2020年度

学部卒業論文

# ハイパーカミオカンデに用いる 50 cm 口径光電子増倍管の ガラス起源バックグラウンド光の評価

指導教員 西村康宏

慶應義塾大学理工学部物理学科 西村研究室

> 川島輝能 61705584

 $\mathbf{2}$ 

#### 概要 8 第1章 背景 9 1.1 9 1.1.19 1.1.211 1.1.3ニュートリノの質量階層性..... 141.2 16カの統一 1.2.1161.2.2171.319191.3.2 SK-Gd プロジェクト ..... 211.4 21第2章 23 実験装置 2.1232.1.1252.1.2252.1.3252.2272.329第3章 測定準備 31 3.1313.2343.2.1343.2.234 第4章 シンチレーション光の性質調査 37 4.1 37

4.2	シンチレーション光の時間的性質	38
	4.2.1 シンチレーション光の時間分布	38
	4.2.2 20 インチ PMT のアフターパルスの見積もり	41
4.3	時間差分布からみた各種ノイズの割合................................	43
4.4	シンチレーション光の電荷的性質の調査.............................	47
第5章	アルゴリズムの考案	49
5.1	ヒット数カウントの手法	49
	5.1.1 カウント手法1	50
	5.1.2 カウント手法 2	51
5.2	時間差の閾値 $\Delta t_{ m th}$ の決定	53
第6章	考察 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	59
6.1	アルゴリズムを適用した結果	59
	6.1.1 アルゴリズム適用後のダークレート	59
	6.1.2 アルゴリズム適用後の各種ノイズの割合	60
6.2	アルゴリズムの実用における問題点............................	66
第7章	結論	68
謝辞		70
参考文献		71

1.1	トリチウムのベータ崩壊 ≟H →₂ He における電子のエネルギー分布 (出典: 文献 [5])	10
1.2	π 中間子の崩壊 (出典: 文献 [6](左図),文献 [7](右図)) ..........	10
1.3	ニュートリノ振動の模式図	11
1.4	天頂角 $\phi$ の定義と各事象の方向	14
1.5	スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ振動の発見 (出典: 文献 [14])	14
1.6	ニュートリノ質量の階層パターン	15
1.7	ハイパーカミオカンデにおける質量階層性決定方法 (出典: 文献 [15])	16
1.8	結合定数の収束性	17
1.9	$SU(5)$ で予言される陽子崩壊 $p  ightarrow e^+ \pi^0$ のファインマンダイアグラム	18
1.10	主要な陽子崩壊モードの寿命の理論予測と実験の結果,発見寿命感度の予想値の比	
	較.過去の実験については結果を,ハイパーカミオカンデ (Hyper-K) や DUNE に	
	ついては 10 年の測定で観測可能な寿命を示している. (出典: 文献 [10]) .....	19
1.11	チェレンコフ放射	20
1.12	スーパーカミオカンデで観測された ν <sub>e</sub> 由来のチェレンコフ光 (文献 [13] が提供する	
	生データから作成したイベントディスプレイ)	20
2.1	光電子増倍管の構造	23
2.2	1インチ PMT (H3178-51)	24
2.3	20 インチ PMT (R12860) (出典: 文献 [18])	24
2.4	20 インチ PMT のアフターパルス. オシロスコープの横軸は 5 μs/div, 縦軸は	
	50 mV/div.時刻 5 μs にあるピークは LED 光である.........	25
2.5	20 インチ PMT のシンチレーション光と思われる信号.オシロスコープの横軸は	
	$5 \mu  m s/div$ ,縦軸は $5  m mV/div$ .	26
2.6	20 インチ PMT に使用されているガラス(重量: 468.5 g)	27
2.7	ベータ線源(線種: <sup>90</sup> Sr, 放射能: 3.00 × 10 <sup>3</sup> Bq, 基準日: 2019/12/16)	27
2.8	NIM モジュール	27
2.9	Discriminator の動作	28
2.10	Coincidence の動作	28
2.11	Divider の動作	29
2.12	WaveSurfer3024	30

3.1	測定の手順	31
3.2	波形解析の方法	32
3.3	ベースラインの計算	33
3.4	実験系1	34
3.5	ガラスサンプルにベータ線源を養生テープで貼り付けたもの	34
3.6	実験系 2	35
3.7	20 インチ PMT を取り外したときに実験系を上から見た写真	35
3.8	実験系2の回路図	36
4.1	1 インチ PMT (CK1302) の時間分布 (ガラスあり,ベータ線源なし)	38
4.2	1 インチ PMT (CK1303) の時間分布 (ガラスあり,ベータ線源なし)	38
4.3	1 インチ PMT (CK1302) の時間分布 (ガラスあり,ベータ線源あり)	39
4.4	1 インチ PMT (CK1303) の時間分布 (ガラスあり,ベータ線源あり)	39
4.5	20 インチ PMT の時間分布 (ガラスなし,ベータ線源なし) ........	40
4.6	ファンクションジェネレーター	41
4.7	アフターパルスの観測	41
4.8	アフターパルスの時間分布................................	42
4.9	アフターパルスの時間差分布 (横軸 0 ~ 1 μs)	43
4.10	ダークレートの時間差分布 (横軸 $0 \sim 5 \text{ ms}$ )	44
4.11	ダークレートの時間差分布 (横軸 0 ~ 100 μs)	45
4.12	各種ノイズの時間差分布 (横軸 0 ~ 100 μs)	45
4.13	1 インチ PMT (CK1302) の 時間 – 電荷分布 (ガラスあり,ベータ線源なし)	47
4.14	1 インチ PMT (CK1303) の 時間 – 電荷分布 (ガラスあり,ベータ線源なし)	47
4.15	1 インチ PMT (CK1302) の 時間 – 電荷分布 (ガラスあり,ベータ線源あり)	47
4.16	1 インチ PMT (CK1303) の 時間 – 電荷分布 (ガラスあり,ベータ線源あり)	47
4.17	20 インチ PMT の 時間 – 電荷分布 (ガラスあり,ベータ線源なし)	48
5.1	波形のモデル	50
5.2	シンチレーション光の判定 (カウント手法 1) .......................	51
5.3	カウント手法1から予想される判定エラー.図(b)では最初の熱電子を除去してし	
	<i>z</i>	51
5.4	シンチレーション光の判定 (カウント手法 2) .......................	52
5.5	カウント手法2から予想されるエラー.図 (b) では最初のパルスが除去されない.	53
5.6	$\Delta t - I_{\rm X}(\Delta t)$ グラフ (0 $\leq \Delta t \leq 100 \ \mu {\rm s}$ )	54
5.7	$\Delta t - I_{\rm X}(\Delta t)/I_{\rm X}(\Delta t_{\rm max})$ グラフ $(0 \le \Delta t \le 100 \ \mu s)$	55
5.8	$\Delta t - I_{\rm X}(\Delta t)/I_{\rm total}(\Delta t)$ グラフ $(0 \le \Delta t \le 100 \ \mu s)$	55
5.9	予想される除去前後のダークレートの変化	58
6.1	カウント手法 1 を適用後のダークレートの時間差分布 (横軸 0 ~ 5 ms)	61

6.2	カウント手法 2 を適用後のダークレートの時間差分布 (横軸 0 ~ 5 ms)	61
6.3	カウント手法 1 を適用後のダークレートの時間差分布 (横軸 0 ~ 100 μs)	62
6.4	カウント手法 2 を適用後のダークレートの時間差分布 (横軸 0 ~ 100 μs)	63
6.5	カウント手法 1 を適用後の各種ノイズの時間差分布 (横軸 0 ~ 100 μs)	64
6.6	カウント手法 2 を適用後の各種ノイズの時間差分布 (横軸 0 ~ 100 μs)	64
6.7	カウント手法 2 から予想されるエラー.図 (b) では観測したい信号がシンチレー	
	ション光の first pulse と判断されて除去されてしまう.............	66
6.8	観測したい信号の電荷に対する閾値 $Q_{ m sig}$ を取り入れたアルゴリズム.......	67

\_\_\_\_\_

表目次

1.1 1.2	pp チェーン (反応過程の各所で電子ニュートリノ ν <sub>e</sub> が放出される)	11 18
2.1	使用した PMT の特性.印加電圧に関しては,本実験では 1 インチ PMT の CJ9063 は –1200 V,その他の 1 インチ PMT は –1500 V,20 インチ PMT は 1930 V と した. . . . . . . . .	24
4.1 4.2 4.3	1 インチ PMT のヒットレートの変化	37 39 40
5.1	図 5.6 $\sim$ 5.8 における $\Delta t_{ m th} = 16~\mu  m s$ との交点の縦軸の値 $\ldots$	56
<ul><li>6.1</li><li>6.2</li><li>6.3</li></ul>	アルゴリズム適用後のダークレート	59 60 65

概要

本研究では、ハイパーカミオカンデで使用予定の 50cm 口径光電子増倍管(20 インチ PMT)のノ イズの1つ、シンチレーション光を測定データの中から除去するアルゴリズムを考案した.

ハイパーカミオカンデは、岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下に建設予定の、水チェレンコフ宇宙素粒 子観測装置である.この検出器は巨大な水タンクを備えており、荷電粒子が水中を通過するときに放 出するチェレンコフ光を、約40000本の20インチPMTによって観測する.アルゴリズムによって 20インチPMTのノイズを低減することに成功すれば中性子信号の検出効率が上がり、ハイパーカ ミオカンデにおける低エネルギー事象の観測が期待される.特に、超新星背景ニュートリノの感度向 上や陽子崩壊のバックグラウンド低減が見込まれる.

20 インチ PMT におけるシンチレーション光は、入射窓に使われているガラスに含まれる放射性 物質によって引き起される発光である.本論文の第4章では、シンチレーション光の性質を調査し、 第5章ではその結果をもとに除去するアルゴリズムを2通り考案した.第6章では、2つのアルゴリ ズムを実際のデータに適用し、どちらのアルゴリズムが優れているかを評価した.また、考案したア ルゴリズムを実用する上での問題点について論じた.

## 第1章

# 背景

この章では,現在観測中のスーパーカミオカンデと建設中のハイパーカミオカンデの物理学的背景 であるニュートリノや大統一理論について説明する.また,これらの実験装置の検出原理や取り組み について紹介する.

### 1.1 ニュートリノ

ニュートリノは電荷 0,スピン 1/2 のレプトンであり,1930 年代にベータ崩壊におけるエネルギー 保存を満たすように導入された素粒子である.ニュートリノには電子ニュートリノ  $\nu_e$ ,ミューニュー トリノ  $\nu_{\mu}$ ,タウニュートリノ  $\nu_{\tau}$  とそれらの反粒子  $\bar{\nu}_e$ , $\bar{\nu}_{\mu}$ , $\bar{\nu}_{\tau}$ の6種類が存在する.

#### 1.1.1 ニュートリノの発見

ベータ崩壊は,放射性原子核 A が電子を放出して少しだけ軽い原子核 B へ遷移する現象である.

$$A \to B + e^{-} \tag{1.1}$$

このとき,電荷の保存から原子核 B の電荷は原子核 A より電子1つ分だけ正になるため, B は周期 表の中で1つ後の原子となる.ここで,式 (1.1)の反応を二体崩壊として考えると,エネルギーの保 存と運動量の保存より以下2式が成り立つ.

$$m_A c^2 = \sqrt{m_B^2 c^4 + p_B^2 c^2} + E_e \quad \cdots \quad (I \land \nu \not= - \mbox{(I.2)}$$

$$p_B = p_e \qquad \cdots ($$
 運動量保存) (1.3)

ただし,  $m_A$ ,  $m_B$ ,  $m_e$  はそれぞれ原子核 A, B と電子の質量,  $p_B$ ,  $p_e$  は原子核 B と電子の運動量 の大きさ,  $E_e$  は電子のエネルギーを表す. このとき, エネルギー分散関係  $E_e^2 = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2$ を用 いて上2式を解くと, この反応に必要な電子のエネルギーは次のように一意に求まる.

$$E_e = \frac{m_A^2 - m_B^2 - m_e^2}{2m_A}c^2 \tag{1.4}$$

しかしながら,実験結果では図 1.1 のように,ベータ崩壊によって放出される電子のエネルギーは幅 をもっており,式 (1.4) はエネルギーの最大値に過ぎないことがわかった.パウリはこの結果につい て、「"別の粒子"が電子と同時に放出され、エネルギーの一部をもち去った」と説明した. その後フェ ルミは、パウリが提案したこの"別の粒子"を取り入れたベータ崩壊に関する理論を考案した. 放出 される電子のエネルギーの最大値は実際に式 (1.4) で与えられる値にまで到達していることから、" 別の粒子"の質量は極度に小さいと考えられる (もち去るエネルギーが小さいため). このことから、 フェルミは "別の粒子"を"ニュートリノ"(「小さくて中性のもの」の意) と呼んだ.



1940年代では、パウエルは原子核乾板を用いてパイ中間子の崩壊を観測する実験を行い、図 1.2 のような結果を得た.最初の結果が図 1.2 の左の写真であり、ミュー粒子が入射したパイ中間子に対 して直角に方向転換していることがわかる.一方、ミュー粒子とは反対方向には何の痕跡も残らな かった.この結果からパウエルは、パイ中間子が崩壊した際にミュー粒子と同時にニュートリノが反 対方向に放出されたと考えた.

$$\pi \to \mu + \nu \tag{1.5}$$

その 2,3 ヶ月後には図 1.2 の右の写真が撮影された.この写真ではパイ中間子の崩壊に続くミュー 中間子の崩壊を捉えている.この結果は 2 つのニュートリノが放出されたことを示している.

$$\pi \to e + 2\nu \tag{1.6}$$

放出されたニュートリノが2つと考えられる理由は,放出された電子のエネルギーを測定したところ その値が一定でなかったため,少なくとも電子の3つの粒子が放出されたことを示唆しているためで ある(もし放出された粒子が2つならベータ崩壊の終状態が1つに定まるため,電子のエネルギーは 一定となるはずである).

1950年代に入ると、カワンとライネスがサウスカロライナのサバンナ・リバー原子炉で逆ベータ崩壊の観測を行った.彼らはニュートリノ源である原子炉に加え、巨大な水槽を設置した.もしニュートリノが存在するとしたら、ニュートリノと水槽中の陽子が反応して以下の逆ベータ崩壊が起こる

$$\bar{\nu} + p^+ \to n + e^+ \tag{1.7}$$

実験開始当初は毎時間 2,3 事象程度であり十分な事象数を得られなかったが,液体シンチレータを 導入することによって電子と陽電子の対生成から生じるガンマ線  $(e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma)$  を観測すること に成功した.これより式 (1.7) の逆ベータ崩壊が確認され,ニュートリノの存在が証明された.

1.1.2 ニュートリノ振動

表	1.1	pp チェーン	〃 (反応過程の各所で電子ニュート	リノ
$\nu_e$	が放	出される)		



1938年、ハンス・ベーテは核融合反応の研究において、太陽程度の比較的軽い星で起こる核融合 反応のうち支配的なものは、表 1.1 に示す陽子-陽子連鎖反応 (pp チェーン) であることを突き止め た (より重い星では CNO サイクルという反応が支配的). これを機に、太陽における電子ニュート リノ ν<sub>e</sub> の生成 (太陽ニュートリノ) が理解されるようになった. 1968年になると、レイ・デービス らは太陽ニュートリノの観測を目的とするホームステイク実験を行った. 太陽ニュートリノの観測で は様々な宇宙線がバックグラウンドにつながるため、この実験では太陽ニュートリノ以外の宇宙線を 遮断するためにサウスダコタのホームステイク鉱山の地下深くで行われた. 615トンのテトラクロロ エチレンを入れたタンクを用意し、ニュートリノ反応の1つである ν<sub>e</sub> + <sup>37</sup> Cl → <sup>37</sup> Ar + e を観察し て、生成したアルゴンの総量から降り注ぐ太陽ニュートリノの総量を見積もった. その結果、集まっ たアルゴンの総量は予想値の約 1/3 であり、電子ニュートリノ ν<sub>e</sub> が予想の約 1/3 程度しか地球に降 り注いでいないことがわかった. これは「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれた. この現象を説明する ために、1968年にブルーノ・ポンテコルボによって「ニュートリノ振動」という理論が考案された. ニュートリノ振動は、ニュートリノが飛来する間、ν<sub>e</sub>、ν<sub>u</sub>、ν<sub>τ</sub> の 3 種類のニュートリノ間で互いに 変化する現象である (図 1.3 を参照) . ニュートリノには 3 つのフレーバー状態  $|\nu_f\rangle$  ( $f = e, \mu, \tau$ ) があり, 3 つの質量固有状態  $|\nu_j\rangle$  ( $j = 1 \sim 3$ ) を用いて次のように書ける.

$$|\nu_f\rangle = \sum_j U_{fj} |\nu_j\rangle \tag{1.8}$$

ただし、 $U_{fj}$ は MNS (Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれるユニタリー行列であり、混合角  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$ と位相因子  $\delta$ を用いて次のように表せる  $(c_{fj} \equiv \cos \theta_{fj}, s_{fj} \equiv \sin \theta_{fj})$ .

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$
(1.9)

以下では, 簡単のため  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の混合を議論する. 今, 任意の時刻 *t* において, フレーバー状態  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  が質量固有状態  $|\nu_1\rangle$ ,  $|\nu_2\rangle$  によって次のように表せるとする.

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos\theta \,|\nu_1(t)\rangle + \sin\theta \,|\nu_2(t)\rangle \tag{1.10}$$

$$|\nu_{\mu}(t)\rangle = -\sin\theta |\nu_{1}(t)\rangle + \cos\theta |\nu_{2}(t)\rangle$$
(1.11)

ここで、シュレーディンガー方程式により  $|\nu_i(t)\rangle$  (i = 1, 2) が次のように時間発展すると考える.

$$|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i(0)\rangle e^{-iE_i t/\hbar} \tag{1.12}$$

このとき、 $\langle \nu_{\mu}(0) | \nu_{e}(t) \rangle$ を計算すると

$$\langle \nu_{\mu}(0) | \nu_{e}(t) \rangle = (-\sin\theta \langle \nu_{1}(0) | + \cos\theta \langle \nu_{2}(0) |) \left( \cos\theta | \nu_{1}(0) \rangle e^{-iE_{1}t/\hbar} + \sin\theta | \nu_{2}(0) \rangle e^{-iE_{2}t/\hbar} \right)$$

$$= -\sin\theta \cos\theta \cdot e^{-iE_{1}t/\hbar} + \cos\theta \sin\theta \cdot e^{-iE_{2}t/\hbar}$$

$$= \sin\theta \cos\theta \left( e^{-iE_{2}t/\hbar} - e^{-iE_{1}t/\hbar} \right)$$

$$= \frac{1}{2}\sin 2\theta \left( e^{-iE_{2}t/\hbar} - e^{-iE_{1}t/\hbar} \right)$$

$$(1.13)$$

となる. 従って,時刻 t = 0 で純粋な  $\nu_e$  状態 ( $\nu_e$  だけが存在する状態状態) であった場合,時刻 t における  $\nu_\mu$  への遷移確率  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu : t)$  は

$$p(\nu_{e} \to \nu_{\mu}; t) = |\langle \nu_{\mu}(0) | \nu_{e}(t) \rangle|^{2}$$

$$= \frac{1}{4} \sin^{2} 2\theta \left( e^{-iE_{2}t/\hbar} - e^{-iE_{1}t/\hbar} \right) \left( e^{iE_{2}t/\hbar} - e^{iE_{1}t/\hbar} \right) \quad (\because \vec{\mathfrak{K}} \ (1.13))$$

$$= \frac{1}{4} \sin^{2} 2\theta \left( 2 - e^{i(E_{1} - E_{2})t/\hbar} - e^{-i(E_{1} - E_{2})t/\hbar} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \sin^{2} 2\theta \left( 1 - \frac{e^{i(E_{1} - E_{2})t/\hbar} + e^{-i(E_{1} - E_{2})t/\hbar}}{2} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \sin^{2} 2\theta \left( 1 - \cos \frac{E_{1} - E_{2}}{\hbar} t \right)$$

$$= \left[ \sin 2\theta \sin \left( \frac{E_{1} - E_{2}}{2\hbar} t \right) \right]^{2}$$
(1.14)

と計算できる.式 (1.14) は正弦波の形をしており、 $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の比率が調和振動のごとく変化することがわかる.ここで、ニュートリノの質量が十分に小さいことから、エネルギー分散関係  $E_i^2 = m_i^2 c^4 + p^2 c^2$ を用いて

$$E_i = \sqrt{m_i^2 c^4 + p^2 c^2} \approx \frac{m_i^2 c^3}{2p} + pc$$
(1.15)

という近似が行える. これを式 (1.14) に適用すると

$$p(\nu_e \to \nu_\mu; t) \approx \left[ \sin 2\theta \sin \left\{ \frac{(m_1^2 - m_2^2) c^3}{4\hbar p} t \right\} \right]^2$$
$$= \left[ \sin 2\theta \sin \left\{ \frac{\Delta m^2 c^3}{4\hbar p} t \right\} \right]^2 \quad (\Delta m^2 \equiv m_1^2 - m_2^2) \quad (1.16)$$

$$\approx \left[\sin 2\theta \sin \left\{\frac{\Delta m^2 c^4}{4\hbar E}t\right\}\right]^2 \tag{1.17}$$

$$\approx \left[\sin 2\theta \sin\left\{\frac{\Delta m^2 c^3}{4\hbar E}z\right\}\right]^2 \tag{1.18}$$

ただし,式 (1.16) から式 (1.17) への変形では、単純化のために p を定数と見なして  $E \sim pc$  を導入 した.また,式 (1.17) から式 (1.18) への変形ではニュートリノの飛程  $z \sim ct$  を導入した.式 (1.18) からわかることは、 $\nu_e$  が時刻 t = 0 から距離

$$L = \frac{2\pi\hbar E}{\Delta m^2 c^3} \tag{1.19}$$

だけ飛行すると  $\nu_{\mu}$  への遷移確率は最大値  $\sin^2 2\theta$  を取り, さらに L 進むと遷移確率が 0 となって 元の純粋な  $\nu_e$  状態に戻るということである.このとき,L と  $\sin^2 2\theta$  が有限であるためには「質量  $m_1, m_2$  が異なること (質量二乗差  $\Delta m^2 \neq 0$ )」かつ「混合角  $\theta$  がゼロでないこと」が必要であり, この 2 点はニュートリノ振動が起こるための重要な要素である.

ニュートリノ振動は、1998年にスーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測によって発見された.大気ニュートリノとは、宇宙線 (主に陽子) が大気中の原子核と衝突して生成されたパイ中間子や K 中間子、ミュー粒子が崩壊して生じるニュートリノであり、以下のように電子ニュートリノ ν<sub>e</sub> とミューニュートリノ ν<sub>μ</sub> が生成される.

$$\pi^- \to \mu^- + \nu_\mu \tag{1.20}$$

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{1.21}$$

図 1.5 は、ミューニュートリノの天頂角  $\phi$  (図 1.4 を参照) ごとにスーパーカミオカンデで観測された ミューニュートリノの数をヒストグラムにしたものである. このヒストグラムによると、実際に観測 された数を表すヒストグラム (黒線) は、ニュートリノ振動がある場合に期待される数を表すヒスト グラム (赤線) と同じような振る舞いをしていることがわかる. 特に、上向き事象 ( $\phi = 0$ ) の数は期 待値の半分程度、横向き事象 ( $\phi = \pi/2$ ) の数は期待値の 8 割程度となっている. これは、下向き事象 の場合と比べミューニュートリノの飛行距離が、上向き事象は 12800 km (地球内部を通過するため、 地球の直径に相当),横向き事象 500 km ほど長く、この間に  $\nu_{\mu}$  から  $\nu_{\tau}$  への遷移が起こったためで ある. これはニュートリノ振動の発見であり、ニュートリノの質量が 0 でないことが証明された.



図1.4 天頂角 φ の定義と各事象の方向

#### 1.1.3 ニュートリノの質量階層性

式 (1.10) から式 (1.19) にかけて行った 2 種類のニュートリノ振動を 3 種類に拡張すると, 質量 固有状態は 3 つあるので質量二乗差も 3 通り考えられる.その中でも,  $\Delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$  は太陽 ニュートリノと原子ニュートリノの観測から,  $\Delta m_{23}^2 \equiv m_2^2 - m_3^2$ の絶対値は大気ニュートリノの観 測から測定され,それぞれ  $\Delta m_{21}^2 = 7.6 \times 10^{-5} (\text{eV})^2$ ,  $|\Delta m_{23}^2| = 2.5 \times 10^{-3} (\text{eV})^2$  と算出された [15]. しかしながら,  $\Delta m_{23}^2$ の符号がわかっていないことから  $m_2$  と  $m_3$ の大小は明らかになってい ない.これは「ニュートリノの質量階層性問題」と呼ばれ, 図 1.6 に示すように 2 つの階層パターン が考えられる.  $m_1 < m_2 \ll m_3$ の場合を正常階層,  $m_3 \ll m_1 < m_2$ の場合を逆階層という.



地球の裏側で生成される大気ニュートリノ(上向き事象: 図1.4 を参照)の場合,ニュートリノ振 動によってミューニュートリノは電子ニュートリノに,反ミューニュートリノは反電子ニュートリノ に変化する.しかし,これらの変化の度合いはニュートリノ質量の階層パターンによって異なる.図 1.7 は,各階層パターンについて,ハイパーカミオカンデで期待されているミューニュートリノから 電子ニュートリノへの変化の大きさを天頂角ごとに表したヒストグラムである.この図によると,地 球の内部を通る場合 (cos  $\phi < 0$ ),観測が期待される電子ニュートリノの事象数は逆階層(青線)よ りも正常階層(赤線)の方が多くなっている.従って,これから行われるハイパーカミオカンデ実験 から得られる図 1.7 と同種のヒストグラムと比較することにより,今後ニュートリノの質量階層性が 明らかになる可能性は高い.



図 1.7 ハイパーカミオカンデにおける質量階層性決定方法 (出典: 文献 [15])

## 1.2 大統一理論

#### 1.2.1 力の統一

現代の素粒子物理学では、「素粒子間に働く基本的相互作用はゲージボソン (ボーズ粒子の一種) に よって媒介されている」という考えが定着している.基本相互作用は現在のところ、光子を媒介する 「電磁気力」、グルーオンを媒介する「強い力」、W、Z ボソンを媒介する「弱い力」、グラビトンを媒 介する考えられている「重力」の4種類が見つかっている.そしてこれらの力はゲージ対称性に基づ き、電磁気力は1次のユニタリ群 U(1)、強い力は3次の特殊ユニタリ群 SU(3) を用いた量子色力 学 (quantum chromodynamics: QCD)、弱い力は2次の特殊ユニタリ群 SU(2) によって表現され る.とくに電磁気力 と弱い力は、グランショウとワインバーグ、サラムが考案した「電弱統一理論」 によって1つに統一され、 $SU(2) \times U(1)$  という群によって表すことができる.そして量子色力学と 電弱統一理論をまとめた  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  を「標準理論」と呼ぶ.標準理論は素粒子物理学に 関する数多くの現象を矛盾なく説明できる.しかしながら、物理学者の間では標準理論よりもさらに 普遍的な理論が予言されており、そのような理論を記述する群 G が提唱されている.群 G は標準理 論を含む必要があるので

$$G \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1) \tag{1.22}$$

を満たす.今日,標準理論を超える理論として最も注目されているものの1つが「大統一理論 (Grand Unified Theory: GUT)」である.大統一理論では,既に統一されている電磁気力と弱い力の他に強

い力も加えた3つの力を1つに統一することができる.大統一理論にもいくつかの種類の群が存在 するが,その中で最も簡単なものは*SU*(5)である.

図 1.8 は,標準理論と SU(5) のそれぞれについて,エネルギースケールと結合定数 (の逆数) の 関係を表している.この図のエネルギースケール ~ 10<sup>15~16</sup> GeV 付近に着目すると,SU(5) の場合 は 3 つの結合定数が一点に収束していることがわかる.これは 3 種類の力が 1 つに統一されること を意味する.



図 1.8 結合定数の収束性

#### 1.2.2 陽子崩壊

大統一理論は標準理論では説明できないいくつかの現象を予言している.その中の一つが「陽子の 崩壊」である.これはレプトン数 (レプトンは 1,反レプトンは –1,その他の素粒子は 0 をもつ量子 数) とバリオン数 (クォークは 1/3,反クォークは 0,その他の素粒子は 0 をもつ量子数)の非保存に よって起こる反応である.とくに *SU*(5)では

$$p \to e^+ + \pi^0 \tag{1.23}$$

$$p \to \bar{\nu} + K^+ \tag{1.24}$$

の2つが代表的な崩壊モードである.本論文ではその中でも主要な $p \rightarrow e^+ \pi^0$ を中心に取り上げる.

ゲージボソン	電荷 (電気素量を1とする)	質量 (GeV/ $c^2$ )
8 個のグルーオン	0	0
1 個の光子	0	0
W, Z ボソンで計 3 個	$\pm 1, \ 0$	$\sim 10^2$
6 個の X ボソン	$\pm 4/3$	$\sim 10^{16}$
6 個の Y ボソン	$\pm 1/3$	$\sim 10^{16}$

表 1.2 SU(5) におけるゲージボソン

標準理論ではグルーオン8つ,光子1つ, $W^{\pm}$ ボソン2つ,Zボソン1つの計12個のゲージボソンを有するが,表1.2に示すように,SU(5)ではXボソン,Yボソンというゲージボソンが新たに12個導入される.図1.9はSU(5)によって予言される2つの崩壊モードを表していて,反応の過程でXボソンやYボソンが現れていることがわかる(他にも崩壊モードは提案されている).いずれの反応も新たなゲージボソンによってu,dといったクォークからレプトンである $e^+$ への遷移が起こり,反応の前後でレプトン数とバリオン数の非保存が起こる.



(a) X ボソンを媒介する崩壊モード (b) Y ボソンを媒介する崩壊モード図 1.9 SU(5) で予言される陽子崩壊  $p \to e^+ \pi^0$ のファインマンダイアグラム

カミオカンデでは 1983 年から陽子崩壊の探索を行ってきた. 図 1.10 は各大統一理論から予測されている陽子崩壊モードの寿命の理論予測,過去の実験結果,今後実装予定の検出器が 10 年間の測定で観測できる陽子の寿命の上限値 (発見寿命感度)をまとめた棒グラフである. *SU*(5)の中でも最も単純な理論である minimal *SU*(5)は,1985年の時点でスーパーカミオカンデ実験の前身であるカミオカンデ実験によって否定された. その後,*SU*(5)の次に単純な *SO*(10),超対称性 (Super Symmetry: ボーズ粒子とフェルミ粒子の交換に対する対称性)の要素を加えた SUSY *SU*(5)や SUSY *SO*(10) などを検証すべく,1996年からスーパーカミオカンデ実験を行ってきたが,2020年までの 20 年間以上の測定で陽子崩壊が観測されることはなかった. その結果,図 1.10 のスーパーカミオカンデ (Super-K)の棒グラフからも読み取れるように,20 年間以上の測定から $p \rightarrow e^+\pi^0$ モードの寿命は 10<sup>34</sup>年以上のオーダーであることがわかった (最新のスーパーカミオカンデ実験の研究によると 2.4 × 10<sup>34</sup>年以上 [11]). 一方,スーパーカミオカンデ (Hyper-K)の棒グラフからわかる

ように,  $p \to e^+ \pi^0$  モードに関しては 10 年間の測定で 10<sup>35</sup> 年以上の寿命を観測できることがわかる. その他の崩壊モードに関してもハイパーカミオカンデはハイパーカミオカンデよりも発見寿命感度が向上することが見込まれているため,陽子崩壊の観測が期待されている.



図 1.10 主要な陽子崩壊モードの寿命の理論予測と実験の結果,発見寿命感度の予想値の比較. 過去の実験については結果を,ハイパーカミオカンデ (Hyper-K) や DUNE については 10 年の 測定で観測可能な寿命を示している. (出典: 文献 [10])

### 1.3 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデとは、岐阜県飛騨市の神岡鉱山地下 1000 m に位置する世界最大の水チェレ ンコフ宇宙素粒子観測装置である.この検出器は直径 39.3 m,高さ 41.4 m の円筒型のタンクであ り、その中には5万トンの純水が蓄えられ、壁には約1万3千本の光電子増倍管が設置されている. スーパーカミオカンデでは、荷電粒子が巨大タンクの水中を通過するときに生じるチェレンコフ光と 呼ばれる光を光電子増倍管で検出することで、反応の種類や頻度、性質を調べている.

#### 1.3.1 チェレンコフ光

図 1.11 のように,荷電粒子が点 O 側から z 軸方向へ直線運動する間,点 O の位置でチェレンコ フ光を放出する場合を考える.荷電粒子は周囲に電場を作るため,点 O 付近の媒質は分極を起こ す.荷電粒子が通り過ぎると分極が元に戻って電磁波が輻射される.これがチェレンコフ放射の仕組 みである.図 1.12 は実際にスーパーカミオカンデで検出されたチェレンコフ光である.今,荷電粒 子が点 O から点 P まで進む間にチェレンコフ光が点 Q まで到達したと仮定し,角度 θ = ∠ POQ を定義する.このとき,高速を c,媒質の屈折率を n とすると,ホイヘンス=フレネルの原理から OP/ $v = OQ \cdot n \cdot \cos \theta / c$  が成り立つので,次の関係式が得られる.

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (\beta \equiv v/c) \tag{1.25}$$

すると,式 (1.25) が成り立つためには  $n\beta \ge 1$  でなくてはならないことから,シンチレーション光の 発生条件は

$$\beta \ge \frac{1}{n} \tag{1.26}$$

である.また,このときのβに対応するエネルギーを臨界エネルギーという.

() 2000 1500 1000 500-0--500 -1000-1500-2000 -2000 -1500 -1000 -500 0500 1000 2900 2000 x -500 -1000 -1500 -2000 1500 1000 500 ò 光進行方向 図 1.12 スーパーカミオカンデで観測された ve 由来の チェレンコフ光 (文献 [13] が提供する生データから作成し 粒子進行方向 たイベントディスプレイ)

図 1.11 チェレンコフ放射

次に,波長帯  $\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$ のチェレンコフ光について考える.この波長帯で輻射されるチェレンコフ光の光電子数は、荷電粒子が失うエネルギーを計算することによって次のように求まる.

$$N = 2\pi\alpha l Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)$$
(1.27)

ただし,  $\alpha \equiv e^2/\hbar c \simeq /137$  は微細構造定数, *l* は荷電粒子が進んだ距離, *Z* は荷電粒子の電荷を e の 単位に換算したものである.式 (1.27) から,チェレンコフ光の波長分布は

$$\frac{\mathrm{d}^2 N}{\mathrm{d} l \mathrm{d} \lambda} = 2\pi \alpha Z^2 \left( 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \frac{1}{\lambda^2} \propto \frac{1}{\lambda^2}$$
(1.28)

上式より,チェレンコフ光の光電子数が波長の2乗に反比例することから,短波長の光ほどたくさん 放出されることがわかる.



#### 1.3.2 SK-Gd プロジェクト

SK-Gd プロジェクトとは 2020 年の 8 月から観測を開始したスーパーカミオカンデの新たなプロ ジェクトであり、純水中にガドリニウムを加えて検出器の性能向上を図るものである.

スーパーカミオカンデの研究課題の1つに超新星ニュートリノの観測がある.超新星ニュートリノ とは超新星爆発時に放出される反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$  (正確には全ての種類のニュートリノを放出す るが,スーパーカミオカンデでは反電子ニュートリノが最も検出しやすい)であり,このときニュー トリノは爆発エネルギーの99%を持ち去る.超新星ニュートリノには2つの意味合いがある.1つ は,超新星爆発後まもなく地球に届くニュートリノである(ここでは超新星爆発ニュートリノと呼ぶ ことにする).過去に超新星爆発ニュートリノが観測されたのは,1987年に前身のカミオカンデで観 測された大マゼラン星雲の超新星 SN1987A の1例のみであり,このときは約10秒間に11イベント [16]しか観測されなかった.もう1つは,宇宙が誕生してから現在までの間に超新星爆発によって放 出された後,しばらく宇宙空間に漂っているニュートリノである.これを超新星背景ニュートリノと いう.超新星背景ニュートリノは過去に観測された事例はない.超新星爆発は銀河系内で10年から 50年に1度という少ない頻度であり,超新星背景ニュートリノの信号は1年間に0.8~5個[17]程 度しか期待されないため,頻度の多い大気ニュートリノ $\nu_{\mu}$ や太陽ニュートリノ $\nu_{e}$ は超新星ニュート リノ $\bar{\nu}_{e}$ のバックグラウンドとなる.そこでスーパーカミオカンデでは,純水中で起こるニュートリ ノ反応のうち中性子を放出する反応は,反電子ニュートリノ由来の

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.29}$$

のみであることに注目した. つまり,中性子の信号が得られれば,それは超新星背景ニュートリノ  $\bar{\nu}_e$ の信号である可能性が高いといえる. 中性子は電荷を持たずチェレンコフ光を放出しないことから, 従来では検出することが出来なかったため,スーパーカミオカンデでは純水中にガドリニウムを加え る方針をとった. これは,ガドリニウムには中性子を吸収してガンマ線を放出する性質があるためで ある. 純水中には 0.1 % の濃度で溶解させることになった(ガドリニウムは 0.01 % という低濃度で 水に溶かしても 50 % の効率で中性子を捕獲できるため, 0.1 % は十分な濃度である). 溶かした物 質は硫酸ガドリニウム八水和物であり,この物質は純水中に加えても水の透過率に大きな影響を与え ず (70 m 以上透過),タンクを腐食させないことが検証されたために採用された.

### 1.4 ハイパーカミオカンデ

ハイパーカミオカンデは現在建設中の水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置であり,2027年から観 測開始が予定されている.神岡鉱山の地下 650 m に直径 68 m,高さ 71 m の巨大タンクを設置する 予定であり、このタンクの有効体積はスーパーカミオカンデの約 10 倍に匹敵する.また、使用予定 の 50 cm 口径光電子増倍管はスーパーカミオカンデのものに比べ2 倍の感度をもつ.この光電子増 倍管に含まれるノイズの1つに「シンチレーション光」というものがある.これは光電子増倍管の入 射窓に使われているガラスから放出される光であり、非常に微弱な光ではあるが、光電子増倍管のノ イズの約半分を占める.そこで、本研究で 50 cm 口径光電子増倍管で観測したデータの中からシン チレーション光を除去するアルゴリズムを考案した.

ハイパーカミオカンデでは中性子信号の検出を行う予定である.これは,純水中で発生した中性子が,水分子中の水素原子核によってほぼ 100% 確率で捕獲される反応を利用したものであり,このと き式 (1.30)のようにガンマ線を放出する.

$$n + p \to d + \gamma \,(2.2 \text{ MeV}) \tag{1.30}$$

このガンマ線がコンプトン散乱して発生する電子のチェレンコフ光を捉えることによって中性子を検 出する.中性子信号検出は,式(1.29)の反応によって中性子を出す超新星背景ニュートリノの観測 に役立つ.また,陽子崩壊の主なバックグラウンドである大気ニュートリノ  $\bar{\nu}_{\mu}$ は

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \to \mu^+ + n \tag{1.31}$$

によって中性子を出すが,陽子崩壊モードのほとんどは中性子を放出しない.よって,中性子信号検 出は大気ニュートリノと陽子崩壊を区別することにも役立つ.本研究のアルゴリズムによってシンチ レーション光を取り除くことに成功すれば,式 (1.30)に示す 22 MeV という低エネルギーのガンマ 線を観測できる可能性が高まり,超新星背景ニュートリノの感度向上や陽子崩壊のバックグラウンド の低減が見込まれる.

## 第2章

# 実験装置

本研究では、ハイパーカミオカンデで使用する予定の 50 cm 口径光電子増倍管に用いられている ガラスから生じるバックグラウンド光(シンチレーション光)を評価し、ノイズの1つであるシンチ レーション光の寄与を取り除くアルゴリズムを考案した.以下では、実際に使用した装置の概要と本 実験における役割について説明する.

## 2.1 光電子增倍管 (PMT)

光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube: PMT) は、光電効果を利用して光子を電子に変換し、これ を増幅することによって電気信号を得る光センサーである. 図 2.1 は光子 γ が入射したときの PMT の内部の様子を表している.



図 2.1 光電子増倍管の構造

光子が光電面(陰極)に衝突すると,光電効果により電子が飛び出す.陽極と陰極間には高電圧が 印加されているため,電子は陽極の方向へ加速されてダイノードに衝突し,さらに電子を放出する. これは二次電子と呼ばれ,その後もダイノードへの衝突が繰返されて二次電子の個数が増加し,陽極 に達したときに大きな信号として出力することが出来る.

本実験では,1インチ PMT(図 2.2)を4本,ハイパーカミオカンデで使用予定の50 cm 口径光 電子増倍管(別名: 20インチ PMT,図 2.3)を1本使用した.表 2.1 にそれらの PMT の特性を示 す.1インチ PMT は 20インチ PMT に比べ使われているガラスの量が遙かに少ないため,後述の ガラスサンプル (図 2.6) やベータ線源 (図 2.7) を用いてシンチレーション光の存在を確かめるのに 向いている.また,20 インチ PMT に比べ容積が小さいため,実験系を構築するときに融通が利く というメリットがある.



図 2.2 1インチ PMT (H3178-51)

図 2.3 20 インチ PMT (R12860) (出典: 文献 [18])

表 2.1 使用した PMT の特性.印加電圧に関しては、本実験では 1 インチ PMT の CJ9063 は -1200 V,その他の 1 インチ PMT は -1500 V,20 インチ PMT は 1930 V とした.

PMT	1インチ	20 インチ
	CK1300	
シリアルナンバー	CK1302	$\mathbf{F}$ A 9575
	CK1303	EA2010
	CJ9063	
管径 / mm	38	$\phi 508$
受光面サイズ / mm	$\phi 34$	$\phi 460$
印加電圧(規格) / V	-1500	2000
感度波長範囲 / nm	300 ~	~ 650
最大応答波長 / nm	42	20
ダイノード段数	1	0

PMT に外側からの光が入射していない場合でも,PMT は電子信号を出力する.これを「ダーク レート [Hz]」という.ダークレートの主な原因は「熱電子」,「アフターパルス」,「シンチレーション 光」である.以下ではこれら3つのノイズについて説明する.

#### 2.1.1 熱電子

熱電子放出による電流は、リチャードソン=ダッシュマンの式

$$i = AT^{\frac{5}{4}} \exp\left(-\frac{e\psi}{KT}\right) \tag{2.1}$$

で表される.ただし, ψ は仕事関数, T は絶対温度, e は電子の電荷, A はリチャードソン定数, K はボルツマン定数である. PMT の光電面やダイノードには仕事関数の低い物質が使用されているため熱電子が放出されやすい.

#### 2.1.2 アフターパルス

アフターパルスは,光電子増倍管においてメインの信号の後に観測される擬似的なパルスである. これは,PMTの残留ガスが加速された電子と衝突することによってイオン化され,生じた正イオン が光電面に戻る新たな電子が発生することによって生じる.20インチ PMT の場合,図 2.4 に示す ようにメインのピークから 20 μs 程の間にアフターパルスが来る.本研究ではアルゴリズムを開発す る上でアフターパルスの寄与を考慮し,あらかじめダークレート全体に対するアフターパルスの割合 を見積もった.



図 2.4 20 インチ PMT のアフターパルス.オシロスコープの横軸は 5  $\mu$ s/div, 縦軸は 50 mV/div. 時刻 5  $\mu$ s にあるピークは LED 光である.

#### 2.1.3 シンチレーション光

20 インチ PMT の入射窓に使われている硼硅酸ガラス(6~7 kg)に含まれる放射性物質によって、ガラスからチェレンコフ光が放出されることがある.そして、このチェレンコフ光を引き金に $O(\mu) \sim O(10\mu)$ 秒の時間間隔で後から断続的に発光することがある(図 2.5). これはシンチレー

ション光と呼ばれ,20インチ PMT に含まれるノイズの約半分を占める [19].本論文では最初の発 光による信号を first pulse,その後に連続的なパルスを second pulse と呼ぶことにする.本研究で は, first pulse を時刻 0 s としたときのシンチレーション光の時間差分布を,2つの指数関数の和

$$A_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \tag{2.2}$$

によってフィッティングし, パラメータ  $\tau_1 = 2.46 \ \mu s$ ,  $\tau_2 = 15.6 \ \mu s$  を得た(表 4.3). これらは時定 数と呼ばれる物理量で, first pulse に対する second pulse の応答の速さを表す指標である. つまり, シンチレーション光の second pulse は  $O(\mu) \sim O(10\mu)$  秒程度の時間続くことを意味する. 本論文 ではこの時間的な性質に着目し, 20 インチ PMT のダークレートからシンチレーション光を取り除 くアルゴリズムを考案した.



図 2.5 20 インチ PMT のシンチレーション光と思われる信号. オシロスコープの横軸は 5 µs/div, 縦軸は 5 mV/div.

本研究では,1インチ PMT を用いてシンチレーション光を観測するために,20インチ PMT に 使われているガラスのサンプル(図 2.6)とベータ線源(図 2.7)を使用した.ベータ線源は,ガラス にベータ線を当ててシンチレーション光の発光回数を増やすために用いた.



図 2.6 20 インチ PMT に使用されているガラ ス(重量: 468.5 g)



図 2.7 ベータ線源 (線種: <sup>90</sup>Sr, 放射能: 3.00× 10<sup>3</sup> Bq, 基準日: 2019/12/16)

## 2.2 NIM モジュール

NIM モジュールは,信号レベルや信号線,コネクタの形状などの規格が米国原子力委員会(AEC) において制定された回路であり,高エネルギー加速器,宇宙線研究など素粒子実験において幅広く利 用されている.以下では,本実験で使用した Coincidence, Divider, Clock Generator の動作につい て解説する.



図 2.8 NIM モジュール

#### • Discriminator

入力信号が閾値(threshold)を超えたときに時間幅(width)を持つデジタル信号を出力する (output)回路である. output は逆に入力信号が threshold を超えた場合に限りデジタル信号 を出力しない. threshold と width は自由に設定できるが,本実験で Discriminator を使用す る際は threshold = -2.0 mV, width = 200 ns に固定した.



図 2.9 Discriminator の動作

#### • Coincidence

入力された2つのデジタル信号が,同時刻に重なった場合に限りデジタル信号を出力する回路 である.



図 2.10 Coincidence の動作

#### • Divider

入力された信号1つを2つの信号として出力する回路である.ただし,出力信号のパルスの高 さは入力時の半分となる.



図 2.11 Divider の動作

• Clock Generator (CLK)

一定周期でデジタル信号を出力する回路である. Clock Generator はオシロスコープのトリ ガーに設定することでランダムなタイミングで信号を取得できるため,本実験では PMT の ダークレートを測定するときに用いた.

### 2.3 オシロスコープ

本実験ではオシロスコープを用いて測定を行った. 使用したオシロスコープは Teledy Lecroy 社 が提供する WaveSurfer3024 である (図 2.12). このオシロスコープはチャンネルが 4 つあり, 様々 な条件でトリガーをかけることが出来る. 以下に, 本実験 PMT で使用した 2 通りのトリガーについ て説明する.

• ランダムトリガー

NIM モジュールの CLK をトリガーにすることで, PMT の信号をランダムに取得する方法で ある.以降はこのトリガー方法で測定して得られるダークレートを「ランダムレート」と呼ぶ ことにする.本研究では 20 インチのランダムレートからシンチレーション光を取り除くアル ゴリズムを考案した.

• コインシデンストリガー

オシロスコープのチャンネルに2つの信号を入力するとき,2つの信号が時間的に重なったと きにトリガーをかける方法である.以降はこのトリガー方法で PMT のダークレートを測定 する場合,2つの PMT の「コインシデンスを取って測定する」という表現を用いる.また, このとき得られるダークレートを「コインシデンスレート」と呼ぶことにする.このトリガー は、より多くのシンチレーション光を観測するのに向いている.例えば、2つの PMT を隣り 合わせで並べておき、その前にガラスを設置した場合(図 3.4 を参照)、ガラスから発光した 場合は同時刻に2つの PMT で観測される.このタイミングでトリガーがかかるため、シンチ



レーション光が来た時間にピンポイントで信号を取得できる.

 $\boxtimes 2.12$  WaveSurfer3024

## 第3章

# 測定準備

以下では、オシロスコープを用いた測定手順と、用途別の2種類の実験系とそれらの目的について 説明する.

## 3.1 測定手順

本実験の測定手順は、図 3.1 に示すように大きく分けて4段階から成る.



図 3.1 測定の手順

#### 測定条件の設定

オシロスコープの画面の横軸(時間)と縦軸(電圧)の目盛り(div)の設定,トリガーの選択 (2.3 オシロスコープを参照).実際には,トリガーに対し div を以下のように設定した.

- ランダムトリガー: 横軸 2 ms/div, 縦軸 5 mV/div
- コインシデンストリガー: 横軸 10  $\mu$ s/div, 縦軸 5 mV/div
- ② データ取得

専用の Windows に対応したアプリケーションによってデータを取得する. 図 3.1 に示すよう に,データ取得はオシロスコープの画面数単位で行われる. 測定開始時は取得したい画面数を 指定し,データは dat ファイルとして獲得する.

③ データ転送

データの解析は Linux のコンピュータで行うため, Secure Copy Protocol (SCP) によって Wndows から Linux ヘデータを転送する.

④波形解析

取得したデータは,実験系素粒子物理学において利用されているデータ解析ソフトウェアであ る ROOT をを用いて解析する.解析では主に threshold, width, delay の 3 つの値を指定す る. threshold は電圧 (height) に対する閾値であり,この値を上回った場合はパルスと判断さ れ,パルスのヒット時間 (hit time) と電荷 (charge) の電荷の計算が開始する.width は電荷 の計算を行う区間 (青い網掛け部分)である.電荷は図 3.2 の黄色の部分の面積に相当する. delay は,width がパルス全体をカバー出来るよう,電荷の計算の開始時刻を hit time から遅 らせる時間のことである.

尚,本研究では threshold = -2 mV, width = 200 ns, delay = 10 ns に固定して解析を行った.



図 3.2 波形解析の方法

もしオシロスコープのベースラインが 0 V からズレている場合,電荷の計算に支障が出てし まう.そこで,図 3.3 のように,メインのパルスの threshold を超える位置から delay だけ前 の時刻の 200 ns 間で, threshold を超えない部分(青い網掛け部分)でベースラインの計算を 行い,その値を用いて電荷の値を補正した.



図 3.3 ベースラインの計算

#### 3.2 実験系

#### 3.2.1 実験系1

この実験系は、2つの1インチ PMT (CK1302, CK1303) のランダムレートとコインシデンスレートの両方を測定できるように構築した. 図 3.4 に実験系1の全体写真を示す. 光漏れしにくい黒いプラスチック性の容器の底に厚さ5 cm の発泡スチロールを敷き,その上に2つの1インチ PMT を横並びに養生テープで固定した. 容器には穴を空け,信号線と電圧線を通せるようにし、2本の信号線はオシロスコープのチャンネルに差し込んだ. 2つの1インチ PMT の入射窓前では発泡スチロールに切れ込みを入れた. ガラスサンプルを使う場合はこの切れ込みにはめて利用した. また,ベータ線源は、図 3.5 のように養生テープを用いて線源をガラスに貼り付けて使用した. 測定するときは容器に蓋をし、さらにその上から暗幕で覆って遮光した.

以上のセットアップより,オシロスコープのトリガーをランダムトリガーにすると2つの1イン チ PMT のランダムレートが,コインシデンストリガーにすると2つの1インチ PMT のコインシ デンスレートが測定できる.



CI ASST

図 3.5 ガラスサンプルにベータ線源を養生 テープで貼り付けたもの

図 3.4 実験系 1

#### 3.2.2 実験系2

この実験系は、20 インチ PMT のランダムレートと、2 つの 1 インチ PMT (CK1300, CJ9063) と のコインシデンスによる 20 インチ PMT のコインシデンスレートを測定するためのものである. 図 3.6 は実験系 2 の全体写真である. 直径  $\phi$ 485 cm, 高さ 57.8 cm のポリバケツの中に、発泡スチロー ルを用いて 2 つの 1 インチ PMT を上向きに固定した. そして、1 インチ PMT の入射窓周りをアル ミホイルで覆った状態が図 3.7 である. この状態で上から 20 インチ PMT を逆さに設置した. こう することによって 2 つの 1 インチ PMT と 20 インチ PMT が向かい合った状態となり、20 インチ PMT のガラス由来のシンチレーション光を 1 インチ PMT で測定できる. 尚、実験系 2 は光を遮光 できる暗室に設置した.





図 3.7 20 インチ PMT を取り外したときに実験系 を上から見た写真

#### 図 3.6 実験系 2

次に,20 インチ PMT と 2 つの 1 インチ PMT のコインシデンスを取るために,図 3.8 に示す回路 を構築した.このように設計すると,オシロスコープの 3 つのチャンネルには以下に示す信号が入力 される.

- CH1: 20 インチ PMT のアナログ信号
- CH2: (20 インチ PMT のデジタル信号) × (1 インチ PMT(CK1300) のデジタル信号)
- CH3: (20 インチ PMT のデジタル信号) × (1 インチ PMT(CJ9063) のデジタル信号)

ただし、× はコインシデンスの意味である. このとき、20 インチ PMT のランダムレートを測定す るときは1インチ PMT は使用しなかった. 一方、20 インチ PMT のコインシデンスレートを測定 するときは、オシロスコープの設定から CH2 と CH3 の OR 出力 (CH2 + CH3) を作り、これがデ ジタル信号を出力するときにトリガーをかけた. つまり、20 インチ PMT と少なくともどちらか一 方の1インチ PMT が同時刻に信号を観測したタイミングでトリガーがかかるようにした.




## 第4章

## シンチレーション光の性質調査

本研究の最終目標は,20インチ PMT のランダムレートからシンチレーション光の寄与を除去す るアルゴリズムを開発することである.そこで,アルゴリズムを考案する前に,シンチレーション光 の存在を確かめる実験や性質を調べる実験を行った.

## 4.1 シンチレーション光の存在確認

もしガラスからの発光が存在するならば、検出器の前にガラスを設置した場合と設置しなかった場合では、前者の方がシンチレーション光をより多く捉えるため、ヒット数の頻度(レート)が大きくなるはずである.そこで、2つの1インチ PMT の前にガラスサンプルとベータ線源を置いた場合(「ガラスあり、ベータ線源あり」の場合)とガラスサンプルのみ置いた場合(「ガラスあり、ベータ線源なし」の場合)、何も置かなかった場合(「ガラスなし、ベータ線源なし」の場合)の3通りについて、ランダムレートとコインシデンスレートをスケーラーによって測定したところ、表4.1のようにまとめられた.尚、スケーラーとはヒット数をカウントする装置である.また、ここでのコインシデンスは、NIM モジュールの Coincidence を用いて 2つの PMT の AND 出力を作った.

ガラス	なし	あり	あり
ベータ線源	なし	なし	あり
ランダムレート (CK1302) [Hz]	481.4	607.0	732.2
ランダムレート (CK1303) [Hz]	435.3	561.1	680.7
コインシデンスレート [Hz]	$5.000 \times 10^{-3}$	0.5344	14.29

表 4.1 1インチ PMT のヒットレートの変化

表 4.1 によると,いずれのヒットレートも,何も置かなかったときに比べてガラスを置いた場合は ヒットレートが大きくなっている.これは,宇宙線がガラスサンプルを通過して生じるチェレンコフ 光か,本研究のテーマであるガラス由来のシンチレーション光が放出したためと考えられる.また, ベータ線源を置くとさらにダークレートが大きくなっているが,これはベータ線によってチェレンコ フ光もしくはシンチレーション光が増加したためと考えられる.

### 4.2 シンチレーション光の時間的性質

先行研究 [19], [20] から, 20 インチ PMT に使われているガラスから生じるシンチレーション光は 2 つの時定数  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  をもち, いずれも  $O(\mu) \sim O(10\mu)$  秒くらいのオーダーであることがわかってい る. これは, first pulse を出してから  $O(\mu) \sim O(10\mu)$  秒の間 second pulse を出し続けることを意味 する. よって,本研究でも最初にシンチレーション光の時定数を算出し, $O(\mu)$  秒程度になるかどう かを確かめた.その結果,アルゴリズムの開発には「隣り合うヒットの時間差の分布(時間差分布) が有効であること」と「アフターパルスの見積もりが必要なこと」を理解した.

#### 4.2.1 シンチレーション光の時間分布

より多くのシンチレーション光を観測するために、「ガラスあり、ベータ線源なし」と「ガラスあ り、ベータ線源あり」の2パターンについて、実験系1より2つの1インチ PMT のコインシデン スを取って測定したところ、図4.1 ~ 4.4 のような時間分布のヒストグラムが得られた.尚、横軸 の範囲は0~100  $\mu$ s でビン数は400、ビン幅は0.25  $\mu$ s であり、時刻10  $\mu$ s でコインシデンストリ ガーがかかってから90  $\mu$ s 経過したときの分布となっている.また、縦軸は総ヒット数で割ることで 確率として表記した.



図 4.1 1 インチ PMT (CK1302) の時間分 布 (ガラスあり、ベータ線源なし)



図 4.2 1 インチ PMT (CK1303) の時間分 布 (ガラスあり, ベータ線源なし)



布 (ガラスあり,ベータ線源あり)



赤線は関数

$$(ヒット全体) = (シンチレーション光の成分) + (熱電子による定数成分) = \left[ A_1 \exp\left(-\frac{t-10 \ \mu s}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t-10 \ \mu s}{\tau_2}\right) \right] + C$$
(4.1)

によってフィッティングした結果である.以下に,得られたフィッティングパラメータを示す.

シリアルナンバー	ベータ線源	$\tau_1 \; [\mu s]$	$\tau_2 \ [\mu s]$	$A_1 \ [ imes 10^{-2}]$	$A_2 \ [ imes 10^{-5}]$	$C \ [ imes 10^{-4}]$
CK1302	なし	2.65	20.1	1.98	3.83	1.41
	あり	2.34	19.2	1.31	2.79	1.46
CK1303	なし	2.59	19.8	1.97	3.96	1.37
	あり	2.39	18.8	1.23	2.59	1.31

表 4.2 1インチ PMT の時間分布のフィッティング結果

表 4.2 に示すように,「ガラスあり,ベータ線源なし」の場合に  $O(\mu), O(10\mu)$  秒の 2 つの時定数  $\tau_1, \tau_2$ をもつことが分かった. このことは,時刻 10  $\mu$ s にトリガーが掛かってから  $O(\mu) \sim O(10\mu)$ 秒の時間間隔で繰返し発光が起こったことを意味する.これは宇宙線やベータ線がガラスを通過して 起こるチェレンコフ光にはない性質で、本研究のテーマであるシンチレーション光の連続発光の特徴 である.これより、シンチレーション光の存在が確認された.また、「ガラスあり、ベータ線源あり」 のフィッティングパラメータは「ガラスあり、ベータ線源なし」と比べてそれほど大きな差はなく、 ベータ線源によって時間分布がさほど変化しなかったことが分かる.これは、表 4.1 でベータ線源が あるときにヒットレートが大きくなった原因としてシンチレーション光とチェレンコフ光の両方が増 えたためであり、全体としての分布にそれほど影響を及ぼさなかったからと考えられる. このことか ら、ベータ線源によってチェレンコフ光だけでなくシンチレーション光も増やせることが分かった. よって、以降の実験でより多くのシンチレーション光を観測したい場合はガラスサンプルやベータ線 源を使用することにした.

次に,実験系2によって2つの1インチ PMT と20インチのコインシデンスを取って測定を行

い,先程と同じようにして 20 インチ PMT の時間分布を作成したところ図 4.5 のようになった (20 インチ PMT には既にガラスが多く使われているため,この測定ではガラスサンプルやベータ線源は 設置しなかった).



Time Distribution (20" PMT: EA2575)

図 4.5 20 インチ PMT の時間分布 (ガラスなし,ベータ線源なし)

20 インチ PMT の場合はトリガーの位置 (時刻 10  $\mu$ s) から 10 ~ 20  $\mu$ s 後のところにアフターパル スが顕著に見られたため、今回は式 (4.1) にガウシアン (アフターパルスの寄与) を加えた式 (4.2) の 関数でフィッティングを行った.ただし、 $t_{aft}$  は時刻 10  $\mu$ s から見たときのガウシアンの中心、 $\sigma$ は 標準偏差である.

フィッティングの結果は以下のようになった.

パラメータ	$A_1 \ [ imes 10^{-2}]$	$\tau_1 \; [\mu s]$	$A_2 \ [ imes 10^{-3}]$	$ au_2 \ [\mu s]$
値	2.40	2.46	5.68	15.6

表 4.3 20 インチ PMT の時間分布のフィッティング結果

パラメータ	$B \ [\times 10^{-3}]$	$t_{\rm aft} \ [\mu {\rm s}]$	$\sigma~[\mu {\rm s}]$	$C \ [ imes 10^{-4}]$
値	1.68	15.1	2.47	4.49

得られた時定数は  $\tau_1 = 2.46 \ \mu s$ ,  $\tau_2 = 15.6 \ \mu s$  であり、いずれも 1 インチ PMT の場合 (表 4.2) と 近い値になった.

以上の結果から、20 インチ PMT においても、 $O(\mu)$ 、 $O(10\mu)$  秒の時定数をもつシンチレーショ ン光が確認された.このことから、ランダムレートのデータを解析するとき、時間分布はランダムに 分布してしまうが、隣り合うヒットの時間差の分布を作成すればシンチレーション光の寄与が時間差  $O(\mu) \sim O(10\mu)$  秒の部分に現れることが予想される.よってアルゴリズムの開発には時間差分布を 用いることにした.また、アフターパルスは first pulse の位置から 15  $\mu$ s 程度後に来るが、これはシ ンチレーション光の時定数  $\tau_2$  と近く区別するのが難しいため、アルゴリズムを考える前にアフター パルスの割合を見積もることにした.

#### 4.2.2 20 インチ PMT のアフターパルスの見積もり

アフターパルスはメインの信号が大きいほど発生しやすい. そこで,20 インチ PMT のアフ ターパルスを効率よく捉えるために,青色 LED (メーカー: Kingbright,品番: 466-3548,波長: 466 ns)をファンクションジェネレーター (図 4.2.2) によって発光させ,それを 20 インチ PMT の 表面に貼り付けて LED 光を観測した (図 4.7).ファンクションジェネレーターは任意の信号を出力 できる装置である.今回は,周期1 ms,パルス幅 33 ns,波高 2.5 V の同じ矩形波を 2 つ用意し, 1 つは LED の発光に使い,もう1 つはオシロスコープのトリガーに利用した.このようにすれば, LED が光るタイミングでトリガーがかかるため,LED 光を確実に捉えることが出来る.



図 4.6 ファンクションジェネレーター



図 4.7 アフターパルスの観測 以上のセットアップで測定したところ,以下のような時間分布が得られた.ただし,横軸の範囲は

0~100 μs でビン数は 400, 0.25 μs であり,時刻 10 μs でトリガーがかかってから (LED が発光し てから) 90 μs 経過したときの分布となっている. また, 縦軸はヒット数を表している.



Time Distribution of After Pulse

図 4.8 アフターパルスの時間分布

時刻 10 µs にある値が最も大きいビン (左から 40 番目) は LED 光のメインパルス,後に続く 2 つ のピークはアフターパルスである.そこで、LED 光のメインパルスの電荷に対するアフターパルス の電荷の比を算出すると次のようになった(時刻 0~5 µs に含まれる電荷を考えている理由はベー スラインの電荷を考慮しているためであり、分子分母共にベースラインの電荷の寄与を差し引いて いる).

(アフターパルスの電荷)

(メインパルスの電荷)

(10 //8	(ビン悉号 40) におけるヒットの雪荷) $-$ (ビン幅・0.25 $\mu$ s) >	$(0 \sim 5 \mu s$ に含まれるヒットの電荷
(10 µs	$(25 \pm 3, 120)$ ( $250, 325 + 50 \pm 60) = (25 \pm 0.25 \mu s) \times 100$	$5 \ \mu s$
	(10 100 次合生物才比如上の居在) 00 … $(0 \sim 5 \mu$	s に含まれるヒットの電荷)
	$(10 \sim 100 \ \mu s$ に含まれるビットの電何) – 90 $\mu s \times -$	$5 \ \mu s$
= 0.0371		(4.3)

= 0.0371

これは、メインのパルスに対しアフターパルスが 3.71 % 出ることを意味する(例えば、1 光電子に 相当する信号が来た場合,アフターパルスが出る可能性は3.71%程である).アフターパルスの割合 を見積もることが出来たので、見分けが付きにくかったシンチレーション光の割合も見積もることが 可能になる(「4.3時間差分布からみた各種ノイズの割合」を参照).

次節の準備として,図 4.8 の時刻 10 ~ 100 μs の部分でアフターパルスの時間差分布のヒストグラ ムを作成したところ図 4.9 のようになった. ビン幅は 0.25 μs である.



図 4.9 アフターパルスの時間差分布 (横軸 0~1 µs)

## 4.3 時間差分布からみた各種ノイズの割合

本節は、20 インチ PMT のノイズの主な原因であるシンチレーション光、熱電子の割合を見積も ることを目的とする(アフターパルスは「4.2.2 20 インチ PMT のアフターパルスの見積もり」で既 に見積もった)。前節の議論から、シンチレーション光は 1 ~ 10  $\mu$ s の時間間隔をもって断続的に発 光することがわかった。そこで、20 インチ PMT のランダムレートに対し、隣り合うパルスの時間 差の分布(時間差分布)のヒストグラムを作成したところ図 4.12 の黒線のようになった。ただし、 横軸は 0 ~ 5 ms でビン数 20000、ビン幅 0.25  $\mu$ s であり、分布を全区間で積分したときに面積が 1 となるように規格化した。



Time Interval Distribution

図 4.10 ダークレートの時間差分布 (横軸 0~5 ms)

図 4.12 をみると,時間差 500  $\mu$ s 以降の分布が直線的になっていることが分かる.シンチレーション 光やアフターパルスはこれまでの議論から  $O(\mu)$ ,  $O(10\mu)$  の範囲に分布すると考えられるので該当 しない.一方,20 インチ PMT の熱電子のレートは  $O(10^3)$  Hz であることが分かっており,これは 数ミリ秒に1回程度のヒットである.従って 500  $\mu$ s 以降の分布は熱電子の寄与と考えられる.そこ で,熱電子の時定数を求めるために,時間差分布を 0.5 ~ 1 ms の部分で関数  $A \exp(-t/\tau)$  によって フィッティングすると,図 4.12 の緑線の様になった.

$$A = 2.17 \times 10^{-4}, \quad \tau = 375 \ \mu \text{s} \tag{4.4}$$

と求まった.時定数が *O*(10<sup>-3</sup>) 秒であることから,緑線は熱電子の寄与であるといえる.今,ダー クレートの成分を

$$(ダークレート全体) = (シンチレーション光) + (アフターパルス) + (熱電子)$$
 (4.5)

と仮定した場合,これまでの議論からシンチレーション光やアフターパルスは $O(\mu) \sim O(10\mu)$ 秒に 分布しているはずなので,時定数  $\tau = 375 \ \mu s$ をもつ緑線は熱電子の寄与と考えられる.

次に,シンチレーション光やアフターパルスの分布を見るために,時間差分布を 0 ~ 100 µs の範 囲で表示し,図 4.9 のアフターパルスの時間差分布を一緒に図示したところ図 4.11 のようになった. ただし,アフターパルスは,今回はメインパルスの電荷を 1 光電子と仮定し,式 (4.3)の見積もりを もとに時間差分布の面積を 0.0371 に規格化した.



Time Interval Distribution

図 4.11 ダークレートの時間差分布 (横軸 0~100 µs)

これより,全体のダークレート (黒線) からアフターパルスの寄与 (赤線) と熱電子の寄与 (緑線) を 差し引いてシンチレーション光の寄与 (青線) を図示すると図 4.12 のようになった.



Time Interval Distribution

図 4.12 各種ノイズの時間差分布 (横軸 0~100 µs)

以上より, 20 インチ PMT のランダムレートにおける時間差分布を, シンチレーション光, アフターパ ルス,熱電子の3つの寄与に分離することが出来た.そこで,それぞれの分布を全区間(0~5ms)で 積分して面積を計算したところ

$$(シンチレーション光の面積) = 0.637$$
(4.6) $(アフターパルスの面積) = 0.0371$ (4.7)

$$(アフターパルスの面積) = 0.0371$$
 (4.7)

$$(熱電子の面積) = 0.326$$
 (4.8)

と求まった. これは、20 インチ PMT のランダムレートの中にシンチレーション光が 63.7 %, アフ ターパルスが 3.71 %, 熱電子が 32.6 % 含まれることを意味している. この見積もり結果はアルゴリ ズムの性能を評価するときに利用する.

## 4.4 シンチレーション光の電荷的性質の調査

シンチレーション光の電荷的性質を知るために,2つの1インチ PMT のコインシデンス のデータから 時間 – 電荷分布 の2次元ヒストグラムを作成したところ,図4.13 ~ 4.16の ようなグラフが得られた. 横軸の範囲は0~100  $\mu$ s でビン数を100, ビン幅を100  $\mu$ s として いる.また,縦軸の電荷はいずれも光電子数であり,範囲は1~20光電子,ビン数を100としている.



図 4.15 1インチ PMT (CK1302)の時間 – 電 荷分布 (ガラスあり,ベータ線源あり)

図 4.16 1インチ PMT (CK1303)の時間 – 電 荷分布 (ガラスあり,ベータ線源あり)

図 4.13 ~ 4.16 を見ると、1 インチ PMT のヒストグラムはいずれもトリガーがかかった時刻 10  $\mu$ s のところに、3 ~ 10 光電子の電荷をもつ信号が集中している(赤くなっている). これはシンチレー ション光の first pulse と思われ、10  $\mu$ s 以降の信号よりも比較的大きな電荷をもつことがわかる. つ まり、first pulse の電荷が second pulse の電荷より大きい傾向にあるといえる.

一方,20インチ PMT についても同様に 時間 – 電荷分布 を作成したところ図 4.17 のようになった (横軸の範囲は 0 ~ 100 μs でビン数を 200,ビン幅を 100 s,縦軸の範囲は 1 ~ 20 光電子でビン 数を 200 とした).トリガー時刻 10 μs の部分には,1インチ PMT のとき (図 4.13 ~ 4.16)に比

ベ大きな電荷を持つ信号が分布しているが、これらは宇宙線(主にミューオン)と思われる.この 宇宙線によるアフターパルスや 20 インチ PMT のガラスを通過することによって生じるシンチレー ション光の発生が予想され、これによって 10 ~ 100  $\mu$ s でも大きな電荷を持つ信号が観測されたと考 えられる.従って、図 4.17 からはシンチレーション光の first pulse の電荷が必ずしも second pulse より大きいとは言い切れない.



ヒット時間 [s]

図 4.17 20 インチ PMT の 時間 – 電荷分布 (ガラスあり、ベータ線源なし)

以上より,1インチ PMT の 時間 – 電荷分布(図 4.13 ~ 4.16)より,シンチレーション光の電荷的性質として「first pulse の電荷が second pulse の電荷より大きい」という傾向が読み取れたが, この傾向は 20 インチ PMT の 時間 – 電荷分布(図 4.17)からは確認できなかった.そこで,アル ゴリズムの開発ではこの傾向を考慮するものとしないものの 2 通り考案した.

## 第5章

# アルゴリズムの考案

20 インチ PMT のランダムレートからシンチレーション光を除去するためには、パルス1つ1つ に対しシンチレーション光か否かを判定する必要がある.そこで、ヒットが断続的に続いた回数をカ ウントし、カウント数が2回以上だった場合はカウントされた全てのパルスをシンチレーション光と 見なして除去するアルゴリズムを考えた.カウントする際、時間差に対して閾値  $\Delta t_{\rm th}$ を設け、隣り 同士のパルスの時間差が  $\Delta t_{\rm th}$  以内だった場合は連続パルスと見なしてカウントし、 $\Delta t_{\rm th}$ を設け、隣り 同士のパルスの時間差が  $\Delta t_{\rm th}$  以内だった場合は連続パルスと見なしてカウントし、 $\Delta t_{\rm th}$ を上回った 場合は別々のパルスと見なしてその時点でカウントを終了することにした. 閾値  $\Delta t_{\rm th}$  は、小さすぎ るとシンチレーション光を十分にカウントすることが出来ず、アルゴリズムの除去性能が下がって しまう.逆に、大きすぎるとシンチレーション光だけでなく熱電子もカウントしてしまい、熱電子 まで除去してしまう可能性が高まる(本研究では選択的にシンチレーション光だけ取り除きたい). 従って、閾値  $\Delta t_{\rm th}$ を設定するときは「シンチレーション光全体のうち取り除ける割合」や「熱電子 を誤って除去してしまう確率」などを考える必要があり、以下では実際に行った決定方法を説明す る.また、ヒット数をカウントする上で、 $\Delta t_{\rm th}$ の条件に加えて、「4.4 シンチレーション光の電荷的 性質の調査」でわかった電荷の性質より、first pluse の電荷が必ず大きいという条件も組み込んだ手 法 (手法 2) も考案したので、2 つのカウント手法の仕組みや予想されるエラーについて論じる.

### 5.1 ヒット数カウントの手法

図 5.1 は,熱電子の前に1組のシンチレーション光,後に2組のシンチレーション光が来るような 波形のモデルである.以下では,この波形から熱電子と両側のシンチレーション光を区別できること を説明する.また,それぞれの手法から予測されるエラーについて解説する.



#### 図 5.1 波形のモデル

#### 5.1.1 カウント手法1

カウント手法1は最初に考案した手法である.手法の手順は以下の通りである.

手順1 カウント開始時のパルスを first pulse とする (この時点でヒット数1とする). 手順2 first pulse とその次に来るパルスの時間差 $\Delta t$ について •  $\Delta t \leq \Delta t_{\rm th}$  の場合 次のパルスを second pulse とし、1 カウント追加する (この時点でヒット数 2). •  $\Delta t \ge \Delta t_{\rm th}$  の場合 次のパルスを first pulse とし、カウントせずに手順4に移動する(この時点でカウ ント終了). 手順3 新たに決まった second pulse とその次に来るパルスの時間差  $\Delta t$  について •  $\Delta t \leq \Delta t_{\rm th}$  の場合 次のパルスを新たな second pulse とし、1 カウント追加する. その後、手順3を再 び行う. •  $\Delta t \ge \Delta t_{\rm th}$  の場合 次のパルスを first pulse とし、カウントせずに手順4に移動する(この時点でカウ ント終了). 手順4 ヒット数が1の場合はパルスを残し、2以上の場合は first pulse と全ての second pulse を除去する.

手順5 手順1に戻って再びカウントを開始する.

この手法を図 5.1 の波形モデルに適用すると,図 5.2 のようにシンチレーション光のみ除去することが出来る.



図 5.2 シンチレーション光の判定 (カウント手法 1)

しかし、図 5.3 に示すように、もしシンチレーション光の直前  $\Delta t_{\rm th}$  秒以内に熱電子のパルスが存在した場合、この手法では熱電子を first pulse と判断してしまうため、熱電子も一緒に除去してしまうという短所がある。そこで、手法 2 では電荷の条件を取り入れることによってこの問題を解消した.



<sup>(</sup>a) 実際のパルスの種類(b) カウント手法1による判定図 5.3 カウント手法1から予想される判定エラー.図(b) では最初の熱電子を除去してしまう.

### 5.1.2 カウント手法2

カウント手法2は,「4.4 シンチレーション光の電荷的性質の調査」から確認された「シンチレー ション光の連続パルスうち, first pulse の電荷が一番大きい傾向にある」という性質を手法1に取り 入れて、手法1から予測された判定エラーを回避した手法である.以下にその手順を示す.



この手法を図 5.1 の波形モデルに適用したものが図 5.4 である. この手順では必ず first charge の 電荷が second pulse の電荷よりも大きくなるので,シンチレーション光の直前に偶然熱電子が入り 込んでも間違えて除去する心配はない. また,図 5.1 の熱電子の右側のシンチレーション光につい て,手法 1 のときは図 5.2 のように 6 つの連続パルスと判定されたが,手法 2 では電荷の条件によっ て図 5.4 のように 2 つの連続パルスと 4 つの連続パルスに正しく認識できている.



図 5.4 シンチレーション光の判定 (カウント手法 2)

しかし, first pulse の電荷が一番大きいという性質はあくまで傾向であり, 例外的に second pulse の方が大きくなる場合も考えられる. 例えば, 別々のシンチレーション光がほぼ同時に発光したと き, もし 2 つの first pulse のうち電荷の小さい方が先に観測された場合は, もう片方の first pulse があたかも second pulse のように見える可能性がある.また,単に first pulse が小さいシンチレー ション光が来る可能性がゼロとは言いがたい. これらの場面で手法 2 を適用すると,図 5.5 のように シンチレーション光を完全に取り除けないことが予想される.このエラーは手法 1 では起こらない. どちら方が優れた手法かは今の時点では判断できないため,以降は実際に 20 インチ PMT のランダ ムレートに適用した結果を見て考察することにした.



## 5.2 時間差の閾値 $\Delta t_{\rm th}$ の決定

アルゴリズムを実用化するためには、アルゴリズムによって「1. シンチレーション光全体のうち 何パーセント取り除くことが出来るか」、「2. 関係ないアフターパルスや熱電子を取り除いてしま う確率」、「3. 除去後にダークレート全体はどのくらい減少するか」、「4. 除去後のダークレートに おける各種ノイズの割合」をあらかじめ知っておく必要がある.そこで、閾値  $\Delta t_{\text{the}}$ を決める際は 上の 4 点に着目し、図 4.12 に示したシンチレーション光(Scintillation Light)、アフターパルス (After Pulse)、熱電子(Thermion)のそれぞれの時間差分布について、時間差 0 ~  $\Delta t$  の区間で積 分した面積  $I_{\text{sci}}(\Delta t)$ 、 $I_{\text{the}}(\Delta t)$ 、 $I_{\text{the}}(\Delta t)$  とそれらの総和

$$I_{\text{total}}(\Delta t) \equiv I_{\text{sci}}(\Delta t) + I_{\text{aft}}(\Delta t) + I_{\text{th}}(\Delta t)$$
(5.1)

を議論することにした.  $I_{\text{total}}(\Delta t)$ は全範囲で1に規格化されているので、0 ~  $\Delta t$ を動かしたときの  $I_{\text{sci}}(\Delta t)$ ,  $I_{\text{aft}}(\Delta t)$ ,  $I_{\text{the}}(\Delta t)$ の変化を見ることで、それぞれのノイズが全体としてどのように増

えていくのかを観察することが出来る。尚, $\Delta t$ はヒストグラムの各ビンの右端の値として離散的に 取り,積分の計算は一番左のビンから時間差 $\Delta t$ に対応するビンまで順番に足し合わせていく方法で 行った。つまり

$$\Delta t_j = (j \, \mathfrak{A} \blacksquare \mathcal{O} \lor \mathcal{O} \neg \mathfrak{I} \overset{\text{def}}{\mathfrak{s}} \mathcal{O} \stackrel{\text{def}}{\mathfrak{s}}) = j \times ( \lor \mathcal{V} \overset{\text{def}}{\mathfrak{s}} : 0.25 \, \mu \text{s})$$
(5.2)

$$I_{\mathcal{X}}(\Delta t_{j}) = \sum_{i=1}^{j} \left( i \, \mathfrak{T} egin{array}{c} \\ \mathfrak{T} \mathcal{S} \mathcal{S} \mathcal{S} \end{array} \right)$$
(5.3)

と表せる(ただし,X = sci, aft, the である). このもとに, $0 \le \Delta t_j \le 5$  ms  $\equiv \Delta t_{max}$  の範囲で  $\Delta t_j$  を離散的に動かしていったときの

- 面積の推移 :  $\Delta t I_X(\Delta t)$  グラフ
- 全範囲で積分した面積に対する割合の推移:  $\Delta t I_X(\Delta t)/I_X(\Delta t_{max})$  グラフ
- •3種類の面積の総和に対する面積比の推移:  $\Delta t I_{\rm X}(\Delta t)/I_{\rm total}(\Delta t)$  グラフ

を作成したところ,図 5.6 ~ 5.8 のようになった.



図 5.6  $\Delta t - I_{\rm X}(\Delta t)$  グラフ  $(0 \le \Delta t \le 100 \ \mu {\rm s})$ 



図 5.7  $\Delta t - I_{\rm X}(\Delta t)/I_{\rm X}(\Delta t_{\rm max})$  グラフ  $(0 \le \Delta t \le 100 \ \mu {\rm s})$ 



図 5.8  $\Delta t - I_X(\Delta t)/I_{total}(\Delta t)$  グラフ  $(0 \le \Delta t \le 100 \ \mu s)$ 

いずれのグラフも,青線がシンチレーション光,赤線がアフターパルス,緑線が熱電子の推移を表 している.これら3つのグラフを観察し,最終的に図 5.7 に着目して,シンチレーション光全体の 80 % カバーするように時間差の閾値  $\Delta t_{\rm th}$ を設定することにした.そこで, $\Delta t_j$ を0sから離散的 に動かしていったときに  $I_{\rm sci}(\Delta t_j)/I_{\rm sci}(\Delta t_{\rm max})$ が初めて 0.8を超えるビンを探したところ,左から j = 64番目のビンであることがわかった.従って  $\Delta t_{\rm th}$  は

$$\Delta t_{\rm th} = 64 \times (ビン幅: 0.25 \,\mu s) = 16 \,\mu s$$

$$(5.4)$$

と決定した.各グラフの桃色の点線は  $\Delta t_{\rm th} = 16 \ \mu s$  の位置である.以下に,各グラフにおける  $\Delta t_{\rm th} = 16 \ \mu s$  との交点の縦軸の値をまとめる.

バックグラウンド (X)	$ I_{\rm X}(\Delta t_{\rm th}) $	$I_{\rm X}(\Delta t_{\rm th})/I_{\rm X}(\Delta t_{\rm max})$	$I_{\rm X}(\Delta t_{ m th})/I_{ m total}(\Delta t_{ m th})$
シンチレーション光 (sci)	0.511	0.802	0.914
アフターパルス (aft)	0.0344	0.928	0.0616
熱電子 (the)	0.0136	0.0418	0.0244

表 5.1 図 5.6  $\sim$  5.8 における  $\Delta t_{\rm th} = 16 \ \mu {
m s}$  との交点の縦軸の値

 $\Delta t_{\rm th} = 16 \ \mu {
m s}$  の場合,アルゴリズムの実用化に重要な「1.シンチレーション光全体のうち何パー セント取り除くことが出来るか」,「2.関係ないアフターパルスや熱電子を取り除いてしまう確率」, 「3.除去後にダークレート全体はどのくらい減少するか」,「4.除去後のダークレートにおける各種ノ イズの割合」の4点は次のように議論することができる.

#### 1. シンチレーション光全体のうち何パーセント取り除くことが出来るか

表 5.1 の  $I_{\rm sci}(\Delta t_{\rm th}) = 0.802$  より,シンチレーション光全体のうち 80.2 % 取り除くことが出来ると予想される.同時に, $I_{\rm aft}(\Delta t_{\rm th}) = 0.928$ , $I_{\rm the}(\Delta t_{\rm th}) = 0.0418$  より,アフターパルスと熱電子はそれぞれの全体の 92.8 %, 4.18 % 取り除いてしまうと考えられる.

#### 2. 関係ないアフターパルスや熱電子を取り除いてしまう確率

時間差  $\Delta t_{\rm th} = 16 \ \mu s$  に含まれるシンチレーション光,アフターパルス,熱電子の比は,表 5.1 の  $I_{\rm X}(\Delta t_{\rm th})/I_{\rm total}(\Delta t_{\rm th})$ より,それぞれ 0.914, 0.0616, 0.0244 である. 従って,アルゴリズ ムによってシンチレーション光を正しく判定出来る確率は 91.4 %,アフターパルスをシンチ レーション光と判定してしまう確率は 6.16 %,熱電子をシンチレーション光と判定してしまう確率は 2.44 % である.

#### 3. 除去後にダークレート全体はどのくらい減少するか

ヒット数カウントの際,時間差  $\Delta t_{\rm th} = 16 \ \mu s$ 以内にあるパルスは除去の対象になる.従って表 5.1 の  $I_{\rm X}(\Delta t_{\rm th})$ を用いると,

$$I_{\text{total}}(\Delta t_{\text{th}}) = I_{\text{sci}}(\Delta t_{\text{th}}) + I_{\text{aft}}(\Delta t_{\text{th}}) + I_{\text{the}}(\Delta t_{\text{th}})$$
  
= 0.511 + 0.0344 + 0.0136  
= 0.559 (5.5)

はアルゴリズムによって除去される面積といえる.よって、アルゴリズム適用後の面積は

$$1 - I_{\text{total}}(\Delta t_{\text{th}}) = 1 - 0.559 = 0.441 \tag{5.6}$$

であるので、除去後のダークレートは除去前の44.1 %程度になると予想される.

4. 除去後のダークレートにおける各種ノイズの割合

「4.3 時間差分布からみた各種ノイズの割合」の見積もりから,除去前のシンチレーション光, アフターパルス,熱電子の面積はそれぞれ 0.637, 0.0371, 0.326 という結果だった. 一方,表 5.1 より,アルゴリズムによって除去される面積はそれぞれ  $I_{\rm sci}(\Delta t_{\rm th}) = 0.511$ ,  $I_{\rm aft}(\Delta t_{\rm th}) =$ 0.0344,  $I_{\rm the}(\Delta t_{\rm th}) = 0.0136$  である. 従って,除去後のレート全体に対する各バックグラウ ンド割合はそれぞれ

(シンチレーション光の割合) = 
$$\frac{0.637 - I_{\rm sci}(\Delta t_{\rm th})}{1 - I_{\rm total}(\Delta t_{\rm th})} \times 100 = \frac{0.637 - 0.511}{1 - 0.559} \times 100 = 28.6\%$$
(5.7)

(アフターパルスの割合) = 
$$\frac{0.0371 - I_{\text{aft}}(\Delta t_{\text{th}})}{1 - I_{\text{total}}(\Delta t_{\text{th}})} \times 100 = \frac{0.0371 - 0.0344}{1 - 0.559} \times 100 = 0.605\%$$
(5.8)

(熱電子の割合) = 
$$\frac{0.326 - I_{\text{the}}(\Delta t_{\text{th}})}{1 - I_{\text{total}}(\Delta t_{\text{th}})} \times 100 = \frac{0.326 - 0.0136}{1 - 0.559} \times 100 = 70.7\%$$
(5.9)

と予想される.

以上の議論をもとに、アルゴリズム適用後に予想されるダークレートの変化を棒グラフにまとめると 図 5.9 のようになった.



図 5.9 予想される除去前後のダークレートの変化

## 第6章

# 考察

考察では、「5.2 時間差の閾値 Δt<sub>th</sub> の決定」で予想したダークレートや各種バックグランドの割合 と、実際にアルゴリズムを適用した結果を比較し、2 つのカウント手法のうちどちらが優れたアルゴ リズムかを議論する.また、本論文で考案したアルゴリズムをスーパーカミオカンデ実験やハイパー カミオカンデ実験に実装する上で、改善しなければならない点について説明する.

## 6.1 アルゴリズムを適用した結果

準備として,図 4.12 と同じデータから,アルゴリズム適用前の 20 インチ PMT のランダムレート を算出したところ 6.81 kHz が得られた.従って,「5.2 時間差の閾値 Δt<sub>th</sub>の決定」における「3.除 去後にダークレート全体はどのくらい減少するか」の議論から,シンチレーション光除去後のダーク レートは 44.1 % 程に減少することが予測されるので,除去後のダークレートは

$$6.81 \times 0.441 = 3.00 \text{ kHz} \tag{6.1}$$

程度と期待される.この値と実際にアルゴリズムを適用して得られるダークレートを比較すること により,2つのカウント手法のうちどちらのアルゴリズムがよりダークレートの予想値を再現できて いるかがわかる.以下ではこうしたダークレートの比較に加え,「5.2時間差の閾値 Δt<sub>th</sub>の決定」の 「4.除去後のダークレートにおける各種ノイズの割合」で算出した割合の予想値と,実際に除去して 得られる各バックグラウンドの割合を比較し,どちらのカウント手法が優れているのかを考察した.

### 6.1.1 アルゴリズム適用後のダークレート

図 4.12 と同じ 20 インチのランダムレートのデータに対し, 2 つのカウント手法を適用してシンチ レーション光を除去したところ,ダークレートは次のようになった.

カウント手法	ダークレート [kHz]	予想値 3.00 kHz に対する誤差率 [%]
1	2.23	25.7
2	2.70	10.0

表 6.1 アルゴリズム適用後のダークレート

予想値に対する誤差率から,手法2の方がダークレートの予想値を再現できていることがわかる. 従って,手法2の方が優れたアルゴリズムといえる.

#### 6.1.2 アルゴリズム適用後の各種ノイズの割合

図 4.12 と同じ 20 インチ PMT のランダムレートについて、2 つのカウント手法を適用後の時 間差分布のヒストグラムを作成すると図 6.1、6.2 のようになった.ただし、図 4.12 と同様、横軸 0~5 ms,ビン数 20000,ビン幅 0.25  $\mu$ s とし、分布の面積が1となるように規格化した.緑線は熱 電子の寄与であり、先ほどと同様、0.5~1 ms の範囲で関数  $A \exp(-t/\tau)$  によってフィッティング した.以下に、アルゴリズム適用前後のフィッティングパラメータをまとめる.

アルゴリズム	$A \ [ imes 10^{-4}]$	$\tau \ [\mu s]$
適用前	2.17	375
カウント手法 1	4.92	446
カウント手法 2	4.70	412

表 6.2 時間差分布における熱電子のフィッティングパラメータ

パラメータ A は、いずれのカウント手法もアルゴリズム適用前に比べ 2 倍以上の値となった. これ は、シンチレーション光が除去されたことにより熱電子の割合が増えたためと考えられる.一方、仮 に熱電子を誤って除去することがなかった場合、時定数 τ はアルゴリズム適用前後で変化しないはず である.そこで、アルゴリズム適用後の時定数を比較すると、カウント手法 2 の方が適用前の時定数 の値に近いことがわかる.このことから、カウント手法 2 の方がシンチレーション光と熱電子を正し く判別できているといえる.



### Time Interval Distribution





Time Interval Distribution

図 6.2 カウント手法 2 を適用後のダークレートの時間差分布 (横軸 0~5 ms)

次に、それぞれの時間差分布を 0~100 µs の範囲で表示すると図 6.3、6.4 のようになった.尚、

分布の面積は図 4.12 と同様,1 に規格化した.また,アフターパルスの割合は LED 光を用いた実 験によって独立に見積もったため,アルゴリズム適用後の割合を見積もるのが困難であることや, 「5.2 時間差の閾値 Δt<sub>th</sub>の決定」の「2. 関係ないアフターパルスや熱電子を取り除いてしまう確率」 においてアフターパルス全体の 92.8 % 取り除くことが予想されていたことから,今回の時間差分布 では考慮しないことにした.



**Time Interval Distribution** 

図 6.3 カウント手法 1 を適用後のダークレートの時間差分布 (横軸 0~100 µs)



#### **Time Interval Distribution**

図 6.4 カウント手法 2 を適用後のダークレートの時間差分布 (横軸 0~100 µs)

時間差分布の 0 ~ 16 µs の部分に着目すると,カウント手法 1 の方は完全に除去されているのに対 し,カウント手法 2 の方は一部除去されずに残っていることがわかる.そこで,全体のダークレート から熱電子の寄与を差し引く際,手法 1 では 16 µs 以上の範囲で,手法 2 では全範囲で行ったとこ ろ,図 6.5 と図 6.6 が得られた.



図 6.5 カウント手法1を適用後の各種ノイズの時間差分布 (横軸 0~100 µs)



Time Interval Distribution

図 6.6 カウント手法 2 を適用後の各種ノイズの時間差分布 (横軸 0~100 µs)

このとき、シンチレーション光と熱電子のダークレート全体に対する割合を計算すると、表 6.3 のようになった.

アルゴリズム	シンチレーション光の割合 [%]	熱電子の割合 [%]
カウント手法1	15.1	84.9
カウント手法 2	22.6	77.4
予想値( <u>5.2</u> を参照)	28.6	70.7

表 6.3 除去後のダークレートに含まれるの各種ノイズの割合

表 6.3 より,アルゴリズム適用後のシンチレーション光と熱電子の割合はカウント手法2の方が予想 値に近いため,カウント手法2の方が性能の良いアルゴリズムといえる.

また,表 6.3 のシンチレーション光の割合を用いれば,式 (6.2) によってシンチレーション光全体 のうち除去出来た割合(除去率)を計算することが出来る.

$$(シンチレーション光の除去率 [%]) = \frac{(除去前のシンチレーション光のレート) - (除去後のシンチレーション光のレート)}{(除去前のシンチレーション光のレート)} \times 100$$
(6.2)

ただし

(除去後のシンチレーション光のレート) = (除去後のダークレート) × (除去後のシンチレーション光の割合) (6.4)

実際に式 (6.2) をカウント手法 1,2の結果に適用すると

カウント手法1

$$(シンチレーション光の除去率 [\%]) = \frac{6.81 \text{ kHz} \times 0.637 - 2.23 \text{ kHz} \times 0.151}{6.81 \text{ kHz} \times 0.637} \times 100 = 92.2\%$$
(6.5)

• カウント手法2

$$(シンチレーション光の除去率 [%]) = \frac{6.81 \text{ kHz} \times 0.637 - 2.70 \text{ kHz} \times 0.226}{6.81 \text{ kHz} \times 0.637} \times 100 = 85.9\%$$
(6.6)

となった.「5.2 時間差の閾値  $\Delta t_{\text{th}}$  の決定」の「1. シンチレーション光全体のうち何パーセント取り 除くことが出来るか」において 80.2 % のシンチレーション光が除去できることが予想されており, カウント手法 1 には 92.2 – 80.2 = 12.0 % の誤差が,カウント手法 2 には 85.9 – 80.2 = 5.7 % の 誤差が見られた.予想値に近いのはカウント手法 2 のため,こちらの方がが良いアルゴリズムとい える.

### 6.2 アルゴリズムの実用における問題点

前節の考察から、考案した2つのカウント手法のうち手法2の方が優れていることがわかった.し かし、実用化を考えたとき、このアルゴリズムをそのままスーパーカミオカンデ実験やハイパーカミ オカンデ実験のデータに適用すると、観測したい信号まで除去してしまうことが懸念される.その理 由は、図 6.7 に示すように、観測したい信号によってシンチレーション光やアフターパルスが出るこ とが懸念されるからである.特にアフターパルスは、「4.2.2 20 インチ PMT のアフターパルスの見 積もり」によると1光電子のパルスにつき 3.71 % 程度の確率で出てくるため、観測対象の信号が持 つ電荷が大きければ大きいほどアフターパルスを出すので、アルゴリズムによって除去してしまう可 能性が高くなる.従って、カウント手法2をいざ実装するにはこの問題を改善する必要がある.



<sup>(</sup>a) 実際のパルスの種類

(b) カウント手法2による判定

図 6.7 カウント手法 2 から予想されるエラー.図 (b) では観測したい信号がシンチレーション 光の first pulse と判断されて除去されてしまう.

そこで考案した改善策は、観測したい信号の電荷に対する閾値  $Q_{sig}$  を設定することである.カウント手法2の結果ヒット数が2以上だった場合、first pulseの電荷が $Q_{sig}$ を上回る場合は first pulseを観測対象の信号と判断して second pulse のみ除去し、 $Q_{sig}$ を下回る場合は今まで通り全てのパルスを除去する.このようにすれば観測したい信号を残すことが出来る(図 6.8 を参照)、本研究では、この $Q_{sig}$ を決定する合理的な方法を発案するまでには至らなかった.



図 6.8 観測したい信号の電荷に対する閾値  $Q_{
m sig}$  を取り入れたアルゴリズム

第7章

# 結論

ハイパーカミオカンデで使用予定の 50 cm 口径光電子増倍管(20 インチ PMT)のダークレート に含まれるシンチレーション光を除去するアルゴリズムを考案した.シンチレーション光を取り除く ことに成功すると,ハイパーカミオカンデにおいて低エネルギーの事象を観測できる可能性が高ま る.特に,陽子崩壊のバックグラウンド低減や超新星背景ニュートリノの感度向上が期待される.

まず、「時間的性質」、「電荷的性質」という2つの観点からシンチレーション光の特性を調査した. 「時間的性質」では、コインシデンスという意図的に多くのシンチレーション光を観測できる測定に よって得られたデータの時間分布より、シンチレーション光が2つの時定数2.46 µs、15.6 µs をもつ ことがわかった. これは、最初の発光から  $O(\mu) \sim O(10\mu)$  程の間隔を開けて連続的に発光すること を意味する. このことから、ランダムなダークレートの時間差分布を作成すると  $O(\mu) \sim O(10\mu)$  秒 の範囲にシンチレーション光の寄与が集中すると予測でき、アルゴリズムの開発に時間差分布が有効 であることを理解した.一方、「電荷的性質」は、コインシデンスのデータから縦軸を電荷、横軸を 時間の2次元ヒストグラムを作成することにより、シンチレーション光は最初の発光のパルスが最も 大きな電荷をもつ傾向にあることを知った.

次に、シンチレーション光の除去アルゴリズムを考案した.シンチレーション光が続く回数をカウントし、もし2回以上続いた場合はシンチレーション光と見なして除去する方針をとった.このとき、カウントの仕方に関して2通りの手法を考えた.1つ目の手法(カウント手法1)はシンチレーション光の時間的性質にのみ着目し、隣合うのパルスの時間差に対する閾値  $\Delta t_{\rm th}$ を設定して、カウントしていく中で隣り合う時間差がこの閾値を超えた場合はカウントを終了した.もう1つの手法(カウント手法2)では、カウント手法1に電荷的性質を取り入れることによって、最も電荷の大きいパルスからカウントが始まるようにした.閾値  $\Delta t_{\rm th}$ は、時間差分布の積分によって、全シンチレーション光の 80.2 % の除去することが期待される  $\Delta t_{\rm th} = 16 \ \mu s$ を採用した.

考案した2つのカウント手法を20インチ PMT のデータに適用したところ,カウント手法1では シンチレーション光を92.2 %,カウント手法2ではシンチレーション光を85.9 % 除去する結果と なった.80.2 % の除去することが予想されていたため,カウント手法2の方が優れたアルゴリズム であることがわかった.しかしながら,実用化を想定すると,観測したい信号によってシンチレー ション光ややアフターパルスが出ること可能性があり,カウント手法2を使うと欲しい信号まで除去 してしまうことが懸念される.この問題は,観測対象の信号に対する電荷の閾値 Q<sub>sig</sub> を設定し,「閾 値 Q<sub>sig</sub> を超える場合は観測したい信号と判断して除去しない」というアルゴリズムをカウント手法 2に取り入れることによって改善される.

今後の展望としては,カウント手法2をスーパーカミオカンデ実験やハイパーカミオカンデ実験へ 実用化すするため,閾値 *Q*<sub>sig</sub> を決定する合理的な方法を考案することが期待される.

# 謝辞

本論文の執筆に至るまで,西村研究室の皆様には大変お世話になりました.この場をお借りして感 謝の言葉を申し上げます.

指導教員の西村先生には、研究の進め方や実験装置の扱い、データの解析手法、アルゴリズムのア イデアなど、様々なことをご教授いただきました.また、大学院入試の提出書類や論文講読発表、本 論文など色々な相談を個別に乗っていただき、大変助かりました.さらに、西村研究室でなければ経 験できない数多くのことに触れ、先生の活躍するお姿から研究者としてノウハウを学ばせていただき ました.1年間、本当にお世話なりました.

修士1年生の前川雄音さんには,勉強や研究活動においてで様々なことをサポートして頂きました,特に,論文講読発表においてグラフの意味が理解できなかったとき,一緒になって考えてくださいました.また,オシロスコープの波形解析に用いるソフトウェアの動作を教えていただいたり,本研究のアルゴリズムに関して様々なアイデアを提供していただいたりしました.本研究は前川さんなくしては進められなかったに違いありません.本当に感謝しております.

前川さんと同期で卒業生の永井雄大さんには、2年前に西村研究室が設立したとき、前川さんとと もにの研究室の設備を整えていただきました.この1年間、私が特別な苦労もなく研究活動を行うこ とが出来たのは、2年前のお二人の尽力のおかげです.また、永井さんは私が学部3年時に期末テス トの過去問を恵んでくださり、新年会の帰り道では様々な相談に乗ってくださいました.本当にあり がとうございました.

学部4年生の藤澤千緒里さんには、研究の取り組み方や研究に対する姿勢など、同期でありながら 様々なことを見習わせていただきました.また、信号線の作り方や高圧電源の使用方法といった実験 器具の扱い方を丁寧に教えてくださいました.その一方で、共同利用の暗室を私が開けたい旨を伝え ると快く対応してくださり、とても助かりました.1年間、藤澤さんと切磋琢磨し合うことが出来て 大変光栄でした.本当にありがとうございました.

最後に,授業や実験等でお世話になった物理学科の先生方,こんな私と親しくしてくれた物理学科 の友人を始め,これまでの人生で出会った全ての方々,そして私を心身共に4年間支えてくれた家族 に心から感謝申し上げます.

2021 年 2 月 川島輝能

# 参考文献

- [1] David J. Griffiths. グリフィス素粒子物理学. 花垣和則, 波場直之訳. 東京, 丸善出版株式会 社, 2019, p. 24-28.
- [2] 柴田利明.素粒子·原子核物理入門.東京,第5版,丸善出版株式会社,2019.
- [3] 三浦功, 菅浩一, 俣野恒夫. 放射線計測学. 東京, 第 10 版, 裳華房, 2019, p. 94-95, 110-112.
- [4] Sebastian Raschka, Vahid Mirjalili. Python 機械学習プログラミング.株式会社クイープ訳, 東京, 丸善出版株式会社, 2020, p. 305-331.
- [5] Lewis, G. M.; Neutrinos, Wykeham, London, 1970, p. 30.
- [6] Powell, C. F., Fowler, P.H. and Perkins, D. H., The Study of Elementary Particles by the Photographic Method; Nature, 159, 694 (1947).
- [7] Powell, C. F., Fowler, P.H. and Perkins, D. H., The Study of Elementary Particles by the Photographic Method; Nature, 163, 82 (1949).
- [8] The T2K Collaboration 2020. "A Brief History Of Neutrinos". https://t2k-experiment. org/neutrinos, (参照 2020-12-29).
- [9] 長島順清.素粒子物理学の基礎 I. 第5版,東京,朝倉書店,2008, p. 37, (朝倉物理学大系, 3).
- [10] K. Abe et al.; "Hyper-Kamiokande Design Report", Hyper-Kamiokande proto-Collaboration, arXiv: 1805.04163v1, 2018.
- [11] A. Takenaka et al.; "Search for proton decay via  $p \to e^+\pi^0$  and  $p \to \mu^+\pi^0$  with an enlarged fiducial volume in Super-Kamiokande I-IV", The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. D 102, 112011 (2020).
- [12] スーパーカミオカンデ公式ホームページ. "陽子崩壊". http://www-スーパーカミオカン デ.icrr.u-tokyo.ac.jp/スーパーカミオカンデ/スーパーカミオカンデ/pdecay.html, (参照 2021-1-20).
- [13] スーパーカミオカンデ公式ホームページ. "イベントディスプレイ". http://www-スーパーカ ミオカンデ.icrr.u-tokyo.ac.jp/スーパーカミオカンデ/detector/eventdisplay.html, (参照 2021-1-20).
- [14] スーパーカミオカンデ公式ホームページ."ニュートリノとニュートリノ振動". http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/neutrino.html, (参照 2021-1-21).
- [15] ハイパーカミオカンデ公式ホームページ."ニュートリノ質量階層性とは?". http://www. hyper-k.org/physics/phys-hierarchy.html, (参照 2021-1-22).

- [16] スーパーカミオカンデ公式ホームページ. "超新星爆発ニュートリノ". http://www-sk.icrr.
   u-tokyo.ac.jp/sk/sk/supernova.html, (参照 2021-1-22).
- [17] スーパーカミオカンデ公式ホームページ. "超新星背景ニュートリノの探索 (SK-Gd プロジェクト)". http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/srn.html, (参照 2021-1-22).
- [18] 浜松ホトニクスホームページ."ニュートリノを探る". https://www.hamamatsu.com/ jp/ja/why-hamamatsu/academic-projects/exploring-neutrinos/index.html, (参照 2021-1-23).
- [19] 望月俊来, "ハイパーカミオカンデに向けた 50cm 口径光電子増倍管及び中性子信号検出アルゴ リズムの開発", 修士論文, 東京大学大学院理学系研究科, 2019.
- [20] 岡本浩大, "ハイパーカミオカンデによる超新星背景ニュートリノ観測に向けた光センサのノイ ズ低減", 修士論文, 横浜国立大学院理工学府, 2020.
- [21] 松永延也他,光電子増倍管 その基礎と応用,静岡,第4版,浜松ホトニクス株式会社,2017.
- [22] 株式会社サイエンテックス. "NIM 規格". https://www.scientex.co.jp/dict/alpha/ nim.html, (参照 2021-1-29).