

修士論文

KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーの
形状最適化

Shape 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

三本杉 洸斗

令和2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 β 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 β 崩壊の寿命はマヨラナニュートリノのマヨラナ有効質量と関係があり、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 実験は KamLAND 検出器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 β 崩壊探索実験である。KamLAND 検出器中心に ^{136}Xe を溶かした液体シンチレータを封入したミニバルーンを吊るし、この液体シンチレータの発光を PMT で取得することで検出している。これまでの実験で ^{136}Xe のニュートリノを伴わない二重 β 崩壊に対する半減期の下限值およびニュートリノのマヨラナ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 実験という将来実験が計画されている。

KamLAND2-Zen 実験では、検出器の集光量を向上するいくつかの改良により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 β 崩壊の信号を検出することを目標としている。PMT に装着する集光ミラーはこの改良の一つで、検出器の被覆率を改善することで集光量を向上できると期待されている。先行研究では円形ミラーがすでに開発されており、形状・素材の選定が行われたが目標である集光率 1.8 倍には達成していない。より集光率の高い集光ミラーにするには円形ミラーを多角形ミラーに変更し、被覆率を改善することが求められる。本研究は KamLAND2-Zen 実験に導入するための多角形ミラーの形状を最適化するとともに、現在候補に挙がっているミラー素材の性能評価を行った。

まず形状最適化は、先行研究で構築された KamLAND2-Zen 実験のフルシミュレーションを応用した。形状最適化として、3 次の Bézier 曲線により多数の集光ミラーを形成し、それらの集光率をシミュレーションで見積もり、比較するという方法を考案し、それによって性能の高い形状を選定することができた。最適化した多角形ミラーは、集光率がミニバルーン内で 2.28 倍と検出感度に大きく貢献できる結果が得られている。

また、バッファオイル中と水中の両方で使用できるミラー素材の候補として、アルミニウムを蒸着し、それをバックコートという塗料で保護した PET またはアクリルの 2 種類が挙がっていた。本研究では反射率測定・加速劣化試験によりそれらの性能評価を行った。反射率測定の結果からアクリルの方が優れており、空気中での性能は十分であることを確認した。また、加速劣化試験によりバッファオイル中と水中での化学的安定性を評価し、ミラー素材候補の問題点を確認した。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ	2
2.1	素粒子ニュートリノ	2
2.2	ニュートリノ振動	3
2.2.1	太陽ニュートリノ問題	3
2.2.2	大気ニュートリノ異常	4
2.2.3	ニュートリノ振動	4
2.3	ニュートリノ質量	6
2.3.1	質量階層構造	6
2.3.2	ニュートリノ質量の絶対値	6
2.4	マヨラナニュートリノと $0\nu\beta\beta$	7
2.4.1	マヨラナ粒子	7
2.4.2	シーソー機構	8
2.4.3	ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊	8
2.4.4	$0\nu\beta\beta$ 探索の意義	9
2.4.5	$0\nu\beta\beta$ 探索実験の現状	10
第 3 章	KamLAND-Zen 実験	12
3.1	KamLAND 実験	12
3.1.1	KamLAND 検出器	12
3.1.2	ニュートリノの検出原理	15
3.1.3	KamLAND 実験の成果	16
3.2	KamLAND-Zen 実験	16
3.2.1	KamLAND-Zen 実験の概要	16
3.2.2	KamLAND-Zen 実験のバックグラウンド	18
3.2.3	KamLAND-Zen 実験の成果と現状	20
3.3	KamLAND2-Zen 実験	20
3.3.1	KamLAND2-Zen 実験の改良案	21
3.3.2	KamLAND2-Zen 実験の検出感度	22
3.3.3	プロトタイプ検出器	23

第 4 章	集光ミラーの形状最適化	25
4.1	集光ミラー	25
4.1.1	円形ミラー	26
4.1.2	多角形ミラー	26
4.2	集光シミュレーションの概要	27
4.2.1	Geant4	27
4.2.2	KamLAND2-Zen 実験のシミュレーション構築	28
4.3	シミュレーションによる集光ミラーの形状最適化	30
4.3.1	ウィンストーンコーン型の多角形ミラー	30
4.3.2	Bézier 曲線を用いた形状最適化の方法	32
4.3.3	検出器中心での発光を用いた形状最適化	34
4.3.4	検出器全体での発光を用いた形状最適化	37
4.3.5	形状最適化の結論	40
第 5 章	ミラー素材候補の性能評価	42
5.1	ミラー素材の反射率測定	42
5.1.1	反射率測定の方法	43
5.1.2	反射率測定の結果	43
5.2	ミラー素材の化学的安定性の検証	44
5.2.1	加速劣化試験の方法	45
5.2.2	透過率測定の方法	46
5.2.3	加速劣化試験の結果	46
5.3	紫外線吸収剤を含まないミラー素材	48
5.3.1	紫外線吸収剤を含まないミラー素材の反射率測定	49
5.3.2	紫外線吸収剤を含まないミラー素材の加速劣化試験	50
第 6 章	まとめと今後の展望	52
	参考文献	55

目次

2.1	標準模型における素粒子	3
2.2	KamLAND 実験が測定した原子炉 $\bar{\nu}_e$ の 2 周期に渡る振動	4
2.3	二重 β 崩壊のファインマンダイアグラム	9
3.1	KamLAND 検出器の構造図	12
3.2	ニュートリノ弾性散乱のファインマンダイアグラム	15
3.3	KamLAND-Zen 実験の概要	17
3.4	二重 β 崩壊のエネルギースペクトルイメージ	18
3.5	^{10}C の生成過程	19
3.6	^{238}U 系列の崩壊過程	19
3.7	KamLAND-Zen 400 実験の結果	20
3.8	PMT の量子効率	22
3.9	KamLAND2-Zen 実験での到達感度	23
3.10	プロトタイプ検出器の概要	24
4.1	集光ミラーのイメージ図 (円形ミラー)	25
4.2	ストリングメソッドの模式図	26
4.3	円形ミラーを導入したシミュレーションの結果	27
4.4	多角形ミラーのイメージ図	28
4.5	高量子効率 PMT の計数率入射位置・角度依存性	29
4.6	多角形ミラー入り口の形状	30
4.7	ウィンストーンコーン型の多角形ミラーでのシミュレーション結果	31
4.8	ウィンストーンコーン型の多角形ミラー装着時のヒット時間	31
4.9	3 次の Bézier 曲線の模式図	32
4.10	1 回目の絞り込みで施行した Bézier 曲線	33
4.11	2 回目の絞り込みで施行した Bézier 曲線 (part1)	35
4.12	形状最適化 part1 で求めた Bézier 曲線	36
4.13	part1 で最適化したミラーの集光率	36
4.14	part1 で最適化したミラー装着時のヒット時間	37
4.15	発光点と PMT の距離に対する各 PMT の集光量の相関図 (part1)	37
4.16	2 回目の絞り込みで施行した Bézier 曲線 (part2)	38
4.17	形状最適化 part2 で求めた Bézier 曲線	39

4.18	part2 で最適化したミラーの集光率	39
4.19	part2 で最適化したミラー装着時のヒット時間	40
4.20	発光点と PMT の距離に対する各 PMT の集光量の相関図 (part2)	40
5.1	ミラー素材のイメージ図	42
5.2	サンプルミラーの写真	43
5.3	反射率測定 of 概略図	44
5.4	反射率測定 of 結果	44
5.5	加速劣化試験におけるサンプルの保管方法	45
5.6	透過率測定 of 概要図	46
5.7	加速劣化試験における反射率測定 of 結果	47
5.8	加速劣化試験における透過率測定 of 結果	47
5.9	加速劣化試験における透過率 (2 m)	48
5.10	サンプルミラー #3 の写真	49
5.11	サンプルミラー #3 の反射率測定 of 結果	49
5.12	サンプルミラー #3 の加速劣化試験における反射率測定 of 結果	50
5.13	サンプルミラー #3 の加速劣化試験における透過率測定 of 結果	51
5.14	サンプルミラー #3 の加速劣化試験における透過率 (2 m)	51

表目次

3.1	KamLAND-LS の組成	13
3.2	バッファオイルの組成	14
3.3	KamLAND 内部検出器における PMT の被覆率	14
3.4	Xe-LS の組成	17
3.5	LAB-LS の組成	21
4.1	各形状の平均集光率	41
4.2	1 MeV における各形状のエネルギー分解能	41
5.1	加速劣化試験におけるサンプルの種類	45
5.2	加速劣化試験と各検出器の S/V 比, L/V 比	47
5.3	サンプルミラー#3 の加速劣化試験におけるサンプルの種類	50

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、電気的に中性であり、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。

我々が行なっている KamLAND-Zen 実験はニュートリノのマヨラナ性を検証するために、 ^{136}Xe を用いたニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$) 事象探索実験を行なっている。これまで世界最高峰の検出感度により $0\nu\beta\beta$ の半減期に制限をかけることには成功してきたが、未だ $0\nu\beta\beta$ を観測することはできていない。そこで、さらなる感度向上のために集光ミラーや高量子効率 PMT を搭載した KamLAND2-Zen 実験が計画されており、各改善部分の開発が進められている。

集光ミラーは、先行研究では円形ミラーがすでに開発されており、形状・素材の選定が行われたが目標である集光率 1.8 倍には達成していない。本研究ではより高い集光率を求め、多角形ミラーのシミュレーションによる形状最適化、および、ミラー素材候補の性能評価・選定を目的としている。

本論文では、まず第 2 章でニュートリノ物理の歴史や理論・実験について簡単に紹介する。第 3 章では KamLAND 実験・KamLAND-Zen 実験について述べた後に、本研究対象である集光ミラーが採用される予定である KamLAND2-Zen 実験を紹介する。第 4 章、第 5 章では本論文の本題である、シミュレーションによる多角形ミラーの形状最適化、ミラー素材候補の性能評価について述べ、最後に第 6 章で本研究のまとめと今後の展望について述べていく。

第2章

ニュートリノ

2.1 素粒子ニュートリノ

物質を構成する最小単位の粒子を素粒子という。この素粒子の間で働く相互作用によって様々な物理現象が起きる。基本相互作用のうち重力相互作用を除く、強い相互作用・電磁相互作用・弱い相互作用の3つに基づいて、素粒子の性質や反応を記述した「標準理論」が素粒子物理学では広く支持されている。標準理論によると、宇宙には図 2.1 のように 17 種類の素粒子が存在し、物質を構成するフェルミオンと力を媒介するボゾンに分けられる。さらにフェルミオンは働く相互作用の種類に応じてクォークとレプトンに分類される。強い相互作用を受けないレプトンのうち電氣的に中性な素粒子をニュートリノといい、若い世代から電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ と呼ばれている。

元々ニュートリノは β 崩壊の研究により予言されていたものが、20 年の時を経て発見された粒子である。放射線崩壊のうち α 崩壊と γ 崩壊はいずれも放出される放射線は核種により決まったエネルギー値を持つのに対し、 β 崩壊で放出される β 線のエネルギーは連続的なスペクトルが観測された。この連続スペクトルが観測された当時、 β 崩壊の反応式は



と考えられており、このような 2 体崩壊において連続スペクトルが見られることはエネルギー保存則を破っているため、不可解であった。そこで、パウリは 1930 年に β 崩壊によって電子と同時に電氣的に中性な粒子が放出されているという仮説を提唱した。その後、1932 年に中性子が発見されたことをきっかけにフェルミは「 β 崩壊は原子核内の中性子が陽子と電子を放出しさらに中性の粒子も放出する」と仮説を発展させ、この中性の粒子をニュートリノと名付けた。

1930 年代に予言されたニュートリノだが、中性であることから弱い相互作用しか働かず、検出が非常に困難であった。1956 年、ライネスとコーワンは、塩化カドミウム CdCl_2 を溶かした水と液体シンチレータを層状に重ねた検出器を用い、原子炉からの大強度な反電子ニュートリノと水分子中の原子核による逆 β 崩壊を中性子と陽子の遅延同時計測で検出することで、初めてニュートリノを観測することに成功した。その後の測定から、弱い相互作用はパリティを破ることや、全てのニュートリノ・反ニュートリノのヘリシティはそれぞれ左巻き・右巻きであることがわかった。これらの結果を踏まえて標準理論では、ニュートリノの質量は 0 であると仮定し、光速で運動するとしている。

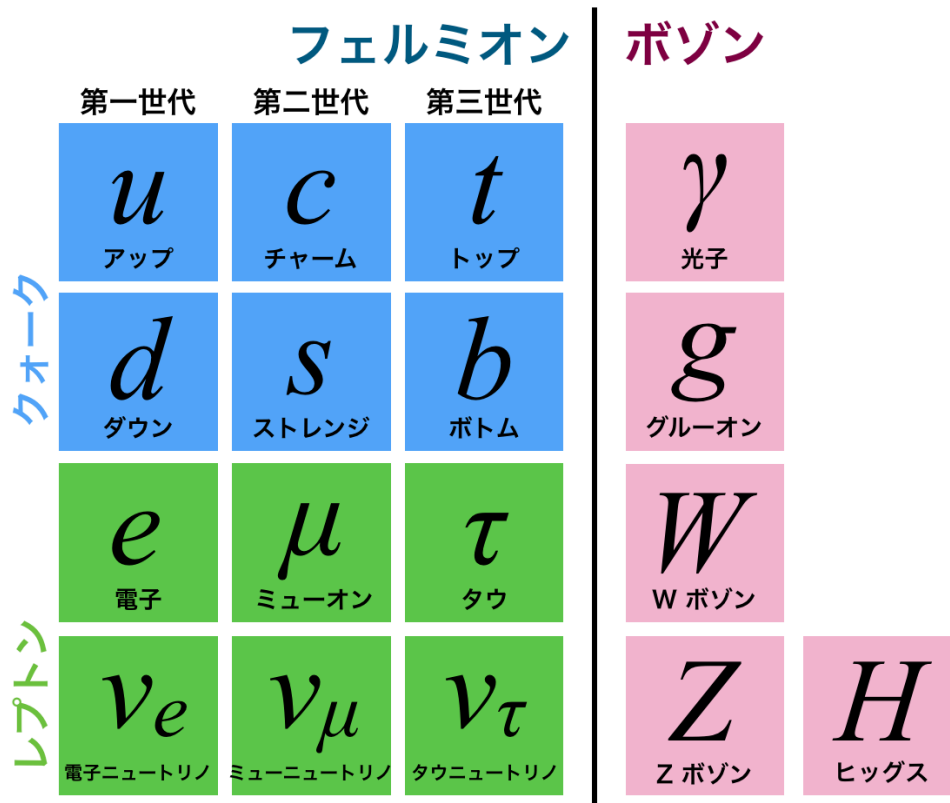


図 2.1: 標準模型における素粒子

2.2 ニュートリノ振動

ニュートリノの発見後、いくつかの測定によりニュートリノが質量を持たないと説明できない観測結果が見られた。これらは太陽ニュートリノ問題、大気ニュートリノ異常としてさらなる研究が進められた。その後、ニュートリノ振動という現象の確認によりこれらの観測結果は説明され、ニュートリノは質量を持つことが証明された。

2.2.1 太陽ニュートリノ問題

太陽内部では pp チェーンと呼ばれる核融合の連鎖が起きている。pp チェーンは、式 (2.2) で表せる 4 つの陽子が核融合することで最終的に ${}^4\text{He}$ を作り出す連鎖反応で、電子ニュートリノを生成する。



また、この核融合が進んでいく中で ${}^7\text{Be}$ や ${}^8\text{B}$ など生成され、これら起こす反応でも電子ニュートリノを放出する。このような太陽で起こる核融合によって生成されるニュートリノを太陽ニュートリノと呼ぶ。

1968 年に行われた Homestake 実験では、テトラクロロエチレン C_2Cl_4 を用いて



の反応を見ることで、太陽ニュートリノの測定を行った [1]。しかし、この実験で観測された太陽ニュートリノのフラックスは、標準太陽模型により予測されていた値の 1/3 程度という結果であった。その後、実験の不具合や標準太陽模型の再検討、別実験での測定などが行われたが、結局 30 年間この問題が解決することはなかった。

2.2.2 大気ニュートリノ異常

宇宙線が空気中の原子核と衝突した際に放出されるニュートリノを大気ニュートリノと呼び、その主な生成反応は式 (2.4)、(2.5) のパイオンからの連続崩壊である。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.4)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.5)$$

この反応式から、 ν_μ と ν_e のフラックスの比はおおよそ 2 と予想される。しかし、大型水チェレンコフ光検出器を用いた Kamiokande 実験での測定値は、シミュレーションから予想される値との比が 1 よりも小さいという結果となった [2]。同様の結果が別の実験でも確認され、この不可解な測定結果は大気ニュートリノ異常と呼ばれるようになった。

2.2.3 ニュートリノ振動

太陽ニュートリノ問題と大気ニュートリノ異常は長い間謎のままであったが、Super-Kamiokande 実験と SNO 実験によりニュートリノ振動が確認されたことで解決された。ニュートリノ振動とは、ニュートリノのフレーバーがある確率で周期的に変化する現象のことで、ニュートリノが質量を持つ場合のみ生じる。Super-Kamiokande 実験では 1998 年に大気ニュートリノ中のミューニュートリノの損失を [3]、SNO 実験では 2002 年に太陽ニュートリノの総量と其中的電子ニュートリノ成分の総量を測定しニュートリノのフレーバー変化が証明された [4]。また、KamLAND 実験では原子炉由来のニュートリノを用いて、初めて完全なフレーバー振動を示した (図 2.2)。以下ではニュートリノ振動についての概要を述べる。

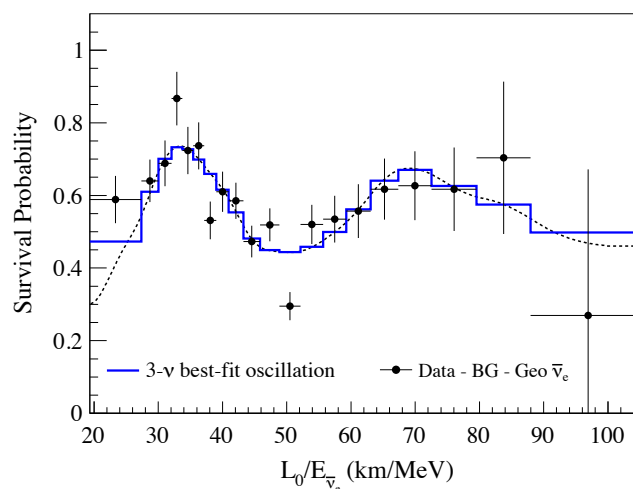


図 2.2: KamLAND 実験が測定した原子炉 $\bar{\nu}_e$ の 2 周期に渡る振動 [5]

ニュートリノのフレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ 、質量固有状態を $|\nu_i\rangle$ 、質量固有値を m_i とおく。この時、フレーバー固有状態と質量固有状態は式 (2.6) のように重ね合わせで表現される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (2.6)$$

ここで、 U はポンテコルボ・牧・中川・坂田行列と呼ばれるユニタリー行列である。また、シュレディンガー方程式より質量固有状態の時間変化は、エネルギー固有値 E_i を使って

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.7)$$

と表されるため、フレーバー α のニュートリノの時間変化は次のように表される。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \\ &= \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (2.8)$$

従って、 U の CP 複素位相を無視すると、フレーバー α から β に遷移する確率 $P(\alpha \rightarrow \beta)(t)$ は式 (2.9) のようにかける。

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* e^{-iE_i t} e^{iE_j t} \\ &= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + 2Re \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、ニュートリノの質量が十分に小さく、相対論的であるため

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.10)$$

と近似ができ、さらに光速で移動するとすれば、式 (2.9) は

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + 2Re \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j} U_{\alpha j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E}\right) \quad (2.11)$$

とできる。ここで Δm_{ij}^2 は質量二乗差で $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ 、 L は時間 t の間にニュートリノが移動する距離で $L = ct$ と表せる。

ここでは簡単のため ν_e と ν_μ の2フレーバー間のみのニュートリノ振動を考えることにすると

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

と書いて、その遷移確率は

$$\begin{aligned} P(e \rightarrow \mu) &= 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta + 2Re \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cdot \exp\left(-i \frac{\Delta m_{12}^2}{2} \frac{L}{E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4} \frac{L}{E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}]\right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

となる。

2.3 ニュートリノ質量

ニュートリノ振動の発見でニュートリノが質量を持つことが証明されたが、式 (2.11) でもわかるように、ニュートリノ振動から導けるのは質量二乗差であり、質量の絶対値ではない。実際、質量そのものの値は未だわかっていない。しかし、いくつかの制限を与えることはできている。

2.3.1 質量階層構造

ニュートリノ振動の測定からは、質量階層構造に制限を与えることができる。質量階層構造とは質量固有状態の大きさの順である。ニュートリノ振動の測定結果からこの質量階層構造は以下の3種類に絞られる。

- 順階層構造： $m_1 < m_2 \ll m_3$
- 逆階層構造： $m_3 \ll m_1 < m_2$
- 縮退構造： $m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$

ここで、 m_1 と m_2 の大小関係が決まっているのは、電子ニュートリノが物質中を通過する際に周囲の大量の電子の存在によりポテンシャルを感じるという MSW 効果による。質量階層構造はニュートリノの基本的性質の1つであるが、未だ決定にはいたっておらず様々な実験で検証がされている。

2.3.2 ニュートリノ質量の絶対値

ニュートリノの質量階層構造に向けた研究が進められる一方で、質量そのものに制限をかける試みもいくつか行われている。

その1つが β 崩壊のエネルギースペクトルの精密測定である。ニュートリノが質量を持つため、ベータ崩壊で放出される電子の最大運動エネルギーが変わる。そのためベータ崩壊のエネルギースペクトルのエンドポイントを調べることで、電子ニュートリノの質量

$$m_{\nu_e} = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2} \quad (2.14)$$

を測定できる。現在、KATRIN 実験によるトリチウムの β 崩壊の測定から

$$m_{\nu_e} < 2.05 \text{ eV} \quad (90\% \text{ 信頼度}) \quad (2.15)$$

という制限が与えられている [6]。

もう1つの方法としては、宇宙背景放射のような宇宙構造の精密測定である。宇宙初期には大量のニュートリノが作られたため、その重力が宇宙の構造に影響を与えたと考えられる。現在、有限質量を測定可能な感度には達していないが、Planck 衛星の測定結果から、ニュートリノの質量和に対して次の制限が与えられている [7]。

$$\sum m_\nu \leq 0.26 \text{ eV} \quad (2.16)$$

いずれの結果からもニュートリノ質量は他のフェルミオンに比べて極端に小さいことがわかる。これもニュートリノの大きな謎の一つとなっている。

2.4 マヨラナニュートリノと $0\nu\beta\beta$

ニュートリノは電荷を持たないことからマヨラナ粒子である可能性が示唆されている。マヨラナ粒子とは、粒子と反粒子が同等の中性フェルミオンである。もし、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、シーソー機構によりニュートリノの質量が極端に小さい理由や右巻きニュートリノが未発見である理由を自然に説明できる。その他にも、宇宙物質優勢の謎の鍵となる可能性も示唆されており、ニュートリノのマヨラナ性の有無の決定は素粒子物理にとって非常に重要なものとなっている。

2.4.1 マヨラナ粒子

スピンが $1/2$ のフェルミオンは Dirac 方程式

$$(i\gamma_\mu\partial^\mu - m_D)\psi = 0 \quad (2.17)$$

に従い、ここでのラグランジアン密度 \mathcal{L} とその質量項 \mathcal{L}_D は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m_D)\psi \quad (2.18)$$

$$\mathcal{L}_D = m_D\bar{\psi}\psi \quad (2.19)$$

と書ける。ラグランジアンがローレンツ不変でエルミートであるために、質量項もローレンツスカラーかつエルミートでなくてはならない。しかし、荷電共役である ψ^C も合わせて考えると、以下で定義するマヨラナ質量項 \mathcal{L}_M も加えることができる。

$$\mathcal{L}_M = m_L\bar{\psi}\psi^C + m_R\bar{\psi}^C\psi + m_M\bar{\psi}^C\psi^C \quad (2.20)$$

この質量項は位相変換に対してレプトン数を保存しないため、荷電粒子の場合は電荷の保存を破ってしまう。しかし、ニュートリノのような中性粒子ならば、レプトン数を破っても電荷を破ることはない。以下では式 (2.20) の第一項、第二項をそれぞれ $\mathcal{L}_L, \mathcal{L}_R$ と呼び、第三項は $\bar{\psi}\psi$ の荷電共役であるため考えないものとする。ここで右手系左手系への射影演算子 $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$ を導入すると、任意の右巻きと左巻きのスピノルとの関係は

$$\psi = (P_L + P_R)\psi = \psi_L + \psi_R \quad (2.21)$$

$$\bar{\psi}_L\psi_L = \bar{\psi}P_R P_L\psi = 0 \quad (2.22)$$

$$\bar{\psi}_R\psi_R = 0 \quad (2.23)$$

と表せる。これを用いるとラグランジアン密度の質量項 $\mathcal{L}_D, \mathcal{L}_L, \mathcal{L}_R$ は

$$\mathcal{L}_D = m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (2.24)$$

$$\mathcal{L}_L = m_L(\bar{\psi}_L\psi_R^C + \bar{\psi}_R^C\psi_L) \quad (2.25)$$

$$\mathcal{L}_R = m_R(\bar{\psi}_L^C\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L^C) \quad (2.26)$$

と書ける。もしニュートリノがマヨラナ性持っていたとすると

$$\psi_{L,R} = (\psi_{R,L})^C \quad (2.27)$$

の条件が課されるので、そのラグランジアン密度の質量項は

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mass} &= \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_L + \mathcal{L}_R \\ &= m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + h.c.) + m_L(\bar{\psi}_L\psi_L + h.c.) + m_R(\bar{\psi}_R\psi_R + h.c.) \end{aligned} \quad (2.28)$$

と書くことができる。第二項と第三項はそれぞれ独立な質量項になっているから、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば右巻きと左巻きの場合で別の質量を持たせることができる。

2.4.2 シーソー機構

式 (2.28) を変形すると

$$\mathcal{L}_{mass} = (\overline{\psi}_L \quad \overline{\psi}_R) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (2.29)$$

となり、質量だけで書ける行列が現れる。実験事実から左巻きニュートリノの質量が非常に軽く ($m_L \sim 0$)、右巻きニュートリノの質量が非常に重い ($m_R \gg m_D$) と仮定すると、この行列の固有値として求められるマヨラナ質量 m_1, m_2 は

$$m_1 \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \quad (2.30)$$

$$m_2 \simeq m_R \gg m_D \quad (2.31)$$

と与えられる。これにより m_2 が大きくなると m_1 が小さくなることがわかり、このことをシーソー機構という [9]。現在右巻きニュートリノが見つかってないことから、 $m_2 \simeq m_R$ が非常に重いことは自然な仮定である。故にシーソー機構はニュートリノをマヨラナ粒子であるとするだけで、質量が非常に小さいことを自然に説明している。

2.4.3 ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊

ニュートリノがマヨラナ粒子であるか否かを確かめることのできる現実的な唯一の手段がニュートリノを伴わない二重 β 崩壊の探索である。

$2\nu\beta\beta$

原子核中の中性子が β 崩壊を起こすと

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.32)$$

のように電子と反電子ニュートリノが放出される。また、ある特定の偶偶核では、この β 崩壊がほぼ同時に起こる二重 β 崩壊という事象が確認されている。この反応は

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.33)$$

と表され、ニュートリノが2つ放出されることから $2\nu\beta\beta$ と呼ばれる。 $2\nu\beta\beta$ はエネルギー的に β 崩壊が禁止されており、ベータ崩壊の終状態のスピンが始状態と大きく異なるものの、原子番号 Z が2つ変われば安定化するという場合にしか観測できないため、崩壊核は36種類に限られる。これまでそのうちの10種類の原子核で直接 $2\nu\beta\beta$ が測定されている。

$0\nu\beta\beta$

二重 β 崩壊には $2\nu\beta\beta$ とは別のモードが存在する可能性が考えられている。それは次の式で表せるニュートリノを伴わない二重 β 崩壊、すなわち $0\nu\beta\beta$ である。

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- \quad (2.34)$$

これは図 2.3 で示すように、 $2\nu\beta\beta$ の過程でニュートリノと反ニュートリノの打ち消しあいが生じたとみなすことができ、ニュートリノと反ニュートリノが同等である場合のみ生じる。即ち、 $0\nu\beta\beta$ を見つけることは、ニュートリノがマヨラナ粒子であることの証明となる。

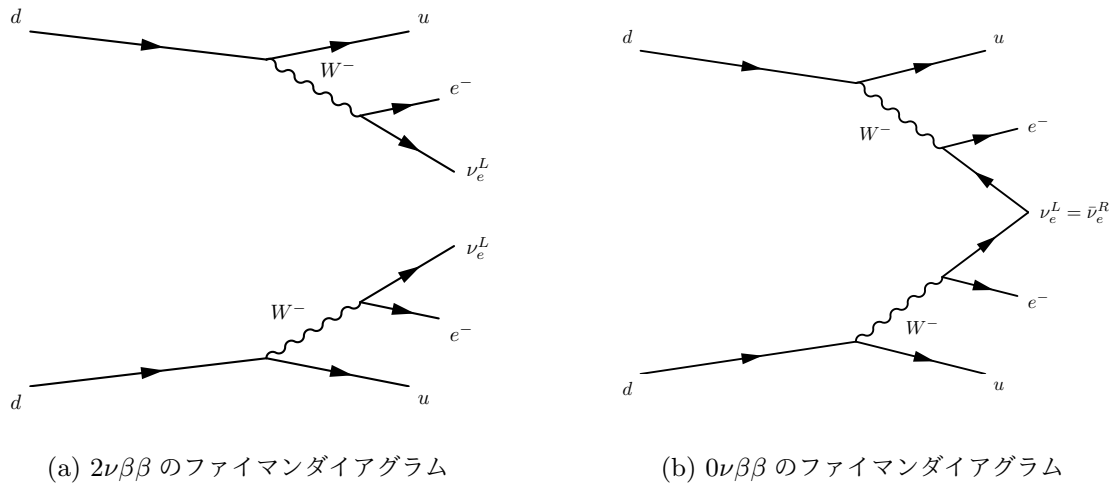


図 2.3: 二重 β 崩壊のファイマンダイアグラム

2.4.4 $0\nu\beta\beta$ 探索の意義

$0\nu\beta\beta$ の発見によりニュートリノのマヨラナ性が証明できれば前述した通り、ニュートリノ質量が極端に小さいことを説明できる。それに加え、 $0\nu\beta\beta$ はレプトン数を破る反応であり、これを見つけることは標準理論を超えた物理の存在を示すことにも繋がる。また、その他にも $0\nu\beta\beta$ 探索の意義はいくつかある。

マヨラナ有効質量

$0\nu\beta\beta$ 探索の意義の 1 つは、ニュートリノのマヨラナ有効質量の決定である。マヨラナ有効質量とは質量固有状態の混合として

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i^3 m_i U_{ei}^2 \right| \quad (2.35)$$

と表される物理量である。質量階層構造の各構造はある決まったマヨラナ有効質量の許容範囲を持っているため、マヨラナ有効質量を求めることで質量階層構造についての情報が得られる。さらに、 $0\nu\beta\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.36)$$

と表すことができるため、 $0\nu\beta\beta$ 探索はマヨラナ有効質量、質量階層構造の決定に近づくことになる。

ただし、式 (2.36) の位相空間因子 $G_{0\nu}$ と原子核行列要素 $M_{0\nu}$ は数値計算によって求める量であるが、原子核行列要素については計算手法が確立しておらず、計算手法によって値が異なるというのが現状である。故に、この原子核行列要素の精密な計算も重要な研究対象となっている。

宇宙物質優勢

ビッグバン直後の宇宙には粒子と反粒子が同量だけ存在したと考えられているが、その場合現在の宇宙には物質と反物質が同程度存在するのが自然である。しかし、我々の宇宙には物質 (バリオン) ばかりが存在する。このことは宇宙物質優勢として物理界の謎の1つとなっている。この宇宙物質優勢の解決の鍵と考えられているのがニュートリノのマヨラナ性である。

もし、ニュートリノがマヨラナ粒子であり、重い右巻きニュートリノが存在すると、低温になるにつれて重い右巻きニュートリノからレプトンとヒッグス粒子への熱平衡から切れた崩壊が起こる。その後、そのレプトンはステファロン過程という真空間の熱的遷移によってバリオンへ転換される。もし宇宙初期に物質が反物質よりも100億分の1多く生成された上で、これらの一連の反応が起きたとすると宇宙物質優勢が成り立つ。このシナリオによって宇宙物質優勢を説明する理論をレプトジェネシスと呼ぶ [8]。

2.4.5 $0\nu\beta\beta$ 探索実験の現状

前述した通り $0\nu\beta\beta$ 探索は物理的価値が高いため、多くの実験が世界各国で行われている。しかしながら二重 β 崩壊自体が非常に稀有な事象であるため、観測には大量の崩壊核、極低放射能環境、高エネルギー分解能の検出器が求められ、未だ発見にはいたっていない。ここでは主な $0\nu\beta\beta$ 探索実験について簡単に紹介する。

KamLAND-Zen

(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector - Zero neutrino double beta decay Search)

崩壊核である ^{136}Xe を溶解させた液体シンチレータを用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。詳しくは次章にて述べる。

CUORE

(The Cryogenic Underground Laboratory for Rare Events)

イタリアのグランサッソ国立研究所で行われている崩壊核 ^{130}Te を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。約 10 mK の極低温ボロメータとして、 $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ の TeO_2 結晶を 998 個使用している。この検出器の特徴としては、FWHM で約 7 keV と高いエネルギー分解能を持つことが挙げられる。2020 年の結果として $0\nu\beta\beta$ の半減期に

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.5 \times 10^{25} \text{ year (90\% 信頼度)} \quad (2.37)$$

という制限を与えている [10]。

GERDA

(GERmanium Detector Array)

イタリアのグランサッソ国立研究所で行われている崩壊核 ^{76}Ge を使用した $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。87% まで濃縮した ^{76}Ge 自身が高純度ゲルマニウム半導体検出器として使用されており、エネルギー分解能の高い測定が可能である。2020 年の結果として $0\nu\beta\beta$ の半減期に

$$T_{1/2}^{0\nu} > 18 \times 10^{25} \text{ year (90\% 信頼度)} \quad (2.38)$$

という制限を与えている [11]。

EXO-200

(Enriched Xenon Observatory)

アメリカの WIPP(Waste Isolation Pilot Plant) で行われている崩壊核 ^{136}Xe を使用した $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。液体キセノンを用い、TPC(Time Projection Chamber) 検出器による飛跡検出が可能である。さらに、キセノン自身のシンチレーション光を用いた検出を組み合わせることでエネルギー分解能の高い測定を行うことができる。2019 年の結果として $0\nu\beta\beta$ の半減期に

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3.5 \times 10^{25} \text{ year (90\% 信頼度)} \quad (2.39)$$

という制限を与えている [12]。

第3章

KamLAND-Zen 実験

3.1 KamLAND 実験

KamLAND 検出器は岐阜県の神岡鉱山の Kamiokande 検出器跡地に建設された反電子ニュートリノ検出器である。山頂より地下 1,000m に位置することで宇宙線ミュオン量が地上比の 10^{-5} 程度の低バックグラウンド環境下であり、また、液体シンチレータを用いることで低エネルギーへの感度を持つため、低エネルギー領域での物理現象の探索が可能な検出器となっている。

3.1.1 KamLAND 検出器

KamLAND 検出器の構造を図 3.1 に示す。KamLAND 検出器は直径 20 m、高さ 20 m の円筒形水槽の内側に直径 18 m のステンレス製球形タンクが設置されており、それらの間が外部検出器、球形タンクの内側が内部検出器となっている。

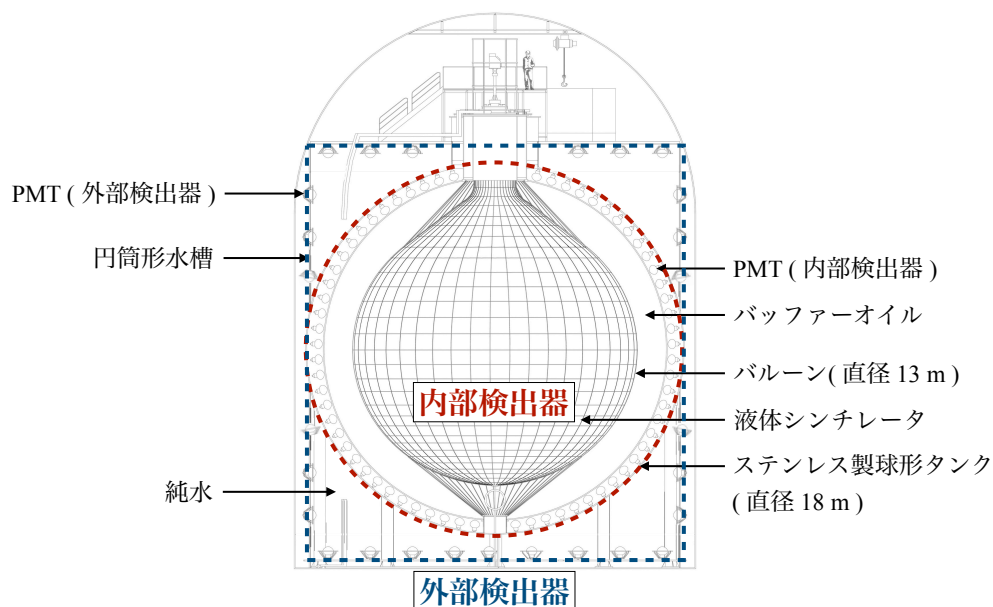


図 3.1: KamLAND 検出器の構造図

内部検出器は、直径 13 m のナイロン製のバルーンによって 2 層に別れており、外側はバッファ

オイル、内側は液体シンチレータで満たされている。内壁には光電子増倍管 (Photomultiplier Tube ; PMT) と呼ばれる光検出器が 1879 本設置されている。液体シンチレータの発光を PMT が捕らえることで物理事象を検出する役割を内部検出器は担っている。

外部検出器は純水で満たされており、内部検出器と同じく PMT が設置されている。外部検出器があることで、岩盤からの中性子や γ 線を純水が遮蔽し、また宇宙線ミュオンが純水を通った時に発生させるチェレンコフ光を PMT で検出することで、宇宙線ミュオン由来の物理事象と他の物理事象を区別することができる。従って、外部検出器は内部検出器のバックグラウンドを低減させる役割がある。

液体シンチレータ

シンチレータは、放射線に反応して蛍光 (シンチレーション光) を発する物質のことである。液体シンチレータ (Liquid Scintillator ; LS) は、形を自由に変えられ、作りやすいという利点があり、一般に有機溶媒と発光剤や波長変換剤などの溶質から構成される。発光原理としては以下の通りである。

1. 放射線により、溶媒分子が電離する。
2. 電子との再結合で励起状態となり、脱励起する際に 1 次シンチレーション光が放出される。
3. 1 次シンチレーション光が溶質分子に吸収され、溶質分子が励起される。
4. 溶質分子が脱励起し、次のシンチレーション光が放出される。
5. 溶質が複数種類ある場合、その数だけ 3 と 4 を繰り返す。

KamLAND 検出器で用いられている液体シンチレータは KamLAND-LS と呼ばれ、表 3.1 に示すような組成となっている。1,2,4-トリメチルベンゼン (PC) が有機溶媒で、2,2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO) が発光剤となっている。また、ドデカン (N-12) は密度調整や透過率低下を防ぐ役割として用いられている。発光波長は、PMT の感度波長である 400 nm に合わせて約 380 nm となっている。また、液体シンチレータは水に不溶であり、数百度で気化する。このことを利用して、液液抽出や蒸留などで不純物除去を行うことで、極低放射能環境を実現している。

表 3.1: KamLAND-LS の組成 (15 °C の場合)

名称	組成式	密度 [g/cm ³]	体積比
ドデカン (N-12)	C ₁₂ H ₂₆	0.749	80 %
1,2,4-トリメチルベンゼン (PC)	C ₉ H ₁₂	0.875	20 %
ジオフェニルオキサゾール (PPO)	C ₁₅ H ₁₁ NO	-	1.36 [g/l]
KamLAND-LS		0.778	

バルーン

バルーンは内部検出器をバッファオイルと液体シンチレータの層を分ける役割を担っており、透過率や強度保持のためにナイロンの 3 層と EVOH の 2 層、計 5 層のフィルムから形成されている。

バッファオイル

内部検出器のバルーンの外側を満たしているバッファオイルの役割としては、検出器外部または球形タンクや PMT に含まれる放射性不純物からの放射線による発光を防ぐことや、バルーンの位置を安定させることなどが挙げられる。そのため、バッファオイルは、発光しないことや、KamLAND-LS と同程度の密度であることが求められる。また、KamLAND-LS のシンチレーション光を吸収や屈折せずに PMT に入射させるために、高透過率で KamLAND-LS と同程度の屈折率であることが求められる。KamLAND 検出器では表 3.2 に示すようなドデカンとイソパラフィンの混合物を採用している。

表 3.2: バッファオイルの組成 (15 °C の場合)

名称	組成式	密度 [g/cm ³]	体積比
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		0.777	

光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管 (PMT) はシンチレーション光やチェレンコフ光などの微弱な光信号を電気信号に変換して検出する光検出器である。PMT の光電面に光子が入射すると、光電効果により光電子が発生する。その後、光電子は高電圧がかけられたダイノード部で段階的に増幅され、最終的に電気信号として検出される。

KamLAND 検出器には、実験開始に当たって新しく開発された入射光面の口径が 17 インチの PMT (Box and Line 型、浜松ホトニクス製 R7250) と、Kamiokande 実験で実際に使用されていた口径 20 インチの PMT (Venetian Blind 型、浜松ホトニクス製 R3250) が用いられている。Box and Line 型は時間・エネルギー分解能や入出力の線型性に優れており、Venetian Blind 型は光電子の電場による収集が容易な構造で大口径の PMT に適している。

内部検出器には 17 インチ PMT が 1325 本、20 インチ PMT が 554 本が設置されている。PMT を球面上に射影された菱形三十面体のステンレスフレーム内に格子状に配置することで、位置の対称性が高くなり、物理解析がしやすくなっている。内部検出器における PMT の被覆率は 34 % で、各 PMT による内訳は表 3.3 のようになっている。

表 3.3: KamLAND 内部検出器における PMT の被覆率

	光電面の面積 [m ² /本]	本数 [本]	被覆率 [%]
17 インチ PMT	0.146	1325	22
20 インチ PMT	0.203	554	12
合計		1879	34

外部検出器では、Kamiokande 実験で使用されていた 20 インチ PMT が 225 本設置されていたが、2016 年の改修工事の際に 140 本の 20 インチ PMT に取り替えられており、新しく取り付け

た PMT には高量子効率 PMT が 47 本、Super-Kamiokande 実験で水中での長期使用実績のある R3600-06MOD が 93 本採用されている。また 20 インチ PMT の他に、内部検出器上部を通過するような宇宙線ミューオンを検出するために、16 本の 8 インチ PMT と 6 本の 5 インチ PMT が取り付けられている。

3.1.2 ニュートリノの検出原理

液体シンチレータは γ 線や荷電粒子と反応してシンチレーション光を放出するため、中性粒子であるニュートリノは直接シンチレーション光を発生させることはできない。KamLAND 検出器ではニュートリノと液体シンチレータ中の構成物質が反応して生じる γ 線や荷電粒子をシンチレーション光によって検出しており、ニュートリノと反ニュートリノはそれぞれ異なる反応によるシンチレーション光で検出される。

ニュートリノの検出

ニュートリノは、式 (3.1) で表される液体シンチレータ中の電子との弾性散乱によって検出される。

$$\nu_{\alpha} + e^{-} \rightarrow \nu_{\alpha} + e^{-} \quad (3.1)$$

この弾性散乱は図 3.2 が示すファインマンダイアグラムのような 2 種類が存在し、それぞれ中性カレント反応、荷電カレント反応と呼ばれる。中性カレント反応は 3 世代のニュートリノ全てについて起こるが、荷電カレント反応は電子ニュートリノのみが起こす。そのため電子ニュートリノの弾性散乱反応断面積は他のニュートリノと比べて大きくなっている。

弾性散乱は反応閾値が存在しないため低エネルギーの事象も検出が可能であることから、KamLAND 検出器では主に太陽ニュートリノが検出対象となっている。しかし、弾性散乱の信号はバックグラウンドとの識別が難しいため、得られたエネルギースペクトルから背景事象を取り除くことが必要となっている。

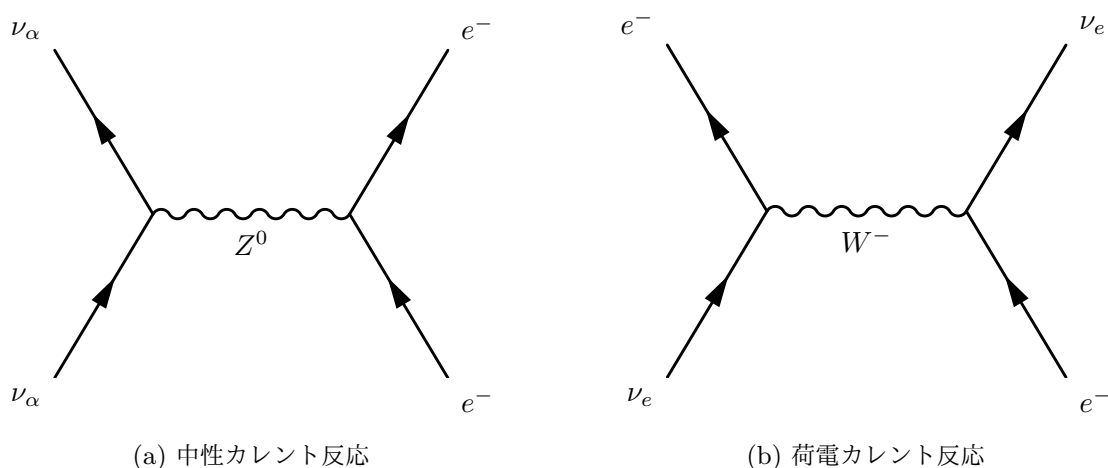


図 3.2: ニュートリノ弾性散乱のファインマンダイアグラム

反ニュートリノの検出

反ニュートリノは、式 (3.2) で表される液体シンチレータ中の陽子との逆 β 崩壊によって検出される。



逆 β 崩壊によって生成される陽電子は直ちに電子と対消滅し、551 keV の γ 線を 2 本放出する。一方、中性子は平均寿命約 210 μ s で周りの陽子に捕獲され、2.2 MeV の γ 線を放出する。これらの γ 線をそれぞれ先発信号、後発信号として遅延同時計測を行うことで反ニュートリノを検出している。

遅延同時計測によってバックグラウンドとの識別が容易となっており、KamLAND 検出器では主に原子炉ニュートリノや地球ニュートリノの検出に用いられている。

3.1.3 KamLAND 実験の成果

2002 年に開始された KamLAND 実験は、低エネルギー領域の事象への感度と極低バックグラウンド環境を利用してこれまで数多くの成果を残してきた。その一つが 2 章でも述べた原子炉ニュートリノ検出によるフレーバー振動を示したことである。その他の主な成果としては、二世世代ニュートリノ振動の混合解への制限や、地球ニュートリノの観測が挙げられる。

二世世代ニュートリノ振動の Δm^2 と θ の組み合わせには 4 種類の解があるとされていたが、2003 年に KamLAND 実験の観測結果により LMA 解という 1 つの解に特定された [13]。

地球ニュートリノ観測では、地殻やマントルに存在する U や Th などの原子核の放射性崩壊による熱量を約 21 TW と見積もった [14]。この観測結果は地球化学による予測値を再現しており、地球内部を観察する上で地球ニュートリノ観測が強力な方法であることを示した。

3.2 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen 実験は KamLAND 検出器を用いて 2011 年から行われている $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。二重 β 崩壊の崩壊核として ^{136}Xe を採用しており、大容量の ^{136}Xe の使用と極低放射能環境の実現によって、 $0\nu\beta\beta$ 探索実験としては世界最高峰の感度となっている。また、KamLAND-Zen 実験は、濃縮キセノンを 320 ~ 380 kg 用いた 2011 年 10 月から 2015 年 10 月までの KamLAND-Zen 400 実験と、濃縮キセノンを 745 kg に増量した 2019 年 1 月から現在も実験期間中である KamLAND-Zen 800 実験に分けられる。

3.2.1 KamLAND-Zen 実験の概要

KamLAND-Zen 実験の概要図を図 3.3 に示す。液体シンチレータで満たされた KamLAND 検出器のバルーン中心により半径の小さいミニバルーンを吊るし、その中に ^{136}Xe を溶解した液体シンチレータ Xe-LS を封入している。この溶解された ^{136}Xe が二重 β 崩壊を起こすと放出される電子のシンチレーション光検出により $0\nu\beta\beta$ 探索を行なっている。

Xe-LS

KamLAND-Zen 実験で ^{136}Xe を採用している理由としては主に以下の 4 つが挙げられる。

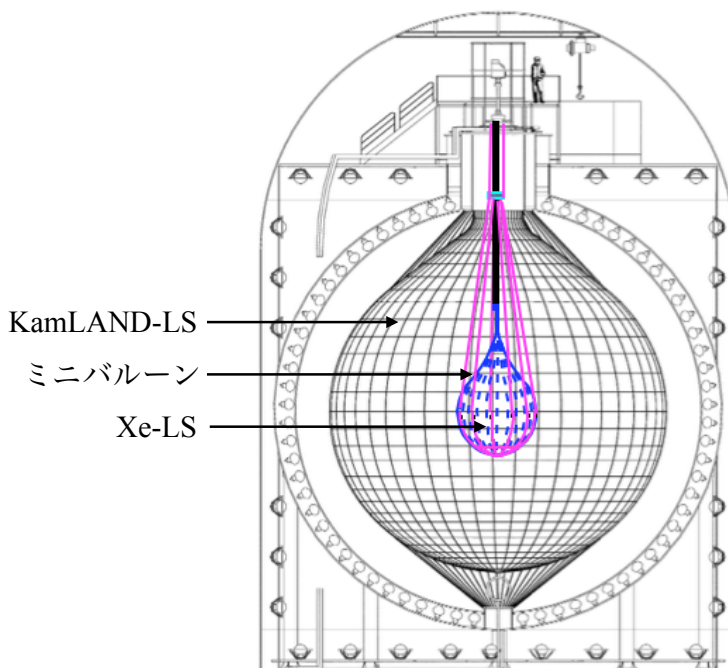


図 3.3: KamLAND-Zen 実験の概要

- 液体シンチレータに溶解しても色につかない。
- Xe-LS に使用する液体シンチレータに約 3 wt.% とよく溶ける。
- 遠心分離法により ^{136}Xe が比較的容易に濃縮できる。
- 安定な希ガスのため溶解後の再利用・純化ができる。

Xe-LS は組成が表 3.4 のようになっており、ミニバルーンへの負担を考慮して KamLAND-LS の密度におおよそ揃えられている。KamLAND-LS に ^{136}Xe をそのまま溶解すると密度が大きくなるため、Xe-LS ではドデカンよりも密度の低いデカンを採用している。また、 ^{136}Xe による消光作用で発光量が落ちるため、PPO の濃度が KamLAND-LS と比べて高くなっている。

表 3.4: Xe-LS の組成 (15 °C の場合)

名称	組成式	密度 [g/cm ³]	体積比
デカン	C ₁₀ H ₂₂	0.735	82.3 %
プソイドクメン	C ₉ H ₁₂	0.875	17.7 %
ジオフェニルオキサゾール (PPO)	C ₁₅ H ₁₁ NO	-	2.7 g/l
Xe	-	-	3.2 wt%
Xe-LS		0.777	

ミニバルーン

Xe-LS が封入されているミニバルーンは、液体シンチレータへの耐性・高透過率・少ない放射性不純物含有量の条件を満たすために素材には厚さ 25 μm のナイロンフィルムが採用されている。直径

は KamLAND-Zen 400 実験では 3.08 m、KamLAND-Zen 800 実験では 3.8 m となっている。また、極低バックグラウンドを維持するために、高クラスのクリーンルームで製作されている。

2016 年に KamLAND-Zen 800 実験に向けて導入された最初のミニバルーンには、ホールによるリークが確認された。そのため現在の検出器には、強度に関わるパラメータが再考されたミニバルーンが導入されている。

3.2.2 KamLAND-Zen 実験のバックグラウンド

$0\nu\beta\beta$ は非常に希少な事象であるため、探索にはバックグラウンドの低減・識別が重要になる。本項では、KamLAND-Zen 実験での $0\nu\beta\beta$ 探索に影響する主なバックグラウンドについて述べる。

^{136}Xe の $2\nu\beta\beta$

二重 β 崩壊で放出される電子のエネルギースペクトルは、図 3.4(a) のように $0\nu\beta\beta$ では Q 値 2.46 MeV の線スペクトル、 $2\nu\beta\beta$ ではその Q 値が最大値となる連続スペクトルになる。そのため、理想的な検出器ならばこの 2 つは区別することができる。しかし、KamLAND 検出器のような実際の検出器はエネルギー分解能が有限である。そのため、 $0\nu\beta\beta$ のスペクトルが広がりを持ち、図 3.4(b) のように $2\nu\beta\beta$ と被ってしまう。このバックグラウンドを低減するためには検出器のエネルギー分解能を向上する必要がある。

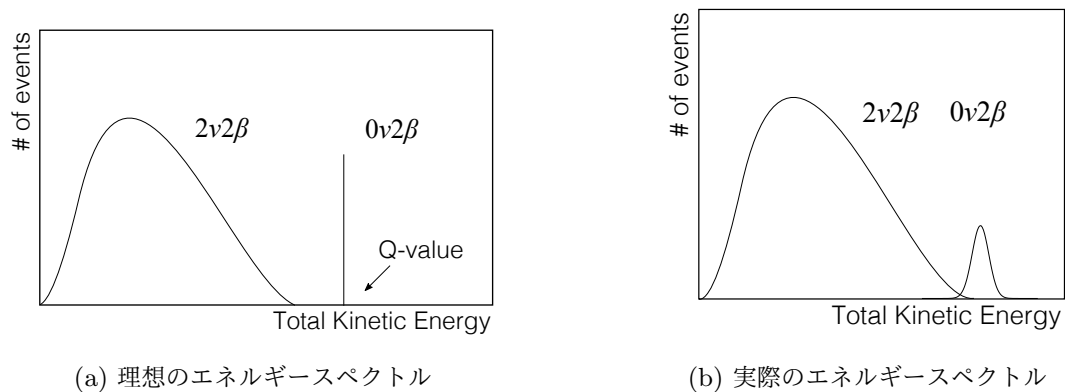


図 3.4: 二重 β 崩壊のエネルギースペクトルイメージ

^{10}C の崩壊事象

高エネルギーの宇宙線は液体シンチレータ中の ^{12}C の原子核を破碎し、 ^{10}C を生成する。KamLAND 検出器では ^{10}C が 21.1 ± 1.8 events/day/kton のレートで生成されており、この ^{10}C が半減期 27.8 s で起こす β^+ 崩壊が $0\nu\beta\beta$ のバックグラウンドとなる。

図 3.5 に示すように、 ^{10}C の生成時には同時に 90 % 以上の確率で中性子が生成される。このことを用いて、飛来したミューオン・陽子の中性子捕獲・ ^{10}C の β^+ 崩壊のそれぞれによる発光での遅延同時計測を行うことで ^{10}C によるバックグラウンドを識別することができる。

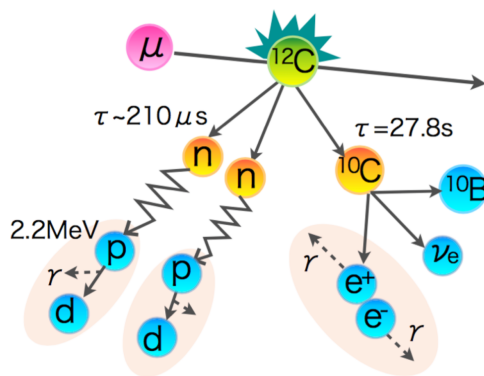


図 3.5: ^{10}C の生成過程

^{214}Bi の崩壊事象

KamLAND-Zen 実験で使われる Xe-LS やミニバルーンには ^{214}Bi が混入・付着しており、その β^- 崩壊が $0\nu\beta\beta$ のバックグラウンドとなる。

β^- 崩壊を崩壊妹核を含む ^{238}U 系列の崩壊過程は図 3.6 に示すとおりで、 ^{214}Bi の崩壊後に生成される ^{214}Po は半減期 $164 \mu\text{s}$ で α 崩壊する。このことを用いて、 ^{214}Bi と ^{214}Po の連続崩壊を遅延同時計測を行うことで、 ^{214}Bi によるバックグラウンドを識別することができる。

しかし、ミニバルーン付近での崩壊では、 α 線のエネルギーがミニバルーン通過時に吸収されてしまうため検出が難しくなる。これを考慮して、解析の際の有効体積にはミニバルーン付近を除外している。

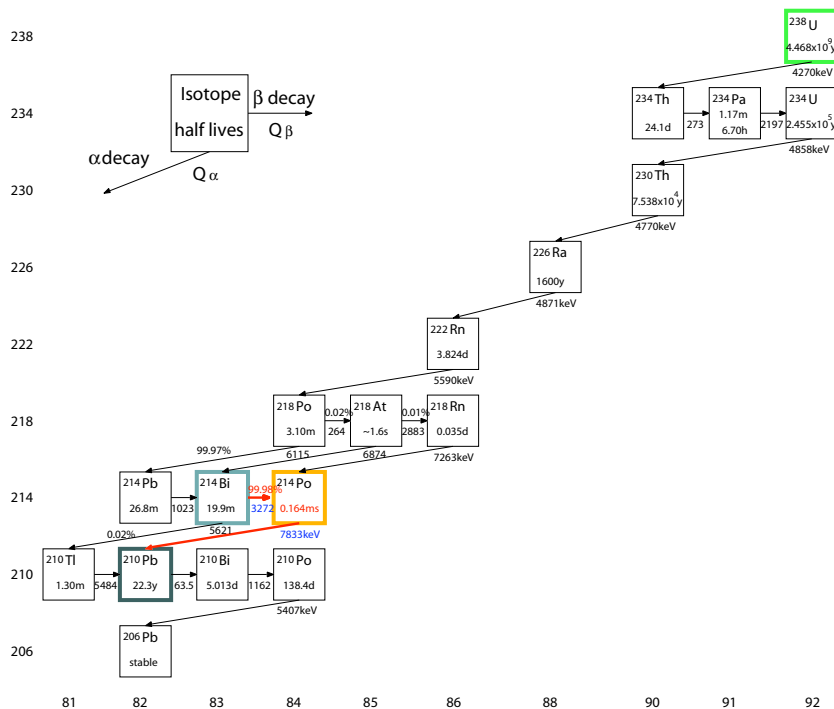


図 3.6: ^{238}U 系列の崩壊過程

3.2.3 KamLAND-Zen 実験の成果と現状

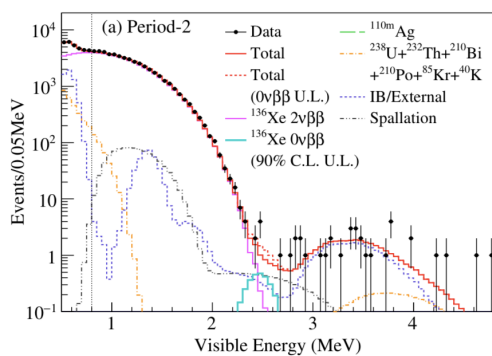
KamLAND-Zen 400 実験

KamLAND-Zen 400 実験の中でも、2011 年 10 月から 2012 年 6 月までの期間を 1st phase、2013 年 11 月から 2015 年の 10 月までの期間を 2nd phase と呼んでいる。1st phase では予期していなかった ^{110m}Ag が混入していることがわかり、その β^- 崩壊が $0\nu\beta\beta$ 探索の大きなバックグラウンドになった。そのため、2012 年 6 月から蒸留や液液抽出による Xe-LS の純化が行われ、 ^{110m}Ag によるバックグラウンドを低減させた後に 2nd phase を開始させた。

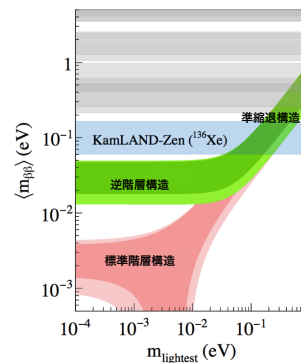
1st phase と 2nd phase を組み合わせることで得られた結果を図 3.7 に示す。また、 $0\nu\beta\beta$ の半減期とニュートリノのマヨラナ有効質量に対しては、以下のような制限を与えた [15]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ year (90\% 信頼度)} \quad (3.3)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165 \text{ meV} \quad (3.4)$$



(a) 2nd phase で得られたエネルギースペクトル



(b) マヨラナ有効質量への制限

図 3.7: KamLAND-Zen 400 実験の結果

KamLAND-Zen 800 実験

KamLAND-Zen 800 実験は、濃縮キセノンを増量することで前実験よりも感度の向上が成されている。また、ミニバルーン接続管の表面汚染によるバックグラウンド増加を予防するため、有機溶媒を用いた新しい洗浄法も導入されており、ミニバルーンの放射性不純物は約 1/3 倍まで減少している。

5 年間の測定で $0\nu\beta\beta$ の半減期に対して $T_{1/2}^{0\nu} > 5.0 \times 10^{26} \text{ year (90\% 信頼度)}$ の制限を与えることを目標に現在測定が行われている。

3.3 KamLAND2-Zen 実験

2011 年から現在も尚 $0\nu\beta\beta$ 探索を世界最高峰の感度で行っている KamLAND-Zen 実験だが、未だ $0\nu\beta\beta$ の観測やニュートリノ質量階層構造の決定には至っておらず、これは ^{136}Xe の増量や実験期間

の長期化のみで解決するのは難しいと考えられる。そこで、さらなる感度向上のために KamLAND 検出器を改良して行う KamLAND2-Zen 実験が将来的に計画されている。

3.3.1 KamLAND2-Zen 実験の改良案

$0\nu\beta\beta$ 探索への感度を向上させる上では、まず $2\nu\beta\beta$ によるバックグラウンド低減のため、検出器のエネルギー分解能を向上させる必要がある。そのため KamLAND2-Zen 実験に向けてエネルギー分解能の向上を目的とした、集光量を改善するための研究開発が多く進められている。また、その他のバックグラウンド低減や検出感度向上に向けた改良案もいくつか計画されている。本項では、それらの改良案の中から代表的なものを紹介する。

^{136}Xe の増量

検出感度の向上のため Xe-LS に使用する濃縮キセノンに約 1000 kg に増量する。その際、Xe-LS の量が増えるため、ミニバルーン直径を約 4 m に大きくすることが予定されている。

大光量液体シンチレータ

現在の検出器で使われている KamLAND-LS をより発光量の多い液体シンチレータに変更することが計画されている。現在有力な候補としては、リニアアルキルベンゼン (LAB) を溶媒とした液体シンチレータ LAB-LS が挙げられている。LAB-LS の組成を表 3.5 に示す。LAB-LS ではミニバルーンの透過波長などを考慮した波長変換剤として 1,4-ビス (2 メチルスチリル) ベンゼン (Bis-MSB) の使用が検討されている。LAB-LS は透過率の向上も期待されており、合計で集光量が 1.4 倍程度向上すると見込まれている。

表 3.5: LAB-LS の組成 (15 °C の場合)

名称	組成式	密度 [g/cm ³]	体積比
リニアアルキルベンゼン (LAB)	$\text{C}_n\text{H}_{2n-6}$	0.86	-
ジオフェニルオキサゾール (PPO)	$\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$	-	2.00 [g/L]
1,4-ビス (2 メチルスチリル) ベンゼン (Bis-MSB)	$\text{C}_{24}\text{H}_{22}$	-	15 [mg/L]
LAB-LS		0.86	

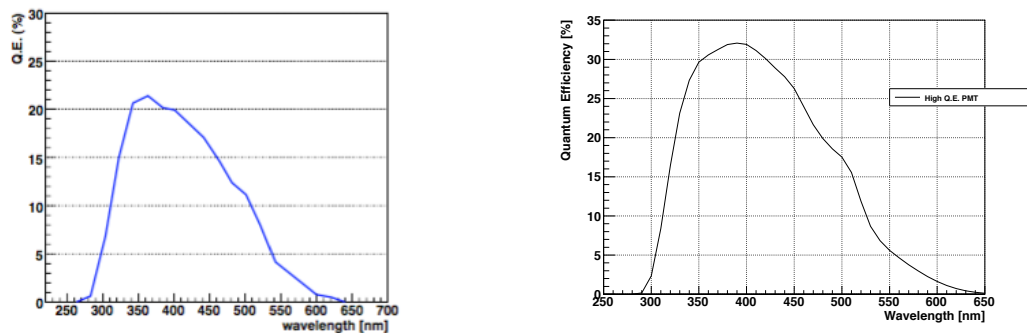
また、液体シンチレータの変更に伴って、バッファオイルについても屈折率・密度が LAB-LS と同程度のものに変更する必要がある。現在使用が予定されている新型バッファオイルの組成は、流動パラフィンと呼ばれる炭化水素の混合物であるが、正確な分析はされていない。密度については製作企業から 0.87 g/cm³ (15 °C) と提示されている。

高量子効率 PMT

図 3.8 に示すように、現在の KamLAND 検出器に使われている PMT は光子から光電子への変換効率である量子効率が最大で約 20 % となっているのに対し、KamLAND2-Zen 実験の際に導入される予定の PMT は最大で約 30 % の高量子効率 PMT となっている。これによって、同じ入射光量に対して信号の大きさや検出率が高くなる。

また、KamLAND2-Zen 実験には 20 インチの高量子効率 PMT が 1885 本導入される予定となっており、その時の PMT の被覆率は 42 % となる。

量子効率と被覆率の向上により合計で集光量が 1.9 倍程度になると見込まれている。



(a) KamLAND 検出器の PMT(17 インチ)

(b) 高量子効率 PMT

図 3.8: PMT の量子効率

集光ミラー

KamLAND 検出器における PMT の被覆率は 34 % であり、17 インチ PMT が全て 20 インチに変わったとしても 42 % と半分以上がデッドスペース (隙間) となっている。そこで被覆率を改善するため、PMT に集光ミラーという鏡を装着することが計画されている。集光ミラーの詳細については第 4 章で詳しく述べる。集光ミラーの導入によって、集光量が 2 倍程度向上すると期待されている。

シンチレーションバルーン

KamLAND-Zen 実験ではミニバルーンの α 線吸収によって ^{214}Bi によるバックグラウンドの識別が難しかった。そこでミニバルーン自体をシンチレーション発光する素材で作成することで、ミニバルーン表面で起きる α 崩壊を検出し、 ^{214}Bi によるバックグラウンドの識別することが計画されている。

素材としては、ポリエチレンナフタレート (Polyethylene Naphtalate ; PEN) が候補となっており、発光量が要求値を満たすシンチレーションバルーンを作成可能であるとわかっている。シンチレーションバルーンによって ^{214}Bi によるバックグラウンドは 99.7 % 除去できると見込まれており [17]、解析の際の有効体積が改善されることが期待される。

3.3.2 KamLAND2-Zen 実験の検出感度

以上で述べた改良により、KamLAND2-Zen 実験全体で集光量は 5 倍以上になり、エネルギー分解能としては二重 β 崩壊の Q 値付近で 4.2 % から約 2 % までの改善が期待される。その結果、5 年間の測定でニュートリノのマヨラナ有効質量の到達感度は 16.7 - 45.1 meV となり、逆階層構造である場合に許されるマヨラナ有効質量領域をほとんど網羅することができると見込まれている [16]。

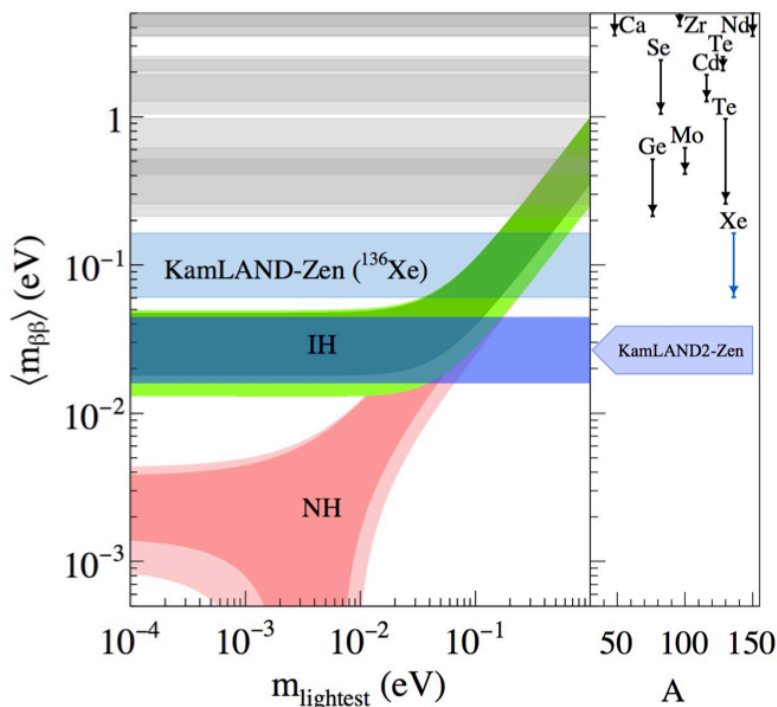


図 3.9: KamLAND2-Zen 実験での到達感度 [16]

3.3.3 プロトタイプ検出器

前述した KamLAND2-Zen 実験への改善案は、現在それぞれ独立して開発が進められており、それらを組み合わせた際の性能評価についてはまだ行われていない。そこで、KamLAND 検出器の高性能化を事前に実測で確認することを目的としたプロトタイプ検出器の製作が計画されている。図 3.10 にプロトタイプ検出器の概要図を示す。内部検出器の部分を簡易的に再現した設計になっており、実際の地下環境下に設置される。コストや製作作業効率などの点からバッファオイルの代わりに水、バルーンの代わりにアクリル容器を採用しているが、透過率や屈折率の違いについては計算によって補えるとしている。

また、KamLAND 検出器の高性能化を確認でき、KamLAND2-Zen 実験が開始された後については、このプロトタイプ検出器を NaI を用いた暗黒物質探索実験の検出器として再利用する案も計画されている。

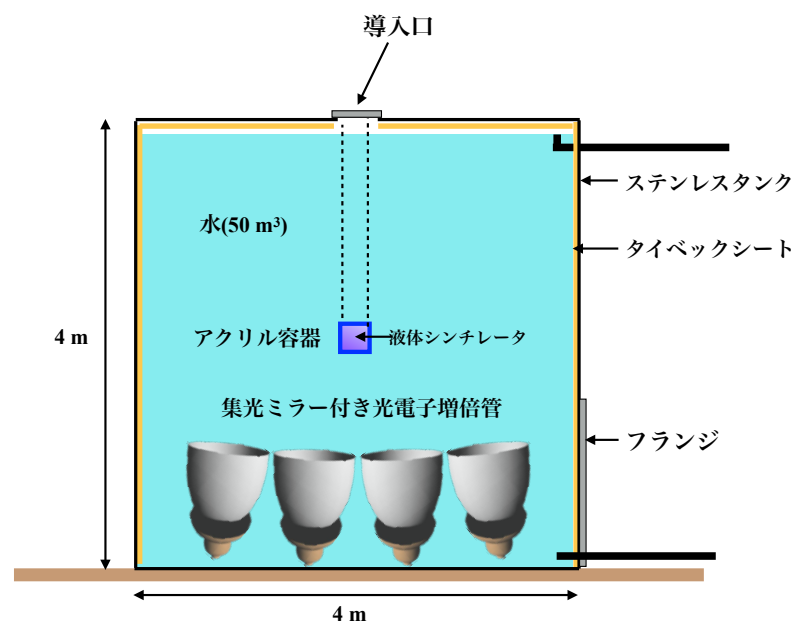


図 3.10: プロトタイプ検出器の概要

第4章

集光ミラーの形状最適化

前述したように、KamLAND2-Zen 実験に向けた検出器の改良案の1つである集光ミラーは、検出器の被覆率を改善することで集光量およびエネルギー分解能の向上が目的である。先行研究では円形ミラーの開発が行われており、目標の集光量 1.8 倍には届かないことがわかっている。そこで円形ミラーに代わって、より高い集光量が期待できる多角形ミラーの開発が進められている。多角形ミラーは円形ミラーと違い、入り口の形状が決まったとしても最適な曲面の形状が一概には決まらず、KamLAND2-Zen 実験に導入する集光ミラーの形状は未だ定まっていない。本研究では、シミュレーションによる多角形ミラーの曲面の形状の最適化を行うとともに、最適化の方法を確立することを目的としている。

4.1 集光ミラー

集光ミラーは図 4.1 のようなイメージで、PMT の光電面を囲むように装着される。これによって光電面を外れた光でも集光ミラーの内側で反射することで光電面に入射する仕組みになっており、検出器における被覆率を高めることに繋がる。計画当初としては、集光ミラーによって集光量を検出器全体で 1.8 倍まで向上させることを目標としていた。以下では集光ミラーの性能を表すパラメータとして、集光ミラーを装着していない時の集光量に対して集光ミラーを装着した時の集光量の比率を集光率と呼ぶ。

$$\text{集光率} = \frac{\text{集光ミラー装着時の集光量}}{\text{集光ミラー未装着時の集光量}} \quad (4.1)$$

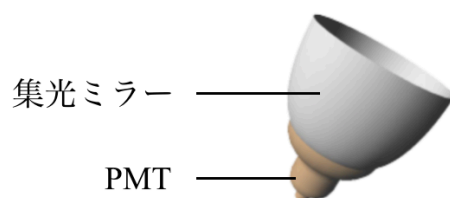


図 4.1: 集光ミラーのイメージ図 (円形ミラー)

4.1.1 円形ミラー

先行研究で開発された円形ミラーは、ミラー入り口が円形になっており、曲面にはストリングメソッドを用いたウィンストーンコーン型が採用されている。ストリングメソッドの模式図を図 4.2 に示す。ストリングメソッドを用いる場合、KamLAND 検出器のような球形の検出器では液体シンチレータの有効半径・検出器中心から PMT 光電面までの距離・PMT 光電面の半径を与えることで曲面を描くことができる。ウィンストーンコーンの最大の特徴としては、反射率が 100 % の 2 次元空間の場合、有効半径内からの入射であれば最高 1 回の反射で光電面に 100 % 集光し、有効半径外からの入射は 100 % カットすることである。3 次元の場合は集光に数回の反射を要する場合があるが、この特徴は集光ミラーの形状としては非常に適していると言える。

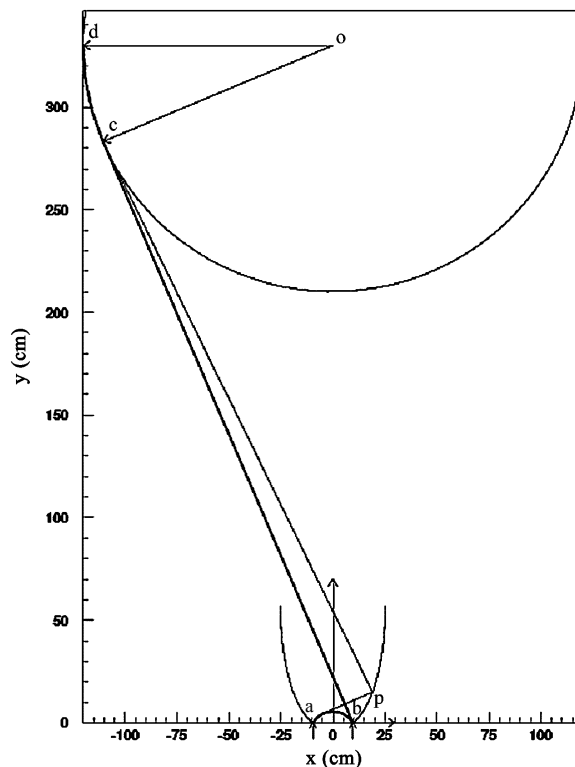


図 4.2: ストリングメソッドの模式図 [18]。長さが $\widehat{ab} + \widehat{bc} + \widehat{cd}$ のピンと張った糸を a と d を固定した状態で b を動かすことで描く。 \widehat{od} は有効半径。

先行研究では、Geant4 を用いた KamLAND2-Zen 実験のフルシミュレーションを構築し、円形ミラーの評価が行われた [19]。Geant4 とシミュレーション構築の詳細については後ほど述べる。このシミュレーションでは、検出器の被覆率を可能な限り上げるために 11 種類の大きさの円形ミラーを導入しており、被覆率は 42 % から 77 % まで改善されている。この時の結果を図 4.3 に示す。結果から明らかな改善が見られるものの、集光率が最大で 1.75 倍と目標の 1.8 倍には到達していない。

4.1.2 多角形ミラー

円形ミラーでは被覆率が改善されたものの約 23 % のデッドスペースが残されている。そこでさらなる改善案として、集光ミラーの入り口の形状を多角形にした多角形ミラーの開発が進められてい

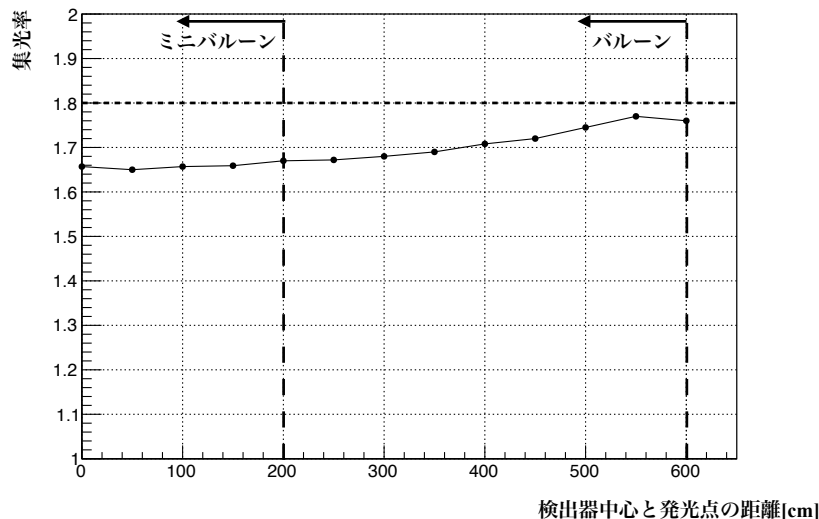


図 4.3: 円形ミラーを導入したシミュレーションの結果 [19]

る。多角形ミラーのイメージ図を図 4.4 に示す。入り口の形状を多角形にすることで、円形の際にできてしまう集光ミラー間のデッドスペースを減少させることができる。

しかし、多角形ミラーの場合、入り口の口径が各点で異なるため、曲面にウィンストーンコーン型を採用すると有効半径が 1 つに定まらなくなる。故に多角形ミラーの曲面にウィンストーンコーン型を採用することが適切とは単純には言えない。そのため多角形ミラーの曲面については、他の曲面についても検討する必要がある。

4.2 集光シミュレーションの概要

先行研究では Geant4 による KamLAND2-Zen 実験を再現したシミュレーションを構築し、円形ミラーの性能を評価が行われた。本研究では、そのシミュレーションを用いて各形状の多角形ミラーの性能を比較することで、多角形ミラーの形状最適化を行った。本項では KamLAND2-Zen 実験のシミュレーションの概要について述べる。

4.2.1 Geant4

今回シミュレーションを行うソフトウェアとして Geant4 を採用した。Geant4 は素粒子が物質中で起こす相互作用を詳細にシミュレートできるソフトウェアで、素粒子・原子核物理学や宇宙線物理学分野でよく用いられている。Geant4 を用いるメリットとしては、使用言語に C++ を用いているため、ジオメトリ設計・物質定義・物理プロセス定義などを設定する上で有用なクラスが多数用意されていること、さらにユーザが目的に応じてクラスを改良することが容易にできることが挙げられる。

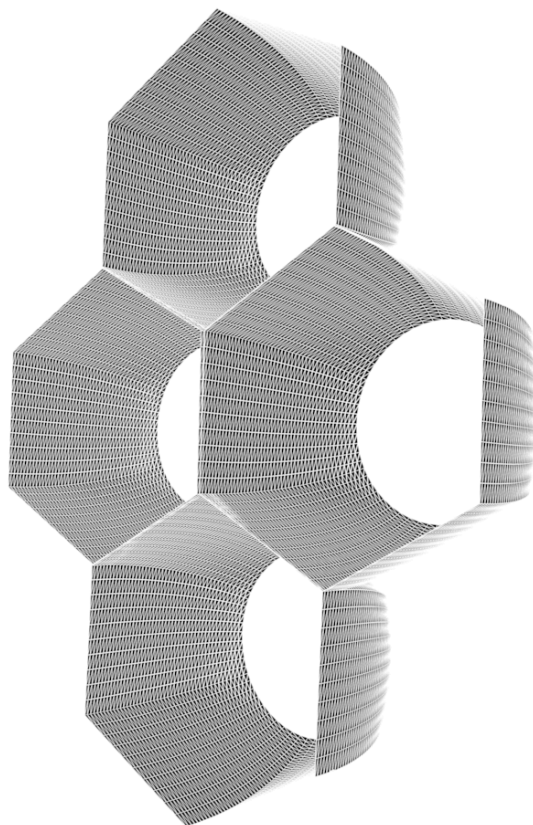


図 4.4: 多角形ミラーのイメージ図

4.2.2 KamLAND2-Zen 実験のシミュレーション構築

今回使用したシミュレーションは先行研究で構築されたもので、KamLAND 検出器を最大限再現した大規模シミュレーション “KLG4” に KamLAND2-Zen 実験で計画されている改良案を組み込んでいる [19]。ジオメトリとしては、ミニバルーン・バルーン・液体シンチレータ層・バッファオイル層・内検出器用 PMT・集光ミラー・純水と岩盤・外検出器用 PMT で構成されている。このシミュレーションでは、液体シンチレータによるシンチレーション現象や溶媒と金属との厳密な反射現象の再現を行うクラスが実装されているなどの様々な物理現象をシミュレートすることができる。ここでは、KamLAND2-Zen 実験への改良点を中心にシミュレーション構築の詳細をいくつか述べる。

液体シンチレータ層・バッファオイル層

液体シンチレータとしては、KamLAND2-Zen 実験で使用する予定の LAB-LS を導入している。LAB-LS の屈折率・発光量は測定によって求められた数値が登録されているが、KamLAND 検出器規模での透過率測定や散乱・再発光の高精度な測定はまだ行われていないため、それらについては KamLAND-LS と同じ値が登録されている。発光波長については Bis-MSB を含まない LAB-LS の測定値が登録されているが、集光率の比較が目的の本研究では波長変換の有無は影響が少ないと考え、問題ないと判断した。

また、バッファオイルについても新型バッファオイルを導入しており、屈折率については測

定によって求められた数値が登録されている。透過率については LAB-LS 同様に KamLAND 検出器規模での測定が行われていないため、こちらは小規模の測定によって求められた値が登録されている。

PMT

内部検出器の PMT は KamLAND2-Zen 実験の設計に沿って、1885 本の 20 インチ PMT が導入されている。量子効率としては、図 3.8 の高量子効率 PMT の測定データを用いており、波長依存性が反映されている。

また、PMT の出力値には光電面を覆っているガラス表面への光の入射位置と入射角度に依存性があることがわかっており、実測データを基にそれらについての計数率もシミュレーションに与えている。先行研究で測定された 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 PMT 計数率の変化を図 4.5 に示す。この測定では各位置で 0、30、60 度の 3 点ずつ測定しており、その他の角度については 3 点の線形補完により求めたものが登録されている。

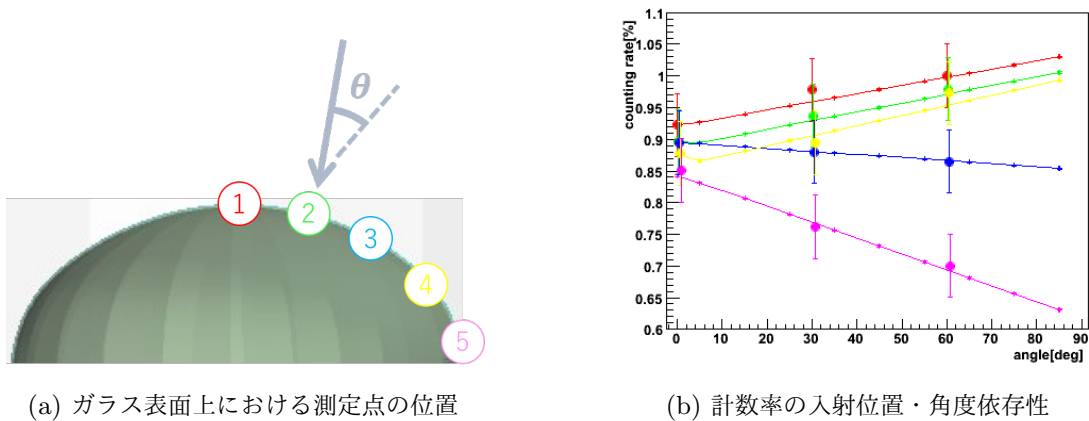


図 4.5: 高量子効率 PMT の計数率入射位置・角度依存性 [22]

集光ミラー

集光ミラーについては、先行研究のものから多角形ミラーに対応させたものに変更した。

ジオメトリは、1 本の基準となる曲線をスケールして描かれた曲線を複数合わせることで作られる。多角形ミラーの入り口を 1 辺につき 10 点程度に分け、各点における口径に対応して以下の式のように基準曲線をスケールする。

$$\text{描く曲線の各点と中心軸の距離} = \frac{\text{描く曲線の口径}}{\text{基準曲線の口径}} \times \text{基準曲線の各点と中心軸との距離} \quad (4.2)$$

それぞれスケールした曲線を曲面 1 周分集め、隙間を補完することで多角形ミラーが形成されるようになっており、基準曲線を変更することで様々な形状の多角形ミラーを作ることができる。基準曲線の座標の変更は容易に行うことができ、且つ複数の曲線を連続して読み込めるプログラムになっているため、多数の形状でのシミュレーションを繰り返す形状最適化をスムーズに行うことができる。

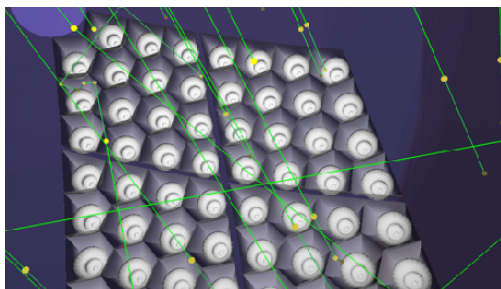
また、集光ミラーの素材には先行研究と同様にアルミニウムを登録しており、乱反射は起こらないような設定になっている。反射率についてはアルミニウムの複素屈折率の測定データを基にした理想

値を用いている [24]。しかし、実際のバッファオイル中での反射率は理想値よりも 4 % ほど低く、集光量は実際の測定よりも高く見積もられることになる。

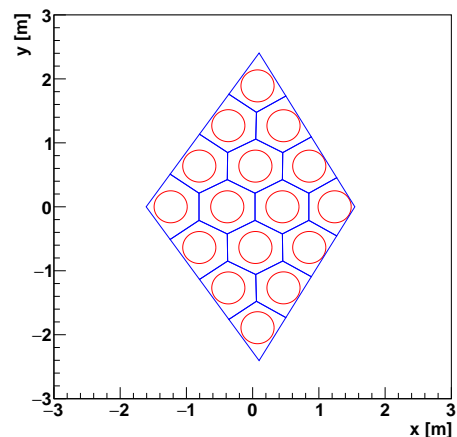
4.3 シミュレーションによる集光ミラーの形状最適化

多角形ミラー曲面の形状を最適化するために、前述したシミュレーションツールを用いて各形状の多角形ミラーの性能を比較した。比較するパラメータとしては、集光ミラーの最大の目的が集光量の改善であることから集光量を用いた。シミュレーション上で液体シンチレータのある点にエネルギー 1 MeV の電子によるシンチレーション光を発生させ、そのときの PMT で得られる光電子数をここでは集光量としている。

入り口の形状については、図 4.6 に示すように隣り合う 2 つの PMT 中心の垂直二等分線を多角形の 1 辺として、PMT を囲む菱形のステンレスフレーム内を 4 分割した菱形を完全に埋め尽くすようになっている。これによって被覆率は検出器の構造上で考えられる最大の 98 % になっている。



(a) 多角形ミラー入り口のイメージ図



(b) 多角形ミラーの配置図

図 4.6: 多角形ミラー入り口の形状。(a) はステンレスフレームの 1 枠分。(b) はステンレスフレームを 4 分割した菱形 1 つ分。

4.3.1 ウィンストーンコーン型の多角形ミラー

まず形状最適化の第一段階として、ウィンストーンコーン型の多角形ミラーの性能を確かめた。基準曲線としては先行研究で設計された有効半径 6.5 m サイズの円形ミラーを参考に、入り口の口径 345 mm、出口の口径 245 mm、有効半径 6.5 m としてストリングメソッドで描いた曲線を与えた。発光点は、KamLAND-Zen 実験の解析で液体シンチレータの有効半径として扱っている 6 m までとし、各発光点で 1000 イベント分のシミュレーションを行った。

シミュレーションの結果を図 4.7 に示す。ミニバルーン内の集光率は 2.2 倍以上、バルーン全体で見ても全ての発光点で 2 倍を超えており、目標であった 1.8 倍を上回っている。このシミュレーションでは、被覆率が 98 % に改善していた場合の理想的な集光率 2.37 倍と比べても 90 % 以上の

結果であることから、入口の形状を円形から多角形に変更するだけでも集光量が改善されることがわかった。

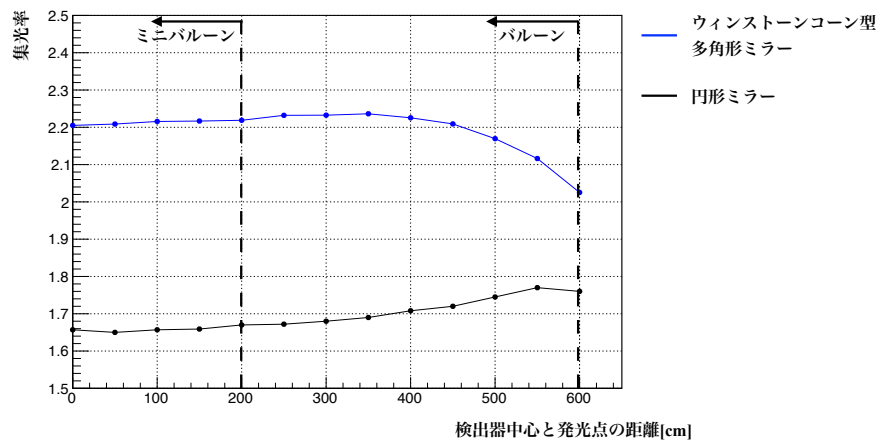


図 4.7: ウィンストンコーン型の多角形ミラーでのシミュレーション結果

ウィンストンコーン型の多角形ミラーにより集光率には改善が見られたが、光子のヒット時間には悪影響を及ぼしている可能性がある。KamLAND2-Zen 実験では事象位置再構成を行う際に、最初にヒットした光子のヒット時間分布を用いることになるが、集光ミラーで反射して PMT に入射する光は、直接入射する光よりもヒット時間が遅れるため事象位置再構成の精度が悪くなってしまう恐れがある。そこでシミュレーションで得られた検出器中心での発光のヒット時間のヒストグラムを図 4.8 に示す。ミラー未装着時のヒストグラムと比較すると、ミラー装着時には 130 ns 付近に僅かに新たなピークが存在する。これは 50 ns 付近のピークの 2～3 倍の時間であることから、PMT のガラス面で反射してしまった光子が集光ミラーの存在によって広がりを持たず、検出器中心を挟んで反対側の PMT に到達してしまったものであると考えられる。しかし、最初のヒットである 50 ns 付近のピーク周辺はほとんど重なっており、簡単な評価として半値全幅を求めると集光ミラーの装着時・未装着時どちらも 8.8 ns で一致しているため、時間分布の広がりへの影響は少ないと判断できる。さらに集光量の改善が確認できていることから、事象位置再構成の精度についても改善されていると考えられる。

4.3.2 Bézier 曲線を用いた形状最適化の方法

本研究では多角形ミラーの形状最適化にあたって、ストリングメソッド以外の曲線導出方法として 3 次の Bézier 曲線を用いた。Bézier 曲線とは N 個の制御点 C_i ($i = 1, 2 \dots N$) と始点 C_0 ・終点 C_{N+1} から得られる $N+1$ 次の曲線 $B_{N+1}(t)$ であり、次の式で表される。

$$B_{N+1}(t) = \sum_{i=0}^{N+1} \binom{N+1}{i} t^i (1-t)^{N+1-i} C_i \quad (4.3)$$

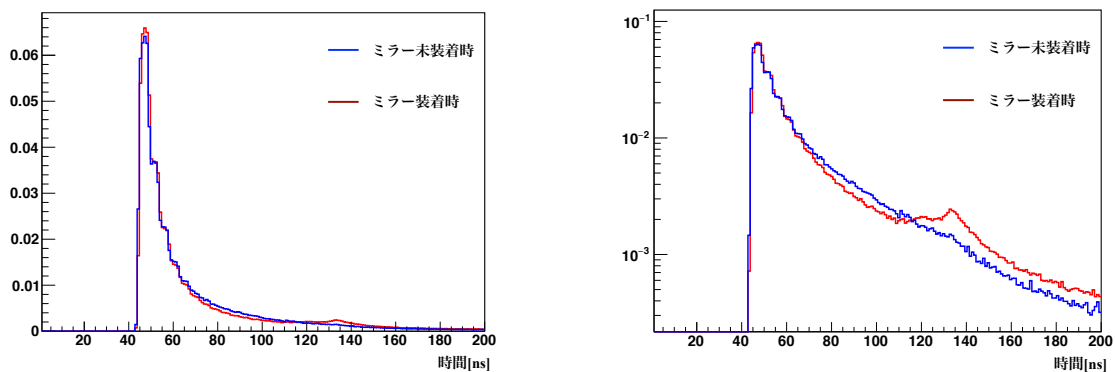


図 4.8: ウィンストンコーン型の多角形ミラー装着時のヒット時間。ヒストグラムは合計の集光量で規格化している。右図は縦軸を対数スケールにしたもの。

ただし、 $\binom{N+1}{i}$ は二項係数、 t は媒介変数である。今回採用した 3 次の Bézier 曲線は図 4.9 のように 2 個の制御点と始点・終点の 4 点で決定され、次の式で表される。

$$B_3(t) = (1-t)^3 C_0 + 3t(1-t)^2 C_1 + 3t^2(1-t) C_2 + t^3 C_3 \tag{4.4}$$

3 次の Bézier 曲線は CG ソフトなどのコンピュータ上で滑らかな曲線を描くのによく使用されており、必ずしもウィンストンコーンのような物理的意味があるわけではないが様々な曲線を試行する上で適していると考えた [23]。

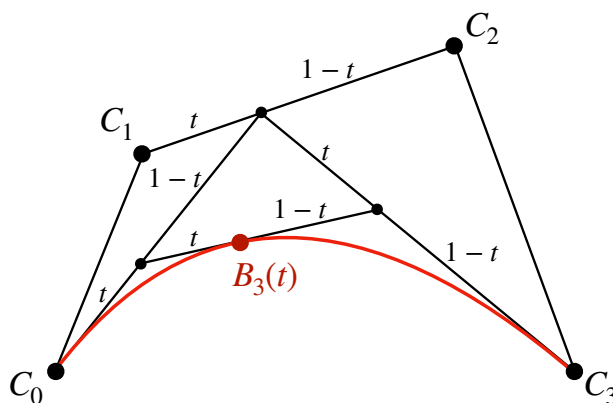


図 4.9: 3 次の Bézier 曲線の模式図

今回行なう形状最適化では、集光ミラーの半径方向を横軸 (r 軸)、PMT 中心から検出器中心への

方向を縦軸 (z 軸) と設定した時、ウィンストンコーン型を基準に始点・終点の座標 (単位は mm) を

$$C_0 = (245, 0) \quad (4.5)$$

$$C_3 = (345, 419) \quad (4.6)$$

に固定、集光ミラーとして適切な曲線になるよう 2 つの制御点 $C_1 = (c_{1r}, c_{1z})$ 、 $C_2 = (c_{2r}, c_{2z})$ の範囲を

$$245 \leq c_{1r}, c_{2r} \leq 345 \quad (4.7)$$

$$0 \leq c_{1z}, c_{2z} \leq 419 \quad (4.8)$$

とし、最適な曲線を描ける 4 つの座標パラメータ c_{1r} 、 c_{1z} 、 c_{2r} 、 c_{2z} を探すこととした。しかし、これらのパラメータは連続的に動かせるため曲線が無数に存在する。そのため、まず上記の各パラメータ範囲から等間隔に 5 点ずつ選び、 $5^4 = 625$ 個の多角形ミラーの集光量をシミュレーションで求める。その結果から 4 分割されている各パラメータ範囲のうち最も平均集光量が高い組み合わせを選び、再びその選ばれた各範囲から 5 点ずつ選びシミュレーションを行う。これを繰り返して各範囲を絞っていくことで集光量が高くなるような座標パラメータを求めようと考えた。式 (4.7)、(4.8) の各範囲から 5 点ずつ選んで描いた最初にシミュレーションする 625 本の曲線を図 4.10 に示す。図からウィンストンコーン型に近い形状を含む十分多様な曲線を施行できることがわかる。中には集光ミラーに適してるとは言えない歪な曲線も存在するが、各パラメータ範囲の平均集光量での比較で絞っていくことで歪な曲線は排除できると考えた。

4.3.3 検出器中心での発光を用いた形状最適化

形状最適化 part1 の概要

前節で説明した形状最適化の方法では、範囲を 1 度絞るのにシミュレーションを 625 回を行い、それを数回繰り返すこととなる。そのため、1 回のシミュレーション毎に 1885 個の多角形ミラーのジオメトリを構築し、数カ所の発光点での集光量を十分な統計量で求めようとするると計算時間が非常に長くなってしまふ。そこで、KamLAND2-Zen 実験ではミニバルーン内である検出器中心付近での発光の重要度が高いことを踏まえ、発光点を検出器中心のみに限ることでシミュレーションの試行回数を減らそうと考えた。さらにその場合、検出器が球対称だと仮定すると検出器中心での集光率については全ての PMT を使用せずとも評価できるため、多角形ミラーのジオメトリ構築時間も減らせると考えた。以上よりシミュレーションの条件を以下のようにした最適化を行い、この条件下で行なう最適化を後に別条件で行なう最適化と区別して part1 と呼ぶこととする。

- 検出器中心から発光点までの距離 : 0 m のみ
- 使用する PMT : 菱形ステンレスフレーム 1 枠分 (64 個)
- 1 形状あたりの統計量 : 1000 イベント分

形状最適化 part1 の結果

式 (4.7)、(4.8) の範囲からシミュレーションによる座標パラメータ範囲の絞り込みを 1 度行った際の Bézier 曲線を図 4.11 に示す。また、この範囲からもう 1 度絞り込みを行った際の結果として以下

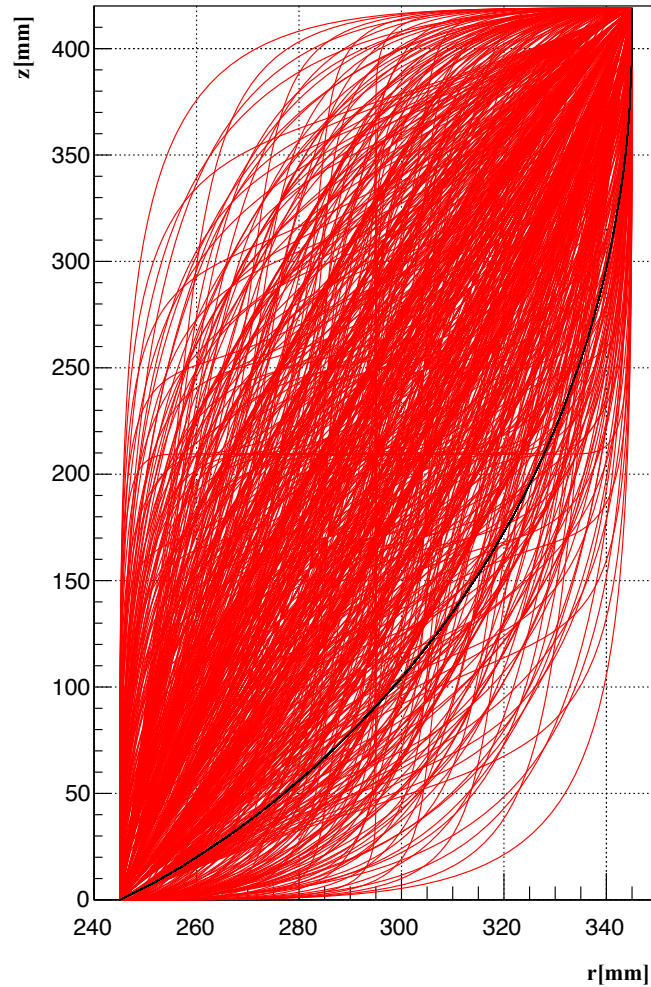


図 4.10: 1 回目の絞り込みで施行した Bézier 曲線。黒線はウィンストンコーン型。

のような範囲が得られた。

$$c_{1r} = 313.75 - 320 \quad (4.9)$$

$$c_{1z} = 210 - 236.25 \quad (4.10)$$

$$c_{2r} = 288.75 - 295 \quad (4.11)$$

$$c_{2z} = 105 - 131.25 \quad (4.12)$$

これ以上の分割では形状に大きな差が見られないため、この時点で十分絞り込めっていると判断した。よってこの各範囲から等間隔に 3 点ずつだけ選び $3^4 = 81$ 個の多角形ミラーから集光率の高いものを求めた。

最終的に求められた座標パラメータ以下に示し、その時の Bézier 曲線を図 4.12 に示す。

$$C_1 = (313.75, 210) \quad (4.13)$$

$$C_2 = (288.75, 131.25) \quad (4.14)$$

最適化したミラーの集光率は 2.30 倍であり、ウィンストンコーン型の 2.10 倍と比べると形状最適化によって集光率が改善されたことがわかる。また、最終的に施行した 81 個の多角形ミラーのう

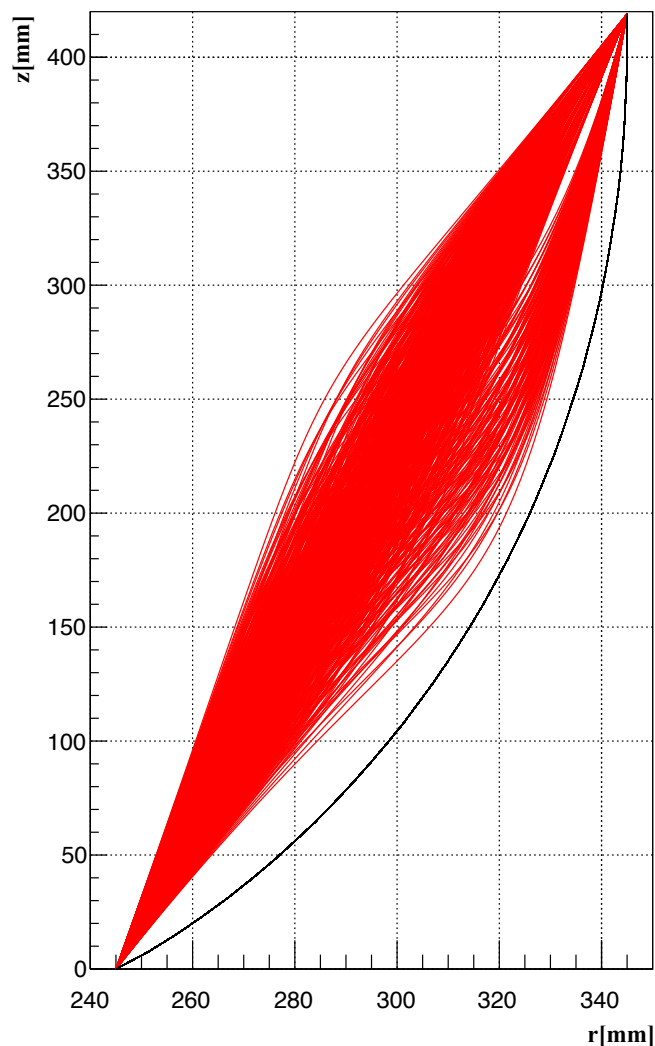


図 4.11: 1 回目の絞り込みで施行した Bézier 曲線 (part1)。黒線はウィンストンコーン型。

ち集光率が最小だったものとの差は約 2.5 % となっており、統計誤差が約 0.5 % であることを考えると範囲の絞り込みの回数は十分であったと言える。

最適化した多角形ミラーの検出器全体に対する性能評価

part1 では KamLAND 検出器が球対称と仮定して 64 個の PMT のみを使用していたが、実際には完全な球対称ではないため正確な集光率を評価できていない。さらに、実際に検出する発光は検出器中心のものだけではないため、中心以外の発光点での集光率の改善も確かめる必要がある。そこで 1885 個全ての PMT を使用し、中心から発光点までの距離を 0 ~ 6 m として、part1 で最適化したミラーの集光率をシミュレーションによって求めた。

シミュレーション結果を図 4.13 に示す。ミニバルーン内 (0 ~ 2 m) の平均集光率は 2.28 倍とウィンストンコーン型よりも高くなっているが、検出器中心から 5 m よりも外側ではウィンストンコーン型より低くなってしまっている。検出器全体の平均集光量としては 2.22 倍となっている。

また、検出器中心での発光に対してのヒット時間のヒストグラムを図 4.14 に示す。ヒット時間にはウィンストンコーン型との差はあまりなく、半値全幅についても 8.9 ns と 1 % 程度の差である

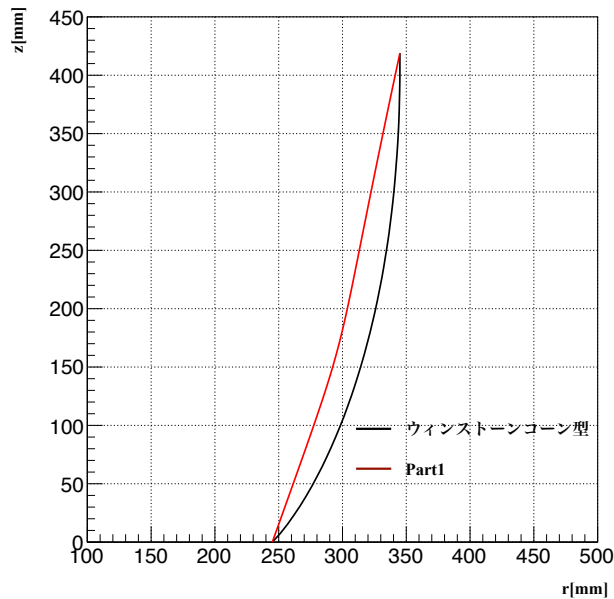


図 4.12: 形状最適化 part1 で求めた Bézier 曲線

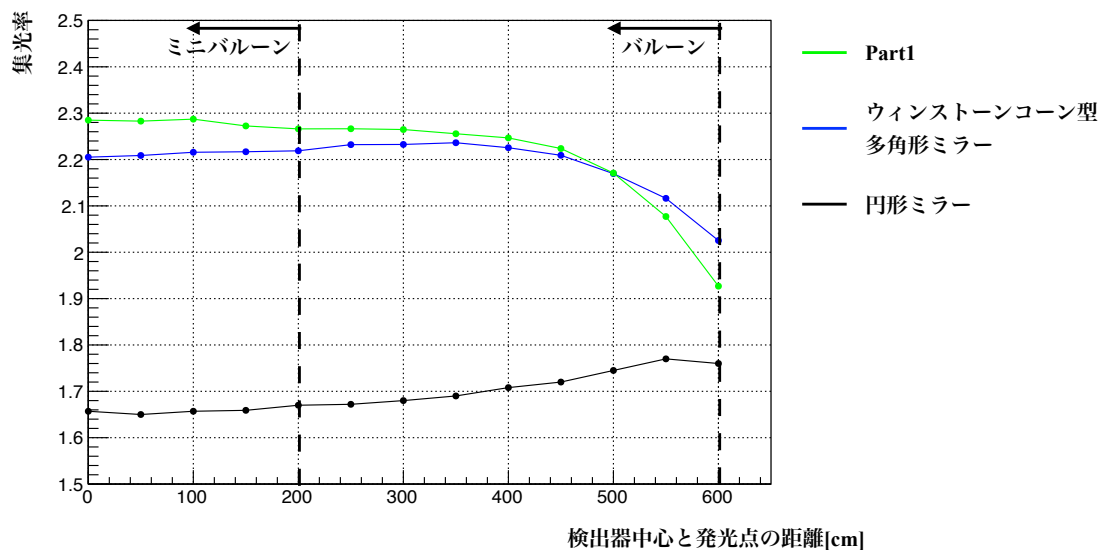


図 4.13: part1 で最適化したミラーの集光率

ため、時間分布の広がりへの影響は少ないと判断した。

また最適化したミラーは、ウィンストーンコーン型の有効半径のようなパラメータは考慮していないため、入射角度に対する集光量の依存性がわかっていない。もし大きな依存性があった場合、発光点に対する PMT の位置次第では集光量が極端に低くなる箇所が存在する可能性がある。そのため発光点に対する PMT の位置と各 PMT の集光量の関係性を確認する必要がある。図 4.15 に発光点と PMT の距離に対する各 PMT の集光量の相関図を示す。図よりミラー未装着時と比較すると、検出器中心から 6 m の発光との距離が 5 ~ 8 m の位置で集光量が同等またはそれ以下の PMT が存在することがわかる。これは集光ミラーが集光できる入射角度範囲よりも外側に発光点が位置しているこ

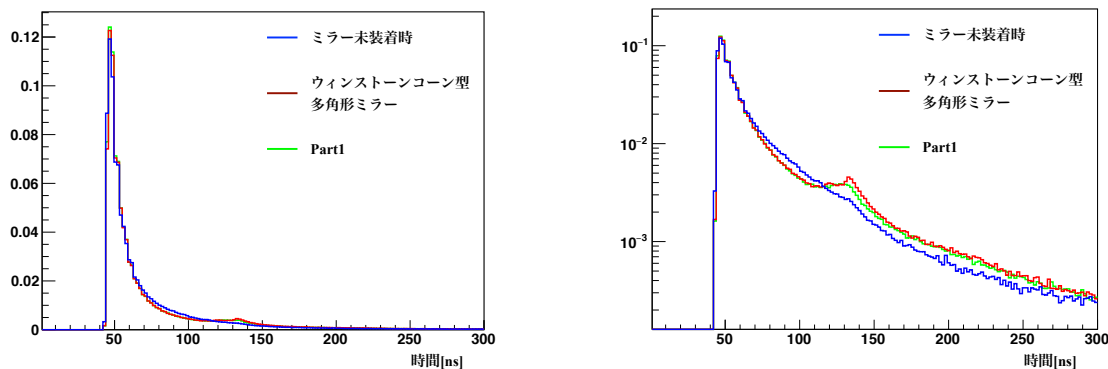


図 4.14: part1 で最適化したミラー装着時のヒット時間。ヒストグラムは合計の集光量で規格化している。右図は縦軸を対数スケールにしたもの。

とによるものだと考えられる。しかし、全体の相関としては同じような傾向が見られ、まとめて集光量が極端に低くなる箇所はないため、入射角度に対する集光量の依存性に問題はないと判断した。

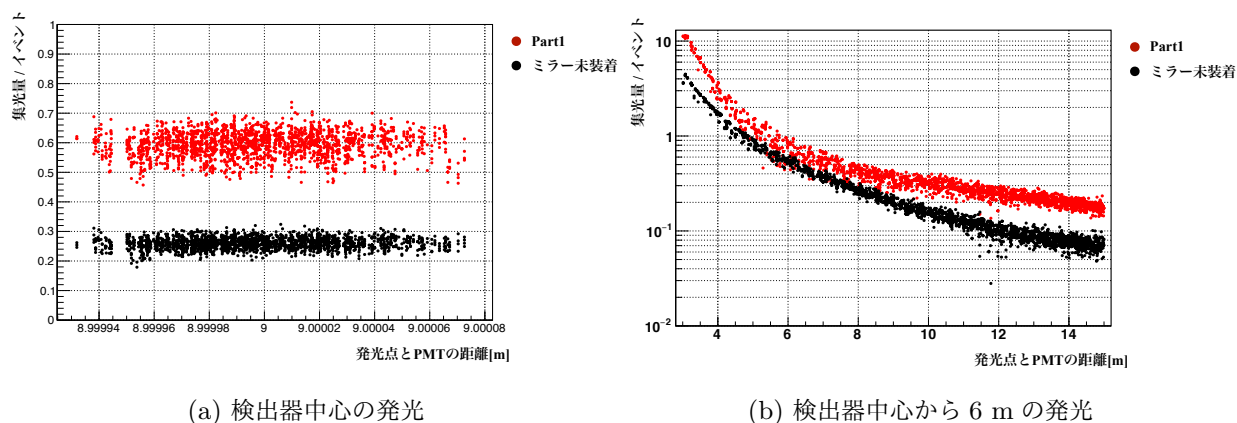


図 4.15: 発光点と PMT の距離に対する各 PMT の集光量の相関図 (part1)

4.3.4 検出器全体での発光を用いた形状最適化

形状最適化 part2 の概要

part1 での結果を踏まえて、検出器全体の発光を用いた形状最適化についても検討する必要があると考えた。そこでシミュレーションの条件を以下のように変更し再度最適化を行った。

- 検出器中心から発光点までの距離：0 ~ 6 m(1 m 毎)
- 使用する PMT：全ての PMT(1885 個)
- 1 形状あたりの統計量：100 イベント分

以下ではこの条件下での形状最適化を part2 と呼ぶ。part1 と比べると発光点が 7 点に、1 度に構築する多角形ミラーのジオメトリ数も 30 倍に増したため、イベント数を 10 分の 1 に減らすことで計

算時間を調整した。ただし、イベント数を減らしても PMT の使用数が増えるため、全体の統計量としては十分であると判断した。

各形状で7点の発光に対しての平均集光率を求め、それらを比較することで part1 同様に形状最適化を行った。

形状最適化 part2 の結果

式 (4.7)、(4.8) の範囲からシミュレーションによる座標パラメータ範囲の絞り込みを1度行った際の Bézier 曲線を図 4.16 に示す。また、この範囲からもう1度絞り込みを行った際の結果として以下のような範囲が得られた。

$$c_{1r} = 301.25 - 307.5 \quad (4.15)$$

$$c_{1z} = 131.25 - 157.5 \quad (4.16)$$

$$c_{2r} = 320 - 326.25 \quad (4.17)$$

$$c_{2z} = 236.25 - 262.5 \quad (4.18)$$

また、この各範囲から等間隔に3点ずつ選んだ中で最も集光率が高かった座標パラメータは以下のようになり、その時の Bézier 曲線を図 4.17 に示す。

$$C_1 = (307.5, 131.25) \quad (4.19)$$

$$C_2 = (326.25, 236.25) \quad (4.20)$$

part2 で最適化したミラーの集光率を図 4.18 に示す。ただし、図 4.18 は図 4.13 同様に、統計量を1000 イベントに、発光点を0.5 m 毎に増やし、より詳細に求めた結果である。結果から part2 で最適化したミラーの集光率は、ミニバルーン内では改善が見込める上で、外側の減少を part1 よりも抑えることができている。

また、検出器中心での発光に対してのヒット時間のヒストグラムを図 4.19 に示す。ヒット時間にはウィンストーンコーン型との差はあまりなく、半値全幅についても 8.8 ns と一致しているため、時間分布の広がりへの影響は少ないと判断した。

さらに発光点と PMT の距離に対する各 PMT の集光量の相関図についても図 4.20 に示す。図よりミラー未装着時と比較すると、part1 同様、検出器中心から6 m の発光に対しての全体的な相関には同じような傾向が見られ、まとまって集光量が極端に低くなる箇所はないため、入射角度に対する集光量の依存性に問題はないと判断した。

4.3.5 形状最適化の結論

各形状の平均集光率をまとめたものを表 4.1 に示す。また、集光量が大きく関わるパラメータであるエネルギー分解能についても集光量のヒストグラムから求めたものを表 4.2 に示す。ただし、円形ミラーのエネルギー分解能については集光量から換算した数値である。part1 で最適化したミラーは検出器中心から5 m より外側で集光率が大きく下がってしまっているが、エネルギー分解能としては part2 との大きな差は見られなかった。エネルギー分解能に問題がないとすると、ミニバルーン内の集光率の方が重要度が高いと考え、part1 で最適化したミラーが適していると判断した。

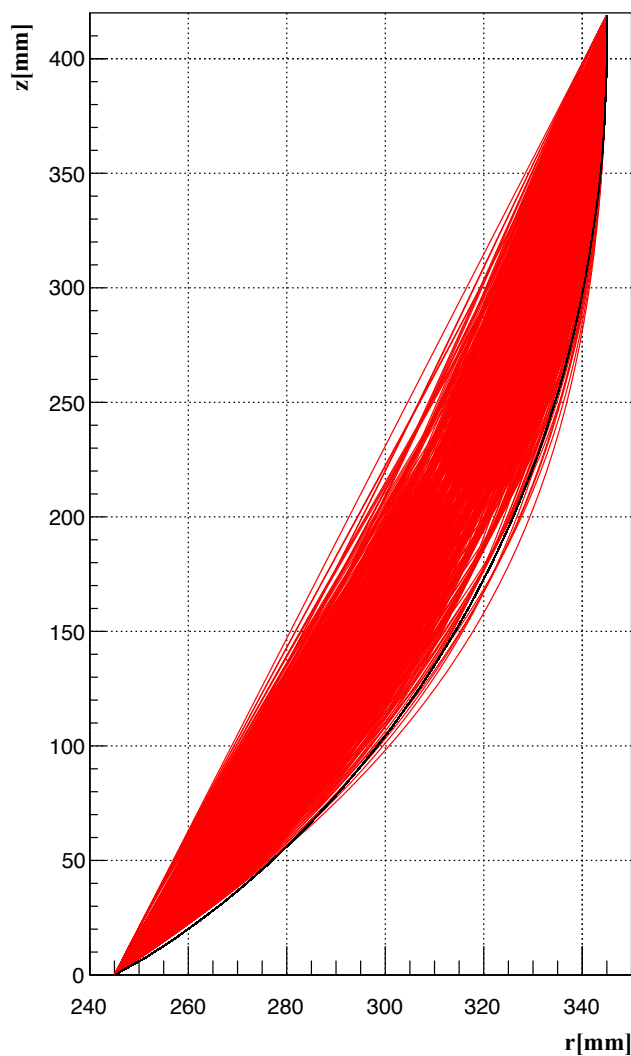


図 4.16: 2 回目の絞り込みで施行した Bézier 曲線 (part2)。黒線はウィンストーンコーン型。

表 4.1: 各形状の平均集光率 (相対誤差 ± 0.2 % 程度)

	ミニバルーン内 (0~2 m)	ミニバルーン外 (2.5~6 m)	検出器全体 (0~6 m)
円形ミラー	1.67	1.72	1.70
ウィンストーンコーン型	2.21	2.20	2.20
part1	2.28	2.18	2.22
part2	2.26	2.20	2.22

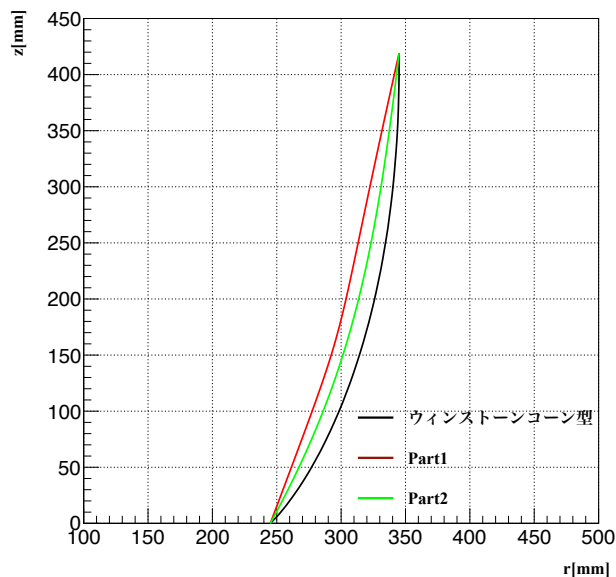


図 4.17: 形状最適化 part2 で求めた Bézier 曲線

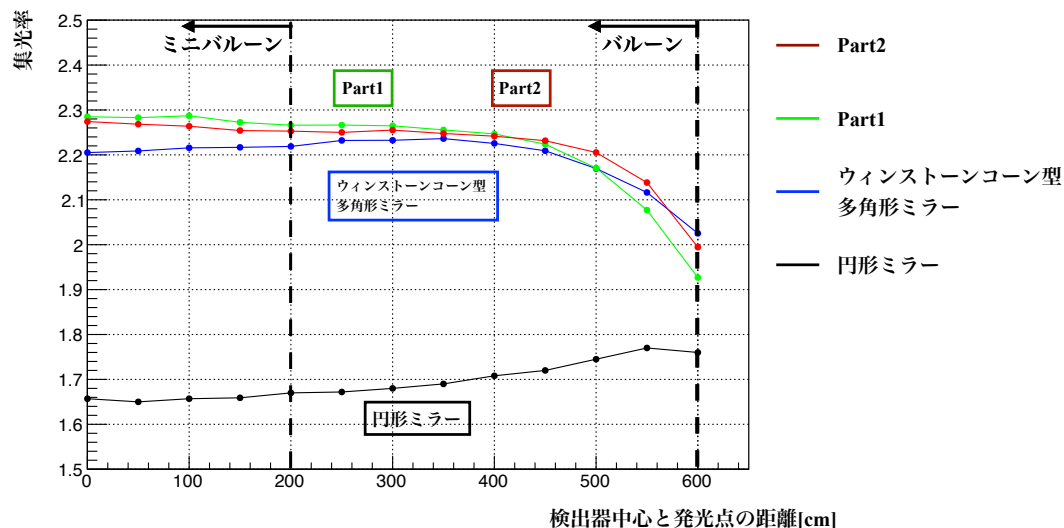


図 4.18: part2 で最適化したミラーの集光率

表 4.2: 1 MeV における各形状のエネルギー分解能 (相対誤差 ± 0.1 % 程度)

	発光点 0 m[%]	発光点 6 m[%]
集光ミラー未装着	4.43	3.95
円形ミラー	3.44	2.98
ウィンストンコーン型	3.21	3.05
part1	2.94	2.91
part2	2.92	2.94

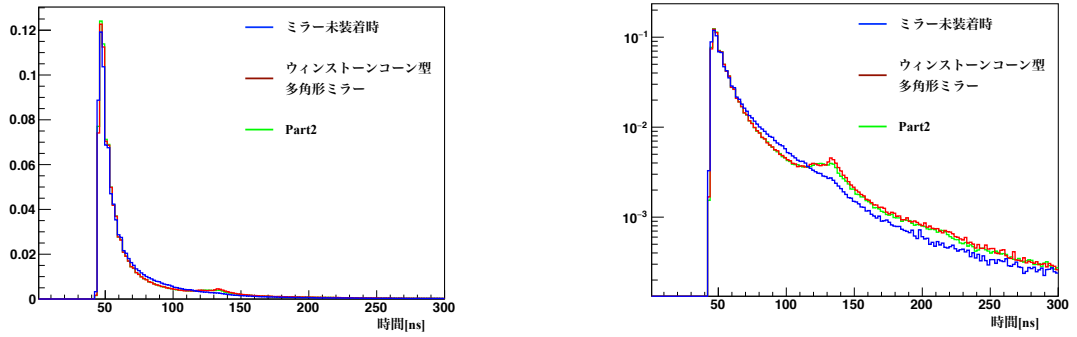
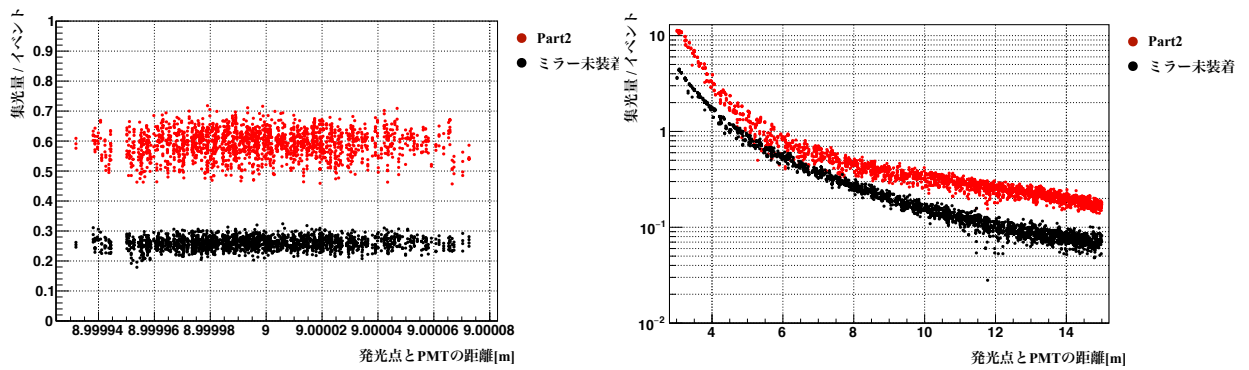


図 4.19: part2 で最適化したミラー装着時のヒット時間。ヒストグラムは合計の集光量で規格化している。右図は縦軸を対数スケールにしたもの。



(a) 検出器中心の発光

(b) 検出器中心から 6 m の発光

図 4.20: 発光点と PMT の距離に対する各 PMT の集光量の相関図 (part2)

第5章

ミラー素材候補の性能評価

先行研究では円形ミラーの試作品を1度製作しており、素材としてアルミニウムを蒸着したポリエチレンテレフタレート (PET) を採用していた。その際にアルミニウムを蒸着した PET の反射率測定と旧型バッファオイル内での化学的安定性の検証が行われており、十分に KamLAND2-Zen 実験に実装できることが確認されている。しかし、現在計画中のプロトタイプ検出器においては、バッファオイルではなく水中で集光ミラーを使用する予定であり、その場合水によって蒸着したアルミニウムが剥がれてしまう問題がある。そのため集光ミラーの素材については再度検討する必要がある。

アルミニウムが剥がれるのを防ぐ方法として、蒸着した面にバックコートという塗料を塗ることで保護することが具体案として挙げられている。バックコートを使用する場合には、図 5.1 のように光がアルミニウムで反射する際に蒸着させる基板を通過するため、その基板の透過率などが反射率に影響する可能性がある。そこで現在、基板として PET の他にアクリルも候補に挙げられている。本研究では集光ミラーの素材決定を目的として、アルミニウムを蒸着しバックコートを塗装した PET およびアクリルの性能評価を行った。

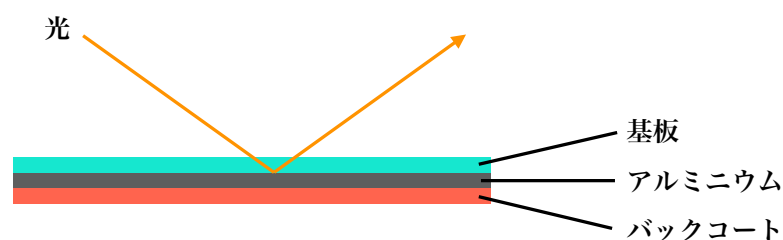


図 5.1: ミラー素材のイメージ図

5.1 ミラー素材の反射率測定

ミラーの素材候補について性能評価を行うために製作企業に依頼し、基板に PET とアクリルを用いた 2 種類のサンプルミラー #1、#2 を用意した。サンプルミラーの写真を図 5.2 に示す。図 5.1 で説明するように、表面 (反射面) は PET またはアクリルで覆われ、裏面と側面にはバックコートが塗装されており、2 種類のサンプルミラーについて見た目の差はほとんどない様に見える。今回用いた

バックコートはアルキッド系樹脂を用いた塗料で、バックコートの条件である水や有機溶剤に溶けにくいという性質を持つ。

まずこれらのサンプルミラーについて空気中での反射率測定を行った。

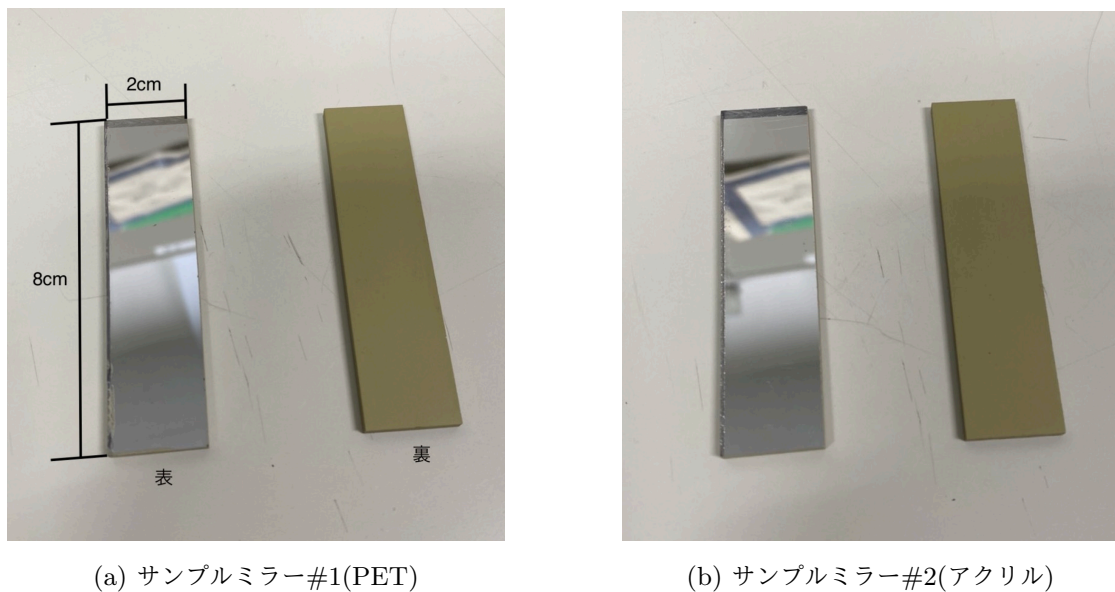


図 5.2: サンプルミラーの写真

5.1.1 反射率測定の方法

図 5.3 に反射率測定で用いた光学系の概略図を示す。回折格子 (島津製作所製 SPG-120UV) によって波長を調整したキセノンランプからの光をサンプルミラーに反射させた上で積分球に入射させ、その時の PMT の出力を測定する。また、サンプルミラーをロータリーステージに固定し回転させることで、反射率の角度依存性についても評価できるようになっている。

反射率については、サンプルミラーでの測定の前後に各 5 回積分球に直接入射させた時の出力を測定し、その平均値をリファレンスとして以下のように定義する。

$$\text{反射率} [\%] = \frac{\text{サンプルミラーでの測定値}}{\text{リファレンスの値}} \quad (5.1)$$

反射率には実験装置の性能による $\pm 3.5\%$ 程度の誤差が付くものとしている [20]。

5.1.2 反射率測定の結果

サンプルミラー#1、#2 の反射率測定の結果を図 5.4 に示す。今回の測定では反射率の波長・角度依存性を確認するために、入射波長 380 ~ 600 nm、入射角度 15 ~ 75 度での測定を行った。結果から 400 nm 以上の波長での反射率を比較するとアクリルの方が高く、優れていると考えられる。しかし、サンプルミラー#2 は 400 nm 付近から下の波長での反射率が急激に下がってしまっている。これはアクリルに紫外線吸収剤が含まれていることが原因だと考えられる。また、角度依存性については両方とも見られなかった。

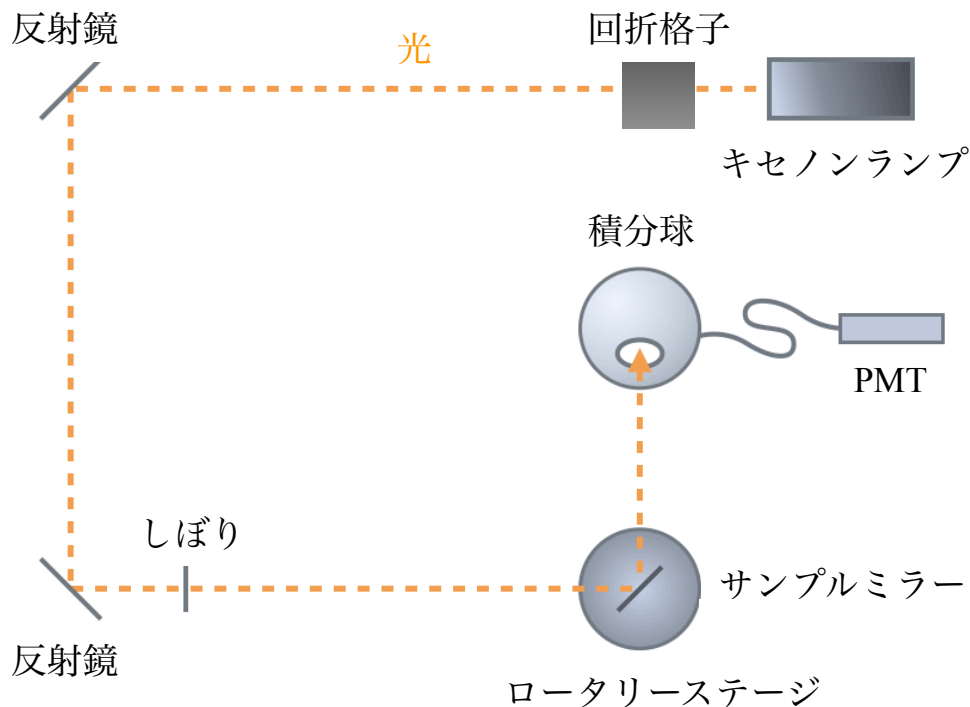


図 5.3: 反射率測定の概略図

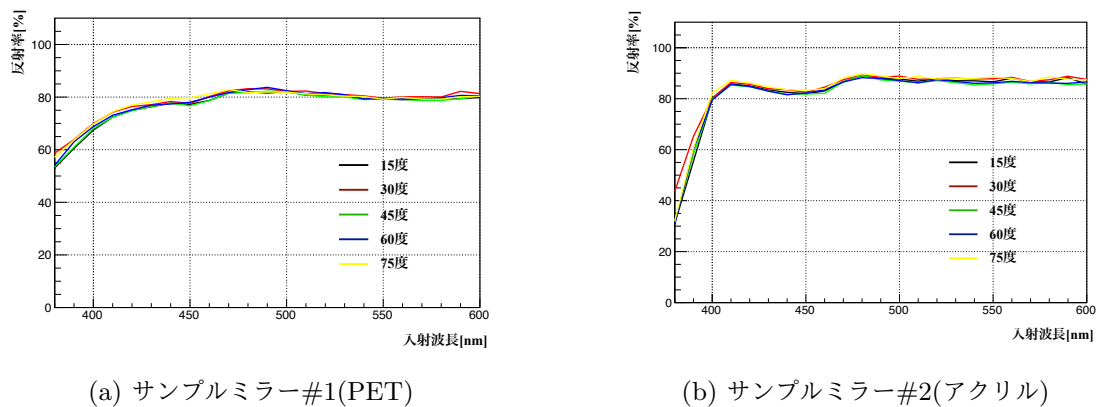


図 5.4: 反射率測定の結果

5.2 ミラー素材の化学的安定性の検証

集光ミラーは、KamLAND2-Zen 実験ではバッファオイル中で約 5 年、プロトタイプ検出器でも水中で約 1 年の長期間に渡って使用する。そのため集光ミラーは、それぞれの液体の中で劣化することなく安定した性能を維持する必要がある。そこで、サンプルミラー#1、#2 についてバッファオイル・水中での加速劣化試験を行った。ただし、加速劣化試験で用いたバッファオイルは全て、KamLAND2-Zen 実験で使用予定の新型バッファオイルとした。

5.2.1 加速劣化試験の方法

加速劣化試験とは、製品を過酷な環境下に置くことで意図的に劣化を促進し製品の寿命を見積もるための試験方法で、製品の品質保証のために行われることも多い。

今回の劣化試験では 41 °C の恒温槽内で約 1 ヶ月半保管することとした。これは、Arrhenius の式のもとで経験則から温度が 10 °C 上昇すると劣化速度が 2 倍になるという仮定 [20] に従うとすると、KamLAND 検出器のバッファオイル温度 11 °C から 30 °C 高い 41 °C では 8 倍の速度で劣化すると考えられるので、約 1 年間保管した際と同等の結果が得られると条件だと言える。

サンプルの保管方法を図 5.5 に示す。バイアルにバッファオイルおよび水を 150 ml とサンプルミラーを入れ、恒温槽で保管する。酸素による劣化を防ぐため、バッファオイルおよび水は窒素バブリングを行い、バイアルを酸素吸収剤の入った密閉容器に封入した。また、光による劣化も防ぐためにバイアルにアルミホイルを巻いた。

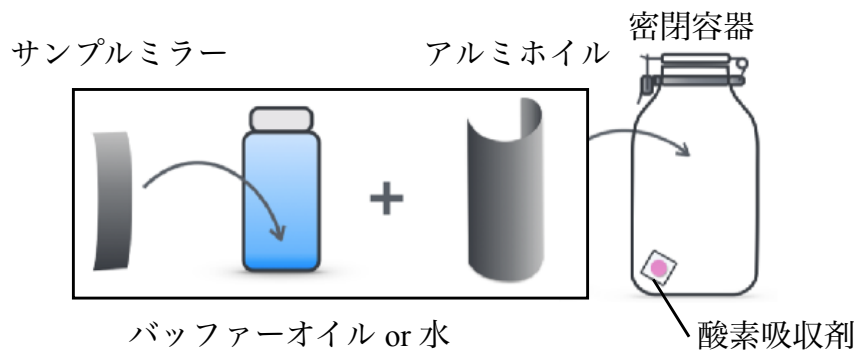


図 5.5: 加速劣化試験におけるサンプルの保管方法

今回の試験で用いたサンプルの種類は表 5.1 の 6 種類とし、それぞれサンプルミラーの反射率と液体の透過率を保管期間前後で比較した。

表 5.1: 加速劣化試験におけるサンプルの種類

サンプル番号	バッファオイル	水	サンプルミラー#1	サンプルミラー#2
#1	○	-	○	-
#2	○	-	-	○
#3	○	-	-	-
#4	-	○	○	-
#5	-	○	-	○
#6	-	○	-	-

5.2.2 透過率測定の方法

加速劣化試験ではミラー自体の性能への影響を確認するとともに、バッファオイル・水の性能への影響も確認しなければならない。特にミラーに使われている物質の液体への溶け出しによる透過率への影響は確認する必要があるため、保管期間前後でのバッファオイルおよび水の透過率測定を行った。

測定には分光光度計（日立ハイテック製 U-3900）を用いており、図 5.6 のように紫外線領域から可視領域の光をサンプルに入射させ、透過した光を PMT で検出することができる。この測定系でサンプルを 1 cm と 10 cm の石英セルに入れ同時に測定し、それらの透過光強度を $I_{1\text{cm}}$ 、 $I_{10\text{cm}}$ とすると、9 cm における透過率の相対値 $T_{9\text{cm}, \text{相}}$ が以下のように求まる。

$$T_{9\text{cm}, \text{相}} = \frac{I_{10\text{cm}}}{I_{1\text{cm}}} \quad (5.2)$$

また、透過光強度の基準値として短距離での透過率がほぼ 100 % であるシクロヘキサンの測定値との比を取ることで、透過率の絶対値 $T_{9\text{cm}}$ を以下のように求められる。

$$\begin{aligned} T_{9\text{cm}} &= \frac{T_{9\text{cm}, \text{相}}(\text{サンプル})}{T_{9\text{cm}, \text{相}}(\text{基準値})} \\ &= \frac{I_{9\text{cm}}(\text{サンプル})/I_{1\text{cm}}(\text{サンプル})}{I_{9\text{cm}}(\text{基準値})/I_{1\text{cm}}(\text{基準値})} \end{aligned} \quad (5.3)$$

透過率測定の測定誤差は $\pm 0.3\%$ とした [20]。

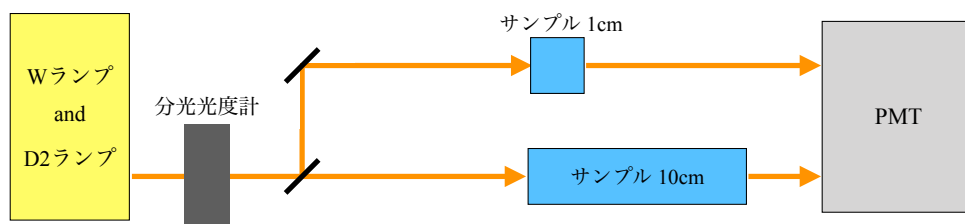


図 5.6: 透過率測定の概要図

5.2.3 加速劣化試験の結果

保管期間前後でサンプルミラーの反射率を測定した結果を図 5.7 に示す。ただし、反射率の角度依存性はないとし、入射角 15 ~ 75 度での反射率を平均している。多少の差はあるものの測定誤差の範囲内であるため、劣化によるサンプルミラーの反射率への影響はないと言える。

保管期間前後でバッファオイルおよび水の透過率を測定した結果を図 5.8 に示す。この結果からはサンプルミラーを入れて保管したものに明らかに透過率が減少していることがわかる。

しかし、物質の溶け出しが透過率減少の原因だとすると、同じ体積の液体に対するミラーの面積、周長の割合である S/V 比、 L/V 比が高いほど透過率の減少率が大きくなると考えられる。バイアル内と各検出器での S/V 比、 L/V を表 5.2 に示す。バイアル内の S/V 比は KamLAND2-Zen 実験の 5.6 倍であるため、透過率の減少率も 5.6 倍になっていると考え、実際の実験よりも減少率が大きく見えてしまっていると言える。従ってバイアルと検出器での S/V 比、 L/V 比の差を考慮する必

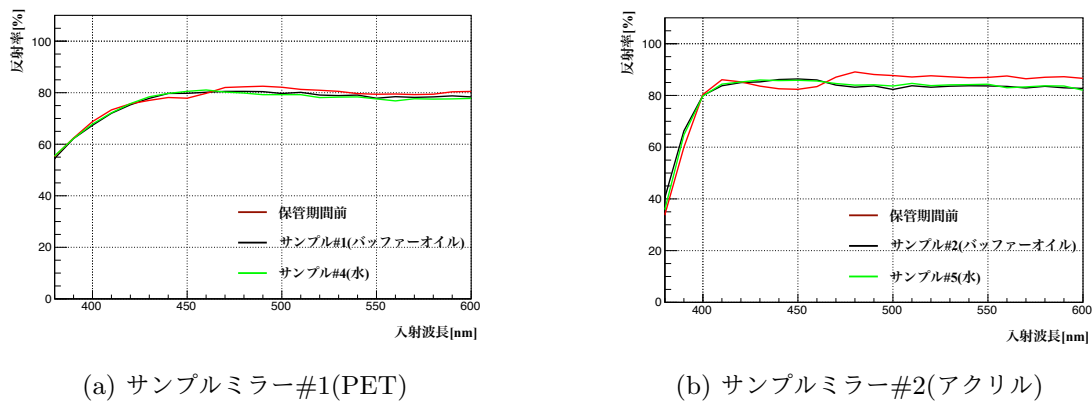


図 5.7: 加速劣化試験における反射率測定の結果

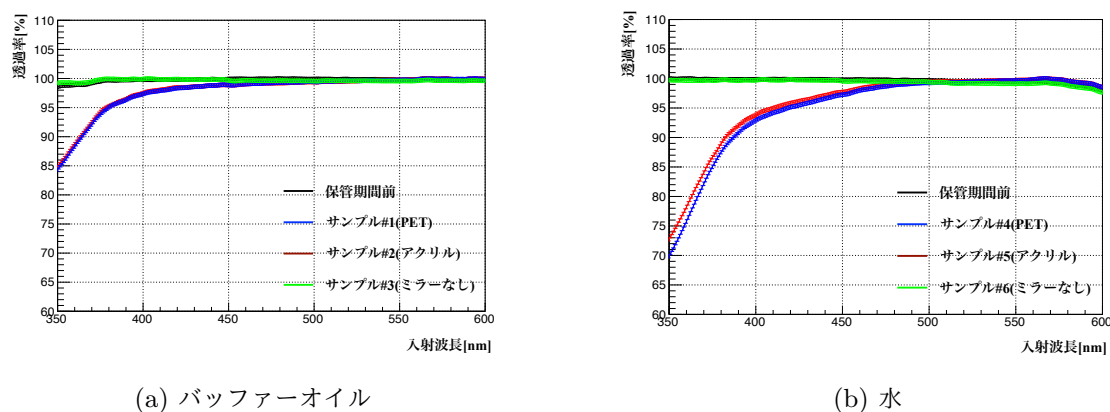


図 5.8: 加速劣化試験における透過率測定の結果

要がある。バイアル内と各検出器との差はの S/V 比の方が L/V 比より低いため、 S/V 比を考慮した透過率の減少が許容できる範囲であれば良いとし、 S/V 比のみを考慮することとした。

表 5.2: 加速劣化試験と各検出器の S/V 比, L/V 比

	S/V 比 [1/m]	L/V 比 [1/m ²]
バイアル内	10.7	133
KamLAND2-Zen 実験	1.9	2.4
プロトタイプ検出器	2.0	2.5

また、この測定値は 9 cm における透過率であるため、検出器規模の 2 m における透過率は減少率が大きくなることが予想される。従って十分な透過率があると言うには、2 m における透過率と比較する必要がある。測定した 9 cm における透過率を $t_{9\text{cm}}$ 、2 m における透過率を $T_{2\text{m}}$ を

$$t_{9\text{cm}} = t_0 + \delta t \tag{5.4}$$

$$T_{2\text{m}} = T_0 + \delta T \tag{5.5}$$

のように絶対値と誤差の和で表すと、それぞれに以下のような関係性がある [21]。

$$T_0 = t_0^{\frac{200}{9}} \quad (5.6)$$

$$\delta T = \frac{200}{9} \times \frac{|T_0|}{|t_0|} \times \delta t \quad (5.7)$$

この関係性によって、精度は悪くなるものの、計算によって 2 m における透過率を見積もることができる。

以上より、 S/V 比を考慮した 2 m における透過率を見積もったグラフを図 5.9 に示す。この結果から LAB-LS のシンチレーション光のピーク波長の端である 400 nm での透過率は、バッファオイルに約 9 %、水には 20 % 以上の減少が見られた。特に水は誤差の範囲を考慮しても大きく減少していることがわかる。透過率減少の原因については、紫外線吸収剤あるいはバックコート の 溶け出しなどが考えられる。

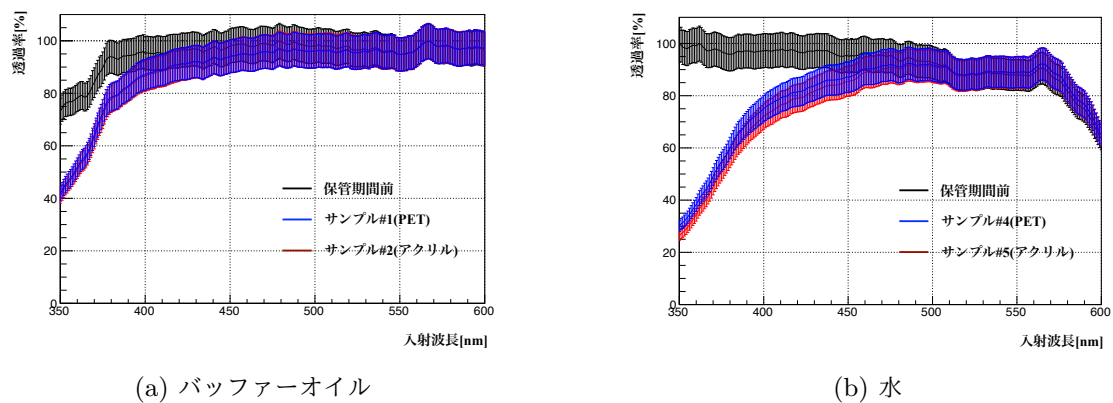


図 5.9: 加速劣化試験における透過率 (2 m)

5.3 紫外線吸収剤を含まないミラー素材

ここまでの測定で基板がアクリルの方が反射率が優れていると思われるが、サンプルミラー#2 のアクリルには紫外線吸収剤が含まれることがわかった。LAB-LS のシンチレーション光のピーク波長は 400 ~ 420 nm であるが、ピークの立ち上がりは 380 ~ 400 nm であるため 400 nm 以下の反射率も集光量に影響する。また、加速劣化試験の結果から紫外線吸収剤が液体に溶け出して透過率に影響を与えた可能性があるため、紫外線吸収剤を含まないアクリルを使用するのが適切だと言える。

そこで紫外線吸収剤を含まないアクリルを用いたサンプルミラー#3 を製作企業に依頼した。サンプルミラー#3 の写真を図 5.10 に示す。サンプルミラー#1、#2 と比べると大きさ以外に見た目の違いは特になかった。また、バックコートについてはサンプルミラー#1、#2 と同様のものを使用している。

このサンプルミラー#3 について、前回同様に反射率測定と加速劣化試験による性能評価を行った。

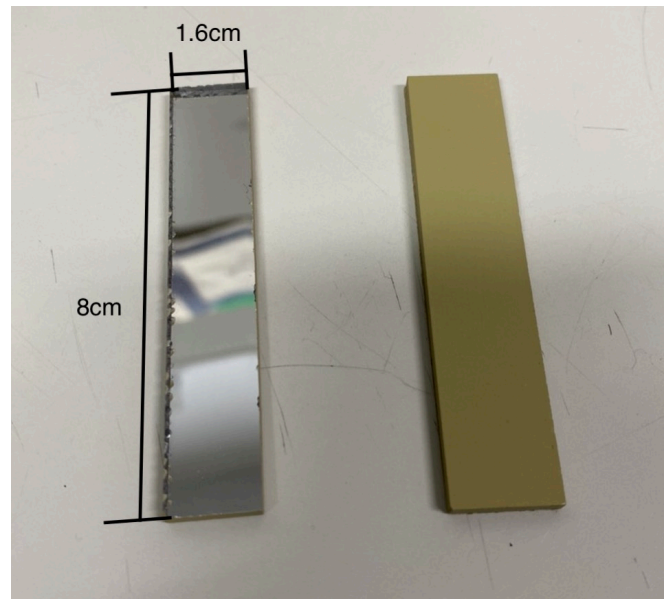


図 5.10: サンプルミラー#3 の写真

5.3.1 紫外線吸収剤を含まないミラー素材の反射率測定

サンプルミラー#3の反射率測定の結果を図 5.11 に示す。ただし、反射率の角度依存性はないとし、入射角 15 ~ 75 度での反射率を平均している。サンプルミラー#2 と比べると可視光領域での性能は同程度であり、400 nm 以下でも安定した反射率であった。この結果からサンプルミラー#3 の反射率は十分な性能だと言える。

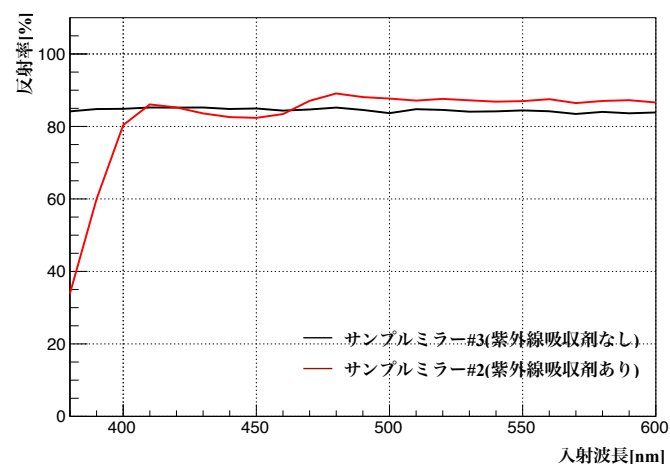


図 5.11: サンプルミラー#3 の反射率測定の結果

5.3.2 紫外線吸収剤を含まないミラー素材の加速劣化試験

反射率測定同様にサンプルミラー#3の加速劣化試験を行った。恒温槽で保管するサンプルの種類は表5.3の2種類とし、温度と保管期間は前回と同じ41℃で1ヶ月半とした。

表 5.3: サンプルミラー#3の加速劣化試験におけるサンプルの種類

サンプル番号	バッファオイル	水	サンプルミラー#3
#7	○	-	○
#8	-	○	○

反射率測定

加速劣化試験における保管期間前後の反射率測定の結果を図5.12に示す。結果からサンプルミラー#2同様に、劣化試験による反射率への影響はないことがわかる。

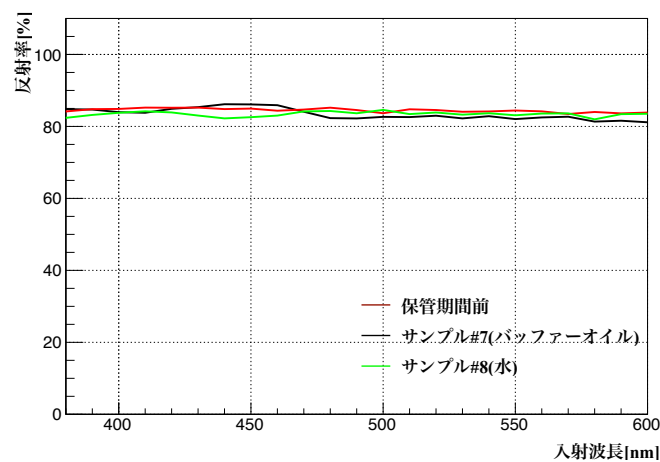


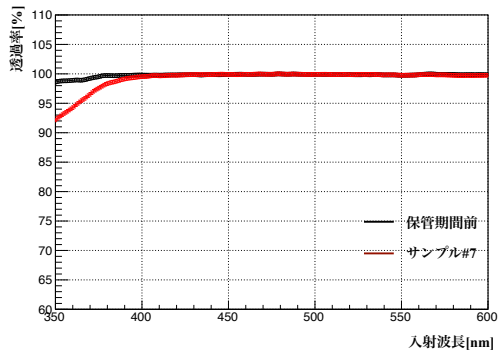
図 5.12: サンプルミラー#3の加速劣化試験における反射率測定の結果

透過率測定

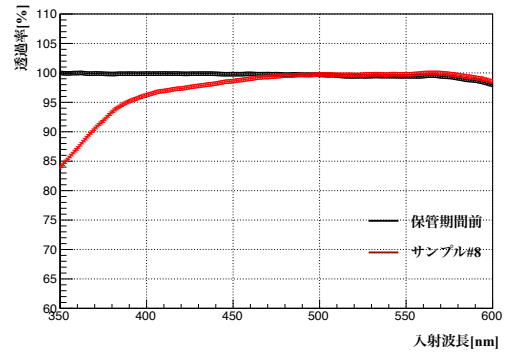
加速劣化試験における保管期間前後の透過率測定の結果を図5.12に示す。またサンプルミラー#1、#2同様に、S/V比を考慮した2mにおける透過率を見積もった結果を図5.9に示す。

見積もった結果から、水には400nmで40%近い透過率の減少が見られた。今回のサンプルミラーには紫外線吸収剤が含まれていないため、おそらくバックコートが原因だと考えられる。これほどの減少は検出器の性能を大きく下げることにつながるため、正確な原因の追求とその解決策が求められる。

バッファオイルには2mにおける透過率で見ても400nmでは大きな減少が見られなかった。しかし400nm以下では減少傾向が見られるため、5年間の測定を行った際には無視できない影響になる可能性は十分にある。従ってバッファオイル内でのサンプルミラー#3の安定性については、より長い期間で検証する必要がある。

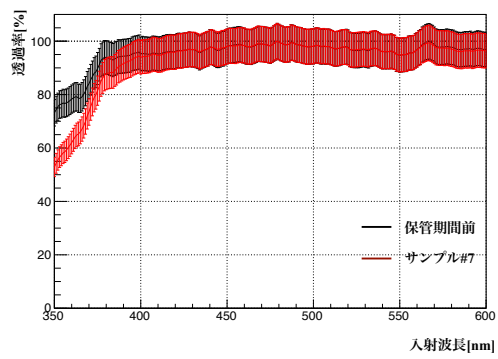


(a) バッファーオイル

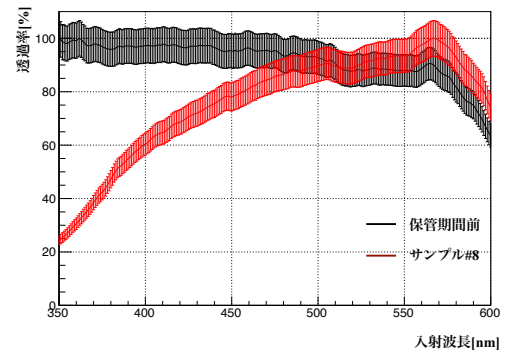


(b) 水

図 5.13: サンプルミラー#3 の加速劣化試験における透過率測定の結果



(a) バッファーオイル



(b) 水

図 5.14: サンプルミラー#3 の加速劣化試験における透過率 (2 m)

第6章

まとめと今後の展望

多角形ミラーの形状最適化

本研究では、先行研究で用いられた KamLAND2-Zen 実験のフルシミュレーションを応用し、多角形ミラー曲面の形状最適化を行った。数多くの形状の集光率を比較することで、現状最適だと言える多角形ミラー曲面を決定することができた。また、検出器中心のみの発光と、検出器全体の発光の2方面から検討し、Bézier 曲線の座標パラメータを絞っていくことで、性能の高い形状を選定する形状最適化の方法を考案した。

最適化の結果、集光率としてはミニバルーン内で 2.28 倍、バルーン全体でも 2.22 倍と大きな改善が見込めることがわかった。これは理想値である 2.37 倍と比べると、最大に近いレベルで集光ができていけると言える。高量子効率 PMT の 1.9 倍、LAB-LS の 1.4 倍と合わせると、ミニバルーン内の発光に対して検出器全体で 6.1 倍の集光率が見込め、このときのエネルギー分解能 $\Delta E/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ は、KamLAND-Zen 400 実験におけるエネルギー分解能 $6.4\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ を用いて

$$\frac{6.4\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \times \frac{1}{\sqrt{6.1}} = \frac{2.6\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \quad (6.1)$$

と求められる。円形ミラーの場合、検出器全体の集光率が 4.4 倍、分解能が $3.1\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ と見積もれるので、形状変更によって検出感度を大きく改善できたと言える。

また、 $0\nu\beta\beta$ のバックグラウンドとなる $2\nu\beta\beta$ 信号のイベント数 $N_{2\nu}$ は ΔE の改善により以下の関係式に従い減少する [25]。

$$N_{2\nu} \propto (\Delta E)^{5.8} \quad (6.2)$$

さらに $2\nu\beta\beta$ 以外の信号によるバックグラウンド数 $N_{\text{その他}}$ は $0\nu\beta\beta$ のエネルギー領域内でフラットな形だと近似すると

$$N_{\text{その他}} \propto \Delta E \quad (6.3)$$

のように減少すると考えられる。 $0\nu\beta\beta$ 信号が得られなかった場合の達成感度は式 (6.2)、(6.3) と合わせて

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{2\nu} + N_{\text{その他}}}} \quad (6.4)$$

の関係式から、円形ミラーより 1.1 倍、KamLAND-Zen 実験より 1.7 倍と見積もることができる。その他集光量以外でも、シンチレーションバルーンなどによる検出感度の改善が見込めるため、

KamLAND2-Zen 実験は5年間の測定でニュートリノのマヨラナ有効質量の逆階層構造領域の全域に渡って探索できると十分期待できる。

ミラー素材候補の性能評価

本研究ではバッファオイル・水中の両方で使用できるミラー素材の候補として、3つのサンプルミラーについて反射率測定・加速劣化試験による性能評価を行った。

空気中での性能としては、紫外線吸収剤を含まないアクリルを用いたサンプルミラー#3に最も安定した反射率が見られた。

バッファオイル・水中での化学安定性の検証として約1年分の加速劣化試験を行ったが、サンプルミラーの性能の悪化については見られなかった。しかし、バッファオイル・水の透過率には保管期間前後の測定で減少が見られた。特に水については大きな減少が見られるため、素材の再検討や、実験中では定期的に水の入れ替えを行うなどの解決策が求められる。またバッファオイルについては、1年分の加速劣化試験では許容できる範囲の透過率減少であったが5年間の実験での安定性は保証できなかったため、より長い期間での加速劣化試験での検証が必要である。

多角形ミラーの試作品の作製・性能評価

集光ミラー開発の今後の課題としては、今回形状決定した多角形ミラーの試作品の作製・性能評価が挙げられる。本研究によりシミュレーションでの集光率は見積もったが、実際の集光率については測定していない。そのため検出器に実装する前に正確な集光率を確認する必要がある。またKamLAND2-Zen 実験に導入した際に、長期間で形状が保持できるかや実際の集光ミラー規模での化学的安定性などを確認するために、バッファオイル・水中での耐圧試験・劣化試験なども行うことが必要となってくる。

謝辞

本論文の執筆および約2年間の研究活動にあたり、大変多くの方々にお世話になりました。この場をお借りして深く感謝の念をお伝えさせていただきます。

まずセンター長の井上先生には、大変恵まれた環境で研究できる機会を与えて頂きました。物理学の実験や研究に多くの知見があったわけではない私がここまで研究を進めてこれたのは、研究室配属も含め井上先生の協力があってこそだと思います。またミーティングや修士論文の中間報告・発表練習では、私では気づけなかった部分や理解が足りなかった部分にたくさんのご指摘やアドバイスをいただき、より良い研究内容・方針にすることができました。

本研究の指導教官である清水先生には、方針決定から本論文の執筆に至るまで本研究の一部始終においてご指導して頂きました。考察における議論やなんでもないような質問にも丁寧に対応していただき、そのおかげもあり本論文の完成まで至ることができました。ありがとうございました。

4年生での研究を担当していただいた上島先生、細川先生には、初めて研究を取り組む私に対して、KamLAND 実験についてや実験・研究のノウハウなど基礎の部分から丁寧に教えていただきました。学会や卒業発表の練習・資料作りにも多く時間を割いていただき有意義な4年生研究になりました。また研究以外のことに対しても多く議論をさせていただいたり、御二方の存在は私の研究生生活において大きなものであったと感じております。

先輩の皆様にも多くのことを教えていただきました。特に実験器具の操作方法や測定方法などを教えていただく際には付きっきりで指導していただき、とても助かりました。

同期の皆様も大変優秀で、プログラミングやソフトウェアなどについて何度か教えていただくことがあり、とても助かりました。各々が違った意見を持った方たちでしたが、交流も多く、研究をする上で支えとなりました。ありがとうございました。

後輩の皆様はコロナウイルスの影響であまり多くの交流の機会がありませんでしたが、研究の息抜きに付き合ってくれた方などもいて、皆様のおかげで研究生生活がより楽しいものとなりました。

そのほかにもニュートリノ科学研究センターの多くの方々には大変お世話になりました。改めて感謝の意を表します。

参考文献

- [1] BRUCE T. CLEVELAND *et al.* , “MEASUREMENT OF THE SOLAR ELECTRON NEUTRINO FLUX WITH THE HOMESTAKE CHLORINE DETECTOR”, *Astroph. J.*, Vol. 496, p.505 (1998)
- [2] K.S. Hirata *et al.* , “Ovservation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande”, *Phys.Lett.B*, Vol. 280, p.146 (1992)
- [3] Y.Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration) , “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, *Phys.Rev.Lett* 81, 1562 (1998)
- [4] S.N.Ahmed *et al.* (SNO collaboration), “Measurement of the Total Active 8 B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity”, *Phys.Rev.Lett* 92, 181301 (2004)
- [5] A.Gando *et al.* , “Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND”, *Phys.Rev.D* 88, 033001(2013)
- [6] M. Aker *et al.* (KATRIN Collaboration), “An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN”, arXiv:1909.06048 (2019)
- [7] P. A. R. Ade *et al.* (Planck Collaboration) , “Planck intermediate results XVI. Profile likelihoods for cosmological parameters”, *Astron. Astrophys A54*, 566 (2014)
- [8] M.Fukugida and T.Yanagida , “BARYOGENESIS WITHOUT GRAND UNIFICATION”, *Phys.Lett.B* 174, 47 (1986)
- [9] T.Yanagida , “Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos”, *Prog.Thor.Phys* 28, 870 (1980)
- [10] Irene Nutini *et al.* “The CUORE Detector and Results”, *J. Low Temp. Phys.*, 199(1-2), 519–528 (2020)
- [11] M. Agostini *et al.* “Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay” (2020)
- [12] G. Anton, *et al.* “Search for Neutrinoless Double- β Decay with the Complete EXO-200 dataset”, *Phys.Rev.Lett.*, Vol. 123, No. 16 (2019)
- [13] K. Eguchi, *et al.* “First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance”, *Phys.Rev.Lett.*, 90, 021802 (2003)
- [14] A. Gando, *et al.* 2011 “Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements”, *Nature Geo.* 4, 647-651 (2011)
- [15] A. Gando, *et al.* “Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen”, *Phys.Rev.Lett.* 117, 082503 (2016)

- [16] 林 歩美, “KamLAND2-Zen に向けた集光ミラーの最適化”, 修士論文, 東北大学, (2017)
- [17] 小原 脩平, “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”, 修士論文, 東北大学, (2015)
- [18] L. Oberauer, *et al.* “Light concentrators for Borexino and CTF”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 530, No. 3, 453 - 462 (2004)
- [19] 太田 直輝, “KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーを用いた高光収率検出器の開発”, 修士論文, 東北大学, (2019)
- [20] 立花 創, “KamLAND2-Zen 実験のための集光ミラーの研究開発”, 修士論文, 東北大学, (2015)
- [21] 和田 佳樹, “KamLAND2-Zen 実験における発光性バルーンのための高発光液体シンチレータの開発”, 修士論文, 東北大学, (2020)
- [22] 朝倉 康太, “KamLAND-Zen 次期計画へ向けた新型 PMT の性能研究”, 修士論文, 東北大学, (2015)
- [23] 黒田 和典, “次世代超高エネルギーガンマ線天文台 CTA の大口径望遠鏡用ライトガイドの形状最適化”, 修士論文, 茨城大学, (2011)
- [24] A. Rakić, “Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum”, Appl. Opt. 34, No. 22, 4755–4767 (1995)
- [25] A. Piepke, “Double Beta Decay Experiments”, Nucl.Phys.A 752 (2005)