

令和 4 年度 修士論文

ハイパーカミオカンデに用いる 50 cm 口径光電子増倍管
初期量産品の性能評価

Performance evaluation of initial mass-produced 50 cm diameter
photomultiplier tubes for Hyper-Kamiokande

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻

修士課程 2 年
学籍番号 35-216111

吉田 隼輔

2023 年 1 月 25 日

要旨

2027年観測開始を予定しているハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande; HK) は、日本で建設中の次世代水チェレンコフ検出器であり、現行のスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande; SK) から主に検出器体積の増加 (有感体積約 8 倍) と光検出器 (光電子増倍管; PMT) の高性能化が行われている。本研究では、HK の内水槽の主光検出器として 20,000 本設置される 50 cm 口径 PMT (HKPMT) の性能評価と HKPMT の配置や性能による HK 検出器の特に低エネルギー事象に対する性能の評価を行った。

4 章では、2020 年から納入の進む HKPMT の約 10 % に対して行われる 2 週間程度の暗室の長期測定における測定結果の評価を行った。135 本の測定品評価の結果、各性能の平均値は、印加電圧値 (10^7 ゲイン) 1782 V、ゲイン安定性 (RMS/Mean) 0.3 %、電荷分解能 (σ) 26.3 %、PV 比 4.1、TTS (FWHM) 3.9 ns・アフターパルス発生確率 3.9 %、ダークレート 7.4 kHz であり、PMT 毎の個体差も含めて基本的に HK の要件を満たす性能が確認された。ただし、ダークレートの測定の平均値 7.4 kHz について、納入元の浜松ホトニクス社の納入前測定の平均値 6.1 kHz や HK の要件である全数の平均値 4 kHz 以下の要求に対して、測定条件に違いはあるが乖離のある値が確認された。今回は、長期測定の結果から各種環境要因がダークレートに与える影響を検討し、ダークレートの要求値を満足する可能性について議論した。また HKPMT が実際に設置される純水中において PMT のダークレートが長期測定の測定値より低減する可能性を示した。

5 章では HKPMT の性能や配置が、HK 検出器の性能に与える影響を評価するために特に低エネルギー事象に注目して中性子事象の同定の効率のシミュレーションによる評価を行った。中性子同定のアルゴリズムはトリガー事象となる 2.2 MeV γ 線候補事象を選出する初期探索と候補事象を判別する多変量解析との 2 段階があり、各 PMT に記録されたヒット時刻を用いる。HKPMT 性能については特に重要な影響与えると考えられるダークレート、TTS、QE について影響を確認した。基本とした 20,000 本の HKPMT の配置における検出器構成 (ダークレート 4.2 kHz、初期探索における PMT ヒット数の閾値 $N_{\text{thr}} = 6$) の場合、2.2 MeV γ の位置分解能は ~ 3.5 m で方向分解能は $\sim 55^\circ$ であり、中性子同定効率としては ~ 42.7 % であることが確認された。検討されている他の PMT の配置については、今回の評価では差異は認められなかった。さらに基本構成から PMT にランダムに不良が生じてヒット情報を使用できる PMT の本数が最大 20 % (約 4,000 本) 減少した際の比較を行った。初期探索の効率の低下が大きく、結果として不良 PMT が 20 % 発生した場合は同定効率が約 11 % 低下することが確認された。またダークレートが上昇すると再構成精度、同定効率ともに低下する影響を確認した。ただし、 N_{thr} の影響もあり、HK 検出器の中性子同定のアルゴリズムにおいてはダークレート上昇により 2.2 MeV γ 線の位置分解能は上昇して、方向分解能は低下することが認められた。同定効率に関しては閾値引き上げによる初期探索効率低下の影響が支配的であり、ダークレートが 8.4 kHz に上昇すると 12 % 程度の低下が確認された。TTS については値の上昇による再構成精度低下の影響が確認されたが、HKPMT で想定される性能の範囲で中性子同定に与える影響は小さく、その範囲で同定効率は 1 % 程度で一致していた。QE については、上昇すると γ 線由来の PMT ヒットの増加するため再構成精度・初期探索効率・多変量解析効率が向上の影響が認められ、デフォルトの QE (31.5 %) の 1.1 倍に上昇すると同定効率の約 5 % 向上することを確認した。

目次

第 1 章	物理背景	1
1.1	素粒子標準模型	1
1.1.1	物質を構成する粒子	1
1.1.2	力を媒介する粒子	2
1.1.3	質量を与える粒子	2
1.2	ニュートリノ	3
1.2.1	ニュートリノの質量	3
1.2.2	ニュートリノのマヨラナ性	4
1.2.3	ニュートリノ振動	4
	真空中でのニュートリノ振動	5
	物質中でのニュートリノ振動	6
	振動パラメータ	7
第 2 章	ハイパーカミオカンデ実験	8
2.1	検出器概要	8
2.2	検出器構成	9
2.3	光検出器	10
2.3.1	内部検出領域	10
	50 cm 口径光電子増倍管 (R12860)	10
	Multi PMT (mPMT)	11
2.3.2	外部検出領域	11
2.4	検出原理	12
2.4.1	ニュートリノ反応	12
2.4.2	水チェレンコフ光検出器における事象再構成	13
	チェレンコフ放射	13
	チェレンコフ光の観測	15
2.5	ソフトウェア	16
2.5.1	検出器シミュレーション (WCSim)	16
2.5.2	ニュートリノ事象再構成	16
	放射点の再構成	17
	運動方向の再構成	17
2.6	中性子信号検出	18

2.6.1	中性子信号検出の物理への効果	18
	大気ニュートリノ	18
	陽子崩壊探索	19
	超新星ニュートリノ・超新星背景ニュートリノ観測	19
	放射性同位体による背景事象の影響の抑制	20
第 3 章	50 cm 口径光電子増倍管	22
3.1	光電子増倍管 (PMT)	22
3.1.1	光電子増倍管の諸特性	22
	収集効率 (Collection efficiency; CE)	23
	ゲイン (電流増幅率)	23
	時間特性 (Transit Time Spread; TTS)	23
	ダークレート (暗電流)	24
	アフターパルス (・レイトパルス・プリパルス)	24
3.2	新型検出器の開発	25
3.2.1	光検出器の要件	25
3.2.2	新型 50 cm 口径光電子増倍管候補	27
	ダイノード構造①: Venetian Blind 型 (SKPMT)	27
	ダイノード構造②: Box & Line 型 (HKPMT)	28
3.2.3	HKPMT (Box & Line 型光電子増倍管)	28
	検出効率	29
3.2.4	ノイズ	31
3.2.5	ガラス改良	32
3.3	新型検出器の性能	33
3.3.1	検出性能	34
3.3.2	性能実証	35
第 4 章	長期測定における 50 cm 口径光電子増倍管の性能評価	36
4.1	PMT の受取検査・長期測定の役割	36
4.1.1	目視検査	36
4.1.2	信号検査	38
4.1.3	長期測定	40
4.2	性能評価の目的	41
4.3	セットアップ	41
4.3.1	冷蔵暗室・PMT 台座	42
	遮光	44
	ノイズ対策	44
4.3.2	光源	46
	光の入射方向	47
4.3.3	DAQ	48

4.3.4	環境	49
	温度	50
	磁場	52
4.3.5	PMT インストールから測定開始までの流れ	54
4.4	測定結果と考察	56
4.4.1	納入仕様	56
4.4.2	ゲイン安定性	57
4.4.3	電荷分解能	59
4.4.4	PV 比	60
4.4.5	TTS	61
4.4.6	アフターパルス	64
4.4.7	ダークレート	65
	閾値の違い	67
	磁場	67
	温度	68
	背景光	70
	その他の要因	72
	ダークレート測定値の差異の評価	75
4.4.8	議論：ダークレート 4 kHz の達成を確認した柏の測定との比較	76
4.4.9	議論：水中でのダークレート	76
4.5	性能評価まとめ	79
第 5 章	50 cm 口径光電子増倍管のハイパーカミオカンデ検出器性能への効果	81
5.1	評価の目的	81
5.1.1	検出器構成	81
5.2	中性子同定	87
5.2.1	中性子事象のシミュレーション	87
5.2.2	中性子同定アルゴリズム	88
	I. N_{10} による初期探索	88
	II. 多変量解析	90
5.3	各検出器構成の評価・比較	96
5.3.1	再構成精度の評価	97
5.3.2	中性子同定効率の評価	97
5.3.3	配置の比較	98
	壁面付近の事象	101
5.3.4	PMT に不良があった場合の比較	104
5.3.5	ダークレートの比較	107
5.3.6	TTS の比較	110
5.3.7	QE の比較	113
5.4	まとめ	116

第 6 章	まとめ	117
Appendix A	HK の目指す物理	120
A.1	加速器ニュートリノ	120
A.1.1	CP 対称性	120
A.1.2	δ_{CP} の測定	121
A.2	大気ニュートリノ	122
A.2.1	質量階層性	122
A.2.2	質量階層性の決定	123
A.3	太陽ニュートリノ	124
A.4	超新星ニュートリノ	127
A.4.1	超新星爆発	127
A.4.2	超新星背景ニュートリノ (Supernova Relic Neutrino; SRN)	128
A.5	陽子崩壊探索	129
A.5.1	大統一理論 (Grand Unified Theory; GUT)	129
A.5.2	核子崩壊のモード	130
Appendix B	長期測定の補足・他の HKPMT に関する測定環境について	132
B.1	浜松ホトニクスにおける HKPMT 事前測定	132
B.1.1	納入仕様	132
B.1.2	測定環境	133
B.1.3	測定方法	133
①	1E+07 のパルスゲインを与える電圧値	133
②	Dark Count、電子走行時間分布 (T.T.S.)、Peak to Valley Ratio、パルス波高分布 (PHD)	135
③	アフターパルス	136
B.2	東京大学宇宙線研究所柏キャンパス (地下一階) の測定	138
Appendix C	低エネルギー事象に対する補足調査	141
C.1	N_{thr} の影響の確認	141
C.1.1	ダークレートの比較 ($N_{\text{thr}} = 6$)	142
C.1.2	N_{thr} の比較 (ダークレート 4.2 kHz)	145
参考文献		147

第1章

物理背景

1998年のスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande ; SK) による大気ニュートリノ振動の発見以来、ニュートリノの性質に対する理解は飛躍的に発展した。他の素粒子と比べ質量が極端に小さいニュートリノの研究は標準理論を超える新物理発見の可能性を持ち、現代の素粒子物理学において、大きな注目を集めている。

ハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande ; HK) は、SKのその規模と性能を大幅に向上させた次世代水チェレンコフ検出器であり、目指す物理としては、ニュートリノ振動観測によるレプトン CP 位相の測定、陽子崩壊探索による大統一理論の検証、大気ニュートリノ観測によるニュートリノ質量階層の決定、太陽や超新星爆発を起源とする宇宙ニュートリノ観測など多岐にわたる。本章では、HKが主な観測対象としているニュートリノ緒性質について述べる。なお、HKが目指す物理の概観については Appendix A で述べる。

1.1 素粒子標準模型

宇宙に存在するすべてのものは、素粒子と呼ばれる構成要素から作られ、4つの基本的な力に支配されている。素粒子と3つの相互作用の関連性についての理解は、素粒子標準模型に集約されている。1970年代に体系化されたこの標準模型は、ほぼすべての実験結果を説明し、さまざまな現象を正確に予言することに成功している。そして、多くの実験を通して、標準模型は十分に検証された物理学の理論として確立されてきた。2012年に欧州原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) の ATLAS 実験と CMS 実験で質量の起源であるヒッグス粒子 (H) が発見 [1, 2] されたことにより、現在の素粒子標準模型に表される全ての粒子の存在が確認された (図 1.1)。

1.1.1 物質を構成する粒子

我々の身の回りにあるすべての物質は、物質の構成要素であるフェルミオンでできており、フェルミオンはクォークとレプトンという2種類に分類される。各グループは6つの粒子から成り、それぞれ3つの世代で分けられる。最も軽く安定した粒子が第一世代で、重く安定性の低い粒子が第二世代と第三世代に属する。宇宙に存在する安定した物質はすべて第一世代に属する粒子から構成され、より重い粒子はすぐに崩壊してより安定した粒子になる。6つのレプトンも、電子 (e)・電子ニュートリノ (ν_e)、ミューオン (μ)・ミューニュートリノ (ν_μ)、タウ (τ)・タウニュートリノ (ν_τ) の3世代に分かれている。e, μ , τ いずれも電荷を持ち、質量も大きい。ニュートリノは電氣的に中性で、質量は非常に小さい。

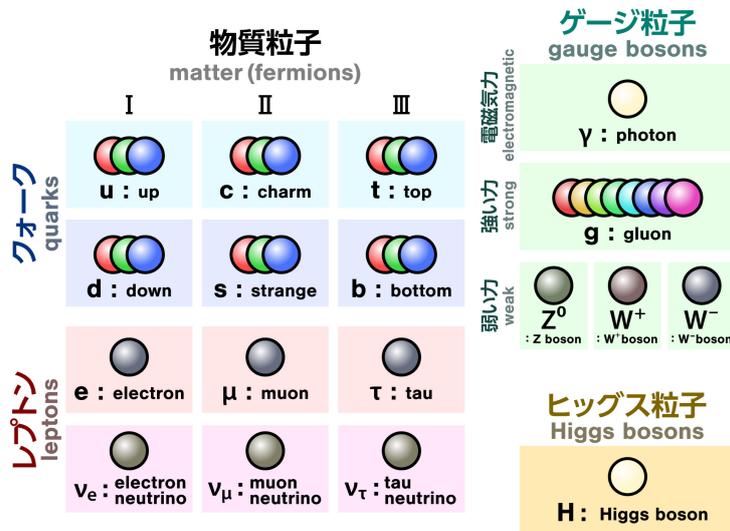


図 1.1: 標準模型を構成する素粒子 [3]

1.1.2 力を媒介する粒子

自然界に存在する力として、強い力、弱い力、電磁気力、重力の4つが知られており、それぞれ働く範囲や強さが異なる。重力は最も弱い力であるが、その範囲は無限である。電磁気力も範囲は無限だが、重力の何倍もの強さを持つ。弱い力と強い力は非常に短い範囲にしか働かず、素粒子のレベルでのみ支配的である。弱い力は重力よりはるかに強いが、他の力の中では最も弱い。強い力は、4つの基本的な相互作用の中で最も強い。基本的な力のうち3つは、ボソンという粒子の交換によってもたらされる。つまり、物質を構成する粒子は、ボソンを交換によって、離散的な量のエネルギーを交換している。強い力はグルーオン (g)、電磁力はフォトン (γ)、弱い力は電荷を持つ W ボソン (W^\pm) と中性の Z ボソン (Z^0) が担っている。また、未発見ではあるが、重力を担う粒子の「重力子」が存在すると考えられている。素粒子標準模型は、電磁気力、強い力、弱い力とそれらを媒介する粒子を含んでおり、これらの力が物質粒子にどのように作用するかをうまく説明する。重力は標準模型に含まれていない。しかし、素粒子という極小のスケールになると、重力の影響は無視できるほど弱くなる。つまり、素粒子標準模型は、基本的な力の1つを除外しながらも、自然現象をうまく表現している。

1.1.3 質量を与える粒子

質量の起源を説明する理論であるヒッグス機構においてヒッグス粒子という素粒子の存在が予想されていた。2012年に欧州原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) の ATLAS 実験と CMS 実験で、それぞれ 126 GeV 前後の質量領域で存在が観測がされている。ヒッグス粒子は、スピン 0・電荷 0 のボソン (スカラーボソン) であり、素粒子標準模型においてはクォークとレプトン、W ボソンと Z ボソンに粒子に質量を与えている。

以上の粒子の分類や相互作用により、素粒子標準模型は素粒子の世界を説明する上で優れているが、全てを

説明できるわけではない。暗黒物質の正体、ビッグバン後の反物質の行方、クォークとレプトンが3世代であることや世代間の質量スケール違いなど、答えられない疑問も残っている。その内の一つとしてニュートリノの諸性質が挙げられ、標準模型を超える物理が必要であるとされている。

1.2 ニュートリノ

1.1 節において、素粒子の世界をほぼ完全に説明する素粒子標準模型では説明されない性質をもつ素粒子として、ニュートリノを挙げた。素粒子標準模型ではニュートリノは電荷を持たないレプトンであり、弱い相互作用と重力相互作用のみをする。また質量がなく、左巻きしか存在せず、荷電レプトン (e, μ, τ) に応じて3世代が存在し、各世代のレプトン数は保存する。しかし、ニュートリノ振動によってレプトン数の保存が破れていることが実験で発見され、これが標準理論を超える物理の存在の証拠となっている。

ニュートリノは原子核の β 崩壊によって放出される電子の運動エネルギースペクトルが連続スペクトルであることを説明するために1930年に W.Pauli によって未知の中性粒子として初めて提唱された [4]。その後1954年に Reines と Cowan が 300 リットルの液体シンチレータを用いて原子炉からの反電子ニュートリノを直接検出することに成功して、ニュートリノの存在が実験的に確立された [5]。1962年には μ ニュートリノ、1997年には τ ニュートリノが発見された。このようにこれまでの実験でニュートリノは3世代存在することや自然界に様々なニュートリノ源が存在することなどが確かめられてきた。また素粒子標準模型ではニュートリノは質量がないとされていたが、1998年の SK においてニュートリノ振動の発見 [6] により、ニュートリノが有限の質量を持つことが強く示唆された。これによって素粒子標準模型ではニュートリノを十分に説明できないことが明らかとなり、標準理論を超える新理論の提唱とニュートリノ研究によるその新理論候補の検証が望まれている。2027年からの実験開始を目指す HK 実験では大統計でニュートリノを研究可能である。以下では、素粒子標準模型を超える理論の探索を行う研究の中で注目されているニュートリノの性質について説明する。

1.2.1 ニュートリノの質量

ニュートリノが有限な質量を持つことは、ニュートリノ振動 (1.2.3 節) という現象により測定された世代間の質量の2乗差 Δm^2 が証拠となっている。しかし、ニュートリノ振動は質量差 Δm^2 のみに感度を持つため、質量の絶対値の測定には向いておらず、三種類のニュートリノの質量の順番もまだ解明されていない (質量階層性問題: A.2 節)。そのため、ニュートリノの絶対質量を測定する実験が行われているが、今のところ有限の値は得られておらず、上限値のみが与えられている。電子ニュートリノの絶対質量はトリウムの β 崩壊による電子のエネルギースペクトルの測定により探索されている [7]。また、ミューニュートリノは π 中間子の崩壊 ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \mu_\mu$) 前後の運動量の測定によって探索されている [8]。タウニュートリノは τ 粒子の崩壊 ($\tau^- \rightarrow n\pi + \nu_\tau$) 前後のエネルギーと不変質量の測定によって探索されている [9]。これまでに確認されている、ニュートリノの質量の上限値はそれぞれ

$$m_{\nu_e} < 1.1 \text{ eV}/c^2 \quad (95 \% \text{ CL})$$

$$m_{\nu_\mu} < 190 \text{ keV}/c^2 \quad (95 \% \text{ CL})$$

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}/c^2 \quad (95 \% \text{ CL})$$

である。絶対値が測定されれば素粒子標準模型を超えるニュートリノの性質が1つ明らかになり、素粒子標準模型を超えた理論の整合性を判断する一つの指標となる。

1.2.2 ニュートリノのマヨラナ性

マヨラナ性とは粒子と反粒子が同じであるという性質である。電子やクォークはディラック粒子と呼ばれ、反対の電荷を持った対となる反粒子が明確に区別される。一方、電気的に中性なニュートリノは、自身が反粒子となる可能性がある。ニュートリノがマヨラナ粒子である場合は、ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊という事象が起こりうる(図1.2)。二重 β 崩壊とは、原子核中の中性子が電子と反ニュートリノを放出し陽子に転換する β 崩壊が2回同時に起こる現象である。図1.2に原子核における二重 β 崩壊の様子を示す。図左の $2\nu\beta\beta$ は標準理論の範囲内だが、粒子数保存則が破れて、反ニュートリノをニュートリノに転換できると、図右に示すニュートリノを出さないニュートリノレス二重 β 崩壊 $0\nu\beta\beta$ が起こり得る。ニュートリノがマヨラナ粒子であることが明らかになれば、ニュートリノの質量が軽い原因をシーソー機構という理論により説明することが可能となる。また、相互作用の前後で保存すると考えられているレプトン数が保存しなくなる。この保存則の破れは物質優勢宇宙の起源を理解するための鍵になるため世界中で研究が進められている。

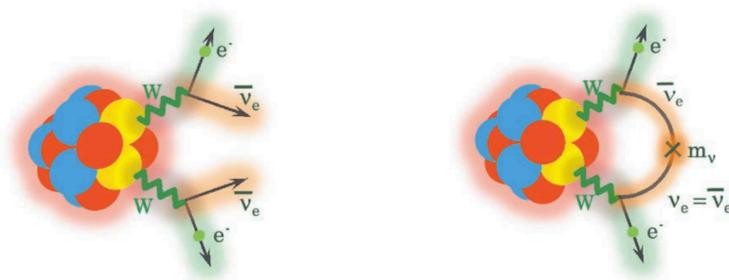


図 1.2: 原子核の二重ベータ崩壊の概要 [10]。左がニュートリノが2個放出される $2\nu\beta\beta$ で、右が放出されない $0\nu\beta\beta$ であり、レプトン数の破れに対応する。

1.2.3 ニュートリノ振動

電荷を持たず弱い相互作用によってのみ反応するニュートリノは、フレーバーの固有状態として ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3種類が知られており、弱い相互作用による反応時にはこれらの固有状態を取る。一方、質量の固有状態はフレーバー固有状態とは異なる状態であり、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$)とフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$)との間の量子的混合は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列を用いて次式のように表現される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.2.1)$$

PMNS 混合行列 U は 3×3 のユニタリ行列であり、3つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ と CP 対称性の破れのパラメータ δ_{CP} 、マヨラナ CP 位相 α_1, α_2 によって次のように表される [11]。

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2.2)$$

ここで $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ である。 δ_{CP} 、 α_1 、 α_2 は CP 対称性を破る位相である。 α_1, α_2 はニュートリノがマヨラナ粒子である時に 0 でない値をとる。また、反ニュートリノの混合は複素共役 U^* によって表されるので、もし δ_{CP} が $0, \pi$ 以外の値であれば PMNS 混合行列が実行列ではなくなり、レプトンにおける CP 対称性の破れを予言する。

真空中でのニュートリノ振動

弱い相互作用による反応を通じ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一方で、生成点から観測点までを伝播する際には質量固有状態によって時間発展するため、生成時と観測時でニュートリノのフレーバーが変化するニュートリノ振動と呼ばれる現象が起こりうる。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は、質量固有状態としては式 1.2.1 により

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.2.3)$$

となる。ニュートリノの運動量を p_i 、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の質量を m_i とすればエネルギーは $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$ と書け、 $|\nu\rangle$ が平面波であると仮定すると $|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle$ となる。距離 L (相対論的ニュートリノでは $L \sim ct$) を進んだ時刻 t において、その状態は次のように表される。

$$|\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (1.2.4)$$

このニュートリノが時刻 t でフレーバー固有状態 $|\nu_\beta\rangle$ として観測される確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* \right|^2 = \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (1.2.5)$$

となる。相対論的なニュートリノにおいて $p_i \simeq p_j \equiv p \simeq E$ ($p \gg m_i$) を仮定すると、エネルギー E_i は

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.2.6)$$

と近似できて、 $E_i \simeq E_j = p$ とみなせるので

$$E_i - E_j \simeq \frac{m_i^2 - m_j^2}{2E} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \quad (1.2.7)$$

と書ける。ほぼ光速で移動するニュートリノの時刻 t における移動距離は L であり、質量固有状態の直交性 $\langle \nu_j | \nu_i \rangle = \delta_{ij}$ を考えると、振動確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* \exp\left\{\frac{-i\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right\} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^*) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^*) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \end{aligned} \quad (1.2.8)$$

となる。ここから、ニュートリノが異なる質量を持つ場合 ($\Delta m_{ij}^2 \neq 0$) にフレーバーの振動が起こり、その振動確率はニュートリノのエネルギー E と移動距離 L の比 L/E に依存することがわかる。したがって、真空中のニュートリノ振動の観測は、ニュートリノの質量の証拠になる。多くの場合において、2世代のニュートリノ間での振動が有意に観測されるという事実から、近似的に2世代のニュートリノ間の混合のみを考えることにする。この場合、式 1.2.1 に対応する混合は、質量固有状態の混合角 θ を用いて

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.2.9)$$

表せて、フレーバーの振動確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \begin{cases} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E} & (\alpha \neq \beta) \\ 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E} & (\alpha = \beta) \end{cases} \quad (1.2.10)$$

となる。ここで $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ である。この場合にも振動確率は L/E に依存し、 L/E を含む部分の位相は

$$\frac{\Delta m^2 L}{4E} \simeq \frac{\Delta m^2 [\text{eV}] \cdot L [\text{m}]}{4E [\text{eV}]} \cdot \frac{\hbar c}{197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}]} \simeq \frac{1.267 \Delta m^2 [\text{eV}^2] \cdot L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \quad (1.2.11)$$

と書ける。

この関係からニュートリノ源までの距離とニュートリノのエネルギー、検出器で観測するニュートリノのフラックスが分かれば、検出数からニュートリノの質量の2乗差が求めることが出来る。ニュートリノ振動は大気ニュートリノの ν_μ が地球を通過してきたものと、通過してきていないもので数が異なることからその存在が証明され、太陽ニュートリノにおける ν_e の予測値からのずれについての説明も与えることとなった。

物質中でのニュートリノ振動

高密度の媒質中を伝搬するニュートリノでは、稀に媒質中の電子や陽子、中性子などとの相互作用が生じる。陽子、中性子については、全てのニュートリノでZボソンを介した中性カレント反応が起こる。一方、電子は、Zボソンを介する中性カレント反応はニュートリノのフレーバーに関係なく起こるが、Wボソンを介する荷電カレント反応は電子ニュートリノでのみ起こる。このように相互作用の仕方の違いにより電子ニュートリノの物質中の伝搬に違いが生じることを物質効果と呼ぶ。ニュートリノが物質中の電子と共鳴的に散乱することによりニュートリノが感じるポテンシャルの影響を考えると、電子ニュートリノに対してのみポテンシャル V_{CC} が加わると解釈できる。

$$V_{CC} = \pm\sqrt{2} G_F n_e \quad (1.2.12)$$

ここで G_F はフェルミ結合定数、 n_e は物質中の電子数密度であり、ニュートリノでは正、反ニュートリノでは負の符号が対応する。地球の核 ($n_e \sim 10 \text{ g/cm}^3$) で $V_{CC} \sim 10^{-13} \text{ eV}$ 、太陽の核 ($n_e \sim 100 \text{ g/cm}^3$) で $V_{CC} \sim 10^{-12} \text{ eV}$ である。

このポテンシャルの下での 2 世代ニュートリノの振動確率は、式 1.2.10 で θ 、 Δm^2 を以下の θ_M 、 Δm_M^2 に置き換えることで得られる。

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\Gamma - \cos 2\theta)^2} \quad (1.2.13)$$

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\Gamma - \cos 2\theta)^2} \quad (1.2.14)$$

ここで、 $\Gamma \equiv \pm \frac{2\sqrt{2}G_F n_e E}{\Delta m^2}$ である。この物質効果により、 θ の小さい振動モードにおいても、共鳴条件 $\Gamma = \cos 2\theta$ が満たされるようなニュートリノエネルギーにおいては振動確率が大きくなり得る。また、この共鳴は Δm^2 の符号に依存するため、物質効果による共鳴振動の観測から、ニュートリノの質量階層性を決定することが可能である。

振動パラメータ

式 1.2.8 や式 1.2.10 からわかるように、ニュートリノの振動確率は $\Delta m_{ij}^2 \cdot E/L$ に依存しているため、あるエネルギーとベースラインに対して、ニュートリノ振動を記述する独立したパラメータは 3 つの混合角、1 つの CP 位相、2 つの質量二乗差の 6 つとなる。振動パラメータの測定は広いエネルギーに渡る複数のニュートリノ源を利用して行われてきた。振動パラメータのうち、 θ_{12} 、 Δm_{21}^2 は主に太陽内部での核融合反応に起因する太陽ニュートリノの観測や原子炉での核分裂反応に由来する原子炉ニュートリノの観測によって、 θ_{13} は加速器を用いたハドロン崩壊による人工的に生成した加速器ニュートリノの観測や原子炉ニュートリノの観測によって、 θ_{23} 、 Δm_{32}^2 、 δ_{CP} は大気ニュートリノや加速器ニュートリノの観測によってそれぞれ測定されてきた。特に 2-3 世代間 θ_{23} は、ほぼ最大に混合している ($\theta_{23} \simeq 45^\circ$) ことが示唆されていて、厳密に 45° であるかは今後のニュートリノ物理学の主題の 1 つである (θ_{23} オクタント)。表 1.1 に様々な測定より得られた、現在の振動パラメータの測定値の結果を示す。ほとんどのパラメータが数 % の精度で測定されているが、現在振動パラメータに対して質量階層性、 δ_{CP} 、 θ_{23} オクタントが未解決問題として残されている。

変数名	順階層		逆階層	
	best-fit と 1σ との差	3σ の範囲	best-fit と 1σ との差	3σ の範囲
Δm_{21}^2 [$\times 10^{-5} \text{ eV}^2$]	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	6.79 - 8.01	$7.39^{+0.21}_{-0.20}$	6.79 - 8.01
Δm_{31}^2 [$\times 10^{-5} \text{ eV}^2$]	$2.454^{+0.029}_{-0.031}$	2.362 - 2.544	—	—
Δm_{23}^2 [$\times 10^{-5} \text{ eV}^2$]	—	—	$2.510^{+0.030}_{-0.031}$	2.419 - 2.601
$\sin^2 \theta_{12}$ [$\times 10^{-1}$]	$3.10^{+0.13}_{-0.12}$	2.75 - 3.50	$3.10^{+0.13}_{-0.12}$	2.75 - 3.50
$\sin^2 \theta_{23}$ [$\times 10^{-1}$]	$5.63^{+0.18}_{-0.24}$	4.33 - 6.09	$5.65^{+0.17}_{-0.22}$	4.36 - 6.10
$\sin^2 \theta_{13}$ [$\times 10^{-2}$]	$2.237^{+0.066}_{-0.065}$	2.044 - 2.435	$2.259^{+0.065}_{-0.065}$	2.064 - 2.457
δ [$^\circ$]	221^{+39}_{-28}	144 - 357	282^{+23}_{-25}	205 - 348

表 1.1: 振動パラメータの測定結果 [12]

第2章

ハイパーカミオカンデ実験

ハイパーカミオカンデ実験は、その大きさを活かした大統計で、超新星背景ニュートリノ（SRN）や太陽ニュートリノなどの低エネルギーのニュートリノの観測によるニュートリノ天文観測、長基線ニュートリノビームを用いたニュートリノ振動の精密測定によるニュートリノの性質の解明、力の統一理論の予言する陽子崩壊の探索などを行う予定である。2020年から日本の岐阜県飛騨市神岡町の二十五山に建設を開始して、2027年からの運用開始を目指している。本章では、ハイパーカミオカンデ検出器の概要について述べる。

2.1 検出器概要

ハイパーカミオカンデ（Hyper-Kamiokande：HK）は、スーパーカミオカンデ（Super-Kamiokande：SK）の後続となる次世代型水チェレンコフ検出器である（図 2.1）。水チェレンコフ検出器は水タンクと光センサー（光電子増倍管、PMT）から構成される。タンクは超純水で満たされ、ニュートリノを検出するための標的として用いられる。SKからの主な改善点としては、物理解析を行える体積の増加と光検出器の高性能化が挙げられる。SK検出器が直径 39 m、高さ 41 m の円筒型のタンク（50 kt）であったのに対し、HK検出器は直径 68 m、高さ 71 m の円筒型のタンク（250 kt）に巨大化し、有感体積比でSKの約 8 倍となる。

HKはSKと同じく、内部検出器（Inner detector: ID）と外部検出器（Outer detector: OD）の2層構造を持つように設計されている。IDは主検出器であり、IDの内壁内向きに 20,000 本の大型の 50 cm 口径 PMT（HKPMT）が設置され、光電面被覆率は 20 % になる予定である。この PMT により、陽子崩壊やニュートリノ反応より生じた荷電粒子の放出するチェレンコフ光を観測する。一方で、ODには、20 cm 口径の PMT が、IDを覆うようにIDの外壁外向きに 7,200 本取り付けられる予定である。ODは観測のバックグラウンドとなる宇宙線ミューオンの除去や検出器周囲の岩盤からのガンマ線や中性子などのバックグラウンドをOD中で停止させ、遮蔽するために使用される。

建設地はSKのある神岡鉱山茂住鉱の 8 km 南に位置している岐阜県の神岡鉱山栃洞鉱が選ばれ、HK検出器はこの鉱山がある二十五山の山頂の真下に位置するように建設される。二十五山頂上からHKの間には 650 m の岩盤があり、岩盤の密度を考慮すると 1750 meter-water-equivalent (M.W.E) に相当し、主なバックグラウンドのミューオンの除去に大きな効果をもつ。また、J-PARCからのニュートリノビーム方向から 2.5° だけずれた方向で、SKと同様に T2K 実験での後置検出器として利用可能などの条件を満たしている。

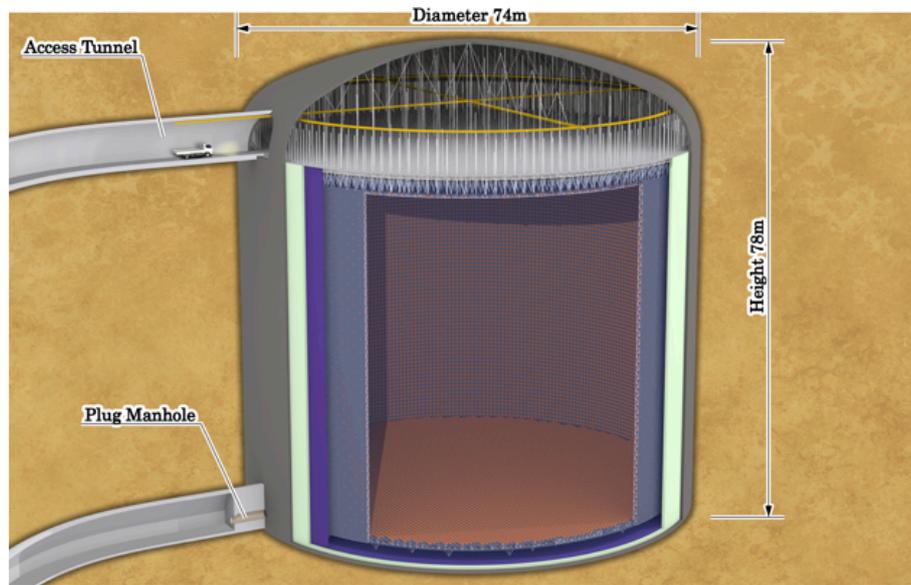


図 2.1: ハイパーカミオカンデ検出器の全体像 [13]。

2.2 検出器構成

水チェンコフ検出器である HK 検出器の具体的な構成を説明する。検出器の要素は、大別すると水槽、純水の生成・循環システム、光センサ、エレクトロニクスに分けられる。これらの中でも、本研究は光センサを扱う。水槽は HK の基本的な構造であって、山の中に空洞を掘削して建造する。図 2.2 は HK 検出器の断面図を示している、水で満たされる部分の直径が 68 m、深さ 71 m の円筒形的水槽となる。人工の地下空洞としては世界最大級である。空洞上部には水を満たさずドーム型の空間として、ここにエレクトロニクス等を設置する。水槽外部から飛来するミュオンなどを区別するために、水槽は内水槽と外水槽の 2 層構造となっている。外部から飛来する荷電粒子は、OD で先にチェレンコフ光が検出されるのに対して、ID で生成された荷電粒子は最初に ID でチェレンコフ光が検出される。HK の水槽には純水を満たす計画で、生成・循環のための水システムが必須である。SK から HK へと巨大化させたことにより、水チェレンコフ検出器として機能させるには、水の高い透過率がより重要となる。水の不純物を取り除き、純水を常に供給し続けることが求められる。SK では、80 ~ 90 m の減衰長を達成している。また数 MeV 領域の低エネルギーニュートリノに対する背景事象となるのは、Rn などの放射性同位体である。これらは支持フレームなどの検出器を作る物質や岩盤から滲み出てくるものであったり、新しい水に含まれるものであって、水槽の外周部に多く分布する。これを攪拌しないように水槽内部の水流を制御して、また水循環システムで除去もできるようにする (2.6.1 節)。

水チェレンコフ検出器としての性能を大きく左右する要素の 1 つである光センサについて、HK では、カミオカンデ、SK と同様に大口径 PMT を使う予定である。図 2.2 の ID と OD を隔てているフレームに対して、ID 側に直径 50 cm の大口径 PMT (HKPMT) を 20,000 本、OD 側に直径 20 cm の PMT を 7,200 本設置する計画である。チェレンコフ光の空間的、時間的パターンから親粒子を再構成するため、光センサには高い光子検出効率、早い時間応答、高い時間分解能が求められる。また ID 側には HKPMT に加えて、multi-PMT モジュール (2.3.1 節) が導入される予定である。エレクトロニクスは PMT で検出した信号のデジタル化

からデータ収集までを、また、PMT への高電圧供給を担う。

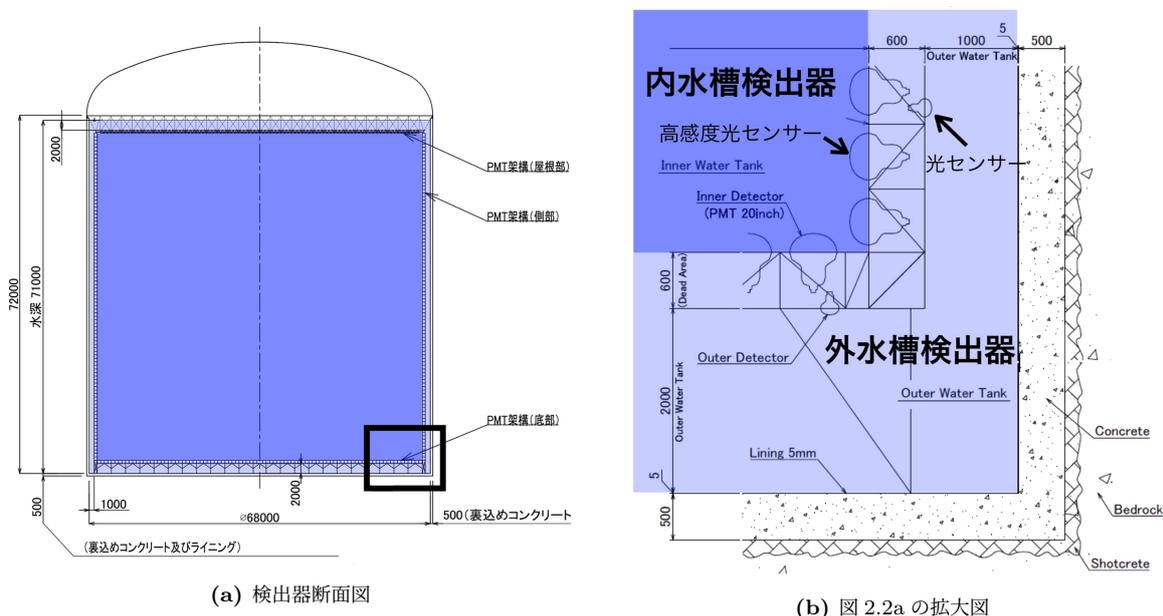


図 2.2: ハイパーカミオカンデのフレーム構造 [14]。

2.3 光検出器

HK 検出器ではニュートリノが水分子中の電子や原子核と相互作用し、荷電粒子を生成した際に生じるチェレンコフ光を捉えることでニュートリノの観測を行う。この観測のためには高感度の光センサーが必要であり、ID 用に新たに開発された 50 cm 口径 PMT (HKPMT) に加えて Multi-PMT モジュール (mPMT) が使用される。また宇宙線事象を取り除くために外水槽でもミュオン粒子が生じるチェレンコフ光の観測を行う必要があり、OD 用に 20 cm 口径 PMT が使用される。また、ID の内壁の各光センサーの隙間には不透明なブラックシートが敷かれ光漏れを防ぎ、OD の各光センサーの隙間には反射シートが敷かれ、OD PMT での集光性を高めている。

2.3.1 内部検出領域

50 cm 口径光電子増倍管 (R12860)

HK 検出器内部で発生したチェレンコフ光は、円筒形の内水槽に対して内向きに設置された大口径 PMT (HKPMT) で検出される。直径 50 cm の PMT 20,000 本で、ID の内壁の表面積の 20 % がカバーされる。HKPMT は、浜松ホトニクスが開発した Box & Line 型のダイノード構造を持ち、2020 年から量産が開始されている。HK のために 50 cm 口径 PMT の改良が行われて、SK の PMT (SKPMT) と比較して 2 倍の 1 光子検出効率、分解能を達成している。1 光子検出効率は約 30 % で、時間分解能は 1σ で約 1 ns である。時間分解能の改善は、従来 PMT のダイノードは Venetian Blind 型であったのに対して、Box & Line 型を採用したことによる。また、PMT での信号の検出 (ヒット) に対してバックグラウンドとなる PMT の暗電流によるヒット (ダークヒット) 信号は、1 光子を検出する場合と区別ができないため、チェレンコフ光と誤る要

因になる。PMT 内で熱電子などにより生じるダークヒット頻度 (ダークレート) に関しても開発過程で改良が行われてきた。本論の研究対象である 50 cm 口径 PMT (HKPMT) の開発や性能に関する詳細は 3 章で述べる。

Multi PMT (mPMT)

HK 検出器では、50 cm 口径の PMT に加え、Multi PMT (mPMT) モジュールを追加して ID の光検出を強化する予定である。mPMT は、ニュートリノビームを生成する J-PARC の近くでニュートリノのフラックスを測定するために使用される前置水チェレンコフ検出器の IWCD の光センサとしても採用される。mPMT は直径 8 cm の PMT 19 個を電子機器を収納する 1 つの圧力容器に束ねたモジュールである。図 2.3 にその構造を示す。mPMT の導入により、全体的な集光度が向上するだけでなく、シミュレーションでは、角度受容性の向上や検出器のダイナミックレンジの拡大が確認されている。19 個の PMT がユニットに配置されていることで、固有の方向感度を得られる。また、mPMT を含めて検出器のエネルギー応答の相互校正を行うことが期待される。小型 PMT のより優れた時間分解能や mPMT の細かい構造によって、検出器性能の向上が期待される一方で、複数 PMT が並んでいて隙間があるために、収集できる光量としては 50 cm 口径 PMT には劣る。

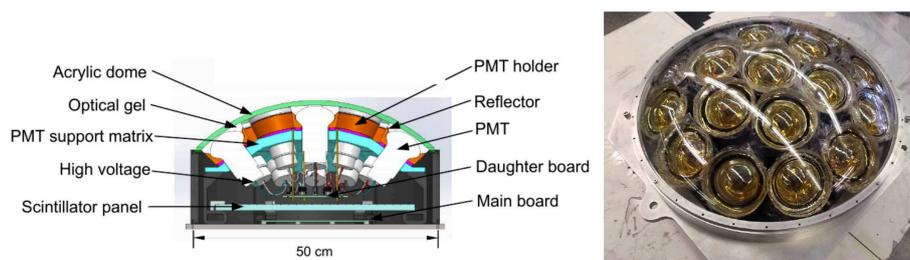


図 2.3: Multi-PMT モジュールの構成 (左) とプロトタイプ (右)[15]。19 本の 8 cm PMT からなり、デジタルイザやそれぞれの高電圧電源もモジュール内部に持つ。

2.3.2 外部検出領域

OD は、低エネルギーバックグラウンドに対するシールドと、宇宙線ミュオン除去の両方の役割を果たす。HK は、650 m の岩盤 (水換算で 1750 m) の下に設置される。HK を通過する宇宙線ミュオンフラックスは約 45 Hz ($4 \times 10^6 \mu/\text{day}$) となり、SK に比べて約 15 倍となる。これは SK が 1000 m の岩盤の下に設置されていることと検出器サイズの増加によるものである。SK のバックグラウンドレベルに到達するためには、 10^5 以上の宇宙線除去が必要である。ID に到達しない宇宙線ミュオンには、核破碎バックグラウンド (2.6.1 節) を抑制するためのタグを付ける必要がある。また ID から出射するミュオンも識別することが必要である。

OD は ID を取り囲むように設置され、水の厚さとしては、側部で 1 m、上部と下部で 2 m である。直径 8 cm の外向き PMT が 7,200 個設置され、それぞれが約 30 cm 角の波長シフト (WLS) プレートに取り付けられており、カバー率と収集効率を高めている。また、もう一つの重要な構成要素として、OD の全表面を覆う高反射率のタイベック (反射率約 90 %) が挙げられる。図 2.4 にその構造の概略を示す。OD の内壁と外壁の両方に高反射率のタイベックシートを貼り、WLS プレートの後ろに置く予定である。また ID と OD の間

には 0.6 m のデッドスペースがあり、そこに設置される支持構造体に ID、OD の光センサー、電子機器、ケーブルをともに搭載する予定である。

OD PMT は、光電面に直接当たったチェレンコフ光に加えて、PMT を外れて WLS プレートに当たった光が吸収されて長波長に再放出されるのを検出する。WLS プレートは、OD 中の荷電粒子から発生する紫外線チェレンコフ光を広い面積で集め、吸収した光を光電子増倍管の量子効率が最大となる 400 ~ 500 nm の可視域にシフトさせる。プレート面に対して十分に平行に放出された光子は、内部全反射によってプレート内部に閉じ込められ、最終的に PMT で検出することができる。また、シフトした光子がプレートの外に漏れた場合でも、タイベックシートで反射した後、PMT で検出することができる。この構成により、収集する光量が 2 倍に増加することが期待される。また OD PMT は、防水性と 10 bar までの耐圧性、1/4 p.e. の閾値で 1 kHz 以下のダークレート、1 光電子 (photo-electron ; p.e.) で約 50 % の電荷分解能、1 p.e. の信号で 10 ns 以下の時間分解能、1 W 以下の電力消費、故障が 20 年間の実験寿命の間で許容できることを満たすことが必要である。

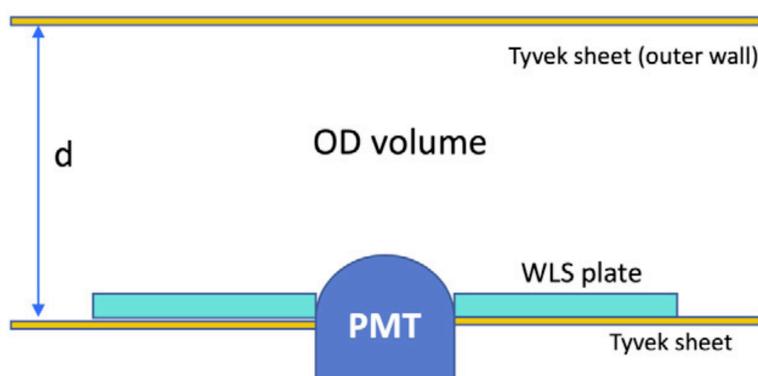


図 2.4: OD の概略図 [16]。OD の水厚 d は、側部で 1 m、上下のエンドキャップ部で 2 m である。

2.4 検出原理

HK におけるニュートリノ検出は、SK と同様にチェレンコフ光の検出によって行われる。ニュートリノは電荷を持たず、弱い相互作用しかしないために、非常に反応断面積が小さく高い透過性を持つ粒子である。しかし、稀に検出器中の超純水を構成する核子や電子と反応し荷電粒子を生成することがある。この荷電粒子はほぼ光速で飛行しチェレンコフ光を放出する。このチェレンコフ光を光検出器で捉えることでニュートリノの観測を行う。

2.4.1 ニュートリノ反応

ニュートリノが起こす弱い相互作用には、荷電カレント (CC) 反応と、中性カレント (NC) 反応がある。CC 反応では W^\pm ボソンを媒介にして反応粒子の間で電荷の交換が行われる。この CC 反応で生成されるレプトンは反応前のニュートリノフレーバーと同じ世代のものとなるので、反応を起こしたニュートリノフレーバーを特定することが可能である。ただし、CC 反応では電子やミューオンを生成するためのエネルギーが必要となるため、反応を起こせるニュートリノのエネルギーに下限値がある。一方、NC 反応では Z^0 ボソンを

媒介とする。この場合、電荷は移動せず、ニュートリノは反応した標的に一部のエネルギーを受け渡すにとどまる。このため、反応後の荷電粒子からニュートリノフレーバーを特定することは出来ない。以下に具体的な相互作用の例を列挙する。

- 荷電カレント反応

- 準弾性散乱 $\nu_l + n \rightarrow l + p$
 $\bar{\nu}_l + p \rightarrow \bar{l} + n$
- 深非弾性散乱 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + hadrons$
- single-pion 生成 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + \pi$
- multi-pion 生成 $\nu + N \rightarrow lepton + N' + m\pi$
- coherent-pion 生成 $\nu + {}^{16}O \rightarrow lepton^\pm + \pi^\mp + {}^{16}O$

- 中性カレント反応

- 準弾性散乱 $\nu + N \rightarrow \nu + N'$
- 深非弾性散乱 $\nu + N \rightarrow \nu + N' + hadrons$
- single-pion 生成 $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi$
- multi-pion 生成 $\nu + N \rightarrow \nu + N' + m\pi$
- coherent-pion 生成 $\nu + {}^{16}O \rightarrow \nu + \pi^0 + {}^{16}O$

電子を標的とする散乱や、エネルギーの比較的高い CC 反応では、散乱されたレプトンがニュートリノの到来方向の情報を持っている。したがって、このような事象においては、再構成された情報を用いることによって超新星爆発などからのニュートリノの場合、その発生源に対して方向感度を持った探索が可能である。また、NC 反応の場合、終状態の π 中間子などのハドロンのチェレンコフ光の検出が可能である。

2.4.2 水チェレンコフ光検出器における事象再構成

チェレンコフ放射

チェレンコフ放射とは、荷電粒子が物質中で電磁波を放射する現象である。物質中の光速は真空中の光速 c より遅くなり、物質の屈折率を n とすると、その物質中の光の伝播速度は c/n となる。従って、荷電粒子は物質中の光速より速く運動することが可能であり、そのときチェレンコフ光と呼ばれる光を放射する。図 2.5 は、チェレンコフ放射の様子を示しており、チェレンコフ光は円錐状に放射される。円錐状の放射角度 θ は親粒子の速さによって運動量及びエネルギー保存則を満たすように決まる。速さ β と放射角 θ の関係は次の様になる。

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.4.1)$$

また、電荷 ze の粒子 (e は素電荷) が単位長さ当たりに、波長 λ から $\lambda + d\lambda$ で放射するチェレンコフ光の数 $dN(\lambda)$ は

$$dN(\lambda) = 2\pi\alpha z^2 \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\beta n(\lambda)} \right)^2 \right\} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.4.2)$$

となる。ただし、 α は微細構造定数である。チェレンコフ放射を起こすための媒質として水を使ったものが水チェレンコフ検出器であり、SK、HK はこのタイプの検出器に該当する。チェレンコフ放射の強度は式 2.4.2 の様に波長が短い程、強度が強くなる傾向がある。ただ、屈折率は波長に対して一定ではないことを考慮する

と、水の場合、チェレンコフ光は可視光から近紫外光の領域で放射される。水の屈折率は $n \simeq 1.33$ なので、エネルギーが十分に高いとき ($\beta \sim 1$ の時)、 $\theta_c \simeq 42^\circ$ となる。エネルギーが低くなるにつれて、チェレンコフ角 θ_c は小さくなり、 $\beta < 1/n$ の時チェレンコフ光が発生しなくなる。チェレンコフ光を発生させるエネルギー閾値 E_{thr} は、

$$E_{\text{thr}} = mc^2 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)^{-1/2} \quad (2.4.3)$$

で与えられる。ここからチェレンコフ光を発生させるために必要な運動エネルギー閾値を求めることができる。主な荷電粒子のチェレンコフ光の運動エネルギー閾値を表 2.1 に示す。

しかし、実際の検出においては、一定の光量がないとチェレンコフ光を検出できないため、観測可能なエネルギーはこれより大きくなる。水チェレンコフ検出器において、チェレンコフ光の検出に持ちいられる PMT は光センサの中でも単一光子の検出性能が良く、時間分解能に優れていることに加えて、受光面積を大きく取ることができるなどの利点があり、水チェレンコフ検出器に適している。水の高い透過率により、HK で巨大化されたタンクの中心で生じたチェレンコフ光が PMT で検出可能になっている。

表 2.1: 主な荷電粒子の水中のチェレンコフ光を発生させるエネルギー閾値 (水の屈折率 $n = 1.33$ とする)。

粒子	質量 (MeV/c ²)	運動エネルギー (MeV/c)
e^\pm (電子、陽子)	0.5110	0.256
μ^\pm (ミュー粒子)	105.7	53.0
π^\pm (π 中間子)	139.6	70.1
K^\pm (K 中間子)	493.7	248
p (陽子)	938.3	471

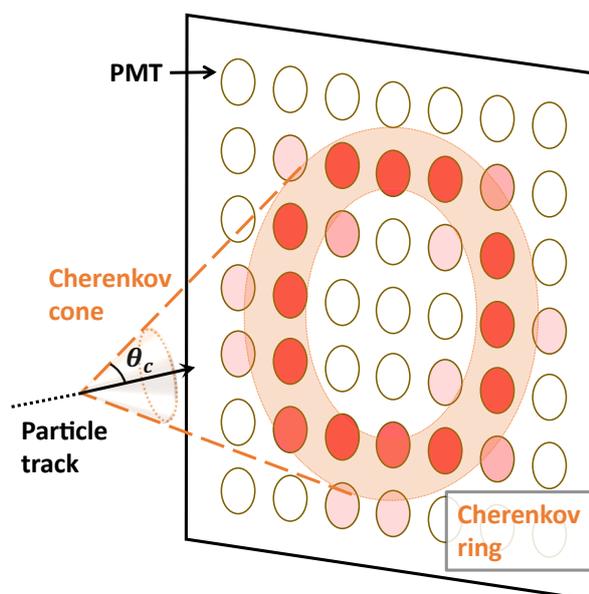


図 2.5: 荷電粒子によるチェレンコフ光が、PMT にヒットする様子

チェレンコフ光の観測

水チェレンコフ検出器である HK では γ 線や荷電粒子を検出して、その粒子のエネルギーや反応位置、運動方向の測定ができ、さらに粒子の種類も識別できる。エネルギーは、検出器内部で放射された光量から算出される。荷電粒子からは式 2.4.2 のように光が放射され、運動した距離に伴って光量は増大する。荷電粒子は周囲をイオン化しながらエネルギーを失い、運動距離はおおよそエネルギーに比例する。したがって、エネルギーにおおよそ比例した光量が検出される。収集される光量は、PMT の数にもよるが HK において 20,000 本の PMT のとき約 5 p.e./MeV である。また、電子や γ 線の場合、水中で制動放射や電子対生成によって 2 次粒子のカスケードが起きて電磁シャワーとなる。このようなシャワーを作る粒子の場合は、生成される荷電粒子それぞれからチェレンコフ光が同様に放射されるため、全ての光量を合わせて親粒子の全エネルギーが分かる。SK、HK では、1 つの PMT 当たりに入射する光量がおおよそ 1 p.e. となる数十 MeV 以下の事象を、低エネルギー事象という。粒子の生成位置や運動方向は、主に光子の検出の時間分布から再構成できる。PMT の位置情報から光の伝播時間を補正することで、1 つの粒子から同時に放射されたチェレンコフ光の分布は、その放射時刻に集中する。この時の PMT のヒット情報を元に低エネルギー事象は再構成される（詳細は 5.2 節で述べる）。

また、粒子の種類も、主にチェレンコフ光の空間分布から識別される。特にニュートリノが生成した荷電粒子が水タンク内で全ての運動エネルギーを失う（Fully-contained）イベントの場合は、チェレンコフ光は円錐状に放射されるため、水槽の内壁に投射されるとリング状のパターン（チェレンコフリング）となる。図 2.6 に HK における Fully-contained イベントディスプレイの例を示す。電子や γ 線による電磁シャワーでは、シャワー中のそれぞれの（陽）電子からチェレンコフ光が放射される。そのため、シャワーを構成する各電子からのチェレンコフリングが重なるため、輪郭がぼやけたリングパターンが観測される。対してミューオンは透過力が強く、水中でカスケードしないので、輪郭のはっきりとしたチェレンコフリングが観測される。またタウは、寿命が約 0.3 ps と非常に短いため、生成された直後に崩壊する。崩壊分岐比はハドロンへ崩壊する場合は約 65 % で、レプトンへ崩壊する場合は約 35 % である。生成された荷電粒子それぞれからのリングが検出される。荷電粒子の電荷の正負については、検出器内に磁場が印加されておらず、チェレンコフ放射として違いが現れないため、リングパターンのみでは判別できない。

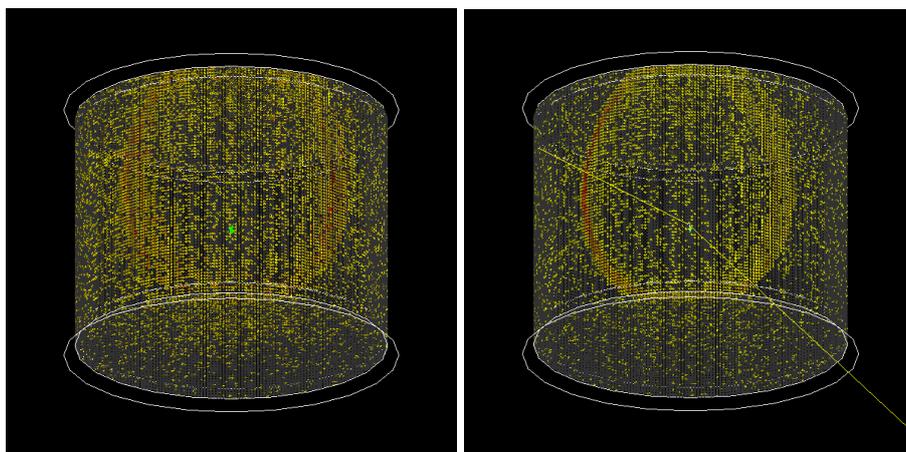


図 2.6: シミュレーションにおいてハイパーカミオカンデで観測される 1 GeV の電子（左）、1 GeV のミューオン（右）のイベントディスプレイ [13]。

また HK は、ニュートリノ検出器として、ニュートリノの反応で生じる粒子を検出して、そのエネルギー、位置、方向などを再構成している。ニュートリノ反応における生成粒子と元のニュートリノの相関から、ニュートリノの情報も引き出せる。超新星爆発由来のニュートリノや SRN、太陽ニュートリノなどの数 MeV の事象から、大気ニュートリノの数百 GeV の事象まで、幅広いエネルギー領域のニュートリノを検出する。また、核子崩壊に関して、大統一理論が予言では、安定なバリオンである陽子や中性子がバリオン数の保存則を破って崩壊すると考えられ、予言される主な崩壊過程には、 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ 、 $p \rightarrow \nu^- + K^+$ がある。生成される荷電粒子を捉えることによって、核子崩壊の事象を検出できる。特に π^0 は寿命が短く、生成後すぐに $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ と 2 本のガンマ線に崩壊する。こうして発生する荷電粒子や γ 線を検出器で捉えて再構成が行われる。

2.5 ソフトウェア

HK における事象再構成などの解析におけるソフトウェアのシステムは複数のパッケージで構成されており、一部は HK に特化したものを使用している。また作業言語は C++ で、出力ファイルは ROOT[17] フォーマットで書かれる。シミュレーションに関しては、ニュートリノ反応パッケージの NEUT[18] によってイベントが生成され、WCSim[19] というモンテカルロ検出器応答のシミュレータでモデル化されている。また事象の情報に関して、低エネルギー事象では BONSAI[20] または LEAF[21]、高エネルギー事象では fitQun[22] を用いて再構成されている。5 章で扱う低エネルギー事象に関しては、LEAF を利用して再構成を行っている。LEAF と BONSAI は基本的には同じアルゴリズムであるが、BONSAI が Fortran を使って実装されているのに対して、LEAF では C++ で実装されている。

2.5.1 検出器シミュレーション (WCSim)

HK の検出器シミュレーションとしては、Geant4[23] をベースにした水チェレンコフ検出器シミュレータの WCSim を使われている。光検出器の種類、光検出器の数、検出器の直径などを、変数として入力することで変更が可能になっている。シミュレーションにおいて変更可能な光検出器のパラメータとしては、時間分解能、ダークレイト、量子効率などが挙げられる。また荷電粒子からのチェレンコフ放射は Geant4 の物理シミュレーションにより、水での散乱や検出器内壁での反射なども再現され、内部で吸収されるか、PMT に当たるまで計算される。

NEUT により放射点・方向・エネルギーを指定して生成された初期粒子が PMT の光電面に到達し、PMT の量子効率と収集効率のカットでも生き残った場合に PMT ヒットとして記録され、デジタル化される。こうして出力として得られるヒットした PMT の電荷と時間情報を LEAF または fitQun によるイベント再構成に使用する。

2.5.2 ニュートリノ事象再構成

数 MeV から数十 MeV の低エネルギーの事象では、チェレンコフ光の強度も小さく、各 PMT 信号のほとんどが単一光子ヒットである。LEAF では、このヒット時間情報を用いて、チェレンコフ光源の位置を再構成する。したがって、PMT のヒット情報が重要になるが、PMT の暗電流が閾値を超えて記録されるヒット（ダークヒット）と区別ができない。チェレンコフ光による信号を見つけるために PMT のヒットタイミングを用いて最尤法による放射位置の再構成を行っている。一方で、100 MeV より大きいようなエネルギーの事象では、各 PMT に入射する光子数が大きくなるため、記録される電荷情報も重要になる。ヒットした PMT

の時刻・電荷情報に加え、光を検出しなかった PMT を含む全ての PMT に対して最尤関数で評価を行い、位置やエネルギーの再構成が行われる。

ここでは、本研究でも扱う、低エネルギー事象の LEAF における事象再構成について述べる。LEAF では、前述のようにチェレンコフ光の放射点、運動方向を再構成し、エネルギーは別の方法で再構成している。エネルギーについて、SK では、チェレンコフ光による事象の前後合せて 50 ns の時間幅に存在する光子の検出数 (N_{50}) を基に再構成している。PMT の光子検出数に対して、水の吸収長や PMT の方向感度などを補正して、有効的な光子検出数 N_{eff} を計算して、エネルギーに換算する。ただし、本研究の解析ではエネルギーの再構成は扱わない。

放射点の再構成

低エネルギー事象の位置の再構成について、LEAF では PMT のヒットタイミングの情報を用いる。荷電粒子が方向 \vec{d} に移動し、チェレンコフ放射が起きた（放射位置 \vec{v}_{vtx} ）とすると、低エネルギー事象においては、Bethe-Bloch の式に従い、水中で周囲をイオン化させながらエネルギーを落として数 cm で停止する。したがって、HK 検出器では、チェレンコフ光は \vec{v}_{vtx} から同時に放射されたと近似できる。また、チェレンコフ光が散乱せずに PMT に到達すると仮定すると、飛行時間（Time of Flight ; TOF）を補正した PMT のヒットタイミング分布は、放射発生時刻にピークができる。ある PMT（ヒット時刻 t_i 、位置 \vec{v}_i ）において、TOF 補正後のヒット時刻 t'_i は、

$$t'_i \equiv t_i - |\vec{v}_i - \vec{v}_{\text{vtx}}| \cdot n/c \quad (2.5.1)$$

である。放射位置を再構成するためには、仮定した再構成位置について尤度関数による評価を複数のステップで行い、最大の尤度を持つ再構成位置候補を放射点として決定する。チェレンコフ事象について尤度関数 L を次の様に定義する：

$$L(\vec{v}_{\text{vtx}} | \{\text{PMT hit} : \vec{v}_i, t_i\}) \equiv \prod_{i=0}^{\# \text{ of hits}} P_{\text{timing}}(t'_i | \vec{v}_{\text{vtx}}) \quad (2.5.2)$$

ここで、 P_{timing} はチェレンコフ事象における PMT のヒットタイミング（TOF 補正）の確率密度関数である。

運動方向の再構成

低エネルギー事象の方向の再構成に関して、LEAF では PMT のヒットパターンに対して、チェレンコフリングのパターンを最尤法でフィット（方位角の対称性をチェックする円形 KS 検定）を行っている。放射位置 \vec{v}_{vtx} は再構成されているとして、尤度関数 L_{dir} を最大化する方向 \vec{d} を運動方向と決定する。

$$L_{\text{dir}}(\vec{d} | \{\text{PMT hit in 20 ns} : \vec{v}_i, \vec{v}_{\text{vtx}}\}) \equiv \sum_i \log[f(\cos \beta_i)] \frac{\cos \theta_i}{a(\theta_i)} \quad (2.5.3)$$

放射位置からの TOF 補正をしたヒットタイミング分布 $\{t'_i\}$ において、ピーク前後の 20 ns にある光子の検出情報について和を取っている。ここで、 $\beta \equiv \text{Angle}(\vec{v}_i - \vec{v}_{\text{vtx}}, \vec{d})$ で、 $\text{Angle}(\vec{v}, \vec{u})$ は \vec{v}, \vec{u} のなす角、 f は、チェレンコフ光の方向分布の確率密度関数で $\cos \theta \sim 0.7$ 付近にピークを持つ分布である。 θ_i は PMT に入射する光の、PMT に対する天頂角、 $a(\theta_i)$ は PMT の入射方向に対するアクセプタンスの補正である。

2.6 中性子信号検出

HK は純水で満たされる予定で、ニュートリノの相互作用等の結果生じた中性子由来の信号は、中性子が検出器内の水素原子核によって捕獲された際に放出される 2.2 MeV の γ 線となる。中性子は純水中では約 200 μs 以内で水分子中の水素原子核に捕獲され、以下の反応により γ 線を放出する。



従って、中性子由来の信号を同定する際には、この捕獲反応で放出される 2.2 MeV の γ 線を探索する。エネルギーが低いため、PMT のヒット本数が少なく中性子検出の効率は PMT のダークレートに大きく依存する。本研究では 5 章で、HK 検出器において ID の 50 cm 口径 PMT の配置や性能が中性子の同定効率に与える影響の評価を行う。

2.6.1 中性子信号検出の物理への効果

中性子由来の信号を同定することができれば、後述の超新星ニュートリノの電子ニュートリノに対して、逆 β 崩壊で中性子を生じる反電子ニュートリノとの識別が可能となる。その他にも、反応過程における中性子生成数の違いによる事象の区別や中性子生成を伴うバックグラウンド事象を取り除くことによる物理への効果が期待される。本節では、中性子事象信号検出が与える物理への効果について述べる。

大気ニュートリノ

A.2 節で、大気ニュートリノが地球内部を通過する際の物質効果から、質量階層性を決定を目指していることについて述べている。質量階層性によってニュートリノと反ニュートリノの振動確率が異なっていることについて、特に 2 ~ 10 GeV における振動の違いに注目している。このエネルギー領域ではニュートリノ相互作用に伴って一つまたは複数の中性子が生成される。生成過程としては以下の 3 つが挙げられる。

• 1 次ニュートリノ相互作用

荷電準非弾性散乱 ($\nu_l + n \rightarrow l + p$, $\bar{\nu}_l + p \rightarrow \bar{l} + n$ (2.4.1 節参照)) によって、ニュートリノは陽子を生成する。一方で、反ニュートリノは中性子を生成する。

• ハドロン終状態相互作用

1 次相互作用において、生成された陽子や荷電 π 中間子などのハドロン ($\nu + N \rightarrow \nu + N' + \text{hadrons}$, $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi$, $\nu + {}^{16}\text{O} \rightarrow \text{lepton}^\pm + \pi^\mp + {}^{16}\text{O}$ (2.4.1 節参照)) が反応を起こした原子核を脱出する前に相互作用して中性子を生成する。

• ハドロン 2 次相互作用

1 次相互作用において、生成された陽子や荷電 π 中間子などのハドロンが、反応を起こした原子核を離れ、他の原子核と相互作用して中性子を生成する。

上記のうち 1 次ニュートリノの相互作用において、最終的に生成される中性子の数がニュートリノと反ニュートリノで異なるため、中性子事象の同定がニュートリノ・反ニュートリノ事象の区別に活かすことができる。

陽子崩壊探索

陽子崩壊探索において主なバックグラウンドは大気ニュートリノに起因するものであるが、前述のように大気ニュートリノは相互作用によって直接的に中性子を生成するか、生成されたハドロンとの二次的な相互作用により間接的に中性子を生成する。一方で、陽子崩壊事象が中性子を伴うことは稀である。MCの研究に基づくと、 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ 探索に対する大気ニュートリノ背景事象のうち、終状態に少なくとも1つの中性子を伴うものの割合は80%以上である一方で、陽子崩壊事象の4%中性子を伴う。

中性子同定によりバックグラウンドが低減されると図 2.7 に示すように、感度が大きく向上する。バックグラウンド低減により、陽子崩壊が観測されない場合、 10^{35} 年の寿命制限に達するまでに 3.0 Mton·year 程度の観測がとなる一方で、バックグラウンドの低減がない場合は、7.0 Mton·year が必要となる。このように $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ を含む多くの崩壊モードで中性子同定による大気ニュートリノのバックグラウンドの低減に伴う感度向上が見込まれる。

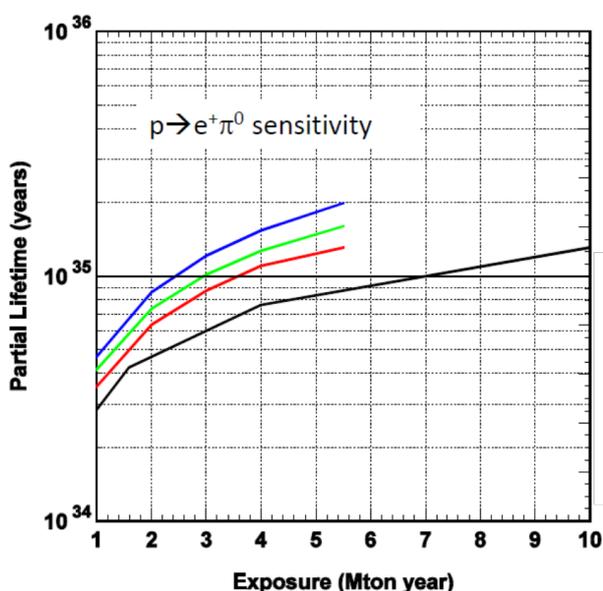


図 2.7: $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ モードに対する HK の陽子崩壊の観測期間における感度 [13]。黒線は、SK と同等の性能を仮定した場合の感度を示している。赤線は、自由陽子の崩壊が優勢な領域 ($p_{tot} < 100\text{MeV}/c^2$) と束縛陽子の崩壊が優勢な領域 ($p_{tot} > 100\text{MeV}/c^2$) に分けた場合で、緑 (青) 線が、バックグラウンドが 50% (70%) 低減した場合を示している。

超新星ニュートリノ・超新星背景ニュートリノ観測

超新星由来のニュートリノや超新星背景ニュートリノは、数 MeV ~ 10 MeV 程度の低エネルギーであり、主な反応は (反) 電子ニュートリノによる。従って、考えられる反応過程を列挙すると (ν は反ニュートリノを含む全フレーバーとする)

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (2.6.2)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.6.3)$$

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (2.6.4)$$

が考えられる。HK の純水において主要な反応は式 2.6.3 に示す水素原子核の陽子との逆 β 反応 (inverse beta decay; IBD) である。また、 $\nu_e \cdot \bar{\nu}_e$ 反応の生成粒子の違いは、電子・陽電子の電荷と、陽子・中性子となる。HK では検出器に磁場がないので電荷の識別ができず、電子、陽電子が作るチェレンコフリングに違いがないため、生成粒子の電子・陽電子から $\nu_e \cdot \bar{\nu}_e$ の区別はできない。一方で生成される陽子・中性子に注目すると、まず ν_e の反応は酸素原子核中の中性子との反応であり、生成される陽子は原子核からは放出されず、酸素原子核が窒素原子核に変換される。ただし、数 GeV のエネルギー領域では、陽子も原子核外に放出されるが、この場合も陽子がチェレンコフ光を放射するための、500 MeV 以上の運動エネルギーを持たないため検出されない。一方で、IBD で生成された中性子は捕獲反応後の 2.2 MeV の γ 線の検出で同定できる。このように、中性子を同定することで、ニュートリノと反ニュートリノを識別できる。

超新星爆発の観測においてニュートリノは超新星爆発由来の光が観測される前に到達すると考えられるので、超新星爆発の到来方向の特定ができれば、電波望遠鏡での観測などに活かすことも可能になる。しかし、上述の IBD は方向感度を持たないため、方向感度を持つ他の反応を選択的に測定することが必要となる。この選択の際にも中性子の有無や中性子数の違いを使った選別が利用可能である。また SRN の観測においても図 2.8 で示されるように、中性子検出の有無により、イベントとバックグラウンドの識別に大きな差が出ると考えられる。核破碎生成物からの高いバックグラウンドのため、SRN 信号の検出は約 16 MeV 以上に限られており、30 MeV 以上では大気ニュートリノのバックグラウンドによって信号を検出が妨げられることがわかる。

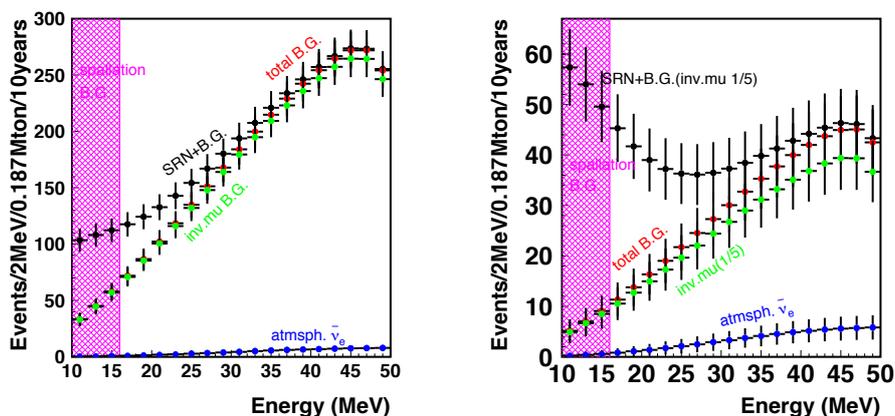


図 2.8: HK において 10 年間測定で期待される SRN 信号スペクトル [13]。左図は、信号の選択効率を 90 % と仮定して、中性子同定を行わない場合を示す。右図は中性子検出効率を 67 % として中性子同定を適用した場合 (大気ミュニュートリノによって生じるチェレンコフ閾値以下のミュオンからの崩壊電子と ν_e 成分からのバックグラウンド (見えないミュオン) 低減のためのプレガンマカットが適用されている)。黒点は信号とバックグラウンドの和、赤点はバックグラウンドを示す。緑と青は見えないミュオンのバックグラウンドの寄与を示す。

放射性同位体による背景事象の影響の抑制

低エネルギーで対象となる SRN や太陽ニュートリノ、原子炉ニュートリノのエネルギー領域は数 MeV ~ 数十 MeV であり、特に 20 MeV 以下の領域では放射性同位体による背景事象の影響を大きく受ける。放射性同位体の発生源としては検出器等の素材からの Rn・Tl や宇宙線ミュオンの核破碎が考えられる。

- Rn

Rn は、検出器を構成する素材から発生するため、HK の水タンクの壁面付近に多く存在する。これを水槽内に攪拌しないように温度と流量のバランスで内部の水の流れを制御する必要がある。こうした影響により SK では電子ニュートリノの弾性散乱を用いた太陽ニュートリノの観測におけるエネルギー閾値を 3.5 MeV に制限している。Rn 濃度については、SK と同程度になると予想されており、低エネルギーの解析は ID において通常内壁から 2 m より内側の体積を有感体積 (fiducial volume; FV) として、検出器のより中央側の体積だけを利用している。HK でも同様に解析を行うことが想定される。

またトリウム系列の Tl もバックグラウンド源になる可能性があるが、SK の水中における濃度はラドンより遥かに小さく、影響は少ないと考えられる。

・宇宙線ミュオンの核破砕

宇宙線ミュオンの核破砕反応に由来する放射性同位体は、ミュオンの飛跡の周囲に多く分布するため、対応するミュオンの位置・方向との相関で比較し、核破砕生成物を同定し、除去が行われる。

上記の要因のうち核破砕反応について、反応によって生成された原子核が逆 β 反応を起こしてできたレプトンや中性子がニュートリノ起因でない偽の信号を作ることになる。この反応は宇宙線ミュオンが飛来して $\sim 10 \mu\text{s}$ 間続くことがあり、その間が不感時間になることを避けるには、核破砕反応がの発生の検知や発生位置の特定が重要となる。この際に中性子信号の検出で反応の有無の特定や位置の再構成が、背景事象の影響の抑制に活かされると考えられる。

第3章

50 cm 口径光電子増倍管

光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube; PMT) とは光を電気信号に変換する装置である。HK の内部検出器 (ID) の光検出器として採用された 50 cm 口径 Box & Line 光電子増倍管 R12860 (HKPMT) の生産が 2020 年から開始されている。これは HK の内壁面に放出されるチェレンコフ光をより効率的に捉えるために開発された PMT であり、SK において用いられている 50 cm 口径光電子増倍管 R3600 (SKPMT) やカムランドで使用されている 43 cm 口径光電子増倍管をベースに開発された。SKPMT と比較した際の主な変更点は、光電面改良によって量子効率 (Quantum Efficiency; QE) が向上したこと、ダイノードの構造を Venetian Blind 型から Box & Line 型に変えたことが挙げられる。Box & Line 型にしたことにより、高い収集効率 (Collection Efficiency; CE) が得られた。また、増幅経路がより単一化したことによって、時間分解能 (Transit Time Spread; TTS) と電荷分解能が向上が確認されている。また、HKPMT は深さ 60 m 程の水中で用いることを想定しているため、0.95 MPa 以上の耐圧性能を持っている。本章では 50cm 口径光電子増倍管についての基本特性、HKPMT の開発過程・期待される性能について述べる。

3.1 光電子増倍管 (PMT)

HKPMT はガラス管に封じられた真空管であり、入射窓、光電面 (陰極)、収束電極、ダイノード、陽極で構成されている。PMT に光が入射すると、外部光電効果によって光電面内の電子が励起し、真空中に光電子を放出する。光電子は収束電極により、加速・収束して第 1 ダイノードに衝突し 2 次電子を放出する。この 2 次電子がそれ以降の電子増倍部に衝突して 2 次電子放出を繰り返すことで、電子増幅する。最終ダイノードから放出される 2 次電子数 (ゲイン) は、HKPMT では $10^7 \sim 10^8$ 程度になり、これを陽極より電気信号として読み出している。また、この時の電気信号を後に出てくるアフターパルス等 (3.1.1 節) と区別するためにメインパルスと呼ぶ。

3.1.1 光電子増倍管の諸特性

本節では、特に 4 章の 50cm 口径光電子増倍管の長期測定で評価を行う項目を含む PMT の基本的な特性について説明する。

収集効率 (Collection efficiency; CE)

PMT において、収集効率とは光電面から出た光電子数と最終的に陽極から出力されるパルス数の割合と定義される。高い収集効率のためには、光電面から第 1 ダイノードに入射した光電子が最終ダイノードに到達するまで経路を外れることなく増幅される必要があるが、その中でも第 1 ダイノードでの光電子の入射位置が重要となる。これは後段のダイノードでは 2 次電子の数が多くなるため、経路を外れる電子が生じても収集効率へほとんど寄与しないためである。収集効率は、エネルギー分解能や SN 比、検出効率に直接影響する。ここで、検出効率とは、4 章の長期測定のように 1 光電子を検出するような微弱光測定において PMT に入射する光を検出する割合を意味し、光電面の量子効率 (Quantum efficiency; QE) と収集効率の積で表される。

ゲイン (電流増幅率)

ゲインは、陽極からの出力電流 (陽極電流) と陰極からの光電子流 (陰極電流) との比で表される。電子がダイノードに衝突した際に生じる 2 次電子放出比 δ はダイノード間の電圧 E の関数で、 $\delta = a \cdot E^k$ で表される (ここで、 a は定数、 k は電極の構造・材質で決まる定数で 0.7 ~ 0.8 程度である)。光電面から放出された光電子流 I_k は、第 1 ダイノードに入射して 2 次電子流 I_{d1} を放出する。このとき第 1 ダイノードにおける二次電子放出比 δ_1 は

$$\delta_1 = \frac{I_{d1}}{I_k} \quad (3.1.1)$$

と表される。第 2 ダイノード以後の n 段目の 2 次電子放出比も同様に δ_n は $\delta_n = I_{dn}/I_{d(n-1)}$ で表されるため、陽極電流 I_p は、収集効率を α とすると

$$I_p = I_k \cdot \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \dots \delta_n \quad (3.1.2)$$

で表される。この $\alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \dots \delta_n$ がゲインである。また、等分割デバイダの場合、PMT のダイノードの数を n とすると $V = (n + 1)E$ であるため、ゲイン μ の供給電圧 V に対する変化は次の式で表される。(ただし、 $\alpha = 1$ とした。)

$$\mu = \delta_1 \cdot \delta_2 \dots \delta_n = (a \cdot E^k)^n = a^n \left(\frac{V}{n + 1} \right)^{kn} \quad (3.1.3)$$

この式からゲインは供給電圧の kn 乗に比例することがわかる。従って、ゲインは PMT に使用する高圧電源のドリフト、リップル、温度変動、入力変動、負荷変動などの安定性に大きな影響を受ける。

時間特性 (Transit Time Spread; TTS)

PMT は時間特性は主に光電面で発生した光電子が陽極まで増幅されるのにかかる走行時間とそのばらつきによって決まっている。その時間はダイノードの構造に大きく依存するが、供給電圧にも依存しており、電界強度を増せば、電子速度が速くなり、走行時間も短くなる。

光電面を単一光子により全面照射した時の単一光電子パルスの走行時間の揺らぎを電子走行時間拡がり (TTS) と呼ぶ。4 章の長期測定において、TTS を光源からの同期信号と PMT からの出力信号との時間差のヒストグラムのピークの半値全幅 (Full Width at Half Maximum; FWHM) として算出している。1 パルスあたりの光電子数が増えるところの特性もよくなり、一般に光電子数の平方根に反比例して TTS は改善される。

ダークレート（暗電流）

PMT を動作させると光の入射がない場合でもわずかながら電流（暗電流）が流れる。ダークレートは、暗電流に起因して PMT 信号の電圧値が閾値を超えるダークヒットの頻度と定義される。ダークレートは PMT を暗中に放置してから安定するのに一般に数日かかる。これは光電面物質が光で活性化してしまうためだと考えられている。またダークヒット発生の要因として主なものを次に列挙する。

1. 光電面、ダイノード面からの熱電子放出
2. 管内の陽極と他の電極間、およびシステムにおいて陽極ピンと他のピン間の漏洩電流
3. ガラス、電極支持材の発光
4. 電界放出
5. 残留ガスのイオン化（イオンフィードバック）
6. 宇宙線やガラス中の放射性同位元素からの放射線や環境 γ 線によるガラスの発光

残留ガスのイオン化における暗電流は後述のアフターパルスとして検出される。また光電面からの熱電子の放出について、引き出し電圧がない際の電流密度 j_0 は Richardson-Dashman の式と呼ばれ、以下のように書ける。

$$j_0 = A_0 T^2 \exp\left\{-\frac{\phi}{k_B T}\right\} \quad (3.1.4)$$

ここで、 A_0 は Richardson 定数、 k_B はボルツマン定数、 T は温度、 ϕ は仕事関数である。PMT の光電面には引き出し電圧がかかっているのでその補正項が加えられ、その時の電場を E とすると電流密度 j は以下のように書ける。

$$j = A_0 T^2 \exp\left\{-\frac{\phi - \Delta\phi}{k_B T}\right\} = j_0 \exp\left\{\left(\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}\right)^{1/2} / T\right\} \quad (3.1.5)$$

ここで、 e は電荷素量、 ϵ_0 は真空の誘電率である。

HKPMT のダークレートは感度向上のための開発とダークレート低減のための改良（3.2 節）を経て 4 kHz が見込まれている。HKPMT の動作予定温度である HK で想定水温の 14°C 付近でのダークレートの要因は、一般に光電面からの熱電子が主なものだと考えられていた。そのため、SKPMT のダークレート 3 kHz からスケールした HKPMT のダークレートは 3×1.5 kHz 程度と予想でき、4 kHz は達成可能な範囲であると考えられ、改良が進められた。ただし、HKPMT において熱電子由来でないダークレートの主要な要因として、ガラスの発光に起因する連続パルスが確認されており、これはダークレートの約半分を占めていることが明らかになっている。HKPMT におけるダークレート低減に関する詳細は 3.2.4、3.2.5 節で述べる。

アフターパルス（・レイトパルス・プリパルス）

PMT では光電子の増幅過程においてアフターパルスと呼ばれる電気信号が発生する。アフターパルスにはメインパルス直後に発生する速い成分（HKPMT で数 ns から約百 ns 後）と、更に遅れて分布する遅い成分（数百 ns から数 μ s）があり、各々原因が異なる。一般的にアフターパルスは後者を指し、前者はレイトパルスと呼ばれる。アフターパルスは信号に伴い遅延して現れるので、ミューオンの崩壊で生じる電子などの遅延信号を見たいときなどにバックグラウンドになる。

速い成分のレイトパルスの多くは、第 1 ダイノードでの弾性散乱電子によって起こる。一般には時間遅れが小さいので、後続の信号処理回路の時定数に隠れてしまい問題とならない場合が多い。一方、遅い成分のアフ

ターパルスは、光電子増倍管の残留ガスが電子との衝突によってイオン化され、このうちの正イオンが光電面などに戻る（イオンフィードバック）により、多数の光電子を発生させるために起こる。アフターパルスの大きさもイオンの種類や発生場所によって異なる。光電面までの飛距離が長い大口径の HKPMT では、メインパルスからの遅れが $2 \mu\text{s} \sim 40 \mu\text{s}$ 程度である。

実際の計測では、アフターパルスの頻度あるいは電荷量が問題となることがある。高い印加電圧などによりゲインが高い場合、発生イオン数が同じでも出力電荷量は大きくなる傾向がある。一方、4章の長期測定におけるようなフォトンカウンティングなどのパルス計数法では、ある閾値を超えたアフターパルスの頻度のみが問題となる。メインパルスとの強度の比もダイノード構造や残留ガスの濃度によって変わるが、HKPMT は改良を経て 5 % 程度と見込まれている。

また、メインパルスの直前に光電面の透過光による疑似パルスとしてプリパルスが観測されることがある。これはメインパルスとの時間差が小さく、第 1 ダイノードで増幅されない分、波高値も小さいため、問題となることは少ないが HKPMT でも確認されている。

3.2 新型検出器の開発

HK では、水を標的かつ検出層としており、ニュートリノが水中の電子や原子核と相互作用したり、核子が崩壊した際に生じる荷電粒子が水中で発するチェレンコフリングパターンを検出している。そのために内水槽では大量の大口径 PMT を水中に配置し、各 PMT で光子が検出された時間と光量を取得している。5章での扱う低エネルギー事象の中性子同定などにおいては、複数の PMT で同時にヒットが確認されると記録されたデータを元に対象となる候補事象の探索が行われる。候補事象では各 PMT にヒットが記録された時間を元に反応位置を再構成している。また高エネルギー事象では PMT に記録された光量も利用してニュートリノの種類やエネルギーも決定される。そのため、PMT の性能が HK 検出器全体の性能に大きなインパクトを与える。HKPMT に関わる開発としては、PMT 自体の開発に加えて、PMT カバーの開発も行われてきた。PMT についてはダイノード構造、ノイズ対策、ガラス対策、放射性ラドン放出の低減、高強度化など多くの側面から性能向上のための開発が行われてきた。本節では PMT の開発について主な変更点であるダイノード構造と 4章で評価する PMT のダークレートに関わるノイズ対策、ガラス対策について述べる。また本節と次節の HKPMT の開発と性能の検証については主に [13, 24] に基づいている。

3.2.1 光検出器の要件

粒子情報を再構成するために求められる光検出性能について述べる。時間分解能に関しては、各 PMT の検出時間から光の発生点を再構成するために、 2 ns 程度の時間分解能 (σ) が必要となる。また低エネルギー事象において、同時にヒットする PMT の数は 10 本に満たないこともあり、数 MeV の事象を観測するために高い電荷分解能や検出効率に加えて、バックグラウンドとなるダークレートを低く抑えることが求められる。一方で、HK で観測対象としては $\sim 100 \text{ GeV}$ を超える高エネルギーのニュートリノも含まれるため、1 光電子から 1000 光電子以上の範囲で光を検出できることが必要とされる。また、HK において短時間にバーストとして検出される超新星爆発を観測するには、 $\sim 10 \text{ MHz}$ を超える高レートに対する耐性も必要となる。さらに SK の 40 m より深い 70 m における高い水圧に耐え、水中で長年使用できる必要がある。これらの要求を満たす検出性能と安全性の実現に向けて、新型検出器の開発が進められてきた。

表 3.1 にこれまでの開発の過程を経て選ばれた R12860 の HKPMT の基本仕様と納入開始に際して策定さ

れた技術的要件をまとめた。主に4章の長期測定におけるHKPMT性能評価に関わる項目について抜粋しており、4章では納入されたHKPMTがこれらの基準を満たすか評価している。PV比とは単一光電子計数測定においてPMT増幅信号の電荷分布における1光電子(p.e.) Peakと、0光電子(ペDESTAL)と1 p.e. との間のValleyの比率であり、PV比が大きいほど1 p.e. をペDESTALとを分離でき、低光量の光を精度良く検出できることを意味している。またHK検出器において留意が必要な点は、超純水中におけるチェレンコフ光の減衰である。SKに対して有感体積が約8倍になることから、SKで使用されている従来の光検出器では、各光検出器に対するチェレンコフ光の検出効率の減少が避けられない。このことは、低エネルギーニュートリノ観測において特に影響を与える。また、SKPMTのVenetian Blind型という大規模な構造のダイノードは、HKでは光検出器の数も増大を考えるとコストも問題となる。これらの課題を解決するため、浜松ホトニクス社と共同で新型光検出器の開発が行われ、光電面の高QE化や低コスト化に向けた取り組みが行われてきた。

表 3.1: HKPMT(R12860) の基本仕様と納入されるHKPMTに対する技術的要件(抜粋) [25]

項目	R12860	技術的要件	条件
口径	50 cm	50.8 ± 0.3 cm	ガラスバルブの最大直径
光電面	バイアルカリ金属		
ガラス	ホウケイ酸ガラス	ウラン 238 系列 (U 系列) : 30 Bq 未満 トリウム 232 系列 (Th 系列) : 10 Bq 未満 カリウム 40(⁴⁰ K) : 15 Bq 未満 ZrO ₂ : 0.10 wt% 未満	放射線物質の総量
ダイノード	Box & Line		
重量	9 kg (ケーブルなし)	12.5 kg 以下	ケーブル (20 m) 込の総重量
寿命		20 年以上	
検出効率		平均値: 26 % 以上	*1 単一光電子計数測定
収集効率 (CE)		平均値: 85 % 以上	
量子効率 (QE)		最大値の平均値: 30 % 以上	QE が最大になる波長の平均値が 370~420 nm
高電圧		10 ⁷ のゲインに相当する高電圧について ・平均値: 1600 V 以上 2000 V 未満 ・全数: 1600 V 以上 2200 V 未満	
ゲイン		変化率: 24 時間以内で平均値の ± 2 % 以内 10 年間のゲインの減少率が 20% を超えない	*1 単一光電子計数測定
暗電流		ダークレート: 全ての PMT で 10kHz 以下、 安定後 1 週間にわたり ± 0.5 kHz 以内で安定 *2 スパイク: 1 週間観測されない	信号閾値-1.0 mV, 14°C, 1 μs カウント幅, 100 mG 以下の磁場環境 1 ヶ月以上暗中に安置
TTS (FWHM)		平均値: 5.2 ns 以下	*1 単一光電子計数測定
立ち上がり時間		平均値: 10 ns 以下	波高が 10% から 90% になる時間
PV 比		平均値: 3 以上、全数: 2 より大きい	*1 単一光電子計数測定
電荷分解能		50 % 未満	*1 単一光電子計数測定
フラッシュャー		フラッシュャー事象を生成しない	隣接 PMT が 350 光子以上を検出する事象
アフターパルス		平均値: 5 % 以下、全数: 10 % より低い	信号閾値 - 1.0 mV、 0.5 ~ 40 μs 時間幅での計数率

動作電圧に関しては、コメントがない限り光電子増倍管のゲインが 10⁷ に相当する光電圧供給値とする。

*1 測定条件として、信号閾値は-1.0 mV であり、トリガー占有率が 5 % 未満の光の強度で光電面に均一に照射すること。

*2 スパイク (バースト) とは、1 分平均でのダークレートが 1 週間の平均値より 1 kHz 以上異なる状態と定義する。

3.2.2 新型 50 cm 口径光電子増倍管候補

HK の光検出器候補として SKPMT 以外に新型光検出器の候補が 2 つ検討されていた。1 つは SKPMT のダイノード構造である Venetian Blind 型から、Box & Line 型に変更する PMT である。Venetian Blind 型は細かな金属部品で構成される大規模なダイノード構造になっているのに対して、Box & Line 型のシンプルな構造はコスト面で優れていることに加えて、時間分解能等の高性能化が期待できる構造であった。これらのダイノード構造については後述する。もう 1 つの候補はハイブリッド型光検出器 (HPD) であり、光電子を増倍するために、ダイノードの代わりにアバランシェダイオード (AD) を用いている。印加電圧が 8 kV 程度と大きく、ゲインは $\sim 10^5$ と他の PMT に比べて低いものの、AD を用いることによる非常に高い電荷分解能や時間分解能を実現できることや磁場耐性に強みをもっている。また、AD はシンプルな構造であるため、量産時の品質管理が容易であり、ダイノードに比べて製造コストを低く抑えることができる。しかし、水中での安定動作の実績がほとんどないため実用化に向けた性能評価が行われてきた [26]。またこれらの新型光検出器に対しては、光電面の量子効率 (QE) を高め、従来の SKPMT におけるのピーク値 22 ~ 23% から 30% への高 QE 化の実現に向けた取り組みがなされた。また上記は浜松ホトニクス製の PMT であるが、それ以外では中国 NNVT 社のマイクロチャンネルプレート (MCP) を使った PMT が注目された。MCP PMT は、液体シンチレータを用いたニュートリノ実験を行う JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) のために 50 cm 径 PMT (N6201) が開発されており、これを元に、HK のために時間分解能を高めてダークレートを下げた MCP-PMT (N6203) を開発も取り組みも行われた。これらの候補の中で最終的に HK で採用することとなった HKPMT が高 QE 50 cm 径 Box & Line 型 PMT (R12860) である (図 3.1)。



図 3.1: HKPMT (R12860)

ダイノード構造①: Venetian Blind 型 (SKPMT)

SK では 50 cm 径の Venetian Blind 型 PMT (SKPMT) が ID 用 PMT として用いられており、SK 稼働時から現在までの約 20 年間、安定して稼働している。この SKPMT は元々カミオカンデ実験で使用されていた同じダイノード構造の Venetian Blind 型 PMT (R1449) の改良モデルであり、多段ダイノードをスタドル状に配置している (図 3.2)。この構造は、直径 50 cm という大口径で電子収集効率の一様性を維持するためにダイノードで大規模な構造を作る必要から選ばれた。しかし、図 3.2 に示すように、増幅過程において電子のとりうる経路が多いことによって信号出力時間に不定性が生じて、時間分解能が悪くなることや、電子が初段のダイノードに衝突せず、2 段目のダイノードに当たって増幅された信号が読み出されることが比較的

多い（角度に応じて数 % ～ 十数 % 程度）ことにより電荷分解能が影響を受けることが確認されていた。しかし、SK における 20 年間の稼働実績があることから、光電面を高量子化した高 QE SKPMT が開発され、Venetian Blind 型のダイノード構造を持った PMT が HK 用光検出器の候補の 1 つとなっていた。

ダイノード構造②：Box & Line 型（HKPMT）

Box & Line PMT (R12860) は前述の SKPMT の欠点を改善するために浜松ホトニクスが開発した光電子増倍管である。電子増幅機構が Box 型の初段ダイノードと 2 段目以降の Line 型の多段ダイノードで構成されており、電子が基本的に 1 通りの経路で増幅することが可能となった。このことから時間分解能が大幅に改善され、また、Box 型の初段ダイノードの大型化によって収集効率にも改善が見られた。これらの収集効率と高 QE 光電面を合わせることで、SKPMT を越える性能を持つと期待されている。ただし、構造が非対称であるために、収集効率にも非対称性があり、磁場の影響を受けやすことが確認されている。しかし、ダイノードの構造が単純であるため、低コスト化にもある程度成功しており、最終的に HK 用光検出器のダイノード構造として採用された。

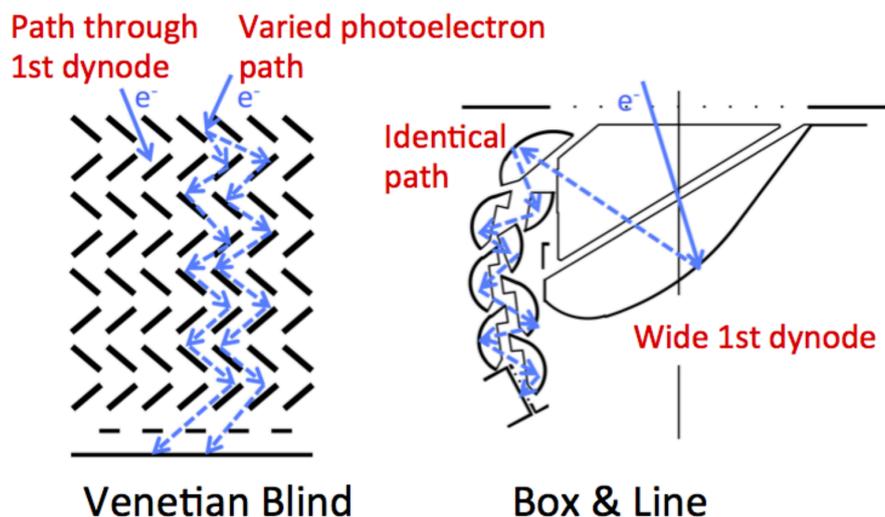


図 3.2: PMT のダイノード構造 [27]。左が SKPMT の Venetian Blind 構造で、右が HKPMT の Box&Line 構造である。

3.2.3 HKPMT (Box & Line 型光電子増倍管)

開発された Box & Line 型の HKPMT は、外面は、ホウケイ酸ガラスのガラスバルブと防水部で構成され、内部に 10 段の Box & Line 型のダイノード構造を持つ直径 50 cm の光電子増倍管である。動作時は外部から約 2 kV の高電圧が、防水部内の電圧分割回路（図 3.3）に供給されゲインは 10^7 程度でダークレートは 4 kHz 程度と見込まれている。図 3.4 のように多くの改良が施されており、例えば、ガラスバルブのネック部に付近に集中していた応力を低減するように設計する（図 3.5；R12860-A）ことに加えて曲率を最適化する（図 3.5；R12860-B）ことで、耐水圧性能は 0.65 MPa から 0.95 MPa 以上への向上が確認されている。

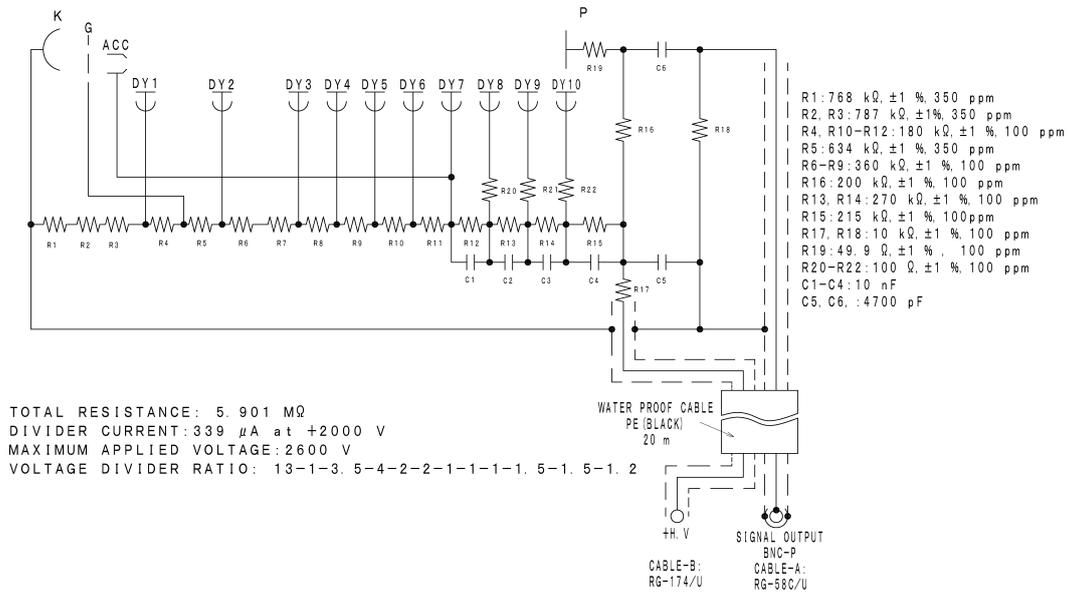


図 3.3: 防水アセンブリ部内蔵デバイダ回路図 [28]

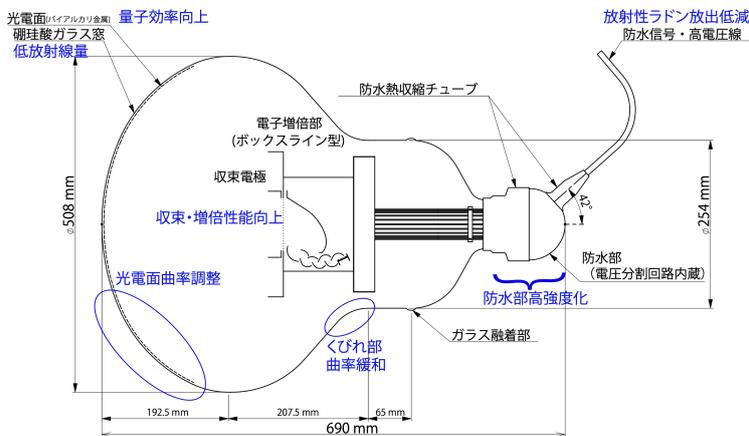


図 3.4: HKPMT (R12860) の主な改良点 [24]

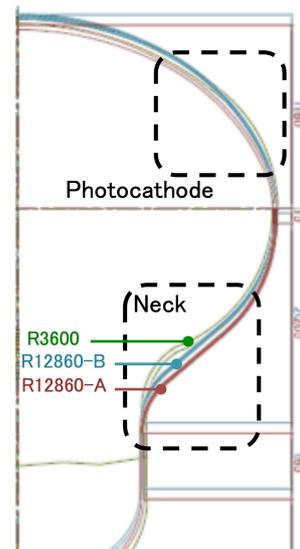


図 3.5: 光電面とくびれ部の曲率の改良 [13]

検出効率

検出効率は量子効率 (QE) と収集効率 (CE) の積で表される。また、1 光電子の検出効率では光電子が各ダイノードで増幅され、得られる信号が閾値電圧以上である効率 (ヒット効率) も含まれる。受光面が大口径になるほど、収集効率とヒット効率の磁場や電圧に対する依存性が大きくなることに留意する必要がある。光の入射位置によらず広く一様な検出効率を得るための開発が進められ、光電面の改良による QE 向上とダイノード構造の調整等による CE 向上によって単一光子検出効率は SKPMT の 2 倍程度となっている。

QE について光電面には光電効果により光子を光電子に変換するためのバイアルカリが蒸着されている。HKPMT ではアンチモンを下地にカリウムとセシウムを蒸着させたバイアルカリ金属の光電面材質 (Sb-K-Cs) を用いており、PMT の高 QE 化の結果として 300 から 650nm に感度を持つ QE 波長分布の形状は変わらず、400nm 付近のピーク値は 22 % から 30 % へ向上が確認されている (図 3.6)。製法の調整によって光電面の厚み等が改善されたことで、光の反射による損失を下げて吸収効率が向上し、光電子が飛び出しやすくなっている。しかし、光電面の仕事関数が小さくなったことでダークノイズの要因の 1 つである熱電子の放出も増加する (式 3.1.4)。そのため、高 QE 化当初の Box & Line 型 PMT では、ダークレートが 20 kHz を超えて、目標とする 4 kHz と大きく乖離していた。

CE については、Box & Line 型のダイノード構造の採用に加え、ガラスの曲率と集光電極の最適化によって向上している。SKPMT の Venetian Blind 型ダイノードでは、電場を調整するためにダイノードの前に異なる電位の金属メッシュ板を 3 層並べている。3 層合わせたメッシュ穴の開口率は 79 % であり、SKPMT のダイノード構造自体の収集効率は計算値で 86 % であるため、実際の収集効率は 68 % であった。HKPMT でも、斜めに傾いたボックス型の第一ダイノードで電場が非対称にならないように、ボックス型開口部にメッシュ板が 1 層あって電場を調整している。メッシュ穴の開口率は 97 % であることに加えて、ほぼすべての光電子を受け入れることができる広い第 1 ボックスダイノードをもつ電極構造による収集効率は 98 % となるため、実際の収集効率は 95 % と高い値を実現する構造ができています。HKPMT の収集効率は SKPMT より 1.4 倍高くなり、QE 向上分を考慮すると検出効率は約 2 倍となっている。

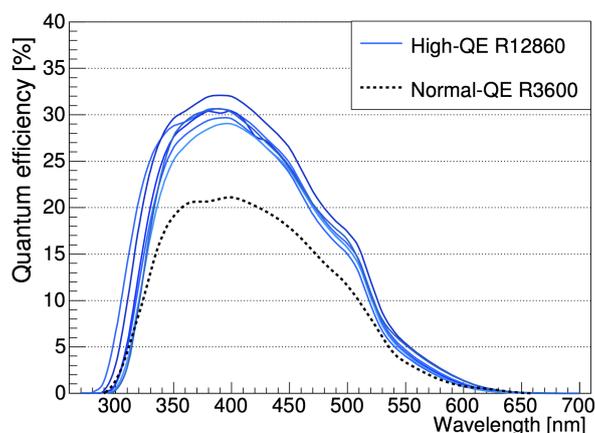


図 3.6: 6 つの高 QE HKPMT(R12860) と SKPMT(R3600) の QE 測定値 [13]。

また光電子が光電面から初段のダイノードに到達する際の CE は、QE と同様に 1 光子信号の検出に関わっており、第 1 ダイノード収集効率と呼ばれる。特にこの入射方向依存性はダイノード構造やそれに起因する電場設計・周辺磁場に依存するため、受光面全体でできるだけ電子軌道が均一になるように設計が進められた。光電面の形状とダイノードの形状・位置を調整して有効径 (出力低下が半分以下に収まる範囲) が 49cm 径となっている。調整によりボックス型ダイノードの開口面積は 1.7 倍になり、加速電極も追加された。図 3.7 は 1 光子検出効率の入射位置依存性をダイノードに対し 2 方向で測定した結果を、SKPMT と比較して相対的に示している。SKPMT が 46 cm の領域で 73 % の CE であるのに対し、HKPMT は同じ領域で 95 % に達し、50 cm の領域全体でも 87 % という高い効率を保っていることもあり、大口径の端まで広く均一な検出応答を得られることが確認できる。

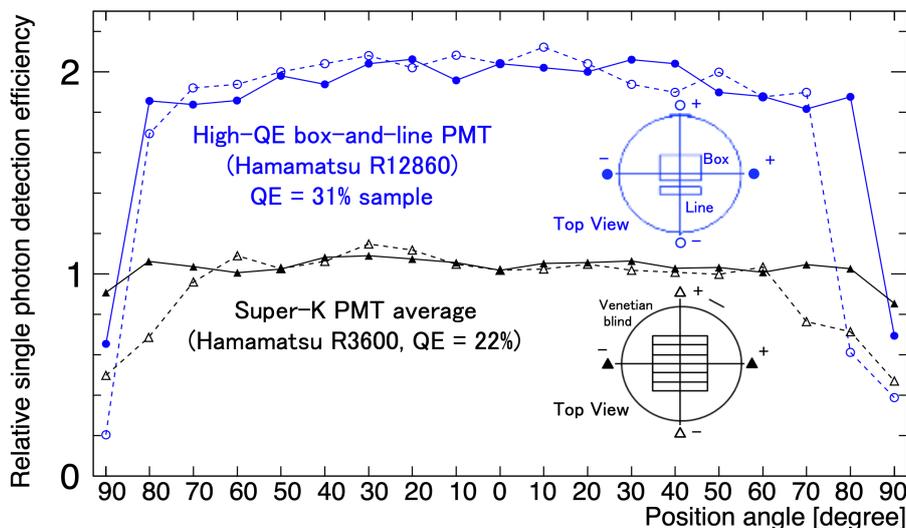


図 3.7: HKPMT (R12860) の SKPMT (R3600) に対する受光面上の 1 光子相対検出効率 (角度は、PMT 中心で 0、端で $\pm 90^\circ$ である) [13]。破線は Box & Line 型のダイノード構造の対称線に沿ったスキャン、実線は対称線に直交する方向に沿ったスキャンの結果である。検出効率は、単一光電子測定における QE、CE と 1/4 p.e. 閾値での効率を反映している。

第 2 ダイノード以降のダイノードでの CE はゲインの値に影響する。Venetian Blind 型のダイノードでは、入射する電子の角度によってダイノード板をすり抜ける電子が生じることがあった場合にゲインが低下し、分解能が悪くなることがあった。Box & Line 型ダイノードでも、光電面上の特定の位置に光が入射する場合、特に磁場があるとゲイン低下してしまっていた。HKPMT のような 50 cm 径の PMT における電子軌道においては地磁気の影響が無視できないため、HK でも SK と同様にタンク壁に地磁気を打ち消すためのコイルを設置される。対策後の残留磁場が十分収まる磁場 ± 100 mG の範囲内での光の入射方向によるゲイン等の性能の低下を防ぐため、時間性能と全体の収集効率を保つようにダイノードの位置や形状が調整された。図 3.8 にシミュレーションで得られた入射位置による出力分布の比較を示す。HKPMT は非対称なダイノード構造を持つにもかかわらず、SKPMT よりも PMT 全面で均一な出力が得られていることがわかる。またこれらの改良を行なった HKPMT について神岡坑内で、計算値と同様にゲイン・収集効率・到達時間・時間分解能の一様性が向上が確認されている。

1 光電子を検出する際に各 PMT 波高に設定するヒットの閾値は、SK では 1/4 p.e. 相当に設定されている。HKPMT では時間応答が良く信号の立ち上がりが鋭いため、同じ電荷でも波高が 1.5 倍ほど高く、1/6 p.e. 閾値電圧でも高い効率でヒットを取得できるとして HK ではヒット閾値を 1/6 p.e. で設定する。また入射位置や磁場によるゲインの低下が SKPMT に比べ改善したため、PV 比が向上 (ペDESTAL 付近のテールが減少) し、1 光電子の識別精度が向上している。

3.2.4 ノイズ

暗電流によるヒットは HK において、PMT ヒットの大半を占めることになり、事象識別や再構成精度に影響を与える。3.1.1 節で述べたダークヒットの要因のうち、光検出器に起因するものとしては、熱電子による暗電流、アフターパルス、放射性同位体起因の発光ノイズ、増倍中や放電による発光ノイズが挙げられる。特

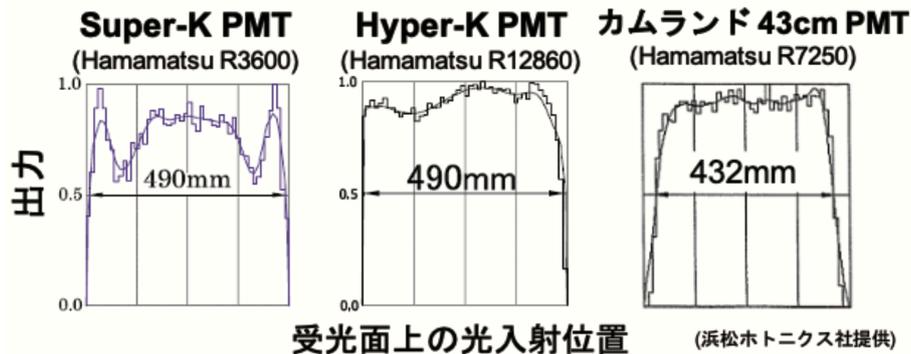


図 3.8: 非一様性が最も大きいダイノード断面上の方向におけるシミュレーションで得られた PMT の出力一様性 [24]。CE 50 % 以上の光電面領域は、SKPMT が 46 cm、カムランドの PMT が 43.2 cm であるのに対し、HKPMT は 49.2 cm となっている。

に大きな発光ノイズは物理事象と区別することが困難であるため、低頻度でも問題となる。

アフターパルスの発生確率は、SKPMT では 1 光電子に対して 1 % 程度であった。一方、Box & Line 型はダイノードが光電面に対して広く開かれているため、ガスイオンの逆流が起こりやすい。これに対して、ダイノードの形状の調整や内部の残留ガスの除去が行われ、当初の 30 % から 5 % まで低減された。

高 QE 化により光電面の仕事関数が下がることで熱電子の発生頻度も上昇し、収集効率も向上したため、ダークレートは増加した。それに加えて、HK には 20,000 本の HKPMT が設置されるため、特に低エネルギー事象において各 HKPMT のダークレートが高いと同時にヒットしたと判定される PMT 数も増加し、偽のイベントトリガーが生じやすくなるため事象の識別精度が低下する懸念がある。そして、反ニュートリノ識別に利用される中性子事象の同定のための 2.2 MeV γ の検出にも影響する（詳細は 5 章で扱う）。HK で目指す物理感度から、HKPMT 開発当初の 20 kHz から SKPMT と同程度の 4 kHz まで低減させる必要があった。ダークレートは温度に依存して変化するが、HK において想定させる水温の 14°C における要因としては 3.1.1 節で述べたように、光電面からの熱電子放出が主な要因と考えられており、14°C で安定化させた際のダークレートで評価が行われており、長期間に及ぶ光電面製法条件の最適化の取り組みにより、8 kHz までの低減が確認された。こうした対策に加えてガラスの改良（3.2.5 節）も合わさり、目標のダークレートの達成が確認されている。

3.2.5 ガラス改良

ダークレートの約半数が 10 μ s の時定数を持つガラスの発光によるシンチレーション光に起因すると明らかになり [29]、ガラスに含まれる放射性物質の崩壊等による発光がダークレートに与える影響も無視できないことがわかった。これはダークカウント中で持続発光するシンチレーション光のヒット時間分布が、 α , β 線や宇宙線がガラス中に入射する際の発光と同様に μ s スケールの時定数を持つ指数関数のテールを持つことやシンチレーション光の持続パルス成分が低温で増えていることから判明した。ダークレートの温度依存性について調査の結果を図 3.9 に示す。熱電子によるダークレートは温度が上昇すると増加するためランダム成分の 20°C ~ 25°C の範囲での上昇は熱電子に起因するものが支配的であると考えられる。一方で、連続パルスは温度が低下すると上昇しており、連続パルスをガラスのシンチレーション発光だと考えて矛盾しない。つまり、ガラスの調査によりダークカウント量の大半を占めるとされていた熱電子以外に、放射性同位体の崩壊

数とそれに伴う持続ヒットを含めると、半分ほどがシンチレーション発光であり、検出効率の高い HKPMT では発光の影響を受けやすいとわかった。

その後、ダークレートの抑制を目的としたガラス中の放射性不純物の低減のために、含まれる放射性不純物含有量の測定を元に原材料の変更を行い室温で 8 kHz から 6 kHz までの低減が確認された [30]。ウラン・トリウム系列については、ガラス原材料に放射線量の低い代替候補を使用することで、放射線量の低減が実現した。この際に短波長光の減衰に寄与する III 価鉄イオンの混入量が原材料から減り、ガラスの透過率も向上した。こうした改良により検出光量が 1 割近く増加することが期待されたが、透過率向上によるシンチレーション発光あたりの発光量は 2 割程度増えることがガラス発光測定によって見積もられた。しかしながら、総合するとガラス中の自発発光ヒットレートは合わせて 2 割程度の低減が期待される。こうした種々の改良の結果、最終的に目標の 4 kHz を達成 (B.2 節) し、要求性能を満たした PMT が完成し、2020 年 10 月に量産が開始となっている。

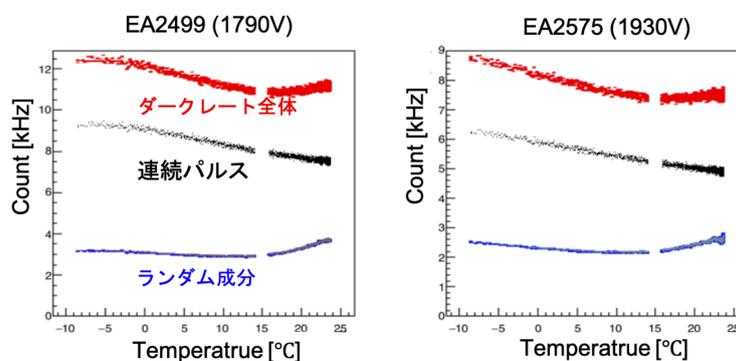


図 3.9: 連続パルスの温度依存性 [29]。ダークレート全体 (赤) が数十 ns のゲート幅で測定を行った結果で、ランダム成分 (青) が 50 μ s のゲート幅で測定を行った結果であり、両者の差が連続パルス (黒) である。

3.3 新型検出器の性能

2018 年に 100 本以上 HKPMT が SK へ取り付けられ、実際にデータを取得して性能が確認されている。図 3.10 に SK における SKPMT と HKPMT の性能の比較結果を示す。HKPMT で検出する光量を SKPMT と比較すると、 1.97 ± 0.10 倍の高い 1 光子検出効率を確認されている。分解能については単色レーザー光で評価し、時間分解能 (σ) は 3.0 ± 0.2 ns から 1.5 ± 0.07 ns への向上が確認された。また取り付け前の較正時においては、取得回路が異なるが約 1 ns の分解能が確認されていた。電荷分解能に関して、1 光電子ピーク電荷の広がり (σ /ピーク) は 54 ± 9 % から 27 ± 4 % への向上が確認された。まとめると検出効率と分解能はそれぞれ 2 倍に向上しており、各性能の個体差のばらつきも小さいことが確認されている。

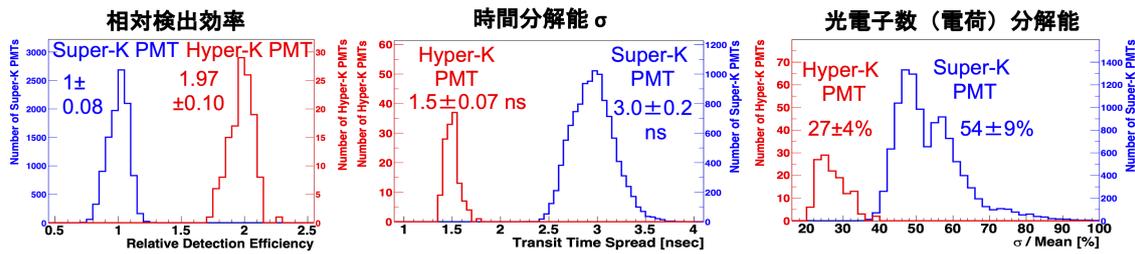


図 3.10: SK 内で評価した各 HKPMT(青) と各 SKPMT(赤) の 1 光子相対検出効率と、1 光電子の時間分解能・光電子数 (電荷) 分解能の分布 [24]。ゲインは 1.7×10^7 に調整している。時間分解能は σ 、電荷分解能は σ/Mean で求めている。

3.3.1 検出性能

時間特性について、SKPMT における単一光電子パルスの立ち上がり時間 (10 % ~ 90 %) は 10.6 ns、FWHM は 3 ns 以上であるのに対し、HKPMT は Line 型ダイノードによって電子軌道が揃うことで向上し、立ち上がり時間が 6.7 ns、FWHM は 2 ns 以下であることが見込まれている。また、PMT 内の電圧分割回路中で抵抗を追加・調整により波形のリングングやオーバーシュートを抑制されるように対策している。光電面に光が入射してから信号到達するまでの時間については、SKPMT では入射位置の違いで 2 ns 程度ずれる可能性があったが、HKPMT では 1 ns より小さく、より一様な応答時間が期待される。この時間特性の向上は、HK におけるイベントの再構成精度を向上させるために重要な要素である。

1 光電子の識別精度は初段のダイノードから第 2 ダイノードへ収集される二次電子数の不定性の影響が大きい。SKPMT と比較して、初段のダイノードの電圧が高くなったため初段のゲインが 1.7 倍となったことに加え、第 1 ダイノードから第 2 ダイノードへの収集効率の向上により、実質的な初段のゲインは 2.2 倍に向上し、分解能としては図 3.11 に示すように SKPMT の 50 % と比較して 35 % となり、1.5 倍に向上し、PV 比がおおよそ 4 になると見込まれる。また入射位置による出力一様性は SKPMT より向上した (図 3.8) ため、分解能は SKPMT と比べるとさらに向上していることになる。

また HKPMT では広いエネルギー範囲をカバーするためのダイナミックレンジが要求される。SKPMT の出力線形性は、仕様書では電荷 250 p.e. まで、実測では約 700 p.e. まで 5% の精度で確認されている [31]。一方で、HKPMT は信号の波形が鋭く、Line 型ダイノードでは電子軌道が狭い空間に集中するため、空間電荷飽和が起これ電子が放出されにくくなり、線形性の低下が起きる懸念があった。しかし、空間電荷飽和を抑えるようにダイノード間の電圧を後段で高める (テーパー型回路) 改良などにより、HKPMT の線形性は図 3.12 に示すようにに 470 p.e. まで 5 % 以内と測定されている。また、1,000 p.e. 以上でも出力は飽和せず、補正することで光電子数を算出することができる。従って、応答曲線に従って補正することで、SK と同様に MeV ~ GeV 領域の広い領域での検出能力を発揮できると考えられる。

超新星爆発やミューオンからの崩壊電子、偶発的なパイルアップ現象の観測には、高い信号レートに対するゲインの耐性が必要である。一方で、個々の信号の分離は、電子機器にも依存し、200 ns (5 MHz 相当) 以上のデータ取得時間に制限される。複数の光の強度において、パルス光源のレートを変更した際の出力電荷の依存性を測定した結果を図 3.13 に示す。出力の電流が 170 μA に達すると 5 % の低下が確認された。これは、単一光電子信号では 78 MHz、数十光電子信号レベルでは 1 MHz に相当し、十分なレート耐性だと考えられる。

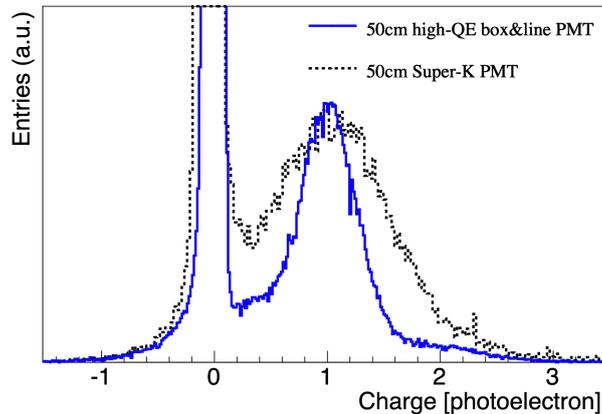


図 3.11: HKPMT(R12860) の単一光電子分布 [13]。青線が HKPMT (R12860) で、点線が SKPMT (R3600) である。

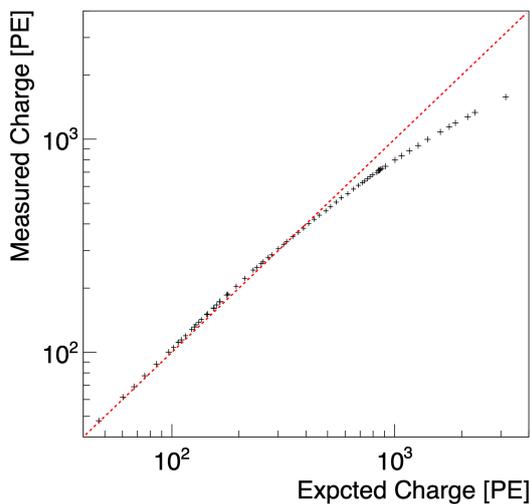


図 3.12: HKPMT (R12860) の出力線形性 [13]。点線は理想的な直線応答をである。

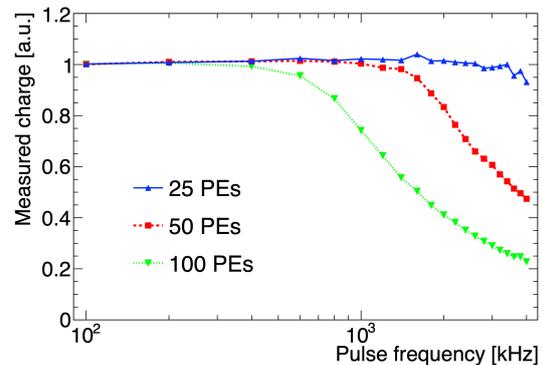


図 3.13: 25、50、100 光電子の 3 つの光強度におけるパルスレートの関数としての HKPMT(R12860) の測定電荷 (100Hz での出力に対する相対値) [13]。各電荷は、パルスの直前のベースラインを使用して計算されている。

3.3.2 性能実証

SK では現在でも、実験開始当初に取り付けられた PMT の半数で 20 年以上にわたりデータを取得している。HK でも 20 年以上の長期間の安定的な測定を実現するために、水中での長期実証試験が行われている。神岡坑内にガドリニウムを用いた反ニュートリノ検出実証用の 200 トン水チェレンコフ検出器 EGADS[32] があり、2013 年に SKPMT に加えて 5 本の高 QE SKPMT を取り付け、2014 年には 3 本の高 QE HKPMT を取り付け、長期間の測定を行っている。また 2018 年には 3.2.4 節、3.2.5 節で述べた更なる改良を加えた HKPMT 136 本を SK へ取り付け、図 3.10 に示したように検出効率と時間・電荷分解能の性能向上が確認され、現在も安定性のモニターが行われている。

第4章

長期測定における 50 cm 口径光電子増倍管の性能評価

3.1 章で述べたように HK の要求を満たす HKPMT (R12860) の開発が行われ、2020 年から量産品の製造・納入が開始されている。開発された HKPMT を不備なく揃えるため納入した PMT に対して受取検査が行われている。受取検査には、目視検査・信号検査、長期測定がある。目視検査は PMT のガラスに混入した異物や防水部の確認を行い、信号検査は暗箱で数分間 PMT 信号の検査を行っている。全数の 10 % に対して行われる予定の長期測定では、2 週間程度 PMT を動作させ、初期不良やダークレート等の性能値が要求を満たすかを確認している。本章では長期測定について、測定環境とこれまでに得られた結果について述べる。

4.1 PMT の受取検査・長期測定の役割

2020 年から量産品の製造の始まった HKPMT (R12860) は、2021 年 3 月から 2026 年 9 月まで納入が続く予定であり、約 20,000 本の受け取りが行われ、保管される。受入検査の目的は、HK での安定で安全な動作のための製造品質確認であり、(プレ) キャリブレーションとは別である。全ての PMT は出荷前に一度測定されているが、輸送時の故障や短期の劣化による初期不良を保証期間内に確認するためにも検査を行っている。2021 年 6 月までに納入される 1000 本を対象に目視検査・信号検査することで、初期不良や不良の内訳を 1% 以内の精度で把握し、2021 年 7 月以降の検査の簡易化のため、検査内容を修正し、品質・性能の変動や不具合発生の監視として検査が継続されている (図 4.1)。検査には目視検査、信号検査、長期測定があり、目視検査・信号検査後、検査や品質に従って正常品、不良品、危険品に分類して 2 次保管場へ移動する。目視確認や箱開封時に、明らかな割れや大きなクラック、光電面の金色から透明への変色がある場合、危険品として、すぐにテープで箱を開封できないようにして隔離している。信号確認または目視確認に疑い、もしくは異常があったものを不良品としている。他を正常品として保管し、その中からランダムに長期測定する PMT を選出する。検査による不良は浜松ホトニクスと情報共有され、改善が行われている。各不良とその改善については後述する。

4.1.1 目視検査

HKPMT の運搬時の損傷や、製造時の確認漏れ・過失有無を確認するため、HKPMT を保管箱 (図 4.2) から取り出し、外観確認を行う。外観確認で光電面の色を確かめた後、目視確認でガラス表目の傷・内部の異物

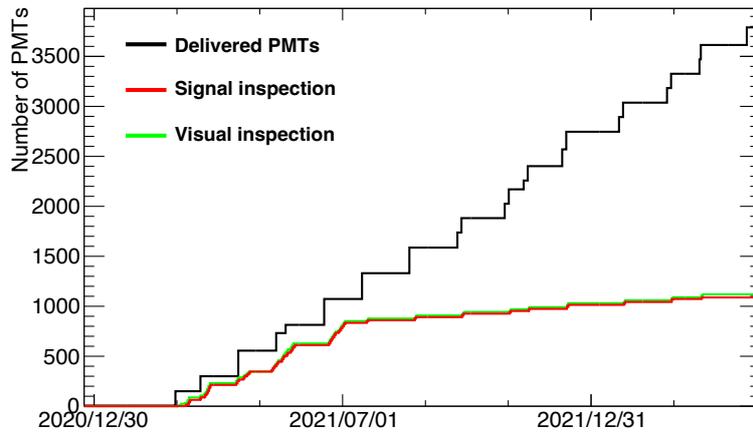
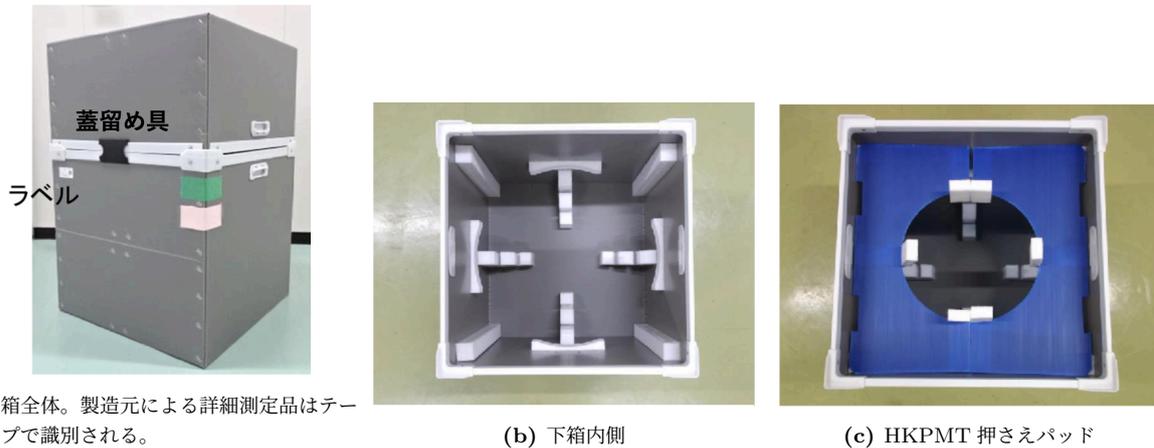


図 4.1: HKPMT の納入数と目視検査・信号検査の実施本数。一月におよそ 300 本の PMT が納入されており、2022 年 7 月以降は納入された一部の PMT (～ 10 % に対して目視検査・外観検査を行っている。)



(a) 箱全体。製造元による詳細測定品はテープで識別される。

(b) 下箱内側

(c) HKPMT 押さえ패드

図 4.2: PMT の出荷、保管時に使用される箱。PMT は LDPE 袋 (材料: ポリエチレン) に入れられ、箱に梱包される。

等の確認、防水部・ケーブルの確認を行う。

光電面の色は図 4.3a のように金色であれば問題ないが、透明であったり、色が極端に薄い場合は破損している可能性がある。光電面の色は酸化すると消えるため、色が薄いということは、空気がリークしている可能性を示しており、ゲインも低下する。爆縮の危険性を含んでいるため、取り扱いには注意が必要となる。

目視確認では、傷、泡、ガラス内に混入している異物 (白ブツ、黒ブツと呼ばれる)、PMT 内部の異物を確認する。表 4.1 に外観に関する規定を示す。ガラスの黒ブツは、電気炉の電極等の剥離で混入するが、小さければ大きな問題にはならない。白ブツは溶融されない異物だが、飛び出ているバンド固定部回り以外であれば、大きな問題にはならない。泡も小さければ問題にならず、大きい泡が表面で割れた場合、段差が見える場合があるが、どれもガラス製造時から存在し、高水圧試験を通過している。傷やクラックは、高水圧試験後の運送時に生じる可能性があり、特に、クラックは広がる可能性があるため危険である。また、内部の異物は、運搬時の割れの懸念を示し、注意が必要である。泡、白物、黒ブツの大きさは長辺と短辺の平均として、1 mm 程度以上のキズ、白ブツ、黒ブツ、泡を記録している。確認は、光電面、大口径周辺、ネック部、後部に対して行われる。

表 4.1: 外観規格

項目	箇所	サイズ [mm]	最大個数
泡	上半球	> 8.00	0
		≤ 8.00	-
	下半球	> 10.00	0
		≤ 10.00	-
傷 (深さ ≥ 0.5 mm または幅 ≥ 4 mm)	全て	-	0
傷 (深さ < 0.5 mm または幅 < 4mm)	全て	長さ ≥ 50.00	0
		長さ < 50.00	5
白ブツ	全て	≥ 3.00	0
		< 3.00	-
黒ブツ (金錆等)	全て	≥ 2.90	0
		1.00 ≥ サイズ < 2.90	5
		< 1.00	-

防水部、ケーブルの確認（図 4.3b）としては、防水部に隙間や穴がなく、ただしく防水されているか、ケーブルに傷などはないかを確認する。特に、コネクタ周りなど重点的に確認している。



(a) PMT 目視確認用台座に乗せた HKPMT。



(b) 防水部、ケーブルの確認

図 4.3: 目視検査

目視検査における不良に関しては浜松ホトニクスと問題の共有が行われ、納入前検査や製造の改善が行われている。クラックは初期ロットで確認され、改善後の 2021 年 5 月以降見つかっていない。防水部の不良としては、防水部に隙間がある PMT が初期ロットで確認され、浜松ホトニクスで問題の確認がなされて、2021 年 6 月以降は発生していない。こうした問題を特に初期の 1000 本について全数を確認して、得られた情報を共有・反映しているため、今後の納入品で不良が見つかる比率はより低減されることが考えられる。

4.1.2 信号検査

信号検査では、短時間で PMT 信号に異常がないことを確認できるシステムが用意されている。PMT の長期測定とは別作業となる。HKPMT を封入している上箱を外し、PMT 保管箱ごと暗室に入れ、自動で測定を行う。図 4.4 のように暗箱に PMT 下保管箱と PMT を入れ、ケーブル接続して測定を行う。

信号はオシロスコープと PC で読み出しており、信号線のインピーダンスはマルチメータで測定している。

信号確認の手順としては、初めにインピーダンス測定を行い約 10 k Ω であることを確認する。問題がなければ、電圧 100 V をかけ、電流値を記録し、電圧と電流の比としてインピーダンスを測定している（約 5.9 M Ω ）。続いて波形確認のために 10⁷ ゲイン相当の電圧を印加して、LED での信号取得を行う。光量は 10 光電子信号が検出される程度に調整されている。信号の波形を確認としては以下を確かめる。

- ピーク値が 10 ~ 50 mV
- ピークが 1 つ
- 信号幅が 100 ns 以内
- ベースラインが 1 mV 以内の精度で安定

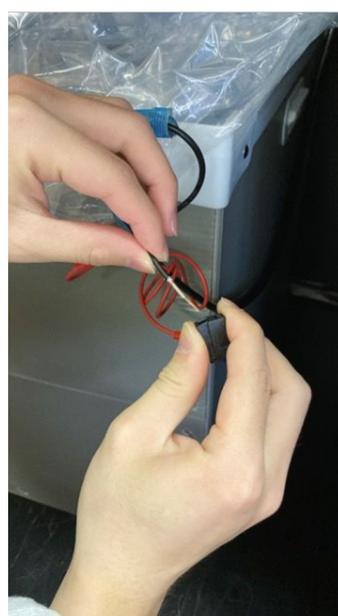
信号確認後、ダークレート・アフターパルスを 5 分測定した後、ゲインの測定を行い、異常な値が記録されないことを確かめる。ダークレートは 10 ms に得られるパルス数から計算している。閾値は -2 mV（ $\sim 1/3$ p.e.）でカウント幅が 1 μ s である。アフターパルスは（メインパルス後 2 μ s ~ 42 μ s の積分電荷） / （メインパルス積分電荷）として算出される。ゲインは信号が得られた際の積分電荷とペDESTAL の差から計算しており、-2 mV の閾値を超える信号が得られた際に -50 ns ~ 150 ns のゲートが開かれて積分される。



(a) 暗箱への PMT のインストール



(b) 信号線接続 (BNC 接続)



(c) HV 線接続

図 4.4: 信号検査の準備

信号検査における不良についても、信号検査同様に浜松ホトニクスとの問題の共有され、改善が行われている。インピーダンス不良に関しては、浜松ホトニクス側で回路の接続弱いことの確認・改善され、2021 年 5 月以降この問題は見つかっていない。ダークレート不良に関しては、浜松側でも発光を起こす PMT（フラッシュャー）であることが確認された。このようにして見つかった問題について対策を行い、改善がなされており、今後の不良発生はより抑制されると期待される。

4.1.3 長期測定

2つの測定暗室で各8本、合計16本を2週間以上のサンプリング測定を行うことでダークレート等の性能値が仕様範囲内であるかを確認する。測定するPMTは主に製造元で詳細測定が行われたPMTから選出する。PMTの納入が進行する中で、PMTの取り出し・交換のため、設置・結線作業をシフトで行なっていく予定である。また長期保管中の経年変化確認することも目的の一つになっている。

2週間の測定で得られるデータからは、PMTのダークレート、電荷分解能や時間分解能など3.1.1節で述べたようなPMTの性能の測定値とその測定期間中の安定性を確認できる。また統計を増やすことで、PMTの個体差の分布を確認することも可能となる。本研究では、測定結果から各項目の値とその安定性に加えて、個体差を確認し、納入の仕様通りの性能が確認されるかを含めて性能を評価を行う。

また性能の確認に加えて長期測定は、PMT使用開始初期に生じるPMTの不良、故障率の把握の役割も担っており、対策に役立てられている。一般に時間が経過することによって起こってくる機械や装置の故障率は、図4.5に示すバスタブ曲線にしたがう。故障率は、徐々に故障率が減少する初期故障領域、故障率（ほぼ）一定の偶発故障領域、故障率が増加する磨耗故障領域で表される。機器の使用開始直後にあたる初期故障領域では、製造上の欠陥によって初期故障が発生する可能性があり、時間とともにこれらの故障は取り除かれる。偶発故障期は、製造欠陥による故障は時間と共に減衰するが、依然として残る軽微な欠陥により偶発的に故障が発生する。その後、一定期間経過した磨耗故障期では、構成要素の劣化が始まるために、故障率が時間とともに増加する。

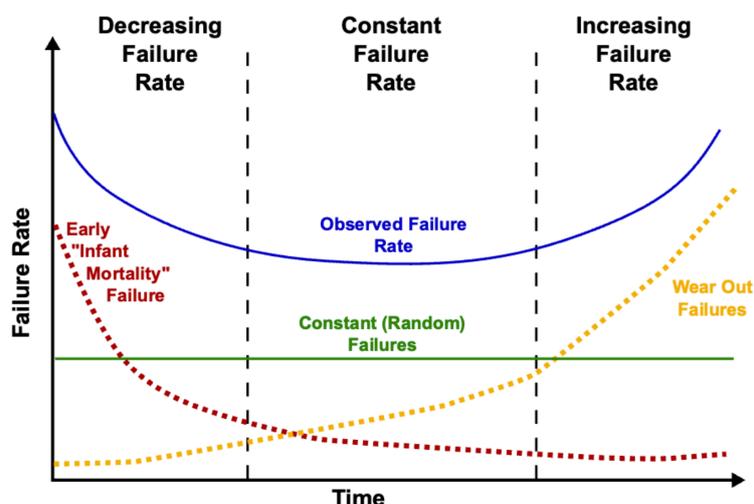


図 4.5: 故障の3大要因をまとめた故障率曲線（バスタブカーブ） [33]

HKでの運用を考えるとPMTの動作期間は20年以上になることに加えて、交換が容易ではないため、故障率を最低限にすることが求められる。2週間程度の測定期間から初期故障率を十分に把握するのは難しい。しかし、多くのPMTを測定する必要とHK実験の開始までのスケジュールを考慮し、長期測定では、2週間の測定を継続していく予定である。より多くのPMTを測定するためにSKと同じ坑内でPMTを16本測定できる環境が用意されている。

4.2 性能評価の目的

4.1.3 節で述べたように、長期測定では PMT の性能値が仕様範囲内であるかを単一光子検出測定で確認している。確認している項目は以下の通りである。

- ゲイン安定性
- 電荷分解能
- PV 比
- TTS
- アフターパルス発生確率
- ダークレート

HK において、ゲイン安定性・電荷分解能・PV 比はエネルギーの再構成で特に重要であり、TTS は位置再構成精度に直接影響をあたえる。またアフターパルスやダークレートは、特に低エネルギー事象においてバックグラウンドヒットとなるため重要である。これらの PMT の基本性能について測定値が期待される性能か確認すること、また性能の PMT 毎の個体差を把握することが今回の性能評価の目的となる。これは、HK 実験の開始に向けて、必要な性能を持つ PMT を不足なく揃えるために必要不可欠な取り組みである。また長期測定には、PMT の生産時期で性能の低下や不良率の上昇が起きないかを監視する役割もある。そのため今回の長期測定での PMT の測定値と浜松ホトニクスで測定された結果の整合性を確認し、測定環境における差異の理解を含めて、長期測定で PMT 性能を精度良く測定できていることを確認することも目的となる。今回はこれまでに長期測定を行うためにランダムに選択された PMT で結果の得られた 135 本の PMT の測定結果について評価を行う。

4.3 セットアップ

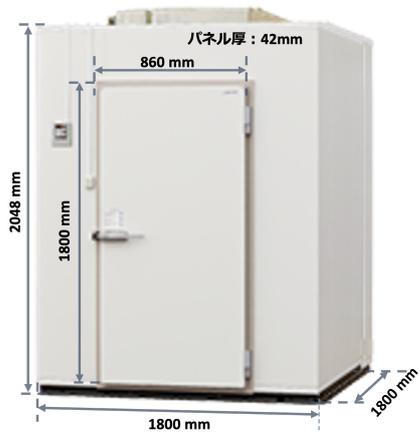
HKPMT の納入開始に向けて、2020 年から長期測定の開始に向けた準備が進められ、納入された PMT の長期測定が開始されたのが 2021 年 12 月である。測定を進める中でもさらにノイズを落とすための対策がいくつか追加され、測定環境が完成している。本節では 2022 年 10 月時点における、長期測定のセットアップについて説明する。測定に必要な設備としては、HK において想定される水温（ $\sim 14^{\circ}\text{C}$ ）で且つ暗所で PMT を測定するための冷蔵暗室、測定時に PMT を固定するための台座、PMT に光を入射させるための LD モジュール、PMT 信号や温度等のデータを取得するための各種測定機器などが挙げられる。表 4.2 に長期測定で使用された物品をまとめている。

表 4.2: 長期測定で使用される物品一覧

用途	製造元	型番
冷蔵暗室 (プレハブ)	日軽パネルシステム	-
冷蔵暗室 (インバーター)	Panasonic	PCU-TV100M
難燃性完全遮光シート	東光映材	-
19 インチラック	河村電器産業	ITO 36-8017B
HV	CAEN	a7030YS
	CAEN	SY5527LC
VME crate	CAEN	VME8010
VME master	CAEN	V1718
ADC	CAEN	V965
TDC	CAEN	V1290
Scaler	ハヤシレピック	RPV-100
NIM crate	カイズワークス	KN686A
AMP	ハヤシレピック	RPN-093
Discriminator	カイズワークス	KN247A
Gate generator	カイズワークス	KN1501
Clock generator	カイズワークス	KN270
NIM/TTL converter	カイズワークス	KN200
Octal fanout	カイズワークス	KN410
LD light source	珠電子	LDB100
UPS	オムロン	BA100R
温度計	ティアンドデイ	TR-71wf
大気圧・温度・湿度計	ティアンドデイ	TR-73U

4.3.1 冷蔵暗室・PMT 台座

長期測定では2つの冷蔵暗室を用意しており、測定時には台座に乗せられた PMT を各暗室 8 本ずつインストールして、合計 16 本の PMT を同時に測定することが可能である。図 4.6 に暗室の外観と内部 (PMT インストール前後) の様子を示している。暗室は、外部と内部の両方をブラックシートで覆い、PMT を設置する台座は磁場遮蔽のためのミューメタルを組み合わせた構造になっている。PMT は冷却器使用時に発生するノイズの対策として透明の袋をかぶせている。ただし、本研究で評価する PMT のデータを取得した際には冷蔵暗室の冷却器は使用しておらず、透明の袋も使用していない (4.3.4 節)。また、16 箇所測定位置には、図 4.7 のように通し番号をつけており、各測定位置で使用する台座、ミューメタル、ケーブルも同様に番号付けをして PMT を入れ替える度に変わらないようにしている。



(a) プレハブ外観



(b) 冷却器（暗室上部に設置）



(c) 2つの暗室の外観



(d) 内部（PMT インストール前）



(e) 内部（PMT インストール後）

図 4.6: 冷蔵暗室

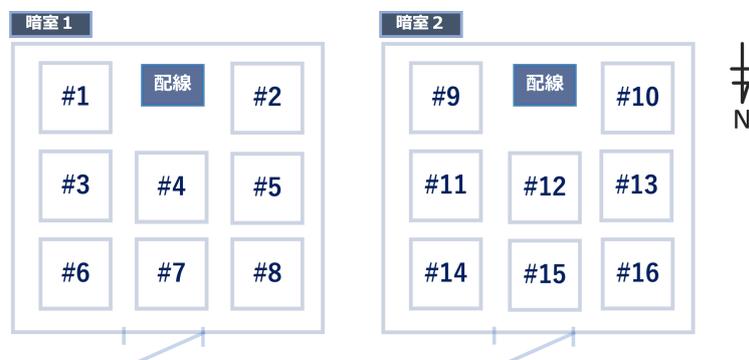


図 4.7: 2つの暗室の測定位置のナンバリング。

遮光

暗室の遮光のために軟質ポリ塩化ビニル（DEHP、リン酸トリフェニル、安定剤、カーボンブラック等を含む）製のブラックシートを暗室の外壁、床、内壁面、天井に設置している。これは外からの光漏れを防ぐことに加えて、初期の調査測定で確認された暗室の壁面等からの蛍光や燐光の影響を防ぐために行われている。また天井に関しては、図 4.8 のように取り付けられている冷却器の給気と排気の流れを塞がないようにしている。

燐光は、温度消光という温度上昇に伴う強度低下と残光時間減少がおこるため、外部からの光漏れが十分少ない場合、温度変化によって燐光の発生を確認できる。したがって、最終的に遮光ができていないかは、暗室上部にある照明の点灯によるダークレート変動が十分小さいこととダークレートの温度変化に起因する日動変動（冷却器不使用時）が十分小さいことで確認している。

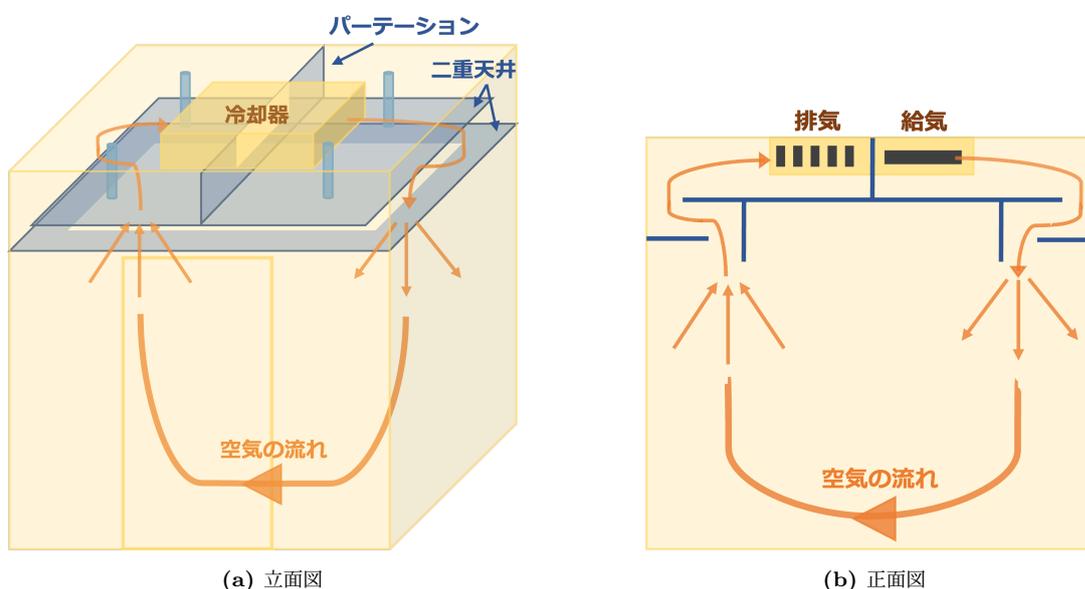


図 4.8: 天井の遮光と冷却器による空気の流れ

ノイズ対策

PMT からの信号に外来ノイズの影響が含まれると信号のベースラインが不安定になり、ダークレートが変動したり、電荷分布の 0 光電子（ペDESTAL）の幅が大きくなり、PV 比が悪化したりする。そのためノイズを抑えるためのさまざまな対策が行われているが、それぞれの対策の効果には多寡があり、全ての対策を定量的に評価することは困難であるが、2022 年 10 月時点での測定セットアップで行われているノイズ対策について述べる。

PMT の台座は、木製であり構造上台座の一部が PMT のガラス面と接触する。プラスの電圧印加時、光電面側の表面電位は一様に 0 V であることが期待されるが、ガラスバルブの電位は実際には完全に 0 でないため絶縁することが望ましく、接触部は～5 mm 厚のラバーゴムを取り付けて木とガラスが直接触れないようにしている（図 4.9a）。また台座下部のケーブルループの置いている位置にグラウンドに接続したメタルシートを敷いて、こちらも木とケーブルが直接接することがないようにしている（図 4.9b）。磁場遮蔽用のミューメ

タルについては HV 線のグラウンドと接続して電氣的に浮かないようにしている。また測定時に PMT のガラスバルブ部に静電気が存在している場合、ミューメタルをグラウンドに接続していても放電が発生する懸念があるので、PMT を台座に設置する際には、グラウンドに接続したアルミ箔を光電面をあてがうことにより静電気の除去をおこなってからミューメタルメッシュを被せている。

ケーブルに関しては、複数本のケーブルをまとめてフェライトコアを取り付けたり (図 4.9c)、アルミ箔で巻く対策をしている (図 4.9d)。ケーブルにフェライトコアを取り付けると、ノイズ電流によって発生した磁界を取り込み、熱に変換することでノイズを抑制することができる。また電流による電界・磁界の拡散を防ぐアルミニウム特性によりアルミ箔を用いてノイズを抑制できる。また、図 4.9e のようにケーブルのコネクタ部分が直接接することのないように電気絶縁対策としてカプトンテープを使用したり、クロストークを避けるため電圧レベルの異なる NIM 信号と TTL 信号が流れる LEMO ケーブルを遠ざけて配線するようにしている。

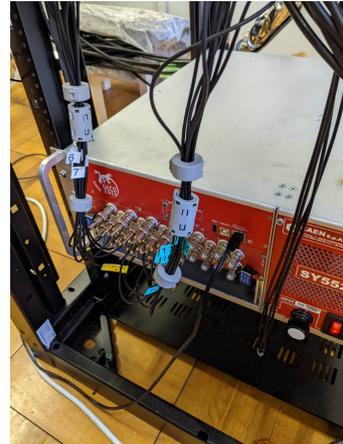
また暗室外にある冷却器の電源のコネクタ付近で測定している PMT でノイズが確認されたことから、コネクタをクーラの壁面から遠ざけるようにしたり、後述するクーラー動作時に発生するダークレートが変動の対策として、測定中に PMT に透明の袋をかぶせることが対策として行われている。



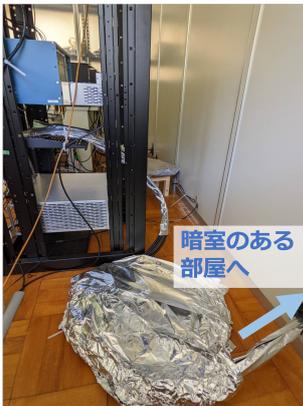
(a) PMT と台座が直接接触しないように台座の4点にラバーが取り付けられている。



(b) ケーブルと直接接触れないように台座下部のメタルシートを敷いている。



(c) ケーブルをまとめてフィライトコアを取り付けている。(写真は HV 線)



(d) 信号線(計 30 m)の一部とループ部にそれぞれアルミ箔を巻いている。(写真は DAQ 室、4.3.3 節)



(e) コネクタ部分が電氣的に接続しないようカプトンテープを巻いている。

図 4.9: ノイズ対策

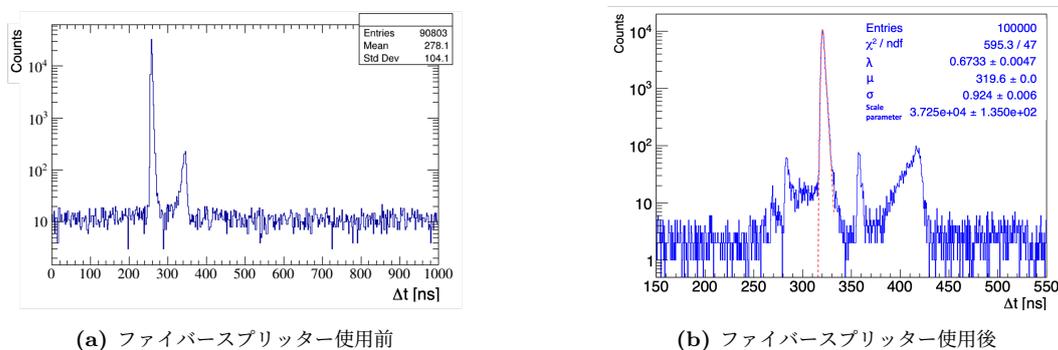
4.3.2 光源

長期測定では、各暗室において暗室外に設置された LD モジュール (図 4.10) から光ファイバーを通じて光 (405 nm) を PMT に入射させている。Clock generator による制御で 1 kHz で光を発生させて、ファイバースプリッターで 8 つの光ファイバーに分割したのち、暗室内の各 PMT の真上から光を入射させている。長期測定中は常に光を 1 kHz で発生させているが、光量はダークレートに ~ 0.1 kHz 未満で寄与する程度に設定されている。つまり、長期測定でのダークレートの測定値には LD モジュールからの光の影響がわずかに含まれていることには留意が必要である (ただし、LD からの光量は、LD モジュールの温度に依存して変動する)。ただし、長期測定におけるダークレートの評価では影響が小さいとしてこの影響は無視できるとしている。また暗室内の各 PMT の直上から光を入射させるために必要なファイバースプリッターであるが、使用前後に LD から光を発してから PMT 信号が得られるまでの時間差分布 (4.4.5 節参照) に複数のピークが確認されるようになった。ファイバースプリッター使用前後の信号の時間差分布を図 4.11 に示す。図 4.11a でメイ

ンパルスの数十 ns 後に発生しているのが、レイトパルスである。複数のピークについて同暗室内の他のファイバー端にキャップをしたり、暗室内で単一の PMT を測定した場合でも確認されていることから、他のファイバーや PMT ガラスの反射等の影響ではなく、ファイバースプリッター自体に起因して発生していると考えられている。しかし図 4.11b は、4.4.5 節の図 4.34 をログスケールに直したものであり、実際に時間分解能として TTS を算出する際に問題にはなっていない。



図 4.10: LD モジュール



(a) ファイバースプリッター使用前

(b) ファイバースプリッター使用后

図 4.11: LD モジュールからの同期信号と PMT からの信号の時間差分布 (ログスケール)

光の入射方向

初期のセットアップでは図 4.12a のように光ファイバーは天井から吊り下げるように設置されており、PMT 入れ替えの作業などによって容易にファイバーの方向が変わってしまう恐れがあった。3.2.3 節で述べたように HKPMT は開発の過程で光の入射方向に関して一様性は向上しているものの、Box & Line 型の構造は非対称性を持っており、磁場の影響を比較的受けやすい構造である。長期測定環境では、磁場遮蔽対策後もある程度の残留磁場が確認されている (4.3.4 節) ため、光の入射方向が変わると、光電面での光電子の発生位置も変化して電子軌道にも違いが生まれるため、測定項目の値の不定性が大きくなる恐れがある。実際にセットアップ構築中の測定でファイバーの向きが PMT の中心に向いていない時に TTS が大きく悪くなることが確認されていた (方向修正前後で $\sim 15\%$ 改善 (0.45 ns ; 3.63 ns \rightarrow 3.18 ns))。そのため現在のセットアップでは

図 4.12b のようにファイバー端を固定する機構を導入して、PMT に入射する光の方向が変わらないようにしている。



(a) ファイバー固定前。PMT 入れ替作業中にて容易に方向が変わり得る。(b) ファイバー固定後。常にファイバーの方向を一定に保つことができる。

図 4.12: 暗室上部のファイバー端

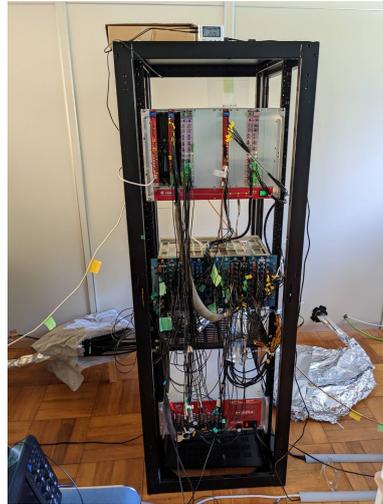
4.3.3 DAQ

長期測定では、DAQ のための部屋を暗室を設置した隣に用意している。約 20°C に保つように温度管理された DAQ 室には、図 4.13 のようにコンピュータと測定機器を取り付けたラックが設置されている。図 4.14 にデータ取得システムの外観を示している。また各種機器の電源は UPS に接続されており、停電等のトラブルが起きた際の測定データの損失などに対する対策をとっている。LD で制御して 1 kHz で発生させた光を PMT に入射させており、PMT から信号は Amp で 10 倍に増幅され、ADC とディスクリミネーターに入力される。ディスクリミネーターの閾値は -10 mV に設定されており、これは 1 光電子の信号が約 -6 mV であるのと、Amp で増幅されていることを加味し、 $1/6$ 光電子に相当として設定されている。ディスクリミネーターからの出力信号幅は $1\text{ }\mu\text{s}$ であり、それを TDC と Scaler の入力としてデータを取得している。したがって、 $1\text{ }\mu\text{s}$ 以内に連続して複数の信号が来た場合でも、TDC と Scaler では一つのパルス信号として取り扱われることになる。

PMT に印加する電圧はゲインが 10^7 になるように設定している。高圧電源、LD モジュールの制御はコンピュータからできるようになっており、高圧電源については各チャンネルの電流と電圧値をモニターしている。また ADC、TDC、Scaler のデータ取得の開始・終了等の操作は MIDAS で行っている。温度については、各暗室内でそれぞれ 2 チャンネル、PMT の光電面と床付近の高さと DAQ 室 (ラックの上) で時間変動をモニターしている。また大気圧、湿度についてモニターできるセンサーを暗室が設置されている部屋に置き、データを確認することができるようになっている。



(a) コンピュータ



(b) エレキラック

図 4.13: DAQ 室

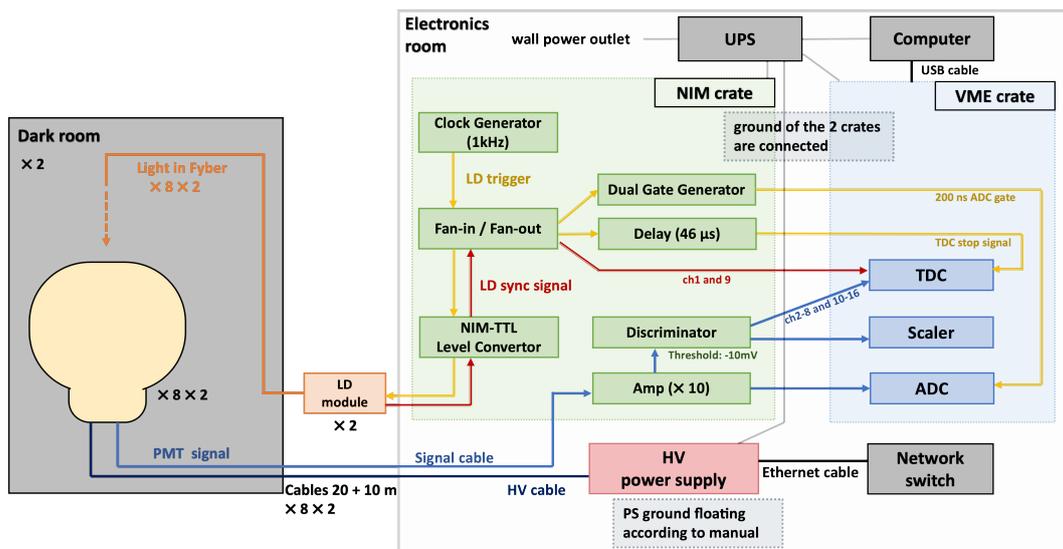


図 4.14: DAQ

4.3.4 環境

HKPMT の性能確認は、実際の本番環境に近い状態で測定を行うことが重要である。長期測定では、温度と磁場環境を本番に近づけることに取り組んでいる。HK では、水温は 14°C 程度で、磁場は 100 mG 以下であることが想定されている。

温度

長期測定中の温度管理について、冬季は冷蔵暗室が設置されている部屋の空調を使うことで 14°C ~ 16°C の精度で温度を保つことができることが確認している (図 4.15a)。また、夏季は冷蔵暗室に取り付けられた冷却器で行うことが予定されていた。冷蔵暗室の冷却器の使用について、図 4.8 に使用中の空気の流れを示されている。前述した遮光を行うにあたり、クーラーの下に遮光のための板を設置している。空気の流れを確保し、冷蔵暗室内の温度を保つことができるように給気と排気の機構の間に仕切りを設けており、実際に使用した場合は、図 4.16 のように温度を $\sim 2^{\circ}\text{C}$ の精度で保つことができることを確認している。

しかし、2021 年の冷蔵暗室の立ち上げ当初、冷却器を動作させて場合、図 4.17 のようにダークレートで冷却器の使用中のみに発生するノイズが確認された。しかし、翌年ノイズの対策 (4.3.1 節) の実施等が行われた後、冷却器を動作させた際 (図 4.18; 他の調査のため実質的にディスクリミネータの閾値が倍になっている。) には、温度の変化以上に表れているダークレート変動は低減したが、冷却器稼働がダークレートに与える影響の存在は確認された。最終的には、測定中の PMT とそれを取り囲むミュウメタルの上から透明のプラスチック製の袋を被せ、冷却器の稼働による空気流れが PMT の光電面に直接当たらないようにしたところ、ダークレートに見えていた急激な変動が確認されなくなったため、原因は空気や冷蔵暗室中のイオンの流れなどが冷却器の稼働により変動するものとの影響であると推測されているが断定はできていない。いずれにしても、現在は測定中に PMT に透明の袋を取り付けることにより、夏季でも 14°C に温度を保って測定を行うことが可能であることは確認されている。

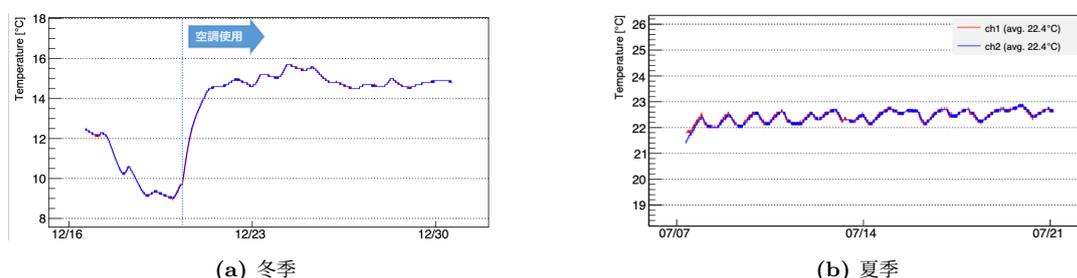


図 4.15: 冷蔵暗室が設置されている部屋の空調使用時の冷蔵暗室内における温度変動。赤 (ch1) が PMT の光電面の高さでの温度。青 (ch2) が床面付近の温度。

本研究で取り扱う長期測定におけるデータは、冷却器使用によるノイズに対する対策の確立前に測定されたものであり、冷蔵暗室を設置した部屋の空調を使用していたため、長期測定中の温度が 14°C を上回っている期間が夏季にかけて見られ、測定期間中の平均気温が最高で $\sim 22^{\circ}\text{C}$ であった PMT が存在する (図 4.15b)。測定期間中の温度変化に対してそれぞれの PMT のダークレート依存性を確認しているが、PMT 毎に個体差があることに加え、測定期間中の温度変動は $1 \sim 2^{\circ}\text{C}$ 程度であるために、測定期間中の PMT のダークレートと温度との相関を確認すると同じ温度範囲でも正の相関・負の相関をもつ PMT が確認されている。したがって、4.4 節の測定値の評価の際に、各 PMT について測定期間中の温度変化における依存性について補正係数を算出して補正することはしていない。

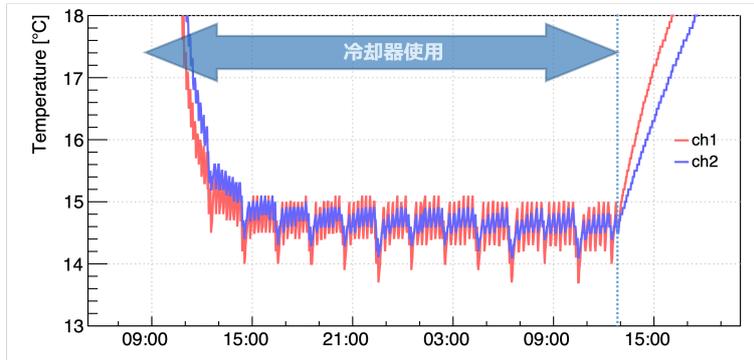
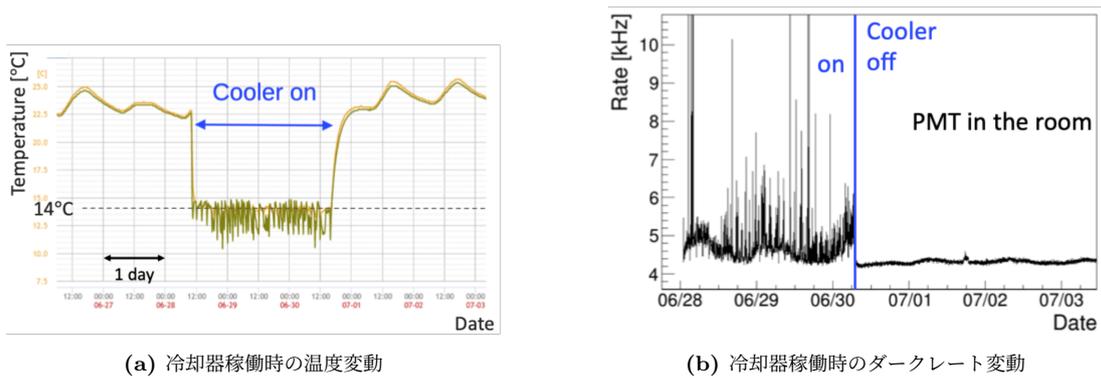


図 4.16: 冷却器使用中の冷蔵暗室内の温度変動。赤 (ch1) が PMT の光電面の高さでの温度。青 (ch2) が床面付近の温度。周期的な時間構造は、およそ 2 時間おきの霜取り運転のためである。



(a) 冷却器稼働時の温度変動

(b) 冷却器稼働時のダークレート変動

図 4.17: 冷却器使用中の温度とダークレートの時間変動①。

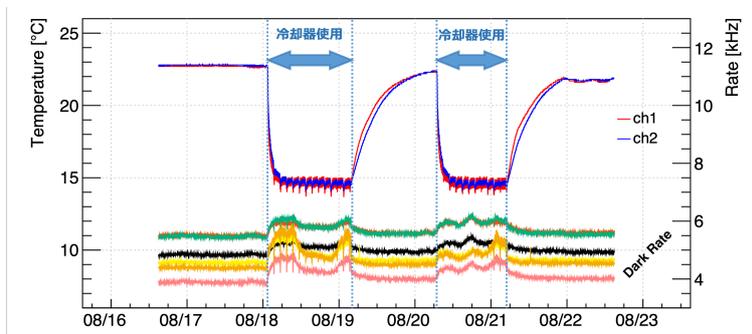


図 4.18: 冷却器使用中の温度とダークレートの時間変動②。データ取得時、他の調査のために Divider を使用しているためディスクリミネーターの閾値が実質的に $1/3$ 光電子に相当する値となっている。

磁場

設置した冷蔵暗室内で PMT の測定を行う各位置における磁場の大きさを確認したところ、図 4.19a のようになった。これは長期測定時に PMT の光電面が位置する高さでの測定値である（ただし、PMT はインストールしていない）。両方の暗室で 100 mG 以上の磁場が確認されており、鉛直上向き方向の磁場が大きい傾向が確認された。特に暗室 2 の鉛直方向で 600 mG 以上の磁場が確認されて対策が必要であった。対策としてミューメタルによる磁場の遮蔽を行った。ミューメタルをインストールした際の磁場の値（ただし、PMT はインストールしていない）は、図 4.19b に示す通りであり、磁場の値を半減させることには成功したが、HK において想定される値には及ばなかった。

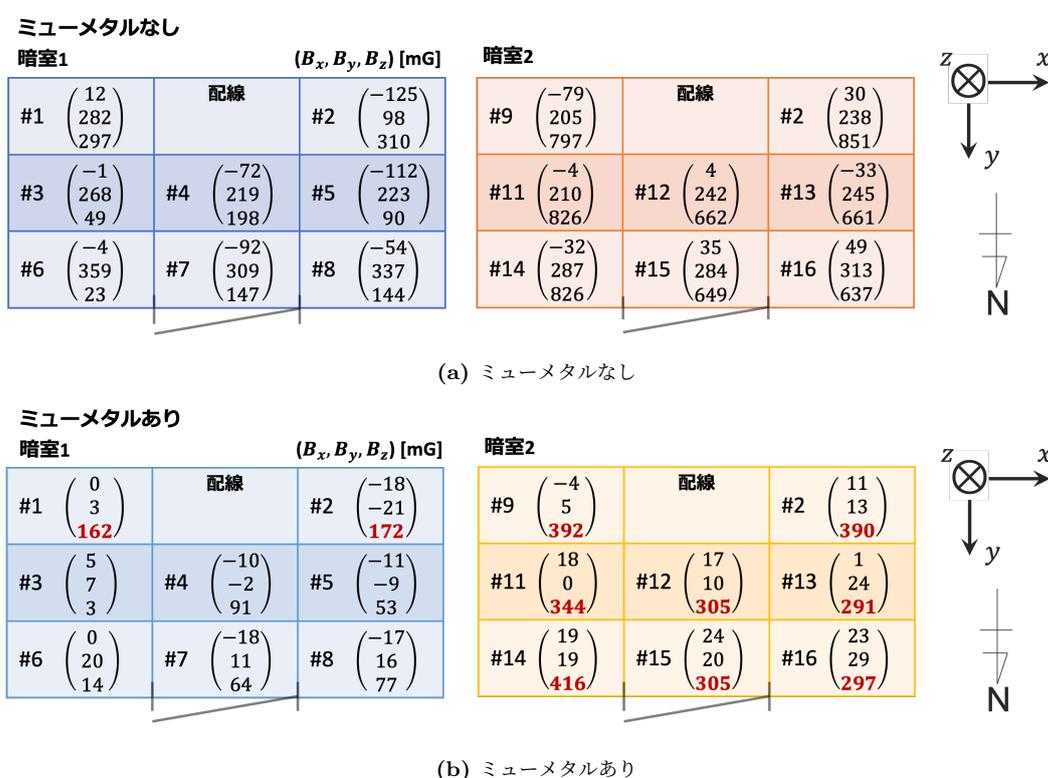


図 4.19: 暗室内の各 PMT 測定位置での残留磁場 (PMT 未インストール時の測定値)

使用したミューメタルは、カミオカンデ使われていたものを改良したものである。カミオカンデでは、ミューメタルによる地磁気の遮蔽とカミオカンデのタンクの周りにコイルを巻いて磁場を打消すことによって磁場の影響の低減に取り組んでいた。その際に光電面の前にメッシュ状に加工したミューメタルと後ろにコーン状のミューメタルを取り付けていた。カミオカンデで取り付けられていたミューメタルの様子を図 4.20 に示す。このミューメタルの構造を基にして、複数のミューメタルの構造パターンで磁場を測定して、最終的に PMT の交換のための可動性を保つことにも配慮した図 4.21 のような機構が採用された。カミオカンデで使われたミューメタルに加えて、磁場をより低減することができるように 2 つのミューメタルの機構を追加されている。リング状の構造は全ての PMT の台座で使用しており、メッシュ部に取り付けられたシート状のミューメタルは図 4.19b で 100 mG 以上の磁場が残った位置に取り付けられている。台座、ミューメタルは

それぞれナンバリングされており、測定時は常に同じものが同じ測定箇所で使用されている。



図 4.20: カミオカンデのタンク内



(a) 台座の上部にカミオカンデで使用されたメッシュ状のミューメタルとリング状の構造を取り付けている。さらに一部には追加でメッシュ部にシート状のミューメタルを取り付けている。



(b) カミオカンデで使用されたコーン状のミューメタルを台座の下部に取り付けている。



(c) PMT を台座に設置した際のミューメタルの様子

図 4.21: ミューメタルの機構

また鉛直方向の磁場の値が 100 mG 以上の位置が複数点確認されていることもあり、PMT をインストールした際に PMT のダイノードの向き (図 4.22) によってゲイン、TTS がどのように変動するかを確認した。結果は図 4.23 のようになり、Gain の落ち込みが小さく TTS の値がよくなると考えられる向きにダイノードを揃えて長期測定を行うことにしている。しかし、いずれにしても 100 mG 以上の磁場が確認されており、各性能の磁場依存性を確認するための別測定が進められており、測定項目に補正を行い性能の評価が行われる予定である。

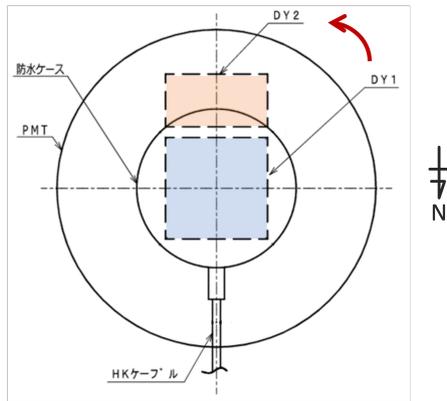


図 4.22: HKPMT を背面から見た際のダイノード構造。(方角は、図 4.23

における調査測定開始時の位置関係を示しており、矢印は回転方向を示している。)

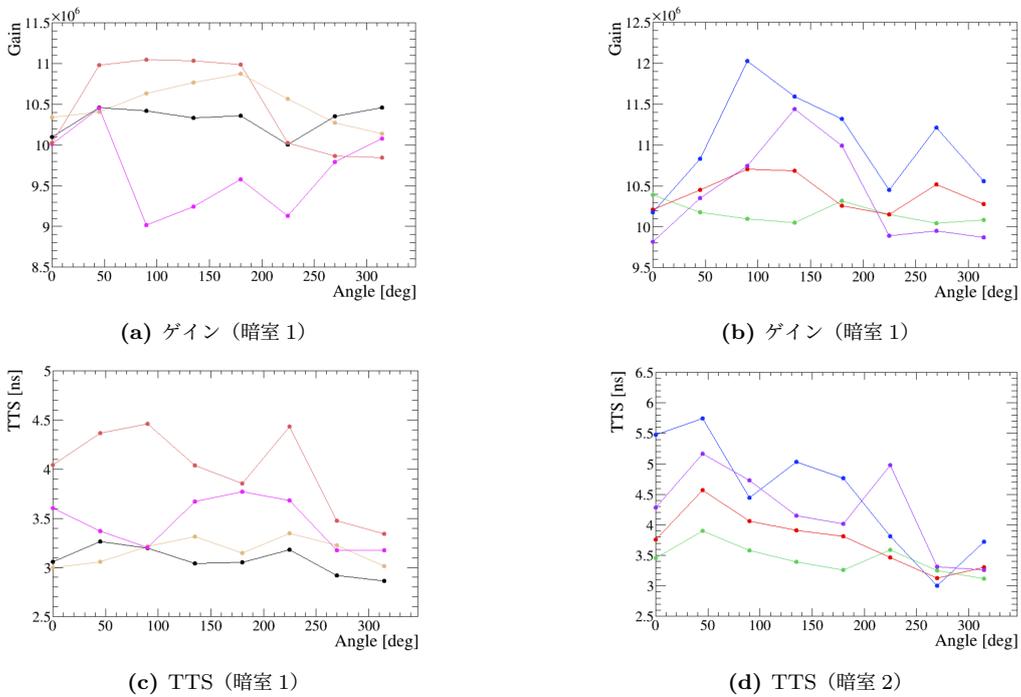


図 4.23: 長期測定環境でのダイノード方向における PMT の性能差。ただしシミュメタルによる磁場遮蔽は行っていない。各暗室で 4 本ずつの PMT で図 4.22 に示す位置関係を角度 0° として、矢印の方向に 45° ずつ回転させて測定を行った。測定結果から図 4.22 において 270° 回転させた際のダイノード方向で PMT をインストールすることに決定した。

4.3.5 PMT インストールから測定開始までの流れ

構築したセットアップで長期測定を開始する前には、PMT の台座への取り付け・ケーブル接続・インピーダンス確認・ゲイン調整を順に行っている。始めに PMT を台座に取り付けて、暗室の前でグラウンドに接続したアルミ箔で光電面の除電をおこなったのち、暗室内で図 4.24a のコネクタを用いて、信号線と HV 線を接続

する。16 箇所の測定位置に、台座・ミューメタル・コネクタは紐づけられており、PMT のみを入れ替えるようになっている。また PMT を台座に取り付ける際は PMT のダイノードの方向を揃える。接続後、エレキラックで HV 線のインピーダンスを確認する。グラウンド線と信号線が電氣的に接続していなければ図 4.25 のように $6 \text{ M}\Omega$ 程度の値を示す。接続確認後、暗室のブラックシートを適切に設置して、外部からの光が入らないようにセットした後、PMT に電圧を印加する。



(a) コネクタ



(b) コネクタの取り付け位置



(c) PMT 設置完了時 (緑の導線でミューメタルとグラウンドを接続している。)

図 4.24: PMT インストール



図 4.25: インピーダンス確認

最初に印加する電圧の値は浜松ホトニクスで測定された 10^7 ゲインに必要な値である。電圧印加後は、始めに短時間の測定でダークレートが異常に高かったり、低かったりしないか確認する。そして、短時間の測定で長期測定環境におけるゲインの値算出し、HV の値を調整を繰り返し 10^7 ゲインになるように調整する。またこの際に ADC の値の分布から増幅され 1 光電子の信号が得られた事象の比率を確認して、光量の調整を行う。具体的には、ペDESTALのピークから 3σ 大きい ADC カウントのイベントを増幅されたイベントとして、増幅イベントが全体の 10 % 程度となるように光量を調整している。暗室に PMT をインストールした

直後は、PMT が不安定であり、特にダークレートの安定化は数日単位のスケールで進む。ゲインの調整は、PMT の安定化後にする方がより正確に調整できると考えられるが、2 週間の測定でできるだけ同じ状態で測定をするために暗室に PMT をインストールして数時間も経過しないうちに印加電圧の値を設定することになる。しかし、これまで PMT を暗室にインストールした後、すぐに電圧を印加した場合でも、ゲインチューニングの精度に問題は確認されていない（これまでに測定された PMT の安定化後（電圧印加してから 1 週間程度経過後）以降測定期間におけるゲインの平均値についての各 PMT の分布参照（4.4.2 節、図 4.27c））。以上の手順で準備を行い、2 週間程度の継続した測定を開始して、ADC、TDC、Scaler から得られるデータから PMT の各性能について測定値と時間変動をモニターしている。

4.4 測定結果と考察

2021 年 12 月に長期測定が開始され、ランダムに選出された PMT からこれまでに 135 本の PMT のデータを取得している。これは長期測定中にダークレートの不良疑われた PMT や測定機器のチャンネルやケーブルに不良が見られ信頼できる値を取得できなかった PMT は除いた本数である。ただし、PMT の不良基準については現在議論が進行しており、ダークレート安定性は今回評価対象としない。ADC から得られるデータについては 500,000 イベント毎に Gain、電荷分解能、PV 比を算出して、その変動をモニターしている。LD は 1 kHz で制御されているため、約 8 分毎変動をモニターすることに相当する。また TDC については 100,000 イベント毎に TTS を算出し、同様に変動をモニターしている。これは、PMT で増幅され、ディスクリミネータの閾値 - 1 mV を超えた信号が得られる可能性を 10 % とすると約 16 分に相当する。また測定を通じてのアフターパルスの発生確率も TDC データから確認している。信号 Scaler では 1 分おきのイベント数を記録しており、その時間変動の確認を行う。

長期測定で各項目の値については、2 週間程度の測定のうち後半の 1 週間のデータの平均をその PMT の測定値として算出している。しかし、測定中にダークレートが急上昇し、数百 kHz 程度の値を示す PMT（レート不良）やレート上昇に伴い同暗室中で測定している他の PMT のダークレートを上昇させるような PMT（発光不良）が一部の PMT で確認された。特に発光不良が確認された場合は、その PMT の印加電圧を落として測定を継続していたが、発光が起きていたと考えられる期間の他の PMT のデータを評価には使用しないこととした。

各測定項目について、表 4.3 に示す HKPMT に対する要求を元に評価を行う。ただし、ダークレートに関して要件の評価条件と長期測定評価条件とで異なる点があり、こちらに関しては評価の際に述べる。また評価の際は、各測定項目について長期測定で得られた結果に加えて浜松ホトニクスで測定された値の比較も行う（測定方法は B.1 節参照）。測定方法に違いはあるが、互いの測定結果の整合性の確認に加えて、測定環境・測定方法による差異を理解することによる、長期測定における測定結果の信頼性を確認して、PMT 性能の特性をよりよく理解する狙いも含んでいる。

4.4.1 納入仕様

表 4.4 に長期測定で測定する項目についての納入仕様を示す。これは、HK グループからの納入に対する要求（表 3.1、表 4.3）を受けてに浜松ホトニクスで検査測定した際に納入の基準としている値であり、HK にインストールする PMT 性能の選定基準を意味しない。したがって、測定方法の違いによる差異はあるものの長期測定ではこの納入仕様に準じた性能が得られることが期待されるため、各測定項目でについて納入仕様との

表 4.3: HKPMT(R12860) の HKPMT に対する長期測定項目に関する技術的要件 (抜粋) [25]

項目	技術的要件	条件
高電圧	10 ⁷ のゲインに相当する高電圧について ・ 平均値: 1600 V 以上 2000 V 未満 ・ 全数: 1600 V 以上 2200 V 未満	
ゲイン安定性	24 時間以内で平均値の ± 2 % 以内 (10 年間のゲインの減少率が 20% を超えない)	ゲインは電荷分布のペDESTAL と 1 p.e. のピーク値の差によって決定
PV 比	平均値: 3 以上、全数: 2 より大きい	
電荷分解能	50 % 未満	ガウス分布によるフィッティング
TTS	平均値: 5.2 ns 以下	FWHM
アフターパルス	平均値: 5 % 以下、全数: 10 % より低い	0.5 ~ 40 μs 時間幅での計数率
ダークレート	平均値: 4 kHz 以下、全数: 10 kHz 以下 安定後 1 週間にわたり ± 0.5 kHz 以内で安定	14°C、1 μs カウント幅、 100 mG 以下の磁場環境、 1 ヶ月以上暗中に安置

動作電圧は、光電子増倍管のゲインが 10⁷ に相当する光電圧供給値とする。また信号閾値は -1.0 mV とする。

ゲイン、PV 比、電荷分解能、TTS の測定条件として、トリガー占有率が 5 % 未満の光の強度で、光電面に均一に照射すること。

比較も行う。また各 PMT について浜松ホトニクス の納入前の事前測定における検査測定値と今回行った長期測定の測定値があるため、それぞれの比較も行う。

表 4.4: 納入仕様 [28]

項目	許容値 (全数)			許容値 (平均)		
	下限値	標準値	上限値	下限値	標準値	上限値
印加電圧	1600 V	1900 V	2200 V	1700 V	1900 V	2000 V
ゲイン安定性	- 2 %	-	+ 2 %	-	-	-
電荷分解能	-	27.6 %	46.7 %	-	-	-
PV 比	2.5	3.3	-	3.0	3.3	-
TTS	-	2.5 ns	3.0 ns	-	-	-
アフターパルス	-	5 %	10 %	-	4 %	5 %
ダークレート	-	6 kHz	10 kHz	-	-	-
ダークレート変動	- 0.5 kHz	-	+ 0.5 kHz	-	-	-

印加電圧は、10⁷ のゲインに相当する高電圧である。

4.4.2 ゲイン安定性

ゲインは、図 4.26 のような ADC で取得したデータを電荷に変換した電荷分布から算出している。ゲインは、1 光電子ピークとペDESTAL のピークの差を素電荷で割った値として定義され、入射した光子がどれくらい増幅されたかを計算している。またゲインは、長期測定では 10⁷ になるように測定開始時に印加電圧を調整している。ゲインを 10⁷ に設定した際の各 PMT における印加電圧の値の分布と実際に測定値として得られた長期測定におけるゲインの値の分布を図 4.27 に示す。印加電圧について、長期測定における値は浜松ホトニクスの値よりも平均で 60 V 程度低くなっている。測定値がずれているということは強い問題ではないが、今後 HK に PMT を取り付けた際に場所によってゲインがずれることがあれば問題となるため、原因調査も行われている。違いの要因としてこれまでに浜松ホトニクス側の測定値を記録する際に使用している自動器で

は導通を取るためのコンタクトプローブやデバイダ回路を組み込んだボックスを使用しており、その影響により浜松側で手動で測定した際と 20 ~ 40 V 程度の下がるとの点が報告されている。しかし、浜松側の測定の手動で使用しているケーブルは RG58CU 3.0 m であり、長期測定で使用しているケーブル長は 30 m のため、信号の減衰の影響を考慮すると手動測定器の測定と長期測定における同じ印加電圧によるゲインのずれは約 22 % 程度考えられる。考えられる要因としては、測定器や HV 電源による違いなどによる違いも考えられ、調査も行われているが (B.1.3 節) が原因の完全な特定には至っていない。いずれにしても、他の測定項目について印加電圧による違いが含まれることに留意する必要がある。またゲインチューニングの精度は、各 PMT のゲイン分布 (図 4.27c) で確認できる。より HV の調整を細かくしたり、電圧印加して数日後に再度チューニングを行えば、より精度を上げることは可能であるが、測定条件を変えずにできるだけ長期間測定することを優先しており、今後も同様の方法で測定を継続していく予定である。

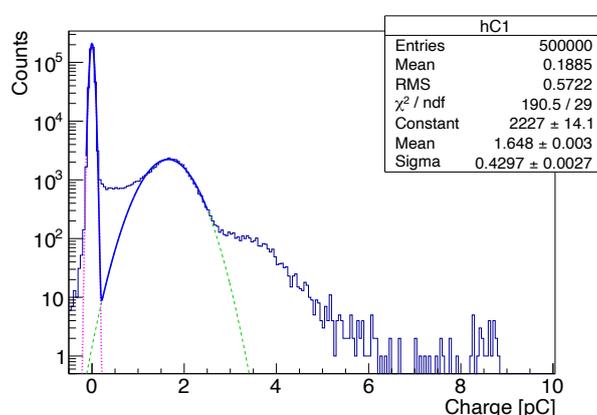
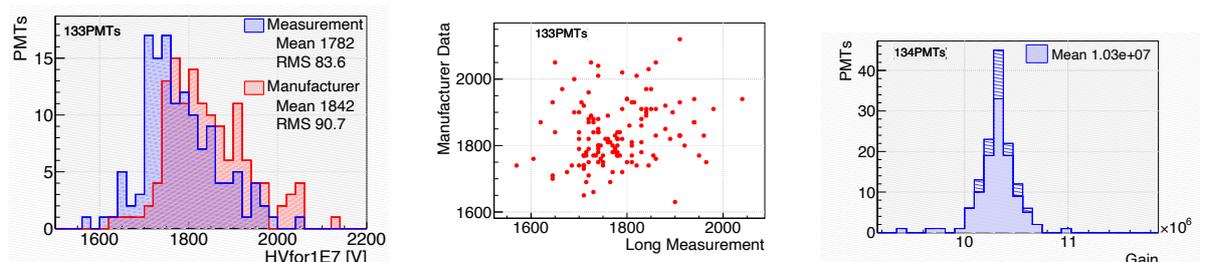


図 4.26: 長期測定における HKPMT の電荷分布



- (a) 各 PMT における 10^7 ゲインに必要な電圧値。青が長期測定 (Long Measurement)、赤が浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値である。
- (b) 各 PMT における 10^7 ゲインに必要な電圧値の長期測定 (Long Measurement) と浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値の比較。
- (c) 各 PMT における長期測定におけるゲインの分布 (斜線部は ADC モジュール交換後)。

図 4.27: 10^7 ゲインに必要な電圧値とゲインの分布

(*電圧値は 135 本中の 2 本が記録漏れで値がない。)

(*途中で故障のため ADC モジュール交換が行われ、故障時の 1 本のゲインの記録がない。)

また図 4.28a は長期測定環境における HKPMT におけるゲインの変動を示している。要件・納入仕様としては、ゲインの 24 時間の平均値から 2 % 以上の逸脱がないことであるが、これまでにそうした振る舞いをした PMT は確認されていない。またゲインの時間変動を定量的に確認するために図 4.28b のようにゲインの時

間変動をヒストグラムに示し、分布を確認し、時間変動の RMS をゲインの平均値で割る (RMS/Mean) ことで、時間変動を定量的に求めている。確認した結果を図 4.28c に示している。ADC モジュールの一つのチャンネルの故障のため途中でモジュール交換が行われた結果、RMS/Mean の値はやや悪化した、ゲイン安定性は納入仕様を問題なく満たしていることは確認できている。

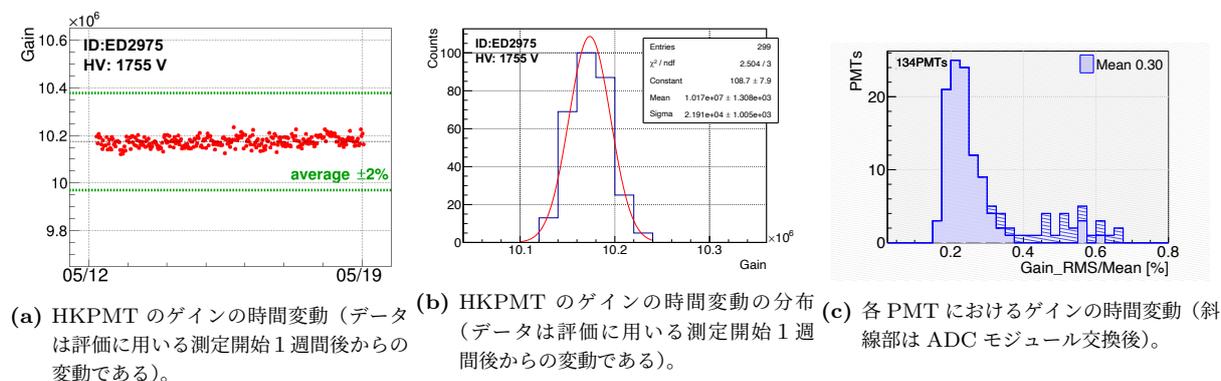


図 4.28: ゲインの時間変動の評価

(*途中で故障のため ADC モジュール交換が行われ、故障時の 1 本の記録がない。)

ここで ADC モジュールを交換する前後での電荷分布の違いを図 4.29 に示している。変更後に ADC カウント幅が変わったことで電荷分布のビン幅が大きくなり、ペDESTAL幅も大きくなっている。これにより、後述する PV 比の算出精度などが低下すると考えられる。

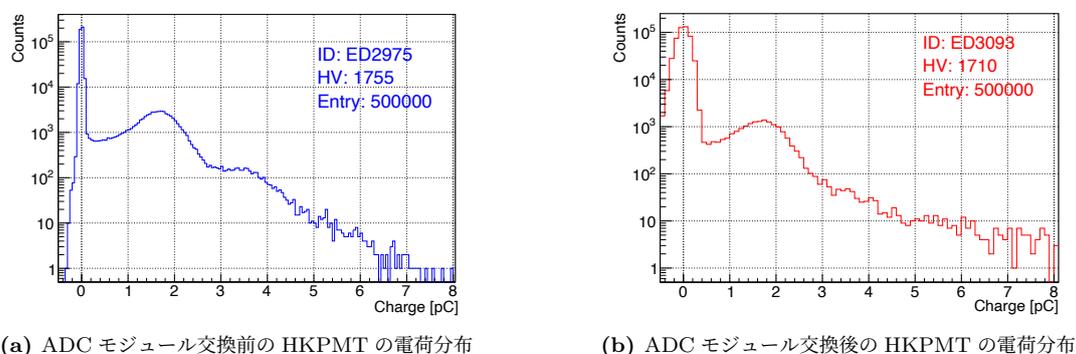
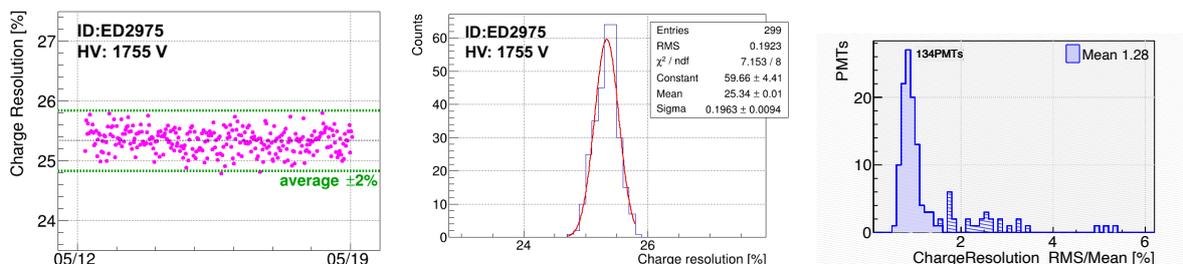


図 4.29: ADC モジュール変更における HKPMT の電荷分布の変化

4.4.3 電荷分解能

電荷分解能は、長期測定において 1 光電子を見分ける能力を意味し、図 4.26 の 1 光電子ピークをガウシアンフィットした際の σ として定義している。長期測定環境における HKPMT における電荷分解能の時間変動とそのヒストグラム、各 PMT の RMS/Mean を図 4.30 に示す。時間変動が安定していることも確認できおり、図 4.31 の各 PMT における電荷分解能の値の分布によると、浜松ホトニクスよりも良い電荷分解能が確認されており、測定値にもある程度相関が確認できる。電荷分解能は、測定時のノイズや測定器の精度に起因する影響も受けることが考えられることから長期測定の環境について外来ノイズや測定器に大きな問題はな

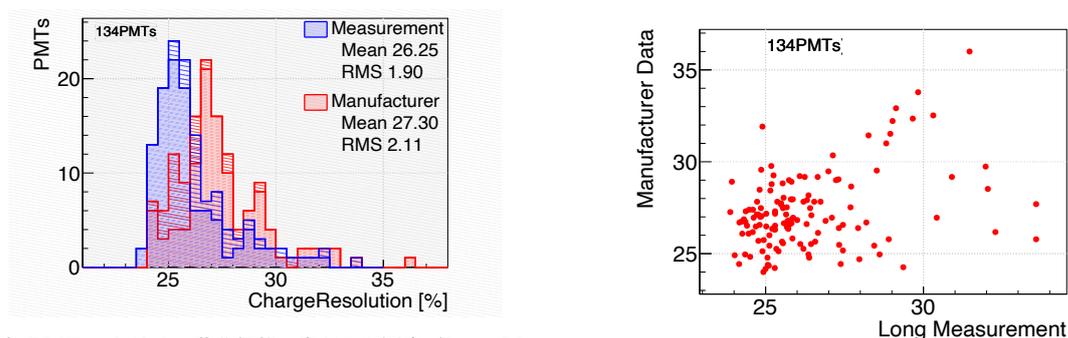
いと考えられる。ただし、ADC モジュールの交換の変更による影響で、交換後には電荷分解能の測定値とその安定性の悪化が確認された。しかし、いずれにしても、長期測定では良い環境で測定ができていると考えられ、測定値については要件の 50 % や納入仕様の上限值の 46.7 % を上回るような PMT は確認されておらず、性能に問題ないことが確認できている。



(a) HKPMT における電荷分解能の時間変動 (データは評価に用いる測定開始 1 週間後からの変動である)。 (b) HKPMT における電荷分解能の時間変動の分布 (データは評価に用いる測定開始 1 週間後からの変動である)。 (c) 各 PMT における電荷分解能の時間変動 (斜線部は ADC モジュール交換後)。

図 4.30: 電荷分解能の時間変動の評価

(*途中で故障のため ADC モジュール交換が行われ、故障時の 1 本の記録がない。)



(a) 各 PMT における電荷分解能。青が長期測定 (Long Measurement)、赤が浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値 (b) 長期測定 (Long Measurement) と浜松ホトニクス (Manufacturer) の電荷分解能の測定値の比較 (斜線部は ADC モジュール交換後)。

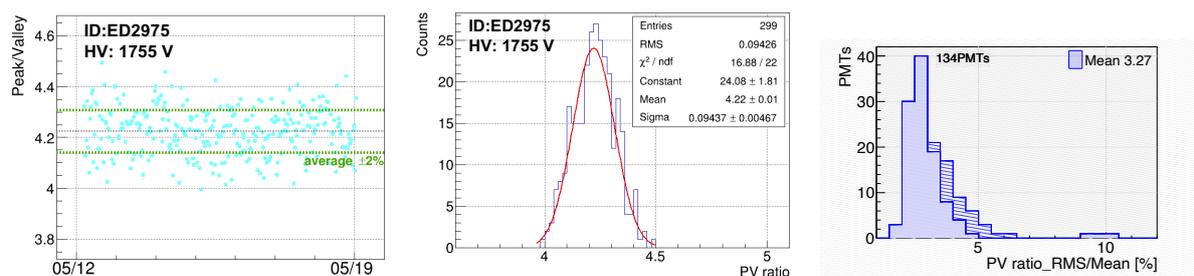
図 4.31: 電荷分解能の評価

(*途中で故障のため ADC モジュール交換が行われ、故障時の 1 本の記録がない。)

4.4.4 PV 比

PV 比は、図 4.26 の 1 光電子ピーク (Peak) とペDESTALピークと 1 光電子ピークの間値の谷 (Valley) の比 (Peak/Valley) で定義され、特にペDESTALピークの幅に影響を受ける。ノイズが多く含まれるような測定ではペDESTALの幅が大きくなることで、谷が浅くなり、結果として PV 比は小さくなる。つまり、PV 比も 1 光電子ピークとペDESTALを分離し、1 光電子を識別する精度の指標として重要な項目であるが、測定環境に影響を大きく受ける値である。長期測定環境における HKPMT における PV 比の時間変動とそのヒストグラム、各 PMT の RMS/Mean を図 4.32 に示す。変動は電荷分解能に比べると大きいですが、これは Valley がイベント数の少なくなる部分であり、不定性が比較的大きくなることに起因するものだと考えられ、同じイベ

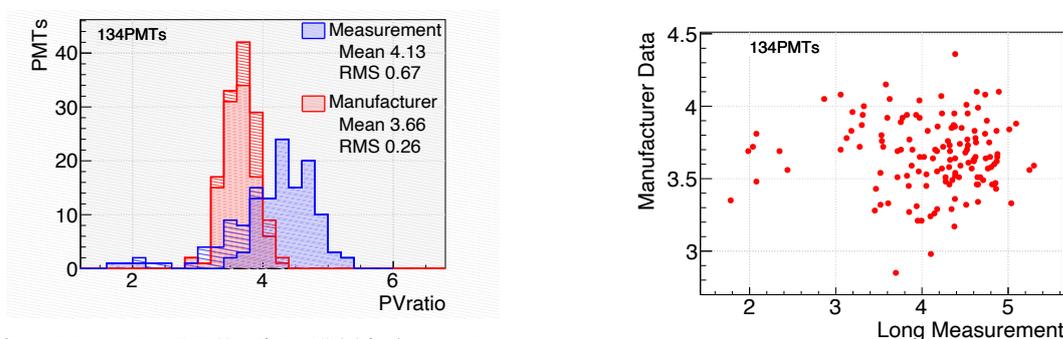
ント数で電荷分解能と PV 比を変動を算出すると PV 比の変動が大きくなると理解している。また図 4.31 の各 PMT における PV 比の値の分布によると、浜松ホトニクスよりも良い PV 比の値が確認されている。これには長期測定における 4.3.1 節のノイズの対策が効果を挙げていると考えられるが、ADC モジュール交換後には、要件の下限値 2 や納入仕様下限値 2.5 を下回る値も確認されている。ADC モジュール変更前は確認されていなかったことから測定器に起因するものだと考えられ (図 4.29)、PMT 性能には問題はないと考えているが、PMT 性能の評価項目として値を確認するには改善が必要だと考えられる。



(a) HKPMT における PV 比の時間変動 (b) HKPMT における PV 比の時間変動の (c) 各 PMT における PV 比の時間変動 (斜
データは評価に用いる測定開始 1 週間 ヒストグラム (データは評価に用いる測 線部は ADC モジュール交換後)。
後からの変動である。 定開始 1 週間後からの変動である)。

図 4.32: PV 比の時間変動の評価

(*途中で故障のため ADC モジュール交換が行われ、故障時の 1 本の記録がない。)



(a) 各 PMT における PV 比。青が長期測定 (Long Measurement)、赤が浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値であ (b) 長期測定 (Long Measurement) と浜松ホトニクス (Manu-
る。(斜線部は ADC モジュール交換後) ufacturer) の PV 比の測定値の比較

図 4.33: PV 比の評価

(*途中で故障のため ADC モジュール交換が行われ、故障時の 1 本の記録がない。)

4.4.5 TTS

TTS は、Clock Generator からの外部トリガーで制御されている LD モジュールからの同期信号と PMT からの信号が TDC 入力されるまでの時間差 (Transit Time; TT) の分布から算出しており、図 4.34 に長期測定環境における HKPMT の時間差の分布を示している。Clock Generator からの基準となる信号時間を取得するために TDC モジュールの 16 チャンネルのうち各暗室 1 つずつ、合計 2 つのチャンネルを使用している (図 4.14)。そのため暗室に設置された PMT のうち各暗室 1 つずつの PMT では、TDC データを取得してい

ない。TTS は、TT 分布のピークを

$$f(x) = \frac{\lambda}{2} e^{2\mu + \lambda\sigma^2 - 2x} \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (4.4.1)$$

でフィットした時の半値幅として求めている。ここで erfc は相補誤差関数であり、 erfc は以下のように表される (erf は誤差関数)。

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (4.4.2)$$

式 4.4.2 は、Exponentially Modified Gaussian (EMG) と呼ばれ、信号の時間分布をよく表すものであることが確認されており、今回の解析でも使用されている。

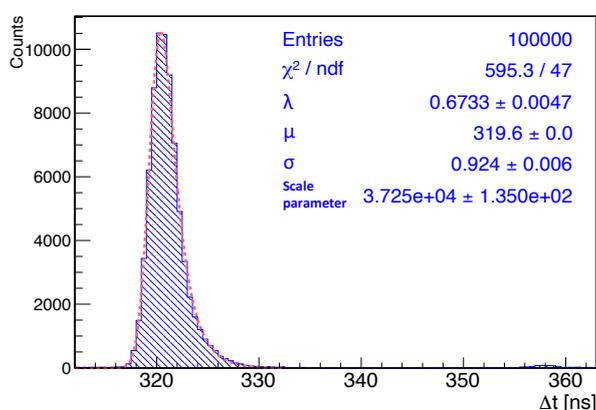
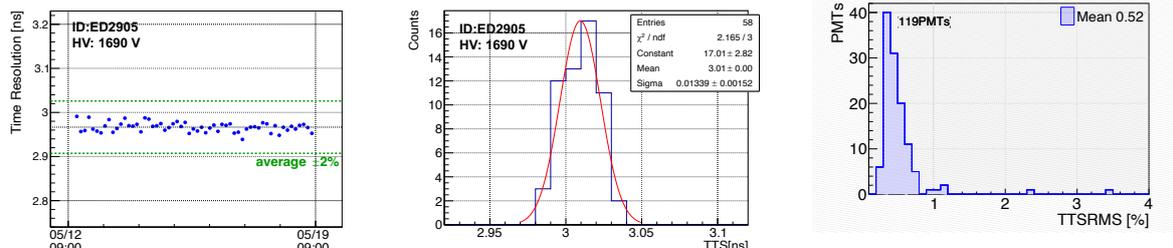


図 4.34: 長期測定における HKPMT の TT 分布。

長期測定環境の HKPMT における TTS の時間変動とそのヒストグラム、各 PMT の RMS/Mean を図 4.35 に示す。基本的には安定していることが確認できるが、図 4.35c でいくつかの PMT で TTS の変動が大きくなっている。図 4.35c において 1 以上の値を示していた PMT は 4.3.2 節で述べた光ファイバー端の固定の機構が追加される前に測定した PMT で確認されており、その測定位置も冷蔵暗室の入り口付近に集中していたため PMT の入れ替え作業時にファイバーの向きがずれてしまったと推測される。対策が行われて以降の測定では PMT 毎の安定性のばらつきが抑えられていることから、ファイバーを固定する機構の導入により作業前後でも光の入射方向が変わりにくくなり、測定毎の不定性を減らすことができたと理解している。

また図 4.36 の各 PMT における TTS の値の分布を示す。浜松ホトニクス社のデータよりも測定値の方が 0.5 ns 程度大きいこと確認されている。要因として考えられるものとしては、測定方法と印加電圧の違いが挙げられる。測定方法について浜松の測定では CFD を用いて Time Walk の影響を受けない。しかし、HKPMT では信号の立ち上がりが鋭くなっていること、単一光電子測定のため信号毎の電圧差は大きくないことから、差は有意にあるものの違いを説明するものではないと考えている。印加電圧は平均 60 V 長期測定の方が低いので PMT での電子の移動速度がわずかに遅くなることが考えられる。実際に各 PMT について印加電圧と TTS の値を確認すると負の相関が確認された (図 4.37)。PMT 毎の個体差や測定位置毎の磁場やファイバーから光の入射方向等の差もあるため不定性が大きい、この関係から単純に見積もると 60 V で ~ 0.052 ns 程度差が生じるが、この違いを説明するには十分ではない。また各測定位置における残留磁場やファイバー端の向きによる光の入射方向の違いや測定器などによって TTS に違いが生じることが考えられる。しかし、これまでの測定位置毎の結果 (図 4.38) によると、測定位置に依存した明確な傾向は確認できない。ただし、

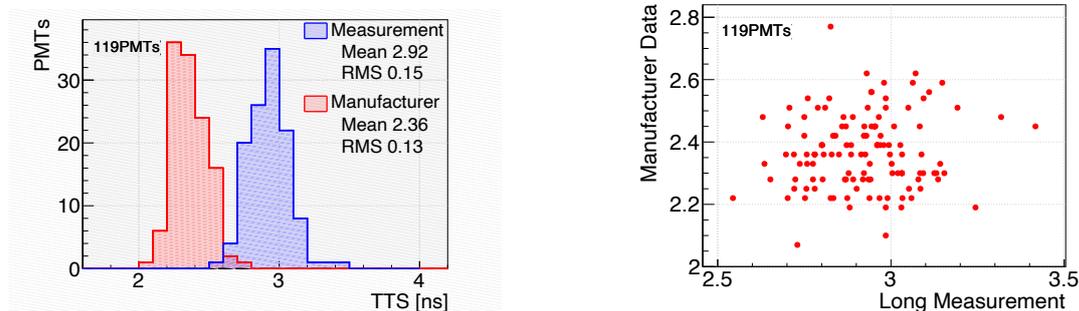
残留磁場については、図 4.19b のように 100 mG を超える値が確認されているため、磁場の影響を調査する別測定が進行しており、最終的に磁場に対する依存性を補正することが検討されている。これまでに得られた結果としては、納入仕様の 3.0 ns 以下は、僅かに超えている PMT がいくつか確認されている。PMT 性能自体のばらつきは少なくないことから、測定環境や方法によって TTS にどの程度影響を与えるかを定量的に評価することが重要である。ただし、要件の 5.2 ns は十分満たす性能であることは確認できている。



(a) HKPMT の TTS の時間変動 (データは評価に用いる測定開始 1 週間後からの変動である)。 (b) HKPMT の TTS の時間変動の分布 (データは評価に用いる測定開始 1 週間後からの変動である)。 (c) 各 PMT における TTS の時間変動が長期測定 (Long Measurement)、赤が浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値である。

図 4.35: TTS の時間変動の評価

(*光源の同期信号に TDC モジュールチャンネルを使用している分データ数が少ない。)



(a) 各 PMT の TTS。青が長期測定 (Long Measurement)、赤が浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値である。 (b) 長期測定 (Long Measurement) と浜松ホトニクス (Manufacturer) の TTS の測定値の比較

図 4.36: TTS の評価

(*光源の同期信号に TDC モジュールチャンネルを使用している分データ数が少ない。)

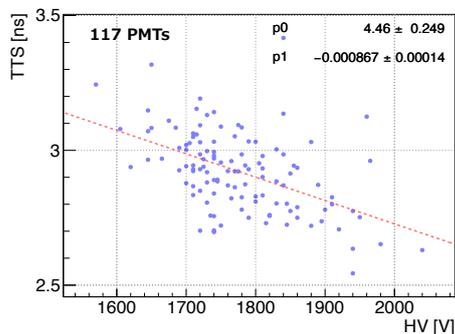


図 4.37: 各 PMT の TTS の測定値と印加電圧の値の関係

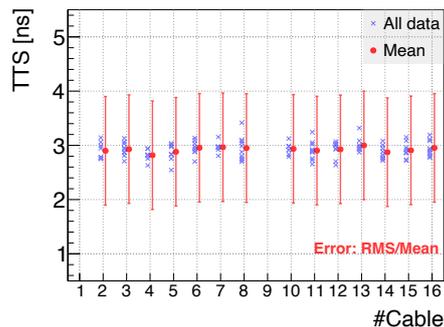


図 4.38: 各測定位置における PMT の TTS の測定値。ケーブル 1 ～ 8 が暗室 1、ケーブル 9 ～ 16 が暗室 2(図 4.7)。× 印が各 PMT の測定値であり、○ 印が各測定位置における平均値である。

4.4.6 アフターパルス

アフターパルスは、メインパルスから 2 ～ 40 μs 遅れてくる信号と定義して、閾値を超えたヒット数分布から求めている。データの取得は、TDC と同様の方法であるが、図 4.14 のデータ取得システムに示していたように TDC モジュールには LD 同期信号から、46 μs 遅れて停止信号が入力されている。これにより TDC に同期信号が入力される 4 μs 前から 46 μs 後までデータを取得している。

アフターパルスを求める際には、まず各イベントの同期信号とヒット時間の時間差について全ヒット（メインパルス、アフターパルス、ダークヒット）を全てヒストグラムに詰める。そして最もイベント数の多かった時間差におけるヒット（メインパルス）を基準に、 $-8 \text{ ns} \sim 15 \text{ ns}$ にヒットがあった事象のみデータ取得時間の全ヒットを再度別のヒストグラムに詰める。そうすることで、図 4.39 のような PMT に光を入射させた際にメインパルスが得られたイベントにおけるアフターパルスとダークヒットを含むヒット時間差分布が得られる。メインパルスより前のヒットは、プレパルスも含まれるが、基本的にはダークヒットが支配的だと考えられるので、 $-4.3 \sim -2.0 \mu\text{s}$ までのヒット数から単位時間あたりのノイズヒット発生数（ノイズレベル）を求める。そしてアフターパルスはメインパルスの後の 2 ～ 40 μs 後と発生すると定義したので、その時間でノイズレベルを超えてヒットした数（アフターパルスヒット数）をカウントする。最後にメインパルスのヒット数とアフターパルスのヒット数の比をとることで、アフターパルス発生確率を算出している。

図 4.40 の各 PMT におけるアフターパルスの発生確率の分布を示す。長期測定の結果は浜松ホトニクスの結果よりも PMT 毎のばらつきが大きくなっており、平均値も高い。これは測定方法が異なる (B.1.3 節) ことに起因すると考えられる。浜松ホトニクスではアフターパルスの測定を約 150 光電子相当の光量に調整してメインパルスに対する相対電荷量として計算している。これは低い光量だとベースラインの揺らぎの影響が大きい懸念があることも考慮しているためである。またメインパルスが 100 光電子程度の光量で測定した場合のパルスカウンティングと相対電荷量によるアフターパルス評価では、パルスカウンティングではヒットの読み出しで処理できないような連続的なヒットが生じた場合見逃してしまう一方、相対電荷量では信号を積分して算出することから、アフターパルスをより高く見積もるという関係が考えられる。しかし、長期測定では 1 光電子相当の信号を見ているため、単純に議論することはできない。実際に長期測定の結果と浜松のデータにも相関は確認できない (図 4.40b)。ただし、いずれの方法においても全数に対する要件と納入仕様の 10 %

や平均値に対する要件の 5 % と納入仕様 4 % という値を超えておらず、条件を満たした結果が得られていることから、要求を問題なく満たしている性能が確認できている。

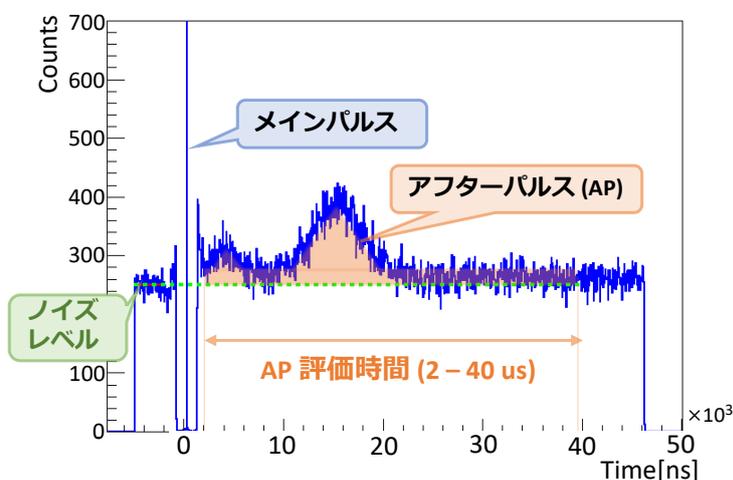
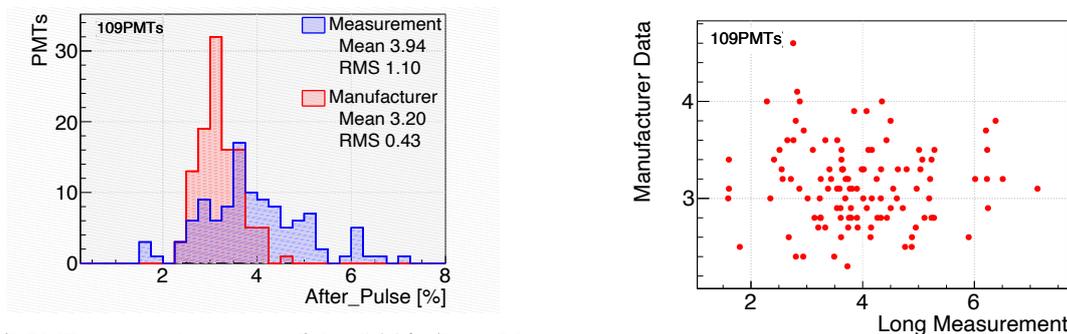


図 4.39: HKPMT でメインパルスが得られた場合のヒット時間分布。ヒット時間は LD 同期信号と PMT 信号のヒット時間の差として計算されている。



(a) 各 PMT でのアフターパルス。青が長期測定 (Long Measurement)、赤が浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値 (b) 長期測定 (Long Measurement) と浜松ホトニクス (Manufacturer) のアフターパルスの測定値の比較

図 4.40: アフターパルス発生確率の評価
(*アフターパルス用のデータの取得が途中から追加されたためデータ数が少ない。)

4.4.7 ダークレート

ダークレートは、Scaler で記録された 1 分おきの変動でモニターしている。長期測定環境における同暗室中 PMT のダークレート変動を図 4.41 に示す。測定開始からダークレートが安定するまでには特に時間がかかり、表 4.3 で示した要件では、1 ヶ月暗中で安置した状態における値を測定条件としていたが、長期測定では 2 週間程度の測定の後半の 1 週間のダークレートの平均値を長期測定におけるダークレートの測定値としている。またこの要件の条件として温度 14°C、100 mG 以下の磁場環境という条件に関しても 4.3.4 節で述べたような違いがあることに留意する必要がある、評価の際に考慮する必要がある。

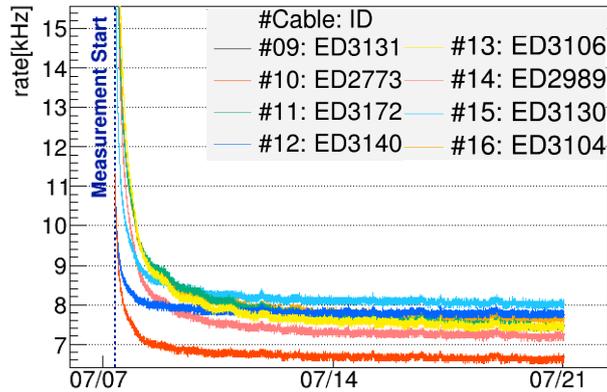
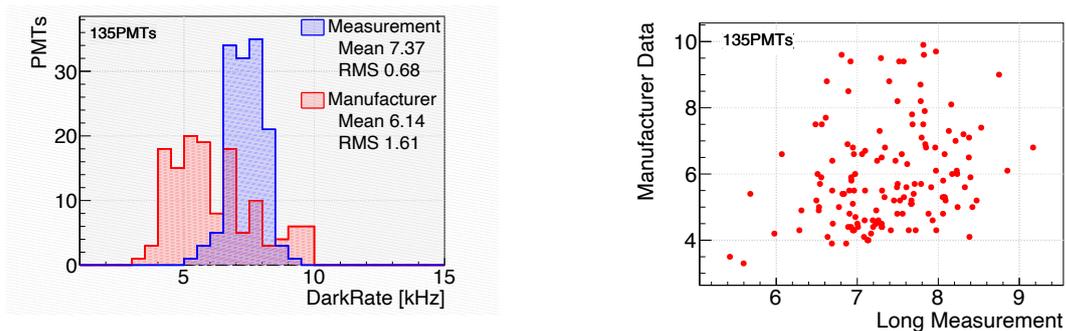


図 4.41: 同暗室内 (暗室 2) の PMT のダークレートの時間変動

図 4.42 の各 PMT におけるダークレートの値の分布を示す。ダークレートは 3.2 節で述べたように PMT 開発で最終的に柏での 3 ヶ月以上の測定と環境要因等の補正を行い 4 kHz であることが確認されて生産が開始されている (詳細は B.2 節)。長期測定における結果を確認すると、平均値に対する要件である 4 kHz とは乖離があることが確認される。ただし、測定環境の違いや評価時の補正もあるので、柏測定時の補正等を考慮した比較は、4.4.8 節で述べる。一方、浜松ホトニクスでの測定結果との比較では、測定方法が異なり、浜松ホトニクスの測定の方がより短期間であるといった違いはあるが、浜松ホトニクスの事前測定における結果よりも平均で 1.2 kHz 程度高い結果となっている (浜松ホトニクスの測定方法は B.1.3 節)。測定結果からは要件や納入仕様における全数に対する基準の 10 kHz 以下は達成しているものの、平均値に対する要請の 4 kHz について評価を行うためにも、PMT のダークレートが影響を受ける要因とその依存性について定量的に理解することが重要である。またダークレート安定性に関しては、測定開始直後の不安定性や一時的なレート上昇等を考慮した判定開始や判定方法の策定を含む議論が進行しているためここでは議論しない。以下では得られた結果と浜松ホトニクスにおける結果の差異を理解するために行われたいくつかの調査について述べる。

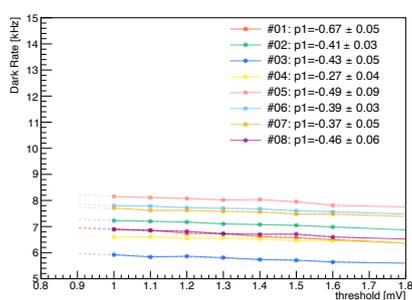


(a) 各 PMT のダークレート。青が長期測定 (Long Measurement)、赤が浜松ホトニクス (Manufacturer) の測定値である。
 (b) 長期測定と (Long Measurement) と浜松ホトニクス (Manufacturer) のダークレートの測定値の比較

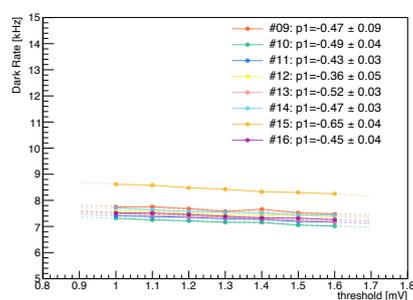
図 4.42: ダークレートの評価

閾値の違い

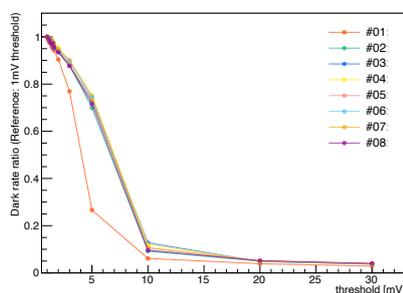
浜松ホトニクスでの測定の違いとして挙げられるのは、信号に対する閾値である。HK における測定では閾値を 1/6 p.e. で測定することが想定されており、長期測定でも、この値にならって 1/6 p.e. に相当する値 (-1.0 mV) に設定されているが、浜松ホトニクスでは 1/4 p.e. (約 -1.5 mV) に相当する値で設定している。これについて冷蔵暗室の各測定位置で、ディスクリミーターの閾値を変更して測定を行い、測定を行うことで、ダークレートの依存性を確認した。結果は図 4.43 のようになり、特に -1.0 mV ~ -1.6 mV までは線形にダークレートが変化している。これについて一時関数でフィットを行なった結果、平均で 0.458 kHz/(- mV) であり、閾値に関して長期測定の -1.0 mV と浜松ホトニクスを -1.5 mV として差を考えると長期測定の方が、ダークレートが ~ 0.23 kHz 高くなると考えられる。



(a) 暗室 1 (-1.0 mV ~ -1.6 mV)



(b) 暗室 2 (-1.0 mV ~ -1.6 mV)



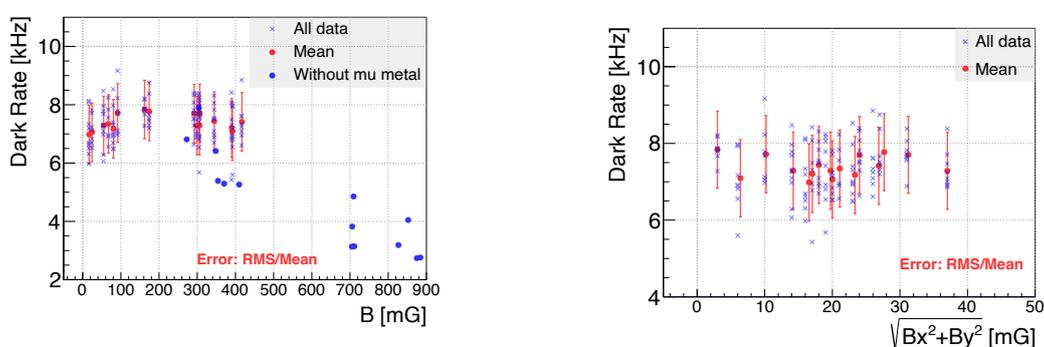
(c) 暗室 1 (-1.0 mV ~ -30.0 mV)。1.0mV の時の値を基準にしている。

図 4.43: ダークレートの閾値依存性。暗室 1 で、-1.0 mV ~ -30.0 mV、暗室 2 で、-1.0 mV ~ -1.6 mV の範囲で設定を変更して、測定を行なった。測定位置の番号は図 4.7 に倣う。

磁場

測定環境としては、磁場と温度がダークレートに影響する主要な要因として挙げられる。磁場に関しては、別測定で詳細な調査は行われているが、浜松ホトニクスでの測定は磁場が数十 mG に抑えられているのに対して、冷蔵暗室の測定位置ごとの残留磁場は、図 4.19b のようになっており、位置毎に違いが大きい。各測定位置の磁場の値と長期測定の結果の関係を確認したものを図 4.44 に示す。3 軸方向の磁場に対する結果については、0 ~ 100 mG では磁場が大きくなるとダークレートが大きくなる傾向が見えており、これは PMT のダイノードの非対称性に起因する可能性もあるが、現状では理解できていない。またミュウメタルを使用せずに測定を行った際の結果を確認すると磁場が 300 mG を超えたあたりからダークレートが減少している傾向が

確認できる。この結果は 4.3.4 節で述べたミューメタルを使用した磁場対策により収集効率が回復しており、磁場対策後のデータでは磁場によるダークレートの低下の影響が低減されていることを示唆しており、対策の有効性を示すものである。また鉛直方向の磁場は、本測定において水平方向の磁場よりも電子軌道に与える影響も少ないと考えられ、ダークレートに与える影響比較的少ないと予想されることから、水平方向の磁場に関して同様にダークレートの測定値の結果を確認した。しかし、長期測定の磁場環境は鉛直方向に特に大きな残留磁場が確認されており、水平方向の残留磁場は大きくても 40 mG 程度であるため、明確なダークレートとの相関は確認できなかった。これらの結果から現段階では測定数は各測定位置で 10 本に満たず、PMT の個体差もあることや磁場の測定精度について考えると不定性はあるものの、磁場がダークレートに影響を与えることは確認できており、現在進行している磁場依存性の測定から定量的な補正を行うことで、今後より正確な評価ができると考えられる。



(a) 各測定位置における 3 軸方向磁場の大きさとダークレート測定結果の関係。○印 (青) は PMT 台座にミューメタル使用しなかったときのダークレート測定値である。
 (b) 各測定位置における水平方向の磁場の大きさとダークレート測定結果の関係。

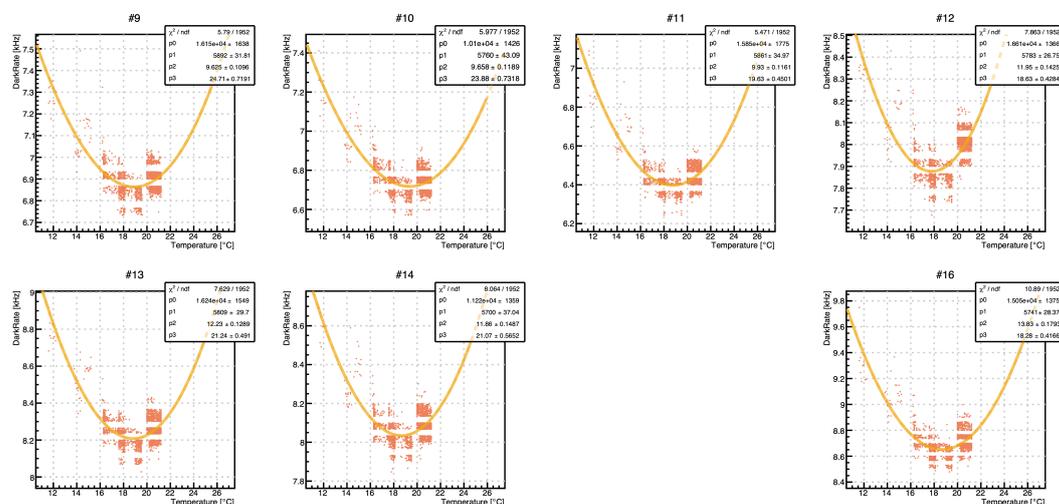
図 4.44: 各測定位置の磁場に対する PMT のダークレート測定結果。磁場の値は図 4.19b に基づいている。× 印が各 PMT の測定値であり、○印 (赤) が各測定位置での測定値の平均である。

温度

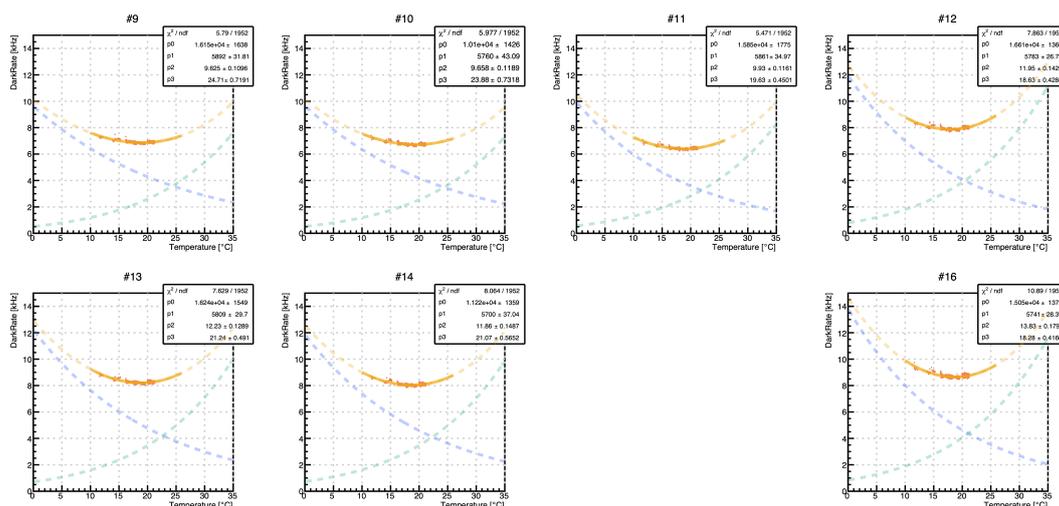
温度に関して、浜松ホトニクス社の測定では、年間を通じて 25°C 程度で測定が行われている。対して長期測定では、冬季に冷蔵暗室を設置した部屋の空調を使用し、夏季に冷却器を使用した場合は 14°C 程度に保った測定ができるが、4.3.4 節で述べたように今回の測定結果はどの時期も空調を使用したものであり、各測定期間中の温度変動は 2°C 程度であるが、期間毎の温度は 14°C から 22°C 程度の違いがある。3.2.5 節で述べたようにダークレートの主な要因の温度依存性について、熱電子による影響は温度が上昇するほど上昇する。一方、ガラスの発光によるシンチレーション光の影響は低温になるほど上昇する。HK の想定水温の 14°C から室温の 25°C までの範囲は、3.2.5 節の図 3.9 から熱電子による影響とガラスの発光による影響が拮抗する温度領域にあたりと考えられる。温度依存性にはガラスの成分にも依存しており、個体差もあるため、温度がダークレートに与える影響について今回はこれまでの長期測定で得られた結果からの見積もりを行った。

見積もりにおいて使用したデータは、4.3.4 で述べた冷却器起因のノイズ等の調査のために一つの暗室の温度を変更した際のものを使用した。しかし、冷却器稼働中はダークレートにノイズがのるため、冷却器を使用した後、暗室温度が周囲の温度に戻るまでの期間のダークレートの変動を確認した。またそれに加えて冷却器を使用していない通常の測定中の温度の日動変動が比較的大きい時のダークレートのデータも使用している。結果としては、暗室内でどの PMT でも 18 ~ 19°C の間でダークレートが最低になることが確認された。

(図 4.45)。図 4.45 の分布に対しては、熱電子からの寄与とガラスの発光の寄与を考慮した関数でのフィット



(a) 各測定位置におけるダークレートの温度依存性。



(b) 図 4.45a の広域表示。緑点線は熱電子放出による寄与 (式 4.4.5)、青点線はガラス発光による寄与 (式 4.4.6) を示している。

図 4.45: 暗室 2 における PMT のダークレートの温度依存性。各データ点は温度のデータ取得に合わせて、2 分毎平均値を使用した。測定位置の番号は図 4.7 に倣う。ただし測定位置 15 番では当時通常台座と異なるものを使用していたためデータを使用していない。またダークレートの測定値にデータ点のない領域が確認できるが、これは Scaler ボードの問題であることが確かめられている。

を行っている [34]。3.1.1 節のダークレートの説明で述べた Richardson-Dashman の式から熱電子放出によるダークレートは、

$$r_R(T) = AT^2 \exp\left\{-\frac{W}{kT}\right\} \quad (4.4.3)$$

と表される。ここで A は定数、 k はボルツマン定数であり、HKPMT では SKPMT よりも仕事関数 W が小さくなっているため熱電子の放出がより起こりやすと考えられる。また低温で増加するガラスの発光による

影響の寄与は、

$$r_{nt}(T) = GA_c \exp\left\{-\frac{T}{T_r}\right\} \quad (4.4.4)$$

と表される。ここで G は定数、 A_c はカソード面積、 T_r 任意に設定された定数で、図 4.46 では 200 K 以下のデータの傾きに合わせるために 100 K で設定されていた。これらより、

$$r_R(T) = p_0 T^2 \exp\left\{-\frac{p_1}{T}\right\} \quad (4.4.5)$$

$$r_{nt}(T) = p_2 \exp\left\{-\frac{T}{p_3}\right\} \quad (4.4.6)$$

として、

$$\begin{aligned} R(T) &= r_R + r_{nt} \\ &= p_0 T^2 \exp\left\{-\frac{p_1}{T}\right\} + p_2 \exp\left\{-\frac{T}{p_3}\right\} \end{aligned} \quad (4.4.7)$$

という関数でフィットを行った。3.2.5 節の図 3.9 と同様に熱電子放出とガラスの発光の影響の存在を考えて矛盾のない結果が確認できたため、この結果から浜松ホトニクスとの見積もる。ダークレイトが最低になる温度は平均 19.5 °C であり、その点でのダークレイトの平均値は 7.56 kHz であった。また 25 °C におけるダークレイトは平均 7.68 kHz であったので、差の平均で 0.12 kHz であった。したがって、長期測定が行われた 14°C から 22°C の温度領域においてダークレイトは最大で ~ 0.1 kHz 程度長期測定の方が低くなると見積もられるため、この結果のみでは、測定結果の浜松ホトニクスとのダークレイト差 + 1.2 kHz を説明するものではないようであった。

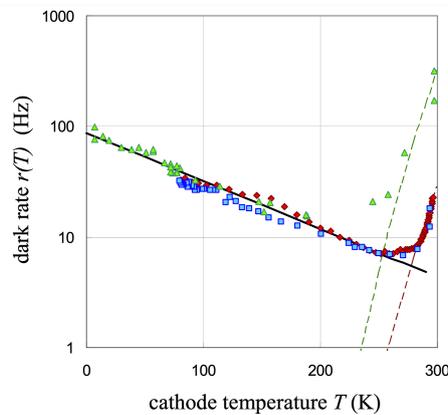


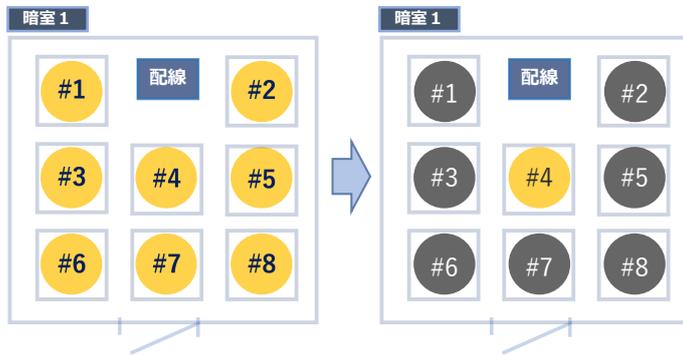
図 4.46: PMT (R7725) 2 本のダークレイトの温度依存性 [34]。PMT1 は 4K まで冷却 (三角形)。PMT2 は 80K まで冷却し (四角)、その後室温に戻した (ダイヤモンド)。実線は式 4.4.4 に対応する。破線は熱電子放射に期待される温度依存性。

背景光

温度や磁場といった環境要因のほかに浜松ホトニクスとの測定結果の違いとなり得ると考えられる要因は、背景光の影響が挙げられる。背景光としては、暗室外部からの光の入射と暗室内で光源となっているものとの影響が考えられる。外部からの光の入射は冷蔵暗室の上部に蛍光灯の点灯による影響でダークレイトが変動し

ないこと、ダークレートの日動変動が小さいことから十分小さいと確認できている (4.3.1 節)。したがって、長期測定環境でダークレートに影響を与える可能性が考えられるのは暗室内部からの影響と考えて調査を行った。長期測定の暗室内部では同時に 8 本の PMT が測定されており、他の PMT からのガラスの発光や反射の影響を受けることが考えられる。これは他の PMT の発光異常を検出が可能な点で優れている点ではあるが、浜松ホトニクスでの PMT を個別に暗箱に入れ測定を行うのに対しては、長期測定の方がダークレートが高くなる要因となり得る。

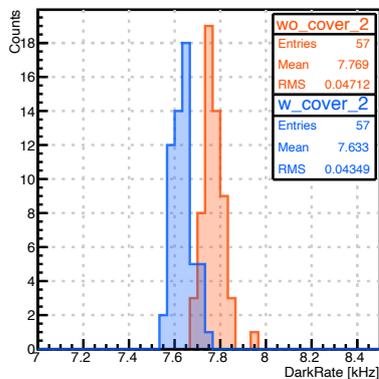
他の PMT からの影響を確認することに加えて、PMT 以外の内部で発生している光源の存在の可能性を調べるために PMT にブラックシートを被せて完全に遮光した際の影響の確認を行った。冷蔵暗室の中央の PMT を除いて、PMT にブラックシートを被せない場合と被せた場合のダークレートの違いを確認した (図 4.47a)。PMT にブラックシートを被せ遮光を行った様子は、図 4.47b 示しており、ミューメタルの外側から PMT 全体を覆うように被せている。中央以外の PMT での遮光前後のダークレートの差を確認することで、他の PMT からの影響を含む暗室内部からの背景光の影響を見積もることができる。ブラックシートを被せなかった中央の PMT は全方向に PMT が隣接するため、他の PMT からの影響を最も受けやすいと考えられ、前後のダークレートの差を確認することで他の PMT からの影響の大きさを見積もることができ、暗室内部で PMT のダークレートに与える影響のうち他の PMT とそれ以外の要因を切り分けできると考えられる。測定のデータとしては、それぞれのセットアップで 1 週間程度安定化させた後、暗室内部の光電面高さでの平均温度が同程度 (18.2 °C) となっている一時間ほどのデータを使用した。測定の結果を図 4.47c、図 4.47d に示す。中央以外の PMT では、遮光した場合平均で ~ 0.07 kHz ダークレートが減少していた。一方で中央の PMT のダークレートは 0.25 kHz ダークレートが減少している。測定中は暗室上部の光ファイバーから 1 kHz での光の入射も行っており、光量を考えるとこの影響は 4.3.2 節で述べたように ~ 0.1 kHz 未満と考えられる。したがって、中央以外の PMT の結果からは、ダークレートに影響を与えるような背景光の影響は明確には確認できない。一方で、他の PMT からの影響を最も受けやすいと考えられる中央の PMT に関しては、1 本の PMT での結果のため不定性が大きい可能性があるが、他の背景光の要因が十分小さいとして、隣接する PMT からの影響を大きく見積もった場合、影響は ~ 0.2 kHz だと考えられる。ここから、他の測定位置でも 0.1 kHz 程度は影響があることが概算ではあるが予想される。



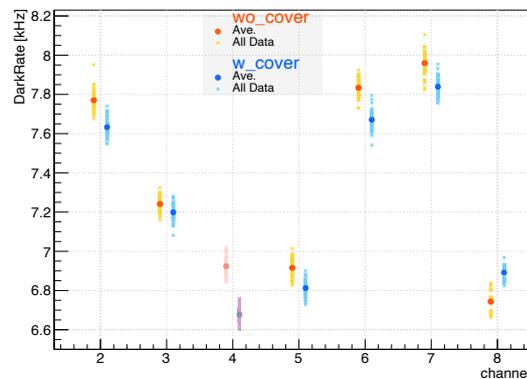
(a) ブラックシートで PMT をカバーする前後の PMT の配置。黒く示した PMT をブラックシートで覆っている。



(b) ブラックシートを被せた PMT の様子



(c) ある PMT (図 4.47d における channel 2) においてブラックシートを被せた場合におけるダークレートの差異。各 1 時間程度のデータを使用しており、各エントリーは 1 分間のダークレートの値である。



(d) ブラックシートがある場合とない場合での各 PMT のダークレートの測定値。ただし、channel 4 はブラックシートを被せていない。×印が 1 分おきの測定値であり、○印がその平均値である。channel 1 は測定切り替え時にケーブル長の変更が行われ、条件が変わったため、データを使用していない。

図 4.47: 冷蔵暗室内の PMT からの発光の影響と外部からの光の入射の影響の評価

その他の要因

磁場・温度以外の環境要因としては、大気圧や湿度等があり、悪天候の際にダークレートが僅かに時間変動していることも確認されており、大気圧などに依存してダークレートが影響を受けていることが疑われた。大気圧・湿度・温度をモニターできる機器(表 4.2)を長期測定環境に追加してモニターを行い、得られた結果からここでは特に大気圧が与える影響について検討する。ただし、大気圧の測定器が暗室内に設置された際は 4.3.4 節で述べた冷却器由来のノイズ対策として PMT に透明の袋を被せている。大気圧等の環境要因の変動とダークレートの変動を図 4.48 に示す。湿度に関して長期測定の暗室では 65 ~ 70 % 程度であることが確認できる。この期間のデータを元にしたダークレートと、大気圧の絶対値の関係を図 4.49a に、ダークレートと大気圧の 1 時間の変化量の関係を図 4.49b にそれぞれ示す。確認した結果からは大気圧の絶対値とダークレートに明確な相関は確認できなかった。一方、ダークレート変化量においてはダークレートが増加する際にダークレートが低下する傾向が確認された。同様の関係は同時に測定されている他の PMT から確認されてい

る。従ってこの結果からは大気圧が測定中に上昇/低下し続けていない場合であれば、ダークレートの平均値としては大きく変動することはないと考えられる。

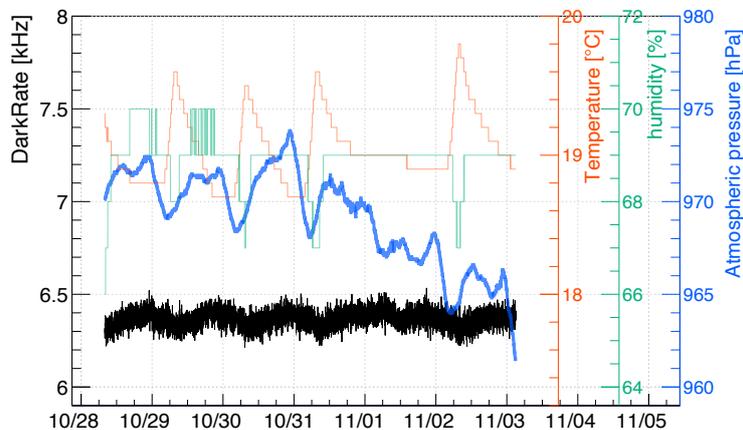
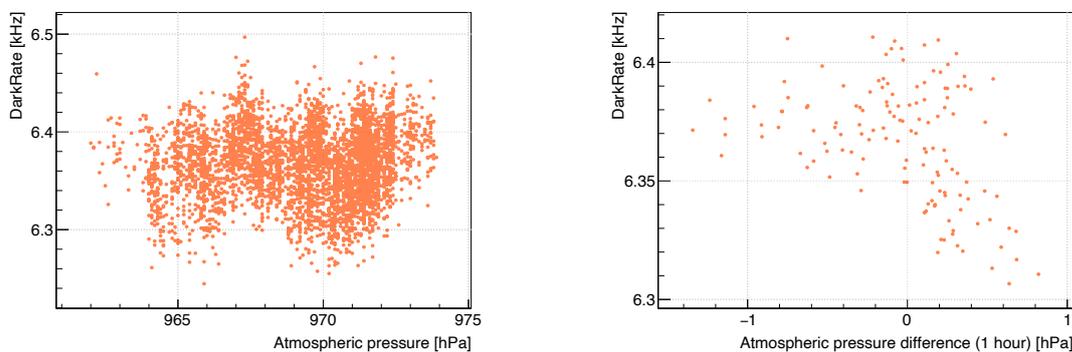


図 4.48: 大気圧・湿度・温度とダークレートの時間変動。ダークレート（黒）は 1 分毎、大気圧（青）・湿度（緑）・温度（赤）は 2 分毎の変動である。



(a) ダークレートと大気圧の絶対値の関係。各データ点は 2 分毎 (b) ダークレートと大気圧の変化量の関係。各データ点のダークレートは 1 時間の平均値、大気圧は 1 時間毎の変化量である。

図 4.49: ダークレートと大気圧の関係。データは図 4.48 の期間を使用している。

しかし、PMT に袋をかぶせる以前の他の期間のダークレートの大気圧依存性を確認したところ異なる結果も確認されている。ただし、以下では大気圧の測定器が導入される前の結果を扱うため、気象庁のデータ（高山）を元に議論を行う。測定器導入後の長期測定環境で記録された大気圧と気象庁のデータを比較すると絶対値の差はあるものの、同様の変動が確認できている（図 4.50）。また絶対値の差は、神岡の標高約 450 m と気象庁の測定地（高山市桐生町高山特別地域気象観測所）の標高約 560 m に由来すると理解できる。気象庁のデータを元に図 4.51 に示した期間で同様の確認を行った結果を図 4.52 に示す。結果としては大気圧の絶対値と相関が確認された。またこれは同期間の全て PMT でも同様であり、問題なく測定されていた 15 本の PMT で平均すると、大気圧が 1 hPa 上昇するとダークレートが 0.013 kHz 上昇する関係が確認された。

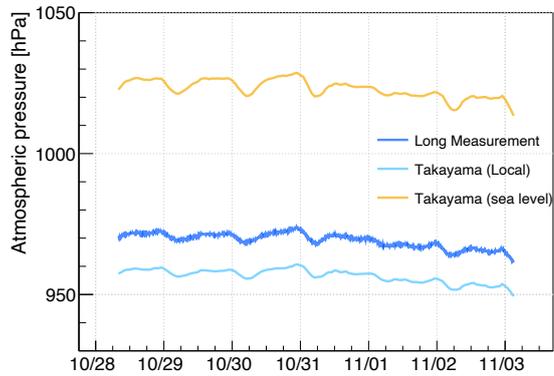


図 4.50: 高山市の現地気圧（水色）と海面気圧（黄色）と長期測定環境でモニターしている大気圧（青）の比較。高山市の記録は気象庁のデータに基づいており 1 時間毎の変動、長期測定のデータは 2 分毎の変動である。

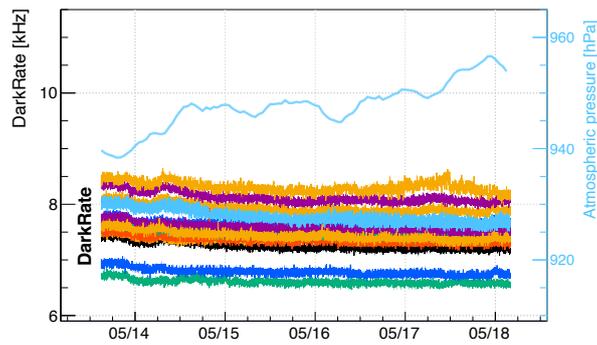
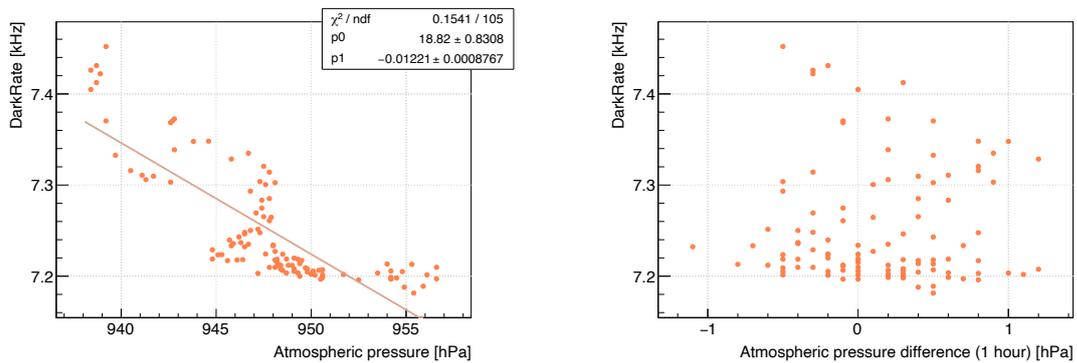


図 4.51: 大気圧とダークレートの時間変動。大気圧（水色）は 1 時間毎、ダークレートは 1 分毎の変動である。



(a) ダークレートと大気圧の絶対値の関係。各データ点は 1 時間毎の平均値である。(b) ダークレートと大気圧の変化量の関係。各データ点のダークレートは 1 時間の平均値、大気圧は 1 時間毎の変化量である。

図 4.52: ダークレートと大気圧の関係。データは図 4.51 の期間を使用している。

測定条件における違いとしては PMT に冷却器由来のノイズ対策として透明の袋を被せていたことが挙げら

れるが、この効果を検証するにはさらなる調査が必要だと考えられ、現段階では原因の特定には至っていない。今後大気中のイオン濃度測定器を使って影響を確認することが検討されている。いずれにしても、今回135本のダークレートの評価の際には、透明の袋は使用されていないため、今回は、ダークレートが大気圧の絶対値に依存する関係がPMT測定的环境下で成り立つと仮定した場合のダークレートの差異を見積もる。長期測定が行われている環境は標高450mほどであるのに対して、浜松ホトニクス測定環境は標高0m程度として考える。大気を気温減率6.5 K/kmの多方大気と仮定して状態方程式と静力学方程式（静水圧平衡の式）から求められる次式を用いることで、標高と気温と海面気圧から気圧求めることができる。

$$p = p_0 \left(1 - \frac{0.0065 \cdot h}{T + 0.0065 \cdot h} \right)^{5.257} \quad (4.4.8)$$

ここで p_0 は海面気圧、 h は標高である。この式に基づき気温25°C、海面気圧1気圧(1013.25 hPa)であるとした場合の長期測定環境の気圧を求めると、962.6 hPaになる。一方、浜松ホトニクス環境は1012.1 hPaとなる。従って気圧差は1012.1 - 962.6 \approx 50 hPaとなる。従って、長期測定環境との気圧差が50 hPa程度あったとするとダークレートは0.013 \times 50 \approx 0.7 kHz程度長期測定環境の方が高くなる可能性が考えられる。ただし、気圧は測定時期によって異なり、温度も実際には異なるため、この結果から単純に比較することは難しい。しかしながら、2つの測定位置において大気圧がダークレートに与える影響が無視できない可能性が考えられる。この影響の定量的な評価のためにもより詳細な調査が必要であると考えられる。

また、大気圧等の環境要因の他に、もう一つ影響を与える可能性のあるものとして考えられたものが、納入のための輸送時の振動等の影響であり、これについて浜松ホトニクスとの輸送前のPMTと神岡との輸送の往復をした場合などのダークレート値やその安定性の違いの検証等が進められているが、明確な違いは現在確認されていない。

ダークレート測定値の差異の評価

浜松ホトニクスでの納入前の事前測定における値より1.2 kHz程度ダークレートが高いことに関して、閾値、磁場、温度、背景光、大気圧について考慮して結果を再度比較する。閾値について、長期測定では-1.0 mVであるのに対して、浜松ホトニクスの測定では、-1.5 mV相当に設定されている。調査結果(図4.43)から、-1.0 mV閾値時に対して-1.5 mV閾値時はダークレートが平均3.01%低下しており、長期測定の方が、ダークレートが \sim 0.2 kHz高くなると考えられる。磁場に関しては、ダークレートに影響を与える可能性はあるものの、定量的な評価には至っていないため、今回は補正しない。温度に関しては、図4.45から長期測定環境の方が \sim 0.1 kHz程度ダークレートが低くなることが見込まれる。また背景光に関しては、ガラスの発光を大きく見積もった場合、 \sim 0.2 kHz長期測定の複数のPMTを同時に測る場合ではダークレートが高くなるが見込まれる。また大気圧には長期測定環境の方が \sim 0.7 kHz程度高くなる可能性が示唆されたが、測定時期の違いや影響する直接的な原因が特定できておらず、単純な比較は困難であるため値としては補正しない。以上について長期測定の測定値に対して補正を行うと長期測定における135本PMTのダークレートの平均値7.4 kHzは、7.4 - 0.2 + (\sim 0.1) - 0.2 \sim 7.0 kHz程度と見積もられる。それでも浜松ホトニクスの事前測定での測定値の方が0.8 kHz程度高くなり、差は確認されている。しかし、上述の大気圧が要因でダークレートが変化していることが確認されればこの差は十分に説明できる可能性が考えられる。また、磁場に関しては長期測定環境の方が特に鉛直方向に対して大きな磁場が確認されているため、補正後の方がダークレートが上がる可能性があるが、磁場に対する補正等を含めて最終的に評価される予定である。まとめると、ダークレートの浜松ホトニクス測定値との際に関して、閾値・温度・背景光に関して補正を行うと0.8

kHz 程度の差異が確認されたが、この差は大気圧・磁場等の定量的な評価で今後理解される可能性がある。

4.4.8 議論：ダークレート 4 kHz の達成を確認した柏の測定との比較

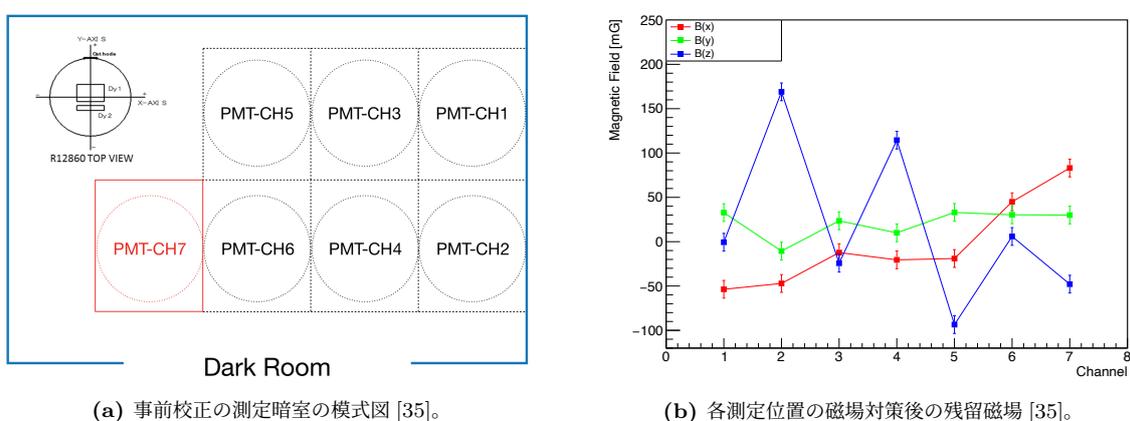
ダークレートの HK 要件（表 4.3）の 4 kHz という値については、信号閾値- 1.0 mV、14°C、1 μ s カウント幅、100 mG 以下の磁場環境、暗中共置 1 ヶ月という条件で測定した際の値であるために、長期測定の 2 週間程度の結果で完全に判断を下すことはできないが、現在の長期測定の測定値から乖離のある値であった。これについてこの 4 kHz の達成が確認された柏での測定 (B.2 節) の測定環境と比較して確認する。前提として、浜松ホトニクスでは 2020 年 10 月以降の量産品に対して、4 kHz 程度のダークレートが確認されてもとの量子効率やダークレート等の特性値について同等の値であることは確認されている。柏での測定や評価方法として異なる項目としては、温度、QE 補正、磁場補正、測定期間（安定化）、標高（大気圧）が挙げられる。温度については柏では 14 °C で測定が行われたが、先述のように差異としてはおよそ 0.1 kHz 未満であると見込まれるため、今回は考えない。また QE については柏での測定時と同程度の値であると考えたと式 B.2.1 から、補正係数は 0.88 となる。また磁場補正に関しては、柏ではシミュレーション値から補正係数を 1.08 としていた。柏では PMT を地面に対して横向きに向けて測定をしており、地磁気は図 B.7b にもあるように鉛直方向に大きくなっている。HKPMT のダイノード構造は Box & Line なので、非対称な構造をしており、SKPMT よりも磁場の影響を受けやすいと考えられて、現在測定されている HKPMT 磁場特性の測定の値を補正した場合より、補正係数としては大きくなる可能性もあり得る。そして測定期間については長期測定は 2 週間程度であるため、3 ヶ月以上測定した柏での PMT と比べてさらに長期間測定をした場合にダークレートが低減すると考えられる。標高に関しては柏の宇宙線研究所周辺の標高は 20 m 程度であり、測定が地下一階で行われていたこと考えると 4.4.7 節で述べた浜松ホトニクスの標高と同程度であると考えられ、影響は ~ 0.7 kHz 程度ある可能性が考えられるが、定量的に補正することは難しい。以上から長期測定の測定結果に対して定量的に見積もることができる補正係数は QE を考慮した場合であると考えて、補正を行うと $7.2 \times 0.88 \sim 6.34$ kHz となる。いずれにしても 4 kHz とは有意な差が確認できる。ただし、前述のように大気圧や磁場の影響に関してより定量的な理解が進めばこの差を説明できる可能性もある。また長期測定環境で柏での評価品の PMT を 1 本 (EA7400; 柏測定時 4.13 kHz) 2 週間の測定を行ったがダークレートは ~ 8.5 kHz であり、同一の PMT でも差異が確認されている。

まとめると、柏と同様の補正を検討しても、平均 4 kHz 以下という値とは現状乖離がある結果となっている。要件のダークレートの測定条件については暗中共置を 1 ヶ月間行って測定した際の値であるために単純には判断をできない。ただし、大気圧や磁場特性等を含めた PMT ダークレートの性能の定量的な理解により、差異が説明できる可能性は残っている。また、ダークヒットのおよそ半数は 10 μ s 程度の時定数を持つガラスの発光 [29] であり、この特性を読み出し回路などで捉えたり、HK におけるデータ解析時にこのノイズを選択的に除去して解析を行うことで実効的なダークレートはより低減する可能性も考えられる。

4.4.9 議論：水中でのダークレート

HK では PMT を純水中に設置して測定を行う。これに関して、実際に水中での HKPMT の測定が行われた際と長期測定のような大気中で測定が行われた場合との違いを考察する。3.3 節で述べたように 2018 年に 136 本の HKPMT が SK へ取り付けられ、実際にデータの取得が行われている。これらの 136 本の PMT は、SK にインストールされる前に事前校正（プレキャリブレーション）における測定がなされており、SK への

インストール後のキャリブレーションで印加電圧が調整されている [35]。ここでは事前校正時のダークレートと実際に SK で得られたダークレートの値を比較する。ただし、事前校正ではゲインが 1.4×10^7 相当の電圧を印加して測定した際のデータを使用した。また SK でのデータに関しても同じ電圧値で測定されている期間 (Run:80031) のデータからダークレートを取得するようにしている。事前校正の測定環境について、測定は SK と同じ坑内で行われ、環境温度は SK と比べ 10°C 程度高く、磁場はコイルで補正しているものの 100 mG よりも大きい値は確認されている (図 4.53)。加えて約 1 ヶ月で 145 本の HKPMT の測定が行われており、ダークレートに関しては破損やフラッシャー PMT を確認することを目的としていたため、各 PMT の信号閾値 -1 mV でのダークレート測定期間は、半日程度であり、安定化は十分ではなく事前校正で得られたデータの絶対値から単純にダークレートを評価することは難しい点に留意する必要がある (図 4.54)。



(a) 事前校正の測定暗室の模式図 [35]。

(b) 各測定位置の磁場対策後の残留磁場 [35]。

図 4.53: 事前校正の測定環境

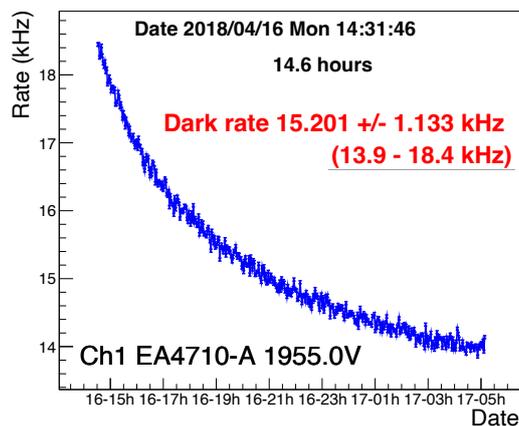
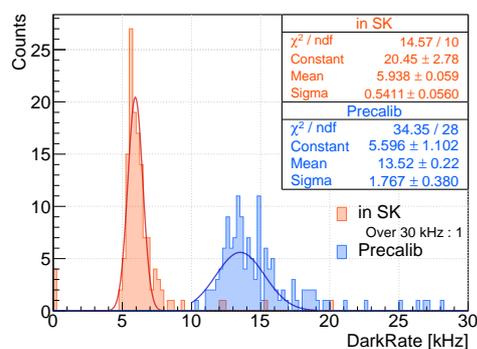


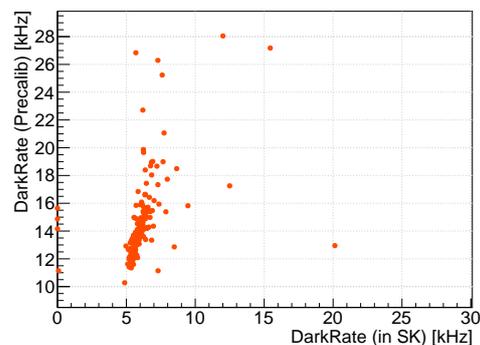
図 4.54: 事前校正の測定における HKPMT のダークレートの時間変動。本測定品 (EA4710) は 13.9 kHz として評価されている (浜松ホトニクス納入前測定では 8.4 kHz)。

図 4.55 に事前校正と SK で記録されたダークレート値の分布をまとめた。図 4.55b が示すようにほとんどの PMT で事前校正における測定より SK での測定値の方が小さくなっていることが確認できる。事前校正では、測定期間が数時間程度であったことにより、測定前に PMT がどの程度光に晒されたかなどによってダークレートが影響されることも考えられる。また SK にインストール後に不良が発生して印加電圧を切っ

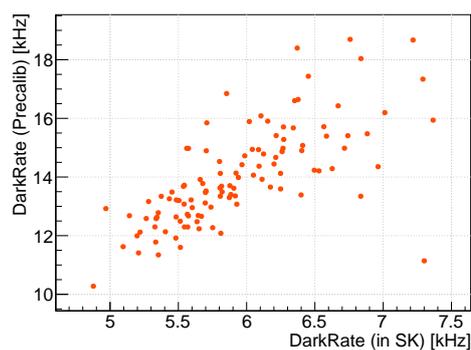
た PMT も数本存在する。そこで、図 4.55a において各分布のピークのガウスフィットの $\text{Mean} \pm 3\sigma$ 以内の値を記録している条件を満たす HKPMT の結果のみを使用してダークレート値を比較した結果を確認した (図 4.55c)。ダークレートの値に相関が確認され、これらの PMT では平均すると SK で測定されたダークレートは事前校正の測定値の 53.8 % となっていることが確認された。この結果から純水中に HKPMT を設置したことによるダークレートへの効果のみを独立に評価をすることは難しいが、HKPMT に関しては 3.2.5 節で述べたような改良が 2018 年以降にも行われて、さらなるダークレートの低減が確認され、量産が開始されている。また、現在納入されている HKPMT では受け入れ検査としては目視検査・信号検査・長期測定が行われており、HK にインストールされる HKPMT の品質としても 2018 年よりも向上していることが期待される。以上を踏まえると実際に HK 検出器で記録される各 PMT のダークレートの平均値が、図 4.55a に示した SK での PMT のダークレートの Mean 値の 5.94 kHz よりも低い値となることが期待され、HK における実際の測定においても HKPMT のダークレートは今回の長期測定の平均値 7.4 kHz より低減された値が得られると考えられる。



(a) HKPMT のダークレート値の分布。赤が SK で記録された値、青が事前測定 (Precalib) での測定値である。



(b) HKPMT のダークレート値の比較。



(c) HKPMT のダークレート値の比較。ただし図 4.55a において各分布のピークをガウスフィットした際の $\text{Mean} \pm 3\sigma$ 以内の値を記録していることを満たす PMT のみをデータ点に使用した。

図 4.55: SK にインストールされた 136 本の HKPMT の事前校正における測定値と SK で取得されたダークレート値の比較

4.5 性能評価まとめ

長期測定における 135 本の測定 PMT の結果から、各測定項目についての平均値は表 4.5 に示す通りである。HK の要件に関して、ADC モジュール変更による測定器由来の影響を除けば、PMT の性能についてゲイン安定性、電荷分解能、PV 比、TTS、アフターパルス発生確率について性能を満たすことが確認された。加えて、各 PMT の性能差も小さく、性能が要件を下回るような品質の PMT は確認されていない。ただし、TTS については全数に対する要件 (5.2 ns) を十分満たすものの、納入仕様 (3.0 ns) をわずかに越える値を示す測定値が確認されており、その差異については、磁場等の環境要因の補正も行い、最終的に評価が行われる予定である。また長期測定と浜松ホトニクス製の測定器の違いによる差異の可能性なども排除することができれば、より正しい理解が得られることが考えられる。いずれにしても、時間分解能について十分良い値であることは確認できている。またダークレートについても長期測定 (7.4 kHz) と浜松ホトニクスと事前測定 (6.1 kHz) の差異は確認されているもののその差は測定方法の違いや環境要因による影響で説明される可能性を示した。また全数に対する要件の 10 kHz 以下ということは確認できているものの、平均 4 kHz 以下については QE 等の補正を考えても乖離がある数値であった (4.4.8 節)。1 ヶ月暗中安置などの測定条件もあり、単純な比較はできないため影響等の補正が必要であり、QE の補正を考慮した場合長期測定値は 6.3 kHz となったが、まだ長期測定環境の方が高い値であると思われる。ただし、定量的に補正した場合は QE のみであり、こちらも浜松ホトニクス製の測定値の差異と同様に背景光や大気圧等の環境要因の補正で理解できる可能性もある。また 4.4.9 節で述べたように実際の HK 検出器で水中に設置される HKPMT で記録されるダークレートはより低くなる可能性も示唆されており、HK で実際に測定が行われる際の HKPMT のダークレート値としては長期測定値よりも低い値になることが考えられる。

表 4.5: 長期測定、浜松ホトニクスによる事前測定、HK 要求性能、浜松ホトニクスの納入仕様の比較

	単位	長期測定		浜松ホトニクス		HK 要件 (表 4.3 参照)		納入仕様 (表 4.4 参照)	
		平均値	RMS	平均値	RMS	全数	平均	全数	平均
高電圧 (10^7 ゲイン)	[V]	1782	83.6	1842	90.7	1600 ~ 2200	1600 ~ 2000	1600 ~ 2200	1600 ~ 2000
ゲイン安定性 (測定値は RMS/Mean)		0.30 %	-	-	-	±2 % 以内	-	±2 % 以内	-
電荷分解能	[%]	26.3	1.9	27.3	2.11	50 以下	-	46.7 以下	
PV 比		4.13	0.67	3.66	0.26	3 以上	2 以上	3 以上	2.5 以上
TTS (FWHM)	[ns]	2.92	0.15	2.36	0.13	5.2 以下	-	3.0 以下	-
アフターパルス 発生確率	[%]	3.94	1.10	3.20	0.43	10 以下	5 以下	10 以下	5 以下
ダークレート	[kHz]	7.37	0.68	6.14	1.61	10 以下	4 以下	10 以下	6 以下

今回構築された測定環境について長期測定で得られた結果から、データを取得し、HKPPMT 性能の評価をできることは確認できた。しかし、今後数年にわたり測定を続けていくにあたっては、PMT 入れ替え作業性の向上や測定毎の不定性を減らすための取り組みや経年劣化やトラブル時の測定不良の防止や即座に対応するために常時結果をモニターできるようなシステムも考えられる。加えて、さらなる測定環境の信頼性の向上や測定項目の正確な評価のために、今後行うことが想定されるアップデートや確認事項としては、以下が挙げられる。

- 残留磁場の影響によって各項目が受ける影響の評価・補正
- 冷蔵暗室の大気圧や湿度、イオン濃度などによって各項目受ける影響を評価・補正
- 各測定器の精度等が各項目への影響の評価
- HK の想定温度（14°C）に保った状態での性能の評価

HKPMT の磁場特性については、現在評価が行われており、測定値に補正をおこない最終的な評価を行うことが予定されている。また測定器の精度等の評価は、HKPMT の性能の正しい評価や納入元の浜松ホトニクスとの測定値との差異の理解として重要である。例えば、4.4.5 節で述べた TTS の値の差異の理解として、オシロスコープを用いて評価した時との差異を確認することで現在長期測定で使用している TDC モジュールの影響を見積もることができると考えられる。こちらについては納入 HKPMT の評価や改良品の測定等を含めた他の測定とスケジュールを調整し、並行して行う必要があるが重要な事項である。また今回の評価では冷却器を使用していなかったが今後は冷却器を使用して夏季でも温度を 14 °C に保ってデータを取得することで温度による各項目への影響が少ない状態での評価を行うことができると見込まれている。

第5章

50 cm 口径光電子増倍管のハイパーカミオカンデ検出器性能への効果

4章で評価した HKPMT の長期測定で確認している基本性能やその個体差は HK 全体としての性能に直接的な影響を与える。また HK 検出器では約 20,000 本の 50cm 口径の HKPMT を設置する予定であるが、その配置方法については現在議論が進行中である。本章では HKPMT の性能や配置方法が HK 検出器の性能に対して与える影響に関して、特に低エネルギー事象に注目し、中性子事象の検出のトリガーとなる 2.2 MeV γ 線の再構成および中性子同定について評価を行なった。

5.1 評価の目的

HKPMT の基本性能やその個体差は、HK において高エネルギー領域から低エネルギー領域問わず物理感度に直接影響を与えるため、非常に重要である。特に PMT のダークレートについては低エネルギーの事象を観測する際にバックグラウンドとして無視できず、中性子事象の検出効率に影響を与えることが確認されている。中性子事象の検出効率は、2.6.1 節で述べたように核子崩壊のバックグラウンドや太陽ニュートリノと超新星背景ニュートリノの感度に影響する。また HK には、内水槽に約 20,000 本の HKPMT が設置される予定であり、配置などが今後決定される。これは全体の検出器性能とコストを基に決定する必要があり、そのために事象の再構成精度などの定量的な比較が必要となっている。

本研究では、低エネルギー事象として中性子同定に対する HKPMT の効果を定量的に評価した。中性子事象は、2.2 MeV γ 線の検出をトリガーとして同定を行っており、2.2 MeV γ 線の再構成の精度は中性子事象とダークヒットに起因する偽の事象との区別において重要となる。本章では、開発されているアルゴリズムを使用して 2.2 MeV γ 線事象の位置の再構成精度と中性子同定効率に対する HKPMT の性能や配置による効果の評価を行った。また HK の内水槽へは、mPMT も導入される予定であるが、今回は HKPMT の性能や配置による影響を評価するために mPMT は考慮していない。

5.1.1 検出器構成

本研究では HKPMT の配置と性能について中性子事象に関わる再構成精度や同定効率を評価する。後述の 3 つの配置パターンにおける HK 検出器の評価に加えて、基本とした検出器配置パターン 1 (千鳥配置) においてランダムに 5 %、10 %、20 % の不良が生じた場合を想定して、PMT のヒット情報を使わずマスクした

場合についても評価を行う。これは実際に納入された PMT で不良が発生した場合の影響を評価することに相当し、PMT の不良率をどれほどまで許容できるかにも関わる意味で重要である。また HKPMT の性能による差異に関しては、ダークレート、時間分解能 (TTS)、QE について影響の評価を行っている。HKPMT のダークレートは、4.0 kHz 以下であることが見込まれているが、4 章の長期測定ではそれを上回る値が確認されている。ガラスの発光に起因するダークヒットには時間的な構造を持つことがわかっており、この特性を读出回路などで捉えることで実効的なダークレートを抑えられる見込みがあるものの、長期測定における結果を踏まえて、シミュレーションでは 2.1, 4.2, 6.3, 8.4 kHz の場合について評価を行うこととした。また時間分解能と QE についてはデフォルト値から変更した場合の結果の比較を行った。時間分解能 (デフォルト: 1 光電子信号に対する TTS (FWHM) ~ 2.4 ns) は、デフォルト値の 0.6 ~ 5 倍を比較し、QE (デフォルトで 31.5 %) はデフォルト値の 0.9 ~ 1.1 倍を比較した。

HK で検討されている HKPMT の配置について説明する。側部 (Barrel) と上部・下部 (Top・Bottom) では、フレームの構造が異なり、側部では 4 × 4 本の PMT を、上部・下部では 3 × 3 本の PMT を配置することが可能なスペースを持つ構造になっている。そのため、検討されている PMT の配置は、図 5.1 に示すように側部と上部・下部で分けて考えている。HK では、約 20,000 本の HKPMT を使用することが予定されており、水槽の内壁の面積に対する PMT 光電面の面積の割合である光電面被覆率およそ 20 % となる。SK の光電面被覆率は 40 % (HK で 40,000 本の HKPMT を導入した場合に相当) である。しかし、HKPMT の 1 光子検出効率は SK から 2 倍に向上している (3.2.3 節) ため、検出器全体での収集光量を考えると、HKPMT を 20,000 本導入した場合が SK に相当することが期待される。

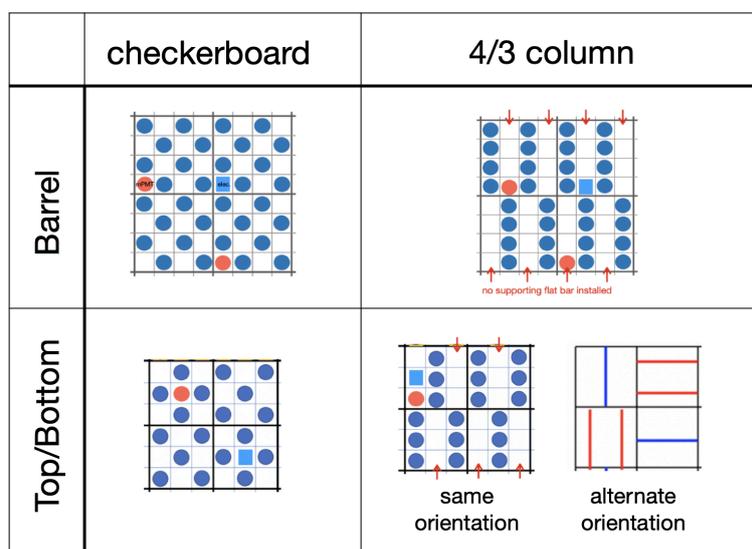


図 5.1: 検討されている PMT 配置。紺色が HKPMT、オレンジが mPMT、水色がエレクトロニクスを表している。

シミュレーションにおける PMT は、WCSim で光電面被覆率を指定することで配置している。本研究では光電面被覆率 ~ 40 % (PMT 約 40,000 本) となるように配置した後、後述の再構成アルゴリズムにおいて、検討されている PMT 配置に該当しない PMT のヒット情報を使わないように、マスクをすることで各 PMT 配置での解析を行なっている。従って、厳密にはマスクされた PMT における、ガラスの反射や PMT 自体が影になることの影響が含まれることに留意する必要がある。そこで、各 PMT 配置について比較する際 (5.3 節) には、光電面被覆率 ~ 20 % を指定して、約 20,000 本の PMT のみ配置した場合とマスクをした場合

とも比較を行い再構成精度や中性子同定についてマスクをする解析による影響についても確認を行っている。

40,000 本程度の PMT が配置されるように生成した場合の結果を図 5.2 に示す。側部は、93 段で各段 290 本ずつ PMT が配置されており、 $93 \times 290 = 26970$ 本である。上部・下部は X,Y 座標が同じ位置に PMT が並んでおり、一列あたり最大 90 本の PMT が並んでいる。

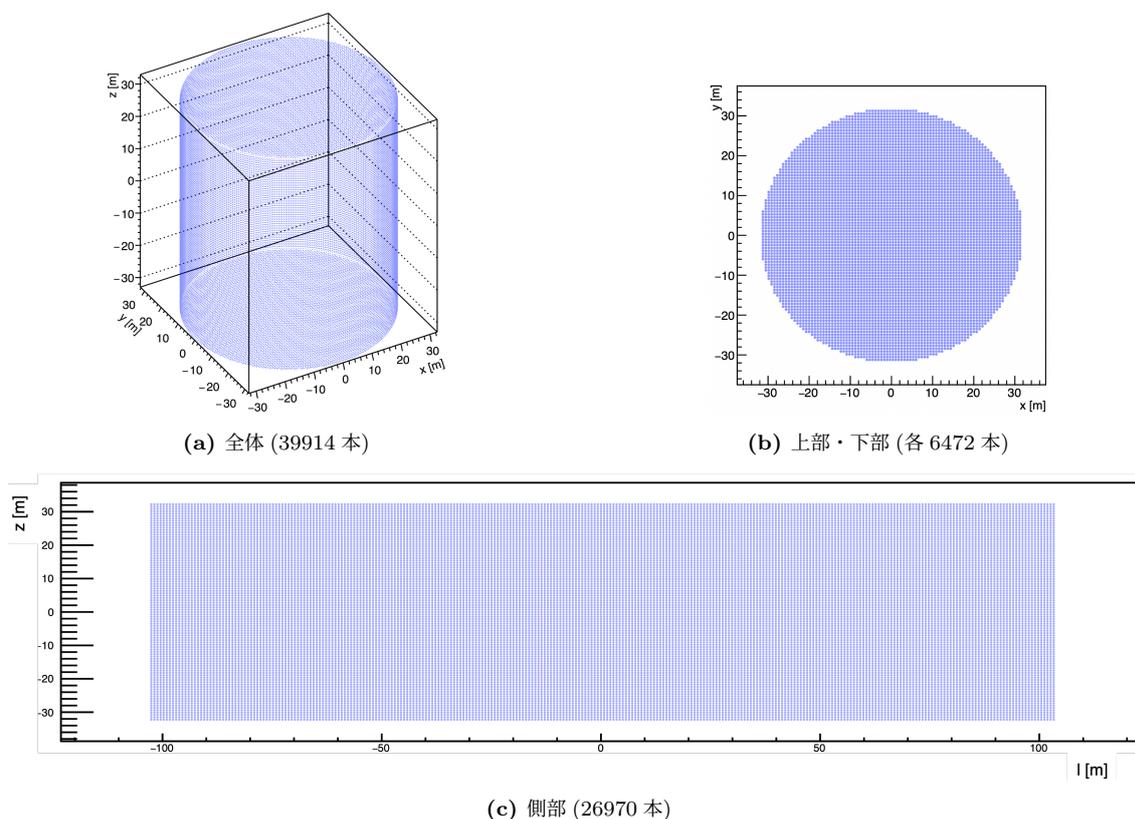
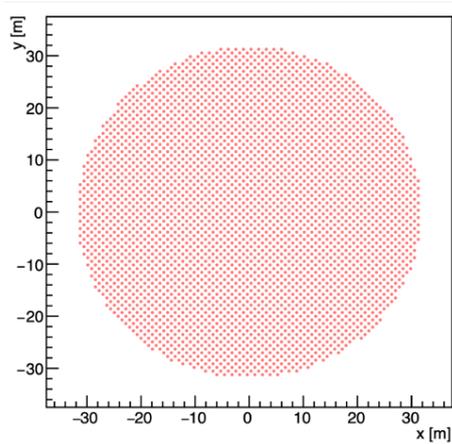


図 5.2: HKPMT を ~ 40,000 本使用した場合 (光電面被覆率 ~ 40 %) の配置。

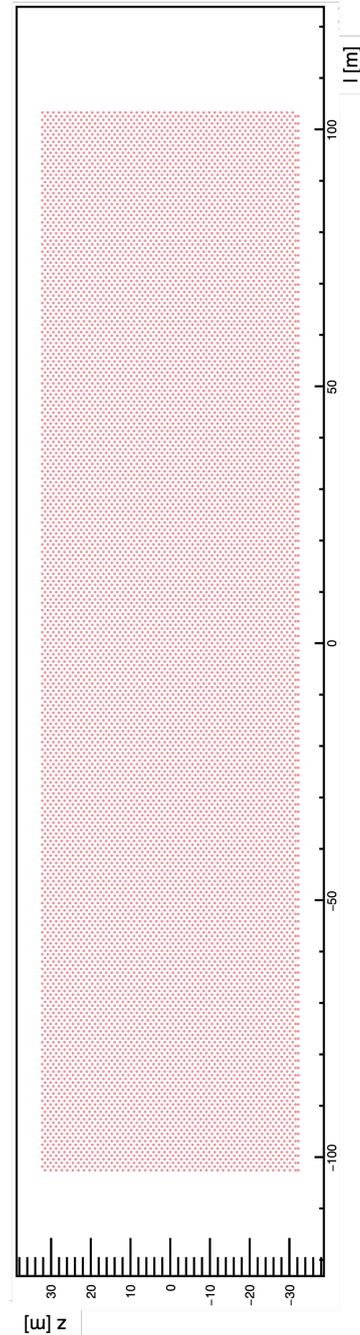
以下に現在検討されている配置方法について、列挙する。また 40,000 本の PMT (図 5.2) から、該当 PMT の選択後の配置図も示す。

・パターン1 千鳥配置 [checkerboard] (図 5.3)

20,000 本の HKPMT を設置する候補として、初めに考えられていたパターンであり、上部・下部、側部ともに、フレーム内で PMT を互い違いに配置しており、対称性が保たれた構造である。また本研究で HKPMT の性能毎の差異を確認する際はこの PMT 配置を基本として比較を行う。



(a) 上部・下部 (各 3236 本)



(b) 側部 (13485 本)

図 5.3: パターン 1: 千鳥配置
(*側部下 2 段のみ PMT が連続 X,Y 座標が同じ座標)

・パターン 2 三連四連配置 (同方向) [4/3 column] (図 5.4)

各フレームについて、上部・下部では三連続で PMT が並び、側部では四連続で PMT が並ぶように配置するパターン。ただし、三連、四連に配置する PMT の列の方向は揃っている。

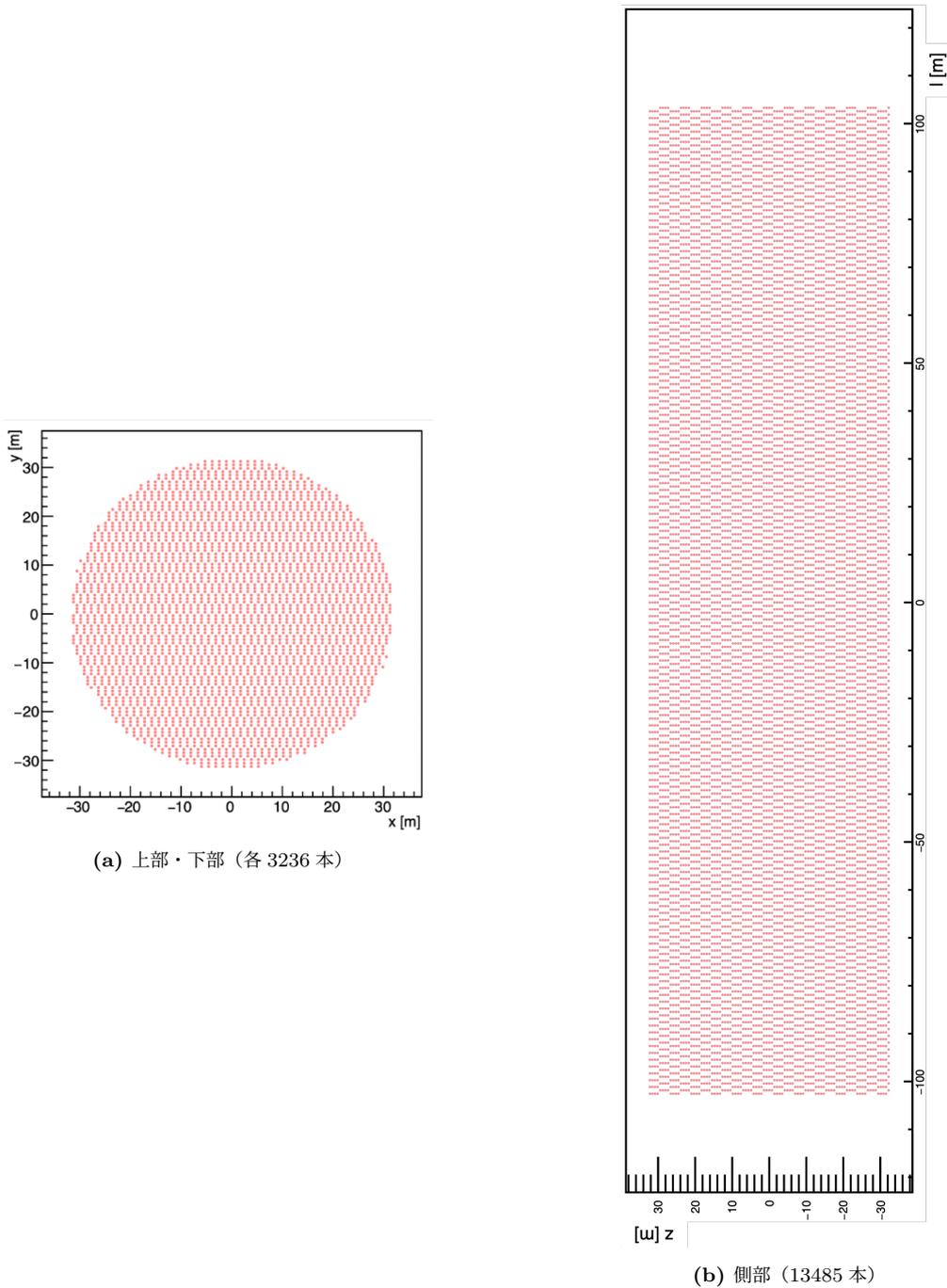


図 5.4: パターン 2: 三連四連配置 (異方向)
(*側部最下段のみ一連となっている。)

・パターン3 千鳥配置（側部）×三連配置（上部・下部；異方向） [alternate] (図5.5)

側部はパターン1と同様の配置で、上部・下部がパターン2の三連の配置に類似したパターンとなっている。ただし、上部・下部の三連のPMTの列方向については、図5.1に示した規則性（alternate orientation）を持っている。

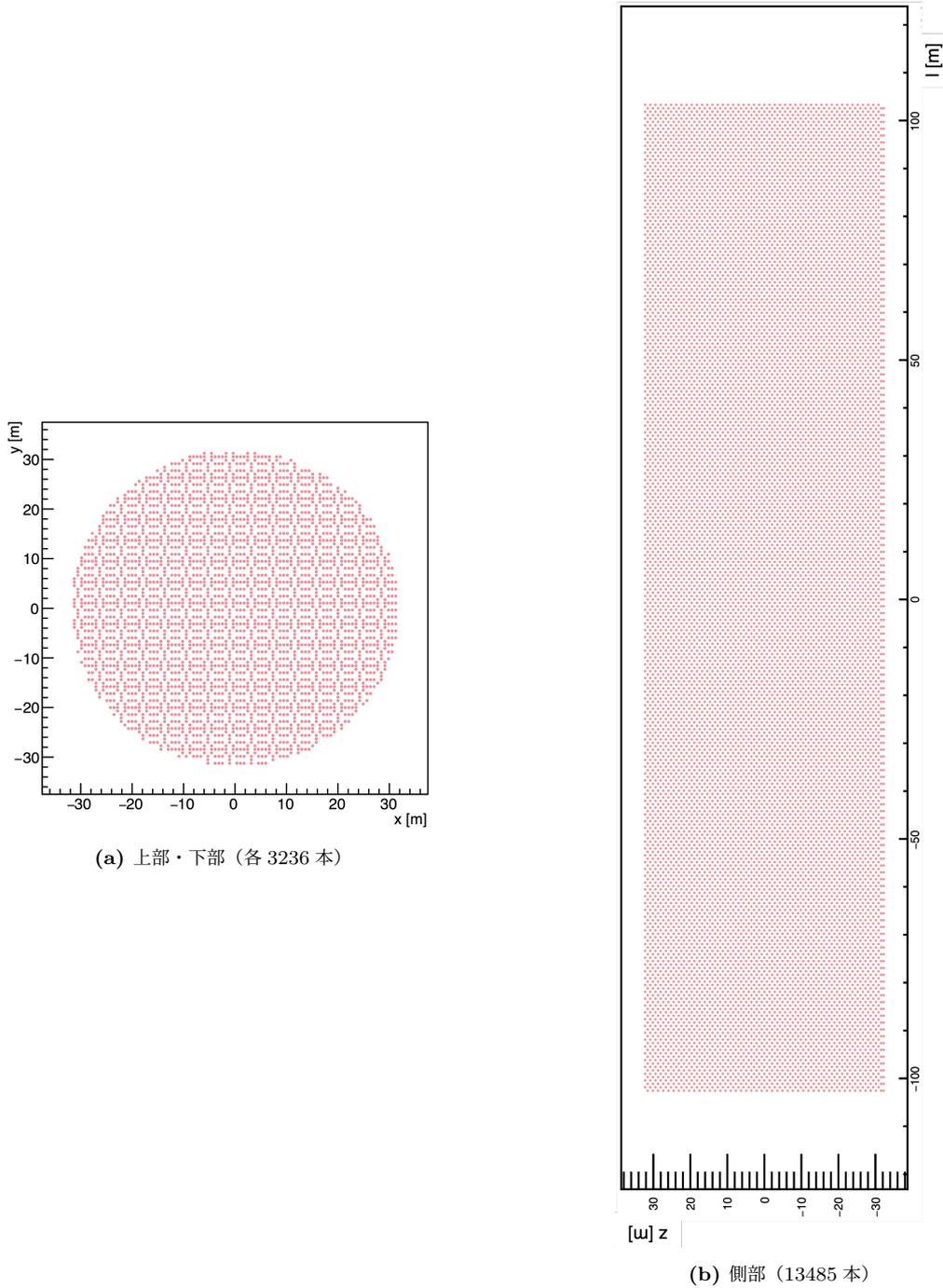


図 5.5: パターン 3 : 千鳥配置 (側部) × 三連配置 (上部・下部 : 異方向)

(*側部下 2 段のみ PMT が連続 X,Y 座標が同じ座標)

5.2 中性子同定

2.6 節で述べたように純水で満たされた HK における中性子の信号は、中性子が検出器内の水素原子核によって捕獲された際に放出される 2.2 MeV の γ 線である。



従って、中性子同定では、この捕獲反応で放出される 2.2 MeV γ 線を探索する。(陽) 電子のチェレンコフ光を先発事象をととして、この γ 線とのコインシデンスを取ることによってニュートリノと反ニュートリノを識別が可能となる。

5.2.1 中性子事象のシミュレーション

HK における中性子同定に関する過去の研究と同様に本研究では、WCSim で中性子を直接生成してシミュレーションしていない。中性子が捕獲された時に放出される 2.2 MeV の γ 線を生成して、中性子事象とみなしている。図 5.6 に中性子事象の概略を示す。まず、ニュートリノの反応などによって中性子が生じる。この元となるチェレンコフ事象を、中性子探索における先発事象とする。例えば、逆 β 崩壊 (IBD) であれば、ニュートリノの反応によって陽電子が生じて、チェレンコフリングが検出器で観測される。生成された中性子は、水中で散乱されながら熱化され、最終的に水素原子核 (陽子) に捕獲されて、2.2 MeV の γ 線が放出される。中性子が捕獲されるまでの時間は指数関数の分布になり、その時定数は $\tau_{n-cap} \sim 205 \mu\text{s}$ である。そしてこの γ 線がコンプトン散乱することによって、放出された荷電粒子がチェレンコフ光を放射する。中性子同定ではこの先発事象から遅れて生じるチェレンコフ光を探索することになる。

本研究では、2.2 MeV の γ 線を生成させてシミュレーションしている。 γ 線を初期粒子として発生させているため、中性子の発生位置と時刻を別で指定する必要がある。今回は、 γ 線の検出器内の応答とは独立して、中性子が発生した時刻と γ 線が放出されるまでの捕獲時刻を時定数 τ_{n-cap} の指数関数分布として MC シミュレーションを行った。一方、中性子が発生した位置 \vec{r}_{pri} (ニュートリノの反応由来であればニュートリノが反応した位置) は、近似的に γ 線を発生させた位置と同じとした。実際の中性子の移動は数十 cm であり、先発事象の位置 \vec{r}_{pri} の再構成精度が典型的な低エネルギーの電子においては数 m である [36] ため、中性子の移動は無視し、発生位置で捕獲されたとしている。さらに、本研究の目的である PMT 配置や性能による影響を見るためにも先発事象の再構成による位置の不定性は考えないこととした。従って、シミュレーションにおいて先発事象の位置としては、 γ 線が発生した座標情報を用いており、これは実際の実験の解析とは異なる。

チェレンコフ光の光量はエネルギーに比例しており、2.2 MeV の γ 線から最終的に検出器で観測される光量は、中性子事象の先発事象となるような数 MeV のニュートリノと比較しても小さい。SK ではニュートリノ等によるチェレンコフ事象が観測された場合、その前後 500 μs 程のヒット情報をダークヒットも含めて取得し、2.2 MeV γ 線由来の光量の小さい信号をオフラインで探索できるようにしている。HK でも同様の解析が想定され、今回のシミュレーションでは、 γ 線を探索する時間幅を 1 ms にして、この間のダークヒットも WCSim でシミュレーションしている。

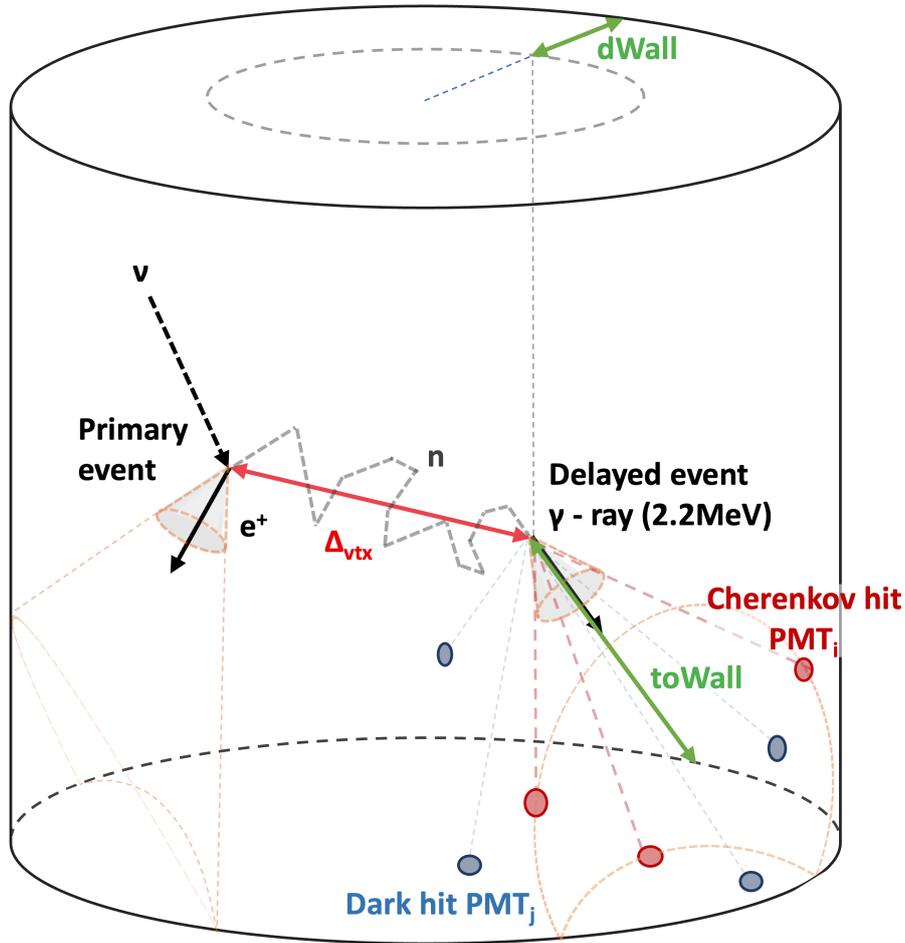


図 5.6: 中性子事象の概略。中性子が水中で熱化されて捕獲されるまでの時間は数百 μs のスケールであり、その間の移動距離 Δ_{vtx} は数十 cm となるため、先発事象の座標再構成の分解能を考えると、シミュレーションでは先発事象の位置と γ 線の放射位置を同じとしている。また、再構成された 2.2 MeV の γ 線の放射位置の内壁からの距離を $d\text{Wall}$ 、 γ 線の方向に沿った内壁までの距離を toWall と定義している。

5.2.2 中性子同定アルゴリズム

SK 実験と同様に、中性子同定のアルゴリズムは、大きく分けて N_{10} による初期探索と多変量解析の 2 段階からなる。初期探索で中性子候補となる事象の選出し、多変量解析で候補事象の中から真の中性子事象を判別して中性子事象を同定している。中性子同定のアルゴリズムに関して、多変量解析で用いる変数、機械学習の手法等は過去の研究 [29, 36] に倣っており、変数は HKPMT のヒット情報から得られる項目を入力変数をして学習させている。

1. N_{10} による初期探索

初期探索では、10 ns の時間幅で中性子由来の PMT ヒットのクラスターを探している。 N_{10} は時間幅 10 ns にあるヒット数を表す。中性子由来の信号を探索する際には、5.2.1 節で述べたように先発事象に付随した中性子を探索することになる。中性子同定アルゴリズムにおいては、先発事象の位置 \vec{r}_{pri} や発生時刻 t_{pri} は

チェレンコフ事象としての基本的な情報として再構成されていることを前提に探索を行う。具体的には、以下の情報を用いることができる。

- 先発事象の座標 \vec{r}_{pri} .
- 先発事象の発生時刻 t_{pri} .
- 先発事象のエネルギー、粒子の種類
(ただし、今回は中性子単独の同定効率の評価のため、これらの情報とは無関係であると近似して使わない。)
- 先発事象を中心とする 1 ms 間に起きた PMT のヒット情報 $\{(t_i, \vec{v}_i)\}$ (ヒット時刻と PMT 座標)

ただし、これらの情報は事象再構成の精度の影響を受けており、実際には数 MeV の電子の座標 \vec{r}_{pri} の再構成精度は典型的には数 m の不定性があると考えられる。また再構成精度は扱う先発事象やエネルギーにも依存するため、今回は考慮せず、5.2.1 節で述べたように、先発事象の位置と γ 線の発生位置は同じであると近似している。一方で先発事象の発生と γ 線の発生時刻の時間差は指数関数分布になるようにシミュレーションしている。

N_{10} による PMT ヒットのクラスターを探索は、再構成された先発事象の座標 \vec{r}_{pri} を基に各ヒット PMT (ヒット時刻 T) に対して飛行時間 (Time of Flight ; TOF) を計算して各ヒット時刻を補正した $\{t'_i := t_i - \text{TOF}(\vec{v}_i, \vec{r}_{\text{pri}}) - t_{\text{pri}}\}$ 分布 (図 5.7) において行われる (ここで、 $\text{TOF}(\vec{v}, \vec{u})$ は \vec{v}, \vec{u} 間を光子が伝播する時の TOF)。こうしてチェレンコフ光によるヒットがピークを作るようにした時間分布を、1 ms の探索時間の全体でスキャンして、 N_{10} が適当な閾値 N_{thr} 以上になる時刻 $\{T_i | i = 1, \dots, n\}$ を全て中性子の信号の候補とする。ただし、 N_{thr} を越えた t' の 10 ns 先までヒットを確認し、最も大きい N_{10} を与える t'_j を T_i としている。 T_i を決定した後は、始めに閾値を越えた t'_i の 30 ns 後から探索を再開させる。この時点で情報を使うことのできる先発事象の座標 \vec{r}_{pri} から TOF は補正されているが、今回は γ 線の放射位置と近似されている分、精度の良い探索となると考えられる。

しかし、検出器内では、 γ 線由来のチェレンコフヒットとは別に PMT のダークヒットが存在する (図 5.7)。従って、選出された候補事象には、偶発的なダークヒットのタイミング一致に起因する偽の候補が含まれる。偽候補数は HKPMT のダークレートと N_{thr} の設定に大きく依存しており、2.2 MeV γ 線の検出におけるバックグラウンドとなる。HK 検出器において 20,000 本の HKPMT における 2.2 MeV γ 線由来のヒット本数は平均 7.7 本 [36] である。一方で、20,000 本の HKPMT の平均ダークレートが 4.2 kHz の場合、10 ns の時間幅に存在するダークヒットの期待値は 0.084 ヒットである。 γ 線由来のヒット総数と比較すると小さいが、ダークヒットに起因する偽候補の影響は深刻である。図 5.8 は、 N_{10} の閾値 $N_{\text{thr}} = 4$ とした時の各候補事象の N_{10} の分布である。 $N_{10} = 10$ 以下の領域ではダークヒット起因の偽候補が支配的な領域であり、以上の領域では γ 線由来の候補が支配的な領域であると考えられる。今回はシミュレーションを行った各検出器構成に対して、図 5.8 において赤のヒストグラムを足し上げた事象数が、初期探索における 1 つの γ 線あたりに選出される候補事象数にあたり、それが 100~1,000 事象をとる N_{10} の値を、 N_{thr} としている。20,000 本の各検出器配置 (ダークレート 4.2 kHz) における 1 つの γ 線あたりの候補事象数には、有意な差はなく、 $N_{\text{thr}} = 6$ で統一されている。またダークレートを変更した検出器設定においても同様にして N_{thr} を決定している。

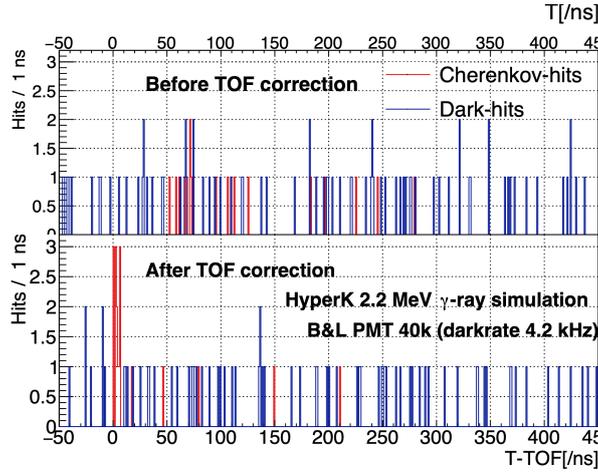


図 5.7: 検出器のシミュレーションにおける TOF 補正前後のヒット時刻分布 $\{t_i\}$ (HKPMT40,000 本) [36]。赤が 2.2 MeV の γ 線由来のヒット、青がダークヒットである。 γ 線が放出された時刻の周囲 500 ns を拡大して表示している。TOF を補正することによって 2.2 MeV の γ 線由来のヒットが集中している。

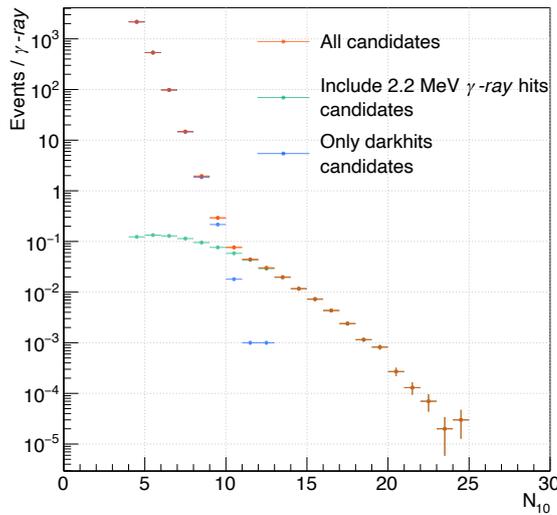


図 5.8: HKPMT20,000 本 (千鳥配置、ダークレート 4.2 kHz) の検出器のシミュレーションにおける初期探索 ($N_{\text{thr.}} = 4$) による候補事象の N_{10} の分布。赤が全ての候補事象、緑が 2.2 MeV γ 線に由来する真の候補、青がダークヒット由来の偽候補である。1 つの γ 線事象探索における候補事象を表している。

II. 多変量解析

N_{10} による初期探索において N_{thr} を超えて選出された候補事象には 1 つの γ 線由来の候補に対して 100 以上の偽候補が含まれている。この中から γ 線由来の候補を同定するために、多変量解析において、候補事象のヒット PMT の持つ情報から候補となったクラスターの特徴を表す変数を計算し、学習を行う。各変数については、TOF の補正をしたヒット時間分布 t'_i において各候補 T'_j の前後 -5 ns から 195 ns のヒットを使って

LEAF で再構成を行い、2.2 MeV γ 線の放射位置 \vec{r}_{vtx} や方向 \vec{d}_{vtx} を求めている。そして、再構成された座標 \vec{r}_{vtx} から、TOF を再度計算し、修正したヒット時刻分布 $t'_i := T_i - \text{TOF}(\vec{v}_i, \vec{r}_{\text{vtx}}) - t_{\text{pri}}$ に基づいて各変数を算出している。ただし、再構成座標が HK の有感体積 (Fiducial Volume ; FV) 外であった場合再構成を失敗したとして、先発事象の座標の情報を利用している (ただし、今回は先発事象の位置が 2.2 MeV γ 線の放射位置となっている)。今回の解析に多変量解析に使った 13 変数、これまでの研究と比べ入力変数から除いた 1 変数について以下に列挙する。

- 先発事象からの距離 Δ_{vtx}

LEAF による再構成座標 \vec{r}_{vtx} と先発事象の座標 \vec{r}_{pri} の距離 $\Delta_{\text{vtx}} := |\vec{r}_{\text{vtx}} - \vec{r}_{\text{pri}}|$ 。ダークヒット起因の偽候補であれば、PMT のヒット分布はチェレンコフリングを成していないため、再構成が上手くはたらしにくくなる。中性子由来の事象であれば捕獲されるまでに移動した距離を表す。ただし、本研究のシミュレーションでは、先発事象の座標と γ 線放射位置を同じと近似したため、移動距離ではなく、実際の γ 線放射位置と再構成位置とのずれを意味する。

- toWall : 再構成座標 \vec{r}_{vtx} と方向 \vec{d} について、 \vec{r}_{vtx} から \vec{d} 沿った壁までの距離 (図 5.6)。

- dWall : \vec{r}_{vtx} と壁までの距離 (図 5.6)。

- 初期探索における $N_{10, \text{pre}}$

先発事象の位置 (今回は、 γ 線放射位置) \vec{r}_{pri} からの TOF で補正されたヒット時刻分布 $\{t'_i := t_i - \text{TOF}(\vec{v}_i, \vec{r}_{\text{pri}}) - t_{\text{pri}}\}$ で N_{10} による初期探索した際の値。再構成後の N_{10} に加え、明示的に学習させる。

- 一定時間幅にあるヒット数 N_{10} , N_{50} , N_{200}

再構成後に TOF を再補正した時刻分布 $\{t'_i\}$ において、再構成された γ 線放射時刻 t_{vtx} 前後の、それぞれ時間幅 10, 50, 200 ns に存在するヒット数。10 ns の時間幅では、水で散乱されたチェレンコフ光によるヒット数を計数することは難しいが、時間幅を広げると含まれるようになると考えられる。一方、偽候補は偶発的に N_{10} が大きくなったものであり、時間幅を広げた N_{50} , N_{200} はダークヒットの本来の期待値に近づく。

- アクセプタンスが大きいヒットの数 $N_{10, \text{highacc}}$

N_{10} に含まれるヒットの内、後述の式 5.2.5 で定義されるアクセプタンスの比が 0 より大きいヒットの数。

- Goodness : ヒット時刻の分布のクオリティ

PMT のヒット時刻の分布 $\{t'_i\}$ に対して、位置再構成に対する確からしさとして、次のように goodness g が定義される：

$$g := \frac{\sum_{\text{hits}} w_i \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t'_i}{\sigma}\right)^2\right]}{\sum_{\text{hits}} w_i}, \quad \text{where } w_i := \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t'_i}{\omega}\right)^2\right] \quad (5.2.2)$$

σ は、チェレンコフ光のピークの時間幅を表して $\sigma = 5$ ns とした。 ω は、ヒットを数え合わせる際に使うヒットの時間幅を表して $\omega = 60$ ns としている。0 から 1 の値を取る変数で、1 に近い程同じ時間にヒットが集中しており、チェレンコフ光の事象としてよいことを意味する。SK の低エネルギー事象の解析でも用いられている。

- DirKS : リングパターンに関する方位角の Kolmogorov-Smirnov (KS) 検定

DirKS はヒットした PMT が描くチェレンコフリングパターンの方角的な均一性を KS 検定で評価

する変数である。角度再構成の確らしさとして、DirKS は次のように定義される：

$$DirKS := \frac{\max[\angle_{\text{uniform}}(i) - \angle_{\text{Data}}(i)] - \min[\angle_{\text{uniform}}(i) - \angle_{\text{Data}}(i)]}{2\pi} \quad (5.2.3)$$

ここで \angle_{uniform} はヒットした PMT がチェレンコフリングに沿って一様に分布していると仮定した場合の i 番目のヒット PMT の方位角である。 \angle_{Data} はヒットした PMT の方位角である。0 から 1 の値を取り、0 に近づく程チェレンコフ光の事象としてよいことを表す。

また、低エネルギー事象のニュートリノ探索では、再構成の確らしさとして前述の位置と方向の再構成の確らしさを組み合わせて、ovaQ (One dimensional variable of Vertex and Angular reconstruction Quality) と呼ばれるカット ($ovaQ = g^2 - DirKS^2$) による、事象選別が行われている。

- PMT ヒットの開口度の平均角度 $\bar{\theta}$

PMT のヒットパターンとして、ヒットのあった PMT への角度の平均も学習させる。ヒットの開口角度を LEAF において再構成した方向 \vec{d} と、再構成位置 \vec{r}_{vtx} からヒットのあった PMT の位置 \vec{v}_i を用いて、 θ_i を \vec{d} と $\vec{v}_i - \vec{r}_{\text{vtx}}$ のなす角と定義する。この θ_i の平均を $\bar{\theta}$ として学習させる。

- PMT ヒットの開口度の尤度 L_{CA}

γ 線由来の候補事象はチェレンコフリングを作ると考えられるため、再構成位置 \vec{r}_{vtx} からヒットのあった PMT \vec{v}_i への方向はチェレンコフ光の放射パターンとなると期待される。LEAF による再構成に依らない方法でも、放射角度のふるまいを学習させている。まず、 N_{10} に含まれるヒットの PMT の位置 \vec{v}_i から 3 つのヒットを取り出し、図 5.9 のように開口角度 θ_{CA} を求める。開口角度 θ_{CA} について、 γ 線由来の事象の場合と、ダークヒット由来の偽候補の場合の確率分布 $P_{CA,\text{sig}}, P_{CA,\text{dark}}$ からそれぞれの場合の尤度 $L_{CA,\text{sig/dark}}$ を次の様に定義する：

$$L_{CA,\text{sig}} := \prod_{(i,j,k)}^{3 \text{ hits in } N_{10}} P_{CA,\text{sig}}(\theta_{CA}), \quad (5.2.4)$$

$$L_{CA,\text{dark}} := \prod_{(i,j,k)}^{3 \text{ hits in } N_{10}} P_{CA,\text{dark}}(\theta_{CA}).$$

この尤度の比の対数をヒット数で規格化した $(\log L_{CA,\text{sig}} - \log L_{CA,\text{dark}}) \times 6/N_{10}/(N_{10} - 1)/(N_{10} - 2)$ を学習させる。確率分布 $P_{CA,\text{sig/dark}}$ は、2.2 MeV の γ 線の MC から生成している。

- アクセプタンスの尤度 L_{Acc} .

チェレンコフ光は 1 箇所から放射されるため、 γ 線放射位置から離れていたり、入射可能な角度 (アクセプタンス) が小さいと検出しづらいが、ダークヒットは放射位置に依らずに観測される。位置 \vec{v}_i にある PMT の γ 線放射位置に対するアクセプタンス A_i を次の様に定義する：

$$A_i(\vec{r}_{\text{vtx}}) := Sa(\theta_i) \frac{\exp[|\vec{r}_i|/\lambda]}{|\vec{r}_i|^2}, \quad \text{where } \vec{r}_i := \vec{v}_i - \vec{r}_{\text{vtx}}. \quad (5.2.5)$$

ただし、 θ_i は、光が \vec{r}_{vtx} から PMT \vec{v}_i に入射する際の、PMT に対する天頂角を表し、 S は PMT の断面積とする。また $a(\theta_i)$ は PMT の方向感度である。PMT を見込む立体角は距離の 2 乗で小さくなり、また水の減衰長 λ の補正を掛けている。これを用いて、検出器全体の PMT のアクセプタンスのうち、各 PMT が占める割合 P_i が以下のように定義される：

$$P_i(\vec{r}_{\text{vtx}}) := \frac{A_i(\vec{r}_i)}{\sum_j^{\text{all PMTs}} A_j(\vec{r}_{\text{vtx}})} \quad (5.2.6)$$

これに対して、 γ 線由来の候補と仮定した場合の尤度 $L_{\text{Acc.,sig.}}$ を次で定義する：

$$\log[L_{\text{Acc., sig.}}] := \sum_i^{\text{all hits}} \log P_i(\vec{r}_{\text{vtx}}). \quad (5.2.7)$$

一方で、ダークヒットによる偽候補と仮定した場合は、PMT でのヒットはアクセプタンスに依存せずランダムに起きるため、尤度 $L_{\text{Acc.,DR}}$ を次のように定義する：

$$\log[L_{\text{Acc., DR}}] := \sum_i^{\text{all hits}} \log \left[\frac{\text{DR of hit PMT}}{(\text{total DR})} \right]. \quad (5.2.8)$$

これらの比を求めて、学習させる。

本解析において変更した項目

- 先発事象からの時間 $\tau_{n\text{-cap.}}$

中性子が捕獲され γ 線が放射された時刻 t_{vtx} と先発事象の時刻 $t_{\text{pri.}}$ の差 $\tau_{n\text{-cap.}} := t_{\text{vtx}} - t_{\text{pri.}}$ 。中性子からの信号であれば時定数 $205 \mu\text{s}$ の指数関数分布になり、ダークヒットによる偽候補であれば一定の分布となる (図 5.10)。したがって、この変数を用いると時間差の小さい候補を中性子事象だと判定する傾向が生じ、学習後に中性子事象だと誤判定した偽事象における時間差も指数関数的な構造を持つと考えられ、背景事象数の見積りに $\exp + \text{const}$ のフィッティングが使えなくなる (信号と誤判定された偽事象の分布が一定の分布になるという仮定が使えなくなる)。このことから今回の多変量解析の入力変数からは除外した。したがって、多変量解析における効率としては、その分の低下が考えられる。

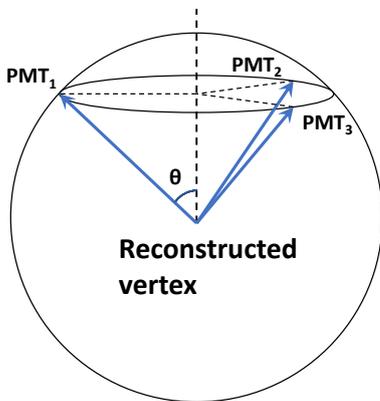


図 5.9: 3つのヒットした PMT に対して、再構成された座標からの各 PMT へのベクトルの開き角として定義される開口角度 θ_{CA} 。

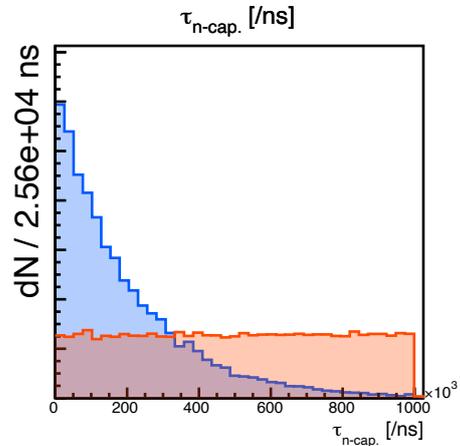


図 5.10: 基本の検出器構成のパターン 1 (千鳥配置、ダークレート 4.2 kHz 、 $N_{\text{thr}} = 6$) における先発事象からの時間 $\tau_{n\text{-cap.}}$ の γ 線由来の候補 (青) とダークヒット由来の候補 (赤) の分布。y 軸は面積で規格化されている。

基本の検出器構成パターン 1 (千鳥配置、ダークレート 4.2 kHz 、 $N_{\text{thr}} = 6$) のシミュレーションにおける各変数の分布を図 5.11 に示す。

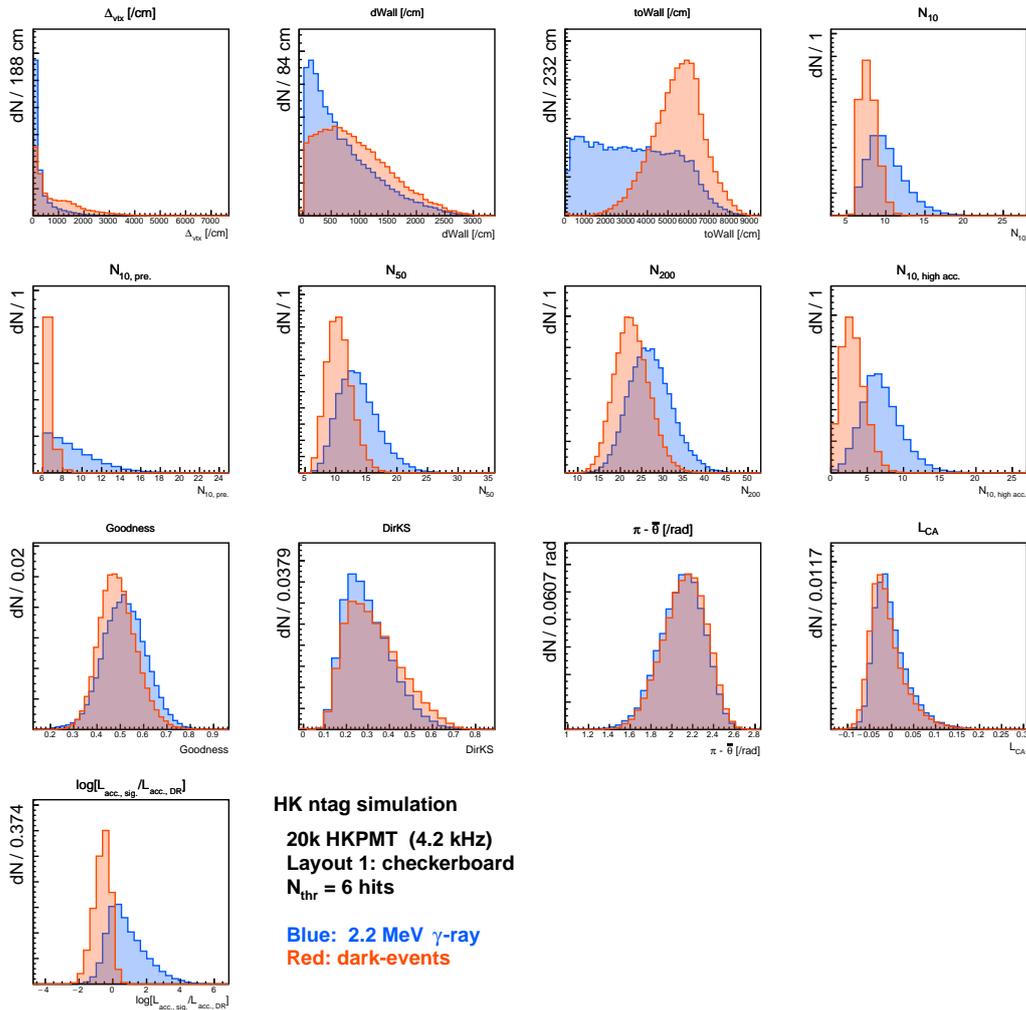


図 5.11: 多変量解析で用いた各変数の分布。それぞれ y 軸は面積で規格化している。例として基本の検出器構成パターン 1 (千鳥配置、ダークレート 4.2 kHz、 $N_{thr} = 6$) の場合の結果を示している。

N_{10} による初期探索で選出された γ 線由来の候補と偽候補をさらに選別するために用いられる多変量解析は統計を利用した機械学習で、本研究では、TMVA[37] というフレームワークを用いており、手法として multi-layer perceptron (MLP) と boosted decision tree (BDT) を試している。MLP は多層の人工ニューラルネットワークを分別器とした手法である。ただし、ニューラルネットワークのノードの構造と数を決めるのは容易ではなく、一般的には実験的にしか解決できない。今回は、MLP は隠れ層が 1 層の場合と 2 層にした場合を比較している。BDT は実際のカット値の繰り返しを行う弱分類器の決定木 (decision tree) を複数組み合わせることによって分別する手法である。これらは、SK の中性子同定アルゴリズムでも使われている。図 5.12 に、それぞれの機械学習の手法から得られた ROC (Receiver Operation Characteristic) 曲線を示す。ROC 曲線は、各分類器が出力する中性子信号らしさの変数の分布上に閾値を設定しこの閾値をスキャンすることで得られる曲線であり、同定効率と誤同定率を同時に示し分類器の性能を表す。多変量解析では、ダークヒットによる偽候補の誤同定率が 1 ms の探索領域当たり 0.1 事象となるように動作点を設定して、この時の γ 線の候補の同定効率を求めた。基本の検出器構成における各手法の結果 (図 5.12)、多変量解析の同定効率は約 70 %

となり、それぞれの機械学習の手法に対して有意な差は見られなかった。しかし、機械学習の手法について、基本検出器構成に比べ、ダークレートが高い場合や N_{thr} が低い場合に各手法による効率の差異が確認された (図 5.13)。本研究では、各検出器構成における結果から、今回試した 3 つの手法 (MLP、2L MLP、BDT) のうち、どの検出器の構成においても著しく効率が低下することのなかった BDT の手法による結果を採用して評価を行っている。また、多変量解析の上ではトレーニングデータとテストデータを用意する必要がある。今回は、各検出器構成で、2.2 MeV γ 線を 100,000 事象生成している。それぞれの検出器構成において初期探索で選出された γ 線由来の候補と偽候補それぞれについて半数をトレーニング、残りの半数をテストに使用して評価を行っている。

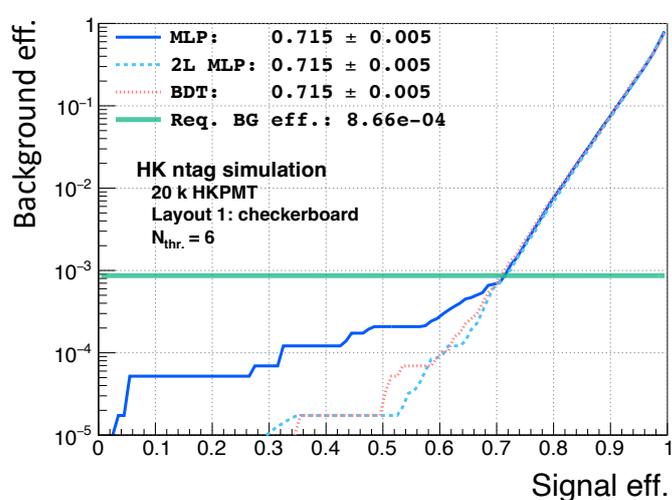
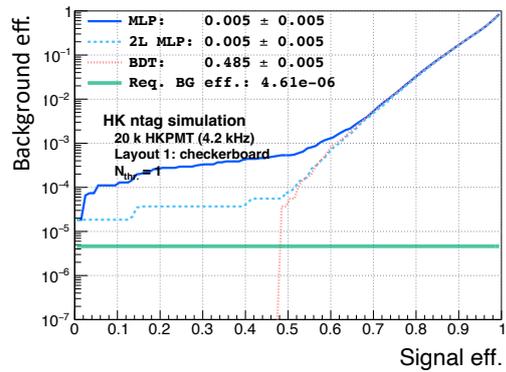
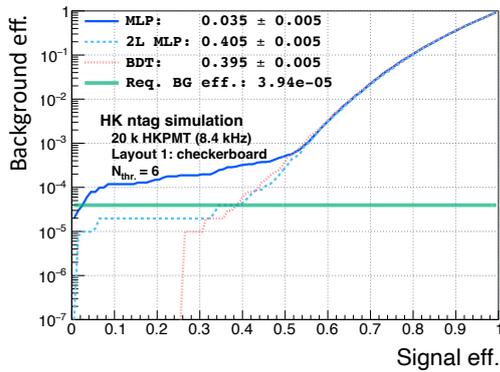


図 5.12: MLP と BDT による機械学習による ROC 曲線。x 軸は、 N_{10} による初期探索で見付かった γ 線の候補を多変量解析の各手法で正しく γ 線と認識する効率を示す。y 軸は、初期探索で候補になったダークヒットによる事象それぞれが γ 線と誤同定される確率を示す。青 (MLP)、水色 (2L MLP)、ピンク (BDT) の線は今回試した 3 つの分類器を表し、緑の線はダークヒットの事象が 1 ms の探索領域で誤同定される数を 0.1 事象に抑えるために必要な誤同定率を表す。緑の線と ROC 曲線の交点における x 軸の値を多変量解析における同定効率とした。例として、基本の検出器構成パターン 1 (千鳥配置、ダークレート 4.2 kHz、 $N_{\text{thr}} = 6$) の結果を示している。



(a) ダークレート 8.4 kHz、 $N_{\text{thr}} = 6$ の場合の ROC 曲線

(b) ダークレート 4.2 kHz、 $N_{\text{thr}} = 4$ の場合の ROC 曲線

図 5.13: 基本の検出器構成パターン 1 (千鳥配置、ダークレート 4.2 kHz、 $N_{\text{thr}} = 6$) から、ダークレート、 N_{thr} を変更した場合の各手法における効率の差異

5.3 各検出器構成の評価・比較

HKPMT の配置方法やダークレートの性能等がシミュレーションにおける中性子同定効率に与える影響を評価・比較した。HKPMT の性能が与える影響の評価では、基本的な検出器構成を 5.1.1 節のパターン 1 の千鳥配置、ダークレート 4.2 kHz、 $N_{\text{thr}} = 6$ (以下、基本構成) として比較を行っている。比較を行った検出器構成を列挙する。それぞれについて 2.2 MeV γ 線の再構成精度 (位置・方向) と多変量解析に用いた変数の分布、中性子同定効率をまとめる。

a) 配置の比較 (5.3.3 節) :

3 つの HKPMT の配置パターン (5.1.1 節)

- ・パターン 1 千鳥配置 (図 5.3)
- ・パターン 2 三連四連配置 (図 5.4)
- ・パターン 3 千鳥 × 三連配置 (図 5.5)

(参考として、マスクなしで 40,000、20,000 本 HKPMT を配置した場合との比較も行う。)

b) PMT に不良があった場合の比較 (5.3.4 節)

- 基本構成から 5 %、10 %、20 % ランダムに PMT をマスク
- ダークレート 4.2 kHz、 $N_{\text{thr}} = 6$

c) ダークレートの比較 (5.3.5 節) : 基本構成の HKPMT についてダークレートを変更

- N_{thr} は各ダークレートで調整
(ダークレートを変更した際に N_{thr} も調整を行っているが、 N_{thr} により再構成精度や同定効率が影響を受けているため、その影響を調査するために以下の場合における比較も行った。結果は C.1 節に示す。)
- パターン 1 (千鳥配置) の HKPMT についてダークレートを変更 ($N_{\text{thr}} = 6$)
- パターン 1 (千鳥配置) の HKPMT について N_{thr} を変更 (ダークレート 4.2 kHz)

d) TTS の比較 (5.3.6 節) :

基本構成の HKPMT について TTS を変更

– デフォルトの TTS (1 光電子信号に対する TTS (FWHM) ~ 2.4 ns) に対して、0.6 \sim 5 倍を比較

e) QE の比較 (5.3.7 節) : 基本構成の HKPMT について QE を変更

– デフォルトの QE (31.5 %) に対して、0.9 \sim 1.1 倍を比較

5.3.1 再構成精度の評価

各検出器構成について 2.2 MeV γ 線を 100,000 事象生成している。 γ 線の放射点は、水槽内部に一様となり、運動方向も等方的に分布するようにしている。ただし、再構成に用いる事象は、初期探索で候補となった 2.2 MeV γ 由来の候補事象であるため、それより少なく、事象数は N_{thr} やダークレートに依存して変わることになる。また再構成された位置がタンクの FV より外であった場合は再構成に失敗したとして再構成の精度の評価には使用していない。

2.2 MeV γ 線の再構成には 2.5.2 節で説明した LEAF を用いており、再構成された位置 $\vec{r}_{\text{rec.vtx.}}$ とシミュレーションにおける γ 線の生成位置 $\vec{r}_{\text{vtx.}}$ の距離を $\Delta_{\text{vtx.}} := |\vec{r}_{\text{rec.vtx.}} - \vec{r}_{\text{vtx.}}|$ と定義する。この $\Delta_{\text{vtx.}}$ の分布を $dN(\Delta_{\text{vtx.}})/d\Delta_{\text{vtx.}}$ とする。再構成精度を定量的に評価するために、位置分解能 $\sigma_{\text{vtx.}}$ を次のように定義する：

$$\sigma_{\text{vtx.}} := x, \text{ such that } \int_0^x \frac{dN(\Delta_{\text{vtx.}})}{d\Delta_{\text{vtx.}}} d\Delta_{\text{vtx.}} = 0.68 \int_0^\infty \frac{dN(\Delta_{\text{vtx.}})}{d\Delta_{\text{vtx.}}} d\Delta_{\text{vtx.}} \quad (5.3.1)$$

つまり、得られた分布を $dN(\Delta_{\text{vtx.}})d\Delta_{\text{vtx.}}$ を $\Delta_{\text{vtx.}} = 0$ から大きい方向に積分していき、全事象数の 68 % を超えた $\Delta_{\text{vtx.}}$ を再構成における位置分解能としている。

方向に関しても同様に再構成された方向 $\vec{d}_{\text{rec.dir.}}$ とシミュレーションにおける γ 線の生成方向 $\vec{d}_{\text{dir.}}$ のなす角を $\Delta_{\text{dir.}} := \arccos(\vec{d}_{\text{rec.dir.}} \cdot \vec{d}_{\text{dir.}})$ と定義して、方向の決定精度を次のように定義する：

$$\sigma_{\text{dir.}} := \theta, \text{ such that } \int_0^\theta \frac{dN(\Delta_{\text{dir.}})}{d\Delta_{\text{dir.}}} d\Delta_{\text{dir.}} = 0.68 \int_0^\infty \frac{dN(\Delta_{\text{dir.}})}{d\Delta_{\text{dir.}}} d\Delta_{\text{dir.}} \quad (5.3.2)$$

このように各検出器構成で 2.2 MeV γ 線の位置分解能・方向分解能を求めた。

5.3.2 中性子同定効率の評価

評価に使用するデータは、再構成精度の評価と同様に各検出器構成において、2.2 MeV γ 線 100,000 事象発生させて得られたデータに基づいている点で再構成精度の評価と同様だが、多変量解析時に初期探索で候補となった事象の半数を学習に用いて半数を評価に用いているため、評価時の事象数は半数になる。また中性子同定効率は、初期探索で候補となった 2.2 MeV γ 線由来の事象を候補事象として選出することができる割合の初期探索効率と多変量解析の効率を掛け合わせて求めている。

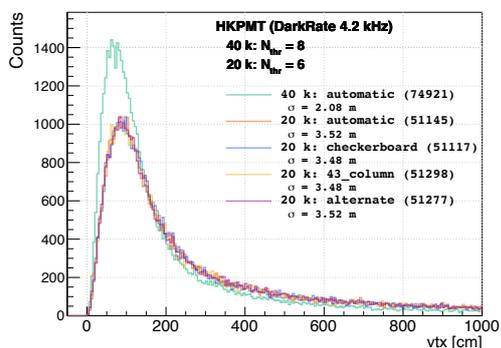
5.3.3 配置の比較

各配置の比較の結果を表 5.1 と図 5.14 に示す。PMT のダークレート 4.2 kHz、 $N_{\text{thr}} = 6$ (比較に用いた 40,000 本の HKPMT を配置した場合は $N_{\text{thr}} = 8$) としている。検討されている 3 つの PMT 配置のパターンにおいて位置分解能 σ_{vtx} (図 5.14a)・方向分解能 σ_{dir} (図 5.14b) に有意な差は確認されなかった。再構成の結果をまとめた結果を図 5.14c に示しており、生成した 100,000 事象の 2.2 MeV の γ 線のうち、初期探索で N_{10} が $N_{\text{thr}} = 6$ 以上であった事象数とその事象のうち再構成に成功した事象数の比率をまとめている。図 5.14c の青のヒストグラムが再構成の評価に使用された事象数に該当する。これらの結果からは 2.2 MeV の γ 線の観測においてヒット情報に基づく再構成の差異は、確認されなかった。多変量解析において使用された各変数の 2.2 MeV γ 線由来の候補とダークヒット由来の候補の分布 (図 5.14d) についても各配置は同様の分布を確認している。初期探索と多変量解析の結果得られる中性子同定効率の値 (図 5.15b) も各配置で 43 % 程度と同様の結果が得られた。

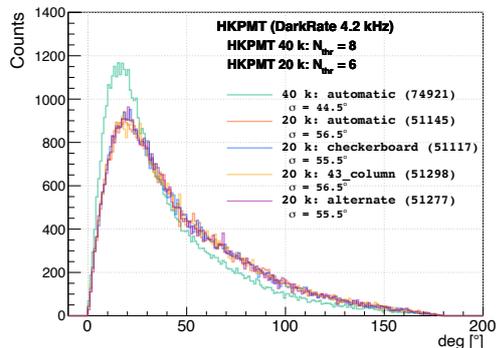
また PMT を 20,000 本配置してマスクしなかった場合でも同程度の再構成精度、中性子同定効率が確認された。僅かに確認される数値の差は、3 つのパターンにおいてマスクした結果ヒット情報を使う PMT が 19,957 本である対して、マスクなしでは 20,034 本の PMT のヒット情報を使用しており、この ~ 60 本の差があることによるものだと考えられる。従って、各配置に該当しない PMT のヒット情報を使用せず、マスクをして解析する方法について、マスクされた PMT からガラスの反射等が再構成精度や中性子同定効率に与える影響は本シミュレーションにおいて十分小さく、後述の HKPMT の性能の影響を評価などでも大きな問題はないと考えられる。また、図 5.15b において中性子同定効率は過去の研究 [36] と同等の値が得られていることも確認できており、マスクなしの HKPMT 40,000 本で同定効率 69.6 %、20,000 本では同定効率 43.1 % と約 26.5 % の違いが確認される。

表 5.1: 各配置における再構成精度および中性子同定効率

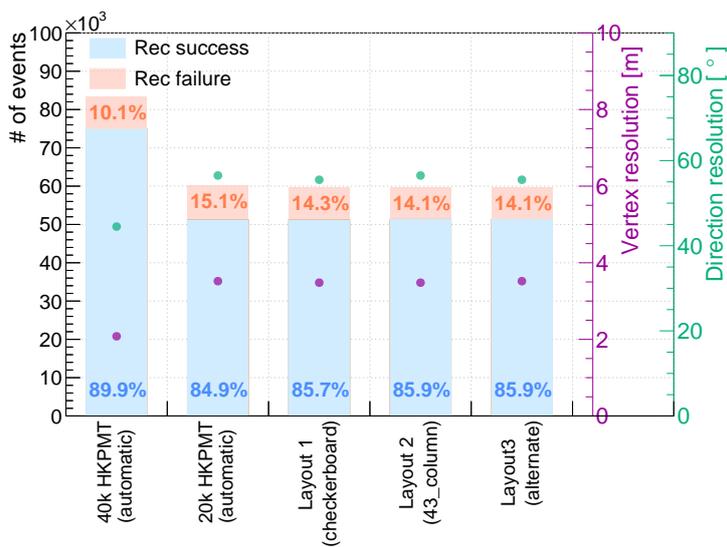
ダークレート 4.2 kHz $N_{\text{thr}} = 6$	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^{\circ}$]		
40k PMT : マスクなし (39,914 PMTs)	83350 83.4%	198940	74921 89.9%	8429 10.1%	2.08	44.5	83.5%	69.6%
20k PMT : マスクなし (20,034 PMTs)	60266 60.3%	117854	51145 84.9%	9121 15.1%	3.52	56.5	71.5%	43.1%
パターン 1 : 千鳥配置 (19,957 PMTs)	59663 59.7%	115412	51117 85.7%	8546 14.3%	3.48	55.5	71.5%	42.7%
パターン 2 : 三連四連 (19,957 PMTs)	59700 59.7%	115616	51298 85.9%	8402 14.1%	3.48	56.5	71.5%	42.7%
パターン 3 : 千鳥 \times 三連 (19,957 PMTs)	59694 59.7%	115196	51277 85.9%	8417 14.1%	3.52	55.5	71.5%	42.7%



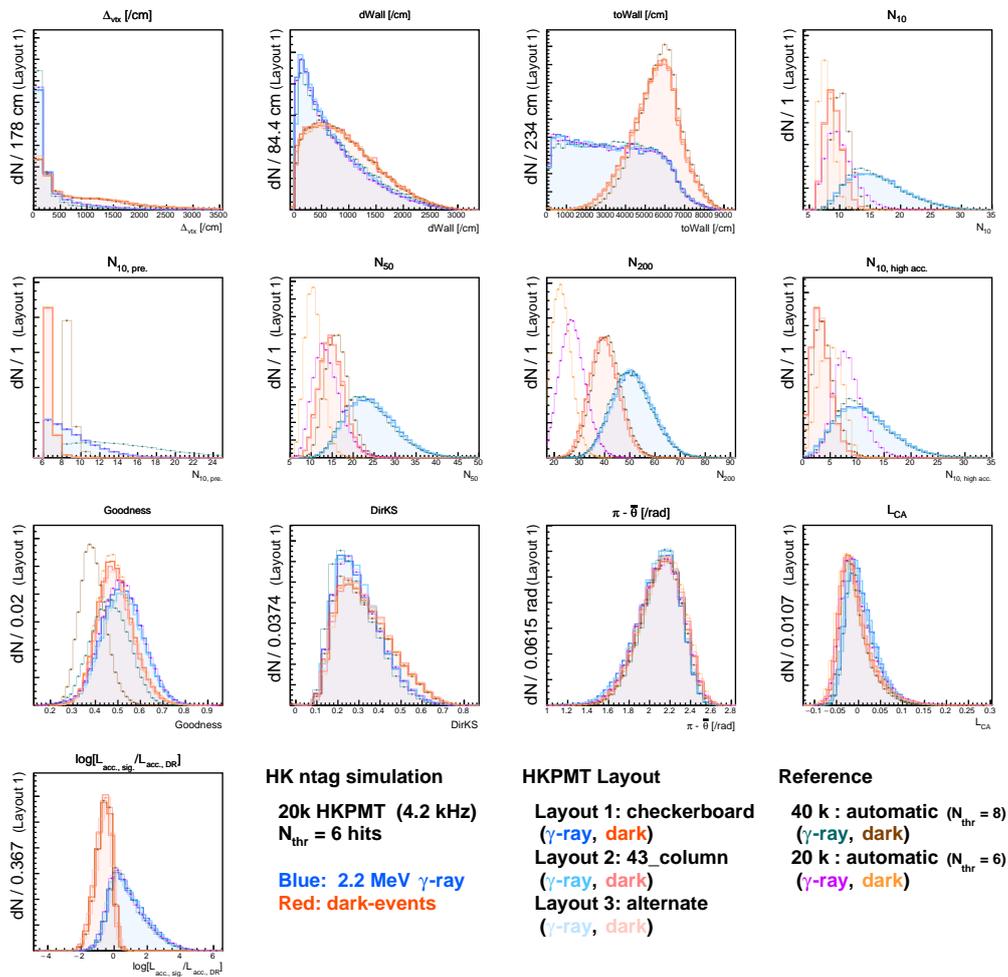
(a) 各 HKPMT 配置における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。パターン 1 (千鳥配置) の事象数でスケールしている。位置分解能は 0.05 m で離散化されている。図中の括弧内は事象数である。



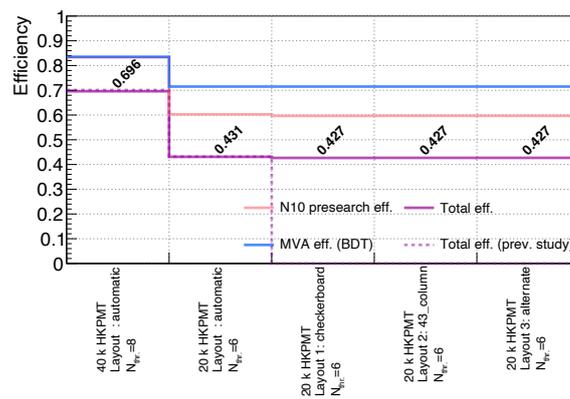
(b) 各 HKPMT 配置における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方角と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の方角のずれ。パターン 1 (千鳥配置) の事象数でスケールしている。方向分解能は 1.0° で離散化されている。図中の括弧内は事象数である。



(c) 各 HKPMT 配置における初期探索の γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功率及び再構成精度についての比較。ここで再構成成功とは、再構成された γ 線の放射位置が、HK における有効体積内であったことを意味する。



(d) 各 HKPMT 配置において多変量解析で用いた変数の分布。



(e) 各 HKPMT 配置に対する初期探索効率と MVA の効率とそれらを掛け合わせた中性子同定効率の比較。点線は過去の研究における中性子同定の効率を示している [36]。

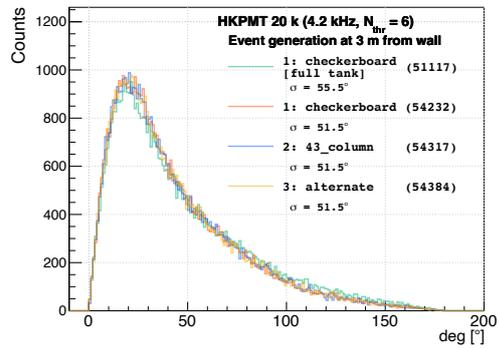
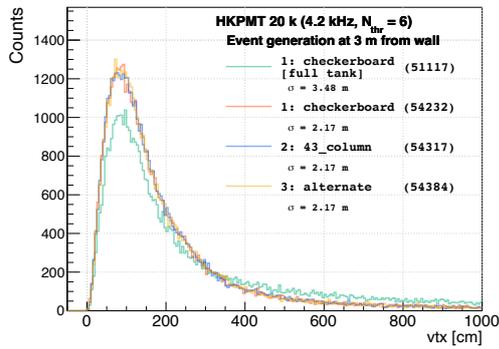
図 5.14: 各 HKPMT 配置における評価結果。ダークレートは 4.2 kHz で $N_{thr} = 6$ (40,000 本の場合は $N_{thr} = 8$) としている。

壁面付近の事象

HKの内水槽で様に2.2 MeV γ 線をシミュレーションした場合のPMT配置による再構成精度、中性子同定効率に対する有意な差は確認できなかった。ただし、PMTの配置による影響は特に内水槽の壁面付近で生じた事象に対して違いが生じることが考えられる。そこで、追加の比較として壁面付近で2.2 MeV γ 線をシミュレーションして場合の比較を行った。2.2 MeV γ 線の放射点が内水槽の壁面から3 m内側の円柱の表面に分布し、方向は一様になるように100,000事象生成した。各配置の比較の結果を表5.2と図5.15に示す。壁面付近では2.2 MeV γ 線によるPMTヒットが増加することにより、初期探索効率が増加するとともに再構成精度の向上を確認することができた(図5.15c)。ただし、再構成位置がFV外になる事象数の増加も確認できる。しかし、配置毎の違いとしては初期探索効率、再構成精度ともに同程度の値であり、違いは確認できなかった。また多変量解析でも配置毎の結果に大きな差異は確認されず、効率も同程度であったため、最終的な中性子同定効率としても $\sim 0.1\%$ で一致していた。従って中性子同定において今回比較したHKPMT 20,000本の配置方法による差異は十分小さいと考えられる。

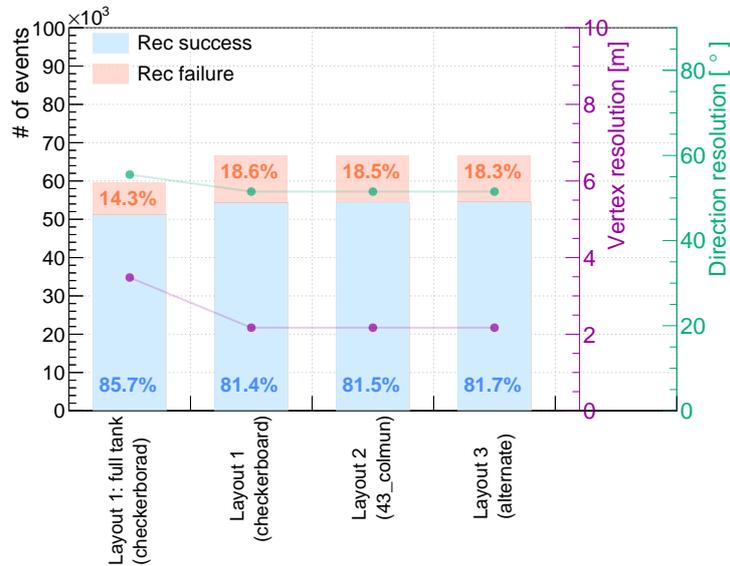
表 5.2: 各配置における壁面付近で生じた中性子事象における再構成精度および中性子同定効率

ダークレート 4.2 kHz $N_{\text{thr}} = 6$	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^{\circ}$]		
パターン 1: 千鳥配置 (内水槽一様に事象生成)	59663 59.7 %	115412	51117 85.7 %	8546 14.3 %	3.48	55.5	71.5 %	42.7 %
パターン 1: 千鳥配置	66638 66.6 %	115986	54232 85.7 %	12406 18.6 %	2.17	51.5	83.5 %	55.5 %
パターン 2: 三連四連	66637 66.6 %	115256	54317 81.4 %	12320 18.5 %	2.17	51.5	83.5 %	55.6 %
パターン 3: 三連 \times 千鳥	66576 66.6 %	115532	54384 81.5 %	12192 18.3 %	2.17	51.5	83.5 %	55.5 %

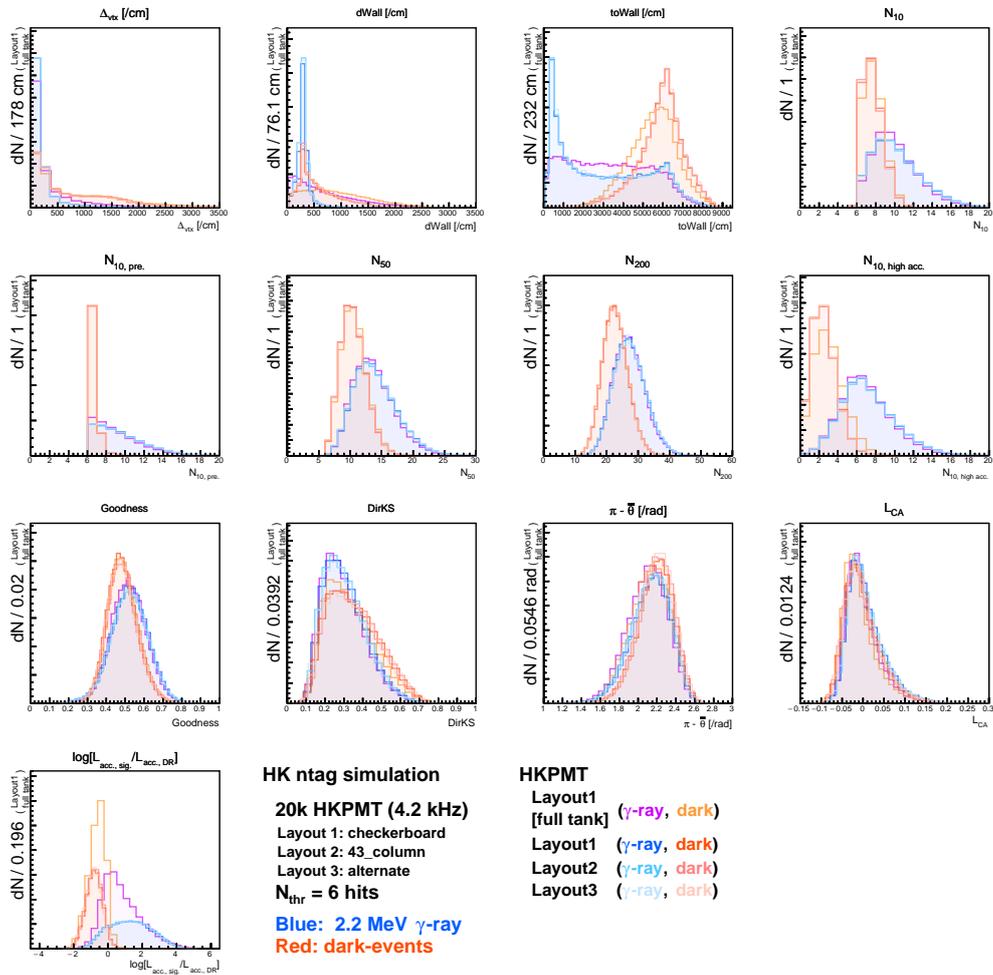


(a) 各 HKPMT 配置における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。内水槽一様に事象生成した基本構成の場合の事象数でスケールしている。

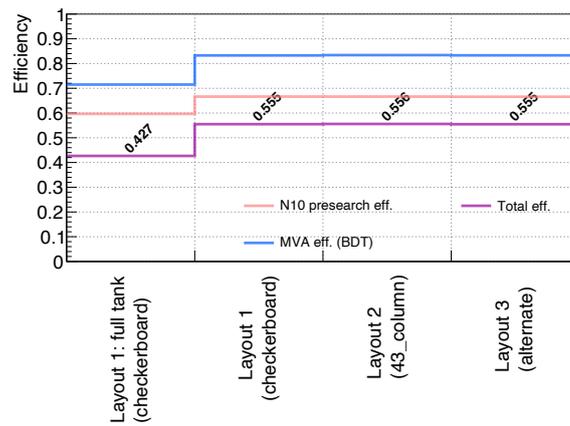
(b) 各 HKPMT 配置における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方角と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射方角のずれ。内水槽一様に事象生成した基本構成の場合の事象数でスケールしている。



(c) 各 HKPMT 配置の初期探索における γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功率及び再構成精度についての比較。



(a) 各 HKPMT 配置において多変量解析で用いた変数の分布。



(b) 各 HKPMT 配置に対する初期探索効率と MVA の効率とそれらを掛け合わせた中性子同定効率の比較。

図 5.15: 各 HKPMT 配置における壁面付近 (内壁から 3 m) の事象に対する評価結果。ダークレートは 4.2 kHz で $N_{thr} = 6$ としている。

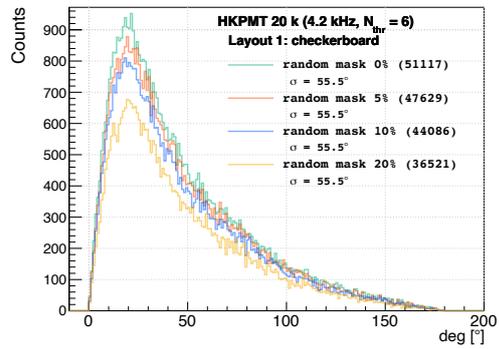
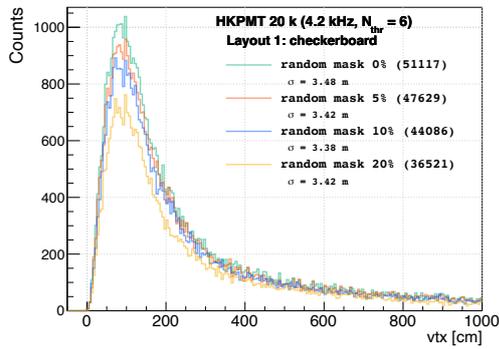
5.3.4 PMT に不良があった場合の比較

基本構成において、PMT にランダムに 5 %、10 %、20 % に不良が発生したと仮定して、マスクをした場合についても比較を行った結果を表 5.3 と図 5.16 に示す。HK 検出器として許容できる HKPMT 不良割合を検証する意味で、 N_{thr} の設定を統一して比較を行っている。再構成精度 (図 5.16a、5.16b) に関しては不良本数が増加しても、初期探索で選出される事象数以外には大きな差異は確認されなかった (図 5.16c)。これは、ヒット情報を使用する PMT の本数が減っても、初期探索で選ばれた事象に関して PMT のヒット本数は最低 6 本 ($N_{thr} = 6$) としているため、再構成の精度としては、PMT 本数の影響が大きく出ていないことが考えられる。一方で、ヒット情報を使用できる PMT の本数が減ることにより、 N_{thr} が同じ場合、初期探索効率の低下加えて、再構成位置が FV 外となる事象数の割合の増加が確認された。また、多変量解析に使用した変数の分布 (図 5.16d) も同様の分布が確認され、多変量解析における判定精度は同程度であることが期待されるが、最終的に得られる中性子同定効率 (図 5.16e) は、不良 PMT が増加することによって初期探索効率低下と偽候補数減少による多変量解析の要求の緩和による影響を受ける。従って、多変量解析の効率がわずかに増加するが、最終的な結果として中性子同定効率は低下していることがわかる。

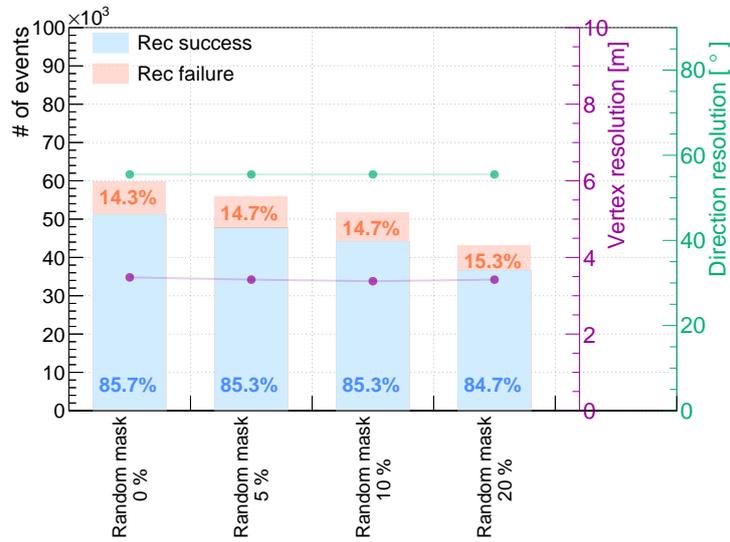
ただし、この比較においては $N_{thr} = 6$ で統一して評価を行ったが、不良 PMT が増える場合に、より初期探索効率を向上するように適当な値に N_{thr} を下げるように調整すれば再構成精度は低下するが中性子同定効率の低下率を抑制できる可能性が考えられる。また、実際に SK では一定数の PMT のダークレートが上昇すること確認されており、こうした PMT を単にマスクするのではなく解析に使用することも考えられ、今後一定数の PMT のダークレートが上昇した場合の評価も行うと不良が生じた場合に対してより詳細に実際の HK 検出器性能を見積ることができ、不良 PMT の許容割合を規定するための議論ができると考えられる。

表 5.3: 基本構成において PMT に不良 (ランダムマスク) があった場合の再構成精度および中性子同定効率

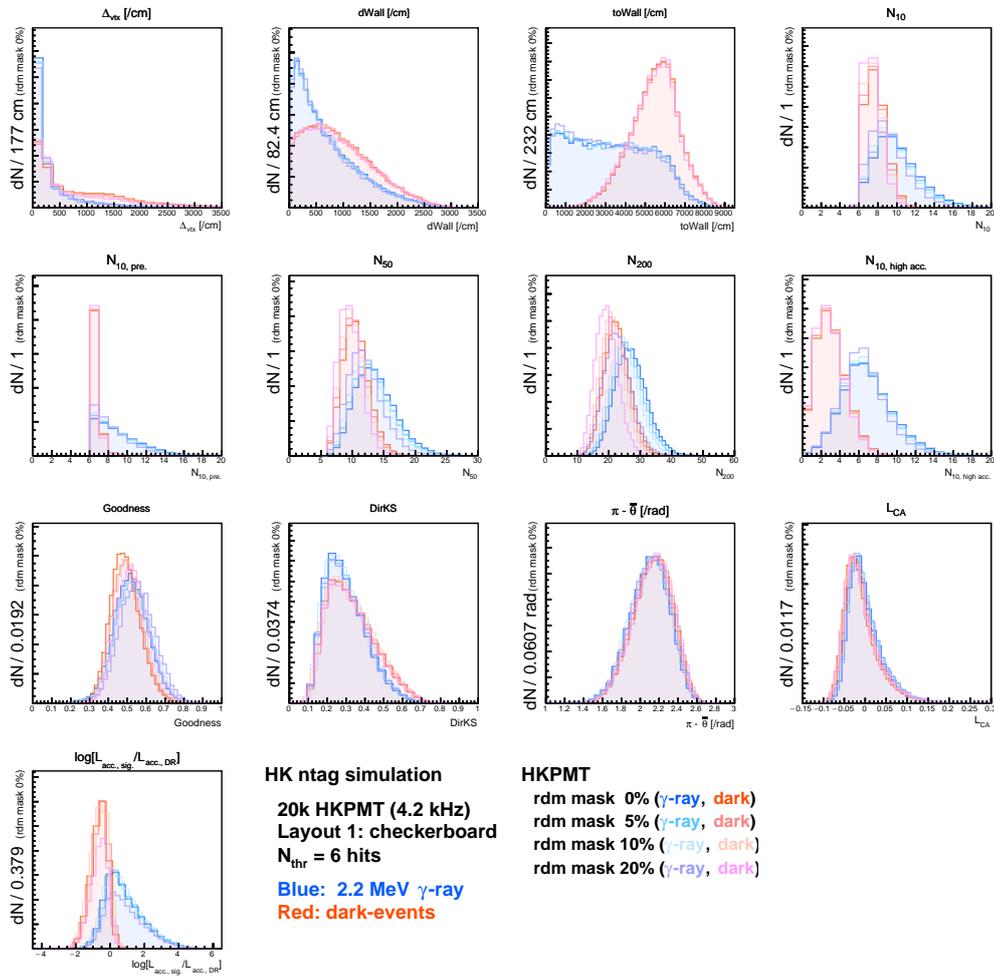
パターン 1: 千鳥配置 ダークレート 4.2 kHz $N_{thr} = 6$	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^{\circ}$]		
0% マスク (19,957 PMTs)	59663 59.7%	115412	51117 85.7%	8546 14.3%	3.48	55.5	71.5%	42.7%
5% マスク (18959 PMTs)	55806 55.8%	89718	47629 85.3%	8177 14.7%	3.42	55.5	72.5%	40.5%
10% マスク (17961 PMTs)	51712 51.7%	68452	44086 85.3%	7626 14.7%	3.38	55.5	73.5%	38.0%
20% マスク (15965 PMTs)	43116 43.1%	18540	36521 84.7%	6595 15.3%	3.42	55.5	74.5%	32.1%



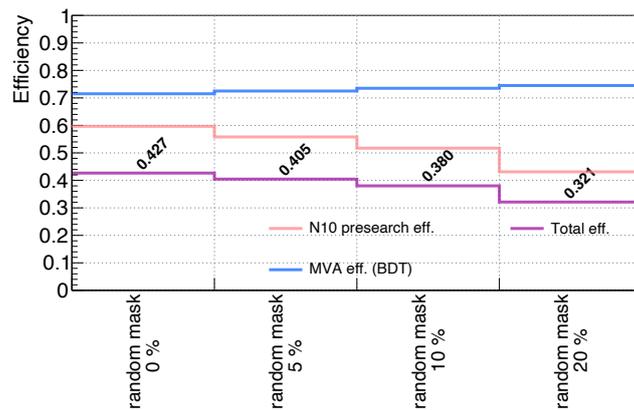
(a) PMT に不良 (ランダムマスク) があつた場合における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。
 (b) PMT に不良 (ランダムマスク) があつた場合における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方向と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射方向のずれ。



(c) PMT に不良 (ランダムマスク) があつた場合における初期探索の γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功率及び再構成精度についての比較。



(d) PMT に不良 (ランダムマスク) があった場合の多変量解析で用いた変数の分布。



(e) PMT に不良 (ランダムマスク) があった場合の初期探索効率、MVA 効率と中性子同定効率の比較。

図 5.16: 基本構成において PMT に不良 (ランダムマスク) があった場合の評価結果。 $N_{thr} = 6$ で統一している。

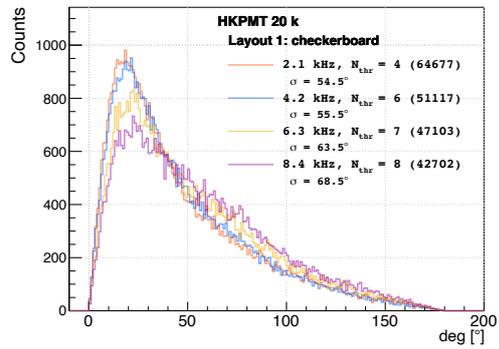
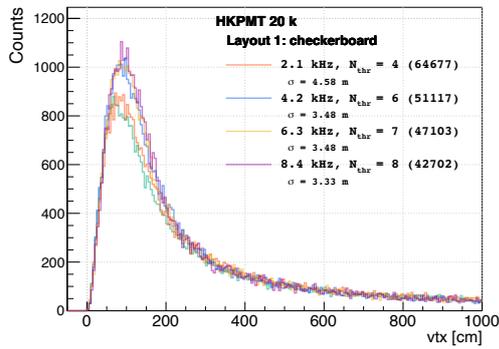
5.3.5 ダークレートの比較

PMT の性能のうちダークレートが与える影響を確認するために、基本構成から HKPMT のダークレートを変更した場合の再構成精度を比較した。各ダークレートについて 5.2.2 節で述べたように一つの γ 線事象に対して、初期探索で候補となるダークヒット由来の事象が 100 ~ 1000 程度に抑えられる N_{thr} が設定されている。結果を表 5.4 と図 5.17 に示す。図 5.17c からわかるように、方向再構成精度 (図 5.17b) は、ダークレート上昇に伴い低下する一方で、位置再構成精度 (図 5.17a) はダークレートが高い場合の方が精度が高くなっている。それに関して初期探索の N_{thr} を各ダークレートについて設定しており、高いダークレートでは N_{thr} も高く設定される。そのため、初期探索で選出された γ 線ヒット由来の事象について再構成時に使用する PMT 本数も増えることにより、 N_{thr} の値は再構成の精度が向上する影響を与えと考えられる。またダークレートの上昇に伴って N_{thr} の設定を引き上げたことにより、初期探索効率も減少していることがわかる。 N_{thr} が再構成精度や中性子同定効率に与える影響を確認するために $N_{\text{thr}}=6$ で統一した場合 (C.1.1 節) やダークレート 4.2 kHz で N_{thr} を変更した場合 (C.1.2 節) についても調査を行った。 N_{thr} が同じ場合、ダークレートが上昇すると再構成精度は位置・方向ともに低下する一方で、選出される候補事象が増加することで初期探索効率は向上する (図 C.1c)。ただし、ダークヒット由来の偽候補も増大するため、多変量解析に対する要求は厳しくなり、中性子同定効率としては低下する。また N_{thr} を引き上げると再構成精度は向上し、特に位置分解能の向上が顕著に見られた。つまり、図 5.17c で、ダークレートが上昇したのにもかかわらず、位置再構成精度が向上したのは、今回の設定において、ダークレート向上における位置分解能の低下の影響よりも N_{thr} を引き上げることによる位置分解能の向上の影響が大きかったことを示唆している。

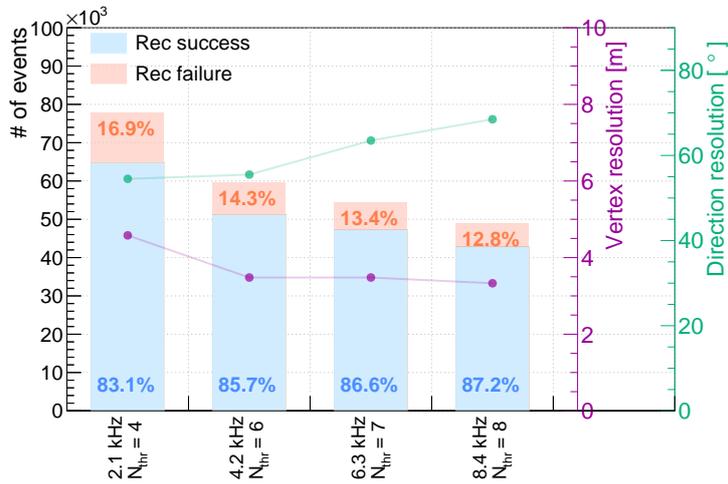
また N_{thr} を大きくすると選出される γ 線由来の候補事象数は減少する (図 C.2d) ため、初期探索効率は低下する。一方で、多変量解析の効率は N_{thr} が小さいほど γ 線由来の候補に加えて、偽事象数も増大して多変量解析に対する要求が高くなるため、 N_{thr} を大きくしても単純には効率は向上しない。ダークレート 4.2 kHz の場合、中性子同定効率としては $N_{\text{thr}}=6$ 程度が偽候補事象数の数も ~ 100 で実際の解析のコストとしてもある程度抑えられた上で、同定効率も大幅に低下しない値であることが確認できた (図 C.2d)。他のダークレートの場合に関してもこのように適切に N_{thr} が設定されていると考えて、図 5.17c、5.17e の結果を見ると、HKPMT のダークレートが高くなった場合、方向分解能は低下する一方で位置分解は向上する。また中性子同定効率は主に初期探索効率が低下することによる影響で低下することが見込まれる。

表 5.4: 各ダークレートにおける再構成精度および中性子同定効率 (N_{thr} はダークレート毎に調整)

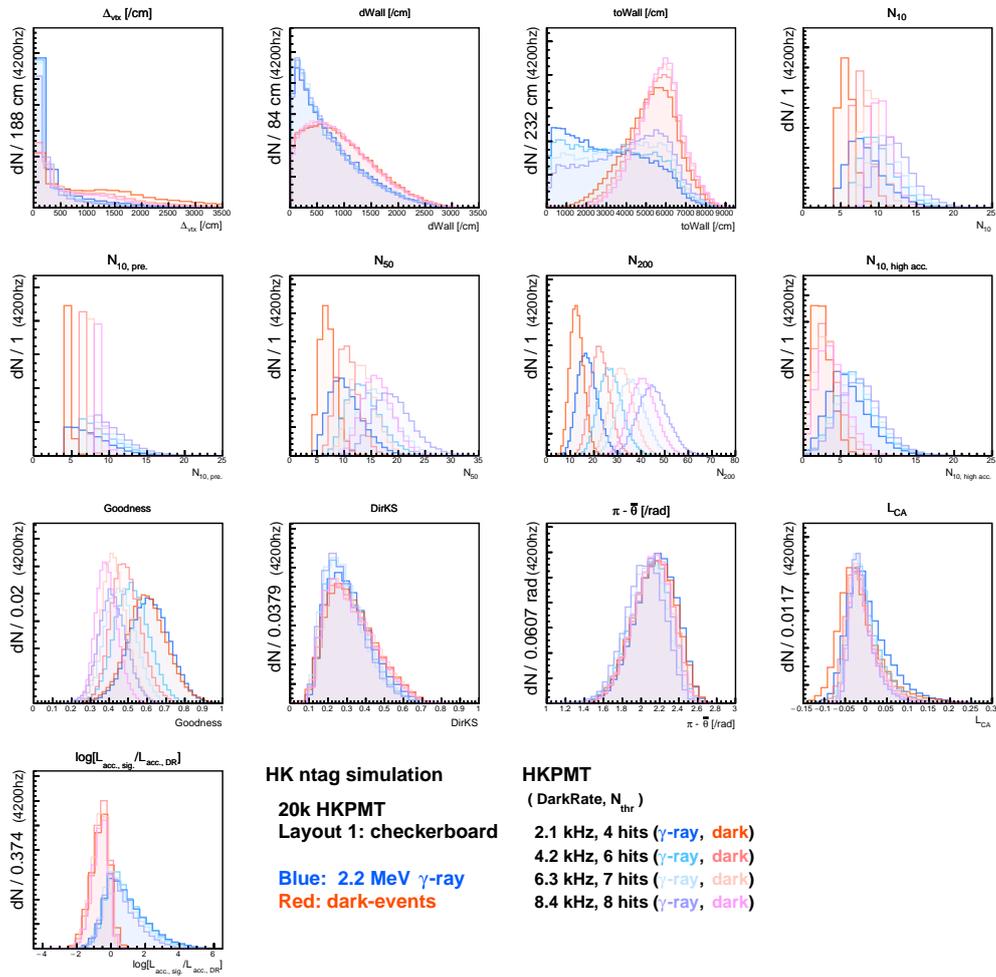
パターン 1: 千鳥配置	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^{\circ}$]		
2.1 kHz ($N_{\text{thr}}=4$)	77870 77.9%	317422	64677 83.1%	13193 16.9%	4.58	54.5	68.5%	53.3%
4.2 kHz ($N_{\text{thr}}=6$)	59663 59.7%	115412	51117 85.7%	8546 14.3%	3.48	55.5	71.5%	42.7%
6.3 kHz ($N_{\text{thr}}=7$)	54378 54.4%	173622	47103 86.6%	7275 13.4%	3.48	63.5	65.5%	35.6%
8.4 kHz ($N_{\text{thr}}=8$)	48966 49.0%	198134	42702 87.2%	6264 12.8%	3.33	68.5	62.5%	30.6%



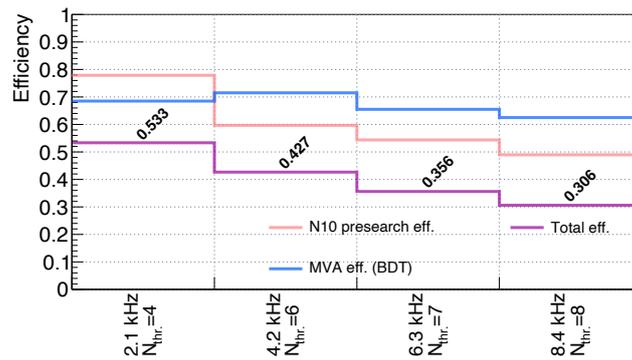
(a) 各ダークレートにおける LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。ダークレート 4.2 kHz の場合の事象数でスケールしている。
 (b) 各ダークレートにおける LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方角と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の方角のずれ。ダークレート 4.2 kHz の場合の事象数でスケールしている。



(c) 各ダークレートにおける初期探索の γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功率及び再構成精度についての比較。



(d) 各ダークレートの検出器構成において多変量解析で用いた変数の分布。



(e) 各ダークレートの検出器構成に対する初期探索効率・MVA 効率とそれらを掛け合わせた合計の効率の比較。

図 5.17: 基本構成の HKPMT についてダークレートの値を変更した場合の中性子同定効率。 N_{thr} は各ダークレートで調整している。

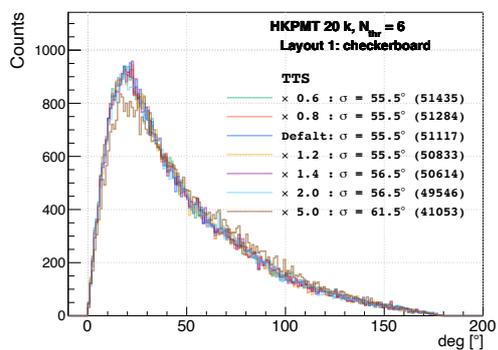
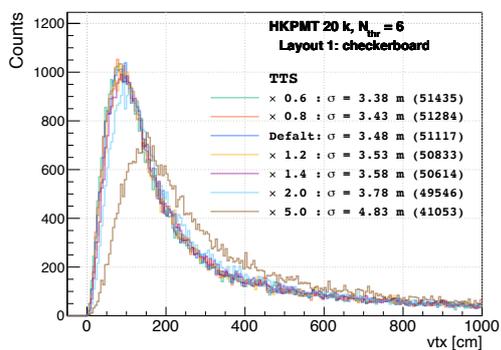
5.3.6 TTS の比較

PMT の性能のうち TTS が与える影響を確認するために、基本構成から HKPMT の TTS を変更した場合の再構成精度を比較した。想定される検出器性能範囲としてデフォルトの TTS (~ 2.24 ns) の 0.6 \sim 2.0 倍に加えて TTS の影響による明確な HK 検出器性能の差異を確認するために 5 倍に TTS が増大した場合も比較している。結果を表 5.5 と図 5.18 に示す。図 5.18c からわかるように、方向再構成精度 (図 5.18b)、位置再構成精度 (図 5.18a) とともに HKPMT で考えられる性能の範囲 (~ 2 倍) では、TTS が大きくなることによる精度悪化の影響はわずかであった。多変量解析における変数の分布 (図 5.18d) でも各変数に大きな差異は確認されず、効率も同程度であるため、結果として得られる中性子同定効率の値も 1 % 程度オーダーで一致していた。

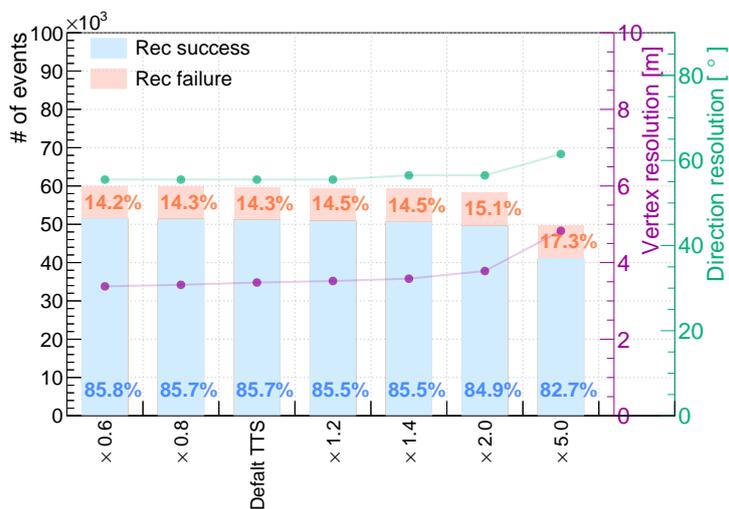
今回比較した TTS の範囲 (0.6 倍 \sim 2.0 倍) では、結果より初期探索の 10 ns の時間幅によるスキャンで選出された真の候補に関して、 γ 線由来ヒット PMT は同様に選ぶことができていると考えられる。また TTS の性能が影響する PMT ヒットタイミングに関しては、50 cm 口径の HKPMT の大きさに起因した入射位置による違いの影響も存在している。水中での光速は水の屈折率 $n = 1.33$ とすると $c/n \sim 2.26 \times 10^8$ m/s ~ 23 cm/nm である。従って、50 cm 口径の HKPMT の光電面の入射位置によって 1 ns 程度の違いが生じることは、HK の検出において避けられない。実際の納入されている HKPMT の評価 (4 章) において TTS (FWHM) は平均 2.9 ns 程度であり、この比較から HKPMT の予想される性能の範囲では、中性子同定効率はほとんど影響はないといえる。

表 5.5: 各 TTS における再構成精度および中性子同定効率

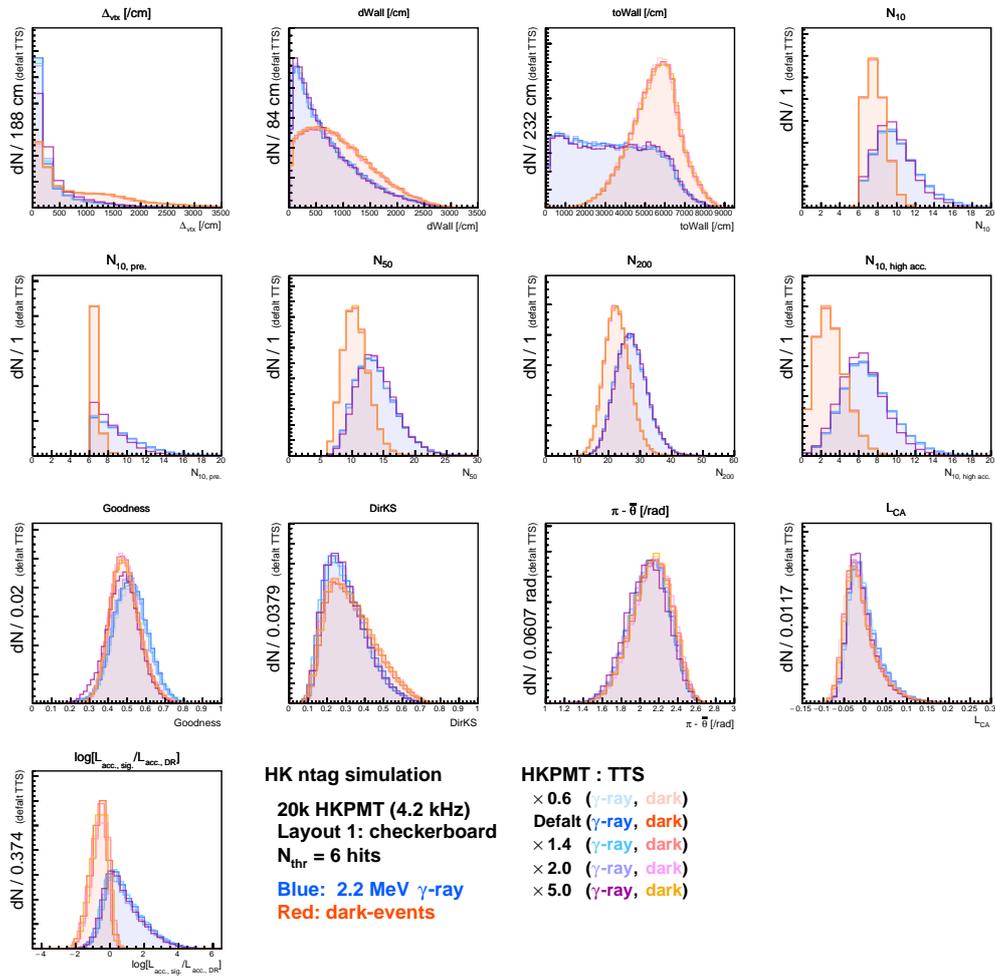
パターン 1: 千鳥配置 ダークレート 4.2 kHz $N_{\text{thr}} = 6$	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^\circ$]		
$\times 0.6$ (TTS ~ 1.34 ns)	59928 59.9 %	115336	51435 85.8 %	8493 14.2 %	3.38	55.5	71.5 %	42.8 %
$\times 0.8$ (TTS ~ 1.79 ns)	59807 59.8 %	115328	51284 85.7 %	8523 14.3 %	3.42	55.5	70.5 %	42.2 %
Default TTS(FWHM) (1p.e. : ~ 2.24 ns)	59663 59.7 %	115412	51117 85.7 %	8546 14.3 %	3.48	55.5	71.5 %	42.7 %
$\times 1.2$ (TTS ~ 2.67 ns)	59478 59.5 %	115770	50833 85.5 %	8645 14.5 %	3.52	55.5	71.5 %	42.5 %
$\times 1.4$ (TTS ~ 3.14 ns)	59232 59.5 %	115786	50614 85.5 %	8618 14.5 %	3.58	56.5	71.5 %	42.4 %
$\times 2.0$ (TTS ~ 4.48 ns)	58380 58.4 %	115514	49546 84.9 %	8834 15.1 %	3.78	56.5	70.5 %	41.2 %
$\times 5.0$ (TTS ~ 11.20 ns)	49624 49.6 %	115426	41053 82.7 %	8572 17.7 %	4.83	61.5	67.5 %	33.5 %



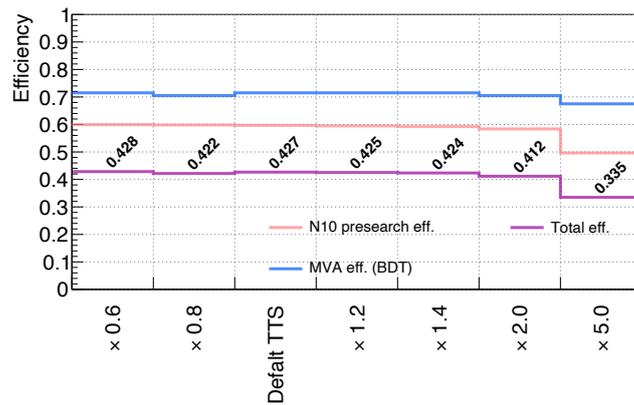
(a) 各 TTS における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。デフォルト TTS の場合の事象数でスケールしている。
 (b) 各 TTS における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方法と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射方向のずれ。デフォルト TTS の場合の事象数でスケールしている。



(c) 各 TTS における初期探索の γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功率及び再構成精度についての比較。



(d) 各 TTS の検出器構成において多変量解析で用いた変数の分布。



(e) 各 TTS の検出器構成に対する初期探索効率・MVA 効率とそれらを掛け合わせた合計の効率の比較。

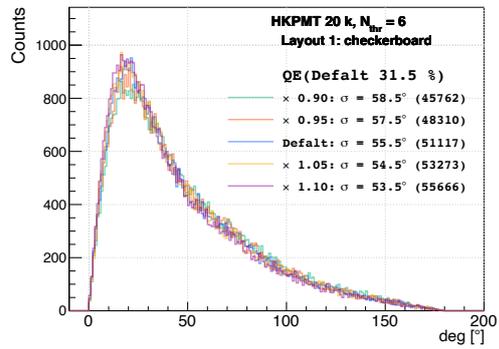
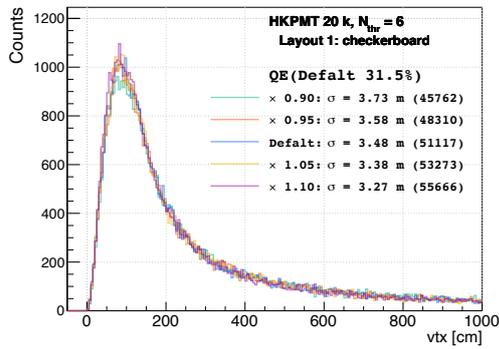
図 5.18: 基本構成の HKPMT について TTS の値を変更した場合の中性子同定効率。

5.3.7 QE の比較

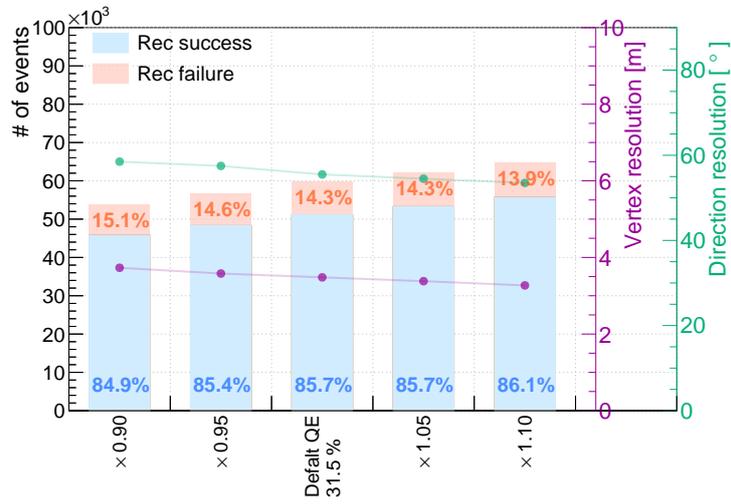
PMT の性能のうち QE が与える影響を確認するために、基本構成から HKPMT の QE (31.5 %) を変更した場合の再構成精度を比較した。結果を表 5.6 と図 5.19 に示す。図 5.19c からわかるように、方向再構成精度 (図 5.18b)、位置再構成精度 (図 5.18a) とともに QE が上昇すると向上することが確認され、初期探索効率も向上している。また多変量解析における変数の分布 (図 5.19d) では、特に PMT のヒット本数において 2.2 MeV γ 線由来のヒット数が QE 上昇により増加していることが確認される。結果として多変量解析の効率も向上し、初期探索効率の向上も合わせり中性子同定効率の上昇が確認された (デフォルトの 31.5 % の 1.1 倍に上昇すると同定効率としては約 5 % の向上)。光電面の仕事関数が下がり、QE が上昇した場合は、熱電子によるダークレート増加が生じると考えられる (3.1.1 節、式 3.1.4) が、今回はダークレートは 4.2 kHz と固定しているため、 γ 線由来の PMT ヒット数のみ上昇し、初期探索による偽候補の事象数は同程度であった。これにより、再構成精度や中性子同定効率の向上が確認できたと理解できる。

表 5.6: 各 QE における再構成精度および中性子同定効率

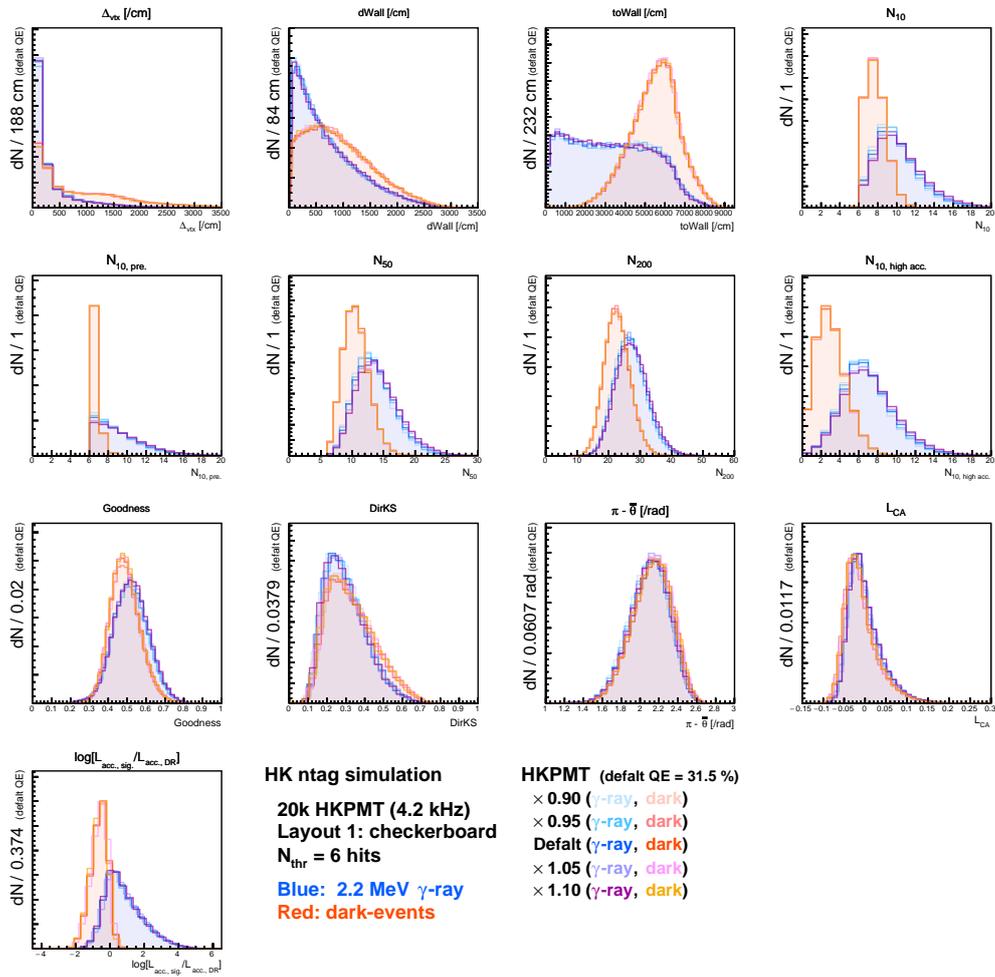
パターン 1: 千鳥配置 ダークレート 4.2 kHz $N_{\text{thr}} = 6$	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^{\circ}$]		
$\times 0.9$ (QE \sim 28.4 %)	53885 53.9%	114850	45762 84.9%	8123 15.1%	3.73	58.5	67.5%	36.4%
$\times 0.95$ (QE \sim 29.9 %)	56585 56.6%	114938	48310 85.4%	8275 14.6%	3.58	57.5	71.5%	40.5%
Default QE (31.5 %)	59663 59.7%	115412	51117 85.7%	8546 14.3%	3.48	55.5	71.5%	42.7%
$\times 1.05$ (QE \sim 33.1 %)	62164 62.2%	115914	53273 85.7%	8891 14.3%	3.38	54.5	72.5%	45.1%
$\times 1.1$ (QE \sim 34.7 %)	64648 64.6%	115134	55666 86.1%	8982 13.9%	3.27	53.5	73.5%	47.5%



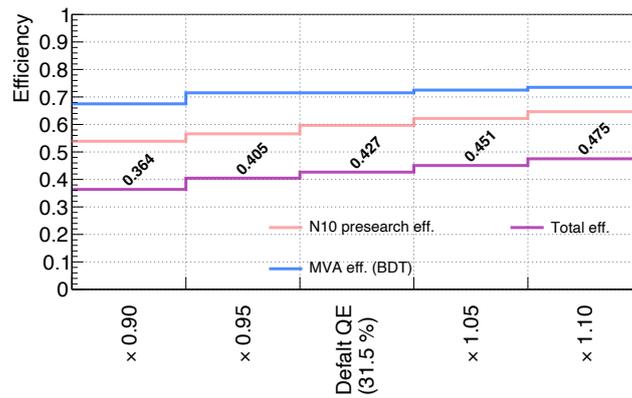
(a) 各 QE における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。デフォルト QE の場合の事象数でスケールしている。
 (b) 各 QE における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方向と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射方向のずれ。デフォルト QE の場合の事象数でスケールしている。



(c) 各 QE における初期探索の γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功比率及び再構成精度についての比較。



(d) 各 QE の検出器構成において多変量解析で用いた変数の分布。



(e) 各 QE の検出器構成に対する初期探索効率・MVA 効率とそれらを掛け合わせた合計の効率の比較。

図 5.19: 基本構成の HKPMT について QE の値を変更した場合の中性子同定効率。

5.4 まとめ

HKの内水槽で用いられる光検出器のうちHKPMTについて配置や性能を変更した場合の再構成精度と中性子同定効率を評価した。今回の評価では、40,000本のHKPMT配置をベースに解析時にマスクをする方法で配置を規定し、配置やHKPMT性能の影響の評価を行っており、基本とした検出器構成（基本構成；パターン1（千鳥配置）、ダークレート4.2 kHz、初期探索の閾値 $N_{\text{thr}}=6$ ）では、位置分解能は ~ 3.5 mで方向分解能は $\sim 55^\circ$ であり、中性子同定効率としては42.7%であることが確認された。配置に関しては、内水槽全体で一様に中性子事象が生じた場合に加え、HK検出器の内壁付近での生じた事象の評価も行ったが、検討されている配置では有意な差は確認されなかった。またマスクなしの20,000本のHKPMT配置との比較でも同様の結果が確認されたことから、本研究のシミュレーションの手法による再構成精度や中性子同定効率への影響は十分に小さいことを確認した。加えて、基本構成のHKPMTにランダムに不良が生じてヒット情報を使用できるPMTが最大20%（約4,000本）減少した際の比較も行った。 N_{thr} を統一していたこともあり、再構成精度に大きな差異は確認されなかったが、20%不良が生じた場合では、初期探索の効率の約17%の低下と、それに伴う中性子同定効率の約11%の低下が確認された。

HKPMTの性能に関しては、ダークレート・TTS・QEがHK検出器の性能に与える影響を調査した。ダークレートに関しては上昇すると再構成精度、中性子同定効率ともに低下する影響を受けていることが確認されたが、解析ではダークレート毎に N_{thr} を設定するため、 N_{thr} による影響の調査も行い、 N_{thr} を引き上げると再構成精度が向上し、特に位置分解能の顕著な改善が認められた。そのため、中性子同定アルゴリズムにおいてはダークレートが上昇すると再構成精度のうち位置分解能は向上する一方、方向分解能は低下し、ダークレートが8.4 kHzに上昇すると位置分解能は約4%の向上（ ~ 3.3 m）、方向分解能は約24%の低下（ $\sim 66^\circ$ ）を確認した。同定効率は、ダークレート上昇に伴う初期探索の N_{thr} の引き上げによる初期探索効率の低下の影響が顕著であり、ダークレートが8.4 kHzに上昇すると約12%の低下（ $\sim 31\%$ ）が確認された。TTSについては値が上昇すると再構成精度が低下する影響が認められたが、TTSがデフォルト（1光電子信号： ~ 2.4 ns（FWHM））の2倍になった場合の位置分解能の低下は10%程度で、方向分解能の低下もわずかであり、HKPMTで想定される性能の範囲で大きな差異は確認されなかった。これには50 cmの大口徑HKPMTで検出することによるヒット時間に対する不定性（ ~ 1 ns）も関わると考えられ、同定効率としても1%程度で一致しており、大きな差異は確認されなかった。QEについては、上昇すると γ 線由来のPMTヒットが増加するため、再構成精度・初期探索効率・多変量解析効率が向上が認められた。デフォルトのQE 31.5%の1.1倍に上昇すると中性子同定効率としては、約5%の向上した。ただし、QEの向上は一般に熱電子によるダークレート上昇を伴うことを考慮すると、単純な性能向上が期待されるわけではないことに留意する必要がある。

以上の評価により低エネルギー領域の中性子事象の同定ではHKPMTの検討されている配置による有意な差異は確認されないことに加えて、中性子同定でトリガーとする2.2 MeV γ 線検出はPMTのヒット数が少ないため、ヒット情報を使用できるPMTの本数や各PMTにおいて偽のヒットとなるダークレートが同定効率に与える影響が特に重要な要素となっていることを定量的に確認した。またTTSは想定性能の範囲での影響は小さいことを確認し、QEのみが向上すると検出器性能が向上すること定量的に確認した。さらに今回は考慮されていなかった内水槽に設置されるmPMTの優れた時間分解能やヒット情報を利用できるPMT数の増加による感度向上も見込まれており[36]、HKPMTの配置や性能が物理感度へ与える効果についての評価がHKコラボレーション内で進められている。

第6章

まとめ

ハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande ; HK) は、日本で建設中の次世代水チェレンコフ検出器であり、2027年観測開始を予定している。現行のスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande ; SK) と同様の巨大な円筒形の水チェレンコフ検出器であり、主な改善点としては、体積の増加と光検出器 (光電子増倍管 ; PMT) の高性能化が挙げられる。SK 検出器が直径 39 m、高さ 41 m のタンク (50 kt) であったのに対し、HK 検出器は直径 68 m、高さ 71 m (250 kt) となり、有感体積で比較すると SK の 22.5 kt から HK の 190kt と約 8 倍となる。高精度、低バックグラウンドな測定の実現に向けて開発された HKPMT は、SK に取り付けられ、検出効率と時間分解能、電荷分解能がそれぞれ約 2 倍に向上したことが確認されている。巨大な HK 検出器の大統計や用いられる高性能な PMT を活かし、レプトン CP 位相の測定、陽子崩壊探索、大気ニュートリノや太陽・超新星爆発由来のニュートリノの観測など多岐にわたる物理を対象としている。また現在 HK では HKPMT の配置が物理感度や検出器建設のコストを元に検討されており、各エネルギースケールで検討されている HKPMT 配置による物理感度への影響を定量的に評価することが必要となっている。本研究では、HK の内水槽の主光検出器として 20,000 本設置される 50 cm 口径 PMT (HKPMT) の性能評価と HKPMT の配置や性能による HK 検出器の特に低エネルギー事象に対する性能の評価を行った。

4 章では、2020 年から納入が開始された HKPMT の受入検査の一つとして納入数の約 10 % に対して行われる長期測定における HKPMT の評価を行った。長期測定では、2 週間程度 HKPMT を暗室で動作させ、データを取得することで初期不良の判断や各性能が要求を満たすかを確認している。構築した環境で HKPMT からのデータの取得を問題なく行うことができているこの確認に加えて、納入された HKPMT の性能の評価として HK の要件との比較を行った。また納入元の浜松ホトニクスとのデータとの比較も行い測定方法や環境の違いによる差異も含めて評価を行った。135 本の測定品の評価の結果、各性能の平均値は、印加電圧値 (10^7 ゲイン) 1782 V、ゲイン安定性 (RMS/Mean) 0.3 %、電荷分解能 (σ) 26.3 %、PV 比 4.1、TTS (FWHM) 3.9 ns・アフターパルス発生確率 3.9 %、ダークレート 7.4 kHz であり、基本的に HK の要件を満たす性能が確認された。加えて、PMT 毎の性能のばらつきも抑えられており、ダークレートを除く性能については HK の要件を満足する性能が確認された。ただし、ダークレートの測定の平均値 7.4 kHz について、納入元の浜松ホトニクスの納入前測定 6.1 kHz との差異が認められ、HK の要件の全数の平均値が 4 kHz 以下という要求に対しても、測定条件に違いはあるが長期測定の結果は、乖離のある値であった。今回は、長期測定の結果から各種環境要因がダークレートに与える影響を検討し、ダークレートの要求値を満足する可能性について議論した。浜松ホトニクスとの差異に関しては、信号閾値の違いや温度、磁場、大気圧等の測定条件の差異を検討して、説明できる可能性を示した。HK 要件に関しては量子効率 (QE) による補正後の 6.3 kHz に対して、同様に測定環境要因についての議論に加えて、HK 検出器で HKPMT が実際に設置さ

れる純水中におけるダークレートが長期測定の測定値より低減する可能性を示した。また長期測定環境について今後、温度はHKの想定水温 $\sim 14\text{ }^{\circ}\text{C}$ に保たれた環境で測定を行い、磁場については進行中の測定に基づく補正が行われる予定であり、大気圧に関しても大気中のイオン濃度等を含む調査により影響を評価されることが検討されており、より詳細な理解が進むことが期待される。

5章ではHKPMTの性能や配置が、HK検出器の性能に与える影響を評価するために特に低エネルギー事象に注目して中性子事象の同定の効率のシミュレーションによる評価を行った。中性子同定のアルゴリズムはトリガー事象となる $2.2\text{ MeV } \gamma$ 線候補事象を選出する初期探索と候補事象を判別する多変量解析との2段階があり、各PMTに記録されたヒット時刻を用いる。しかし低エネルギー事象では、ヒットPMT本数が少なくダークレート等のPMTの性能の影響が大きい。そこで本研究では、現在検討されているHKPMTの配置毎の評価に加えてHKPMT性能のうちダークレート・TTS・QEについて検出対象の $2.2\text{ MeV } \gamma$ 線の再構成精度と中性子同定効率に与える影響の確認をした。基本とした20,000本のHKPMTの検出器構成（パターン1（千鳥配置）、ダークレート 4.2 kHz 、初期探索におけるPMTヒット数の閾値 $N_{\text{thr}}=6$ ）の $2.2\text{ MeV } \gamma$ 線の位置分解能は $\sim 3.5\text{ m}$ で方向分解能は $\sim 55^{\circ}$ であり、中性子同定効率は約 42.7% であった。検討されている配置に関しては、今回の評価では有意な差異は認められなかった。さらに基本構成からPMTにランダムに不良が生じてヒット情報を使用できるPMTの本数が最大 20% （約4,000本）減少した際の比較を行った。 N_{thr} を統一していたこともあり、再構成精度に大きな差異は確認されなかったが、 20% 不良が生じた場合では、初期探索の効率の約 17% の低下と、それに伴う中性子同定効率の約 11% 低下が確認された。ダークレートに関しては上昇すると再構成精度、中性子同定効率ともに低下する影響を受けていることが確認されたが、ダークレート毎に設定される N_{thr} は引き上げると再構成精度が向上し、特に位置分解能の顕著な改善が認められた。そのため、中性子同定アルゴリズムにおいてはダークレートが上昇すると再構成精度のうち位置分解能は向上する一方、方向分解能は低下し、ダークレートが 8.4 kHz に上昇すると位置分解能は約 4% の向上、方向分解能は約 24% の低下となった。同定効率は、ダークレート上昇に伴う N_{thr} の引き上げによる初期探索効率の悪化による影響が顕著であり、ダークレートが 8.4 kHz に上昇すると約 12% の低下が確認された。TTSについては値の上昇による再構成精度低下の影響が確認されたが、HKPMTで想定される性能の範囲で中性子同定に与える影響は小さく同定効率は 1% 程度で一致していた。QEについては、上昇すると γ 線由来のPMTヒットの増加するため再構成精度・初期探索効率・多変量解析効率が向上の影響が認められ、デフォルトのQE（ 31.5% ）の 1.1 倍に上昇すると中性子同定効率は約 5% 向上した。以上のように中性子事象に関して、HKPMTの配置による有意な差異は確認されないことに加えて、ヒット情報を使用できるHKPMTの本数やHKPMTの性能のうちダークレート、TTS、QEがHKの検出器性能に与える影響について定量的に評価した。

謝辞

本論文は、私が東京大学理学系研究科物理学専攻の修士課程在学中に行った研究をまとめたものです。研究活動にあたり多くの方々の指導・協力をいただきましたことに対する感謝の意をここに表します。

指導教官の奥村公宏先生には、本論文で扱った研究内容の提案や方針の相談など論文作成に限らず、多くの面で助言や指導をいただきいたことで充実した研究活動を行うことができました。ハイパーカミオカンデの根底を支える光センサに携わる貴重な機会をいただき感謝しています。将来実験のため物理的な成果を残すような部分まで見届けられないことは寂しさもありますが、学んだ知識・経験を今後に活かしていきたいと思いません。また長期測定を含む HKPMT の評価に関しては西村康宏先生、田代拓也先生、Christophe Bronner 先生を含みます光センサグループの皆様には解析や発表の添削などの面で多くの助言をしていただきました。測定環境の構築・評価や HKPMT の評価における研究で直面する課題やそれに対する取り組み方を学ぶことができました。中性子同定効率の評価では、石塚正基先生、中島康博先生には研究課題の提案から同定効率評価に際して多くの助言をいただきました。また泉山将大さんには中性子同定アルゴリズムの解析用のライブラリの提供から、使用や変更の際に親身に助言やサポートをいただいたことで結果を出し、物理的な側面からの HKPMT の評価を行うことができました。また本研究に関して、Hyper-Kamiokande コラボレーションのワーキンググループで有益な議論をいただけたことにより、自身の研究内容についてより深く検討することができました。

研究生生活を送る上で、ニュートリノセンターや神岡所属の学生に加えて他の大学の学生の皆様にも大変お世話になりました。研究のために神岡に出張する期間が多い私にとって、研究に関する情報共有や雑談をすることは、自分自身の刺激になりましたし、出張を楽しみに生活を送ることができました。またニュートリノセンター・神岡施設の事務職員、清掃・給食スタッフの方々のサポートのおかげで、ストレスなく快適に研究に取り組むことができました。

最後に修士課程で研究に取り組むうえで、自分の進路等の判断を尊重し、常に常に支えてくれた両親に感謝します。

Appendix A

HK の目指す物理

本章では HK が対象とする物理についてまとめる。本章の HK で見込まれる性能に関して、主に [13] に基づいているが、当時検討されていた内水槽の 50 cm 径 PMT40,000 本で評価されており、現在 HK で予定されている 20,000 本の場合の検出器性能とは異なる点であることに留意する必要がある。

A.1 加速器ニュートリノ

陽子加速器によって加速された陽子を標的に照射して大量の π 中間子を生成し、これらの崩壊を利用して人工的に生成されたニュートリノを加速器ニュートリノと呼ぶ。加速器ニュートリノの利点は、ビームをコントロールできる点、またニュートリノ生成地点から検出器までの距離が定まる点にある。J-PARC のニュートリノビームによる長基線ニュートリノ振動実験は、HK 実験の重要な要素の一つであり、主な研究対象の一つとしてレプトン CP 対称性の破れが挙げられる。

A.1.1 CP 対称性

物質と反物質を反転させる電荷反転 (C 対称) と空間座標の符号を反転させる空間反転 (P 対称) を同時に行ことを CP 対称性と呼び、物質と反物質を反転させる作用を持つ。CP 対称性が保たれている場合、物質と反物質での物理現象の確率は同じになる。クォークにおける CP 対称性の破れはすでに測定されているが、その効果は現在の宇宙に存在する物質と反物質の非対称性 (物質優勢宇宙) を説明するには十分でない。したがって、現在の宇宙を説明するためには、別のメカニズムが必要になるが、その可能性のひとつとしてレプトンにおける CP 対称性の破れをもとに、ニュートリノを起源として、物質が反物質より過剰にあることを説明する理論 (レプトジェネシス) が提唱されている。ニュートリノのマヨラナ性など、必要な条件は他にもあるが、宇宙における物質・反物質の非対称性の起源を理解するために、 δ_{CP} の測定は重要な研究課題となっている。

δ_{CP} は、主に加速器ニュートリノの $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ の振動モードの観測により測定されているが、表 1.1 に示すように不定性が大きく質量階層にも大きく依存している。 δ_{CP} は $0, \pi$ 以外の値であればレプトンで CP 対称性が破れることを意味しており、CP 対称性の破れの大きさを表す Jarlskog 不変量

$$J_{CP} = \frac{1}{8} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \delta_{CP} \quad (\text{A.1.1})$$

は、クォークでは 3.2×10^{-5} である一方、レプトンでは $0.033 \sin \delta_{CP}$ と最大で 3 桁大きな値を取ることが考えられる [38]。この大きな CP 対称性の破れが、物質・反物質の非対称性を説明する可能性を持っている。

A.1.2 δ_{CP} の測定

T2K 実験のような長基線ニュートリノ実験によって δ_{CP} の測定は行われている。陽子を加速してターゲットの原子核に衝突させることで荷電パイ中間子を生成し、ホーンで前方に収束した荷電パイ中間子が飛行中に崩壊することでミュオンニュートリノビームが得られる。ホーンの磁場の向きを変えることにより、同じビームラインでニュートリノビーム ($\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$) と反ニュートリノビーム ($\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$) を生成することができる。東海村の J-PARC で生成したニュートリノビームを 295 km 離れた HK で観測し、ニュートリノと反ニュートリノで $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率の非対称性が測定されれば、レプトンセクターにおいても CP 対称性の破れが存在する証拠となる。 δ_{CP} の効果は電子ニュートリノ出現確率の違いとして観測される (図 A.1、図 A.2) ため、高統計のニュートリノデータが必要である。総イベント数だけでなく、再構成されたエネルギー分布も用いることで、 δ_{CP} に対する感度の向上が見込まれる。今後、J-PARC から HK 検出器に向けたニュートリノビームを用いた長基線実験 (T2HK 実験または T2HKK 実験) によって 5σ の信頼性で CP 対称性の破れの検証を目指す。

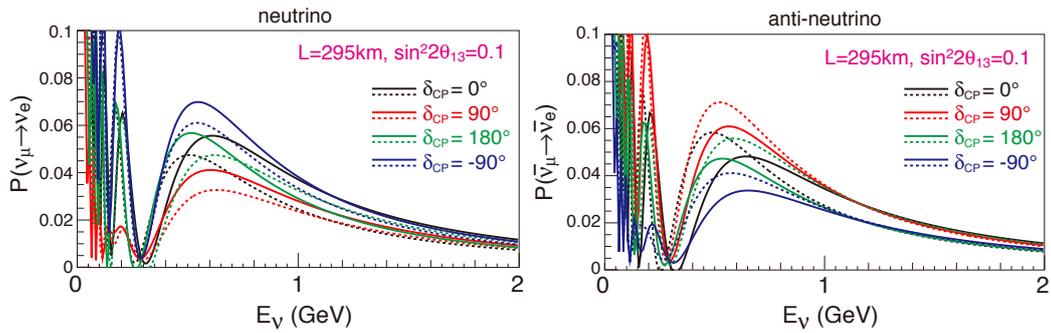


図 A.1: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (左) と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (右) の遷移に対するニュートリノエネルギーの関数としての振動確率 [13]。L=295 km、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ としている。黒線、赤線、緑線、青線はそれぞれ $\delta_{CP} = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, -90^\circ$ に対応する。実線 (破線) は、質量階層が順 (逆) 階層である場合を表す。J-PARC ニュートリノビームのピークエネルギーである約 600 MeV は最大の振動におけるエネルギーによく合っている。

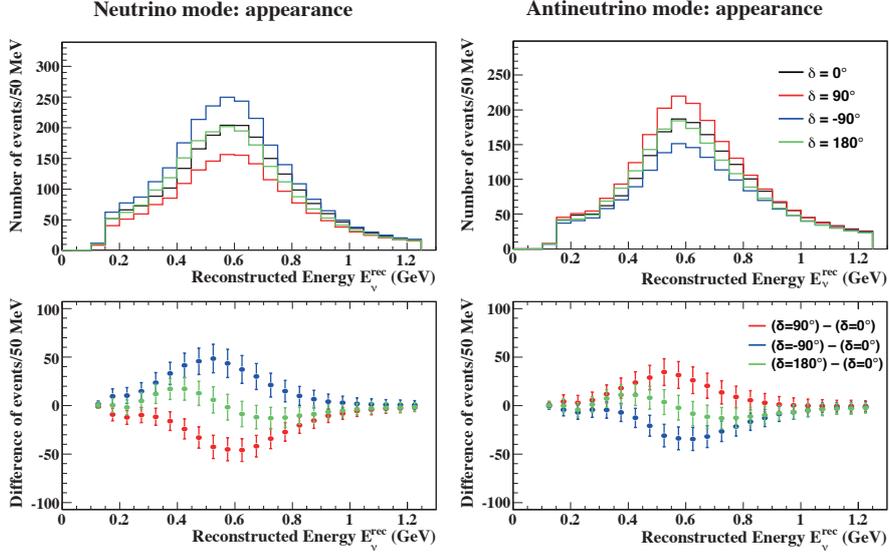


図 A.2: 上図: ν_μ ビーム (左) と $\bar{\nu}_\mu$ ビーム (右) の ν_e または $\bar{\nu}_e$ 出現事象の再構成エネルギー分布 [13]。 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ で順階層としている。下図: 各 δ_{CP} の値について、 $\delta_{CP} = 0$ を仮定した場合からのずれ。誤差棒は HK の 10 年間の観測で予想される測定データの統計誤差を表す。

A.2 大気ニュートリノ

陽子やヘリウム原子核などの一次宇宙線は上空の大気中の原子核と相互作用して、 π 中間子や K 中間子などのハドロンシャワーを生成する。これらの中間子は飛行中に崩壊して、大気ニュートリノと呼ばれるニュートリノを生成する。主な生成過程は、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{A.2.1})$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{A.2.2})$$

および、これらの電荷共役変換したものである。一次宇宙線のフラックスは地球に対してほぼ等方的であり、結果として生じる大気ニュートリノのフラックスは、全ての天頂角で存在することになる。大気ニュートリノは、発生場所や時間を制御することができないが、エネルギーは約 100 MeV から 1 TeV 以上まで広く分布し、飛行距離も 10 km から 10,000 km 程度までの範囲を取りうる。そのため、幅広いパラメータ領域で新物理を探索することができる。このような背景から、大気ニュートリノ観測により $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の発見がなされた。HK では高統計のデータを用いて、より詳細な 3 世代間ニュートリノ振動確率の測定が進められる。ただし、大気ニュートリノは陽子崩壊探索の深刻なバックグラウンドとなる。バックグラウンド除去やニュートリノ、反ニュートリノ事象を判別する方法の一つとして 5 章で扱う中性子事象の同定が用いられる (2.6.1 節)。大気ニュートリノ観測の主な目的の一つとしては、質量階層性の決定が挙げられる。

A.2.1 質量階層性

ニュートリノ振動の発見により、ニュートリノは質量を持っていることが知られており、それらの二乗差が測定されている一方で、三種類のニュートリノの質量の順番はまだ解明されていない (質量階層性問題)。

$m_1 < m_2 \ll m_3$ の場合を順階層、 $m_3 \ll m_1 < m_2$ の場合を逆階層と呼ぶ (図 A.3)。理論的な観点において、ニュートリノの質量の混合の理解への手がかりとして質量階層性は重要であり、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合の $0\nu\beta\beta$ 崩壊 (1.2.2 節) の観測にも影響を及ぼすことが考えられる。しかし、2 世代のニュートリノ間の振動の式 1.2.10 で示したように、 Δm^2 の符号に依存しないので、符号の決定が困難になっている。質量階層性の決定の有力な手法として物質効果 (MSW 効果) を用いるものが挙げられる。1.2.3 節で述べたようにニュートリノは飛行中に物質と相互作用を行う可能性があるが、物質内に存在する電子は、電子ニュートリノのみが受ける反応を引き起こす。このような三種類のニュートリノの間の相互作用の違いにより、 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ の振動確率が増幅・抑制される効果を物質効果と呼んでいる。振動確率に対する影響は、ニュートリノのエネルギーと飛行距離、そして通過物質の密度で決まり、質量階層性にも依存する。

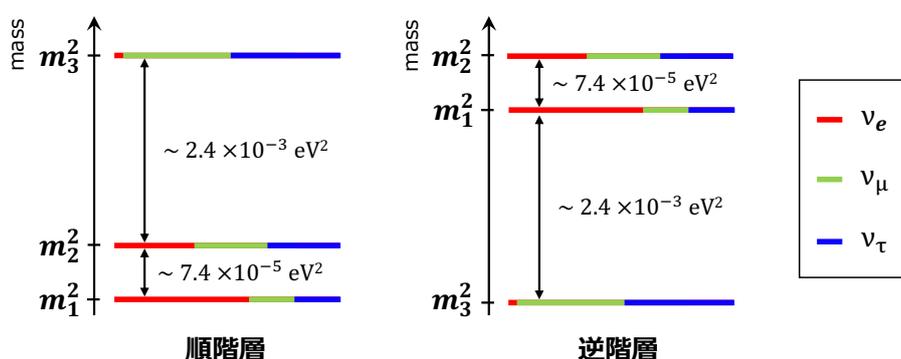


図 A.3: 質量階層性の定義。 $m_1 < m_2 \ll m_3$ の場合を順階層、 $m_3 \ll m_1 < m_2$ の場合を逆階層と呼ぶ。

A.2.2 質量階層性の決定

HK では大気ニュートリノの特に地球内部を通過する際の物質効果から質量階層性を決定を目指している。順階層を仮定した場合、2 ~ 10 GeV のエネルギーを持つニュートリノが地球の中心付近を通過した場合に共鳴による振動確率の大きな増幅が起こり、その効果は質量階層性によってニュートリノと反ニュートリノで異なっている (図 A.4)。左図では上向き ($\cos \theta < 0$) の 2 ~ 10 GeV のニュートリノで共鳴的な振動が確認できる。一方、逆階層性の場合には同様の共鳴的な振動が反ニュートリノのみに現れることになる。

また、HK は質量階層性を含む複数の振動パラメーターへの感度を持つ大気ニュートリノと加速器ニュートリノのデータを合わせた解析により測定精度を向上できる点が強みとなる。図 A.5 に加速器ニュートリノと大気ニュートリノを合わせた解析により期待される質量階層性決定の測定感度を示す。測定感度は θ_{23} の値に依存するが、5 年間の観測で順階層もしくは逆階層が正しいとした場合に、誤った質量階層性を棄却する能力が $\sim 3\sigma$ より優れており、もっとも感度が悪い領域でも 10 年間の観測で 3.8σ で質量階層性が決定できる。

その他のニュートリノ振動パラメータについても、これまでの研究を大きく上回る精度での測定が可能である。測定対象の一つである θ_{23} は、これまでの測定から 45° に近い値が得られているが、正確に 45° かは未決定である (θ_{23} オクタント)。HK では幅広いパラメータ領域で θ_{23} オクタントを決定することができる。10 年間の大気ニュートリノ観測データ単独でも、 $|\theta_{23} - 45^\circ| > 4^\circ$ のとき 3σ でオクタントを解決できるが、加速器ニュートリノ観測等の結果を合わせると 2.3° まで解決できることが見込まれる。また、事象識別に関しても、訓練したニューラルネットワークを使用する統計的な手法で $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動によるタウニュートリノ

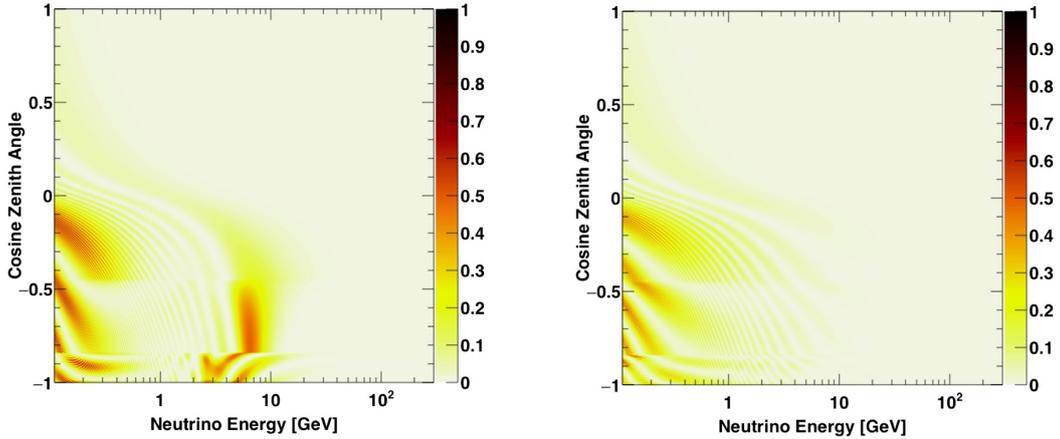


図 A.4: 順階層を仮定した大気ニュートリノの振動確率(縦軸:ニュートリノ到来方向の天頂角、横軸:エネルギー) [39]。左が $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、右が $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の確率を表している。地球の物質効果が 2 ~ 10 GeV の領域のニュートリノの振動確率に歪みを与えるが、反ニュートリノでは確認されない。逆階層の場合、反ニュートリノの振動確率に物質効果の影響が現れる。

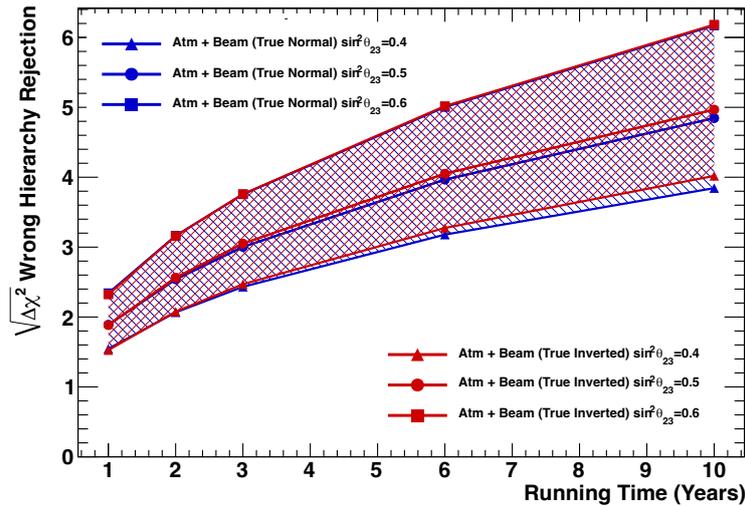


図 A.5: HK の加速器ニュートリノと大気ニュートリノを合わせた解析により期待される質量階層性の測定感度の経時変化 [13]。青(赤)は順(逆)階層を正しいと仮定した場合で、 $\sin^2\theta_{23} = 0.4$ (三角)、 0.5 (丸)、 0.6 (四角) の場合を比較している。

出現事象も測定可能である。すでに SK では有意なタウニュートリノの信号を観測しており、HK ではより正確なタウニュートリノへの振動確率と反応断面積の測定が期待される。

A.3 太陽ニュートリノ

太陽ニュートリノとは、太陽の中心付近において、熱核融合反応により生成される電子ニュートリノであり、この反応には pp-chain と CNO-cycle と呼ばれる 2 種類がある (図 A.6)。CNO-cycle は恒星の中心温度が $\geq 1.6 \times 10^7$ K において優勢となるが、中心温度が $\sim 1.4 \times 10^7$ K の太陽に対する寄与はおよそ 1.6 %

ほどである。そのため、主な反応経路は pp-chain ($4p \rightarrow \text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$) となる。

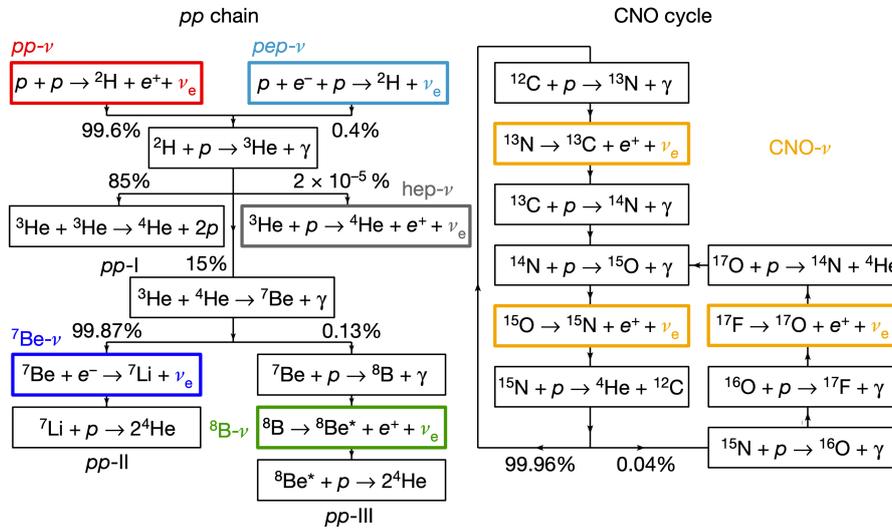


図 A.6: 太陽ニュートリノの生成過程 [40]。% は分岐比 (pp chain の最上流は ${}^2\text{H}$ の生成元となる反応割合) を表す。

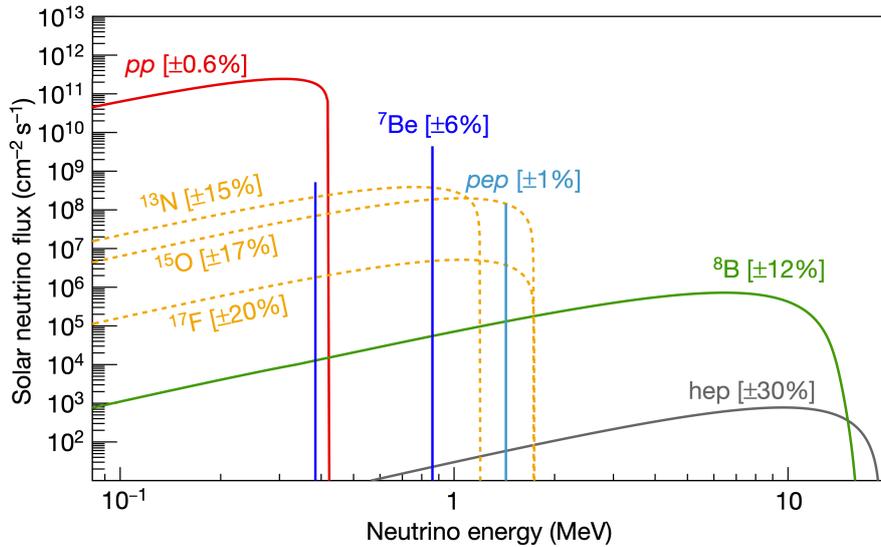


図 A.7: 標準太陽模型から予測される太陽ニュートリノエネルギースペクトル [40]。実線が pp チェイン、点線が CNO サイクルより生成されるニュートリノを示している。

ニュートリノは物質とほとんど反応せず、発生から太陽外へ放出されるまでの時間が光に比べ非常に速いため、リアルタイムな太陽ニュートリノ観測によって現在の太陽中心部の状態のモニターが可能となる。さらに、太陽ニュートリノは太陽内部の高密度な物質を通過して地球に到達するため、物質効果の影響も受けるため、物質中のニュートリノ伝搬の研究も可能にする。また物質効果について、HK の場合、太陽ニュートリノは、日中は大気を通過して検出されるのに対し、夜間は地球内部を通過して検出される。そのため太陽ニュートリノが地球内部を伝搬する際、地球内部の物質効果により、太陽の物質効果によってフレーバーの変化したミュー・タウニュートリノの一部が、電子ニュートリノに戻るようになる。

太陽ニュートリノのエネルギースペクトルは標準太陽模型によって予測されている (図 A.7)。1990 年代に入ると SK や SNO 実験など大型検出器によって、高精度な太陽ニュートリノ観測が実現した。SK では振動パラメータの θ_{12} と Δm_{12}^2 について CPT 対称性を仮定し、太陽ニュートリノ観測とカムランド実験による原子炉反ニュートリノのデータを組み合わせることで、測定されている (図 A.8)。混合角の θ_{12} は太陽ニュートリノと原子炉反ニュートリノで一致している一方、 Δm_{12}^2 には 2σ 程度の違いがある。観測されたフラックスにおける昼夜変動の非対称度の約 4% は原子炉反ニュートリノからの予測よりも大きく、これが 2σ の違いの要因となっている。HK では昼夜変動の非対称度の測定精度が向上し、この違いの真偽を 4σ 以上の精度で検証可能であり、太陽ニュートリノと原子炉ニュートリノの間の Δm_{12}^2 の違いが認められれば、新しい物理の導入が必要となる。

エネルギーの低い太陽ニュートリノ観測における主要なバックグラウンド源は、宇宙線ミュオンにより生成される放射性核破砕生成物と水中の ^{222}Rn の放射性娘同位体である。HK は SK よりも浅い位置に建設されるため、バックグラウンドをもたらず核破砕の割合が SK に比べて 2.7 倍程度高くなる。また ^{222}Rn に関しては、純水製造装置で SK と同レベルの濃度を達成する必要がある。HK では光検出器より検出効率や分解能が向上しており、こうした背景事象の低減が期待されている他、中性子信号の検出 (2.6.1 節) での抑制も行われる。

HK による高精度なスペクトル測定が実現すれば、太陽ニュートリノの中で最も高いエネルギーを持つがフラックスの小さい hep ニュートリノ ($3\text{He} + \text{p} \rightarrow 4\text{He} + \text{e}^+ + \nu_e$) の初観測も期待される。その他にも、太陽内部の化学組成の検証、短期間でのニュートリノフラックス変動など、多くの研究テーマにおいて、HK の高い統計量を活かした素粒子物理学の進展が期待できる。

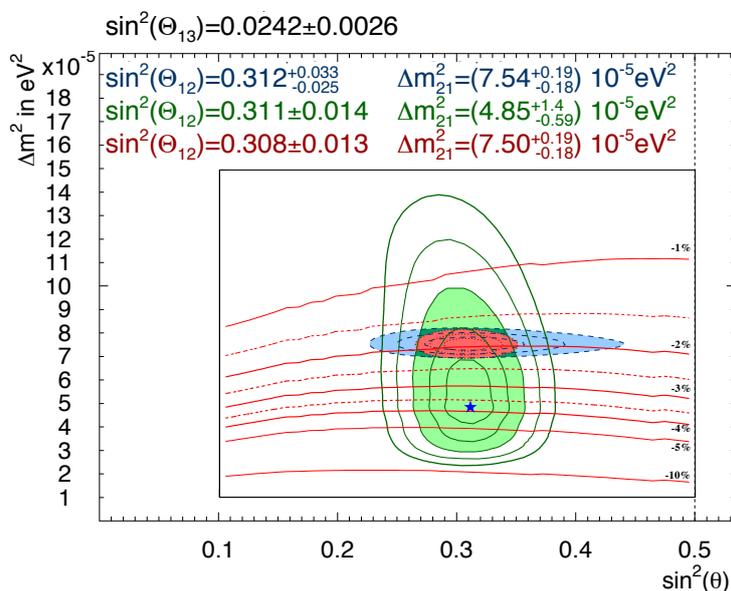


図 A.8: ニュートリノ振動パラメータ ($\theta_{12}, \Delta m_{12}^2$) の許容領域 [13]。緑が SK の太陽ニュートリノデータ、青が KamLAND による原子炉ニュートリノデータ、赤が両者を合わせた解析結果である。塗りつぶしの部分が 3σ 領域。赤線は太陽ニュートリノフラックスの昼夜変動予測値 (昼と夜のフラックス差を昼と夜のフラックスの平均で割ったもの)。

A.4 超新星ニュートリノ

宇宙にはニュートリノ源となる様々な天体が存在しており、光による観測では得られない天体内部の情報がニュートリノ観測によって得られる。太陽の8倍以上の大質量星の進化の最後の過程であるコア崩壊型超新星爆発によって生成されるニュートリノはその代表的なものであり、その観測によって超新星内部の状態や爆発の時間発展について情報を得ることができる。

A.4.1 超新星爆発

恒星はその進化の最終段階で超新星爆発と呼ばれる現象を起こす。超新星爆発は光学的な観測によってI型、II型に分類されている。そのうちIa型は熱核暴走型、それ以外は重力崩壊型超新星爆発である。HKでは、ニュートリノ観測による超新星爆発の観測を目指すため、ニュートリノ放出を伴う重力崩壊型超新星爆発を対象としている。太陽の8倍以上の質量を持つ恒星が自己重力によって崩壊し引き起こされるII型の重力崩壊型超新星爆発では 10^{53} ergもの莫大な重力エネルギーを放出し、その99%はニュートリノとして放出される。ここでは、重力崩壊型超新星爆発によるニュートリノの発生過程(図A.9)について述べる。

太陽の8倍以上の重さを持つ大質量の恒星は、赤色巨星・赤色超巨星等を経て最終的に超新星爆発を起こす。恒星は誕生後に、水素やヘリウムなど軽い原子核の核融合により熱と光を生み出した結果、より重い原子核が生成されるようになり、最終的にケイ素の核融合で鉄が作られる。恒星の中心部が鉄によって形成されるようになると、それ以上重い元素への核融合によるエネルギー放出ができなくなり、恒星を支えていた圧力勾配と重力とのバランスが崩れ、崩壊する。このとき、恒星の中心核を形成する鉄が重力崩壊により中性子の塊となり、膨大なエネルギーを生成する。このエネルギーが重力崩壊型超新星爆発の源であると同時に多量のニュートリノの放出源となる。放出されるエネルギーはおおよそ 3×10^{53} ergに達し、中性子星またはブラックホールとなった恒星のコアと、超新星残骸が残される。この過程で亜鉛や金銀など、鉄より重い元素が合成され放出される(超新星元素合成)。超新星爆発は非常に稀な現象であり、1つの銀河系内で数十年に一度程度の頻度でしか発生しない。

典型的な超新星爆発ニュートリノの放出は、原子核が陽子と中性子に分解され、陽子が中性子バースト($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$)によって約10 msで 10^{51} ergのエネルギーを放出することから始まる。その後100 ms~1 s間に全世代のニュートリノ、反ニュートリノが生成されることで、重力エネルギーは熱エネルギーに変換されエネルギーが持ち出される。このようにして超新星爆発のエネルギーのうち、99%はニュートリノとして放出される。またこのニュートリノは超新星内部の温度に対応するエネルギースペクトルを持ち、爆発の時間発展の情報を持っている。

1987年2月23日、カミオカンデ、IMB、Baksanの三つの実験によって、超新星SN1987Aからのニュートリノが世界で初めて観測された。観測された事象数はすべての実験を合わせても24事象に過ぎないが、重力崩壊による超新星爆発の理論が基本的には正しいことが実証された。ただし、現在でも爆発の詳細なメカニズムの解明には至っていない。シミュレーションで超新星爆発を成功させている複数のモデルについては、超新星ニュートリノのフラックスとエネルギーの立ち上がり時間の形状がモデルに依存している。SKから検出器が大型化・高精度化されたHK実験で、超新星ニュートリノの観測データを得ることができれば、各モデルによる予測精度が向上し、超新星爆発の理解がより深まることが期待される。

また超新星ニュートリノは光が観測される前に到達する考えられるため、その方向情報は、光学望遠鏡やX

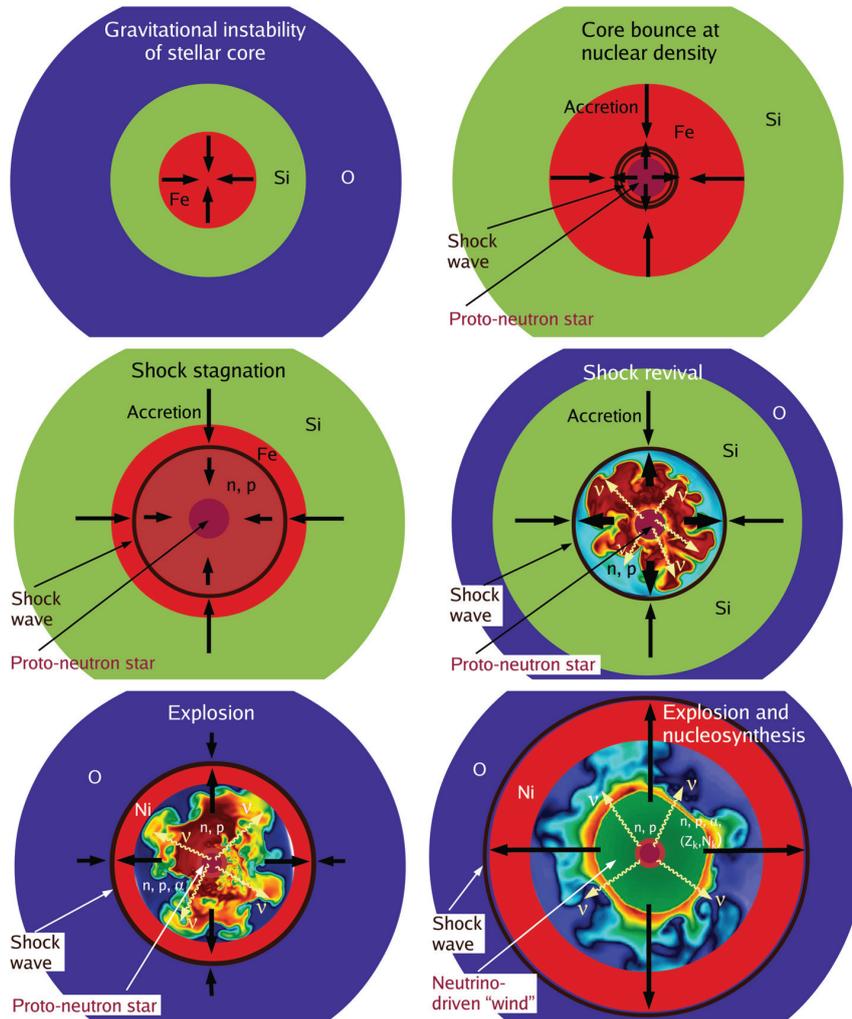


図 A.9: 重力崩壊型超新星爆発の時間発展の概観 [41]。重量のバランスが崩れることによる崩壊（左上）、原子中性子星と衝撃波形成（右上）、衝撃波の減速と降着（左中）、ニュートリノ加熱による衝撃波の再拡大（右中）、超新星爆発と衝撃波面の加速（左下）、爆発の拡大と超新星元素合成（右下）。

線望遠鏡などの電磁波観測実験に活かすことができると考えられる。数 MeV ~ 数十 MeV 程度の低エネルギーのイベントが支配的な超新星ニュートリノは、低エネルギーのバックグラウンドを無視できるほどの短時間のバーストとして検出される。ただし、方向の特定の際には方向感度を持つ反応の再構成から得られる情報を選択する必要がある、その際に中性子事象の同定（2.6.1 節）が活かされている。

A.4.2 超新星背景ニュートリノ (Supernova Relic Neutrino; SRN)

超新星背景ニュートリノ (SRN) とは、宇宙誕生から現在までの間の超新星爆発によって生成されたニュートリノである。SRN は現在の宇宙を満たしており、フラックスは数十/cm²/s であると見積もられている (図 A.10)。SRN のフラックスの小さく、検出例は未だに存在しない。SK で期待される逆 β 反応は 10 MeV 以上で 0.8 ~ 5 events/year だが、核破砕生成物や低エネルギーの大気ニュートリノなどのバックグラ

ンドにより、SRN 信号は観測されていない。バックグラウンドを減らし、エネルギー閾値を下げ、中性子事象にタグ付けをすることで真の逆 β 反応を識別し、SK で SRN 信号を検出するための SK-Gd が現在進行している。代表的な理論モデルを仮定した場合、SK-Gd により 10 年間で 4σ の信号が観測される見込まれている。HK でも観測を進めることにより、超新星内部の温度・恒星の生成頻度やブラックホール形成などに対する理解が得られることが期待されている。

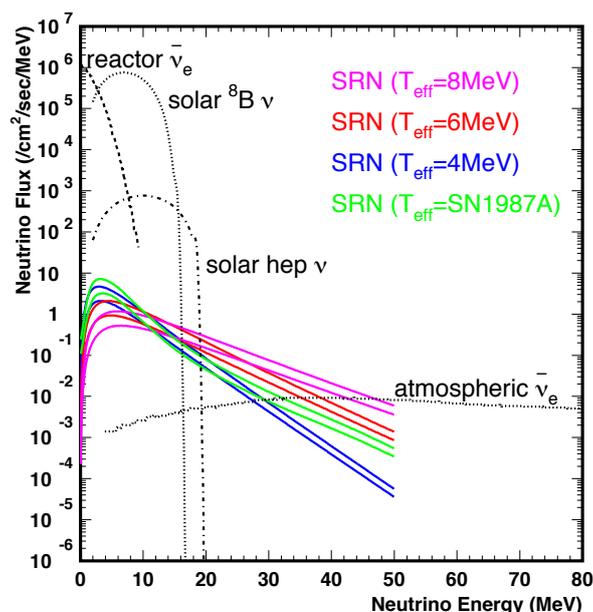


図 A.10: 超新星背景ニュートリノ (SRN) スペクトルの予測。原子炉ニュートリノと大気ニュートリノのフラックスも示されている [13]。

A.5 陽子崩壊探索

現在の宇宙における物質と反物質の非対称性を説明するためには、CP 対称性の破れに加え、バリオン数の破れも必要である。サハロフは粒子と反粒子が同数に存在していたと考えられている初期宇宙の進化に必要な条件を挙げ、陽子崩壊をバリオン数を破る過程として提唱したが、この現象は未だに観測されていない。SK から感度を大幅に向上させるために、HK は観測対象となる多くの核子数と、信号事象の検出とバックグラウンド抑制するための十分な再構成の能力が必要となる。

A.5.1 大統一理論 (Grand Unified Theory; GUT)

素粒子標準理論ではバリオン数が保存されることに加え、陽子と電子の電荷の大きさが高い精度で一致している (電荷の量子化の問題) という点を説明できないことから、より包括的な理論の一部であると考えられている。GUT は、標準理論のゲージ群を含む、より大きな対称性を持つ構造の中でクォークとレプトンを統一的に扱うことにより、バリオン数の破れを予測するとともに、電荷の量子化の問題に自然な答えを与える。また電磁力、弱い力、強い力のそれぞれの結合定数が 10^{16} GeV ほどの高エネルギーで収束することが示唆されており、GUT が有力とされる理由となっている。しかし、現在の加速器のエネルギーは TeV (10^3 GeV)

スケールであるため、観測は困難である。一方、GUT は非常に長寿命ではあるが核子（陽子または束縛した中性子）の崩壊を预言しており、陽子崩壊を観測することができれば GUT を直接検証することができる。異なるゲージ対称性をもとにする GUT (SU(5) や SO(10) など) で、有力なものは陽子の寿命を $\tau_p \sim 10^{35}$ 年と预言している。これまでは主に SK での観測により、許容される理論や相互作用が制限されているが、陽子寿命に関する現在の下限值は、一桁程度短い。HK は、有効体積内に 6×10^{34} 個の陽子 (5×10^{34} 個の中性子) を含む巨大な検出器であり、GUT の多くのモデルに対して、陽子崩壊の発見感度を持っている。

A.5.2 核子崩壊のモード

GUT の各モデルによって様々なモードの核子崩壊が予想されている。その中でも有力な陽子崩壊モードの一つは

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad (\text{A.5.1})$$

である。 π^0 は即座に 2 つの光子へと崩壊し、 e^+ と同様に水中で電磁シャワーを形成し、終状態の粒子は全て観測可能となるため、陽子の質量を再構成することができる。 π^0 の崩壊で生成される 2 つの光子は 1 つのリングとして再構成されるほど空間的に近い可能性があるため、2 つまたは 3 つの電子や γ 線に由来するチェレンコフリングがある事象が選択される。また再構成されたエネルギーのカットに加えて、感度を向上させるために中性子同定により終状態に中性子事象を持たないことを要求することで、終状態に中性子を伴う大気ニュートリノ由来の事象等のバックグラウンドを除去している。バックグラウンドは、K2K 実験の測定で検証され、中性子同定なしで $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ 探索に対する大気ニュートリノのバックグラウンドが、 $1.63^{+0.42}_{-0.33}(\text{stat}) + {}^{+0.45}_{-0.51}(\text{sys})$ events/(1 Megaton \cdot year) と予想されている [42]。陽子の不変質量が再構成可能であることがこの崩壊モードの特徴であり、図 A.11 に HK の 10 年間の観測で期待される再構成された陽子の不変質量分布を示す。 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ で崩壊する寿命が $\tau_p < 6 \times 10^{34}$ 年である場合、10 年間の観測により 3σ の有意度で陽子崩壊を発見することができる。

超対称性を仮定した GUT は、

$$p \rightarrow \bar{\nu} + K^+ \quad (\text{A.5.2})$$

のような崩壊モードを预言している。この場合、終状態のニュートリノは観測されず、崩壊で生成される K^+ も運動量がチェレンコフ発光の閾値以下 (表 2.1) である。したがって、この崩壊モードの探索では $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (分岐比 64 %) と $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ (分岐比 21 %) の崩壊により発生する荷電粒子を捉える。2 体崩壊であるため、放出される荷電粒子の運動量から K^+ の同定は可能であるが、 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ の探索に比べて効率は低くなる。ただし、 K^+ の寿命が ~ 12 ns であることから、陽子崩壊後の原子核の脱励起により約 40% 程度の割合で放出される即発 γ 線 (6.3 MeV) を観測することでバックグラウンドを識別する。陽子崩壊後、即座に起こる原子核の脱励起と K^+ の崩壊の信号を連続して識別する必要があるが HK の光センサーの時間分解能は SK から 2 倍程度向上しており、脱励起によるガンマ線の検出効率の向上が見込まれる。 $p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$ 事象を探索として、即発 γ 、ミューオン、 $\pi^+\pi^0$ に注目する 3 つの方法があり、特に $\pi^+\pi^0$ の探索では、 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ 探索と同様に、中性子事象数が 0 であることが要求される。このような探索により、 $p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$ で崩壊する寿命が $\tau_p < 2 \times 10^{34}$ 年である場合、10 年間の観測により 3σ の有意度で陽子崩壊を発見することができる。

上記の二つの崩壊モード以外にも、GUT は様々な崩壊モードを预言しており、モデルとパラメータにより分岐比も異なる。このため、大統一のエネルギースケールでの物理を理解するには、幅広い崩壊モードを探索

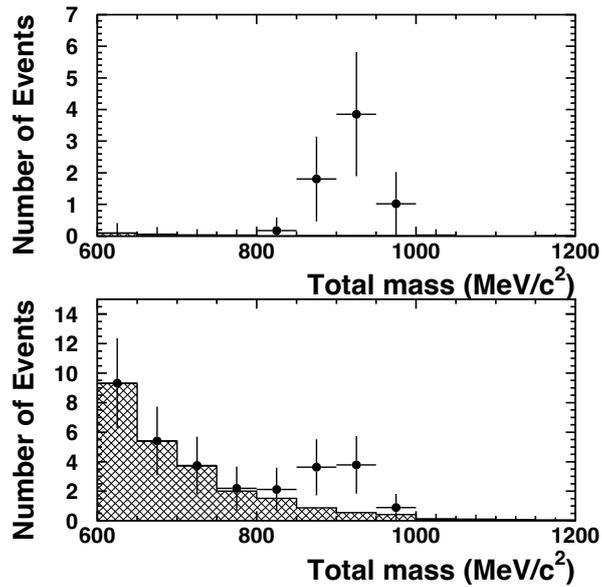


図 A.11: HK の 10 年間の観測で期待される再構成された陽子の不変質量分布。網掛けヒストグラムは大気ニュートリノ反応によるバックグラウンド事象、点は期待される観測量（陽子崩壊の信号とバックグラウンド事象の和）を示している。陽子の寿命は 1.7×10^{34} 年と仮定した。上図は再構成された陽子の運動量が $100 \text{ MeV}/c$ 未満の領域（自由陽子）、下図は $100 \sim 250 \text{ MeV}/c$ の領域（束縛陽子）を示している。

することが重要であり、HK は多くの崩壊モードに対して感度が高いと見込まれている。主な陽子崩壊モードの寿命の下限値や HK 実験で測定可能な寿命の領域を図 A.12 に示す [13]。

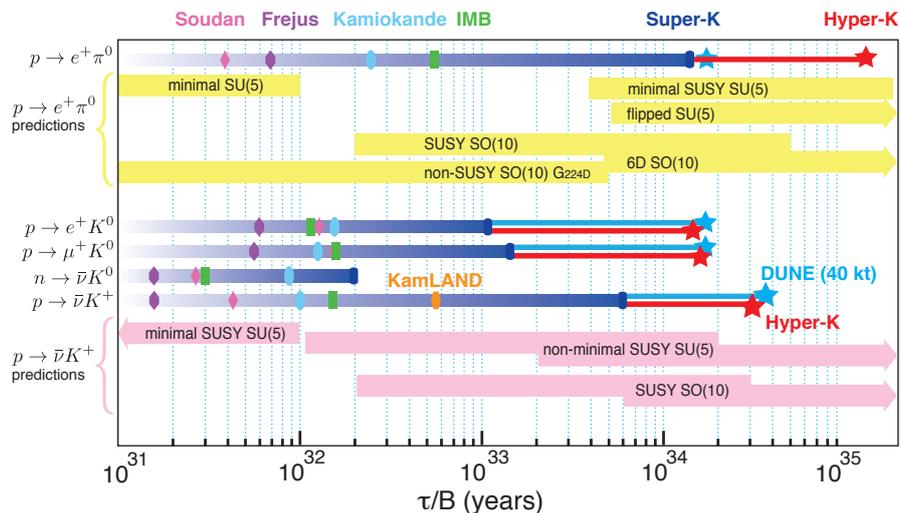


図 A.12: 主な陽子崩壊モードの寿命の理論予測と実験結果、予想値の比較 [13]。実験結果は、SK とそれ以前の実験による 90 % の寿命制限を示している。HK や DUNE については 10 年の測定で期待される値を示している。HK の 10 年間の観測が、GUT で一般的に予測される寿命に感度を持つことがわかる。

Appendix B

長期測定の補足・他の HKPMT に関する測定環境について

B.1 浜松ホトニクスにおける HKPMT 事前測定

4.4 節で述べた長期測定の評価の際には、浜松ホトニクスの納入前の事前測定における測定値との比較も行っている。本節では、浜松ホトニクスの事前測定における測定環境と特に本研究の評価項目に対する測定方法について説明する。本節の表や図を含む HKPMT の情報は全て浜松ホトニクスの納入仕様書 [28] に基づいている。

B.1.1 納入仕様

納入される HKPMT の基本的な仕様について説明する。以下に基本的な項目を列挙する。

- 最大定格
 - 陽極-陰極間電圧：1E+07 のシングルフォトンにおけるパルスゲイン (以下パルスゲイン) を与える電圧に 250 V をプラスした電圧。但し、そのパルスゲインを与える電圧が 2000 V 未満の場合は一律に 2250 V とする。
 - 耐水圧特性：1.0 MPa (10.0 気圧)
 - 平均陽極電流：50 μ A
- ダイノード構造：10 段、ボックスアンドライン 型
- 重量：10.6 kg typ.(内ケーブル 20 m 分 1.8 kg)
- 光電面材料：バイアルカリ
- 感度波長範囲：300 nm \sim 650 nm
- 最大感度波長：420 nm
- デバイダ電流：339 μ A at +2000 V (トータル抵抗:5.901 M Ω)
- 動作周囲温度：+5 $^{\circ}$ C \sim +35 $^{\circ}$ C
- 保存温度：-5 $^{\circ}$ C \sim +45 $^{\circ}$ C
- 電極間静電容量 (HKPMT 単体)
 - 陽極-最終ダイノード間：約 21 pF
 - 陽極-他全電極間：約 35 pF

また表 B.1 に納入される HKPMT の電気特性についての納入仕様を示している。4.4 節の表 4.4 は、この表の抜粋にあたる。いくつかの測定項目で、測定方法が異なっており、ここでは表に示した①～③の測定の方法について B.1.3 取り上げる。表の磁場特性については、図 B.1 に示すようにシミュレーション値を参照している。光の入射条件は、管軸に対し平行光を入射 (光電面を上から平面として見て、平面に対し均一に光が入射したと仮定している) としており、PMT の動作条件は、供給電圧 2000 V、LLD 0.25 p.e. である。

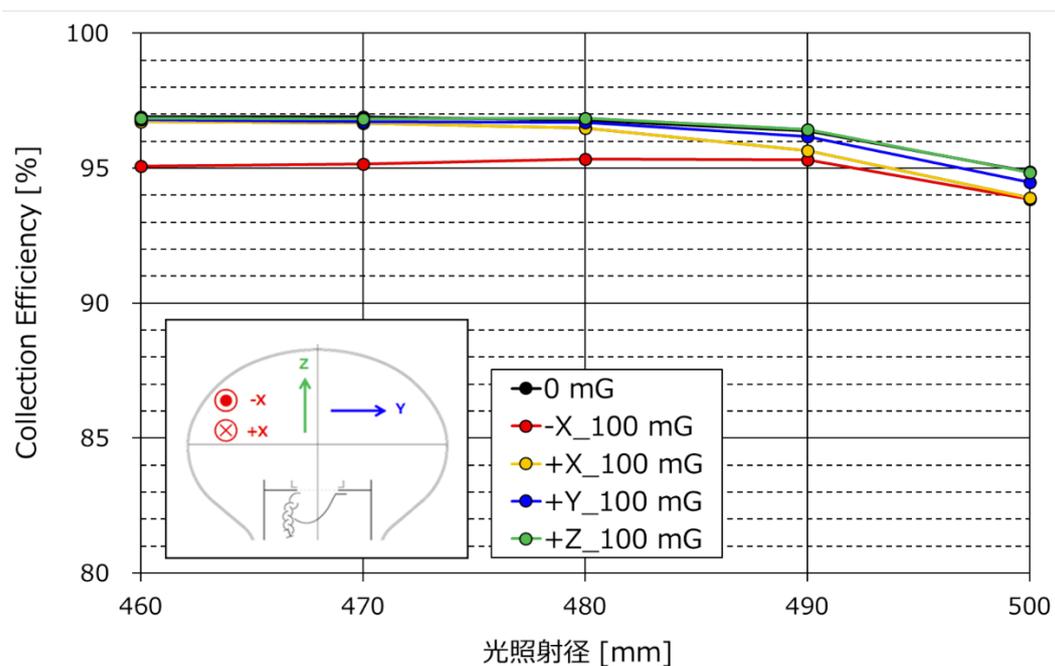


図 B.1: 磁場特性 [28]

B.1.2 測定環境

浜松ホトニクスでは、PMT は排気 (真空度: $\sim 10^{-6}$ hPa) された後、一つ一つ黒い木箱に入れられ運搬、測定が行われる。木箱の内側には取り付けられたソケットを、PMT に繋いで木箱壁面のコネクタから電圧印加、シグナル読み出しをしている。排気後の PMT はエイジングのため、2000V 印加された状態で 12 時間、強めの LED 光を当てている。その後、5 日間安置され、測定が行われる。光源ごとに測定室 (箱) が分かれており、磁場補償コイルはなく、ミュンメタルでの遮蔽が行われ、数 10 mG 程度の磁場に抑えられている。また、温度は年間を通して 25 度、湿度 40 % 前後で安定している。B.1.3 の電圧値の決定や TTS、電荷分解能の測定には、パルスレーザー (405 nm、LD) が用いられる。レーザーは 10 kHz で、LLD 0.25 p.e. に相当する総カウント数が全トリガー数の 10 % 以下 (約 8 %) になるように光量を調整している。

B.1.3 測定方法

① 1E+07 のパルスゲインを与える電圧値

1E+07 のパルスゲインを与える電圧値試験方法は、図 B.2 の接続回路及び図 B.3 の測定ブロックダイアグラムにおいて 1 p.e. がパルスゲイン 1E+07 相当のパルス波高分布の ADC ピーク ch となる供給電圧とす

表 B.1: HKPMT の電気特性リスト (周囲温度 25C°、HKPMT 単体)[28]

項目	試験方法	条件		許容値			単位
		供給 電圧 [V]	その他	最小	標準	最大	
陰極ルーマン感度	-	150	-	40	70	-	uA/lm
陰極青感度指数	-	150	青フィルタ	9.0	11.0	-	-
光電面量子効率	-	150	370 nm ~420 nm に おける Peak QE	27	32	-	%
光電面量子効率 (平均値)	-	150	370 nm ~420 nm に おける Peak QE	30	32	-	%
QE at 460 nm / Peak QE (平均値)	-	150	Peak QE は 370 nm ~ 420 nm における値	70	-	-	%
ピーク波長 (平均値)	-	150	-	350	-	420	nm
1E+07 のパルスゲインを 与える電圧値	①	1E+07 Gain		1600	1900	2200	V
1E+07 のパルスゲインを 与える電圧値 (平均値)	①	1E+07 Gain		1700	1900	2000	V
1.7E+07 のパルスゲインを 与える電圧値 (平均値)	-	1.7E+07 Gain		1850	2060	2200	V
1E+07 のパルスゲインを 与える電圧値での暗電流	-	1E+07 Gain		-	500	1000	nA
収集効率	-	2000	-	-	95	-	%
磁場特性 (at 100 mG)	*	1E+07 Gain		-	-	10	%
ゲイン変動	-	1E+07 Gain, 5 uA, 24h		-2	-	2	%
Pulse Linearity (平均値)	-	100 p.e., 1E+07 Gain,50 ns		-2	-	2	%
Pulse Linearity (平均値)	-	500 p.e., 1E+07 Gain,50 ns		-10	-	10	%
Dark Count	②	1E+07 Gain, Pulse Width 1 us		-	6000	10000	s ⁻¹
Dark Count 変動	-	1E+07 Gain, 安定後 Pulse Width 1 us, 1 週間		-500	-	500	s ⁻¹
電子走行時間分布 (TTS; FWHM)	②	1E+07 Gain,1 光電子, 全面照射, FWHM		-	2.5	3.0	ns
電子走行時間分布 (TTS; FWTM)	②	1E+07 Gain,1 光電子, 全面照射, FWTM		-	4.8	6.0	ns
Peak to Valley Ratio	②	1E+07 Gain,1 光電子, 全面照射		2.5	3.3	-	-
Peak to Valley Ratio (平均値)	②	1E+07 Gain,1 光電子, 全面照射		3	3.3	-	-
パルス波高分布 (FWHM) (平均値)	②	1E+07 Gain,1 光電子, 全面照射		-	65	110	%
アフターパルス	③	1E+07 Gain, 0.5 us ~40 us, メインパルス 250 pC,30 ns		-	5	10	%
アフターパルス (平均値)	③	1E+07 Gain, 0.5 us ~40 us, メインパルス 250 pC,30 ns		-	4	5	%
上昇時間	-	1E+07 Gain		-	6	7.5	ns
電子走行時間	-	1E+07 Gain		-	100	-	ns
Pulse Width(平均値)	-	100 p.e., 95 % Charge		-	45	200	ns

*磁場特性はカウント数シミュレーション値 (図 B.1) を参照している。

る。AMP、ATT の公称値から $1.6E-19 \times 1E+07 \text{ Gain} \times 79.62 (\text{AMP}_{(20)} \times \text{ATT}_{(-8\text{dB})} \times \text{AMP}_{(20)} \times 1/2) = 127.4 \text{ pC}$ として求めている。ADC の公称値 $0.24414 (\text{pC}/\text{ch})$ であることから、ペDESTAL差引後に 522 ch に 1 p.e. ピーク が出力される供給電圧となる。

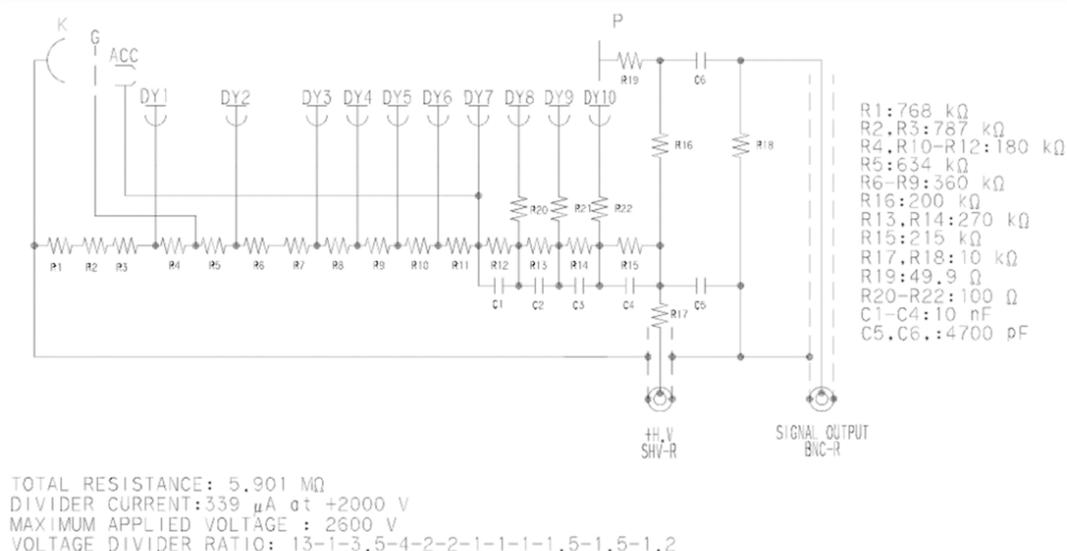


図 B.2: パルスモード測定用デバイダ回路接続図 [28]

4.4 節で述べた長期測定と浜松ホトニクスにおける $1E+07$ のパルスゲインを与える電圧値の相違については、ハイパーカミオカンデの他の測定でも浜松ホトニクスとの違いが長期測定と同様に認められており、浜松ホトニクス側の測定の確認が行われている。浜松ホトニクスで使用されている HV のモニターの値とハイパーカミオカンデ側で持ち込んだ HV プローブ + テスター（プローブ: sanwa (三和電気計器) HV-60 (内部 1 GΩ、±20 % 精度)、テスター: FLUKE 107) で測った HV の値の比較を行なった。結果としては、2000V で HV プローブの方の値がモニター値よりも 10V 程度低いながらも、ほとんど同じ値であることが確認されている。またハイパーカミオカンデ側で持ち込んだオシロでデータを取得すると、ゲインの測定値はハイパーカミオカンデ側での測定と矛盾ない結果となった。また浜松ホトニクスで使っている ADC (CAMAC、Hoshin C009) の ADC to charge 変換ファクタは実測値で $0.252 \text{ pC}/\text{ch}$ であり、仕様値とほぼ同程度であることは確認されている。現時点では、違いを明確に説明できる要因の特定には至っていない。

② Dark Count、電子走行時間分布 (T.T.S.)、Peak to Valley Ratio、パルス波高分布 (PHD)

図 B.2 における接続回路で、図 B.3 の測定ブロックダイアグラムに示される構成を使用する。 $1E+07$ のパルスゲインを与える電圧を供給し、1 p.e. 相当のパルス光を全面照射し LLD を 0.25 p.e. に設定して測定を行う。データ取得は電圧印加 1.5 時間後に行い 200,000 イベントデータを取得している（取り込み PMT カウント数: 約 20,000 カウント）。その後 100 s 間光源を切り、Dark Count の測定を行い、100 のデータ点で平均を測定値としている。各項目について具体的に以下のように結果を得ている。

- ADC データから Peak to Valley Ratio とパルス波高分布 (FWHM) を算出する (図 B.4a)。PHD のフィッティングは、ペDESTALのピークを 0 チャンネルに合わせ、対象チャンネルと ±10 チャンネルずつの計 21 チャンネルの範囲で 10 回移動平均を取ってフィッティングを行い、ピークチャンネル、

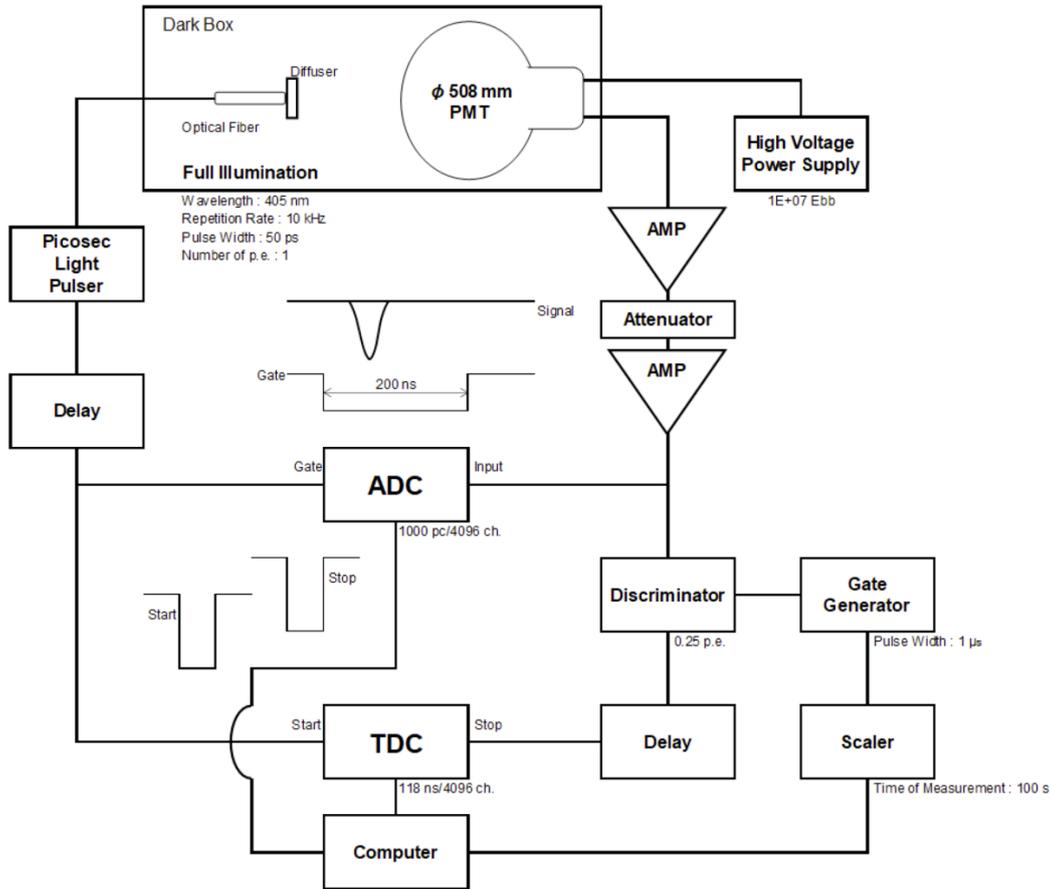


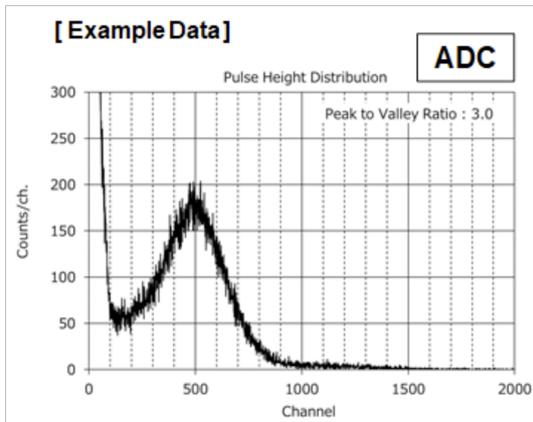
図 B.3: 測定ブロックダイアグラム 1 [28]

P/V、PHD 分解能を求めている。

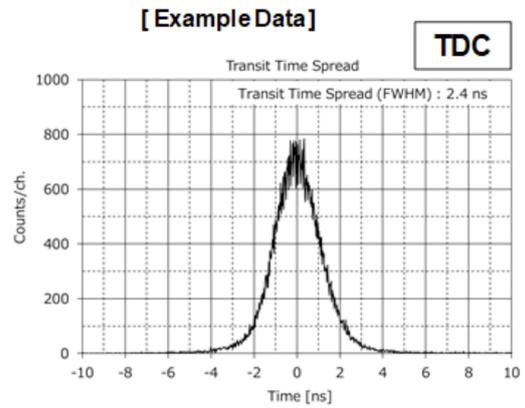
- TDC データから電子走行時間分布 T.T.S.(FWHM) を算出する (図 B.4b)。対象チャンネルと ± 5 チャンネルずつの計 11 チャンネルの範囲で 5 回移動平均を取ってフィッティングを行い、半値幅を求めている。
- 光を OFF にして Discriminator からの出力を Gate Generator で 1 μ s に広げ、Scaler に入力して Dark Count を計測する。

③ アフターパルス

アフターパルスには信号パルス直後に発生する速い成分 (HKPMT では数 ns から約百 ns 後) と、更に遅れて分布する遅い成分 (数百 ns から数 μ s) があり、各々原因が異なる。ここでは、遅い成分のアフターパルスをマルチ光による主信号出力に対する相対電荷量を計測している。図 B.5 の測定ブロックダイアグラムに示される構成を使用する。1E+07 のパルスゲインを与える電圧を供給して、メインパルスが 250 pC/30 ns となる様に光量を調整し測定を行う (250 pC \sim 156 p.e.)。500 ns 後から 40 μ s 後までのアフターパルスを積分し、メインパルスに対する相対電荷量を算出する (図 B.6)。光源は繰り返し周波数 1 kHz の LED を使用し、全面照射している。



(a) ADC



(b) TDC

図 B.4: データサンプル [28]

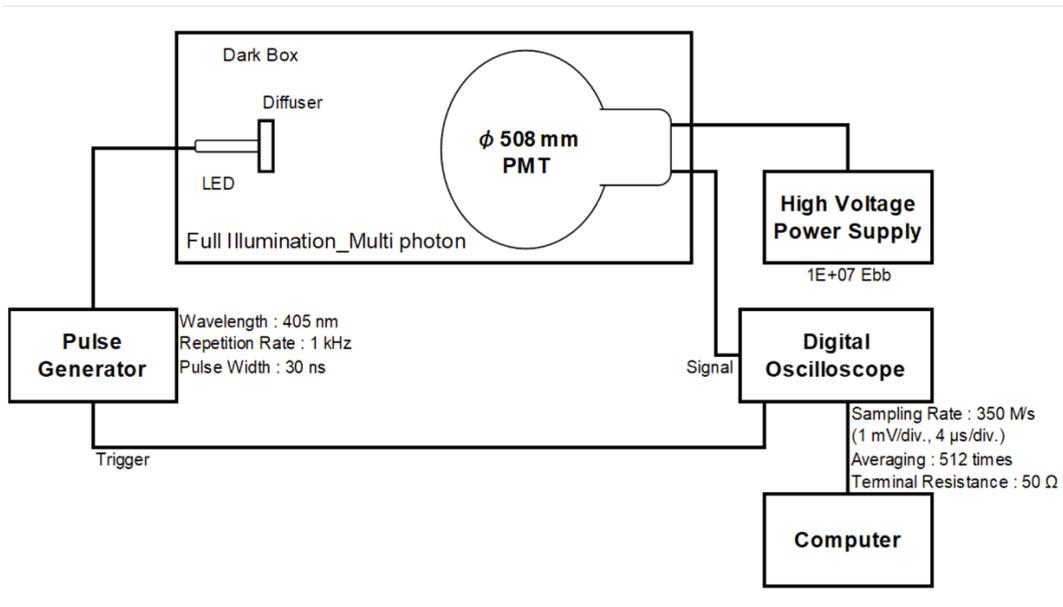


図 B.5: 測定ブロックダイアグラム 2 [28]

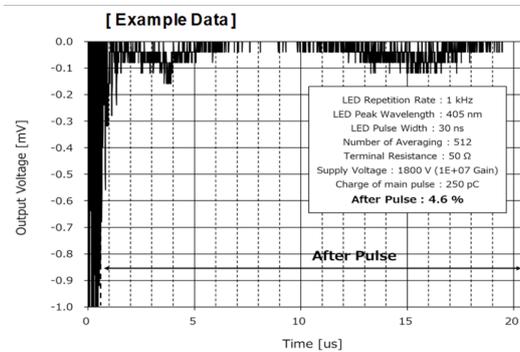


図 B.6: アフターパルスデータサンプル [28]

B.2 東京大学宇宙線研究所柏キャンパス（地下一階）の測定

3.2 節で、HKPMT のダークレートが 4kHz の達成を確認して HKPMT の量産の開始されたことを述べた。本節では、当時の測定が行われた柏における測定環境とダークレート評価について簡単にまとめる。

柏で三ヶ月間、B&L PMT（以下 HPK）を 8 台、High-QE B&L PMT（以下 HQE）を 2 台の測定でダークレートの確認が行われた。納入元の浜松ホトニクスでの測定値は 25 °C で、3 ~ 5 日安定化後に測定された値であり、それらの比較もされている（HPK 5.61 kHz (8 本)、HQE 11.45 kHz (2 本)）。測定の結果を表 B.2 に示しており、8 本の HPK で平均 3.84 kHz、2 本の HQE で平均 4.96 kHz が記録された。

表 B.2: 柏での B & L PMT の長期測定結果

	シリアル番号	ダークレート	HV [V]	Peak QE [%]
8 PMTs (32 % QE)	EA7396	4.53	1770	32.9
	EA7398	3.21	1770	30.2
	EA7400	4.13	1780	33.3
	EA7401	4.22	1830	31.7
	EA7402	2.97	1840	32.2
	EA7406	3.78	1720	33.0
	EA7412	3.76	1750	31.5
	EA7415	4.10	1780	32.5
	平均	3.84	1780	32.2
標準偏差	0.53	39.28	1.01	
2 High QE PMTs (35 % QE)	EA7376	4.86	1880	34.4
	EA7386	5.06	1890	36.4
	平均	4.96	1885	35.4
	標準偏差	0.14	7.07	1.41

柏での測定は、温度 14°C、閾値 - 1.5 mV、32 % QE の 8 本の PMT (or 35 % の 2 本の高 QE PMT)、地磁気中、三ヶ月の安定化、カウント幅 1 μ s（、大気中）の条件の下で測定されている。ハイパーカムイオンデにおけるダークレートの要件に従い、下記の条件に合うように補正を行い最終的に評価が行われ、4 kHz 達成についての評価が行われた。

- 14°C
- - 1 mV 閾値
- 30 % QE
- 磁場 100 mG 未満
- 安定化後（三ヶ月の暗中放置）
- カウント幅 1 μ s
- (水中)

つまり、測定されたレート（表 B.2）に対して、閾値・磁場・検出効率 (QE ; 32 % → 30 % at HPK) ・温度・安定化・測定 PMT の選定のバイアスに関する補正係数をかけることで最終的に評価された。温度と安定化、選定のバイアスに関しては係数を 1 としている。閾値に関しては、全ての PMT に対して共通として、8 本の HPK のうち 2 本の閾値スキンの結果から 1.07 と求めている。QE に関しては、ハイパーカミオカンデで想定していた QE = 30 % を前提にして、補正が行われた。ヒットによるトリガーでの低エネルギーイベント識別は、 $S/\sqrt{N} = (\sum_{\lambda}(QE \times \text{チェレンコフ光子/水} \cdot \text{ガラスの光の透過率}) \times CE / \sqrt{\text{Dark rate}} \sim QE_{\text{peak}}/\sqrt{\text{Dark rate}}$ に依存すると仮定して、

$$\frac{QE_{\text{HK}}}{\sqrt{DR_{\text{HK}}}} = \frac{QE_{\text{HPK}}}{\sqrt{DR_{\text{HPK}}}} \quad (\text{B.2.1})$$

$$DR_{\text{HK}} = \left(\frac{QE_{\text{HK}}}{QE_{\text{HPK}}} \right)^2 \times DR_{\text{HPK}}$$

として、補正係数を 8 本の HPK については $(QE_{\text{HK}}/QE_{\text{HPK}})^2 = (30\%/32\%)^2 = 0.88$ と求めた。HQE に関しても同様にして、 $(QE_{\text{HK}}/QE_{\text{HQE}})^2 = (30\%/35.4\%)^2 = 0.72$ と求めた。磁場に関しては、柏では PMT の光電面が北を向くように揃えられて測定が行われた。地磁気を補正するためのコイルなどによる磁場補正が行われていたわけではないため、収集効率が低下することによるダークレートの実測値が抑制される影響を考慮する必要がある。柏の測定環境における磁場は図 B.7a のようになっており、磁場の B & L PMT の収集効率に与える影響のシミュレーション（図 B.7b）から 5 ~ 10 % ダークレートが低下しているとして、補正係数を $1/(0.9 \sim 0.95) = 1.08$ とした。選定のバイアスについては、当時の低 RI ガラスの PMT の数が限られていたため、選定のバイアスはない（係数=1）とした。

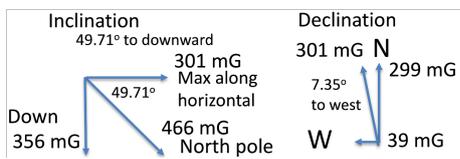
以上から、測定結果を補正して、8 本の HPK のダークレートは、

$$3.84 \times 1.07 \times 1.08 \times 0.88 = 3.91 \text{ kHz}$$

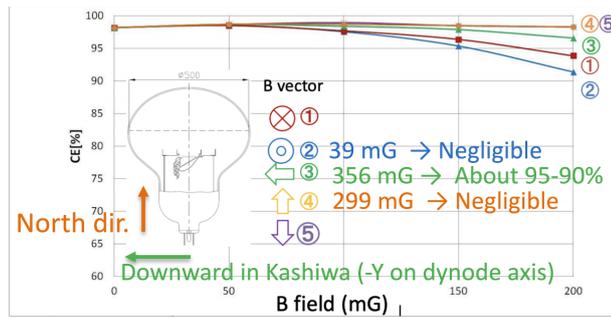
と結論づけられて、2 本の HQE に関しては、

$$4.96 \times 1.07 \times 1.08 \times 0.72 = 4.12 \text{ kHz}$$

となり、HQE に関してはダークレートが比較的高かったのと温度依存が大きかったことから導入を見送った。以上の結果から、ハイパーカミオカンデでは、ダークレート 4 kHz が期待できると結論づけて、現在の HKPMT の量産の開始へとつながった。



(a) 柏の測定環境における磁場



(b) 収集効率の磁場依存性 (シミュレーション)

図 B.7: 柏の測定における磁場の影響補正

Appendix C

低エネルギー事象に対する補足調査

C.1 N_{thr} の影響の確認

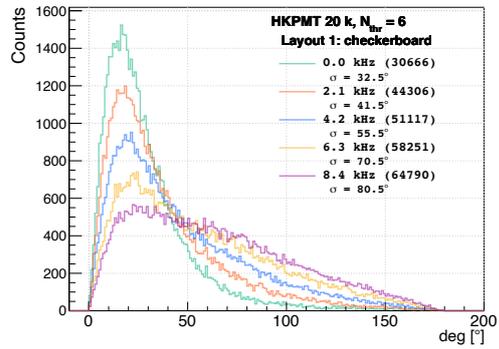
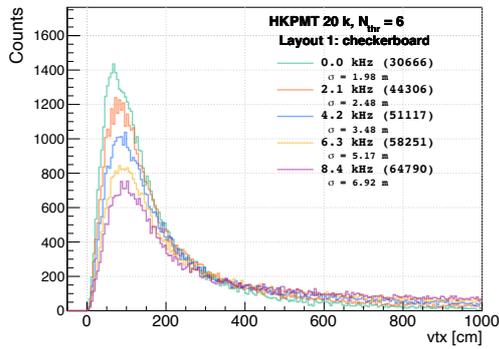
5.3 節で、ダークレートが中性子同定効率に与える影響を確認した際に、 N_{thr} の値が低エネルギー事象の再構成精度や N_{10} による初期探索効率・中性子同定効率に影響を与えている可能性を示唆する結果が得られた。本節では N_{thr} が与える影響について検討するために、 $N_{\text{thr}}=6$ で統一してダークレートを変更した場合とダークレート 4.2 kHz の場合において N_{thr} を変更した場合の再構成精度・中性子同定効率について確認を行った。

C.1.1 ダークレートの比較 ($N_{\text{thr}}=6$)

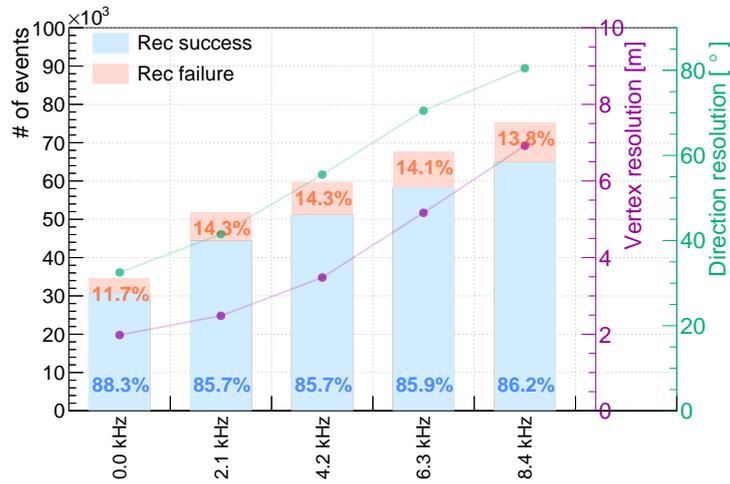
基本の PMT 配置のパターン 1 (千鳥配置) において、 $N_{\text{thr}}=6$ で統一してダークレートを変更した場合の結果を比較した (表 C.1、図 C.1)。再構成精度について位置分解能 (図 C.1a)、方向分解能 (図 C.1b) は、図 C.1c に示す結果の比較からダークレートが上昇すると再構成精度が低下することがわかる。またダークレート上昇に伴い初期探索効率は向上するが、偽候補事象数も同様に増加する。多変量解析に使用する変数の分布 (図 C.1d) に関しては、再構成精度に関わる部分の影響に加えて、特に toWall についてダークレートが上昇すると γ 由来の候補事象の分布と偽候補の分布の傾向が近づく様子が確認できる。図 C.1e において、ダークレートが上がると初期探索効率の向上するが、多変量解析では、偽事象候補の事象数の増加による要求値が厳しくなることに伴い効率が低下することが確認できる。結果として得られる同定効率としては、ダークレートが上がると同定効率が低下する関係が確認できる。

表 C.1: 各ダークレートにおける再構成精度および中性子同定効率 ($N_{\text{thr}}=6$)

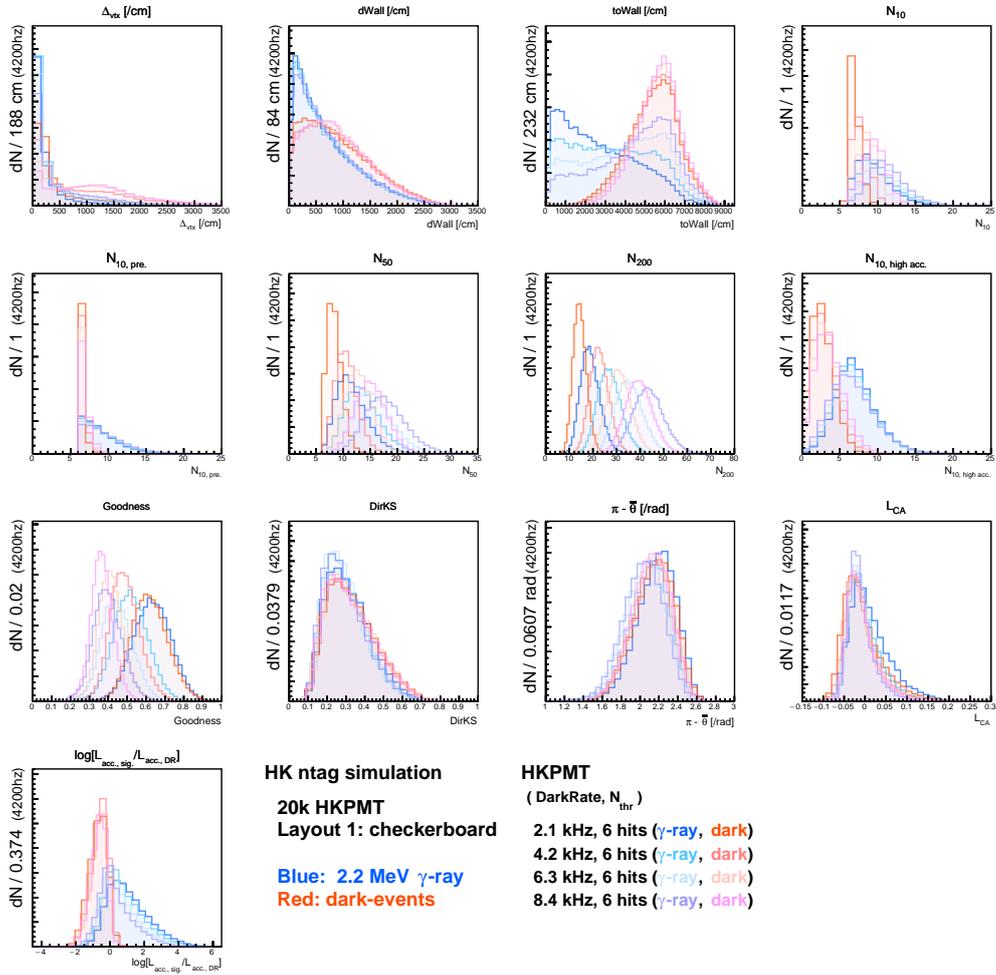
パターン 1: 千鳥配置	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^{\circ}$]		
0.0 kHz (参考) ($N_{\text{thr}}=6$)	34729 34.7%	–	30666 88.3%	4063 11.7%	1.98	32.5	–	–
2.1 kHz ($N_{\text{thr}}=6$)	51714 51.7%	3004	44306 85.7%	4063 14.3%	2.48	41.5	93.5%	48.4%
4.2 kHz ($N_{\text{thr}}=6$)	59663 59.7%	115412	51117 85.7%	8546 14.3%	3.48	55.5	71.5%	42.7%
6.3 kHz ($N_{\text{thr}}=6$)	67790 67.8%	780616	58251 85.9%	9539 14.1%	5.17	70.5	52.5%	35.6%
8.4 kHz ($N_{\text{thr}}=6$)	75162 75.1%	2537575	64790 86.2%	10372 13.8%	6.92	80.5	39.5%	29.7%



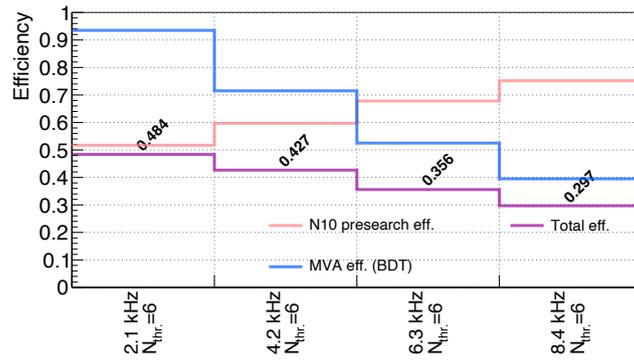
(a) 各ダークレートにおける LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。ダークレート 4.2 kHz の場合の事象数でスケールしている。
 (b) 各ダークレートにおける LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方角と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の方角のずれ。ダークレート 4.2 kHz の場合の事象数でスケールしている。



(c) 各ダークレートにおける初期探索の γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功率及び再構成精度についての比較。



(d) 各ダークレートの検出器構成において多変量解析で用いた変数の分布。



(e) 各ダークレートの検出器構成に対する初期探索効率・MVA 効率とそれらを掛け合わせた合計の効率の比較。

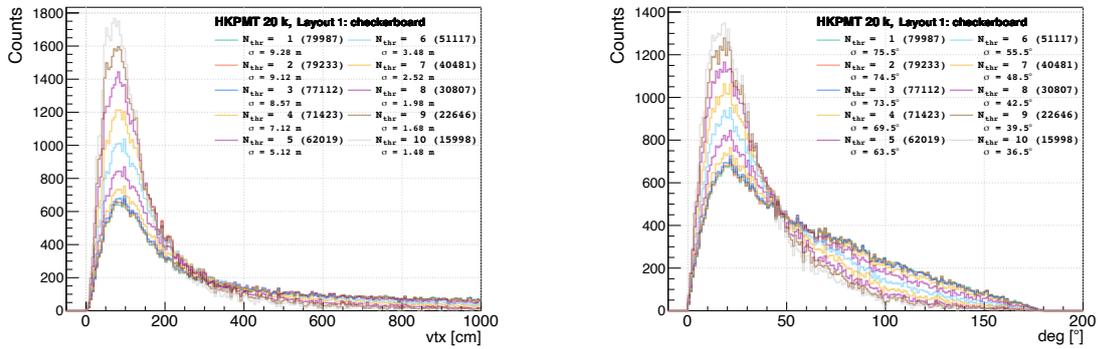
図 C.1: パターン 1 (千鳥配置) の HKPMT についてダークレートの値を変更した場合の中性子同定効率。各ダークレートに対して $N_{thr}=6$ で統一されている。

C.1.2 N_{thr} の比較 (ダークレート 4.2 kHz)

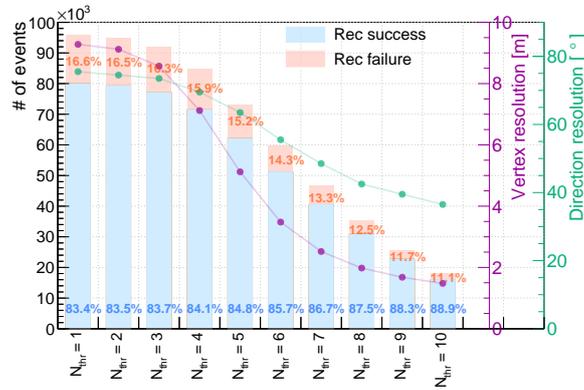
基本の PMT 配置のパターン 1 (千鳥配置) において、ダークレートを 4.2 kHz として、 $N_{\text{thr}}=6$ 変更した場合の結果を比較した (表 C.2、図 C.2)。再構成精度について位置分解能 (図 C.2a)、方向分解能 (図 C.2b) は、図 C.2c に示すように、 N_{thr} の設定を引き上げると精度の低下が見られ、特に位置分解能の低下が顕著であった。また、初期探索の効率の低下も確認できる。一方で N_{thr} の引き上げに伴い初期探索で選出される偽候補の事象数も減少することになり、多変量解析に対する要求が緩まることになり、 $N_{\text{thr}}=10$ 程度では、初期探索のみで、偽候補の事象数が大幅にカットされていることが表 C.2 で確認できる。 N_{thr} を引き上げることによる初期探索効率の低下と多変量解析の効率の上昇の影響の多寡から中性子同定効率が決まるが、本節で評価したダークレートが 4.2 kHz の構成では、 $N_{\text{thr}}=6$ 程度までは中性子同定効率がある程度一定に保たれていることが確認できる。実際、本研究において 5.3 節で評価を行った基本の PMT 配置のパターン 1 (千鳥配置) でダークレート 4.2 kHz で評価した場合には、 $N_{\text{thr}}=6$ としていたが、中性子同定の効率の評価として適切な値を設定できていたと考えられる。

表 C.2: 各 N_{thr} における再構成精度および中性子同定効率

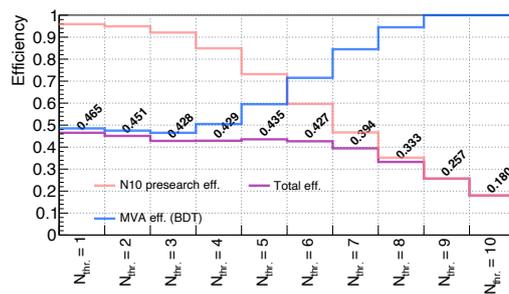
パターン 1: 千鳥配置 ダークレート 4.2 kHz	初期探索		再構成		再構成精度		MVA 効率 (BDT)	中性子 同定効率
	真候補 (初期探索効率)	偽候補 [$\times 100$]	成功 (比率)	失敗 (比率)	位置 [m]	方向 [$^{\circ}$]		
$N_{\text{thr}}=1$	95902 95.9%	21694800	79987 83.4%	15915 16.6%	9.28	75.5	48.5%	46.5%
$N_{\text{thr}}=2$	94934 94.9%	16293000	79233 83.5%	15701 16.5%	9.12	74.5	47.5%	45.1%
$N_{\text{thr}}=3$	92090 92.1%	8413800	77112 83.7%	14978 16.3%	8.57	73.5	46.5%	42.8%
$N_{\text{thr}}=4$	84930 84.9%	2796650	71423 84.1%	13507 15.9%	7.12	69.5	50.5%	42.9%
$N_{\text{thr}}=5$	73178 73.2%	651640	62019 84.8%	11159 15.2%	5.12	63.5	59.5%	43.5%
$N_{\text{thr}}=6$	59663 59.7%	115412	51117 85.7%	8546 14.3%	3.48	55.5	71.5%	42.7%
$N_{\text{thr}}=7$	46674 46.7%	16820	40481 86.7%	6193 13.3%	2.52	48.5	84.5%	39.4%
$N_{\text{thr}}=8$	35192 35.2%	2070	30807 87.5%	4385 12.5%	1.98	42.5	94.5%	33.3%
$N_{\text{thr}}=9$	25650 25.7%	224	22646 88.3%	3004 11.7%	1.68	39.5	100%	25.7%
$N_{\text{thr}}=10$	17986 18.0%	21	15998 88.9%	1988 11.1%	1.48	36.5	100%	18.0%



(a) N_{thr} における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の位置と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射位置のずれ。 $N_{\text{thr}}=6$ の場合の事象数でスケールしている。
 (b) N_{thr} における LEAF により再構成された 2.2 MeV γ 線の方向と、シミュレーションにおける 2.2 MeV γ 線の放射方向のずれ。 $N_{\text{thr}}=6$ の場合の事象数でスケールしている。



(c) 各 N_{thr} における初期探索の γ 線由来のヒットを持つ候補事象数と再構成成功率及び再構成精度についての比較。



(d) 各 N_{thr} における初期探索効率・MVA 効率とそれらを掛け合わせた合計の効率の比較。

図 C.2: パターン 1 (千鳥配置) の HKPMT について N_{thr} の値を変更した場合の中性子同定効率。ダークレートは 4.2 kHz としている。

参考文献

- [1] Georges Aad, Tatevik Abajyan, B Abbott, J Abdallah, S Abdel Khalek, Ahmed Ali Abdelalim, R Aben, B Abi, M Abolins, OS AbouZeid, et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, Vol. 716, No. 1, pp. 1–29, 2012.
- [2] Serguei Chatrchyan, Vardan Khachatryan, Albert M Sirunyan, Armen Tumasyan, Wolfgang Adam, Ernest Aguilo, Thomas Bergauer, M Dragicevic, J Erö, C Fabjan, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, Vol. 716, No. 1, pp. 30–61, 2012.
- [3] 秋本祐希 higgstan. <https://higgstan.com/standerd-model/>, (参照 2023-01-03).
- [4] Nota di Enrico Fermi. An attempt to a β rays theory.
- [5] Clyde L Cowan Jr, Frederick Reines, FB Harrison, HW Kruse, and AD McGuire. Detection of the free neutrino: a confirmation. *Science*, Vol. 124, No. 3212, pp. 103–104, 1956.
- [6] Yoshiyuki Fukuda, T Hayakawa, E Ichihara, K Inoue, K Ishihara, Hirokazu Ishino, Y Itow, T Kajita, J Kameda, S Kasuga, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical review letters*, Vol. 81, No. 8, p. 1562, 1998.
- [7] Max Aker, K Altenmüller, M Arenz, M Babutzka, J Barrett, S Bauer, M Beck, A Beglarian, J Behrens, T Bergmann, et al. Improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by katrin. *Physical review letters*, Vol. 123, No. 22, p. 221802, 2019.
- [8] K Assamagan, Ch Brönnimann, M Daum, H Forrer, R Frosch, P Gheno, R Horisberger, M Janousch, P-R Kettle, Th Spirig, et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Physical Review D*, Vol. 53, No. 11, p. 6065, 1996.
- [9] Aleph Collaboration and R Barate. An upper limit on the neutrino mass from three-and five-prong tau decays. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, Vol. 2, No. 3, pp. 395–406, 1998.
- [10] 岸本忠史. 物質優勢宇宙の誕生の謎に迫る. 日本物理学会誌, Vol. 72, No. 7, pp. 480–481, 2017.
- [11] K Nakamura and ST Petcov. Ka in olive, et al., particle data group. *Chin. Phys. C*, Vol. 38, p. 090001, 2014.
- [12] Particle Data Group, RL Workman, VD Burkert, V Crede, E Klempt, U Thoma, L Tiator, K Agashe, G Aielli, BC Allanach, et al. Review of particle physics. *Progress of theoretical and experimental physics*, Vol. 2022, No. 8, p. 083C01, 2022.
- [13] Ke Abe, Ke Abe, H Aihara, A Aimi, R Akutsu, C Andreopoulos, I Anghel, LHV Anthony, M Antonova, Y Ashida, et al. Hyper-kamiokande design report. *arXiv preprint arXiv:1805.04163*,

- 2018.
- [14] ハイパーカミオカンデホームページ. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/about/detector/>, (参照 2023-01-03).
 - [15] Benjamin Quilain, Mark Hartz, Yasuhiro Nishimura, Masahiro Kuze, Haruya Morikawa, Michitaka Inomoto, Masaki Ishitsuka, and Nao Izumi. Multi-pmt modules for hyper-kamiokande. In *Proceedings of the 5th International Workshop on New Photon-Detectors (PD18)*, p. 011017, 2019.
 - [16] Y Kudenko, A Khotjantsev, O Mineev, and N Yershov. Development and tests of wls plates for outer detector of hyper-kamiokande. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, p. 167543, 2022.
 - [17] Rene Brun and Fons Rademakers. Root—an object oriented data analysis framework. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, Vol. 389, No. 1-2, pp. 81–86, 1997.
 - [18] Y Hayato. Neutrino interactions: From theory to monte carlo simulations. *Proceedings, 45th Karpacz Winter School in Theoretical Physics, Ladek-Zdroj, Poland*, 2009.
 - [19] Leaf github site. <https://github.com/bquilain/LEAF>.
 - [20] Rogelio Caballero, Juan CarlosD’ Olivo, Gustavo Medina-Tanco, Lukas Nellen, Federico A Sánchez, José F Valdés-Galicia. Low energy event reconstruction and selection in super-kamiokande-iii.
 - [21] Wcsim github site. <https://github.com/WCSim/WCSim>.
 - [22] Shimpei Tobayama. *An analysis of the oscillation of atmospheric neutrinos*. PhD thesis, PhD thesis, University of British Columbia, 2016. 97, 2016.
 - [23] Sea Agostinelli, John Allison, K al Amako, John Apostolakis, H Araujo, Pedro Arce, Makoto Asai, D Axen, Swagato Banerjee, GJNI Barrand, et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250–303, 2003.
 - [24] 西村康宏. 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.
 - [25] 東京大学宇宙線研究所. 防水型 50 センチ口径光電子増倍管 仕様書. 2020.
 - [26] 武藤史真. ハイパーカミオカンデ実験のための新型光検出器の性能評価. 名古屋大学 修士論文, 2017.
 - [27] Yuji Okajima, Yasuhiro Nishimuraa, Ryosuke Akutsua, Yusuke Sudab, Miao Jiangc, Seiko Hirota, Takayuki Ohmurag Kawaig, and Masatoshi Suzukig. Detailed performance evaluation of a new 20-inch photomultiplier tube with a box and line dynode. In *International Conference on New Photo-detectors PhotoDet2015*, Vol. 6, p. 9, 2015.
 - [28] 浜松ホトニクス株式会社. 納入仕様書 大口径光電子増倍管アッセンブリ (r12860-22) 第 7 版. 2022.
 - [29] 望月俊来. ハイパーカミオカンデに向けた 50 cm 口径光電子増倍管および中性子信号検出アルゴリズムの開発. 東京大学 修士論文, 2019.
 - [30] 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ノイズ低減. 横浜国立大学 修士論文, 2020.
 - [31] Ludovica Sartini, F Simeone, P Pani, N Lo Bue, G Marinaro, A Grubich, A Lobko, G Etiope, A Capone, P Favali, et al. Nuclear instruments and methods in physics research section a: Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2010.

- [32] Ll Marti, M Ikeda, Y Kato, Y Kishimoto, M Nakahata, Y Nakajima, Y Nakano, S Nakayama, Y Okajima, A Orii, et al. Evaluation of gadolinium' s action on water cherenkov detector systems with egads. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 959, p. 163549, 2020.
- [33] David Maisonnier. Rami: The main challenge of fusion nuclear technologies. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 136, pp. 1202–1208, 2018.
- [34] HO Meyer. Dark rate of a photomultiplier at cryogenic temperatures. *arXiv preprint arXiv:0805.0771*, 2008.
- [35] Xia Junjie. Upgrade and calibration of super-kamiokande' s inner photodetectors. 東京大学 修士論文, 2020.
- [36] 泉山将大. Hyper-kamiokande における光検出器構成の評価とその同期システムの開発. 東京工業大学 修士論文, 2021.
- [37] Andreas Hoecker, Peter Speckmayer, Joerg Stelzer, Jan Therhaag, Eckhard von Toerne, Helge Voss, M Backes, T Carli, O Cohen, A Christov, et al. Tmva-toolkit for multivariate data analysis. *arXiv preprint physics/0703039*, 2007.
- [38] Ivan Esteban, Maria Concepción González-García, Michele Maltoni, Thomas Schwetz, and Albert Zhou. The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. *Journal of High Energy Physics*, Vol. 2020, No. 9, pp. 1–22, 2020.
- [39] K Abe, C Bronner, Y Haga, Y Hayato, M Ikeda, K Iyogi, J Kameda, Y Kato, Y Kishimoto, Ll Marti, et al. Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in super-kamiokande i-iv. *Physical Review D*, Vol. 97, No. 7, p. 072001, 2018.
- [40] Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos. *Nature*, Vol. 562, No. 7728, pp. 505–510, 2018.
- [41] Hans-Thomas Janka, Florian Hanke, Lorenz Hüdepohl, Andreas Marek, Bernhard Müller, and Martin Obergaulinger. Core-collapse supernovae: Reflections and directions. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2012, No. 1, p. 01A309, 2012.
- [42] S Mine, JL Alcaraz, S Andringa, S Aoki, J Argyriades, K Asakura, R Ashie, F Berghaus, H Berns, H Bhang, et al. Experimental study of the atmospheric neutrino backgrounds for $p \rightarrow e + \pi^0$ searches in water cherenkov detectors. *Physical Review D*, Vol. 77, No. 3, p. 032003, 2008.