

修士論文

KamLAND2-Zenに向けた
集光ミラーの最適化

(Optimization of light collecting mirror for KamLAND2-Zen)

東北大学大学院理学研究科物理学専攻
林 歩美

平成 28 年

概要

素粒子物理学の標準理論でニュートリノの質量は0であるとされてきたが、ニュートリノ振動の観測によってニュートリノには極めて軽い質量があることが明らかとなり、標準模型を超える新たな理論の構築が必要となった。ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の観測は、ニュートリノのマヨラナ性を証明できる唯一現実的な実験であり、理論構築のための大きな足掛かりになると期待されている。またさらに、このニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の寿命はマヨラナニュートリノのマヨラナ質量と関係があり、この崩壊の寿命を測定することはマヨラナニュートリノの質量に制限をかけることと同義である。

KamLAND-Zen は KamLAND の極低バックグラウンド環境を利用したニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験である。KamLAND 検出器内に低バックグラウンドのミニバルーンと ^{136}Xe を溶かした液体シンチレータをインストールし、この液体シンチレータの発光を光電子増倍管で取得し、検出している。これまでの実験で ^{136}Xe のニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊に対する半減期の下限值およびニュートリノの有効質量に対する上限値を得ているが、実際の崩壊の信号は未だ観測できていない。そこでさらなる実験精度の向上を目的に、KamLAND2-Zen という将来実験が計画されている。

KamLAND2-Zen では集光量を向上することでエネルギー分解能の改善を図り、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の信号を検出することを目標としている。KamLAND 内にある光電子増倍管に集光ミラーを装着する計画は、この改良の一つである。本研究は KamLAND2-Zen に導入するための集光ミラーの最適化を行ったものである。

まずはじめに集光ミラーの実現可能性を確かめた。蒸着されたアルミニウムの液体シンチレータ中での化学的安定性を確認し、影響がないことを示した。また、将来的に大量に製作することを想定し、乱反射等による光量への影響が少ない効率的な作製手順を踏んだ試作品の作製にも取り組んだ。

作製した試作品の空気中での性能を評価したため、比較のために、Geant4 というシミュレーションツールを用いて集光ミラーの装着による集光率の評価を行った。光電子増倍管が持つ量子効率の位置や角度依存性を取り込むと、実験結果を再現することができた。そのシミュレーションに KamLAND2-Zen で使用予定の液体シンチレータと透過率・屈折率などの光学的特性を導入し、液体シンチレータ中での性能評価を可能にした。その結果、液体シンチレータ中でも性能を維持できることを示し、KamLAND2-Zen 中で集光ミラーを使用できることを確認した。また、光電子増倍管の特性を取り入れた形状の集光ミラーを再度デザインした。このデザインの集光ミラーの集光率も目標値である 1.8 倍を達成している。

本研究により、KamLAND-Zen に集光ミラーを導入することで目標とする感度を達成できること、それによる実験精度の向上が見込めることを示した。

目次

第1章	序論	1
1.1	ニュートリノとは	1
1.2	ニュートリノ振動	3
1.3	ニュートリノの質量	4
1.4	二重ベータ崩壊	6
1.4.1	2種類の二重ベータ崩壊	6
1.4.2	ニュートリノの有効質量	9
1.4.3	様々な二重ベータ崩壊探索実験	10
第2章	KamLAND-Zen 実験	13
2.1	KamLAND 実験	13
2.1.1	KamLAND 検出器	13
2.1.2	ニュートリノ検出原理	17
2.1.3	実験の成果	18
2.2	KamLAND-Zen 実験	19
2.2.1	実験概要	20
2.2.2	Xe 含有液体シンチレータ (Xe-LS)	21
2.2.3	ミニバルーン (Mini Inner Balloon: MIB)	21
2.2.4	KamLAND-Zen 実験の現状	21
2.2.5	$0\nu\beta\beta$ 崩壊に対する考慮すべきバックグラウンド	25
2.2.6	KamLAND-Zen 実験の将来計画: KamLAND2-Zen 実験	29
第3章	集光ミラーの最適化	31
3.1	研究目的	31
3.2	集光ミラー	31
3.3	試作品作製	32
3.3.1	作製手順	32
3.3.2	試作品の性能評価	37
3.3.3	Buffer-Oil 中でのアルミニウムの化学発光	40

3.3.4	試作品表面の乱反射	49
3.4	集光シミュレーション	55
3.4.1	Geant4	55
3.4.2	シミュレーションの設計	56
3.4.3	シミュレーション結果	61
3.5	KamLAND2-Zen 用液体シンチレータ中でのシミュレーション	62
3.5.1	LAB-LS	62
3.5.2	シミュレーション結果	69
3.5.3	光子のヒット時間分布	70
3.6	集光ミラーの形状の再検討	76
3.6.1	ストリングコーンの新デザイン	76
3.7	KamLAND2-Zen に適した光電子増倍管	84
3.7.1	光電子増倍管	84
3.7.2	集光ミラー	84
3.8	まとめ	87
第 4 章	KamLAND2-Zen で期待できる達成感度	89
4.1	各種条件の設定	89
4.2	スペクトル解析から見積もられる達成感度	91
4.3	レート解析から見積もられる達成感度	92
4.4	到達が見込まれるニュートリノ有効質量上限値	98
4.5	まとめ	98
第 5 章	結論	100

目次

1.1	ニュートリノの質量階層構造	5
1.2	^{136}Xe の二重ベータ崩壊の様子	7
1.3	二重ベータ崩壊のファインマン図	8
1.4	二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル	9
1.5	ニュートリノ有効質量と質量階層構造の関係	11
2.1	KamLAND 検出器の概略図	14
2.2	KamLAND 検出器に使用されている PMT	16
2.3	電子散乱のファインマン図	17
2.4	KamLAND における逆ベータ崩壊反応の様子	18
2.5	KamLAND が得た地球ニュートリノのスペクトル	19
2.6	KamLAND-Zen 実験の概略図	20
2.7	ナイロン製のミニバルーンとそれを検出器中に保持する構造の模式図	22
2.8	KamLAND-Zen 400 Phase-I と EXO-200 による KKDC claim の排除	24
2.9	KamLAND-Zen 400 の結果によるニュートリノのマヨラナ有効質量への制限	24
2.10	KamLAND-Zen 400 Phase-I で得られたエネルギースペクトル	25
2.11	KamLAND-Zen 400 Phase-II で得られたエネルギースペクトル	26
2.12	^{214}Bi を含む崩壊系列	27
2.13	^{208}Tl を含む崩壊系列	28
2.14	^{10}C の生成	28
2.15	KamLAND2-Zen 検出器のイメージ	30
3.1	ストリングコーンのデザイン図	31
3.2	試作した集光ミラー	32
3.3	PMT の角度と集光率の関係	33
3.4	PET 板の成型に使用する FRP 製の型	34
3.5	PET 板成型の工程	35
3.6	PET 板のトリミングと切り粉洗浄の工程	35
3.7	アルミニウムの蒸着工程	36

3.8	集光ミラーの性能評価の測定に使用する暗箱の図面	37
3.9	集光ミラーを17インチPMTに装着した様子	38
3.10	LAB-LSの発光波長分布	39
3.11	試作品の集光率評価を行うセットアップの概略図	39
3.12	試作品の集光率評価の回路図	40
3.13	発光量測定概念図	41
3.14	発光量測定に使用した恒温槽と測定機器	42
3.15	光子計数による2インチPMTのダークレートの実測値の温度依存性	43
3.16	ダークレートの温度特性	44
3.17	発光量測定に使用した測定回路図	44
3.18	1 p.e. 分布の確認に用いたLEDドライバーの作製した実物と回路図	45
3.19	オシロスコープでLEDの発光時定数10 nsecを確認した様子	45
3.20	LEDの光量を調節している様子とLEDの発光により確認できた1 p.e. 分布	45
3.21	メタルミを液体シンチレータ中に浸した直後の発光量測定の結果	46
3.22	測定するレート安定性の検証	46
3.23	使用した2インチPMT(型番:R7205)の量子効率	47
3.24	アクセプタンス計算のためのシミュレーション	48
3.25	加速劣化試験に用いる対象物用の恒温槽	50
3.26	液体シンチレータ中に浸した状態で恒温槽内で98日間保管したメタルミの 発光量測定の結果	50
3.27	乱反射測定のセットアップ図	52
3.28	乱反射測定の回路図	52
3.29	2インチPMTの位置とその位置がカバーする範囲	53
3.30	各測定位置における入射光と反射光、およびミラーの有無の光量の比較	54
3.31	観測される反射光の予想される光路の例	55
3.32	シミュレーション中に導入された20インチPMT(型番:R3600)のジオ メトリ図	57
3.33	17インチPMT(型番:R7200)の量子効率	57
3.34	PMTのガラス表面上で計数率を測定した5点の位置	58
3.35	20インチPMT用集光ミラーを20インチPMTに装着した様子	59
3.36	光子の入射角度が30度の場合の様子	61
3.37	シミュレーションの結果と16個の試作品の集光率の平均値の比較	62
3.38	20インチ用集光ミラー未装着時と装着時それぞれの場合のPMT表面上に ヒットした光子のヒストグラム	63

3.39 Buffer-Oil の屈折率および減衰長	66
3.40 実際に PMT で取得される光子の波長依存性	67
3.41 LAB-LS 中での各角度における反射率の波長依存性	67
3.42 空気中および LAB-LS 中での反射率の波長依存性	69
3.43 空気中と LAB-LS 中の集光率の比較	70
3.44 集光ミラー装着時と未装着時の光子のヒット時間分布	71
3.45 表面を 16 分割した PMT を上から見た図と設定した X 軸の向きを示したもの	72
3.46 PMT の中心点を基準点とし、設定した相対電子走行時間	73
3.47 各入射角度ごとの光子のヒット時間分布	74
3.48 光子数を 1,000,000 に設定した場合のシミュレーション結果とそのフィット 結果	75
3.49 KamLAND2-Zen で想定される光子数に設定した場合のシミュレーション 結果とそのフィット結果	76
3.50 出口直径が 460 mm の集光ミラーを 20 インチ PMT に装着した様子	77
3.51 出口直径が 460 mm の集光ミラーと 20 インチ PMT 用の集光ミラーのシ ミュレーション結果の比較	77
3.52 PMT のガラス表面に対する光子の入射角度分布 (光子の照射角度が 0 度の 場合)	78
3.53 TTS の位置依存性	79
3.54 出口直径を 490 mm に設定した集光ミラーを PMT に装着した様子	80
3.55 PMT の半径に対する光子のヒット分布の比較	80
3.56 出口直径が 490 mm の集光ミラーと 20 インチ PMT 用の集光ミラーのシ ミュレーション結果の比較	81
3.57 入射角度 0 度の場合の集光ミラー装着時の取得したデータのヒストグラム図	81
3.58 出口直径が 490mm の集光ミラーのシミュレーション値と試作品の測定結 果の比較	82
3.59 出口直径 490mm の集光ミラーの試作品測定での集光率が低くなる理由と して考えられる原因	83
3.60 8 インチ PMT、10 インチ PMT、13 インチ PMT のジオメトリ図	84
3.61 8 インチ PMT、10 インチ PMT、13 インチ PMT それぞれに集光ミラーを 装着した様子	85
3.62 それぞれの PMT での集光率の比較	86
3.63 光子取得範囲半径 3.0 m の集光ミラーを装着した様子	87
3.64 光子取得範囲半径 3.0 m の集光ミラーを装着した場合の集光率の比較	88

4.1	それぞれのエネルギー分解能における KamLAND2-Zen で期待されるエネルギースペクトル	93
4.2	$0\nu\beta\beta$ 崩壊信号領域付近のエネルギースペクトル	94
4.3	エネルギー分解能が $2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ の場合の $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号のエネルギー分布をガウシアンでフィットした様子	95
4.4	90%信頼区間の設定方法	97
4.5	データ取得期間が5年間の $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベント数と90%信頼区間の関係	97
4.6	KamLAND2-Zen の5年間の観測で期待されるニュートリノのマヨラナ有効質量への制限	99

表 目 次

1.1	物質を構成する素粒子	2
1.2	二重ベータ崩壊を起こす核種	8
2.1	KamLAND-LS を構成する物質の組成	14
2.2	バッファオイルを構成する物質の組成	15
2.3	ID 壁面に設置されている PMT の内訳とそれぞれの被覆率	16
2.4	Xe-LS を構成する物質の組成	21
2.5	KamLAND-Zen 400 中の 2 期間における諸情報	23
2.6	ROI において見積もられたバックグラウンドのイベント数	25
3.1	レート比の計算に用いた各種パラメータ	48
3.2	PMT のガラス表面上の各位置におけるカバーする範囲の面積	51
3.3	各測定位置における入射光と反射光、およびミラーの有無の光量 [p.e.] の比較	53
3.4	PMT のガラス表面上の各位置における PMT との相関	58
3.5	式 (3.13) における各パラメータの値	66
3.6	各角度における反射率の比較	68
3.7	集光ミラーの有無による分散値 σ の比較	73
3.8	光量による到達時間の決定精度の比較	75
3.9	設計した集光ミラーの各種パラメータ	79
3.10	試作した出口直径 490mm の集光ミラーの集光率	82
3.11	設計した集光ミラーのパラメータと必要個数	86
4.1	各条件下において仮定した光量増加とその際のエネルギー分解能	90
4.2	各バックグラウンドと設定値	91
4.3	スペクトルフィットにより予測される $0\nu\beta\beta$ 崩壊達成感度	92
4.4	エネルギー分解能と σ の値	95
4.5	エネルギー分解能と各バックグラウンドのイベント数	96
4.6	レート解析により予測される $0\nu\beta\beta$ 崩壊達成感度	98

4.7 5年間の観測で期待されるニュートリノ有効質量に対する達成感度 (90%信頼度)	98
---	----

第1章 序論

我々が暮らすこの世界は、内部構造を持たない「素粒子」によって構成されている。この素粒子は、物質を構成している半整数スピンのフェルミオンと、主に力を媒介しているゲージ粒子である整数スピンのボソンに分類されており、これまで様々な実験によってその性質が明らかになってきた。我々の研究対象であるニュートリノも素粒子の一つであるが、電氣的に中性であり、質量も極めて小さいため検出が困難なので、性質があまり明らかになっておらず、理論的にも不確定である。また、標準理論では説明ができない挙動をとるため、現在も盛んにその性質の検証が世界各国で行われている。

1.1 ニュートリノとは

ニュートリノの予言

ニュートリノは、1930年に W. Pauli によって原子核のベータ崩壊におけるエネルギー非保存問題を解決するために提唱された粒子である [1]。当初、ベータ崩壊は以下の式のように原子核中の中性子が電子を一つ放出して陽子に変化する現象と認識されていた。

$$n \rightarrow p + e^- \quad (1.1)$$

崩壊の前後ではエネルギーは当然保存されるはずなので、ベータ崩壊が上記のように起こるならば、電子の持つ運動エネルギー K は崩壊前の原子核の静止質量 (M_Z) から崩壊後の原子核の静止質量 (M_{Z+1}) と電子の静止質量 (m_e) を引いた単一のエネルギー値となるはずである。

$$K = (M_Z - M_{Z+1} - m_e)c^2 \quad (1.2)$$

しかし、実際に測定された電子のエネルギーは K の値を最大値とする連続的な分布となった。これはエネルギー保存則に反しており、また、中性子、電子、陽子はそれぞれ半整数のスピンを持っているため、この崩壊の前後では角運動量保存則も破っていることになってしまう。この矛盾を解決するために、W. Pauli は素粒子であるニュートリノ (中性微子) の存在を予測した。ニュートリノの存在を認めることによりこの崩壊は3体崩壊となり、ニュートリノがエネルギーを持ち去ることでエネルギー保存則と角運動量保存則の両方

を維持することができる。W. Pauli の予測では、ニュートリノは電氣的に中性で、質量は 0、もしくは非常に小さく、またスピン $\frac{1}{2}$ を持つ粒子とされていた。その数年後、E. Fermi によってニュートリノを介したベータ崩壊の理論が構築され、ニュートリノの存在が認められるようになっていく。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.3)$$

ニュートリノの発見

ニュートリノは、電氣的に中性であるため電磁相互作用せず、また強い相互作用もしないため、弱い相互作用でのみ検出が可能となるが、実験的にその存在を証明するのは困難であった。ニュートリノの観測に初めて成功したのは、F. Reines と C. L. Cowan の実験であり、それは 1956 年のことだった。塩化カドミウムと蛍光物質を含んだ水とシンチレータの検出器を用いて、ニュートリノが陽子と引き起こす逆ベータ崩壊反応で生じる中性子と陽電子の遅延同時計測によって、原子炉からの反電子ニュートリノを検出した [2],[3]。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.4)$$

その後、1962 年には、アメリカ東海岸にある Brookhaven 国立研究所の M. Schwarz、L. M. Lederman、J. Steinberger らによって、3 GeV の陽子加速器 AGS(Alternating Gradient Synchrotron) からの 15 GeV の陽子を Be 原子核標的に衝突させて生じる多量の荷電 π 中間子の崩壊より、 μ 粒子とともに生成されるニュートリノが μ ニュートリノであることが明らかになった [4]。また、 τ ニュートリノは 2001 年になって DONUT 実験によってようやく観測された [5]、翌 2002 年には電子・陽電子衝突装置 LEP により Z ボソンの崩壊分岐比の精密測定が行われ、ニュートリノのフレーバーは 3 世代であり、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の 3 種類であることが分かった。

表 1.1: 物質を構成する素粒子

	電荷	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
クォーク	$+\frac{2}{3}$	u	c	t
	$-\frac{1}{3}$	d	s	b
レプトン	-1	e	μ	τ
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノと他の粒子の間には弱い相互作用のみ働くため、反応断面積が小さい。このため太陽内部や大気、その他遠く離れた天体からのニュートリノも遮られることなく観測できる。太陽ニュートリノや大気ニュートリノ等の観測は世界各地で行われてきたが、「太陽ニュートリノ問題」や「大気ニュートリノ異常」などといった理論的な予測と反する結果が得られ、当時の物理学者たちを悩ませた。この有力な解として提案された現象が「ニュートリノ振動」である。この現象は、ニュートリノが伝播中に他の種類（フレーバー）へと確率的に変化するというものである。理論的に、ニュートリノ振動はニュートリノに質量がないと起こらないことが分かっているため、このニュートリノ振動現象を観測することが、ニュートリノには質量があることの証明につながった。したがって、ニュートリノは現在の標準理論の枠組みを超えた素粒子であると言える。ここでは真空中でのニュートリノ振動の理論について述べる。

ニュートリノが質量を持つ場合、ニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ は、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の重ね合わせで表現できる。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j(t)\rangle \quad (1.5)$$

ここで U はレプトン混合行列、または MNS (Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれており、それぞれの質量固有状態の混合角 θ と CP 位相角 δ を用いて

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & c_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}e^{-i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

ここでは、 $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) である。

ニュートリノが伝播する際は質量固有状態は各々時間発展するので、シュレディンガー方程式の解より

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_0(t)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.7)$$

となる。ニュートリノ質量は非常に小さく、光速で運動していると近似できるため、エネルギー E_i は

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \simeq p + \frac{m_j^2}{2p} \simeq E + \frac{m_j^2}{2E} \quad (1.8)$$

と表される。簡単のために、ここでは2種類の間のニュートリノ振動を記述する。ニュー

トリノを2世代 (ν_e, ν_μ) と考え、質量固有状態を ν_1, ν_2 とすると、フレーバー固有状態は

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

となるため、質量の2乗差を $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ とすると、時刻 $t = 0$ において ν_e 状態であったニュートリノが時刻 t では ν_μ 状態となる確率は、以下のように導くことができる。

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(t) = |\langle \nu_e(0) | \nu_\mu(t) \rangle|^2 \simeq \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right) \quad (1.10)$$

ニュートリノが光速で運動すると近似し、ニュートリノの飛距離を $L[\text{m}]$ として、自然単位系から SI 単位系に変換することができる。

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) \quad (1.11)$$

ここでは、 $\hbar c \sim 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ を用いた。ニュートリノ振動はエネルギー E 、飛距離 L 、および変化後のニュートリノとの質量差 Δm と混合角 θ に依存することが分かる。

現在までに、Super-Kamiokande での大気ニュートリノ観測や KamLAND による原子炉ニュートリノ観測など、様々な実験においてニュートリノ振動現象は観測されている。今日では、ニュートリノが質量を持つことは確実であり、これは標準模型を超えた理論の構築の必要性を説いている。

1.3 ニュートリノの質量

ニュートリノ振動を観測したことにより、ニュートリノが質量を持つことは一般的に自明となった。しかし、ニュートリノ振動実験から測定できるパラメータは各ニュートリノ間の質量の2乗差とその混合角であり、ニュートリノの絶対質量の直接測定はまだできておらず、現在は階層構造モデルによって各ニュートリノ質量の相対関係を表している状況である。

ニュートリノ質量階層構造

階層構造モデルには、 m_1 が一番軽いとされている標準階層構造 (Normal Hierarchy: NH) と逆に m_1 が一番重いとされる逆階層構造 (Inverted Hierarchy: IH)、そして3つのニュートリノの質量固有状態が近い値をとる縮退構造 (Degenerated) の3つが考えられている。しかし、ニュートリノ振動の測定からより強い制限を与えることは難しく、ま

た、どの階層構造が適しているかを定めるのは現在の状況では厳しいため、異なる方向からのアプローチが必要となっている。

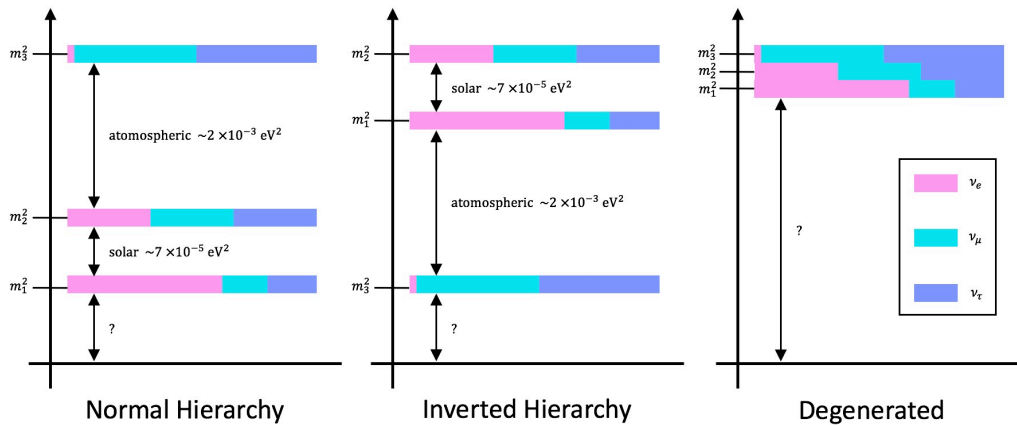


図 1.1: ニュートリノの質量階層構造 (左より標準階層構造、逆階層構造、縮退構造)

マヨラナ性

標準理論における素粒子はすべてディラック方程式に従うため、ディラック型と呼ばれている。このディラック粒子の質量は、左巻きと右巻きの2種類の粒子の結合によって得られる。また、電荷の正負のみが異なり、質量などは同様の性質を持つ反粒子が存在する。ニュートリノは電氣的に中性であるため、電荷の正負の違いから粒子と反粒子を区別することができない。実験からは、ニュートリノは左巻き、反ニュートリノは右巻きの粒子のみが発見されているため、それらによって粒子と反粒子の区別が為されてきた。質量を持つことで、ニュートリノは相対論的に光速で運動することができず、左巻きのニュートリノをそれより早く運動する慣性系より観測すると、そのニュートリノはスピンの向きは同じだが運動量は逆となり、右巻きに見えるはずである。ニュートリノが質量を持つと分かったことで、この標準理論の元でニュートリノに関しての記述に不備が生じたのである。もしもニュートリノが、粒子と反粒子を同じ粒子として記述する「マヨラナ型」の粒子ならば、ニュートリノと反ニュートリノの違いがスピンの向きのみとなり、同一の粒子となる可能性がある。ニュートリノがディラック粒子である場合とマヨラナ粒子である場合それぞれのラグランジアンを以下に示す。ディラック粒子は左巻きと右巻きのどちらも同じ質量だが、マヨラナ粒子である場合はそれぞれのニュートリノに対して違った質量を持つことができる。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}m_D\bar{\Phi}_L\Phi_L + h.c. \quad (\text{ニュートリノがディラック粒子の場合}) \quad (1.12)$$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}m_L\bar{\Phi}_L\Phi_L + h.c. \quad (\text{ニュートリノがマヨラナ粒子の場合}) \quad (1.13)$$

シーソー機構

ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、左巻きと右巻きニュートリノそれぞれ異なる質量を持つことができるため、右巻きニュートリノが極めて重い質量を持っていることを仮定すると、また実験的に発見できていないことを説明でき、また同時に左巻きニュートリノの絶対質量が他の素粒子に比べて非常に小さいことも認めることができる。この理論は「シーソー機構」と呼ばれ、柳田勉、M. Gell-Mann らによって提唱された。この理論に基づくと、ディラック質量 m_D 、右巻きニュートリノの質量 M_R を用いて、左巻きニュートリノの質量 m_L は以下のように与えられる [6]。

$$m_L \sim \frac{m_D^2}{M_R} \quad (1.14)$$

1.4 二重ベータ崩壊

ニュートリノがマヨラナ粒子であることが「シーソー機構」という理論が成り立つ条件であり、さらに極めて軽いニュートリノの質量を自然に導入することができる。では、いかにニュートリノがマヨラナ粒子であることを証明すれば良いのか。これを直接探索する実験として、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索実験を例に挙げて話を進める。またこの実験は同時にニュートリノ質量も直接観測できる可能性があるため、本節では、この崩壊現象およびニュートリノ質量の決定への流れを説明する。

1.4.1 2種類の二重ベータ崩壊

ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$)

ベータ崩壊は式 (1.3) の示した通り、原子核中の中性子が崩壊し、陽子と電子、そして反電子ニュートリノとなる現象であるが、これは崩壊後の原子核のエネルギー準位が崩壊前よりも低いという条件下でしか起こらない。崩壊後の原子核のエネルギー準位が高くなる場合ではベータ崩壊は生じないが、このベータ崩壊が2個同時に生じ、その崩壊後のエネルギー準位が低い場合に起こる現象である。その崩壊を「二重ベータ崩壊」と呼んでおり、式 (1.15) のように表される。その様子を図 1.2 に示す。後述するニュートリノを伴わ

ない二重ベータ崩壊と区別するために、こちらの通常の二重ベータ崩壊のことを、ニュートリノ 2 個を伴う二重のベータ崩壊の意味で $2\nu\beta\beta$ と表記する。式 (1.15) より崩壊後に放出される粒子は 2 個の電子と 2 個を反電子ニュートリノであり、この場合もベータ崩壊と同様にニュートリノがエネルギーを持ち去るため、電子のエネルギーを観測すると連続スペクトルとなる。

二重ベータ崩壊が起こりうる原子核は 80 種類あるが、ベータ崩壊に比べると半減期は極めて長く、観測が困難であるため、現在二重ベータ崩壊が起きると確認されている原子核は 10 種類程度しかない。それらを表 1.2 に示す。

$$(Z, A) \rightarrow (Z, A + 2) + 2e^{-} + 2\bar{\nu}_e \quad (1.15)$$

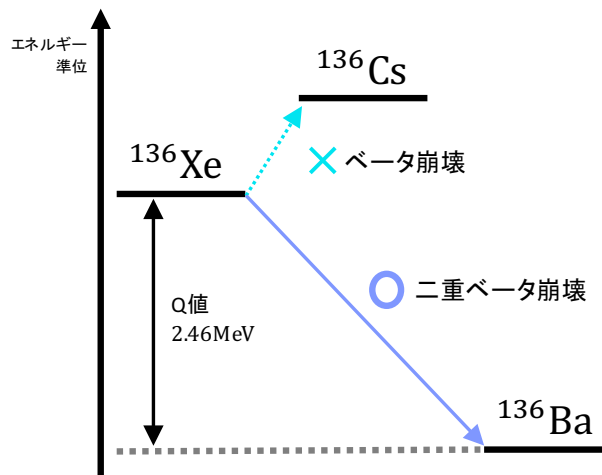


図 1.2: ^{136}Xe の二重ベータ崩壊の様子

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)

ニュートリノがマヨラナ粒子であることを仮定すると、二重ベータ崩壊が起きた後に放出されたニュートリノ 2 つが粒子と反粒子となり高密度な原子核内で対消滅する可能性がある。この場合、ニュートリノは原子核の外へ放出されないため、式 (1.16) のように表記することができる。

$$(Z, A) \rightarrow (Z, A + 2) + 2e^{-} \quad (1.16)$$

この崩壊は「ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊」と呼ばれ、 $0\nu\beta\beta$ と表される。崩壊の様子を図 1.3 に示す。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の場合は、放出されるのは 2 個の電子のみとなる

表 1.2: 二重ベータ崩壊を起こす核種 [7],[8]

原子核種	Q 値 [keV]	天然存在比 [%]	半減期 $T_{1/2}^{2\nu}$ [yr]
^{48}Ca	4272.3	0.2	$(4.39 \pm 0.58) \times 10^{19}$
^{76}Ge	2039.0	7.8	$(1.43 \pm 0.53) \times 10^{21}$
^{82}Se	2995.1	9.2	$(9.19 \pm 0.76) \times 10^{19}$
^{96}Zr	3350.4	2.8	$(2.16 \pm 0.26) \times 10^{19}$
^{100}Mo	3034.4	9.6	$(6.98 \pm 0.44) \times 10^{18}$
^{116}Cd	2813.5	7.5	$(2.89 \pm 0.25) \times 10^{19}$
^{128}Te	2527.0	33.8	$(3.49 \pm 1.99) \times 10^{24}$
^{136}Xe	2457.8	8.9	$(2.34 \pm 0.13) \times 10^{21}$
^{150}Nd	3371.4	5.6	$(8.37 \pm 0.45) \times 10^{18}$
^{238}U	1146	99.3	$(2.00 \pm 0.60) \times 10^{21}$

ため、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の場合は連続スペクトルだった 2 個の電子のエネルギーの総和は一意に決まり (Q 値)、線スペクトルで観測される。

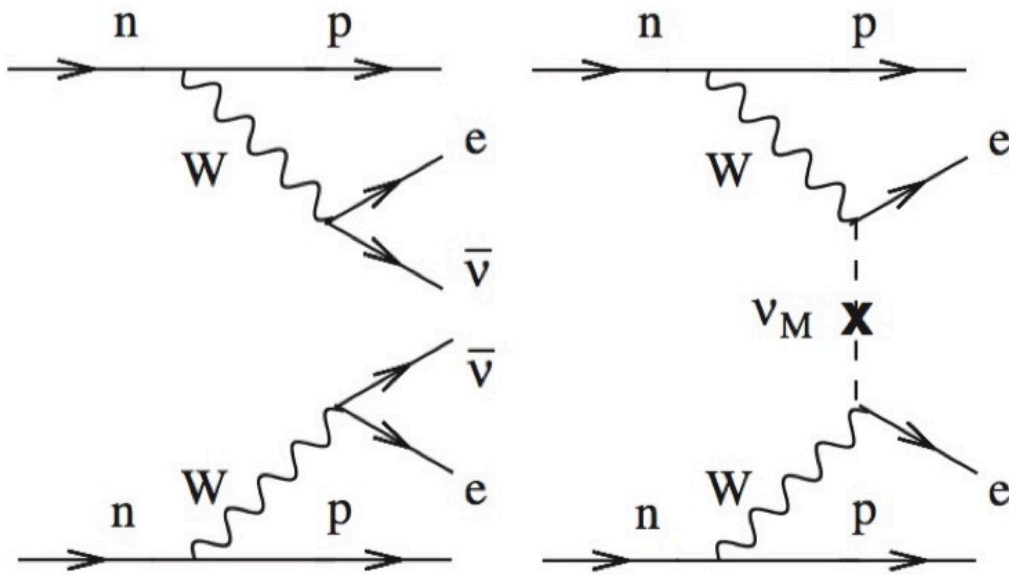


図 1.3: 二重ベータ崩壊のファインマン図 (左図: $2\nu\beta\beta$ 、右図: $0\nu\beta\beta$) [9]

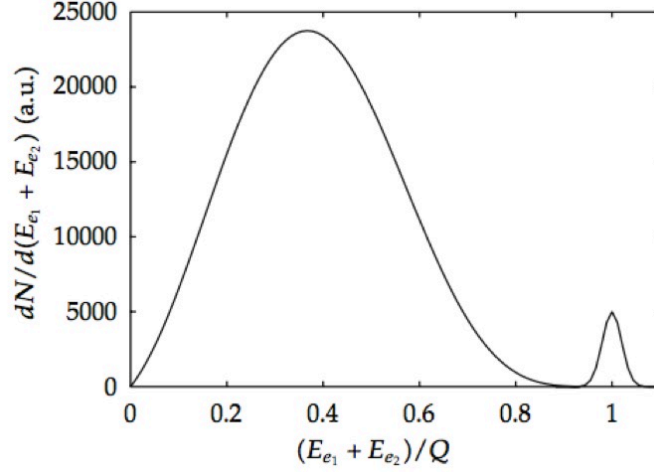


図 1.4: 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル [8]

1.4.2 ニュートリノの有効質量

$2\nu\beta\beta$ 崩壊の崩壊率 $(T_{1/2}^{2\nu})^{-1}$ は

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G_{2\nu}|M_{2\nu}|^2 \quad (1.17)$$

となる。ここで、 $G_{2\nu}$ は原子核の種類と Q 値で与えられる位相空間因子、 $M_{2\nu}$ は核行列要素である。また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の崩壊率 $(T_{1/2}^{0\nu})^{-1}$ も同様に

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu}|M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.18)$$

となることが分かっている。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノのマヨラナ有効質量であり、式 (1.19) のように 3 つの質量固有状態の混合によって定義されている。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 m_i U_{ei}^2 \right| \quad (1.19)$$

$$= \left| m_1 |U_{e1}|^2 + m_2 e^{i\phi_2} |U_{e2}|^2 + m_3 e^{i\phi_3} |U_{e3}|^2 \right| \quad (1.20)$$

U_{ei} はニュートリノ混合行列、 m_i はニュートリノ質量、 ϕ_i はマヨラナ位相である。ニュートリノの有効質量は質量階層構造によって異なった値をとり、またニュートリノ振動実験の解析よりそのパラメータに制限がかかっている。したがって、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測することは、ニュートリノがマヨラナ粒子であることの証明に加えて、ニュートリノの有効質量の観測にもつながり、質量階層構造の決定にも大きな影響を与える。ニュートリノの有効質量と質量階層構造の関係を図 1.5 に示す。得られる $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の幅は、振動解析によって

制限されたパラメータの決定精度や CP 位相の変化による不定性に起因する。

また、ニュートリノ質量を直接的に測定しようと試みている実験は、二重ベータ崩壊探索実験だけではない。ニュートリノ質量が0でなければ、ニュートリノは大規模構造を形成し、宇宙の密度揺らぎとして観測されるという宇宙論からのアプローチもある。宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) の観測を行っている Planck 衛星の観測からは以下の上限值を得ている [11]。

$$m_{tot} = \sum_i m_i < 0.23 \text{ [eV]} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.21)$$

さらに、ニュートリノ質量が0でない場合、通常のベータ崩壊で放出される電子の運動エネルギーのエンドポイントが静止質量分小さくなることから、その電子のエネルギースペクトルを精密に測定することでニュートリノ質量の測定を試みている実験もある。トリチウム ^3H のベータ崩壊を測定した Troitsk 実験はベータ崩壊で放出される反電子ニュートリノの質量について以下の上限值を得ている [12]。

$$\langle m_\beta \rangle = m_{\bar{\nu}_e} = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2} < 2.05 \text{ [eV]} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.22)$$

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験からのマヨラナニュートリノ有効質量の測定、そしてその他の実験から得られるパラメータを合わせることで、質量階層構造の決定に繋がる可能性がある。

理論計算からは、また別のアプローチがある。シーソー機構を提唱した柳田博士によれば、2つの重い右巻きニュートリノのモデルを仮定し、用いられるパラメータを最小限に小さくし、ニュートリノ振動の観測データと照合して得られるマヨラナニュートリノの有効質量は、 $m_{ee} \simeq 47 \pm 1 \text{ meV}$ であり、これを柳田予測と呼んでいる [13]。この予測値が正しいかどうかを確かめる意味でも、実験による測定が意味を持つてくる。

1.4.3 様々な二重ベータ崩壊探索実験

これまで述べてきたように、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の観測はニュートリノがマヨラナ粒子かどうかを確かめる唯一の現実的な実験であり、またさらに、ニュートリノの質量階層構造を決定する可能性があるため、世界各地でその探索実験が行われている。ここでは、主な実験に関して紹介する。

Heidelberg - Moscow (KKDC claim)

イタリア・グランサッソ山の地下 1,300 m にある LNGS (Gran Sasso Underground Lab-

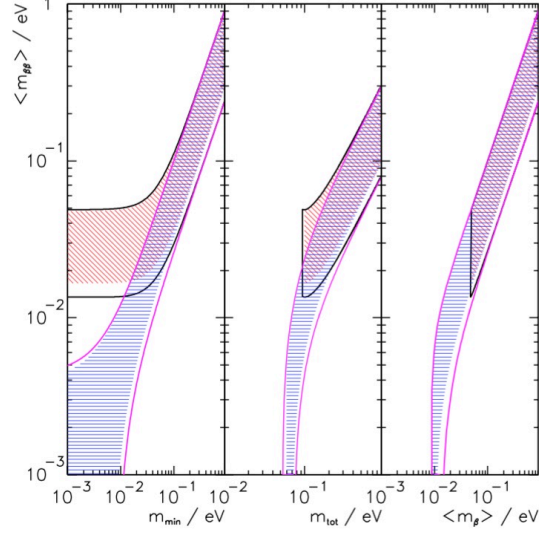


図 1.5: ニュートリノ有効質量と質量階層構造の関係。青斜線部が標準階層構造、赤斜線部が逆階層構造それぞれの領域を示している (m_{\min} は最も軽いニュートリノの質量、 m_{tot} は3世代のニュートリノの合計質量、そして m_{β} は通常のベータ崩壊の際の電子のエネルギーの精密測定から求められるニュートリノ質量の平均値である) [10]

oratory) で行われていた実験である。86%に濃縮された ^{76}Ge の結晶 10.96 kg を用いた半導体検出器を用いており、エネルギー分解能約 3 keV@2617 keV、バックグラウンド 0.06 counts/(keV·kg·yr) という、高エネルギー分解能、低放射能環境を達成していた [14]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} [\text{yr}] \quad (1.23)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 350 [\text{meV}] \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.24)$$

また同実験より、解析結果から 6σ の精度で $0\nu\beta\beta$ 崩壊の信号を検出したと一部のコラボレータが主張している [15]。これまでにニュートリノの有効質量を特定した実験結果を報告した唯一の実験だが、多くのバックグラウンドが含まれている可能性があり、この「KKDC claim」と呼ばれる主張の検証が多くの二重ベータ崩壊探索実験の最初の目的であった。

$$T_{1/2}^{0\nu} = 2.23_{-0.31}^{+0.44} \times 10^{25} [\text{yr}] \quad (1.25)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.32 \pm 0.03 [\text{eV}] \quad (1.26)$$

EXO-200

アメリカ・ニューメキシコ州の WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) で行われている実験で、80.6%に濃縮された液体 ^{136}Xe を 175 kg 用いた TPC (Time Projection Chamber)

方式の検出器である。EXO は Enriched Xenon Observatory の略。2011 年 5 月よりデータ取得を開始し、2012 年 4 月までの結果が報告されている [16]。シンチレーション光と荷電粒子の軌跡を捉えられる利点があり、高エネルギー分解能を達成している。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.6 \times 10^{25} \text{ [yr]} \quad (1.27)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 140 - 380 \text{ [meV]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.28)$$

GERDA

GERDA (GERmanium Detector Array experiment) は Heidelberg - Moscow 同様、イタリアの LNGS で行われている半導体検出器を用いた実験で、2011 年 11 月から 2012 年 3 月の期間 (Phase I) では 86% に濃縮された ^{76}Ge を 14.66 kg 使用していた。Heidelberg - Moscow と同じ崩壊核である ^{76}Ge を用いていることで KKDC claim の検証を直接行えるため、非常に重要である。KKDC claim が正しいと仮定すれば、この期間に $0\nu\beta\beta$ 崩壊の信号が約 6 イベント観測されるはずであるが、実際には 1 イベントも観測できなかったため、より強く排除していると言える。以下には Phase I の結果を示す [17]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{25} \text{ [yr]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.29)$$

また、濃縮した ^{76}Ge を 20 kg 増量し、検出器にも改良を加えた Phase II が 2015 年 12 月より始動しており、今後の結果が期待される。

CUORE

CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) は LNGS に建設中のボロメータ型の検出器で、現在は $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ の TeO_2 の結晶を 52 個ならべたタワーを用いた前身実験「CUORE-0」が終了し、結果が発表されたばかりである [18]。 ^{130}Te は天然存在比が 34% と高いため濃縮の必要がない。CUORE では、このタワーを 19 個並べる予定であり、206 kg の ^{130}Te を用いることとなる。以下には、CUORE-0 とそのまた前身実験である Cuoricino の結果を Combined した下限値を示す。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 4.0 \times 10^{24} \text{ [yr]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.30)$$

他にも、SNO+ (^{130}Te) や CANDLES (^{48}Ca) など多くのニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験がある。次章からは、我々が行っている ^{136}Xe を崩壊核として用いた KamLAND-Zen について紹介する。

第2章 KamLAND-Zen 実験

2.1 KamLAND 実験

KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は、岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山内にあった陽子崩壊探索実験であるカミオカンデの跡地に建設された反電子ニュートリノ観測装置である。池ノ山山頂地下約 1,000 m に位置しており、宇宙線ミュオンフラックスが岩盤による遮蔽を受けて地上の約 10 万分の 1 となるため、宇宙線起源のバックグラウンドが非常に少ない環境に設置されている。

大容量かつ高純度の液体シンチレータが KamLAND 検出器の特徴であり、液体シンチレータは荷電粒子の通過による溶媒の励起を発光物質に伝達することで、等方的で大光量のシンチレーション光を得られる。この発光の光量は、荷電粒子が運動する場合にその粒子の速度がその物質中の光速より速くなると生じるチェレンコフ光の約 100 倍であるため、水チェレンコフ検出器よりも低エネルギーに感度を持つことから、Super-Kamiokande 実験とはまた異なる物理の探索を目的としている。

2.1.1 KamLAND 検出器

KamLAND 検出器は大きく分けて、円筒形の外部検出器と呼ばれるタンクの内側に内部検出器と呼ばれている球形タンクが設置されている構造をしている。KamLAND 検出器の概略図を図 2.1 に示す。

内部検出器 (Inner Detector: ID)

ID のステンレスタンクは直径 18 m の球形をしており、その内部はバルーン (後述) によって内側の液体シンチレータ層と外側のバッファオイル層の 2 層に区切られている。液体シンチレータ層中のニュートリノ事象から発せられるシンチレーション光は、ステンレスタンクの壁面に設置された光電子増倍管によって検出される。

- ・ 液体シンチレータ (Liquid Scintillator: LS)

液体シンチレータは、一般に溶媒と溶質 (発光物質) で構成されている。発光に至

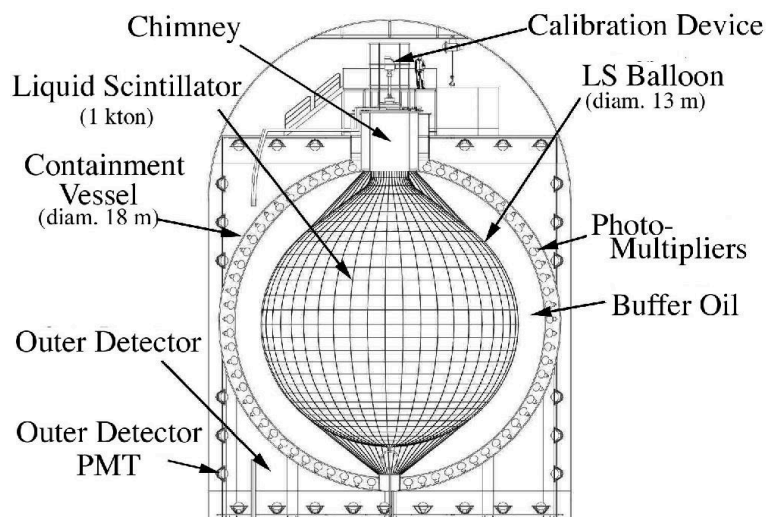


図 2.1: KamLAND 検出器の概略図 [19]

るまでの過程を以下に示す。

1. 溶媒分子が荷電粒子のエネルギーを吸収して励起する
2. 溶媒分子間でエネルギーが伝達される
3. 発光物質（溶質分子）がエネルギーを受け取り、励起する
4. 発光物質がエネルギーを放出し、蛍光する

KamLANDで使用されている液体シンチレータは「KamLAND-LS」と呼ばれており、その組成は表 2.1 の示されている通りである。発光物質として PPO が添加されており、溶媒物質の PC との組み合わせで高い発光量が得られる。また、主成分である N12 は直鎖状の構造を持つパラフィンオイルで、液体シンチレータの密度を調整できる上に、PC を 100% 使用するよりも透過率を向上させること、長期的にバルーンといった液体シンチレータと直接接触する部分へのダメージが小さいことなど利点も多く、希釈剤として使用されている。

表 2.1: KamLAND-LS を構成する物質の組成（密度は 15 °C のときのもの）

物質名	組成式	密度 [g/cm ³]	構成量
N12 (ドデカン)	C ₁₂ H ₂₆	0.749	80%
PC (Pseudocumene、1,2,4 トリメチルベンゼン)	C ₉ H ₁₂	0.875	20%
PPO (2,5 ジフェニルオキサゾール)	C ₁₅ H ₁₁ NO	-	1.36 g/L
KamLAND-LS	-	0.77754	-

- ・ バルーン

バッファオイル層内に液体シンチレータを保持するため、その間はナイロンと EVOH 樹脂 (エチレン-ビニルアルコール共重体) で作られたバルーンで仕切られている。このバルーンの球形は、44 枚の舟形シートを溶着することで作られており、KamLAND 上部のチムニーからケブラーロープを用いて吊るされている。このロープはロードセルに接続し、重量を常に監視できるように設計されている。また極性の低い気体に対する遮蔽率が非常に高い EVOH を用いることで、バックグラウンドとなる外部からのラドンの混入の防止を可能にしている。

- ・ バッファオイル (Buffer-Oil: BO)

液体シンチレータ層とステンレスタンクとの間の球殻層に位置するバッファオイルには、N12 とイソパラフィンを混合して用いている。その組成を表 2.2 に示す。密度が KamLAND-LS より 0.04% だけ軽いのが、これは中心部の液体シンチレータ層を支えているバルーンを浮かないようにするためである。また、外部からの放射線が液体シンチレータ層に入るのを防ぐ緩衝材の役割も持つ。バッファオイルはシンチレーション光を発しないため、放射線強度の高いステンレスタンクや光電子増倍管の素材由来の発光を防いでいる。

表 2.2: バッファオイルを構成する物質の組成 (密度は 15 °C のときのもの)

物質名	組成式	密度 [g/cm ³]	構成量
N12 (ドデカン)	C ₁₂ H ₂₆	0.749	53%
イソパラフィン	C _n H _{2n+2}	0.795	47%
バッファオイル	-	0.77723	-

- ・ 光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: PMT)

PMT は光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換する光電管と電流増幅機能からなる高感度光検出器であり、ID のステンレスタンクの壁面に受光面のサイズが 17 インチの PMT (浜松ホトニクス 型番: R7200) と 20 インチの PMT (浜松ホトニクス 型番: R1449) 合わせて 1,879 本が設置されている。2 つのタイプの PMT の図を図 2.2 に、その内訳やそれぞれの PMT の KamLAND 検出器に対する被覆率を表 2.3 に示す。20 インチ PMT はベネシアン・ブラインド型と呼ばれる長期的な使用に実績があるダイノード構造をしており、KamLAND 検出器の設置場所の前身であるカミオカンデで使用されていたものに耐油加工が施されている。また 17 インチ PMT は KamLAND 実験用に改良されたもので、時間や電荷の分解能が良く、応答の線型性に優れたボックス・アンド・ラインフォーカス型を採用して

おり、さらにこの17インチPMTという名称は、中央部より分解能が悪い光電面の端の部分をもスキングして口径を17インチにしていることに由来しており、この2つのタイプのPMTの大きさ自体には差がない。

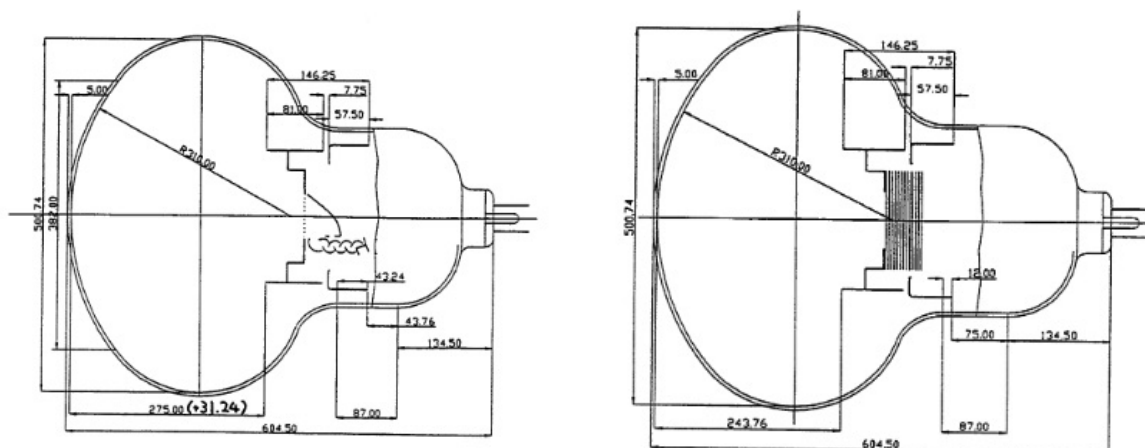


図 2.2: KamLAND 検出器に使用されている PMT (左図: 17 インチ PMT、右図: 20 インチ PMT) [20]

表 2.3: ID 壁面に設置されている PMT の内訳とそれぞれの被覆率

	17 インチ PMT	20 インチ PMT	計
本数	1,325	554	1,879
光電面の面積 [m ²]	0.146	0.203	306
被覆率 [%]	22	12	34

外部検出器 (Outer Detector: OD)

ODのタンクは直径20 m、高さ20 mの円筒形をしており、球形タンクの外側との空間は3,200トンの純水で満たされている。純水中を通過する宇宙線ミューオンが発するチェレンコフ光を225本の20インチPMTで検出し、宇宙線バックグラウンドをタギングする他、外部から飛来する γ 線や岩盤からの中性子を吸収する緩衝材として利用されていた。2016年1月から2月まで、故障したPMTの交換などを目的にODの大規模改修作業が行われ、140本のベネシアン・ブラインド型の20インチPMTで検出する現在の形になった。この140本のPMTのうち47本は高量子効率 (High Quantum Efficiency: HQE) タイプのものであり、その他は型番がR3600-06MODのものである。

2.1.2 ニュートリノ検出原理

KamLAND 検出器中の液体シンチレータは荷電粒子に反応して、シンチレーション光が放出される。しかし、ニュートリノは中性粒子のため、液体シンチレータを直接発光させることはできない。実際には、ニュートリノと弱い相互作用反応を起こす荷電粒子が液体シンチレータを発光させる。検出される反応は以下の2種類である。

電子散乱

液体シンチレータ中の電子とニュートリノの弾性散乱であり、原理的に電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの3世代すべてで起こる。反応は式(2.1)のように示される。

$$e^- + \nu \rightarrow e^- + \nu \quad (2.1)$$

また、その反応のファインマン図は図2.3のように書ける。

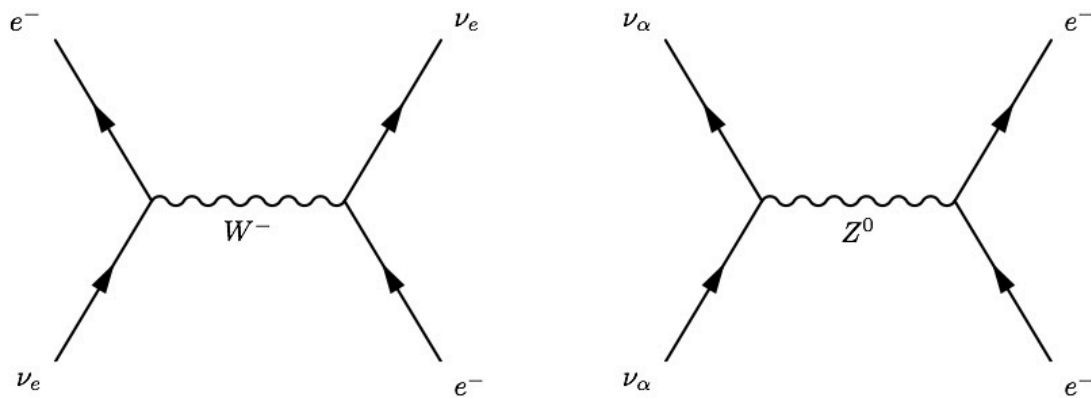


図 2.3: 電子散乱のファインマン図 (左図: 荷電カレント反応、右図: 中性カレント反応 ($\alpha = e, \mu, \tau$))

逆ベータ崩壊

液体シンチレータ中の陽子との逆ベータ崩壊反応で、電子散乱とは異なり、反電子ニュートリノとしか反応しない (式(2.2))。反応の様子を図2.4に示す。

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (2.2)$$

この反応の検出には、遅延同時計測を利用する。逆ベータ崩壊により生じた陽電子 e^+ と液体シンチレータ中の電子 e^- が対消滅を起こし、511 keV の γ 線を2本放出する (先

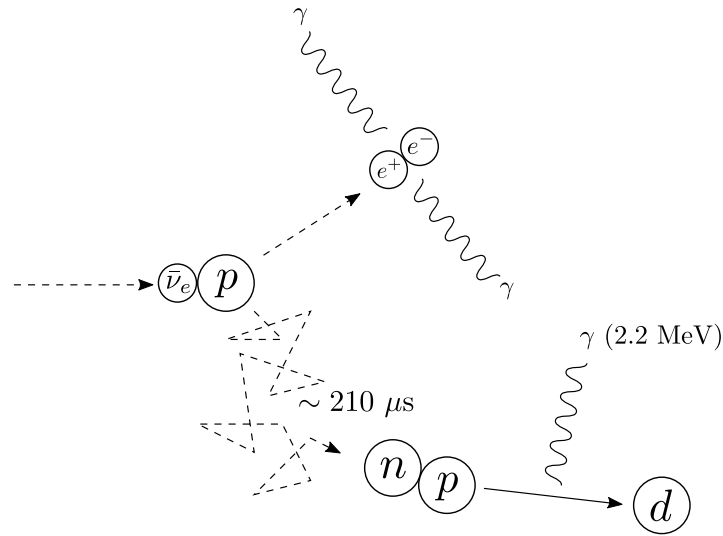


図 2.4: KamLAND における逆ベータ崩壊反応の様子

発信号)。一方、中性子 n は周囲の原子核と弾性散乱を繰り返すことでエネルギーを失い、最終的に熱中性子となる。その後、約 210 μsec の寿命で陽子に捕獲され、2.22 MeV の γ 線が放出される（後発信号）。この遅延同時計測を用いて、反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊反応を選別し、バックグラウンドとなるような他のイベントと区別することができる。

2.1.3 実験の成果

KamLAND 実験は 2002 年に稼働を開始し、極低放射能環境でのニュートリノ事象の観測により様々な物理に言及してきた。ここでは、現在でも測定を継続している地球ニュートリノの観測について述べる。

地球内部に存在する U や Th、K などといった原子核は放射性崩壊を起こし、熱を放出しながら最終的に安定な原子核となる。その際に発する熱が地球内部の熱源となっていると考えられてきた。しかし、地球内部の事象であるため直接的な観測は難しく、隕石の成分分析や地質学による調査などより様々なモデルが提唱されてきたが、これまで検証することができなかった。

2011 年、極低放射能環境でニュートリノを観測できる KamLAND では、この U や Th 由来のニュートリノ（反電子ニュートリノ、地球ニュートリノと呼んでいる）を直接的に観測することに成功した [21]。その解析結果から、47 TW と見積もられていた地熱に対し、約半値である 21 TW が原子核の放射性崩壊に由来する熱量であり、残った熱量は地

球誕生直後、つまり約40億年前のものであるという結論を得た。また、ここで得られた結果は地球化学から予想される値と一致しており、地球ニュートリノが地球の内部構造の探索に有効な観測方法の一つであることを示した。現在では、ニュートリノ地球物理学という新たな学問となり、今後の発展も期待されている。

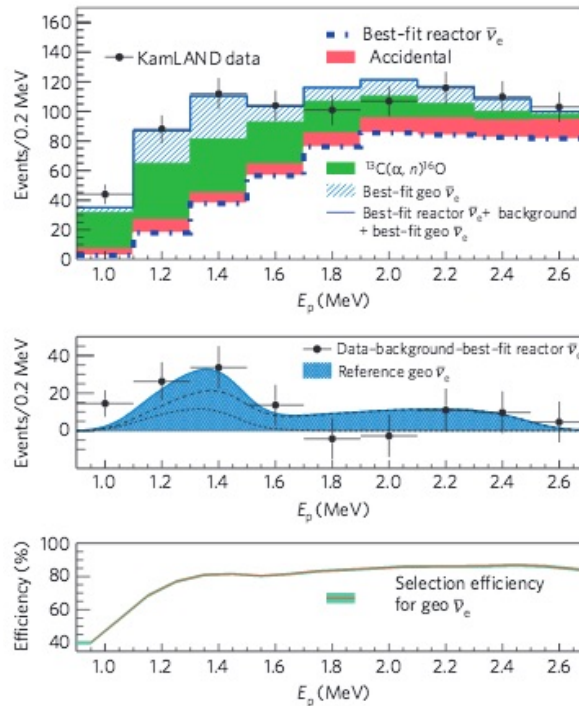


図 2.5: KamLAND が得た地球ニュートリノのスペクトル [21]。横軸は逆ベータ崩壊反応により放出される陽電子のエネルギー。上図はバックグラウンドと地球ニュートリノのデータであり、黒のエラーバー付きのヒストグラムは KamLAND で実測されたデータを示す。また中図は、データから原子炉ニュートリノとバックグラウンドを引いた地球ニュートリノのイベントを表す

2.2 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen (KamLAND Zero-neutrino double beta decay) 実験は、極低放射能環境である KamLAND 検出器を利用し、 ^{136}Xe を崩壊核として用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験である。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験は世界各地で行われているが、KamLAND-Zen は現在、世界最高感度を達成している。KamLAND-Zen 実験の概要や検出器の構造、そして現在報告している観測結果について触れる。また、KamLAND-Zen 実験で問題となっている主要なバックグラウンドを紹介し、今後予定されている将来計画について話を進めていく。

2.2.1 実験概要

KamLAND 検出器上部のチムニー部よりミニバルーンをインストールし、その中に ^{136}Xe を溶解させた新型液体シンチレータを充填することで、KamLAND-Zen 実験の測定環境が整えられた。 ^{136}Xe の二重ベータ崩壊が起きる際に放出される電子により生じる液体シンチレータの発光を観測し、そのエネルギースペクトルを見ることで $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を探索する。KamLAND-Zen 実験の概略図を図 2.6 に示す。

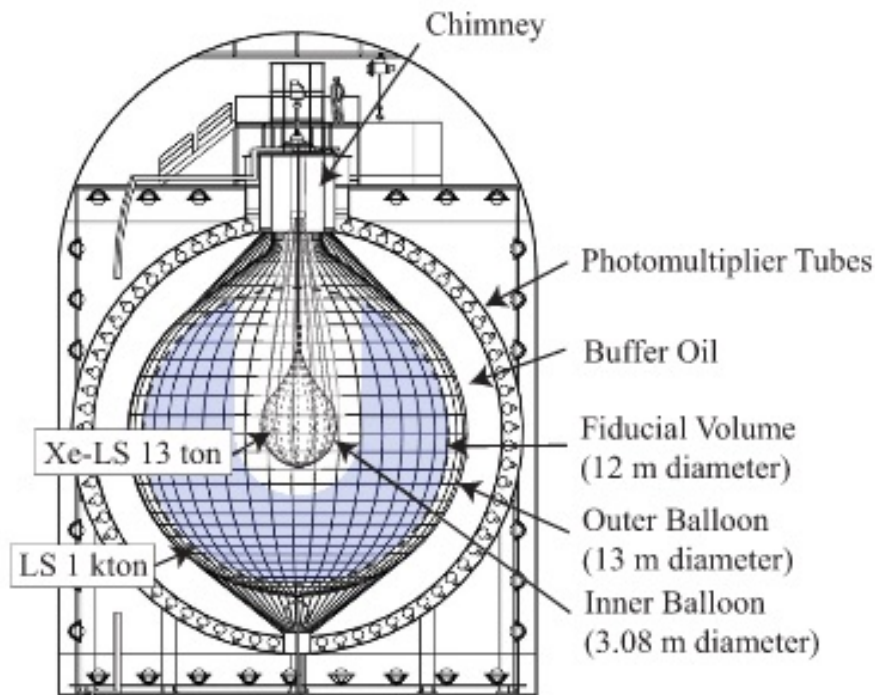


図 2.6: KamLAND-Zen 実験の概略図 [22]

二重ベータ崩壊核 ^{136}Xe

KamLAND-Zen では二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を採用している。この理由としては、液体シンチレータによく溶解すること（約 3 wt%）、溶解した際に液体シンチレータを着色しないこと、遠心分離による ^{136}Xe の濃縮方法が確立していること、そして気体として液体シンチレータに溶解しているため回収、再純化できることなどが挙げられる。また、観測を行う上で避けられない $2\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命が比較的長く、エネルギー分解能が高くない検出器でも $2\nu\beta\beta$ 崩壊のスペクトルに埋もれることなく $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を検出しやすいというメリットもある。

2.2.2 Xe含有液体シンチレータ (Xe-LS)

KamLAND-LSと同じ組成の液体シンチレータに¹³⁶Xeを溶解させると液体シンチレータ自身の密度が大きくなるが、液体シンチレータを支えているミニバルーンの内側と外側で密度差が0.1%を超えてしまうとミニバルーンが破けてしまう可能性があり、KamLAND検出器内部に維持することができなくなってしまう。そのため、KamLAND-Zen実験に適した新型の液体シンチレータが開発された。この液体シンチレータのことを「Xe-LS」と呼ぶ。この液体シンチレータの組成を表2.4に示す。密度を調整する希釈剤としてKamLAND-LSではN12を用いていたが、Xe-LSではより密度を軽く必要があるため、N10を使用している。また、¹³⁶Xeを必要量分溶解させることにより発光量が15%低下することを考慮して、PPOが増量されている。

表 2.4: Xe-LS を構成する物質の組成 (Phase-I と Phase-II はそれぞれデータ取得期間の名称であり、詳細は後述する)

物質名	組成式	密度 [g/cm ³]	構成量 (Phase-I)	構成量 (Phase-II)
N10 (デカン)	C ₁₀ H ₂₂	0.735	82.3%	80.7%
PC	C ₉ H ₁₂	0.875	17.7%	19.3%
PPO	C ₁₅ H ₁₁ NO	-	2.7 g/L	2.3 g/L
Xe	-	-	2.2 wt%	2.9 wt%
Xe-LS	-	0.78013	-	-

2.2.3 ミニバルーン (Mini Inner Balloon: MIB)

Xe-LSを支える役割を持っており、検出器の中心部に位置している。強度の高いナイロンが用いられており、フィルムの厚みは、目標としている放射性不純物量を達成するために25 μmしかない。24枚の舟形フィルムを熱溶着して作製され、この溶着部には補強のため2枚のナイロンフィルムを張り合わせてあり、球状部とコーン部からなる雫型をしている。またこのミニバルーンの上部は直管部と呼ばれるナイロン製の細い管に接続しており、その上部はコルゲート管がチムニー部との間を支える構造となっている。その模式図を図2.7に示す。

2.2.4 KamLAND-Zen 実験の現状

これまでの成果 (KamLAND-Zen 400)

KamLAND-Zen 実験は、これまでにデータ取得を2期間に渡って行ってきた。データ取

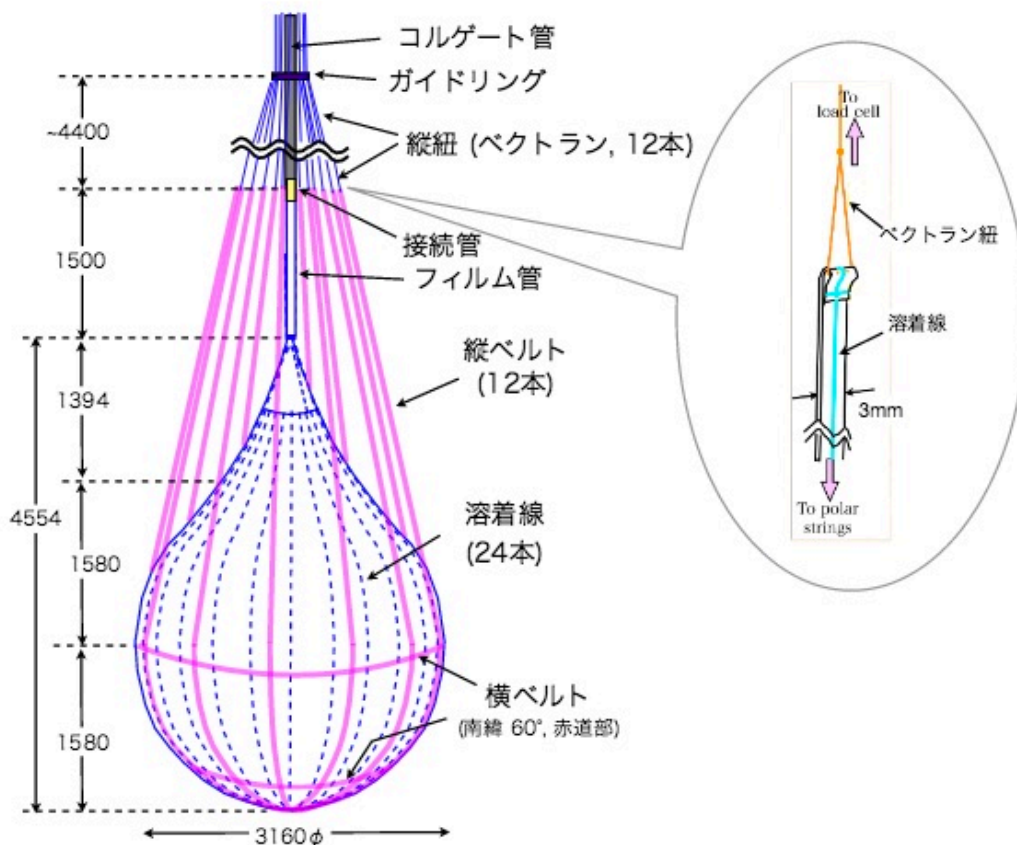


図 2.7: ナイロン製のミニバルーンとそれを検出器中に保持する構造の模式図 [23]。バルーン本体は接続管によりコルゲート管（蛇腹構造をしており、変形が容易）と接続し、検出器中心部に設置されている。さらにバルーンフィルムで出来ているベルトでも保持され、ベルトと接続しているベクトラン紐によりバルーンの重量が記録されている

得を開始した 2011 年 10 月から 2012 年 6 月の期間を「Phase-I」、液体シンチレータ中の不純物 (^{110m}Ag 、これについては次節で詳しく述べる) の除去するため、Xe-LS の純化作業を行った後に、データ取得を行った 2013 年の 12 月から 2015 年 10 月の期間を「Phase-II」と呼び、またこの Phase-I と Phase-II の期間を合わせて「KamLAND-Zen 400」と総称している。Phase-I と Phase-II それぞれの観測における諸情報を表 2.5 にまとめる。

表 2.5: KamLAND-Zen 400 中の 2 期間における諸情報

	Phase-I	Phase-II
観測日数 [日]	213.4	534.5
^{136}Xe 量 [kg]	288 - 293	344
観測量 (exposure) [kg·yr]	89.5	504
エネルギー分解能 [%/ \sqrt{E}]	6.6	7.3

Phase-I の観測では、 ^{110m}Ag の影響を受けたものの、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期に対し、以下の下限值を得られた。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} \text{ [yr]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.3)$$

また、KamLAND-Zen 実験と同様に ^{136}Xe を崩壊核として用いている EXO-200 が発表している結果と combined すると

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3.4 \times 10^{25} \text{ [yr]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.4)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 120 - 250 \text{ [meV]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.5)$$

となり、図 2.8 に示したように KKDC claim を 97.5% C.L. 以上で排除できることとなった [24]。また、最近では Phase-II の観測による最新結果も発表されている [25]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 9.2 \times 10^{25} \text{ [yr]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.6)$$

したがって、KamLAND-Zen 400 の Phase-I と Phase-II の 2 つの期間の結果を合わせた解析では、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期、そしてニュートリノのマヨラナ有効質量への制限は以下のように得られている。この結果は世界最高の感度を達成しているとともに、いまにも逆階層構造領域へと踏み込もうとしており (図 2.9)、今後の結果に大きく期待が持てるものとなった。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ [yr]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.7)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165 \text{ [meV]} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (2.8)$$

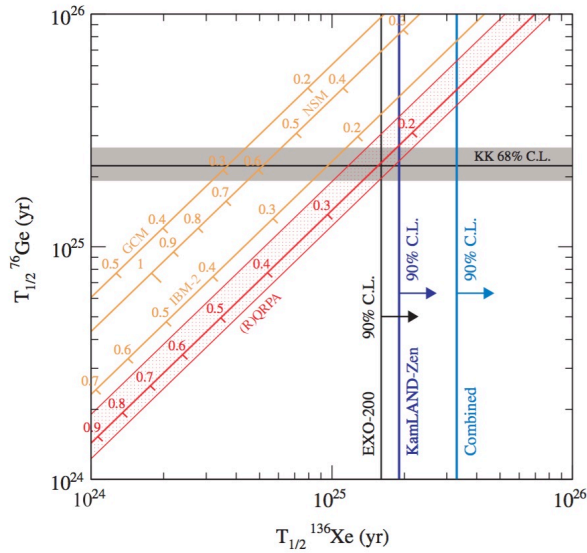


図 2.8: KamLAND-Zen 400 Phase-I と EXO-200 による KKDC claim の排除 [24]

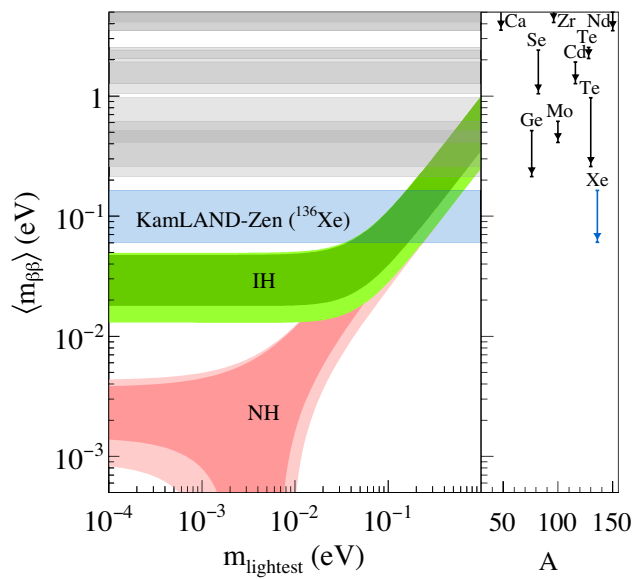


図 2.9: KamLAND-Zen 400 の結果によるニュートリノのマヨラナ有効質量への制限 [25]

KamLAND-Zen 800

Phase-IIが終了したため、現在はより改良を加えた新たなプロジェクトが始動している。この実験では ^{136}Xe の量を約750 kgに増量して観測を行う予定であり、現在は一回り大きなミニバルーンを作製している最中である。クリーンスーツの改善やクリーンルーム内での作業等、前回の作製よりも塵や埃に特別な配慮を加えて作業を行っており、より

放射性不純物量の低い新しいミニバルーンの完成に期待がかかる。使用予定の ^{136}Xe の量にちなんでこの実験を「KamLAND-Zen 800」と呼称しており、2017年中のデータ取得開始を目標に準備が進められている。

2.2.5 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に対する考慮すべきバックグラウンド

KamLAND-Zen 実験で探索している $0\nu\beta\beta$ 崩壊は非常に稀な事象であり、バックグラウンドの寄与が実験の感度に結びつく。ここでは、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の関心領域 (Region of Interest: ROI、 ^{136}Xe では $2.3 < E < 2.7$ MeV) でこれまでに把握されている代表的なバックグラウンド事象について述べる。Phase-II の期間における主なバックグラウンドの見積もりを表 2.6 にまとめる。

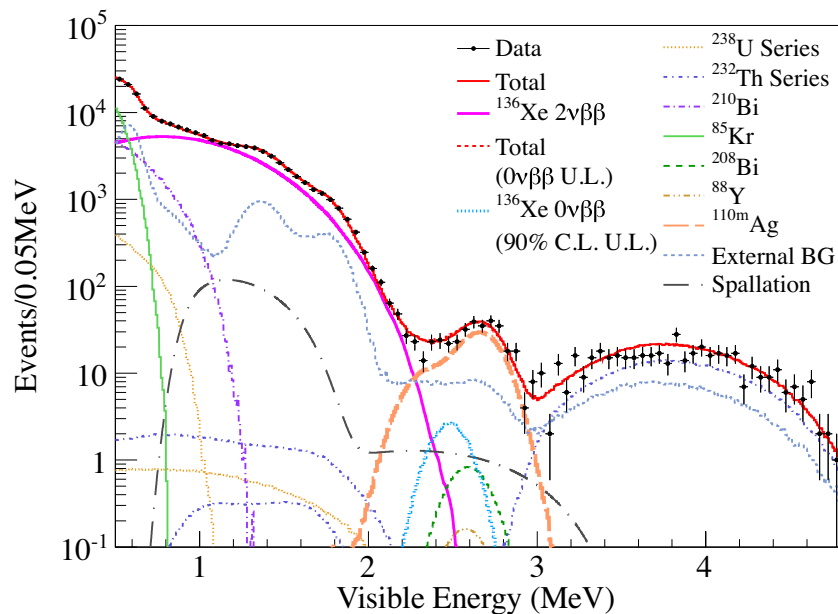


図 2.10: KamLAND-Zen 400 Phase-I で得られたエネルギースペクトル [24]

表 2.6: ROI において見積もられたバックグラウンドのイベント数 [events]

	$^{136}\text{Xe } 2\nu\beta\beta$	^{214}Bi	^{208}Tl	^{110m}Ag	spallation	Total
Period-1(270.7[days])	5.48	2.81	0.001	8.50	4.04	20.8
Period-2(263.8[days])	5.29	2.48	0.001	0.00	3.43	11.3

放射性不純物 ^{110m}Ag の混入

このバックグラウンドは KamLAND-Zen Phase-I 開始当初に確認されたもので、全く

予期していなかった。いくつか原子核の候補が挙げられたが、検証の結果 ^{110m}Ag の β^- 崩壊であると特定されている。 ^{136}Xe をロシアから航空輸送する際の宇宙線による原子核破砕か、2011年3月の東日本大震災時の福島第一原子力発電所事故による放射性降下物によって生成されたという説が有力である [26]。

Phase-I 終了後、この ^{110m}Ag を目的に大規模な Xe-LS の純化作業が行われた。まずはじめに ^{136}Xe 本体を Xe-LS より回収し、液体シンチレータも新調された。この新しい液体シンチレータは液液抽出1回、3体積分の蒸留循環を経ている。また ^{136}Xe 自身も Phase-I 前はそのまま使用していたが、Phase-II に向けてはチャコールフィルタ、焼結金属フィルタ (SUS)、ジルコニウム合金製ゲッター、PTFE フィルタを経た後に蒸留し純化されている。

その結果純化後は、このバックグラウンドを10分の1まで低減することに成功した [27]。そのエネルギースペクトルを図 2.11 に示す。

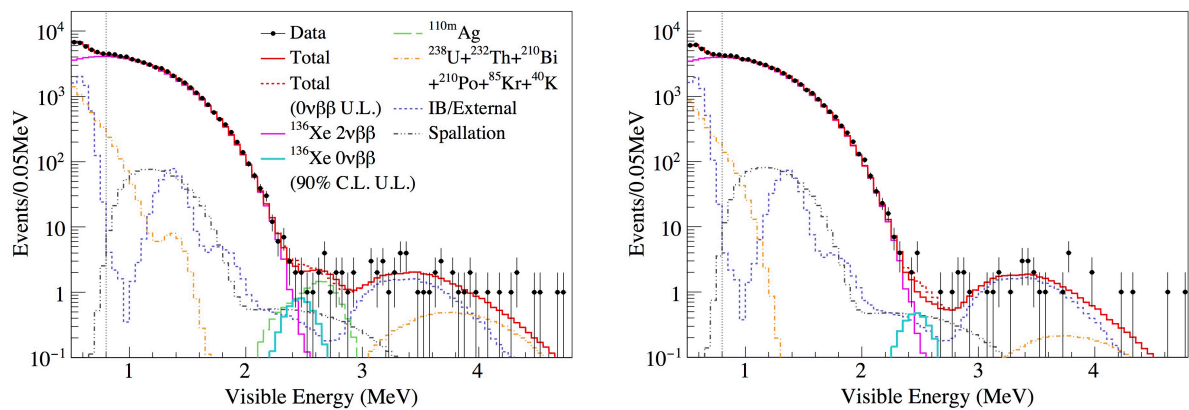


図 2.11: KamLAND-Zen 400 Phase-II で得られたエネルギースペクトル (左図: Period-1 (前半期)、Period-2 (後半期)) [28]

放射性不純物 ^{214}Bi

これは自然放射性物質である ^{238}U 系列の娘核であり、Xe-LS の製造過程での混入やミニバルーンに使用されているナイロンフィルム本体に含まれているもの、そしてミニバルーンの作製時、運搬時での付着等が混入経路である。 ^{214}Bi の放出する 3.272 MeV の β 及び γ 線は $0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギー付近にスペクトルを作るため、大きなバックグラウンドとなっているが、 ^{238}U の混入を 0 にすることは不可能である。バックグラウンド源の核種を除去できない場合は、タギングを用いてこの崩壊を除去するほかない。ここでタギングできる信号は、Tag1: $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ と Tag2: $^{214}\text{Pb} - ^{214}\text{Bi}$ の 2 種類ある。 ^{214}Bi を含む崩壊系列を図 2.12 に示す。

Tag1 と呼ばれる遅延同時計測法は、 ^{214}Bi による 3.272 MeV の β 及び γ 線とその娘核 ^{214}Po による 7.833 MeV の α 線の連続崩壊を利用している。 ^{214}Po の半減期が 0.164 msec

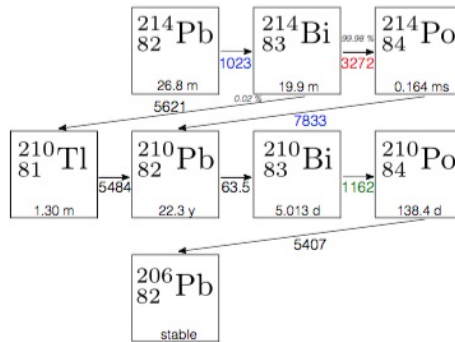


図 2.12: ^{214}Bi を含む崩壊系列 [30]

と非常に短いため偶発信号が入りにくく、識別効率は 99.97% である。しかし、この α 線がミニバルーンフィルム付近、かつフィルム側に放出されると、ナイロンフィルムを透過する際にエネルギーを失ってしまい、その先で液体シンチレータを発光させられず、連続崩壊の後発信号を検出できなくなってしまう。そのため、KamLAND-Zen 実験における Tag1 を用いた ^{214}Bi 崩壊の識別効率は 52.5% にとどまっている [31]。

Tag2 は、 ^{214}Bi の親核である ^{214}Pb による 1.023 MeV の β 線との遅延同時計測である。この崩壊はミニバルーン付近でも検出可能だが半減期が 26.8 min と長いため、 ^{214}Bi 崩壊より 1 時間も前に遡る必要があり、またそれと同時に ^{214}Bi 崩壊を中心に半径 40 cm を用いることで識別効率は 67.8% となっている [31]。しかし、この 1 時間の time window の中に偶発事象が入り込むと ^{214}Pb 崩壊と間違って認識してしまうというデメリットもある。それには、 ^{40}K の β^- 崩壊や ^{210}Bi などがある。

この Tag1 と Tag2 を利用してもタギング効率は低く、また ^{214}Bi 崩壊事象はミニバルーン付近に多いため、KamLAND-Zen 実験ではデータ解析にミニバルーンのあたりを含まないように、中心より半径 1.35 m を有効体積 (Fiducial Volume) として選択している [32]。

放射性不純物 ^{208}Tl

自然放射性物質である ^{232}Th 系列の娘核であり、これも Xe-LS の製造過程での混入やミニバルーンの作製時、運搬時での付着等が混入経路である。2.6 MeV の γ 線を放出するためバックグラウンドの候補と考えられていたが、Xe-LS に加えて KamLAND-LS の発光も加わり、3.7 MeV 付近にピークを持つことが分かっている。また KamLAND-Zen 実験では、それを無視できるほどに ^{232}Th の量を減らしており、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊への影響は小さい。

宇宙線原子核破碎による ^{10}C

KamLAND 検出器は地下 1,000 m に位置していることで大幅に宇宙線ミューオンの

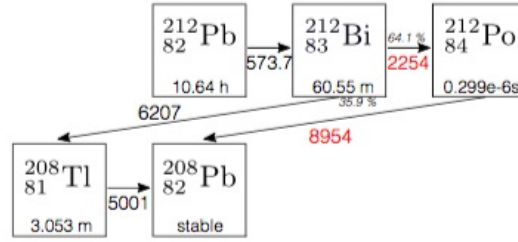


図 2.13: ^{208}Tl を含む崩壊系列 [30]

到達数を低減できているが、まれに到達した宇宙線ミュオンは液体シンチレータ中の ^{12}C と衝突し、このバックグラウンドを生成する。一般に宇宙線によるバックグラウンド “spallation” イベントと呼ばれており、その中でも ^{10}C によるものは約 80% を占める。広いエネルギー領域に影響を及ぼしており、現在でも除去方法の研究がなされている。

この生成過程には 90% の確率で熱中性子も生じる。この中性子は約 210 μsec 後に陽子により捕獲されるため、宇宙線ミュオン、熱中性子捕獲、そして ^{10}C 自身の 3 つの崩壊を観測することで識別することができる。宇宙線ミュオンによる大信号後に生じるデッドタイムによりこの 3 事象を観測できないという問題に対応して、電子回路 MoGURA (Module for General-Use Rapid Application) が新たに導入され、現在では約 90% の識別効率を達成している。

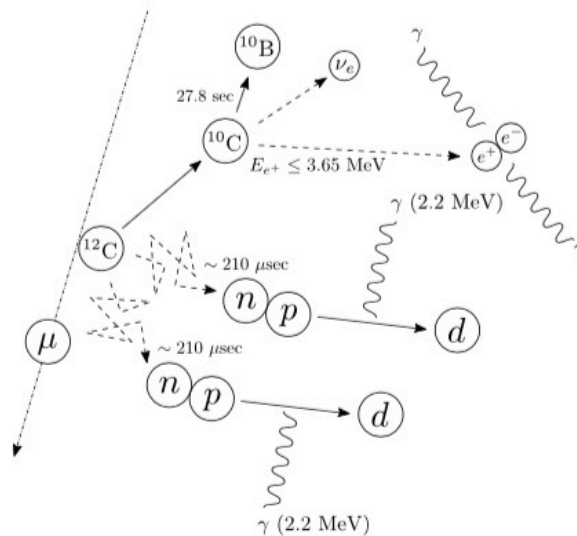


図 2.14: ^{10}C の生成、崩壊過程 [30]

2νββのしみこみ

0νββ崩壊事象を探索する際に避けては通れないバックグラウンドがこの2νββ崩壊事象である。0νββ崩壊ではQ値という単一のエネルギーを持った電子が放出されるはずであるが、実験装置のエネルギー分解能が理想的な値でない限り、そのエネルギーは連続スペクトルのように幅を持つことになる。この場合、0νββ崩壊と2νββ崩壊はエネルギー領域に重なりが生じる。また、表2.6からも読み取れるように、2νββ崩壊のイベント数は他の主なバックグラウンドよりも多い。0νββ崩壊探索においてこのバックグラウンドを低減することは、感度の良い観測を可能にするためには必要不可欠である。

2νββ崩壊のバックグラウンドの低減には、2νββ崩壊の半減期 $T_{1/2}^{2\nu}$ が長い崩壊核を選択することと、検出器自身のエネルギー分解能を向上させることの2つのアプローチがある。ROIにしみこむ2νββ崩壊の信号数 $N_{2\nu}$ とその検出器のエネルギー分解能には

$$N_{2\nu} \propto \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^{5.8} \quad (2.9)$$

の関係がある [29]。1つ目のアプローチはすでになされているため(表1.2)、現在のKamLAND-Zen実験において2νββ崩壊事象というバックグラウンドに対処する方法は2つ目の「検出器のエネルギー分解能の向上」のみである。

2.2.6 KamLAND-Zen実験の将来計画：KamLAND2-Zen実験

0νββ崩壊事象の観測により、ニュートリノのマヨラナ有効質量の下限值を更新することで質量階層構造を決定すること、そして柳田予測によるマヨラナ有効質量が $\langle m_{\beta\beta} \rangle \simeq 47$ meV であるという提唱を検証することは、今後のニュートリノ物理学、そして素粒子物理学の発展において重要な鍵を持つと言える。しかし、現在の検出器を用いている限りエネルギー分解能は変わらないため、 ^{136}Xe の増量や観測期間を長くしても、得られる結果には限りがある。

KamLAND-Zen実験では、質量階層構造の逆階層構造領域への到達を目標に、大規模な検出器の改良を計画している。この将来計画を我々“KamLAND2-Zen”と呼称しており、サイズの大きいミニバルーンを作製しを約1,000 kgまで増量した ^{136}Xe を用いるほか、集光率を高めることでエネルギー分解能の向上を見込んでいる。以下に、KamLAND2-Zen実験で改良予定の項目を並べる。これら改良点は現在、実装を目標に研究開発が進んでいる。

- ^{136}Xe の増量：約1,000 kg
- 大光量液体シンチレータの使用（光量：約1.5倍） [30]

- ・ 高量子効率の PMT の使用（光量：約 2.1 倍） [40]
（浜松ホトニクス、Hyper-Kamiokande 用に改良されたもの）
- ・ PMT への集光ミラーの装着（集光量：約 1.8 倍）

このような大規模な改良を行うことで、KamLAND2-Zen 実験ではエネルギー分解能を現在の 7.3% から 2.5% 以下にするという大幅な改善が期待でき、5 年の観測期間で $\langle m_{\beta\beta} \rangle \simeq 20$ meV への感度の到達が見込まれている。この 20 meV というニュートリノ有効質量の値は逆階層構造領域をカバーすることができるため、いまだ確定していないニュートリノの階層構造を決定するばかりでなく、ニュートリノ有効質量の決定にも大幅に近づくことができる。

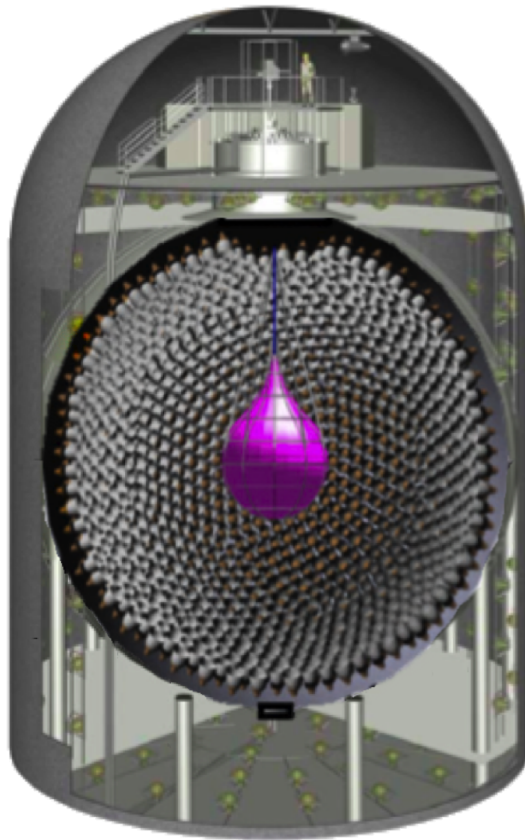


図 2.15: KamLAND2-Zen 検出器のイメージ

第3章 集光ミラーの最適化

3.1 研究目的

本研究対象である集光ミラーは、KamLAND内のPMTに取り付けることで集光率を向上させ、エネルギー分解能を改善することを目的としている。その達成には、KamLANDで使用できる、新しい集光ミラーの開発が不可欠である。先行研究により、形状や素材の決定など基礎研究はある程度行われているが、実際に検出器内に導入する際の影響等はまだ検討されていない。基礎研究をもとに、よりKamLAND2-Zen実験に最適化された実現可能性の高い集光ミラーを開発することが本研究の目的である。

3.2 集光ミラー

形状

集光ミラーの形状にはストリングメソッドと呼ばれる方法によって作られたストリングコーン型を採用しており、入射光は、2次元では最高1回、3次元では数回、ミラー表面で反射をした後に光電面に導かれる。デザイン方法の模式図を図3.1に示す。

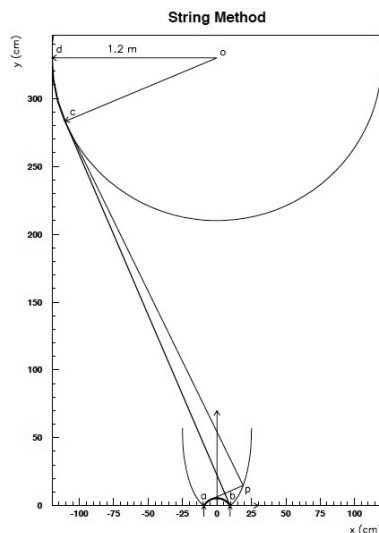


図 3.1: ストリングコーンのデザイン図 [38]

素材

素材は、PETにアルミニウムを蒸着したものをを用いる。真空成形によってPET板をコーンの形に成形し、そこにアルミニウムを真空蒸着することで作製する。これは、KamLAND内に導入する際に要求される以下の4つの条件を満たしており、先行研究では17インチPMT用と20インチPMT用の2種類の集光ミラーを試作されている。それらの写真を図3.2に示す。また、16個の試作品のほとんどが目標である1.8倍を達成していることが分かっている [34]。

- ・ 反射率：液体シンチレータ中で85%以上
- ・ 化学的安定性：液体シンチレータ中で5～10年
- ・ 低放射能性：使用予定のPMT程度
- ・ 柔軟さ：隣接するミラーとの干渉に耐えられる



図 3.2: 試作した集光ミラー（左図：17インチPMT用、右図：20インチPMT用） [34]

3.3 試作品作製

3.3.1 作製手順

今回の試作品の作製手順を以下に示す。

1. 成形型の作製

成形型とはPET板をコーン型に成形する際に使用する「型」のことである。材質は繊維強化プラスチック（Fiber-Reinforced Plastics: FRP）で、その形状は凸型で

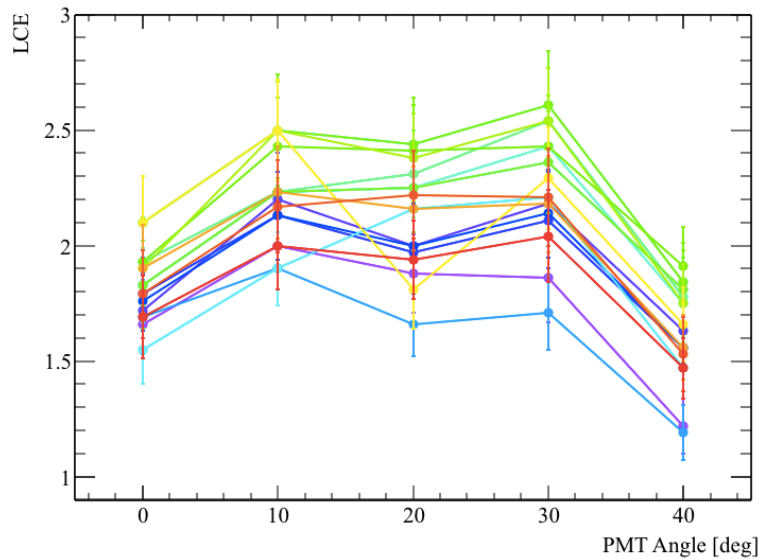


図 3.3: PMT の角度と集光率の関係 [34]

ある *1。成型型を図 3.4 に示す。内側には真空引きできるように空気穴が開けられており、この空気穴を用いて真空成形できる構造となっている。また、これよりこの型を用いて行う成形を「成型」と表記する。

2. PET 板の成型

平らである PET 板をコーンの形状に成型する工程である。まず、PET 板表面に巻いてある保護用のマスキングフィルムを剥がし、表面を除電バーで除電しながら、表面に付着したホコリを除電バーから噴き出すエアで除去する。それを台に固定し、設定温度 150 度の炉内で温めることで柔らかくしたのちに取り出し、その板を型に合わせる。型の内側にある空気穴より真空引きし、真空成型を行う。変形しないように PET 板が冷えるのを待ったのち、型から外す。成型の工程を図 3.5 に示す。

3. PET 板のトリミングとトリミング時に生じた切り粉の洗浄

型を合わせて真空成型した PET 板の上下をトリミングし、コーンの形状に仕上げる。今回はチップソーの回転刃を用いて切断した *2。しかし、トリミングする際に PET 板の切り粉が多く生じてしまい、その切り粉を除去する際にミラー表面となる内側を傷つけてしまうため、水洗いで表面を洗浄する。工程を図 3.6 に示す。

*1前回の試作では凹型の金属型を使用していた。凸型にすることで、アルミニウム蒸着表面に型が接触せずに成形でき、表面の凸凹を低減できる。この改善により、アルミニウムを PET 板表面に蒸着しやすくするベースコート塗布・乾燥させる工程が減り、時間を短縮できる。

*2始めはダイヤモンドホイールを用いたが、切断面が溶解し大きなバリが出来てしまったため、ここではチップソーを使用した。

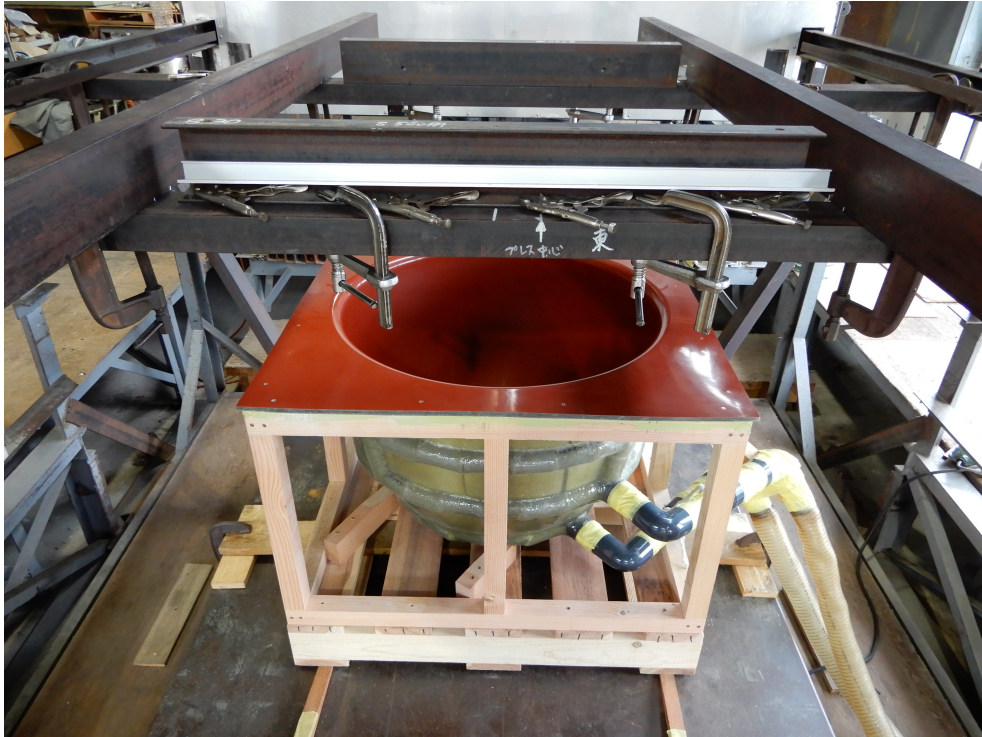


図 3.4: PET 板の成型に使用する FRP 製の型

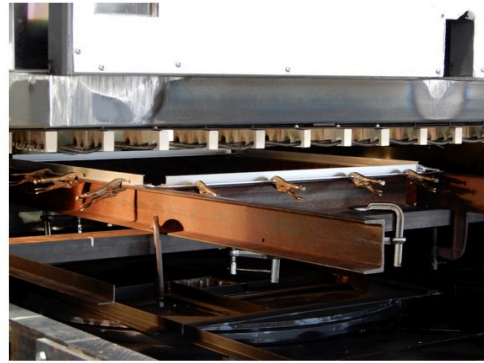
4. アルミニウムの蒸着

ホコリが表面に残っていると、アルミニウムを蒸着し表面に焼きムラが生じたり、凹凸ができてしまう。また、PET 板の表面には保護用のマスキングフィルムの糊が残っており、それぞれミラー表面の反射率に影響を与える可能性が大きい。イソプロピルアルコール (Isopropyl Alcohol: IPA) と自己発塵が極めて微量なクロスを用いてアルミニウムを蒸着する側の表面を洗浄する。その後、除電バーで表面を除電し、残留したホコリを除去したのち、表面異物識別用可視化ツールである D ライトを用いてホコリが付着していないことを確認する。

その後、アルミニウム蒸着炉に成型した PET 板をセットする。並行して、加熱用のタングステンフィラメントをコーンの内側に設置し、アルミニウム片を 1 個セットする。真空度は 2×10^{-3} Pa に設定し、真空引きしながら蒸着する。蒸着後は表面の確認を行う。アルミニウムを蒸着する工程を図 3.7 に示す。



表面のホコリの除去



150度の炉内でPET板を加熱する



成型状態を確認する

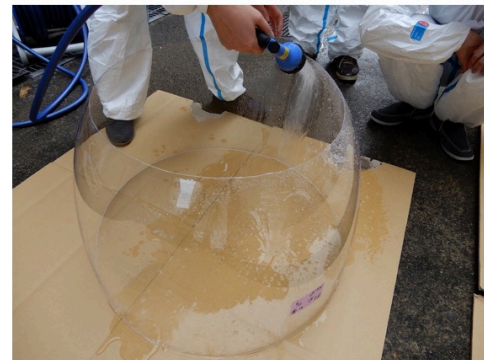


PET板を成型する

図 3.5: PET 板成型の工程



PET板の上下をトリミングする

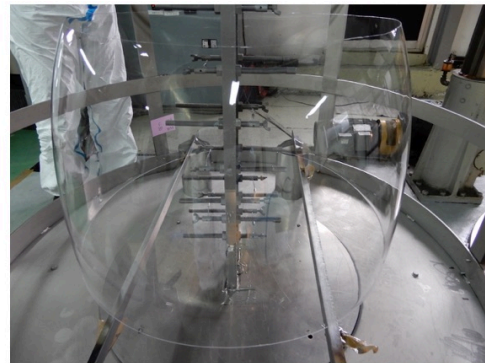


切り粉を除去するために水で洗浄する

図 3.6: PET 板のトリミングと切り粉洗浄の工程



蒸着面をIPAで洗浄



成型したPET板とアルミニウム片をセット



蒸着状態を確認する



PET板を成型する

図 3.7: アルミニウムの蒸着工程

3.3.2 試作品の性能評価

測定装置

使用した暗箱の図面を図3.8に示す。左のスペースにPMTを取り付けられるようになっており、右に設置した液体シンチレータからの光を検出して測定を行う。この発光点がPMTより約6.5 m 離れるように設計されており、これはKamLAND 検出器内のイベントの距離を再現している。また、PMTの傾きも0度から40度まで調整可能となっており、入射角が40度であればKamLAND 検出器内の全イベントの取得を再現できる。しかし、若干光が漏れていることが分かっているため、蓋の裏に返しをつけ、その蓋の上にはおもりを乗せて測定を行うことにした。また集光ミラーは、図3.9のように20インチPMTに装着する。測定機器のセットアップ図を図3.11に、またその測定回路図を図3.12に示す。

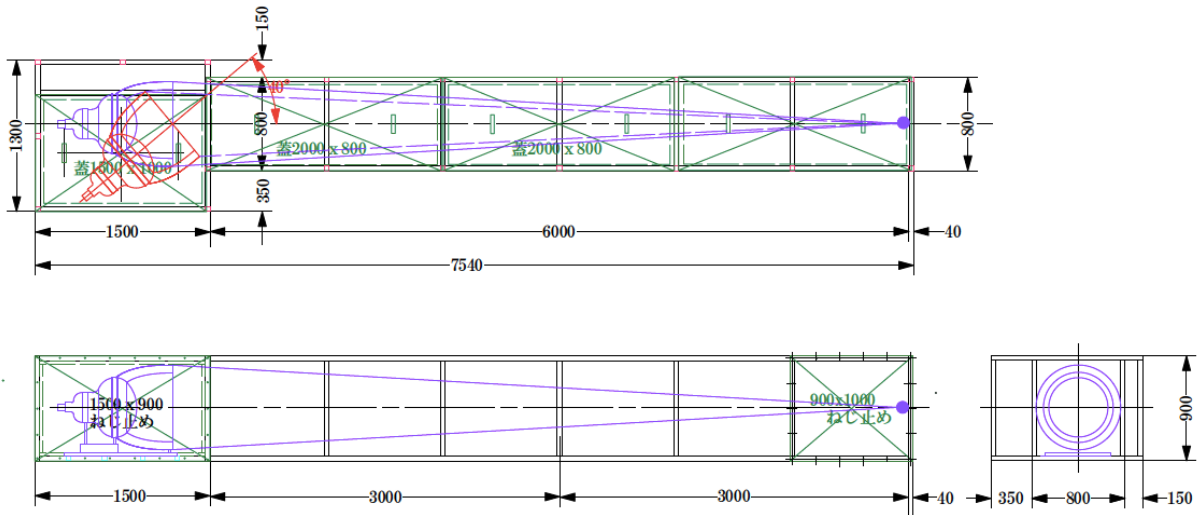


図 3.8: 集光ミラーの性能評価の測定に使用する暗箱の図面 [34]

評価方法

液体シンチレータの発光を17インチPMTで検出する場合に放出される光電子数がPoisson分布に従うと仮定する。期待光電子数を λ とすると、 n 個の光電子が放出される確率 $P(n)$ は、

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} \exp(-\lambda) \quad (3.1)$$

となるため、光電子が放出されない確率、つまり光電子が0個放出される確率 $P(0)$ は、

$$P(0) = \exp(-\lambda) \quad (3.2)$$

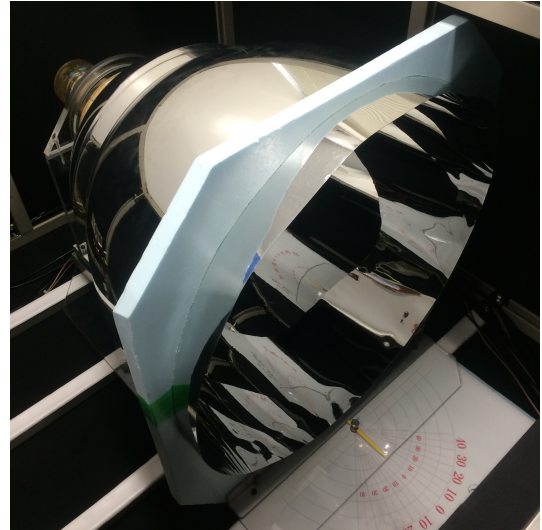


図 3.9: 集光ミラー（左図）とそれを17インチ PMT に装着した様子（右図）

となる。したがって、期待光電子数 λ は、

$$\lambda = -\ln(P(0)) \quad (3.3)$$

で求められる。この λ の値の比を取るにより、集光率を評価する。

$$\text{集光率} = \frac{\text{ミラー装着時の期待光電子数 } \lambda_w}{\text{ミラー未装着時の期待光電子数 } \lambda_{w0}} \quad (3.4)$$

LAB に PPO を 2.00 g/L 添加した LAB-LS（発光波長）をバイアルに入れて、そこに窒素レーザー（Laser Photonics 社製、型番：LN203C）から波長 337 nm の光を打ち込むことにより発光させ、その光を PMT で収集する。LAB-LS の発光波長分布を図 3.10 に示す。

窒素レーザー本体は暗箱の外に設置しており、光ファイバーを暗箱まではわせて LAB-LS に照射している。しかし、二項分布の誤差を最小にするために、この窒素レーザー光はフィルターボックスの中に設置したカメラ用の減光フィルタ（ND フィルタ）を用いることで光量を減らし、20 インチ PMT に光子がヒットする確率が 0.5 程度となるように調整した。これは、なるべく集光率測定の統計誤差を減らすためである。また、レーザーの発振周波数は約 10 Hz としている。このレーザー光の期待光電子数 λ p.e. とそのときの 2 インチ PMT の ADC 値の相関には若干のオフセット（0.02）が付いていることが分かっているため [34]、これは λ の誤差として加えられる。

この回路では、LAB-LS の発光を 2 つの 2 インチ PMT で取得し、この 2 信号とレーザーのパルス信号の 3 つの信号を検出した際に、データ収集のトリガーが発行される。そして 20 インチ PMT で収集された光子は、ADC 値と TDC 値を記録する。取得した 2 インチ PMT の ADC 分布と TDC 分布から液体シンチレータの発光を確認し、20 インチ PMT の

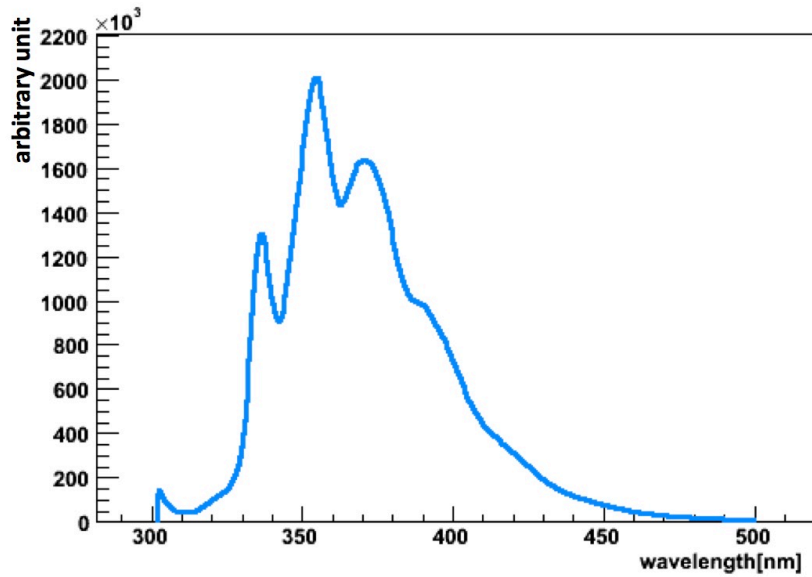


図 3.10: LAB-LS (LAB w/PPO (2.00g/L)) の発光波長分布

ADC 分布から 1 p.e. 分布の確認を、TDC 分布から取得した信号がシンチレーション光由来であるかどうかを確認する。

しかし、入射角が 40 度の場合は暗箱の形状上、出っ張っている部分が PMT の受光部表面の影となっていることが分かっており、この表面部分は全体の約 68% であるため、入射角が 40 度であり、かつ集光ミラーを装着していない場合は、以下のように期待光電子数 λ を補正している。

$$\lambda(\text{補正後}) = \lambda \times \left(\frac{68}{100}\right)^{-1} \quad (3.5)$$

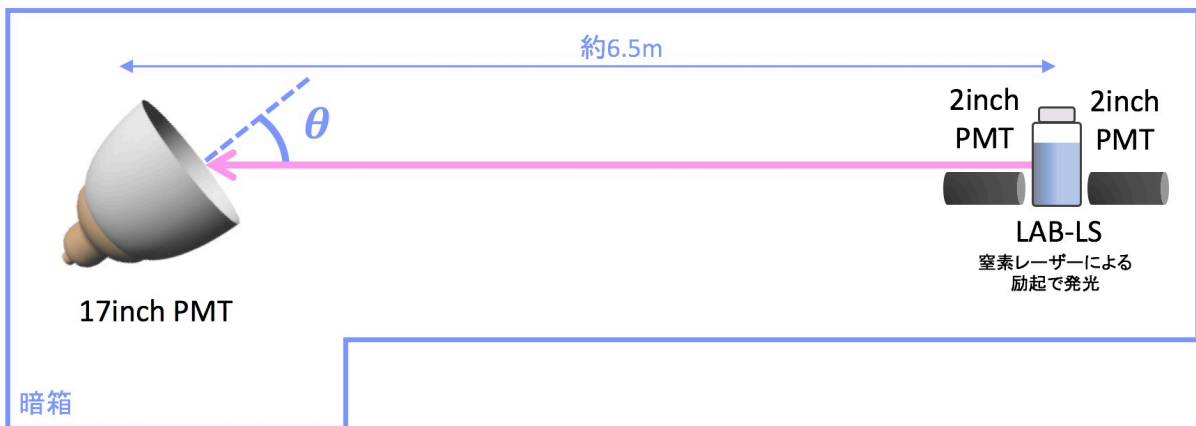


図 3.11: 試作品の集光率評価を行うセットアップの概略図

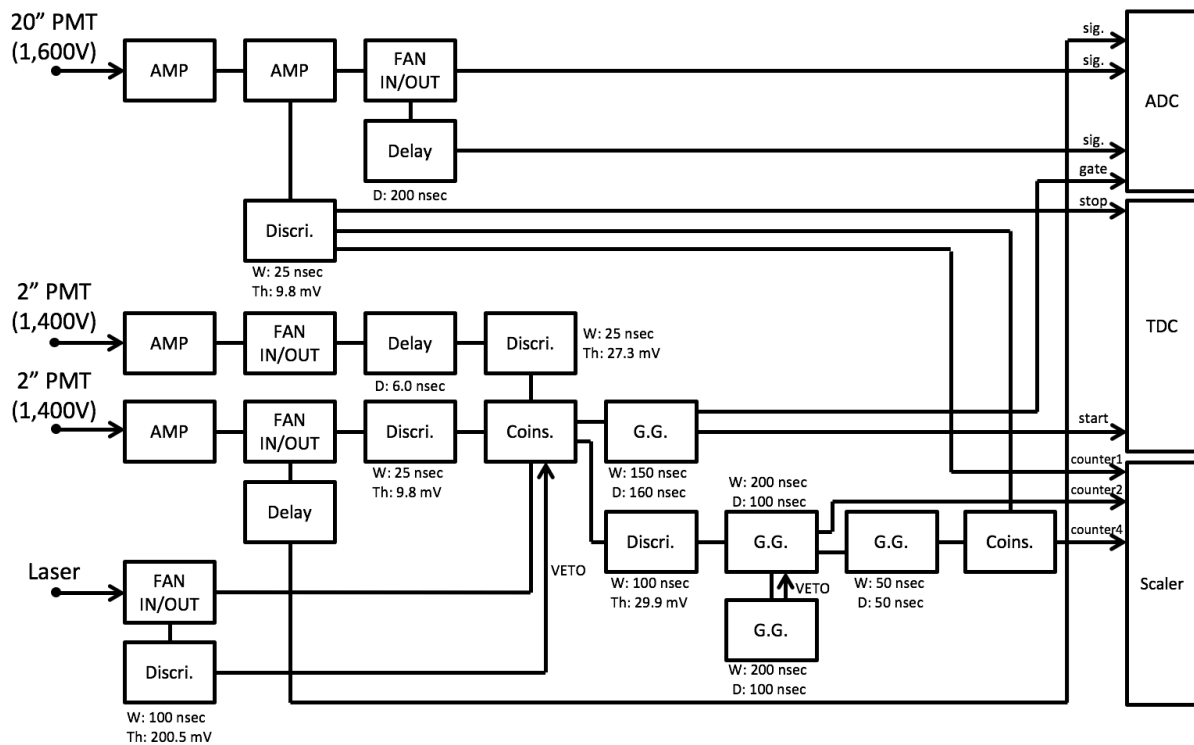


図 3.12: 試作品の集光率評価の回路図

3.3.3 Buffer-Oil 中でのアルミニウムの化学発光

集光ミラーは当然、検出器内の液体シンチレータ中で使用されることになるが、PET板に蒸着された反射材であるアルミニウムの上にはトップコートが塗布されていないため、直に Buffer-Oil (後述) と接触してしまう。構成物である LAB ($C_6H_5C_nH_{2n+1}$ などと表され、一般的に $n = 13 \sim 16$ 程度の組成を含む混合物) もしくはクエンチャーとして添加してある DMP (体積比 0.5%) とアルミニウムが化学反応を起こし、集光ミラー表面上で発光してしまうと、それは PMT に取得されてしまう可能性がある。化学発光の例として、ルミノール反応や酸化等がある。



ここで問題となるのは、物理イベントに偶発的に同期する光子の増加である。この光子が多くなると KamLAND 検出器中のイベント再構成に影響を与えてしまう。したがって、このような化学発光による偶発光子が検出されるかどうか、またどの程度のレートに抑えられているかを確かめる必要がある。現状のダークレートは約 20 kHz であるため、

今回は偶発光子がこの値よりも十分少ないことを確かめる。

サンプルの作製

集光ミラーを Buffer-Oil に浸した状態での発光量測定は、集光ミラーが大きいため困難である。そのため、約 40 nm の厚みのアルミニウム膜が蒸着された PET 板（東レ（株）社製「メタルミ」）を別に用意し、バイアルに入る程度の大きさに切り取って用いることにした。このメタルミが入ったバイアルに液体シンチレータを入れれば、その状態での発光量測定が可能となる。メタルミを縦 10 mm、横 14 mm となるように切り取り、アルミニウム蒸着面を内側にして丸めてバイアルの中に入れ、そのバイアルの中で切り取ったミラーを KamLAND2-Zen で使用予定の Buffer-Oil に浸し、そのバイアルを 2 インチ PMT のガラス表面上に置くことで発光量を測定することにした。概念図を図 3.13 に示す。

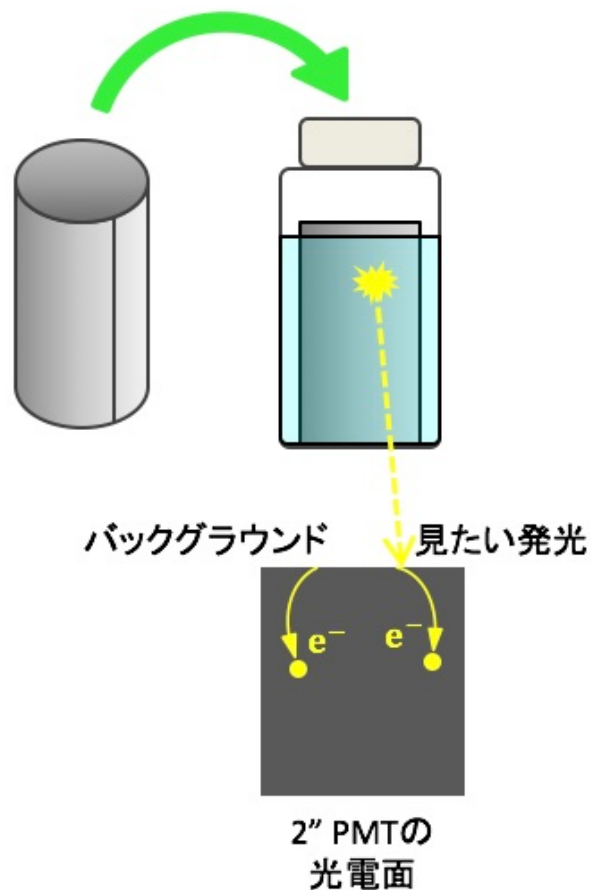


図 3.13: 発光量測定概念図

測定機器

化学発光による偶発光子の増加の有無を高感度で検証するには、非常にダークレートが低く、かつ安定した状態での測定が必要であるため、恒温槽中で測定を行うことにした。測定に使用した恒温槽とその中の様子を図 3.14 に示す。この恒温槽は二重扉となっており、ケーブルは遮光された状態で内部から外部へ出すことができる構造となっており、この恒温槽の内部は暗箱となっている。内部に 2 インチ PMT を設置し、その上にバイアルを置いた状態で光子計数によるダークレート測定を行う。この測定用の恒温槽は設定可能な最低温度である 5 度に保たれており、ダークレートの温度依存性の測定 (図 3.15) によれば、その状態でのダークレートは 10 Hz 程度である。またこの温度依存性は光電面上等における熱電子放出に由来しており、その様子は浜松ホトニクスカタログ (図 3.16) でも確認できる。また、熱電子放出は光電面とダイノードの両方から放出されるが、光電面の表面積が大きいことや、ダイノードでは後段に進むほど出力への寄与が減ることから、光電面からの熱電子放出の影響が最も大きくなる。そのため、印加電圧に対する熱電子放出による暗電流の変化は、ゲインの傾きとほぼ等しくなる [35]。

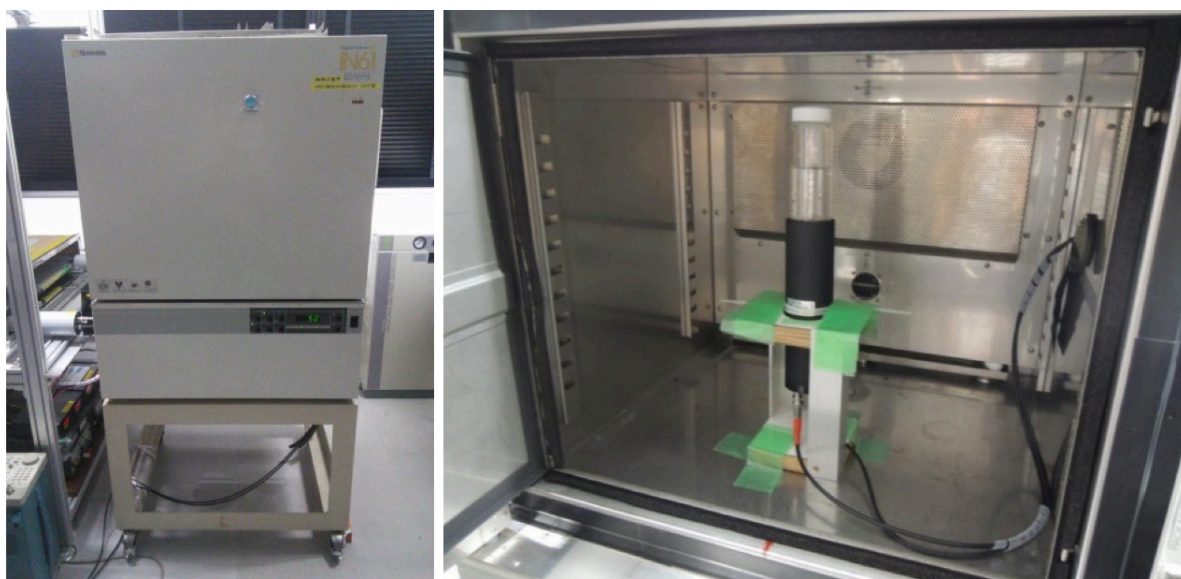


図 3.14: 発光量測定に使用した恒温槽 (左図) とその内部の測定機器 (右図)

評価に使用する 2 インチ PMT が、20 インチ PMT と同じように光電子に対して十分な検出効率を有することを確認するため、LED の発光による 1 p.e. 分布の測定を行った。測定回路図を図 3.17 に示す。ここで使用した LED は青色光を発するもので、型番は NLPB 520 である。ここでクロックジェネレータで強制的にトリガーをかける回路にした理由は、ディスクリミネータを用いた測定だとトリガーレートが高すぎて閾値を上げられず、1 p.e. 分布の部分を見ることができなかったためである。また、使用した LED ドライバー

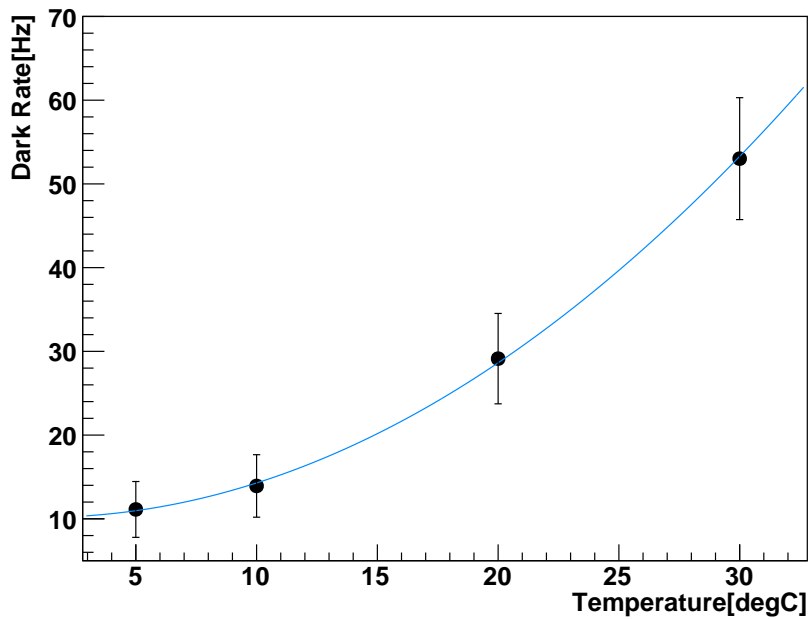


図 3.15: 光子計数による 2 インチ PMT のダークレートの実測値の温度依存性。エラーバーは統計誤差によるものである

の回路図と作製した実物の写真を図 3.18 に示す。この LED ドライバーはクロックジェネレータからの信号で LED を発光させることができるもので、その時定数 τ は $\tau = 100 \Omega \times 100 \text{ pF} = 10 \text{ nsec}$ に設計されている。図 3.19 で示したように、オシロスコープでその信号を確認することができたため、LED の発光を 2 インチ PMT で検出することで 1 p.e. 分布を確認した。恒温槽内で絞りを作って LED の発光量を調節している様子と LED 発光時と未発光時の ADC 値を比較した図を図 3.20 に示す。

1 p.e. 分布がガウス分布に従うとして、ペDESTAL部分 (0 p.e. 部分) を除いた 18 から 50 ch までの ADC 範囲内でのレートの変化を見てアルミニウムの発光を評価する。この選択範囲の efficiency は、発光のエネルギー分布をガウス分布で仮定すると 59.5% である。

メタルミを液体シンチレータ中に浸した直後の測定結果を図 3.21 に示す。範囲内でのレートは、メタルミ有りの場合は 31.0 Hz、無しの場合は 28.8 Hz であった。また、図 3.22 に示したレートの安定性の検証より、4 回の測定の平均値と最大値の差 4.5 Hz をこの測定の誤差と考えると、メタルミの有無の差 2.2 Hz は誤差の範囲に収まるため、化学発光による偶発光子は確認されなかったと言える。

次に、誤差 4.5 Hz をこのアルミニウムの発光の上限値として、20 インチサイズにスケールした際にはどのくらい影響を及ぼすかを確認する。そのためには 2 インチ PMT と 20 インチ PMT の期待する偶発光子検出レート比を求めなければならない。まず、アルミニ

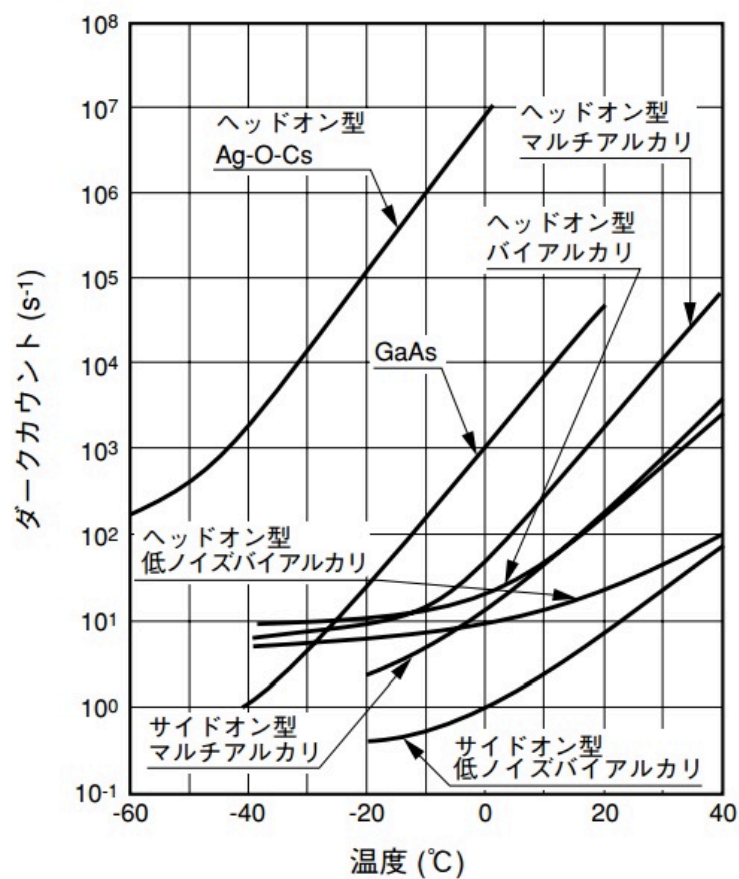


図 3.16: ダークレートの温度特性 [35]。使用した PMT はヘッドオン型バイアルカリである

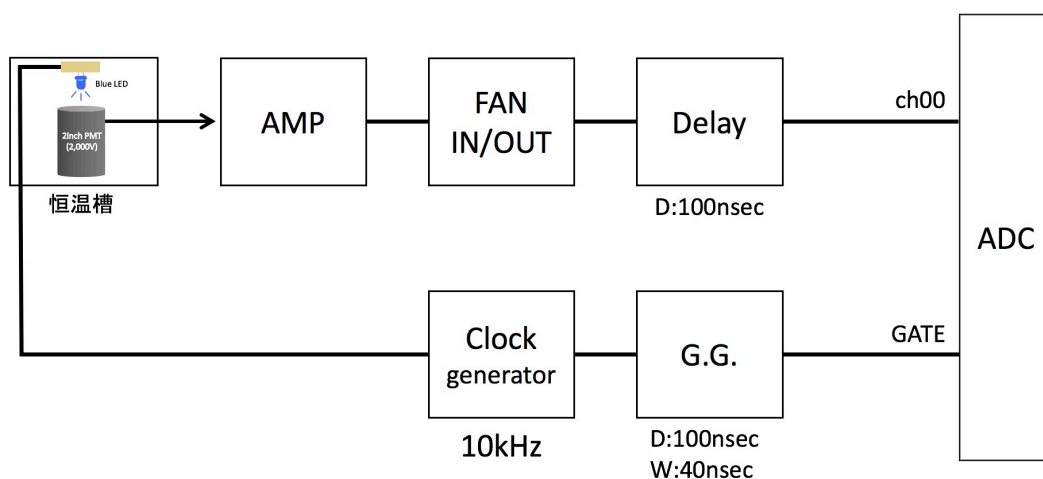


図 3.17: 発光量測定に使用した測定回路図

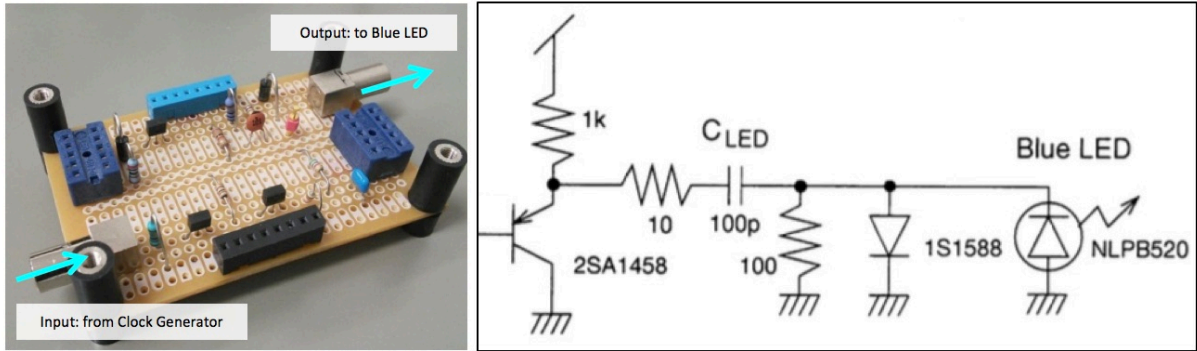


図 3.18: 1 p.e. 分布の確認に用いた LED ドライバーの作製した実物 (左図) とその回路図 (右図、[36])

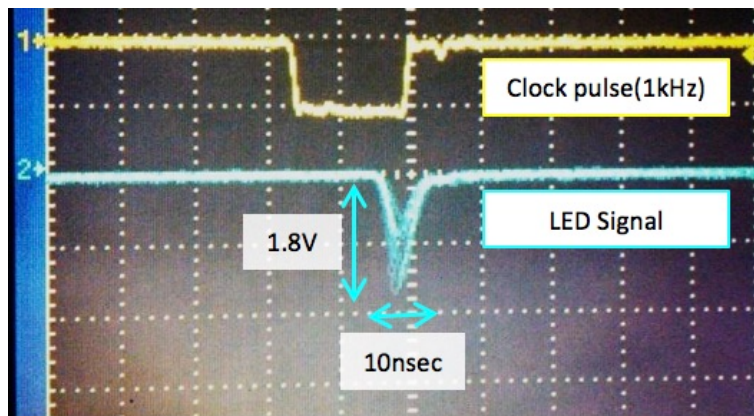


図 3.19: オシロスコープで LED の発光時定数 10 nsec を確認した様子

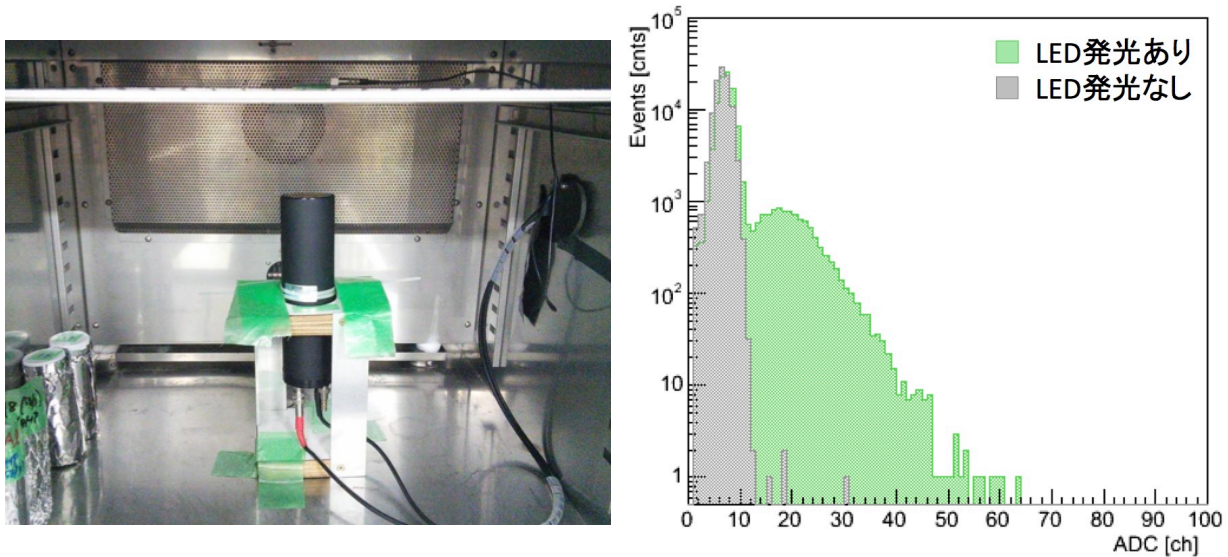


図 3.20: LED の光量を調節している様子 (左図) と LED の発光により確認できた 1 p.e. 分布

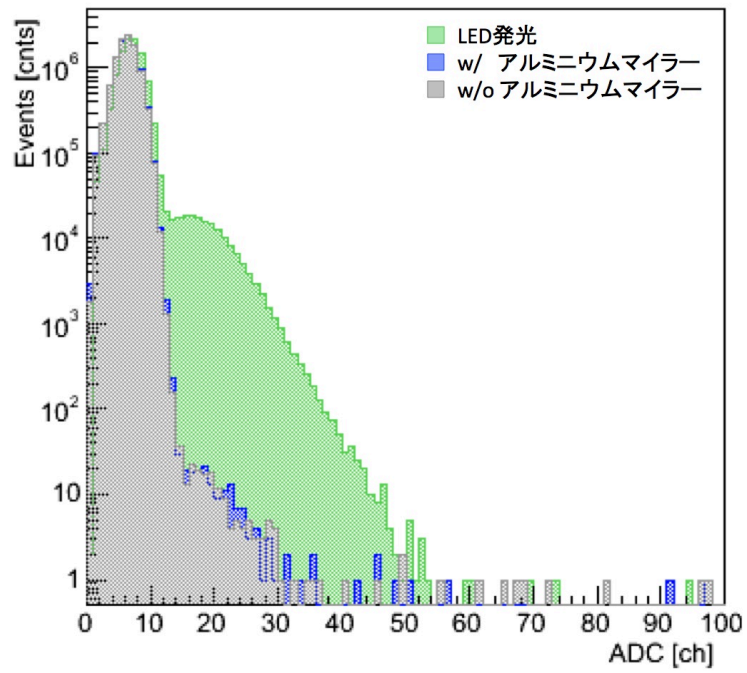


図 3.21: メタルミを液体シンチレータ中に浸した直後の発光量測定の結果

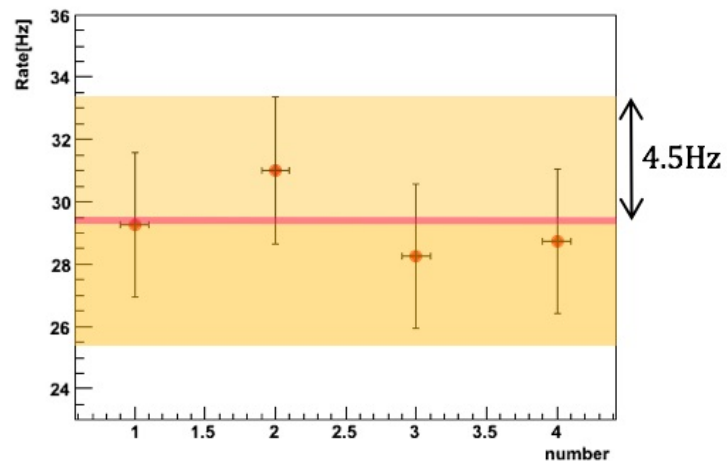


図 3.22: 測定するレート安定性の検証

ウム蒸着面で発光した際にPMTの光電面にヒットする割合（アクセプタンスと呼ぶ）をシミュレーションで求める。簡単のため、このシミュレーションでは集光ミラーを円筒状とし、また2インチPMTと20インチPMTの量子効率の違いは小さく無視できる。使用した2インチPMT（型番：R7205）の量子効率を図3.23に示す。光電面上にヒットした光子の様子を図3.24に示す。また、計算したアクセプタンスの値とレート比の計算に必要なパラメータの値を表3.1に示す。したがって面積とアクセプタンスから、2インチPMTと20インチPMTのレート比は

$$\frac{20 \text{ インチ PMT}}{2 \text{ インチ PMT}} = \frac{9.3 \times 10^3 [\text{cm}^2] \times 10.8 [\%]}{1.4 \times 10^2 [\text{cm}^2] \times 6.1 [\%]} = 117.6 \quad (3.8)$$

と計算される。したがって、アルミニウムの発光の上限値である4.5 Hzを20インチサイズにスケールすると、

$$\frac{\text{アルミニウムの発光の上限値} \times \text{レート比}}{\text{ADC 値の範囲の efficiency}} = \frac{4.5 [\text{Hz}] \times 117.6}{59.5 [\%]} = 889.4 [\text{Hz}] \quad (3.9)$$

となった。これは20インチPMTのダークレート約20 kHzの5%程度であるため、影響は無視できる。

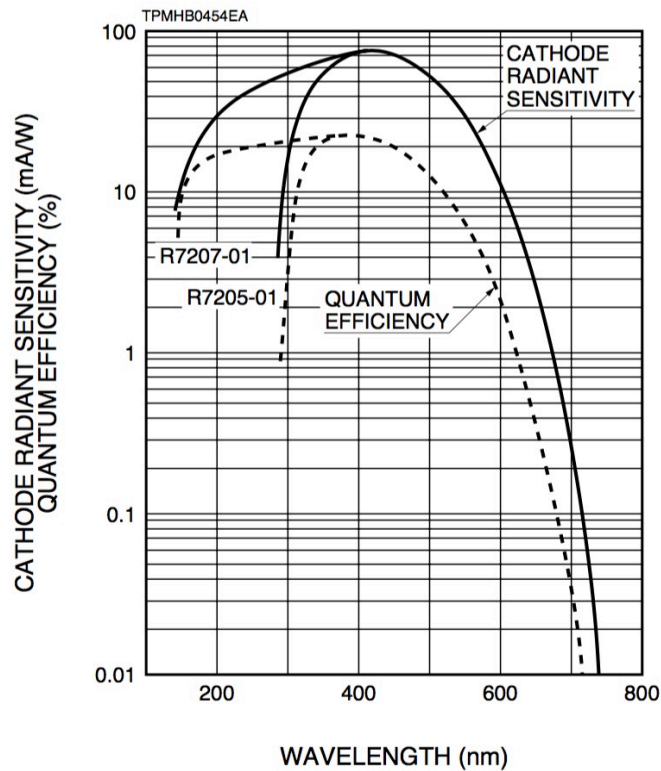


図 3.23: 使用した2インチPMT（型番：R7205）の量子効率 [37]

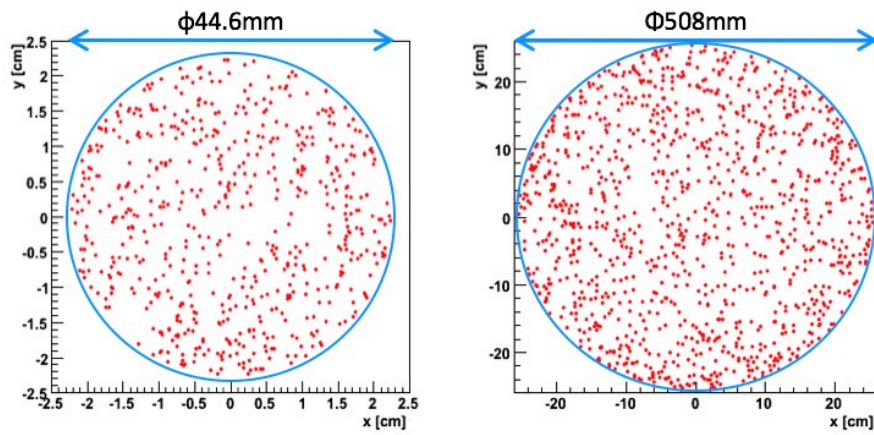


図 3.24: アクセプタンス計算のためのシミュレーション (左図: 2 インチ PMT、右図: 20 インチ PMT)

表 3.1: レート比の計算に用いた各種パラメータ

パラメータ	2inch PMT	20inch PMT
半径 [mm]	22.3	490
高さ [mm]	100	419
面積 [cm ²]	1.4×10^2	9.3×10^3
アクセプタンス [%]	6.1	10.8

加速劣化試験

KamLAND 検出器中に集光ミラーを導入すると、最低でも 5 から 10 年間は液体シンチレータ中に置かれることとなるため、アルミニウムが液体シンチレータに接触した直後だけでなく、長期的に安定しているかどうかを検証しなければならない。しかし、そのような長期間のテストを行うことは困難であるため、加速劣化試験という方法を取り、アルミニウムの化学発光の影響を確かめることにした。加速劣化試験は、対象物を過酷な条件下において意図的に劣化を促し、対象物の寿命を検証する試験方法である。ここでは、温度が 10 度上昇すると劣化速度が 2 倍となるという経験則を仮定した。

劣化を促進するさせるため、対象物は 45 度に保たれた測定用とは別の恒温槽内で保管する。加速劣化試験用の恒温槽の写真を図 3.25 に示す。この 45 度という温度は、室温を 15 度と仮定すると 30 度ほど温度が高い環境となっており、経験則から室内で保管する場合よりも 8 倍の速さで劣化すると予測できる。光による劣化防止用のアルミホイルをメタルミを液体シンチレータに浸しているバイアルに巻きつけ、この恒温槽中に 2014 年 11 月 18 日から 2015 年 2 月 23 日までの 98 日間保管することで、劣化によるメタルミの化学反応及び化学発光の影響を検証した。発光が見えなかった場合、約 2 年間の劣化に耐えられるという計算になる。測定結果を図 3.26 に示す。黄色で示した ADC 値の範囲内でのレートは、メタルミ有りの場合は 31.0 Hz、無しの場合は 28.8 Hz であり、恒温槽で 98 日間保管した後でも、その差は上限値を超えることがなく、アルミニウムの化学発光による影響は小さいことが分かった。したがって、劣化による化学発光の増加は起こらないと言える。

3.3.4 試作品表面の乱反射

集光ミラーの表面で光子は反射し、PMT のガラス表面へと進むが、この集光ミラーの表面上には小さな凹凸があり、時には表面状態も悪い場合がある。この表面状態により起こる乱反射は、集光ミラーの入り口から外へ飛び出し、他の PMT で検出される光子（ここでは「エスケープ光子」と呼ぶ）となる。直接光以外の寄与を増やすことは、実際に KamLAND 検出器内に導入された際にはバーテックス再構成に影響を与える可能性がある。また現状でも、PMT のガラス表面上での反射の寄与があり、バーテックス再構成に多少の影響を与えていることが分かっている。しかし表面に見られる小さな凹凸は、集光ミラーの母材である PET 板の成型や表面へのアルミニウムの蒸着等の作製工程において生じる避けられないものであるため、まずはその影響を確かめる必要がある。そこで実際に試作品の集光ミラーを PMT に装着した状態で、乱反射によってどのくらいのエスケープ光子を発生させているのかを測定することにした。



図 3.25: 加速劣化試験に用いる対象物用の恒温槽

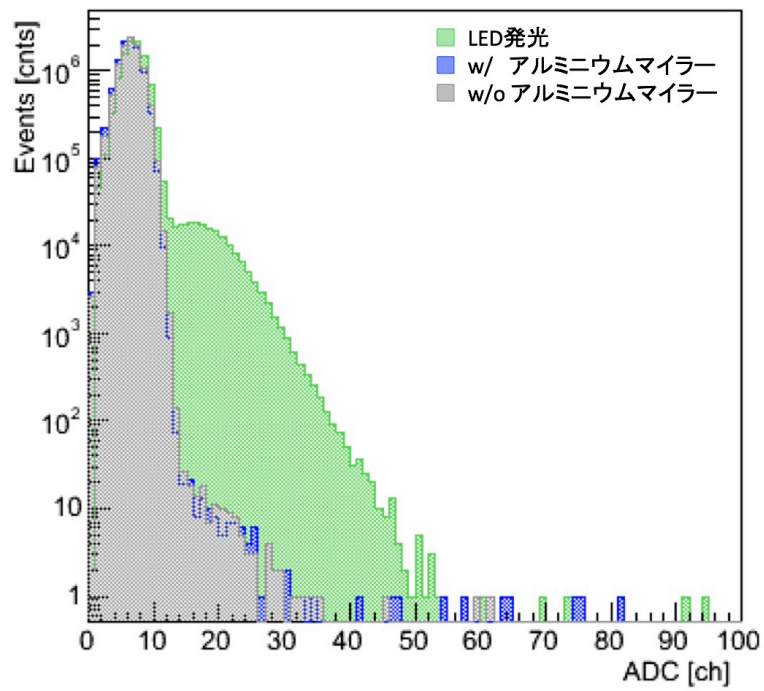


図 3.26: 液体シンチレータ中に浸した状態で恒温槽内で98日間保管したメタルミの発光量測定の結果

暗箱内に設置されている 20 インチ PMT に集光ミラーを装着し、集光ミラーの入射面に 2 インチ PMT を用いて測定する。そのセットアップ図を図 3.27 に示す。また、その測定回路図を図 3.28 に示す。評価手順は以下の通りである。

1. 窒素レーザーで励起させて発光させ、光子を入射している LAB-LS 側に 2 インチ PMT を設置する。
2. 2 インチ PMT の受光面を 17 インチ PMT 側に向け、PMT 表面と集光ミラーからの反射光量を測定する。集光ミラーの入口部分全体をカバーするために、中心から半径方向の距離 ρ の値が 6 cm ずつ大きくなる方向に 2 インチ PMT の位置を 6 箇所分移動させ、それぞれの位置で光量を測定する。2 インチ PMT の位置とその位置がカバーする面積を示した表を表 3.2 に、その様子を図 3.29 に示す。
3. 2 インチ PMT の受光面を光源側に向け、PMT 及び集光ミラーに入射する直接光量を測定する。入射光は等方的に到達しているとして、測定位置は①のみ。
4. 直接光量、反射光量ともに回転対称を仮定し、図の①から⑥までの位置それぞれにおいてカバーする範囲に面積倍し、集光ミラーの入口全体に対する光量を得る。

$$2 \text{ インチ PMT で測定されたの光量} \times \frac{\text{カバーする範囲の面積}}{2 \text{ インチ PMT の受光部の面積 } 20.27[\text{cm}^2]} \quad (3.10)$$

5. 入射される直接光の光量に対する乱反射の光量の割合を見積もる。

表 3.2: PMT のガラス表面上の各位置におけるカバーする範囲の面積 [40]

図 3.29 の 2 インチ PMT の位置	ρ の範囲 [cm]	面積 [cm ²]
①	0.00 - 5.08	81.07
②	5.08 - 10.16	243.22
③	10.16 - 15.24	405.37
④	15.24 - 20.32	567.51
⑤	20.32 - 25.40	729.66
⑥	25.40 - 30.48	891.81

結果を図 3.30 及び表 3.3 に示す。集光ミラーを装着していない場合は反射光の光量がほぼ 0 p.e. となっているのに対し、集光ミラーを装着した場合は①の部分の光量が入射光よりも大きくなっている。①の部分で観測される反射光は図 3.31 に示したように、PMT の

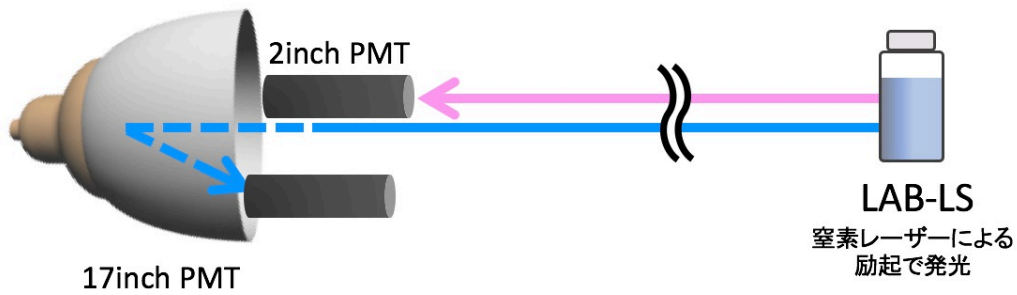


図 3.27: 乱反射測定の設定アップ図 (青色: 手順2、ピンク色: 手順3)

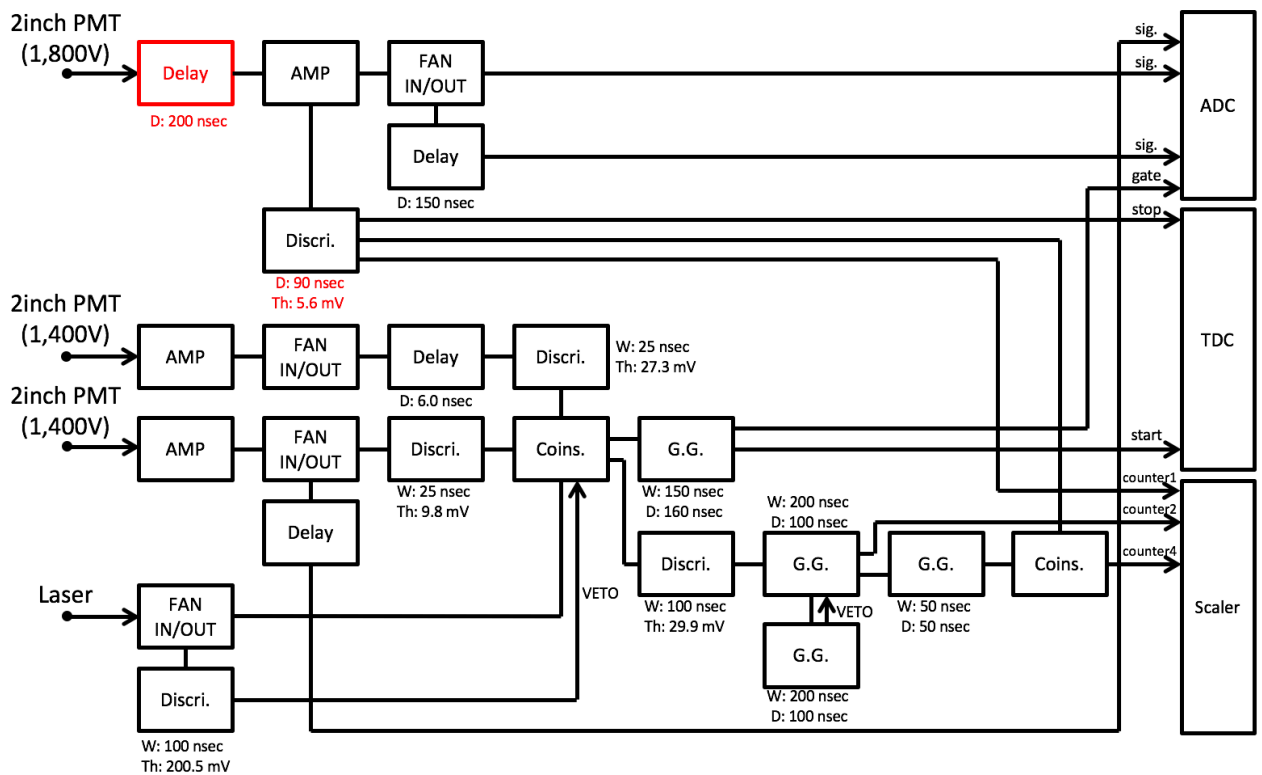


図 3.28: 乱反射測定回路図

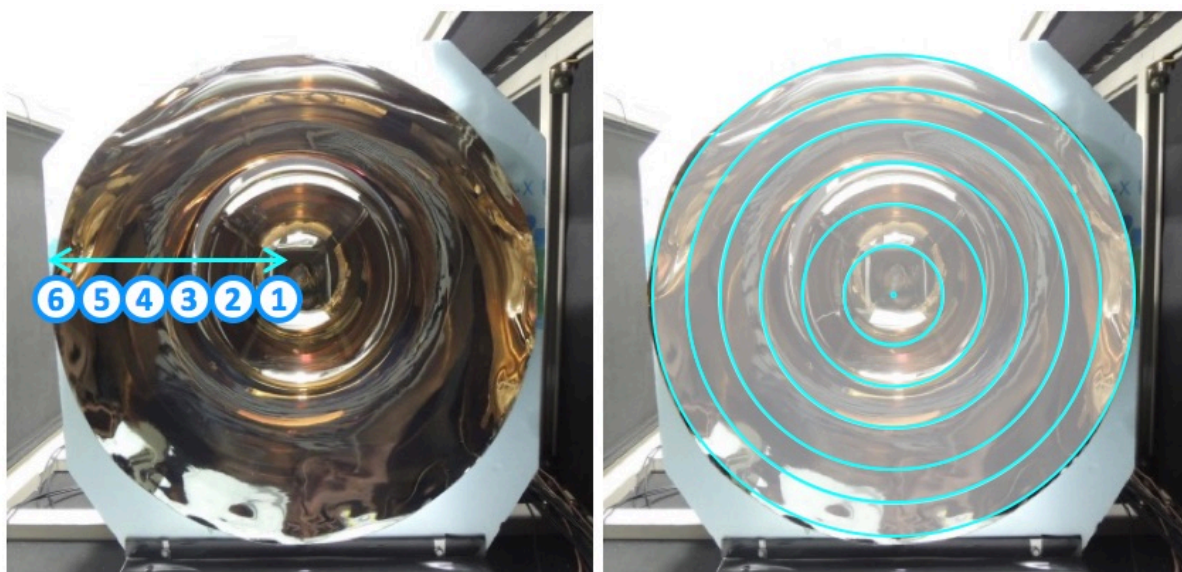


図 3.29: 2 インチ PMT の位置 (左図) とその位置がカバーする範囲 (右図)

ガラス表面で反射し、ミラー表面で2度目の反射が起き、2インチ PMT に到達する光路をたどっていると考えられる。しかし、他の②から⑥の位置ではほとんど反射光は見られず、①から⑥の部分それぞれ面積倍にスケールして足し合わせるとその光量は 1.3 p.e. となった。また同様に入射光量も面積倍すると 38.6 p.e. となった。よって、反射光量は入射光量の約 3.4% 程度であることが分かった。

表 3.3: 各測定位置における入射光と反射光、およびミラーの有無の光量 [p.e.] の比較

2 インチ PMT の位置	入射光	反射光 (ミラー装着時)	反射光 (ミラー未装着時)
①	0.22	0.24	0.00
②	-	3.50×10^{-3}	1.35×10^{-5}
③	-	4.65×10^{-4}	1.33×10^{-5}
④	-	5.03×10^{-5}	1.45×10^{-5}
⑤	-	3.63×10^{-5}	0.00
⑥	-	1.56×10^{-5}	0.00

また、この反射光は集光ミラー表面で乱反射したのちに2インチ PMT に入射した光子の他に、PMT のガラス表面で光子が反射し、集光ミラーの反射を経て2インチ PMT に入射された光子も含んでいる。PMT の曲率半径を考慮に入れ、空気中で PMT のガラス表面に光子が入射した場合に期待される反射光の光量を、空気の屈折率 1.00 とガラスの屈折率 1.52 を用いて求めると、その値は 1.6 p.e. となった。よって、観測された反射光はおおよそ PMT のガラス表面での光子の反射で説明できる。また、LAB-LS の屈折率は液温 15 度で 1.51 であるため、液体シンチレータ中ではガラス表面での反射は 0.2 p.e. とな

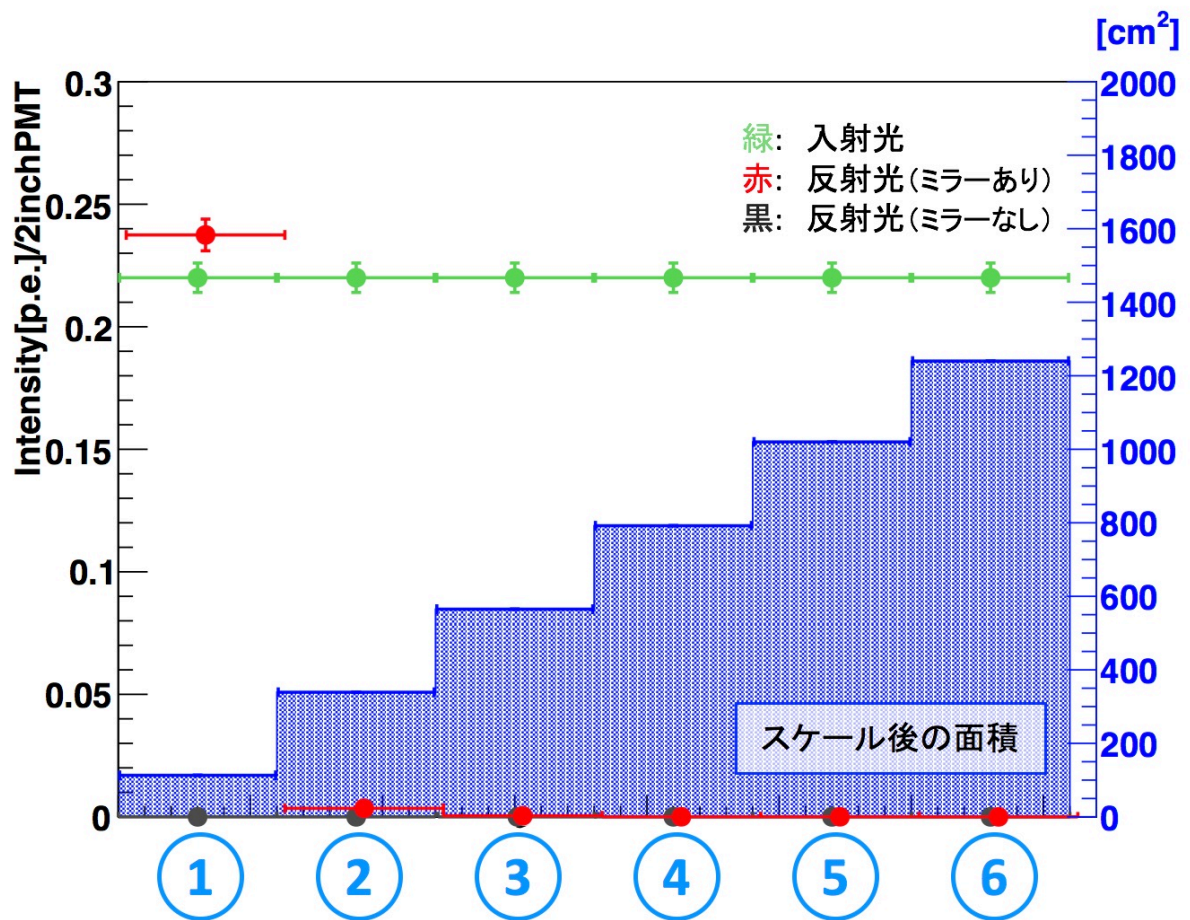


図 3.30: 各測定位置における入射光と反射光、およびミラーの有無の光量の比較

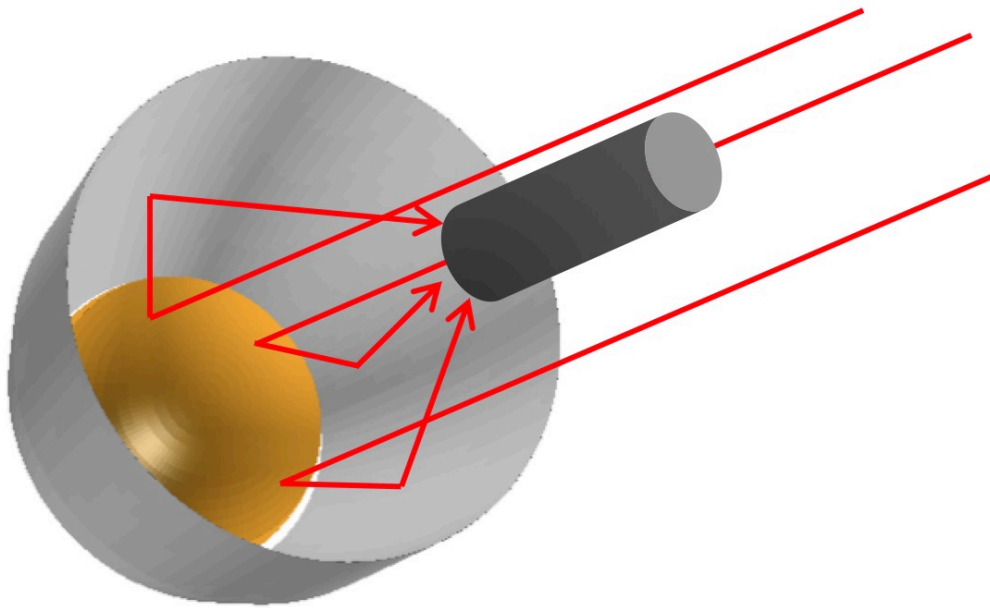


図 3.31: 観測される反射光の予想される光路の例

る。②から⑥の範囲での光量は小さく、乱反射によるエスケープ光子はPMTのガラス表面での反射と考えられるため、KamLAND 検出器中では集光ミラーの表面状態による乱反射の影響は小さいと言える。

3.4 集光シミュレーション

3.4.1 Geant4

Geant4 は、陽子・中性子・電子・ガンマ線・パイ粒子・ミュー粒子などの素粒子が物質中で起こす複雑な振る舞いや反応を正確にシミュレートする大規模ソフトウェアである。電磁相互作用、ハドロン相互作用、光学光子の相互作用などすべての種類の放射線を網羅的に扱うことができ、現在では、高エネルギー物理学 (HEP) や宇宙線、原子核の実験などで物理成果を導くために不可欠なものである。例えば、理論が予測する事象が実験装置によりどのように観測されるかをシミュレートし、実験での観測結果を比較して最終結果を出すために用いられている。さらに、放射線医療治療、トモグラフィ、放射線遮蔽、宇宙工学などの分野でのシミュレーションにも応用されている。

Geant4 によるシミュレーションを実行するために必要なことが3つある。1つ目は、検出器のジオメトリを構築する部分でユーザー好みの検出器を再現すること。2つ目は、物

理過程を記述する部分で、シミュレーションに用いる粒子とその物理反応を設定すること。そして3つ目は、入射粒子の発生方法を記述することだ。これらを容易に設定できるよう、Geant4には多くのクラス群が用意されている。

3.4.2 シミュレーションの設計

はじめにジオメトリの設定を行い、PMTや集光ミラーをシミュレーションに導入する。

PMT

KamLAND用に設計されたGeant4シミュレーション「KLG4」に設定されているPMTの特性を用いる。ジオメトリには20インチPMT(型番:R3600)を、量子効率には17インチPMT(型番:R7250)を設定した。17インチPMTと20インチPMTの違いはほぼそのダイノード構造のみであり、これらの口径や光電面は同一である。また名前の違いは、単に17インチPMTでは時間分解能が低い光電面の端の部分をマスクし、中心の17インチの部分のみを使用していることに由来する。受光面はガラスと光電面の2層構造となっている。試作品の性能評価等の実験では最初の頃は17インチPMTをマスク部分を除いた状態で使用していたため、同じ形状でかつマスクのない20インチPMTをジオメトリに使用した。また、このシミュレーション中では、入射光子の波長に対するガラスの屈折率及び光電面の量子効率の情報も組み込まれている。20インチPMTのジオメトリ図を図3.32に、17インチPMTの量子効率を図3.33に示す。

KamLAND2-ZenではHyper-Kamiokandeに導入するために開発された高量子効率のPMTを使用する予定だが、この新型PMTの導入により量子効率の波長依存性はそれほど変化しないと見込めるため、このシミュレーションでは新型PMTの高量子効率は導入していない。

PMT出力値の角度依存性

PMTの量子効率は、光子の入射角度依存性および位置依存性を持つ。そのため、より現実に近いシミュレーションを行うには、PMTに光子がヒットした位置とその際のPMT光電面に対する角度に応じた計数率の違いをシミュレーションで再現しなければならない。その違いを測定し、評価した先行研究があるため、今回はその値を用いることとした。

先行研究では、PMTのガラス表面上の5点において、ガラス表面の法線ベクトルと入射光との間の角度が0、30、60度、となるように入射角度を変えながら出力値を記録し、それぞれ計数率を求めている。PMT上の5点の位置とそれぞれの場所での各角度における計数率の変化を図3.34に、また、PMTのガラス表面上の各位置におけるPMTとの相

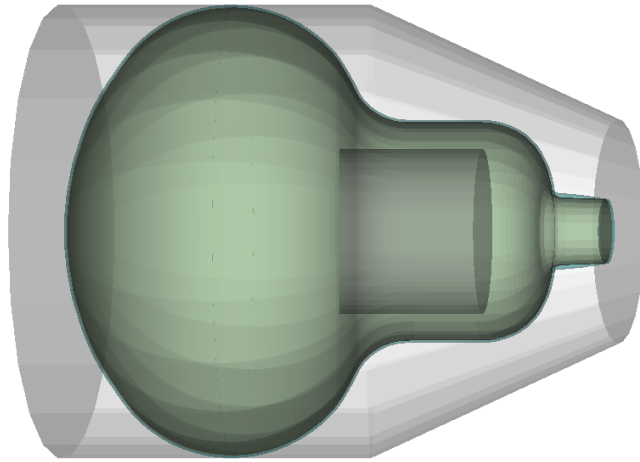


図 3.32: シミュレーション中に導入された 20 インチ PMT (型番: R3600) のジオメトリ図

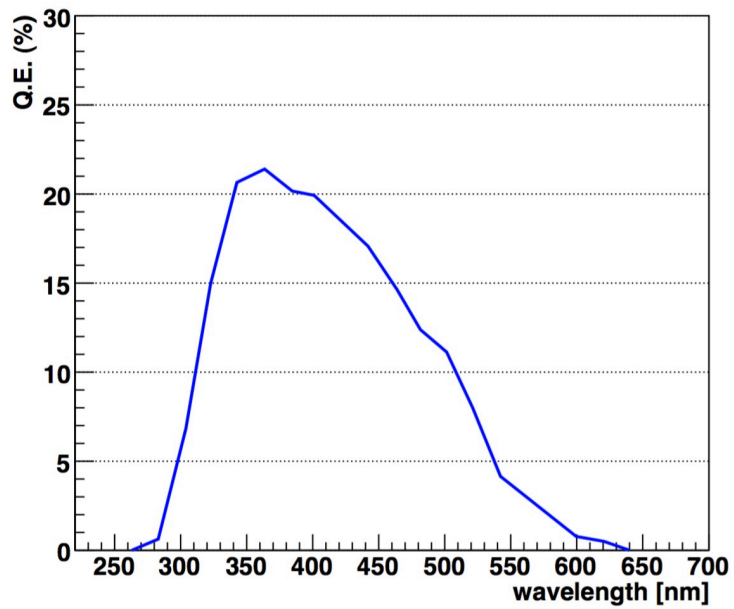


図 3.33: 17 インチ PMT (型番: R7250) の量子効率 [39]

関を表 3.4 に示す。

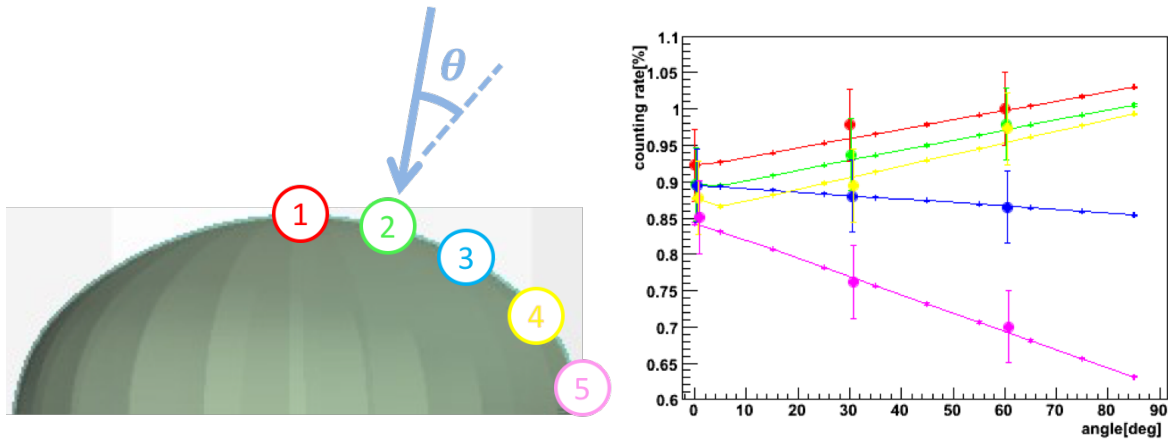


図 3.34: PMT のガラス表面上で計数率を測定した 5 点の位置 (左図、すべて $\phi = \pi/2$ およびその 5 点それぞれの各角度における計数率の変化 (右図))

表 3.4: PMT のガラス表面上の各位置における PMT との相関 [40]

ガラス表面の位置	中心軸からの角度 [°]	半径 ρ [mm]	備考
①	0	0	20 インチ PMT 光電面の中心
②	20	108	-
③	40	200	-
④	60	234	-
⑤	80	252	20 インチ PMT 光電面の端

先行研究で測定されている入射角度 3 つだけではシミュレーションに導入するには荒すぎるため、これらを線形で補完し、0 度から 90 度を 9 分割してそれぞれの角度の中心値での計数率を当てはめることで、測定していない角度での計数率の様子も導入できるようにした。右図における大きな点は入射角度が 0 度、30 度および 60 度の際の実測値から求められた計数率であり、実践がその計数率を用いて線形補完したものである。こうして得られた計数率を光電面にヒットした光子数に掛け合わせることで、PMT の出力値の角度依存性を算出している。

集光ミラー

- ・ 集光ミラーのジオメトリ

集光ミラーをシミュレーションに導入するためには、まずジオメトリを構築する

必要がある。より試作品と同じ形状となるように、作製時に指定した座標データを用いることにする。座標データでは高さ 1 mm ごとにミラーの半径の値が指定されているため、その点群それぞれを節とした内側の空いた円錐をつなぎ合わせることでジオメトリを作成した。また、マテリアルにはアルミニウムを使用している。20 インチ PMT に 20 インチ用の集光ミラーを装着した図を図 3.35 に示す。

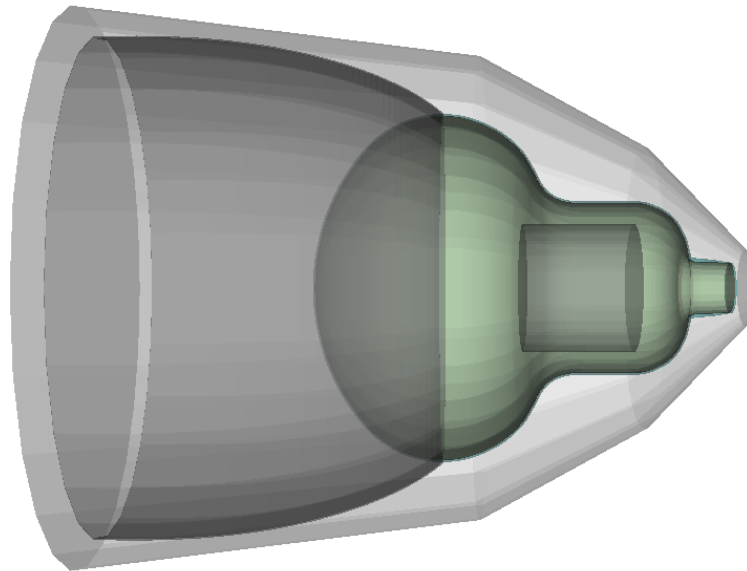


図 3.35: 20 インチ PMT 用集光ミラーを 20 インチ PMT に装着した様子

- ・ 集光ミラー表面の設定

ミラー表面で光を反射させ、PMT の光電面に集光するためには、ミラー表面の設定を行わなければならない。この表面には OpticalSurface と呼ばれるクラスを導入し、表面の種類、状態、モデルを設定する。

```
G4OpticalSurface* Mirror_opsurf
= new G4OpticalSurface("Mirror_opsurf, unified, polished, dielectric_metal");
G4LogicalSkinSurface* Mirror_skin_surface
= new G4LogicalSkinSurface("Mirror_skin_surf", logiMirror, Mirror_opsurf);
```

まずは “Mirror_opsurf” という状態を用意し、表面の磨きや反射の様子を取り扱っている UNIFIED モデルを使用する。表面状態は乱反射などが起こらないよう、“polished” とした（実際に試作したミラーでは乱反射が起きることが分かっているが、形

状が正確に見積もられていないため、ここでは乱反射はないと仮定している)。境界面では、集光ミラーはアルミニウムを蒸着しているため金属であり、その部分と触れるものは実験室環境の再現のための空気、もしくは検出器内部環境の再現のための液体シンチレータとなるため、“dielectric_metal”を指定している。

境界面を定義するクラスには、接する物質に関係なく物質を定義する G4LogicalSkinSurface と、接する相手の物質を指定して境界面を指定する G4LogicalBorderSurface の 2 種類が用意されている。この場合、ミラーは空気等様々な物質の混合物と触れ合うため、今回は Skin 型で設定することにした。

また集光ミラー表面での反射率には、目標値である 85% の値を設定した。

光学系の設定

Geant4 では、“optical photon” という粒子が光子として光の伝播を記述する。KamLAND の検出器中心から PMT までの距離は約 6.5 m なので、PMT から 6.5 m 離れた点から PMT に向けてこの “optical photon” を放射することで、検出器内部での集光ミラーの様子を調べることにする。しかし、等方的に放射すると PMT にヒットしない無駄な粒子が多くなってしまうため、PMT の方向だけに放射するように、方向と角度に制限を与えた。また、入射光の波長は液体シンチレータのピーク波長である 375 nm とした。入射角度が 30 度の場合のシミュレーションの様子を図 3.36 に示す。

また、この場合に設定したマクロは以下の通りである。

```
/gps/particle opticalphoton
/gps/number 10000
/gps/angletype iso
/gps/ang/mintheta 0
/gps/ang/maxtheta 4
/mgps/wl 375
```

集光率の評価方法

集光率は、シミュレーション内に再現した集光ミラーを PMT に装着した時と装着していない時の光子のヒット数の比を取ることで評価する。

$$\text{集光率} = \frac{\text{PMT のガラス表面にヒットした光子数 (集光ミラーあり)}}{\text{PMT のガラス表面にヒットした光子数 (集光ミラーなし)}} \quad (3.11)$$

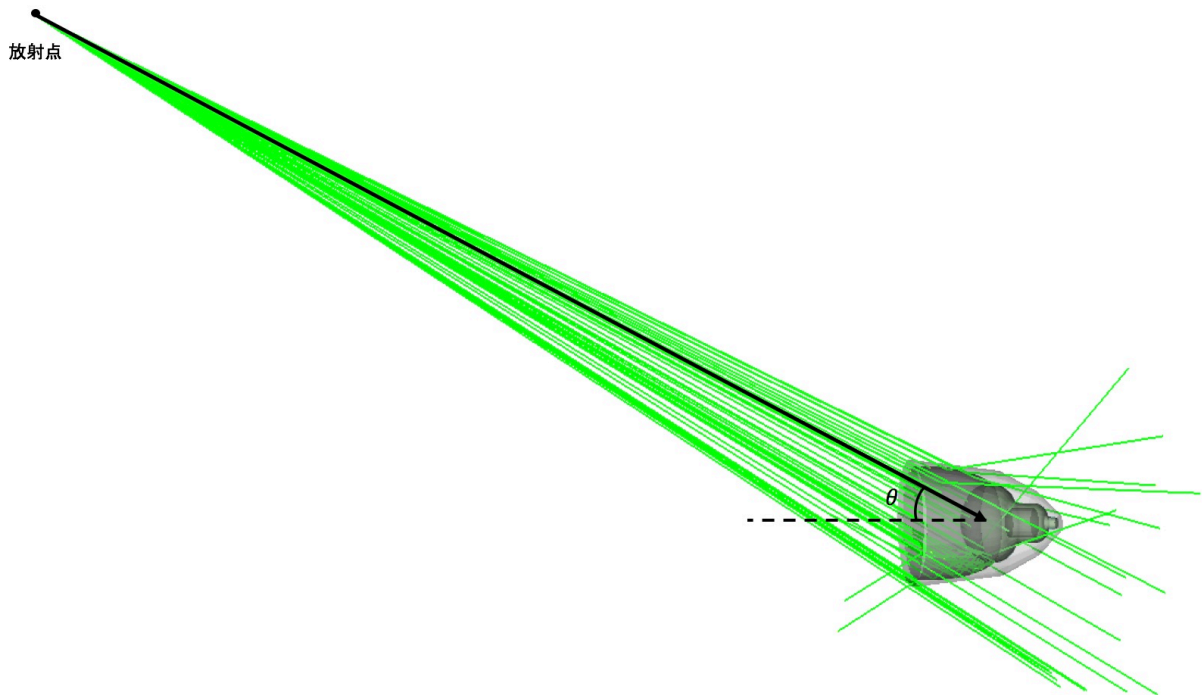


図 3.36: 光子の入射角度が 30 度の場合の様子

3.4.3 シミュレーション結果

これまで述べてきた設定、評価方法を用いて、空気中での集光ミラーの集光率を計算した。16 個の試作品の集光率の平均値との比較を図 3.37 に示す。入射角度が 0 度と 40 度の場合ではシミュレーションが実際の試作品の結果を再現できていないが、10 度、20 度、そして 30 度の角度ではシミュレーション上で計算した集光率が実験値に近い結果となった。したがって、シミュレーションに導入した PMT が持つ量子効率の位置・角度依存性が集光率に影響を与えていることが分かる。

また、シミュレーション中で PMT 表面上にヒットした光子のヒストグラムを図 3.38 に示す。集光ミラーを装着していない場合は光子が PMT 表面上に一様にヒットしているのに対し、集光ミラーを装着した場合は PMT の表面の外周に集中していることが分かった。外周付近では PMT の時間応答が悪いことが知られているため、この部分に光子が多くヒットすることは KamLAND2-Zen での位置分解能を悪くしてしまう可能性がある。このため、この集光ミラーを再度デザインし直し、時間応答の悪い光電面の部分にあまり光子がヒットしない設計に変える必要がある。また、入射角度が大きくなるにつれて、光子の放射点とは反対側の一点に集中してヒットするようになっていくことが分かった。

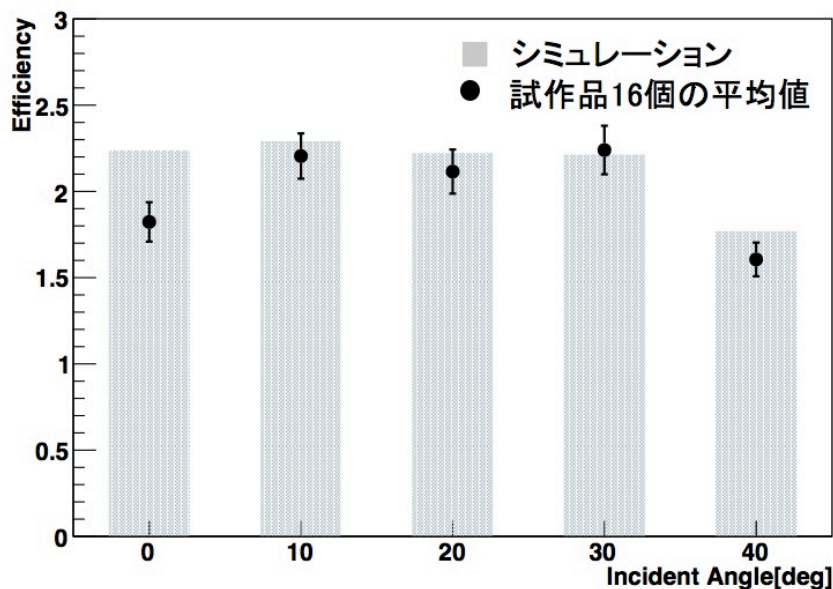


図 3.37: シミュレーションの結果と 16 個の試作品の集光率の平均値の比較

3.5 KamLAND2-Zen用液体シンチレータ中でのシミュレーション

3.5.1 LAB-LS

KamLAND2-Zen用液体シンチレータの導入

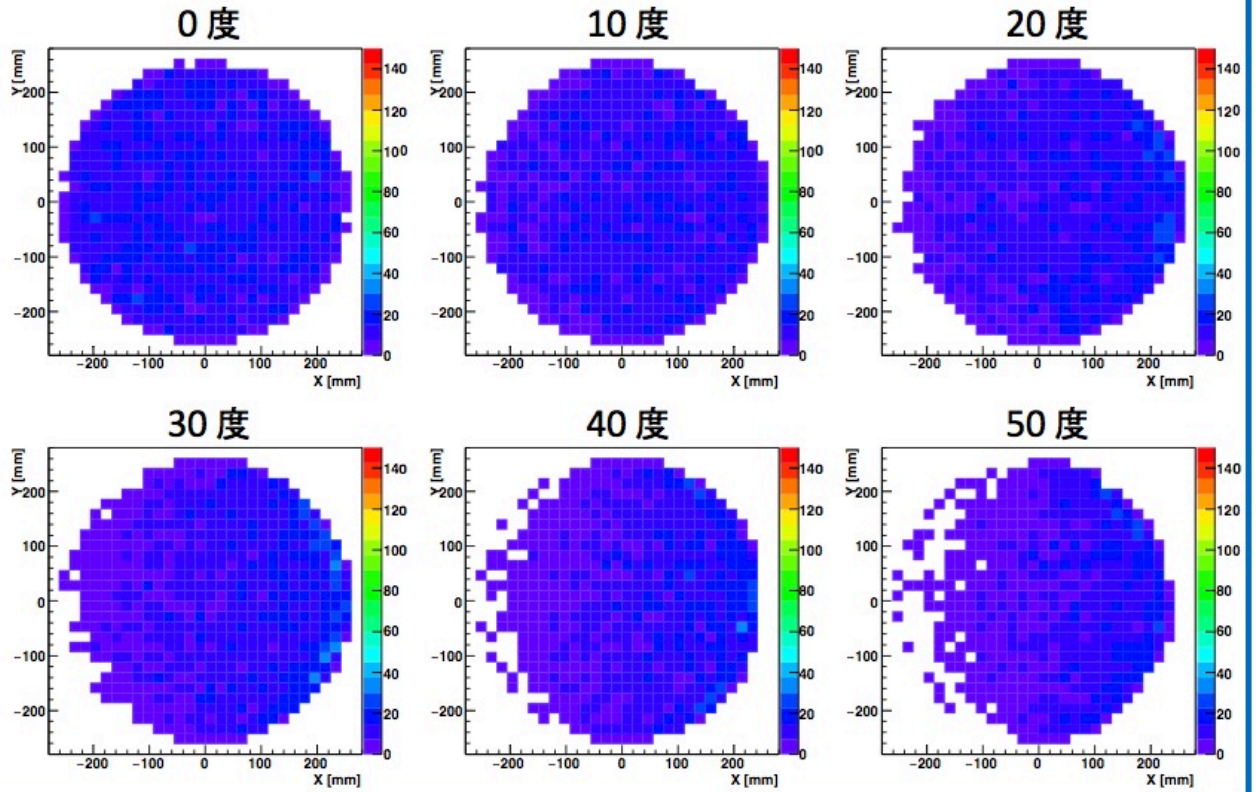
KamLAND2-Zen では、前述の通り、直鎖アルキルベンゼン (Linear Alkyl-Benzene: LAB) を用いた新しい液体シンチレータ (LAB-LS) を用いることが検討されており、集光ミラーと同時並行で開発・研究が進んでいる。この液体シンチレータ中での光子の挙動をシミュレーション上で再現するために行った設定を、以下に述べていく。

- ・ 組成の指定とマテリアルの作成

Geant4 には元素情報が登録されており、組成を指定してマテリアルを作成し、導入していく。LAB はベンゼン環に直鎖上のアルキル基が結合した有機化合物であり、分子式は $C_6H_5C_nH_{2n+1}$ などと表され、一般的に $n = 13 \sim 16$ 程度の素性を含む混合物である。このシミュレーションでは、簡単のため $n = 15$ の場合のみを仮定した。

実際は、この LAB 溶媒に発光溶質である PPO を 2.00 g/L 溶解させたものが検出器中心部に位置するバルーンの内側に、クエンチャーである DMP を溶解させた Buffer-Oil と呼ばれる液体がバルーンの外側に位置している。このシミュレーショ

集光ミラー未装着時



集光ミラー装着時

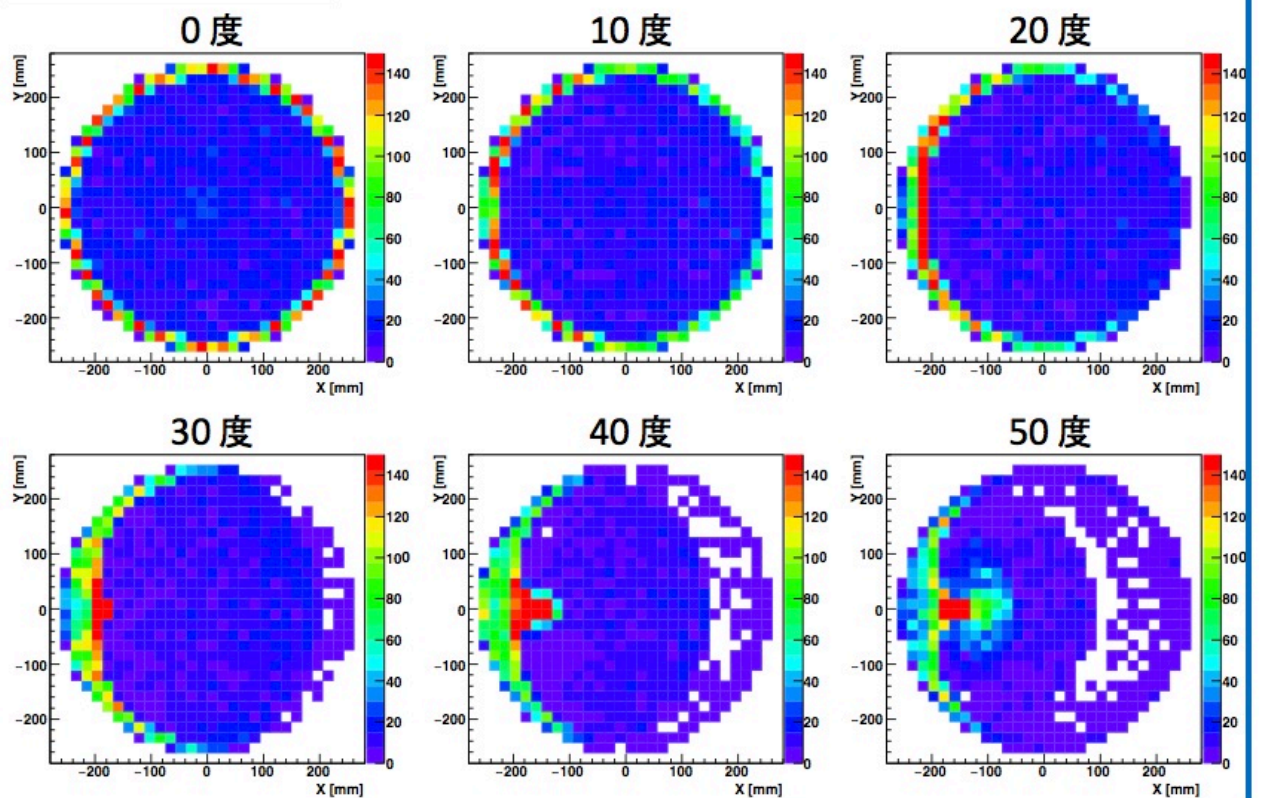


図 3.38: 集光ミラー未装着時（上図）、20 インチ用集光ミラー装着時（下図）の PMT 表面上にヒットした光子のヒストグラム 63

ンでは、バルーンの構造をジオメトリに取り込んでおらず、2種類の液体シンチレータを配置するのは困難であり、また発光溶質やクエンチャーは減衰長に与える影響がそれほど大きくないことから、簡単のために検出器内すべてが Buffer-Oil で満たされている状況を仮定し、その Buffer-Oil のことをここでは LAB-LS と呼ぶこととする。

```

G4double a; //atomic mass
G4double z; //atomic number
G4String name, symbol;
G4Element* _elementH
    = new G4Element(name="Hydrogen", symbol="H", z=1,
a=1.008*g/mole);
G4Element* _elementC
    =new G4Element(name="Carbon", symbol="C", z=6,
a=12.01*g/mole);
G4Element* _elementO
    =new G4Element(name="Oxygen", symbol="O", z=8,
a=16.00*g/mole);

name = "LAB";
G4double density = 0.87*g/cm3;
G4int nelements = 2;
G4Material* _LAB = new G4Material(name, density, nelements);
_LAB -> AddElement(_elementC, G4int natoms=21);
_LAB -> AddElement(_elementH, G4int natoms=36);

name = "DMP";
density = 1.13*g/cm3;
nelements = 3;
G4Material* _DMP = new G4Material(name, density, nelements);
_DMP -> AddElement(_elementH, G4int natoms=10);
_DMP -> AddElement(_elementO, G4int natoms=4);

density = 0.875*g/cm3;

```

```
G4Material* _LAB_LS
    = new G4Material(name="_LAB_LS", density, nelements=2);
_LAB_LS -> AddMaterial(_LAB, 0.9942);
_LAB_LS -> AddMaterial(_DMP, 0.0058);
```

- LAB-LS の発光波長分布での光子の入射

LAB-LS は発光溶質である PPO が溶解しているため、先行研究で使用されていたシミュレーションでは、入射波長は簡単のために PPO の発光ピークである 375 nm の単波長として設定されていた。しかし実際は、液体シンチレータは発光波長分布を持つため、LAB-LS の発光波長分布をシミュレーションに導入したい。LAB-LS の発光波長分布は先行研究で測定されており、今回はその値を用いることとした。LAB-LS の発光波長分布を導入するには、まず波長の値をエネルギーに変換し、その分布をシミュレーションに組み込む必要がある。波長からエネルギーへ変換する式は次の通り。

$$E[\text{eV}] = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6.626 \times 10^{-34}[\text{J} \cdot \text{s}] \times 2.998 \times 10^8[\text{m/s}]}{\lambda \times 10^9[\text{m}]} \times 6.242 \times 10^{18}[\text{eV/J}] \quad (3.12)$$

エネルギーの値に変換した分布をマクロの中に設定した。

```
/gps/ene/type Arb
/gps/hist/type Arb
/gps/hist/file data/PPO.ems.energy.dat
/gps/hist/inter Lin
```

- LAB-LS の発光時間分布での光子の入射

液体シンチレータの発光は時間応答に拡がりを持つ。LAB-LS の発光時間分布は式 (3.13) のように指数関数の足し合わせで表される [41]。またこの式の各パラメータを表 3.5 に示す。ここで、 A_i はそれぞれの割合、 τ_i は発光時定数を示している。

$$T(t) = \sum_i^3 \frac{A_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (3.13)$$

表 3.5: 式 (3.13) における各パラメータの値

i	A_i [%]	τ_i [nsec]
1	75.2 ± 3.4	5.87 ± 0.16
2	16.9 ± 2.4	22.5 ± 2.1
3	8.0 ± 0.5	152 ± 12

・ LAB-LS の屈折率と減衰長の設定

屈折率や減衰長などといった液体シンチレータが持つ性質を取り入れなければ、正確に光子の挙動を見積もることができない。そのため、先行研究で測定されている Buffer-Oil の屈折率と減衰長を導入する。導入した屈折率と減衰長の波長依存性を図 3.5.1 に示す。比較のために屈折率の図に示したオレンジの枠は LAB-LS の発光波長分布の範囲であり、この屈折率の差が PMT のガラスの表面の反射に影響する。

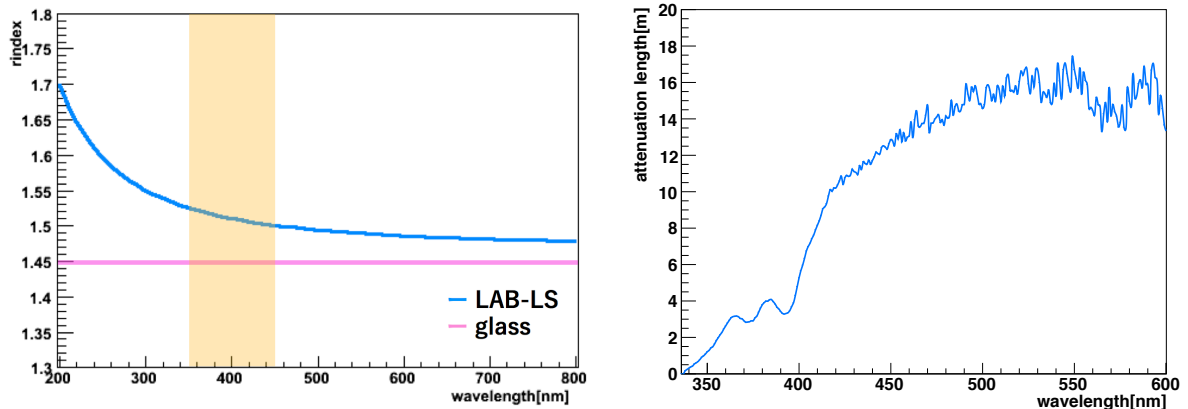


図 3.39: Buffer-Oil の屈折率 (左図) および減衰長 (右図)

また実際には、光子が入射されて PMT に取得されるまでに、LAB-LS の発光波長分布や Buffer-Oil の減衰長、さらに PMT が持つ量子効率の影響を受けるため、それらの波長依存性を掛け合わせたものが最終的に PMT に取得される光子が持つ波長依存性である。その図を図 3.40 に示す。波長 400 nm に谷があるが、350 nm から 450 nm の範囲に感度があることが分かる。実際には発光剤である PPO の吸収・再発光で長波長側へ多少シフトすることが分かっている。

集光ミラーの反射率の設定

集光ミラーを PMT に装着することで収集できる光子は、必ずミラー表面上で反射して PMT の光電面内に入射される。空気中では、この反射率を 90% と簡易的に設定し、シミュレーションを構築していたが、既にこのミラーは光子の入射角度と波長に依存性を持つことが分かっているため、ここではその依存性を導入することが目標である。先行研究で測

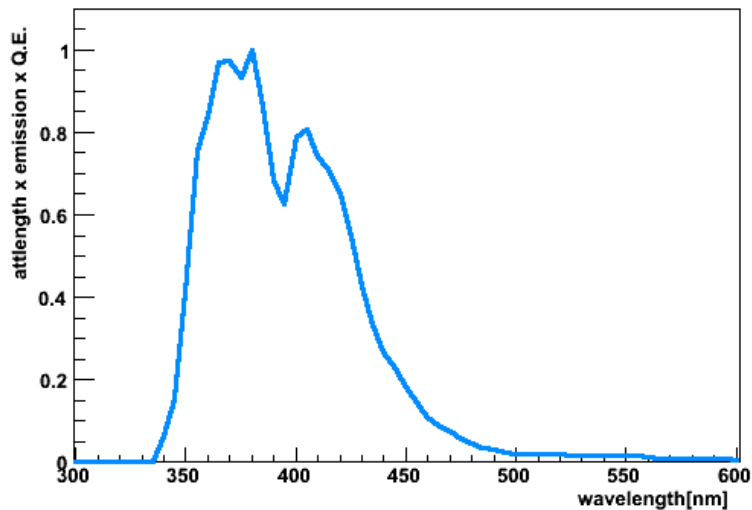


図 3.40: 実際に PMT で取得される光子の波長依存性

定されている、各角度ごとの LAB-LS 中でのミラーの反射率の入射波長依存性を図 3.41 に示す。この図を見る限りでは、反射率に大きな波長依存性があるとは言い難いため、この先ミラー表面での反射率は入射角度のみに依るものと見なし、LAB-LS のピーク波長である 375 nm での反射率の値を用いることにする。その反射率の値を表 3.6 に示す。この反射率の値を再現するような関数を見つけ、その式をシミュレーションに組み込みたいが、それには反射の理論式を用いて LAB-LS 中におけるアルミニウムの反射率の角度依存性の様子を知る必要がある。

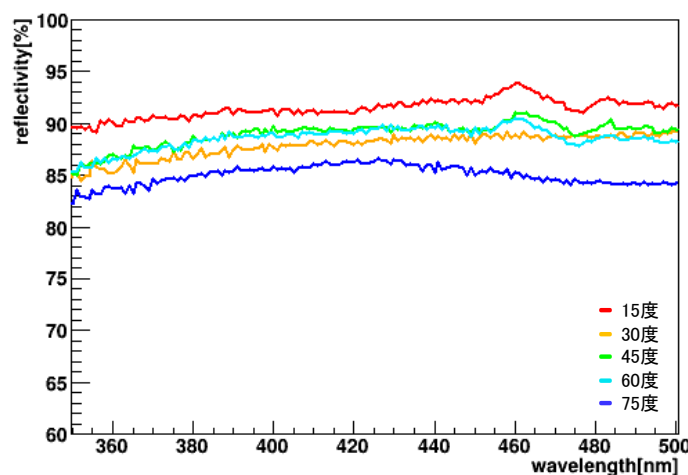


図 3.41: LAB-LS 中での各角度における反射率の波長依存性

表 3.6: 各角度における反射率の比較 (LAB-LS 中、波長 375nm)

入射角度 [°]	反射率 [%]
15	86.3
30	85.8
45	85.5
60	84.1
75	88.4

ある物質に角度 θ で光が入射した場合の反射率 R は次のような式で表される。

$$R_s = \frac{(a - \cos\theta)^2 + b^2}{(a + \cos\theta)^2 + b^2} \quad (3.14)$$

$$R_p = \frac{(a - \sin\theta \tan\theta)^2 + b^2}{(a + \sin\theta \tan\theta)^2 + b^2} \times R_s \quad (3.15)$$

$$R = \frac{R_s + R_p}{2} \quad (3.16)$$

なお、上式中の a, b は媒質の屈折率 n_0 と反射素材の複素屈折率 \tilde{n} を用いて以下のように定義される。

$$a^2 = \frac{1}{2} \left[\left\{ \gamma^2 + 4 \left(\frac{nk}{n_0^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \gamma \right] \quad (3.17)$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \left[\left\{ \gamma^2 + 4 \left(\frac{nk}{n_0^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \gamma \right] \quad (3.18)$$

$$\gamma = \left(\frac{n}{n_0} \right)^2 - \left(\frac{k}{n_0} \right)^2 - \sin^2\theta \quad (3.19)$$

$$\tilde{n} = n - ki \quad (3.20)$$

この理論式を用いて、空気中および LAB-LS 中の反射率の角度依存性を求める。屈折率 n_0 には、空気中では 1.00、LAB-LS 中では波長 375 nm の場合の値 1.51 を代入する。また、アルミニウムの複素屈折率は、 $\tilde{n} = 0.40 - 4.41i$ である。空気中と LAB-LS 中での反射率の角度依存性を図 3.42 に示す。先行研究の測定は LAB-LS 中で行われているため、単純に LAB-LS 中での反射率の式を定数倍することで、実測値を用いて LAB-LS 中での反射

率の式をスケールすれば良いと考え、以下のように求められる。

$$\text{シミュレーションに導入する関数} = p_0 \times (\text{LAB-LS 中での反射率の感度依存性の関数}) \quad (3.21)$$

スケールした関数も図 3.42 に示す。フィットにより求めた p_0 は 0.962 であったため、このアルミニウム表面の反射率は理論値の 96.2% とした。

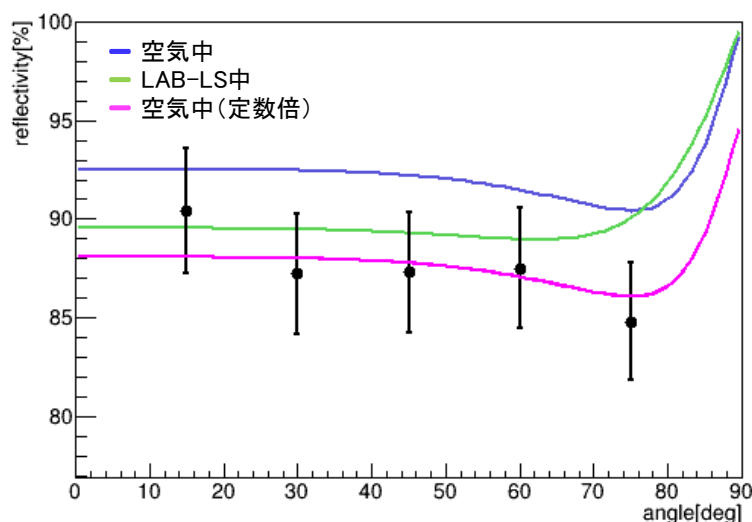


図 3.42: 空気中および LAB-LS 中での反射率の波長依存性

3.5.2 シミュレーション結果

LAB-LS が持つ特性と LAB-LS 中での集光ミラーの反射率を組み込んだシミュレーションを構築し、LAB-LS 中での集光率を評価する。シミュレーション結果と空気中でのシミュレーション結果を比較したものを図 3.43 に示す。全体的に空気中よりも集光率が悪くなる結果となった。これは、空気中と LAB-LS 中では PMT のガラス表面上での反射率が異なることに依ると考えられ、またそれは図 3.42 で約 75 度以下の入射角度においては反射率が LAB-LS 中の方が低い様子からも理解できる。しかし、LAB-LS 中でも集光ミラーが掲げている 1.8 倍という集光率は達成できることが分かったため、この集光ミラーは KamLAND2-Zen 中でも使用可能であることが確かめられた。

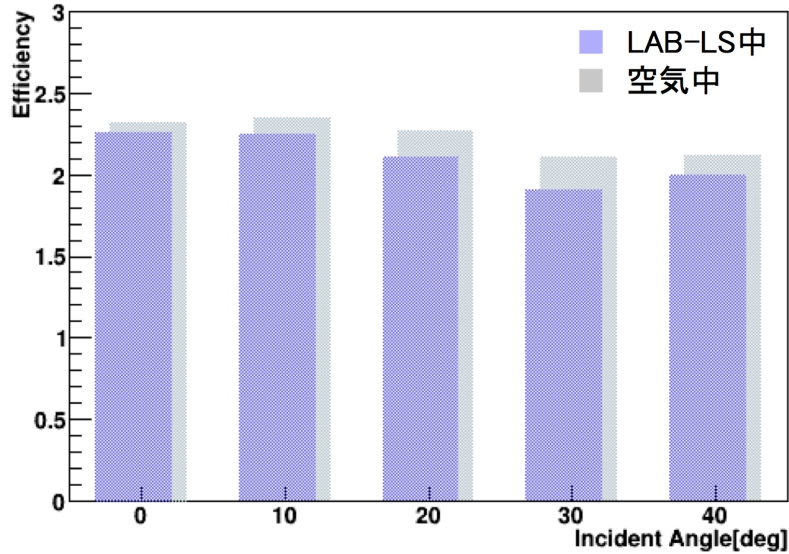


図 3.43: 空気中と LAB-LS 中の集光率の比較

3.5.3 光子のヒット時間分布

これまでは、空気中での集光ミラーのシミュレーションを構築することで、実際に測定した空気中の集光率の再現を行い、また KamLAND2-Zen に導入予定の液体シンチレータ LAB-LS 中での集光ミラーの性能の評価を行い、LAB-LS 中でも使用可能であることを確かめた。しかし、集光ミラーで反射して収集された光子が多くヒットする PMT の外周部分というのは、時間応答が中心付近に比べて悪いことが先行研究により分かっている。さらに、その光子の到達時間は集光ミラーで反射する光路分遅くなる可能性がある。PMT が持つ電子走行時間 (Transit Time: TT) とその拡がり (Transit Time Spread: TTS) の位置依存性をシミュレーションに導入し、光子のヒット時間分布を正確に評価したい。

まずは PMT が持つ TT 及び TTS の位置依存性を導入せず、集光ミラーの装着のみで光子がヒットする時間にどのくらい差が生じるかを確認した。その様子を図 3.44 に示す。入射角度が大きくなるにつれてその差は開き、その大きさは最大 2.0 nsec 程度である。

次に PMT が持つ TT の位置依存性を導入する。PMT をまず X と Y の 2 軸を設定し、それぞれの軸上 7 点において、PMT 中心軸と中心と測定点を結んだ線がなす角度が 25 度ごとに -75 度から 75 度までの 13 点で測定されている [42]。測定していない範囲もカバーできるように、その測定点を用いて PMT 表面上を 16 分割して、シミュレーションに導入することにする。分割した様子を図 3.45 に示す。また、PMT の中心点を基準とした X、Y 軸各点における相対電子走行時間を図 3.46 に示す。X 軸上の測定点における電子走行時間では正と負で非対称となっていることが分かるため、正の部分と負の部分異なる値

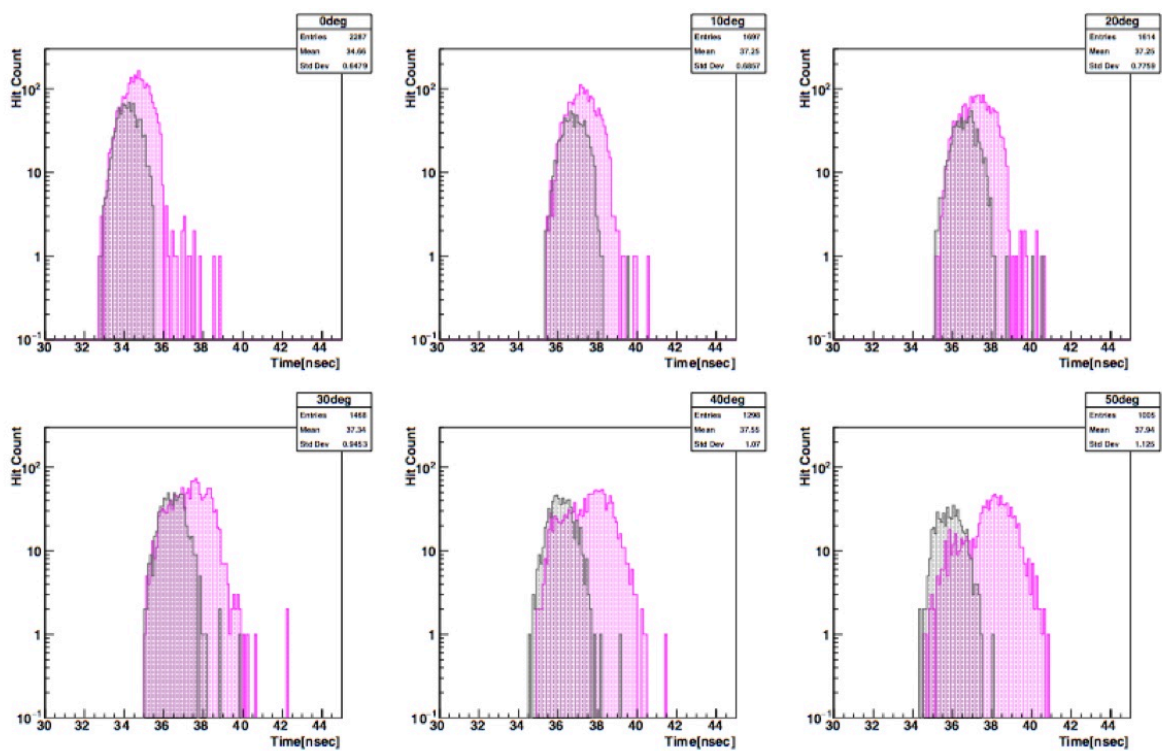


図 3.44: 集光ミラー装着時 (ピンク) と未装着時 (グレー) の光子のヒット時間分布 (LAB-LS の発光時間応答は導入していない)

としてシミュレーション上に導入したが、Y軸上の測定点における電子走行時間はおおよそ線対称であることが見えるため、正の部分のみの値を用いることにした。図3.45上では使用した部分の値を色で区別した。

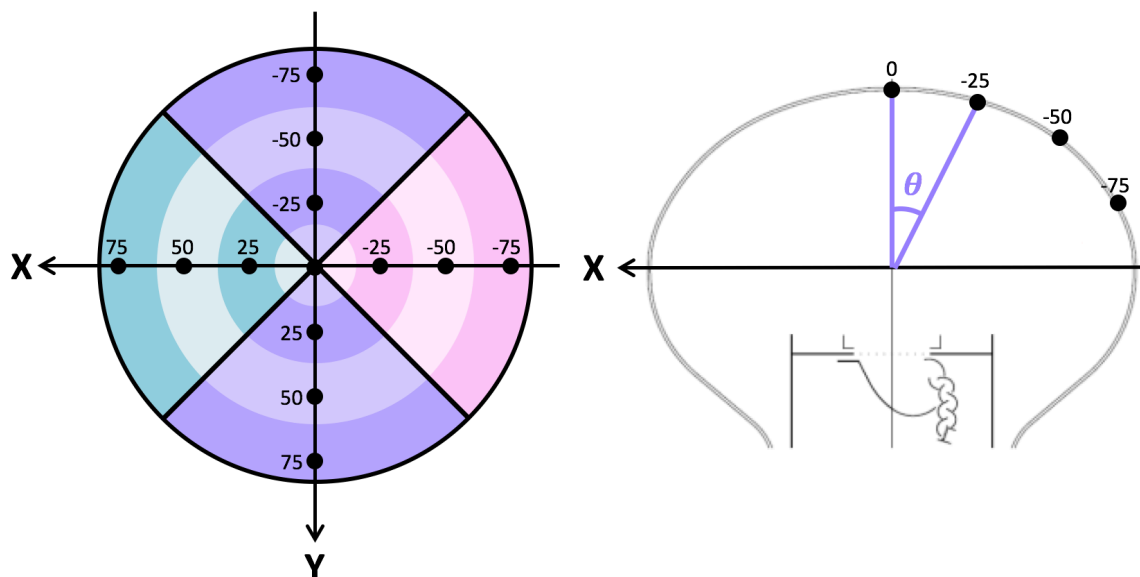


図 3.45: 表面を 16 分割した PMT を上から見た図 (左図) と設定した X 軸の向きを示したもの (右図)

また同様に、TTS の位置依存性も導入する。TTS の値は浜松ホトニクス のシミュレーション値を用いた。半値全幅 (FWHM) で与えられているため、この値を用いてガウス分布を作り、その分布の中で乱数を発生させてヒット時間に拡がりを持たせる。この FWHM 値だが、やはり PMT 表面中央部から端の部分へいくにつれて大きくなる傾向にある。その時間分布を表した図を図 3.47 に示す。図 3.47 でのグレーのヒストグラムは TT 及び TTS のみ導入した際の時間分布、ピンクのヒストグラムは LAB-LS の発光時間分布導入後のヒストグラムである。TT の位置依存性をシミュレーションに組み込むと TTS の拡がりが変わってくるため、ガウス分布で再度フィットし、その分散値 σ を調べている。その結果を表 3.7 に示す。入射角度が 50 度の際が最も σ の値が大きいが、40 度以内で KamLAND 検出器中からのイベントを取得できると分かっているため、考慮する必要はない。最も影響を与えそうなのは、入射角度が 0 度の場合である。図 3.34 を見ても分かるように、TTS の大きい PMT 表面の端の部分に光子が多くヒットしているため、集光ミラー装着後に σ の値が 0.83 nsec から 0.90 nsec に大きくなってしまっている。

集光ミラーを装着することで σ が大きくなってしまうと、光子のヒット時間の決定精度が悪くなってしまう。またこの精度 Δt_x はバーテックスの決定精度 Δx と $\Delta x \sim c\Delta t_x$ (c は任意の比例定数) の関係があるため、 σ が大きくなることはバーテックス再構成にも影

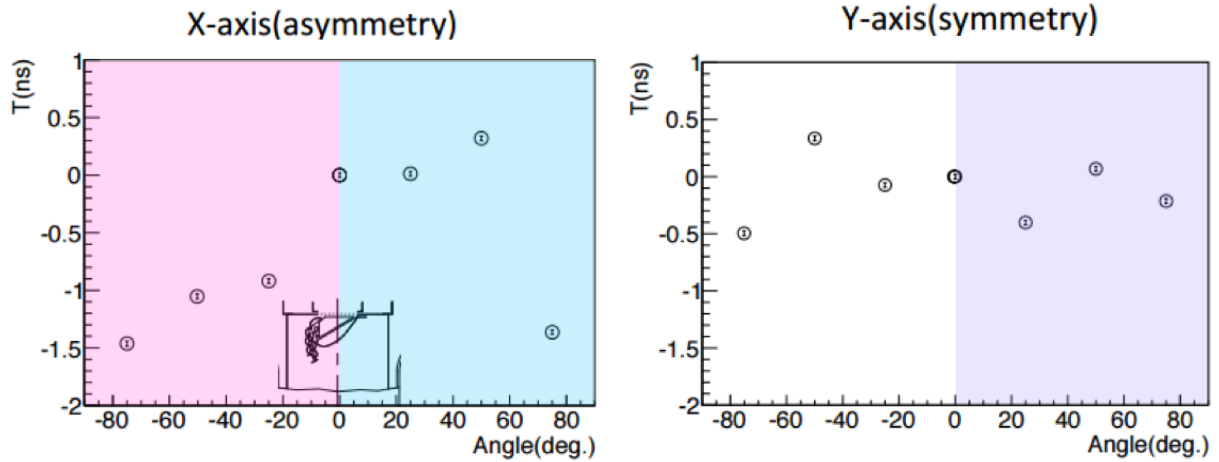


図 3.46: PMT の中心点を基準点とし、設定した X 軸上の各点の相対電子走行時間 [nsec] (左図、下図は X 軸に沿った PMT ダイノードの断面図を示す)、設定した Y 軸上の各点の相対電子走行時間 [nsec] (右図) [42]。

表 3.7: 各角度におけるミラーの有無による分散値 σ [nsec] の比較

入射角度 [°]	集光ミラー未装着時	集光ミラー装着時
0	0.83	0.90
10	0.85	0.86
20	0.77	0.80
30	0.79	0.83
40	0.84	0.89
50	0.80	1.16

響を与える可能性がある。バーテックス再構成に影響を与えないことを確かめるために、再決定した σ を用いたガウス分布と LAB-LS の発光時間分布の関数を用いてシミュレーションし、ヒット時間の決定精度への影響を見ていく。まずはじめに用いる関数を決定するために、統計の多い場合で行う。ここでは、LAB-LS の発光時間分布の関数とガウス分布を畳み込んだ式 (3.23) を用いる。

$$T(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t-t')g(t')dt' \quad (3.22)$$

$$= T_0 + N \sum_i^3 \frac{A_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i} + \frac{\sigma^2}{2\tau_i^2}\right) \times \left(1 + \text{Erf}\left(\frac{t-t_0 - \frac{\sigma^2}{\tau_i}}{\sqrt{2\sigma^2}}\right)\right) \quad (3.23)$$

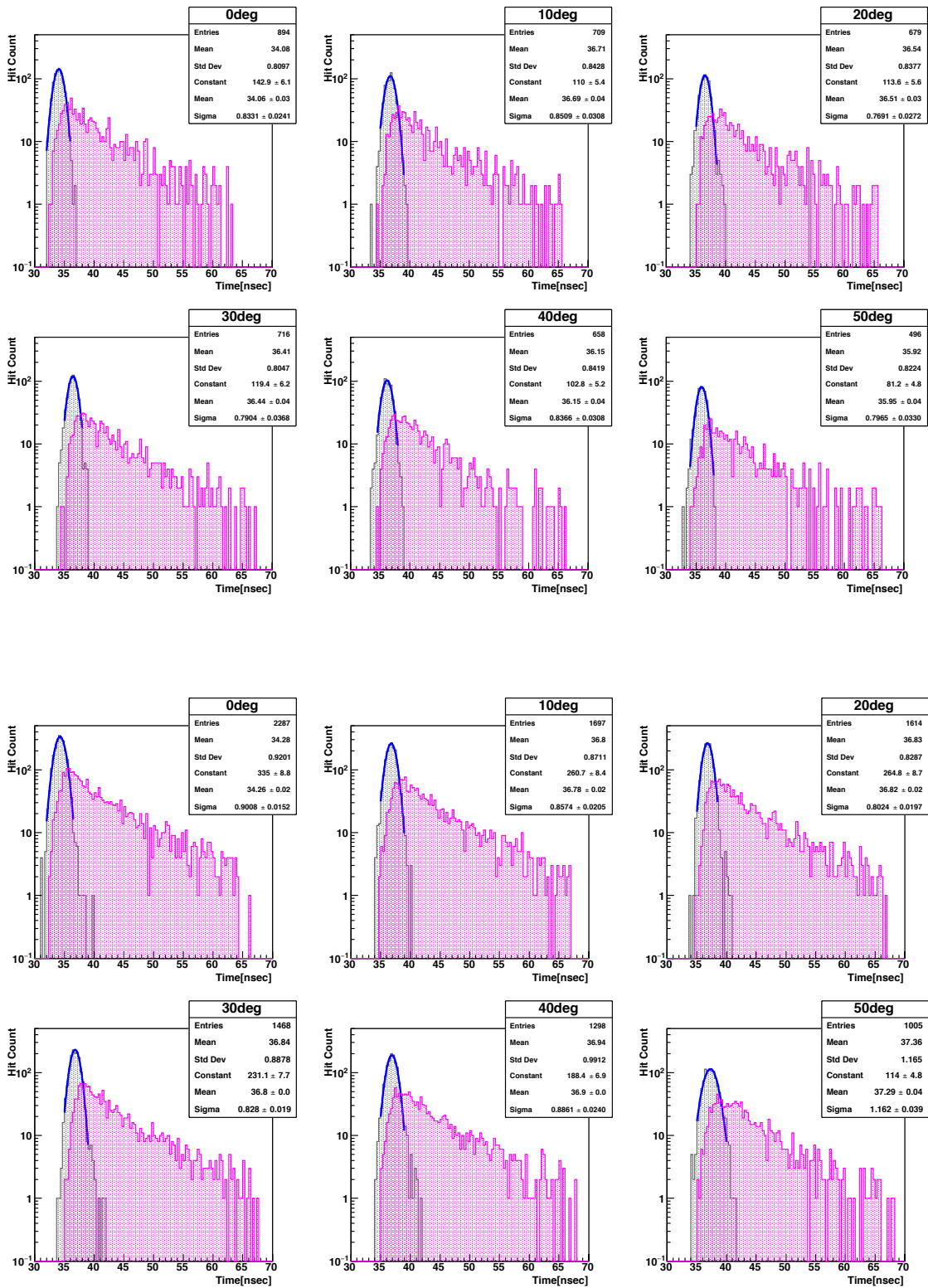


図 3.47: 各入射角度ごとの光子のヒット時間分布 (上図: 集光ミラー未装着時、下図: 集光ミラー装着時)。TT の位置依存性を加えているため、フィッティングをしてガウス分布を再度決定している

$$\begin{cases} f(t) = \sum_i^3 \frac{A_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_i}\right) & (\text{LAB-LS の発光時間分布}) \\ g(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) & (\text{ガウス分布}) \end{cases} \quad (3.24)$$

A_i および τ_i は表 3.5 の値、 σ は分散値を表している。集光ミラー未装着時と装着時のフィット結果を図 3.48 に示す。フィット結果より、それぞれの場合の σ を決定した。

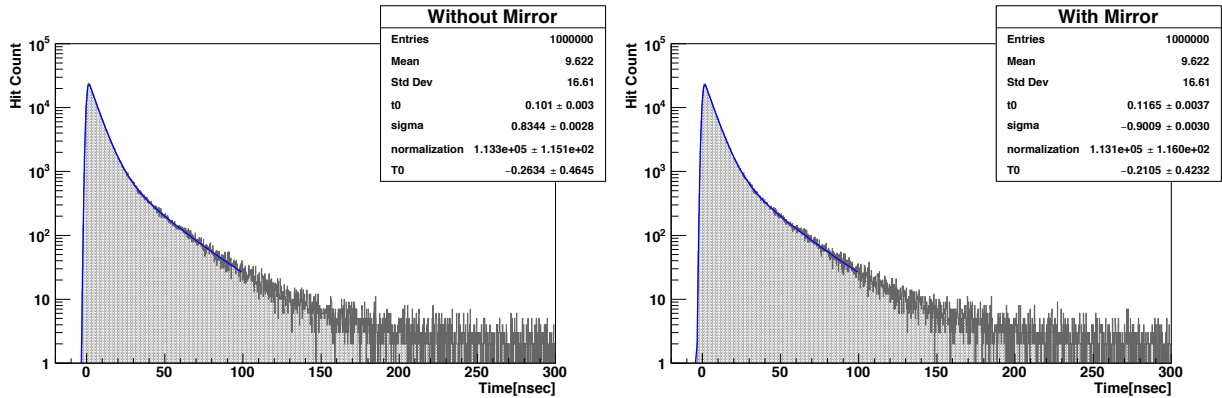


図 3.48: 光子数を 1,000,000 に設定した場合のシミュレーション結果とそのフィット結果 (左図: 集光ミラー未装着時、右図: 集光ミラー装着時)

次に、実際に KamLAND2-Zen で想定される光子数に対応したシミュレーションを行い、決定精度を確認する。KamLAND-Zen での光量は約 500 p.e./MeV であるため、集光ミラー未装着時の光子数は、500 p.e./MeV × 2.5 MeV × 1.5(大光量液体シンチレータの導入) × 2.1(高量子効率の PMT の使用) ≃ 3874 p.e.、集光ミラー装着時の光子数は未装着時の 1.8 倍で 6974 p.e. と想定される。それぞれの場合の決定精度を表 3.8 に、その際の様子を図 3.49 に示す。光量が等しい場合、集光ミラーを装着することにより決定精度は悪くなるが、この決定精度には分散値 σ による効果の他に、実際は発光時間分布の効果も含まれ、さらに発光時間分布の効果はより影響の大きい (拡がり大きい) ことから、集光ミラーを装着した場合に増加する光量により決定精度が改善する。したがって、集光ミラーの装着によるバーテックス再構成への影響は無視できると言える。

表 3.8: 2.5MeV 相当の光量による到達時間の決定精度 Δt [nsec] の比較

ミラーの有無	未装着の光量 (3874[p.e.])	装着時の光量 (6974[p.e.])
未装着時 ($\sigma = 0.83$ [nsec])	0.045	0.031
装着時 ($\sigma = 0.90$ [nsec])	0.046	0.032

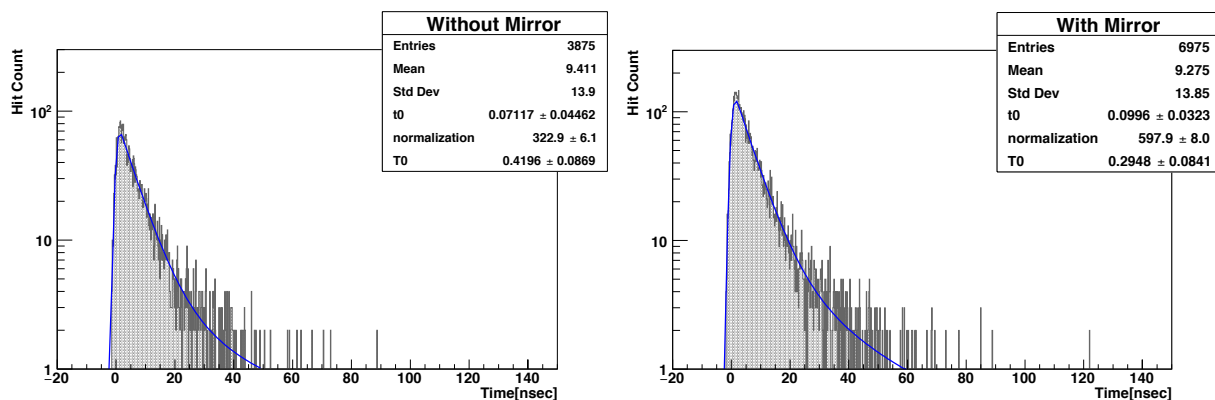


図 3.49: KamLAND2-Zen で想定される光子数に設定した場合のシミュレーション結果とそのフィット結果（左図：集光ミラー未装着時、右図：集光ミラー装着時）

3.6 集光ミラーの形状の再検討

3.6.1 ストリングコーンの新デザイン

設計手順

前節では、集光ミラーの装着により時間分解能は悪化するが、その影響が集光ミラーの装着による光量増加の効果でカバーできるため、バーテックス再構成への影響は小さいことを示した。しかし、図 3.34 から読み取れるように、集光ミラーの装着により光子が集中してヒットする PMT の外周部分は計数率も悪くなっている。光量を維持しつつ、より時間分解能の良いイベントの収集を可能にするため、集光ミラーの形状の最適化を行いたい。ここでは、計数率や TTS が悪くない部分のことを有効光電面と呼ぶことにする。

PMT の外周部分を含めないようにするには、集光ミラーの出口の直径を小さく設計し、光子を確実に有効光電面内にヒットさせることが一番容易である。浜松ホトニクス の資料によると、保証されている 20 インチ PMT の有効光電面は直径 460 mm であるため、この値を出口半径とした集光ミラーを設計した。直径が 460 mm の集光ミラーを PMT に装着した図を図 3.50 に示す。この集光ミラーを装着した際の空気中の集光率と 20inchPMT 用の集光ミラーを装着した際の集光率の比較を図 3.51 に示す。集光ミラーの出口の外側に位置する PMT の表面は、実際に装着する際はマスクをする予定であるため、この部分にヒットした光子は数に含んでいない。有効光電面ぎりぎりに出口直径を設定するとストリングメソッドで設計された集光ミラーでは、図 3.51 のように収集できる光子の数が明らかに減ってしまう。この原因には、入口と出口の立体角の比が 20 インチ PMT 用の物に比べて小さくなる寄与のほか、ミラー表面での有効反射回数の増加などが考えられる。そのため、この値より外側を出口半径に設定したい。

光子の照射角度が 0 度の場合に、PMT 表面を半径 50 mm ずつ 5 分割し、それぞれの位

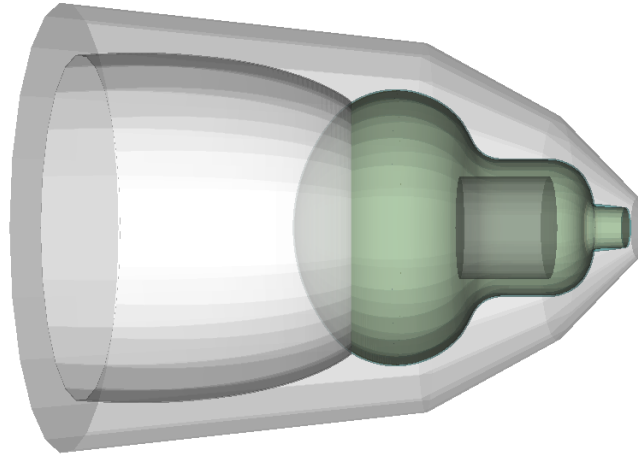


図 3.50: 出口直径が 460 mm の集光ミラーを 20 インチ PMT に装着した様子

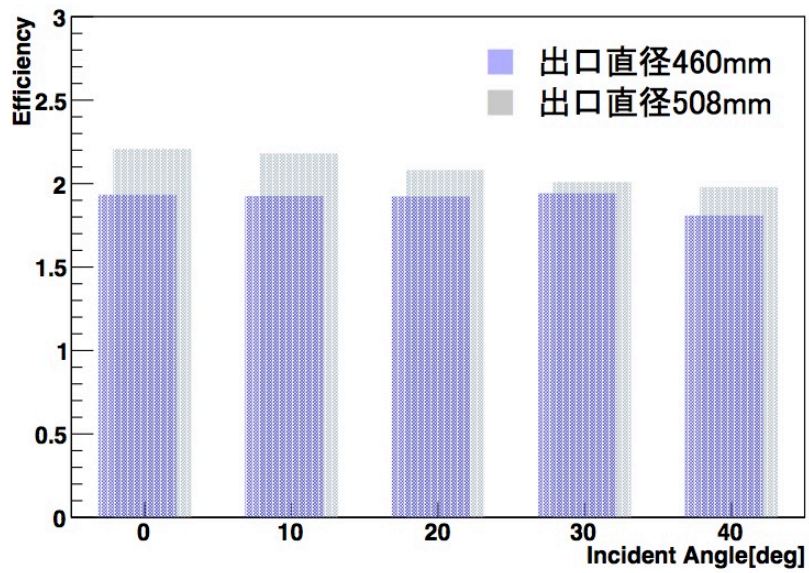


図 3.51: 出口直径が 460 mm の集光ミラーと 20 インチ PMT 用の集光ミラーのシミュレーション結果の比較

置での PMT のガラス表面に対する光子の入射角度分布を確かめる。その様子を図 3.52 に示す。図 3.34 で角度が大きくなるごとに計数率が明らかに悪くなっている⑤の位置（直径約 504 mm）は、図 3.52 の下段中央の図に対応している。大きい角度で入射している光子も多く、PMT 表面の位置による計数率の悪化は無視できない。そのため、この位置より小さい値の位置を出口半径に設定したい。

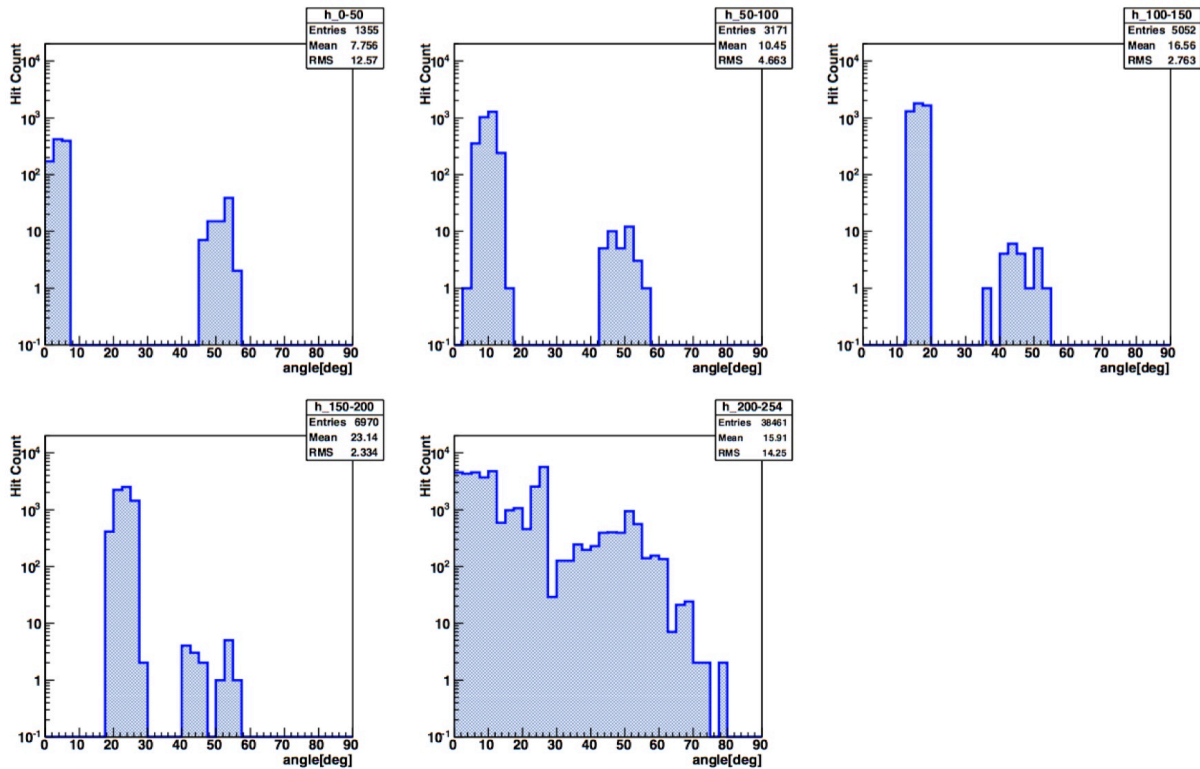


図 3.52: PMT のガラス表面に対する光子の入射角度分布（光子の照射角度が 0 度の場合）

さらに、先行研究で測定されている TTS の位置依存性を図 3.53 に示す。このように⑤の位置では、TTS も悪くなっていることが実測でも分かっている。

今回設計する集光ミラーは、④と⑤のほぼ中間点である 490 mm を出口直径に設定した。集光ミラーの各種パラメータを表 3.9 に示す。この集光ミラーも、設計手順はストリングメソッドに従っている。出口直径を 490 mm に設定した集光ミラーを PMT に装着した様子を図 3.54 に、また PMT に対する光子のヒット分布を図 3.55 に示す。ヒット分布を確認すると、出口直径を 490 mm の新デザインは期待通り量子効率が悪い PMT の外周部分に光子がヒットしない様子が見て取れる。図 3.56 に示した集光ミラーを装着した際の空気中の集光率を見ると、立体角の効果を反映できており、かつ目標値である 1.8 倍を達成している様子が確認できた。また、20 インチ PMT 用の集光ミラーを装着した際よりも各角度の場合の集光率の差が小さくなった印象である。集光ミラーの各種パラメータを

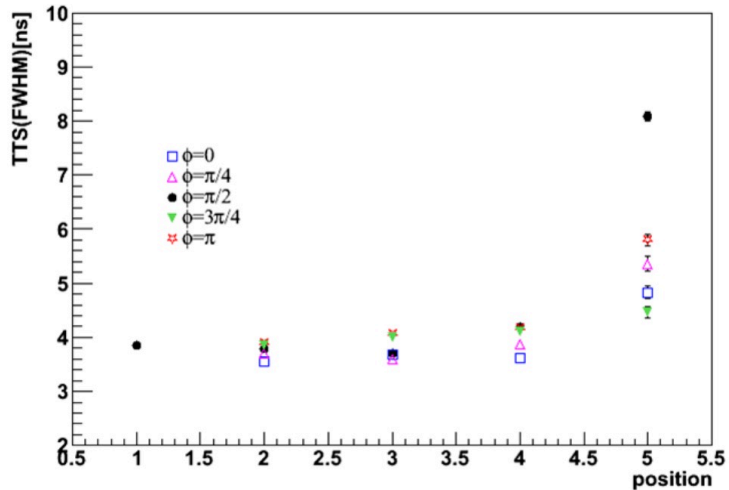


図 3.53: TTS の位置依存性 [40]

表 3.9 に示す。出口直径を 490 mm に設定して設計し直した新デザインの集光ミラーは、時間分解能を悪くしない光子を可能な限り多く収集し、またその集光率も目標値 1.8 倍を達成できた。よって今後はこの集光ミラーを実際に試作し、その性能を評価していくことになる。

表 3.9: 設計した集光ミラーの各種パラメータ

各種パラメータ	出口直径 460mm	出口直径 490mm	20 インチ PMT 用
入口半径 [cm]	31.78	34.50	36.24
出口半径 [cm]	23.00	24.50	25.40
高さ [cm]	38.50	41.90	42.80
立体角の比	2.16	2.27	2.33

新デザインの性能評価

試作した出口直径が 490 mm の集光ミラーの集光率を評価する。例として、入射角度 0 度の際の取得したデータのヒストグラムを図 3.57 に示す。

20 インチ PMT の ADC 分布より、1 p.e. 分布の光量を取得できていることを確認できた。また、TDC 分布はキャリブレーション曲線を算出してチャンネル値から時間 [nsec] に変換済みである。また、TDC 分布のピークとなっている部分のみを表示したものであり、示されている赤い曲線は、以下の式でフィットした結果である。

$$y = \exp(-p_0(x - p_1)) \quad (3.25)$$

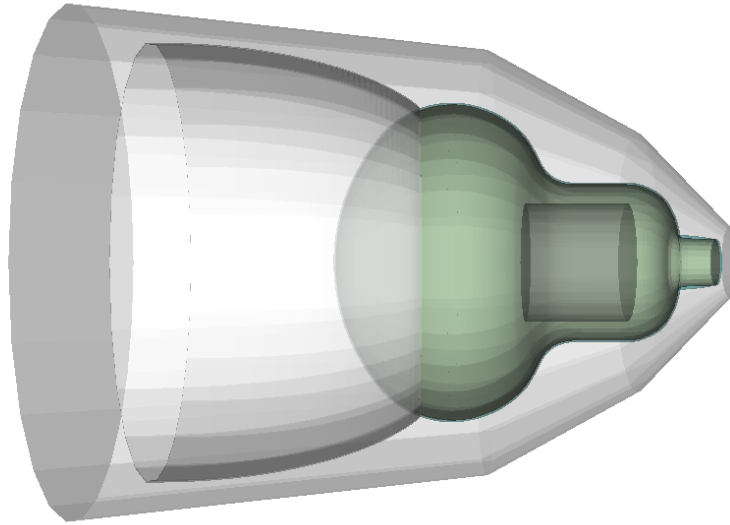


図 3.54: 出口直径を 490 mm に設定した集光ミラーを PMT に装着した様子

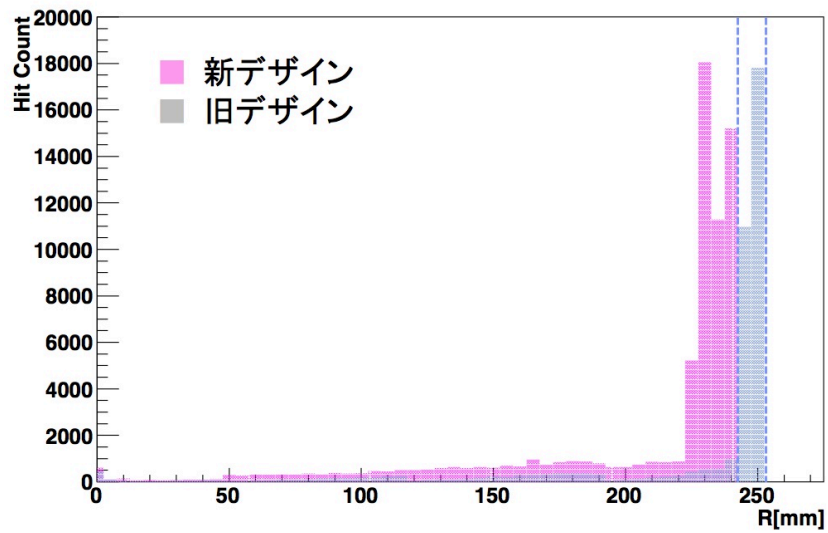


図 3.55: PMT の半径に対する光子のヒット分布の比較 (照射角度が0度の場合。青帯は QE の悪い部分を示す)

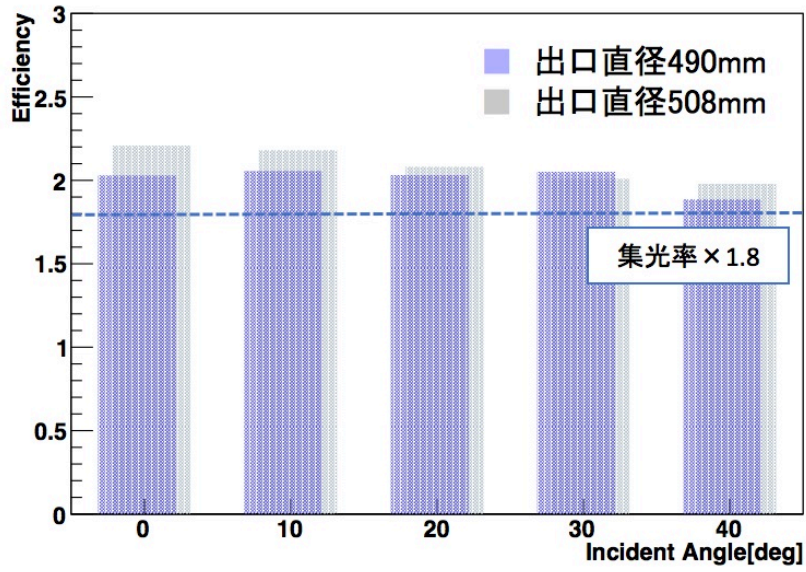


図 3.56: 出口直径が 490 mm の集光ミラーと 20 インチ PMT 用の集光ミラーのシミュレーション結果の比較

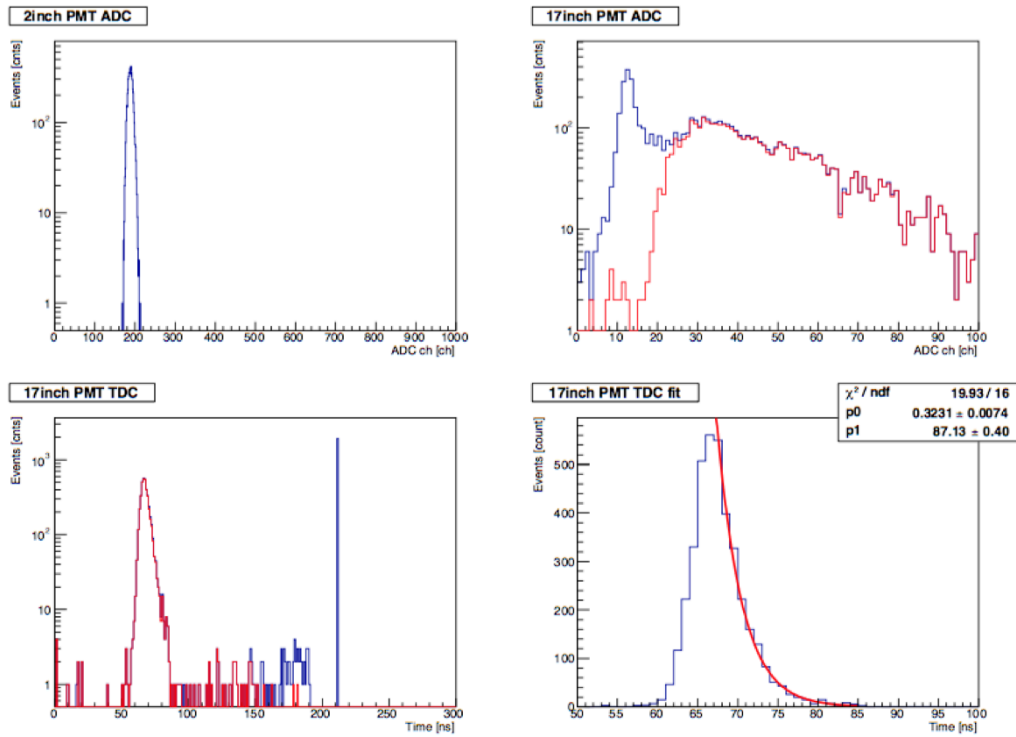


図 3.57: 入射角度 0 度の場合の集光ミラー装着時の取得したデータのヒストグラム図。右上図からは 1 p.e. 分布が確認でき、左下図では LAB-LS の発光と PMT の Late Pulse による影響が読み取れる。右下図は左下図の LAB-LS の発光部分にフォーカスした様子である

入射角度を0度から40度まで10度ごとに測定し、20インチPMTに集光ミラーを装着した場合と装着していない場合の期待光電子数 λ を用いて集光率を算出した。その結果を図3.58および表3.10に示す。

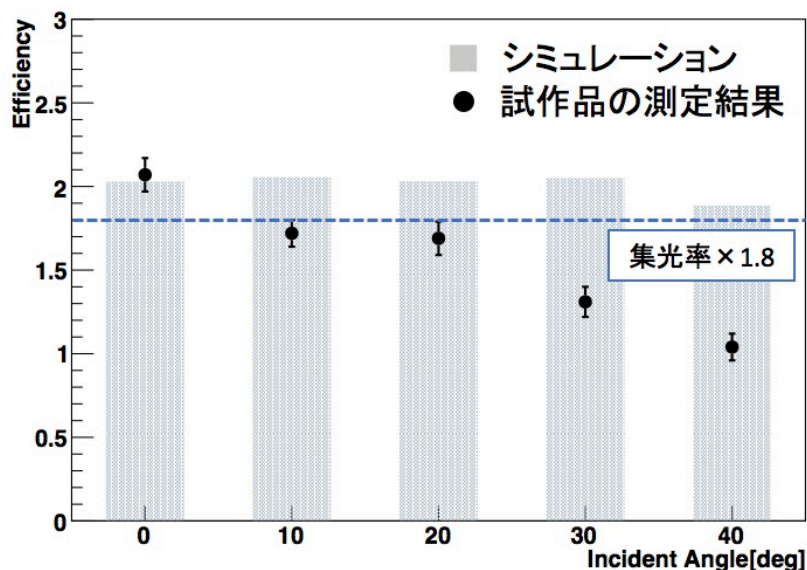


図 3.58: 出口直径が 490mm の集光ミラーのシミュレーション値と試作品の測定結果の比較

表 3.10: 試作した出口直径 490mm の集光ミラーの集光率

角度 [°]	集光ミラー未装着時 [p.e.]	集光ミラー装着時 [p.e.]	集光率
0	0.55 ± 0.02	1.14 ± 0.03	2.07 ± 0.08
10	0.61 ± 0.02	1.04 ± 0.03	1.72 ± 0.06
20	0.61 ± 0.02	1.03 ± 0.03	1.69 ± 0.08
30	0.61 ± 0.02	0.80 ± 0.03	1.31 ± 0.07
40	0.55 ± 0.02	0.57 ± 0.02	1.04 ± 0.06

入射角度が0度の場合は期待通りの集光率を得られ、また旧デザインで問題となっていた集光ミラーとPMTのガラス表面との間にできた隙間による光量のロスが改善されたが、0度以外の場合はシミュレーション結果を再現しなかった。10度と20度での集光率は誤差の範囲で目標値に近づいているが、30度および40度の場合には極端に集光できなくなっている。この原因としては、装着時の歪みと出口部分のトリミングの荒さが寄与の大きなものとして考えられる。この集光ミラーの作製方法では、入口部分よりも出口部分の方がPET板の厚みが薄くなってしまう。そのため、PMTに装着する際に集光ミラー自身の重さで歪んでしまった可能性がある。旧デザインの試作では逆に出口部分が厚くな

るような作製手順を取っており、また出口部分を前面に設定したことで、補強のために導入していた集光ミラーのストレート部が新デザインではなくなったことによるものだと考えられ、この問題は新デザイン特有のものであることが伺える。これは、PET板を厚くすることや、固定具等を用いた装着で改善が見込まれる。また、出口部分をトリミングする際には回転刃を使用したのだが、人の手による作業であり、かつ、ミラー部分を損なわないために多少外側でカットされている。この場合、本来PMTに入射されるべき光子がその余分な部分で反射し、検出されなかった可能性がある。この場合も、トリミング用の治具等の導入により改善が見込まれる。また今後、量産のための製造計画を練る上でも必要となってくるものである。また、蒸着条件のさらなる検討やアルミニウムの増量等による蒸着状態の改善も期待できる。

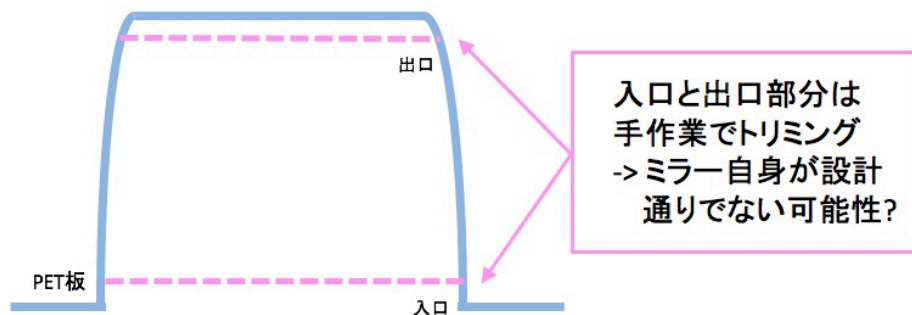


図 3.59: 出口直径 490mm の集光ミラーの試作品測定での集光率が低くなる理由として考えられる原因

3.7 KamLAND2-Zen に適した光電子増倍管

3.7.1 光電子増倍管

KamLAND 検出器では現在、1,325 本の 17 インチ PMT と 554 本の 20 インチ PMT の計 1,879 本の光電子増倍管を使用している。KamLAND2-Zen では、現在の PMT の配置を変えずに高量子効率の 20 インチ PMT の使用を見込んでいるが、大光量の液体シンチレータや集光ミラーによって PMT 内に流れる電流値が大きくなり、光電子増倍管にかかる負担は現在よりも大きくなる懸念がある。また、適した集光ミラーとともに用いることで、個数を減らすこと、よりサイズの小さい PMT の使用も可能となってくることから、コストを抑えられる可能性もある。当初から候補となっている 20 インチ PMT の他に、8 インチ PMT (型番: R5912)、10 インチ PMT (型番: R7081)、そして 13 インチ PMT (型番: R8055) の 3 つを候補として挙げた。この 3 つの PMT のジオメトリをシミュレーション内に作成した。20 インチ PMT と同様に、受光面はガラスと光電面の二重構造となっている。その図を図 3.60 に示す。それぞれのサイズや表面のガラスの曲率半径等が異なるため、各々に適した集光ミラーをデザインしなければならない。

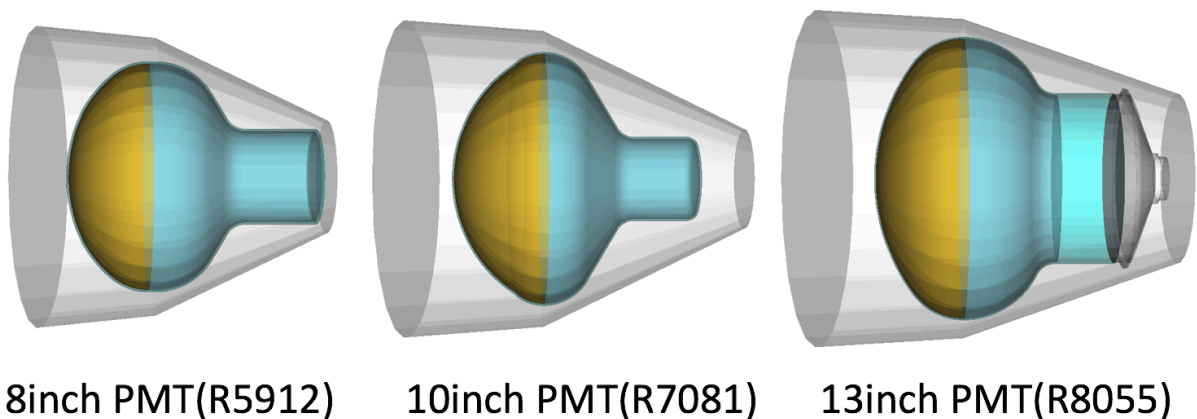


図 3.60: 8 インチ PMT (型番: R5912、左図)、10 インチ PMT (型番: R7081、中央図)、13 インチ PMT (型番: R8055、右図) のジオメトリ図

3.7.2 集光ミラー

ここでの集光ミラーの役割は、確実に KamLAND 検出器内のイベントを収集すること、そして PMT の数を減らすように被覆率を上げることである。光子を収集する範囲を 3.0 m、4.0 m、5.0 m、6.0 m および現在設計に用いている 6.5 m の 5 種類のパラメータを用

い、ストリングメソッドを用いて集光ミラーをそれぞれのPMTに装着できるように設計した。集光ミラーを装着したそれぞれのPMTの様子を図3.61に示す。

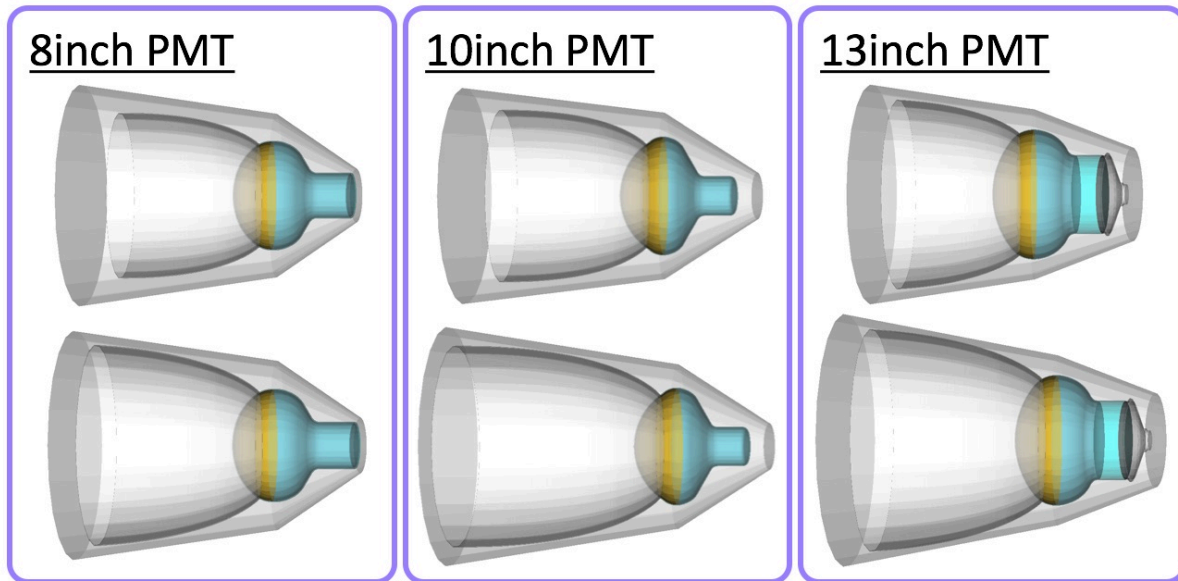


図 3.61: 8 インチ PMT (左図)、10 インチ PMT (中央図)、13 インチ PMT (右図) それぞれに集光ミラーを装着した様子 (上図が光子取得範囲を半径 6.0 m としたとき、下図は半径 5.0 m としたとき)

実際に KamLAND 検出器内に導入した際に必要な個数の大まかな概算を行い、候補となっている小さなサイズの PMT が有効かどうかを考える。まずは比較のため、現在の PMT の配置に 20 インチ PMT を設置し、前節で述べてきた出口直径が 490 mm の集光ミラーを装着した場合の被覆率を計算する。この被覆率の計算には、隣の集光ミラーとの干渉の影響は入れていない。

$$\left\{ \frac{\pi \times (34.50 \text{ cm})^2}{(850 \text{ cm} - 41.90 \text{ cm} - 0.51 \text{ cm})^2} \times 1879 \right\} \div 4\pi \times 100 = 85.7\% \quad (3.26)$$

この被覆率を固定し、候補の PMT を使用する際にこの被覆率を達成するために必要な PMT の個数を計算した。その結果を各種パラメータとともに表 3.11 に示す。明らかに光子取得範囲が半径 5.0 m の集光ミラーの方が必要な個数が少なく、費用を抑えられそうだと分かった。また、集光ミラーを装着した際の光子の収集率の結果も図 3.62 に示す。光子取得範囲が半径 6.0 m の場合、おおよそ 2 倍ほどの収集率を全入射角度で達成しているのに対し、必要個数の少ない光子取得範囲が半径 5.0 m の場合では、入射角度が 0 から 30 度では光子取得範囲が半径 6.0 m の場合よりも収集率が高くなっているが、40 度の場合

の収集率が1以下となってしまうことが分かった。加えて、PMTの購入にかかる費用だが、20インチPMTの費用を下回るものは光子取得範囲が半径5.0mの場合の集光ミラーとともに用いた13インチPMTのみであった。しかし、これはPMTのみの概算であり、集光ミラーの作製やケーブル等の費用も考慮すると、20インチPMTよりも上回ってしまう。そのためKamLAND検出器全体を視野とした場合は、20インチPMT用の集光ミラーが最適であると言える。

表 3.11: 設計した集光ミラーのパラメータと必要個数

光子取得範囲	6.5m			6.0m			5.0m		
パラメータ	8inch	10inch	13inch	8inch	10inch	13inch	8inch	10inch	13inch
入口半径 [cm]	14.00	16.72	22.15	15.08	18.01	23.79	17.66	21.27	27.79
出口半径 [cm]	9.50	11.00	15.60	9.50	11.00	15.60	9.50	11.00	15.60
高さ [cm]	21.03	24.62	28.22	25.21	30.13	29.93	28.43	43.13	42.06
立体角 [$\times 10^{-3}$]	0.90	1.30	2.28	1.06	1.53	2.67	1.46	2.20	3.75
必要個数	11,934	8,284	4,701	10,182	7,044	4,038	7,366	4,890	2,939
	4.0m			3.0m					
パラメータ	8inch	10inch	13inch	8inch	10inch	13inch			
入口半径 [cm]	20.59	25.63	32.12	24.08	30.97	37.19			
出口半径 [cm]	9.50	11.00	15.60	9.50	11.00	15.60			
高さ [cm]	31.47	49.60	46.37	35.26	56.78	51.42			
立体角 [$\times 10^{-3}$]	2.00	3.25	5.07	2.76	4.83	6.88			
必要個数	5,379	3,314	2,127	3,896	2,229	1,566			

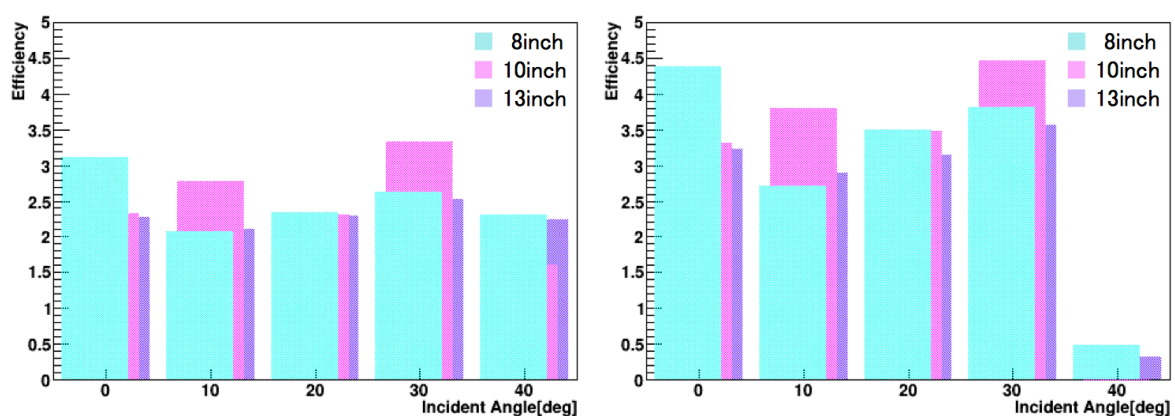


図 3.62: それぞれのPMTでの集光率の比較 (左図は光子取得範囲が半径6.0 m、右図は5.0 mの集光ミラーを装着した場合)

だが、その視野を KamLAND2-Zen のミニバルーンのみになると、カバーすべき光子の入射角度は 0 から 20 度までとなるため、光子取得半径をより小さく設定した集光ミラーも使用可能となってくる。光子取得半径を 3.0 m に設定した集光ミラーを装着したそれぞれの PMT の様子を図 3.63 に、またその集光率を図 3.64 に示す。入射角 20 度までの光子を確実に取得できており、かつその集光率も最大で 7.9 倍となった。また、この集光ミラーを使用した場合には、PMT の購入にかかる費用が 20 インチ PMT の半値程度まで少なくなることが分かった。したがって、KamLAND2-Zen のみに特化した場合であれば、光子取得半径を 3.0 m に設定した集光ミラーが候補に挙がる。しかし、形状の保持や装着方法等、考慮すべき課題も多い。

したがって、KamLAND 検出器全体のイベントを取得できるように、ストリングメソッドを用いて形状を決定する現在の設計方法では、20 インチ PMT が最も KamLAND2-Zen に適していると言える。しかし、集光ミラーの設計手順を見直し、関心の高い部分のイベントをより多く取得するようなデザインを用いることで、小さいサイズの PMT を使用する可能性もある。

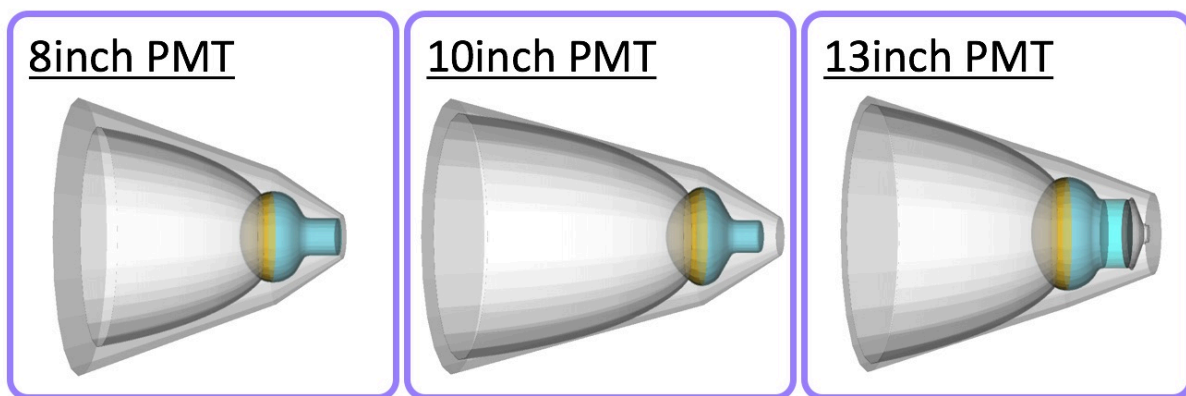


図 3.63: 8 インチ PMT (左図)、10 インチ PMT (中央図)、13 インチ PMT (右図) それぞれに光子取得範囲半径 3.0 m の集光ミラーを装着した様子

3.8 まとめ

本章では、KamLAND2-Zen に導入予定の集光ミラーに関して、はじめに作製方法や試作品の状態の確認について述べた。また、実用的なシミュレーションを構築し、集光ミラーが液体シンチレータ中で使用可能であることを示した。さらに、より KamLAND2-Zen に適した形状の集光ミラーを再設計し、その新型集光ミラーでも目標値である集光率 1.8 倍が期待できる。

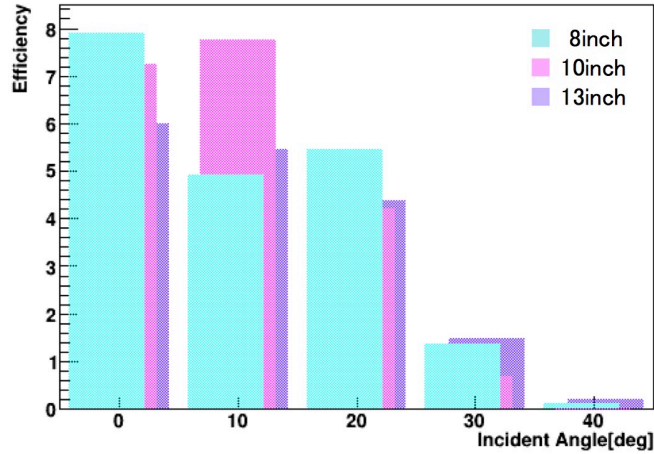


図 3.64: 光子取得範囲半径 3.0 m の集光ミラーを装着した場合の集光率の比較

しかし、現在の作製方法では PMT 側の集光ミラーの出口部分の PET 板が薄くなってしまふ等の理由により、形状の保持が難しいことが分かった。そのため、実際に KamLAND 検出器中に導入するには、固定具等のデザインが必要となってくる。また、形状を作り出すトリミング工程やアルミニウムの蒸着工程等にも改善すべき点が見えてきた。将来的に量産するための設備、運搬等なども視野に、検討を進めていく必要がある。

第4章 KamLAND2-Zenで期待できる達成感度

本研究では KamLAND2-Zen に最適化した集光ミラーを再度設計し、またその集光ミラーを PMT に装着することで集光率を目標としている約 1.8 倍を達成できることを示した。本章では、集光ミラーを PMT に装着することにより改善したエネルギー分解能を導入した際に、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊のバックグラウンドへどのように影響するかを評価するとともに、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索に対する感度を予測し、KamLAND2-Zen が見込んでいる達成感度について議論したい。光量の増加によるエネルギー分解能の向上により、現在問題となっている $0\nu\beta\beta$ 崩壊と $2\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギー領域の重なりが小さくなり、ROI 内での $2\nu\beta\beta$ 崩壊由来のバックグラウンドが減ることが期待される。ここでは期待される効果により感度の向上がどのくらい見込まれるかを見積もりたい。以下の 2 通りのアプローチを行う。

- ・スペクトル解析

予想されるバックグラウンドのエネルギースペクトルから $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベントレートを計算する方法

- ・レート解析

予想されるバックグラウンドのイベントレートから $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベントレートを計算する方法

4.1 各種条件の設定

KamLAND2-Zen での改良を考慮したエネルギー分解能

KamLAND2-Zen では、大光量液体シンチレータの使用で約 1.5 倍、高量子効率の PMT の使用で約 2.1 倍、そして PMT への集光ミラーの装着により約 1.8 倍の計約 5.7 倍の集光量を見込んでいる。今回は、KamLAND-Zen 400 Phase-I の場合と KamLAND2-Zen の場合、そして集光ミラーの装着による改善の評価を行うために、液体シンチレータと PMT のみによる改善の場合の 3 つのエネルギー分解能を求め、それぞれの場合で評価を行った。

表2.5にも示したように、KamLAND-Zen 400 Phase-Iのエネルギー分解能は $6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ であるため、KamLAND2-Zenで光量が5.5倍となると仮定すると、そのときのエネルギー分解能は

$$\frac{6.6\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \times \frac{1}{\sqrt{5.5}} \simeq \frac{2.8\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \quad (4.1)$$

と求められる。また、大光量液体シンチレータやPMTの寄与を含まず、集光ミラーの導入のみ場合のエネルギー分解能は、光量2.0倍を仮定すると以下のようにになっている。仮定した各光量増加とその場合のエネルギー分解能を表4.1にまとめる。

$$\frac{6.6\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \times \frac{1}{\sqrt{2.0}} \simeq \frac{4.7\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \quad (4.2)$$

表 4.1: 各条件下において仮定した光量増加とその際のエネルギー分解能

条件	光量増加	エネルギー分解能
KamLAND-Zen 400 Phase-I	-	$6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$
KamLAND2-Zen(Mirror)	$\times 2.0$	$4.7\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$
KamLAND2-Zen(Mirror + New LS + High Q.E. PMT)	$\times 5.5$	$2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$

KamLAND2-Zen の Xe-LS の体積と Xe 量

KamLAND2-Zenでは、Xe量を約1,000 kg程度まで増量する予定である。その改良に伴いミニバルーンも大きく、また液体シンチレータの量も増量するため、半径2.14 mのミニバルーンを用意する必要がある。そのミニバルーン内に設置されるXe量は約961 kgと見積もられる。ここでは簡単のため、ミニバルーンを実際の涙型の形状ではなく球体と仮定した。

しかし、ミニバルーンフィルム付近ではバックグラウンドレベルが高いため、Phase-Iではフィルム周辺をカットして、半径1.54 mのミニバルーンのうち中心から半径1.20 mを有効体積として選択している。ここでも有効体積をミニバルーンフィルムから内側に0.34 mの部分と仮定し、中心から半径1.80 mの部分の有効体積とした。この有効体積での観測を5年間行う予定となっており、そのexposureは

$$\text{有効体積} \times \text{密度} \times \text{観測期間} = 24.43[\text{m}^3] \times 0.78013[\text{kg}/\text{cm}^3] \times 365.25 \times 5[\text{day}] \quad (4.3)$$

$$= 42.79[\text{kton} \cdot \text{day}] \quad (4.4)$$

となる。また、 ^{136}Xe では、2599 kg·yrとなる。

その他の設定値

その他設定したバックグラウンドを表 4.2 にまとめる。

表 4.2: 各バックグラウンドと設定値

バックグラウンド	設定値
$^{136}\text{Xe } 2\nu$	$2.21 \times 10^{21} \text{ [yr] [25]}$
^{10}C	$2.80 \text{ [event/day/kton]}$
^{238}U	$1.0 \times 10^{-12} \text{ [g/g]}$
^{232}Th	$1.0 \times 10^{-12} \text{ [g/g]}$
^{40}K	$1.0 \times 10^{-11} \text{ [g/g]}$

このシミュレーションでのバックグラウンドの中で、原子核破砕による ^{10}C はミューオンと中性子イベントを用いたタギングによる 90% の除去率を仮定している。また、Phase-I で問題となっている ^{110m}Ag や ^{134}Cs に関しては混入しない状況を仮定している。その他考慮している、 ^{238}U や ^{232}Th 、 ^{40}K などのバックグラウンドは Phase-I のデータをもとに目標値を用いている。

4.2 スペクトル解析から見積もられる達成感度

$0\nu\beta\beta$ 崩壊イベントレートの予測

前節で設定したパラメータを用いて、Geant4 で KamLAND2-Zen 実験を再現してイベントレートの上限値の平均、得られたエネルギー分布に対し尤度評価を行うことで $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベントレートを見積もる。パラメータの最適値は χ^2 を最小にする値に決定される。 χ^2 は値のないビンに対応したポアソンカイ二乗 $\chi_{poisson}^2$ と χ_{BG}^2 の和で定義されている。

$$\chi^2 = \chi_{poisson}^2 + \chi_{BG}^2 \quad (4.5)$$

$\chi_{poisson}^2$ は指定したエネルギー領域内のビンに対し、観測イベント数 n_i とフィット結果をもとに期待されるイベント数 ν_i 間の不一致を求めている。

$$\chi_{poisson}^2 = \begin{cases} 2 \times \sum_i [\nu_i - n_i + n_i \log(n_i/\nu_i)] & (n_i \neq 0) \\ 2 \times \sum_i [\nu_i - n_i] & (n_i = 0) \end{cases} \quad (4.6)$$

n_i : i 番目のビンでの観測イベント数

ν_i : i 番目のビンでの期待イベント数

また、 χ_{BG}^2 は各バックグラウンドに対し、見積もったイベントレートを期待値として設定している。

$$\chi_{BG}^2 = \sum_i \frac{(N_i - M_i)^2}{M_i^2} \quad (4.7)$$

N_i : 観測イベントレート

M_i : バックグラウンドの期待値

こうして計算された χ^2 において、その最小値 χ_{min}^2 との差 $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ が $\Delta\chi^2 < 2.71$ となる領域を 90%信頼区間として設定している。

この計算により見積もられる $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベントレートを表 4.3 に示す。期待通り、エネルギー分解能の向上により感度が改善している様子が見て取れる。

表 4.3: スペクトルフィットにより予測される $0\nu\beta\beta$ 崩壊達成感度

エネルギー分解能	イベントレート [events/day/kton] (90%信頼度)
$6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.260
$4.7\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.180
$2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.164

KamLAND2-Zen で予測されるエネルギー分布

それぞれのエネルギー分解能での、フィットにより得られたエネルギー分布を図 4.1 に示す。エネルギー分解能が向上することにより、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊と $2\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギー領域における重なりが小さくなっていることが分かる。黒点は各ビンにおける予測観測データ点、実線は各パラメータのフィット結果を表しており、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に関しては、90%信頼度での上限値のスペクトルを点線で上書きしている。また、グレーの点は $0\nu\beta\beta$ 崩壊が観測された場合の期待される観測データである。また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号領域付近の拡大図を図 4.2 に示す。

以上の結果より、KamLAND2-Zen の測定では $2\nu\beta\beta$ 崩壊によるバックグラウンドが減少し、感度が向上することが期待できる。またその状況下では、 ^{10}C やここでは言及していないが ^8B 太陽ニュートリノの影響が大きくなることが分かった。

4.3 レート解析から見積もられる達成感度

前節では、スペクトル解析により KamLAND2-Zen で期待できる $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベントレートを見積もった。ここでは、その値が妥当なものであるかを異なるアプローチで確か

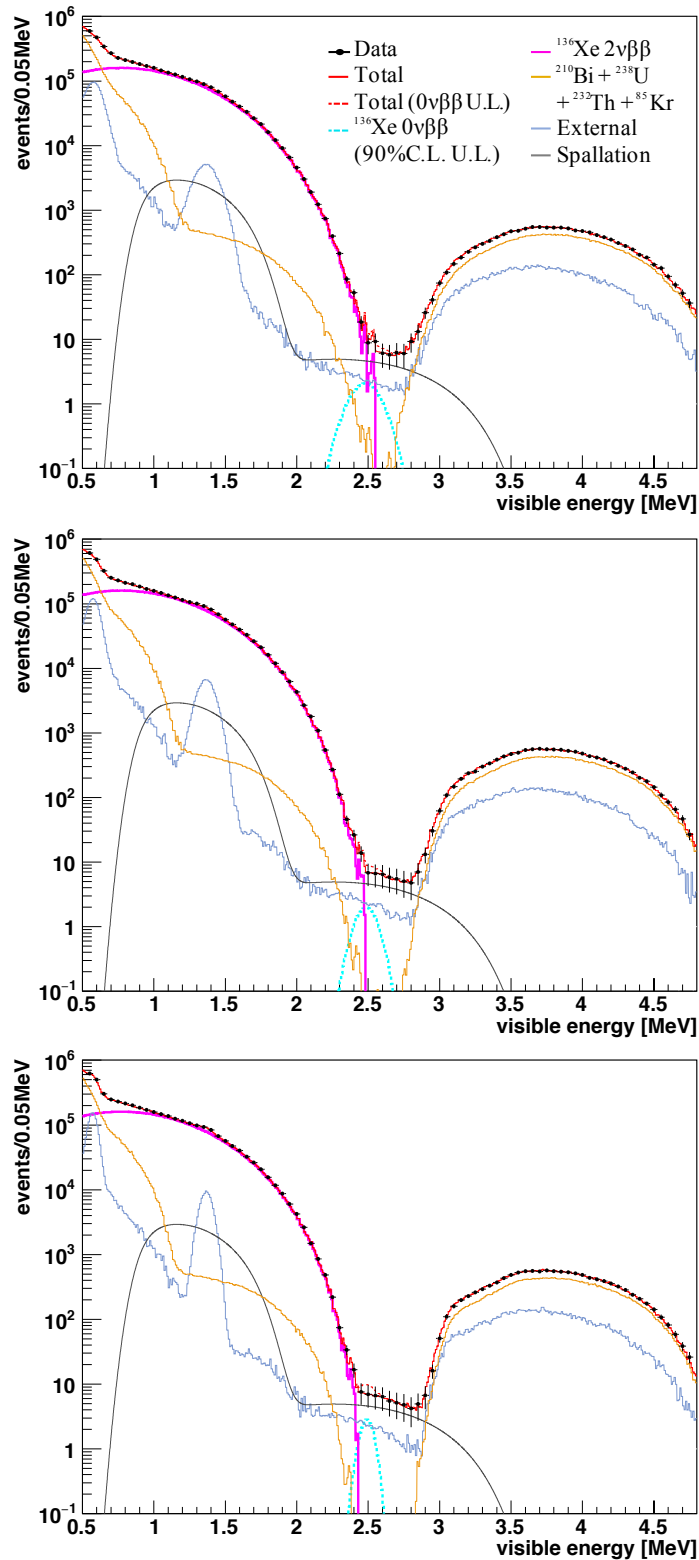


図 4.1: それぞれのエネルギー分解能における KamLAND2-Zen の 5 年間の観測で期待されるエネルギースペクトル (上図: エネルギー分解能が $6.6\%/\sqrt{E}[\text{MeV}]$ 、中図: $4.7\%/\sqrt{E}[\text{MeV}]$ 、下図: $2.8\%/\sqrt{E}[\text{MeV}]$)。黒点は各ビンにおける予測観測データ点、実線は各パラメータのフィット結果を表しており、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に関しては、90%信頼度での上限値のスペクトルを点線で上書きしている。また、グレーの点は $0\nu\beta\beta$ 崩壊が観測された場合の期待される観測データである

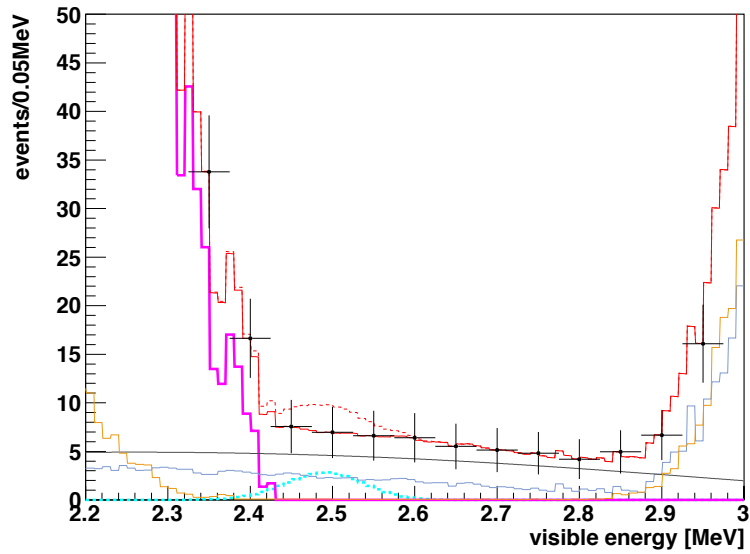
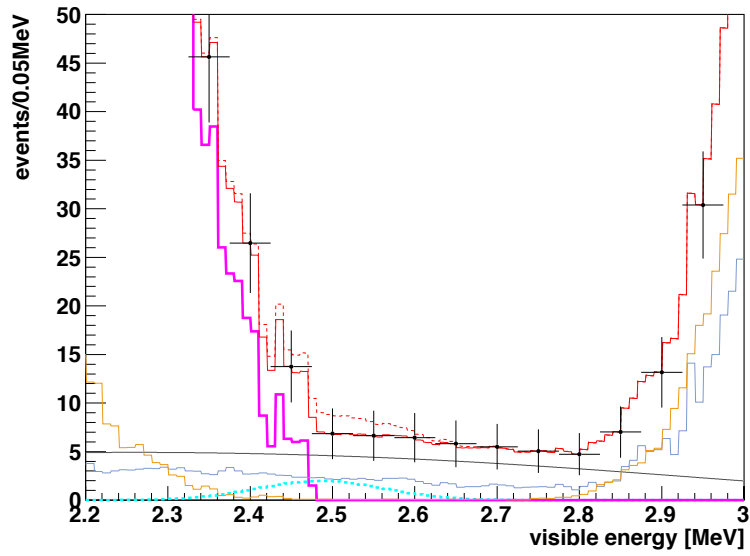
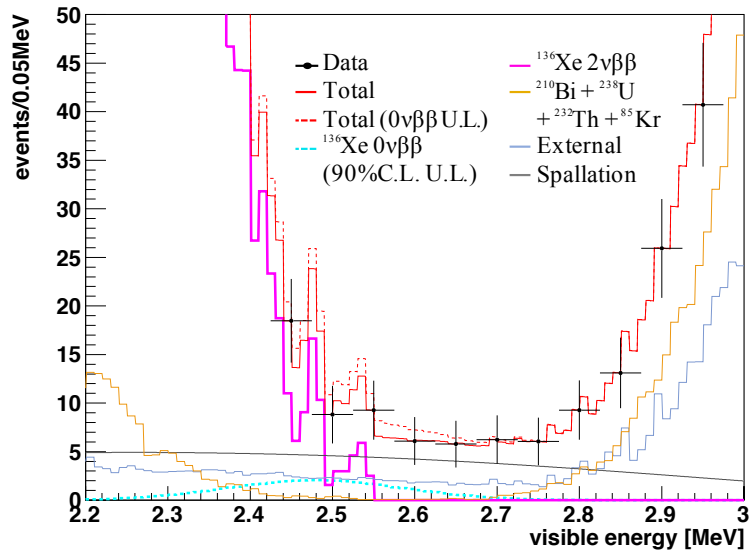


図 4.2: $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号領域付近のエネルギースペクトル (上図: エネルギー分解能が $6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ 、中図: $4.7\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ 、下図: $2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$)

める。

レート解析による実験感度の予測は、以下の計算手順で行う。

1. $0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギー領域を決定
2. 1. で決定した領域内で観測されるバックグラウンドイベントを予測
3. バックグラウンド数から $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベント数を予測

$0\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギー領域の決定

$0\nu\beta\beta$ 崩壊信号のエネルギー領域は、エネルギー分布を確認する際に作成したランダムに発生させたイベントを用いる。イベントのエネルギー分布をガウシアンでフィットし、その分布のピークを中心に $-1\sigma \sim +2\sigma$ の範囲をエネルギー領域とした。エネルギー分布をガウシアンでフィットしている様子を図 4.3 に、実験条件ごとのエネルギー分解能と σ を表 4.4 にまとめる。

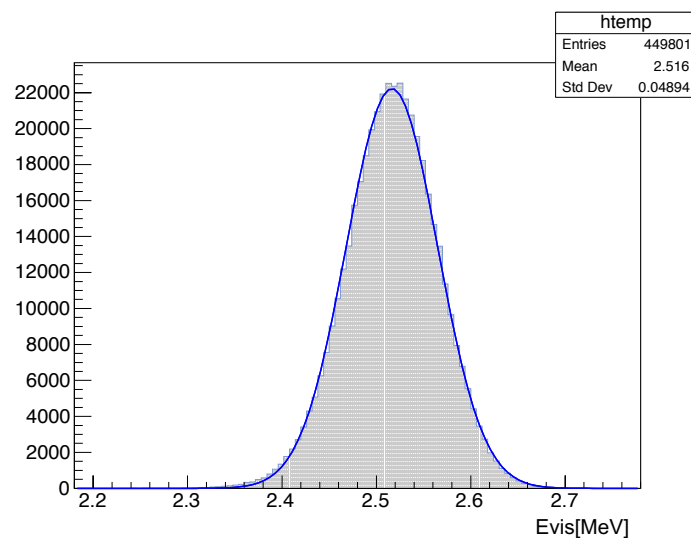


図 4.3: エネルギー分解能が $2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ の場合の $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号のエネルギー分布をガウシアンでフィットした様子

表 4.4: エネルギー分解能と σ の値

条件	エネルギー分解能	σ [MeV]
KamLAND-Zen 400 Phase-I	$6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.109
KamLAND2-Zen(Mirror)	$4.7\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.078
KamLAND2-Zen(Mirror + New LS + High Q.E. PMT)	$2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.048

エネルギー領域内で観測されるバックグラウンドイベント

ランダムイベントを用いて、 $-1\sigma \sim +2\sigma$ のエネルギー領域内で観測される各バックグラウンドのイベント数を表 4.5 にまとめる。エネルギー分解能の向上によりエネルギー領域を狭められること、また $2\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギー領域との重なりが減ることにより、エネルギー領域内のバックグラウンドイベントが減少している様子が見て取れる。

表 4.5: エネルギー分解能とエネルギー領域内 ($-1\sigma \sim +2\sigma$) において5年間の観測で想定される各バックグラウンドのイベント数 [events]

エネルギー分解能	$^{136}\text{Xe } 2\nu$	^{10}C	^{238}U	^{232}Th	計
$6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	31.13	28.07	14.13	1.21	74.54
$4.7\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	4.43	20.46	10.00	0.02	34.91
$2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.00	12.79	6.47	0.00	19.26

バックグラウンドと $0\nu\beta\beta$ 崩壊のイベント数をもとにした観測イベント数の予測

予測されるバックグラウンドイベント数と $0\nu\beta\beta$ 崩壊のイベント数をもとに、観測イベント数を予測する。この予測には、片側検定を採用する。まず、予測されるバックグラウンドイベント数 $N_{background}$ と $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベント数 N_{signal} の和である N_{total} を平均値としたガウス分布関数を定義する。

$$f(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(N - N_{total})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.8)$$

図 4.4 に示したように、このガウス分布関数の右から 90% の領域を信頼区間に設定する。90% 信頼区間と平均イベント数、および $0\nu\beta\beta$ 崩壊のイベント数を図 4.5 に示す。ランダムに発生させたイベントが持つイベント数が設定した信頼区間のイベント数以下であった場合に、そのイベントが N_{total} が作るガウス分布ではなく、 N_{total} 以下の作るガウス分布に従う。

次に、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号がない場合を仮定し、 $N_{total} = N_{background}$ として 10,000 回のランダムなイベントを実験データで得られた観測イベント数とし、設定した 90% 信頼区間から $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベント数の上限値の平均をとることでそれぞれのエネルギー分解能における $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索感度を計算した。その結果を表 4.6 にまとめる。エネルギー分解能が $2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ の場合は、スペクトルフィット結果より求めたイベントレートよりも少なくなってしまうが、これは片側検定の採用によるものと考えられる。おおよそ近い値を示しているため、求めた崩壊イベントレートは妥当な値であることが分かった。

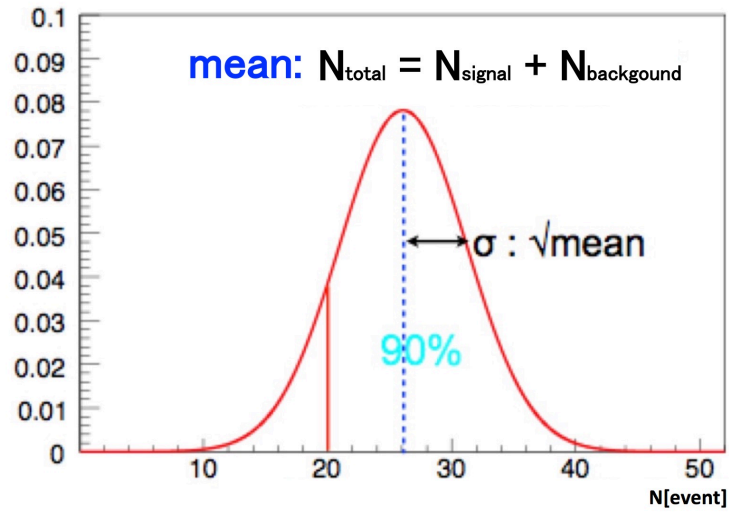


図 4.4: 90% Confidence Level 領域の設定方法 [44]

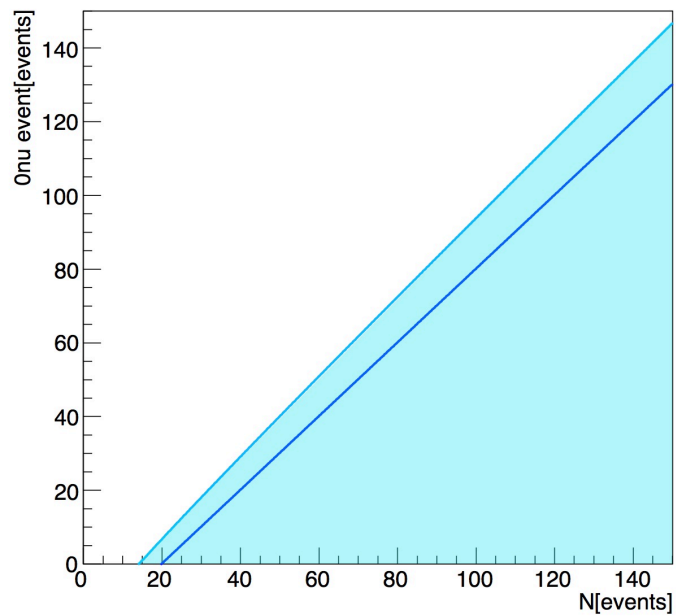


図 4.5: データ取得期間が5年間の $0\nu\beta\beta$ 崩壊イベント数と90%信頼区間の関係。青色が N_{total} 、水色が90%信頼区間を示す（エネルギー分解能が $2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ の場合）

表 4.6: レート解析により予測される $0\nu\beta\beta$ 崩壊達成感度

エネルギー分解能	イベントレート [events/day/kton] (90%信頼度)
$6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.277
$4.7\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.197
$2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	0.152

4.4 到達が見込まれるニュートリノ有効質量上限値

期待される $0\nu\beta\beta$ 崩壊のイベントレートを見積もることができたため、ニュートリノ有効質量の上限値は表 4.7 のように求められる。ここで、有効質量の持つ不定性は原子核モデルの各行列要素によるものである。したがって、KamLAND2-Zen では5年間の観測で 16.7 – 45.1 meV までの到達が期待され、逆階層構造領域の検証をほぼ達成する。この期待到達感度が与えるニュートリノのマヨラナ有効質量への制限の様子を図 4.6 に示す。

表 4.7: 5年間の観測で期待されるニュートリノ有効質量に対する達成感度 (90%信頼度)

エネルギー分解能	ニュートリノ有効質量 [meV]	$0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の下限值 [yr]
$6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	21.2 – 57.5	8.7×10^{26}
$4.7\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	17.7 – 47.9	1.3×10^{27}
$2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$	16.7 – 45.1	1.4×10^{27}

4.5 まとめ

KamLAND2-Zen の観測では、エネルギー分解能が現在の $6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ から $2.8\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ への大幅な改善が見込まれており、またその効果と有効体積の増加により、5年間の観測でニュートリノ有効質量 16.7 – 45.1 meV の到達感度が見込まれる。この場合の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の下限值は $T_{1/2}^{0\nu} > 1.4 \times 10^{27}$ yr (90% C.L.) となり、逆階層構造領域をほぼカバーする感度が期待できる。このほか、現在鋭意研究がなされている発光性バルーンフィルム [32] やメタルスカベンジャーを用いた液体シンチレータの純化等の同時実装による有効体積の増加により、これ以上の感度の向上が期待できる。

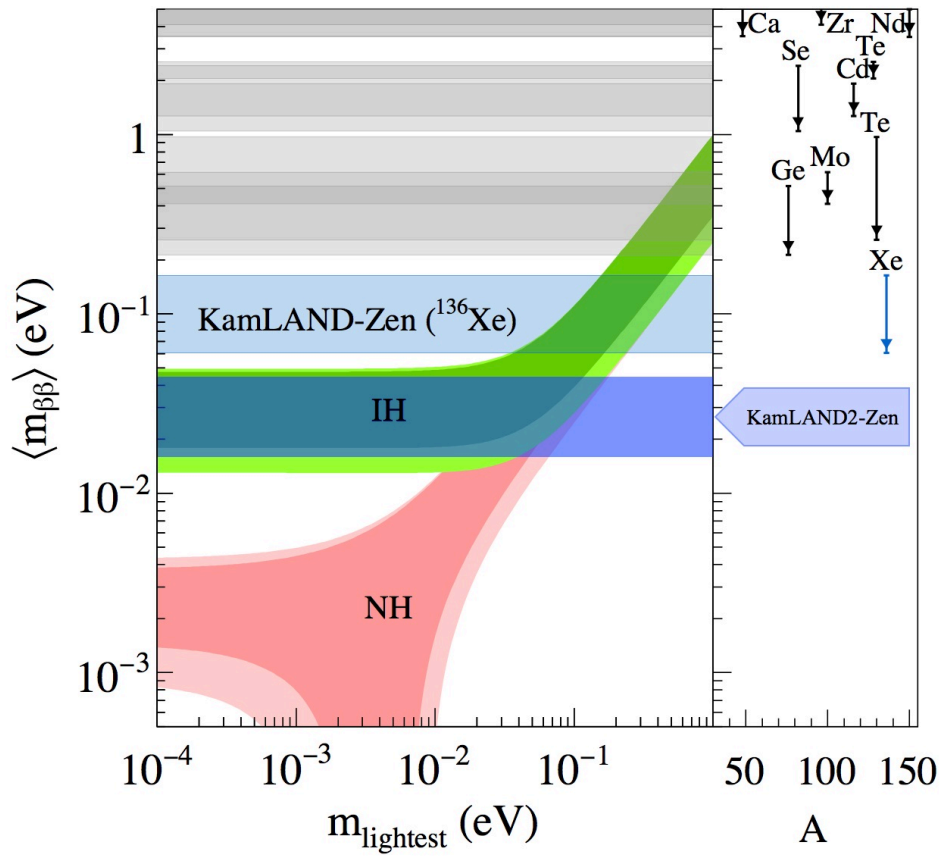


図 4.6: KamLAND2-Zen の 5 年間の観測で期待されるニュートリノのマヨラナ有効質量への制限

第5章 結論

本研究では、KamLAND2-Zen に導入予定である集光ミラーの実現可能性を確かめた。蒸着されたアルミニウムの液体シンチレータ中での化学的安定性を確認し、影響がないことを示した。また、将来的に大量に製作することを想定し、乱反射等による光量への影響が少ない効率的な作製手順を踏んだ試作品の作製にも取り組んだ。

Geant4を用いて集光ミラーの装着による集光率の評価を行うための実用的なシミュレーションを構築した。光電子増倍管が持つ量子効率の位置や角度依存性を取り込むと、試作品を用いて行った集光率測定の実験結果をおおよそ再現することができた。そのシミュレーションに KamLAND2-Zen で使用予定の液体シンチレータと透過率・屈折率などの光学的特性を導入し、液体シンチレータ中での性能評価を可能にした。その結果、液体シンチレータ中でも性能を維持できることを示し、KamLAND2-Zen 中で集光ミラーを使用できることを確認した。さらに、光電子増倍管の特性を取り入れた形状の集光ミラーを再度デザインした。この新デザインの集光ミラーは、シミュレーション上で集光率 1.8 倍を達成している。性能評価では期待している結果を得られなかったが、固定具等の使用による形状を保持や作製時の正確なトリミング作業による設計通りのミラーの再現等により改善が見込まれる。

また、この集光ミラーの導入による光量の増加がもたらすエネルギー分解能の向上の効果から期待されるニュートリノの有効質量上限値は、5年間の観測期間で、柳田予測をカバーし、逆階層構造に切り込む $16.7 - 45.1$ meV に到達することを明らかにした。その結果、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期の下限値は $T_{1/2}^{0\nu} > 1.4 \times 10^{27}$ yr (90% C.L.) となることが期待される。

参考文献

- [1] “Letter of L. Meitner and her colleagues (letter open to the participants of the conference in Tübingen)”, 1930
- [2] “A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino”, F. Reines and C. L. Cowan, Jr., *Phys.Rev.*, 90, 492, 1953
- [3] “Detection of the Free Neutrino: a Confirmation”, *Science*, Vol. 124, Issue 3212, pp. 103-104, 1956
- [4] “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrino”, G. Danby et al, *Phys.Rev.Lett.* 9 (1962) 36
- [5] “Observation of tau neutrino interactions”, K. Kodama et al (DONUT Collaboration), *Phys.Lett.B* 504 (2001) 218-224
- [6] 柳田勉, 「ニュートリノの質量と素粒子論」, 日本物理学会誌, 第58巻, 第5号, 2003
- [7] “Searches for neutrinoless double beta decay”, B. Schwigenheuer, TAUP 2011, arXiv:1201.4916, 2012
- [8] “Neutrinoless Double-Beta Decay”, A. Giuliani and A. Poves, *Advances in High Energy Physics*, Volume 2012, Article ID 857016, 2011
- [9] “Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass”, F. T. Avignone III et al., *Rev.Mod.Phys.*, 80, 481 (2008)
- [10] “Review of Particle Physics”, C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, Vol. 40, No. 10 (2016) 100001
- [11] “Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters”, P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration), *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 571, A16, 2014
- [12] “Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment”, V. N. Aseev et al., *Phys.Lett.D*, Vol. 84, 112003 (2011)

- [13] “Seesaw Mechanism with Occam’s Razor”, K. Harigaya, M. Ibe and T. Yanagida, Phys.Lett.D, Vol. 86, 013002 (2012)
- [14] “Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment”, H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur.Phys.J.A, Vol. 12, 147-154 (2001)
- [15] “THE EVIDENCE FOR THE OBSERVATION OF $0\nu\beta\beta$ DECAY: THE IDENTIFICATION OF $0\nu\beta\beta$ EVENTS FROM THE FULL SPECTRA”, H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Mod.Phys.Lett.A, Vol. 21, No.20 (2006) 1547-1566
- [16] “Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in ^{136}Xe with EXO-200”, M. Auger et al. (EXO Collaboration), Phys.Rev.Lett., PRL 109, 032505 (2012)
- [17] “Results on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment”, M. Agostini et al. (GERDA Collaboration), Phys.Rev.Lett., PRL 111, 122503 (2013)
- [18] “Analysis Techniques for the Evaluation of the Neutrinoless Double- β Decay Lifetime in ^{130}Te with the CUORE-0”, C. Alduino et al. (CUORE Collaboration), Phys.Rev.C., 93, 045503 (2016)
- [19] “First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance”, K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration), Phys.Rev.Lett., PRL. 90, 021802 (2003)
- [20] 田頭 健司, 修士論文, 「高精度 17 インチ光電子増倍管の性能計測研究」, 東北大学, 平成 11 年
- [21] “Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements”, A. Gando et al, Nature Geoscience 4, 647-651, 2011
- [22] “Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND”, A. Gando et al. (KamLAND Collaboration), Phys.Rev.D, 88, 033001 (2013)
- [23] 松田 さゆり, 修士論文, 「第一期 KamLAND-Zen 実験における ^{136}Xe のニュートリノを伴わない二重 β 崩壊に対する制限」, 東北大学, 平成 24 年
- [24] “Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{136}Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in ^{76}Ge ”, A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collaboration), Phys.Rev.Lett., PRL 110, 062502 (2013)

- [25] “Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen”, A. Gando et al. (KamLAND-Zen Collaboration), Phys.Rev.Lett., PRL 117, 082503 (2016)
- [26] “FIRST RESULT FROM KamLAND-Zen Double Beta Decay with ^{136}Xe ”, A. Gando for the KamLAND-Zen Collaboration, Rencontres de Moriond EW 2012, Proceedings, 2012, arXiv:1205.6130[hep-ex]
- [27] “Result from KamLAND-Zen”, A. Gando for the KamLAND-Zen Collaboration, 4th International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-2012), Proceedings, 2014, arXiv:1409.0077[physics.ins-det]
- [28] 松田 さゆり, 博士論文, 「徹底したバックグラウンド低減後の KamLAND-Zen における ^{136}Xe でのニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索」, 東北大学, 平成 28 年
- [29] “Double Beta Decay Experiments”, A. Piepke, Nucl. Phys. A 752 (2005) 42c-52c
- [30] 大浦 智也, 修士論文, 「KamLAND2-Zen 実験に向けた新液体シンチレータの純化」, 東北大学, 平成 27 年
- [31] 吉田 学立, 修士論文, 「液体シンチレータでの粒子識別による α 線バックグラウンド除去の研究」, 東北大学, 平成 22 年
- [32] 小原 脩平, 修士論文, 「KamLAND-Zen 実験における ^{214}Bi バックグラウンド除去のための発光性バルーンフィルムの開発研究」, 東北大学, 平成 26 年
- [33] 松田 さゆり, 「徹底したバックグラウンド低減後の KamLAND-Zen における ^{136}Xe でのニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索」, 東北大学, 博士論文発表会
- [34] 立花 創, 修士論文, 「KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーの研究開発」, 東北大学, 平成 26 年
- [35] 「光電子増倍管 その基礎と応用」, 浜松ホトニクス株式会社, “http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aJ.pdf”
- [36] “A Useful method to monitor outputs from a pulsed light source and its application to rate effect studies in a photomultiplier tube”, Y. Takeuchi et al, Nucl.Instrum.Meth. A430 (1999) 447-454

- [37] 「PHOTOMULTIPLIER TUBE R7205-01, R7207-01 Datasheet」, 浜松ホトニクス株式会社, ”<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/R7205-01.html>”
- [38] “Light Concentrators for Borexino and CTF”, L. Oberauer et al, Nucl.Instrum.Meth. A530 (2004) 453-462
- [39] 丸藤 亜寿紗, 博士論文, 「カムランド禅でのニュートリノを伴わない二重 β 崩壊探索の最初の結果」, 東北大学, 平成 24 年
- [40] 朝倉 康太, 修士論文, 「KamLAND-Zen 次期計画へ向けた新型 PMT の性能研究」, 東北大学, 平成 26 年
- [41] 蜂谷 尊彦, 「KamLAND2-Zen における液体シンチレータの時間応答の影響評価」, 日本物理学会 第 71 回年次大会
- [42] D. Fukuda, “Detailed performance evaluation of a new 50cm photomultiplier tube with a Box and Line dynode” Hyper-Kamiokande collaboration meeting
- [43] “Assessment of uncertainties in QRPA $0\nu\beta\beta$ -decay nuclear matrix elements”, V. A. Rodin et al, Nucl.Phys.A, 766 (2006) 107-131
- [44] “http://www.awa.tohoku.ac.jp/~hiroko/KamLAND/XePhaseWiki/Double_Beta_Simulation/Sensitivity.html”