

大型水チェレンコフ検出器の  
光センサ応答特性を取り入れた  
観測精度向上研究

岡崎玲大

指導教員 准教授 西村康宏

2024 年 3 月

慶應義塾大学大学院理工学研究科  
基礎理工学専攻

## 要旨

素粒子は物質の最小構成単位で、これまで素粒子実験の結果や予測は素粒子標準理論と矛盾が見つかっていない。しかし、ニュートリノの諸性質を初めとする素粒子の描像を完全には説明できておらず、標準理論を超える理論が求められている。その一つに陽子崩壊の観測によって証明がなされる大統一理論がある。そこで陽子崩壊の探索を目的として現在スーパーカミオカンデで観測が行われ、2027年よりハイパーカミオカンデで観測開始を予定している。大型水チェレンコフ検出器は大型の水タンクと大量の50 cm 口径光電子増倍管を擁し、チェレンコフ光を検出し、事象再構成を行う。観測精度は光検出・事象再構成解析の精度に大きく依存する。観測精度の向上には統計量増加・系統誤差低減させることも必要となる。本研究ではスーパーカミオカンデでの事象再構成プログラムを高精度化できる光電子増倍管の時間応答評価を試みてその効果を検証し、ハイパーカミオカンデで一部使用予定の検出角・大光量応答を可能とする新光検出器モジュールを開発することで多角的な観測の高精度化に取り組んだ。

光電子増倍管の時間応答特性を取り入れた事象再構成プログラム高精度化では、スーパーカミオカンデ内の光電子増倍管への光入射角によって検出時間が3 ns程度異なることを確認し、この検出時間のずれを補正し、事象位置再構成精度が向上するかを確認した。その結果入射角応答の取り入れのみでは位置再構成精度向上は見込まれなかったが、光電子増倍管への光入射角と検出時間差を補正し、事象位置再構成を行う手法の検証を行うことができた。今後、様々な角度で光を入射させたデータを用いて、検出時間の補正を行うことでより正確な事象位置再構成精度向上の検証が可能になる。

新光検出器モジュール開発では、19本の8 cm口径光電子増倍管を用いた新光検出器モジュールであるmPMT(Multi-Photo Multiplier Tube)に使用予定のプロトタイプ高電圧供給回路を8 cm口径光電子増倍管に用いた際の検出精度を、時間分解能、大光量応答、高レート信号応答の3つの観点で評価した。時間分解能は1-1200光電子の範囲で0.91から0.16 ns、大光量応答では200光電子まで性能が安定、高レート信号応答では100 kHzの信号まで性能が安定することが分かり、プロトタイプの高電圧供給回路は十分な性能を持つことが分かった。

## Abstract

Elementary Particles are the fundamental constituents of matter, and to date, experimental results and predictions in particle physics have remained consistent with the Standard Model. However, a complete description of particle properties, particularly those of neutrinos, is yet to be achieved, and the exploration of theories beyond the Standard Model are demanded. One such theory awaiting validation is the Grand Unified Theory, which assume the proof through the observation of proton decay. To this end, the observations at the Super-Kamiokande experiment is ongoing and the observations at Hyper-Kamiokande are planned to commence in 2027.

The large water Cherenkov detector employed in these experiments comprises a water tank and 50 cm diameter photomultiplier tubes for Cherenkov light detection. The precision of observations heavily depends on the accuracy of light detection and event reconstruction analyses. Enhancing observation accuracy requires both increased statistical data and the reduction of systematic errors. In this study, efforts were made to improve the accuracy of event reconstruction programs at Super-Kamiokande by evaluating the time response of photomultiplier tubes and validating the effectiveness of these enhancements. Additionally, a new photodetector module was developed to enable high-precision observations with improved detection angles and large amount of light response at Hyper-Kamiokande.

In the former case, an investigation into the time difference in detection of light incident at various angles on the photomultiplier tubes in Super-Kamiokande revealed a time variation of approximately 3 ns. Corrections were applied to compensate for this time difference, aiming at improved event position reconstruction accuracy. While incorporating only incident angle response did not lead to significant improvements, correcting for both incident angle and time difference demonstrated a method for event position reconstruction. Future work involves using data with light incident at a various positioning of the light sources with additional calibrations to further validate the improvements in event position reconstruction accuracy achieved through time correction.

In the latter case, a prototype high-voltage supply circuit intended for use with the Multi-Photo Multiplier Tube (mPMT) detector module, featuring 19 eight-centimeter diameter photomultiplier tubes, was accompanied for the evaluation of detection accuracy in terms of time resolution, high-intensity, and high-rate signal response. The prototype circuit demonstrated a time resolution ranging from 0.91 to 0.16 ns in the range of 1 to 1200 photoelectrons, stable performance up to 200 photoelectrons for high light response, and stability in signal response up to 100 kHz for high-rate signals. These results indicate that the prototype high-voltage supply circuit possesses sufficient performance capabilities for application in the mPMT detector module.

# 目次

第 1 章 導入	1
第 2 章 物理背景	3
2.1 素粒子標準理論	3
2.1.1 フェルミオン	3
2.1.2 ボソン	4
2.2 大統一理論	4
2.3 陽子崩壊	5
2.4 ニュートリノ	5
2.4.1 超新星爆発ニュートリノ	6
2.4.2 ニュートリノ振動	7
2.4.3 ニュートリノの質量階層性問題	8
2.4.4 CP 対称性の破れ	9
第 3 章 大型水チェレンコフ検出器	10
3.1 検出原理	10
3.1.1 チェレンコフ光	10
3.1.2 光電子増倍管	11
第 4 章 光電子増倍管への光入射角応答を取り入れた観測精度向上	13
4.1 スーパーカミオカンデ	13
4.1.1 概要	13
4.1.2 スーパーカミオカンデで使用中の 50 cm 口径光電子増倍管	14
4.1.3 光電子増倍管衝撃波防止ケース	16
4.1.4 観測フェーズ	16
4.1.5 データ取得システム (Data Acquisition; DAQ) [7]	18
4.1.6 空気純化システム	19
4.1.7 水循環システム	20
4.1.8 SK の時間較正 [9]	23
4.1.9 SKPMT 検出時間の光入射位置依存性	27
4.1.10 SK における有効体積	29
4.1.11 Ni-Cf 線源	29
4.1.12 事象再構成	30
4.2 光電子増倍管への光入射角依存性を取り入れた検出精度向上	35
4.2.1 SKPMT 検出時間の方向 $\theta$ 依存性調査	35
4.2.2 SKPMT 検出時間の方向 $\theta$ 依存性を取り入れた再構成位置精度評価	47

第 5 章	新光検出器モジュールに用いる 高電圧供給回路基板の性能調査	57
5.1	ハイパーカミオカンデ	57
5.1.1	概要	57
5.1.2	ハイパーカミオカンデで使用予定の光センサ	58
5.2	mPMT で使用予定の高電圧供給回路の性能評価 [16]	63
5.2.1	高電圧供給回路	64
5.2.2	測定内容	64
5.2.3	測定方法と使用器具	66
5.2.4	時間分解能測定	68
5.2.5	線型応答性測定	71
5.2.6	高レート信号耐性	73
第 6 章	まとめと今後の展望	77
6.1	スーパーカミオカンデの位置再構成解析に、光センサの光入射角応答の取り入れ	77
6.2	ハイパーカミオカンデで使用予定の mPMT の開発	78
	参考文献	79
	謝辞	81

# 目次

2.1	標準理論を構成する素粒子 [3]	3
2.2	陽子崩壊のモードと陽子の寿命下限値 [13]	5
2.3	地球と超新星爆発の起きた点の距離とハイパーカミオカンデで観測されるニュートリノの予測値 [13]	6
3.1	チェレンコフ放射の概略図	10
3.2	チェレンコフリングの概略図	11
3.3	光電子増倍管の構造 [1]	11
4.1	SKの検出器断面図 [5]	13
4.2	光電子増倍管 (R3600、浜松ホトニクス社製) の断面図 [5]	14
4.3	SKPMTの量子効率の波長依存性 [17]	15
4.4	ベネチアンブラインド型ダイノード、及びシミュレーションによる電子の飛跡 [24]	15
4.5	光電子増倍管衝撃波防止ケース [6]	16
4.6	DAQブロック図 [8]	18
4.7	QBEEブロック図 [8]	19
4.8	SK空気純化システム [17]	20
4.9	スーパーカミオカンデ超純水製造循環システム [10]	21
4.10	硫酸ガドリニウム水製造循環システム [18]	22
4.11	タイムウォーク効果 (横方向は検出時間 (ns)、縦方向は検出波形の波高 (mV) を表す)	23
4.12	SKにおける時間較正	24
4.13	ディフューザーボール	24
4.14	補正前のTQMAP [10]	25
4.15	プレパルスの模式図 [11]	26
4.16	補正後のTQMAP [10]	26
4.17	入射角 $\theta$ 定義。図は光電子増倍管の断面図。 [12]	27
4.18	方位角 $\varphi$ 定義。図は光電子増倍管を真上から見た図。	27
4.19	入射角 $\theta$ 定義 (SKPMTの断面図) [12]	28
4.20	方位角 $\varphi$ 定義 (SKPMTを真上から見た図)	28
4.21	SKPMT検出時間の光入射位置依存性 [12]	28
4.22	ダイノード方向 (X、Y、D) 定義 (SKPMTを真上から見た図)	29
4.23	Ni-Cf線源 [9]	30
4.24	Ni-Cf線源模式図	30
4.25	SKのタンクを真上から見た図。黒丸がキャリブレーションホール。 [23]	31
4.26	位置・方向再構成模式図	32
4.27	LINACのデータにおける $P(\tau_i)$ [10]	32
4.28	角度に関する確率密度関数 $f_{dir}$ の分布。各エネルギーのピークを1に規格化している。 [10]	33

4.29	光電子増倍管への入射角に対するアクセプタンスの関係 [10]	34
4.30	ディフューザーボールの位置と入射角の違い	36
4.31	SK の座標定義と、ディフューザーボールの位置イメージ	36
4.32	ディフューザーボールを $z=0$ に位置させた時の補正後の TQMAP(座標 ( - 176.05 cm , - 176.75 cm , 1810.0 cm ) にある光電子増倍管)	37
4.33	run077258 の Qbin=30 における検出時間のヒストグラムとフィッティング(座標 ( - 176.05, マイナス 176.75, - 1810.0) の PMT)	38
4.34	run077253 の Qbin とピーク時間 (座標 ( - 176.05 cm, - 176.75 cm, - 1810.0 cm) にある光電子増倍管)	38
4.35	方向 $\theta$ に対する検出時間ピークの差	39
4.36	小さい方向 $\theta$ に対する方向 $\theta$ 差の関係 (SK の位置によって分類)	40
4.37	小さい方向 $\theta$ に対する方向 $\theta$ 差の関係 (SK の位置によって分類)	40
4.38	方向 $\theta$ が 0-25 °となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間	40
4.39	方向 $\theta$ が 25-50 °となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間	40
4.40	方向 $\theta$ が 50-75 °となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間	40
4.41	方向 $\theta$ が 75-90 °となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間	40
4.42	方向 $\theta$ が 0-25 °となる検出時間を基準にした時の相対検出時間のプロットと一次関数フィット。上からプロット全体、ディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロット、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロットとフィッティングである	42
4.43	方向 $\theta$ が 25-50 °となる検出時間を基準にした時の相対検出時間のプロットと一次関数フィット。上からプロット全体、ディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロット、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロットとフィッティングである	43
4.44	図 4.43 の青点 (ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合) のフィット範囲を変えた結果。フィット範囲は上から 0-10 °、 0-20 °、 0-30 °	44
4.45	方向 $\theta$ に対する相対検出時間。25-50 °に入射した時の基準とし、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を 0-30 °でフィットした結果を採用したものが StdC1、0-10 °でフィットした結果を採用したものが StdC2。Mid1 は StdB と StdC1 の中間、Mid2 は StdB と StdC22 の中間である。	46
4.46	Ni-Cf 線源の位置イメージ図	47
4.47	$x$ 座標の再構成結果 (位置 C、検出時間の補正なし)	48
4.48	goodness の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)	49
4.49	$N_{50}$ の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)	50
4.50	$r$ の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)	50
4.51	事象選択後の再構成された $x$ 座標の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)	51
4.52	再構成 $x$ 座標のフィット結果 (位置 C、検出時間の補正なし)。青線が事象選択後の再構成された $x$ 座標分布、赤線が 3 回目のフィット曲線。	52
5.1	ハイパーカミオカンデ全体像 [13]	57
5.2	HKPMT [13]	58
5.3	HKPMT の断面図と SKPMT からの改良点 [14]	58
5.4	ボックス&ライン型 [13]	59
5.5	R12860(HKPMT) と R3600(SKPMT) の量子効率 [13]	60

5.6	HKPMT と SKPMT の時間分解能 [14]	60
5.7	SKPMT の光量と時間分解能の関係 [15]	61
5.8	HKPMT の光量と時間分解能の関係 [15]	61
5.9	HKPMT の線形性応答 [13]	62
5.10	HKPMT の高レート信号への応答 [13]	62
5.11	mPMT [16]	63
5.12	mPMT のモジュール構造 [16]	63
5.13	抵抗分圧回路、マイナス極性 [2]	64
5.14	抵抗分圧回路、プラス極性 [2]	64
5.15	CW 回路、マイナス極性 [2]	64
5.16	ベースラインシフトとオーバーシュート	65
5.17	CW 回路、プラス極性	65
5.18	CW 回路、マイナス極性	65
5.19	暗室内の 8 cm 口径光電子増倍管とレーザーダイオード	66
5.20	R14373 の断面図	67
5.21	光電子増倍管 R14374、CW 回路基板、デジタイザーの接続図	68
5.22	1 光電子の検出時間分布と Gaussian フィット (抵抗分圧回路、プラス極性を使用)	69
5.23	光量と時間分解能の関係	70
5.24	オシロスコープで観測される通常波形 (経線は 100 ns / division、緯線は 200 mV / division)	71
5.25	大光量波形 (抵抗分圧回路、マイナス極性基板)(経線は 100 ns / division、緯線は 1 V / division)	72
5.26	大光量波形 (抵抗分圧回路、プラス極性基板)(経線は 100 ns / メモリ、緯線は 1 V / メモリ)	72
5.27	大光量波形 (CW 回路、マイナス極性基板)(経線は 100 ns / メモリ、緯線は 1 V / メモリ)	72
5.28	大光量波形 (CW 回路、プラス極性基板)(経線は 100 ns / メモリ、緯線は 1 V / メモリ)	72
5.29	線形応答性測定のプロック図	73
5.30	線形応答性測定結果	74
5.31	各基板使用時のベースラインシフト	75
5.32	各基板使用時のレート耐性	75



# 表 目 次

2.1	ニュートリノ振動のパラメータとベストフィット結果 [21]	8
4.1	SKPMT の基本特性	14
4.2	SK の観測フェーズ	16
4.3	ソフトウェアトリガーの種類、並びに閾値、取得時間幅の一例	19
4.4	有効体積拡張させた場合の統計量増加率	29
4.5	方向 $\theta$ が $0-25^\circ$ 、 $25-50^\circ$ となるプロット全体、ディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロット、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のフィッティング結果	41
4.6	図 4.43 の青点 (ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合) のフィット範囲を変えた結果。フィット範囲は上から $0-10^\circ$ 、 $0-20^\circ$ 、 $0-30^\circ$	41
4.7	位置再構成精度評価に使用した run 情報	47
4.8	線源が位置 C にある時の再構成結果	53
4.9	線源が位置 C にある時の再構成位置と線源位置からのずれ	53
4.10	線源が位置 R にある時の再構成結果	53
4.11	線源が位置 R にある時の再構成位置と線源位置からのずれ	54
4.12	線源が位置 B にある時の再構成結果	54
4.13	線源が位置 B にある時の再構成位置と線源位置からのずれ	54
4.14	線源が位置 RB にある時の再構成結果	54
4.15	線源が位置 RB にある時の再構成位置と線源位置からのずれ	55
5.1	SKPMT、HKPMT の基本特性 [13]	59
5.2	3 種類の 8 cm 口径光電子増倍管 R14374 の仕様	67
5.3	各回路基板における 1 光電子相当の光量の時間分解能測定結果	69
5.4	時間分機能測定で使用した R14374 の型番とかけた高電圧の絶対値	70
5.5	各回路基板における大光量検出波高	71
5.6	高レート信号耐性で使用した R14374 の型番とかけた高電圧の絶対値	74

# 第1章 導入

大型水チェレンコフ検出器は、陽子崩壊の探索、及びニュートリノの検出を主な目的とする検出器で、日本における主な大型水チェレンコフ検出器としては1996年から現在に至るまで観測中のスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande; SK)、スーパーカミオカンデの後継で2027年に観測開始予定で現在建設中のハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande; HK) がある。大型水チェレンコフ検出器では、タンク壁面に取り付けられた大量の光センサによって荷電粒子が放出するチェレンコフ光を検出し、検出情報を解析することでチェレンコフ光を発生した事象 (イベント) を再構成し、チェレンコフ光を放出した粒子の情報を得る。

大型水チェレンコフ検出器の研究対象である陽子崩壊の探索、ニュートリノの未解決問題の解決を進展させるためには、統計量増加・系統誤差低減が必要となる。本研究では、光センサの光入射角応答の取り入れ・新光検出器モジュール開発によって、観測精度を向上させ統計量増加・系統誤差低減を目的とし、光電子増倍管の光入射位置応答特性の取り入れ、及び入射角・大光量応答のある新光検出器モジュールの開発を目指した。その中で、本研究では光センサの入射角応答特性の取り入れ、及び新光検出器モジュールに用いる高電圧供給回路の性能評価を行った。

## 光入射角応答特性の取り入れ

光センサへの光入射角応答特性をスーパーカミオカンデの位置再構成ソフトウェアに取り入れることで観測精度向上を目指した。スーパーカミオカンデにおいて光センサとして使用中の50 cm口径光電子増倍管 (PMT; PhotoMultiplier Tube) の、光入射角  $\theta$  によって検出時間に最大4 ns程度差が生じる応答特性が先行研究 [12] で明らかになったが、スーパーカミオカンデの各光電子増倍管の検出時間のオフセットを決める検出時間較正ではこの応答特性は考慮されていない。この応答特性を取り入れることによって、 $\theta$  が大きくなり観測精度が悪化することが主な原因の1つとされ有効体積外となるタンク壁面付近の事象再構成精度を向上させ有効体積拡張させることによる統計量増加、光電子増倍管の光検出時間を基に行われる事象の位置再構成等の精度向上による系統誤差低減が見込まれる。そこで、本研究ではスーパーカミオカンデ内の光電子増倍管における光入射角に対する相対検出時間の関係を作成し、先行研究と比較した。また、入射角と検出時間差の関係をスーパーカミオカンデにおける事象位置再構成のソフトウェアに取り入れ、その精度を確認した。

## 新光検出器モジュールに使用予定の高電圧供給回路の性能評価

ハイパーカミオカンデの一部で使用予定の19本の8 cm口径光電子増倍管をモジュール化した50 cm口径のmPMT (Multi-PhotoMultiplier Tube) という新光検出器モジュールの開発を行った。mPMTは受光面分化による大光量検出、単一モジュールで事象方向特定が可能という応答特性を持つ。mPMTを使用することで、Rn由来のノイズを特定し低減させることが可能で低エネルギー事象の、大光量の検出精度向上により高エネルギー事象の検出精度向上が期待される。mPMTで使用する8 cm口径光電子増倍管への高電圧供給回路基板は候補が2つあり、両者ともプロトタイプでその性能が実証されていなかったため、本研究でこれらの基板を使用した際の8 cm口径光電子増倍管の検出精度を調査した。そして、ハイパーカミオカンデで使用するにあたり、十分な精度を持つかを時間分解能、大光量応答、高

レート信号耐性の3つの性能について評価をした。

第2章では、大型水チェレンコフ検出器の観測対象であるニュートリノ、陽子崩壊等の物理背景について説明する。まず、ニュートリノが属する素粒子を記述する標準理論の説明をし、陽子崩壊によって証明される大統一理論、大型水チェレンコフ検出器で観測・解決を目指す超新星爆発ニュートリノ、ニュートリノの未解決問題について説明する。第3章では、大型水チェレンコフ検出器の検出原理、及び日本における大型水チェレンコフ検出について説明する。第4章ではスーパーカミオカンデの検出器概要について説明し、本研究で取り組んだスーパーカミオカンデ内の光電子増倍管における入射角と検出時間差の関係の作成、その関係を事象再構成した結果を述べる。第5章ではハイパーカミオカンデの検出器概要について説明し、新光検出器モジュールに使用する8 cm口径光電子増倍管への高電圧供給回路基板を用いた検出精度評価の結果を述べる。

## 第2章 物理背景

### 2.1 素粒子標準理論

素粒子は物質を構成する最小単位であり、すべてのものを支配する4種の力を媒介する。素粒子標準理論は図2.1の17種類の素粒子、及び4種の基本的な力のうち重力以外の、強い力、弱い力、電磁気力を記述している。

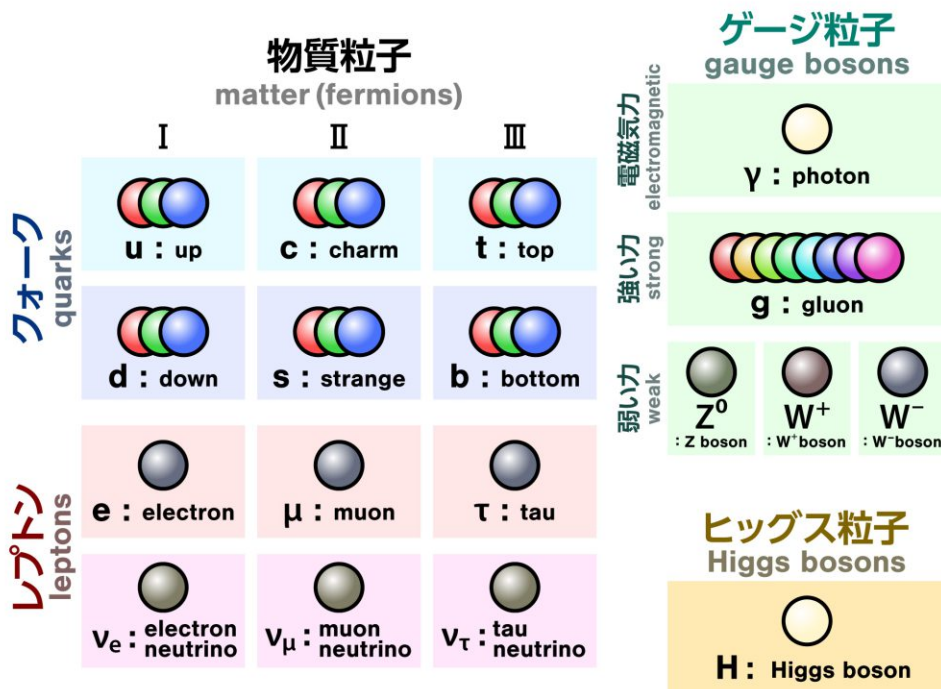


図 2.1: 標準理論を構成する素粒子 [3]

17種の素粒子はスピン角運動量の大きさが整数倍か半整数倍かで大別できる。整数倍の素粒子は12種あり、フェルミオンと呼ぶ。また、半整数倍の素粒子は5種あり、ボソンと呼ぶ。

#### 2.1.1 フェルミオン

フェルミオンは物質を構成する粒子で、強い相互作用がはたらくクォークと、はたらかないレプトンに分類される。クォーク、レプトンは共に2つの粒子を組みとした3世代に分かれる。第一世代の粒子は三世代の中で最も質量が小さく安定しており、第二、三世代は、第一世代と比べて、質量が大きく不安定である。レプトンの世代ごとの組みは荷電レプトンと電荷を持たないニュートリノで成される。

## 2.1.2 ボソン

ボソンは力を媒介するゲージ粒子と質量の起源となるヒッグス粒子に分類される。

### ゲージ粒子

素粒子間には、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の3種類の相互作用がゲージ粒子を介してはたらく。強い相互作用は量子色力学 (Quantum ChromoDynamics; QCD) で説明され、弱い相互作用、及び電磁相互作用は電磁弱相互作用としてワインバーグ・サラム理論で統一的に説明される。大統一理論では3種の相互作用を統一的に説明することを目指している。

3種類の相互作用は、フェルミオンがゲージ粒子を交換し、離散的なエネルギーが交換されることではたらく。強い相互作用ではグルーオン ( $g$ )、弱い相互作用では中性の Z ボソン ( $Z^0$ ) と電荷を持つ W ボソン ( $W^\pm$ )、電磁相互作用では光子 ( $\gamma$ ) が介する。強い相互作用と弱い相互作用は非常に短い距離にのみはたらく素粒子レベルの粒子にのみ支配的で、電磁相互作用のはたらく範囲は無限である。強い相互作用は3つの力の中で最も強く、弱い相互作用が最も弱い。

### ヒッグス粒子

ヒッグス粒子は電荷・スピンの共に0で、フェルミオン、W ボソン、Z ボソンに質量を与える。1964年にヒッグス機構において質量の期限となるヒッグス粒子の存在が予言され2012年にその存在の証明がされた。

標準理論は、多くの実験結果と一致してきたが、相互作用の一つである重力について記述がないこと、レプトンとクォークの世代数が一致する、陽子と電子の電荷の大きさが等しい、ニュートリノが質量を持つこと、複数の力がある理由等の説明がなされないの不満点が残る。これらの不満点を解決するための標準理論を超える理論が求められている。

## 2.2 大統一理論

大統一理論は、標準模型を超えた理論の一つで、物理学の未解決の問題を解明することが期待される理論である。大統一理論では、標準理論で記述される力、すなわち強い相互作用と電弱相互作用が、 $10^{15}$  GeV レベルの超高エネルギー領域において1つの相互作用に統一されることを予言している。しかし、 $10^{15}$  GeV のエネルギーは初期宇宙のエネルギーに比肩し、現在の加速器が出力可能な最大エネルギーである  $10^4$  GeV とは大きくかけ離れているため  $10^{15}$  GeV のエネルギー領域での直接観測は現実的ではない。そこで、大統一理論を証明するために陽子崩壊を観測するというアプローチが取られている。大統一理論において相互作用の統一により、強い相互作用がはたらくか否かで分類されていたクォークとレプトンの区別が無くなり、バリオン数・レプトン数といった量子数の保存が成立せず、陽子崩壊が起こることが予言される。陽子崩壊が観測されれば大統一理論を裏付ける証拠となる。また、大統一理論のモデルは複数ある。標準理論で記述される電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用のそれぞれのゲージ群  $U(1)$ 、 $SU(2)$ 、 $SU(3)$  を含んだ  $SU(5)$  モデルや、 $SU(5)$  モデルの拡張である  $SO(10)$  モデルや  $SUSY$  (Supersymmetric)  $SU(5)$  モデルがある。

## 2.3 陽子崩壊

陽子崩壊の種類(モード)は複数あり、それぞれ大統一理論のモデルによって分岐比が異なる。陽子崩壊を観測することにより、大統一理論の証明がなされることに加え、複数ある大統一理論のモデルの選定もなされる。陽子崩壊の観測は、素粒子物理学において大きな意義があるが、予想される陽子の寿命は約  $10^{30}$  年以上と予想され非常に長く、観測は困難である。そこで陽子崩壊を探索・観測するために、大型水チェレンコフ検出器であるカミオカンデが建設された。1983年よりカミオカンデで実験が開始され、1996年よりスーパーカミオカンデに引き継がれ現在に至るまで約40年実験が行われているが未だに陽子崩壊は発見されていない。一方で、陽子の寿命の下限値を求めることにより大統一理論のモデルの棄却や検証が行われている。現在に至るまでの実験により求めた各陽子崩壊のモードの寿命下限値と将来予測の一部を図2.2に示す。図2.2では各モードにおけるDUNE(アメリカで観測開始予定の加速器を用いたニュートリノ検出実験)、ハイパーカミオカンデの将来実験を含む実験による陽子の寿命の下限値と各理論による陽子の寿命予測を示している。スーパーカミオカンデの約10倍の有効体積を持つハイパーカミオカンデの観測で、陽子崩壊の観測や陽子の寿命の下限値により厳しい制限をつけることが期待されている。

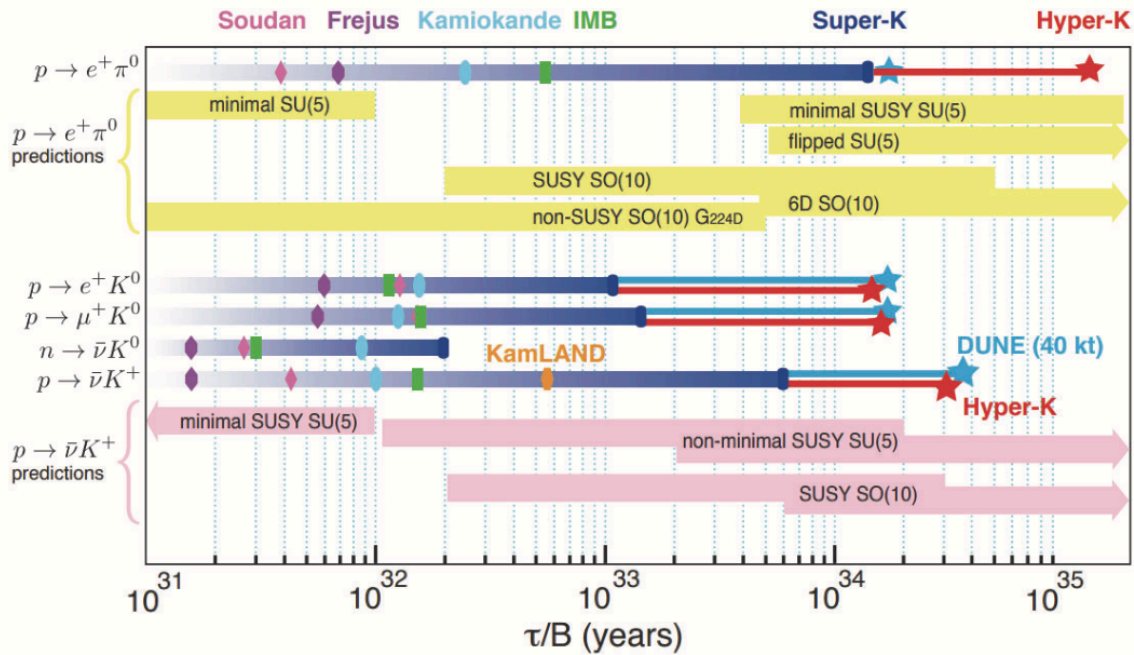


図 2.2: 陽子崩壊のモードと陽子の寿命下限値 [13]

## 2.4 ニュートリノ

ニュートリノは、素粒子標準理論で記述される電荷を持たないレプトンである。電荷と色荷を持たないため、標準理論においては弱い相互作用にのみ支配される反応断面積の非常に小さい粒子である。そのため検出が困難であり、検出には大量のターゲットを備えた大型の検出器が必要となる。そこで大量の水を備えた大型水チェレンコフ検出器でニュートリノの検出が行われている。ここでは、大型水チェ

レンコフ検出器で観測に成功した超新星爆発によるニュートリノとニュートリノ振動、及び未だ未解決でハイパーカミオカンデによって解決が期待されるニュートリノの性質について説明する。

### 2.4.1 超新星爆発ニュートリノ

超新星爆発は8太陽質量以上の星が起こす大規模な爆発である。超新星爆発によって生じるエネルギーの約99%はニュートリノとして放出され、このニュートリノを検出することで超新星爆発のメカニズムの解明につながる。1987年に大マゼラン星雲 (Large Magellanic Cloud; LMC) で発生したSN1987aという超新星の爆発によって放出されたニュートリノをカミオカンデで11イベント検出し、2002年にノーベル物理学賞を小柴昌俊氏が受賞した。以降、カミオカンデや後継のスーパーカミオカンデにおいてニュートリノ観測も主要な目的の一つとなった。ニュートリノによる超新星爆発の観測はSN1987aの爆発以来なされていないが、ハイパーカミオカンデでは有効体積がスーパーカミオカンデの約10倍になることで一度の超新星爆発によって検出されるニュートリノの観測数が増加し、ニュートリノによる超新星爆発の検出が期待される。超新星爆発が起きた際にハイパーカミオカンデで観測されるニュートリノフラックス数の予想値を図2.3に示す。地球からSN1987aまでの距離は約50 kpc(1 pc = 3.26 光年)であったが、この距離ではハイパーカミオカンデにおいて1秒間に数千イベント観測される予測である。この高頻度で検出される信号を精度良く検出することが可能な性能もハイパーカミオカンデでは求められる。

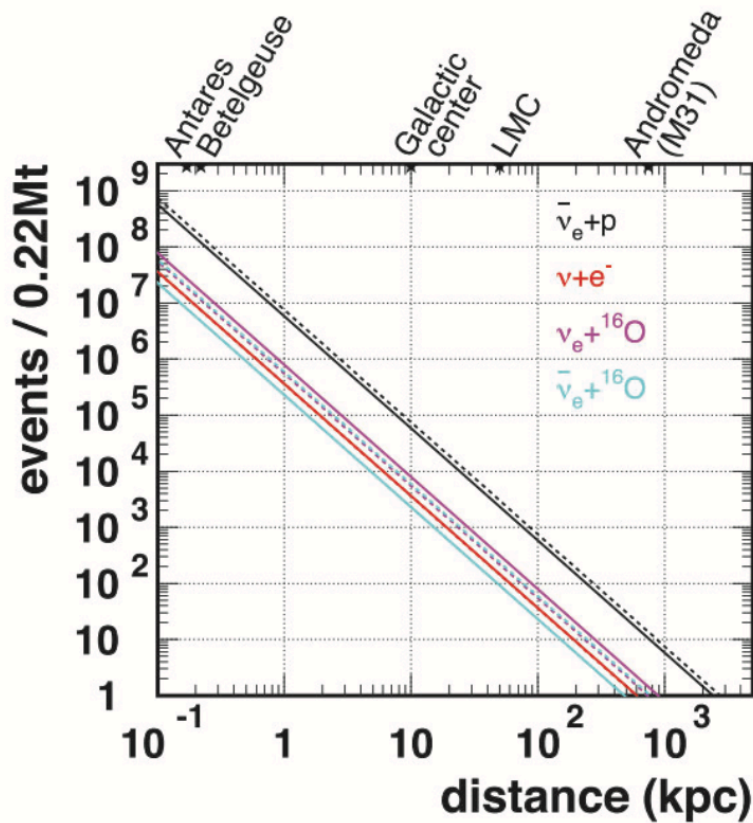


図 2.3: 地球と超新星爆発の起きた点の距離とハイパーカミオカンデで観測されるニュートリノの予測値 [13]

## 2.4.2 ニュートリノ振動

ニュートリノは、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 ( $\nu_\tau$ ) の3世代(フレーバー)分の種類があり、ニュートリノ振動は、ニュートリノが空間を伝搬する際にフレーバーを変える現象である。ニュートリノは、弱い相互作用における反応ではフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) を取り、質量固有状態は  $|\nu_i\rangle$  ( $i=1,2,3$ ) と表される。フレーバー固有状態と質量固有状態の関係はPMNS(Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 行列  $U_{\alpha i}$  ( $\alpha = e, \mu, \tau, i = 1, 2, 3$ ) を用いて以下の式で表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{n=1}^3 U_{\alpha n} |\nu_n\rangle \quad (2.1)$$

$3 \times 3$  のユニタリ行列であるPMNS混合行列  $U$  は混合角  $\theta_{12}$ 、 $\theta_{13}$ 、 $\theta_{23}$  とCP位相  $\delta_{CP}$  を用いて以下のように表される。

反ニュートリノの混合はPMNSの複素共役  $U^*$  で表現され、 $\delta_{CP}=0$ 、 $\pi$  ではない時PMNS行列は実行列ではなくなるため、レプトンにおけるCP対称性の破れを示唆する。

弱い相互作用によってニュートリノが生成される際にはフレーバー固有状態として反応するが、生成点から観測点まで伝搬する際に質量固有状態として時間発展するため、生成点と観測点でフレーバーが変化する。時刻  $t=0$  にフレーバー固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  として生成されたニュートリノについて、運動量を  $p_i$ 、質量固有状態  $|\nu_i\rangle$  の質量を  $m_i$  とするとエネルギー  $E_i$  は

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \quad (2.2)$$

と表され、 $\nu$  が平面波であるとみなすと

$$|\nu(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (2.3)$$

と表され、時刻  $t$  においてニュートリノの飛程を  $L$  (相対論において  $L \sim ct$ ) とした時の質量固有状態は

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (2.4)$$

となる。時刻  $t$  でこのニュートリノがフレーバー固有状態  $|\nu_\beta\rangle$  で観測される確率  $P_{\alpha \rightarrow \beta}$  は次式のようになる。

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (2.5)$$

ここで相対論的に  $p_i \simeq p_j \equiv p \simeq E$  とすると  $E_i$  は

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.6)$$

となり、 $E_i \simeq E_j = p$  とみなすと

$$E_i - E_j \simeq \frac{m_i^2 - m_j^2}{2E} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \quad (2.7)$$



となる。2.6、2.7 式、及び質量固有状態の直行性  $\langle \nu_j | \nu_i \rangle = \delta_{ij}$  を考慮すると 2.5 式は

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (2.8)$$

と書ける。2.8 式より、 $\Delta m_{ij}^2 \neq 0$ 、すなわちニュートリノの質量差がある際に、フレーバーの遷移確率  $P_{\alpha \rightarrow \beta}$  が 0 にならず、ニュートリノ振動が起こることが分かる。1998 年にスーパーカミオカンデで地球上方と下方から飛来する  $\nu_\mu$  の観測数の違いからニュートリノ振動を証明した [21]。それに伴い、標準理論ではニュートリノは全く質量を持たないとされていたが、ニュートリノが質量を持つことが示された。2.8 式から実験による  $E$ 、 $L$ 、及び測定値  $P_{\alpha \rightarrow \beta}$  を決めることで、混合行列のパラメータ  $U$ 、ニュートリノの質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2$  を求めることができる。表 2.1 に太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、加速器ニュートリノ等の測定によって得られた、ニュートリノ振動のパラメータのベストフィット結果を示す。表 2.1 における順階層、逆階層については 2.4.3 で説明する。

表 2.1: ニュートリノ振動のパラメータとベストフィット結果 [21]

パラメータ	ベストフィットの結果
$\Delta m_{21}^2$	$(7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\Delta m_{32}^2$ (順階層)	$(2.453 \pm 0.033) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\Delta m_{32}^2$ (逆階層)	$(-2.536 \pm 0.034) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.307 \pm 0.013$
$\sin^2 \theta_{23}$ (順階層)	$0.546 \pm 0.021$
$\sin^2 \theta_{23}$ (逆階層)	$0.539 \pm 0.022$
$\sin^2 \theta_{13}$	$(2.20 \pm 0.07) \times 10^{-2}$

### 2.4.3 ニュートリノの質量階層性問題

3 種類の固有状態の質量二乗差は表 2.1 のように求められているが、各固有状態の質量の絶対値、及び質量の大小関係は未解明である。この問題をニュートリノの質量階層性問題と言う。太陽ニュートリノの観測により  $\Delta m_{21}^2 > 0$  になることが既知なため、 $m_1 < m_2$  ということは分かっている。しかし、 $\Delta m_{23}^2$  の正負は分からないため、二つの大小関係が考えられる。二つの大小関係のうち、 $m_1 < m_2 < m_3$  を順階層、 $m_3 < m_1 < m_2$  を逆階層と呼ぶ。

この問題を解明するために、ニュートリノまたは反ニュートリノが媒質中を伝搬する際に電子によって起こる共鳴現象に着目している。この共鳴現象は、順階層の場合にはニュートリノで起こり、逆階層であれば反ニュートリノで起こる。ニュートリノと反ニュートリノの識別可能な検出器と共鳴の有無の情報が揃えばこの問題の解決が期待される。大型水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデでニュートリノ質量階層性を決定するための解析がなされているが、統計不足により質量階層性問題の解決に至っていない。統計不足を解決するためにはスーパーカミオカンデの有効体積の拡張や、スーパーカミオカンデの約 10 倍の有効体積を持つハイパーカミオカンデでの測定が必要となる。

#### 2.4.4 CP 対称性の破れ

CP 対称性は物質と反物質における対称性であり、この対称性が破れている場合には物質と反物質との性質の差異があることを示唆する。クォークの一部の粒子では CP 対称性の破れが示されているが、ニュートリノを含むレプトンセクターでの CP 対称性の破れは未だ示されていない。ニュートリノの CP 位相  $\delta_{CP}$  は以下の式のようにニュートリノと反ニュートリノの振動の確率の差に表れる。

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 2 \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{31} \cos \theta_{13} \sin \delta_{CP} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \quad (2.9)$$

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、及び  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  の振動を高精度で観測することで CP 対称性の破れを示すことが可能である。茨城県の東海村にある J-PARC 加速器からニュートリノのビームを打ち出し、295 km 離れたスーパーカミオカンデでニュートリノを検出する T2K 実験によって、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、及び  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  の振動の観測を行っている。現在では  $\delta_{CP}=0,\pi$  であることを  $2\sigma$  の有意度で排除し、ニュートリノにおける CP 対称性の破れが示唆されている [22]。この有意度を向上させるためには、ニュートリノを打ち出す加速器、及びニュートリノを検出する大型水チェレンコフ検出器の両者の発展が必要となる。後者においては、2027 年よりスーパーカミオカンデの約 10 倍の有効体積を持つハイパーカミオカンデに後継されることで約 10 倍のニュートリノを高精度で検出し、約 10 年間の測定により CP 対称性の破れを  $8\sigma$  の有意度で証明されることが期待される [13]。

## 第3章 大型水チェレンコフ検出器

この章で陽子崩壊探索、ニュートリノ検出を主な目的とする大型水チェレンコフ検出器について説明する。

### 3.1 検出原理

大型水チェレンコフ検出器内の巨大水タンク内で、ニュートリノと荷電粒子との衝突によって放出されるチェレンコフ光を、タンク壁面に並んだ大量の光電子増倍管という光センサによって検出する。以下、チェレンコフ光の発生原理、及び光電子増倍管の検出原理を説明する。

#### 3.1.1 チェレンコフ光

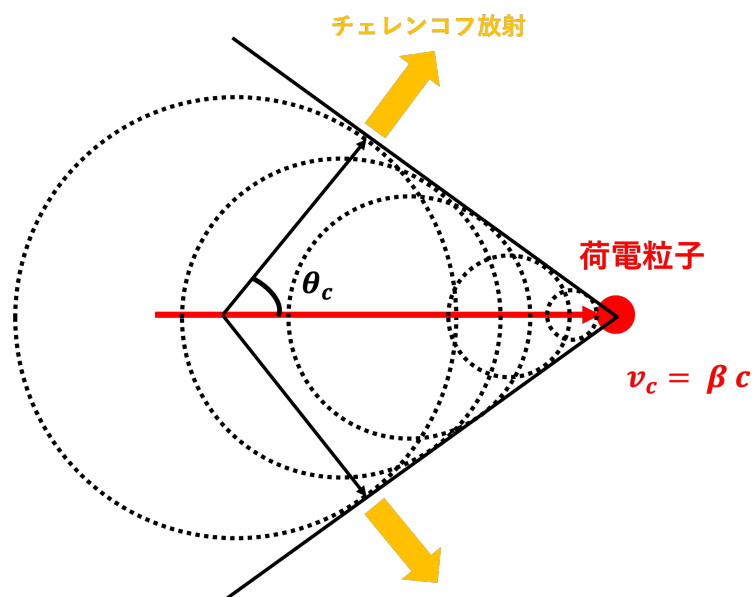


図 3.1: チェレンコフ放射の概略図

屈折率  $n$  の媒質中で、荷電粒子が光の位相速度  $c/n$  ( $c$  は真空中の光速) より大きな速度  $v_s = \beta c$  ( $0 < \beta < 1$ ) で運動した際に、図 3.1 のように微弱な光であるチェレンコフ光が放射される。放射される方向は荷電粒子の運動方向からチェレンコフ角  $\theta_c$  で、円錐形で放射される。 $\theta_c$  と  $n$ 、 $\beta$  には以下の関係がある。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

また、チェレンコフ光の波長分布は、放出光子数  $N$ 、粒子の移動距離  $x$ 、波長  $\lambda$ 、微細構造定数  $\alpha$  を用いて以下の式で表される。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2 \pi \alpha \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (3.2)$$

式 3.1、3.2 より、水中におけるチェレンコフ光の放射角度は約  $42^\circ$ 、光電子増倍管の有効感度領域 300 から 600 nm 波長における放出光子数は 340 / cm と求まる。

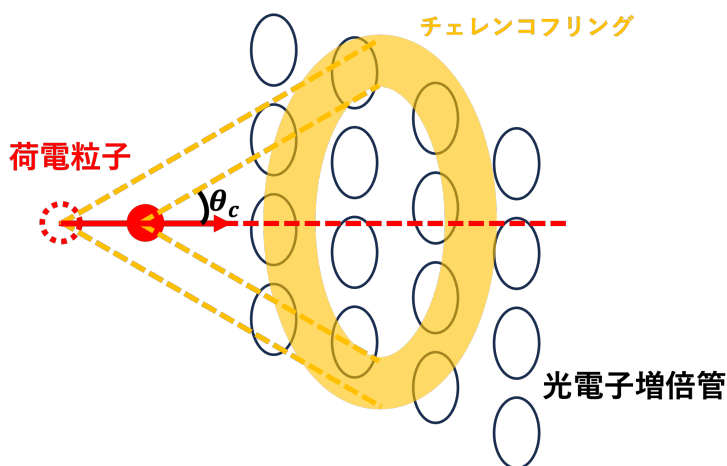


図 3.2: チェレンコフリングの概略図

大型水チェレンコフ検出器では、タンク内で放射されたチェレンコフ光は図 3.1.1 のようなチェレンコフリングを、壁面に取り付けた光電子増倍管によって検出する。このリングの形状と、各光電子増倍管で検出した時間・電荷情報を基に事象を再構成する。

### 3.1.2 光電子増倍管

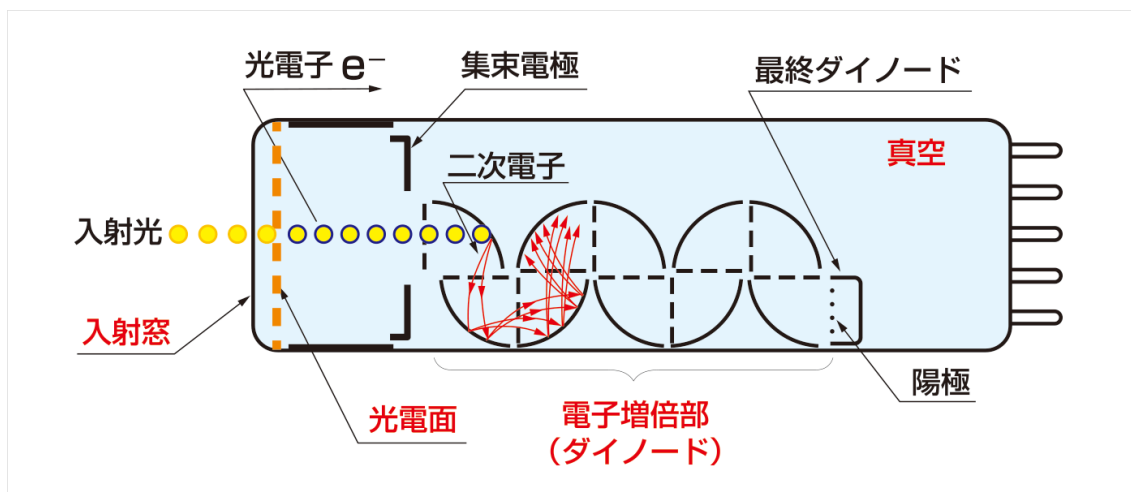


図 3.3: 光電子増倍管の構造 [1]

大型水チェレンコフ検出器では、微弱なチェレンコフ光を検出するために光電子増倍管を用いている。図 3.1.2 のように、光子が光電面に当たると光電効果を起こし、光電子を発生する。この光電子は、光電子増倍管に高電圧をかけることで発生する電場によって加速され、ダイノードに衝突し、複数の二次粒子を放出する。複数段のダイノードへの衝突を経て、電子は増倍を繰り返し、最終的に  $10^6$  倍から  $10^7$  倍程度に増倍され、陽極で検出される。このようにして、光を電気の情報として検出する。

## 第4章 光電子増倍管への光入射角応答を取り入れた観測精度向上

この章では、現在測定中の大型水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデ (Super-Kamiojande; SK) において、光電子増倍管への光入射角応答を事象解析に取り入れることで検出時間較正精度の向上をさせた結果について述べる。初めに SK について説明をし、その後解析内容を説明する。

### 4.1 スーパーカミオカンデ

#### 4.1.1 概要

スーパーカミオカンデは、日本の岐阜県飛騨市神岡鉱山の地下 1000 m にある大型水チェレンコフ検出器である。カミオカンデの後継検出器として 1996 年から観測を開始し、陽子崩壊探索やニュートリノ検出を主な目的としている。断面図を図 4.1 示す。

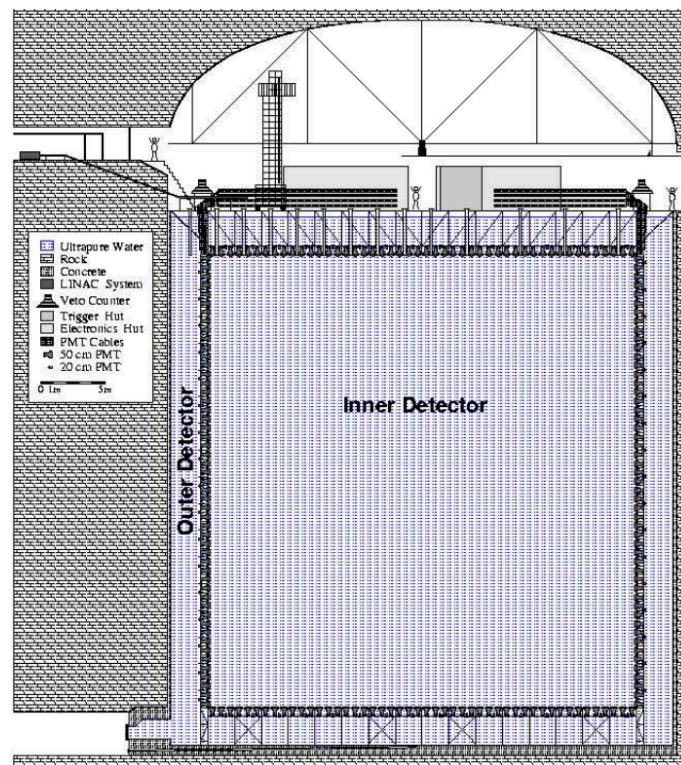


図 4.1: SK の検出器断面図 [5]

検出器は、50 kt の超純水を蓄える円筒形の水タンクを擁する。このタンクは直径 39.3 m、高さ 41.4 m の内水槽 (Inner Detector; ID) と外水槽 (Outer Detector; OD) の二層式である。外水槽では 8 cm 口

径光電子増倍管 1885 本によって宇宙線ミュオン等の検出を行うことでバックグラウンドの除去に寄与し、内水槽では光電子増倍管約 11000 本によってニュートリノ等の素粒子反応を検出をする。

#### 4.1.2 スーパーカミオカンデで使用中の 50 cm 口径光電子増倍管

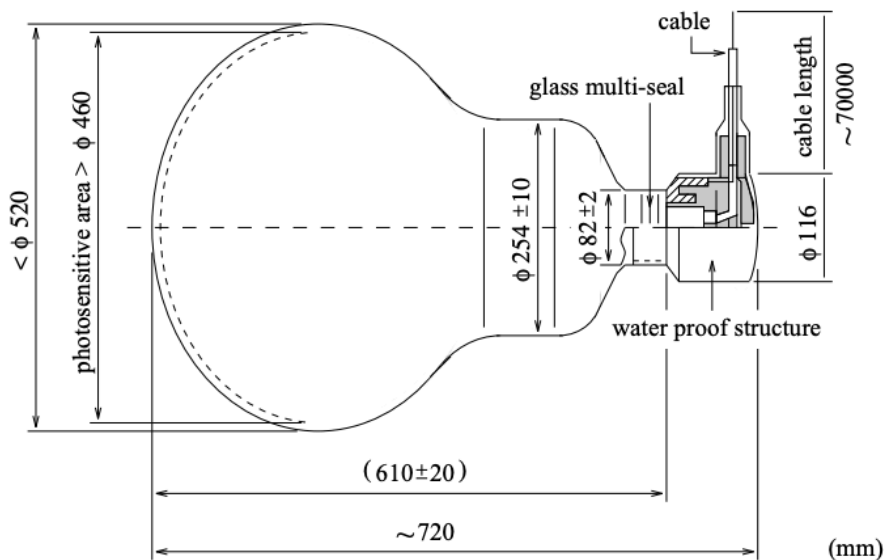


図 4.2: 光電子増倍管 (R3600、浜松ホトニクス社製) の断面図 [5]

内水槽には、図 4.2 のような浜松ホトニクスと SK の研究グループが共同開発した 50 cm 口径 (20 inch) 光電子増倍管 R3600 (以下 SKPMT と呼ぶ) を使用している。基本特性を表 4.1 に示す。

光電面の素材	バイアルカリ (Sb · K · Cs)
量子効率	21%
増幅率	$10^7$ (1700 - 2000 V)
ダイノード	ベネチアンブラインド型
時間分解能	2.2 nsec

光電面に到達した光子のうち光電効果を起こし、光電子を発生させる確率を量子効率と呼ぶ。光電面に入射する光の波長と量子効率の関係は図 4.3 の通りであり、有感波長帯は 280-660 nm、波長約 390 nm で量子効率は最大値 21 %となる。

2000 V 程度の高電圧をかけることで光電面で発生した光電子はダイノードによって約  $10^7$  倍まで増幅される。ダイノードは図 4.4 のような各段のダイノードを簾状に並べた形状をしており、ベネチアンブラインド型と呼ばれる。ベネチアンブラインド型のダイノードは、光電子増倍管を大型にした際にも、光電子の収集が容易になる一方、図 4.4 のように電子の軌道が複数パターンになり検出時間にばらつきが生じることや、1 段目のダイノードに光電子が当たらないことで増幅率が変わってしまうという欠点もある。

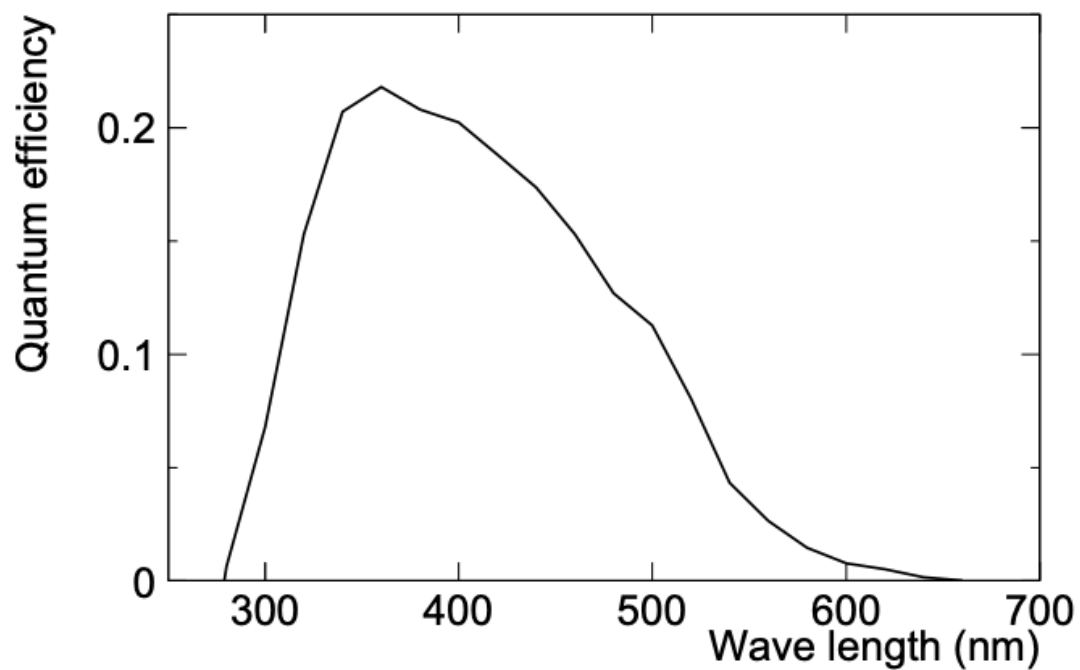


図 4.3: SKPMT の量子効率の波長依存性 [17]

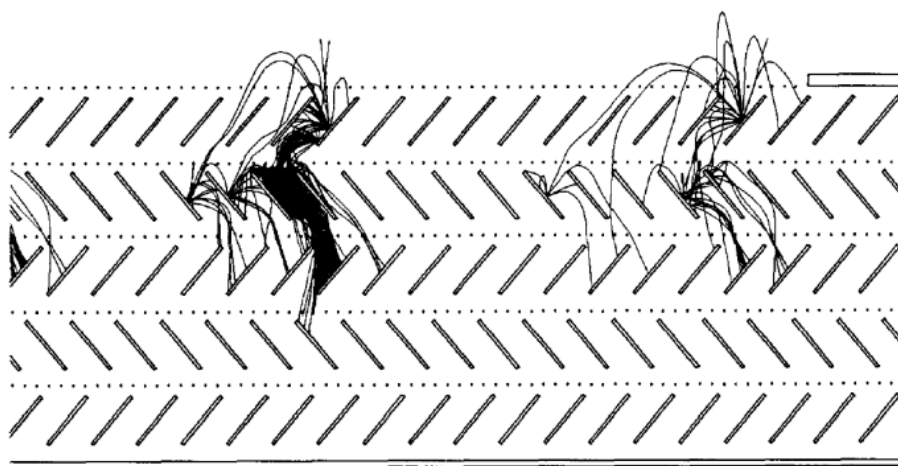


図 4.4: ベネチアンブラインド型ダイノード、及びシミュレーションによる電子の飛跡 [24]



### 4.1.3 光電子増倍管衝撃波防止ケース

光電子増倍管の内部は真空になっているため、ガラス面が破損すると爆縮が起こる。実際、2001年11月にSK内の底面の光電子増倍管が破損したことで爆縮が起こり、その衝撃波によって光電子増倍管の約6割の光電子増倍管が破損する事故が起きた。このような事故の再発防止のために図4.5のような衝撃波防止ケースを内水槽の各光電子増倍管に取り付けた。光電面をアクリルで、それ以外の部分を繊維強化プラスチックFRB(Fiber Reinforced Plastic)で覆う構造になっている。アクリル部分では波長350nm以上の領域において透過率は96%以上である。



図 4.5: 光電子増倍管衝撃波防止ケース [6]

### 4.1.4 観測フェーズ

SKには、1996年の4月から現在に至るまで表4.2のような7つのフェーズで観測を行ってきた。

表 4.2: SKの観測フェーズ

フェーズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV	SK-V	SK-VI	SK-VII
観測開始時期	1996年4月	2002年10月	2006年7月	2008年9月	2019年1月	2020年7月	2022年6月
観測終了時期	2001年7月	2005年10月	2008年8月	2018年5月	2020年7月	2022年5月	-
観測期間	1489日	798日	518日	3244日	461日	583日	-
IDPMT/本	11146	5182	11129	11129	11129	11129	11129
ODPMT/本	1885	1885	1885	1885	1885	1885	1885
PMT被覆率 / %	40	19	40	40	40	40	40
データ取得システム	ATM	ATM	ATM	QBEE	QBEE	QBEE	QBEE
タンク溶媒	超純水	超純水	超純水	超純水	超純水	Gd 0.01 %	Gd 0.03 %

以下では各フェーズの説明をする。

## SK-I

1996年4月から、不備が確認された光電子増倍管の取り替え作業を行った2001年7月までの観測期間が当フェーズである。1998年に大気ニュートリノの観測からニュートリノ振動を発見した。

## SK-II

2001年7月の光電子増倍管取り替え作業後、2001年11月に超純水を流入する際に水圧により底面の光電子増倍管が破損し、その衝撃波により連鎖的に他の光電子増倍管を破損する事故が起きた。結果として、内水槽の光電子増倍管を6777本、外水槽の光電子増倍管を1100本破損した。この事故を受け、光電子増倍管に衝撃波防止ケースを取り付け光電面被覆率19%で2001年10月より測定を開始した。

## SK-III

2005年10月に、2001年11月の事故によって破損した光電子増倍管を再度取り付ける作業を行い、被覆率を40%に戻し観測を行った。再度取り付けた光電子増倍管にも衝撃波防止ケースは設置されていた。

## SK-IV

データ取得システムがATMからQBEEへ刷新され、2006年7月から観測が開始された。QBEEは現在も使用されている。

## SK-V

SK内の超純水にガドリニウム Gd を溶かして観測を行う SK-Gd 実験に向けたメンテナンスを2018年6月より開始した。実験装置の補強工事や故障した光電子増倍管の付け替えに加え、ハイパーカミオカンデで使用予定の光電子増倍管136本の取り付けが行われた。メンテナンス終了後、2019年1月から2020年7月までGdを添加しない最後の観測が行われた。

## SK-VI

2020年7月から8月までの期間に、硫酸ガドリニウム八水和物 ( $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ ) を13.1 t 添加しSK-Gd 実験を開始した。最終的に硫酸ガドリニウム八水和物の濃度は0.01 %となった。

## SK-VII

2022年6月から7月までの期間に、硫酸ガドリニウム八水和物を26.1 t を追加添加し、その濃度は0.03%の状態観測が続いている。

#### 4.1.5 データ取得システム (Data Acquisition; DAQ) [7]

光電子増倍管で得たアナログ信号はフロントエンドモジュール (現在は QBEE(QTC-Based Electronics with Ethernet) を使用) によってデジタル信号に変換され、フロントエンド PC へ送信される。フロントエンド PC に届いた信号は時間順に整列され、マージャー PC へと送信される。マージャー PC において、ソフトウェアトリガーによってイベント選別が行われ、トリガー条件を満たす事象がディスクに記録がされる。この一連の流れを表すブロック図を図 4.6 に示す。

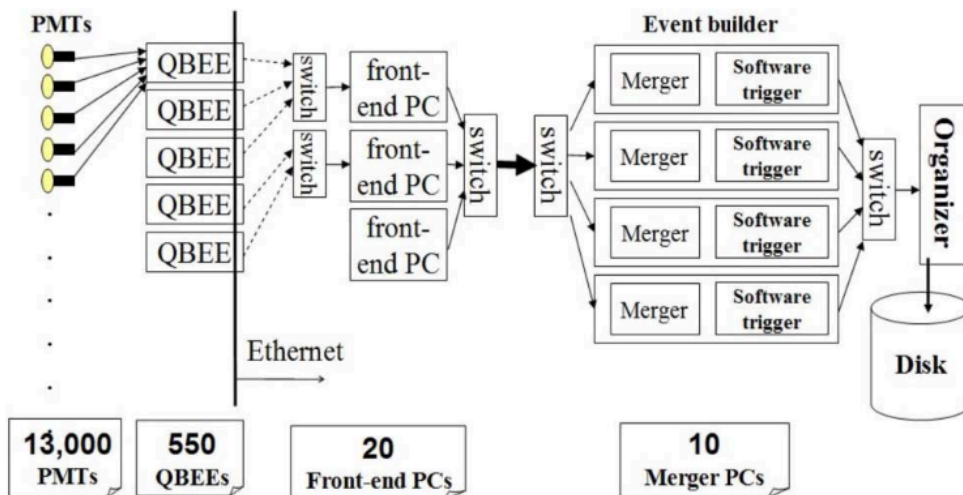


図 4.6: DAQ ブロック図 [8]

以下では DAQ の中でも QBEE、及びソフトウェアトリガーについて説明する。

#### QBEE

フロントエンドモジュールは SK-III 以前では ATM(Analog-Timing-Module) を使用していたが、SK-I V からは QBEE へ刷新され、光電子増倍管の全てのヒットが記録可能となった。QBEE のブロック図を図 4.7 に示す。

光電子増倍管で得られた信号が閾値を超えた場合に QTC(Charge to Time Converter) によって、光電子増倍管の信号は電荷に比例するパルス幅を持つ矩形波へと変換される。ここでの閾値は  $-0.7$  mV であり、これは  $1/4$  光電子数 (photoelectron; p.e.) に対応する。また電荷は  $400$  nsec の範囲での積分によって算出される。光電子増倍管の信号がこの閾値を超えた時間を TDC(Time to Digital Converter) によって信号検出時間として、矩形波のパルス幅を電荷としてデジタル化する。このようにして、信号の検出時間と電荷を得ることができ、これらの情報はフロントエンド PC へと送られる。1つの QBEE モジュールは 8つの QTC を持ち、1つの QTC につき 3つの光電子増倍管の信号処理を行う。また、図 4.7 のように QTC には、small、medium、large の 3つのゲインレンジチャンネルを持つ。small では  $0.2-51$  pC、medium では  $1-357$  pC、large では  $5-2500$  pC の電荷が測定可能で、全体で  $0.2-2500$

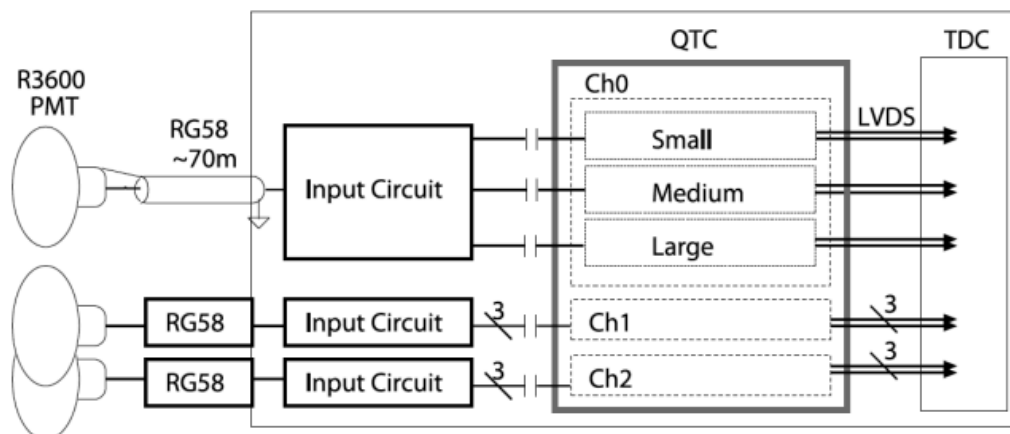


図 4.7: QBEE ブロック図 [8]

pC まで測定可能である。これは SK-III 以前まで使用されていた ATM(0.2-550 pC 程度のレンジ) の 5 倍に相当し、高エネルギー事象をより精度よく測定することが可能になった。

#### ソフトウェアトリガー

マージャー PC に送られた信号は、200 nsec 間での光電子増倍管ヒット数  $N_{200}$  で閾値を決め、事象選別を行う。タンク内の両端を光が進む時間がおおよそ 200 nsec であるためこの時間幅が設けられた。表 4.3 にトリガーの種類、それらに対応する  $N_{200}$  の閾値、データの取得時間幅を示す。

表 4.3: ソフトウェアトリガーの種類、並びに閾値、取得時間幅の一例

トリガータイプ	閾値 $N_{200}$	取得時間幅/ $\mu$ sec
SLE	34	1.5([- 0.5,1])
LE	47	40([- 5,35])
HE	50	40([- 5,35])
SHE	70	40([- 5,35])

#### 4.1.6 空気純化システム

神岡鉱山の岩盤にはウラン ( $^{238}\text{U}$ ) が多く含まれ、このウランの崩壊によりラドン ( $^{222}\text{Rn}$ ) ガスが発生するため、鉱山内部の空気はラドン濃度が地上の空気と比べ、100 倍以上となっている。このラドンがタンク内の水に溶け込むことによって測定のバックグラウンドになるため、地上の空気を図 4.8 に示すシステムによって純化し鉱山内部に送り込んでいる。この図 4.8 の空気純化システムの各要素の役割は以下の通りである。

- 空気圧縮機 (Compressor) : 空気を 7.5 - 8 気圧まで圧縮する。

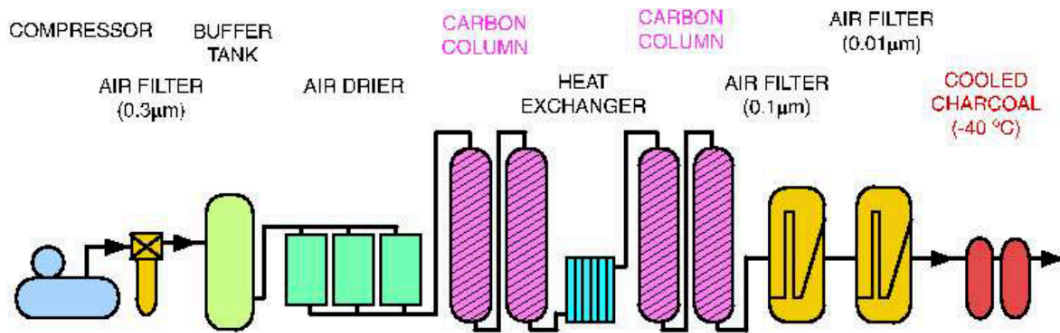


図 4.8: SK 空気純化システム [17]

- 空気フィルター (Air Filter) : 0.3  $\mu\text{m}$ 、0.1  $\mu\text{m}$ 、0.01  $\mu\text{m}$  の3種類の目の大きさのメッシュフィルターにより、圧縮された空気の不純物を除去する。
- 空気除湿機 (Air Drier) : 空気中の水分を除去する。
- 炭素カラム (Carbon Column) : 炭素にラドンを吸着させ、空気中のラドンを除去する。
- 冷却木炭 (Cooled Charcoal) :  $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ まで冷却された炭素によって更にラドンを吸着し、ラドンを空気中から除去する。

これらの純化システムによりラドン濃度は約  $1000\text{ Bq/m}^3$  から約  $60\text{ Bq/m}^3$  まで低減される。

#### 4.1.7 水循環システム

スーパーカミオカンデのタンク内は、SK-V 以前では超純水、SK-VI 以降では硫酸ガドリニウムで満たされている。それぞれの観測期間で使用する水システムについて以下で述べる。

##### 超純水製造循環システム

SK-V 以前ではタンク内の水に神岡鉱山の地下水を利用していたが、地下水には微小な塵やバクテリア等の不純物が含まれ、これらにより光を吸収・散乱、及びノイズになり得る。そこでこれらの不純物、及びノイズの原因となるラドンを水中から除去するために図 4.9 のような超純水システムが使用されていた。以下に、このシステムの各構成要素について説明する。

- 1  $\mu\text{m}$  フィルター (1  $\mu\text{m}$  filter) : 1  $\mu\text{m}$  の目の大きさのメッシュ状のフィルター。1  $\mu\text{m}$  以上の塵を除去する。
- 熱交換器 (Heat Exchanger; HE) : 超純水製造循環システム中のポンプ、周囲の岩盤、光電子増倍管等の影響により水温は上昇してしまう。水温が上昇すると光電子増倍管のダークレートが増加し、ノイズ増加の要因となる。そこで水温上昇を防ぐため熱交換器が三カ所に配置されている。
- イオン交換樹脂 (Ion Exchanger; IE) : 水に溶けた高分子、重イオンを除去する。
- 紫外線殺菌装置 (UV sterilizer) : 水の透過率に影響するバクテリアを紫外線により死滅させる。

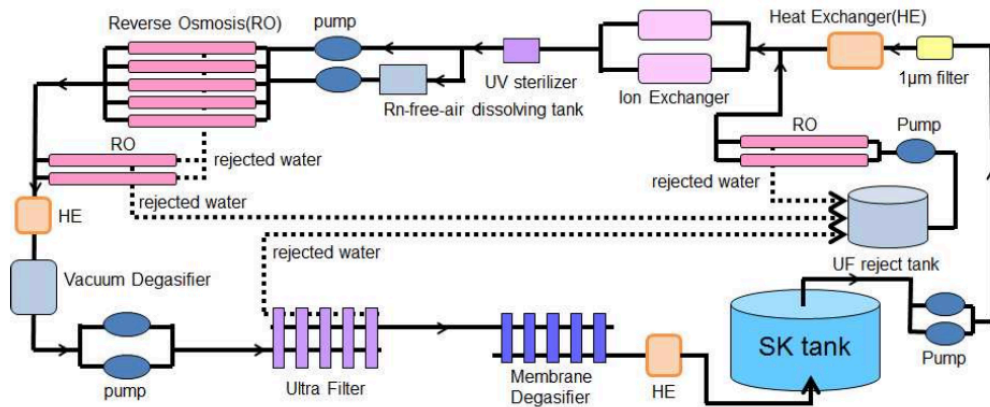


図 4.9: スーパーカミオカンデ超純水製造循環システム [10]

- 無ラドン空気溶解システム (Rn free air dissolving tank) : 真空脱気装置のラドン除去効率増加のためラドンが含まれた空気を水に溶かす。
- 逆浸透膜 (Reverse Osmosis) : 分子量が 1000 以上の粒子を除去する。
- 真空脱気装置 (Vacuum Degasifier) : 水に溶解している気体を除去する。バクテリア増殖の要因となる酸素を約 99%、ノイズの原因となるラドンを約 96%除去する。
- ウルトラフィルター (Ultra Filter) : 10 mm 以上の粒子を除去する。
- 膜脱気装置 (Membrane Degasifier) : 水中のラドンガスを更に除去するために設置されたが、逆に水中ラドンの濃度増加につながる事が判明し使われなくなった。

#### 硫酸ガドリニウム水製造循環システム [18]

SK-V まで使用されていた超純水製造循環システムでは、SK-VI 以降に添加された  $Gd^{3+}$ 、 $SO_4^{2-}$  も不純物として除去されてしまう。そこで、図 4.10 のような新たな水システムである硫酸ガドリニウム水製造循環システムが導入され、SK-VI 以降で使用している。このシステムは大きく 3 つに分かれており、それぞれそれぞれについて以下で説明する。

- ガドリニウム溶解システム (Dissolving system) : share blender と溶解槽との間で硫酸ガドリニウム八水和物を純水と共に高速で循環させることで溶解し、の硫酸ガドリニウム八水和物の濃度を 0.13%にする。この溶液は前処理装置へ送られる。
- 前処理装置 (Pretreatment system) :  $Gd^{3+}$  に不活性な強酸性陽イオン交換樹脂と  $SO_4^{2-}$  に不活性な強塩基性イオン交換樹脂を用いることで、 $Gd^{3+}$  と  $SO_4^{2-}$  を溶液内に残したまま放射性物質を含むイオン化した不純物を除去する。
- 水循環システム (Re-circulation system) : 検出器内の透明度を維持させるために前処理装置で用いたイオン交換樹脂を用いて液体を純化し、循環させる。また、超純水製造循環システムと同様の目的で UV、水温 HE、UF 等が用いられている。

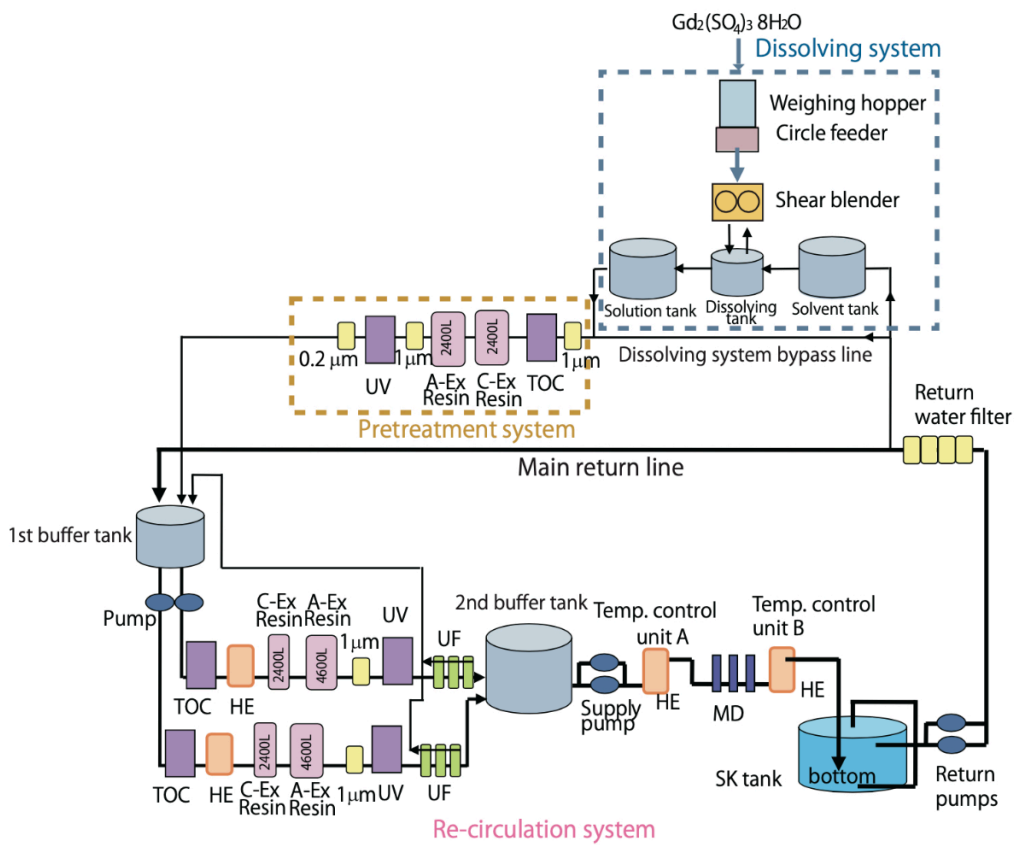


図 4.10: 硫酸ガドリニウム水製造循環システム [18]

#### 4.1.8 SK の時間較正 [9]

光電子増倍管の信号検出時間は、事象点の再構成を行うための重要な情報であり、この時間がばらつきと事象点の位置にばらつきが生じてしまう。

タンク内の任意の点で光源から光を放出させた際に、光を放出後から光電子増倍管で信号検出される時間を  $T$ 、光源から光電子増倍管までの距離を光が移動する時間 T.O.F(Time of Flight) とすると、タンク内の全光電子増倍管において  $T - (T.O.F)$  は理想的には一致する。しかし、実際には、各光電子増倍管の特性やケーブル長の違いにより  $T - (T.O.F)$  の値は各光電子増倍管で異なる。また、タイムウォーク効果の影響を受け、検出する電荷の大きさによって検出時間が異なる。

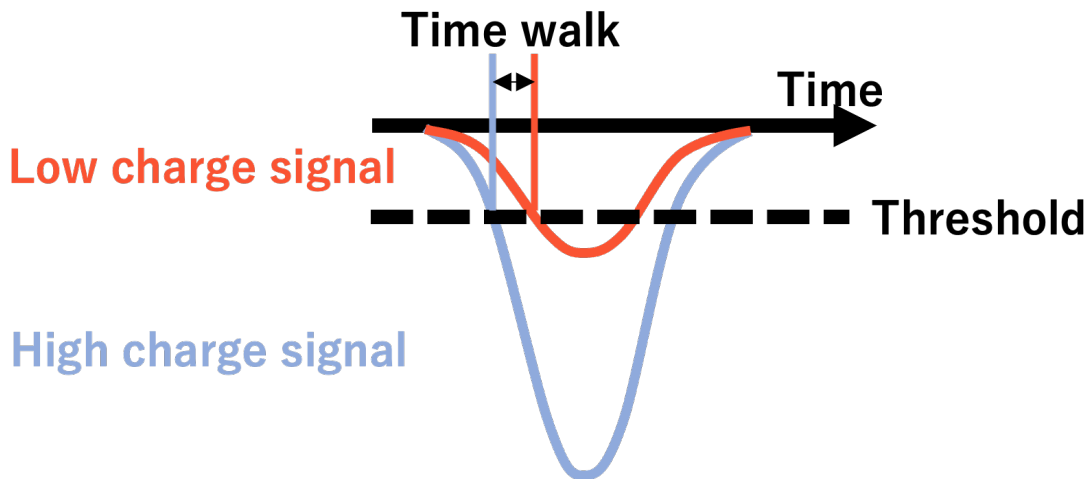


図 4.11: タイムウォーク効果 (横方向は検出時間 (ns)、縦方向は検出波形の波高 (mV) を表す)

図 4.11 に示すように信号の電荷が大きいほど閾値を超える時間が早く記録される。そのため電荷の大きさによって信号検出時間にバイアスがかかる。

上述のような信号検出時間の差異を補正するために SK では、図 4.12 のような時間較正が行われている。

タンク中心部に光拡散球であるディフューザーボールを位置させ、ディフューザーボールへレーザー光を入射させることでタンク内の光電子増倍管へ光を拡散させる。光源には波長 337 nm の窒素レーザーを用い、色素レーザーによって波長を変えてディフューザーボールに入射する。これは図 4.3 における量子効率が最大となる 390 nm 付近へと波長を変えるためである。ディフューザーボールは図 4.13 のような酸化マグネシウム MgO を粒体を混ぜ込んだ直径 50 mm の球である。レーザー光が照射されるファイバー端には濃度 10000 ppm の酸化マグネシウムが円筒形に取り付けられ、それを濃度 1500 ppm の酸化マグネシウムが囲っている。

タンク内に入射する光量を変化させ、光電子増倍管で 0-2500 pC の検出電荷とそれぞれの検出時間を測定し、図 4.14 のような関係図を光電子増倍管ごとに作成する。この検出時間 ( $T$ ) と検出電荷 ( $Q$ ) の関係図を TQMAP と呼ぶ。図 4.14 の横軸は  $Q_{bin}$  で、検出電荷  $Q$  pC と以下の対応のように対応する。

$$Q_{bin} = 5Q (0 < Q \leq 10) \quad (4.1)$$

$$Q_{bin} = 50 \cdot \log_{10} Q (10 < Q) \quad (4.2)$$

また、図 4.14 の縦軸において数値が大きいほど検出時間が早いことを示す。図 4.14 の左下 (検出電荷が小さく、検出時間が遅い領域) にプロットが多いのはタイムウォークの影響であり、右上 (検出電荷が大



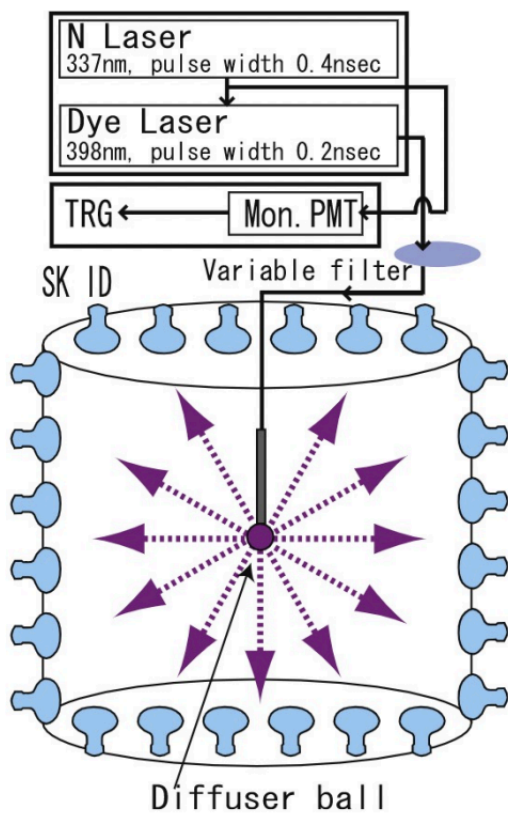


図 4.12: SK における時間較正

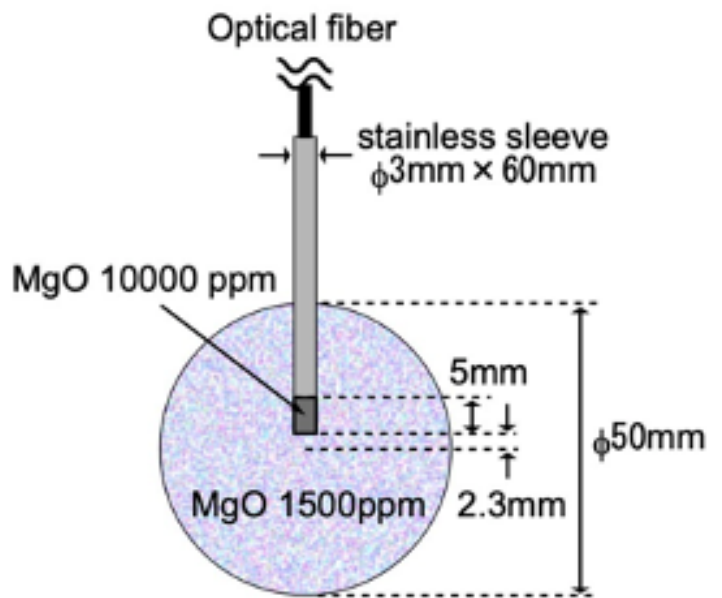


図 4.13: ディフューザーボール

きく、検出時間が早い領域) にプロットがあるのはプレパルスである。

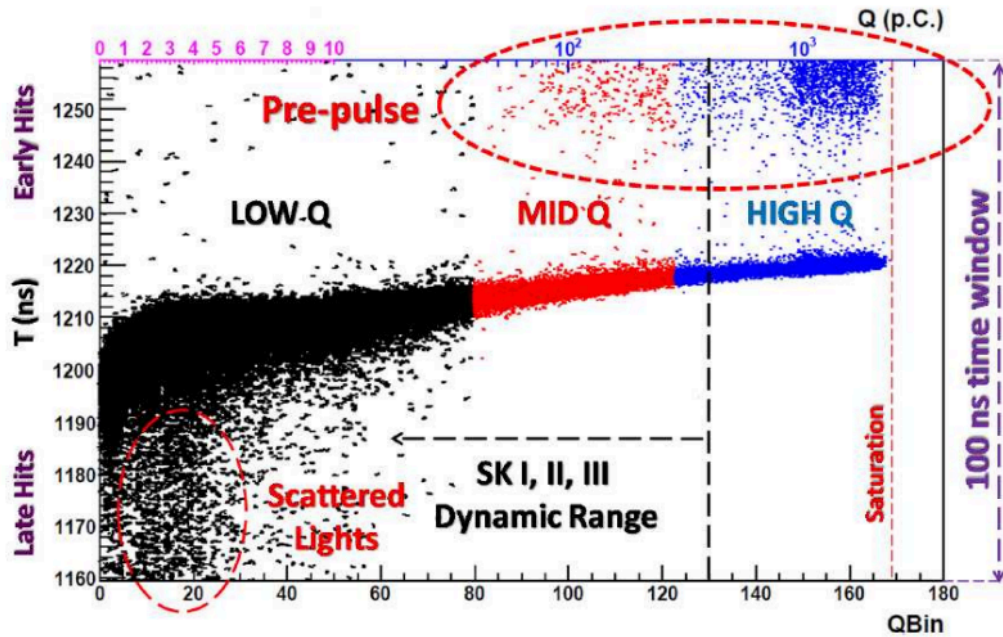


図 4.14: 補正前の TQMAP [10]

プレパルスは図 4.15 光が光電面で光電効果を起こさず、直接ダイノードに入射し、発生した光電子による信号であり、通常の信号 (メインパルス) よりも早く検出される。

図 4.14 の相関を七次関数でフィットし得られた関数を  $f(x)$  とし、プレパルスの領域を除いた各プロットの信号検出時間  $t$  を  $t'$  へ以下のように補正する。

$$t' = t + f(x) \quad (4.3)$$

この補正を行った後の TQMAP は図 4.16 のようになる。

通常はディフューザーボールをタンク中心にのみ位置させ、検出時間較正を行っているが、各光電子増倍管へ異なる入射角  $\theta$  で光を入射させた時の検出時間のずれを確認するため、本研究ではタンク底面付近にディフューザーボールを位置させた際のデータも利用した。

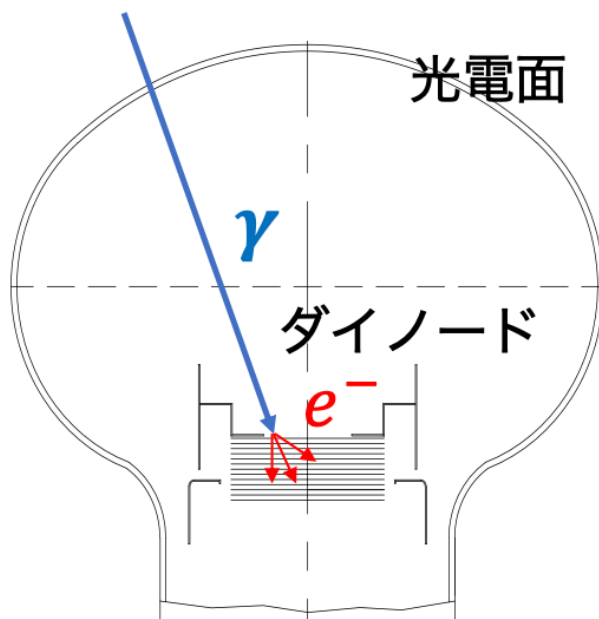


図 4.15: プレパルスの模式図 [11]

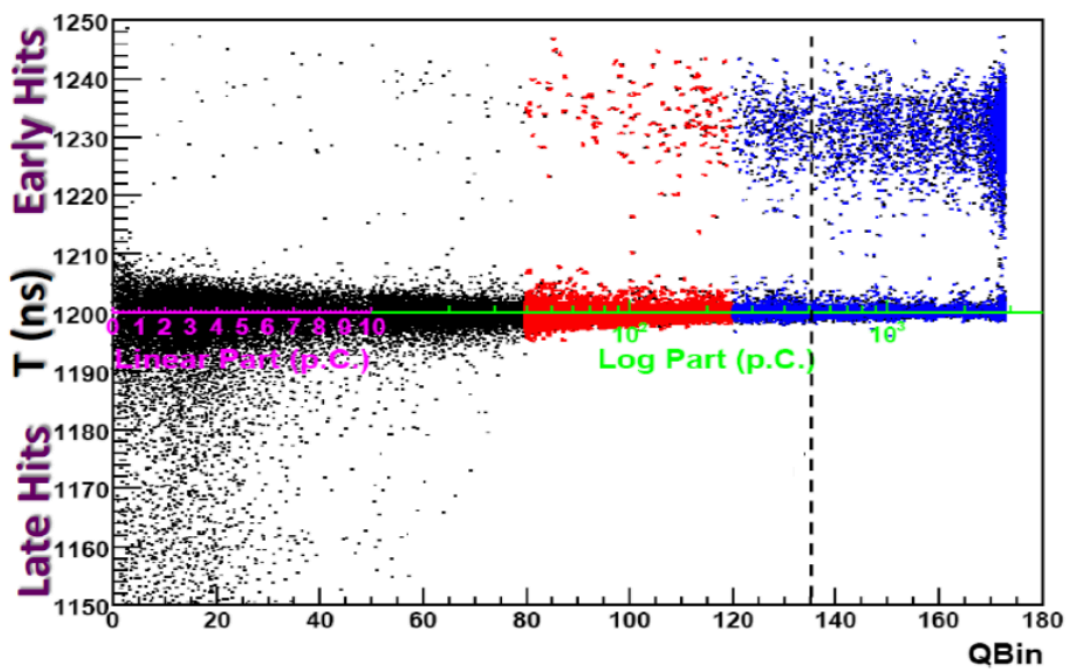


図 4.16: 補正後の TQMAP [10]

#### 4.1.9 SKPMT 検出時間の光入射位置依存性

SKPMT 光電面への光入射位置によって検出時間が異なることが分かっている [12]。この入射位置は、図 4.17 のように真上から光が入射した時を  $0^\circ$  とする天頂角  $\theta$ 、及び図 4.18 のように光電子増倍管を真上から見た時の方位角  $\varphi$  の 2 つのパラメータで表される。 $\theta$  が異なると光電子走行距離が異なり、 $\varphi$  が異なると光電子のダイノードへの入射方向が異なり、検出時間差が生じる。

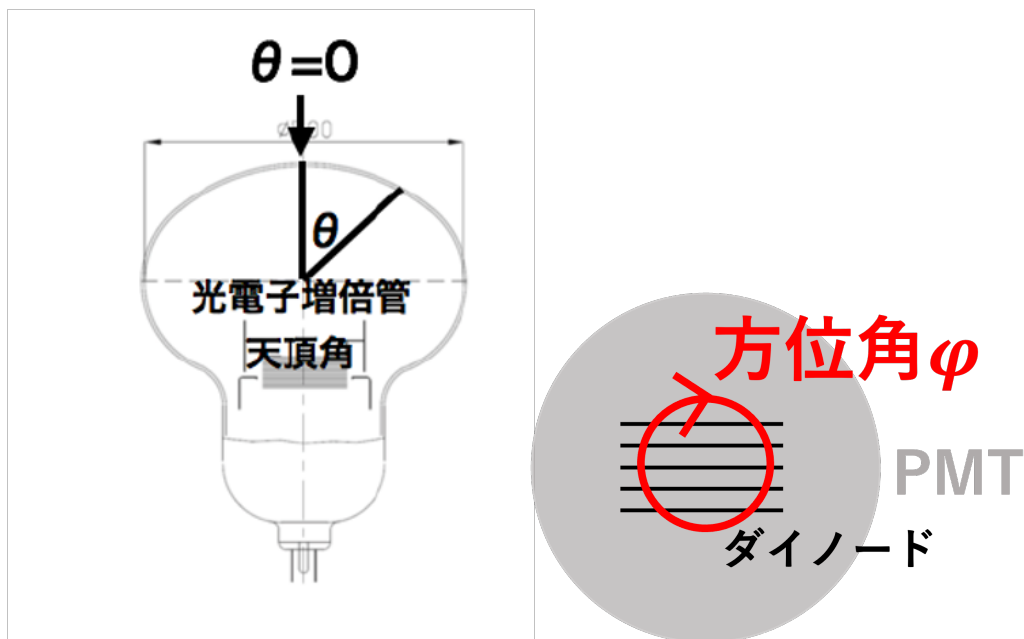


図 4.17: 入射角  $\theta$  定義。図は光電子増倍管の断面図。 [12] 図 4.18: 方位角  $\varphi$  定義。図は光電子増倍管を真上から見た図。

また、 $\theta$  については位置  $\theta$  と方向  $\theta$  を区別する。位置  $\theta$  は図 4.19 のように SKPMT の光電面の 1 点に光源を置いて測定する際の天頂角を表す。また、方向  $\theta$  は図 4.20 のように SKPMT の光源からの見込み角を表す。光源が SKPMT から離れた位置にある場合、光源からの光は SKPMT の光電面の様々な位置  $\theta$  から入射されるが、それらの位置  $\theta$  を平均化したものが方向  $\theta$  である。

先行研究において、SKPMT の光電面上にレーザーダイオードを位置  $\theta$  と  $\varphi$  の異なる位置に設置し、発光させた際の光検出時間を測定した [12]。その結果を図 4.21 に示す。図 4.21 は位置  $\theta$  に対する位置  $\theta = 0^\circ$  を基準の検出時間とした相対検出時間である。3 種類のプロットは、図 4.22 のように SKPMT を上から見た時のダイノード方向の違いによる。それぞれのダイノード方向のプロットにおいて、SKPMT の端 (位置  $\theta$  が大きい場所) から入射した光の検出時間は、位置  $\theta = 0^\circ$  から入射した光の検出時間と比べ、数 ns 遅いという応答特性を SKPMT が持つことが確認された。また、浜松ホトニクス社による位置  $\theta$  に対する相対検出時間のシミュレーション結果からも同様に、SKPMT の端の方から入射した光の検出時間は 4 ns 程度遅いということが分かっている。本研究では、SKPMT 検出時間の方向  $\theta$  依存性を取り入れルコとで検出時間較正の精度向上を目指す。そのため、ディフューザーボールをタンク中心付近以外に位置させ、方向  $\theta$  を変えて各 SKPMT に光を入射した際に、検出時間がどのように変化するかを調査した。

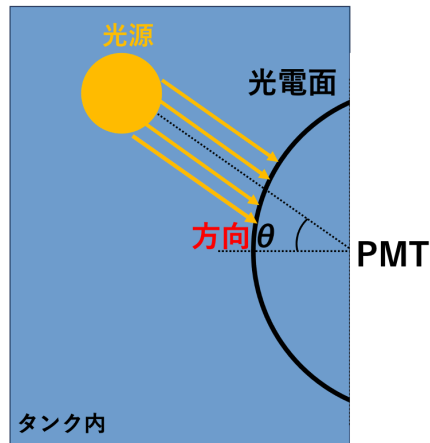
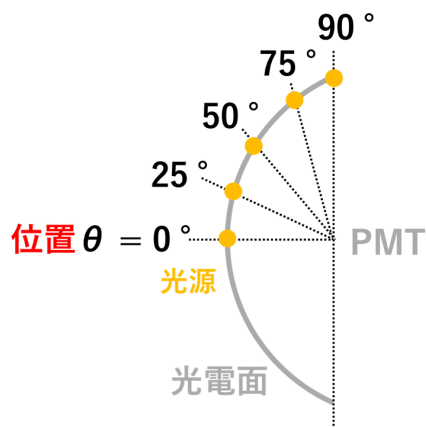


図 4.19: 入射角  $\theta$  定義 (SKPMT の断面図) [12]

図 4.20: 方位角  $\varphi$  定義 (SKPMT を真上から見た図)

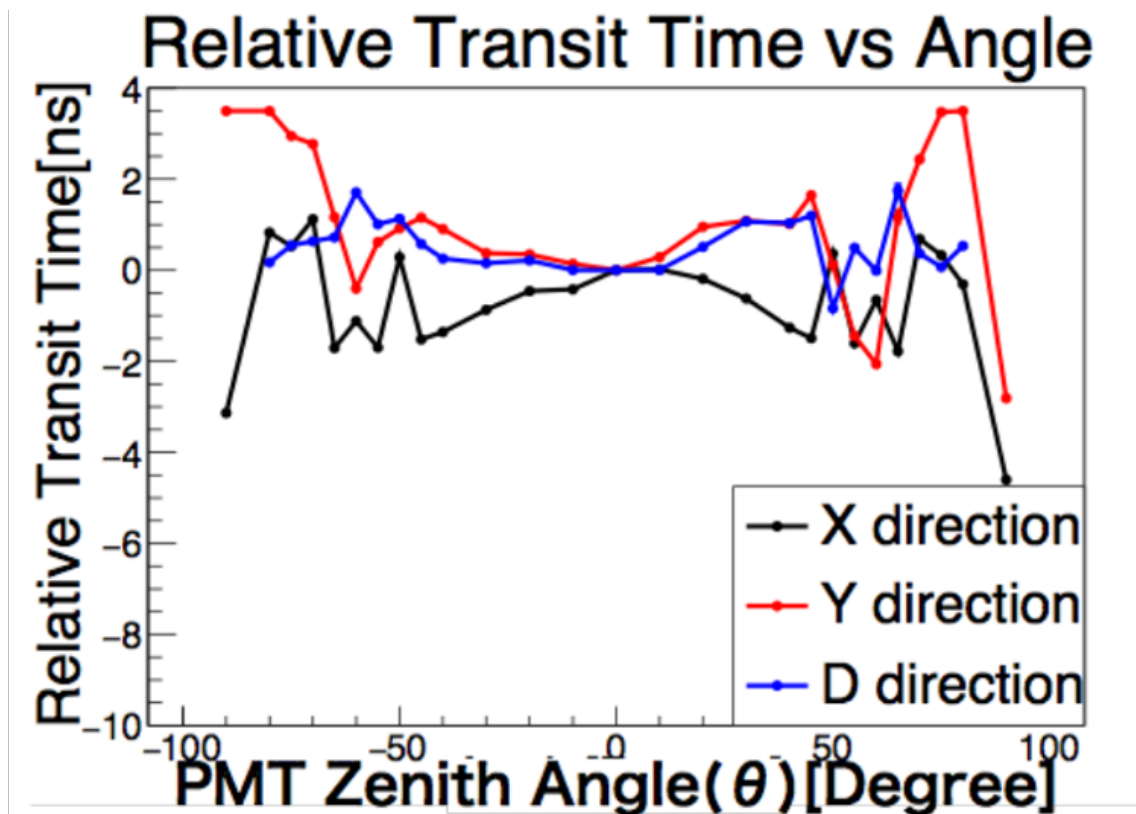


図 4.21: SKPMT 検出時間の光入射位置依存性 [12]

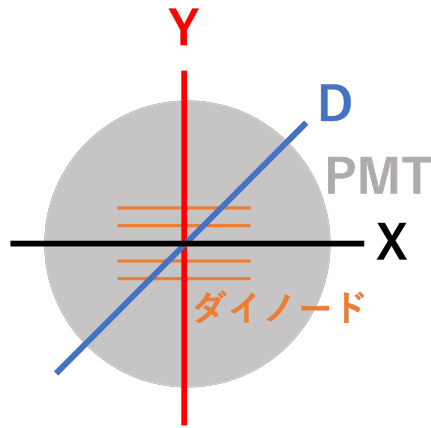


図 4.22: ダイノード方向 (X、Y、D) 定義 (SKPMT を真上から見た図)

#### 4.1.10 SK における有効体積

SK では内水槽壁面から 2 m 以上離れた領域を有効体積と定義し、その領域で発生した事象を解析の対象としている。壁面付近で発生した事象は、そこから発せられるチェレンコフ光が光電子増倍管へ入射する角度が大きくなる。すると、4.1.9 節で説明したように、各光電子増倍管の検出時間がばらつき、検出精度が悪化するため、壁面から 2 m 未満の領域は解析対象外としている。光電子増倍管への光入射角特性を取り入れ、有効体積を拡張させることで統計量増加が増加し、大型水チェレンコフ検出器の主な目的である陽子崩壊探索、ニュートリノの未解決問題の解決へ寄与する。表 4.4 に有効体積を拡張させた際の統計量増加率をまとめた。現在までの解析可能データ増加率・HK 観測開始までの解析可能データ増加率については光電子増倍管被覆率の低い SK-II は除いて算出している。

表 4.4: 有効体積拡張させた場合の統計量増加率

有効体積拡大距離 / m	有効体積増加率 / %	現在までの解析可能データ増加率 / %	HK 観測開始までの解析可能データ増加率 / %
0.5	9.6	670	750
1.0	20	1400	1500
1.5	31	2100	2400
2.0	42	2900	3300

このように SKPMT への光入射角応答を取り入れ、有効体積を拡張させることで HK 観測開始までの 3 年間のデータも加えると最大 3300 % の解析可能データ増加が見込まれる。これにより統計量の増加が期待され、大型水チェレンコフ検出器の目指す物理に到達することに寄与する。

#### 4.1.11 Ni-Cf 線源

SK において、光電子増倍管の検出電荷を光電子数へ変換する係数は 1 光電子の電荷分布より決定される。1 光電子の電荷分布を得るためには、低光量で等方的に光が拡散される光源が必要となる。この光源として、SK では図 4.23 のような Ni-Cf 線源が用いられている。



図 4.23: Ni-Cf 線源 [9]

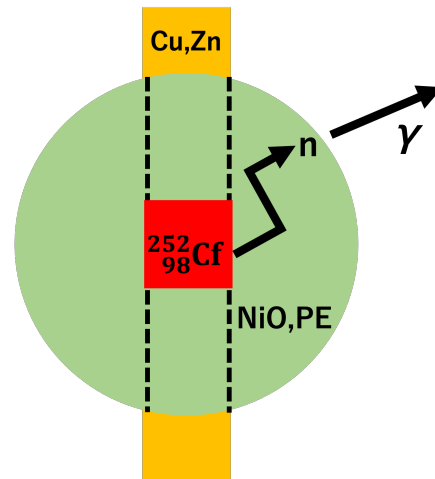


図 4.24: Ni-Cf 線源模式図

Ni-Cf 線源は図 4.23 のように、35 %の酸化ニッケル (NiO) と 65 %のポリエチレン (PE) の割合の混合体を直径 18 cm の球状に固め、中心を通るように穴を空け中性子線源であるカルフォルニウム ( $^{252}\text{Cf}$ ) を埋め込み、穴を真鍮 (Cu,Zn) で蓋をした構造になっている。中心部の  $^{252}\text{Cf}$  のうち 96.9 %は  $\alpha$  崩壊するが、残りの 3.1%は自発核分裂によって 1 回あたり平均 2.1 MeV の中性子を平均 3.76 個放出する。放出された中性子は線源周りの混合体や水中の陽子と非弾性散乱を起こし、その度にエネルギーを失い熱化する。その後、ニッケルの原子核に捕獲され、 $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$  反応によって、合計約 9 MeV の  $\gamma$  線を放出する。そして、放出された  $\gamma$  線は水槽内でコンプトン散乱や陽子・陽電子対生成を起こし、チェレンコフ光を発生させる。この  $\gamma$  線は約 100 光電子相当の等方光源となり、1 つの光電子増倍管の 1 イベントあたり 0.004 光電子となるので、観測される信号の 99 %以上が 1 光電子由来のものになる。Ni-Cf 線源は各光電子増倍管の量子効率の測定、1 光電子分布の作成に用いられる。量子効率の測定はタンク中心に Ni-Cf 線源を位置させ行い、1 光電子分布の作成を行う際の光検出は図の様々な位置のキャリブレーションホールから Ni-Cf 線源をタンク内に入れ、様々な座標に位置させ行っている。本研究における位置再構成解析では Ni-Cf 線源をタンク中心を含む 4 点に位置させたデータを用いた。

#### 4.1.12 事象再構成

SK では光電子増倍管で検出した情報をもとに事象の起きた座標、方向、エネルギーを再構成し、事象の特定をする。光電子増倍管でのヒット数が少ない低エネルギー事象を再構成するために SK 用に開発されたアルゴリズム BONSAI (Branch Optimization Navigating Successive Annealing Iterations) が用いられている。Ni-Cf 線源を用いたキャリブレーションにおいても

- 位置再構成
- 方向再構成
- エネルギー再構成

の 3 つの再構成が BONSAI によって行われる。以下でそれぞれ説明する。

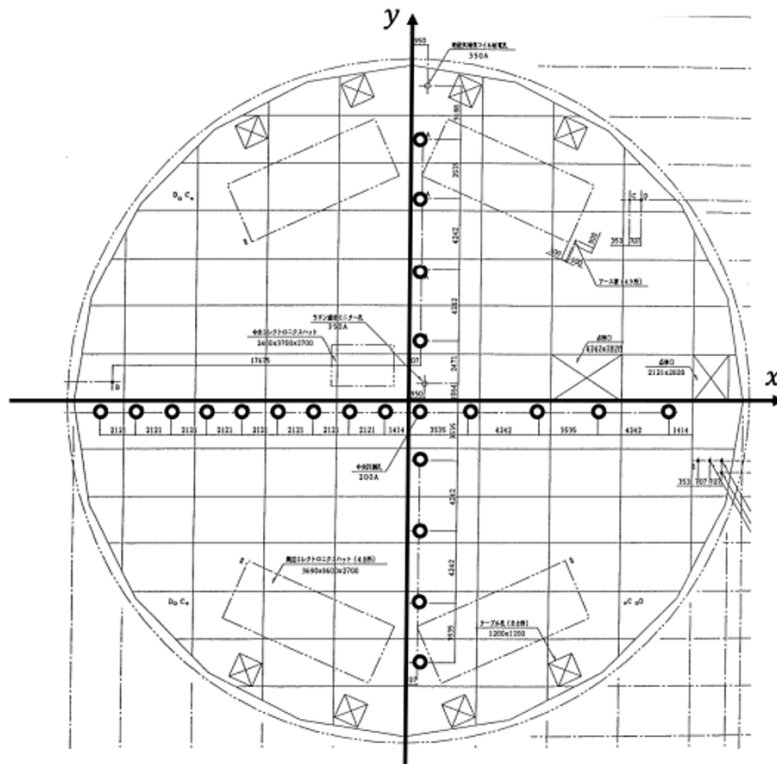


図 4.25: SK のタンクを真上から見た図。黒丸がキャリブレーションホール。[23]

### 位置再構成

光電子増倍管の検出時間から事象点の再構成が行われる。SK では、タンク上部にある LINAC と呼ばれる電子の線形加速器を用いて、信号検出時間のキャリブレーションを行なっている。これにより検出器ヒットタイミングの尤度関数  $\mathcal{L}$  が事象発生座標  $\mathbf{x}$  と事象発生時間  $t_0$  の関数として以下の 4.4 式のように決められる [10]。

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, t_0) = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \log P(\tau_i) \quad (4.4)$$

4.4 式のように確率密度関数  $P(\tau_i)$  を  $1.3 \mu\text{s}$  の時間ウィンドウ内でヒットした分だけ自然対数で加算する。この時  $\tau_i$  は

$$\tau_i = t_i - t_{tof,i} - t_0 \quad (4.5)$$

である。4.5 式における時間の各パラメータは図 4.26 のように、 $t_i$  は  $i$  番目にヒットした光電子増倍管の検出時間、 $t_{tof,i}$  は  $i$  番目にヒットした光電子増倍管の (T.O.F) である。4.4 式において尤度関数  $\mathcal{L}(\mathbf{x}, t_0)$  が最大になるような座標を事象点として再構成する。図 4.27 に実際に LINAC によって取得した確率に都度関数  $P(\tau_i)$  の分布を示す。 $\tau = 0$  にピークが現れ、水中における光の散乱・タンク壁面での反射による光電子増倍管へ遅れて入射する光の影響や、光電子増倍管の特性上遅延した信号を検出することがあり、 $\tau = 0$  以外でも小さなピークが見られる。



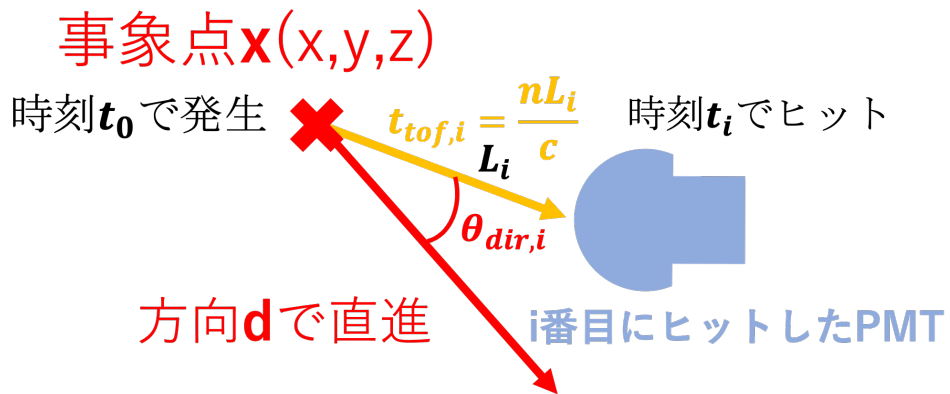


図 4.26: 位置・方向再構成模式図

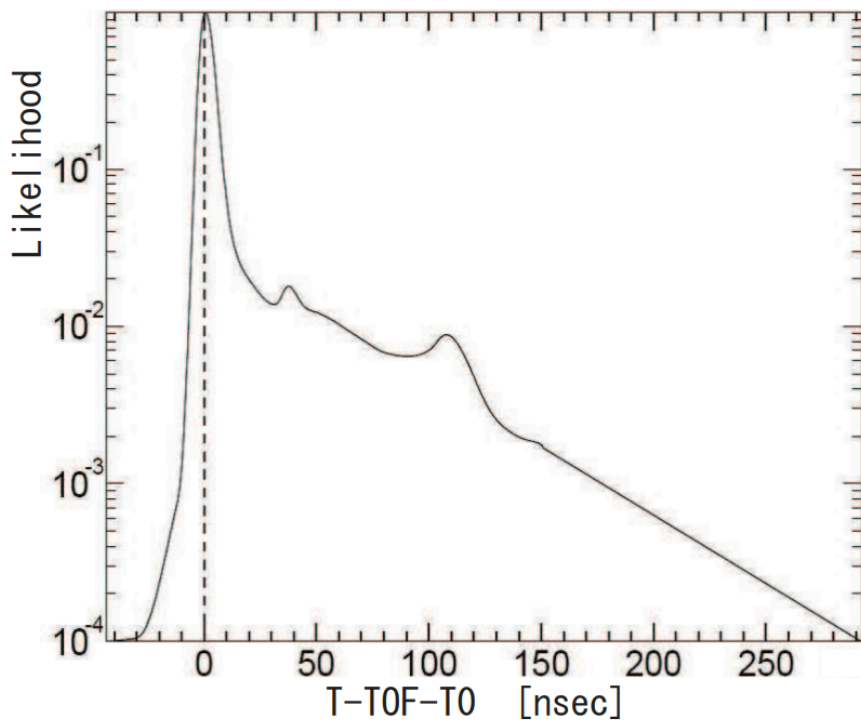


図 4.27: LINAC のデータにおける  $P(\tau_i)$  [10]

## 方向再構成

チェレンコフ放射が一定の角度で起こることを利用し粒子方向  $\mathbf{d}$  を再構成する。具体的には以下の 4.6 式の尤度関数  $\mathcal{L}$  を最大にすることにより  $\mathbf{d}$  を決定する [10]。

$$\mathcal{L}(\mathbf{d}) = \sum_i^{N_{20}} \log(f_{dir}(\cos \theta_{dir,i}, E))_i \frac{\cos \theta_i}{a(\theta_i)} \quad (4.6)$$

4.6 式におけるパラメータについては以下に記述する。

- $N_{20}$  : 20 ns のタイムウィンドウ内のヒット数最大値。
- $f_{dir}$  : 角度に関する確率密度関数。因数となる  $E$ 、 $\cos \theta_{dir,i}$  に対する分布を図 4.28 に示す。
- $\theta_{dir,i}$  : 再構成座標と  $i$  番目の光電子増倍管と粒子方向  $\mathbf{d}$  との成す角 (図 4.26 を参照)。
- $E$  : 粒子エネルギー。
- $a$  : 光電子増倍管のアクセプタンス。図 4.29 に  $\theta_i$  に対するアクセプタンスの関係を示す。
- $\theta_i$  :  $i$  番目にヒットした光電子増倍管への入射角。

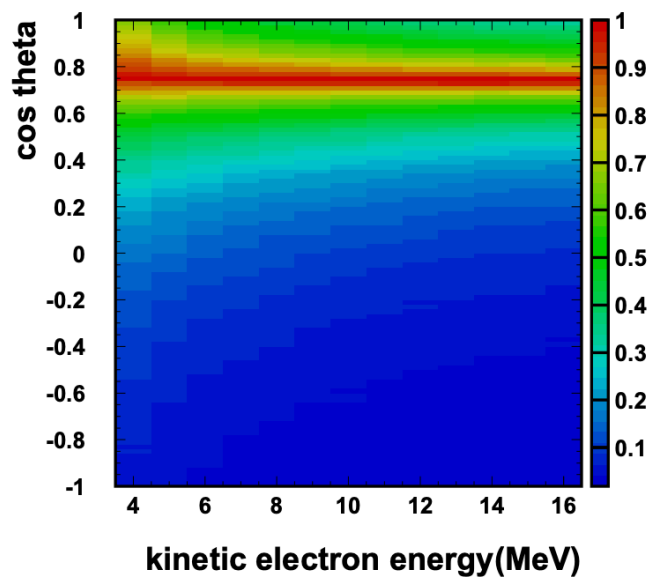


図 4.28: 角度に関する確率密度関数  $f_{dir}$  の分布。各エネルギーのピークを 1 に規格化している。[10]

## エネルギー再構成

粒子のエネルギーは、チェレンコフ光の光量、すなわち光電子増倍管で検出された電荷の大きさから再構成される。低エネルギー事象では、検出される信号のほとんどが 1 光電子相当であるため、光電子増倍管のヒット数が再構成エネルギーに比例する。そこで以下の式で表されるエネルギー再構成の有効

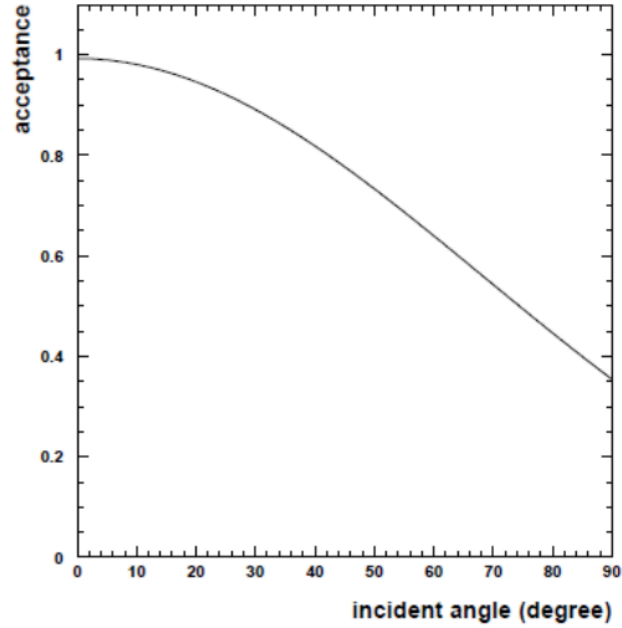


図 4.29: 光電子増倍管への入射角に対するアクセプタンスの関係 [10]

なヒット数  $N_{eff}$  を求め、モンテカルロシミュレーションを利用することにより、エネルギーを再構成する [10]。

$$N_{eff} = \sum_i^{N_{50}} ((X_i + \epsilon_{tail} - \epsilon_{dark}) \frac{N_{all}}{N_{alive}} \frac{1}{S(\theta_i, \phi_i)} \exp(\frac{r_i}{\lambda(run)}) / QE_i) \quad (4.7)$$

4.7 式におけるパラメータや補正内容を以下に記述する。

- $N_{20}$  : 20 ns のタイムウィンドウ内のヒット数最大値。
- $X_i$  : 複数光電子ヒットの補正パラメータ。1 光電子ヒットを想定しているがタンク壁面に近い事象ではこの補正が必要。
- $\epsilon_{tail}$  : 遅延ヒット補正パラメータ。光がタンク壁面で反射、水中で散乱等の原因による遅延ヒットが起こるため補正が必要。
- $\epsilon_{dark}$  : ダークノイズヒットの補正パラメータ。光電子増倍管のダークノイズを補正するために必要。
- $\frac{N_{all}}{N_{alive}}$  : 電圧のかかっていない光電子増倍管を考慮するための補正。  $N_{all}$  は内水槽の全ての光電子増倍管数、  $N_{alive}$  は内水槽内で電圧のかかっている光電子増倍管数。
- $\frac{1}{S(\theta_i, \phi_i)}$  : 光電子増倍管への入射位置を考慮するための補正。  $S(\theta_i, \phi_i)$  は、天頂角  $\theta$  と方位角  $\varphi$  で決まる有効な光電面の面積。
- $\exp(\frac{r_i}{\lambda(run)})$  : タンク内の水の透過率を考慮するための補正。  $r_i$  は再構成座標と  $i$  番目にヒットした光電子増倍管との距離、  $\lambda(run)$  は測定時の水の透過率。
- $QE_i$  :  $i$  番目にヒットした光電子増倍管の量子効率。

## 4.2 光電子増倍管への光入射角依存性を取り入れた検出精度向上

SK では荷電粒子から放出されるチェレンコフ光を光電子増倍管で検出し、その検出情報を基にチェレンコフ光を放出した事象を再構成する。検出時間から位置の再構成が行われるため、検出時間が精確でなければ正しい再構成位置が得られず、系統誤差を生じさせる要因となる。また、ディフューザーボールから拡散させた光を各光電子増倍管で検出する検出時間較正によって検出時間オフセットを決めているため、このオフセットが精確さが検出時間も精確さに影響する。SKPMT は検出時間が位置  $\theta$  によって異なるという応答特性を持つことが分かっているが、現在行われている検出時間較正ではディフューザーボールをタンク中心付近にのみ位置させているため、入射角応答特性が考慮されておらず、検出時間較正が精確ではない可能性がある。そこで、本研究では検出時間較正を行う際に光検出角応答を考慮すべきかを確認することを目指し、入射角応答特性を位置再構成解析に取り込むことで再構成位置の精度が向上するかを調べるため以下の2つの取り組みを行った。

1. SKPMT 検出時間の方向  $\theta$  依存性調査
2. SKPMT 検出時間の方向  $\theta$  依存性を取り入れた再構成位置精度評価

それぞれについて以下で説明する。

### 4.2.1 SKPMT 検出時間の方向 $\theta$ 依存性調査

SKPMT の光入射角応答を考慮して位置再構成解析を行うために、SKPMT 検出時間の方向  $\theta$  依存性を調べる必要がある。先行研究では、SKPMT の位置  $\theta$  依存性は調べられたが、方向  $\theta$  は調べられていない。実際に SK タンク内に位置させたディフューザーボールや Ni-Cf 線源等の光源からの光を検出する際には位置  $\theta$  ではなく方向  $\theta$  で入射角を考える必要がある。そこで、本研究ではディフューザーボールをタンク中心付近ではない位置に置き、光を拡散させたデータを用いることで SK 内の各光電子増倍管に異なる方向  $\theta$  で光を入射させた際の検出時間のずれを算出し、そこから SKPMT 検出時間の方向  $\theta$  依存性を調べた。以下では使用したデータ、解析手法の順で説明する。

#### 使用データ

ディフューザーボールは通常タンク中心付近に位置させているが、各光電子増倍管へ異なる方向  $\theta$  で光を入射させるためには図 4.30 のようにディフューザーボールをタンク内の他の場所に位置させる必要がある。

本研究ではディフューザーボールを SK 内の座標  $(-176.8 \text{ cm}, -70.7 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$  のタンク中心付近、座標  $(-176.8 \text{ cm}, -70.7 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$  のタンク底面部から 30 cm 離れた位置に位置させたデータである run 077258 と run 077258 を解析対象とした。ここで SK の座標は図 4.31 のようにタンク中心を原点、タンク水平方向を  $x$ 、 $y$  座標、タンク上向を  $z$  座標とした直交座標で定義される。run 077258 と run 077258 は共に 2017 年 12 月 13 日に約 3 時間の測定から取得されたデータで、フェーズは SK-IV であった。

#### 解析手法

SKPMT 検出時間の方向  $\theta$  依存性を 2 つの run データから調べるために以下の順番で解析を行った。

1. 各 run、各光電子増倍管の検出時間を求める

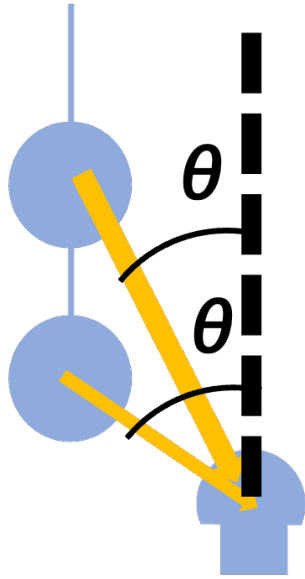


図 4.30: ディフューザーボールの位置と入射角

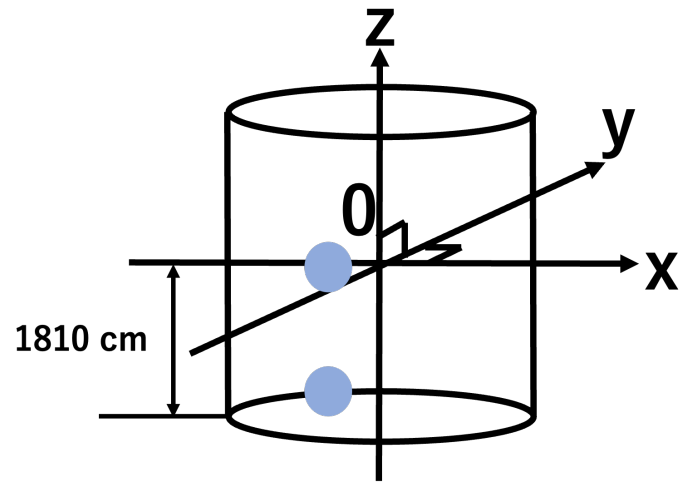


図 4.31: SK の座標定義と、ディフューザーボールの位置イメージ

2. 各光電子増倍管の方向  $\theta$  と検出時間の傾向を確認
3. 方向  $\theta$  に対する検出時間の関係を作成

以下でそれぞれの手順について説明する。

#### 各 run、各光電子増倍管の検出時間を求める

各 run の各光電子増倍管において図 4.16 のような補正後の TQMAP を作成した。例として、ディフューザーボールを  $z = 0$  に位置させた時の座標 (  $-176.05$  cm,  $-176.75$  cm,  $-1810.0$  cm ) にある光電子増倍管の TQMAP を図 4.32 に示す。横軸は Qbin、縦軸は数値が大きいくほど検出時間が早いことを表す。

図 4.32 のような TQMAP それぞれについて、各 Qbin(1-180) にける検出時間のヒストグラムを作成した。その際に Qbin =  $n$  ( $n$  は、 $1 \leq n \leq 180$  を満たす自然数) の  $k$  ( $-500 \leq k \leq -300$ ) ns の検出時間のビンに入る数  $N_{nk}$  は  $N_{nk} = \sum_{l \leq n} N_{lk}$  ( $n=1$  の時は  $N_{nk} = N_{1k}$ ) となるようにした。これは、ディフューザーボールを底面から 30 cm に置きデータを取得した run 077253 においてタンク底面以外の光電子増倍管にヒットがほとんどなく、統計数が著しく小さくなってしまったため、このような積算値を用いることとした。このような方法で作成したヒストグラムを以下の式 4.8 で表される Damped Gaussian  $g(T)$  でフィッティングし、ピーク時間を求めた [15]。

$$g(T) = \max \cdot \exp\left(\frac{1 + tmp - \exp(tmp)}{effAsy^2}\right) \quad (4.8)$$

$$tmp = effAsy \frac{T - T_{peak}}{\sigma_T} \quad (4.9)$$

一例として、run077258 の座標 (  $-176.05$  cm,  $-176.75$  cm,  $-1810.0$  cm ) にある光電子増倍管を使用した際の Qbin=30 のヒストグラムとフィッティングを図 4.33 に示す。横軸は 0.52 ns ごとの検出時間を

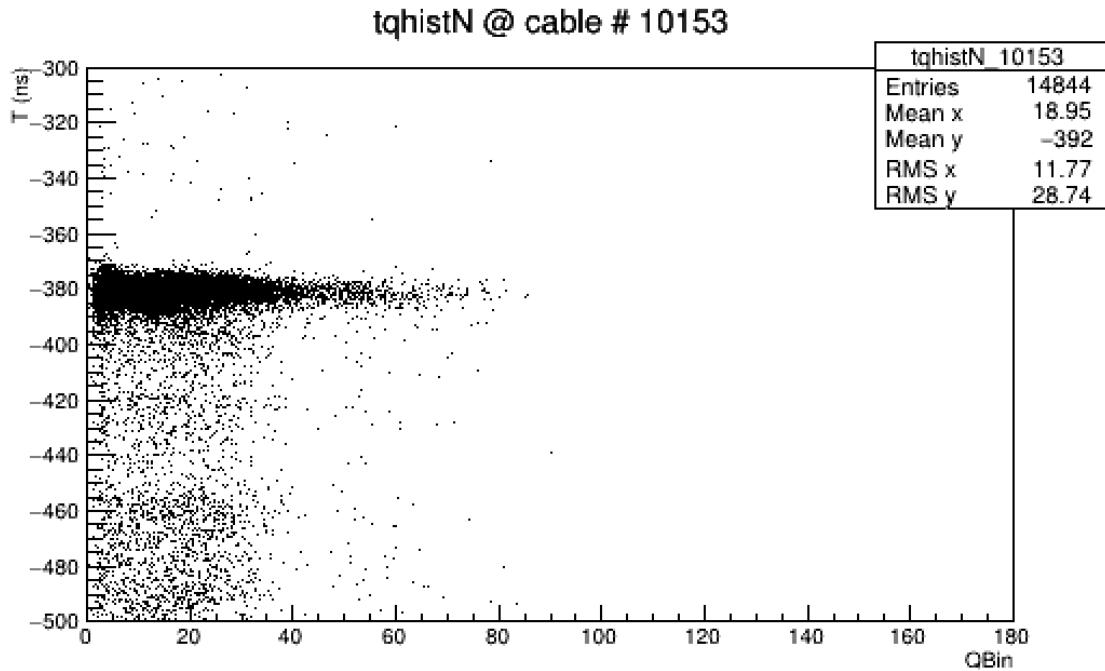


図 4.32: ディフューザーボールを  $z=0$  に位置させた時の補正後の TQMAP(座標 (  $-176.05$  cm ,  $-176.75$  cm ,  $1810.0$  cm ) )にある光電子増倍管)

表し、数値が大きいほど検出時間が早い。赤線は Damped Gaussian によるフィッティングを表す。

このようにして得られた各光電子増倍管の各 Qbin までの検出時間のヒストグラムのピーク値と Qbin の関係図を作成した。一例として座標 (  $-176.05$  cm ,  $-176.75$  cm ,  $-1810.0$  cm ) にある光電子増倍管のデータを使用した図を図 4.34 に示す。赤点が run 077253(ディフューザーボールが壁面付近にある時のデータ)、青点が run 077258(ディフューザーボールが中心付近にある時のデータ) である。この図 4.34 の関係図を光電子増倍管 10792 本 (11146 本中) 分作成した。

#### 各光電子増倍管の方向 $\theta$ と検出時間の傾向を確認

図 4.34 の関係図を基に 2つの位置にディフューザーボールを置いた時の方向  $\theta$  とピーク時間の差は、図 4.34 の Qbin=30、すなわち、30 Qbin 目までの積算値のピーク時間を採用した。この Qbin =30 は 6 pC、数光電子に相当する時間の差の関係図を作成した。その結果を図 4.35 に示す。横軸は各光電子増倍管において run 077253 と run 077258 の 2通りの方向  $\theta$  のうち小さい方の角度、縦軸は (方向  $\theta$  が大きい方の run のピーク時間) - (方向  $\theta$  が大きい方の run のピーク時間) である。また、2つの run で方向  $\theta$  とピーク時間の差の傾向に差異があるか調べるため、方向  $\theta$  が小さくなる run によって色を区別してプロットした。赤点が run 077253(ディフューザーボールが底面付近にある時のデータ) の方向  $\theta$  が小さい時、青点が run 077253(ディフューザーボールが中心付近にある時のデータ) の方向  $\theta$  が小さい時のプロットである。図 4.35 から 2種類のプロットによって傾向に大きな違いがないものの、方向  $\theta$  に対するピーク時間差の広がり方がディフューザーボールが底面付近にあるデータのプロットの方がディフューザーボールが中心付近にあるデータのプロットより大きいことが分かった。

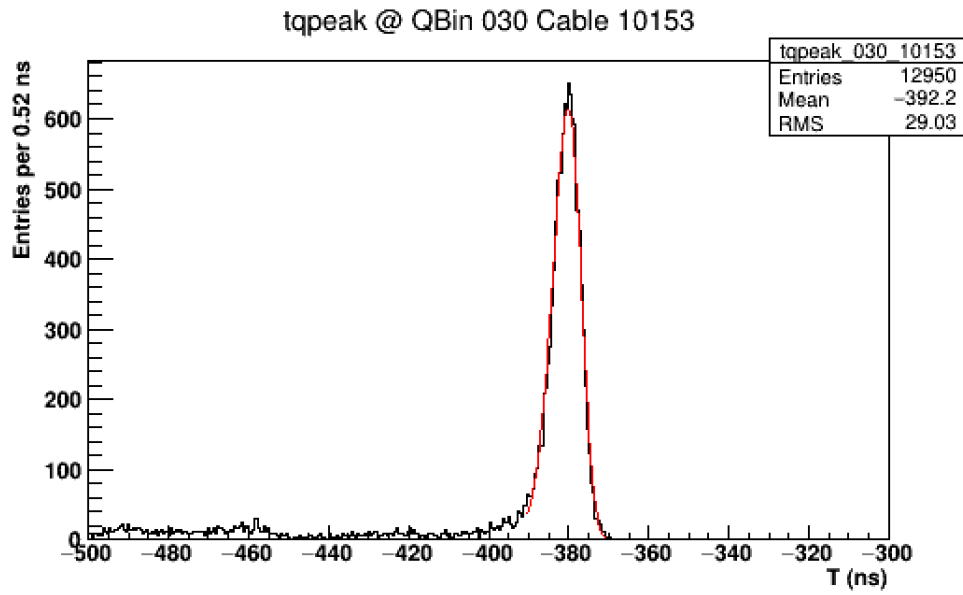


図 4.33: run077258 の Qbin=30 における検出時間のヒストグラムとフィッティング (座標 (-176.05, マイナス 176.75, -1810.0) の PMT)

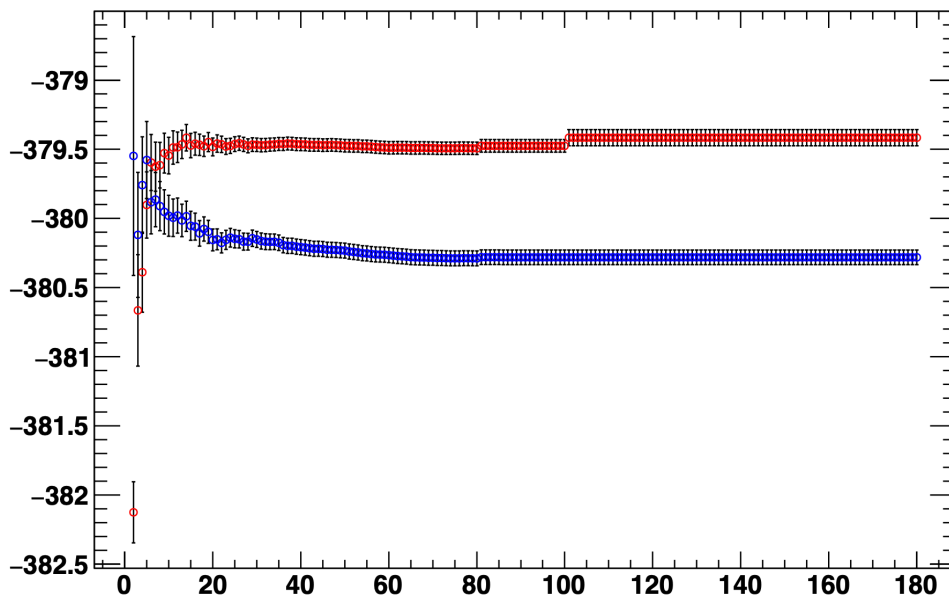


図 4.34: run077253 の Qbin とピーク時間 (座標 (-176.05 cm, -176.75 cm, -1810.0 cm) にある光電子増倍管)

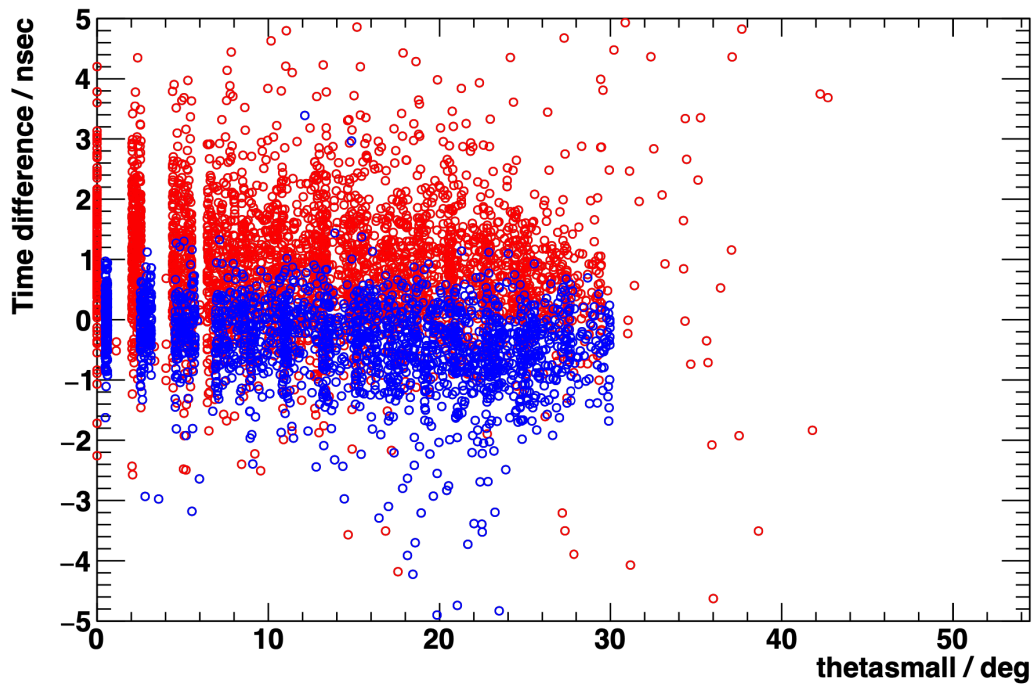


図 4.35: 方向  $\theta$  に対する検出時間ピークの差

本研究では2つの位置のみから光を拡散させており、各光電子増倍管における方向  $\theta$  の組み合わせは限られている。そこで図 4.35 のプロットに用いた方向  $\theta$  の分布を調べた。その結果を図 4.36、4.37 に示す。図 4.36、4.37 共に横軸 2 つの run データについて 1 つの光電子増倍管における方向  $\theta$  が小さい方の値、縦軸は (大きい方の  $\theta$ ) - (大きい方の  $\theta$ ) である。図 4.36 は各光電子増倍管の SK 内の位置によって分類した。赤点がタンク上面、青点がタンク底面、緑点がタンク側面にある光電子増倍管のプロットである。図 4.37 は 2 つのディフューザーボール位置から入射させた方向  $\theta$  のどちらが小さかったによって分類した。赤点はディフューザーボールをタンク底面付近に位置させた時の方向  $\theta$  の方が小さい場合、青点はディフューザーボールをタンク中心付近に位置させた時の方向  $\theta$  の方が小さい場合のプロットである。

図 4.35 のプロットにおいて、各光電子増倍管について run 077253、run 077258 の 2 つのデータのうち方向  $\theta$  が 0-25 °、25-50 °、50-75 °、75-90 ° となるデータを検出時間を基準とした時のもう一方の相対的な検出時間を算出し、それぞれのグラフを作成した。その結果を図 4.38 から 4.41 に示す。各グラフにおいて、赤点はディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間プロット、青点はディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間のプロットである。また、横軸は基準とならなかったデータの方向  $\theta$ 、縦軸は (基準点ではない検出時間) - (基準点ではない検出時間) の相対検出時間である。

図 4.38 から 4.41 において基準点の入射角度が大きい範囲 (50-90 °) については相関を求めるのに十分な統計がないため、入射角 0-25 ° と 25-50 ° となる検出時間を基準とした時の角度と相対検出時間の関係を求めた。

図 4.38、4.39 のそれぞれについてプロット全体、ディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間とした場合、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のそれぞれ



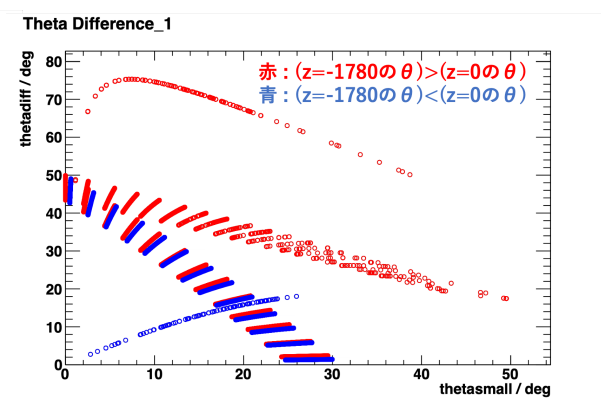
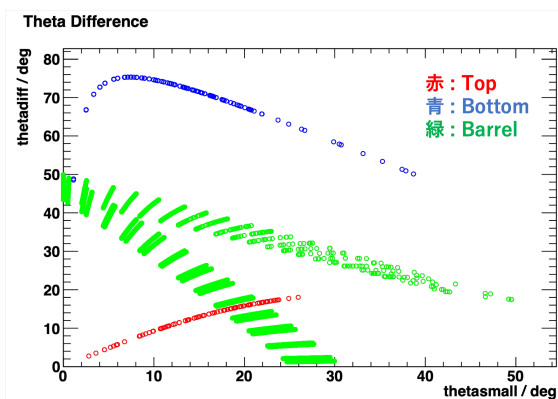


図 4.36: 小さい方向  $\theta$  に対する方向  $\theta$  差の関係 (SK の位置によって分類)

図 4.37: 小さい方向  $\theta$  に対する方向  $\theta$  差の関係 (SK の位置によって分類)

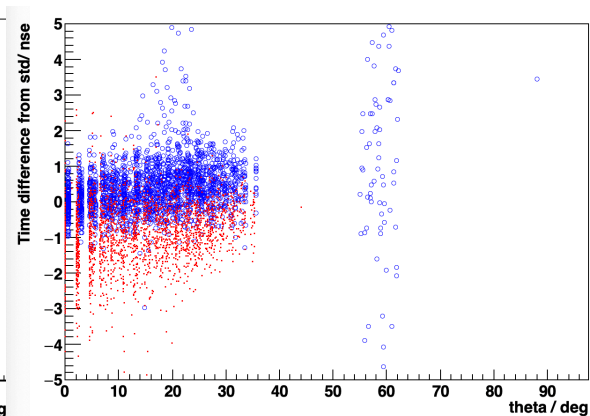
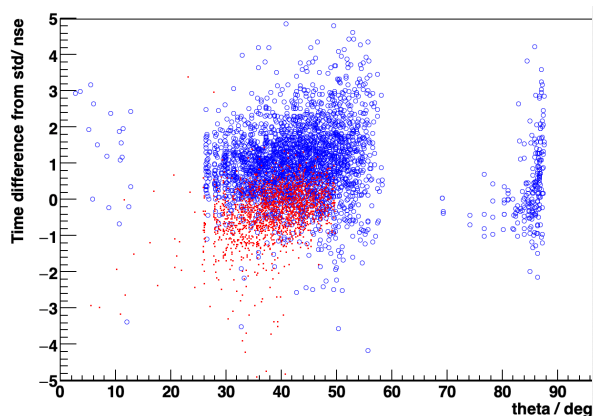


図 4.38: 方向  $\theta$  が 0-25 ° となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間

図 4.39: 方向  $\theta$  が 25-50 ° となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間

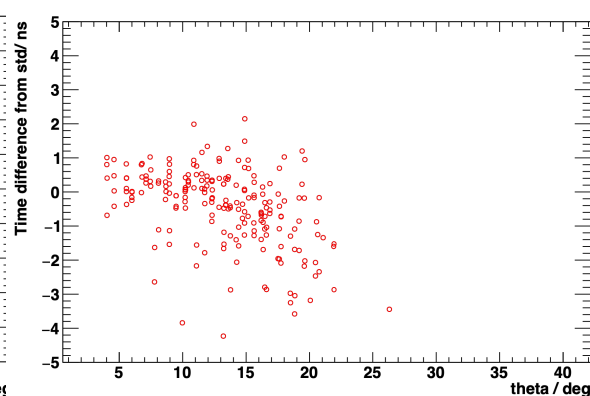
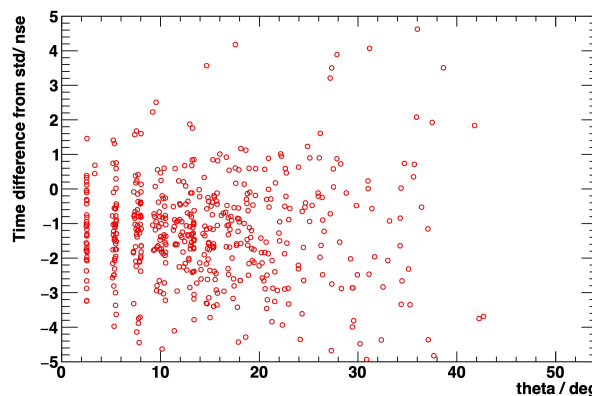


図 4.40: 方向  $\theta$  が 50-75 ° となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間

図 4.41: 方向  $\theta$  が 75-90 ° となる検出時間を基準としたときのもう一方の相対検出時間

れにプロットした場合について方向  $\theta$  と検出時間の関係を一次関数でフィットした。フィッティングの範囲は、方向  $\theta$  が 0-25 °の時間を基準とした際のプロットは 0-20 °の範囲で、方向  $\theta$  が 25-50 °の時間を基準とした際のプロットは 20-50 °の範囲でフィッティングした。その結果を図 4.42、4.43 に示す。赤線がフィッティングに使用した関数で、フィッティング関数は  $y = p_0 + p_1x$  とする。またフィット結果については表 4.5 にまとめた。

表 4.5: 方向  $\theta$  が 0-25 °、 25-50 °となるプロット全体、ディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロット、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のフィッティング結果

基準時間の方向 $\theta$ / °	プロット種類	$p_1$
0-25	全体	0.07 ± 0.02
0-25	底面基準	0.08 ± 0.02
0-25	中心基準	0.03 ± 0.02
25-50	全体	0.04 ± 0.01
25-50	底面基準	0.02 ± 0.01
25-50	中心基準	0.39 ± 0.02

図 4.43 のディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のフィットについては 20 °付近に相対検出時間が小さくなっている点が多く、その影響でフィットの精度が悪化していた。これは、ディフューザーボールを底面付近に位置させたデータにおいて、図 4.33 のように 30 Qbin における検出時間分布のフィッティングをし検出時間を決める際に検出時間の統計量が少なく正しいフィットができていない可能性があることによる。そこで、フィッティングの範囲を変えてフィットしたところ図 4.44 のようになった。またフィッティングの結果については表 4.6 に示す。20 °付近のプロットもフィッティング範囲に加えるとフィッティングの精度が悪くなることが分かった。

表 4.6: 図 4.43 の青点 (ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合) のフィット範囲を変えた結果。フィット範囲は上から 0-10 °、 0-20 °、 0-30 °

フィッティング範囲 / °	$p_1$	$\chi^2/\text{NDF}$
0-10	- 0.031 ± 0.006	0.255
0-20	- 0.08 ± 0.02	31.0
0-30	- 0.39 ± 0.02	32.5

#### 方向 $\theta$ に対する検出時間の関係を作成

以下では、方向  $\theta$  が 25-50 °となる検出時間のディフューザーボールを中心付近に位置させた時のプロットについては 0-10 °の範囲 (フィット悪化要因を含めない範囲)、0-30 ° (フィット悪化要因を含む範囲) の範囲でフィッティングした両者を利用する。これらのフィッティング結果を基に方向  $\theta$  に対する相対的な検出時間のずれに関して図 4.45 のような結果を得た。横軸は方向  $\theta$ 、縦軸は方向  $\theta$  が 0 °の時の検出時間を基準とした相対検出時間である。図 4.45 において、StdB はディフューザーボールを底面付

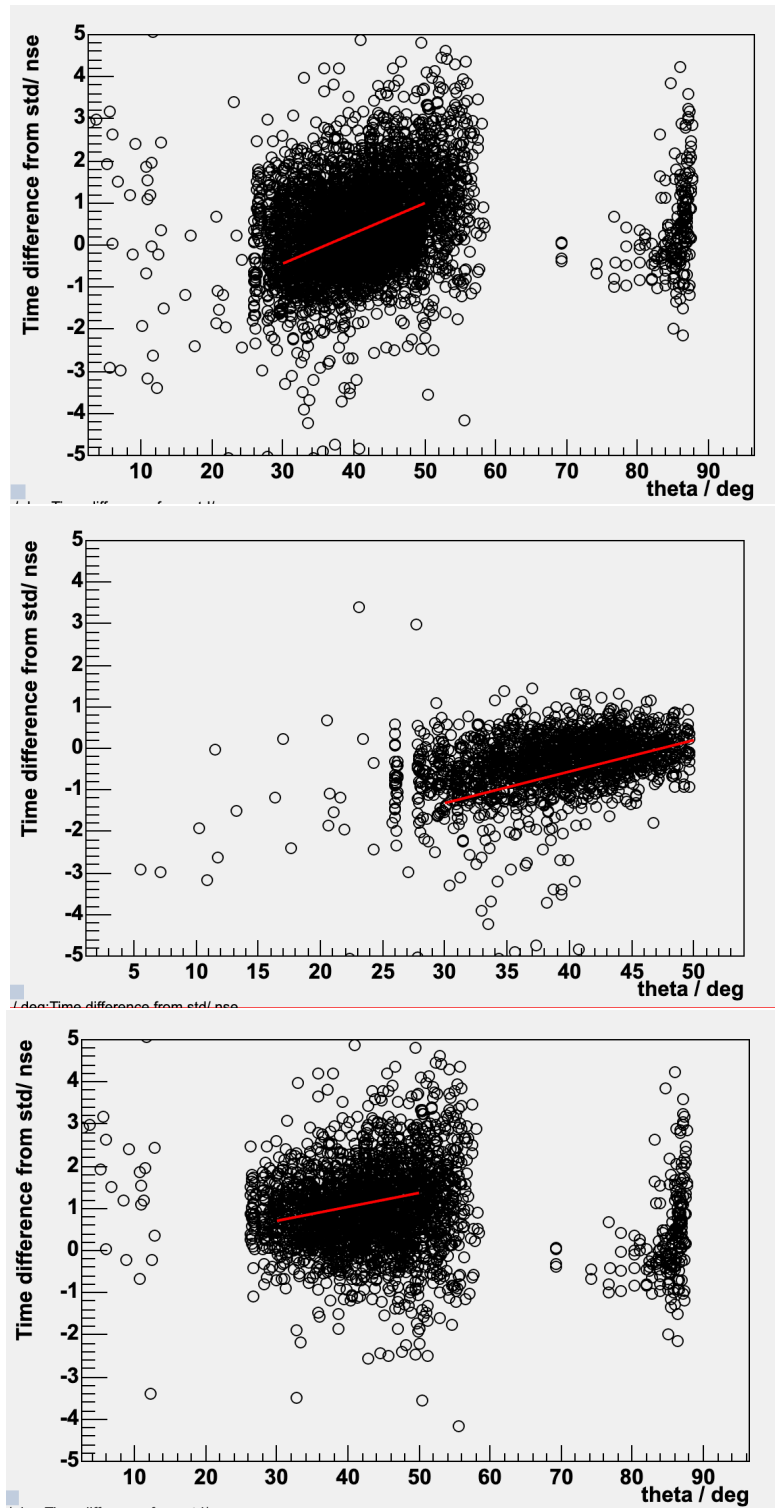


図 4.42: 方向 $\theta$ が0-25となる検出時間を基準にした時の相対検出時間のプロットと一次関数フィット。上からプロット全体、ディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロット、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロットとフィッティングである

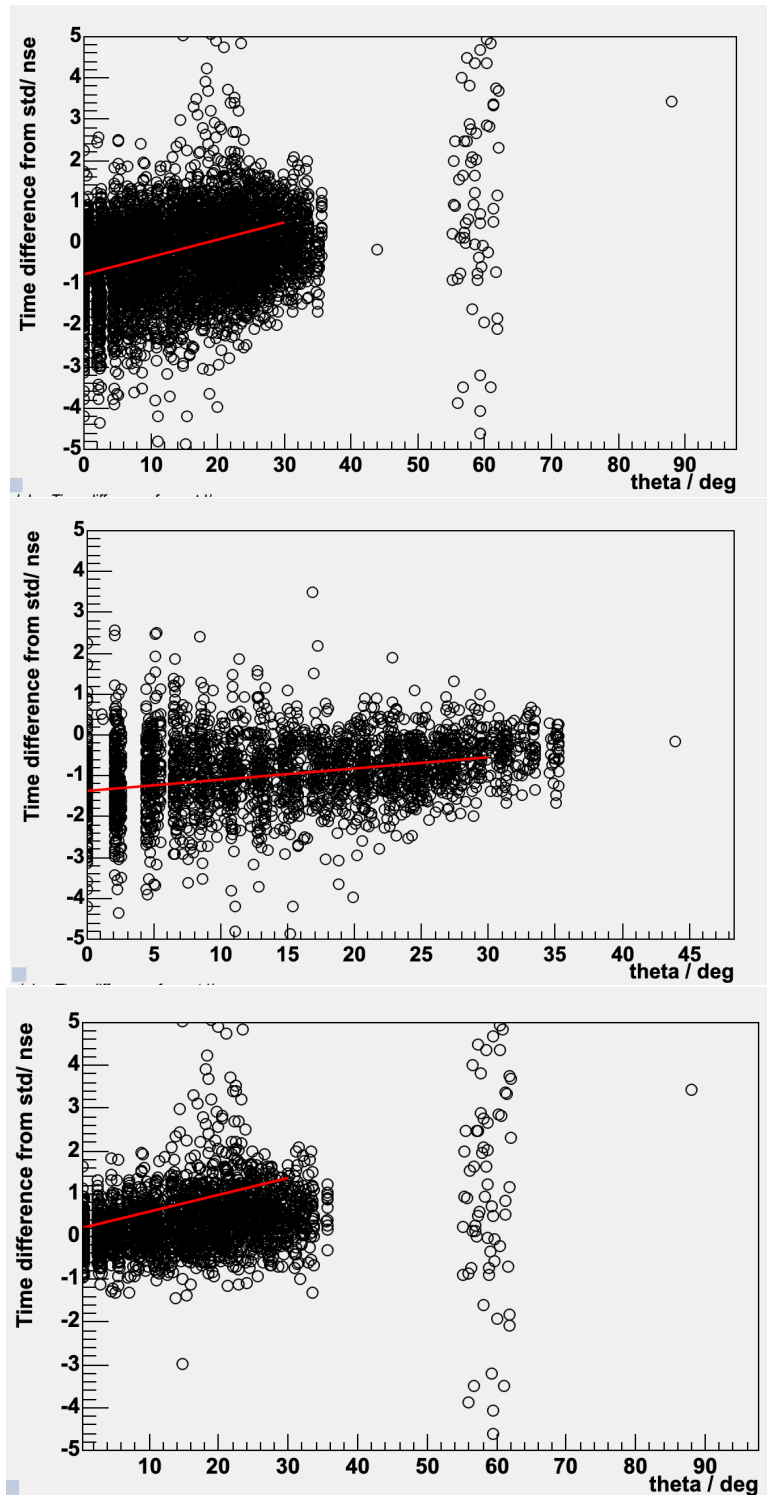


図 4.43: 方向 $\theta$ が25-50°となる検出時間を基準にした時の相対検出時間のプロットと一次関数フィット。上からプロット全体、ディフューザーボールを底面付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロット、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合のプロットとフィッティングである

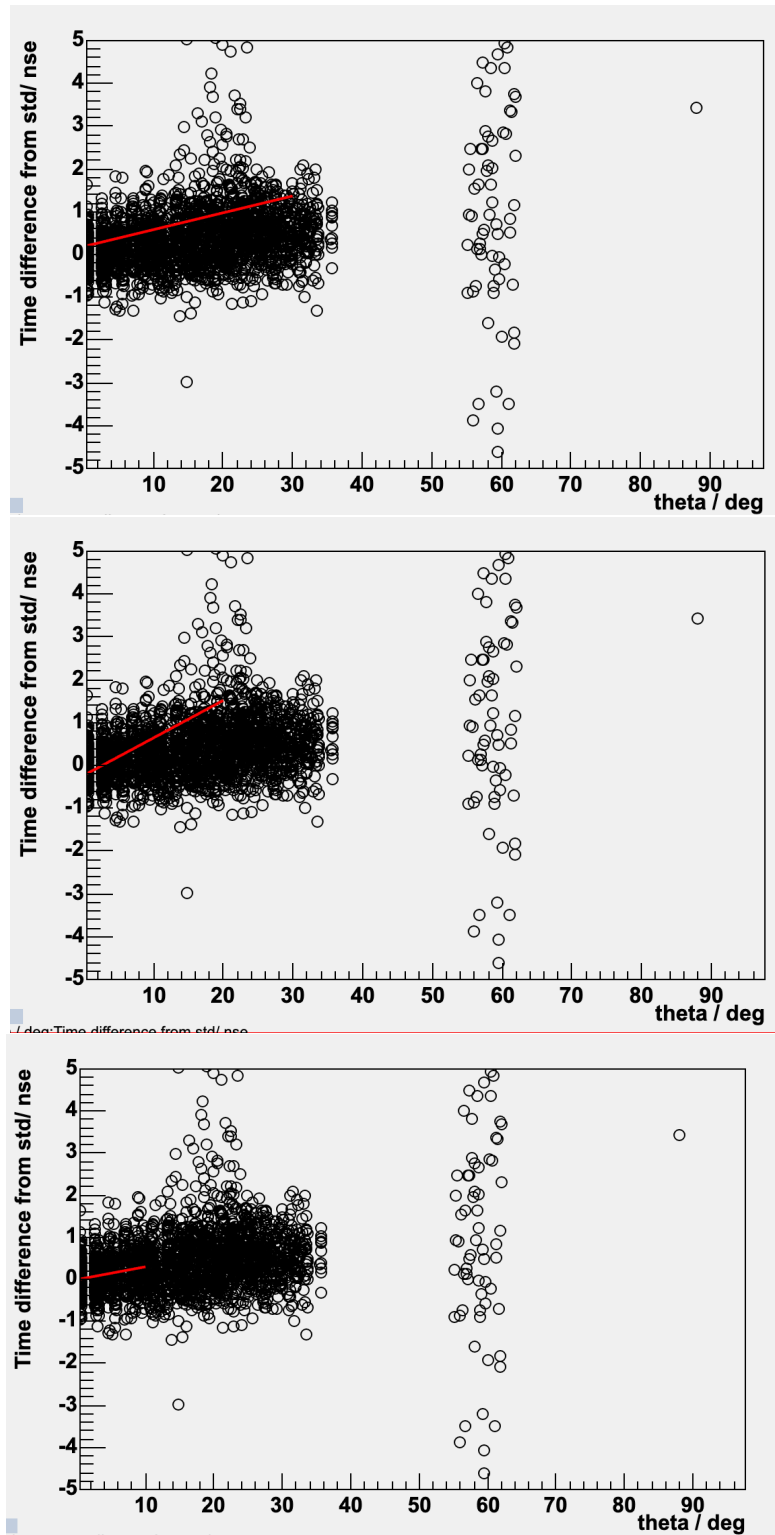


図 4.44: 図 4.43 の青点 (ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合) のフィット範囲を変えた結果。フィット範囲は上から 0-10°、0-20°、0-30°

近に位置させた時を基準時間とした場合、StdC1、2 はディフューザーボールを中心付近に位置させた時を基準時間とした場合、全体は赤点、青点のプロット全体を含めた場合の相対検出時間である。0-25

範囲は方向  $\theta$  が 25-50° となる検出時間を基準にした時の相対検出時間のプロットを一次関数でフィットした時の傾きを、25-50° 範囲は方向  $\theta$  が 0-25° となる検出時間を基準にした時の相対検出時間のプロットを一次関数でフィットした時の傾きを採用した。50-90° の範囲は 50° の相対検出時間を採用した。0° より小さい範囲は正の範囲をその採用した。また、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を 0-30° でフィットした結果を採用したものが StdC1、0-10° でフィットした結果を採用したものが StdC2。Mid1 は StdB と StdC1 の中間、Mid2 は StdB と StdC2 の中間である。

図 4.45 の結果は、図 4.21 や浜松ホトニクス社でシミュレーションされた結果と比較すると、方向  $\theta$  の大きさが大きくなると検出時間が 4 ns 程度遅くなるという同じ傾向が確認された。

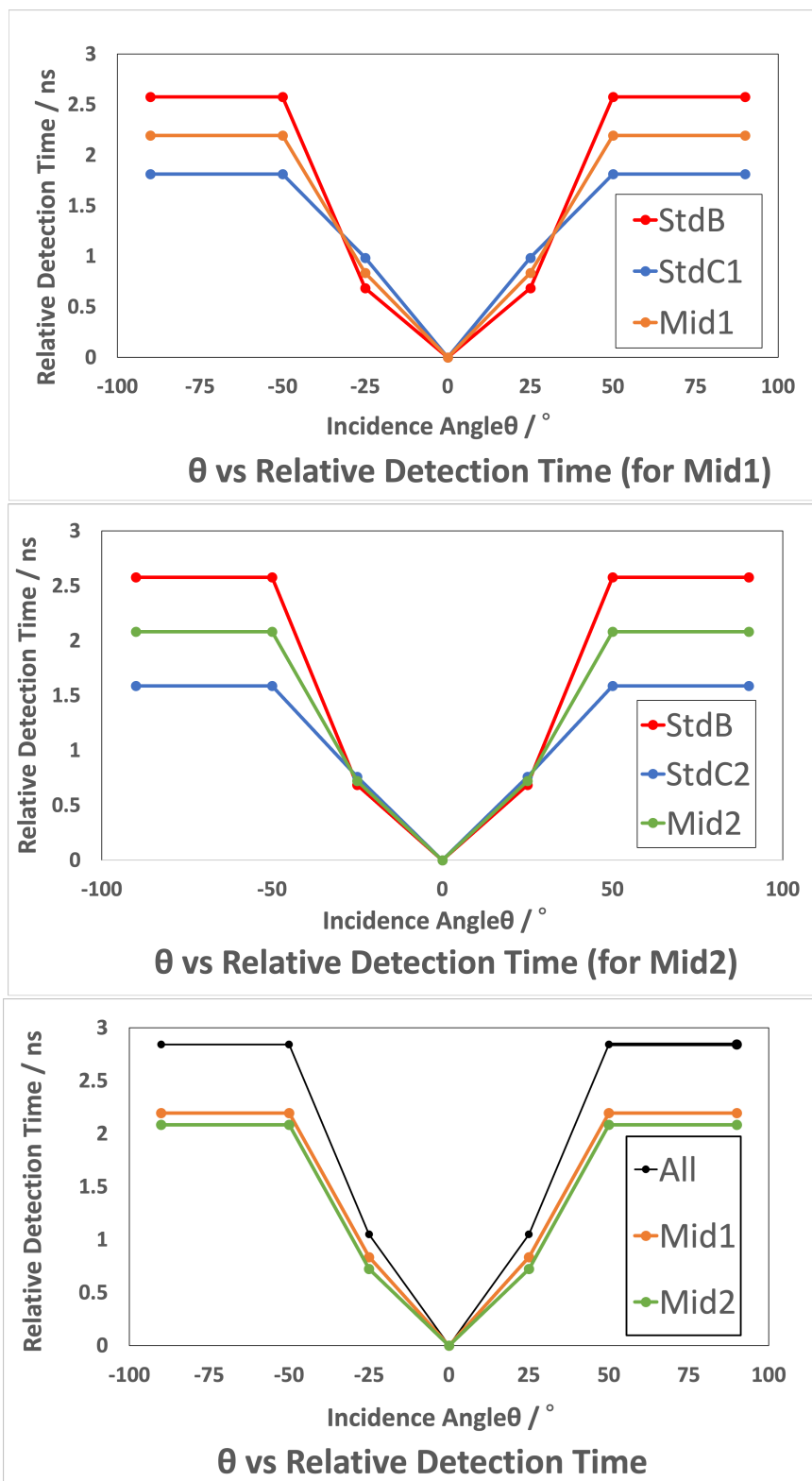


図 4.45: 方向  $\theta$  に対する相対検出時間。25-50°に入射した時の基準とし、ディフューザーボールを中心付近に位置させた時を 0-30°でフィットした結果を採用したものが StdC1、0-10°でフィットした結果を採用したものが StdC2。Mid1 は StdB と StdC1 の中間、Mid2 は StdB と StdC2 の中間である。

#### 4.2.2 SKPMT 検出時間の方向 $\theta$ 依存性を取り入れた再構成位置精度評価

ここでは光電子増倍管への方向  $\theta$  と相対検出時間差の関係を事象位置再構成解析に取り入れることで位置再構成精度が向上するかを調べた。この調査のために既知の線源位置から光を拡散させたデータを基に再構成された位置と実際の線源位置との距離が近づくか確認した。

線源は 4.23 節で説明した Ni-Cf 線源を使用した。位置再構成精度は SK のタンク中心に近いほど良く、中心から離れているほど悪い。そこで図 4.46 に示すような、タンク中心付近 (以下、位置 C(Center) と記述)、位置 C と  $y$ 、 $z$  座標は等しいが  $x$  座標の値が大きいタンク壁面付近 (以下、位置 R(Right) と記述)、位置 C と  $x$ 、 $y$  座標は等しいが  $z$  座標の値が大きいタンク底面付近 (以下、位置 B(Bottom) と記述)、位置 C と  $y$  座標が等しいが  $x$ 、 $z$  座標の値が大きいタンクの端付近 (以下、位置 RB(Right, Bottom)) の 4 つの位置に線源がある時の各データ (run) を基に位置再構成を行った。4 つの run は全て SK-VI に取得したもので、各 run の情報は表 4.7 に示す。

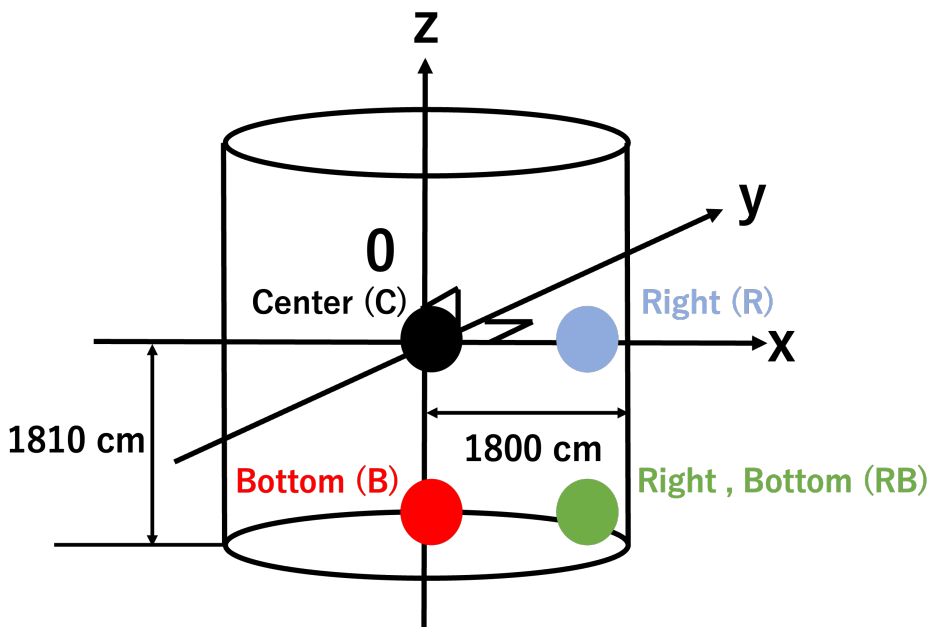


図 4.46: Ni-Cf 線源の位置イメージ図

表 4.7: 位置再構成精度評価に使用した run 情報

位置	run 番号	取得日	線源 $x$ 座標 / cm	線源 $y$ 座標 / cm	線源 $z$ 座標 / cm
C	087169	2022/5/24	35.3	- 70.7	0
R	086986	2022/4/8	1520	- 70.7	0
B	086794	2022/4/4	35.3	- 70.7	- 1200
RB	086978	2022/4/8	1520	- 70.7	- 1200

これらの 4 つの run において、実際に線源のある座標と各光電子増倍管の座標から方向  $\theta$  を求め、図 4.45 の中間 1(Mid1)、中間 2(Mid2)、全体 (All) の 3 種と浜松ホトニクス社の方向  $\theta$  と相対検出時間差の



関係の計 4 種のそれぞれを基に、各光電子増倍管の相対検出時間差を見積もった。そして事象再構成解析において、これらの相対検出時間差を相殺するよう光電磁増倍管の検出時間を補正し、位置再構成を行った。また、比較のため、検出時間の補正を行わない場合の位置再構成も行った。

Ni-Cf 線源のデータから位置再構成を行い、 $x$ 、 $y$ 、 $z$  の各座標におけるヒストグラムを作成する。ここでは一例として位置 C に線源を置いたデータの検出時間を行わない場合の  $x$  座標の再構成結果を図 4.47 に示す。

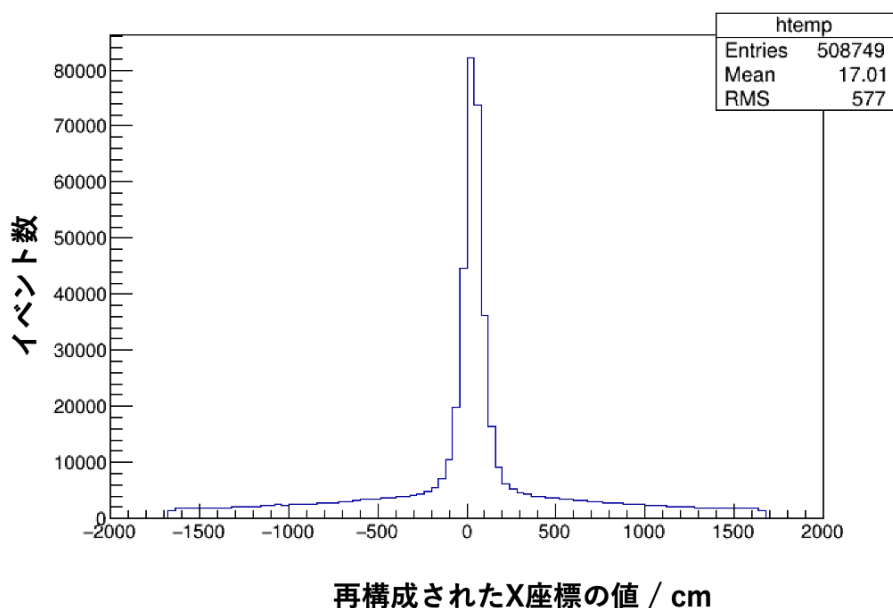


図 4.47:  $x$  座標の再構成結果 (位置 C、検出時間の補正なし)

このヒストグラムにはノイズ事象も含まれているため、Ni-Cf 線源による事象を選択する必要がある。そこで以下の 3 つの条件を適応し事象の選択を行った。

- goodness による選択
- ヒット数による選択
- 線源位置と事象再構成位置との距離による選択

それぞれについて以下で説明する。

#### 位置再構成精度による選択

SK では位置再構成精度を 4.10 で定義される goodness という指標で評価する [10]。

$$\text{goodness} = \frac{\sum^{\text{allhits}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau_i(x)}{\omega}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau_i(x)}{\sigma}\right)^2\right)}{\sum^{\text{allhits}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau_i(x)}{\omega}\right)^2\right)} \quad (4.10)$$

式 4.10 における  $\tau$  は 4.5 式で定義されるように  $i$  番目にヒットした光電子増倍管の検出時間から (T.O.F) と事象発生時間を引いたものである。また、 $\omega$  は  $\tau$  の分解能、 $\sigma$  は光電子増倍管の時間分解能である。

goodness は 0 から 1 までの値を取り、1 に近いほど位置再構成精度が良い。

図 4.48 に、一例として位置 C に線源を置いたデータで検出時間補正を行わない場合の goodness を示す。

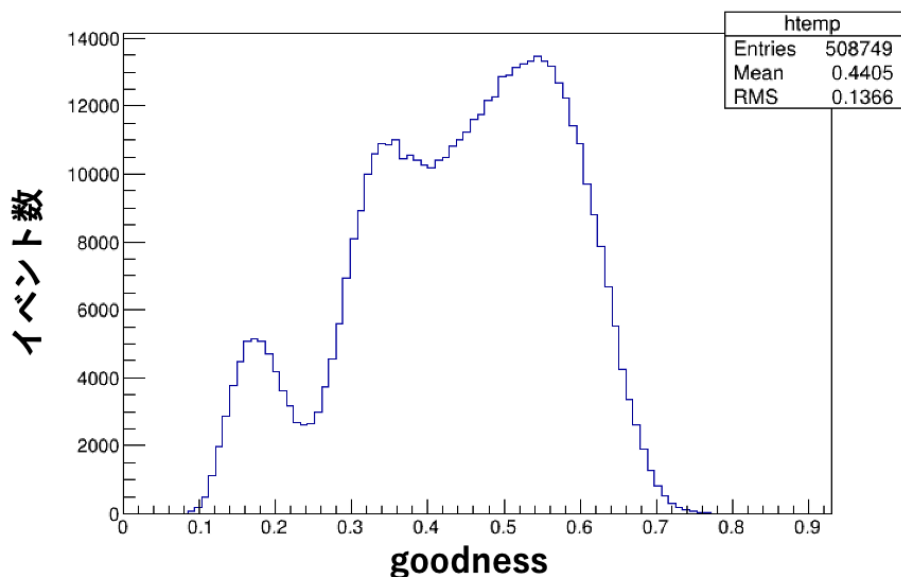


図 4.48: goodness の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)

本研究では  $\text{goodness} > 0.4$  となる事象を選択した。

#### 光電子増倍管のヒット数による選択

4.23 節で説明した  $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$  反応で放出される  $\gamma$  線のエネルギーの合計が 6 - 9 MeV 程度であるのに対し、 $^{252}\text{Cf}$  が自発核分裂を起こすことにより放出される  $\gamma$  線やタンク内の陽子が中性子を捕獲した際に発生する  $\gamma$  線のエネルギーは 2.2 MeV と低い。そのため事象のエネルギーの大きさによって事象を選択することは有用である。エネルギーと相関のある光電子増倍管のヒット数を事象選択に用い、50 ns のタイムウィンドウ内の光電子増倍管のヒット数  $N_{50}$  が 32 ヒットより大きい事象を選択した。一例として位置 C に線源を置いたデータで検出時間を行わない場合の  $N_{50}$  を図 4.49 に示す。

#### 線源位置と事象再構成位置との距離による選択

線源位置と事象再構成位置との距離  $r$  と定義すると  $r$  が小さいほど位置再構成精度が良いため、 $r$  による事象の選択を行う。一例として位置 C に線源を置いたデータで検出時間を行わない場合の  $r$  を図 4.50 に示す。本研究では  $r < 400$  cm の事象を選択し、解析対象とした。

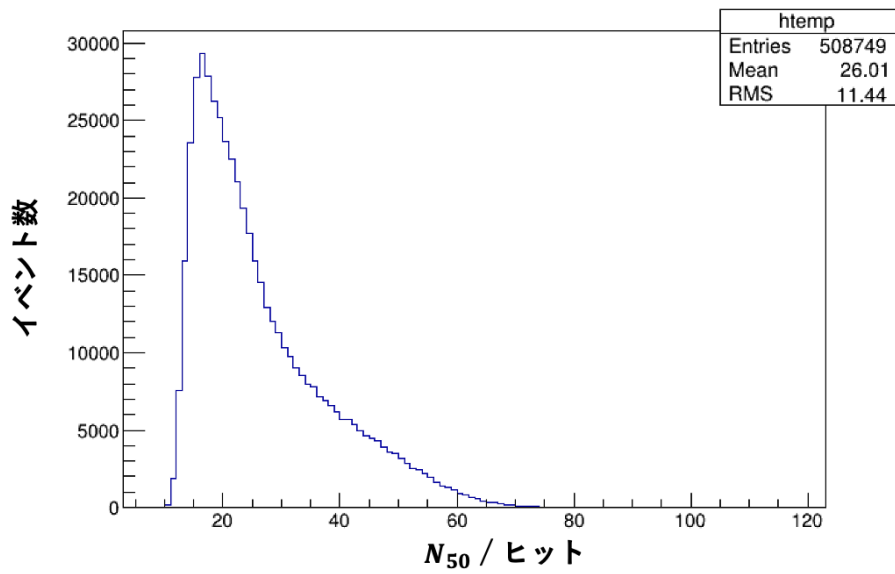


図 4.49:  $N_{50}$  の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)

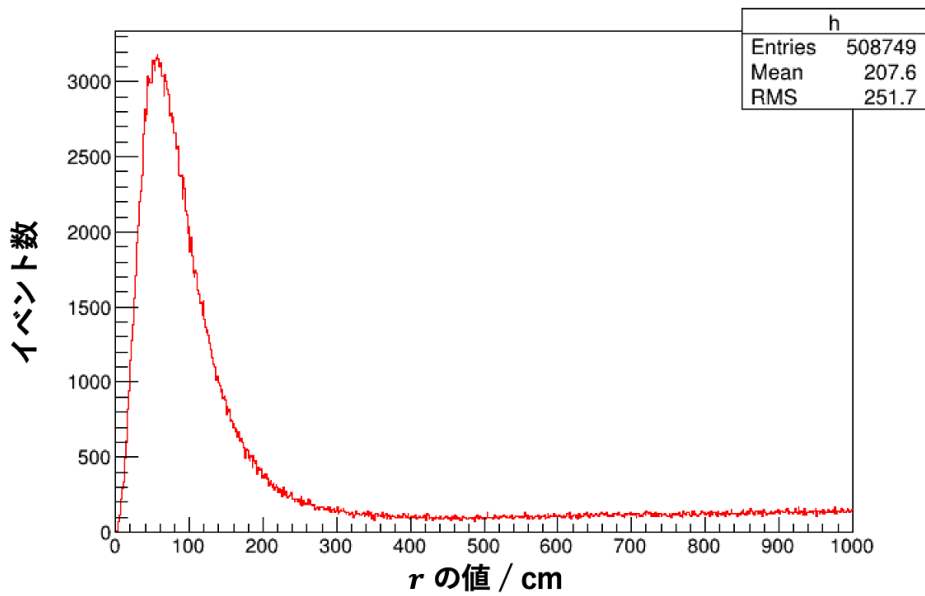


図 4.50:  $r$  の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)

上記の3つの条件で事象を選択することにより図 4.51 のような座標のヒストグラムを得る。図 4.51 は位置 C に線源を置いたデータの検出時間を行わない場合の x 座標で図 4.47 と比較し、バックグラウンドが低減されていることが分かる。

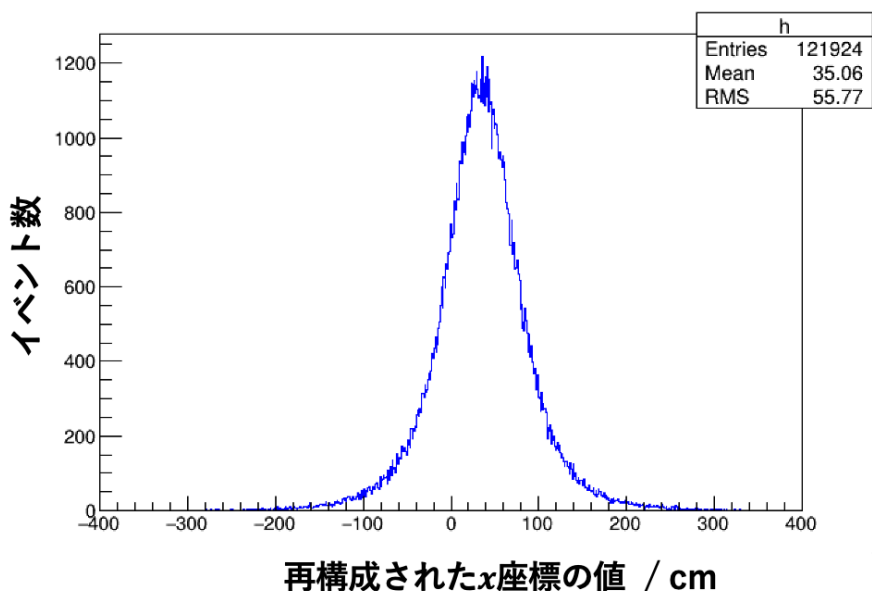


図 4.51: 事象選択後の再構成された  $x$  座標の分布 (位置 C、検出時間の補正なし)

このようにして得られたヒストグラムのピーク位置を正確に知るために、Gaussian ( $a \exp -\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}$ ) によるフィッティングを3回繰り返し、3回目の  $\mu$  の値を求めた。2、3回目のフィッティングでは、前回のフィット結果の  $\sigma$ 、 $\mu$  を基に、 $[\mu-\sigma, \mu+\sigma]$  の範囲でフィッティングを行った。一例として位置 C に線源を置いたデータで検出時間を行わない場合の再構成された  $x$  座標のフィット結果を図 4.52 に示す。

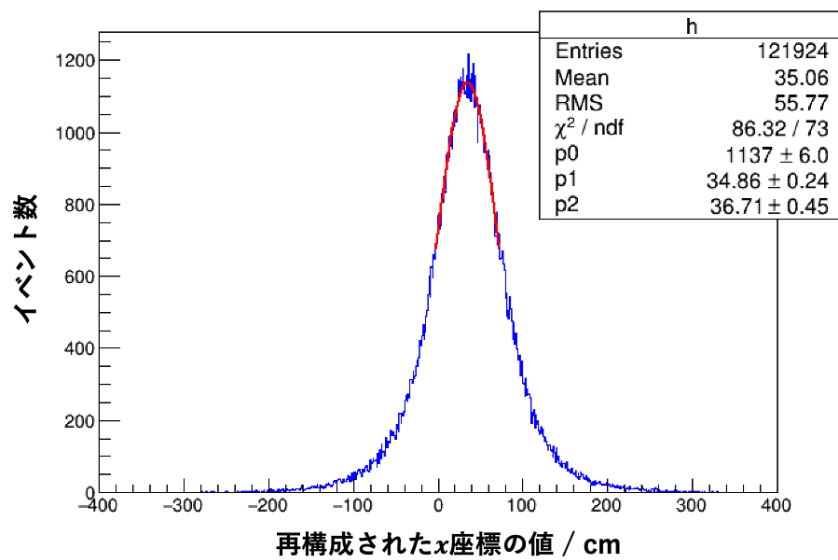


図 4.52: 再構成  $x$  座標のフィット結果 (位置 C、検出時間の補正なし)。青線が事象選択後の再構成された  $x$  座標分布、赤線が 3 回目のフィット曲線。

C、R、B、RBの4つ位置に線源を置いたデータそれぞれにおいて検出時間の補正を行わない場合と、本研究で作成した方向 $\theta$ に関する補正 (Mid1、Mid2、All) と浜松ホトニクス の測定結果を基にした検出時間の補正をかけた場合のそれぞれについて、 $x$ 、 $y$ 、 $z$ の各座標で事象選択、フィッティングを行った結果を表4.8、4.10、4.12、4.14に示す。また、再構成した位置が線源位置からどれほど離れているか評価するために、 $x$ 、 $y$ 、 $z$ 座標のそれぞれの線源からの位置のずれの大きさ( $\Delta x$ 、 $\Delta y$ 、 $\Delta z$ )と、それらの2乗の合計の平方根( $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$ )の値を算出し、表4.15、表4.11、表4.13、表4.14に示す。

表 4.8: 線源が位置 C にある時の再構成結果

線源位置	$x = 35.3$ cm	$y = -70.7$ cm	$z = 0$ cm
補正種類	再構成 $x$ 座標 / cm	再構成 $y$ 座標 / cm	再構成 $z$ 座標 / cm
補正なし	$34.9 \pm 0.2$	$-69.3 \pm 0.2$	$-0.8 \pm 0.3$
Mid1	$35.1 \pm 0.3$	$-70.0 \pm 0.3$	$-0.7 \pm 0.3$
Mid2	$35.2 \pm 0.3$	$-70.0 \pm 0.2$	$-0.7 \pm 0.3$
All	$35.1 \pm 0.3$	$-70.2 \pm 0.3$	$-0.81 \pm 0.3$
浜松	$34.4 \pm 0.3$	$-68.7 \pm 0.2$	$-0.9 \pm 0.3$

表 4.9: 線源が位置 C にある時の再構成位置と線源位置からのずれ

補正種類	$\Delta x$ / cm	$\Delta y$ / cm	$\Delta z$ / cm	$\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$ / cm
補正なし	0.4	1.4	0.8	1.7
Mid1	0.2	0.7	0.7	1.0
Mid2	0.1	0.7	0.7	1.0
All	0.2	0.5	0.8	1.0
浜松	0.9	2.0	0.9	2.4

表 4.10: 線源が位置 R にある時の再構成結果

線源位置	$x = 1520$ cm	$y = -70.7$ cm	$z = 0$ cm
補正種類	再構成 $x$ 座標 / cm	再構成 $y$ 座標 / cm	再構成 $z$ 座標 / cm
補正なし	$1522.7 \pm 0.2$	$-72.5 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.2$
Mid1	$1536.1 \pm 0.2$	$-72.9 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.2$
Mid2	$1516.5 \pm 0.2$	$-72.1 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.2$
All	$1540.3 \pm 0.2$	$-72.9 \pm 0.2$	$0.1 \pm 0.2$
浜松	$1516.2 \pm 0.2$	$-72.1 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.2$

表 4.11: 線源が位置 R にある時の再構成位置と線源位置からのずれ

補正種類	$\Delta x / \text{cm}$	$\Delta y / \text{cm}$	$\Delta z / \text{cm}$	$\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} / \text{cm}$
補正なし	2.7	1.8	0.3	3.3
Mid1	16.1	2.2	0.3	16.3
Mid2	3.5	1.4	0.6	3.8
All	20.3	2.2	0.1	20.1
浜松	3.8	1.4	0.7	4.1

表 4.12: 線源が位置 B にある時の再構成結果

線源位置	$x = 35.3 \text{ cm}$	$y = -70.7 \text{ cm}$	$z = -1200 \text{ cm}$
補正種類	再構成 $x$ 座標 / cm	再構成 $y$ 座標 / cm	再構成 $z$ 座標 / cm
補正なし	$35.4 \pm 0.3$	$-69.5 \pm 0.3$	$-1198.6 \pm 0.3$
Mid1	$35.6 \pm 0.2$	$-70.0 \pm 0.3$	$-1179.7 \pm 0.2$
Mid2	$35.5 \pm 0.2$	$-70.0 \pm 0.3$	$-1181.0 \pm 0.2$
All	$35.6 \pm 0.2$	$-70.0 \pm 0.3$	$-1174.0 \pm 0.2$
浜松	$35.2 \pm 0.2$	$-69.3 \pm 0.2$	$-1217.3 \pm 0.2$

表 4.13: 線源が位置 B にある時の再構成位置と線源位置からのずれ

補正種類	$\Delta x / \text{cm}$	$\Delta y / \text{cm}$	$\Delta z / \text{cm}$	$\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} / \text{cm}$
補正なし	0.1	1.2	1.4	1.8
Mid1	0.3	0.7	20.3	20.3
Mid2	0.2	0.7	19.0	19.0
All	0.3	0.7	26.0	26.0
浜松	0.1	1.4	17.0	17.1

表 4.14: 線源が位置 RB にある時の再構成結果

線源位置	$x = 1520 \text{ cm}$	$y = -70.7 \text{ cm}$	$z = -1200 \text{ cm}$
補正種類	再構成 $x$ 座標 / cm	再構成 $y$ 座標 / cm	再構成 $z$ 座標 / cm
補正なし	$1526.2 \pm 0.2$	$-71.3 \pm 0.2$	$-1199.3 \pm 0.2$
Mid1	$1540.1 \pm 0.2$	$-71.3 \pm 0.2$	$-1186.7 \pm 0.1$
Mid2	$1539.6 \pm 0.2$	$-72.0 \pm 0.2$	$-1187.6 \pm 0.2$
All	$1544.7 \pm 0.2$	$-72.6 \pm 0.2$	$-1182.6 \pm 0.2$
浜松	$1515.6 \pm 0.2$	$-70.4 \pm 0.2$	$-1207.1 \pm 0.2$

表 4.15: 線源が位置 RB にある時の再構成位置と線源位置からのずれ

補正種類	$\Delta x / \text{cm}$	$\Delta y / \text{cm}$	$\Delta z / \text{cm}$	$\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} / \text{cm}$
補正なし	6.2	0.6	0.7	6.3
Mid1	20.1	0.6	13.3	24.1
Mid2	19.6	1.3	12.4	23.2
All	24.7	1.9	17.4	30.3
浜松	4.4	0.3	7.1	8.36



位置 C に線源がある時、本研究で作成した方向  $\theta$  と相対検出時間差を基に検出時間を補正した場合は補正しない場合より  $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$  の値が 0.7 cm 小さくなるという結果になったがそれぞれの再構成位置におけるフィット誤差も考慮すると有意な差とは言えない。そこでタンク中心から離れた位置 (タンク右端付近、底面付近、右底面付近) の再構成の精度を見ると、それぞれの場所において検出時間の補正をかけたことにより再構成位置は線源の位置に近づくことはなかった。

光電子増倍管は、入射角  $\theta$  と方位角  $\varphi$  によって表される光の入射位置が異なることで検出時間差が生じるため、本研究ではまず方向  $\theta$  による相対検出時間差を事象再構成解析に取り入れた際に精度が向上するか確かめたが、本研究における  $\theta$  による検出時間の補正のみでは事象の位置再構成精度は向上しないことが分かった。本研究においては、ディフューザーボールを 2 点のみにおいて測定されたデータを基に方向  $\theta$  と相対検出時間差の関係を作ったため、方向  $\theta > 50^\circ$  の領域に十分な統計がなかったため正確な方向  $\theta$  による検出時間の補正が行われなかった可能性がある。そのため方向  $\theta > 50^\circ$  となるような複数位置 (タンク壁面付近) からディフューザーボールで光を拡散させたデータを取得し、それを基により正確な検出時間の補正を行い、位置再構成精度を評価する必要がある。また、光電子増倍管への入射位置を決めるもう一方のパラメータ  $\varphi$  を基にした検出時間の補正も行い位置再構成精度も確かめる必要がある。

## 第5章 新光検出器モジュールに用いる 高電圧供給回路基板の性能調査

ハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande) では新光検出器モジュールを一部使用予定で、その応答を取り入れることで検出器の観測精度向上が見込まれる。現段階では新光検出器モジュールに用いる高電圧供給回路基板がプロトタイプであり、高電圧の極性の違いによる2つの候補がある。本研究では、それらの基板を使用した際の検出精度を調査し、基板が十分な性能を持っているか、基板の種類によって性能の差がどれほどあるかを調査した。

この章では初めにハイパーカミオカンデ、及び使用予定の光電子増倍管について説明し、その後新光検出器モジュール、及び今回調査した基板とその結果を記す。

### 5.1 ハイパーカミオカンデ

#### 5.1.1 概要

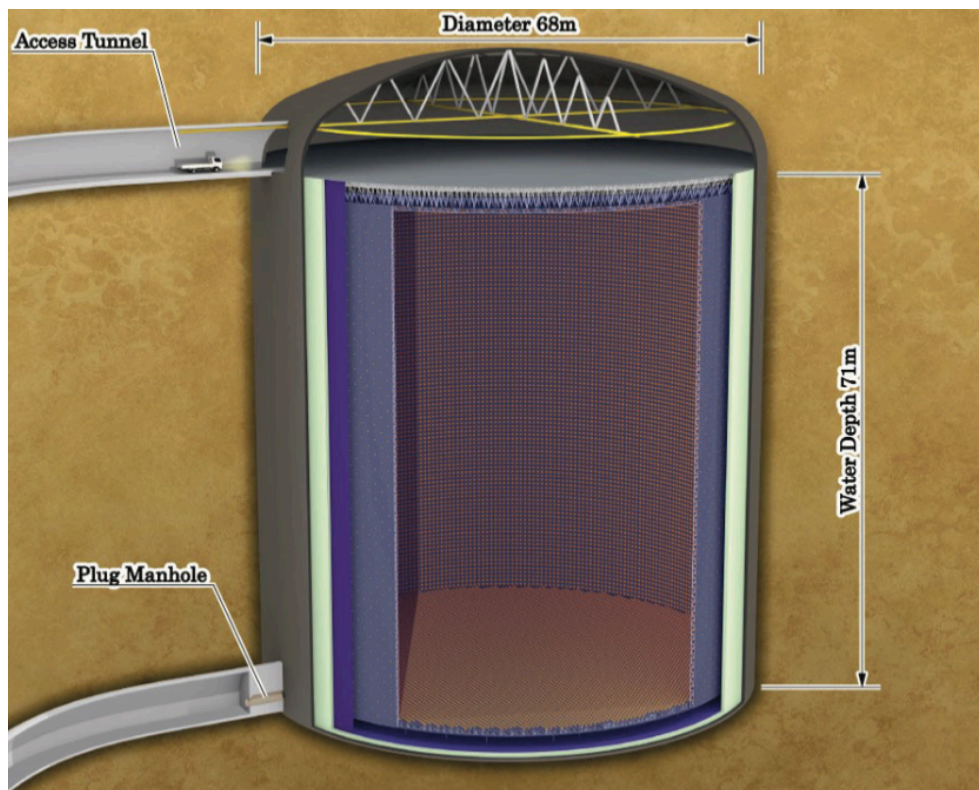


図 5.1: ハイパーカミオカンデ全体像 [13]

ハイパーカミオカンデは、SKの後継として2027年に観測開始予定の大型水チェレンコフ検出器で、現在は岐阜県飛騨市神岡鉱山の地下600mにて建設中である。図5.1のように直径68m、高さ71mの大きさの水タンクを擁し、有効体積はSKの約10倍で観測を行う予定だ。水タンクはSKと同様に二層式になっており、光電子増倍管を約4万本使用予定である。

### 5.1.2 ハイパーカミオカンデで使用予定の光センサ

ハイパーカミオカンデではSKPMTからダイノードの形状を変更したR12860、及び19本の8cm口径光電子増倍管を組み合わせた新光検出器モジュールであるmPMT(Multi Photo-Multiple Tube)を使用予定である。

#### 50 cm 口径光電子増倍管 R12860

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R12860(以下HKPMTと記す)の写真を図5.1.2に、その断面図とSKPMTからの改良点を図5.3に示す。

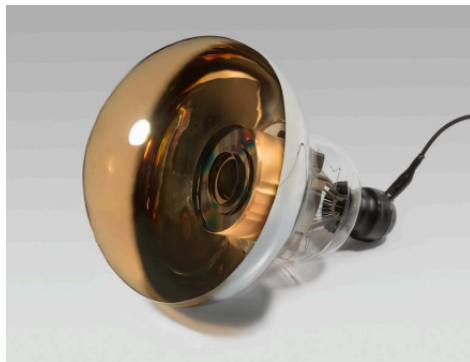


図 5.2: HKPMT [13]

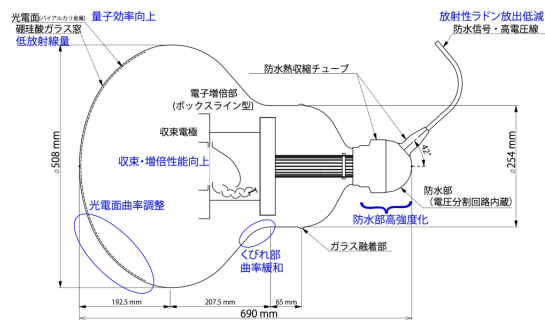


図 5.3: HKPMTの断面図とSKPMTからの改良点 [14]

SKPMTから最も大きな改良と言えるのがダイノードの形状変更である。SKPMTでは図4.4のようなベネチアンブラインド型のダイノードを採用していたが、1段目のダイノードに電子が当たらない、電子の軌道が複数パターンになってしまうという短所があった。

この短所を克服するためにHKPMTでは図5.4のようなボックス&ライン型と呼ばれるダイノード形状を採用した。ボックス&ライン型では、ボックスと呼ばれる一段目のダイノードを大きくすることにより、光電面で発生した光電子を高確率で収集し、ラインと呼ばれる二段目以降の部分で一様な経路で電子を増倍する。

ダイノードの形状を含む改良の結果、HKPMTはSKPMTと比べ、表5.1のように性能が向上した。

量子効率は波長に対して図5.5のような分布となる。R12860(HKPMT)は、R3600(SKPM)と同様に300-650nmの範囲で感度を持ち、390nm付近で最大値を取る。この最大値がSKPMTよりも大きな値を取るの、光電面の厚さ等の改良が施されたためである。

SK内でSKPMTとHKPMTの1光電子の検出時間特性を計測した結果を図5.6に示す。赤がHKPMTを、青がSKPMTを表す。SKPMTではパルスの立ち上がり時間10.6ns半値全幅(FWHM)が3nsで

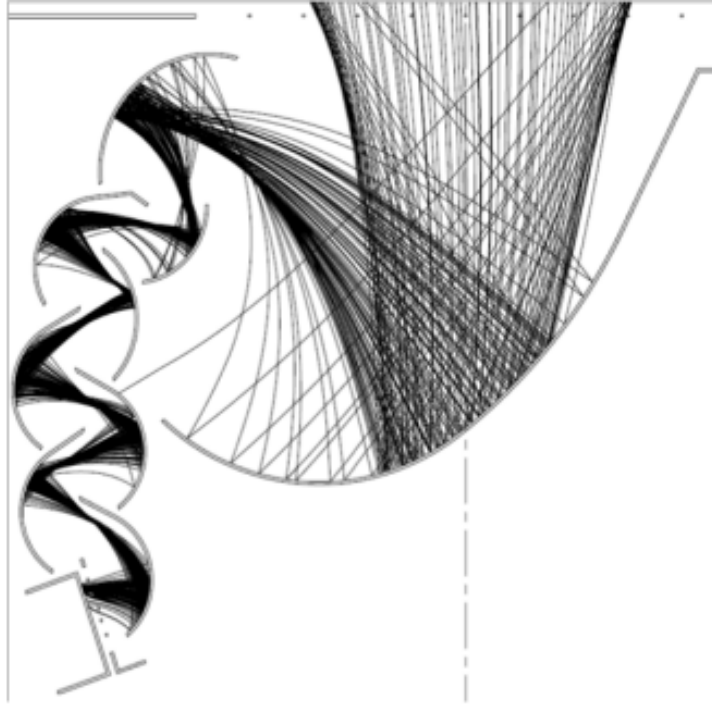


図 5.4: ボックス&ライン型 [13]

表 5.1: SKPMT、HKPMT の基本特性 [13]

PMT の種類	SKPMT	HKPMT
量子効率	21%	30%
収集効率	70%	95%
検出効率	15%	28.5%
増幅率	$10^7$ (1700 - 2000 V)	$10^7$ (~2000V)
時間分解能	2.2 nsec	1.7 nsec
電荷分解能	50%	35%

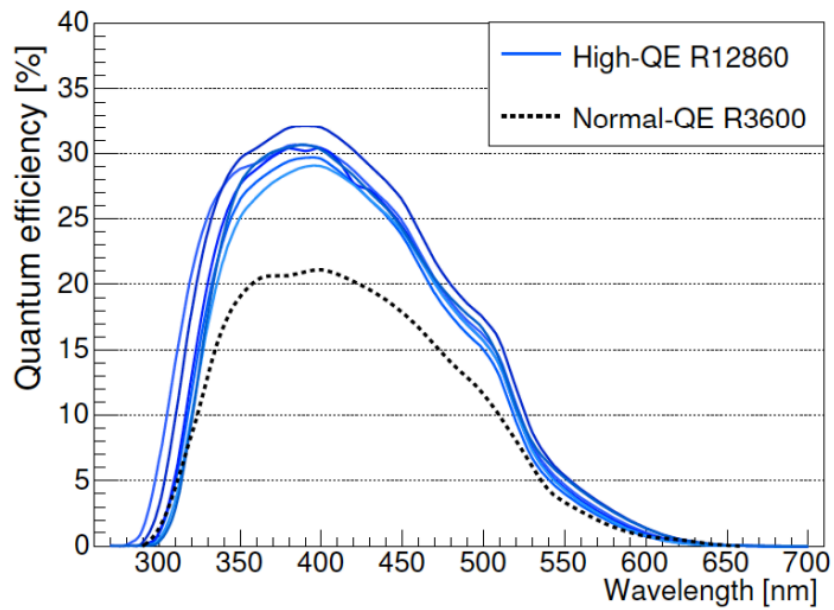


図 5.5: R12860(HKPMT) と R3600(SKPMT) の量子効率 [13]

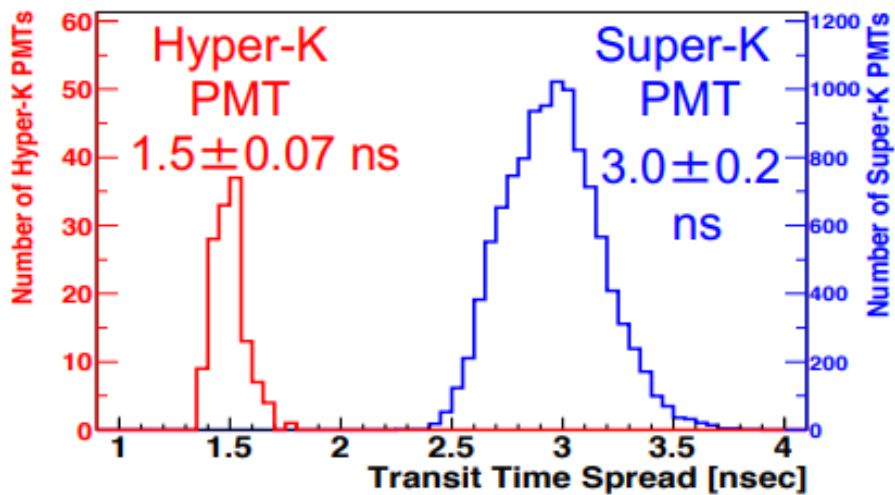


図 5.6: HKPMT と SKPMT の時間分解能 [14]

ある一方、SKPMT では立ち上がり時間 6.7 ns、FWHM 2 ns であり、HKPMT は SKPMT と比べ検出時間のピークの値が小さく、時間分解能が良い。これは上述したダイノードのライン部分で電子軌道が一様なためである。

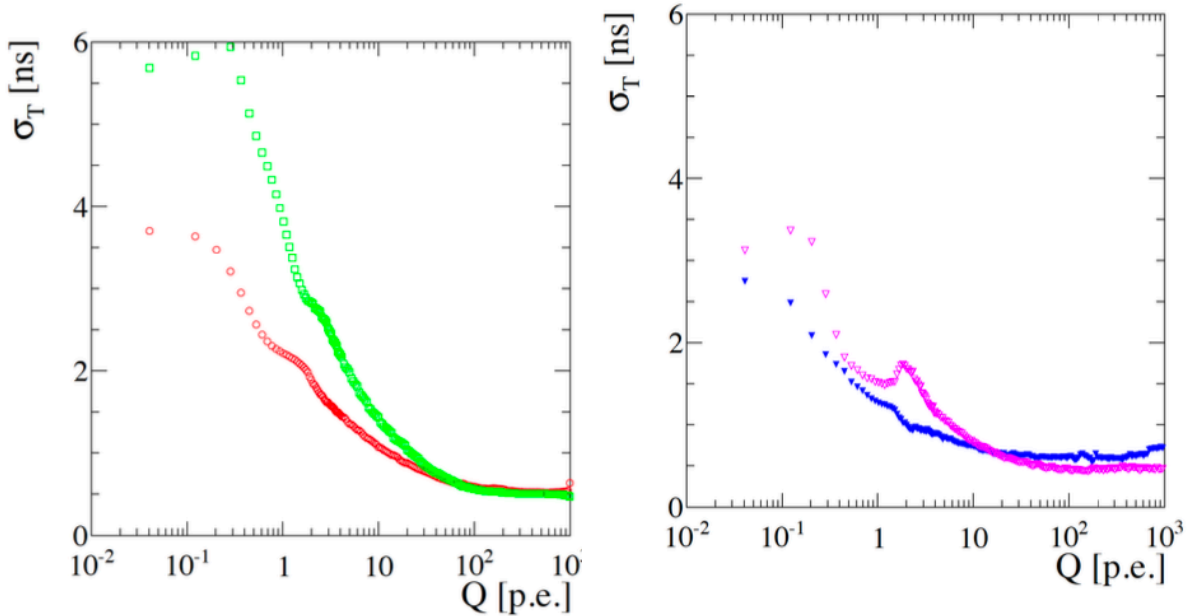


図 5.8: HKPMT の光量と時間分解能の関係

図 5.7: SKPMT の光量と時間分解能の関係 [15] [15]

光量と時間分解能の関係を図 5.7 と図 5.8 に示す。横軸は光量 (光電子数 (Photo Electron; pe) 換算) 図 5.7 が SKPMT、図 5.8 の関係図であり、横軸は光電子数、縦軸は時間分解能 (FWHM) である。それぞれの図でプロットが 2 種類あるのは FWHM を求める際に時間分布をピークを中心とした左右の分布に分けそれぞれをフィットした結果の違いによる。

ハイパーカミオカンデでは高エネルギー事象の観測も行うため、光電子増倍管で大光量の光を正確に検出することが求められる。その性能は光電子増倍管への入力光量に対する出力電荷の線形性で評価される。SKPMT では仕様書においては 250 p.e. まで、測定において 700 p.e. まで 5% の精度でこの線形性が保たれている。HKPMT の線形性については図 5.9 に示す。赤線が理想的な応答、黒点が測定結果である。

HKPMT は、ダイノードのライン部分が電子起軌道が狭く、大光量による大量の電子が集中することで、空間電荷飽和が起き電子が放出されず、線型応答性が SKPMT と比較して低性能になることが懸念されていた。そこで空間電荷飽和を防ぐためにダイノード間の電圧を後段で高めるテーパ型回路を採用する等の改良により 470 p.e. まで 5% の精度を保ち、1000 p.e. まで出力飽和は起こらない性能を持つ。

超新星爆発によるニュートリノ等を観測する際には、短時間で大量の信号を正確に検出することが求められる。大量の電子が頻繁にダイノード間を移動することにより、ダイノード間の電流値が大きくなり、空間電荷飽和が起り、電子が放出されない。

図 5.10 に HKPMT の高レート信号に対する応答を示す。横軸は信号レート、縦軸は HKPMT で検出された相対電荷である。相対電荷は 1000 kHz のレートで信号を検出した際の電荷であり、青が 25 p.e.

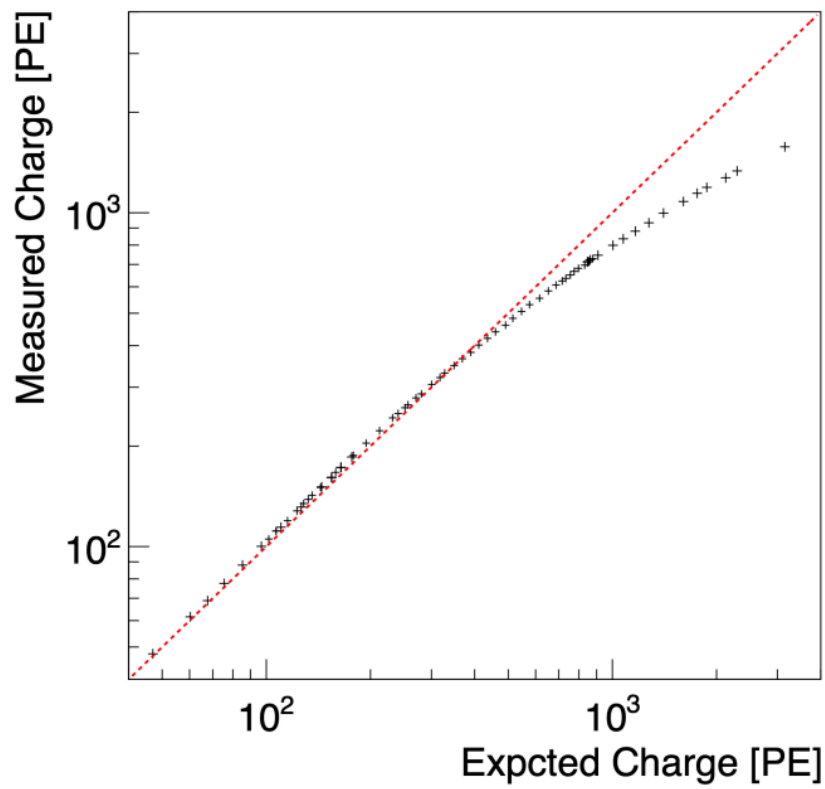


図 5.9: HKPMT の線型性応答 [13]

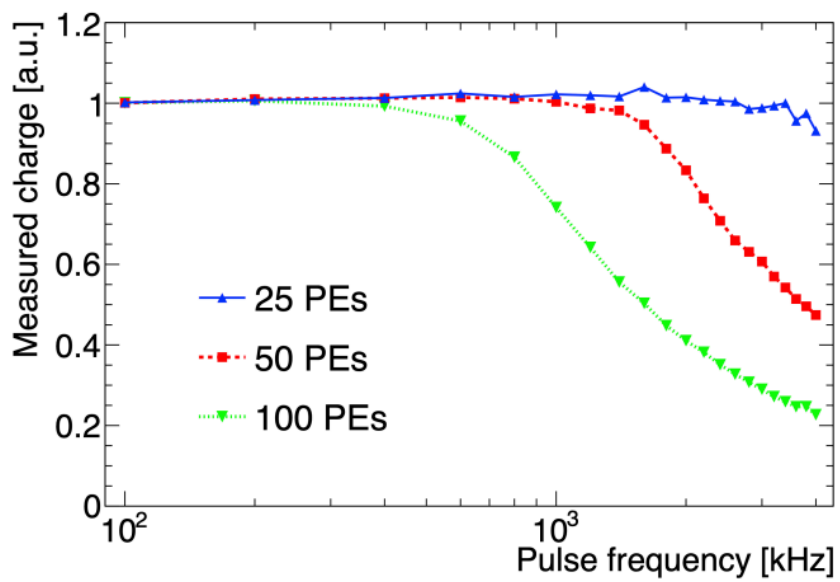


図 5.10: HKPMT の高レート信号への応答 [13]

赤が 50 p.e.、緑が 100 p.e.におけるプロットである。電流値が  $170 \mu\text{A}$  に達するとゲインが 5 %減少するが、1 p.e. では 78 MHz、数 10 p.e. では 1 MHz のレートに対応するので十分な高レート耐性を持つと言える。

### 新光検出器モジュール mPMT

mPMT は図 5.11 のように 8 cm 口径光電子増倍管を 19 本を束ねた新光検出器モジュールで、ハイパーカミオカンデの一部で使用予定である。mPMT のモジュール構造を図 5.12 に示す。



図 5.11: mPMT [16]

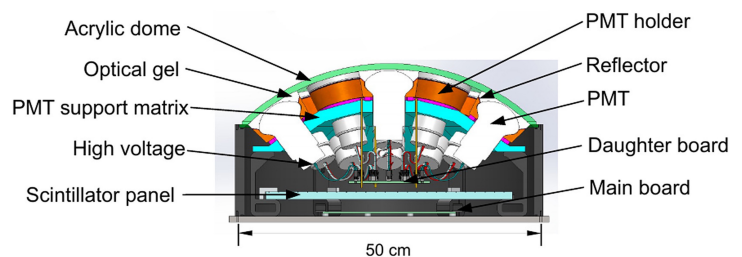


図 5.12: mPMT のモジュール構造 [16]

mPMT の特長を 2 つ挙げる。1 つ目は一つのモジュールで方向感度を持つことである。SKPMT や HKPMT は光電面のどの場所に光が入射しても単に電荷の情報を得るのみなので、単体では光の到来方向を特定できない。一方、mPMT は光の到来方向によって 8 cm 口径光電子増倍管それぞれが検出する電荷が異なるため、単一のモジュールで光の到来方向を特定が可能である。ハイパーカミオカンデを含む大型水チェレンコフ検出器では、チェレンコフリングを複数の 50 cm 口径光電子増倍管によって検出することで、荷電粒子の運動量や事象の位置を再構成してきた。この mPMT を使用することで、タンク壁面付近の事象再構成精度を向上させることが期待され、有効体積の向上に寄与することが期待される。2 つ目の特長は、受光面を分割することにより大光量への応答が高精度で行われることである。大光量への応答が精確になれば、有効体積の拡張や高エネルギー事象の検出に寄与する。

## 5.2 mPMT で使用予定の高電圧供給回路の性能評価 [16]

mPMT 内の 8 cm 口径光電子増倍管には浜松ホトニクス社製の R14374 を用いる予定である。この R14374 へ高電圧を供給する回路はイハイパーカミオカンデイタリアグループが開発した CW(Cockcroft-Walton) 回路を使用予定であるが、これは 50 cm 口径光電子増倍管で採用されている抵抗分圧回路とは異なる。また、電圧の極性はプラスとマイナスのうちどちらを採用するかは検討中である。そこで本研究では、2 種類の回路についてそれぞれ 2 つの極性の計 4 パターンの高電圧供給回路を用いて性能の評価・比較を行った。以下では、回路の特性の違い、測定内容とその結果を説明する。



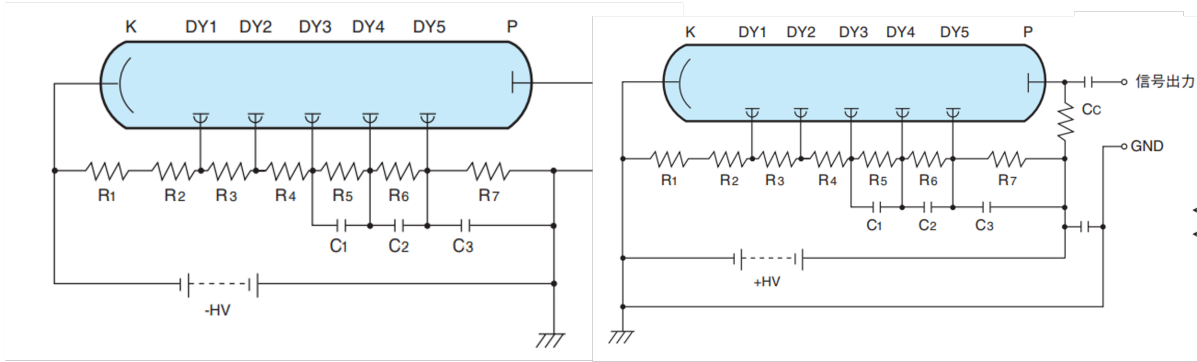


図 5.13: 抵抗分圧回路、マイナス極性 [2]

図 5.14: 抵抗分圧回路、プラス極性 [2]

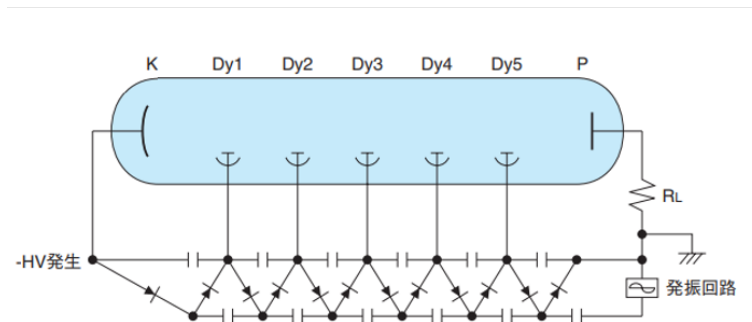


図 5.15: CW 回路、マイナス極性 [2]

### 5.2.1 高電圧供給回路

抵抗分圧回路は図 5.13、5.14 のように各ダイノード間に電圧を供給している。回路である。50 cm 口径光電子増倍管では図 5.14 のプラス極性の抵抗分圧回路が採用されている。この回路はダイノード間の電流が大きくなると電圧降下が起きやすい。また、回路外部からの高電圧の供給が必要となる。CW 回路は図 5.15 のような構造をした回路で、高電圧電源となることや電力消費が少なく電圧が安定するという長所がある一方、光電子増倍管に直接装着し使用するため、回路が故障した際に交換が容易ではないという欠点も持つ。また、抵抗分圧回路と比べノイズが大きい可能性があり、その影響で時間分解能が悪くなるという懸念もある。

プラスの極性ではマイナス極性と比べて、ダークノイズが少ないが、図 5.14 のようにカップリングコンデンサを用いるため、その影響で図のような信号波形のベースラインシフトやオーバーシュートが起きやすい。ベースラインシフトはベースラインが通常の波形よりも上にある状態で波形が記録されてしまう。オーバーシュートは波形がベースラインを超えて立ち下がり、ベースラインに戻るような波形が記録される。

### 5.2.2 測定内容

ハイパーカミオカンデのイタリアグループで開発された CW 回路の高電圧供給基板が十分な性能を持ち合わせているか、CW 回路の二つの極性のうちどちらを採用するかを調査した。そのために、2 方式の回路について 2 つの極性の計 4 パターンの高電圧回路に対して以下の 3 つの性能の評価・比較をした。

- 時間分解能

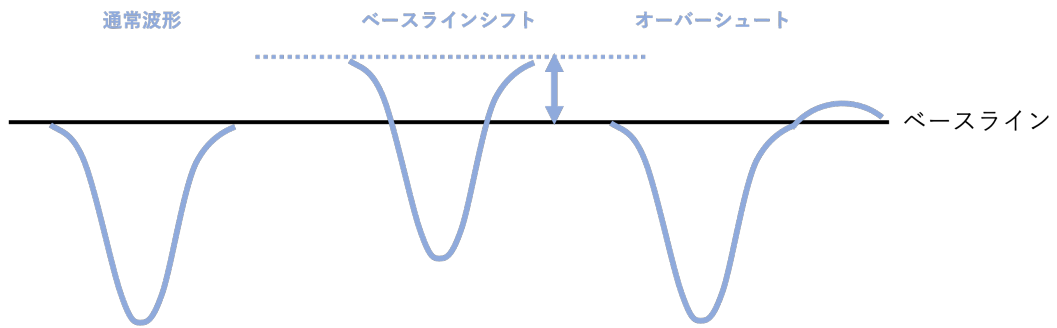


図 5.16: ベースラインシフトとオーバーシュート

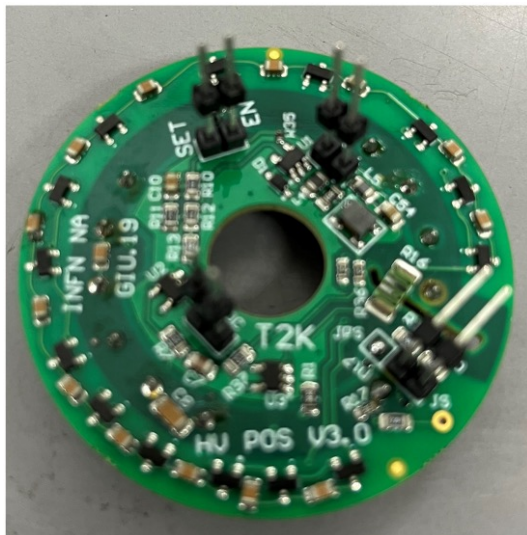


図 5.17: CW 回路、プラス極性

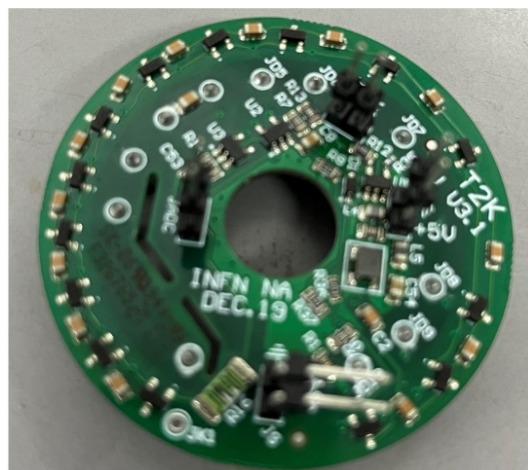


図 5.18: CW 回路、マイナス極性

- 線型応答性
- 高レート信号耐性

時間分解能は、事象点を精度良く再構成するための重要な性能である。プラスの極性ではカップリングコンデンサが時間分解能悪化の原因となり得る。線形応答性は、大光量の光を精確に検出するために必要な性能である。抵抗分圧回路では回路ではダイノード間に大電流が流れると電圧降下を起こし性能が悪化することが懸念される。高レート信号耐性は、超新星爆発によるニュートリノ検出など高頻度で信号を検出する際に必要な性能である。抵抗分圧回路の電圧降下、プラス極性でのベースラインシフトによる影響が懸念される。

### 5.2.3 測定方法と使用器具

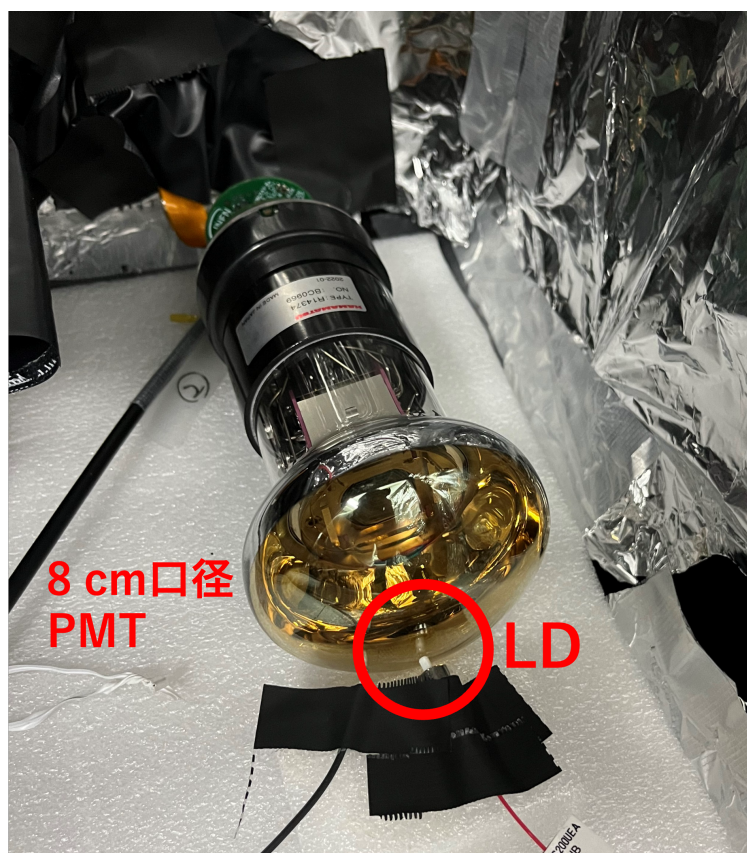


図 5.19: 暗室内の 8 cm 口径光電子増倍管とレーザーダイオード

図 5.19 のように、十分遮光された暗室内でレーザーダイオード (LD) を光源とするファイバー先端を 8 cm 口径光電子増倍管 (R14374) の光電面正面に位置させ、照射光量を調整して光を検出した。8 cm 口径光電子増倍管は個体を使用した。それぞれの型番・仕様は表 5.2 の通りである。これは浜松ホトニクス社のデータシートにより、ゲインが  $3.0 \times 10^6$  で測定されたデータシートである。また、R14374 の断面図を図 5.20 に示す。

レーザーダイオードは珠電子社製 LDB-100-405 を使用した。パルス幅 50 ps のレーザー光源を内部発振器とともに超小型基板に収めたものであり、USB インターフェイスを使用してレーザー強度やパルス

表 5.2: 3 種類の 8 cm 口径光電子増倍管 R14374 の仕様

型番	BC0957	KM32138	BC0969
供給電圧 / V	950	1020	930
Peak-to-Valley	3.68	3.18	3.72
時間分解能/ns	1.67	1.62	1.55
ダークレート/ $s^{-1}$	220	150	230
アフターパルス/%	0.8	2.2	0.7

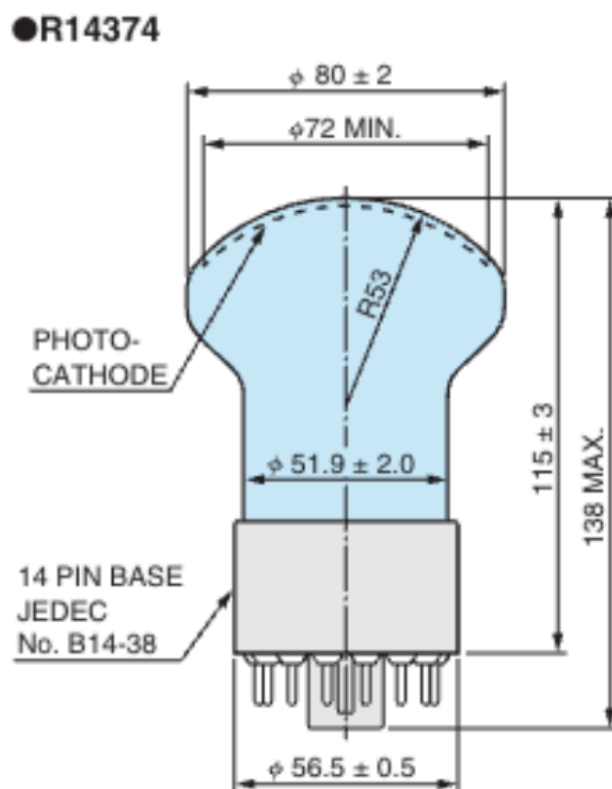


図 5.20: R14373 の断面図

幅をカスタマイズすることが可能である。仕様書によると、平均出力 269  $\mu$ W、ピーク出力 659 mW、波長 405 nm である。

抵抗分圧回路では高電圧を供給する外部電源が必要となる。プラス極性の高電圧電源は CAEN 社製 Mod.SY527 を、マイナス極性の高電圧電源は REPIC 社製 RPH-034 を使用した。



図 5.21: 光電子増倍管 R14374、CW 回路基板、デジタイザーの接続図

CW 回路基板では、外部高電圧電源を用いずに、デジタイザーに接続させ PC で電圧を制御することが可能である。CW 基板の各 PIN を R14374 のソケットの各 PIN に接続しはんだ付けにより固定した。このようにして、R14374、CW 回路基板、デジタイザーを接続すると図 5.21 のようになる。光電子増倍管からの信号取得にはオシロスコープ wavesurfer3024z、TDC、ADC(Analog-to-Digital Converter) を用いた。オシロスコープによって信号波形の取得、TDC によって信号検出時間の時間分解能、ADC によって検出電荷を取得した。

#### 5.2.4 時間分解能測定

1 光電子検出の時間分解能と、光量を増加させた際の時間分解能の測定を行った。この測定では検出時間の時間分解能は TDC によって、電荷情報は ADC によって測定した。ADC の閾値は  $-3$  mV に設定した。また、使用した光電子増倍管 R14374 の型番は BC0969 であり、ゲインが  $1.0 \times 10^7$  になるよう 1100 V の高電圧を印加した。

##### 1 光電子検出の時間分解能

ADC で 1 光電子になるよう LD の光量を調整し、光電子増倍管で光を検出し図 5.22 のように検出時間の分布を作成した。図 5.22 は抵抗分圧回路のプラス極性の基板を使用した結果である。このヒストグラムを Gaussian でフィットし (図の赤線)、半値全幅を時間分解能とした。

それぞれの基板で同様の測定を行い、その結果を表 5.3 に示す。

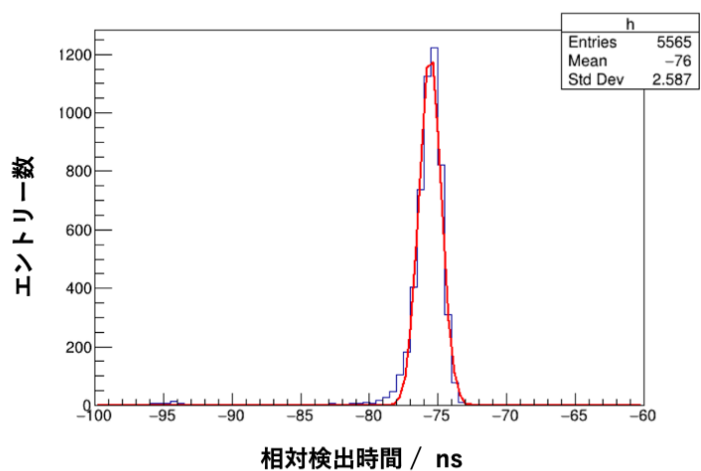


図 5.22: 1 光電子の検出時間分布と Gaussian フィット (抵抗分圧回路、プラス極性を使用)

表 5.3: 各回路基板における 1 光電子相当の光量の時間分解能測定結果

回路種類	高電圧極性	時間分解能 / ns
抵抗分圧回路	マイナス	$0.80 \pm 0.01$
抵抗分圧回路	プラス	$0.86 \pm 0.02$
CW 回路	マイナス	$0.73 \pm 0.01$
CW 回路	プラス	$0.73 \pm 0.02$

## 光量と時間分解能の関係

1 光電子の時間分解能測定と同様に光量を ADC で、時間分解能を TDC で測定し、光量を増加させた際の時間分解能を測定した。この測定において使用した光電子増倍管 R14374 の型番は測定した基板の種類によって異なる。またそれぞれの基板においてゲインが  $10^7$  倍になるようにかけた高電圧の絶対値も異なる。これらの情報を表 5.4 にまとめる。

表 5.4: 時間分機能測定で使用した R14374 の型番とかけた高電圧の絶対値

回路種類	高電圧極性	R14374 の型番	かけた高電圧の絶対値
抵抗分圧回路	マイナス	BC0957c	1100 V
抵抗分圧回路	プラス	KM32138	1140 V
CW 回路	マイナス	BC0969	1075 V
CW 回路	プラス	BC0969	1180 V

表 5.4 の条件で光量と時間分解能の関係図を作成し、図 5.23 に示す。図 5.23 の横軸は光電子数、縦軸は検出時間分布を Gaussian でフィットした半値全幅をである時間分解能を表す。黄点は抵抗分圧回路・プラス極性、灰色は抵抗分圧回路・マイナス極性、青点は CW 回路・プラス極性、橙点は CW 回路・マイナス極性の基板を使用した際の結果である。

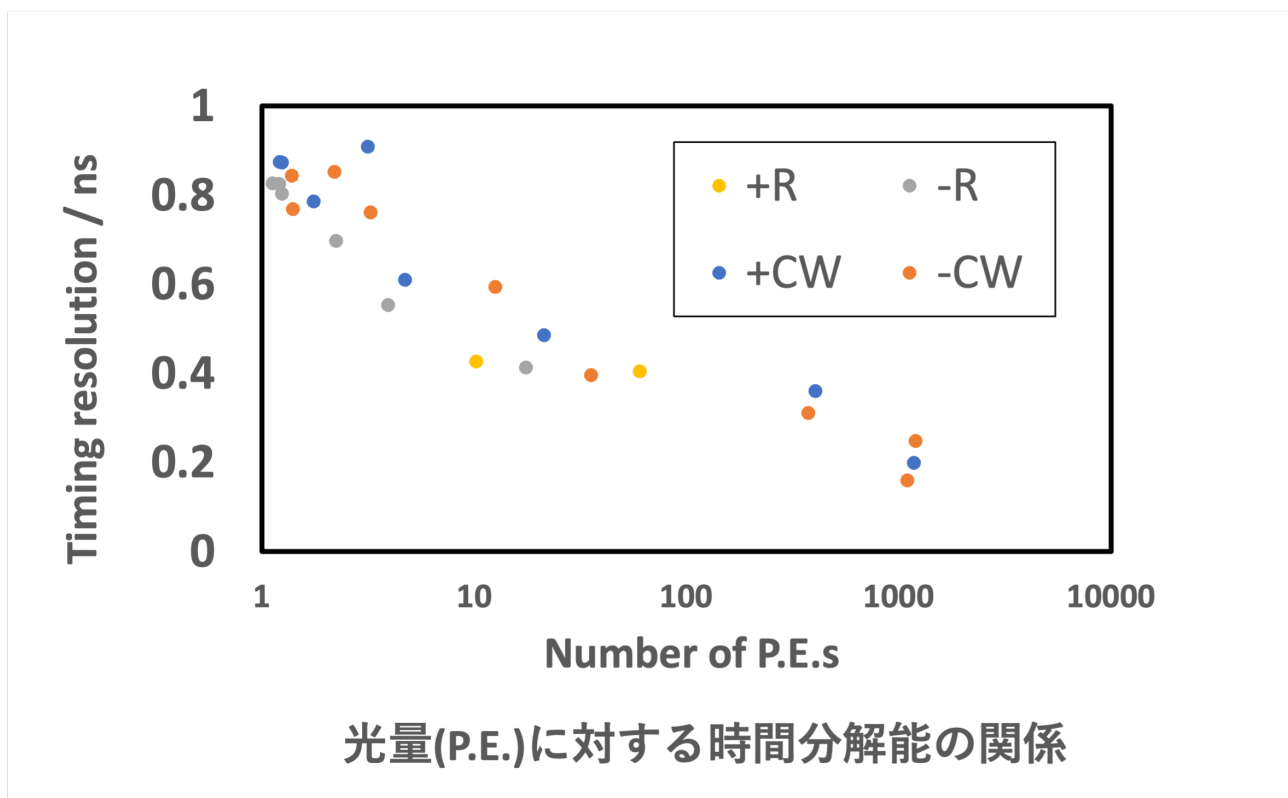


図 5.23: 光量と時間分解能の関係

これらの結果から、回路の種類・極性によって有意な差はなく、懸念されていたカップリングコンデンサによる時間分機能の差はないと分かった。

また、この性能を HKPMT と最も時間分解能が悪い 1 光電子において比較した。検出する光が大きいほど様々なタイミングで光を検出するため、検出時間のばらつきが少なくなる、すなわち時間分解能が良くなる。そのため 1 光電子相当の光検出の時間分解能が最も悪いと考え、ここでは比較する。図 5.8 から、1 光電子相当の光検出における HKPMT の時間分解能は 1.5 ns 程度であるが、本研究で測定した 8 cm 口径光電子増倍管に CW 回路基板を用いた測定では 0.73 ns 程度の時間分解能であったため、mPMT では高い時間分解能が期待でき、それによって事象の位置再構成を高精度で行うことが期待される。

### 5.2.5 線型応答性測定

大光量の光を光電子増倍管 R14374 に入射した際の波形をオシロスコープで確認した。また、光量を増加させた際の線型応答性をそれぞれの基板で測定した。

#### 大光量の検出波形

この測定では型番 BC0969 の光電子増倍管を使用し、ゲインが  $10^7$  になるよう高電圧の絶対値が 1100 V に設定した。光電子増倍管 R14374 で検出された波形をオシロスコープでは通常 5.24 のようになる。これと比較し、それぞれの基板で大光量の光を検出した際の波形は図 5.25 から図 5.28 のようになる。



図 5.24: オシロスコープで観測される通常波形 (経線は 100 ns / division、緯線は 200 mV / division)

図 5.25 から図 5.28 それぞれの波高 (V) は表 5.5 のようになった。

表 5.5: 各回路基板における大光量検出波高

回路種類	高電圧極性	飽和波高 / V	かけた電圧の絶対値 / V
抵抗分圧回路	マイナス	8.35	1100
抵抗分圧回路	プラス	8.25	1140
CW 回路	マイナス	6.38	1075
CW 回路	プラス	6.29	1180



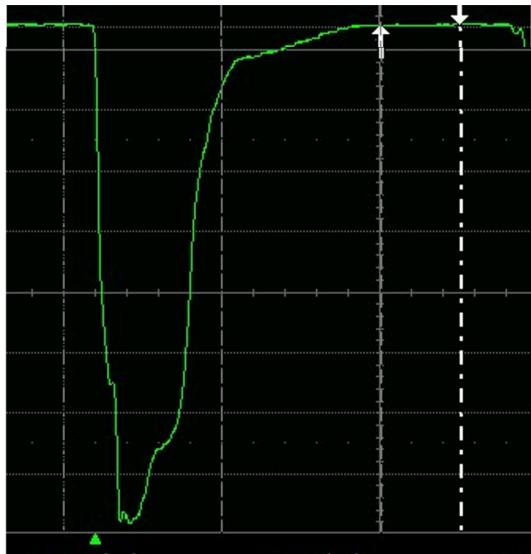
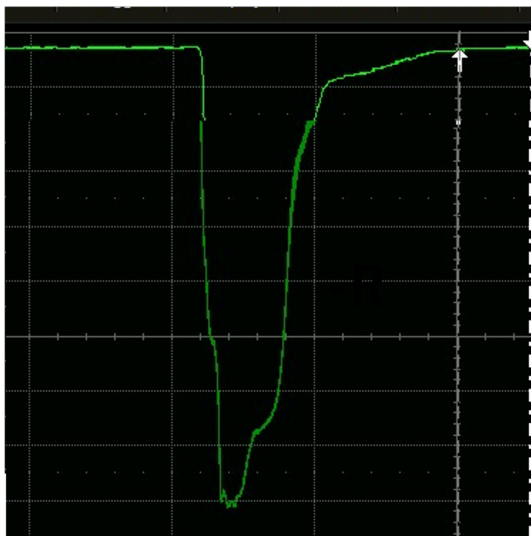


図 5.25: 大光量波形 (抵抗分圧回路、マイナス極性基板)(経線は 100 ns / division、緯線は 1 V / division)

図 5.26: 大光量波形 (抵抗分圧回路、プラス極性基板)(経線は 100 ns / メモリ、緯線は 1 V / メモリ)

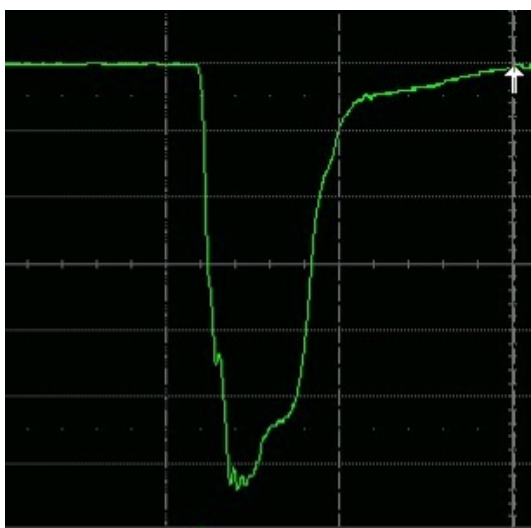
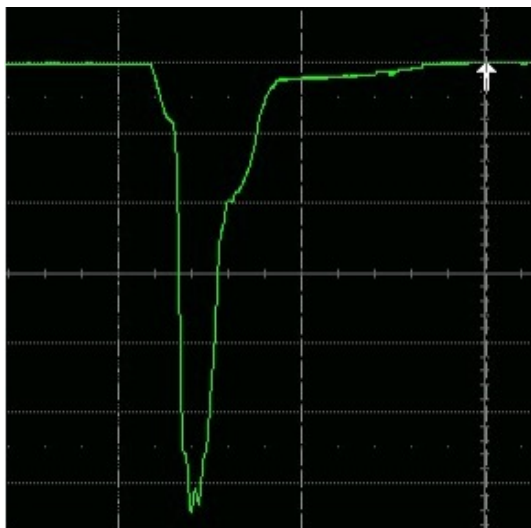


図 5.27: 大光量波形 (CW 回路、マイナス極性基板)(経線は 100 ns / メモリ、緯線は 1 V / メモリ)

図 5.28: 大光量波形 (CW 回路、プラス極性基板)(経線は 100 ns / メモリ、緯線は 1 V / メモリ)

## 線形応答性

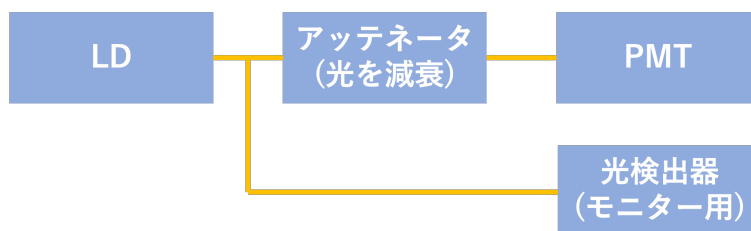


図 5.29: 線形応答性測定のプロック図

図 5.29 のようにレーザーから発せられた光を二つに分岐させ一方はアッテネータにより光を減衰させ、光電子増倍管 R14374 へ、もう一方はモニター用の光検出器へ入射させた。ファイバーは光量を 99.1 : 0.9 に分岐させるものを使用し、99.1%をアッテネータへ、0.9%の方をモニター用の光検出器へ入射させた。アッテネータは NEOTRON 社の DA-100 を使用した。

LD から発せられる光を大光量になるよう設定し、モニター用光検出器で検出した光を理想的に検出される電荷、アッテネータを使用して減衰する値を変えていき、光電子増倍管 R14374 で検出する光量を実測値とした。それぞれの基板で測定した結果を図 5.30 に示す。黒線が理想的な応答、赤点が CW 回路・マイナス極性の基板、青点が CW 回路・プラス極性の基板、緑点が抵抗分圧回路・マイナス極性の基板を使用した際の結果である。横軸は光量の実測値、縦軸は光量の理想値で、縦軸・横軸ともに光電子数に換算したものである。抵抗分圧回路・プラス極性のものに関しては高電圧供給装置の不具合によって測定が不可能であったため今回は除いた。

この結果から、各基板によって有意な差はなく、懸念されていた問題は確認されなかった。また、どの基板も 200 光電子相当までゲインが安定し、1000 光電子程度まで飽和なしに出力可能ということが分かった。また、8 cm 口径 PMT と高電圧供給回路基板を使用した際の線形応答性は HKPMT のよりも優れていることが考えられる。HKPMT の線形応答性は図 5.9 に示されるように 470 光電子まで安定で 1000 光電子まで出力が可能であり、HKPMT(50 cm 口径) の光電面は 8 cm 口径 PMT の光電面の約 40 倍であるため HKPMT の光電面のスケールに合わせると 8 cm 口径 PMT は 8000 光電子程度までゲインが安定、40000 光電子まで出力可能性が見込まれるからである。

### 5.2.6 高レート信号耐性

100 光電子相当の光を発光レートを変化させてレーザーダイオードで発し、光電子増倍管 R14373 で検出した。使用した R14374 の型番とゲイン  $10^7$  倍にするためにかけた高電圧の絶対値を表 5.6 に示す。

レーザーダイオードの発光頻度を変化させ、信号波形のベースライン、及び検出電荷を測定した。ベースラインは R14374 で検出される波形をオシロスコープを確認してベースラインの位置 (/ mV) を記録した。その結果を図 5.31 に示す。横軸は発光頻度 (/Hz)、縦軸は 1 kHz の頻度で光を発した際のベースラインを基準とし、その基準からの差を表す。また、検出電荷はオシロスコープの波形を 200 ns の範囲で積分した値を記録した。その結果を図 5.32 に示す。横軸は発光頻度 (/Hz)、縦軸は 1 kHz の頻度で光を発した際との相対電荷である。図 5.31、図 5.32 のプロット点の色は共に、橙点は抵抗分圧回路・マイナス極性、青点は抵抗分圧回路・プラス極性、黄点は CW 回路・マイナス極性、灰点は CW 回路・プラ

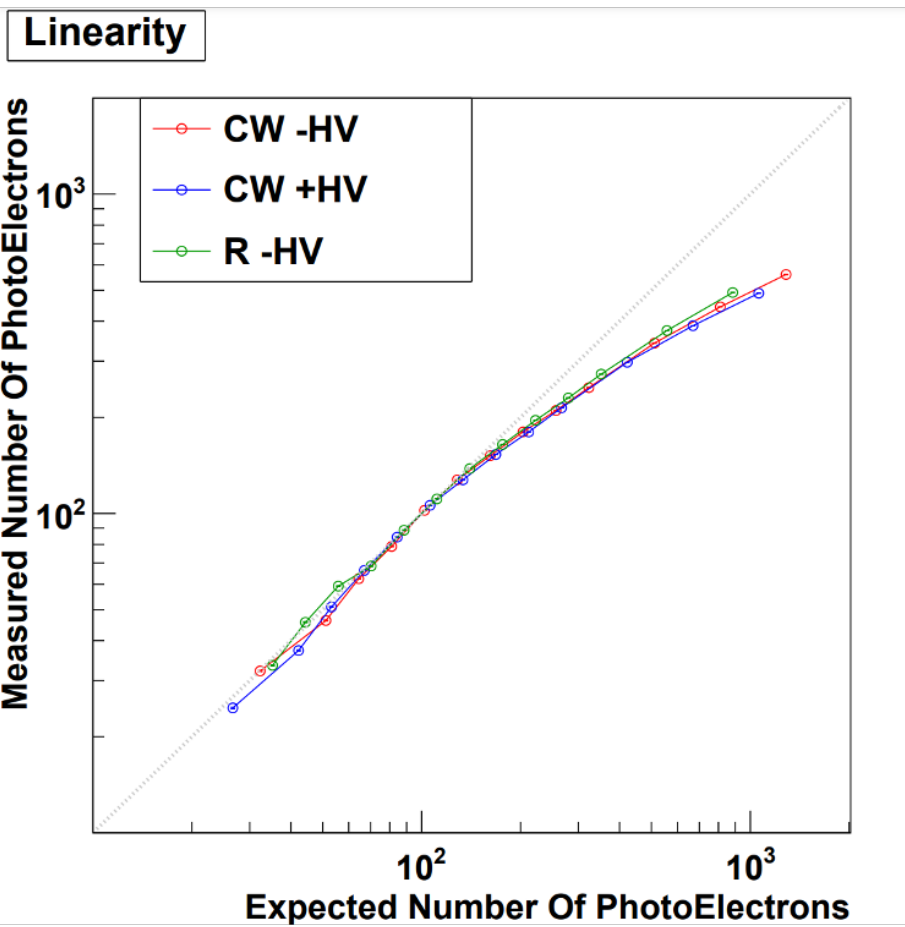


図 5.30: 線形応答性測定結果

表 5.6: 高レート信号耐性で使用した R14374 の型番とかけた高電圧の絶対値

回路種類	高電圧極性	R14374 の型番	かけた高電圧の絶対値
抵抗分圧回路	マイナス	BC0957c	1075 V
抵抗分圧回路	プラス	KM32138	1180 V
CW 回路	マイナス	BC0969	1140 V
CW 回路	プラス	BC0969	1090 V

ス極性の基板を使用した結果である。

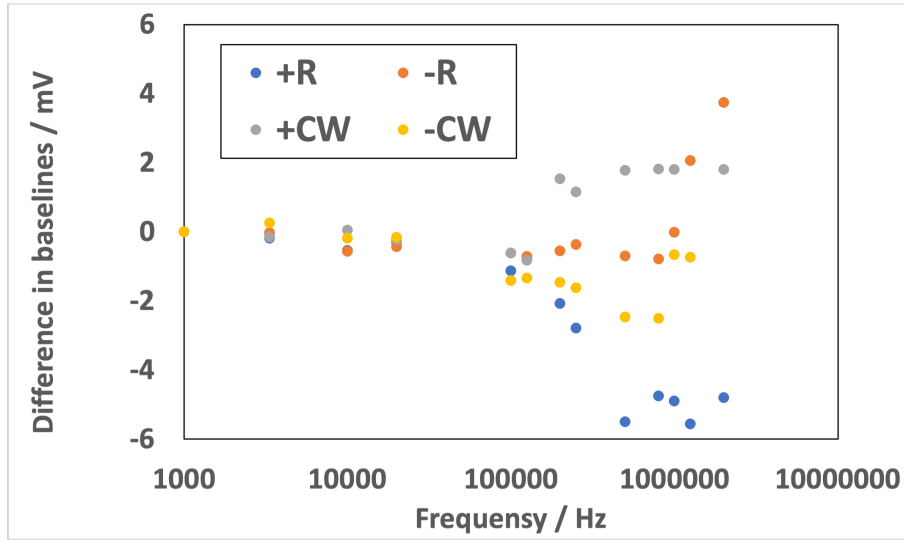


図 5.31: 各基板使用時のベースラインシフト

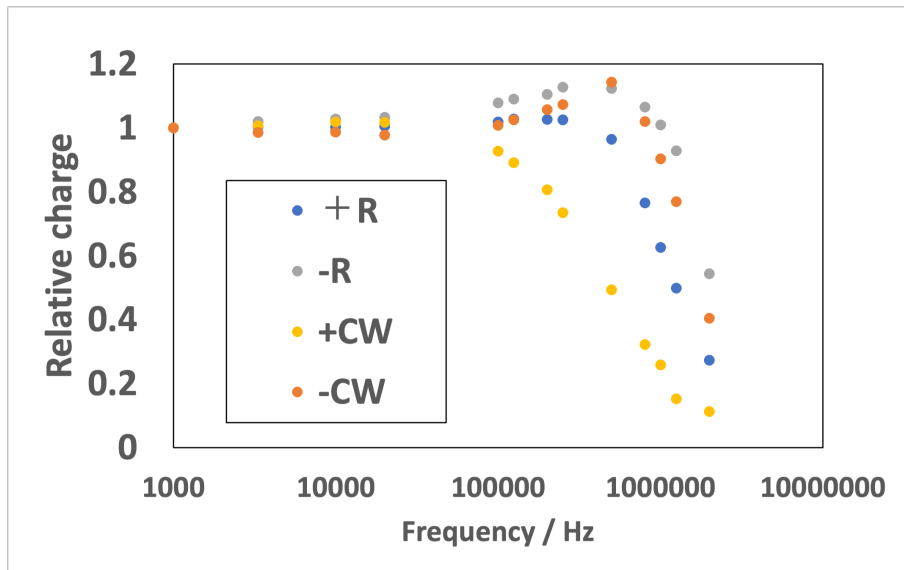


図 5.32: 各基板使用時のレート耐性

これらの結果からゲインは 100 kHz までどの基板においても安定であることが分かった。またプラス極性の基板を使用した際の有意なベースラインシフトや、ゲイン安定性がマイナス極性の基板より劣ることは確認されなかった。今回は型番の異なる光電子増倍管 R14373 を使用して測定したため、型番を揃えるなどして追加測定を行い、確認する必要がある。

また、100 kHz の信号が超新星爆発で生じるニュートリノを検出するのに十分かを以下では検証する。例として、近々超新星爆発が観測される可能性がある  $\alpha$ -オリオン (ベテルギウス) の超新星爆発について考える。ベテルギウスまでの距離は約 0.2 kpc で、図 2.3 から最大で  $10^5$  kHz 程度の頻度で、5 MeV

程度のエネルギーのニュートリノがハイパーカミオカンデで観測されることが見込まれる。ハイパーカミオカンデでは1 MeVあたり50 cm口径光電子増倍管で12ヒット観測され、50 cm口径光電子増倍管は2万本使用予定である。これらを考慮すると、 $\alpha$ -オリオニスの超新星爆発によって生じるニュートリノのハイパーカミオカンデにおける8 cm口径光電子増倍管の観測頻度は以下の5.1式で見積られる。

$$\left(\frac{8 \text{ cm}}{50 \text{ cm}}\right)^2 \frac{10^5 \text{ kHz} * 5 \text{ MeV} * 12 \text{ (ヒット/MeV)}}{2 \text{ 万本}} \frac{1}{19 \text{ 本}} = 5.8 \text{ kHz} \quad (5.1)$$

この見積もりから本研究で得た100 kHz程度までの信号まで検出可能な性能は十分だと考えられる。

## 第6章 まとめと今後の展望

大型水チェレンコフ検出器が目的とする陽子崩壊の探索、ニュートリノ未解決問題の解決等の研究を進展させるために、大型水チェレンコフ検出器の観測精度を向上させ、統計量増加・統計誤差低減を目指し、以下の2つを行った。

- スーパーカミオカンデの位置再構成解析に、光センサの光入射角応答の取り入れ
- ハイパーカミオカンデで使用予定の mPMT の開発

それぞれについてのまとめと今後の展望を以下に記す。

### 6.1 スーパーカミオカンデの位置再構成解析に、光センサの光入射角応答の取り入れ

#### まとめ

スーパーカミオカンデで使用している 50 cm 口径光電子増倍管への光入射位置が異なることで検出時間に差が生じる。しかし、スーパーカミオカンデではこの応答特性が考慮されていないため、各光電子増倍管の検出時間のオフセットが精確ではなく、正確な信号検出時間が得られず、それを基に行われる位置再構成精度に影響を及ぼす可能性があった。この位置再構成精度が悪い場合、大型水チェレンコフ検出器で解析するデータの統計誤差増加に繋がってしまう。そこで、光電子増倍管検出時間の光入射角依存性を取り入れスーパーカミオカンデ内の光電子増倍管の検出時間のオフセットをより高精度で決定させることを目指した。光電子増倍管への光入射位置は入射角  $\theta$  と方位角  $\varphi$  によって決まる。本研究では方向  $\theta$  と検出時間の差の関係を調べ、その結果によって各光電子増倍管の検出時間のオフセットを補正し、事象位置再構成を行い、その精度を確認した。

スーパーカミオカンデで2つの点から光拡散球であるディフューザーボールによって光を放出したデータを用いて方向  $\theta$  と相対的な検出時間差の関係を3種類作成した。そして、Ni-Cf線源により既知の座標より光を拡散したデータから、光を拡散した位置を再構成する解析に本研究で作成した3種類と先行研究との計4種類の方向  $\theta$  と相対的な検出時間差の関係の取り入れ検出時間の補正を行い、実際に光を拡散させた座標に近づくかを調べた。その結果、方向  $\theta$  による検出時間の補正のみでは再構成精度は向上しなかったが、方向  $\theta$  と相対検出時間差を取り入れた位置再構成精度の確認を行う手法を検証することができた。

#### 今後の展望

方向  $\theta$  と相対検出時間差を取り入れた位置再構成精度の確認を行うことが今後必要となる。具体的には、方向  $\theta$  と相対的な検出時間差の関係を作成するためには様々な位置のディフューザーボールから光を拡散させたデータを用いて様々な位置  $\theta$  の値における相対検出時間差を調べる必要があったが、使用

できるデータが2ディフューザーボールを2点のみに置いたものに限られており、特に方向 $\theta > 50^\circ$ となるヒットが少なく、方向 $\theta$ と相対検出時間の関係を作成する際には方向 $\theta > 50^\circ$ の領域は方向 $\theta = 50^\circ$ の相対検出時間を採用したため、正確な関係が作れていない。今回の研究でディフューザーボールから光を拡散させたデータを用いることで方向 $\theta$ と相対検出時間の関係を作成しそれを位置再構成に取り入れる手法を確立させたため、方向 $\theta$ が大きくなる壁面近くの複数位置からディフューザーボールにより光を拡散させたデータを取得しこの手法を用いることで、方向 $\theta > 50^\circ$ の領域も含め、より正確な方向 $\theta$ と相対的な検出時間差の関係を作成することができ、その関係を用いることで位置再構成精度向上に繋がる可能性がある。また、光電子増倍管への入射位置を決める方向 $\theta$ ではないパラメータである方位角 $\varphi$ と相対検出時間差の関係も位置再構成解析に取り入れることで位置再構成精度が向上する可能性があるため、その調査もする必要がある。

## 6.2 ハイパーカミオカンデで使用予定の mPMT の開発

### まとめ

2027年より観測開始予定のハイパーカミオカンデにおいて一部使用予定の mPMT の開発を行った。mPMT は単一モジュールで事象方向の特定が可能・大光量検出が可能という特徴があり、mPMT を大型水チェレンコフ検出器に用いることによって、再構成精度向上・ラドン由来のノイズを特定しバックグラウンド低減させ、大型水チェレンコフ検出器で行われる解析の統計誤差低減に寄与する。mPMT に用いる8 cm 口径光電子増倍管への高電圧供給回路基板は従来の抵抗分圧回路とは異なる CW(Cockcroft-Walton)回路を採用したプロトタイプでプラスとマイナスの2極性のうちどちらを採用するか未定である。そこで本研究では、CW回路を採用した2極性の基板と抵抗分圧回路を採用した2つの極性の基板の計4種類の高電圧供給基板を用いた際の8 cm 口径光電子増倍管の検出性能評価を行い、CW回路と抵抗分圧回路の差異、2つの極性の性能の差異があるかの比較、及びCW回路を採用した基板を用いた際に8 cm 口径光電子増倍管が十分な検出性能を持つかを調査した。性能の評価内容としては、時間分解能、大光量応答、高レート信号耐性の3つを調査した。時間分解能を測定した結果、それぞれの基板において有意な差はなく、1 - 1200 光電子数の範囲で0.91 - 0.96 ns の時間分解能を持つことが分かった。大光量応答においてはサチュレーション波形は従来の抵抗分圧回路より、プロトタイプのCW回路の方が波高が低く、ゲインの安定性においてはどの基板も200 光電子相当の光までゲインが安定することが分かった。高レート信号耐性は、どの基板にも有意な差はなく100 kHz程度までゲインが安定することが分かった。以上の結果より、調査したプロトタイプの高電圧供給基板を用いた際の検出精度悪化の懸念はなく、2つの極性の検出性能に有意な差は確認されなかった。

### 今後の展望

本研究では測定によって8 cm 口径光電子増倍管の型番が異なるものを使用したケースや、線形性応答の測定で一部の基板で測定が行えなかったため、2つの極性、2種類の回路による性能の差異を確認できなかった可能性が考えられる。そこで今後は光電子増倍管の型番を統一し、使用できなかった基板を含めた追加測定を行い、2つの極性、2種類の回路による性能の差異があるか確認し、2つの極性のうちどちらを採用するか決定やより精密な性能評価を行い、mPMTの実装を進展させる必要がある。このmPMTの実装により多角的な観測精度の向上が期待される。

## 参考文献

- [1] 浜松ホトニクス. "PMT について". [https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/about\\_pmts/index.html](https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/about_pmts/index.html). (閲覧日 2023/12/4)
- [2] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会. "光電子増倍管 その基礎と応用 第4版". [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99\\_SALES\\_LIBRARY/etd/PMT\\_handbook\\_v4J.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4J.pdf). (閲覧日 2023/12/6)
- [3] 秋本祐希. Higgs Tan. <https://higgstan.com/standerd-model/>. (閲覧日 2023/12/22)
- [4] Particle Data Group, R L Workman, *et al.* "Review of Particle Physics". *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8), Aug 2022. 083C01. DOI: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [5] F.Reines and C.L.Cowan,Jr. "Detection of the Free Neutrino". *Phys.Rev.* 92, 830–831, Nov 1953 DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.830>
- [6] Y. Nakano. "8B solar neutrino spectrum measurement using Super-Kamiokande IV". PhD Thesis, University of Tokyo, Feb 2016.
- [7] H.Nishino, *et al.* "High-speed charge-to-time converter ASIC for the SuperKamiokande detector". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 610(3):710-717, 2009. DOI:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.09.026>.
- [8] S. Yamada, *et al.* "Commissioning of the New Electronics and Online System for the Super-Kamiokande Experiment". *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Records*, Dresden, Germany, 2008, pp. 1387-1390. DOI : <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2008.4774675>.
- [9] K. Abe, *et al* (Super- Kamiokande Collaboration). "Calibration of the Super-Kamiokande detector". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 737(11): 253-272, Feb 2014. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.081>.
- [10] T. Yokozawa, "Precision solar neutrino measurements with Super-Kamiokande-IV". PhD Thesis, University of Tokyo, 2012.
- [11] Y. Meakawa, "Neutron-Tagging Improvement by Noise Suppression of Photomultiplier Tube at Super-Kamiokande". Master Thesis, Keio University, 2022.
- [12] A. Takenaka, "Calibration of 50 cm Photo-Multiplier Tube and Software Development for Expanding the Fiducial Volume of the Super-Kamiokande Detector". Master Thesis, University of Tokyo, 2018.



- [13] K. Abe, *et al.* (Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration). "Hyper-kamiokande design report". 2018. DOI : <https://doi.org/10.48550/arXiv.1805.04163>.
- [14] Y. Nishimura. ハイパーカミオカンデの大口径光検出器開発. 高エネルギーニュース, 第 41 巻, 2021.
- [15] J. Xia. "Upgrade and Calibration of Super-Kamiokande's Inner Photodetectors". Master Thesis, Univ. of Tokyo, Jan 2019.
- [16] G. De. Rosa. "A multi-pmt photodetector system for the hyper-kamiokande experiment", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 958(1), Apr 2020. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163033>.
- [17] S. Fukuda, *et al.* "The Super-Kamiokande detector". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2):418-462, Apr 2003. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00425-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00425-X).
- [18] K. Abe, *et al.* "First Gadolinium study for Super-Kamiokande". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1027:166248, Mar 2022 DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.166248>
- [19] Y. Kawamura. "例題形式で学ぶ 現代素粒子物理学". 出版社: 株式会社 サイエンス社. 2006 年 6 月 25 日出版.
- [20] S. Rin. "ニュートリノ物理学 素粒子像の変革に向けて". 出版社: 株式会社 サイエンス社. 2021 年 3 月 25 日出版.
- [21] Y. Fukuda, *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration). "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos". *Phys. Rev. Lett.* 81, 1562, Aug 1998.
- [22] K. Abe, *et al.* (T2K, J-PARC Neutrino Facility Group Collaboration). "J-PARC Neutrino Beamline Upgrade Technical Design Report" Aug 2019
- [23] Y. Koshio. "Study of Solar Neutrinos at Super Kamiokande". Ph.D. thesis, University of Tokyo, 1998.
- [24] A. Suzuki, *et al.* "Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 329(1-2): 299-313, May 1993.

# 謝辞

本研究、修士論文執筆を行うにあって多くの方々にお世話になりました。この場をお借りして心より御礼申し上げます。

指導教員の慶應義塾大学 理工学研究科 基礎理工学専攻 物理学専修 西村 康宏准教授には、ご多忙の中、研究を進めるための助言を多く頂いたことに加え、発表資料や論文の添削等をご丁寧に対応して頂きました。またコロナ禍が落ち着いたタイミングで研究室での交流の場を設けて頂いたことで研究室内の他学生を中心に、交流の機会を増やすことができました。

同専修 中迫 雅由教授、檜垣 徹太郎准教授には本修士論文の執筆にあたり、副査として大変貴重なご助言頂いたことに心より感謝申し上げます。

東京大学 宇宙線研究所の矢野 孝臣先生には、Ni-Cf線源を使用した再構成の手法を一からご指導頂きました。対面でご指導頂いたことに留まらず、ご丁寧に記録に残して頂いたことで時間が経過した際にもご指導いただいたことを基に滞ることなく解析を進展することができました。

西村研究室の前川 雄音さんには、研究が行き詰まった際に親身になってご相談に乗って頂きました。私が研究を進める上で悩んでいる時には前川さんの方からお声がけして頂くことが多々あり大変頼りになりました。また、研究以外の面でお話を下さることや、お食事にも誘って頂いたことで、私の研究室生活が一層色づき充実したものとなりました。

今年度から西村研究室で一緒にさせて頂いた Yu-Ming Liu さんや、後輩の小林 美咲さん、堀内 昇悟さん、川端 篤史さん、牧野 友里子さん、岡 明香里さんは、自身の研究に関する質問だけでなく私の研究に関する質問も積極的にして下さい、私自身大変勉強になり、刺激になりました。

最後に、大学院卒業まで陰ながら私の学生生活を支えて頂いた家族に感謝の意を表します。