

修士論文

2024 年度

ハイパーカミオカンデ光電子増倍管の 水チェレンコフ光に対する検出効率評価

小林 美咲

指導教員 准教授 西村康宏

2025 年 3 月

慶應義塾大学大学院理工学研究科
基礎理工学専攻

論文要旨

水チェレンコフ検出器であるハイパーカミオカンデは、2027年の実験開始を目指して建設が進められており、素粒子の統一理論や宇宙の進化史の解明を目的として研究が行われる。現在運用されているスーパーカミオカンデの約10倍の有効体積を持ち、観測統計量が大幅に増加する。素粒子の一種であるニュートリノが検出器内の水に衝突することで放出されるチェレンコフ光を約2万本の50 cm径光電子増倍管で捉え、荷電粒子のエネルギーや運動量などを決定する。

光電子増倍管に入射した光子数あたりに放出される光電子数の割合を量子効率と呼ぶ。量子効率は入射光の波長によって異なり、個体差も大きいことが知られているため、ハイパーカミオカンデで使用される一部の光電子増倍管において量子効率の波長分布を室温で測定している。また、従来のシミュレーションでは室温での波長分布が用いられている一方で、ハイパーカミオカンデ中での水温は14 °C程度と予想されており、室温とは異なる波長分布を示す可能性がある。よって、高精度測定の実現には事前の較正によって量子効率の個体差と温度依存性の正確な把握が重要となる。

本研究では、ハイパーカミオカンデで使用予定の浜松ホトニクス株式会社製50 cm径光電子増倍管(R12860)と、スーパーカミオカンデで使用されている同社製の50 cm径光電子増倍管(R3600)について、波長ごとの量子効率温度依存性を調査した。キセノンフラッシュランプを使用した連続スペクトル光を分光することで、280–650 nmの範囲で測定した。また、量子効率の温度依存性を確認するため、5–35 °Cの温度範囲で測定した。

温度依存性を測定した結果、特に短波長で温度が低下すると量子効率が増加する傾向が確認された。さらに、光電子増倍管の入射窓に使用されているガラスの透過率が波長および温度に依存することが分かり、入射窓の透過率変化が量子効率の温度依存性の主要因であることを明らかにした。

また、スーパーカミオカンデ外で測定した量子効率分布を用いることで、水中の光透過率を評価できた。本研究で得た量子効率の温度依存性等を考慮した評価も行ったが、見積もり精度の向上は確認できなかった。この評価で精度を高めるには、収集効率や磁場などの他の要素も考慮した見積もりを検討する必要がある。

実際の水温での量子効率の波長分布が予測可能となったことから、ハイパーカミオカンデにおけるエネルギー再構成やシミュレーションのパラメータの補正などに活用することで、高精度測定の実現を目指せる。

Thesis Abstract

Evaluating the Detection Efficiency of Hyper-Kamiokande Photomultiplier Tubes for Water Cherenkov Light

The Hyper-Kamiokande, a water Cherenkov detector under construction, aims to begin operations in 2027 to advance unified particle theories and study the universe's evolution. With an effective volume about 10 times larger than that of Super-Kamiokande, it will significantly increase observation statistics. Cherenkov light, emitted by neutrino interactions in water, will be detected by approximately 20,000 50-cm photomultiplier tubes (PMTs) to reconstruct the energy and momentum of charged particles.

The quantum efficiency (QE) of a PMT is defined as the number of photoelectrons emitted per incident photon. It is known to vary with the wavelength of incident light and exhibits significant individual differences. Currently, the wavelength distribution of QE measured at room temperature is used in simulations. However, the water temperature in Hyper-Kamiokande is expected to be around 14 °C, which may result in a different wavelength dependence. Understanding QE variations and temperature dependence is essential for precise energy measurements.

This study measured the wavelength-dependent QE for two 50-cm PMTs manufactured by Hamamatsu Photonics K.K.: the R12860 model (for Hyper-Kamiokande) and the R3600 model (used in Super-Kamiokande). Measurements were conducted using spectrally resolved light from a xenon flash lamp over a wavelength range of 280–650 nm and at temperatures from 5 °C to 35 °C.

The results revealed that QE increases as temperature decreases, particularly at shorter wavelengths. Furthermore, the transmittance of the PMT window was found to vary with both wavelength and temperature, and this temperature-dependent transmittance was identified as the primary factor contributing to changes in QE.

Additionally, the water transparency in Super-Kamiokande was evaluated using QE measurements taken outside the detector. However, even after considering the temperature dependence of QE obtained in this study, no improvement in estimation accuracy was observed. To enhance the precision of this evaluation, it is necessary to consider other factors such as collection efficiency and magnetic fields.

With the ability to predict the wavelength dependence of QE at the actual water temperature, this information can be used to refine energy reconstruction and simulation parameters in Hyper-Kamiokande, contributing to more precise measurements.

目次

第1章 序論	10
第2章 物理背景	12
2.1 標準模型	12
2.2 ニュートリノ	13
2.2.1 質量階層性	14
2.2.2 CP 対称性	14
2.3 陽子崩壊	15
第3章 水チェレンコフ検出器と光電子増倍管	16
3.1 スーパーカミオカンデ	16
3.2 ハイパーカミオカンデ	19
3.3 チェレンコフ光	20
3.4 光電子増倍管	22
3.4.1 スーパーカミオカンデの光電子増倍管	25
3.4.2 ハイパーカミオカンデの光電子増倍管	28
3.5 スーパーカミオカンデにおける較正手法	31
3.5.1 量子効率	32
3.5.2 水の透過率	33
3.6 スーパーカミオカンデでの事象再構成	35
3.6.1 位置再構成	35
3.6.2 方向再構成	36
3.6.3 エネルギー再構成	37
第4章 光電子増倍管の検出効率評価	39
4.1 量子効率の温度・波長依存性	39
4.1.1 セットアップ	39
4.1.2 測定方法	47
4.1.3 測定結果	50
4.1.4 考察	52
4.2 量子効率の入射窓の厚みへの依存性	58

4.2.1	測定方法	58
4.2.2	測定結果	59
4.2.3	考察	59
4.3	ゲインの温度依存性	60
4.3.1	セットアップ	60
4.3.2	測定方法	61
4.3.3	測定結果	63
4.4	ガラスの透過率の温度依存性	63
4.4.1	セットアップ	63
4.4.2	測定方法	64
4.4.3	測定結果	66
4.4.4	考察	69
第 5 章	検出効率の水チェレンコフ光に対する評価	74
5.1	Ni/Cf 線源での測定におけるヒット数と透過長	74
5.1.1	データ	75
5.1.2	モンテカルロシミュレーション	79
5.1.3	ヒット数比による透過長の評価	81
5.2	補正係数の導入	84
第 6 章	結論と今後の展望	97
	謝辞	99
	付 録 A 複数の条件下でのヒット数比による透過長の評価	101
	参考文献	107

図 目 次

2.1	標準模型の基本粒子 [2]	12
3.1	スーパーカミオカンデ検出器の概観 [6]	17
3.2	ハイパーカミオカンデ検出器の概観 [10]	20
3.3	チェレンコフ光のイメージ図 [11]	21
3.4	チェレンコフ放射の図解	21
3.5	タンク壁面の光電子増倍管にチェレンコフ光が入射するイメージ図	21
3.6	シミュレーションによるハイパーカミオカンデのイベントディスプレイ	21
3.7	チェレンコフ放射強度と波長の関係	22
3.8	光電子増倍管の構造図 [13]	22
3.9	光電面の種類による温度係数 [13]	23
3.10	サーキュラケージ型 [13]	24
3.11	ラインフォーカス型 [13]	24
3.12	ボックス&ライン型 [13]	24
3.13	サーキュラライン型 [13]	24
3.14	ベネチアンブラインド型 [13]	24
3.15	浜松ホトニクス株式会社の放射感度測定セットアップ概略図	25
3.16	50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の概略図 [14]	26
3.17	ベネチアンブラインド型ダイノードの電子軌道シミュレーション [14]	26
3.18	50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の量子効率	26
3.19	内水槽光電子増倍管に取り付けられた衝撃波防止ケース [15]	27
3.20	スーパーモジュールの概略図 [6]	27
3.21	50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の概略図 [1]	28
3.22	50 cm 径光電子増倍管 (R12860) のベース回路 [1]	28
3.23	ボックス&ライン型ダイノードの電子軌道シミュレーション	29
3.24	50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の量子効率	29
3.25	8 cm 径光電子増倍管 (R14374) の概略図 [16]	30
3.26	8 cm 径光電子増倍管 (R14374) のベース回路	30
3.27	8 cm 径光電子増倍管 (R14374) の量子効率	30
3.28	multi-PMT の試作品 (左) とモジュールの構造 (右)[17]	31
3.29	Ni/Cf 線源 [19]	32

3.30 Ni/Cf 線源の模式図	32
3.31 光電子増倍管のヒットレートの位置依存性 [19]	33
3.32 透過率測定 of 概略図 [19]	34
3.33 波長 405 nm のレーザー光によるヒット時間分布 [19]	34
3.34 LINAC のデータでの確率密度関数 $P(\tau_i)$ [20]	35
3.35 チェレンコフ角に関する確率密度関数 f_{dir} [20]	36
3.36 $a(\theta_i)$ の入射角依存 [20]	37
4.1 50 cm 径光電子増倍管の量子効率測定セットアップ概略図	40
4.2 50 cm 径光電子増倍管の量子効率測定セットアップ	40
4.3 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R12860)	41
4.4 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の入射窓	41
4.5 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R3600)	41
4.6 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の入射窓	41
4.7 浜松ホトニクス株式会社によって測定された 50 cm 径光電子増倍管 R12860(製造番号:EA2575) の量子効率	42
4.8 光電子増倍管モジュール (H11901P-04)	43
4.9 メタルチャンネル型ダイノード [13]	43
4.10 使用した光電子増倍管モジュールの量子効率	43
4.11 2 W キセノンフラッシュランプモジュール (L13651-14)	44
4.12 キセノンフラッシュランプのスペクトル (赤線) [22]	44
4.13 分光器と集光光学系	45
4.14 分光器と集光光学系の内部	45
4.15 高 OH ファイババンドル (BFY1000HS02) [23]	46
4.16 高 OH ファイババンドル (BFY200HF2) [24]	46
4.17 磁気シールドを貼り付けた恒温槽内部	47
4.18 磁気シールドの上から暗幕を貼り付けた恒温槽内部	47
4.19 波長 400 nm の光を入射した際のオシロスコープの波形	48
4.20 Reference 光電子増倍管のペDESTAL補正関数	49
4.21 50 cm 径光電子増倍管のペDESTAL補正関数	49
4.22 Reference 光電子増倍管における電荷分布のガウスフィット	49
4.23 50 cm 径光電子増倍管における電荷分布のガウスフィット	49
4.24 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の検出効率の波長・温度依存性	50
4.25 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の 25 °C での測定した検出効率と浜松ホトニクス株式会社が測定した量子効率の比較 (同じ個体)	51
4.26 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の検出効率の波長・温度依存性	52

4.27 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の 25 °C での測定した検出効率と浜松ホトニクス株式会社が測定した量子効率の比較 (異なる個体)	52
4.28 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の相対検出効率	53
4.29 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の検出効率の 25 °C からの変化率	53
4.30 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の相対検出効率	54
4.31 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の検出効率の 25 °C からの変化率	54
4.32 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の収集効率	55
4.33 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の相対検出効率の光量依存性 (340 nm)	56
4.34 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の相対検出効率の光量依存性 (400 nm)	56
4.35 光ファイバの分岐比測定セットアップ概略図	57
4.36 入射光量と光ファイバの分岐比の関係	58
4.37 入射窓の中心に光を入射	59
4.38 入射窓の横側から光を入射	59
4.39 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の異なる測定位置での検出効率の波長・温度依存性	59
4.40 波長に対する異なる測定位置での検出効率の比	60
4.41 ゲイン測定セットアップ概略図	60
4.42 レーザー光を入射した際のオシロスコープの波形	61
4.43 50 cm 径光電子増倍管における 1 光電子分布	62
4.44 50 cm 径光電子増倍管における 1 光電子分布のフィット関数	62
4.45 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) のゲインの温度依存性	63
4.46 透過率測定の装置全体	64
4.47 ガラスサンプルに温度センサを固定した温度計	65
4.48 低温での透過率測定時のセルホルダー	65
4.49 ガラスサンプルを熱湯で温めている様子	65
4.50 高温での透過率測定時のセルホルダー	65
4.51 10 mm 厚ガラスサンプルの反射率を含む透過率の温度変化	66
4.52 10 mm 厚ガラスサンプルの反射率を含む透過率の温度変化 (340–345 nm)	66
4.53 3 mm 厚ガラスサンプルの反射率を含む透過率の温度変化	67
4.54 ガラスサンプルを通さずに測定した透過率の温度変化	67
4.55 衝撃波防止ケースに使用されているアクリル (ドーム部) の透過率	68
4.56 衝撃波防止ケースに使用されているアクリル (フランジ部) の透過率	68
4.57 10 mm 厚と 3 mm 厚のガラスサンプルでの測定結果から換算した 4.16 mm 厚ガラスの透過率の比較	69
4.58 10 mm 厚ガラスサンプルでの測定結果から換算した 4.16 mm 厚ガラスの透過率の温度変化	70

4.59	10 mm 厚ガラスサンプルでの測定結果から換算した 4.16 mm 厚ガラスの透過率の温度変化 (340–345 nm)	70
4.60	340 nm における 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の検出効率の温度依存 . . .	71
4.61	透過率の 1 °C あたりの変化	71
4.62	透過率の 25 °C からの変化率	71
4.63	340 nm における片面分の反射率を含む透過率の温度依存	72
4.64	340 nm における検出効率と片面分の反射率を含む透過率の比の温度依存 . .	72
4.65	3 mm 厚ガラスサンプルでの測定結果から換算した 3.10 mm, 4.16 mm 厚の片面分の反射率含む透過率	73
4.66	3.10 mm 厚と 4.16 mm 厚の片面分の反射率含む透過率の比	73
5.1	スーパーカミオカンデのタンクの座標定義	75
5.2	スーパーカミオカンデの内水槽で使用されている光電子増倍管の量子効率 . .	75
5.3	HK PMT と SK-2 PMT, SK-3 PMT の量子効率の比	75
5.4	Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m) . .	76
5.5	Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m) の a/x^2 近似	76
5.6	z 座標で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m)	77
5.7	光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m)	77
5.8	光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = -12$ m)	78
5.9	光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = -6$ m)	78
5.10	光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 6$ m)	78
5.11	光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 12$ m)	79
5.12	Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ) の a/x^2 近似	79
5.13	z 座標で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ) .	80
5.14	設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ) .	80
5.15	光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ、線源の位置は $z = -12$ m)	81
5.16	光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ、線源の位置は $z = 12$ m)	81
5.17	データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比	82

5.18 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (SK-2 PMT, SK-3 PMT)	83
5.19 光電子増倍管の設置面で分類したデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (上面)	83
5.20 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (底面)	84
5.21 実測値とモンテカルロシミュレーションでの予測値を用いた HK PMT のヒット数の比	85
5.22 実測値とモンテカルロシミュレーションでの予測値を用いた HK PMT のヒット数の比のばらつき	86
5.23 量子効率の補正をなくしたヒット数の比	86
5.24 量子効率の補正をなくしたヒット数の比のばらつき	87
5.25 量子効率のピーク値で補正したヒット数の比	87
5.26 量子効率のピーク値で補正したヒット数の比のばらつき	88
5.27 量子効率の積分値で補正したヒット数の比	88
5.28 量子効率の積分値で補正したヒット数の比のばらつき	89
5.29 量子効率 × チェレンコフ放射強度の積分値で補正したヒット数の比	89
5.30 量子効率 × チェレンコフ放射強度の積分値で補正したヒット数の比のばらつき	90
5.31 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 検出効率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比	91
5.32 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 検出効率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比のばらつき	91
5.33 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 2.5 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比	92
5.34 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 2.5 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比のばらつき	92
5.35 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 3 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比	93
5.36 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 3 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比のばらつき	93
5.37 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 4 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比	94
5.38 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 4 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比のばらつき	94
5.39 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 10.40 mm 厚アクリル (ドーム部) の透過率の積分値で補正したヒット数の比	95

5.40 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 10.40 mm 厚アクリル (ドーム部) の透過率の積分値で補正したヒット数の比のばらつき	95
A.1 光電子増倍管の設置面で分類したデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比	101
A.2 タンク側面に設置された光電子増倍管におけるデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比	102
A.3 z 座標で分類したデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比	102
A.4 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z > 1206$ cm)	103
A.5 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (-1206 cm $\leq z \leq 1206$ cm)	103
A.6 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z < -1206$ cm)	104
A.7 z 座標で分類した側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比	104
A.8 側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z > 600$ cm)	105
A.9 側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (-600 cm $\leq z \leq 600$ cm)	105
A.10 側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z < -600$ cm)	106

表 目 次

3.1	スーパーカミオカンデ検出器の観測フェーズのまとめ	19
3.2	50 cm 径光電子増倍管 (R12860) と 8 cm 径光電子増倍管 (R14374) の特性 [16], [18]	31
4.1	光ファイバの分岐比の波長と光量の影響	57
5.1	各補正での χ^2 値と RMS と透過長	96
A.1	HK PMT と SK PMT の透過長	106

第1章 序論

水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置であるスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande: SK) は、1996 年 4 月から運用されており、その目的はニュートリノの性質解明、陽子崩壊現象の探索、超新星ニュートリノの観測などである。SK は、水チェレンコフ検出器を用いた素粒子の観測において世界的な先駆けとなり、素粒子物理学に多大な貢献を果たしてきた。SK では、光センサとして光電子増倍管 (photomultiplier tube: PMT) が使用されている。2027 年の実験開始を目指して建設が進められているハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande: HK) でも PMT が引き続き使用される予定であり、これに伴い、より高感度な PMT の開発が行われた。

HK は、SK の約 10 倍の有効体積を持ち、観測統計量が大幅に増加する。このため、従来よりも高い感度で素粒子の稀な現象を観測することができる。これにより、素粒子の統一理論や宇宙の進化史の解明が進むとともに、未知の物理現象の発見が期待されている。特に、ニュートリノや暗黒物質、さらには宇宙誕生の初期に関わる重要な問いに対して新たな知見が得られると考えられている。

水チェレンコフ検出器は、荷電粒子が水中での光速を超えて進行する際に放出されるチェレンコフ光を検出する原理を利用しており、これによって粒子の特性（種類、エネルギー、進行方向など）を高精度で測定することが可能となる。この技術は、特にニュートリノの検出において重要であり、これによりニュートリノが水中で生成する二次的な荷電粒子を捕えることができる。SK でのエネルギー再構成の精度は 1–2% であり、HK では 0.5% 程度を目指して更なる精度向上が求められている [1]。

光電子増倍管 (PMT) の特性を示す指標の一つに量子効率がある。量子効率は、光電子増倍管に入射する光子数に対して放出される光電子数の割合を示し、エネルギー再構成で使用するヒット数や電荷の補正係数として重要な役割を果たす。このため、量子効率を正確に理解することは、エネルギー再構成精度に大きな影響を与える。また、タンク内の水の光学特性には不定性があるため、PMT をタンクに設置した後の量子効率の測定は難しくなる。そのため、事前に波長感受特性を測定することが重要となる。

PMT の室温での量子効率は、製造会社によって測定されているが、HK の予想水温は 14 °C であり、室温とは環境が異なる。温度変化が量子効率に与える影響は波長ごとに異なる可能性が示唆されている。SK のタンク内の水温は 0.1 °C 程度の不定性があることが知られており、HK ではタンクが大きくなることに加え、データ取得回路が水中に設置されて熱源が増えるため、より大きな温度変動が予想される。したがって、本研究では

PMT をタンクに取り付ける前に量子効率の温度依存性と波長依存性を詳細に測定し、事前較正やエネルギー再構成において量子効率の温度補正を加えることで測定の高精度化を目指す。

本論文では、まず第 2 章で SK と HK で解明を目指す課題と素粒子実験の現状について述べ、次に第 3 章では水チェレンコフ検出器の原理や PMT の役割、SK で行われている較正手法と事象再構成方法について説明する。第 4 章では、本研究の中心となる量子効率の温度および波長依存性に関する測定方法と結果を示し、入射窓の厚みへの依存性やガラスの透過率の温度依存について議論する。第 5 章では、SK で測定されたデータとモンテカルロシミュレーションでの結果に本研究で測定した量子効率の温度依存を適用し、高精度測定に向けた量子効率の活用法を検討する。

第2章 物理背景

HKの研究の基盤となる物理背景について説明する。HKでは、ニュートリノ物理や陽子崩壊の探索を通じて、標準模型の検証やその枠を超えた新しい物理の発見を目指している。これらの未解決の課題を解決するためには、高い精度での観測と測定が必要であり、その実現を可能にするためにHKが建設されている。

本章では、まず標準模型について概観し、次にニュートリノの性質と未解決問題について述べる。また、ハイパーカミオカンデが取り組む課題の一つである陽子崩壊の観測の意義について説明する。

2.1 標準模型

素粒子物理学における標準模型（Standard Model）は、自然界の基本的な構成要素と、それらの相互作用を記述する理論体系である。標準模型は、自然界の4つの基本的な力のうち、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一的に記述するものであり、これまでの数多くの実験結果と高い一致を示してきた。図2.1に示されるように、標準模型における基本粒子は、クォーク、レプトン、ゲージボソン、およびヒッグス粒子から構成される。

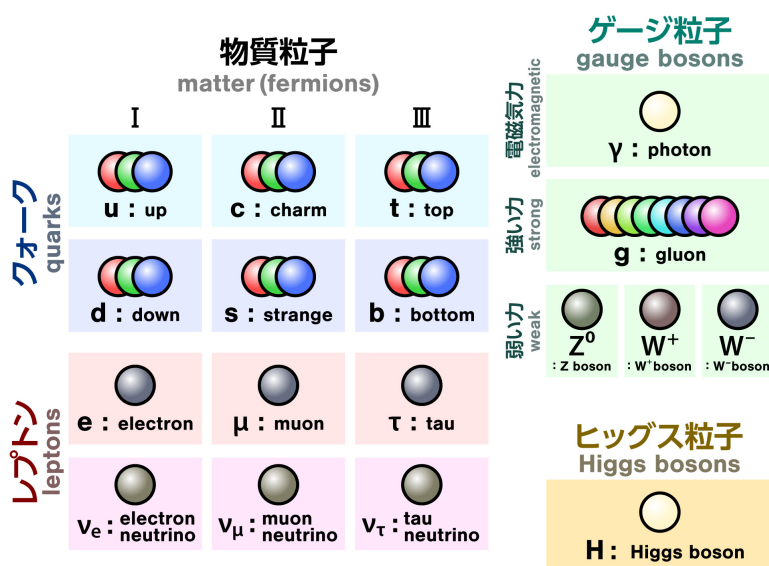


図 2.1 標準模型の基本粒子 [2]

クォークとレプトンは物質を構成する基本粒子であり、クォークは陽子や中性子といったハドロンを構成する。レプトンには電子やニュートリノなどが含まれる。また、ゲージボソンは相互作用を媒介する粒子であり、光子は電磁相互作用、ウィークボソン (Z^0 , $W^\pm$) は弱い相互作用、グルーオンは強い相互作用を媒介する。さらに、ヒッグス粒子は他の粒子に質量を与える役割を果たしており、その存在は 2012 年に大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) の実験によって直接的に確認された。

標準模型は、素粒子物理学において極めて成功した理論であるものの、いくつかの重要な課題が未解決のままである。その一つが重力の記述であり、標準模型は重力を記述する一般相対性理論とは統一されていない。また、標準模型ではニュートリノに質量がないと仮定されているが、ニュートリノ振動の観測によってニュートリノが質量を持つことが明らかにされており、矛盾が生じている。

さらに、標準模型は大統一理論を目指す上での土台となっている。大統一理論は、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を単一の力として統一することを目指している。この理論によれば、 10^{15} GeV レベルの高エネルギー領域ではこれらの力が統一されると予想されるが、現在使用されている加速器の最大出力エネルギーは 10^4 GeV となっており、直接観測は困難である。そこで、大統一理論に予言される陽子崩壊の観測を試みているが、これまでの観測では陽子の崩壊は確認されていない。

加えて、標準模型では宇宙の約 27% を占める暗黒物質や約 68% を占める暗黒エネルギーを説明できない。これらの課題を解明するためには、標準理論を超える新たな理論枠組みの構築が必要である。

HK のような次世代の観測装置は、標準理論を超える新物理の発見に向けた重要な役割を果たすと期待されている。ニュートリノ振動の精密測定や陽子崩壊の探索を通じて、大統一理論の実証や、標準理論の限界を克服する新しい知見が得られる可能性がある。

2.2 ニュートリノ

ニュートリノは電荷を持たないレプトンであり、電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ の 3 つのフレーバーとそれぞれの反粒子が存在すると考えられている。これらのフレーバーは、それぞれ対応する荷電粒子である電子 e 、ミュー粒子 μ 、タウ粒子 τ に対応している。ニュートリノは非常に軽い質量を持つ素粒子であり、他の物質との相互作用が極めて弱い。このため、ニュートリノは「幽霊粒子」とも呼ばれ、観測や測定が非常に困難である。

1930 年、W. Pauli(1900–1958) は、 β 崩壊においてエネルギー保存則が成り立つようにニュートリノの存在を提唱した。この粒子が初めて観測されたのは 1956 年であり、F. Reines(1918–1998) と C. L. Cowan(1919–1974) が原子炉から放出されるニュートリノの検出に成功したことで、その実在が確かめられた [3]。

標準模型ではニュートリノは質量を持たないとされていたが、1998年に梶田隆章らの研究グループによってニュートリノ振動の観測が報告された[4]。ニュートリノ振動とは、1つのフレーバーのニュートリノが空間を移動する間に他のフレーバーに変化する現象である。これは質量を持つ粒子に特有の現象であり、ニュートリノに質量があることが証明された。ニュートリノ振動の発見は素粒子物理学における画期的な成果であり、SKによる観測がその鍵となった。

2.2.1 質量階層性

ニュートリノが質量を持つことが明らかになった一方で、3つのフレーバーに対応するニュートリノの質量がどのような順序関係にあるか(質量階層性)は未解決の課題である。質量差は測定されており、順階層または逆階層のどちらかに絞られている。質量階層性を明らかにすることは、ニュートリノの性質の深い理解に繋がるだけでなく、宇宙初期のニュートリノ形成やその進化過程の解明にも寄与する。現在、この課題に挑む実験として、HKやJUNO(Jiangmen Underground Neutrino Observatory)などの次世代観測プロジェクトが進められている。SKでは、順階層であることを 1.7σ の有意性で示唆しているが、未だ統計量は不足している。HKはSKに比べて大幅に統計量が増加することから、 $4-6\sigma$ の有意性で質量階層性を決定することが期待されている。

2.2.2 CP対称性

CP対称性とは、粒子とその反粒子の振る舞いが電荷(charge)反転と空間(parity)反転を適用しても変わらないという対称性である。標準模型の枠組みではCP対称性が基本的に成り立つと考えられているが、ニュートリノの振動においてはこの対称性が破れている可能性がある。

ニュートリノのCP対称性の破れは、宇宙の物質と反物質の非対称性を説明する鍵になると考えられている。現在、宇宙はほぼ物質だけで構成されており、反物質がほとんど存在しない。この不均衡の原因として、ニュートリノのCP対称性の破れが寄与している可能性がある。

実験的には、ニュートリノと反ニュートリノの振動確率の違いを高精度で測定することで、CP対称性の破れを調べることができる。2020年にはSKでの観測において、CP対称性の破れが 2σ の有意性で示唆された[5]。HKでは、10年間の観測でCP対称性の破れの大さを決める量であるCP位相角 δ_{CP} の取り得る値の60%の領域において、 5σ の有意性で $\sin \delta_{\text{CP}} = 0$ を棄却することが期待される。また、CP対称性が最大限に破れていた場合、23%の精度で値が測定可能であると考えられている。

2.3 陽子崩壊

陽子崩壊は、大統一理論における主要な予言の一つである。標準理論に基づけば、陽子は安定であり寿命が無限であると考えられる。しかし、大統一理論では、電弱相互作用と強い相互作用が極高エネルギー領域で統一される過程で、バリオン数保存則が破れることが予想され、その結果、陽子崩壊が発生するとされる。陽子崩壊は未だ観測されていない現象であるが、その検出は素粒子物理学における標準理論を超える新しい物理法則を発見する重要な手がかりとなる。

陽子崩壊が示唆される代表的な理論として、 $SU(5)$ や $SO(10)$ といった大統一群に基づくモデルが挙げられる。これらのモデルでは、陽子は中間子 (例えば π^0 や K^+) とレプトン (例えば e^+ や ν) に崩壊することが予測される。特に、 $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ や $p \rightarrow K^+ + \nu$ といった崩壊モードが検討されており、それぞれのモードに対応する寿命の下限が最新の観測から制約されている。

実験的には、SK のような大規模水チェレンコフ検出器が陽子崩壊の探索に用いられている。SK では、水分子中の陽子が崩壊する際に放出される荷電粒子が水中でチェレンコフ光を放射し、その光を PMT で検出する手法が採用されている。これまでの観測により、陽子の寿命は少なくとも 10^{34} 年を超えることが示されている。この結果は、陽子崩壊が極めて稀な現象であることを意味しており、大統一理論に対する重要な制約を与えている。

HK では、有効質量が増加し、長期的に安定した観測を行うことで、陽子崩壊の探索において更なる感度向上が期待される。また、新たな崩壊モードの検出や崩壊寿命の下限を 10^{35} 年に引き上げることを目標としている。HK の大規模観測によって陽子崩壊が検出されれば、標準理論を超える新たな物理の存在が確定的となる。逆に、陽子崩壊が検出されない場合でも、大統一理論や素粒子物理学に対する更なる制約が得られ、理論の方向性に影響を与えられとされる。

第3章 水チェレンコフ検出器と光電子増倍管

HKの水チェレンコフ検出器と、検出器で使用するPMTについて説明する。HKは、SKの後継として建設されている次世代の水チェレンコフ検出器である。SKは、これまでにニュートリノ観測や陽子崩壊探索において多くの成果を挙げており、その技術的基盤や観測手法はHKにも引き継がれている。特に、SKで行われている事前較正や事象再構成の技術はHKの高精度観測に繋がる重要な要素である。

本章では、HKを正しく理解するために、まずSKの概要とその特徴を述べる。その後、チェレンコフ光の原理を説明し、PMTがどのようにこれを検出するかを示す。さらに、SKでの事前較正や事象再構成の手法についても触れる。

3.1 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ(SK)は岐阜県飛騨市に位置する水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置であり、1996年4月から観測が行われている。図3.1に概観を示す。宇宙線ミューオンの影響を抑えるため、神岡鉱山の地下1000 mの岩盤中に設置されている。直径39.3 m、高さ41.4 mの円筒形ステンレス製タンク内に5万トンの超純水が満たされており、ニュートリノがこの水に衝突することでチェレンコフ光と呼ばれる光が生じる。この光をタンクの壁面に設置された光電子増倍管(PMT)と呼ばれる光センサで検出することで、荷電粒子のエネルギーや運動量、位置、粒子の種類などを決定することができる。チェレンコフ光については3.3節、光電子増倍管については3.4節に詳細を記述する。タンクは内水槽と外水槽に分かれており、内水槽には浜松ホトニクス株式会社製50 cm径PMT(R3600)が11129本、外水槽には浜松ホトニクス株式会社製20 cm径PMT(R1408, R5912)が1885本設置されている。

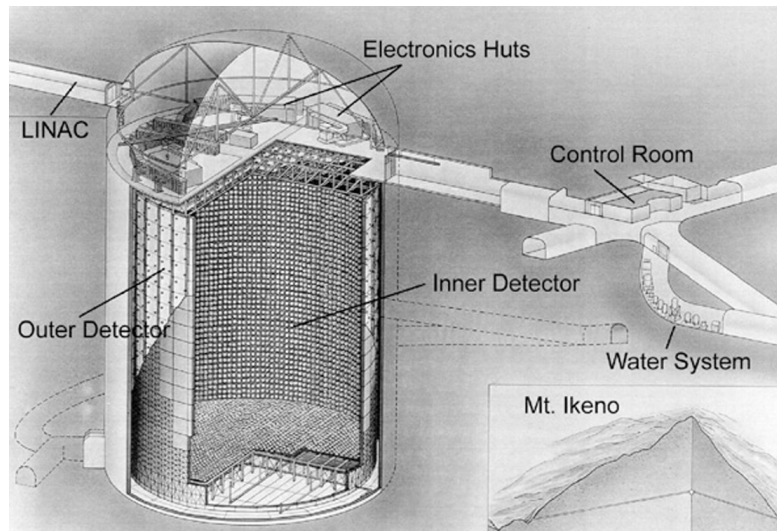


図 3.1 スーパーカミオカンデ検出器の概観 [6]

SKでの観測は、1996年の観測開始から現在までの期間において8つのフェーズに分類される。以下に各観測フェーズの特徴をまとめる。

SK-I (1996年4月–2001年7月)

観測開始から、2001年7月に不具合のあったPMTの取り換え作業が行われるまでの期間をSK-Iと呼ぶ。11146本の50 cm径PMTが内水槽に設置され、内壁の被覆率は約40%であった。エレクトロニクスはAnalog Timing Module(ATM)が使用された。主な成果として、1998年にニュートリノ振動の証拠となる観測に成功し、ニュートリノに質量が存在することが示された [4]。

SK-II (2002年10月–2005年10月)

2001年11月12日にタンク底面のPMTが破損し、その衝撃波によって他のPMTが連鎖的に破損する事故が起きた。この事故により約6割のPMTを損失した。2002年10月以降は残ったPMTに新しいPMTを加え、内水槽5182本、外水槽1885本での観測が行われた。これにより被覆率はSK-Iの約半分となる19%となった。また、PMTの連鎖的な破損を防ぐため、SK-II以降はアクリルと繊維強化プラスチックから作られた衝撃波防止ケースがPMTに取り付けられた。

SK-III (2006年7月–2008年8月)

2005年10月から2006年7月にかけて、事故で破損した内水槽PMTの取り付け作業が行われた。内水槽PMTは11129本となり、被覆率40%での観測が再開した。

SK-IV (2008 年 9 月–2018 年 5 月)

長期的に安定した観測を行うため、エレクトロニクスが ATM から QTC Based Electronics with Ethernet(QBEE) に変更された。これにより、PMT の全ての信号が取得できるようになり、中性子信号を取り出せるようになった。

SK-V (2019 年 1 月–2020 年 7 月)

タンク内の超純水にガドリニウムを添加した SK-Gd 実験を行う準備として、2018 年 6 月から 2019 年 1 月にかけてタンクの改修工事が行われた。タンク内の清掃や水漏れの補修、水循環装置の改修などが行われ、作業終了後の 2019 年 1 月から超純水での観測が継続された。

SK-VI (2020 年 7 月–2022 年 5 月)

超純水に約 13 トンの硫酸ガドリニウム八水和物 $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ を溶解した、SK-Gd 実験が開始された [8]。ガドリニウムは熱中性子捕獲断面積が大きいいため、中性子検出効率は 20% から約 50% に向上した [9]。この時期の硫酸ガドリニウム八水和物の質量濃度は 0.01% であった。

SK-VII (2022 年 6 月–2024 年 6 月)

硫酸ガドリニウム八水和物を約 26 トン溶解させ、質量濃度が 0.03% に上昇した。これにより中性子検出効率も更に向上し、約 75% となった [9]。

2023 年 10 月、11 月に一部の磁気補償コイルが故障し、同年 12 月上旬に修理が行われたが、12 月 8 日に異なるコイルの故障も確認された。SK-VII の期間である 2024 年 6 月までは、一部のコイルの電源を落とした状態での観測が続けられた。

SK-VIII (2024 年 9 月–現在)

2024 年 7 月からコイルの補修作業が行われ、2024 年から 2025 年 1 月現在まで全てのコイルを稼働させた観測が行われている。また、タンク内の水に硫酸ガドリニウム八水和物を追加し、質量濃度は約 0.06% となっている。

各観測フェーズの設定や性能を表 3.1 にまとめる。

表 3.1 スーパーカミオカンデ検出器の観測フェーズのまとめ

観測フェーズ	SK-I	SK-II	SK-III	SK-IV
観測開始	1996 年 4 月	2002 年 10 月	2006 年 7 月	2008 年 9 月
観測終了	2001 年 7 月	2005 年 10 月	2008 年 8 月	2018 年 5 月
内水槽 PMT [本]	11146	5182	11129	11129
外水槽 PMT [本]	1885	1855	1885	1885
被覆率 [%]	40	19	40	40
エレクトロニクス	ATM	ATM	ATM	QBEE
衝撃波防止ケース	なし	あり	あり	あり
$\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ 質量濃度 [%]	–	–	–	–

観測フェーズ	SK-V	SK-VI	SK-VII	SK-VIII
観測開始	2019 年 1 月	2020 年 7 月	2022 年 6 月	2024 年 9 月
観測終了	2020 年 7 月	2022 年 5 月	2024 年 6 月	–
内水槽 PMT [本]	11129	11129	11129	11129
外水槽 PMT [本]	1885	1885	1885	1885
被覆率 [%]	40	40	40	40
エレクトロニクス	QBEE	QBEE	QBEE	QBEE
衝撃波防止ケース	あり	あり	あり	あり
$\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ 質量濃度 [%]	–	0.01	0.03	0.06

3.2 ハイパーカミオカンデ

ハイパーカミオカンデ (HK) は、2027 年の実験開始に向けて岐阜県飛騨市に位置する神岡鉱山の地下 600 m に建設されている水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置である。図 3.2 に概観を示す。直径 68 m、高さ 71 m の円筒形タンクの内部は 26 万トンの超純水で満たされ、有効体積は SK の約 10 倍となる。内水槽には SK で使用されている 50 cm 径 PMT(R3600) を改良した浜松ホトニクス株式会社製 50 cm 径 PMT(R12860) が約 2 万本、外水槽には浜松ホトニクス株式会社製 8 cm 径 PMT(R14374) が 3600 本設置される予定である。また、内水槽には 8 cm 径 PMT を 19 本束ねて作られる multi-PMT も設置予定である。HK で使用する PMT の詳細は、3.4.2 節で述べる。感度が SK の PMT の 2 倍となる世界最大かつ最高感度の PMT の開発を行っており、信号のエネルギー分解能や時間分解能が大幅に改善される。これによってチェレンコフ光を測定することで、電子やミューオンを 99% 以上の精度で識別できる [10]。CP 対称性の破れの探索やニュートリノ振動パラメータの高精度測定、ニュートリノ質量の順番の決定に加えて、標準理論を超えた枠組みである大統一理論を検証する鍵となる陽子崩壊の探索を目指している。

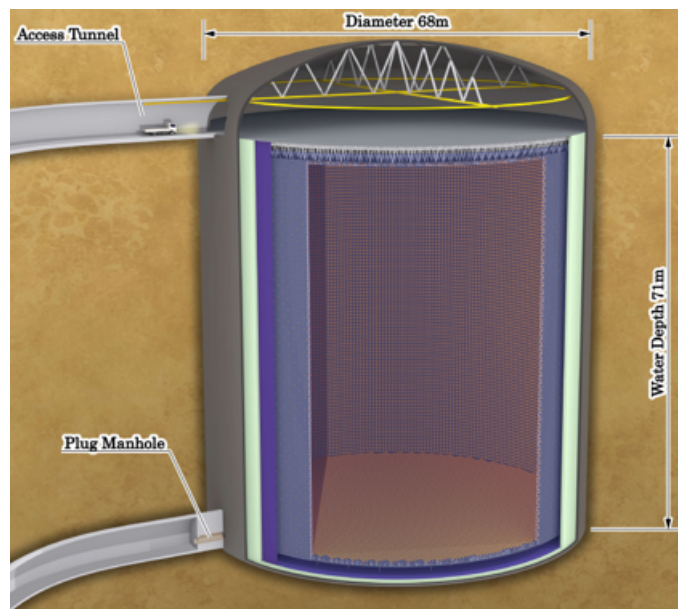


図 3.2 ハイパーカミオカンデ検出器の概観 [10]

3.3 チェレンコフ光

チェレンコフ光とは、荷電粒子が媒質内でその光速を超えて進行する際に発生する光である。ニュートリノが水に衝突すると、電子やミュー粒子などの荷電粒子が放出され、その結果としてチェレンコフ光が生成される。図 3.3 にチェレンコフ光の概念図を示す。

粒子が速度 v で進み、時間 t だけ移動した場合、その移動距離は vt で表される。図 3.4 は粒子が図の左側から入射した際のチェレンコフ放射の様子を示すものである。真空中の光速を c 、媒質の屈折率を n とした場合、電磁波の進行速度は c/n となり、その移動距離は時間 t で ct/n に相当する。粒子の速度と光速の比 $\beta = v/c$ を定義すると、電磁波の波面と荷電粒子の進行方向の間の放射角 θ は次の式で表される。

$$\cos \theta = \frac{c}{n} \cdot \frac{1}{vt} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

この式から、チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に対して円錐形で放出されることが分かる。SK や HK で使用される媒質は水であり、その屈折率 n は約 1.33 である。 $\cos \theta \leq 1$ より、式 (3.1) から $\beta \geq 1/n \simeq 0.752$ が得られる。これは、水中では荷電粒子の速度が真空中の光速の約 75.2% 以上である場合にチェレンコフ光が発生することを意味する。放射されたチェレンコフ光は、図 3.5 のようにタンク内の壁面に設置された PMT によってリング状に検出される。図 3.6 は、HK でチェレンコフ光が検出された際のイベントディスプレイのシミュレーション結果を示している。内水槽の展開図が描かれており、光を捉えた PMT の位置とその光量が色によって表されている。

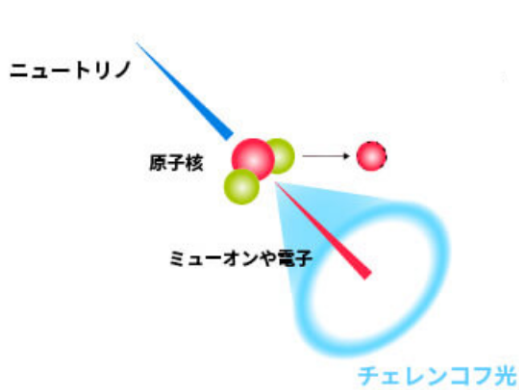


図 3.3 チェレンコフ光のイメージ図 [11]

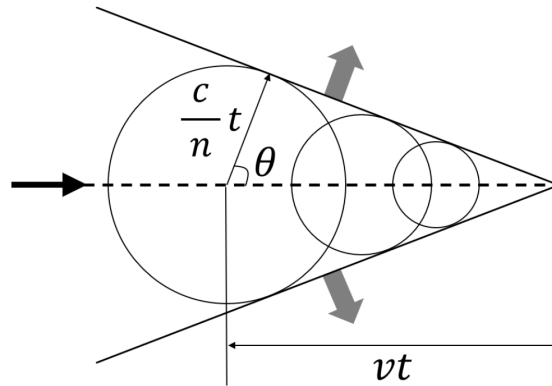


図 3.4 チェレンコフ放射の図解

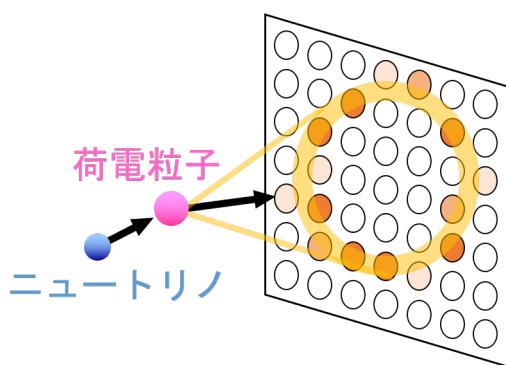


図 3.5 タンク壁面の光電子増倍管にチェレンコフ光が入射するイメージ図

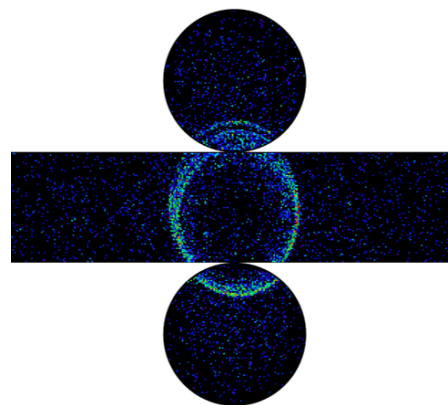


図 3.6 シミュレーションによるハイパーカミオカンデのイベントディスプレイ

波長範囲 $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ において、電子によって放出されるチェレンコフ光の単位距離あたりの光子数は次のように表される。

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (3.2)$$

ここで、 α は微細構造定数であり、電気素量 e とプランク定数 h を用いて $\alpha \equiv e^2/hc \simeq 1/137$ と定義される。式 (3.2) から、電子のエネルギーや媒質の屈折率が高いほどチェレンコフ光の光電子数が増加することが分かる [12]。さらに、式 (3.2) を波長 λ で微分すると、

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (3.3)$$

となり、光子数は λ^2 に反比例することが分かる。したがって、チェレンコフ放射の強度は図 3.7 のように表され、これからチェレンコフ光が連続したスペクトルを持ち、特に短波長の光が多く放出されることが理解できる。短波長領域の光量が多いため、PMT の短波長領域での性能把握が重要である。

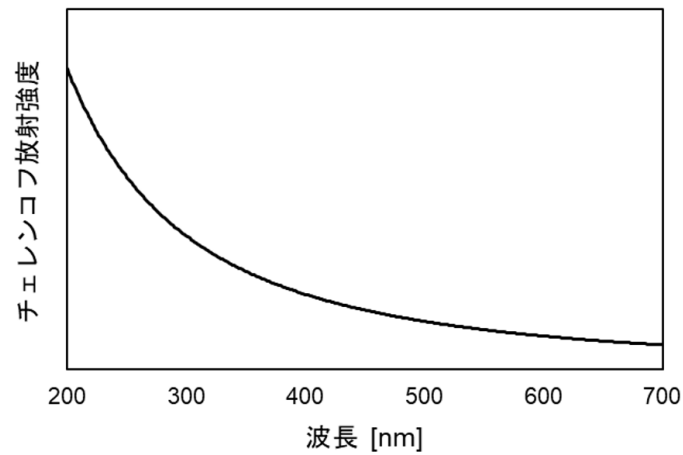


図 3.7 チェレンコフ放射強度と波長の関係

3.4 光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT) は微弱な光を検出する光センサである。一般的にはガラス管に封じられた真空管で、入射窓、光電面、集束電極、電子増倍部 (ダイノード)、陽極によって構成される。構造を図 3.8 に示す。

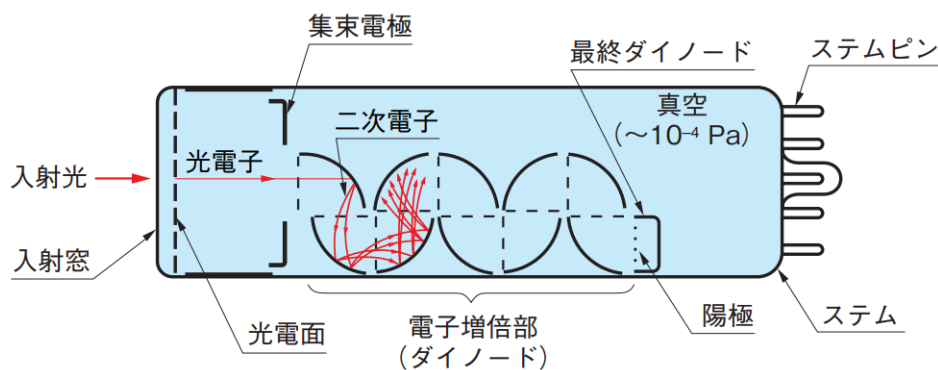


図 3.8 光電子増倍管の構造図 [13]

PMT に入射した光は、ガラス管を通過して光電面の電子にエネルギーを与え、光電子を真空中に放出する。この光電子は集束電極によって加速・収束され、第 1 ダイノードに衝突し、二次電子を放出することで電子が増倍される。二次電子は続く各ダイノードに衝突し、繰り返し二次電子を生成する。このプロセスにより、最終的に陽極から出力される電子数は元の 10^6 – 10^7 倍となる [13]。

PMT の感度は、入射窓の透過率と光電面の性質に依存する。光電面は入射窓の内側に形成された薄膜で、入射光を光電子に変換する役割を持つ。この薄膜はアルカリ金属を含

む化合物半導体で構成され、10 種類程度の光電面が一般的に使用されている。HK で用いられる PMT では、紫外線から可視光に感度を持つバイアルカリ (Sb-K-Cs) が採用されている。その他の例として、Cs-I、マルチアルカリ (Sb-Na-K-Cs)、GaAsP(Cs) などがある。例えば、Cs-I は 200 nm 以下の波長に感度があるため、真空紫外域での計測に適している。マルチアルカリ (Sb-Na-K-Cs) は 3 種類以上のアルカリ金属を用いることで、紫外から 850 nm までの広い波長域に感度を持つ。GaAsP(Cs) は、可視光領域で約 40% の高い量子効率を実現している。短波長側の限界感度は入射窓の材質により決定される。最も一般的に使用される硼硅酸ガラスは 300 nm 以下の紫外線を透過しないが、MgF₂ や石英ガラス、UV 透過ガラスなども利用可能である。

PMT の陽極感度の温度特性は波長によって異なることが知られている。図 3.9 に示すように、HK で使用されるバイアルカリ光電面では、550 nm 以下の波長で温度係数は $-0.4\%/^{\circ}\text{C}$ 程度であり、温度が 10°C 上昇すると陽極感度が約 4% 低下する。一方、長波長では温度係数が正となるため、温度上昇に伴い感度が向上する。

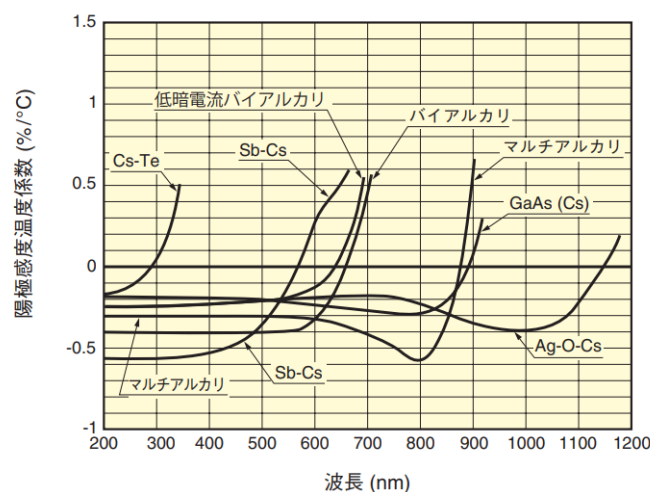


図 3.9 光電面の種類による温度係数 [13]

ダイノードには様々な種類があり、その段数や構造により性能が異なる。図 3.8 に示すボックス型ダイノードは、光電子の収集効率が高い点が特徴である。サーキュラージ型 (図 3.10) は構造がコンパクトで、優れた時間応答性を持ち、低電圧で高いゲインが得られる。ラインフォーカス型 (図 3.11) は時間分解能やパルスリニアリティ特性に優れており、応答性が高い。さらに、これらを組み合わせたボックス&ライン型 (図 3.12) やサーキュラライン型 (図 3.13) も存在する。ボックス&ライン型はボックス型よりも時間応答性や時間分解能、パルスリニアリティに優れ、ラインフォーカス型よりも電子収集効率が高い。サーキュラライン型はサーキュラージ型のコンパクトさを保持しながら、パルスリニアリティ特性が改善されている。ベネチアンブラインド型 (図 3.14) は、光電子の収集が容易であり、大口径 PMT に使用されることが多い。

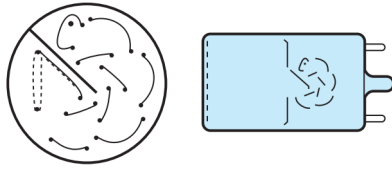


図 3.10 サーキュラケー型 [13]

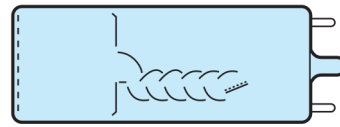


図 3.11 ラインフォーカス型 [13]

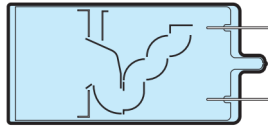


図 3.12 ボックス&ライン型 [13]

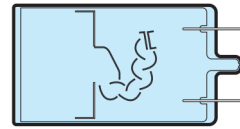


図 3.13 サーキュライン型 [13]

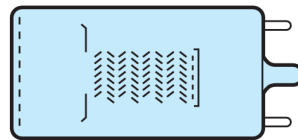


図 3.14 ベネチアンブラインド型 [13]

光電面から放出される光電子数を入射光子数で割った値は量子効率 (quantum efficiency) と呼ばれる。入射光子は光電面の価電子にエネルギーを与えるが、すべての電子が光電子として放出されるわけではなく、確率的な過程が関与する。波長が短い光子は、長波長の光子に比べて1光子あたりのエネルギーが高く、光電子放出の確率が高くなる。量子効率の測定には、性能が既知の標準光電管や光半導体素子を二次標準として使用する。これらを用いて特定波長の入射光の放射束 L_P を測定し、さらに測定対象のPMTで得られる光電流 I_K をもとに、次式で放射感度 Sk を算出する。

$$Sk = \frac{I_K}{L_P} \text{ (A/W)} \quad (3.4)$$

浜松ホトニクス株式会社では、図3.15に示した装置を用いて放射感度を測定している。光源はタングステンランプまたは重水素ランプの直流光源を使用する。分光された光をビームスプリッタによって分割し、標準フォトダイオードと50 cm 径PMTに入射する。50 cm 径PMTへの光の照射径は400 mmである。全ダイノードを短絡させて同電位にし、150 Vを印加することで光電面からの光電流を測定することができる。

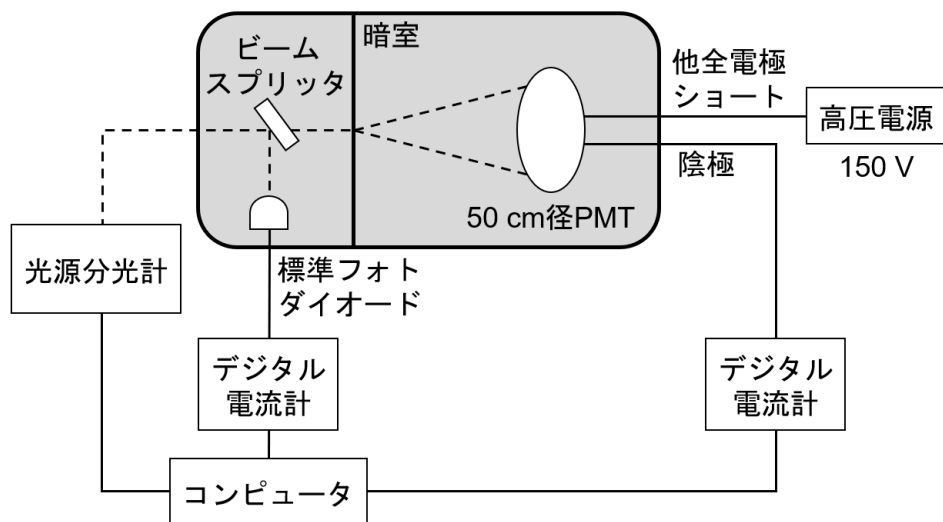


図 3.15 浜松ホトニクス株式会社の放射感度測定セットアップ概略図

また、量子効率 QE はその波長の放射感度から次式を用いて求められる。

$$QE = \frac{hc}{\lambda e} Sk = \frac{1240}{\lambda} Sk \cdot 100 (\%) \quad (3.5)$$

ここで、 h はプランク定数 (6.63×10^{-34} J·s)、 c は真空中の光速 (3.00×10^8 m·s $^{-1}$)、 e は電子の電荷 (1.60×10^{-19} C)、 λ は入射光波長 [nm] である [13]。

PMT によって検出される電荷 Q は、光子数を N とすると次式で表される。

$$Q = N \times QE \times CE \times \text{Gain} \times e \quad (3.6)$$

ここで、QE は量子効率、CE は PMT の第 1 ダイノードへの収集効率 (collection efficiency)、Gain は光電子の増幅率を意味している。第 2 ダイノード以下の収集効率は 100% と仮定している。

3.4.1 スーパーカミオカンデの光電子増倍管

SK の内水槽で使用されている、浜松ホトニクス株式会社製 50 cm 径 PMT(R3600) の概略図を図 3.16 に示す。ゲインが 10^7 倍になるよう、約 2000 V の電圧を印加して使用されている。口径 520 mm、有効領域の直径は 460 mm であり、時間分解能は 2.2 ns である。ダイノードの構造はベネチアンブラインド型 (図 3.14, 図 3.17) で、11 段で構成されている。光電面はバイアルカリ (Sb-K-Cs) が使用されており、量子効率の波長依存は図 3.18 のようになっている。量子効率のピークは約 22% である。また、第 1 ダイノードにおける光電子の収集効率は 70% 以上となっている [6]。

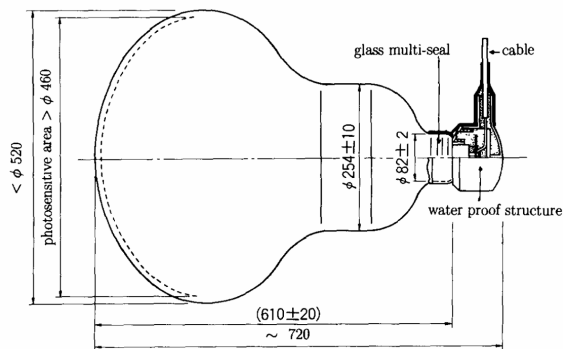


図 3.16 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の概略図 [14]

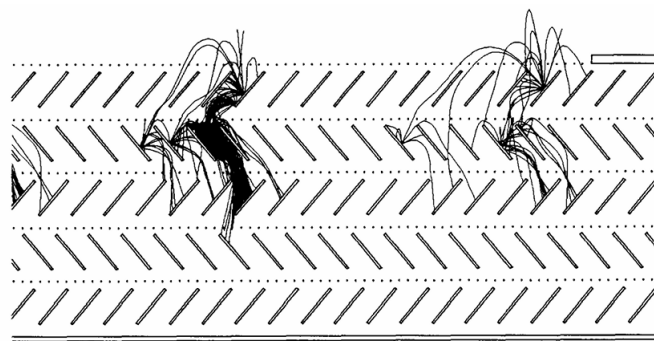


図 3.17 ベネチアンブラインド型ダイノードの電子軌道シミュレーション [14]

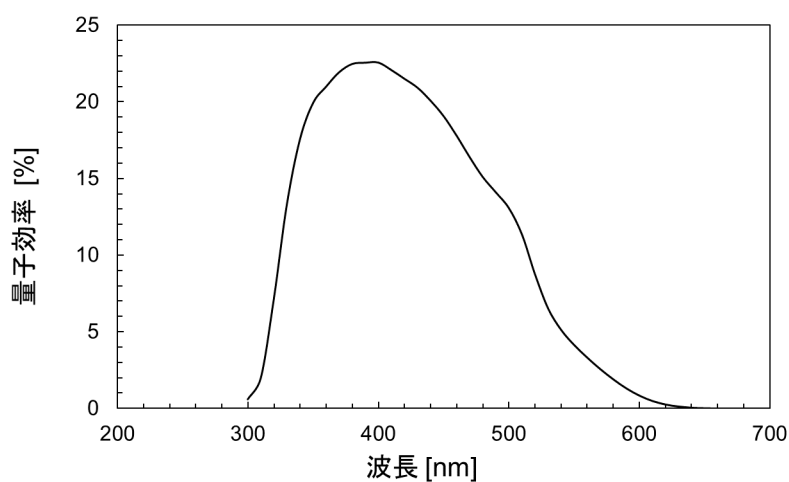


図 3.18 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の量子効率

3.1 節で述べたように、2001 年 11 月に起きた PMT の破損事故を受け、SK-II 以降では各 PMT に図 3.19 に示す衝撃波防止ケースが取り付けられた。図右側の光電面を覆う部分は透明度の高いアクリルが使用され、その透過度は波長 350 nm 以上の領域において 96%以上となっている [15]。図の左側部分は耐久性の高い繊維強化プラスチック (Fiber Reinforced Plastic) が使用されている。

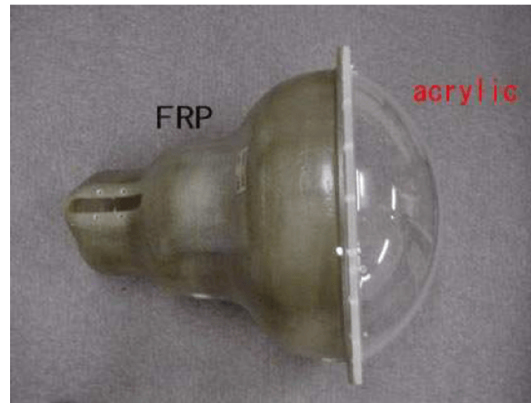


図 3.19 内水槽光電子増倍管に取り付けられた衝撃波防止ケース [15]

外水槽には 20 cm 径 PMT が使用されている。SK-I の期間中には、1991 年までアメリカで行われていた IMB(Irvine-Michigan-Brookhaven) 実験で使用していた PMT を再利用した。2001 年 11 月の事故以降は、浜松ホトニクス株式会社製 20 cm 径 PMT(R5912) も使用されている。

内水槽と外水槽はスーパーモジュールによって分けられており、内向きに 50 cm 径 PMT、外向きに 20 cm 径 PMT が設置されている。スーパーモジュールと PMT の概略図を図 3.20 に示す。スーパーモジュールのフレームは高さ 2.1 m、幅 2.8 m、厚さ 0.55 m であり、タンクの床で組み立てられた後に釣り上げて設置する。内水槽の PMT 間は反射率の低いブラックシートで覆われ、内水槽壁面での光の反射を防いでいる。外水槽の PMT 間は反射率の高いタイベックシートで覆うことで、光が内水槽に入らないようにしている。

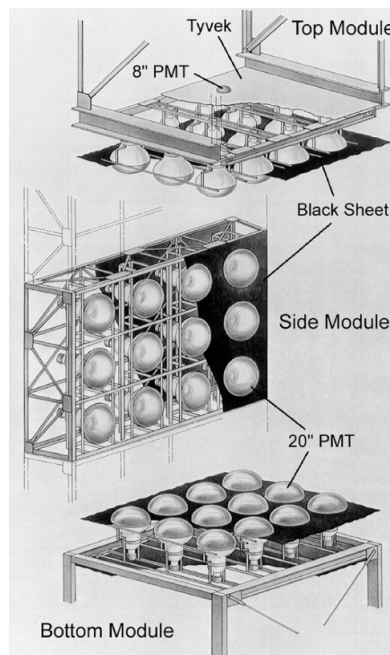


図 3.20 スーパーモジュールの概略図 [6]

3.4.2 ハイパーカミオカンデの光電子増倍管

HK の内水槽で使用予定の浜松ホトニクス株式会社製 50 cm 径 PMT(R12860) の概略図を図 3.21 に示す。形状は SK で使用されているものと似ているが、時間分解能や電荷分解能、検出効率が優れている。図 3.22 に示すベース回路に 2000 V の電圧が印加され、各ダイノードに分圧している [1]。口径 508 mm、有効領域の直径は 460 mm であり、感度波長は 300–650 nm である。光電面はバイアルカリ (Sb-K-Cs)、入射窓の材質は硼硅酸ガラスが使われている。ダイノードの構造はボックス&ライン型 (図 3.12, 3.23) で、10 段で構成されている。量子効率の波長依存を図 3.24 の実線に示す。SK の PMT の量子効率 (図 3.18) と比べて向上しており、ピークの公称値は 32% となっている。この要因の一つとして、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たことが挙げられる。さらに、短波長光の減衰に寄与する鉄 (III) イオンなどの含有量が入射窓の原材料から減り、ガラスの透過率が上がったことも量子効率の向上に繋がっている。また、ダイノード構造の変更と、ガラスの曲率と集光電極の最適化により、収集効率は 87% に達した [1]。SK の PMT と比較して、光子検出効率、時間分解能、耐水压性能がそれぞれ 2 倍に向上した。

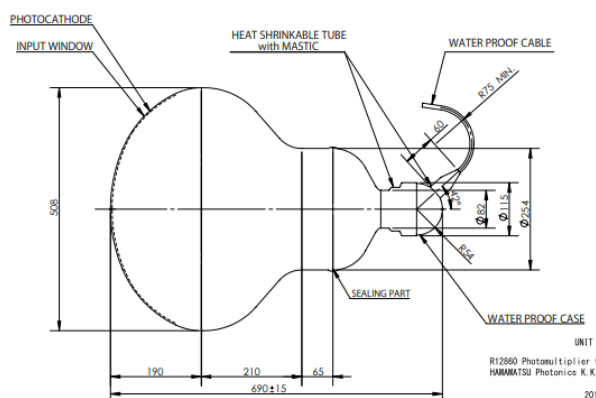


図 3.21 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の概略図 [1]

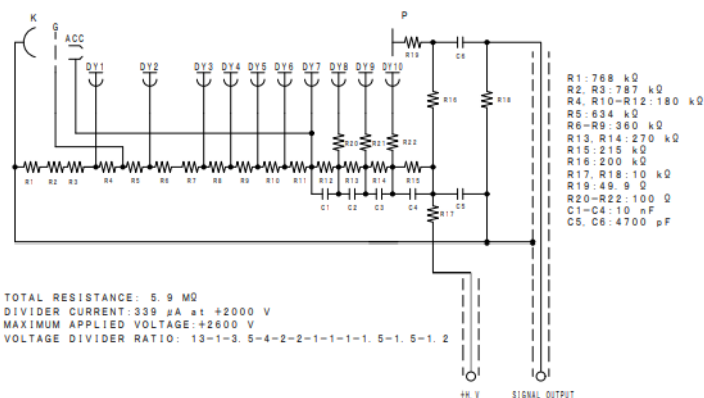


図 3.22 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) のベース回路 [1]

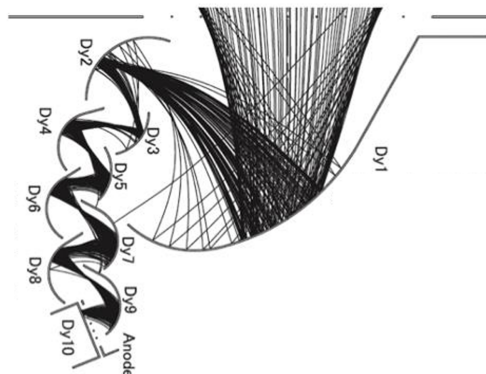


図 3.23 ボックス&ライン型ダイノードの電子軌道シミュレーション

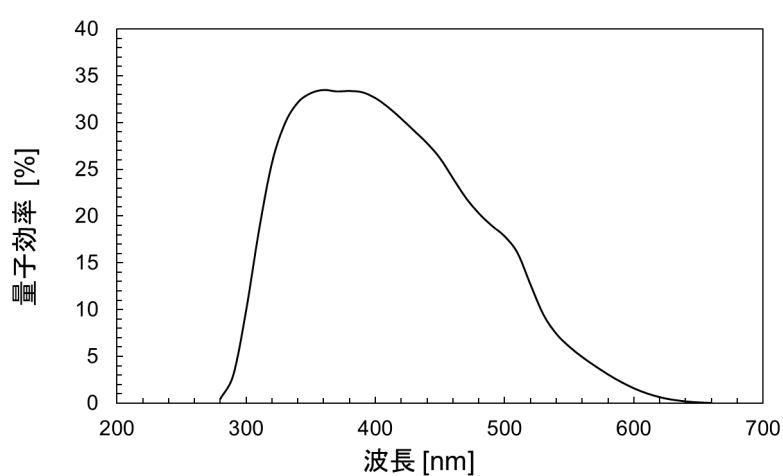


図 3.24 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の量子効率

外水槽では図 3.25 に示す浜松ホトニクス株式会社製 8 cm 径 PMT(R14374) が使用予定である。口径 80 mm、有効領域の直径は 72 mm であり、感度波長は 300–650 nm である。50 cm 径 PMT と同様に、光電面はバイアルカリ (Sb-K-Cs)、入射窓の材質は硼硅酸ガラスが使用されている。ベース回路は図 3.26 のような 10 段のダイノードで構成されたサーキュラライン型 (図 3.13) となっている。量子効率の波長依存を図 3.27 に示す。量子効率は波長 390–420 nm で最大となり、その値は約 29% である。

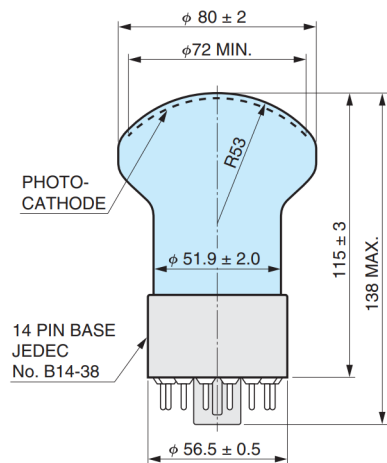


図 3.25 8 cm 径光電子増倍管 (R14374) の概略図 [16]

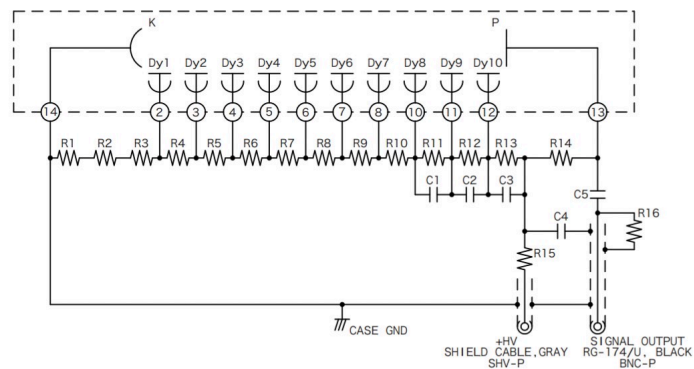


図 3.26 8 cm 径光電子増倍管 (R14374) のベース回路

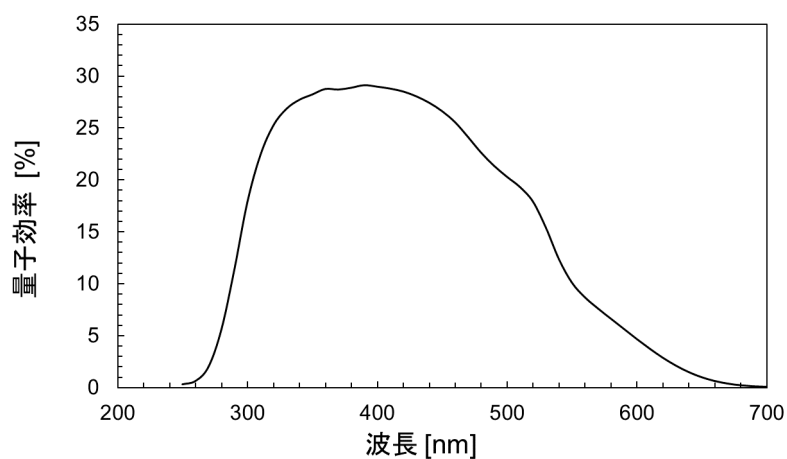


図 3.27 8 cm 径光電子増倍管 (R14374) の量子効率

また、19本の8 cm 径PMTを1つの容器に入れて密閉した光センサ(図3.28)も内水槽で使用予定である。これは multi-PMT と呼ばれ、1つのモジュールで光の到来方向を特定できることから、より詳細なイメージングが期待される。

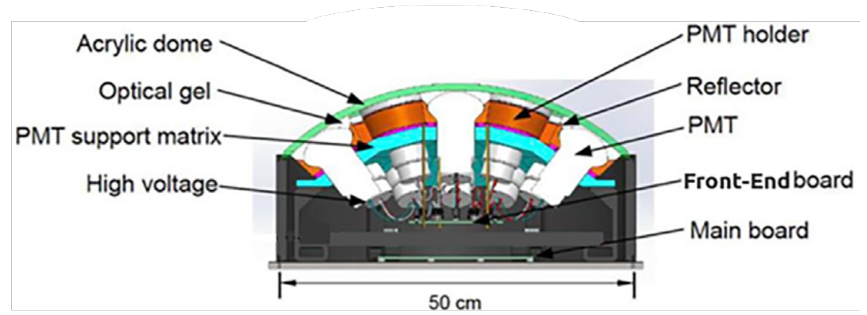
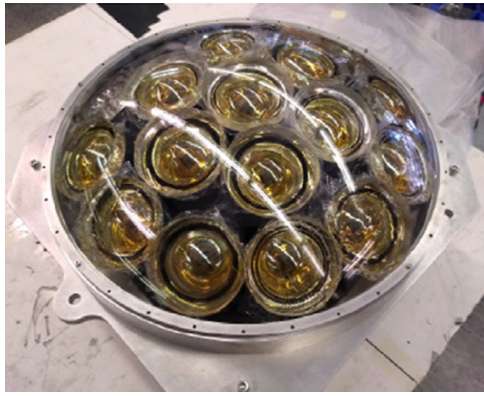


図 3.28 multi-PMT の試作品 (左) とモジュールの構造 (右)[17]

50 cm 径 PMT(R12860) と 8 cm 径 PMT(R14374) の主な特性を表 3.2 にまとめる。

表 3.2 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) と 8 cm 径光電子増倍管 (R14374) の特性 [16], [18]

パラメータ		R12860	R14374
感度波長 [nm]		300–650	300–650
最大感度波長 [nm]		420	420
入射窓材質		硼硅酸ガラス	硼硅酸ガラス
光電面	材質	バイアルカリ (Sb-K-Cs)	バイアルカリ (Sb-K-Cs)
	有効領域 [mm]	460	72
ダイノード	構造	ボックス&ライン型	サーキュラライン型
	段数	10	10
時間応答	上昇時間 [ns]	6.0	2.9
	走行時間 [ns]	95	35
	時間分解能 [ns]	2.4	1.3

3.5 スーパーカミオカンデにおける較正手法

信頼性の高いデータを取得するためには、検出器の特性や応答、水の透過率などを正確に理解することが重要となる。SKでは、PMTに印加する電圧やゲイン、量子効率、時間応答などについて較正が行われている。また、測定データをモンテカルロシミュレーションで再現するための補正パラメータも検出器較正によって決定される。ここでは、低エネルギー事象の再構成に大きな影響を与える量子効率と、水の透過率の測定方法について述べる。

3.5.1 量子効率

PMT の量子効率には個体差があるため、エネルギーの再構成を精度良く行うためには相対的な量子効率を調べる必要がある。光量が小さい場合には観測されるヒットレートは PMT の量子効率に比例することから、各 PMT で観測されたヒット数と到達すると予測される光子数の比を算出した。測定には図 3.29, 3.30 に示した Ni/Cf 線源が使用された。酸化ニッケル NiO の粉末を 35%混ぜ込んだポリエチレンの樹脂を 18 cm 径の球状に固め、その中心にカリフォルニウム ^{252}Cf を入れて、上下の穴を真鍮のロッドでふさいだ構造をしている。 ^{252}Cf は半減期が 2.65 年であり、そのうちの 96.9%が α 崩壊し、残りの 3.1%は自発核分裂をする。自発核分裂の際、エネルギーが 2.1 MeV の中性子を平均 3.76 個と、合計エネルギーが 8 MeV の γ 線を平均 10.8 本放出する。放出された中性子はポリエチレン中の陽子と弾性散乱を繰り返してエネルギーを失い、熱化する。熱化した中性子が Ni 原子核に捕獲されることによって、球体の外部に γ 線が放出される。線源が球状であるため、 γ 線は等方的に放出される。放出された γ 線が電子-陽電子対生成やコンプトン散乱を起こすことによって水中の電子にエネルギーを与え、チェレンコフ光が発生する。PMT に入射する光子数は最大で 1 個程度であり、量子効率の測定に適している。



図 3.29 Ni/Cf 線源 [19]

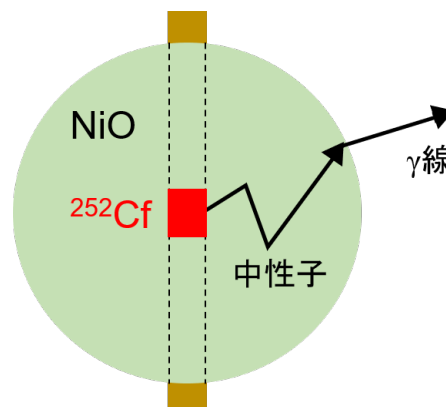


図 3.30 Ni/Cf 線源の模式図

この線源を内水槽の中心に設置し、測定が行われた。測定中はタンク内の水を対流させ、水質の上下非対称性の影響を抑えている。

図 3.31 は、PMT のヒットレートと位置の関係を示している。縦軸はヒット数、横軸はタンク中心からの距離に相当しており、中心からの距離が遠い場所では光の反射の影響を受けてヒットレートが大きくなっていることが分かる。ここでのヒット数は、次式によって補正されている。

$$N_{obs}(i) \times R(i)^2/a(\theta(i)) \quad (3.7)$$

ここで、 i は各 PMT を表すラベルであり、 $R(i)$ は線源から PMT までの距離、 $a(\theta(i))$ は

PMT への入射角 $\theta(i)$ に対する光電面の有感面積の関数を表す。さらに、隣接する PMT の表面からの反射や水の散乱と吸収などに由来する位置依存性はモンテカルロシミュレーションによって補正された。これらを考慮すると、PMT の量子効率に依存する差のみが残るため、相対的な量子効率を得ることができる。

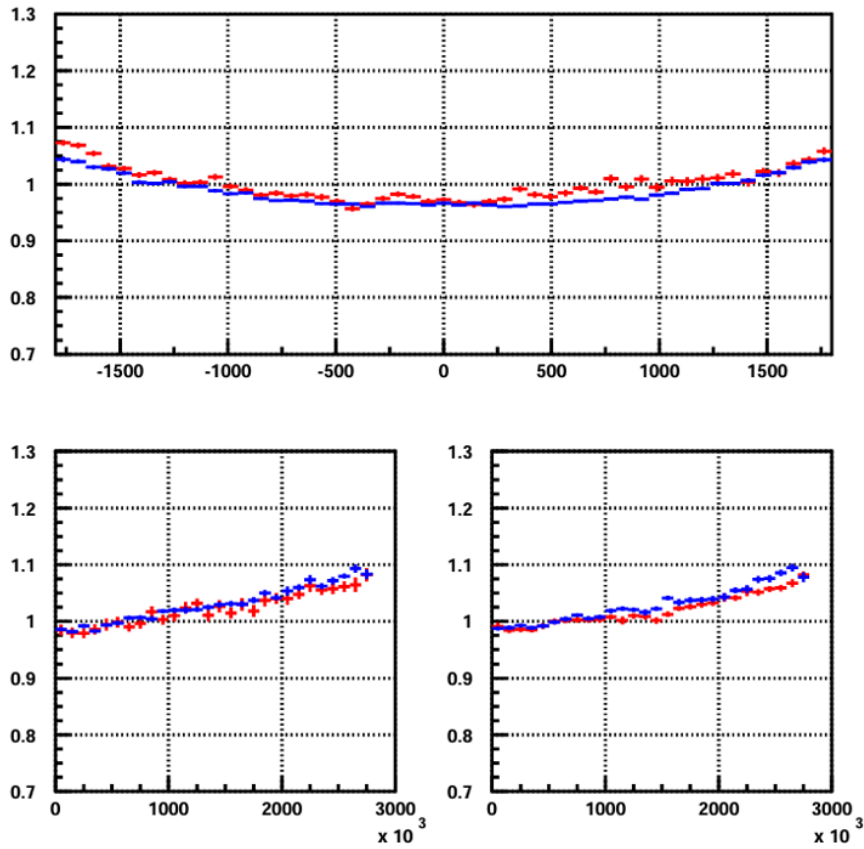


図 3.31 光電子増倍管のヒットレートの位置依存性 [19]。縦軸は全 PMT の平均値で正規化したヒット数。上の図はタンク側面に設置された PMT を表し、横軸はタンク中心を 0 としたときの PMT の高さ [cm] を示す。左下の図はタンク上面、右下の図はタンク底面に設置された PMT の結果であり、横軸は中心からの距離の 2 乗 [cm²] となっている。赤い線がデータ、青い線がモンテカルロシミュレーションを示している。

3.5.2 水の透過率

光路長を l 、減衰長を $L(\lambda)$ とすると、水中での光の減衰は $\exp(-l/L(\lambda))$ と表される。モンテカルロシミュレーションでは、 $L(\lambda)$ は次式で定義されている。

$$L(\lambda) = \frac{1}{\alpha_{\text{abs}}(\lambda) + \alpha_{\text{sym}}(\lambda) + \alpha_{\text{asy}}(\lambda)} \quad (3.8)$$

ここで、 α_{abs} 、 α_{sym} 、 α_{asy} は吸収、対称散乱、非対称散乱の減衰係数である。 α_{sym} はレイリー散乱とミー散乱の対称成分の導入、 α_{asy} はミー散乱の前方散乱成分の導入のために使

用される。これらの減衰係数は、次式でシミュレーションに導入されている。

$$\alpha_{\text{abs}}(\lambda) = P_0 \times \left\{ \frac{P_1}{\lambda^4} + P_2 \times \left(\frac{\lambda}{500} \right)^{P_3} \right\} \quad (3.9)$$

$$\alpha_{\text{sym}}(\lambda) = \frac{P_4}{\lambda^4} \times \left(1.0 + \frac{P_5}{\lambda^2} \right) \quad (3.10)$$

$$\alpha_{\text{asy}}(\lambda) = P_6 \times \left\{ 1.0 + \frac{P_7}{\lambda^4} \times (\lambda - P_8)^2 \right\} \quad (3.11)$$

この9つのパラメータ P を決定するため、5つの波長 (337, 375, 405, 445, 473 nm) のレーザー光をSKのタンク上部から真下方向へ入射し、PMTのヒット時間を測定した。測定の概略図を図3.32に示す。タンク側面はB1–B5の5つに分類して測定される。図3.33は、データ (黒) とシミュレーション (赤) のヒット時間分布である。青線で囲まれた2つの領域は、左側が散乱光子によるピークで、減衰係数の決定に使用される。右側の領域は、PMTやブラックシートで反射した光子によって生じたピークであると考えられる。減衰係数は、9つのパラメータを変動させながら作成したモンテカルロシミュレーションでのヒット時間分布とデータでのヒット時間分布を比較し、 χ^2 が最小となるようにパラメータが決定される。

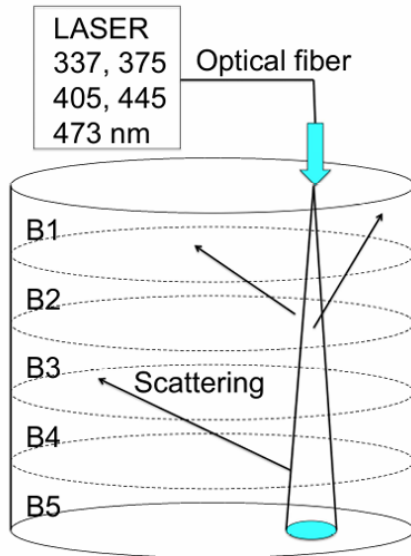


図 3.32 透過率測定の概略図 [19]

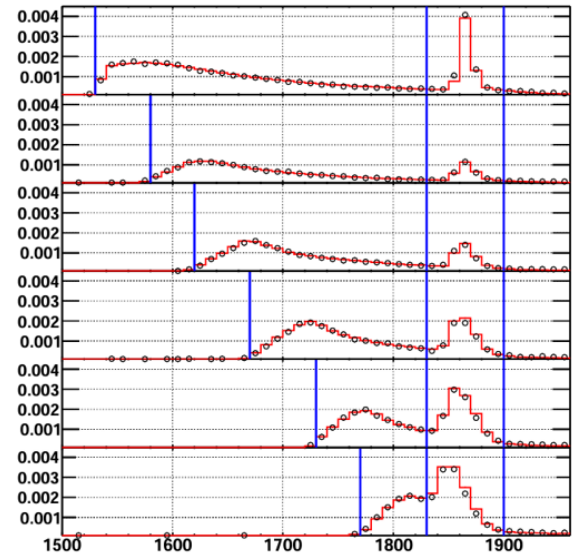


図 3.33 波長 405 nm のレーザー光によるヒット時間分布 [19]。横軸は時間 [ns] を示し、黒丸がデータ、赤線がモンテカルロシミュレーションでの時間分布を表す。上から順に、図3.32に示した、タンク上面、B1、B2、B3、B4、B5の領域における結果となっている。

3.6 スーパーカミオカンデでの事象再構成

SK における物理解析には、対象に応じた事象再構成が行われる。ここでは、数十 MeV 以下の低エネルギー事象に対する、位置、方向、エネルギーの再構成手法について述べる。

3.6.1 位置再構成

PMT の検出時間を利用して位置の再構成が行われる。SK のタンク上部に設置された LINAC と呼ばれる電子の線形加速器を用いて、既知のタイミングで信号を発生させるキャリブレーションを行うことで、式 (3.12) に示す検出器ヒットタイミングの尤度関数を決めることができる [20]。

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, t_0) = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \log P(\tau_i) \quad (3.12)$$

$$\tau_i = t_i - t_{tof,i} - t_0 \quad (3.13)$$

ここで、 $\mathbf{x}$ は事象発生座標、 t_0 は事象発生時間を意味し、 t_i は PMT のヒット時間、 t_{tof} は事象発生点から PMT までの通過時間 (time-of-flight) を表す。 $P(\tau_i)$ は確率密度関数であり、式 (3.12) の尤度関数が最大になるような事象発生座標を再構成する。実際に LINAC のキャリブレーションから得た確率密度関数の分布を図 3.34 に示す。2 番目と 3 番目に見られるピークは PMT のレイトパルスによって生じたものである。

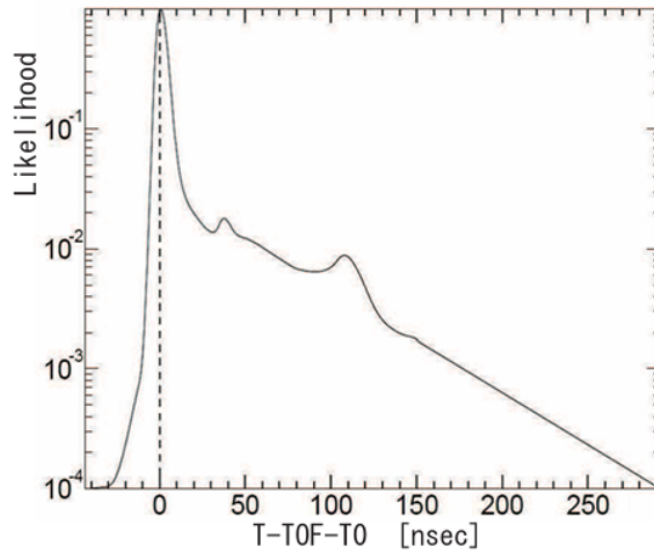


図 3.34 LINAC のデータでの確率密度関数 $P(\tau_i)$ [20]

3.6.2 方向再構成

チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に対して一定のチェレンコフ角で放射されることから、方向の再構成ではチェレンコフ角が利用される。式 (3.14) に示す尤度が最大となるような粒子方向 $\mathbf{d}$ を決定する [20]。

$$\mathcal{L}(\mathbf{d}) = \sum_i^{N_{20}} \log(f_{dir}(\cos \theta_{dir,i}, E))_i \times \frac{\cos \theta_i}{a(\theta_i)} \quad (3.14)$$

N_{20} は TOF を引いた後の 20 ns 間の PMT の最大ヒット数、 f_{dir} は角度に関する確率密度関数、 $\theta_{dir,i}$ は再構成座標から i 番目の PMT への方向と粒子方向 $\mathbf{d}$ のなす角、 E は粒子のエネルギー、 θ_i は PMT への光子の入射角、 $a(\theta_i)$ は入射角 θ_i に対する光電面の有感面積の関数を表す。 f_{dir} の角度とエネルギーに対する分布を図 3.35 に示す。この図では、各エネルギーのピークが 1 にスケールされている。また、 $a(\theta_i)$ の分布を図 3.36 に示す。これより、光子の入射角が大きくなるほど検出確率が低下することが分かる。

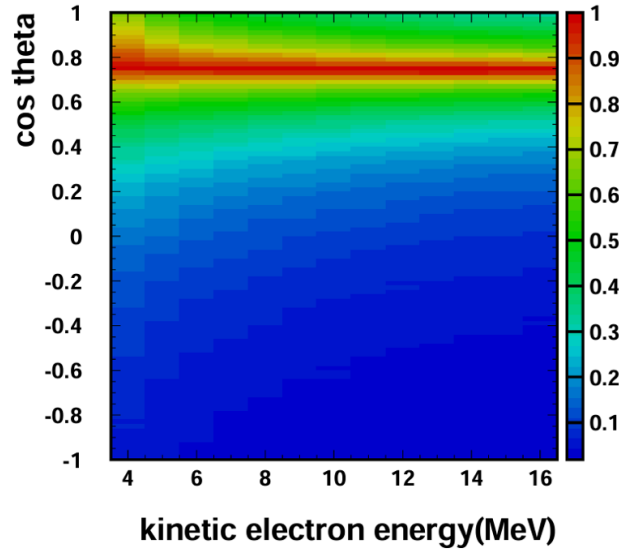


図 3.35 チェレンコフ角に関する確率密度関数 f_{dir} [20]

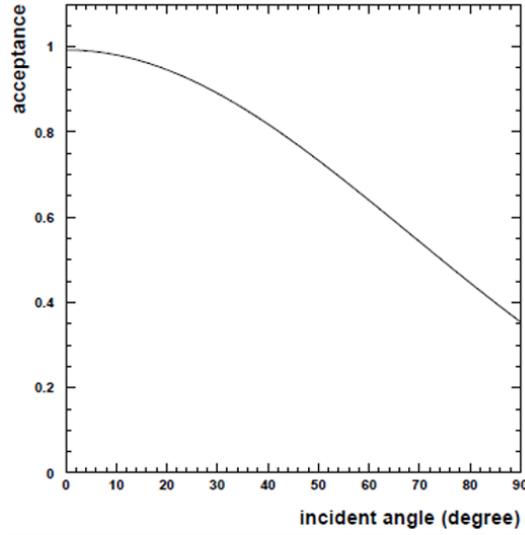


図 3.36 $a(\theta_i)$ の入射角依存 [20]

3.6.3 エネルギー再構成

粒子のエネルギーはチェレンコフ光の光量によって再構成される。低エネルギー事象ではほとんどの信号が1光電子信号であるため、PMTのヒット数がエネルギーに比例する。再構成されるエネルギーに有効なPMTヒット数は N_{eff} と呼ばれ、式(3.15)で表される[20]。これは、事象発生点や事象方向、不具合のあるPMT、水質、各PMTの量子効率などに依存しないヒット数である。

$$N_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^{N_{50}} \left[(X_i + \epsilon_{\text{tail}} - \epsilon_{\text{dark}}) \times \frac{N_{\text{all}}}{N_{\text{normal}}} \times \frac{1}{S(\theta_i, \phi_i)} \times \exp\left(\frac{r_i}{\lambda_{\text{run}}}\right) \times \frac{1}{QE_i} \right] \quad (3.15)$$

この式のパラメータを以下に示す。

- N_{50} : 50 ns 間の時間幅に含まれるヒット数。
- X_i : 複数光電子ヒットの補正。
- ϵ_{tail} : 反射や散乱によって遅延したヒットの補正。
- ϵ_{dark} : PMT のダークノイズによるヒットの補正。
- $N_{\text{all}}/N_{\text{normal}}$: 不具合のある PMT の補正。
- $S(\theta_i, \phi_i)$: 光電面被覆の補正。角度 (θ_i, ϕ_i) における有効光電面面積を意味する。
- $\exp(r_i/\lambda_{\text{run}})$: 水の透過率の補正。 r_i は再構成座標から i 番目の PMT までの距離、 λ_{run} は水の減衰長。

- QE_i : PMT の量子効率。

シミュレーションによって得られたエネルギーと N_{eff} の関数によってエネルギーに換算することで、PMT のヒット数を利用したエネルギー再構成が可能となる。データとシミュレーションの差異は LINAC の結果を用いて補正している。

第4章 光電子増倍管の検出効率評価

PMT の量子効率には個体差がある。HK で使用予定の 50 cm 径 PMT(R12860)142 本の測定結果では、量子効率のピーク値の平均は 31.1%であり、最大値は 34.2%、最小値は 29.0%と最大 5.2%の差が見られた。個体差が大きいことから、量子効率のキャリブレーションが重要となる。

また、PMT の量子効率や水中での光量減衰率は波長依存性を持つため、HK への設置前に波長感受特性を測定することが検出精度の向上に繋がる。SK では一部の PMT のみで事前に量子効率を測定したため、相対的な量子効率をタンク内で測定しており、波長依存性は考慮されていない。

さらに、量子効率は温度変化の影響を受け、有感波長域内でその変化が波長ごとに異なる可能性が示されている。PMT の製造会社である浜松ホトニクスによって室温での量子効率が測定されているが、HK 内の予想水温は 14 °C と異なる環境にあるため、複数の温度条件で量子効率を測定し、その温度依存性を調べる必要がある。

本研究では HK で使用予定の 50 cm 径 PMT(R12860) と SK で使用されている 50 cm 径 PMT(R3600) を用いて測定を行った。本章では、量子効率の波長と温度の依存特性やその要因について述べる。ここで、検出効率とは量子効率 QE と収集効率 CE の積を表し、PMT に入射した光子が光電面で光電子に変換され、第 1 ダイノードに到達する確率を意味している。

4.1 量子効率の温度・波長依存性

4.1.1 セットアップ

量子効率が既知の PMT をリファレンスとして用いることで、相対的に量子効率を測定した。装置の全体像を図 4.1 と図 4.2 に示す。測定対象としたのは 50 cm 径 PMT(R12860, R3600) であり、光電子増倍管モジュール (H11901P-113) をリファレンスとして使用した。2 分岐の光ファイバを用いて 2 つの PMT に光を照射し、電荷デジタル変換器 (Charge-to-Digital Converter: QDC) で電荷を測定した。光源はキセノンフラッシュランプを使用し、この光をモノクロメータで分光することで、任意の波長で量子効率を測定することができる。本測定では 280–650 nm での量子効率を測定した。

また、量子効率の温度依存性を見るため、50 cm 径 PMT は図 4.3, 4.5 のように恒温槽

内に設置した。恒温槽の内壁には磁気シールドと暗幕を貼り付けることで磁場を 80 mG 以下にした。R12860 の測定では、ミューメタルシールドも使用した。また、恒温槽内に除湿剤を置き、入射窓の結露を防いだ。図 4.4, 4.6 のように、PMT の入射窓の中心に光ファイバを取り付けて光を入射し、その付近に温度計を固定することで入射窓の温度を記録しながら、5, 14, 25, 35 °C の 4 つの温度で量子効率を測定した。室温である 25 °C と HK の予想水温である 14 °C に加えて、さらに低温、高温での挙動を見るため 5 °C と 35 °C を選んだ。

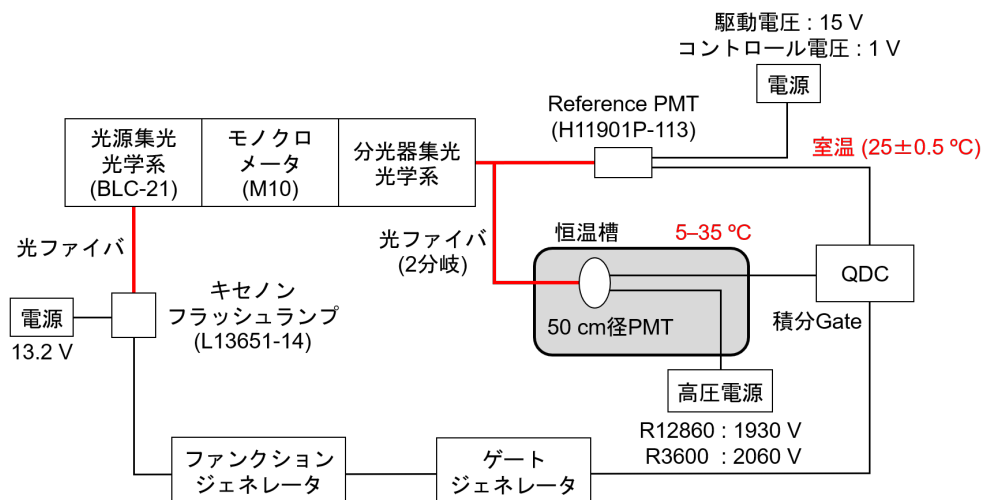


図 4.1 50 cm 径光電子増倍管の量子効率測定セットアップ概略図

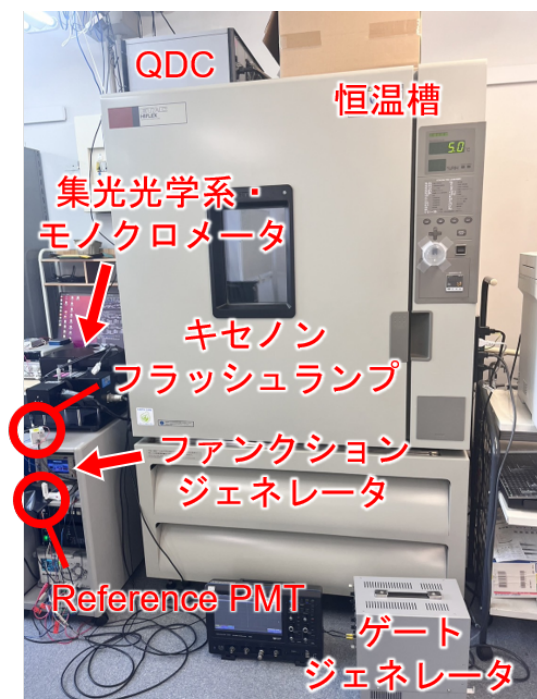


図 4.2 50 cm 径光電子増倍管の量子効率測定セットアップ



図 4.3 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R12860)



図 4.4 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の入射窓



図 4.5 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R3600)



図 4.6 恒温槽に設置した 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の入射窓

光電子増倍管

浜松ホトニクス株式会社製 50 cm 径 PMT を 2 種類使用した。HK で使用予定の R12860 (製造番号: EA2575) と SK で使用されている R3600 (製造番号: CD9029) の 2 つである。R12860 (製造番号: EA2575) の室温での量子効率 は浜松ホトニクス株式会社によって測定されている (図 4.7)。本測定では R12860 に 1930 V、R3600 に 2060 V を印加することで、 1×10^7 Gain を得た。高圧電源は、松定プレジジョン株式会社製光電子増倍管用高圧電源 (HPMR-3P)

を用いた。また、光を入射した光電面の中心部の厚みを日本ソナテスト株式会社製超音波厚さ計 (TM-8812C) を用いて測定したところ、R12860 は 4.16 mm、R3600 は 4.69 mm であった。

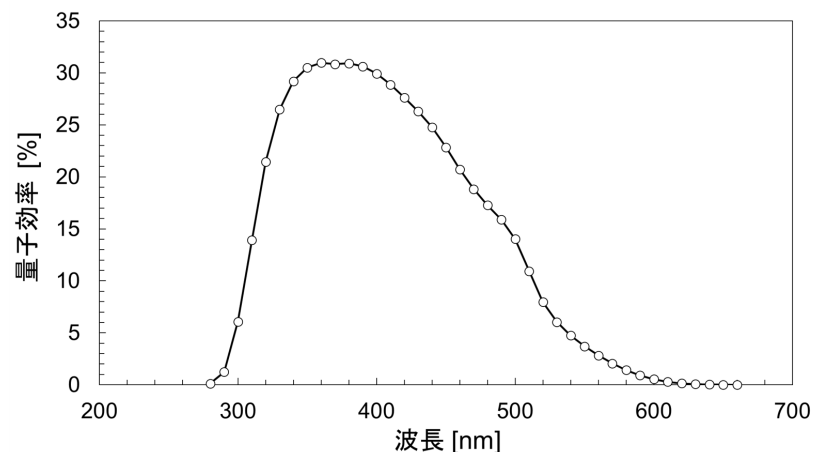


図 4.7 浜松ホトニクス株式会社によって測定された 50 cm 径光電子増倍管 R12860(製造番号:EA2575) の量子効率

量子効率の参照用として、図 4.8 に示す浜松ホトニクス株式会社製光電子増倍管モジュール (H11901P-04, H11901P-113) を使用した。製造番号はそれぞれ K4270001, K4250001 である。有効領域の直径は 8 mm であり、感度波長は H11901P-04 が 185–870 nm、H11901P-113 が 185–700 nm となっている [21]。入射窓材質は UV ガラスで、光電面は H11901P-04 ではスーパーバイアルカリ、H11901P-113 ではマルチアルカリ (Sb-Na-K-Cs) が使用されている。ダイノード構造はどちらも図 4.9 に示したメタルチャンネル型であり、高い収集効率を持つ。FC/PC コネクタによって光ファイバが接続できる。電源は、RIGOL 社のプログラマブル直流電源 (DP832) と浜松ホトニクス株式会社の光電子増倍管モジュール用電源 (C7169) を使用した。コントロール電圧を 0.25–1.8 V で与えて、ゲインを調節できる。本研究では約 2×10^6 Gain が得られる 1.0 V に設定した。この光電子増倍管モジュールの量子効率は浜松ホトニクス株式会社によって測定されている (図 4.10) ため、これを既知の値として 50 cm 径 PMT の量子効率を求めた。



図 4.8 光電子増倍管モジュール
(H11901P-04)

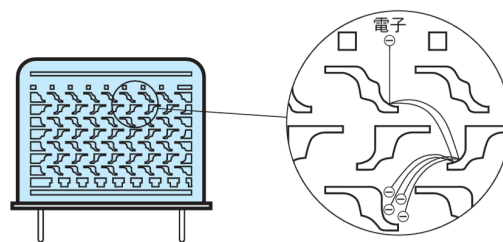


図 4.9 メタルチャンネル型ダイノード
[13]

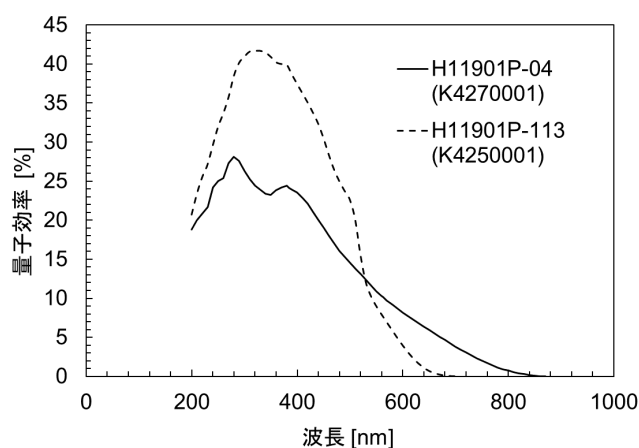


図 4.10 使用した光電子増倍管モジュールの量子効率

キセノンフラッシュランプ

図 4.11 に示す浜松ホトニクス株式会社の 2 W キセノンフラッシュランプモジュール (L13651-14) を使用した。発光波長範囲は 185–2500 nm と、広い波長帯域で放射照度を持つ (図 4.12 の赤線)。4.75–5.5 V または 10.8–13.2 V の入力電源を供給した状態で発光パルス信号を入力すると点灯し、数百 ns 程度のパルス幅で発光できる。電源は RIGOL 社のプログラマブル直流電源を使用して 13.2 V を印加し、トリガはファンクションジェネレータで周波数 1250 Hz、パルス幅 10 μ s、電圧 3.0 V のパルス波を入力した。



図 4.11 2 W キセノンフラッシュランプ
モジュール (L13651-14)

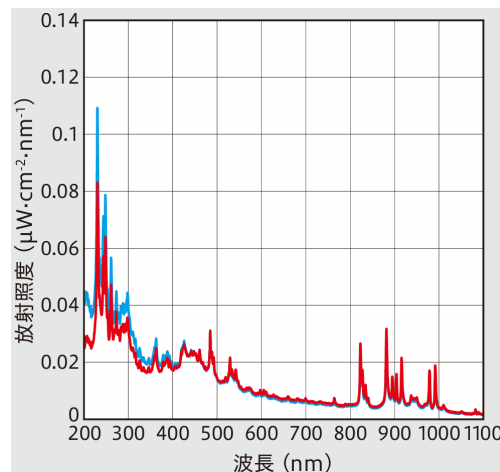


図 4.12 キセノンフラッシュランプのス
ペクトル (赤線)[22]

分光器・集光光学系

キセノンフラッシュランプの光を分光するため、分光計器株式会社製の光源集光光学系 (BLC-21)、モノクロメータ (M-10)、分光器集光光学系を使用した。図 4.13 は実際に使用した光学系であり、図 4.14 はそれぞれの内部の様子である。図 4.14 の左上から光ファイバで光源を入射し、集光、分光された光が更に集光され、図の右上から照射される。

光源集光光学系では、入射した光が平面鏡と球面鏡を介して集光される。光源からの発散光を集光し、効率的に分光器の入射スリットに導入することができる。

モノクロメータは光源から特定の波長の光を取り出す装置であり、回折格子を交換すれば、200 nm–25 μm の波長範囲で利用できる。波長精度は ± 1.0 nm となっている。このモノクロメータは非対称型変形ツェルニ・ターナ光学配置を採用しており、多重回折による迷光を除去している。入射した光はコリメータ鏡 (球面鏡)、平面鏡、回折格子、カメラ鏡 (球面鏡) を介して出射される。波長に応じた高次光カットフィルタが設置されており、390–680 nm の光を出射する際はフィルタを使用した。入出射スリットは幅 0–4 mm、読み取り最小目盛 0.01 mm で開閉でき、光量を調節できる。

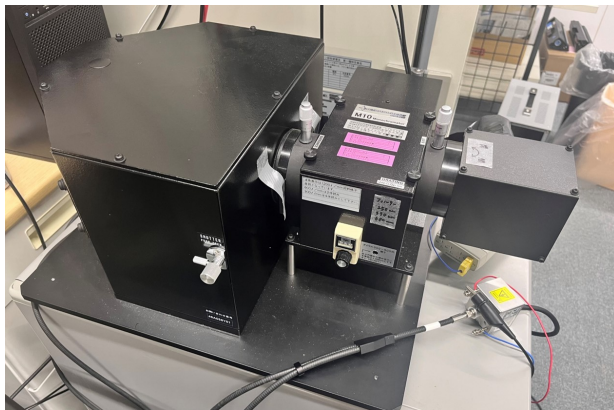


図 4.13 分光器と集光光学系

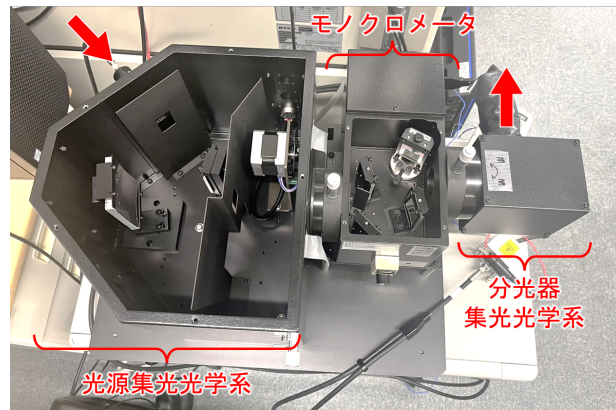


図 4.14 分光器と集光光学系の内部

電荷デジタル変換器 (QDC)

QDCは入力信号の電荷量をデジタル値に変換する計測機器である。本研究では、CAEN社製の8 CH DUAL RANGE QDC(V965A)を使用した。V965Aは8つのチャンネルを持ち、複数の検出器からの信号を同時に処理することができる。積分範囲は入力したゲートによって決まるため、本研究ではキセノンフラッシュランプが点灯したタイミングで電荷を測定するようにゲートを入力した。ゲートはファンクションジェネレータで生成したパルス波を、ゲートジェネレータに入力し作成した。ゲートジェネレータでは、ゲートの幅を変更したり遅らせたりすることができる。

光ファイバ

Thorlabs社製の高OHファイババンドルを使用した。キセノンフラッシュランプと光源集光光学系の間はBFY1000HS02、分光器集光光学系と50 cm径PMT、Reference PMTの間はBFY200HF2を用いた。それぞれの図面を図4.15, 4.16に示す。コア径はBFY1000HS02が1000 μm 、BFY200HF2が200 μm であり、どちらも波長300–1200 nmで利用できる。キセノンフラッシュランプの光量を保てるよう、コア径が大きいものを使用した。

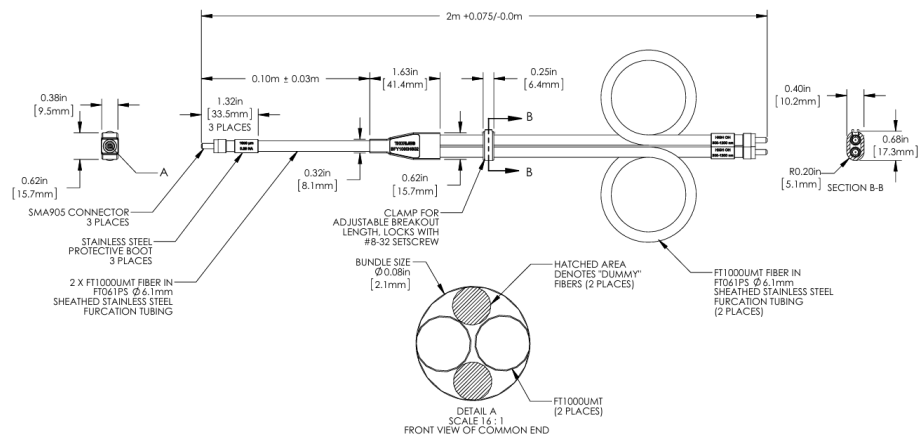


図 4.15 高 OH ファイババンドル (BFY1000HS02)[23]

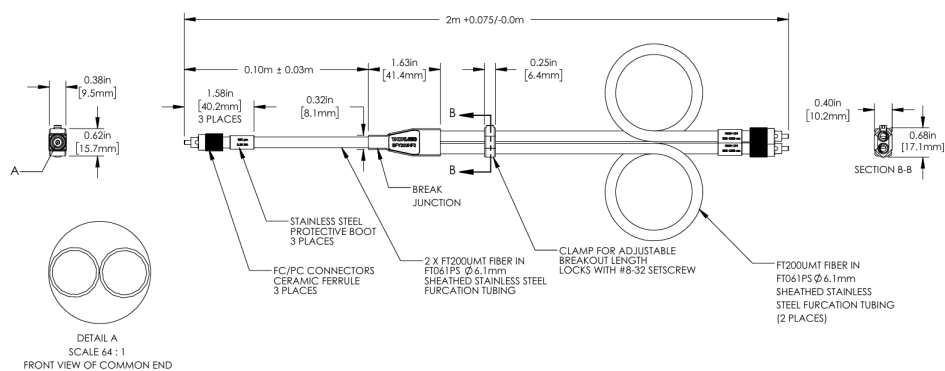


図 4.16 高 OH ファイババンドル (BFY200HF2)[24]

恒温槽

50 cm 径 PMT の温度を変化させるため、楠本化成株式会社エタック事業部の温度試験器 HIFLEX α (FL424C) を使用した。恒温槽内の寸法は幅 700 mm、高さ 950 mm、奥行き 700 mm であり、内容量は 465 L となっている。温度は $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ から $+100\text{ }^{\circ}\text{C}$ の範囲で $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ 刻みに設定することができ、温度分布は $\pm 0.3\text{ }^{\circ}\text{C}$ である。恒温槽の左側面には $100 \times 30\text{ mm}$ の角型ケーブル孔が 2 つあり、シリコン栓を使用して信号線や光ファイバなどを通すことができる。測定時には恒温槽内に光が入らないよう、暗幕とビニールテープでケーブル孔全体を覆った。

PMT は 100 mG 以下の環境で動作するよう設計されている。磁場の影響を抑えるため、恒温槽の内壁に磁気シールドを貼った (図 4.17) 後、暗幕を貼り付けた (図 4.18)。ただし、冷風または温風の排出部および排水用の穴には貼り付けていない。これにより、恒温槽内の磁場は 80 mG 以下に抑えられた。



図 4.17 磁気シールドを貼り付けた恒温槽内部



図 4.18 磁気シールドの上から暗幕を貼り付けた恒温槽内部

4.1.2 測定方法

50 cm 径 PMT と Reference PMT の 2 つの電荷を測定し、Reference PMT の既知の量子効率を利用することで 50 cm 径 PMT の量子効率を求める。

式 (3.6) より、測定した 50 cm 径 PMT と Reference PMT の電荷 Q は次式で表される。

$$Q_{50\text{PMT}} = N \times QE_{50\text{PMT}} \times CE_{50\text{PMT}} \times \text{Gain}_{50\text{PMT}} \times e \quad (4.1)$$

$$Q_{\text{ref}} = N \times QE_{\text{ref}} \times CE_{\text{ref}} \times \text{Gain}_{\text{ref}} \times e \quad (4.2)$$

N は光子数、 QE は量子効率、 CE は収集効率である。Gain は光電子の増幅率であり、 $\text{Gain}_{50\text{PMT}} = 1 \times 10^7$ 、 $\text{Gain}_{\text{ref}} = 2 \times 10^6$ とした。Gain は温度に依存しないとし、50 cm 径 PMT の温度に依らず一定の値を用いている。Gain の温度依存性測定については、4.3 節で述べる。ここで、2 つの PMT には 2 分岐の光ファイバを使用して光を入射しているため、光子数 N は等しくなる。

ここまで、量子効率を測定すると述べてきたが、実際の測定では量子効率 QE と収集効率 CE の積が測定される。よって、今後は $QE \times CE$ を検出効率として使用する。式 (4.1) と式 (4.2) の比を取った式を移項することで、式 (4.3) を得ることができる。

$$\begin{aligned} \frac{Q_{50\text{PMT}}}{Q_{\text{ref}}} &= \frac{N \times QE_{50\text{PMT}} \times CE_{50\text{PMT}} \times \text{Gain}_{50\text{PMT}} \times e}{N \times QE_{\text{ref}} \times CE_{\text{ref}} \times \text{Gain}_{\text{ref}} \times e} \\ QE_{50\text{PMT}} \times CE_{50\text{PMT}} &= \frac{Q_{50\text{PMT}}}{\text{Gain}_{50\text{PMT}}} \times \frac{\text{Gain}_{\text{ref}}}{Q_{\text{ref}}} \times QE_{\text{ref}} \times CE_{\text{ref}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Reference PMT の収集効率 CE_{ref} は 1 として近似した。Gain と QE_{ref} は既知であるため、2 つの PMT の電荷が分かれば検出効率を求めることができる。

次に電荷の測定方法について説明する。図 4.19 は、25 °C において波長 400 nm の光を入射した際の PMT と QDC のゲートをオシロスコープに入力した波形である。チャネル

ル1(黄色)がReference PMT、チャンネル2(赤)が50 cm 径PMT、チャンネル3(水色)がファンクションジェネレータとゲートジェネレータで生成したQDCの積分ゲートの出力である。横軸は500 ns/div、縦軸はチャンネル1と2が500 mV/div、チャンネル3が200 mV/divとなっている。ゲートの幅は1 μ sとした。また、各波長において、50 cm 径PMTの波形の高さが2 V程度になるようにモノクロメータの出射スリットによって光量を調節した。QDCのサチュレーションを防ぐため、それぞれのPMT出力信号に40 dBのアッテネータを付けてQDCに入力した。このような条件で各波長10000 イベント取得した。



図 4.19 波長 400 nm の光を入射した際のオシロスコープの波形

QDCで測定した結果は、ペDESTALと呼ばれる光が点灯していないときのノイズも含まれているため、電荷を求める際は測定したゲート幅でのペDESTALを引く必要がある。ペDESTALは入射する光の波長や光量、周囲の温度などによって変化する可能性があるため、一定の値ではなく、各測定でのペDESTALを適用する。本測定では、信号を入力していないQDCのチャンネルの電荷からペDESTALを推定する方法を利用した。

QDCの信号を入力していないチャンネルと、入力しているチャンネルの電荷の相関を得るため、波長や温度を変えながら光源が点灯していないときの電荷を10000 イベントずつ取得した。図 4.20, 4.21 は、横軸はどちらも信号を入力していないQDCのチャンネル(ch2)の電荷であり、縦軸はReference PMTの信号を入力したQDCのチャンネル(ch1)と50 cm 径PMTの信号を入力したQDCのチャンネル(ch3)の電荷として40点の結果をプロットし、近似直線を引いた図である。これらの関数を利用することで、光源を点灯させた測定の際にも信号を入力していないチャンネル(ch2)の電荷からペDESTALを補正することができる。

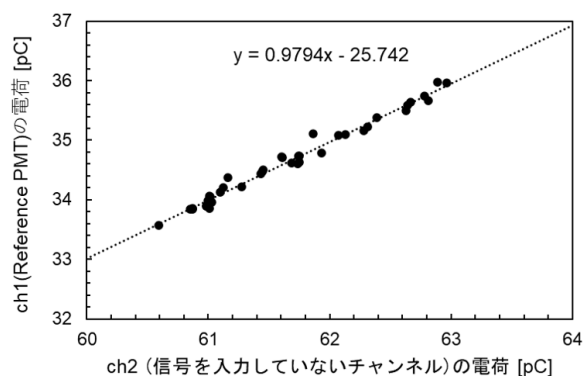


図 4.20 Reference 光電子増倍管のペDESTAL補正関数

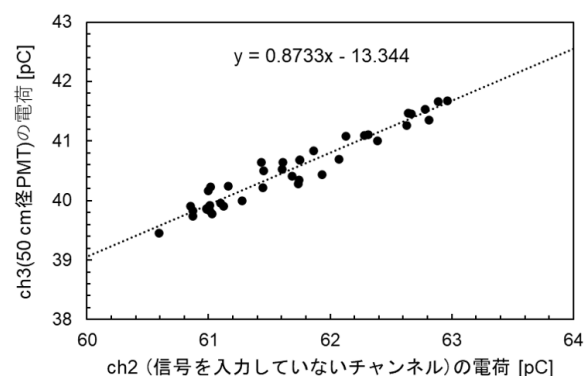


図 4.21 50 cm 径光電子増倍管のペDESTAL補正関数

このようにして、測定結果から補正したペDESTALを引いたあとの電荷分布は図 4.22, 4.23 のようになる。横軸が電荷、縦軸がイベント数を表す。これらは、図 4.19 に示した波形における電荷で、温度は 25 °C、波長は 400 nm での結果である。このヒストグラムをガウス関数でフィッティングしたものが図の赤線であり、このガウス関数の平均値を電荷として使用した。この図の場合、それぞれの電荷は Reference PMT が (30.24 ± 0.02) pC、50 cm 径 PMT が (94.49 ± 0.05) pC と求まった。

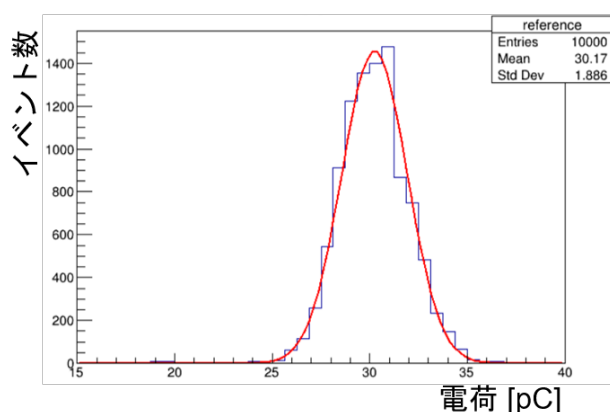


図 4.22 Reference 光電子増倍管における電荷分布のガウスフィット

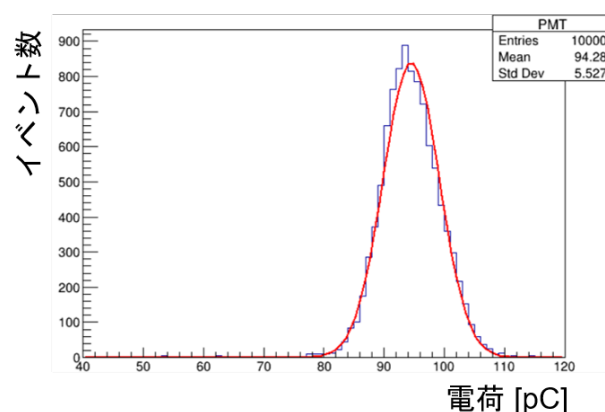


図 4.23 50 cm 径光電子増倍管における電荷分布のガウスフィット

本研究では、5, 14, 25, 35 °C の 4 つの温度で測定を行った。恒温槽の設定温度ではなく、50 cm 径 PMT の入射窓に固定した温度計が測定したい温度を示すように設定した。温度を変更する際は、入射窓のみでなく光電面やダイノードも含めた PMT 全体の温度を均一にするため、少なくとも 12 時間以上温度が保たれていることを確認した後に測定を行った。また、Reference PMT にも温度計を固定し、室温の 25 °C 前後に保たれるようにした。

4.1.3 測定結果

5, 14, 25, 35 °C の4つの温度で測定した 50 cm 径 PMT(R12860, 製造番号:EA2575) の検出効率の結果を図 4.24 に示す。横軸は波長、縦軸は検出効率であり、折れ線グラフとして表示した。

浜松ホトニクス株式会社が室温で測定したこの PMT の量子効率 (図 4.7) と似た波長依存が得られたことから、パルス光を用いて検出効率の波長依存性を測定することができた。図 4.25 に浜松ホトニクス株式会社が測定した 50 cm 径 PMT(R12860, 製造番号:EA2575) の量子効率と、本測定で得た同 PMT の 25 °C での検出効率を重ねたグラフを示す。浜松ホトニクス株式会社の測定結果を見ると、量子効率は波長 360 nm で最大値 31.0%を取っている。本測定では、波長 360 nm で最大値 25.8%となっており、浜松ホトニクス株式会社の結果よりも低い値となっているが、これは本測定で得られた値が量子効率と収集効率の積であることに依存する。この詳細は 4.1.4 節で述べる。

図 4.24 から分かるように、温度が上がると検出効率は減少する傾向が見られた。これは入射窓のガラスの透過率の低下が要因の1つであると考えられる。ガラスの透過率の温度依存については 4.4 節で検討し、検出効率の温度依存性と比較する。

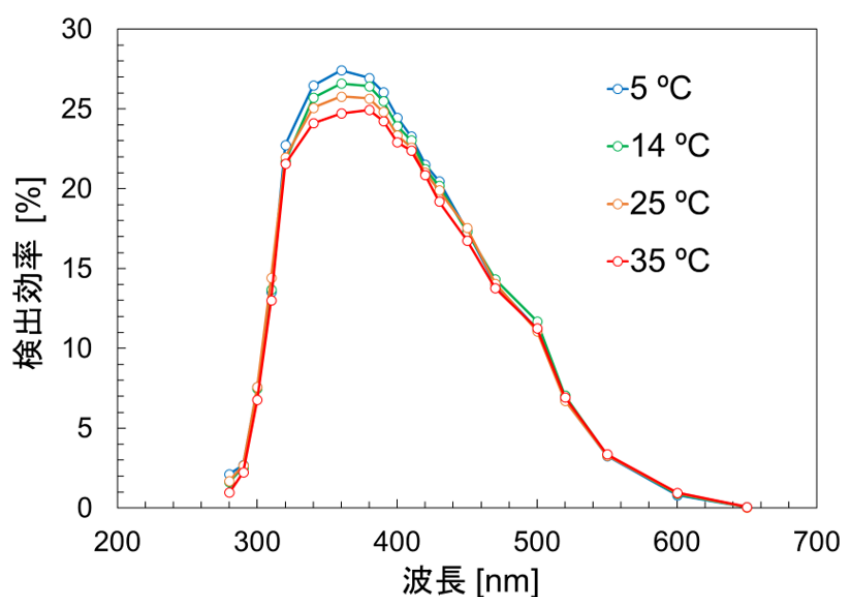


図 4.24 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の検出効率の波長・温度依存性

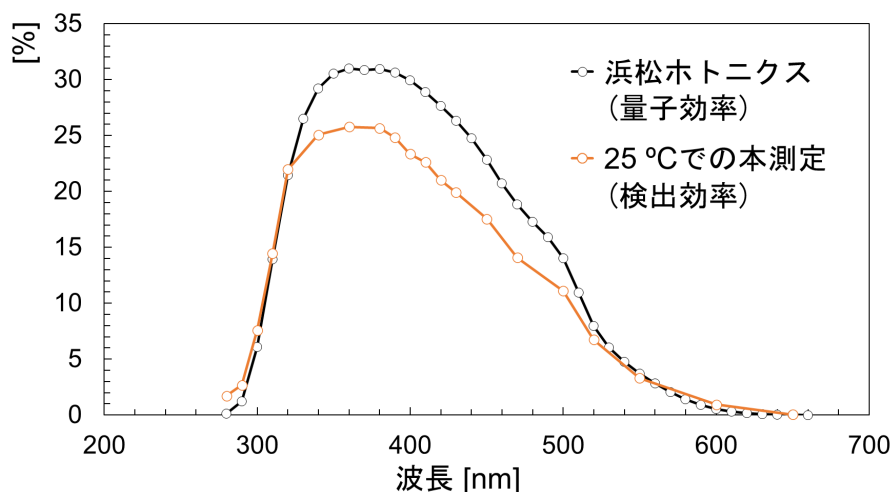


図 4.25 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の 25 °C での測定した検出効率と浜松ホトニクス株式会社が測定した量子効率の比較 (同じ個体)

次に、5, 14, 25, 35 °C の 4 つの温度で測定した 50 cm 径 PMT (R3600, 製造番号: CD9029) の検出効率の結果を図 4.26 に示す。先程と同様に、横軸は波長、縦軸は検出効率であり、折れ線グラフとして表示した。

R3600 においても、温度が上がるにつれて検出効率は減少する傾向が見られた。この個体の量子効率は浜松ホトニクス株式会社によって測定されていないが、図 3.18 に示した典型的な R3600 の量子効率と本測定を比較した図を図 4.27 に示す。短波長側において本測定での結果の方が高い値を取っている理由は、入射窓の鉄 (III) イオンの含有量が下がったためである。波長 380 nm 以降では 2 つの結果はおよそ一致している。しかし、本測定では量子効率に 70% 程度の収集効率を掛け合わせた値である検出効率が求まっているため、量子効率は浜松ホトニクスの結果よりも高くなってしまふ。この原因の一つは、ゲインの値のずれであると考えられる。本測定では PMT に 2060 V を印加し、ゲインは 1×10^7 として計算している。この値は測定されてから時間が経っており、実際のゲインは 1×10^7 よりも高くなっているため、量子効率の値が大きくなってしまっていると考ええる。より具体的には、ゲインが 1.43×10^7 程度であると仮定すれば、浜松ホトニクス株式会社の測定結果と一致する。

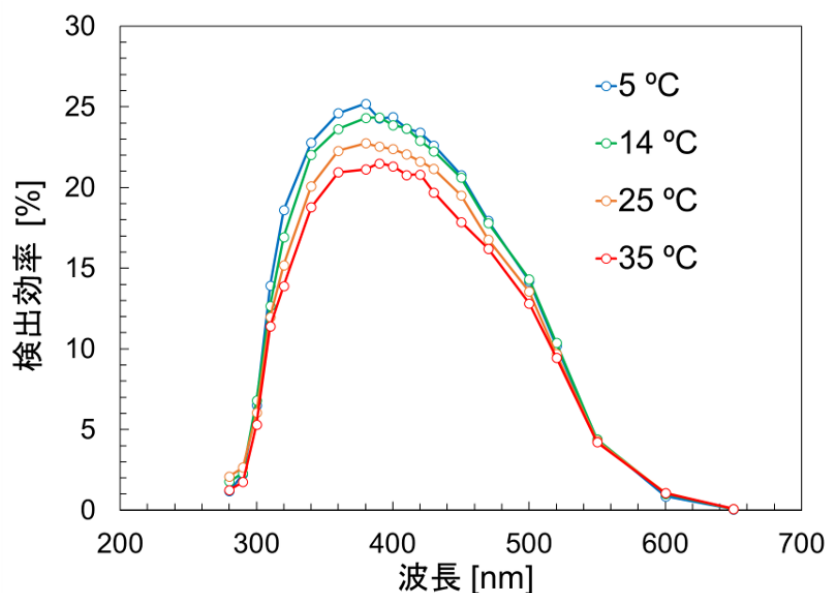


図 4.26 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の検出効率の波長・温度依存性

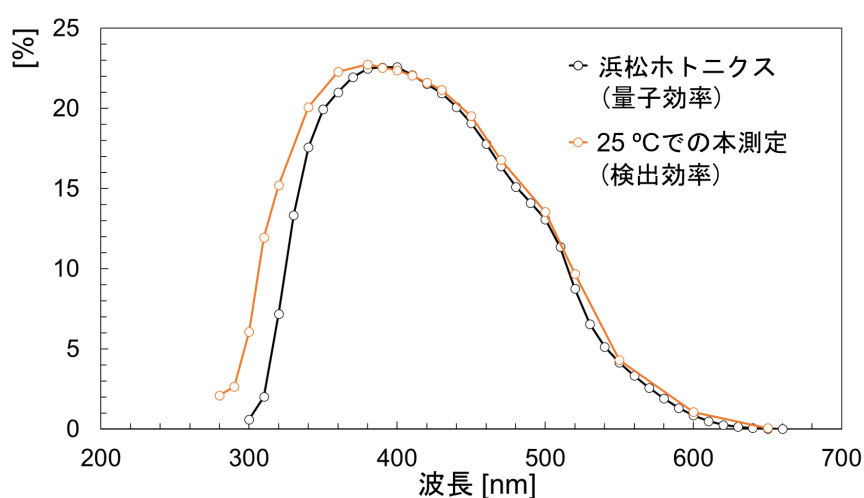


図 4.27 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の 25 °C での測定した検出効率と浜松ホトニクス株式会社が測定した量子効率の比較 (異なる個体)

4.1.4 考察

図 4.24 に示した 50 cm 径 PMT(R12860) の検出効率の温度依存について、各波長での検出効率 DE を 25 °C での検出効率 $DE_{25^{\circ}\text{C}}$ で割った相対的な検出効率の温度依存性を図 4.28 に示す。この図より、検出効率の温度依存は波長によって異なり、波長が長くなると検出効率の変化は緩やかになることが分かる。例えば、14 °C の検出効率は 25 °C に比べて波長 340 nm では 2.5% 高く、波長 430 nm では 1.4% 高い結果となった。

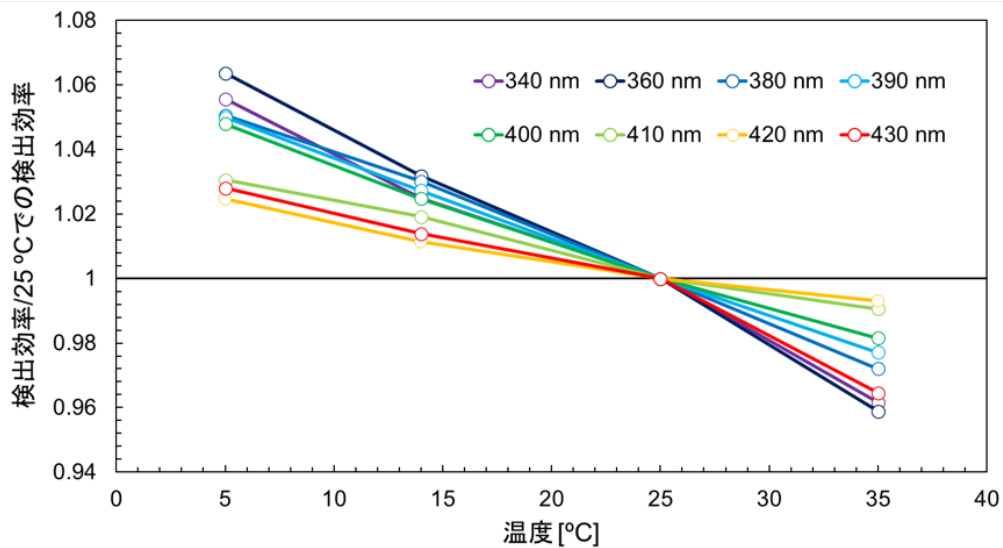


図 4.28 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の相対検出効率

また、検出効率の温度変化の線形モデルを仮定し、温度 T と検出効率 DE の関係を次式で仮定する。

$$DE(T) = DE_{25^{\circ}\text{C}} \times \{1 + k(T - 25)\} \quad (4.4)$$

ここで、 k は 25°C を基準にした変化率を意味しており、次式で求められる。

$$k = \frac{DE(T) - DE_{25^{\circ}\text{C}}}{DE_{25^{\circ}\text{C}} \times (T - 25)} \quad (4.5)$$

この値を、各波長で 5, 14, 35 $^{\circ}\text{C}$ の 3 つの結果から求め、平均を取った値を図 4.29 に示す。

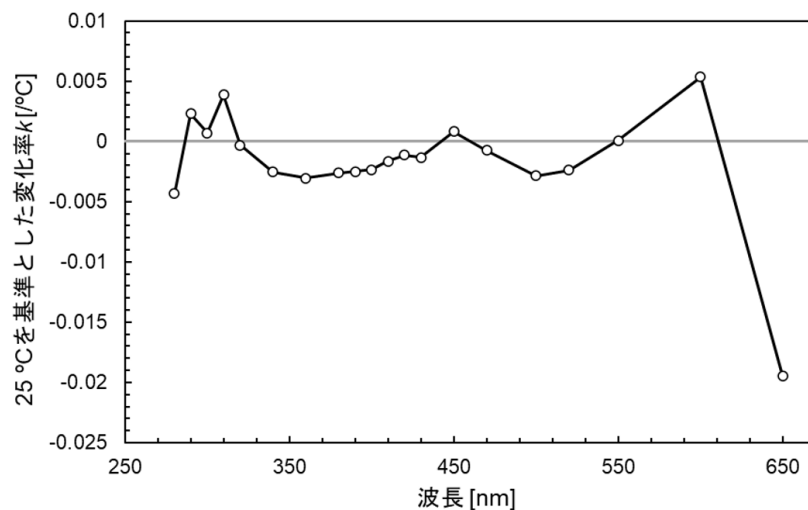


図 4.29 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の検出効率の 25°C からの変化率

図 4.26 に示した 50 cm 径 PMT(R3600) の検出効率の温度依存についても同様の図を作成した。図 4.30 と図 4.31 に示す。

R12860 と同様の結果が得られているが、変化は R12860 よりも大きくなっていることが分かる。14 °C の検出効率は 25 °C に比べて波長 340 nm では 9.7% 高く、波長 430 nm では 4.2% 高い結果となった。

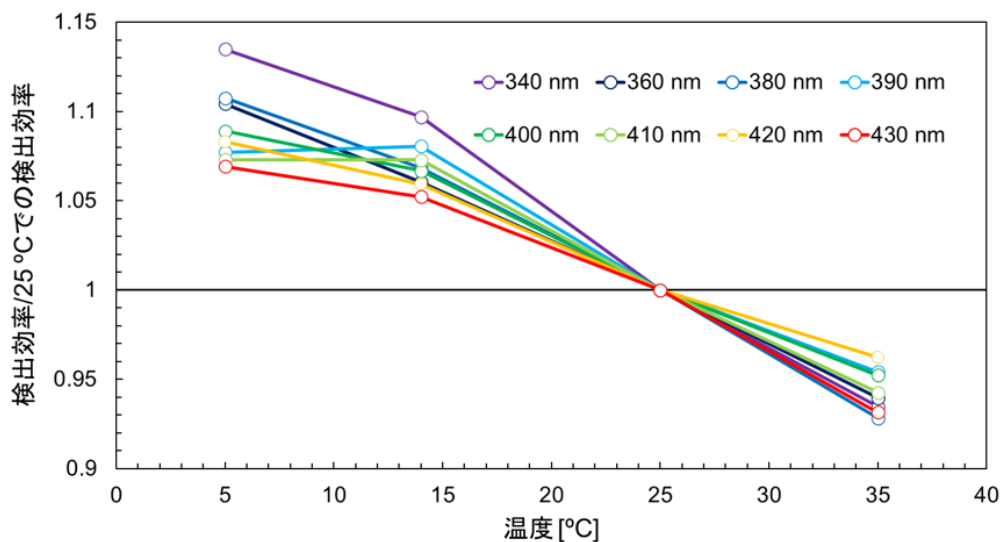


図 4.30 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の相対検出効率

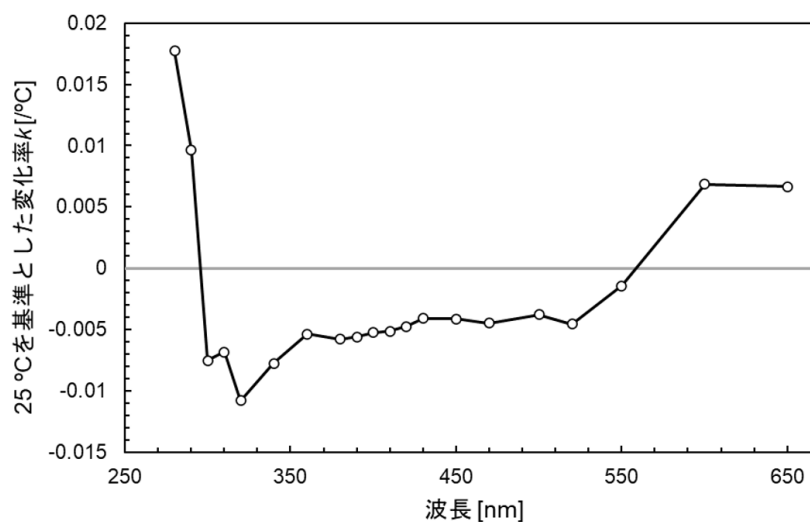


図 4.31 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の検出効率の 25 °C からの変化率

図 4.25 に示した、本測定の検出効率と浜松ホトニクス株式会社が測定した量子効率の違いについて考察する。4.1.3 節で述べたように、浜松ホトニクス株式会社の結果よりも低い値となっているのは、本測定で得られた値が量子効率と収集効率の積の検出効率であ

るためである。この2つの測定結果の比を縦軸とした図が図 4.32 である。本測定の結果は量子効率と収集効率の積であり、浜松ホトニクス株式会社の結果は量子効率のみであることから、これらの比を取ったものは収集効率を意味している。これより、本測定で使用した 50 cm 径 PMT の収集効率は 80% 程度であると求まった。収集効率は波長依存を持たないと考えられており、図 4.32 の短波長側で見られる大きなずれは浜松ホトニクス株式会社と本研究における測定方法の違いによって生じると考えられる。浜松ホトニクス株式会社は 3.4 で述べたように PMT の入射窓に直径 400 mm の円形の光を照射して測定していたのに対し、本測定では中心 1 点にのみ照射したため、入射窓の厚みの違いによってこのようなずれが見られる。

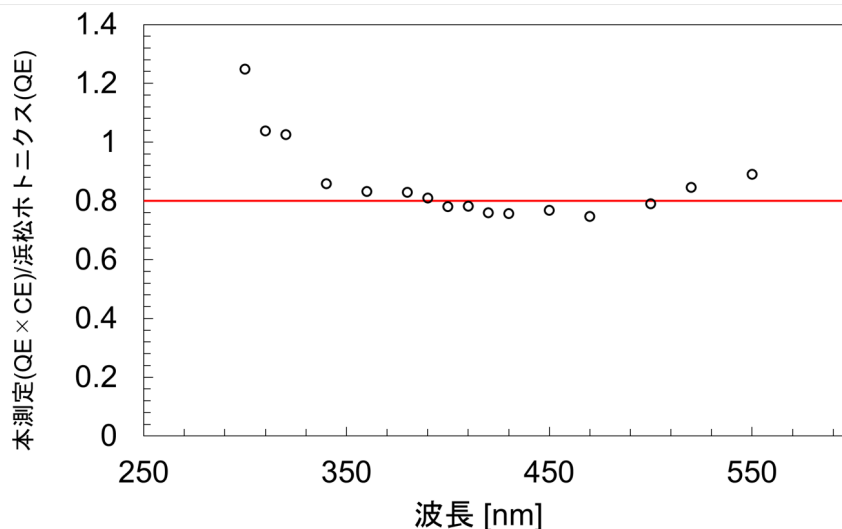


図 4.32 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の収集効率

さらに、PMT に入射する光量を変化させると、検出効率にどのような影響があるのかを調べた。これまでの測定では、図 4.19 のように、50 cm 径 PMT の波形の高さが 2 V 程度になるように光量を調節していた。光量の影響を見るため、50 cm 径 PMT の波形の高さが、200, 500, 1000, 1500, 2000 mV となる 5 つの状態、各 2 回ずつ検出効率を測定した。使用した PMT は 50 cm 径 PMT(R3600) で、温度は 35 °C である。また、入射する光の波長は 340 nm と 400 nm の 2 種類で測定をした。ペDESTAL は光量によって変化する可能性があるため補正関数は使用せず、電荷を測定した直後に QDC のゲートをずらして光源が点灯していない状態での電荷を測定し、その結果をペDESTAL として用いた。

波長 340 nm での結果を図 4.33、波長 400 nm での結果を図 4.34 に示す。縦軸は、各光量での検出効率を 2000 mV での 1 回目の測定の検出効率で割ったものである。それぞれの相対標準偏差は 7.5%, 10.6% となりばらつきが見られるが、光量と検出効率の間に顕著な相関は見られなかった。

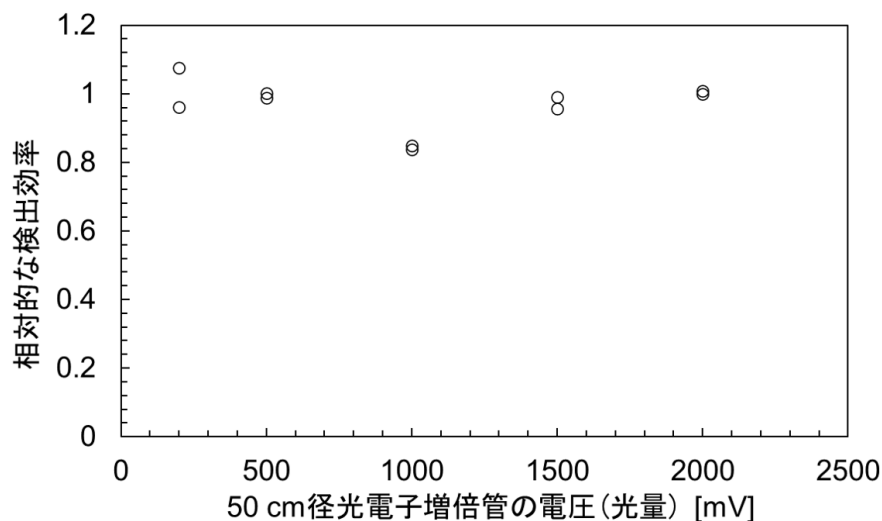


図 4.33 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の相対検出効率の光量依存性 (340 nm)

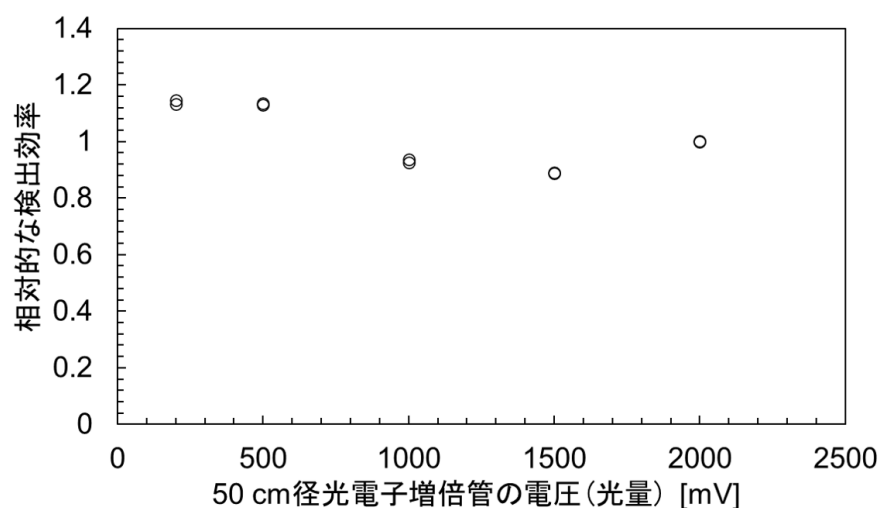


図 4.34 50 cm 径光電子増倍管 (R3600) の相対検出効率の光量依存性 (400 nm)

最後に、光ファイバの分岐比について検討する。ここまで、分岐比は 1:1 であるとし、50 cm 径 PMT と Reference PMT に入射する光子数は等しいとして計算してきた。この比にずれがあると量子効率の値にもずれが生じてしまうため、図 4.35 に示すセットアップで分岐比を測定した。測定対象となる光ファイバは、BFY200HF2(図 4.16) である。PMT は 2 つの Reference PMT(H11901P-04, 113) を用い、これらの PMT を入れ替えて再度電荷を測定することで分岐比を求めた。光量を固定して波長を変えた測定と、波長を固定して光量を変えた測定の 2 つを行った。結果を表 4.1 に示す。ファイバ 1 は量子効率測定において 50 cm 径 PMT に接続していたもの、ファイバ 2 は Reference PMT に接続していたものを指している。

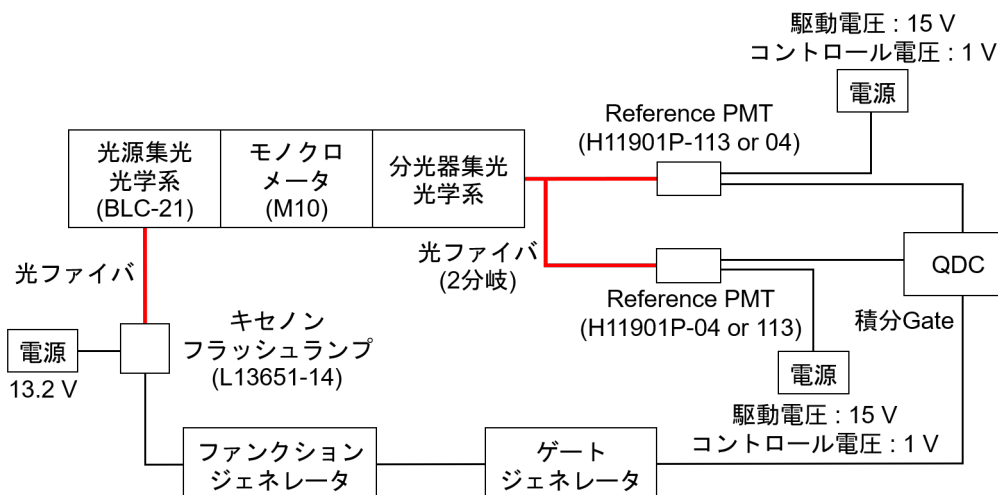


表 4.1 光ファイバの分岐比の波長と光量の影響

前半の結果から、波長を変えても分岐比には大きな影響がないことが分かる。後半の光量を変えた測定ではばらつきが見られたため、光量とファイバ1の分岐比の関係のグラフを図4.36に示す。波長400 nmでの光量と検出効率の関係を示した図4.34と似たような変化が見られることから、検出効率の光量依存は光ファイバの分岐比の光量依存に由来する考えられる。

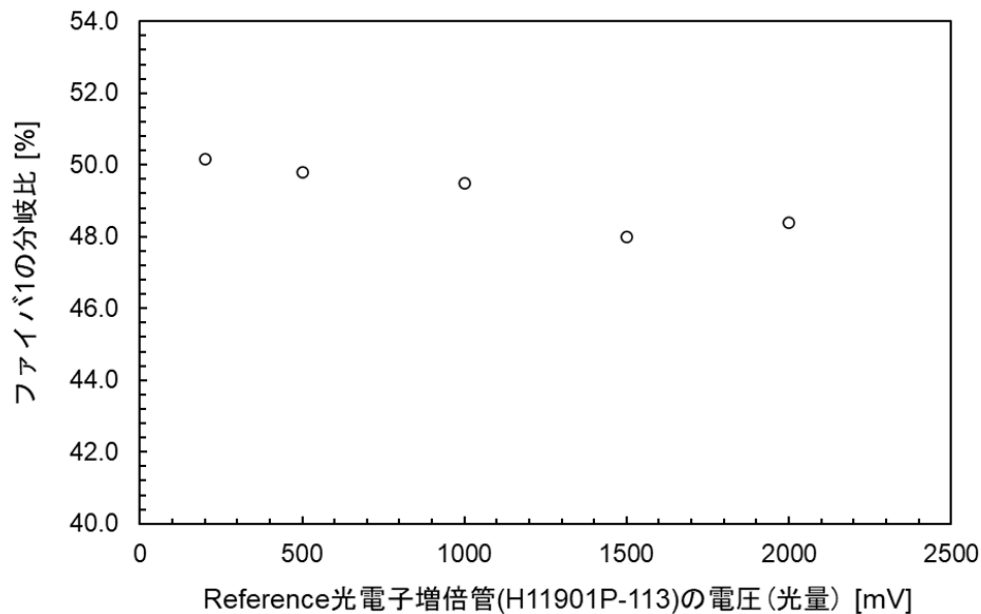


図 4.36 入射光量と光ファイバの分岐比の関係

ファイバ1と2の分岐比を $a : b$ とすると、分岐比を考慮した検出効率の式は次式で表される。

$$QE_{50PMT} \times CE_{50PMT} = \frac{Q_{50PMT}}{Gain_{50PMT}} \times \frac{Gain_{ref}}{Q_{ref}} \times QE_{ref} \times CE_{ref} \times \frac{b}{a} \quad (4.6)$$

ファイバの分岐比の光量依存による検出効率の系統誤差は約 4.5%と見積もられる。

4.2 量子効率の入射窓の厚みへの依存性

光が入射する位置の入射窓の厚みの違いによって量子効率が変わるかを調べるため、入射位置を変えて量子効率の測定を行った。

4.2.1 測定方法

セットアップや測定方法は4.1節と同様である。測定対象のPMTは50 cm径PMT(R12860, 製造番号:EA2575)であり、4.1節の測定では図4.37のように入射窓の中心に光を入射していたが、本測定では図4.38のように入射窓の横側に光を入射して測定した。それぞれの位置での入射窓を厚みを超音波厚さ計(TM-8821C)で測定したところ、中心は4.16 mm、横側は3.10 mmであった。また、温度は25 °Cのみで測定した。



図 4.37 入射窓の中心に光を入射

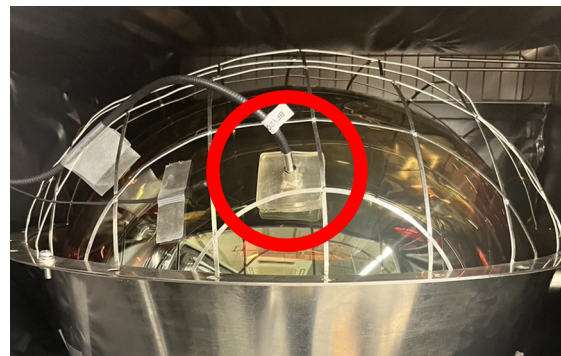


図 4.38 入射窓の横側から光を入射

4.2.2 測定結果

中心と横での検出効率の測定結果を図 4.39 に示す。中心での結果は図 4.24 の 25 °C の結果と同じである。横側に入射した際も同じような波長依存性が得られた。波長 320 nm 以下の短波長領域において、中心に比べて横側の方が検出効率が高くなる傾向が見られた。

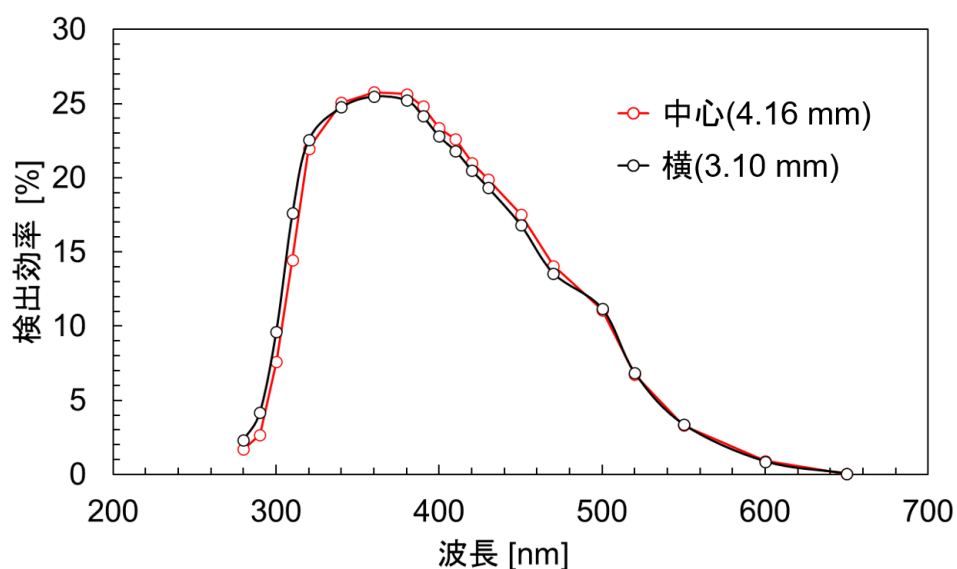


図 4.39 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の異なる測定位置での検出効率の波長・温度依存性

4.2.3 考察

横側で測定した検出効率を中心で測定した検出効率で割った値の波長依存を図 4.40 に示す。図中の赤線は比が 1 の場合を意味している。波長 320 nm 以下では波長が短くなるほど厚み薄い横側の方が検出効率が大きくなっていることが分かる。これは、入射窓の透過率の違いによるものであると考えられる。詳細は 4.4.4 節で述べる。

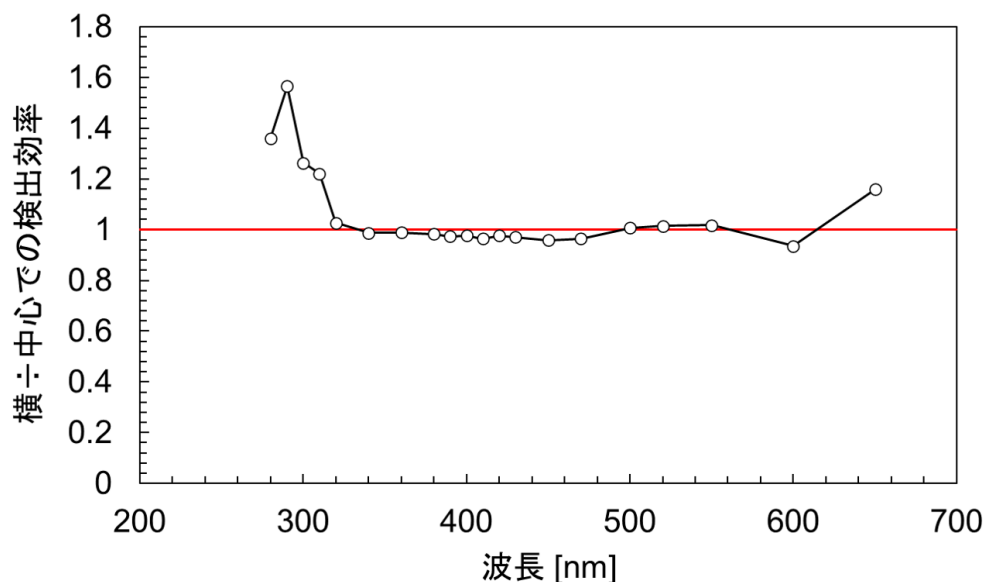


図 4.40 波長に対する異なる測定位置での検出効率の比

4.3 ゲインの温度依存性

4.3.1 セットアップ

1 光電子光量の信号が何倍に増幅されるかを測定することでゲインを得た。セットアップの概略図を図 4.41 に示す。光源は 1 光電子程度の弱い光を出することができる、珠電子株式会社製ピコ秒パルス光源 (LDB-100) のレーザー光を使用した。波長は 405 nm であり、パルス幅やその時間に流れる電流値であるパルス振幅電流などを変更することができる。PMT は 50 cm 径 PMT(R12860, 製造番号:EA2575) を使用した。その他の装置は 4.1.1 節で述べた量子効率測定に使用したものと同じである。

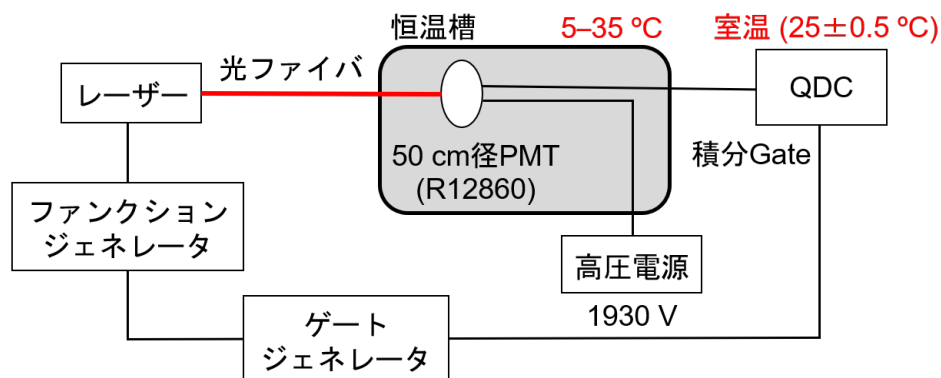


図 4.41 ゲイン測定セットアップ概略図

4.3.2 測定方法

図 4.42 は、35 °C に温めた 50 cm 径 PMT と QDC のゲートの信号をオシロスコープに入力した際の波形である。チャンネル 2(赤) が 50 cm 径 PMT、チャンネル 3(水色) が QDC の積分ゲートの出力である。横軸は 20 ns/div、縦軸はチャンネル 2 が 5 mV/div、チャンネル 3 が 200 mV/div となっている。ゲートの幅は 100 ns とした。

ゲインは、1 光電子信号の電荷を電気素量で割ることで求めることができる。1 光電子信号の電荷を測定するために、50 cm 径 PMT の波形の高さが 1 光電子相当の約 6 mV である信号が 100 回に数回程度見られるようにレーザーの光量を調節した。本測定では、レーザーのパルス幅を 1000 ps、パルス振幅電流を 173 mA に設定した。この条件で 30000 イベントを取得した。

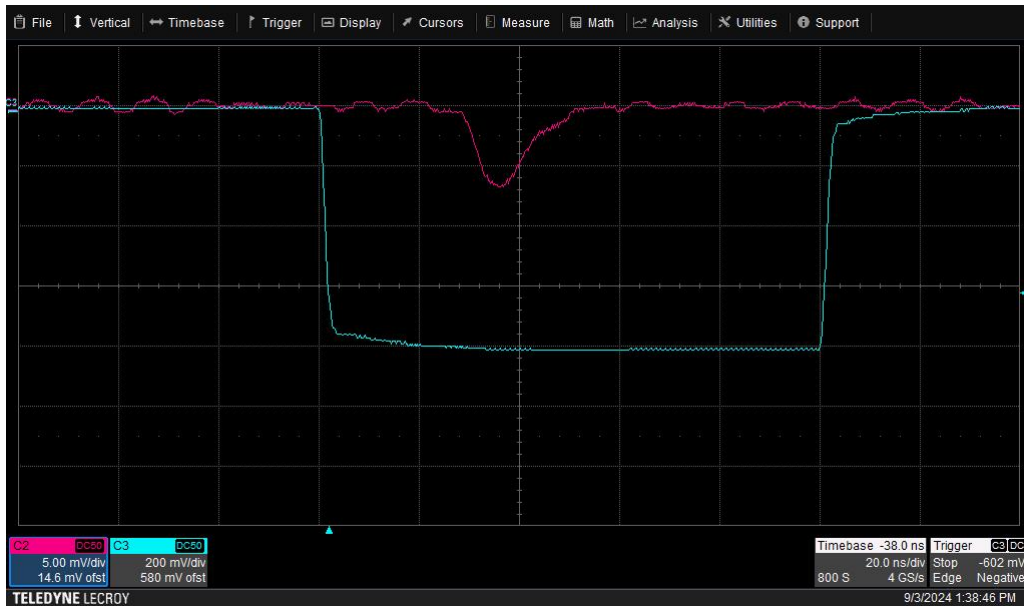


図 4.42 レーザー光を入射した際のオシロスコープの波形

このようにして、測定した電荷分布は図 4.43 のようになる。横軸が電荷、縦軸がイベント数を表しており、温度 25 °C での結果である。この分布はペDESTALと 1 光電子分布を含んでおり、16 pC 付近にある高いピークがペDESTALである。このヒストグラムを式 (4.7) に示す関数でフィッティングし、1 光電子電荷を得る。

$$\begin{aligned}
 f(x) = & N_0 \exp\left(-\frac{(x - \mu_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + N_1 \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + N_2 \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \\
 & + \frac{1}{2}N_1\sigma_1 \left(\text{Erf}\left(\frac{x - \mu_0}{\sigma_0}\right) - \text{Erf}\left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1}\right) \right) \\
 & + \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_2 - \mu_0}N_2\sigma_2^2 \left(\text{Erf}\left(\frac{x - \mu_0}{\sigma_0}\right) - \text{Erf}\left(\frac{x - \mu_2}{\sigma_2}\right) \right) \\
 & + \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_2 - \mu_1}N_2(1 - \sigma_2)\sigma_2 \left(\text{Erf}\left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1}\right) - \text{Erf}\left(\frac{x - \mu_2}{\sigma_2}\right) \right)
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

この関数は、ペDESTALと1光電子、2光電子についてのガウス関数と、それらの誤差関数を足し合わせたとなっており、テールを再現することができる。Erfは $\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ で表されるガウス関数の誤差関数である。図4.44の左図は縦軸が対数表示となっている。右図の青線が全ての項を足し合わせた最終的なフィット関数である。電荷分布(左図の赤色の線)の平均値からペDESTALをフィットしたガウス関数(左図のピンク色の線)のピーク値を引いたものを1光電子電荷とし、それを電気素量で割ることでゲインを求めた。

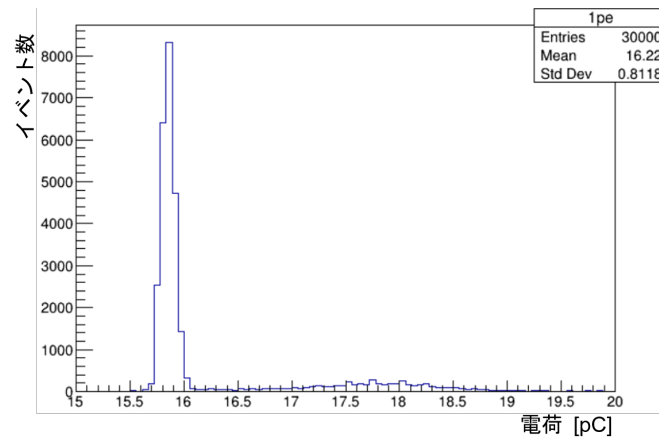


図 4.43 50 cm 径光電子増倍管における 1 光電子分布

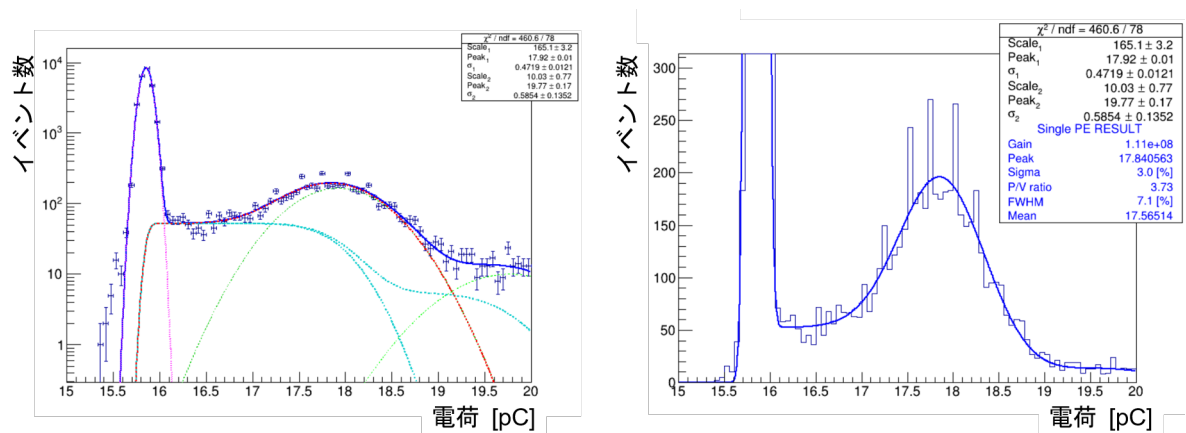


図 4.44 50 cm 径光電子増倍管における 1 光電子分布のフィット関数

このように、量子効率測定を行った 5, 14, 25, 35 °C の 4 つの温度について、それぞれ 5 点ほど測定を行った。量子効率測定と同様に、少なくとも 12 時間以上温度が保たれていることを確認した後に測定を行っている。

4.3.3 測定結果

5, 14, 25, 35 °C で測定したゲインの結果を図 4.45 に示す。相対標準偏差は 1.54% となった。また、ゲインの温度に対する相関は見られなかったことから、量子効率の計算をする際にもゲインは温度に依らないとし、一定の値を用いた。

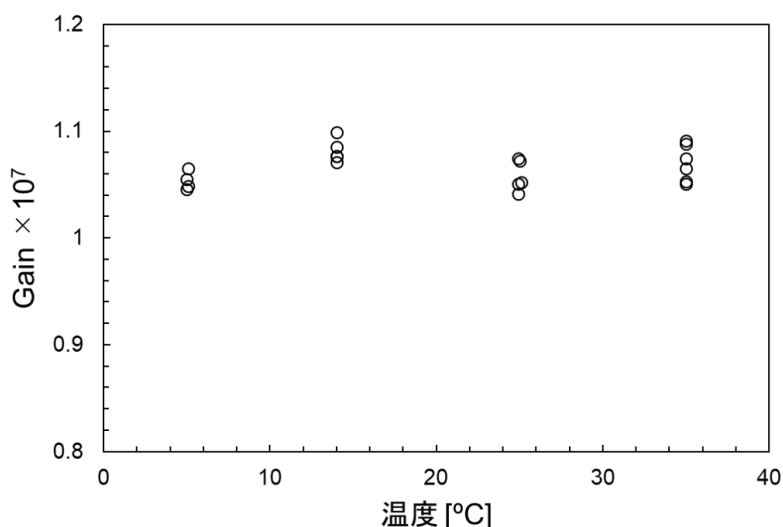


図 4.45 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) のゲインの温度依存性

4.4 ガラスの透過率の温度依存性

4.4.1 セットアップ

分光光度計を用いて、50 cm 径 PMT(R12860) の入射窓に使用されているガラスサンプルの透過率を測定した。分光光度計は任意の波長での透過率を測定することができる装置である。透過率の温度依存性を見るため、ガラスを温めたり冷やしたりした状態での測定も行った。

ガラスサンプル

浜松ホトニクス株式会社によって 2024 年 9 月 16 日に採取された、50 cm 径 PMT(R12860) に使用されている入射窓のガラスサンプルを用いた。材質は硼珪酸ガラスであり、厚みは 10 mm と 3 mm の 2 種類がある。

分光光度計

日本分光株式会社製の紫外可視分光光度計 (V-550) を使用した。光学系はシングルモノクロメータであり、参照光と測定光を同時に測定することで環境変化や光源の不安定性に

よる影響を最小限に抑えられるダブルビーム方式を採用している。測定可能な波長範囲は190–900 nm であり、光源は190–350 nm では重水素ランプ、330–900 nm ではハロゲンランプが使用される。波長の精度は ± 0.3 nm である。

試料を設置するセルホルダーを取り換えることができ、測定に適したセルホルダーを用いることで、光学特性の評価に加えて、試薬や材料の吸光度測定や生体分子の分析を行うことができる。本研究では、10 mm 光路長の四角セルを装着することができる四角セルホルダー (FLH-467) を使用した。

温度計

ガラスサンプルの温度を測定するため、株式会社 FUSO(現 A-Gas Japan 株式会社) 製 4ch データロガー温度計 (TM-947USB) を使用した。温度センサはビーズ型 K 熱電対温度センサ (TPK-01) を使用しており、 -40 °C から $+250$ °C の範囲で測定可能となる。温度精度は ± 0.1 °C である。温度センサをガラスに固定し、図 4.46 のように分光光度計のセルホルダーとスライド式カバーの隙間に通すことで測定中の温度を記録した。



図 4.46 透過率測定の装置全体

4.4.2 測定方法

光源を安定させるため、分光光度計の電源を入れてから1時間以上待ってから測定を開始した。測定条件は、スキャン範囲を270–370 nm、スキャン速度を400 nm/min に設定した。測定は長波長側から行われ、測定開始から終了までは約30秒かかる。サンプルを入れて測定を行う前に、ベースラインを測定する必要がある。その後サンプルを入れずに測定を行い、ベースラインが正しく測定されていることを確認してから透過率の測定を開始した。ガラスサンプルを設置する前には、ガラスの表面をエタノールで洗浄した。

温度を記録するため、図 4.47 のように温度センサをテープでガラスサンプルに固定した状態で測定した。低温での測定はガラスサンプルを保冷剤でしばらく冷やした後に、図 4.48 のようにセルホルダーにも保冷剤を置いて結露を防いだ。高温での測定は図 4.49 のようにケトルで沸かしたお湯にしばらく浸して温度が安定してから、図 4.50 のようにセルホルダーに設置した。測定時にはスライド式のカバーを閉めている。ガラスがセルホルダーに触れて温度が変化することを防ぐため、ガラスに触れる部分にはビニールテープを貼り、金属に直接触れないようにした。各測定において、測定開始時と終了時の温度を記録した。



図 4.47 ガラスサンプルに温度センサを固定した温度計



図 4.48 低温での透過率測定時のセルホルダー



図 4.49 ガラスサンプルを熱湯で温めている様子



図 4.50 高温での透過率測定時のセルホルダー

4.4.3 測定結果

10 mm 厚のガラスサンプルを用いて測定した透過率の結果を図 4.51 に示す。測定結果は、光の入射面と出射面での反射率を含んでいる。温度は測定開始時と終了時の温度の平均値を示している。図 4.52 は、図 4.51 を拡大したグラフであり、波長 340–345 nm での反射率を含む透過率の結果である。これを見ると、温度が上昇すると透過率は低下することが分かる。

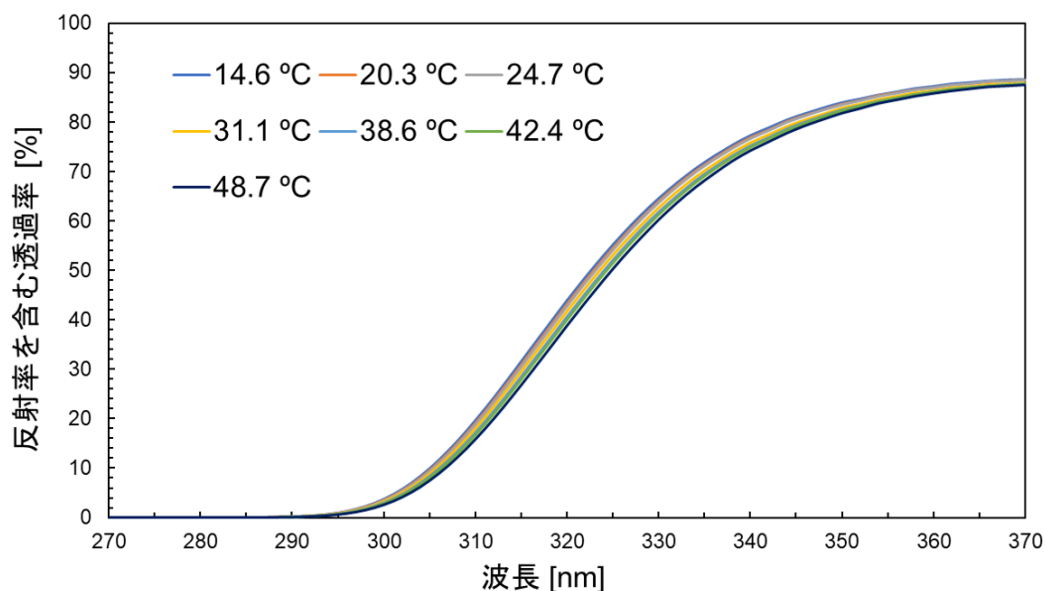


図 4.51 10 mm 厚ガラスサンプルの反射率を含む透過率の温度変化

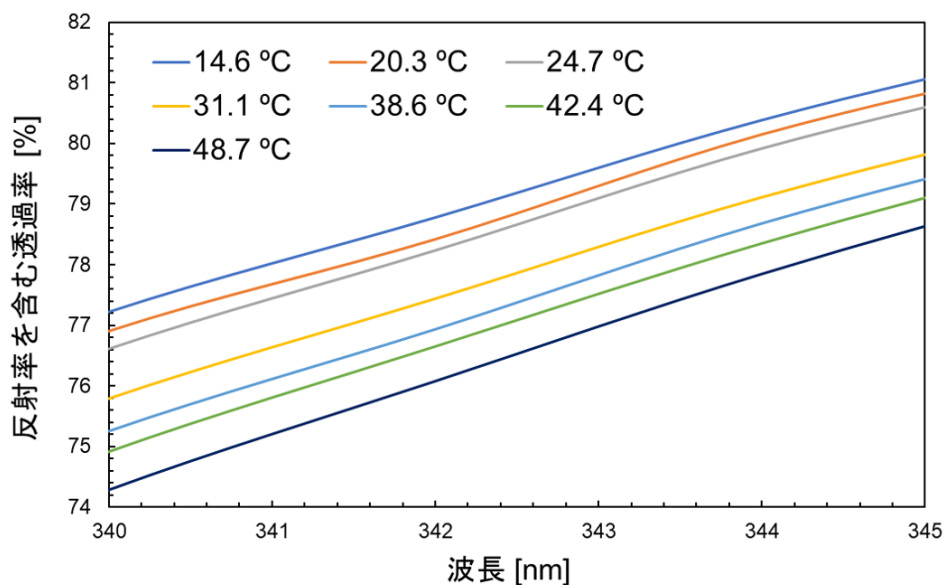


図 4.52 10 mm 厚ガラスサンプルの反射率を含む透過率の温度変化 (340–345 nm)

次に、3 mm 厚のガラスサンプルで測定した反射率を含む透過率の結果を図 4.53 に示す。10 mm 厚の結果と同様に、温度が上がると透過率は低下する傾向が見られた。

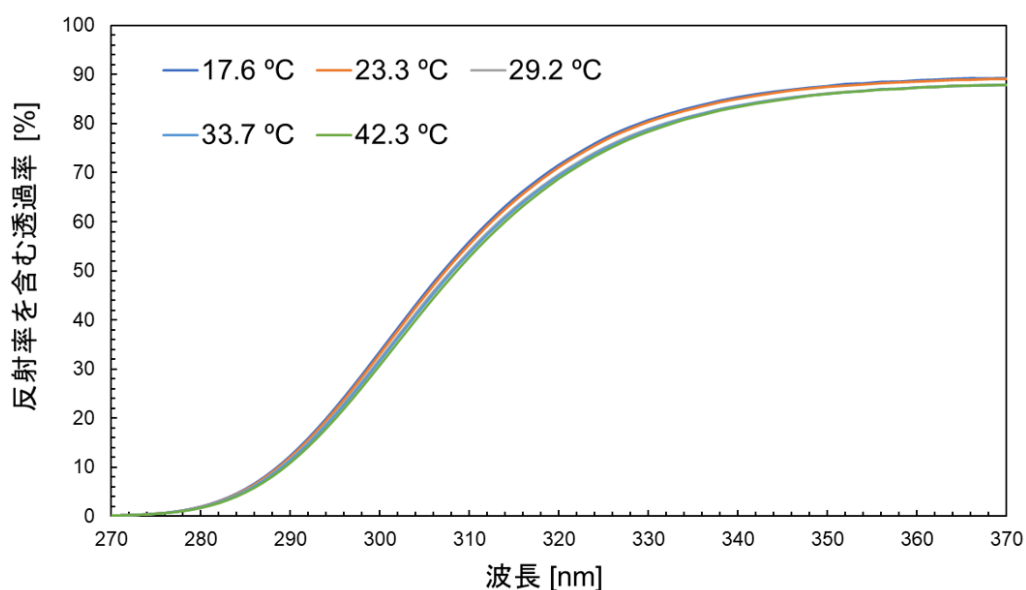


図 4.53 3 mm 厚ガラスサンプルの反射率を含む透過率の温度変化

図 4.54 は、透過率の温度変化の要因がガラスの温度ではなく、セルホルダー内の温度の影響である可能性を排除するため、セルホルダーのスリット付近に冷却または加熱したガラスサンプルを置いて、ガラスを通さずに測定した透過率の結果である。図に示した温度は、測定開始時と終了時のガラスサンプルの温度の平均値である。全ての温度において、透過率は $\pm 0.14\%$ 以内に収まっており、透過率は環境の温度変化に依らないことが確認できた。

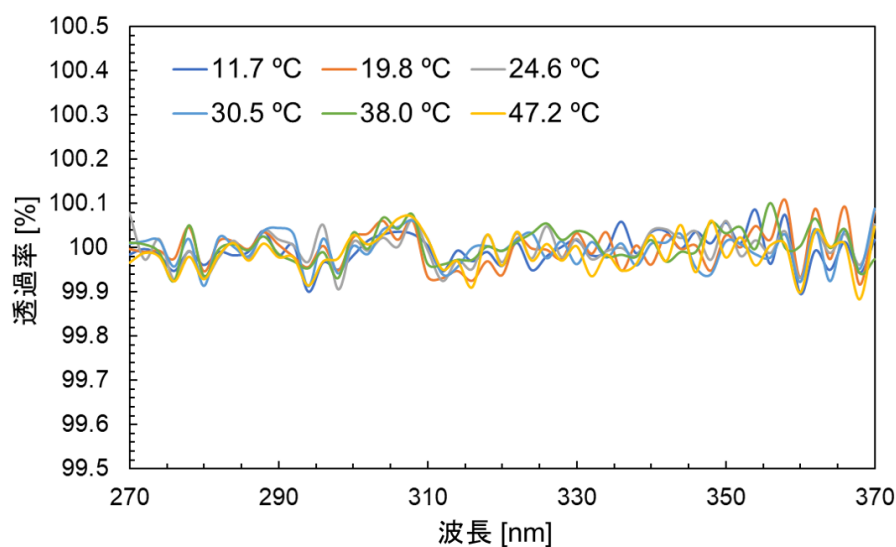


図 4.54 ガラスサンプルを通さずに測定した透過率の温度変化

また、衝撃波防止ケースに使用されているアクリルの透過率も測定した。型番はHKJP13-4-4であり、ドーム部とフランジ部の2種類のサンプルを使用した。厚さはドーム部が10.40 mm、フランジ部が12.70 mmであった。それぞれのサンプルについて、表面と裏面での透過率を測定した。さらに、ドーム部は方向によって曲率が異なるため、90度回転させた状態でも両面で測定を行った。波長は200–800 nmとした

ドーム部の結果を図4.55、フランジ部の結果を図4.56に示す。4回の測定での測定位置がずれている可能性があり、長波長側での透過率がずれて見えている。

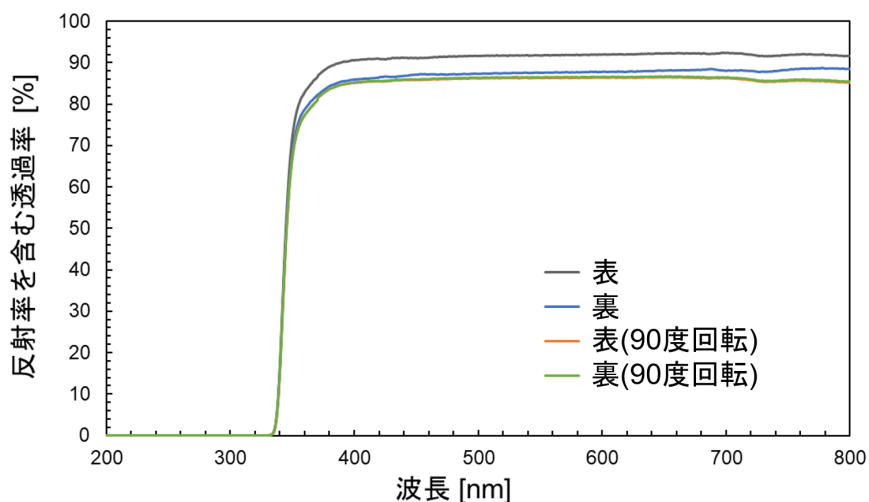


図 4.55 衝撃波防止ケースに使用されているアクリル(ドーム部)の透過率

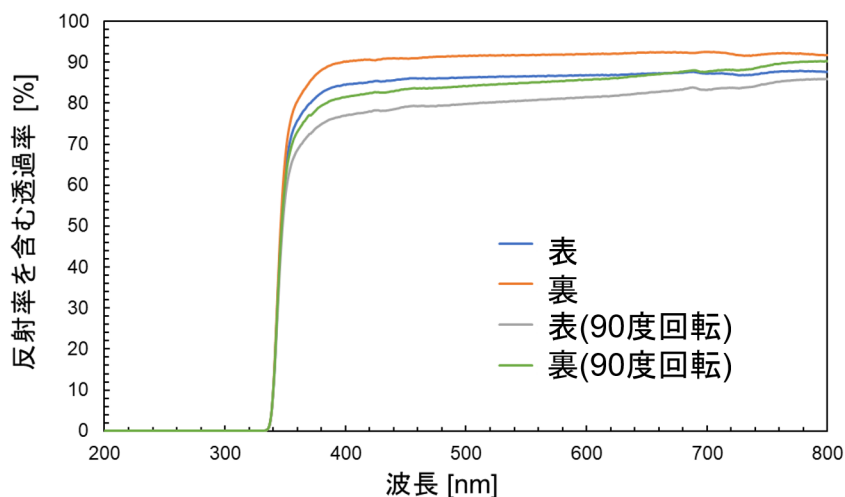


図 4.56 衝撃波防止ケースに使用されているアクリル(フランジ部)の透過率

4.4.4 考察

測定結果が妥当であるかを確認するため、10 mm 厚サンプルでの測定結果 (図 4.51) と 3 mm 厚サンプルでの測定結果 (図 4.53) をそれぞれ同じ厚みでの透過率に換算して比較した。

測定した透過率を異なる厚みの透過率に換算する方法を以下に示す。まず、ガラスの片面での反射率 R は、入射波長ごとの屈折率 n を用いて次式で求められる。

$$R = \left(\frac{1 - n}{1 + n} \right)^2 \quad (4.8)$$

測定値 x は反射率 R を含む値であるため、透両面分の反射率を除いた値が過率 T となる。

$$T = \frac{x}{(1 - R)^2} \quad (4.9)$$

測定したガラスサンプルの厚みを a [mm]、換算したい厚みを b [mm] とすると、換算後の透過率 T_b は測定した透過率 T_a を用いて次式で表される。

$$T_b = T_a^{\frac{b}{a}} \quad (4.10)$$

4.1 節で測定した 50 cm 径 PMT(R12860) の光を入射した位置の光電面の厚みは 4.16 mm であったことから、10 mm 厚と 3 mm 厚ガラスサンプルで得た透過率をそれぞれ 4.16 mm 厚に換算する。温度は室温 (24.7 °C) と加熱時 (42.4 °C, 42.3 °C) の 2 通りの結果を換算した。10 mm 厚の結果を用いる際は、式 (4.10) に $a = 10, b = 4.16$ を代入し、3 mm 厚の結果を用いる際は $a = 3, b = 4.16$ を代入すればよい。このようにして換算した結果を図 4.57 に示す。サンプルの厚みに関わらず、同じ温度での透過率が一致したことから、10 mm 厚と 3 mm 厚の 2 つのガラスサンプルで測定した透過率の違いは妥当であると言える。

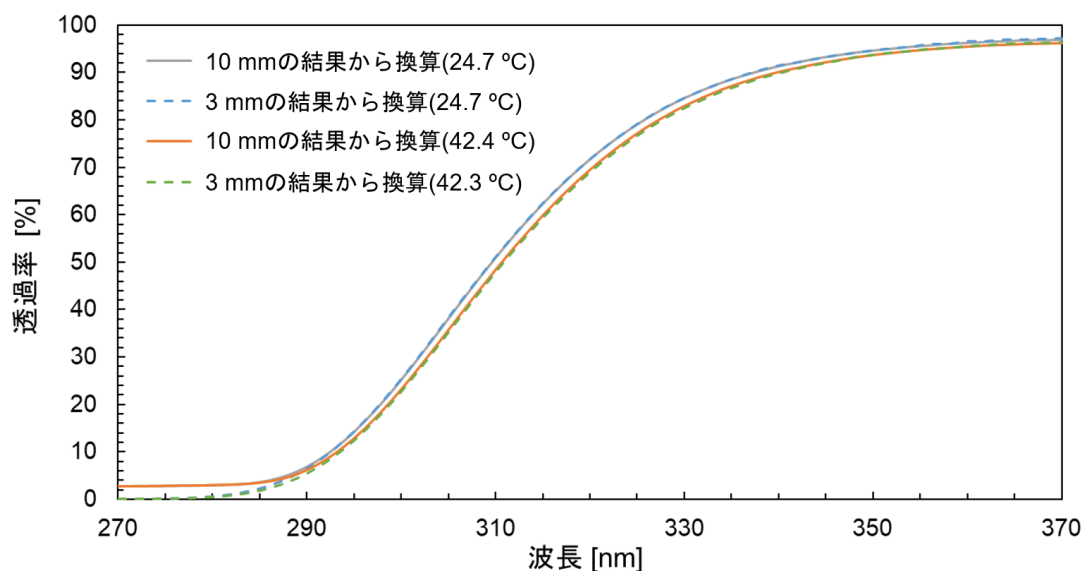


図 4.57 10 mm 厚と 3 mm 厚のガラスサンプルでの測定結果から換算した 4.16 mm 厚ガラスの透過率の比較

10 mm 厚ガラスサンプルの各温度での測定結果を 4.16 mm 厚ガラスの透過率に換算した結果を図 4.58 に示す。これを波長 340–345 nm の範囲で拡大したグラフが図 4.59 である。

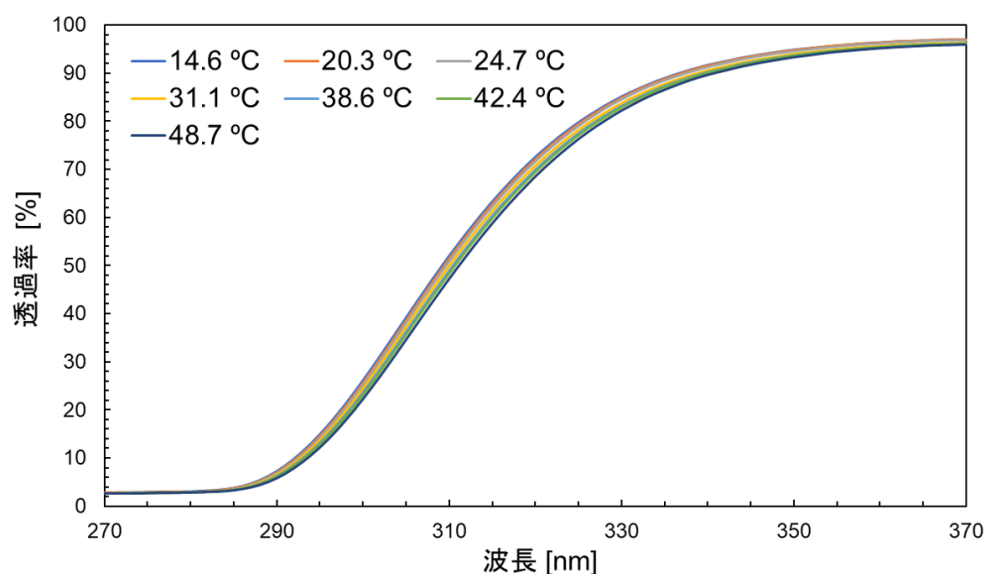


図 4.58 10 mm 厚ガラスサンプルでの測定結果から換算した 4.16 mm 厚ガラスの透過率の温度変化

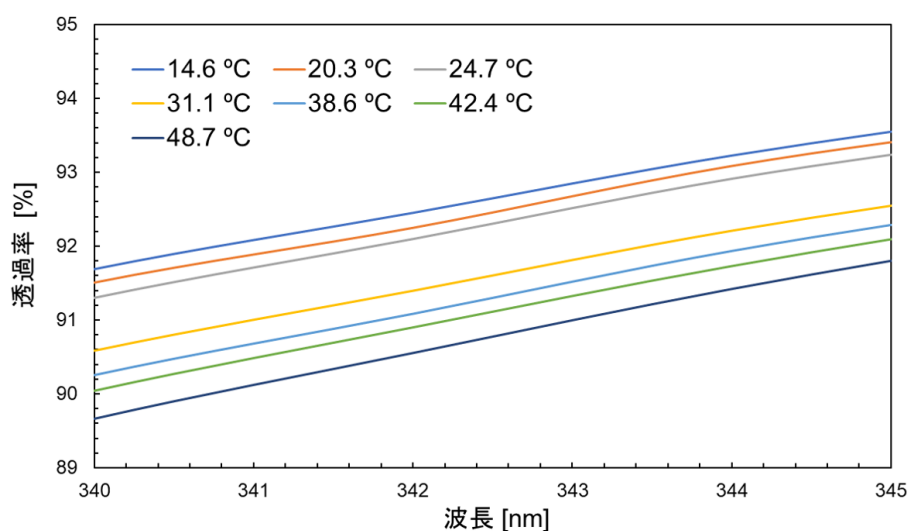


図 4.59 10 mm 厚ガラスサンプルでの測定結果から換算した 4.16 mm 厚ガラスの透過率の温度変化 (340–345 nm)

4.1 節で見られた量子効率の温度依存性の要因が入射窓の透過率であるのかを検討する。波長 340 nm での検出効率の結果に着目すると、50 cm 径 PMT(R12860) の検出効率の温度依存は図 4.60 のようになり、線形に近似できることが分かる。

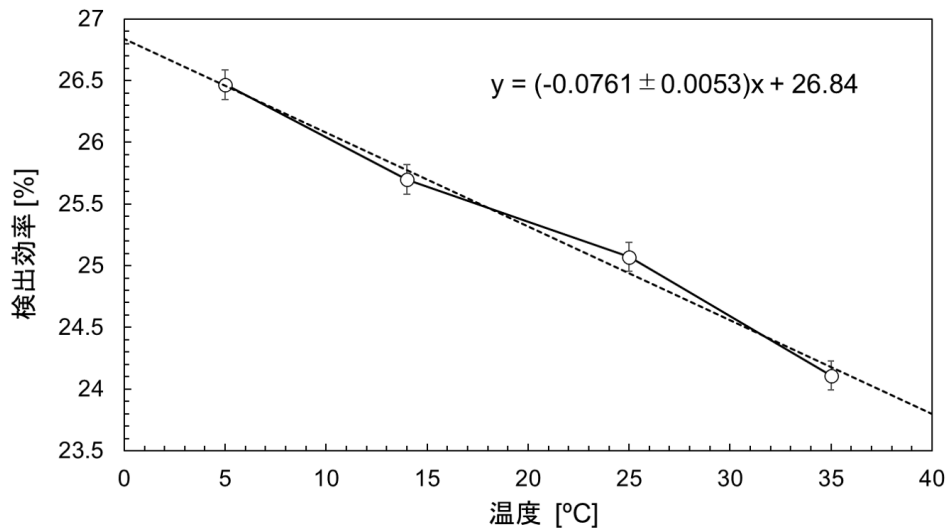


図 4.60 340 nm における 50 cm 径光電子増倍管 (R12860) の検出効率の温度依存

次に 4.16 mm 厚に換算した透過率 (図 4.58) を用いて、透過率の 1 °C あたりの変化の波長依存性を求めた。1 °C あたりの変化を算出する際は、測定した最高温度 (48.7 °C) と最低温度 (14.6 °C) での透過率 T の結果を用い、次のように計算した。

$$\frac{T_{48.7^{\circ}\text{C}} (\%) - T_{14.6^{\circ}\text{C}} (\%)}{48.7 (^{\circ}\text{C}) - 14.6 (^{\circ}\text{C})} \quad (4.11)$$

これより、透過率の変化の大きさは波長 310 nm で最大となり、1 °C あたり 0.14% 低下することが分かった。

さらに、式 (4.11) を室温での透過率で割り、100 を掛けた値を縦軸にしたグラフを図 4.62 に示す。これは透過率の室温からの変化率を意味しており、透過率の変化率の大きさは波長 292 nm で最大となり、1 °C あたり 5.7% 低下するという結果が得られた。

図 4.28 では、340–430 nm の範囲において波長が長くなると検出効率の変化が緩やかになる傾向が見られた。ガラスの透過率も 340 nm 以上の領域では波長が長くなるにつれて変化が小さくなることから、透過率の変化の違いが波長によって検出効率の変化が異なる理由になり得る。

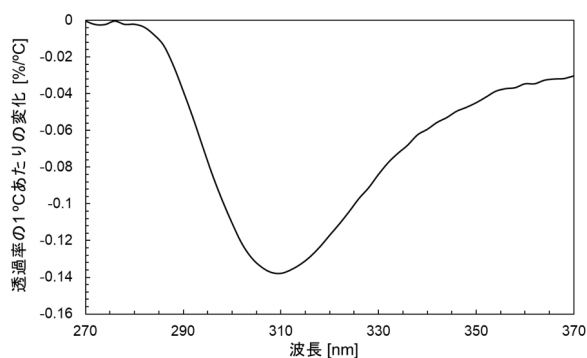


図 4.61 透過率の 1 °C あたりの変化

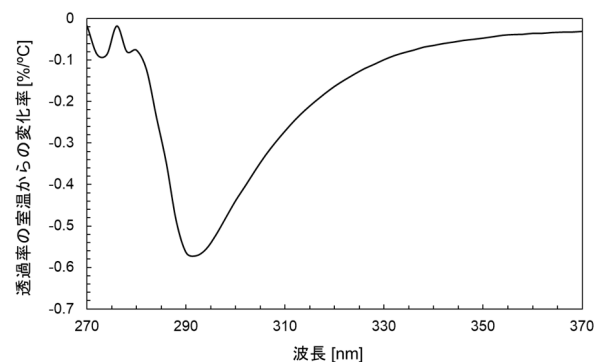


図 4.62 透過率の 25 °C からの変化率

PMTの入射窓は入射面での反射は考慮する必要があるが、出射面(真空側)には光電面が蒸着されているため反射の影響はないと考える。よって、検出効率と比較する際は、4.16 mm 厚に換算した透過率 T に片面の反射率を加えた透過率 $T \times (1 - R)$ を使用する。

波長 340 nm における片面分の反射率を含む透過率の温度依存は図 4.63 で表される。横軸のエラーバーは測定開始時と終了時のガラスサンプルの温度を示している。近似直線を引いたところ、このグラフの傾きと図 4.60 に示した 340 nm での検出効率の温度依存の近似直線の傾きのオーダーが一致し、近い値を取ったことから、入射窓の透過率の温度依存が検出効率の温度依存の支配要因であると考えられる。波長 340 nm における検出効率と片面の反射率を含む透過率の比を取ると図 4.64 となり、温度に対する変化が小さくなっていることが分かる。

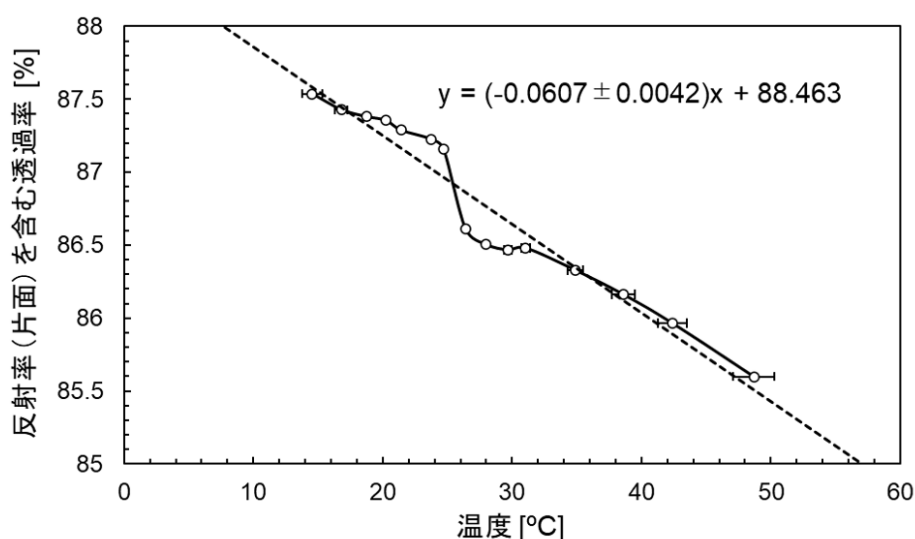


図 4.63 340 nm における片面分の反射率を含む透過率の温度依存

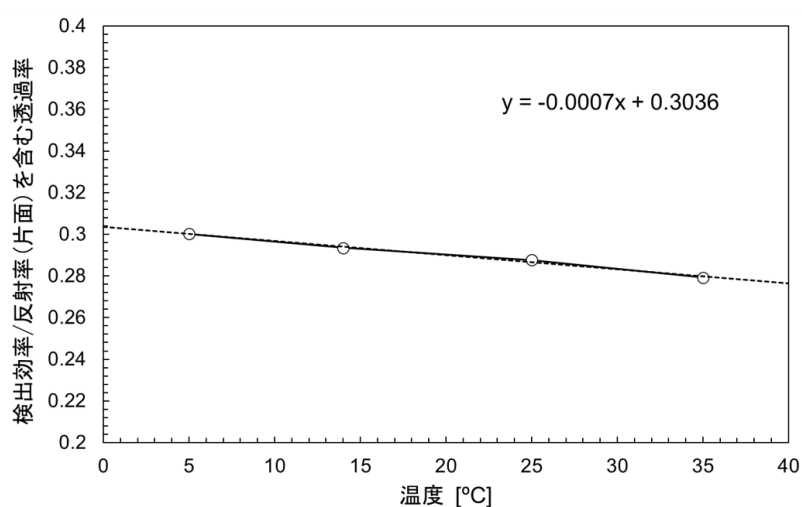


図 4.64 340 nm における検出効率と片面分の反射率を含む透過率の比の温度依存

4.2 節で述べた、量子効率の入射窓の厚みへの依存性と入射窓の透過率の関係を考える。量子効率を測定した2つの入射位置の厚みは3.10 mmと4.16 mmであったことから、3 mm厚ガラスサンプルを用いた室温(24.7 °C)での透過率の測定結果を、3.10 mmと4.16 mmに換算した。片面分の反射率を加えた透過率は図4.65のようになった。この2つの透過率の比を取ったものが図4.66であり、図4.40と似た形が見られる。ここから、短波長領域において入射窓の厚みが薄い横側での検出効率が高くなったのは、短波長では厚みによる透過率の変化が大きくなるためであると考えられる。

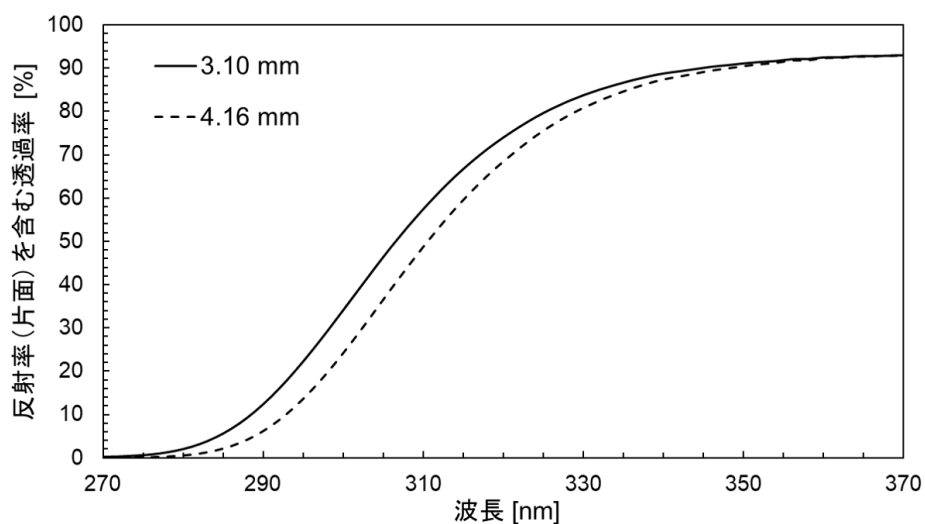


図 4.65 3 mm 厚ガラスサンプルでの測定結果から換算した 3.10 mm, 4.16 mm 厚の片面分の反射率含む透過率

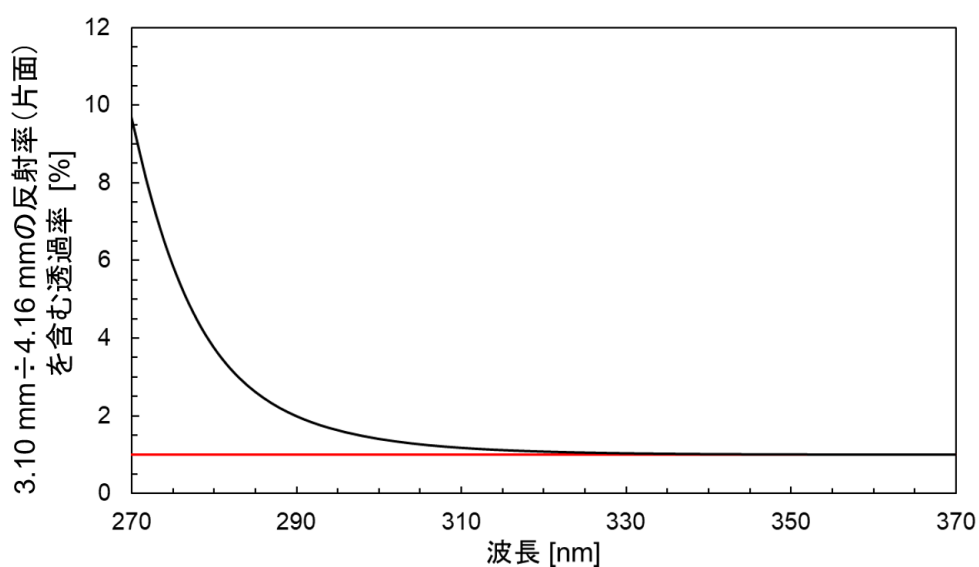


図 4.66 3.10 mm 厚と 4.16 mm 厚の片面分の反射率含む透過率の比

第5章 検出効率の水チェレンコフ光に対する評価

タンクに設置した後に測定される相対的な検出効率 (rel QE) は水質の影響を受け、検出器の非対称不定性を排除することができない。一方、事前に測定した量子効率などの値を事象再構成に用いることができれば、タンク内の不定性と独立して一様性を見られることが利点となる。本研究において測定した量子効率の波長と温度の依存性やガラスの透過率の温度依存性を用いることで再構成の精度が向上できるかを検討するため、Ni/Cf線源を用いたSKでの測定結果を利用して、実際のヒット数と量子効率などで補正した予測ヒット数を比較した。

5.1 Ni/Cf線源での測定におけるヒット数と透過長

SK-VIのフェーズである、2022年5月24日に取得された5つのランデータ (Run87165, 87167, 87169, 87171, 87173) を使用し、線源からPMTまでの距離とヒット数の関係を調べた。このイベントは、水質を一様にするためにタンク内の水を対流させているときに取得されたものであり、14.00 °Cの水が供給されていた。ただし、水はタンク下部から上部へ循環されているため、対流を起こしていても深さによって水質に非一様性が生じる可能性がある。SKの内水槽では図 5.1 のように座標が定義されており、Ni/Cf線源の位置もこの座標を用いて表される。本研究でを使用した5つのランでのNi/Cf線源の位置は $x = 0.353$ m, $y = -0.70$ m であり、 z 座標は $z = -12, -6, 0, 6, 12$ m であった。

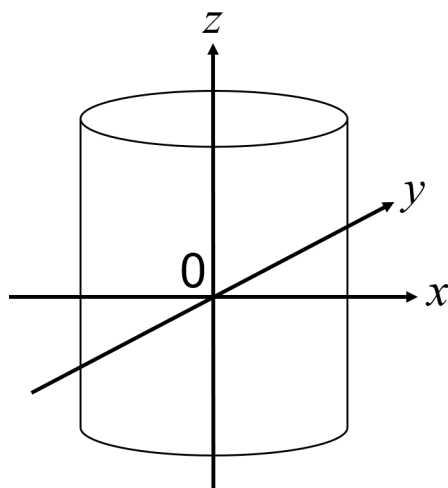


図 5.1 スーパーカミオカンデのタンクの座標定義

HK で使用予定の 50 cm 径 PMT(R12860) の性能を調査するため、SK の内部に 136 本の R12860PMT が設置されている。以降は、この PMT を HK PMT と呼び、SK に設置されている PMT を、SK PMT と HK PMT で区別する。

また、現在 SK 内で使用されている SK PMT は大きく二種類に分けられる。2001 年 11 月に発生した PMT 破損事故以前から使用されている PMT を SK-2 PMT と呼ぶ。一方、事故後に新しく取り付けられた PMT を SK-3 PMT と呼ぶ。図 5.2 に複数本の PMT で測定された SK-2 PMT、SK-3 PMT、HK PMT の量子効率の平均値を示す。図 5.3 は、2 種の SK PMT の量子効率を HK PMT の量子効率で割ったものであり、短波長側で差が大きいことが分かる。

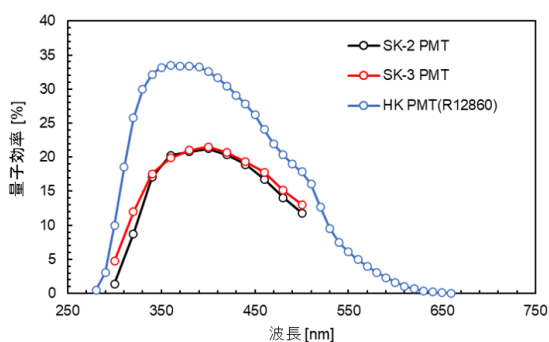


図 5.2 スーパーカミオカンデの内水槽で使用されている光電子増倍管の量子効率

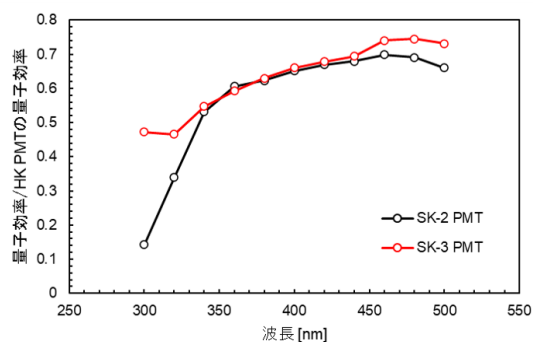


図 5.3 HK PMT と SK-2 PMT, SK-3 PMT の量子効率の比

5.1.1 データ

図 5.4 は、Ni/Cf 線源の z 座標が 0 m、すなわち線源がタンク中心にある際のヒット数と Ni/Cf 線源から PMT までの距離の関係を表している。SK PMT と HK PMT に分けて

プロットした。HK PMT のヒット数はSK PMT の約2倍となっており、性能が2倍に向上していることが確認できる。ヒット数が極端に少ないPMTが複数見られるのは、高電圧が印加されていないものや不具合のあるPMTが存在するためである。

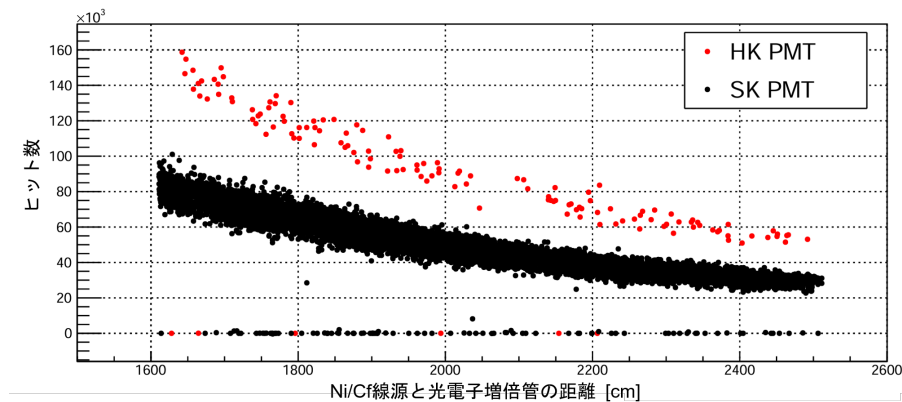


図 5.4 Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m)

ヒット数が 10000 以下の PMT の結果は除き、SK PMT と HK PMT のそれぞれについて $y = a/x^2$ の近似曲線を追加したグラフを図 5.5 に示す。本来、ヒット数は距離の 2 乗に反比例するはずであるが、この図ではデータと近似曲線にずれが見られる。これは、PMT の見込み角の影響であると考えられる。

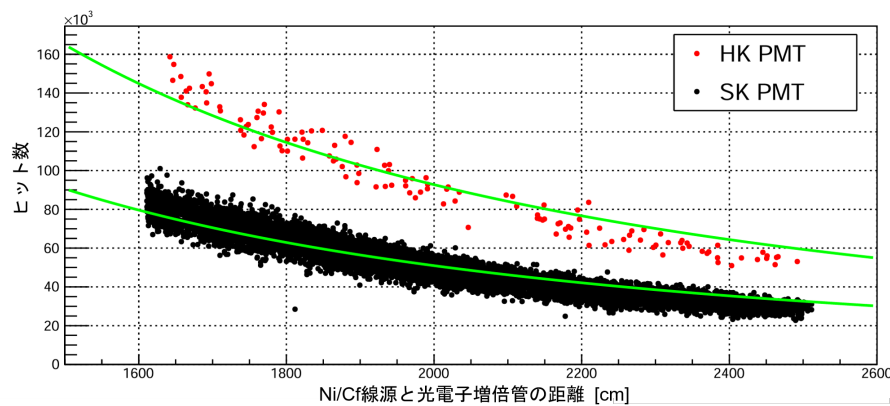


図 5.5 Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m) の a/x^2 近似

さらに、タンクの上部と下部においてヒット数に違いがあるかを見るため、HK PMT と SK PMT のそれぞれについて $z > 1206$ cm(Upper), -1206 cm $\leq z \leq 1206$ cm(Middle), $z < -1206$ cm(Lower) の 3 つの領域に分けてプロットしたものを図 5.6 に示す。 $z > 1206$ cm はタンクの上部 1/6、 $z < -1206$ cm はタンクの下部 1/6 の領域である。タンクの水を対流させているため、上部と下部での大きな違いは見られなかった。

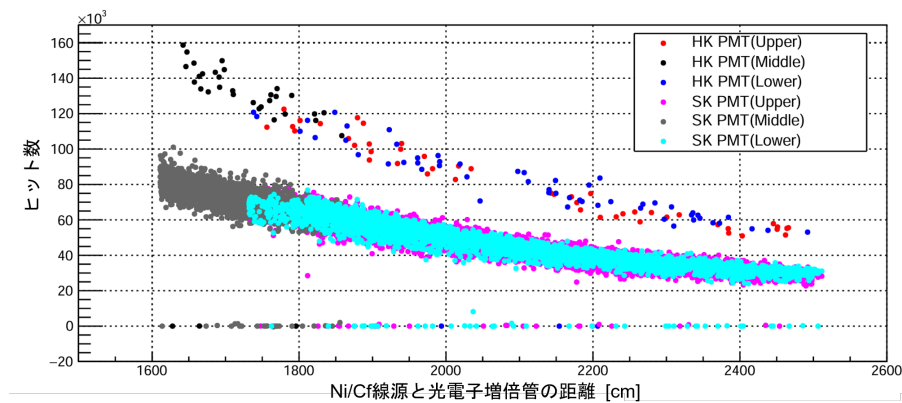


図 5.6 z 座標で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m)

また、PMT が設置されている面ごとに色分けしたグラフを図 5.7 に示す。凡例は、Top が上面、Barrel が側面、Bottom が底面を意味している。

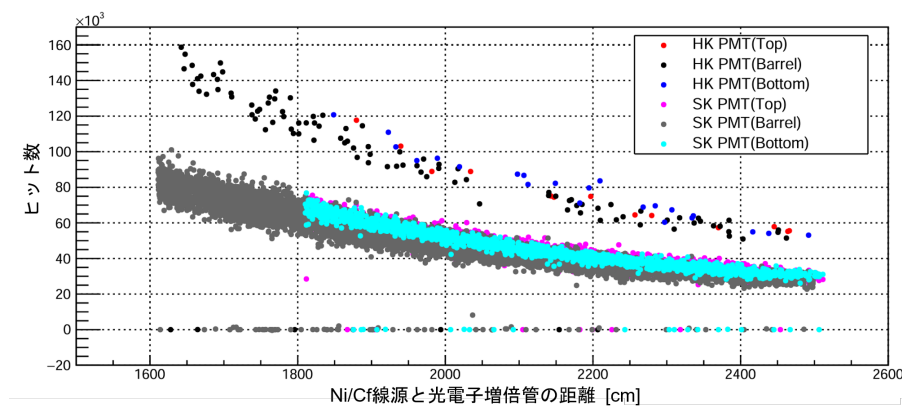


図 5.7 光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 0$ m)

同様に、Ni/Cf 線源の z 座標が異なる他のイベントについても、PMT の設置面によって分類したヒット数のグラフを作成した。 z 座標の小さい順に、図 5.8–5.11 に示す。異なる面でのヒット数にずれが生じているのは見込み角の影響であると考えられる。例えば、図 5.8 における線源と PMT の距離が 1700 cm でのヒット数を見ると、底面の PMT は側面の PMT に比べて見込み角が大きいため、ヒット数が少なくなっている。

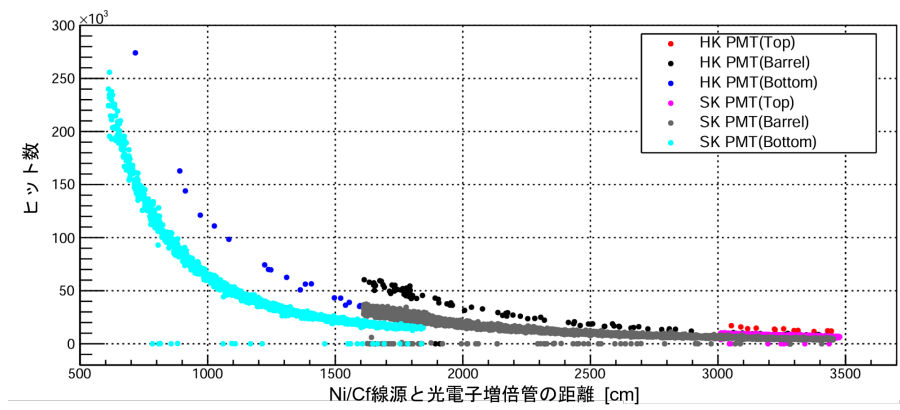


図 5.8 光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = -12$ m)

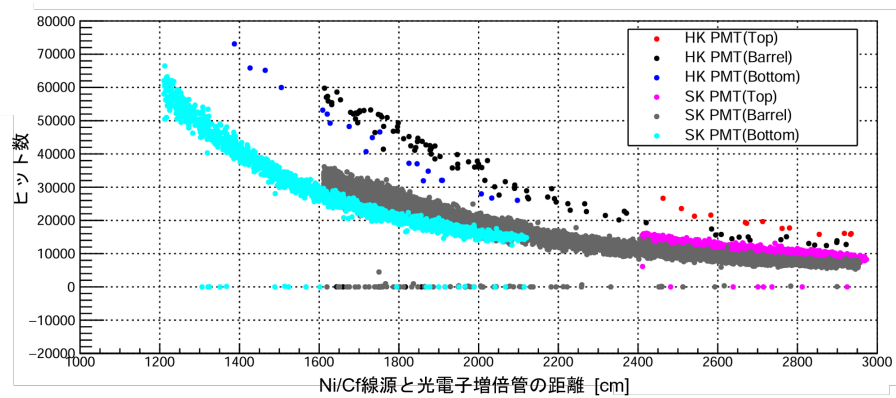


図 5.9 光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = -6$ m)

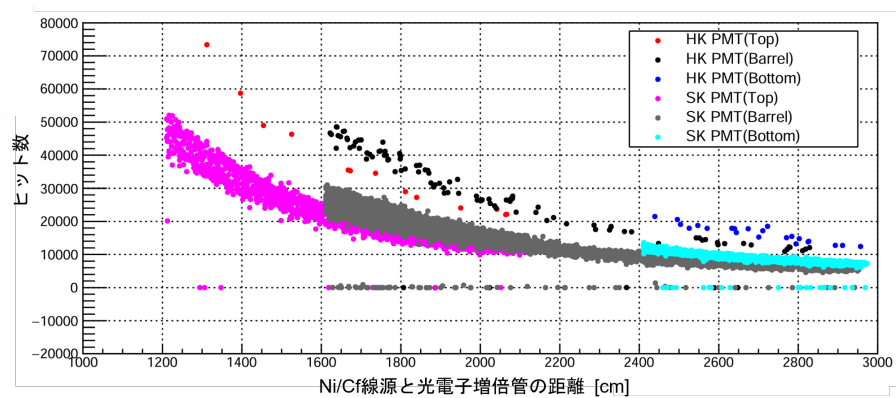


図 5.10 光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 6$ m)

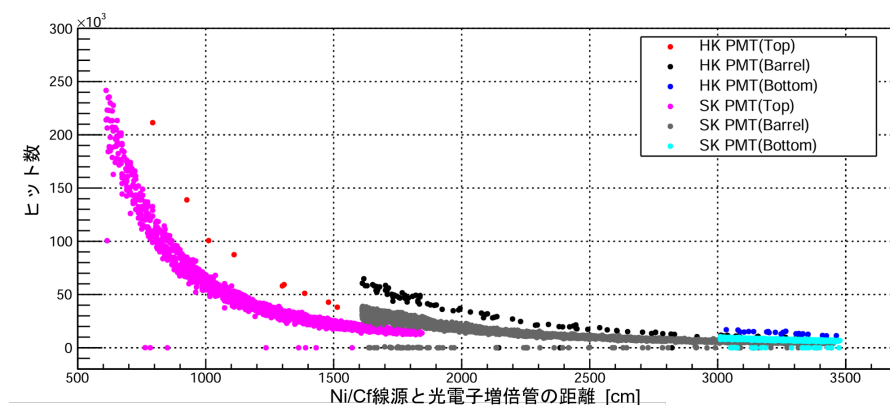


図 5.11 光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (データ、線源の位置は $z = 12$ m)

5.1.2 モンテカルロシミュレーション

次に、モンテカルロシミュレーションを用いて、水中の透過率を 100% と仮定した際のヒット数を算出した。図 5.12 に Ni/Cf 線源が中心にある際の予測ヒット数を HK PMT と SK PMT で分けてプロットし、それぞれに $y = a/x^2$ の近似曲線を追加したグラフを示す。ただし、本研究で使用したシミュレーションには SK PMT の量子効率の波長分布が使用されており、HK PMT の結果も SK PMT の量子効率の波長分布によって与えられている。

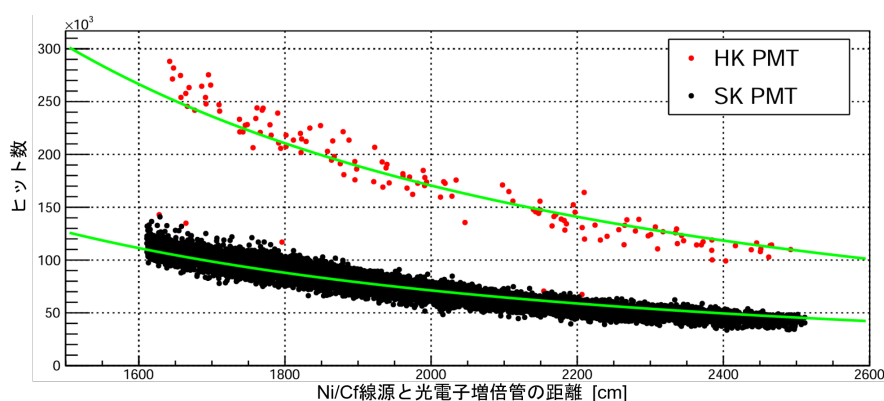


図 5.12 Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ) の a/x^2 近似

データでの解析と同様に、 $z > 1206$ cm, -1206 cm $\leq z \leq 1206$ cm, $z < -1206$ cm の 3 つの領域に分けてプロットしたグラフを図 5.13 に、PMT の設置面で分けてプロットしたグラフを図 5.14 に示す。

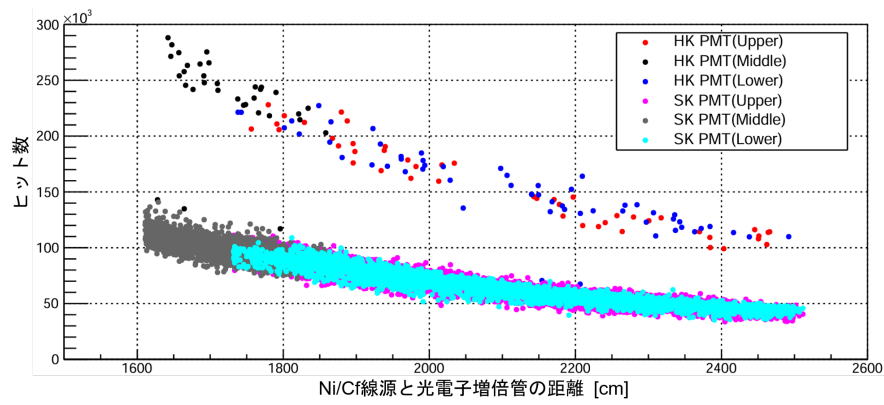


図 5.13 z 座標で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ)

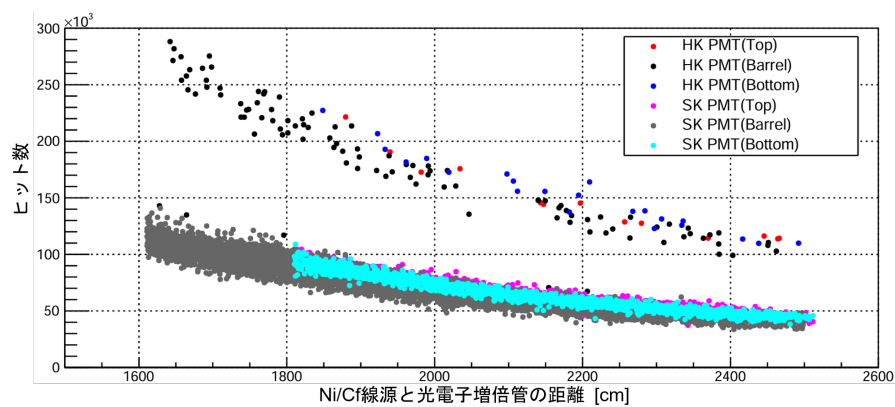


図 5.14 設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ)

さらに、Ni/Cf 線源の z 座標が異なる他のイベントについても、PMT の設置面によって分類したヒット数のグラフを作成した。図 5.15 に $z = -12$ m、図 5.16 に $z = 12$ m の結果を示す。こちらもデータを用いた結果と同様に、見込み角の影響で異なる面でのヒット数にずれが生じていることが分かる。

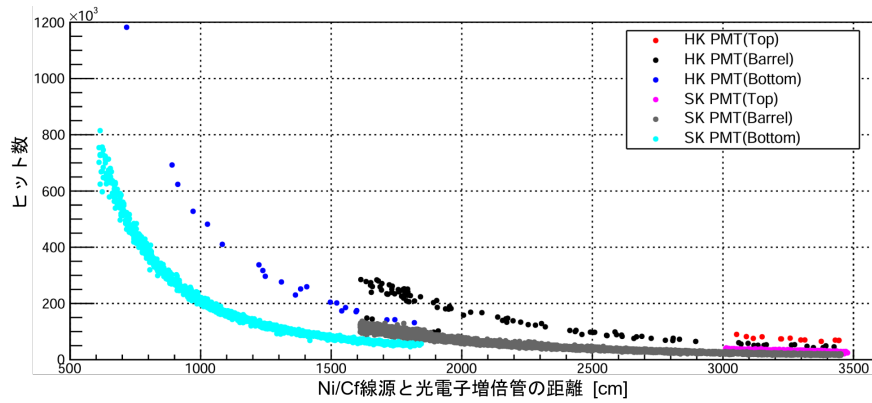


図 5.15 光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ、線源の位置は $z = -12$ m)

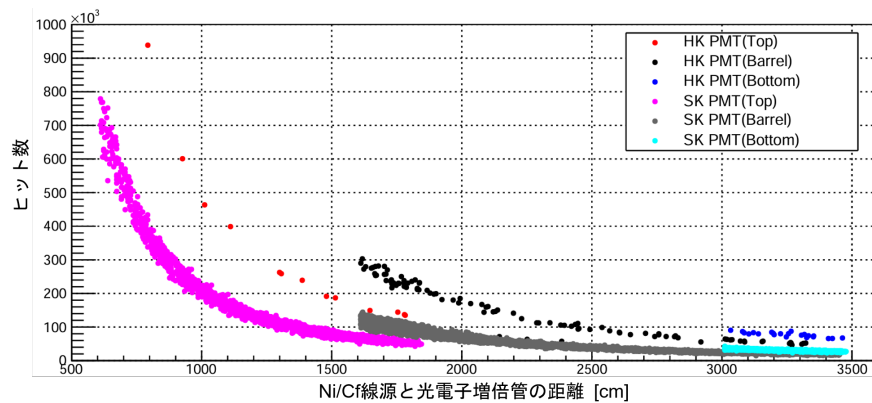


図 5.16 光電子増倍管の設置面で分類した Ni/Cf 線源からの距離とヒット数の関係 (モンテカルロ、線源の位置は $z = 12$ m)

5.1.3 ヒット数比による透過長の評価

モンテカルロシミュレーションで得たヒット数は透過率を 100%としていることから、データから得たヒット数をシミュレーションで得たヒット数で割った値は水の透過率に相当する。水の透過率 T は、距離を x 、水中での減衰係数を μ とすると、 $T = \exp(-\mu x)$ と表されることから、ヒット数の比のグラフに指数関数によるフィッティングを行って減衰係数を得た。

線源を中心に設置したデータから得たヒット数を水の透過率が 100%の時のモンテカルロシミュレーションで得たヒット数で割った値を縦軸としたグラフを図 5.17 に示す。すなわち、図 5.5 を図 5.12 で割ったグラフである。ここでも、データのヒット数が 10000 以下である PMT は省いている。HK PMT と SK PMT のそれぞれにおいて、関数 $y = a \exp(-bx)$ によるフィッティングを行った。図中に各パラメータの値と誤差を示す。

透過率が $1/e$ になる距離を透過長と呼ぶ。すなわち透過長は減衰係数の逆数で表される。ここでは、パラメータ b が減衰係数を意味しているため、透過長 L とその誤差 ΔL は次式で求められる。

$$L \pm \Delta L = \frac{1}{b} \pm \frac{\Delta b}{b^2} \quad (5.1)$$

これより、透過長は HK PMT が (84.9 ± 3.7) m、SK PMT が (136.6 ± 2.3) m と求まった。この測定が行われた時期の SK での透過長は 85 m 程度であった。

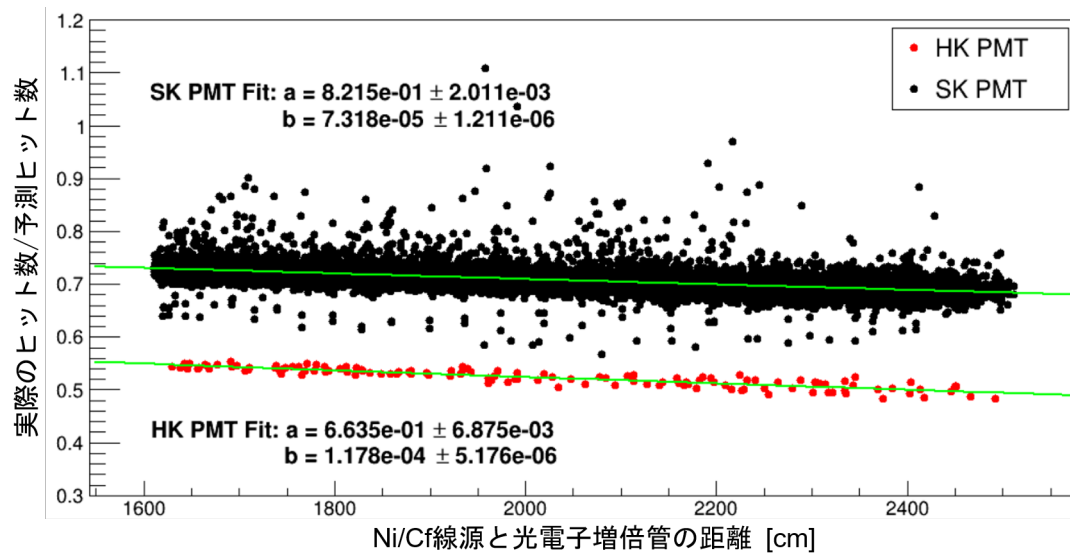


図 5.17 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比

図 5.17 のグラフを SK-2 PMT と SK-3 PMT、HK PMT の 3 つに分けてプロットした結果を図 5.18 に示す。透過長は HK PMT は図 5.17 と同様の結果であり (84.9 ± 3.7) m、SK-2 PMT が (143.4 ± 2.6) m、SK-3 PMT が (131.2 ± 3.0) m と求まった。短波長側での量子効率が高いほど、透過長が短くなる傾向が見られた。

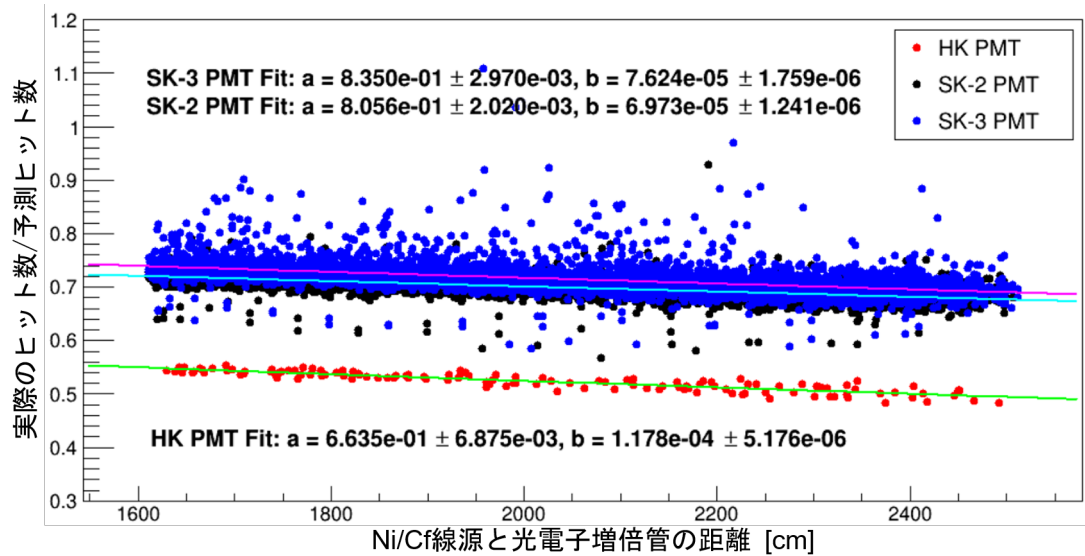


図 5.18 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (SK-2 PMT, SK-3 PMT)

また、PMT が設置されている面で分類した結果について、データから得たヒット数とモンテカルロシミュレーションから得たヒット数の比を取ったグラフを作成した。上面に設置された PMT による結果を図 5.19 に、底面に設置された PMT による結果を図 5.20 に示す。先程と同様に、各結果について関数 $y = a \exp(-bx)$ でフィッティングしている。透過長は、上面の HK PMT が (73.4 ± 13.1) m、SK PMT が (158.0 ± 10.4) 、底面の HK PMT が (61.2 ± 7.1) m、SK PMT が (145.0 ± 7.0) m となった。

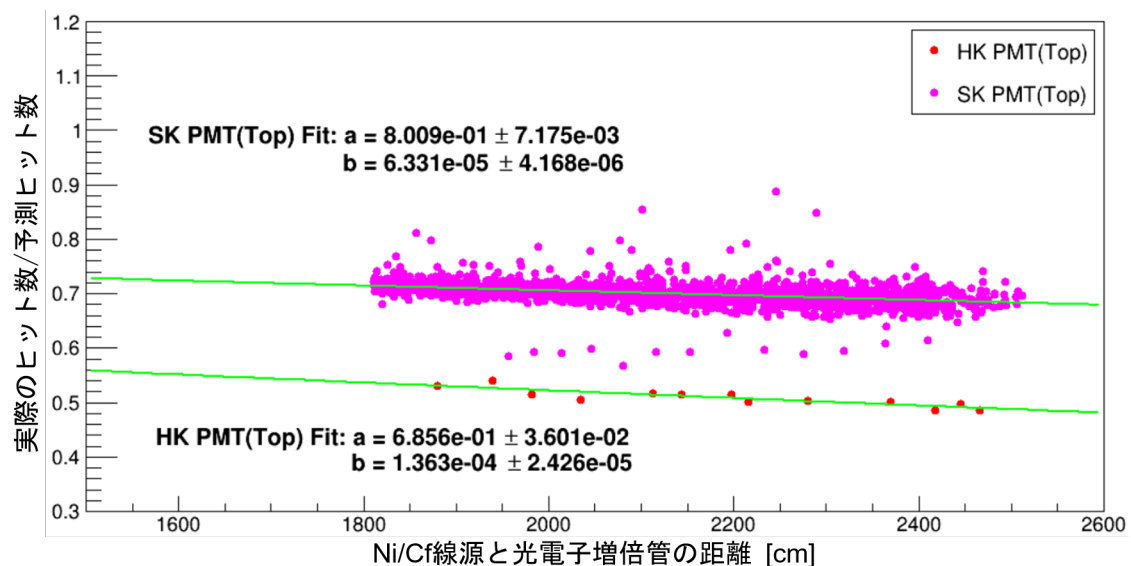


図 5.19 光電子増倍管の設置面で分類したデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (上面)

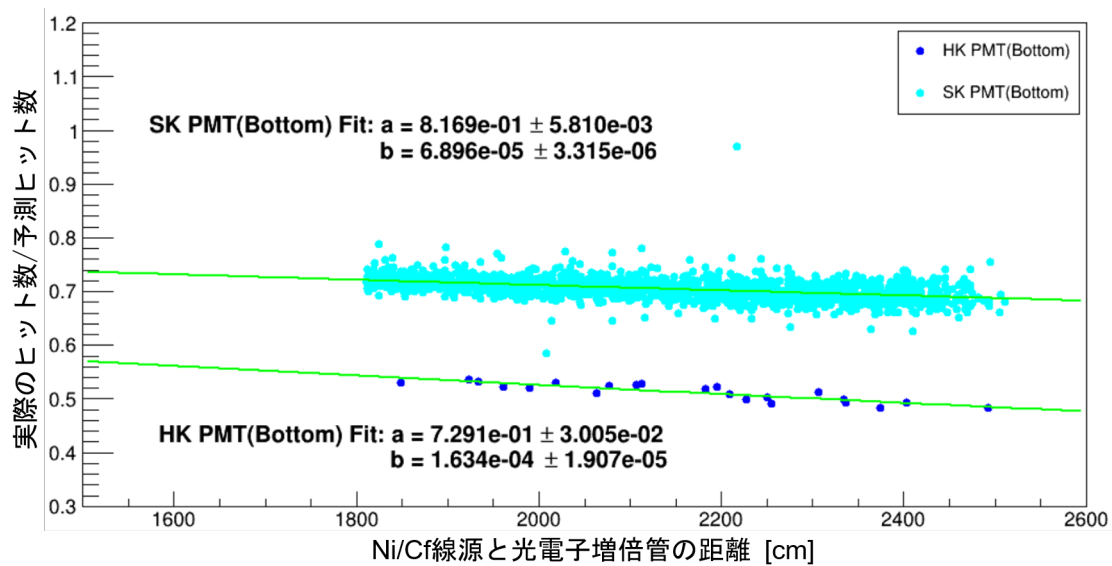


図 5.20 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 (底面)

その他、タンクの側面に設置された PMT によって求めた透過長や、 z 座標によって分類したヒット数の比から求めた透過長の結果は、付録 A に示す。

5.2 補正係数の導入

低エネルギー事象におけるモンテカルロシミュレーションでのヒット数の計算には、SK 内で測定された rel QE が使用されている。rel QE は水質の影響や検出器の非対称不定性を含むため、SK 内での測定データを用いず、事前に測定した PMT のデータを使用してヒット数を補正した場合、実際のヒット数との比のばらつきがどのように変化するかを調査する。SK に設置されている HK PMT はすべて量子効率の波長特性が波長ごとに測定されていることから、HK PMT に着目して考える。

ばらつきを表す指標として χ^2 値と RMS(Root Mean Square) を利用する。 χ^2 は次式で表される。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (y_i - f(x_i))^2 \quad (5.2)$$

ここで、 N はデータ点の数、 y_i は実測値、 $f(x_i)$ は予測値を意味している。この値が小さいほど、予測値は実測値によく適合していることを示す。図 5.21 は Ni/Cf 線源がタンク中心に設置されている際の HK PMT の実際のヒット数と、モンテカルロシミュレーションで得た予測ヒット数の比である。緑色の線は、 $y = a \exp(-bx)$ の近似曲線である。図中の左上には $\chi^2 = 0.007$ と表示されており、 χ^2 値が小さく、フィット関数がデータとよく合っていることが分かる。

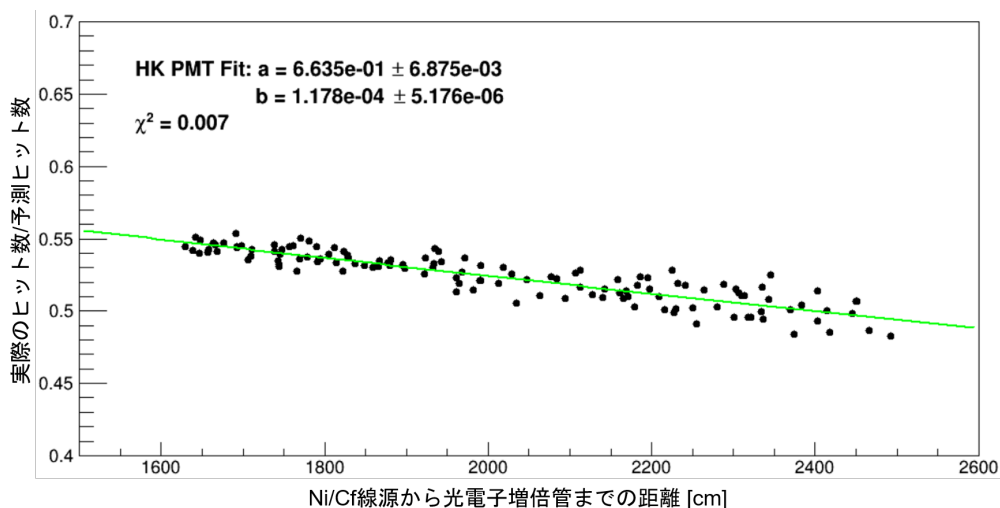


図 5.21 実測値とモンテカルロシミュレーションでの予測値を用いた HK PMT のヒット数の比

また、このグラフの結果から、図 5.22 に示すヒストグラムが作成できる。横軸は図 5.21 におけるフィット関数と実測値の差、縦軸はそれぞれの範囲でのエントリー数を意味しており、フィットした値との差の分布が理解できる。データ全体の大きさを表す統計量である RMS は次式で定義される。

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2} \quad (5.3)$$

N はデータ点の数、 x_i は各データ点での値を表す。これにより、データの符号に依らず、絶対的な大きさやばらつきを評価することができる。RMS が小さいほどばらつきは小さいといえる。この図では $\text{RMS} = 7.553 \times 10^{-3}$ となった。

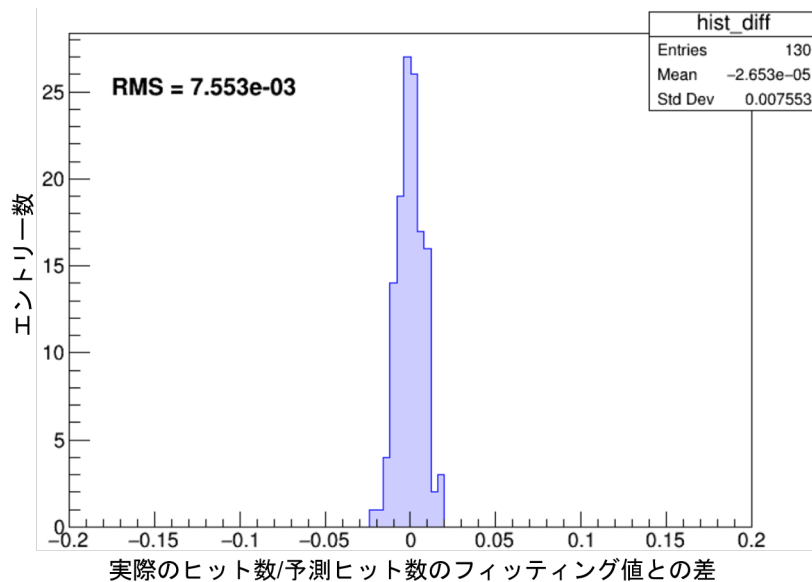


図 5.22 実測値とモンテカルロシミュレーションでの予測値を用いた HK PMT のヒット数の比のばらつき

ここから、いくつかのパラメータでモンテカルロシミュレーションで得たヒット数を補正し、フィット関数との整合性を確認する。SK 内に設置されている HK PMT136 本における rel QE の平均値は 1.93 であることから、元のデータと比較しやすいように他のパラメータも平均値が 1.93 となるように相対化した。

まず、量子効率の補正をなくしたヒット数、すなわちモンテカルロシミュレーションでのヒット数 N_{MC} を rel QE で割ったものを用意した。補正がなくなっているため、当然ばらつきは大きくなる。 $\chi^2 = 0.086$, $RMS = 2.565 \times 10^{-2}$ となった。フィット関数のパラメータ b から式 (5.1) によって求めたところ、 (73.0 ± 9.2) m となった。

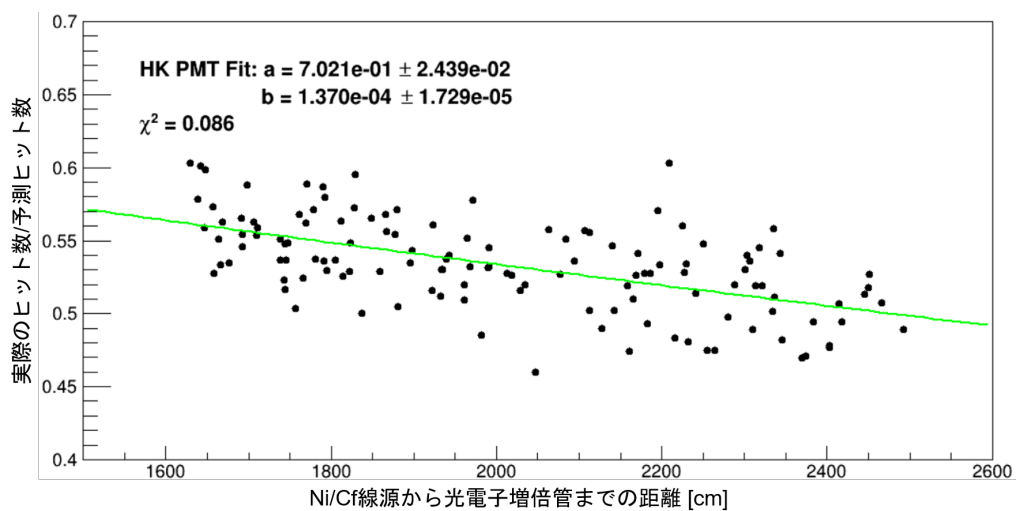


図 5.23 量子効率の補正をなくしたヒット数の比

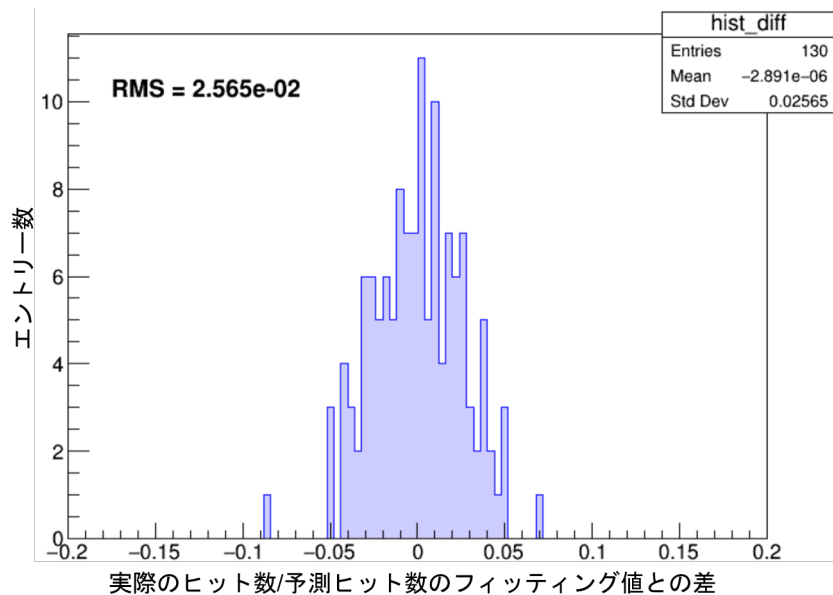


図 5.24 量子効率の補正をなくしたヒット数の比のばらつき

次に、浜松ホトニクス株式会社によって測定された各PMTの量子効率の最大値 QE_{peak} で補正した。補正後のヒット数 N_{corr} は次のように書ける。

$$N_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{MC}}}{\text{rel } QE} \times QE_{\text{peak}} \quad (5.4)$$

$\chi^2 = 0.038$ であり、補正なしの結果と比べて $1/2$ 以下となり、データとの適合度が改善されている。RMS = 1.699×10^{-2} となった。透過長は、 (80.5 ± 7.4) m であった。

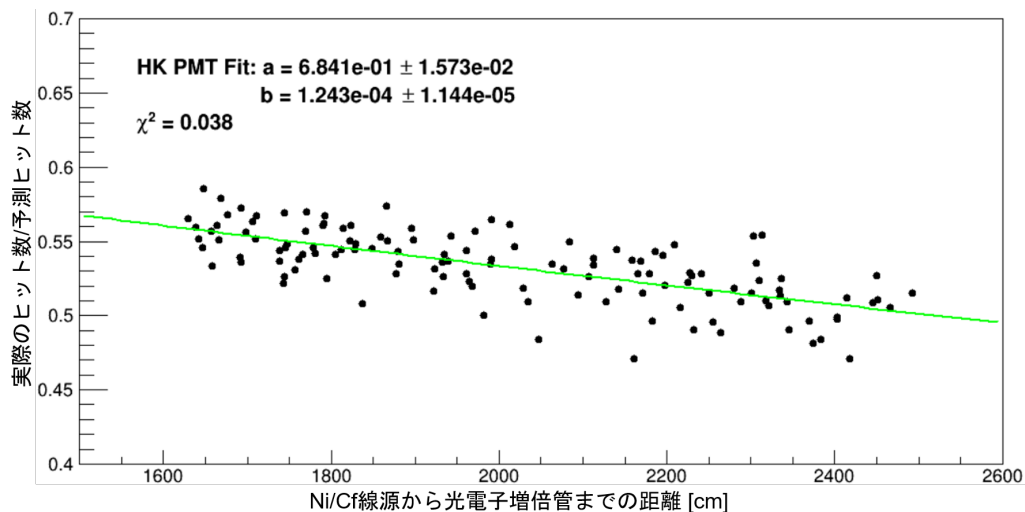


図 5.25 量子効率のピーク値で補正したヒット数の比

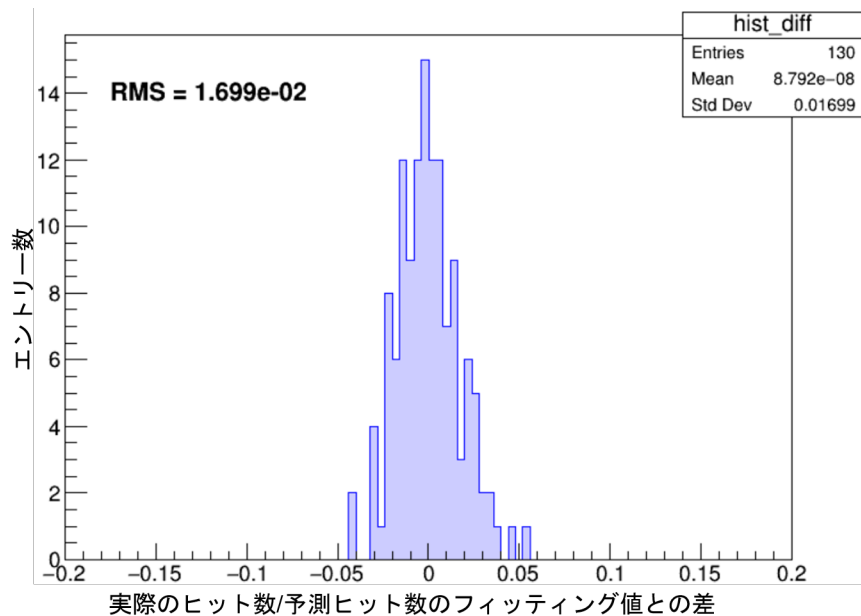


図 5.26 量子効率のピーク値で補正したヒット数の比のばらつき

さらに、浜松ホトニクス株式会社が測定した量子効率の積分値で補正をした。波長 280–650 nm の範囲で 10 nm 刻みに量子効率が測定されている。

$$N_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{MC}}}{\text{rel QE}} \times \int \text{QE}(\lambda) d\lambda \quad (5.5)$$

これにより量子効率の波長依存を考慮することができ、 $\chi^2 = 0.035$, $\text{RMS} = 1.647 \times 10^{-2}$ となり、量子効率の最大値で補正した結果より僅かに小さくなった。透過長は (78.7 ± 6.9) m となった。

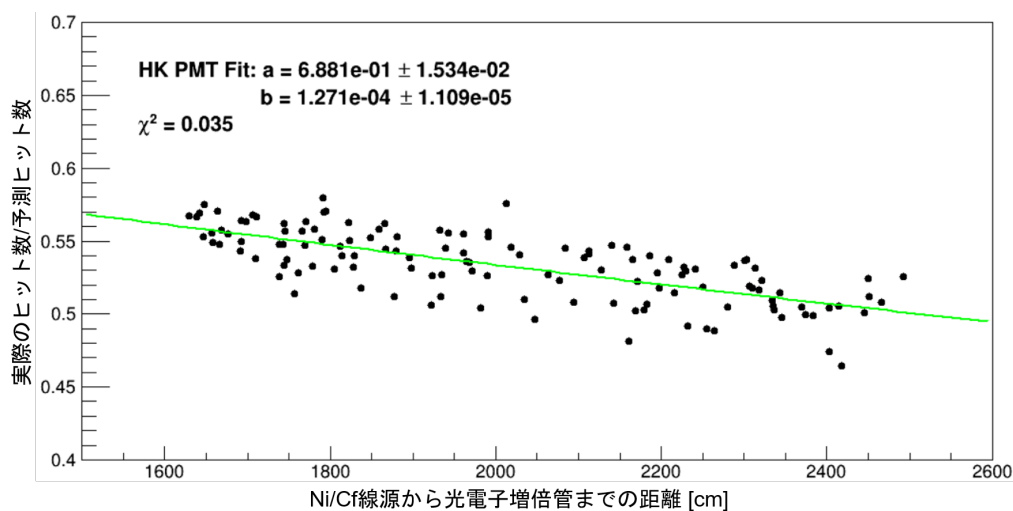


図 5.27 量子効率の積分値で補正したヒット数の比

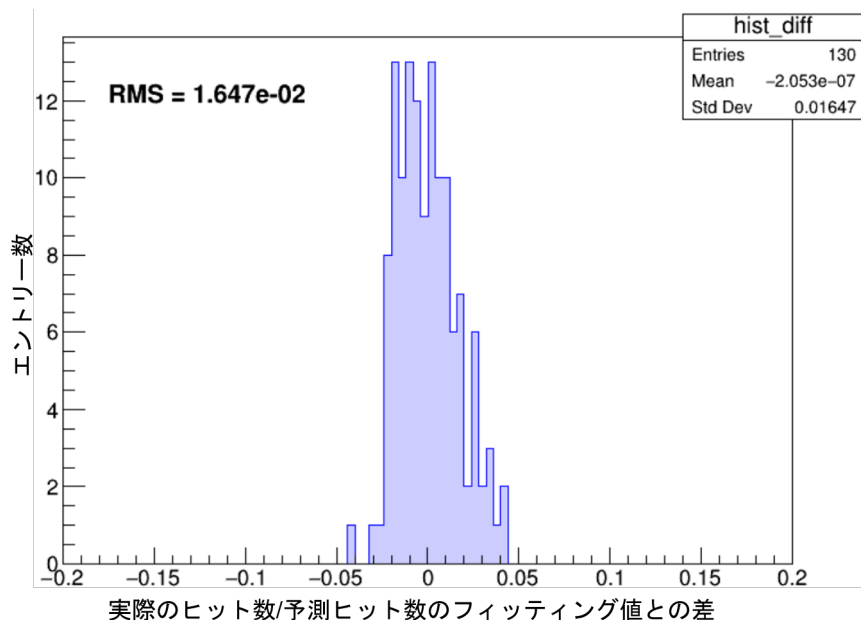


図 5.28 量子効率の積分値で補正したヒット数の比のばらつき

これに加えて、チェレンコフ放射強度 I も導入した。チェレンコフ強度は波長の 2 乗に反比例することが知られている。

$$N_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{MC}}}{\text{rel QE}} \times \int \text{QE}(\lambda) \times I(\lambda) d\lambda \quad (5.6)$$

$\chi^2 = 0.032$, $\text{RMS} = 1.574 \times 10^{-2}$ となり、ここでもさらにフィットの精度が良くなっている。透過長は $(83.8 \pm 7.4) \text{ m}$ と求まった。

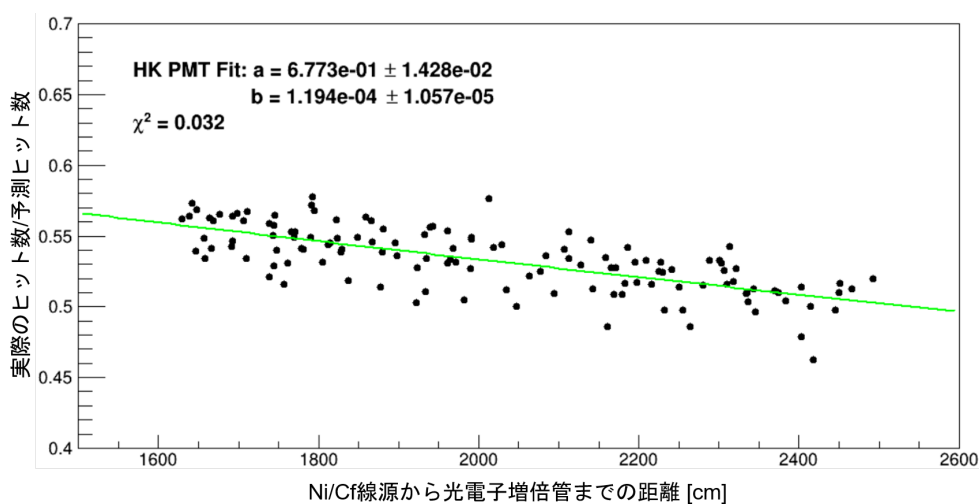


図 5.29 量子効率 × チェレンコフ放射強度の積分値で補正したヒット数の比

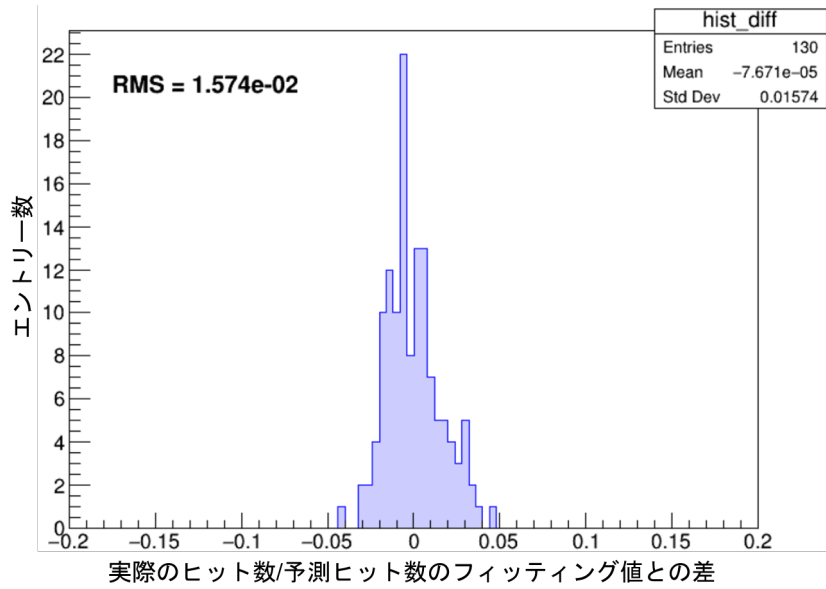


図 5.30 量子効率 × チェレンコフ放射強度の積分値で補正したヒット数の比のばらつき

これ以降は、本研究での測定結果を加えた補正を行う。まず、図 4.29 で示した、検出効率の 25 °C からの変化率 k を温度補正係数 k_{QE} として追加する。温度補正係数は、本研究で測定をした 20 種の波長において値を適用し、積分した。

$$N_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{MC}}}{\text{rel QE}} \times \int \text{QE}(\lambda) \times I(\lambda) \times \text{QE}(\lambda) \times \{1 + k_{\text{QE}}(\lambda)(14 - 25)\} d\lambda \quad (5.7)$$

測定時の水温は 14 °C として計算した。しかし、 $\chi^2 = 0.033$, $\text{RMS} = 1.583 \times 10^{-2}$ であり、一つ前の量子効率とチェレンコフ放射強度の積分値での補正と比べてデータのばらつきは僅かに大きくなっている。これは、量子効率測定の誤差に依る温度補正係数の不定性に加え、入射窓の厚みの違いによるものであると考える。ここで使用した補正係数は入射窓の厚みが 4.16 mm での結果であり、ヒット数を補正している HK PMT の厚みとは異なる。また、波長 20 点での量子効率のみを補正に用いていることも原因と考えられる。ここまでは 39 点の量子効率の積分値を使用していたため、精度が落ちてしまったと考える。透過長は、 $(86.3 \pm 8.0) \text{ m}$ となった。

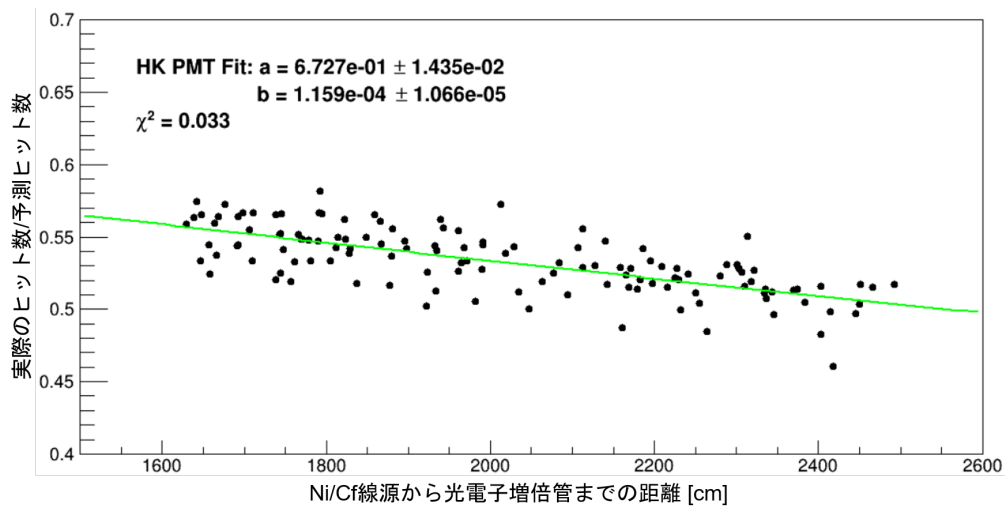


図 5.31 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 検出効率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比

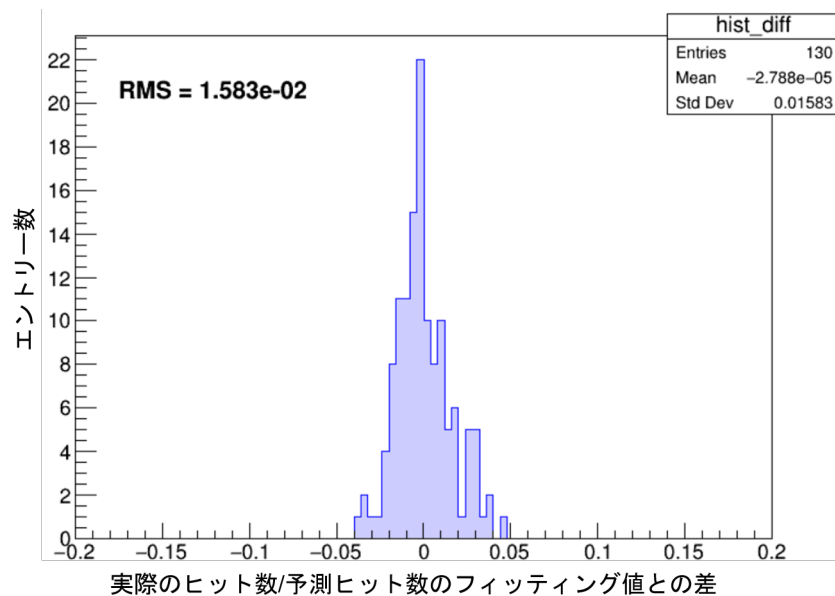


図 5.32 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 検出効率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比のばらつき

次に、ガラスの透過率を利用する。PMT の入射窓の厚みには個体差があるため、2.5, 3, 4 mm の 3 つの厚みを仮定して、それぞれの厚みでの温度補正係数 k_{glass} を補正に用いた。

$$N_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{MC}}}{\text{rel QE}} \times \int \text{QE}(\lambda) \times I(\lambda) \times T_{24.7^\circ\text{C}}(\lambda) \times \{1 + k_{\text{glass}}(\lambda)(14 - 24.7)\} d\lambda \quad (5.8)$$

2.5 mm と 4 mm の温度補正係数は、3 mm 厚のガラスサンプルで測定した結果をそれぞれの厚みに換算することで求めた。ガラスの透過率の温度依存測定は波長 270–370 nm で

行ったため、380 nm 以上の透過率は370 nmでの透過率と等しいと仮定した。図5.33, 5.34に2.5 mm 厚、図5.35, 5.36に3 mm 厚、図5.37, 5.38に4 mm 厚での結果を示す。 χ^2 値は順に0.033, 0.048, 0.034、RMSは 1.601×10^{-2} , 1.927×10^{-2} , 1.607×10^{-2} であり、これらについても量子効率とチェレンコフ放射強度の積分値での補正以上の精度は得られなかった。波長380 nm 以上の範囲でも温度を安定させてガラスの透過率を測定し、補正係数として用いることが望ましい。透過長は順に、 (84.5 ± 7.7) m, (90.4 ± 10.6) m, (84.6 ± 7.7) mであった。

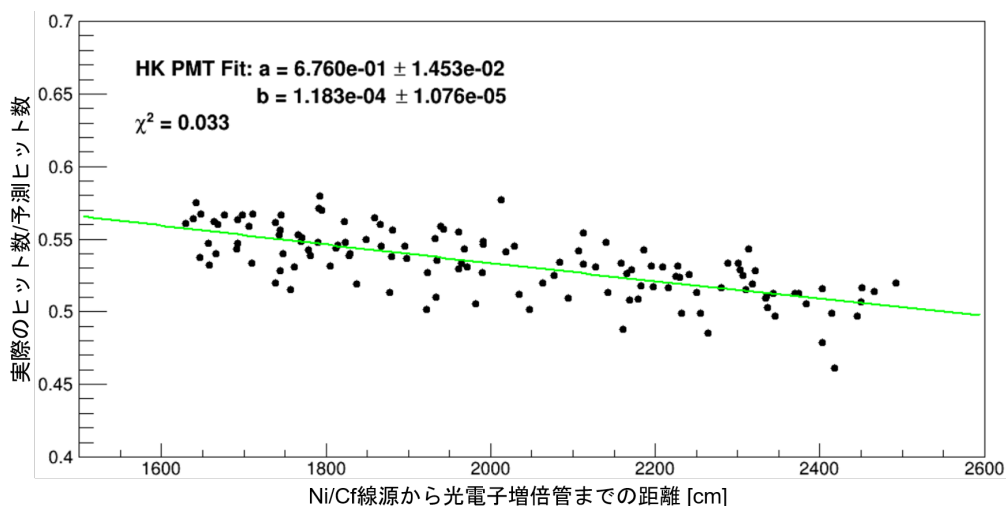


図 5.33 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 2.5 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比

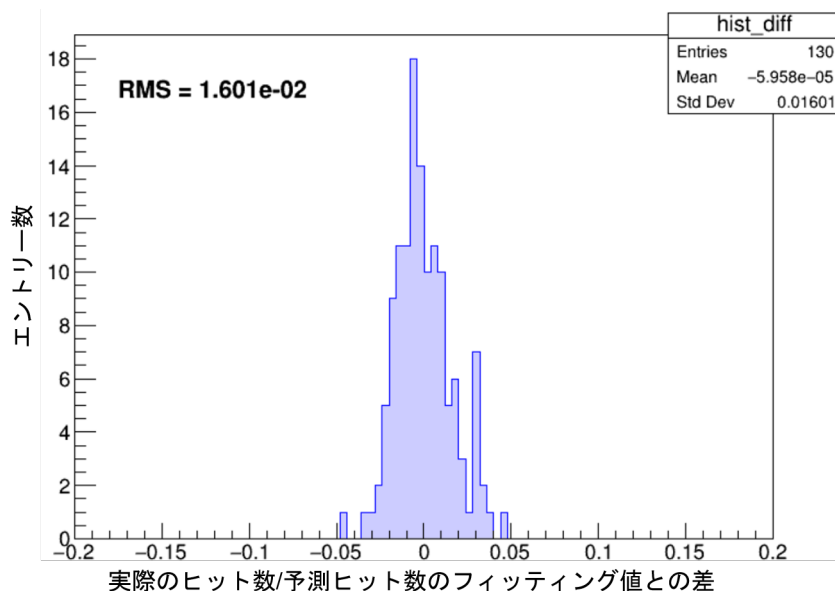


図 5.34 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 2.5 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比のばらつき

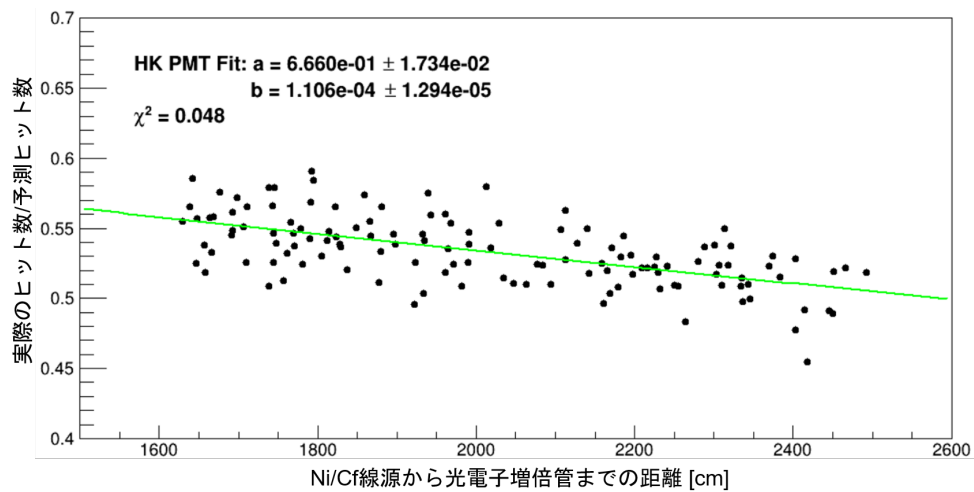


図 5.35 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 3 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積
 分値で補正したヒット数の比

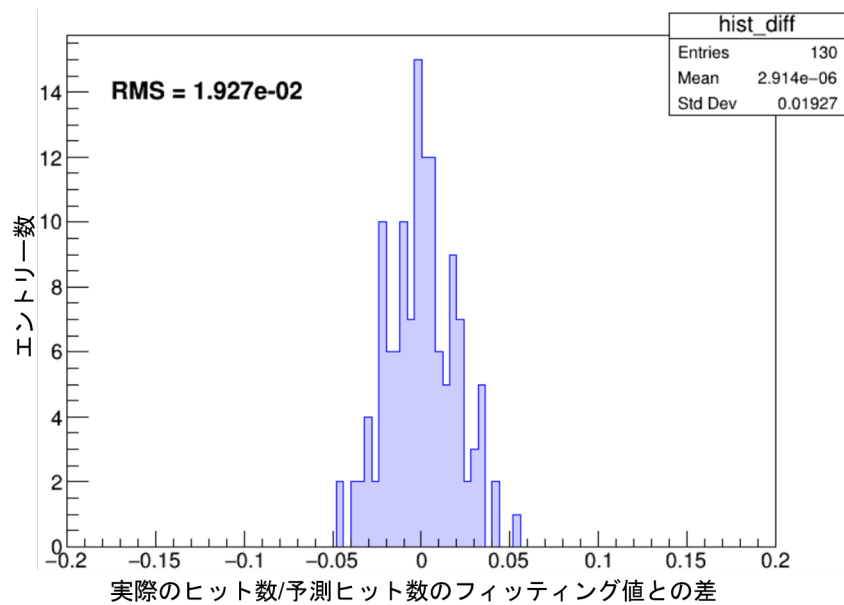


図 5.36 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 3 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積
 分値で補正したヒット数の比のばらつき

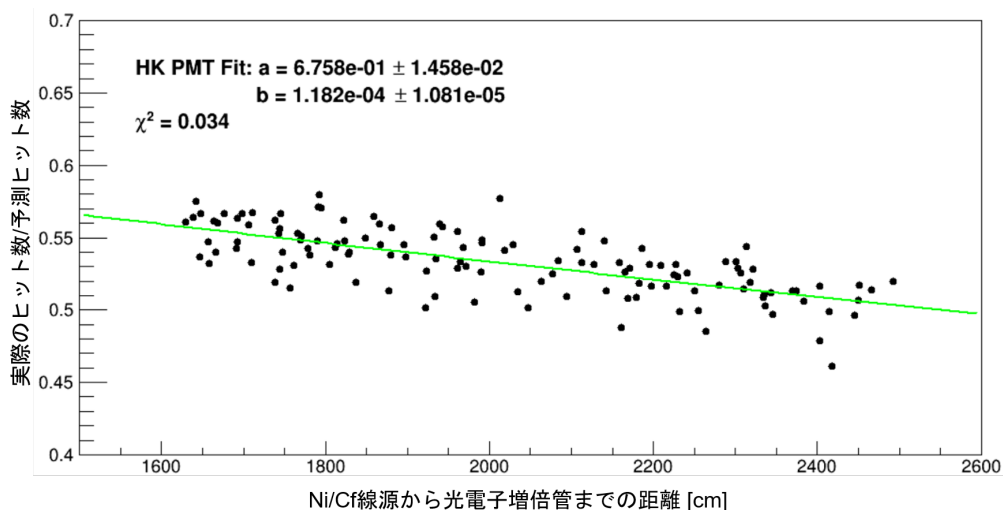


図 5.37 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 4 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比

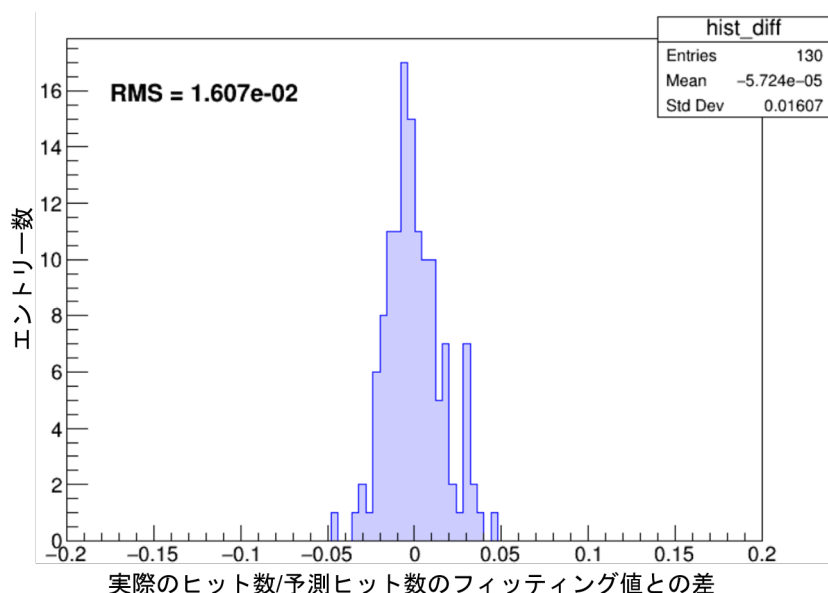


図 5.38 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 4 mm 厚ガラスの透過率の温度補正係数の積分値で補正したヒット数の比のばらつき

最後に、PMT の衝撃波防止ケースに使用されているアクリルの透過率 T_{acrylic} の補正を加えた。

$$N_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{MC}}}{\text{rel QE}} \times \int \text{QE}(\lambda) \times I(\lambda) \times T_{\text{acrylic}}(\lambda) d\lambda \quad (5.9)$$

図 4.55 に示した 4 つの結果の平均値を利用した。 $\chi^2 = 0.038$, $\text{RMS} = 1.713 \times 10^{-2}$ となり、この補正によって精度は向上しておらず、実際に補正係数として活用するためには透

過率の温度や厚みへの依存の詳細を調査する必要があると考える。透過長は (76.3 ± 6.7) m となった。

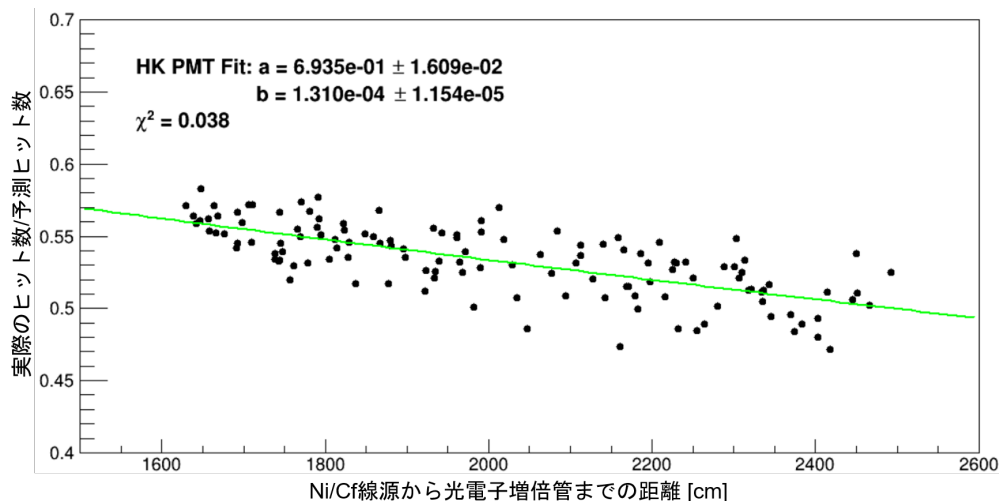


図 5.39 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 10.40 mm 厚アクリル (ドーム部) の透過率の積分値で補正したヒット数の比

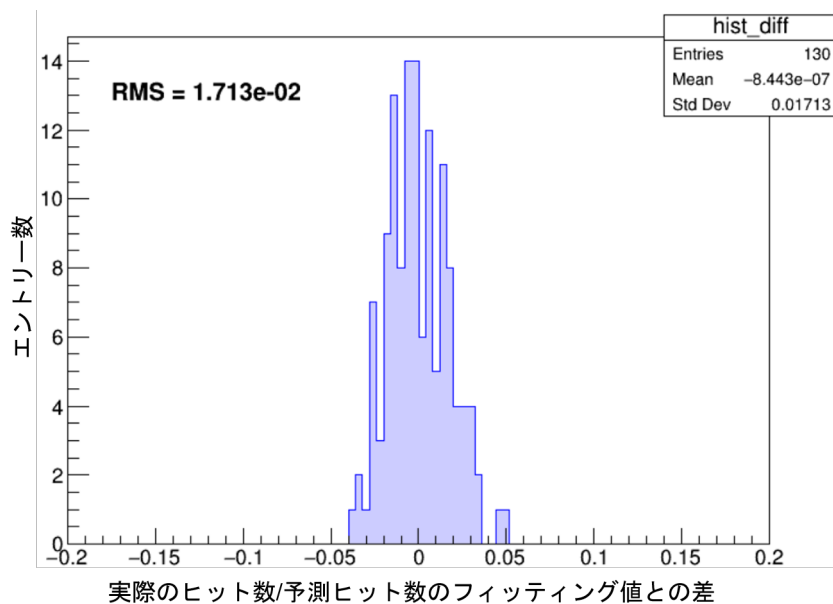


図 5.40 量子効率 × チェレンコフ放射強度 × 10.40 mm 厚アクリル (ドーム部) の透過率の積分値で補正したヒット数の比のばらつき

ここまで行った補正について、 χ^2 値と RMS と透過長を表 5.1 にまとめる。

表 5.1 各補正での χ^2 値と RMS と透過長

補正方法	χ^2 値	RMS	透過長 [m]
モンテカルロシミュレーション	0.007	7.553×10^{-3}	84.9 ± 3.7
補正なし	0.086	2.565×10^{-2}	73.0 ± 9.2
量子効率のピーク値	0.038	1.699×10^{-2}	80.5 ± 7.4
量子効率の積分値	0.035	1.647×10^{-2}	78.7 ± 6.9
量子効率 $\times$ チェレンコフ放射強度の積分値	0.032	1.574×10^{-2}	83.8 ± 7.4
量子効率 $\times$ チェレンコフ放射強度 $\times$ 検出効率の温度補正の積分値	0.033	1.583×10^{-2}	86.3 ± 8.0
量子効率 $\times$ チェレンコフ放射強度 $\times$ ガラス透過率の温度補正 (2.5 mm) の積分値	0.033	1.601×10^{-2}	84.5 ± 7.7
量子効率 $\times$ チェレンコフ放射強度 $\times$ ガラス透過率の温度補正 (3 mm) の積分値	0.048	1.927×10^{-2}	90.4 ± 10.6
量子効率 $\times$ チェレンコフ放射強度 $\times$ ガラス透過率の温度補正 (4 mm) の積分値	0.034	1.607×10^{-2}	84.6 ± 7.7
量子効率 $\times$ チェレンコフ放射強度 $\times$ アクリルの透過率の積分値	0.038	1.713×10^{-2}	76.3 ± 6.7

タンク外で測定した量子効率の波長分布を用いることでも透過率を評価することができた。現時点では印加した高電圧によって変化する収集効率やタンク内の磁場の影響を考慮しておらず、従来の方法を超越する精度は得られていない。このような他の要素も考慮することで、タンク外の測定結果のみを利用した水質等の影響に依らない補正も期待できる。また、本研究では HK で使用する 50 cm 径 PMT(R12860)1 本の量子効率の波長と温度の依存性を測定したが、量子効率には個体差があるため、全ての PMT に同じ補正係数を使用できるとは言いきれない。複数の PMT で量子効率を測定した上で、温度補正係数を検討する必要がある。

入射窓の透過率の温度依存性が量子効率の温度依存の主要要因であれば、ガラスの透過率の温度依存を用いて補正することも可能であると考えられる。長波長側の透過率も正確に測定することで、再構成の精度が向上する可能性がある。ガラスの厚みは全ての PMT について測定されているため、ガラスの厚みと量子効率や透過率の関係を理解することで、適切な補正方法を検討したい。

第6章 結論と今後の展望

PMT は水チェレンコフ検出器においてチェレンコフ光を効率的かつ高精度に検出するための中心的なデバイスであり、その性能が実験全体の精度に大きく影響を与える。PMT の量子効率が入射した光子を光電子に変換する確率を示す特性であり、低エネルギー事象におけるエネルギー再構成の精度に直接的な影響を及ぼす。SK でのエネルギー再構成の精度は 1–2% であり、HK では 0.5% 程度を目指して更なる精度向上が求められている。HK では新型 PMT を採用することで検出効率の向上が期待されるが、その性能を最大限に引き出すためには量子効率の波長依存性や温度依存性を精密に測定し、PMT 間のばらつきを統一的に評価する必要がある。本研究では、HK での高精度測定を目指し、PMT の量子効率の波長と温度に対する依存性を測定した。

キセノンフラッシュランプのパルス光を分光し、波長 280–650 nm の範囲での量子効率測定を行った。PMT は HK で使用予定の 50 cm 径 PMT(R12860) と SK で使用されている (R3600) の 2 つを使用した。測定対象となる PMT を恒温槽に入れ、5, 14, 25, 35 °C の 4 つの温度で測定した。その結果、浜松ホトニクス株式会社によって本研究とは異なる方法で測定された量子効率と似た波長依存性が見られた。さらに、温度が上昇すると量子効率は低下する傾向を持つことが分かった。例えば、波長 340 nm における 14 °C での検出効率は、25 °C での検出効率に比べて、R12860 では 2.5% 高く、R3600 では 9.7% 高い結果となった。さらに、浜松ホトニクス株式会社の測定結果と比較することで、50 cm 径 PMT(R12860) の収集効率は 80% 程度であると求められた。

量子効率の温度依存の要因を特定するため、入射窓に使用されているガラスの透過率を複数の温度で測定したところ、温度が上昇すると透過率が減少する傾向が見られた。特に、透過率の低い短波長領域での変化が顕著となった。この結果と検出効率の温度依存性を比較することで、量子効率温度依存性の主要要因は入射窓の透過率の温度依存であると考えられた。

また、PMT の異なる位置に光を入射して量子効率を測定することで、ガラスの厚みが量子効率に与える影響を調査したところ、320 nm 以下の短波長領域において量子効率が変わることが分かった。これは、短波長ではガラスの厚みによる透過率の変化が大きくなるためであると考えている。

さらに、Ni/Cf 線源を用いて測定されたデータとモンテカルロシミュレーションの結果の比を取ることで、これまでとは異なる手法で SK での透過率を評価できることが確認された。モンテカルロシミュレーションに本研究で得た量子効率の温度依存性や入射窓の透

過率を適用したが、精度の向上は見られなかった。PMT をタンクに設置した後での相対的な量子効率の測定は、水質の影響を受けてしまうことに加え、波長依存も考慮することができないため、ガラスの厚みなどを考慮したキャリブレーションを行うことができれば、事象の発生位置に関わらず精度を高めることができる。

HK で使用する PMT は現在量産されており、2026 年まで継続する予定である。量産と並行して品質を確認するため、毎月 200 本程度の PMT についてダークカウントレートやゲインが測定されている。2026 年以降に予定されている PMT のタンクへの設置前に行われる事前較正において、複数の PMT で量子効率の温度依存性を測定することで、個体差を把握しておく必要がある。また、エネルギー再構成の精度向上に向けて、室温での量子効率を HK で利用できるよう検討する。入射光の位置や入射角度を変化させた測定を行うことで、量子効率の特性をより詳細に理解していきたい。

謝辞

本研究を行うにあたり多くの方々にお世話になりました。この場をお借りして感謝の意を述べさせていただきます。

指導教員の西村康宏先生には、測定方法や解析手法のご指導に加え、論文や発表スライドの添削などとても丁寧に行っていただきました。研究室内の進捗報告だけでなく、個人的にもお時間を取ってご指導いただき、大変感謝しております。実験機器や資料を迅速に用意してくださったことで、滞りなく研究を進めることができました。また、お忙しい中実験施設への出張にもご同行いただき、現地でご指導いただいたことも感謝しております。3年間ご指導いただきありがとうございました。

慶應義塾大学理工学研究科基礎理工学専攻物理学専修の長谷川太郎先生、並びに古川俊輔先生には、本論文の副査としてご助言をいただきました。自分にはなかった新たな視点からのご指摘をいただくことで、研究をより深く見つめ直す機会となりました。心より感謝申し上げます。

スーパーカミオカンデ、ハイパーカミオカンデのコラボレータの皆様には、日々の会議や学会の際にご助言をいただきました。出張の際に私の質問に快く答えてくださり、進捗も気にかけてくださりました。特に、東京大学宇宙線研究所の矢野孝臣先生には、Ni/Cf線源を用いたデータの解析やモンテカルロシミュレーションの使用方法について、大変丁寧にご指導いただきました。お忙しい中プログラムや資料を作成してくださり、心から感謝しております。ありがとうございました。

同研究所の佐藤和史先生には、透過率測定のためのガラスサンプルをお貸しいただき、測定方法についてもご指導いただきました。メールでの質問にも迅速に対応してくださり、感謝しております。

研究室の先輩方にも大変お世話になりました。前川雄音さんには、学部生の頃から多くのご助言をいただきました。測定や解析方法に関する貴重なアドバイスをいただき、質問しやすい環境を作ってくくださったこともとても有難かったです。また、プログラムの使用方法についてご指導いただき、発表スライドの添削においても時間をかけて丁寧にサポートしていただきました。多方面でのご支援に心より感謝申し上げます。前川さんなしでは語れない研究生活でした。3年間ありがとうございました。

Yu-Ming Liuさんは、研究室ミーティングの中で私の触れたことのない研究や解析について共有してくださり、素粒子物理全体に対する理解が深まりました。出身地である台湾のお話をお聞きすることも楽しい時間でした。

同期の堀内昇悟君は、プログラミングの知識が豊富で、データ解析やプログラム作成の際に大変お世話になりました。ありがとうございます。頻繁に出張をして研究に取り組まれている姿も印象的でした。

後輩の川端篤史君、岡明香里さん、舘岡佳蓮さん、深澤雅光君は、それぞれの興味に基づいた研究に取り組んだり、留学先で頑張っていたりする姿を見て、勉強になるとともにとても刺激を受けていました。私の測定に協力していただいたこともあり、感謝しています。

研究室をご卒業された皆様にも、様々な方面でお世話になりました。何もなかった研究室に暗室や測定装置などの設備を整えてくださった先輩方のおかげで研究を行うことができました。感謝しております。

最後に、大学院にも通わせてくれ、長い学生生活を最後まで支えてくれた家族に感謝を申し上げます。

付 録 A 複数の条件下でのヒット数比による透過長の評価

SK に設置された HK PMT を複数の条件によって分類することで推定された透過長の結果を示す。ただし、各グラフでの結果には透過率以外の要因も影響を与えるため、透過長の場所や方向の依存性のみを示すものではない。

まず、PMT が設置されている面で分類した結果について、データから得たヒット数とモンテカルロシミュレーションから得たヒット数の比を取ったグラフを作成した。全体での結果を図 A.1、タンク側面に設置された PMT における結果を図 A.2 に示す。緑色で示した曲線は、 $y = a \exp(-bx)$ の近似曲線である。

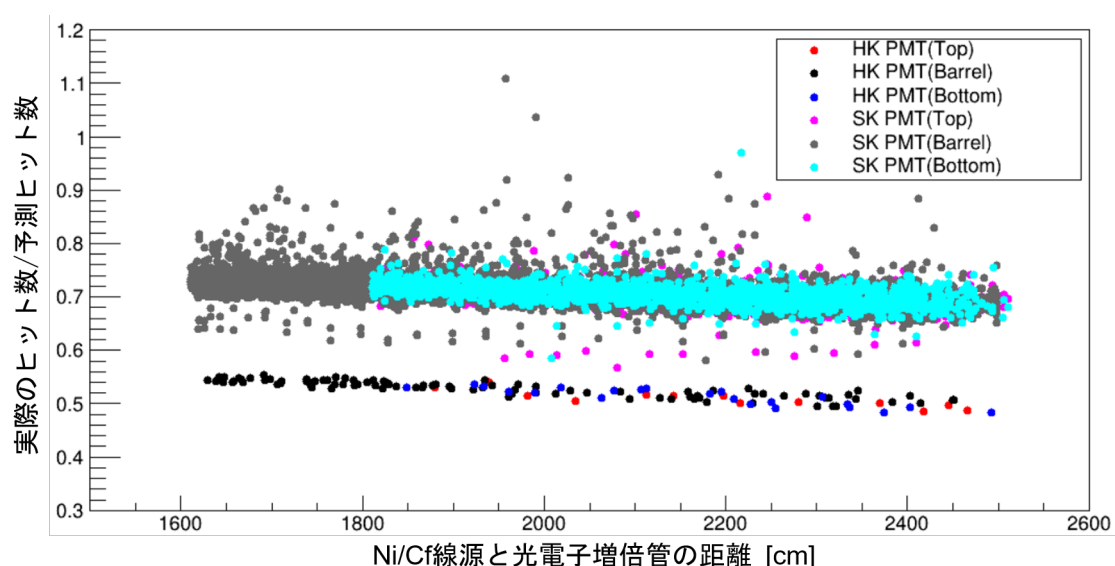


図 A.1 光電子増倍管の設置面で分類したデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比

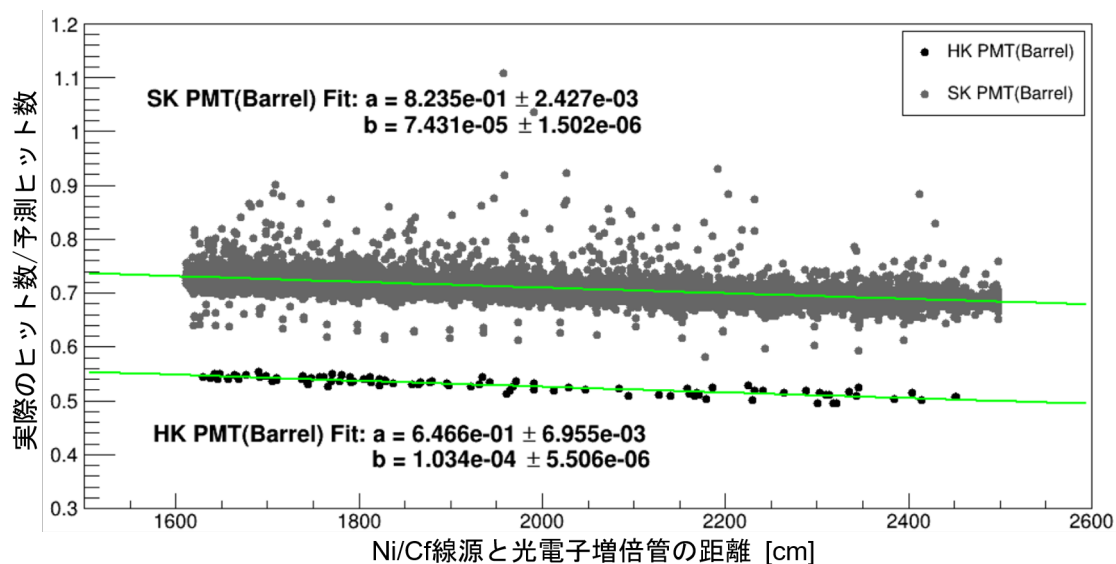


図 A.2 タンク側面に設置された光電子増倍管におけるデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比

さらに、 z 座標で分類した結果についてもデータから得たヒット数とモンテカルロシミュレーションから得たヒット数の比を取った。全ての結果を図 A.3 に示す。 z 座標によって分けた領域ごとのグラフも作成した。上部を図 A.4、中間部を図 A.5、下部を図 A.6 に示し、それぞれに $y = a \exp(-bx)$ の近似曲線を加えている。

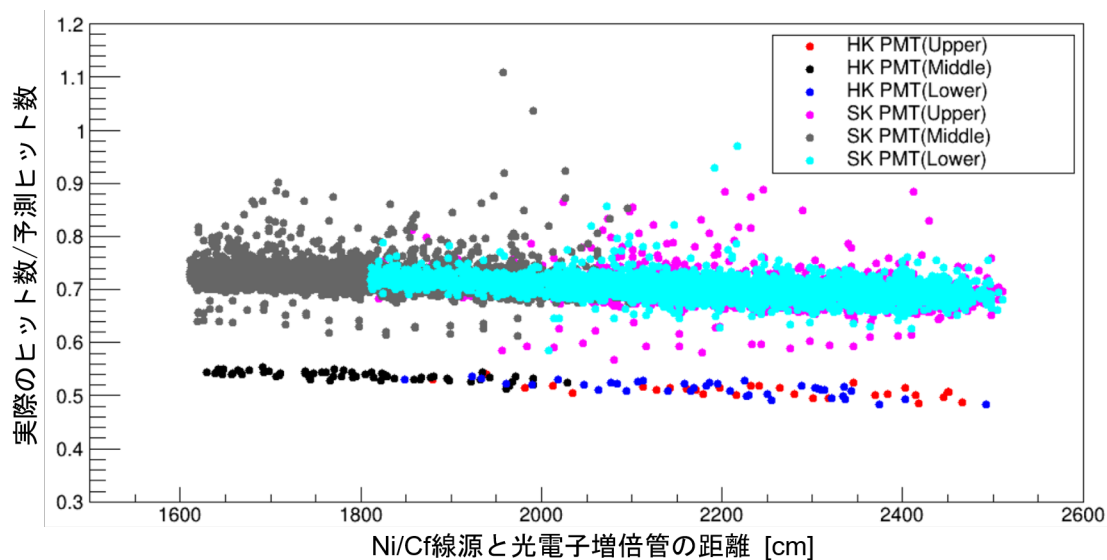


図 A.3 z 座標で分類したデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比

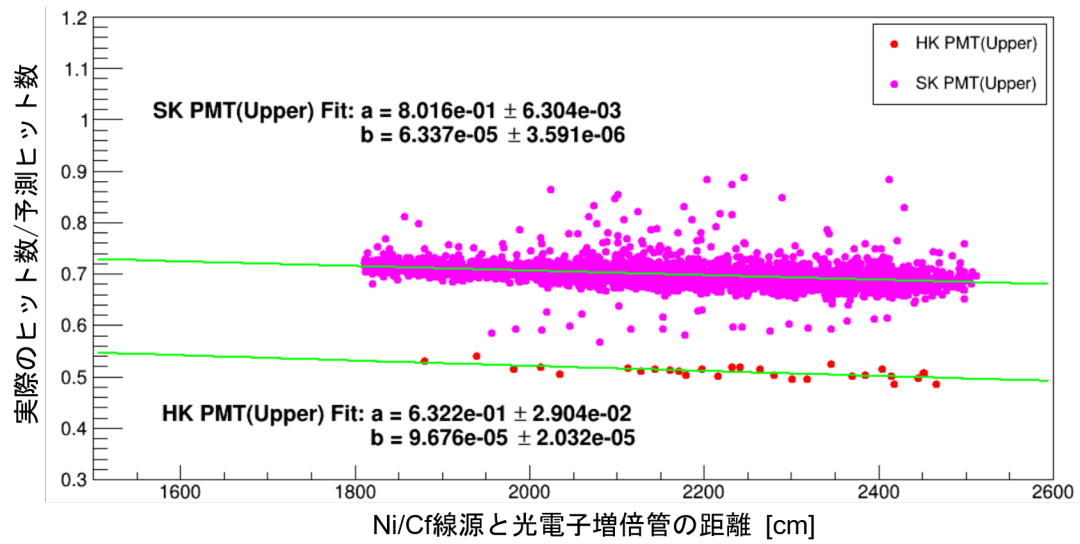


図 A.4 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z > 1206$ cm)

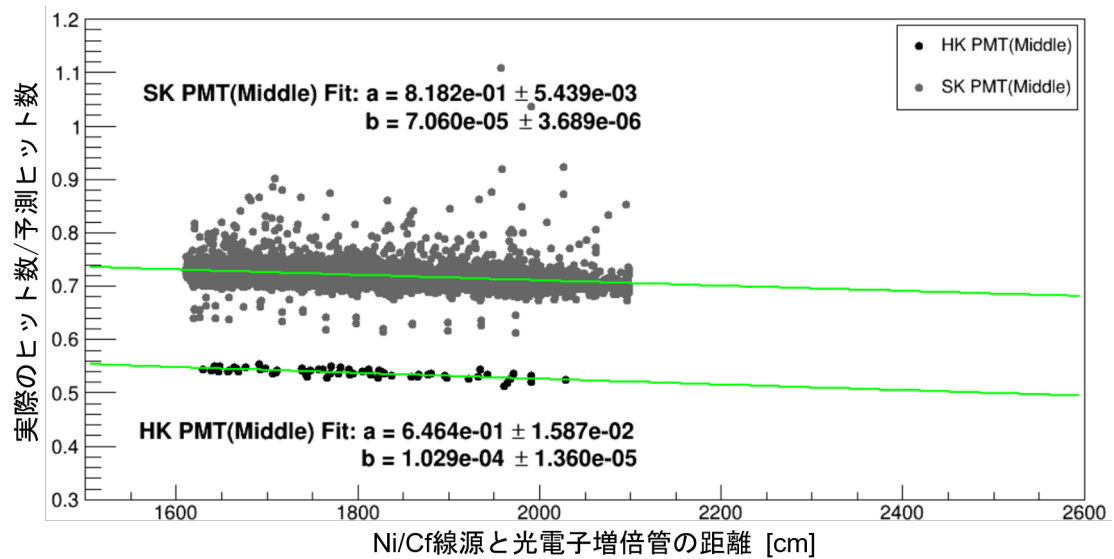


図 A.5 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($-1206 \text{ cm} \leq z \leq 1206 \text{ cm}$)

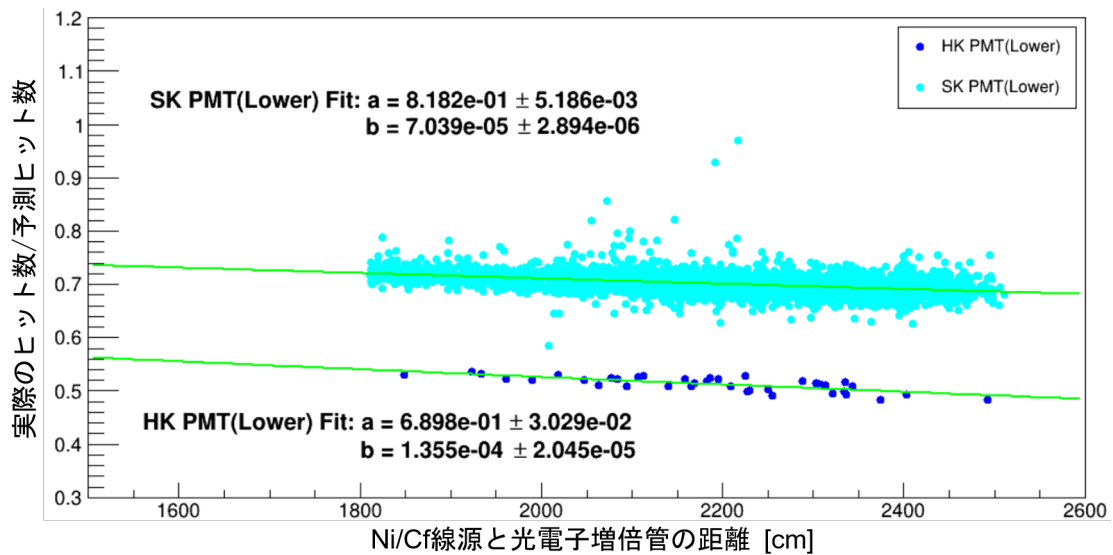


図 A.6 データのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z < -1206$ cm)

最後に、側面に設置された PMT について、3つの高さに分けてヒット数と予測ヒット数の比を取った。高さは、 $z > 600$ cm, -600 cm $\leq z \leq 600$ cm, $z < -600$ cm との3つの領域で区切った。全領域でのグラフを図 A.7、各領域でのグラフに $y = a \exp(-bx)$ の近似曲線を加えたものを図 A.8–A.10 に示す。

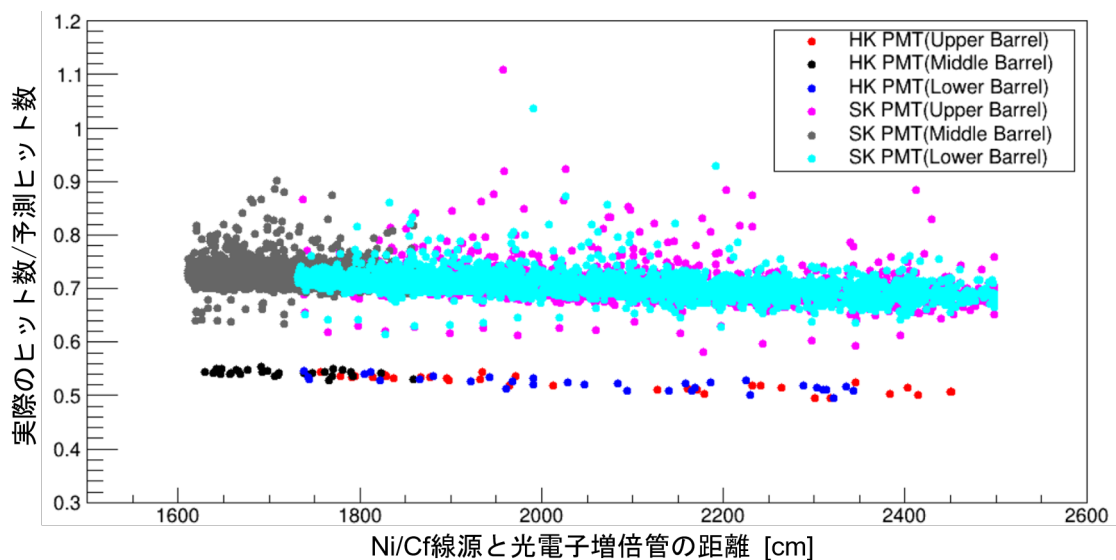


図 A.7 z 座標で分類した側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比

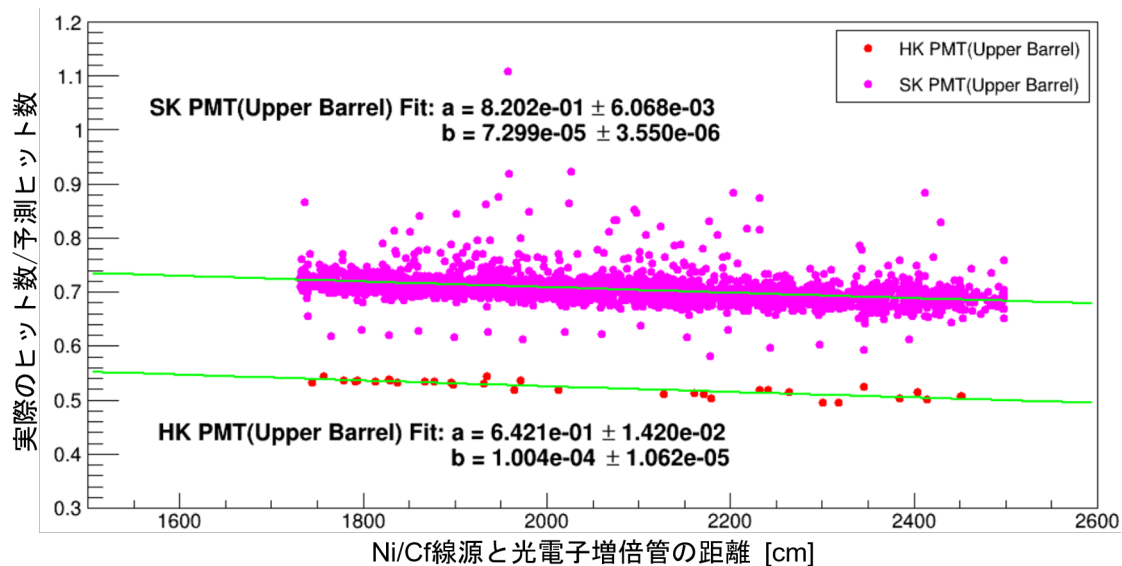


図 A.8 側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z > 600$ cm)

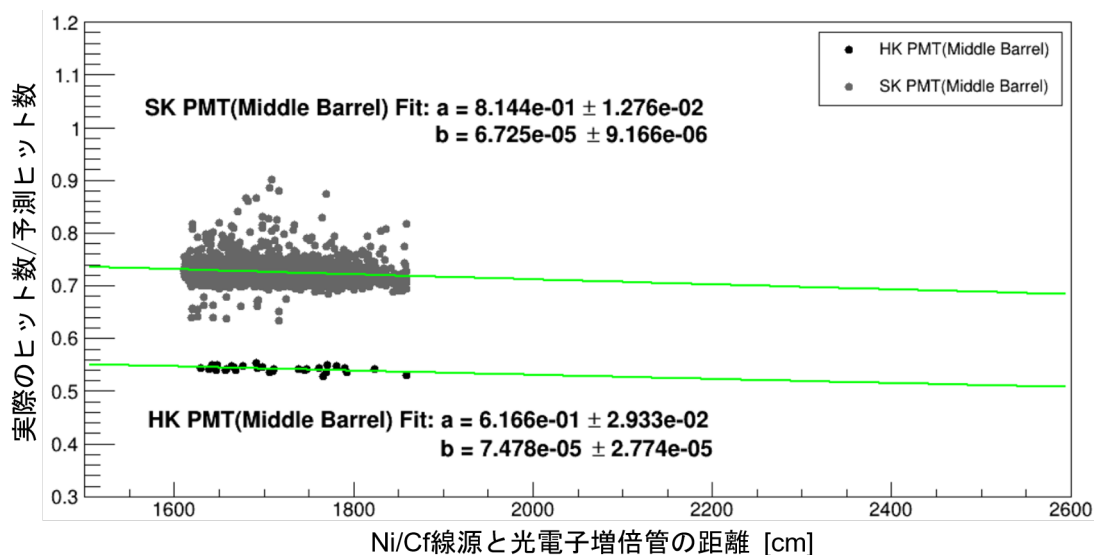


図 A.9 側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($-600 \text{ cm} \leq z \leq 600 \text{ cm}$)

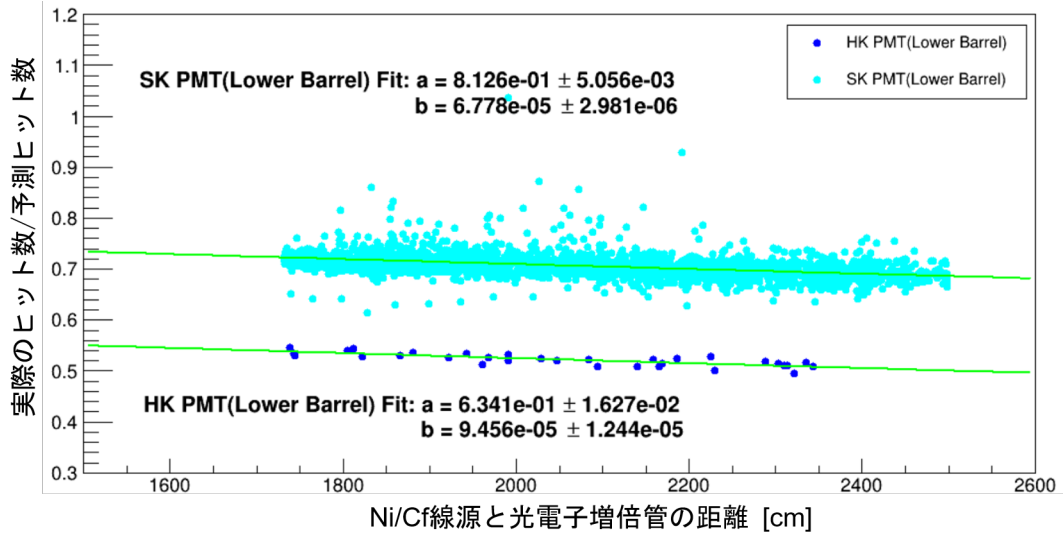


図 A.10 側面に設置された光電子増倍管のデータのヒット数とモンテカルロのヒット数の比 ($z < -600$ cm)

各図の近似曲線のパラメータから求めた各 PMT での透過長を、5.1.3 節で得た結果と併せて表 A.1 に示す。

表 A.1 HK PMT と SK PMT の透過長

	HK PMT の透過長 [m]	SK PMT の透過長 [m]
全データ	84.9 ± 3.7	136.6 ± 2.3
上面	73.4 ± 13.1	158.0 ± 10.4
側面	96.7 ± 5.1	134.6 ± 2.7
底面	61.2 ± 7.1	145.0 ± 7.0
上部 ($z > 1206$ cm)	103.3 ± 21.7	157.8 ± 8.9
中間部 (-1206 cm $\leq z \leq 1206$ cm)	97.2 ± 12.8	141.6 ± 7.4
下部 ($z < -1206$ cm)	73.8 ± 11.1	142.1 ± 5.8
側面上部 ($z > 600$ cm)	99.6 ± 10.5	137.0 ± 6.7
側面中間部 (-600 cm $\leq z \leq 600$ cm)	133.7 ± 50.0	148.7 ± 20.2
底面下部 ($z < -600$ cm)	105.8 ± 14.0	147.5 ± 6.5

参考文献

- [1] K. Abe *et al.* Hyper-Kamiokande Design Report. Nov. 2018. <https://arxiv.org/abs/1805.04163>
- [2] 秋本祐希. 標準模型の素粒子. HIGGSTAN. <https://higgstan.com/standard-model/> (2024-12-29)
- [3] F. Reines, C. L. Cowan. Detection of the Free Neutrino. Phys. Rev., Vol. 92, pp. 830–831, Nov. 1953.
- [4] Y. Fukuda *et al.* Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. Phys. Rev. Lett., Vol. 81, No. 8, pp. 1562–1567, Aug. 1998.
- [5] The T2K Collaboration, K. Abe *et al.* Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations. Nature, Vol. 580, pp. 339–344, Apr. 2020.
- [6] S. Fukuda *et al.* The Super-Kamiokande detector. Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 501, pp. 418–462, Apr. 2003.
- [7] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 広報ライブラリ. スーパーカミオカンデ. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/experience/gallery/> (2024-12-29)
- [8] K. Abe *et al.* First gadolinium loading to Super-Kamiokande. Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 1027, pp. 166–248, Mar. 2022.
- [9] F. Nakanishi. Evaluation of neutron tagging efficiency on 0.03% Gd mass concentration in SK-Gd experiment. In Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference-PoS(ICRC2023), Vol. 444, p. 1172, 2023.
- [10] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 検出器について. ハイパーカミオカンデ. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/hk/about/detector/> (2024-12-29)
- [11] 東京大学宇宙線研究所附属神岡宇宙素粒子研究施設. 検出器について. スーパーカミオカンデ. <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/about/detector/> (2024-12-29)

- [12] 石河寛昭. チェレンコフ光および α 線の測定. RADIOISOTOPES, Vol. 24, No. 10, pp. 72–77, Oct. 1975.
- [13] 浜松ホトニクス株式会社編集委員会. 光電子増倍管-その基礎と応用-第4版. 浜松ホトニクス株式会社, 2017, 337p.
- [14] A. Suzuki *et al.* Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes. Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 329, pp. 299–313, May. 1993.
- [15] Y. Nakano. ^8B solar neutrino spectrum measurement using Super-Kamiokande IV. PhD thesis, University of Tokyo, Feb. 2016.
- [16] 浜松ホトニクス株式会社, Photomultiplier Tubes(R14374, R14689) Datasheet, Mar. 2020.
- [17] G. De Rosa. A multi-PMT photodetector system for the Hyper-Kamiokande experiment, Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research, A, Vol. 958, Apr. 2020.
- [18] 浜松ホトニクス株式会社, Large Photocathode Area Photomultiplier Tubes Datasheet, Mar. 2019.
- [19] K. Abe *et al.* Calibration of the Super-Kamiokande Detector. Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 737, pp. 253–272, Feb. 2014.
- [20] T. Yokozawa. Precision solar neutrino measurements with Super-Kamiokande-IV. PhD thesis, University of Tokyo, Dec. 2012.
- [21] 浜松ホトニクス株式会社, Photomultiplier Tube Modules(H11900/H11901 Series) Datasheet, Sep. 2024.
- [22] 浜松ホトニクス株式会社, キセノンフラッシュランプカタログ, Mar. 2023.
- [23] Thorlabs, BFY1000HS02 technical drawing, Feb. 2015.
- [24] Thorlabs, BFY200HF2 technical drawing, Sep. 2017.