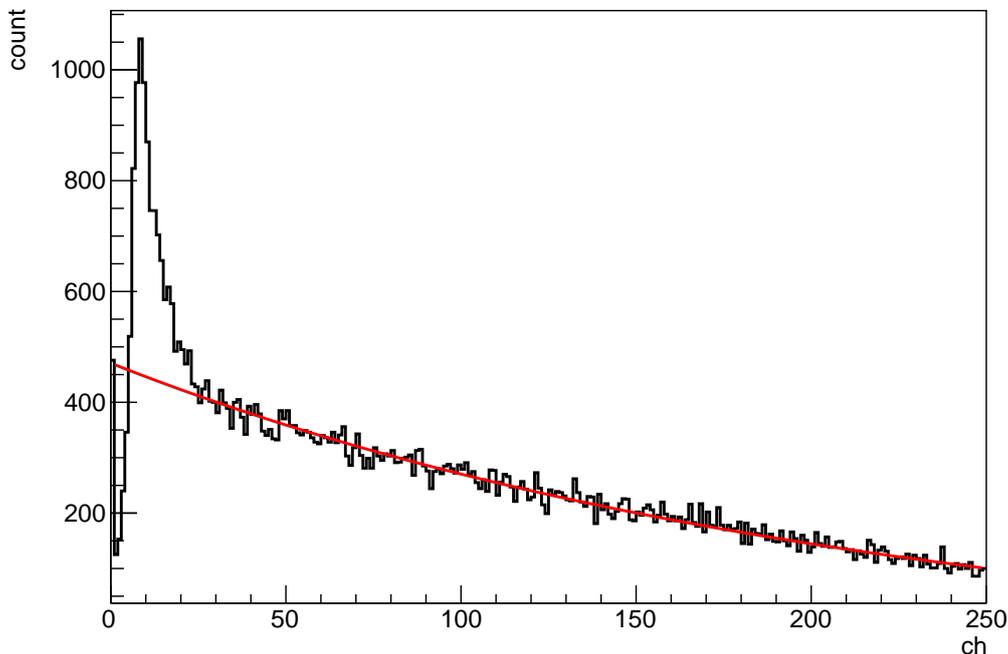


図 4.2: 3.6 ~ 5.2 MeV の全 DP イベントに対して従来の方法であるフィッティングを行い算出された Δt のプロット。(黒実線) また、赤実線は ^{212}Po 崩壊曲線である。[4]

4.3 識別対象となる DP 候補イベント

CNN への入力データ作成上の理由や、正確性の担保の観点から Δt 識別対象は事前に定めた 5 条件を満たすイベントに限られる。具体的な条件を以下に示す。

1. Energy が 3.3 ~ 5.2 MeV
2. 波形の立ち上がり時刻 (SCHANNEL) が 60 ch 以上
3. 観測位置が結晶中心から 2σ 以内
4. χ^2_{β} が 1.5 以下
5. 従来のフィッティング法で Δt が 30 ch 以下と算出されたもの

以下に各条件の詳細を記載する。

1. Energy

$^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ の DP のエネルギー領域は 2.85 ~ 5.10 MeV だが、3.0 MeV 以下のイベントに関しては ^{208}Tl の β 崩壊に伴う γ 線 (2.6 MeV) が大量に含まれてしまうため、このようなエネルギー領域を設定している。

2. SCHANNEL

学習モデルに DP 候補イベント情報を入力する際に、SCHANNEL の 30 ch 前から 4000 ch 後までの積分値が全イベントで一致するように規格化している。そのため、SCHANNEL が 50 ch 未満のイベントであれば、積分範囲の左端が記録できていない 0 ch 以前にあたってしまうため、少なくとも 50 ch 以上が必要であり、今回は積分範囲の左端に余裕を持たせるために、60 ch 以上としている。

3. 観測位置

観測位置が結晶中心から遠ざかると、結晶内部だけでなく、液体シンチレータ内でもエネルギーを落としてしまい、波形が歪む場合がある (LS イベント)。そのため、観測位置は結晶中心に近いことが望ましいが、評価するだけの十分なイベント量を確保するために章 3.5 で述べたガウス分布の 2σ 以内としている。

4. χ^2_β

α 事象や LS イベントを取り除くために設定している。

5. Δt

使用する DP の Δt の上限は 30 ch と設定している。従来のフィッティング法では少なくとも Δt が 20 ch 以上の DP に対して、信頼性のある識別が可能であり、オーバーラップを含めるという目的で 30 ch までの DP を使用する。

4.4 CNN

従来のフィッティング手法では識別できない Δt を識別するため、主に画像解析等で用いられる CNN(Convolutional Neural Network) を使用した。入力としては PMT 62 本の合計信号 (70 ~ 360ch までの一次元データ) と、各 PMT 信号 (横軸に時間、縦軸に PMT 番号をとった、 62×120 の二次元の信号データ) を使用し、出力を Δt (0 ~ 30 の整数) とした。図 (4.3) に入力データの一例を示す。

CNN の学習にあたって、学習用のデータとそれに対する正解のデータが必要となる。DP の実データでは正解データが用意できないため、学習用に純粋な α 線や β 線の事象を用いて実データ擬似パルスの作成を行っている。結晶毎に PMT までの距離や、放射線に対する応答性が多少異なる影響で波形にも差が生まれるため、CNN のモデル及び学習データは結晶毎に一セット、計 96 セット作成している。

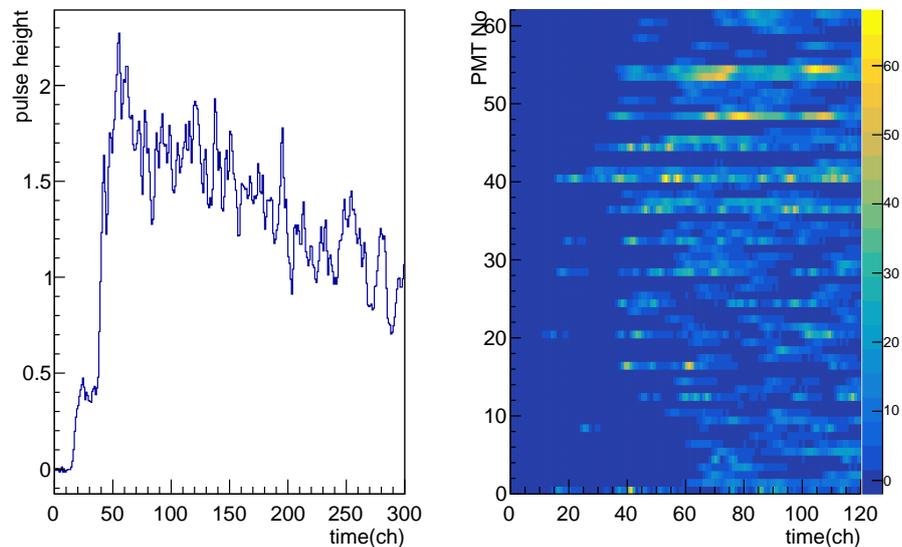


図 4.3: $\Delta t = 30$ ch, Energy = 4.2 MeV の DP イベント。左図は PMT 62 本の合計信号、右図は各 PMT 信号毎の時間分布。それぞれ、50 ~ 4000 ch における積分値が 1000 となるように規格化している。[4]

モデルはデータの学習方法を少しずつ変えた 3 種類のものを使用しており、3 つの Δt 出力のうち中央値を最終的な出力として使用している。

4.4.1 学習データ作成

学習にあたって、CANDLES 検出器において検出された純粋な α 線や β 線信号から SP, DP の信号を作成する。SP の信号は β 線信号二つを時間差 0 で、DP の信号は β 線信号と α 線信号をこの順番に、時間差を 0 ~ 30ch からランダムに決定し、足し合わせることで作成する。使用した α 線、 β 線の核種と観測されるエネルギーは以下の通りである。

β イベント

- ^{88}Y 0.9 MeV
- ^{40}K 1.5 MeV
- ^{88}Y 1.8 MeV
- ^{208}Tl 2.6 MeV

α イベント

- ^{215}Po 2.2 MeV

このうち、 ^{40}K 、 ^{208}Tl 、 ^{215}Po は結晶内不純物起因の信号を使用しており、 ^{88}Y はエネルギー較正を行う際に挿入した線源からの信号を使用している。

4.4.2 学習方法

SP:DP の割合が 1:2, 1:6, 1:30 のデータセットを作成し、この順番に繰り返し学習させていく。3つのモデルごとに初めに学習させる SP:DP の割合を変えており、それぞれ少しずつ性能が異なる。

4.4.3 DP 識別精度

DP テストデータの組み合わせとエネルギーは表 4.1 の通りである。参考に $^{212}\text{BiPo}$ 連続崩壊の値も示している。

表 4.1: 擬似 DP の組み合わせ

β イベント (MeV)	α イベント (MeV)	Energy (MeV)	エネルギー比率 (%)
$^{88}\text{Y}(0.9)$	$^{215}\text{Po}(2.2)$	3.1	40
$^{40}\text{K}(1.5)$	$^{215}\text{Po}(2.2)$	3.7	68
$^{88}\text{Y}(1.8)$	$^{215}\text{Po}(2.2)$	4.0	82
$^{208}\text{Tl}(2.6)$	$^{215}\text{Po}(2.2)$	4.8	118
(参考) $^{212}\text{Bi}(2.3)$	$^{212}\text{Po}(2.9)$	5.1	79

DP 識別精度について、図 4.4 に予測 Δt が正しい Δt に対して ± 1 の範囲にある時正答として各 Δt に対する正答率を示した。また、正しい Δt に対する予測 Δt 分布を図 4.5 に示した。

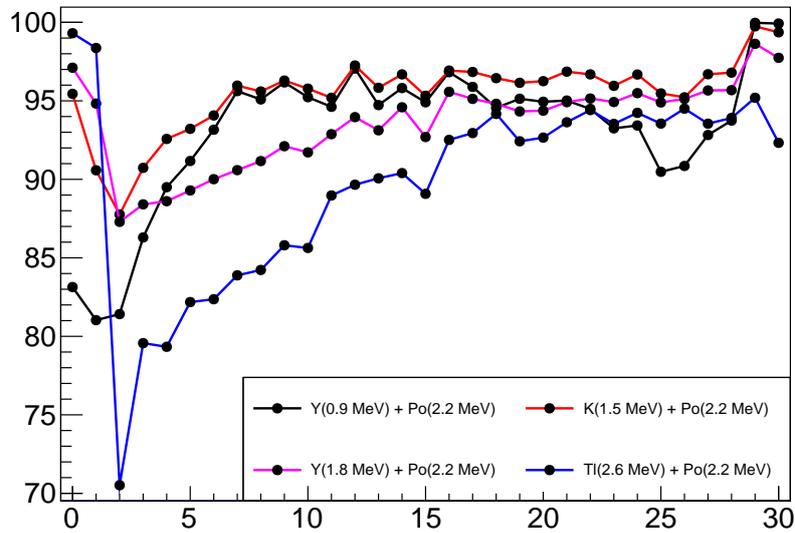


図 4.4: 4 種類の擬似 DP 毎の DP 識別精度。各 ch 毎に正答率を計算している。

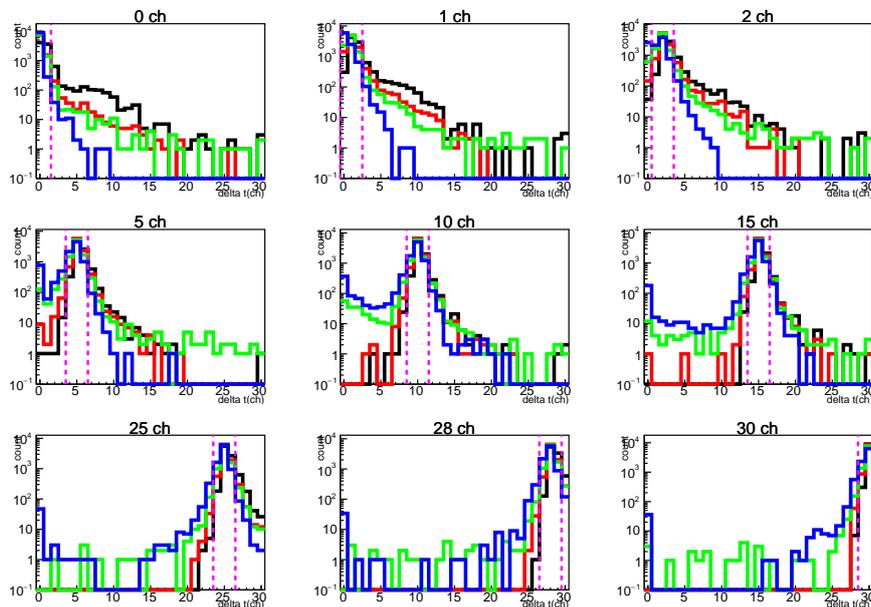


図 4.5: 正しい Δt に対する予測 Δt 黒, 赤, 緑, 青は、表 4.1 に載せたエネルギーが 3.1, 3.7, 4.0, 4.8 MeV の擬似 DP による予測結果である。

$\Delta t = 0, 1\text{ch}$ において非常に正答率が高い理由として高エネルギーにおける予測 Δt が 0ch 側に寄っていることが考えられる。使用している α 線エネルギーは一定のため、エネルギーが大きくなると β 線の波高が α 線に対して高くなり、 α 信号の立ち上がりが埋もれてしまい、一つの波形として認識されてしまうことが原因として考えられる。一方で、

2ch 以降は 0ch と答えると不正解となるため、正答率が下がる。

4.4.4 SP 識別精度

SP テストデータの組み合わせとエネルギーは以下の通りである。

表 4.2: 各組み合わせ毎の擬似 SP によるテスト結果

β イベント (MeV)	β イベント (MeV)	Energy (MeV)
$^{88}\text{Y}(0.9)$	$^{88}\text{Y}(0.9)$	1.8
$^{88}\text{Y}(0.9)$	$^{40}\text{K}(1.5)$	2.4
$^{88}\text{Y}(0.9)$	$^{88}\text{Y}(1.8)$	2.7
$^{40}\text{K}(1.5)$	$^{40}\text{K}(1.5)$	3.0
$^{40}\text{K}(1.5)$	$^{88}\text{Y}(1.8)$	3.3
$^{88}\text{Y}(0.9)$	$^{208}\text{Tl}(2.6)$	3.5
$^{88}\text{Y}(1.8)$	$^{88}\text{Y}(1.8)$	3.6
$^{40}\text{K}(1.5)$	$^{208}\text{Tl}(2.6)$	4.1
$^{88}\text{Y}(1.8)$	$^{208}\text{Tl}(2.6)$	4.4
$^{208}\text{Tl}(2.6)$	$^{208}\text{Tl}(2.6)$	5.2

SP の識別精度を、SP テストデータに対し $\Delta t = 0$ と出力した割合とする。SP テストデータとして作成した 10 種のデータの識別精度を図 4.6 に示す。

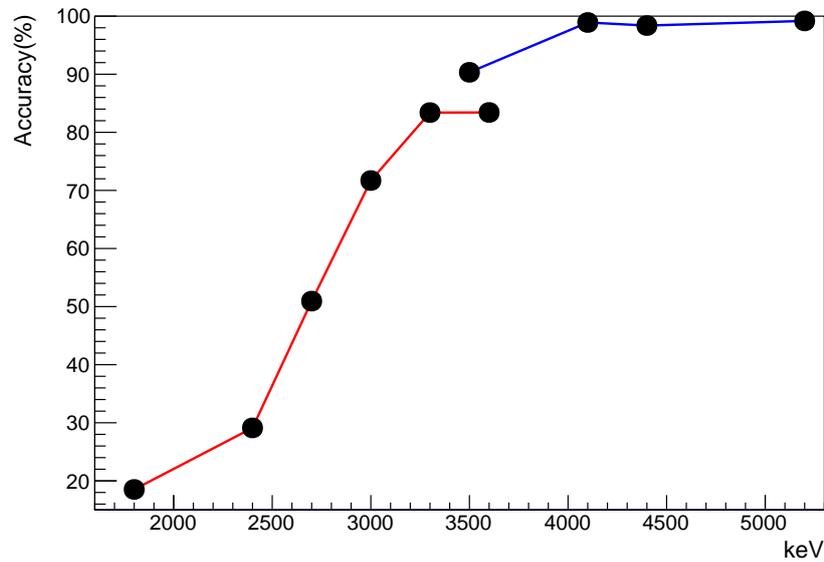
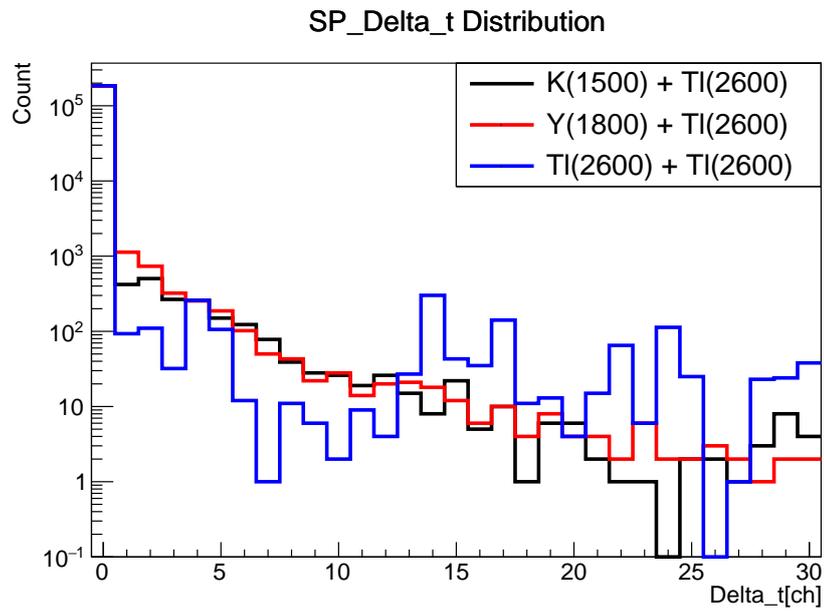


図 4.6: 使用したテストデータのエネルギー別の SP 識別精度 青が学習に使用したデータで赤が学習に使用していないデータである

図 4.6 から分かるよう、SP 識別精度はエネルギーに対する依存性を持っており、エネルギーが高いほど識別精度は高く、Q 値付近では 99% 程度の精度がある。本研究では Q 値付近の DP 残留イベントの低減を行うため、本研究における SP 検出効率は 99% 程度である。より広範囲のエネルギー領域における調査を行うためには、低いエネルギー領域での SP 検出効率の向上を行う必要がある。学習に使用した高エネルギー側の擬似 SP に対する Δt の分布は図 (4.7) の通りである。

図 4.7: 高エネルギー側データの Δt 予測分布

第 5 章

DP 除去効率の評価

5.1 機械学習による DP 除去効率の評価

DP テストデータの Δt 分布を崩壊曲線に一致させることで DP 除去効率の評価が可能となる。しかし実際に行った擬似 DP によるテストの Δt 分布は崩壊曲線に一致しないため、補正が必要となる。元々のテストデータのうち、 $\Delta t = i$ であるようなイベント数を $ans(i)$ 、一致させたい曲線の $\Delta t = i$ におけるイベント数を $dec(i)$ 、答えが i であり予測結果が x だったイベント数を $pred(i, x)$ とおくと、ヒストグラムの x に入る値 $hist(x)$ は以下のように補正される。ここで、 A は適当な定数である。

$$hist(x) = \sum_{i=0}^{30} \frac{dec(i)}{ans(i)} \cdot pred(i, x) \quad (5.1)$$

$$dec(i) = \begin{cases} A \int_{i-0.5}^{i+0.5} \exp\left(-\frac{2 \ln 2}{299} t\right) dt & (i \geq 1) \\ A \int_0^{0.5} \exp\left(-\frac{2 \ln 2}{299} t\right) dt & (i = 0) \end{cases} \quad (5.2)$$

これにより補正を行った結果の一つが図 5.1 であり、これを 93 結晶分行う。

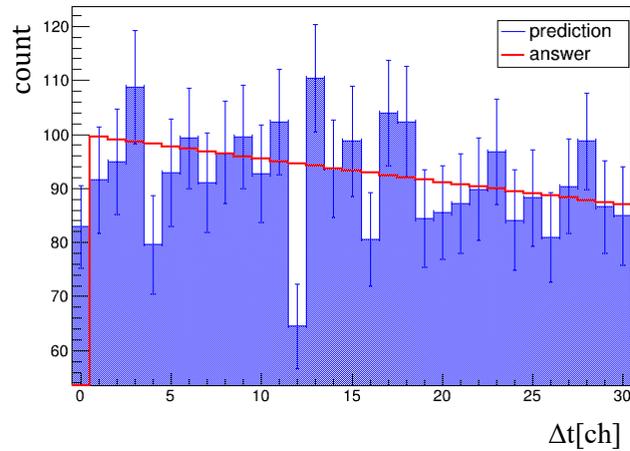


図 5.1: 補正後の Δt 分布とそれに対する予測分布 評価には Q 値に最も近い 4.0MeV のものを使用している

$\Delta t \geq 1$ の事象を DP とみなすことで、除去効率を評価する。より正確には、 $\Delta t \geq 1$ の事象数 + 崩壊曲線を無限に延長した際の 31ch 以降の事象数が除去した数となる。結晶毎に除去効率を評価したのが図 5.2 であり、使用している全ての結晶で除去効率 99% 以上を達成している。なお、結晶番号 11,54,57 については別の用途、もしくは問題があり使用していないため評価を行っていない。

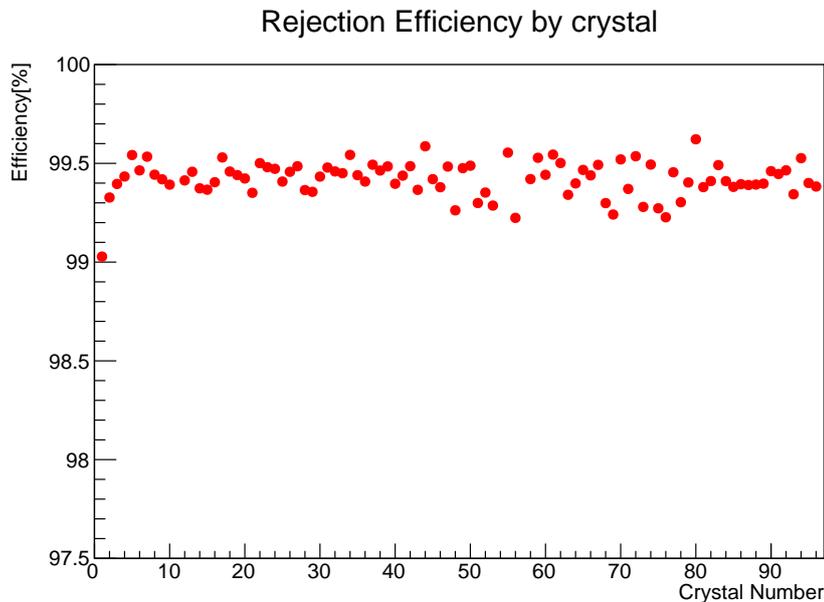


図 5.2: 結晶毎の DP 除去効率

5.2 DP 候補イベントへの適用

測定された DP 候補イベントに CNN を適用した結果が図 5.3 である。このうち $\Delta t = 0$ (青い部分) を SP イベントとして残し、 $\Delta t \geq 1$ (赤い部分) を DP イベントとして除去する。

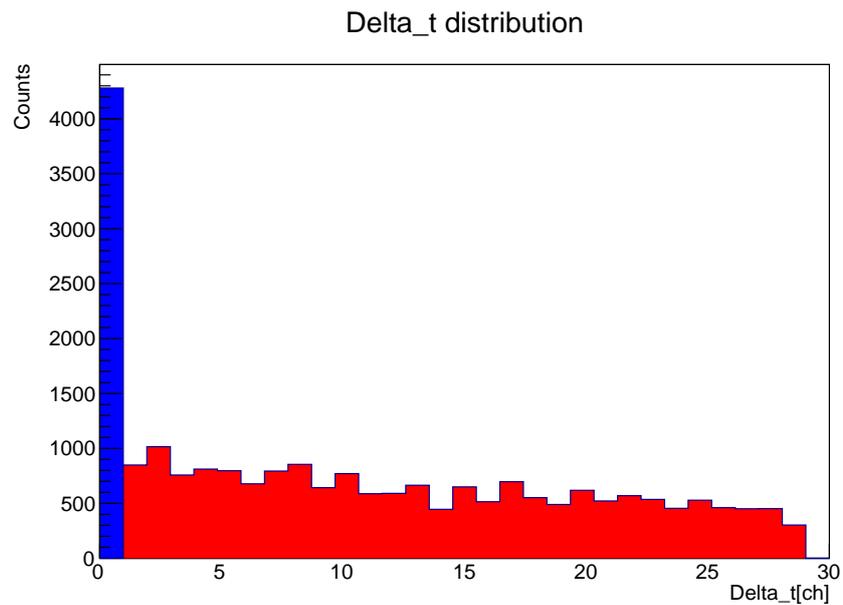


図 5.3: CNN による Δt 予測結果

DP として除去されたイベントと、SP と判断され残されたイベントのエネルギースペクトルを図 5.4, 図 5.5 にそれぞれ示す。

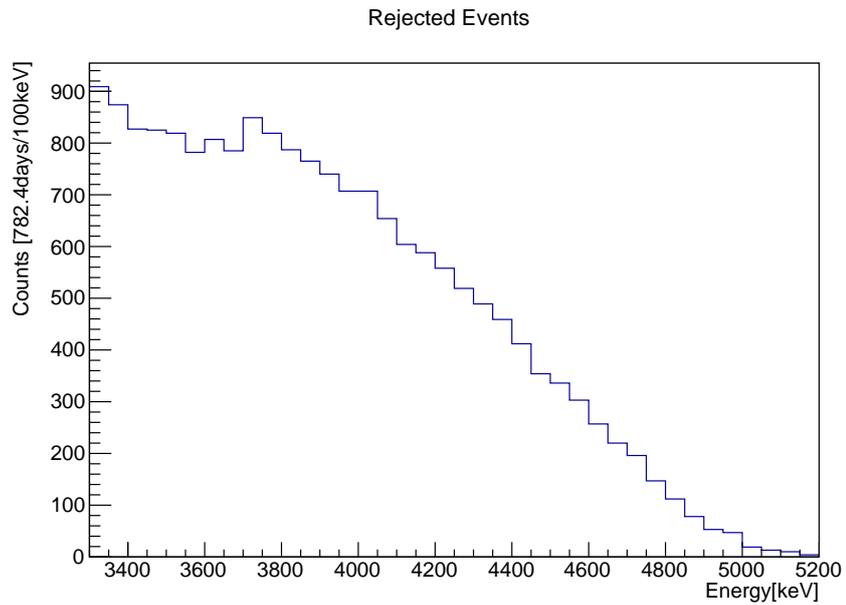


図 5.4: DP 候補イベントのうち DP として除去されたイベントのエネルギースペクトル

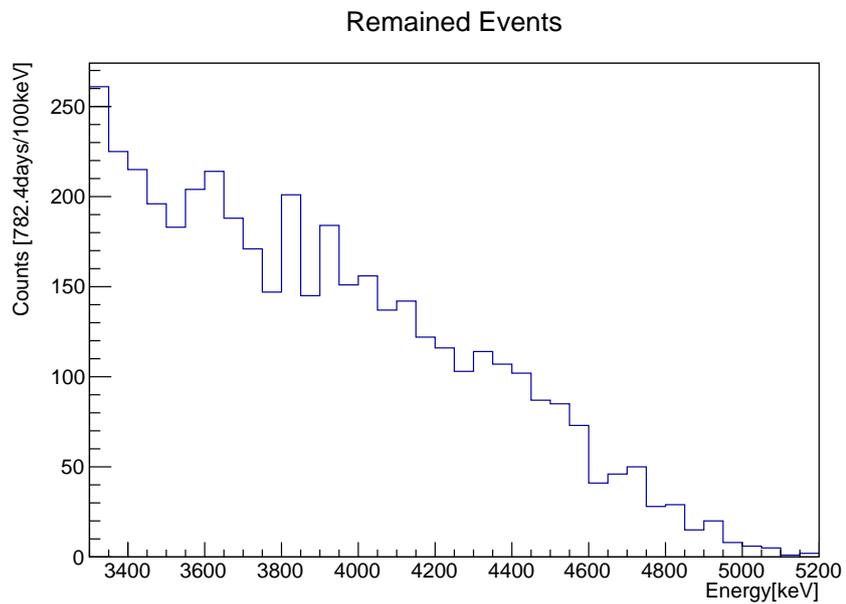


図 5.5: DP 候補イベントのうち SP として残されたイベントのエネルギースペクトル

DP として除去したイベントの妥当性を確認するため、結晶内の ^{232}Th 系列の不純物量と DP, SP と判断したイベントの相関を以下に示す。

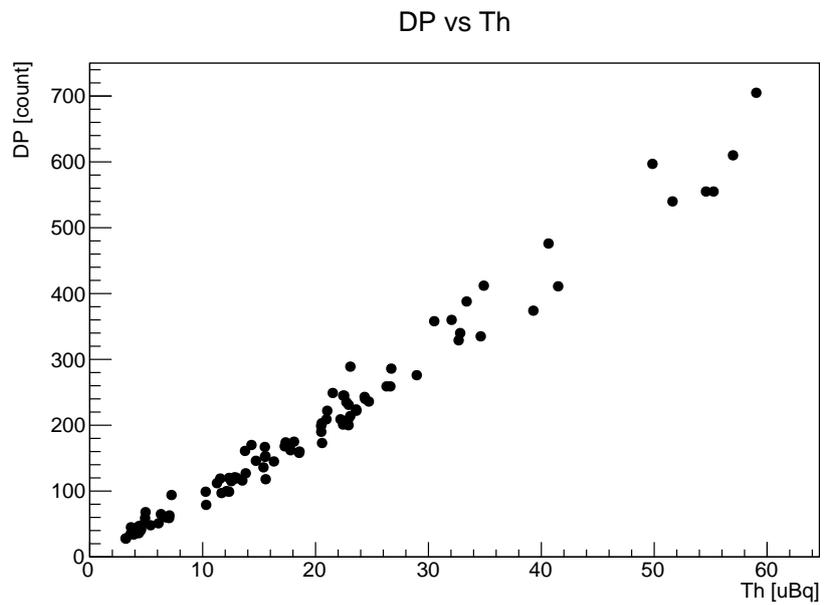


図 5.6: DP と判断したイベントと結晶内不純物量の相関 各点が 1 個の結晶に対応している

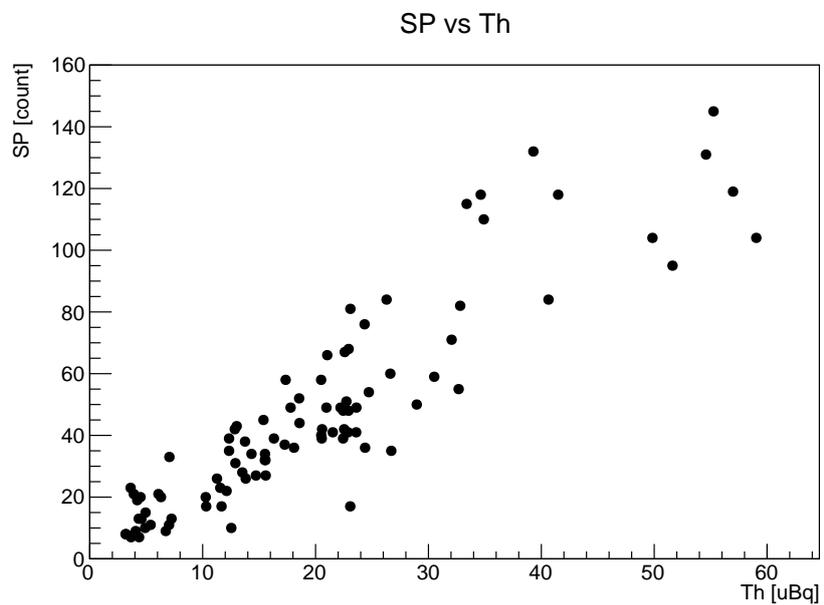


図 5.7: SP と判断したイベントと結晶内不純物量の相関 各点が 1 個の結晶に対応している

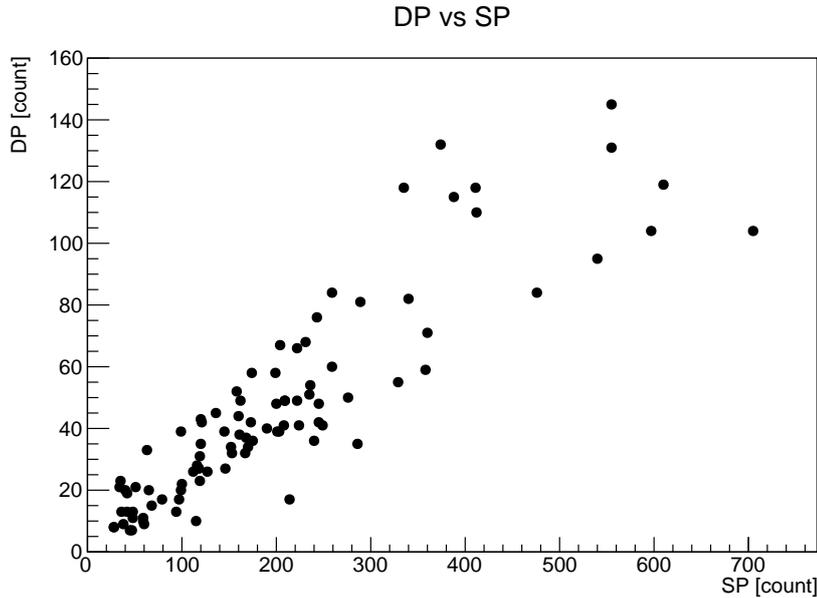


図 5.8: DP と判断したイベントと SP と判断したイベントの相関 各点が 1 個の結晶に対応している

DP, SP のいずれも結晶内に含まれる ^{232}Th の系列の BG であるため、理想的にはイベント数は ^{232}Th の activity に比例する。しかし、CANDLES 検出器においては DP イベント数は比例するものの、SP については ^{208}Tl がほとんどであり、 β 線の発生地点が LS に近い場合、結晶ではなく LS と反応してしまい、検知エネルギーが 3.3 MeV に到達しない場合がある。そのため DP 候補として選ばれるイベント数は減り、DP には見られないばらつきが SP には見られる。実際に図 5.6 に示したように、DP と判断したイベント数は不純物量と比例関係にあり、DP カットの正当性が示されている。先述の通り、図 5.7 を見ると SP イベント数と不純物量は比例の傾向はあるものの多少ばらつきが見られる。図 5.7 についても同様に、比例関係にはあるが、SP のばらつきの影響で広がって見える。次に不純物量から予測される DP イベント数と DP と判断されたイベント数の無矛盾性を検証する。予測されるイベント数は不純物量、結晶の重量、live time、 ^{212}Bi の分岐比、エネルギーカットの割合、 χ^2_{β} カットの割合、 Δt カットの積から計算できる。まず Δt カットにより残る DP イベント割合を計算する。残る DP 割合を P_{rem} 、全 DP イベント数と Δt が 30 以上のイベント数をそれぞれ、 DP_{ALL} , $DP_{\Delta t > 30}$ とすると、

$$P_{\text{rem}} = \frac{DP_{\text{all}} - DP_{\Delta t > 30}}{DP_{\text{all}}} \quad (5.3)$$

である。また DP の原因となる不純物量に比例する定数を A とおくとイベント数は具体的に求まり、

$$\begin{aligned}
 DP_{\Delta t > 30} &= \int_{30.5}^{\infty} A \exp\left(-\frac{2 \ln 2}{299} t\right) dt \\
 &= \left[-A \frac{299}{2 \ln 2} \exp\left(-\frac{2 \ln 2}{299} t\right) \right]_{30.5}^{\infty} \\
 &= A \frac{299}{2 \ln 2} \exp\left(-\frac{61 \ln 2}{299}\right)
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

$$\begin{aligned}
 DP_{\text{all}} &= \int_0^{\infty} A \exp\left(-\frac{2 \ln 2}{299} t\right) dt \\
 &= \left[-A \frac{299}{2 \ln 2} \exp\left(-\frac{2 \ln 2}{299} t\right) \right]_0^{\infty} \\
 &= A \frac{299}{2 \ln 2}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

よって、

$$\begin{aligned}
 P_{\text{rem}} &= 1 - \exp\left(-\frac{61 \ln 2}{299}\right) \\
 &\simeq 0.132
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

次に $^{212}\text{BiPo}$ のエネルギーカットで残る割合は CANDLES 検出器を再現したジオメトリによるモンテカルロシミュレーションにより計算を行った。図 5.9 に再現したエネルギースペクトルを示す。

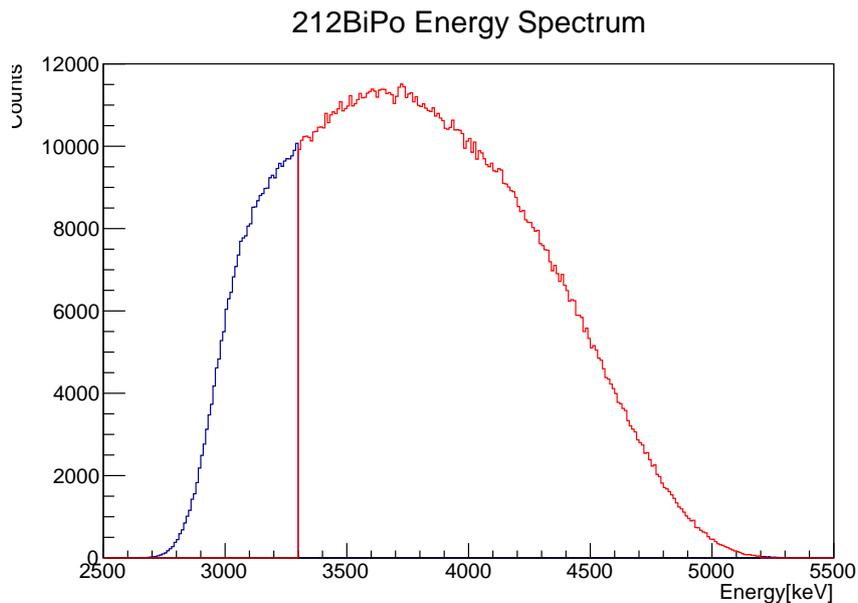


図 5.9: モンテカルロシミュレーションによる $^{212}\text{BiPo}$ のエネルギースペクトル再現 赤がカットにより残るエネルギー範囲である

赤い領域がエネルギーカットによって残る範囲であり、シミュレーションから 80.61% であると求めた。

また、 ^{212}Bi の β 崩壊への分岐比は 64.06%、live time は 782.4 日、結晶の重さは 3.2 kg である。以上より、予測される DP イベント数 DP_{EXP} は、不純物量を $x[\mu\text{Bq/kg}]$ 、 χ^2_{β} カットの割合を ϵ として、

$$\begin{aligned} \text{DP}_{\text{EXP}} &= x[\mu\text{Bq/kg}] \cdot 10^{-6} \cdot 3.2[\text{kg}] \cdot 782.4[\text{day}] \cdot 86400[\text{sec/day}] \cdot 0.132 \cdot 64.06 \cdot 80.61 \cdot \epsilon \\ &= 14.7\epsilon x \end{aligned} \quad (5.7)$$

と求まる。

一方で DP と判断されたイベント数を結晶毎の除去効率で補正し、結晶内不純物量との相関のフィッティングを行った (図 5.10)。

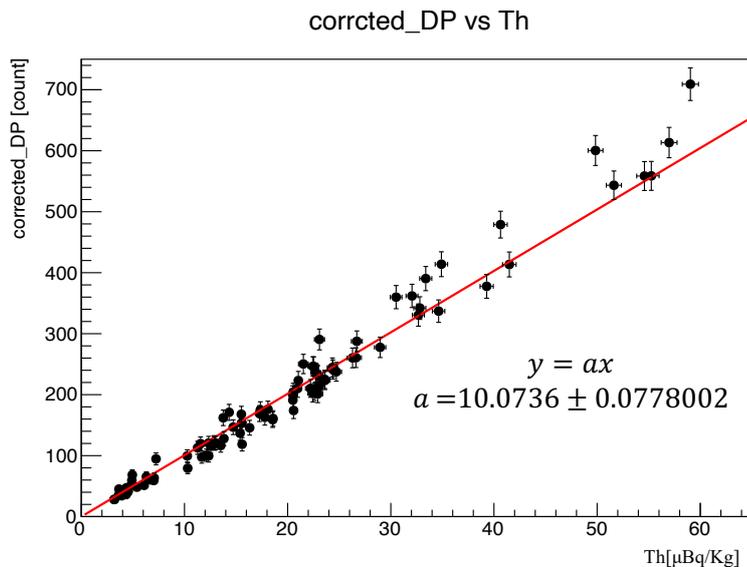


図 5.10: DP と判断したイベントを除去効率で補正した値と結晶内不純物量の相関

直線によるフィッティング結果と予測されるイベント数を比較すると、 $\epsilon \simeq 68.5\%$ となる。比較として、 ^{215}Po の χ^2_{β} 分布を図 5.11 に示す。

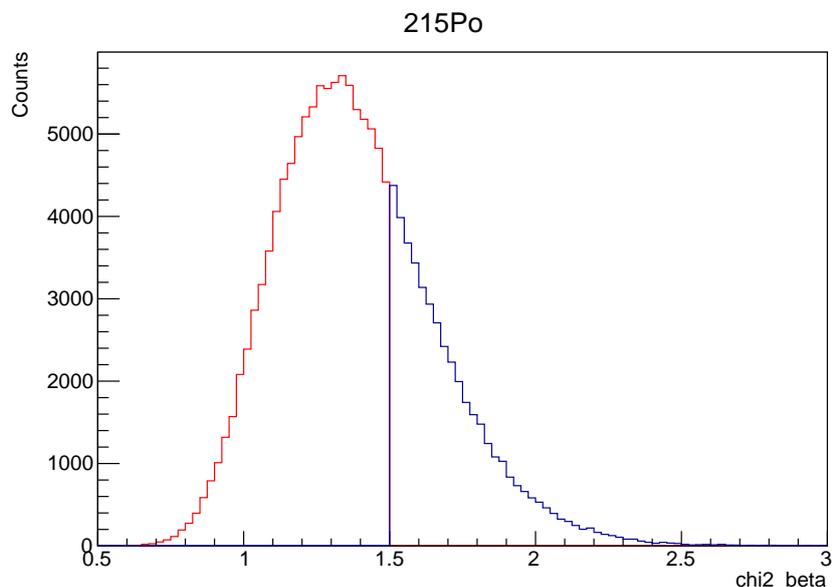


図 5.11: ^{215}Po の χ^2_β 分布 赤が χ^2_β カットで残るイベント範囲である

^{215}Po においてカットされる割合は 69.1% であった。DP と比較するとほぼ同じ割合であり、エネルギーの多くを α が占める DP イベントにおいて ϵ は妥当な数字ではないかと考えられる。したがって、DP イベントのカットは正常に働いていると言える。

次に、残存する DP イベントについて考える。残存する DP イベントは全て $\Delta t = 0$ であるが、 $\Delta t = 0$ と予測されたイベントの多くは ^{208}Tl であるため、 $\Delta t = 0$ のイベント数から直接残存イベントの情報を取り出すことはできない。よって、CNN によって除去されたイベントから残存する DP イベントの見積もりを行う。図 5.1 の手法で全ての結晶に対して DP 除去効率が導出されている。したがって、除去した DP と残存した DP の比は計算することができ、そこから残存した DP のエネルギー分布や残存イベント数を見積もることができる。DP として除去されたイベントのエネルギースペクトル (図 5.4) について、崩壊曲線の全体に対する 1ch から 30ch の区間の割合と CNN による除去効率から各イベントに重み付けすることで図 5.12 のエネルギースペクトルが得られる。これにより Q 値付近の残存 DP 数が導出できる。

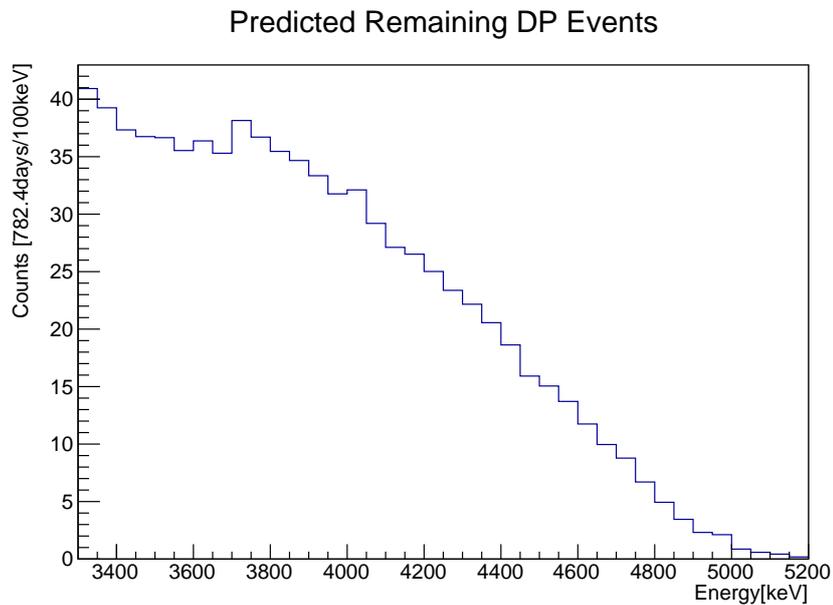
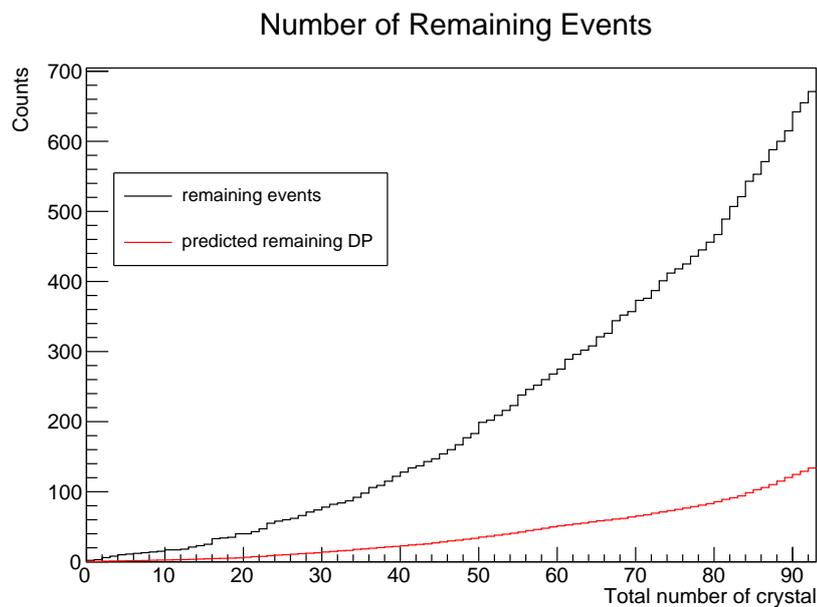


図 5.12: 予測される残存 DP のエネルギースペクトル

さらに、同様にして結晶毎に残存 DP を求めることができる。Q 値付近、4170keV~4480keV における使用する結晶数とそれに対する $\Delta t = 0$ のイベント数、残存する DP のイベント数の比較を図 5.13, 図 5.14 に示す。

図 5.13: 使用結晶数毎の予測される残存 DP 数と $\Delta t = 0$ のイベント数 (4170keV ~ 4480keV)

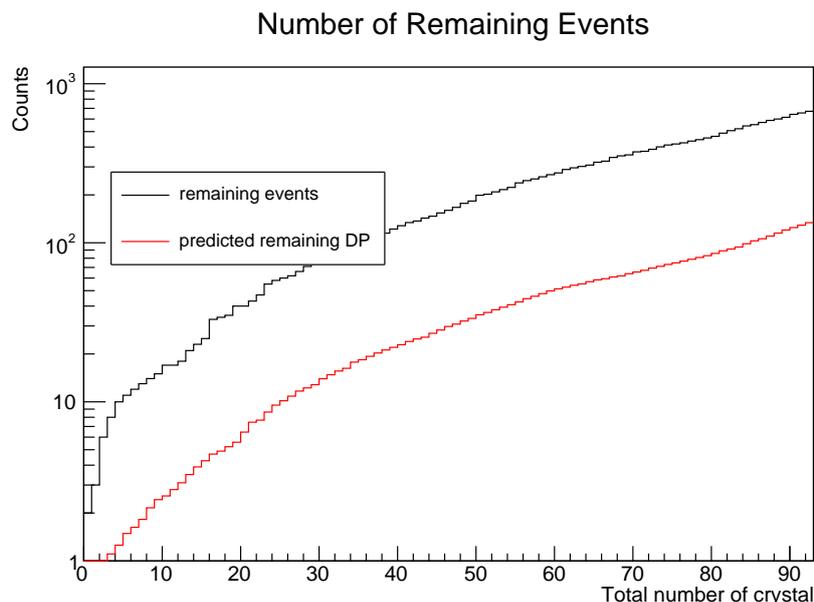


図 5.14: 使用結晶数毎の予測される残存 DP 数と $\Delta t = 0$ のイベント数の log プロット (4170keV ~ 4480keV)

横軸は結晶を不純物量順に昇順に並べており、右に行くにつれ使用する結晶数を増やした場合のイベント数を表している。黒線は $\Delta t = 0$ のイベント数、赤線が予測される残存 DP の量であり、この差が ^{208}Tl といった他の不純物量であることが分かる。また、全結晶を解析に使った際に Q 値付近に残存している DP 数がカット後にも 100 イベント程度あり、さらなるカットが必要であることが読み取れる。

5.3 SI によるカット

章 3.4 で説明したように、SI は β イベントに対して 0、 α イベントに対して 1 の値をとり、同時に発生した事象に関しては、全体に対する α のエネルギー割合の値をとる。CNN によって時間差がある DP に関してはほとんどカットできているため、残りの DP は全体に対する α のエネルギー割合の値をとると考えて良い。これを利用することで SI による DP のカットおよびその効率の計算を行うことが可能となる。図 5.15 に SI とエネルギーの相関を示した。

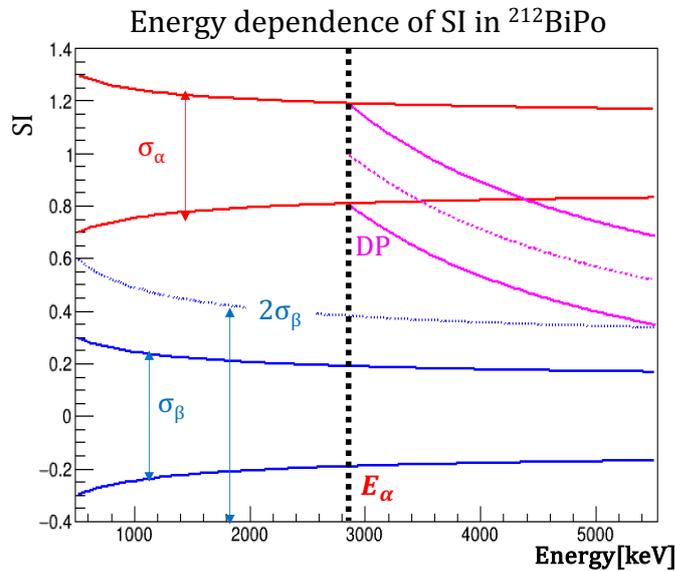


図 5.15: SI とエネルギーの相関 α 、 β 、DP それぞれについて実線で示されているのが 1σ の範囲である

DP と β の間に σ の SI の σ を基準にカットラインを設けることで $\beta(=SP)$ の検知効率を保ちながら DP をカットすることができる。実データにおいても DP の SI がこのような分布であることを確認する必要があるが、SI によるカット対象である $\Delta t = 0$ と判定された事象には DP 以外にも多く含まれており、また、 $\Delta t > 0$ については SI は Δt に対して依存性を持っており、理想的な分布からずれるため単純比較はできない (図 5.16)。

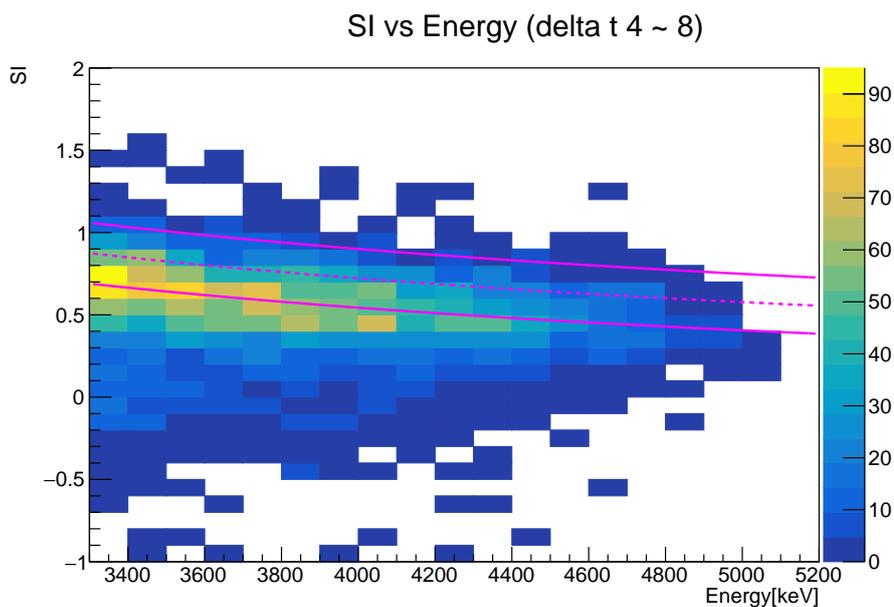


図 5.16: $4 \leq \Delta t \leq 8$ の SI 分布

したがって、今回は $4 \leq \Delta t \leq 8$ の DP の SI 分布から $\Delta t = 0$ の分布の確認を行った。まず $\Delta t > 0$ の SI 分布の一例を図 5.17 に示す。

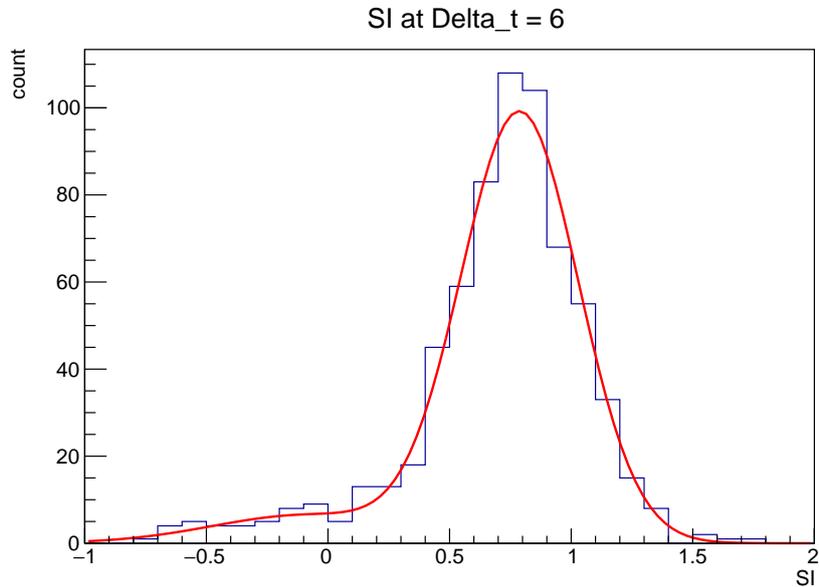
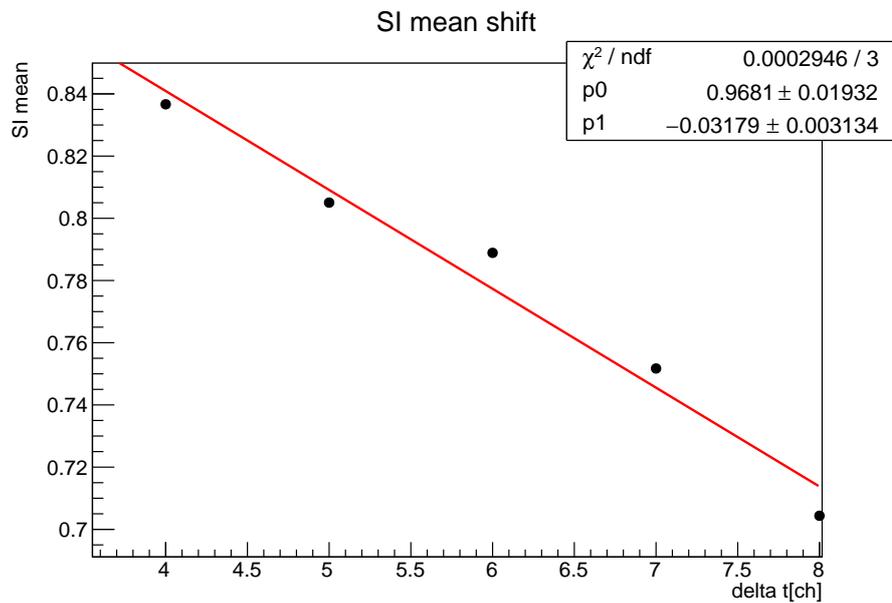
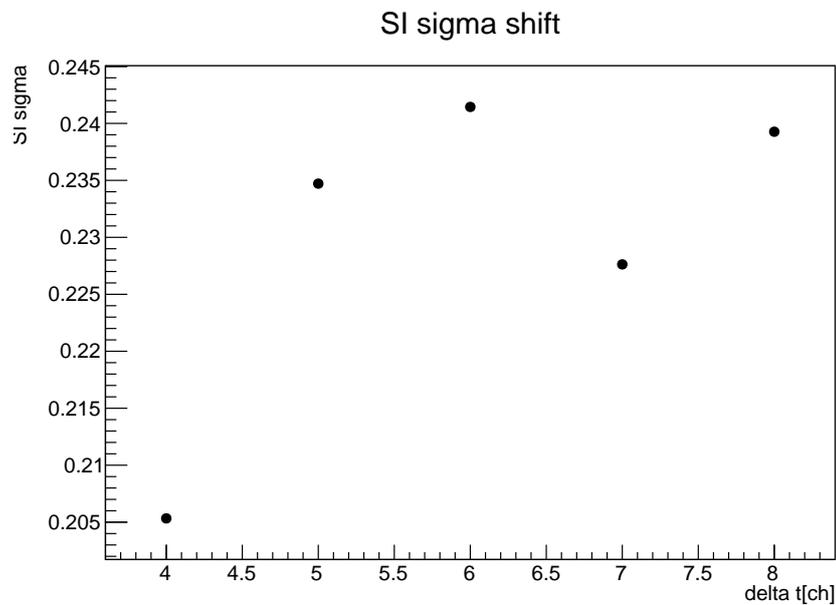


図 5.17: $\Delta t = 6$ の SI 分布

この図において SP の染み出しと DP イベントの二つの事象が確認されるため、二つのガウシアンでフィッティングを行っている。これにより DP の中心値と標準偏差が求まる。 $4 \leq \Delta t \leq 8$ における SI に対し、エネルギー依存性を打ち消すために $\text{Energy}/2854$ を乗じてそれぞれの中心値を理想的には 1 になるように補正を行い、ガウシアンによるフィッティングで中心値を求めた。(図 5.17)

図 5.18: $4 \leq \Delta t \leq 8$ の SI の中心値分布

直線によるフィッティングを行い、外挿を行うと、 $\Delta t = 0$ における SI の中心値は 0.9681 ± 0.01932 となり、理論値と大きく変わらないことが示された。 σ についても同様に作成したものを 5.19 に示した。

図 5.19: $4 \leq \Delta t \leq 8$ の SI の σ 分布

これは、 $E = 2854$ において $\frac{\sigma}{SI} \simeq 0.19$, $E = 5200$ において $\frac{\sigma}{SI} \simeq 0.3$ であることから、これらのおよそ平均の値が反映され、0.24 程度の一定値になるのではないかと考えられ

る。 σ が Δt によっておおよそ一定なので Δt においても矛盾はないと考えられる。

図 5.20 に SI の σ を基準としたカット条件とそれによる DP 除去効率を示した。

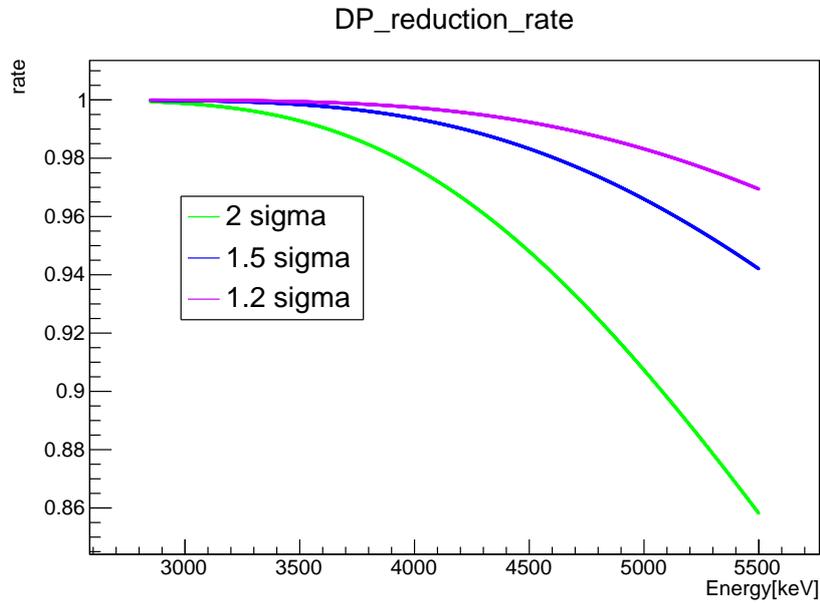


図 5.20: σ によるカット条件と DP 除去効率の関係

表 5.1: カット条件と SP 検知効率の関係

	1.2 σ	1.5 σ	2.0 σ
SP 検知効率 [%]	88.5	93.3	97.7
DP 検知効率 (Q 値) [%]	99.5	98.9	96.3

カット条件を厳しくすると DP 除去効率は上がるが、その分 SP の検知効率が下がってしまう (表 5.1)。したがって、目標残留 DP 数を達成するところにカットラインを設定するのが望ましい。

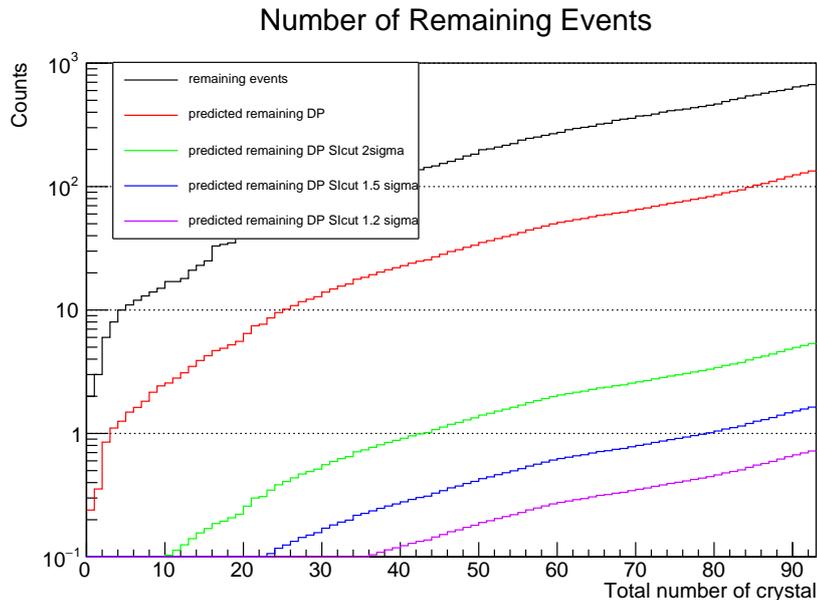


図 5.21: SI カット条件と Q 値付近 (4170keV ~ 4480keV) における残留イベント数の関係

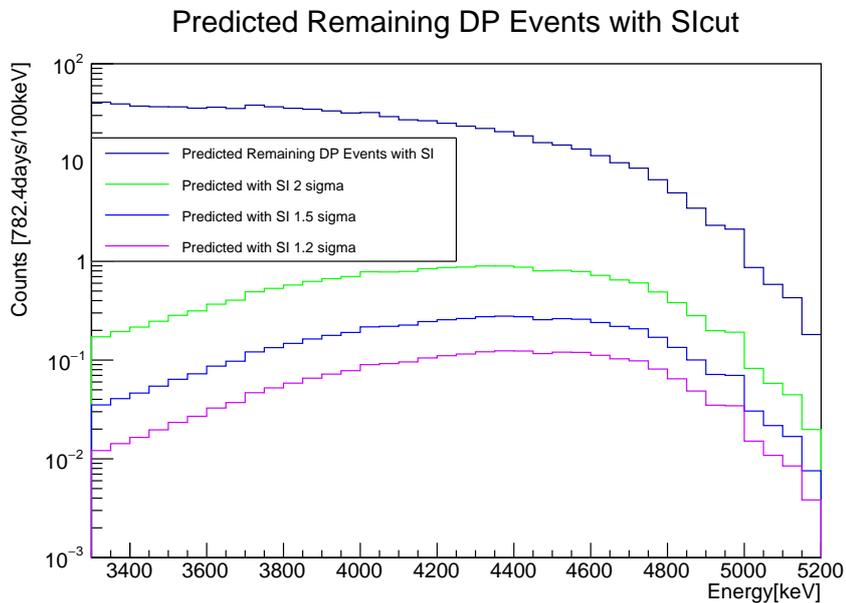


図 5.22: SI カット条件と予測されるエネルギースペクトルの関係

図 5.21 に SI のカット条件と予測される残留 DP イベント数の関係を示した。CAN-DLES 実験における目標残留 DP イベント数は 1 以下であるため、カット条件を 1.2σ にして全結晶を用いる、もしくはカット条件を 1.5σ に設定して使用する結晶数を 80 程度に設定することで目標を達成できることが示された。

第6章

まとめ

CANDLES 実験では ^{48}Ca を含む CaF_2 結晶を用いた、 $0\nu\beta\beta$ の探索実験に取り組んでいる。 $0\nu\beta\beta$ を観測するにあたって、主なバックグラウンドとして結晶内不純物に起因する $^{212}\text{BiPo}$ の連続崩壊信号 (DP) があり、感度を悪化させていた。従来はフィッティングによる DP の除去を行なっていたが、フィッティングでは短い時間差での崩壊信号を除去することができず、これに対応する新たな手法が必要となった。そこで CANDLES グループでは CNN による DP の識別手法を開発した。本論文ではこの CNN による DP 除去効率の評価と正当性の確認を主に行なっている。

CNN によりカットされた DP イベント量と、結晶内に含まれる不純物から推定される DP イベント量を比較したところ DP カット量は妥当であることが確認された。このカットされた DP イベントから、CNN のみではカットしきれずに残っている $\Delta t = 0$ の DP イベントのエネルギースペクトルを予測し、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値付近 $4.17 \sim 4.470[\text{MeV}]$ に全結晶合計で 100 イベント程度の残留 DP があることが確認された。これらのイベントをカットするために SI による DP カット効率の計算を行い、SI において 1.2σ のカット条件を設定することで、CANDLES 検出器による全測定期間 784.2 日のデータ内の Q 値付近の残留 DP 量を 1 以下にできることを明らかにした。

謝辞

3年間 CANDLES グループの一員として研究を行う中で、たくさんの方々に助けをいただきました。

3年間一番お世話になった吉田斉准教授には特にご迷惑をおかけしたと思います。最初は国内出張すら一人で行くのを不安がっていたり、ギリギリまで発表資料が完成しなかったり、研究以外の面でも前途多難であった私が今までやってこられたのは間違いなく吉田准教授のおかげでした。グループが常に楽しい雰囲気の中で研究できていたのがずっと心の救いになっていました。本当にありがとうございました。

梅原さおり准教授にはミーティングでのご助言のほか、発表の仕方や、発表指針について沢山のアドバイスをいただきました。人前での発表が不得手な私にはとても心強かったです。本当にありがとうございました。

昨年までいらっしゃった南雄人特任助教は、不勉強であった私に解析に非常に有用な資料やアドバイスをくださりました。本当にありがとうございました。

福井大学の丹羽さんとはたくさんミーティングを行い、研究に協力していただきました。本当にありがとうございました。

また、すでに卒業されたグループの先輩方が気さくに話しかけてくださったりアドバイスをくださったことが心の支えでした。一昨年度卒業された原田さん、朝陽さん、吉田さん、昨年度卒業された吉岡さん、阪井さん、三好さん、ありがとうございました。特に昨年卒業された先輩方、阪井さんには解析手法を教えていただき、吉岡さんとはくだらない話で盛り上がり、三好さんをそのくだらない話に巻き込んだりととても楽しく心強い先輩方でした。

同じグループや研究で仲良くしてくれた湯田くん、ニック (Anawat さん)、西川くん、柴田くん、野田くん、高草くん、佐久間くん、安田くんもありがとうございました。

川畑教授をはじめとする川畑研究室のスタッフの皆様にも、発表のアドバイスや悩みを聞いていただいたりと大変お世話になりました。同期の田口くん、杉崎くん、林さん、宇田くん、本多くん、宮本くんは、尋常じゃない頻度で元気をなくす僕をよく元気づけてくれたり、研究に限らず色々な話に付き合ってくれてとても楽しかったです。本当に感謝し

ています。他にも仲良くしてくれた B4,M1,D の方々に支えられました。本当にありがとうございました。

本研究にあたって多くの方々のお世話になりました。自分一人では決して修士論文の作成はできませんでした。ここに感謝の意を表します。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] CANDLES 実験のトリガの拡張 石川貴志 修士論文
- [2] CANDLES collaboration
- [3] Alfred Tang, Glenn Horton-Smith, Vitaly A. Kudryavtsev, and Alessandra Tonazzo., Phys. Rev. D, **74**, 053007 (2006).
- [4] CANDLES 実験での ^{212}Bi 起源バックグラウンドの低減 阪井俊樹 修士論文

付録 A

人工波形作成手法

CNN を DP 候補イベントに適用するにあたって、事前にいくつかのカット条件を設けている。したがって、事前に設けたカット条件によってカットされた DP の割合を評価することでより正確な DP 除去割合の見積もりを行うことができる。そのために、人工波形による DP 波形の再現を行うことで各カット条件により落とされた DP 割合の導出を試みた。事前に設けたカット条件を再掲する。

1. Energy が 3.0 ~ 5.2 MeV
2. 波形の立ち上がり時刻 (SCHANNEL) が 60 ch 以上
3. 観測位置が結晶中心から 2σ 以内
4. χ_β が 1.5 以下
5. フィッティング法で Δt が 30 ch 以下と算出されたもの

これによりカットされる DP 割合の評価のために以下の二種類のモンテカルロシミュレーションを行う。

1. CANDLES 検出器を再現したジオメトリにおいて、結晶内で $^{212}\text{Bi} \xrightarrow{\beta} ^{212}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} ^{208}\text{Po}$ を発生させ、各 PMT で検出される光電子数をシミュレート
2. 得られた光電子数を元に、1 光電子 (1 photo electron, 1pe) の波形を使用し、人工波形の作成を行う

1pe の波形を使用した人工波形の作成とは、記録した 1pe 波形をランダムに選択し、あらかじめ用意した確率密度関数に沿って足すことで波形の再現を行うものである。詳しくは後述する。

A.1 1pe イベントの抽出

章 2.9 で述べた Clock Trigger を用い、PMT 内で偶発的に放出された熱電子から電子 1 つのみ測定された場合 (1pe イベント) の ADC count 及び、波形を取得する。1pe イベントの正確な取得条件は以下の通りである。

1. Clock Trigger で取得したイベントであること
2. (全 PMT 信号の 200ns までの ADCcount の合計値) < 400
3. $30 < \text{SCHANNEL} < 353$ (ADCcount が Pedestal + 2 が 3ch 続いた時、そこを SCHANNEL とする)

各条件の詳細を以下に記す

1. Clock Trigger

他の trigger によって取得される信号は何らかの放射線によるものであるため。

2. (全 PMT 信号の 200ns までの ADCcount の合計値) < 400

全 PMT 信号の ADCcount 合計値が大きい場合、こちらも何らかの放射線によるものである可能性が高いため、カットを行う。1pe イベントの場合は大きな信号は一つの PMT でしか観測されない。

3. $30 < \text{SCHANNEL} < 353$ (ADCcount が Pedestal + 2 が 3ch 続いた時、そこを SCHANNEL とする)

取得される 1pe 波形が観測範囲内に収まるようにするためのカットである。384ch 以降は 64ns サンプル領域であるため、そこから 30ch ほど余裕を持って取得できるようにしている。

このカットによって得られたイベントはほとんどが 1pe イベントであるが、2pe イベントや cherenkov 事象が一部含まれる。したがって、ここからさらにこれらのカットを行う必要がある。図 A.1 に 2pe と 1pe の波形を示す。1pe の波形から分かるように、ピーク (15 ch) から 15 ch 以降において、1pe 波形はほぼ一定である。したがって、ピークから 15 ch 以降において SCHANNEL の条件をもう一度満たすような波形を 2pe 事象とみなし、カットを行った。

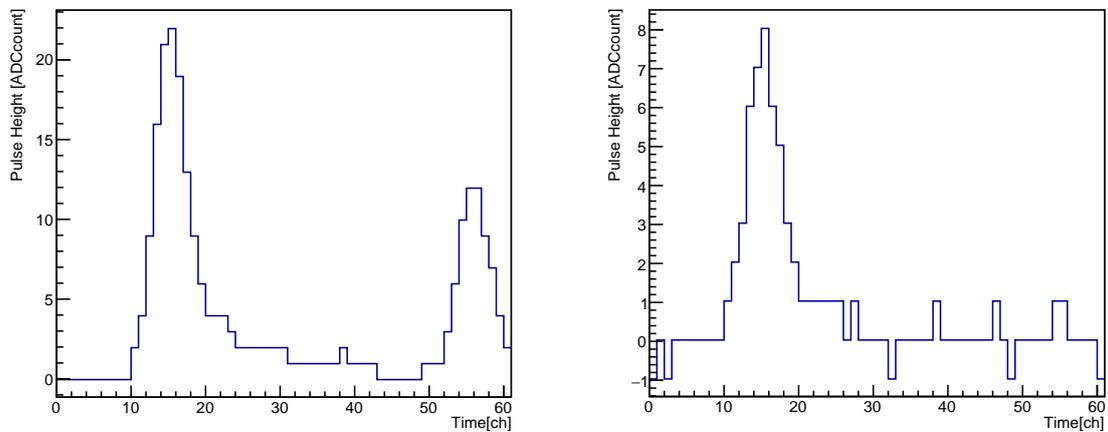


図 A.1: 2pe イベントの波形 (左) と 1pe イベントの波形 (右)

次に cherenkov 事象について、この事象は 2pe のように時間差ではなく、同時に複数の光電子が検出されるため、波形による区別が非常に難しい。したがって、1pe 波形の積分値がある閾値以上であるものに対してカットを行う。図 A.2 に 1pe 波形の積分値の分布と、その log プロットを示す。ここから分かるように、1pe イベントの平均積分値を大きく上回る部分にもテールを引いている。したがって、積分値に対しガウスフィッティングを行い、 3σ を超えるものを cherenkov 事象とみなしカットした。

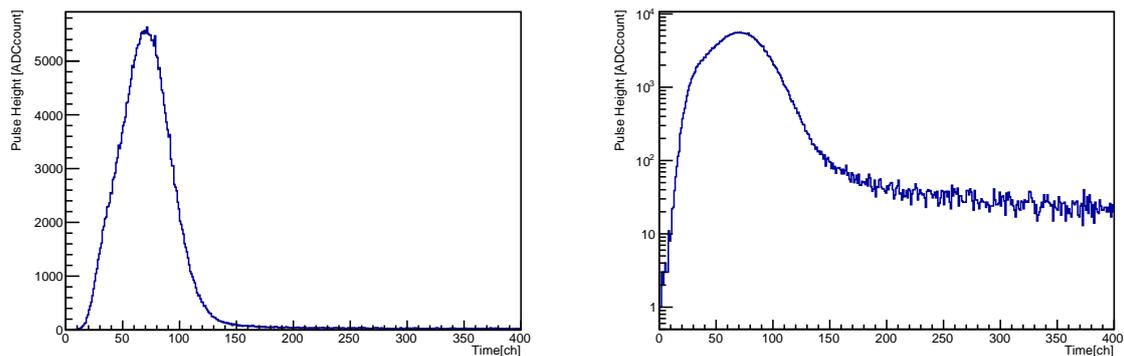


図 A.2: 1pe イベントの積分値分布 (左) とその log プロット (右)

これによって得られた 1pe イベントの情報から CANDLES 実験の各 subRun 毎にイベントの積分値平均を記録した 1petable を作成する。また、1pe の波形をイベント毎に記録した 1pe catalog を作成する。こちらは Run010-095 以前と以後の二種類を作成する。理由は後述する。

A.2 1pe イベントの gain shift 補正

1pe イベントのデータ取得期間は 130.4 日 (Run09)+652.0 日 (Run10) と広く、大きく gain が変化した期間が存在する。ある PMT における subrun 毎の 1pe の積分値平均を図 A.3 に示す (他 PMT の図は付録 C 参照)。

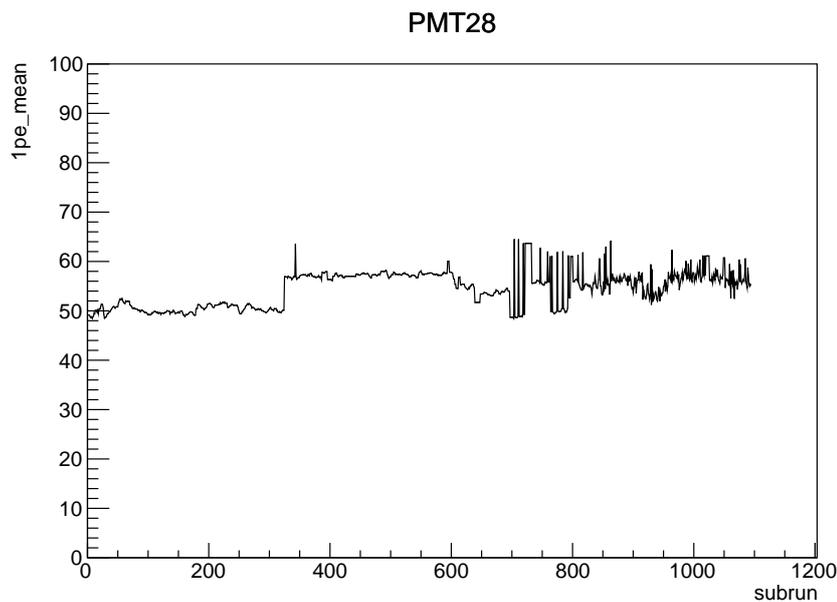


図 A.3: PMT28 番の 1pe イベントの積分値の変化, 横軸は subrun の番号、230 以降は Run10 となっている

横軸 230 までが Run009, それ以降が Run010 である。この PMT では横軸 325、Run 番号になおすと Run010-095 を境に値が大きく変化していることがわかる。この傾向は他の PMT においても同様に見られる。図 A.4 に PMT 別の Run010-095 以前と以後の積分値平均の比を示した。ほとんどの PMT において比が 1 より小さくなっており、特に 10 inch, 13 inch の PMT において gain が大きく変化していることが分かる。これは 1pe 波形を使用した人工波形の作成の際に値が大きくばらつく原因となるため、1pe catalog を Run010-095 以前と以後に分けて作成することでこの影響の軽減を図った。

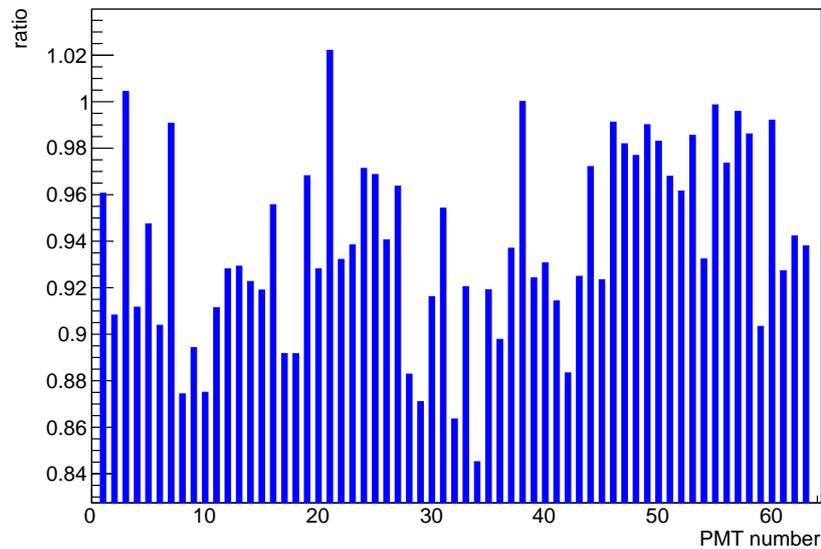


図 A.4: Run010-095 以前の 1pe 積分値の平均と Run010-095 以後の平均の比

A.3 1pe 波形を用いた人工波形の作成手法

人工波形作成手法の大まかな流れを以下に示す。前提として、なんらかの確率密度関数と各 PMT ごとの光電子数 (Number of Photo Electron, NPE) が与えられているものとする。

1. 各 PMT について与えられた NPE の分だけ、確率密度関数に則ってランダムに光電子の波形のスタートタイミング [ch] を決定
2. 参照する 1pe table をランダムに決定
3. 1pe table に対応する 1pe catalog を選択する (前半もしくは後半)。
4. 各 PMT について、NPE の分だけランダムに 1pe 波形を catalog から選択して 1 で決めたスタートタイミング [ch] にしたがって合成する。

注意点として、選択した 1pe catalog の信号積分値の平均と選択した 1pe table の 1pe 積分値平均は異なる。したがって、それらの値が一致するようにそれぞれの値を $1pe_{cat}$, $1pe_{tab}$ とおき、

$$f_{scale} = \frac{1pe_{cat}}{1pe_{tab}} \quad (A.1)$$

で定めた f_{scale} を 1pe 波形に乗算した上で人工波形作成を行っている。

A.4 確率密度関数の作成

人工波形の作成にあたって、 α 線波形の作成の際は、作成した波形の平均が α reference 波形、 β 線に対しては β reference 波形となるような確率密度関数を使う必要がある。そのような確率密度関数の作成のために、今回はまず規格化した reference 波形を確率密度関数、reference 波形作成に使用したイベントリストを各 PMT の NPE として使用し、できた波形の平均波形と reference 波形の比から確率密度関数を少しずつ調整していくという手法を取った。具体的には、以下の操作を繰り返す。ただし基準波形、確率密度関数、人工波形の平均波形の i ch 目の波高をそれぞれ $ref[i], dist[i], Wave[i]$ とおく。

1. 確率密度関数を用いて人工波形を作成する (初回は reference 波形)
2. 作成した人工波形の平均波形を作成する。
3. 新たな確率密度関数 $newdist$ を $newdist[i] = dist[i] \cdot \frac{ref[i]}{Wave[i]}$ として作成する
4. 1~3 を繰り返す

作成した人工波形の平均波形と reference 波形の比を新たな確率密度関数に反映させることで徐々に正確な確率密度関数へ近づいていく (図 A.5, 図 A.6)。

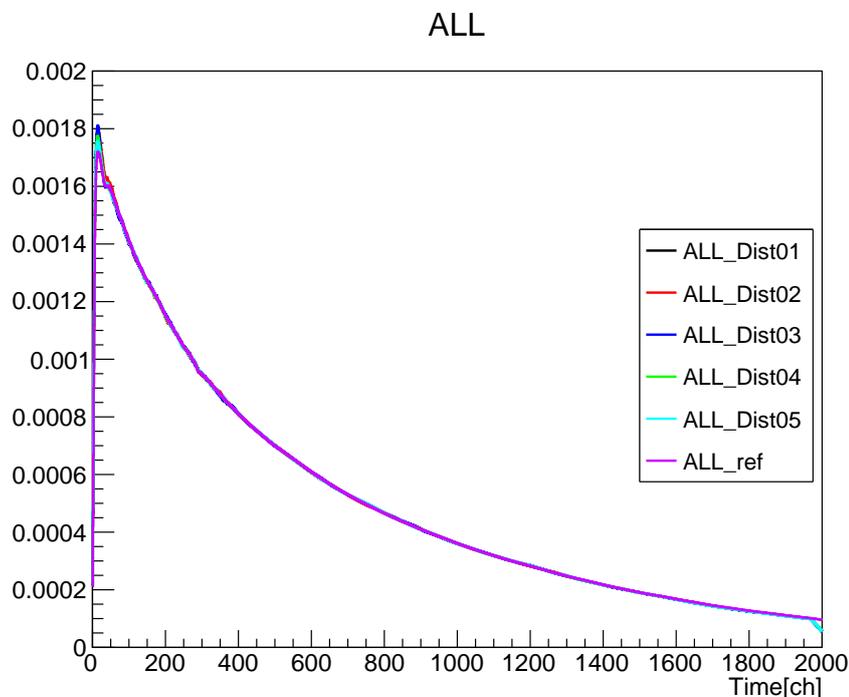


図 A.5: α 線の人工波形の平均と reference 波形 (紫) Dist X の X は上記の操作を繰り返した回数を表す

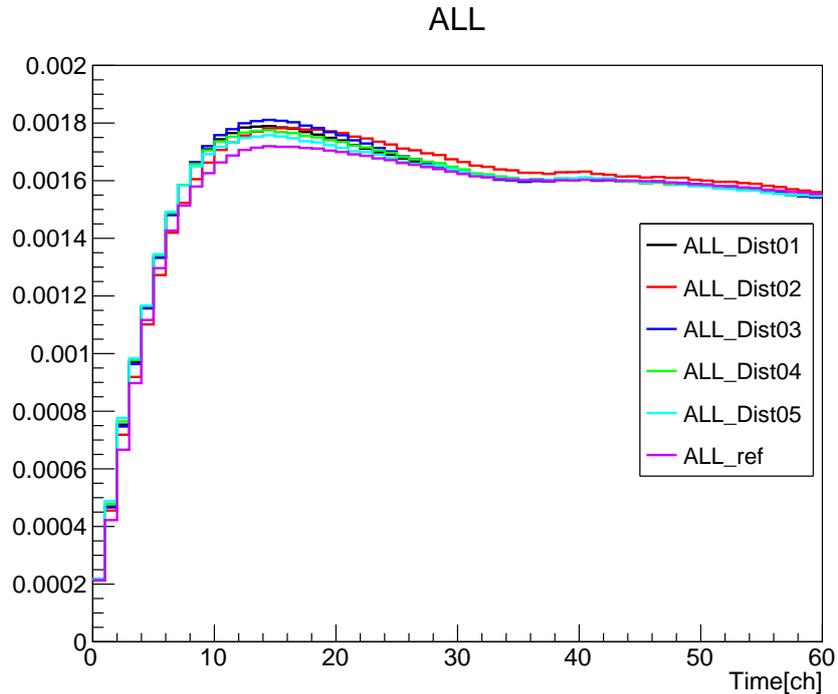


図 A.6: α 線の人工波形の平均と reference 波形 (紫) の立ち上がり部分 Dist X の X は上記の操作を繰り返した回数を表す

A.5 ^{212}Bi - ^{212}Po 連続信号の再現

Geant4 を用いて CANDLES 検出器を再現したジオメトリから、NPE 分布を取得する。方法としては、結晶内で ^{212}Bi の崩壊を再現し、のちに同一位置で ^{212}Po の崩壊を再現することでそれぞれの NPE 分布が取得できる。この NPE 数分布を用いて、付録 A.3 に示した方法および、付録 A.4 で作成した確率密度関数から ^{212}Bi , ^{212}Po それぞれについて波形を作成し、 Δt をランダムに決定して足し合わせることで ^{212}Bi - ^{212}Po 連続信号波形を作成する。これにより作成された波形の各パラメタの分布と実データを以降示す。実データには ^{212}Bi - ^{212}Po 連続信号だけでなく、 ^{208}Tl や β +LS の信号が多量に含まれていることに注意が必要である。

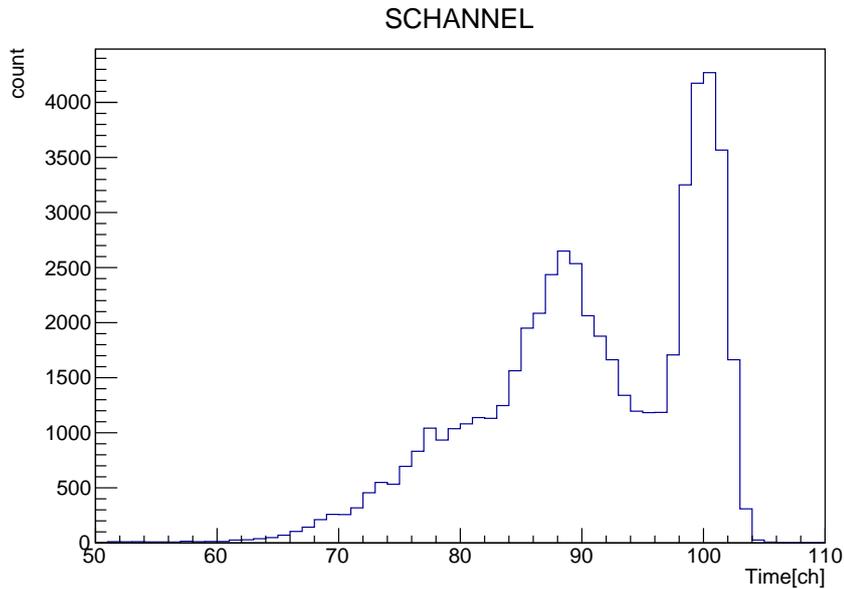


図 A.7: 実データの SCHANNEL 分布 $3300[\text{keV}] < E < 5200[\text{keV}]$ の範囲

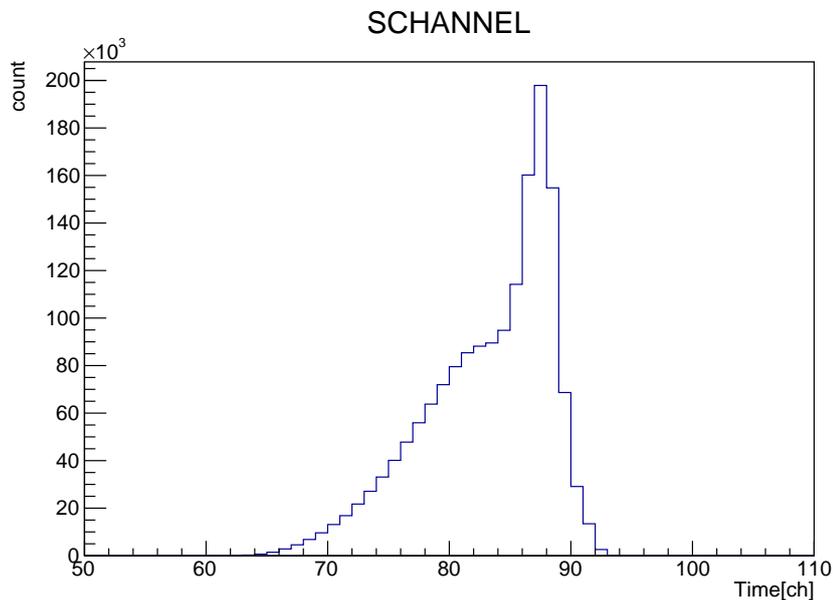


図 A.8: シミュレーションによる DP 再現データの SCHANNEL 分布 $3300[\text{keV}] < E < 5200[\text{keV}]$ の範囲

SCHANNEL はトリガー条件を満たした時間と SCHANNEL 条件を満たした時間の差であると考えられる。したがって実データ (図 A.7) に含まれる SCHANNEL=100 付近に現れるピークは、SCHANNEL=88 付近にあるピークよりトリガー条件を早く満たしたものである。トリガー条件を早く満たすには、信号の早い段階で大

きなエネルギーを落とす必要があり、これは LS 信号が持つ性質である。したがって SCHANNEL=88 付近が DP もしくは β 信号のピーク、SCHANNEL=100 付近が β +LS の信号であると考えられる。SCHANNEL=88 付近のピークからつづく連続的な値は DP の Δt に対応しており、DP の時間差が長くなるほどトリガーがかかるのが遅くなることが原因である。実際に SCHANNEL と Δt の相関があることが図 (A.9) から読み取れる。

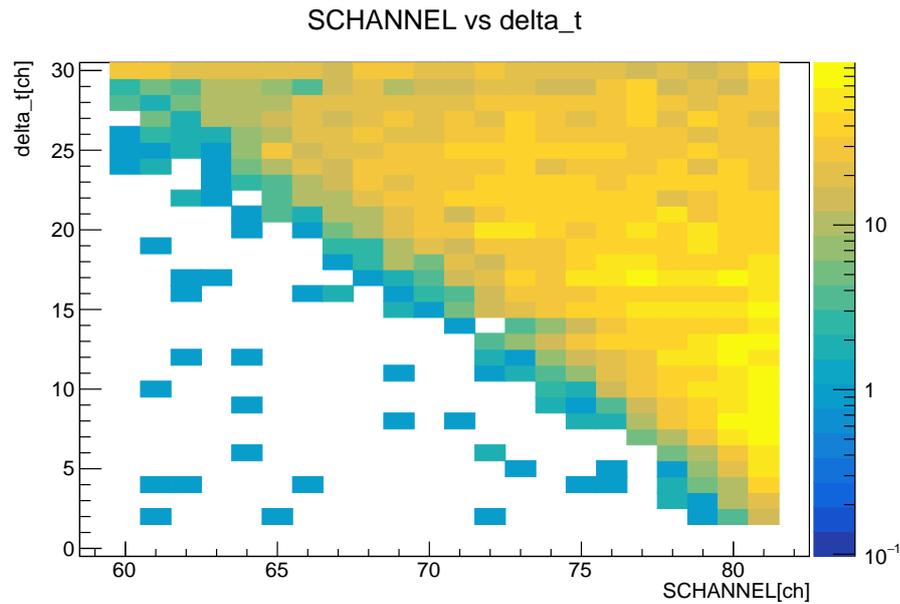


図 A.9: DP 候補イベントの SCHANNEL と、CNN による Δt 出力の二次元分布 $\Delta t \geq 1$ のイベントを描画している

また、シミュレーションの分布 (図 A.8) と比較すると、ピークとそこから続く連続的な値は再現できていることがわかる。しかし、ピークの幅は非常に細くなっており、再現ができていない。

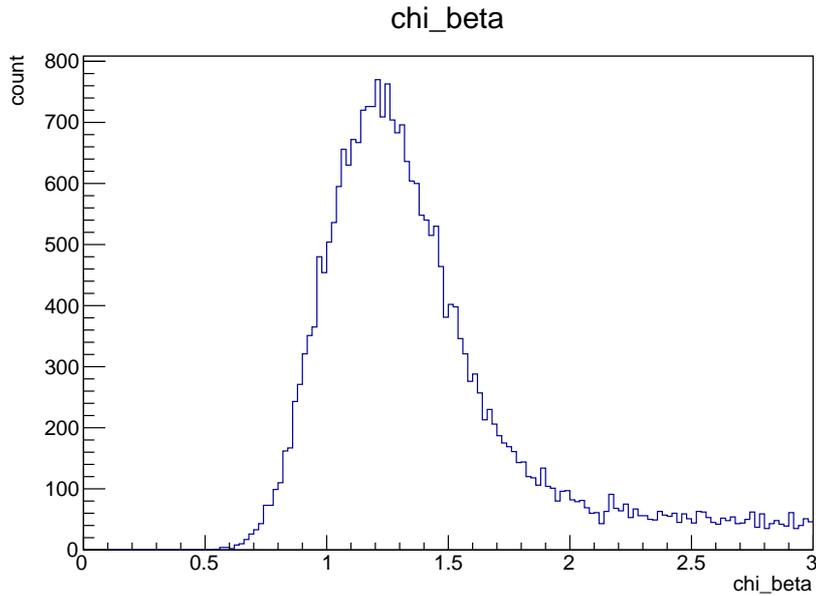


図 A.10: 実データの χ_β^2 分布 $3300[\text{keV}] < E < 5200[\text{keV}]$ の範囲

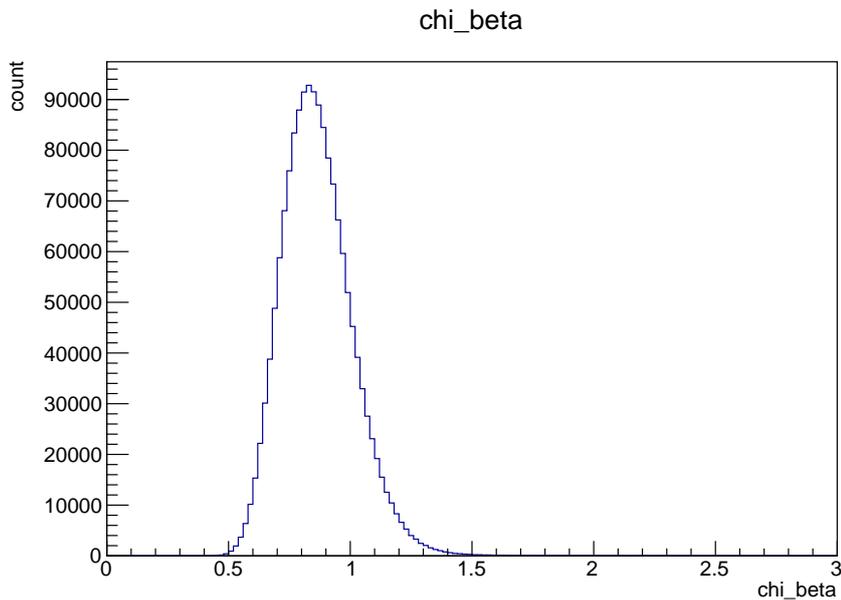


図 A.11: シミュレーションによる DP 再現データの χ_β^2 分布 $3300[\text{keV}] < E < 5200[\text{keV}]$ の範囲

χ_β^2 は β reference 波形でフィッティングを行った際の χ^2 の値である。したがって、 β イベントに対しては平均値がおおよそ 1 となり、その他のイベントに対してはそれよりも大きな値をとる。実際に、実データ (図 A.10) は β イベントの他に DP イベントや $\beta + LS$ のイベントを含むため平均値が 1 とは大きく離れている。一方でシミュレーションによる

χ^2_{β} は平均値が大きく 1 を下回っており、DP 波形が上手く再現できていないことがわかる。原因として考えられるのは、Geant4 のシミュレーションによって取得した情報は光電子数のみであるため、光子が PMT に届くまでの時間と PMT 同士の位置関係の相関が考慮されていないことである。それにより χ^2 計算に用いる誤差評価がずれることで値が小さくなる可能性がある。PMT の位置による相関の補正を加えることで人工波形作成による DP 波形再現手法の改善ができると考えられる。

付録 B

PMT 毎の 1pe 平均波形

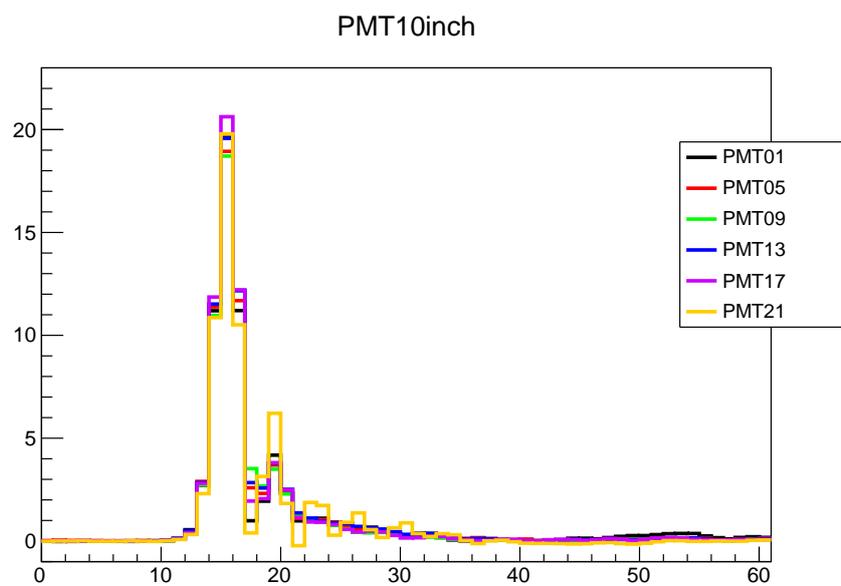


図 B.1: 10inch の PMT の 1pe 平均波形

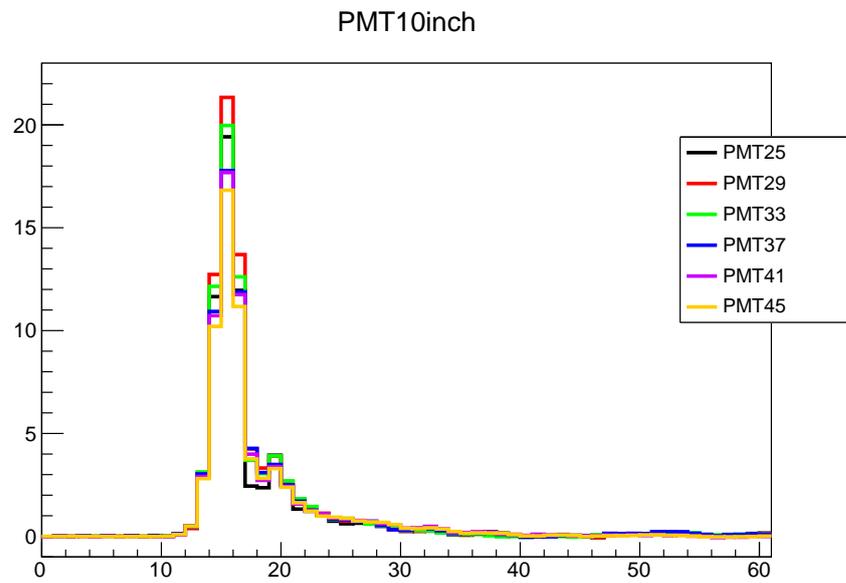


図 B.2: 10inch の PMT の 1pe 平均波形

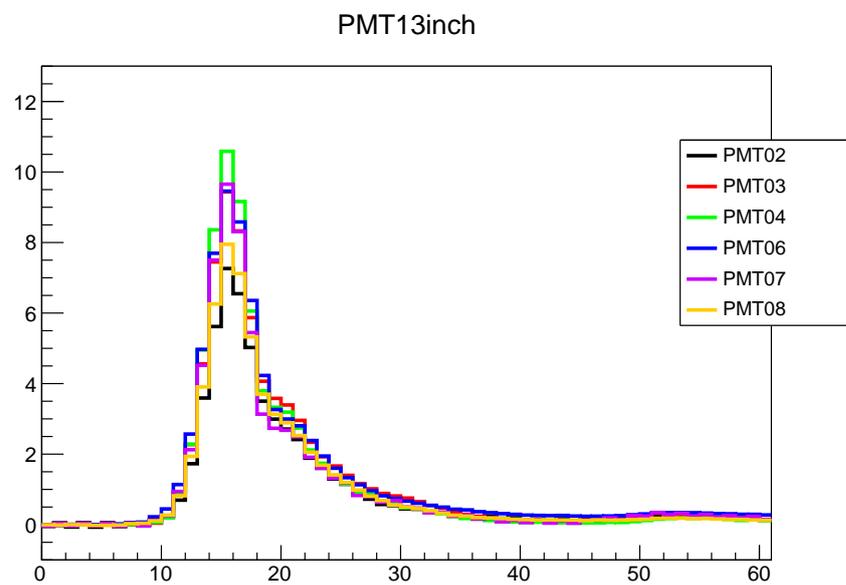


図 B.3: 13inch の PMT の 1pe 平均波形

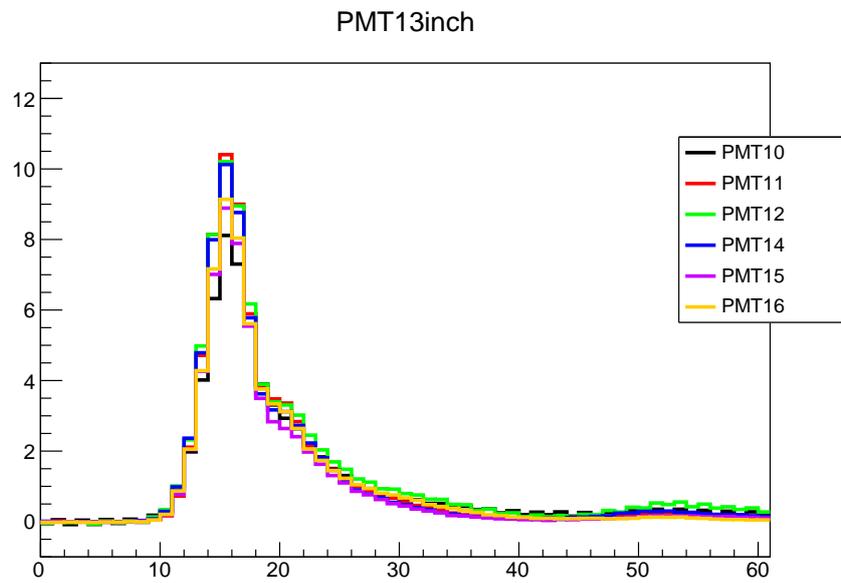


図 B.4: 13inch の PMT の 1pe 平均波形

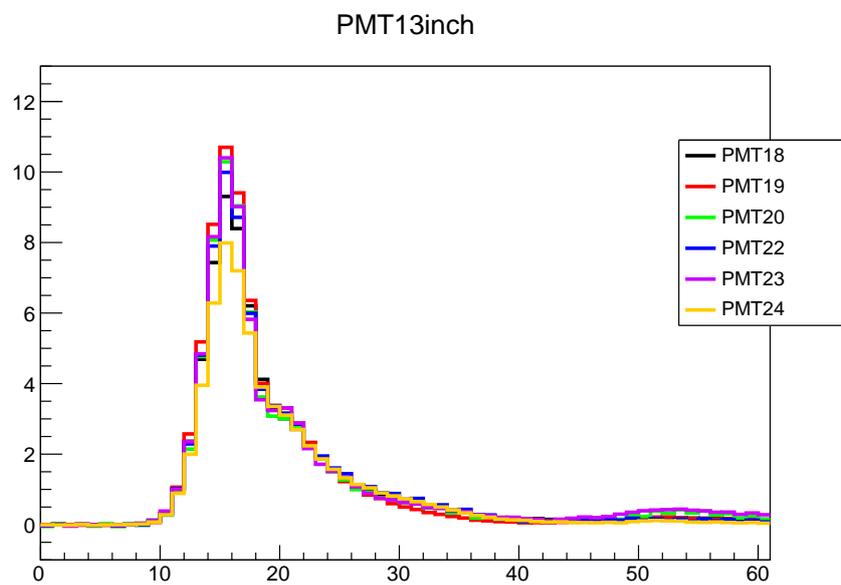


図 B.5: 13inch の PMT の 1pe 平均波形

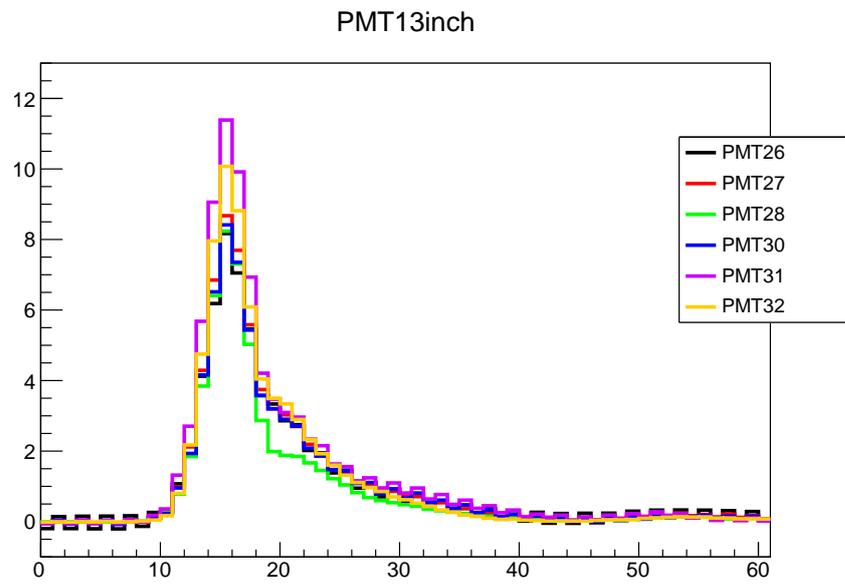


図 B.6: 13inch の PMT の 1pe 平均波形

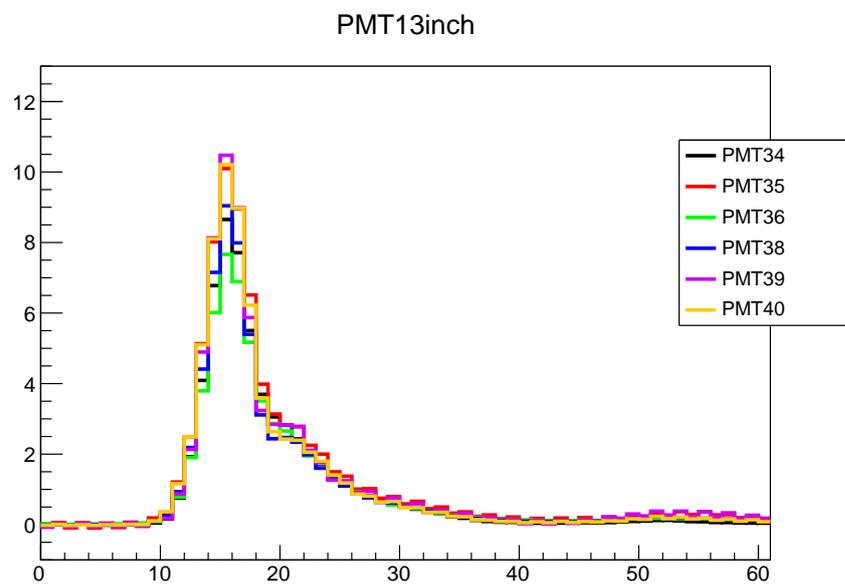


図 B.7: 13inch の PMT の 1pe 平均波形

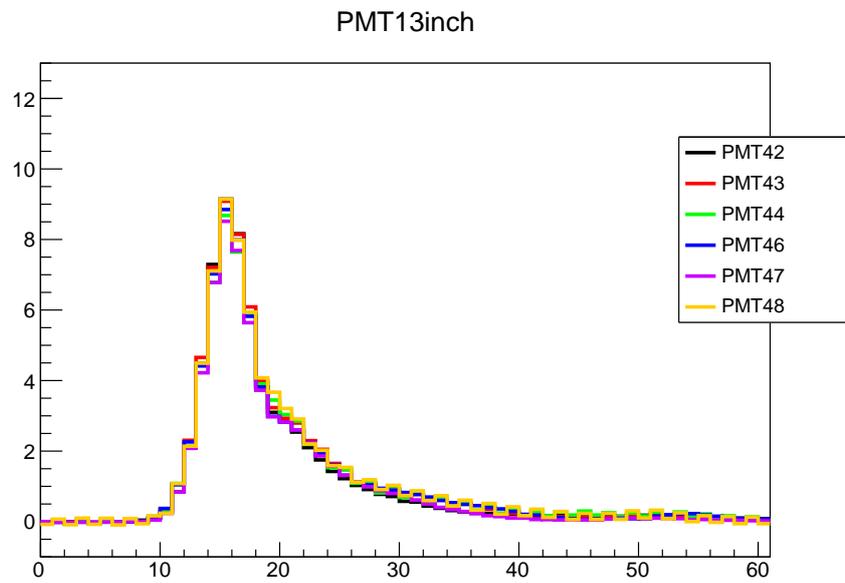


図 B.8: 13inch の PMT の 1pe 平均波形

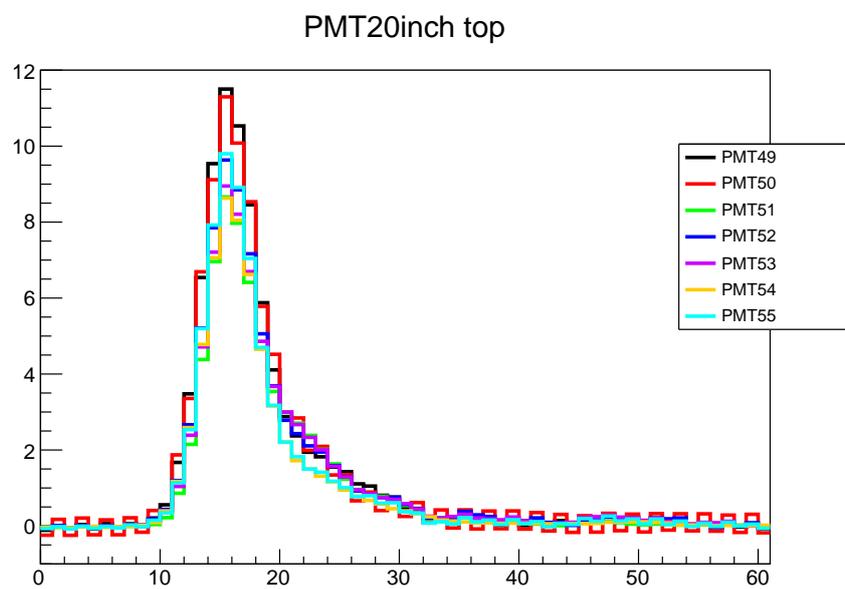


図 B.9: 20inch の PMT の 1pe 平均波形

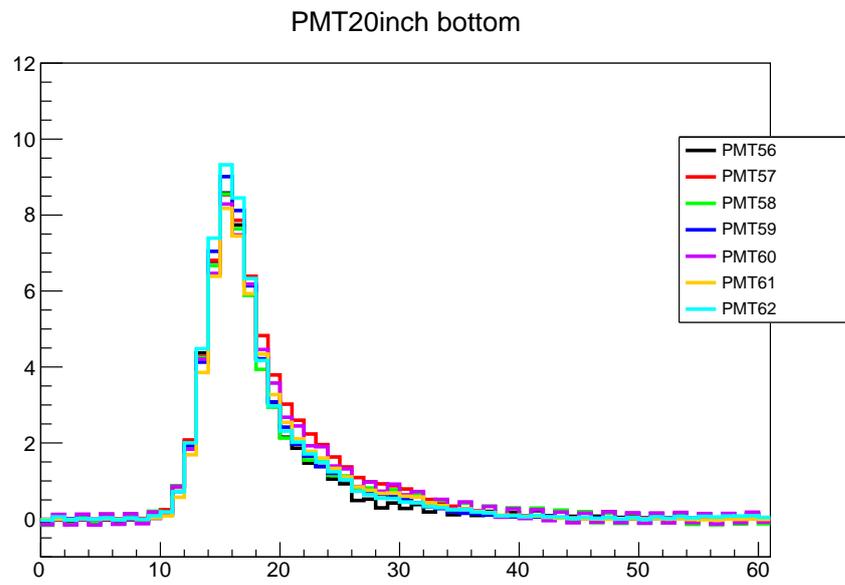


図 B.10: 20inch の PMT の 1pe 平均波形

付録 C

PMT 毎の平均積分値の変化

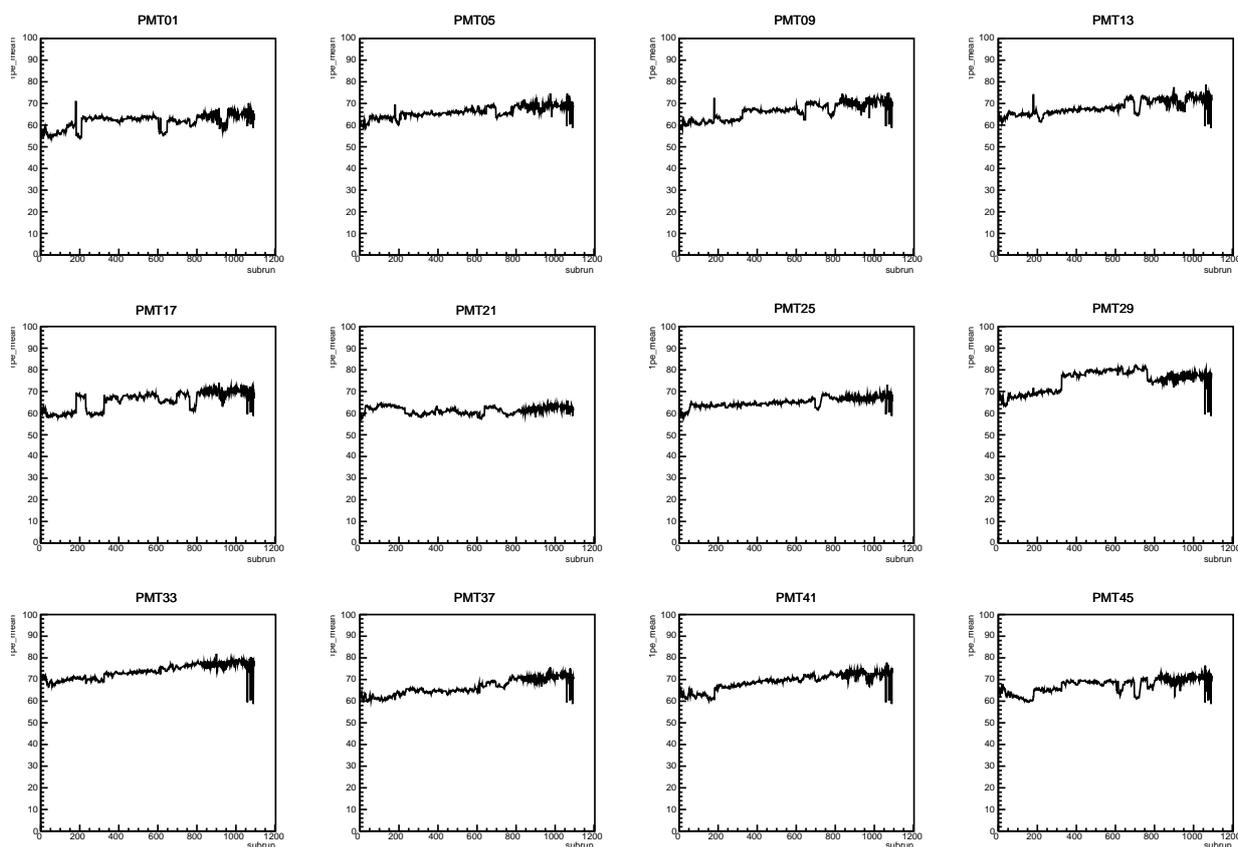


図 C.1: PMT 10inch の平均積分値の変化

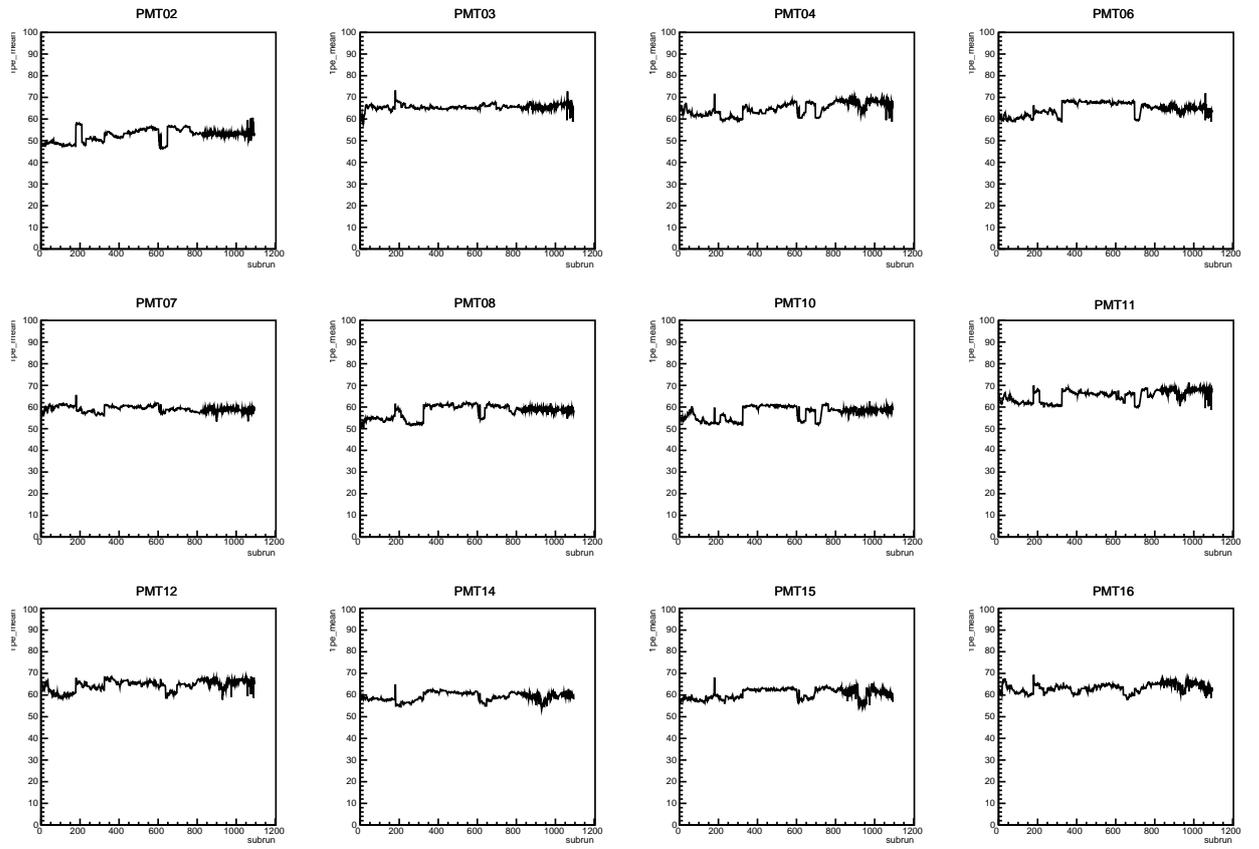


図 C.2: PMT 13inch の平均積分値の変化

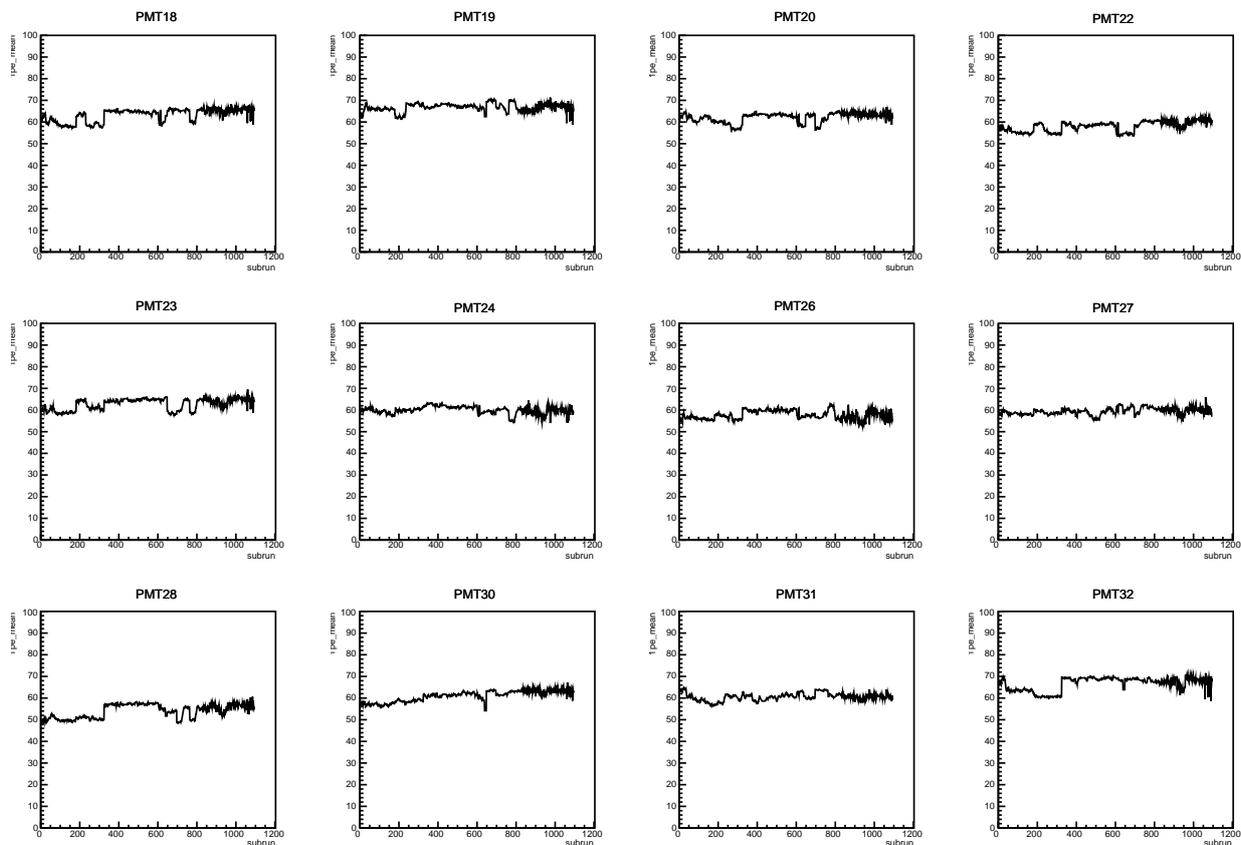


図 C.3: PMT 13inch の平均積分値の変化

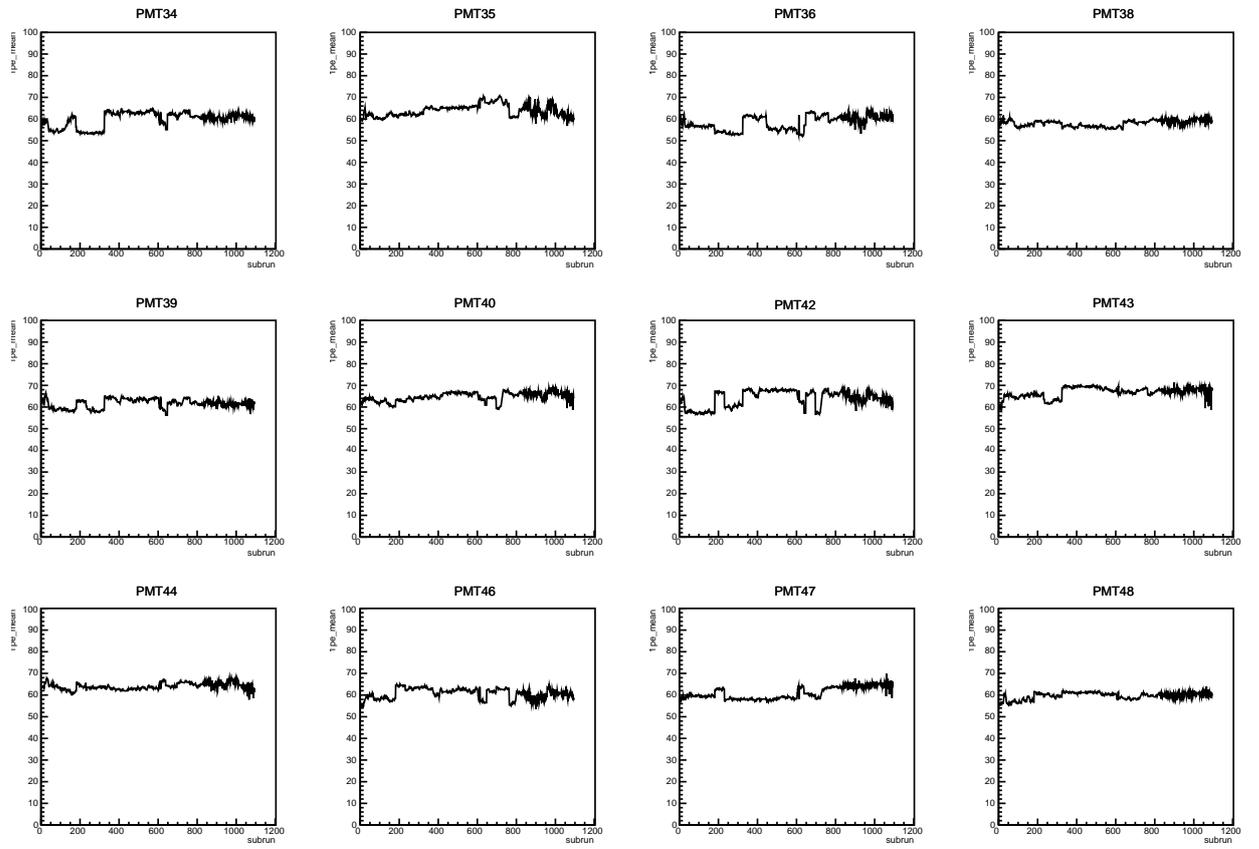


図 C.4: PMT 13inch の平均積分値の変化

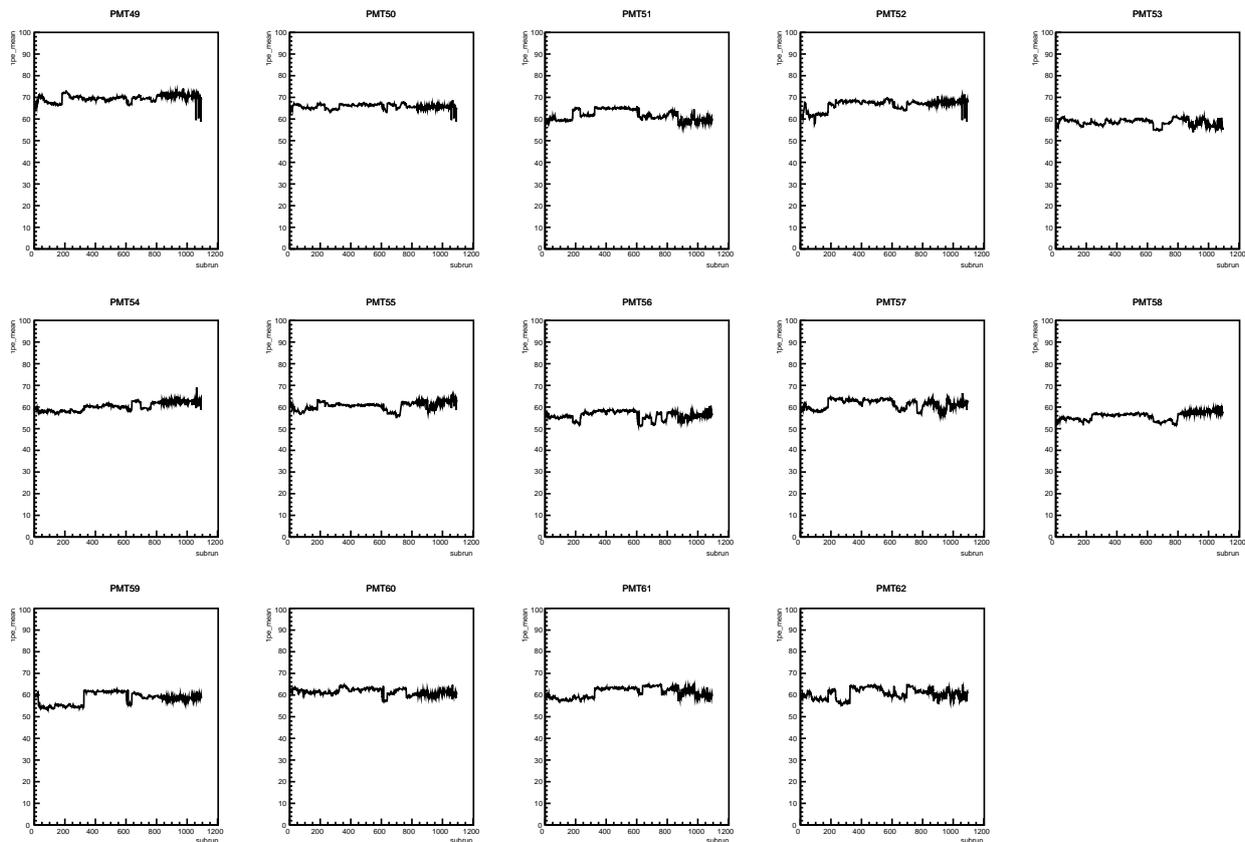


図 C.5: PMT 20inch の平均積分値の変化