

修士論文

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

Development of High Light-Yield Detector using Light Collecting Mirror for KamLAND2-Zen

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

太田 直輝

平成 30 年

概要

素粒子の一種であるニュートリノは標準理論では質量を持たないとされていたが、ニュートリノ振動現象が観測されたことによりごく小さい質量を有していることが証明された。ニュートリノ質量を自然に記述するシーソー機構にはニュートリノのマヨラナ性が必要であり、ニュートリノのマヨラナ性を証明する唯一の手段としてニュートリノレス二重ベータ ($0\nu\beta\beta$) 崩壊探索実験があげられる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期はニュートリノ有効質量を通じて質量階層構造と関係があるためニュートリノ質量についての情報を得ることにもつながる。KamLAND-Zen 実験は極低バックグラウンド環境を誇る KamLAND 検出器を改良した $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験である。検出器中心に設置したミニバルーンに二重ベータ崩壊核 ^{136}Xe を溶解させた液体シンチレータをインストールし、シンチレーション光を光電子増倍管 (PMT) により検出する。これまでの観測により ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期およびニュートリノ有効質量に対する世界最高の制限をつけることに成功しているが、崩壊の信号は未だに検出できていない。主要なバックグラウンドとして通常の二重ベータ崩壊信号の関心エネルギー領域へのしみだしがあげられ、これは検出器のエネルギー分解能の改善でのみ低減することができる。実験感度のさらなる向上を目的とした将来実験 KamLAND2-Zen 実験が計画されており、集光量を向上させることでエネルギー分解能が改善される見込みである。改良案のひとつとして、検出器内の PMT に集光ミラーを装着することで検出器占有率を改善させ集光量を向上させることが考えられている。本研究は KamLAND2-Zen 検出器への搭載を想定した集光ミラーの設計を行い、フルシミュレーションを用いて検出器の正確な光収集性能を評価したものである。まずはじめに、先行研究で用いられていた集光シミュレーションに KamLAND2-Zen 実験で導入される予定である新型液体シンチレータ・新型バッファオイル・高量子効率 PMT の光学的特性を導入しシミュレーション精度を高めた。また KamLAND2-Zen 検出器全体を再現したフルシミュレーションを構築し、検出器全体での集光ミラー装着による影響を再現し集光率を正確に求めることを可能にした。次に KamLAND2-Zen 検出器への集光ミラーの搭載方法について検討した。先行研究により集光率の目標値 1.8 倍を達成した集光ミラー形状は決定していたが、KamLAND 検出器内の PMT にそのまま搭載することはミラー先端が物理的に干渉するため不可能である。実験予算を考慮すると PMT 配置を変更することは難しいため集光ミラー形状の変更が必要となり、先行研究での集光ミラー形状を基に 11 種類の円形集光ミラー形状を新たに設計し適切な位置に配置することを考案した。設計した集光ミラーをフルシミュレーションに組み込み集光率を評価したところ、目標値をわずかに達成しなかったが検出器へ搭載が可能であるような集光ミラー形状の中では最も高い集光率が得られた。最後に、集光率を改善させるために集光ミラー形状のさらなる最適化について検討した。集光ミラー入りを多角形に拡大させることで検出器占有率がさらに改善するような最適化が考えられる。このような最適化による集光率改善を評価するために円形集光ミラーの入りを正六角形に拡大させた正六角形ミラーを作成し、形状の拡大によって性能が低下しないことを確かめた。このようなミラー形状の最適化によって集光率が改善し目標値を達成する可能性が十分に高いことを示した。本研究により、検出器に搭載可能な形状の集光ミラーを導入することで目標とする集光率を達成することができ、KamLAND2-Zen 実験では 5 年間の観測により逆階層構造を網羅した $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の探索が可能になることを示した。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ物理	3
2.1	ニュートリノとは	3
2.1.1	ニュートリノの予言	3
2.1.2	ニュートリノの発見	3
2.2	ニュートリノ振動	4
2.3	ニュートリノ質量	6
2.3.1	ディラック質量とマヨラナ質量	6
2.3.2	シーソー機構	7
2.4	ニュートリノレス二重ベータ崩壊	8
2.4.1	二重ベータ崩壊	8
2.4.2	ニュートリノレス二重ベータ崩壊	9
2.4.3	ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験	10
第 3 章	KamLAND-Zen 実験	13
3.1	KamLAND 実験	13
3.1.1	KamLAND 検出器	13
3.1.2	ニュートリノ検出原理	16
3.1.3	KamLAND 実験の成果	17
3.2	KamLAND-Zen 実験	18
3.2.1	実験の概要	19
3.2.2	KamLAND-Zen 実験における主なバックグラウンド	20
3.2.3	KamLAND-Zen 実験の成果と現状	21
3.2.4	将来計画：KamLAND2-Zen 実験	22
第 4 章	高光収率検出器の設計開発	25
4.1	研究目的	25
4.2	集光ミラー	25
4.3	集光シミュレーション	25

4.3.1	Geant4	26
4.3.2	単一の PMT を用いた集光シミュレーションの構築	26
4.3.3	KamLAND フルシミュレーションを用いた集光シミュレーションの構築	33
4.4	ウィンストンコーン型集光ミラーの検討	34
4.4.1	単一の PMT を用いたシミュレーションでの評価	38
4.4.2	フルシミュレーションでの評価	39
4.5	KamLAND2-Zen 実験に向けた集光ミラーの設計	44
4.5.1	KamLAND 検出器の PMT 座標の解析と集光ミラー形状の改良	44
4.5.2	単一の PMT を用いたシミュレーションでの評価	50
4.5.3	フルシミュレーションでの評価	52
4.5.4	さらなる最適化の方向性	55
第 5 章	結論と今後の課題	61
	謝辞	63

目次

2.1	^{14}C の β 崩壊で放出される電子のエネルギースペクトル	4
2.2	二重ベータ崩壊を起こす核種のエネルギー準位の一例	9
2.3	二重ベータ崩壊のファインマン図	9
2.4	二重ベータ崩壊で放出される電子のエネルギースペクトル	10
2.5	ニュートリノ有効質量とニュートリノ質量・質量階層構造との関係	11
3.1	KamLAND 検出器の構造図	13
3.2	逆ベータ崩壊反応による一連の反応の流れ	16
3.3	電子散乱のファインマン図	17
3.4	KamLAND により観測された地球ニュートリノのスペクトル	18
3.5	KamLAND-Zen 実験の概略図	19
3.6	ミニバルーンとその周辺の模式図	20
3.7	KamLAND-Zen 400 実験 2nd Phase の結果	22
3.8	KamLAND-Zen 400 実験によるニュートリノ有効質量への制限	22
3.9	KamLAND2-Zen 実験の概略図	24
4.1	ストリングコーンの模式図	26
4.2	20 インチ PMT のジオメトリ	27
4.3	PMT の量子効率	28
4.4	HQE PMT 計数率の入射位置・角度依存性	28
4.5	20 インチ PMT 用集光ミラーのジオメトリ	29
4.6	バッファオイル候補の 9cm 透過率	30
4.7	LAB の透過率による発光スペクトル	31
4.8	新型バッファオイルの減衰長	31
4.9	新型バッファオイルの屈折率と LAB-LS の屈折率	32
4.10	PMT 表面上にヒットした光子のヒストグラム	36
4.11	20 インチミラーと出口直径 490 mm ミラーの集光率	37
4.12	出口直径 490 mm/液体シンチレータ有効半径 6.5 m 集光ミラーのジオメトリ図	37
4.13	液体シンチレータ有効半径 3 m 集光ミラーのジオメトリ図	38
4.14	単一の PMT を用いたシミュレーションの模式図	39

4.15	さまざまな液体シンチレータ有効半径集光ミラーの単体シミュレーションによる集光率	39
4.16	KamLAND 検出器における PMT 配置の模式図	41
4.17	集光ミラーごとのそれぞれの PMT 配置を用いて比較した場合の集光率	43
4.18	KamLAND 検出器の元々の光量と比較した場合の集光率	44
4.19	フェイス番号ごとのインデックス (i, j) の位置関係	45
4.20	$s = 11, 12$ における隣接最小角度分布	47
4.21	11 種類の集光ミラーの配置模式図	48
4.22	有効半径 6.5 m ミラーを基にしたミラー形状作成の模式図	48
4.23	KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の集光ミラーのジオメトリ図	51
4.24	KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の集光ミラーの単体シミュレーションによる集光率	51
4.25	KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された集光ミラーの集光率	53
4.26	集光ミラー装着の影響による光子のヒット時間分布の変化	54
4.27	作成した正六角形集光ミラーのジオメトリ図	56
4.28	正六角形ミラーへの入射方向の種類	57
4.29	正六角形ミラーの単一シミュレーションによる集光率	58
4.30	集光ミラー入り口の変形によって立体角を最大限増加させた場合に見込まれる集光率	59

表目次

1.1	標準模型における素粒子の分類	2
3.1	KamLAND-LS の組成	14
3.2	バッファオイルの組成	15
3.3	KamLAND 検出器に搭載されている PMT の内訳	15
3.4	Xe-LS の組成	20
4.1	ガラス表面上における測定点の位置	28
4.2	KamLAND2-Zen 用バッファオイルの候補	30
4.3	新型バッファオイルと LAB-LS の屈折率のフィッティング結果	33
4.4	KamLAND-LS と LAB-LS の発光時間応答に関するパラメータ	35
4.5	液体シンチレータ有効半径ごとの集光ミラーの形状	38
4.6	液体シンチレータ有効半径ごとの集光ミラーの張る角	40
4.7	液体シンチレータ有効半径ごとの集光ミラーの PMT 配置	42
4.8	11 種類の円形集光ミラーの設置位置や張る角	49
4.9	KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の円形集光ミラーの形状パラメータ	50
4.10	KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の円形集光ミラーの立体角増加と集光率の関係	52
4.11	正六角形ミラーの立体角と集光率	58

第 1 章

序論

「この世界の物質を構成する最小単位はなんだろうか？」という問いの歴史は古く、古代ギリシャの哲学者たちはアルケー（万物の根源）について積極的に思想を巡らせた。例えば、哲学の祖と呼ばれるタレスは水、ピタゴラスは数、エンペドクレスやアリストテレスは火・水・土・空気の四大元素、レウキッポスやデモクリトスはアトム（原子）をアルケーであると考えた。その後の時代では四大元素論が優勢であったが、J. Dalton や A. Lavoisier が化学的原子論を発展させたことにより四大元素論は棄却された。

今日では物質の最小単位は“素粒子”と呼ばれる内部構造をもたない粒子であると考えられており、現代素粒子論の根幹を担っている“標準模型”というモデルによって表 1.1 のように分類されている。17 種類の素粒子はまず半整数スピンを持ち物質を構成する“フェルミオン”と整数スピンを持ち相互作用を司る“ボソン”に大別される。さらに、フェルミオンは核子の構成要素であり強い相互作用をする“クォーク”と強い相互作用をしない“レプトン”に、ボソンは4種類の“ゲージ粒子”と1種類の“ヒッグス粒子”に分けられる。クォークとレプトンはそれぞれ2種類ずつで一代を構成しており、現在までに三つの世代が発見されている。レプトンのうち電荷を持つものは“荷電レプトン”、中性のものは“ニュートリノ”と呼ばれている。

ニュートリノは標準模型の範疇では質量は持たないとされているが、ニュートリノ振動現象が観測されたことによってごく小さいながらも有限の質量を有していることが証明された。今ではニュートリノは標準理論を超えた物理を認めさせる存在となっている。しかしニュートリノが他の素粒子と比較して極めて小さい質量を持っている理由や質量の絶対値はまだ分かっていない。これらの諸問題を自然に解決する理論として“シーソー機構”が有力視されているが、粒子と反粒子の区別がつかないというマヨラナ性がニュートリノに必要となる。ニュートリノのマヨラナ性を証明する唯一の現実的な手段としてニュートリノレス二重ベータ ($0\nu\beta\beta$) 崩壊探索実験があげられ、またニュートリノ質量に関する情報も同時に得られるためその重要性から世界中でさまざまな $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験が行われている。

KamLAND-Zen 実験は極低バックグラウンド環境を実現した ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験である。現在までに ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期およびニュートリノ有効質量に対する世界最高の制限をつけているが、崩壊の信号は未だに検出されていない。そこで、実験感度の改善を目的とした将来実験 KamLAND2-Zen 実験が計画されており、多数の改良案によって集光量を向上させエネルギー分解能

表 1.1 標準模型における素粒子の分類

フェルミオン				ボソン		
	世代	I	II	III		
クォーク		u	c	t	ゲージ粒子	γ
	スピン	1/2				スピン
	電荷	+2/3			電荷	0
		d	s	b	ゲージ粒子	g
スピン	1/2			スピン		1
	電荷	-1/3			電荷	0
レプトン		e	μ	τ	ゲージ粒子	W^{\pm}
	スピン	1/2				スピン
	電荷	-1			電荷	± 1
		ν_e	ν_{μ}	ν_{τ}	ゲージ粒子	Z^0
スピン	1/2			スピン		1
	電荷	0			電荷	0
				ヒッグス粒子		H
					スピン	0
					電荷	0

が改善される見込みである。本研究は KamLAND 検出器内の PMT に装着する集光ミラーの設計開発を目的としている。

本論文の構成を簡単に説明する。第 2 章では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、最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 章では本研究の内容について述べる。はじめに集光シミュレーションの構築について述べ、次に先行研究で決定された集光ミラー形状を基に KamLAND2-Zen 検出器への搭載を想定した集光ミラー形状を設計し性能評価を行い、最後にさらなる最適化の検討を行い集光ミラーの使用可能性について論じた。第 5 章では本論文をまとめ、今後の展望を述べる。

第 2 章

ニュートリノ物理

2.1 ニュートリノとは

2.1.1 ニュートリノの予言

ニュートリノの歴史は放射性崩壊の一種である β 崩壊の研究においてその存在が予言されたことから始まった。 β 崩壊とは中性子が放射線を放出すると共に陽子に崩壊する現象である。当初放射線として放出されるのは式 2.1 のように 1 つの電子のみであると考えられた。

$$n \rightarrow p + e^- \quad (2.1)$$

この場合、放出される電子の運動エネルギー K はエネルギー保存則とアインシュタイン方程式 $E = mc^2$ により親核の質量 M_Z と娘核の質量 M_{Z+1} と電子の質量 m_e を用いて式 2.2 のように求め、エネルギー値は単一分布になるはずだと予想された。

$$K = (M_Z - M_{Z+1} - m_e)c^2 \quad (2.2)$$

しかし、電子のエネルギーを測定すると図 2.1 のように 0 から式 2.2 における K まで連続分布していた。したがって、 β 崩壊で電子のみが放出されるとするとエネルギー保存則が破られ、さらには中性子・陽子・電子のスピンはそれぞれ $1/2$ であるので角運動量保存則も破られることになってしまう。そこで、1930 年 W. Pauli は β 崩壊は未知の粒子も放出される三体崩壊であると主張し、エネルギー・角運動量などの保存則を満たすには未知の粒子は電氣的に中性・質量が無視できるほど小さい・スピン $1/2$ ・検出できないほど高い透過性をもつものであると予想された。その後この未知の粒子は 1934 年に β 崩壊の理論を発展させた E. Fermi によって“ニュートリノ”と名付けられた。ニュートリノを伴う三体崩壊の場合、 β 崩壊は式 2.3 のように定式化される。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (2.3)$$

2.1.2 ニュートリノの発見

ニュートリノは長らく予言上のみでの存在であったが、1956 年に F. Reines と C. L. Cowan Jr. が初めて検出に成功しその存在が証明された [2] [3]。CdCl₂ 水溶液と液体シンチレータを層状に重ねた

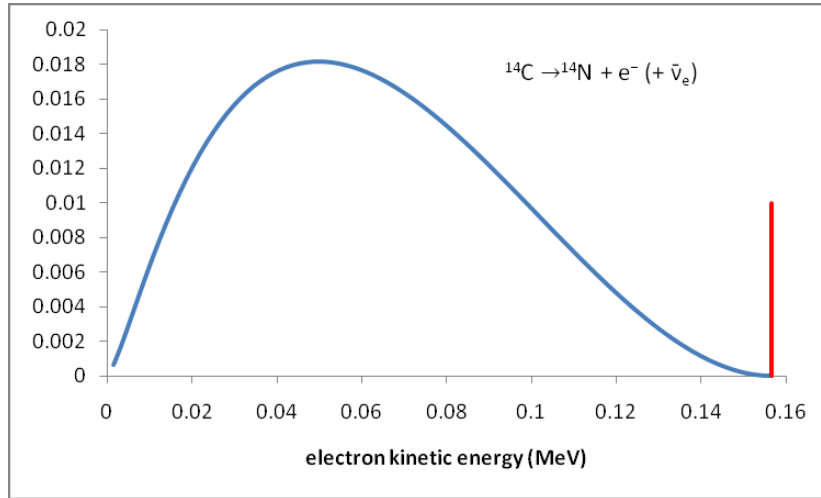


図 2.1 ^{14}C の β 崩壊で放出される電子のエネルギースペクトル [1]。赤い実線は電子のみが放出される場合に予想されるエネルギー、青い実線は実際に観測されたエネルギー。

検出器を用いて式 2.4 で表される逆 β 崩壊で放出される陽電子と中性子を遅延同時計測で検出することで、原子炉での核反応によって生成された反電子ニュートリノを検出した [3]。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.4)$$

他のフレーバーもその後発見されていき、1962 年に L. M. Lederman、M. Schwartz、J. Steinberger がミューニュートリノを [4]、2000 年に DONUT 実験がタウニュートリノを検出した [5]。

2.2 ニュートリノ振動

2.1.1 で述べたようにニュートリノは高い透過性を持っていることから、ニュートリノの発生源が太陽・大気・地球内部・天体などであっても地表面近くでの検出器で観測することができる。そのうち太陽から飛来する電子ニュートリノや大気から飛来するニュートリノは地表面への到達量が理論的に予測されたが、実際に観測された量は理論的な予測値を再現しなかった。このような現象はそれぞれ「太陽ニュートリノ問題」「大気ニュートリノ異常」と呼ばれていた。

前述したニュートリノ数の観測値が理論値より少なくなるような現象は、ニュートリノが移動するにつれてフレーバー状態が振動変化する「ニュートリノ振動」が原因であると考えられている。ニュートリノ振動が起こるためにはニュートリノが質量を持つ必要があり、したがってニュートリノ振動はニュートリノが質量を持たないとみなす標準理論を超えた物理現象である。

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 $|\nu_i\rangle$ と書く。このとき、 $|\nu_\alpha\rangle$ はユニタリな混合行列 U を用いて $|\nu_i\rangle$ の重ね合わせとして表現される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (2.5)$$

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

質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ は定常状態なので、時間発展は次のように表される。

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

さらに、運動量 p のニュートリノが時刻 t に $x = 0$ から発生したとすると

$$|\nu_i(x, 0)\rangle = e^{ipx} |\nu_i\rangle \quad (|\nu_i\rangle \equiv |\nu_i(0, 0)\rangle) \quad (2.8)$$

となる。よって、 $|\nu_\alpha\rangle$ の時間発展は次のようになる。

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{i(px - E_i t)} |\nu_i\rangle = \sum_{i, \beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{i(px - E_i t)} |\nu_\beta\rangle \quad (2.9)$$

したがって、フレーバー α から β への遷移確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(t)$ は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, t) \rangle|^2 = \sum_{i, j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (2.10)$$

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

となる。ここで $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ 、自然単位系で $L = x \simeq t$ 、さらに $p_i \gg m_i, E \simeq p_i$ から近似式 2.12 を用いた。

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (E : \text{ニュートリノのエネルギー}) \quad (2.12)$$

仮にすべてのニュートリノが質量を持たない場合、すべての i, j について $E_i - E_j = 0$ となってしまう、式 2.10 からニュートリノ振動現象が起こることはない。したがってニュートリノ振動現象を観測することができればニュートリノが質量を持つことが証明することができる。Super-Kamiokande 実験による大気ニュートリノ振動の観測 [6] や KamLAND 実験による原子炉ニュートリノ振動の観測 [7] がなされたことによりニュートリノが有限の質量を持つことは明らかとなった。

2 フレーバー間のニュートリノ振動

電子型とミュー型でのニュートリノ振動を考える。混合行列 U は単なる 2×2 回転行列となるので、混合角 θ を用いて

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

と表せる。よって ν_e から ν_μ への遷移確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu(0) | \nu_\mu(t) \rangle|^2 = \sum_{i, j} U_{ei} U_{ej}^* U_{\mu i}^* U_{\mu j} e^{-i(E_i - E_j)t} \quad (2.14)$$

$$= 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left[1 - \cos\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E}\right) \right] \quad (2.15)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \quad (2.16)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \times \frac{\Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]}\right) \quad (2.17)$$

と与えられる。

3 フレーバーの場合でのニュートリノ振動

3 フレーバーを考える場合、混合行列 U は Maki–Nakagawa–Sakata 行列 (MNS 行列) として表される。

$$U = U_{\text{MNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

ただし、混合角を θ_{ij} 、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ 、CP 位相を δ とした。

2.3 ニュートリノ質量

2.3.1 ディラック質量とマヨラナ質量

フェルミオンの質量項について議論するにあたり、スピノル 2 成分表示について考えてみる。質量ゼロのフェルミオンは左巻きのみが弱い相互作用をするため、質量ゼロのフェルミオンを左巻き・右巻きの状態でそれぞれ独立なワイルスピノル ψ_L, ψ_R として表し、フェルミオンが質量をもつ場合は ψ_L, ψ_R が混合すると考えることができる。 $\psi_D = \psi_L + \psi_R$ と書かれるディラックスピノルを用いると、質量項は

$$m_D \bar{\psi}_D \psi_D = m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \text{h.c.}) \quad (2.19)$$

となり左巻き・右巻きの状態が混合することが分かる。

ここで、ディラック粒子は粒子と反粒子が異なり、したがって荷電粒子は必ずディラック粒子になるが、中性粒子 (特にニュートリノ) は次のような性質を持つマヨラナ粒子である可能性も考えられる。

1. ディラック方程式を満たす。
2. 粒子と反粒子が同一である。

このようなマヨラナ粒子を 2 成分スピノル表示で表してみる。

左巻き・右巻きのワイルスピノルは、 $\gamma_5 \psi_L = -\psi_L, \gamma_5 \psi_R = \psi_R$ からわかるようにそれぞれひとつの 2 成分スピノルを用いて表すことができる。 η を 2 成分スピノルとして ψ_L を式 2.20 のように表したとき、荷電共役変換 $(\psi_L)^c$ は式 2.21 となり右巻きの状態になることがわかる。

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \eta \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

$$(\psi_L)^c = i\gamma^2 (\psi_L)^* = \begin{pmatrix} 0 \\ -i\sigma_2 \eta^* \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

また、 ξ を 2 成分スピノルとして ψ_R を式 2.22 のように表してみると、 $(\psi_R)^c$ は式 2.23 となり左巻きの状態になることがわかる。

$$\psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ -i\sigma_2 \xi^* \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

$$(\psi_R)^c = i\gamma^2 (\psi_R)^* = \begin{pmatrix} \xi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

ψ_L, ψ_R を用いるとマヨラナスピノル ψ_{M_L}, ψ_{M_R} を次のように書くことができる。

$$\psi_{M_L} = \psi_L + (\psi_L)^c = \begin{pmatrix} \eta \\ -i\sigma_2 \eta^* \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

$$\psi_{M_R} = \psi_R + (\psi_R)^c = \begin{pmatrix} \xi \\ -i\sigma_2 \xi^* \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

このとき、明らかに $(\psi_{M_L, M_R})^c = \psi_{M_L, M_R}$ となり、確かにマヨラナ粒子の性質を満たしている。

マヨラナ質量項では、 ψ_{M_L}, ψ_{M_R} について独立な質量 m_L, m_R を与えることができる。

$$m_L \overline{\psi_{M_L}} \psi_{M_L} = m_L (\overline{(\psi_L)^c} \psi_L + \text{h.c.}), \quad (2.26)$$

$$m_R \overline{\psi_{M_R}} \psi_{M_R} = m_R (\overline{(\psi_R)^c} \psi_R + \text{h.c.}) \quad (2.27)$$

最も一般的な質量項はディラック質量項とマヨラナ質量項を規格化係数を考慮して足しあげることで作ることができる。

$$-2\mathcal{L}_m = m_L \overline{\psi_{M_L}} \psi_{M_L} + m_R \overline{\psi_{M_R}} \psi_{M_R} + 2m_D \overline{\psi_D} \psi_D \quad (2.28)$$

$$= m_L \overline{(\psi_L)^c} \psi_L + m_R \overline{(\psi_R)^c} \psi_R + 2m_D \overline{\psi_R} \psi_L + \text{h.c.} \quad (2.29)$$

このように、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合は右巻きニュートリノと左巻きニュートリノはそれぞれ独立な質量を獲得し、さらに後述する“シーソー機構”を導入することで左巻きニュートリノにごく小さい有限の質量を自然に与えることができる。

2.3.2 シーソー機構

$\overline{\psi_R} \psi_L = \overline{(\psi_L)^c} (\psi_R)^c$ を用いて式 2.29 を変形すると、 m_D, m_L, m_R を実数として

$$-2\mathcal{L}_m = \left(\overline{(\psi_L)^c} \quad \overline{\psi_R} \right) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (2.30)$$

$$\equiv \left(\overline{(\psi_L)^c} \quad \overline{\psi_R} \right) M \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (2.31)$$

と表すことができる。質量行列 M を対角化すると、質量固有値として

$$m_s = \frac{1}{2} \left[(m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \right], \quad (2.32)$$

$$m_a = \frac{1}{2} \left[-(m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \right] \quad (2.33)$$

が求められる。これらに対応する質量固有状態は

$$\psi_s = \sin \theta_\nu \psi_L + \cos \theta_\nu (\psi_R)^c, \quad (2.34)$$

$$\psi_a = i[\cos \theta_\nu \psi_L - \sin \theta_\nu (\psi_R)^c] \quad (2.35)$$

となる。ここで ψ_L と $(\psi_R)^c$ との間の混合角 θ_ν は

$$\tan 2\theta_\nu = \frac{2m_D}{m_R - m_L} \quad (2.36)$$

と与えられる。

ここで、左巻きニュートリノの質量を無視し、ニュートリノのディラック質量に比べて右巻きニュートリノの質量が格段に大きいような質量階層性を考える。 $m_L = 0$, $m_D \ll m_R$ から、式 2.32、式 2.33 は次のように近似される。

$$m_s \simeq m_R, \quad (2.37)$$

$$m_a \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D \quad (2.38)$$

このような近似では $m_s m_a \simeq m_D^2$ といった関係式が導けることから、右巻きニュートリノの質量、すなわち大きい方の質量固有値 m_s を大きくしていくと、小さい方の質量固有値 m_a は小さくなっていくことがわかる。特に荷電レプトンやクォークと同程度の大きさであると考えられる m_D よりもずっと小さくなっていくことから、 ψ_s にほぼ等しい左巻きニュートリノの質量を他の素粒子と比べて特別に小さくすることができる。このような定式化は、 m_s を大きくしていくと m_a が小さくなっていくことから“シーソー機構”と呼ばれている。

2.4 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

2.3.2 で議論したとおり、シーソー機構により左巻きニュートリノの質量を自然にごく小さくすることができるが、シーソー機構にはニュートリノのマヨラナ性が必要となっている。ニュートリノのマヨラナ性を検証する実験としては今日ではニュートリノレス二重ベータ ($0\nu\beta\beta$) 崩壊事象探索実験が唯一の現実的な実験方法となっている。本節では $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の有用性とその探索実験の現状を述べる。

2.4.1 二重ベータ崩壊

式 2.3 で表されるベータ崩壊が生じるには、エネルギー保存則から親核のエネルギー準位が娘核のエネルギー準位より高い必要がある。しかし、偶数の質量数 A と原子番号 Z をもつ原子核“偶偶核”はエネルギー的に安定しており、図 2.2 のように通常のベータ崩壊による娘核のエネルギー準位の方が高かったり、あるいは娘核とのスピン差が大きいために遷移が強く抑制されていたりすることがある。この場合通常のベータ崩壊を起こすことはなく、代わりに式 2.39 で表される二重ベータ ($2\nu\beta\beta$) 崩壊が起きることになるが、二重ベータ崩壊は 10^{18} 年を超える半減期を持つ非常に稀な物理事象である。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.39)$$

$2\nu\beta\beta$ 崩壊のレートは

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (2.40)$$

と表される。ここで、 $G^{2\nu}$ は位相空間因子、 $M^{2\nu}$ は核行列要素である。

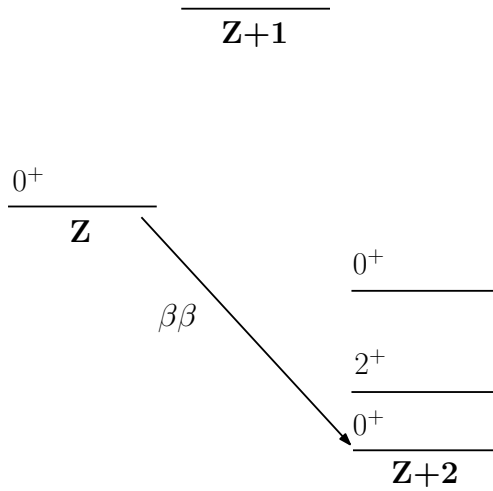


図 2.2 二重ベータ崩壊を起こす核種のエネルギー準位の一例 [8]。通常のベータ崩壊による娘核 $Z + 1$ への遷移はエネルギー保存則から禁止される。

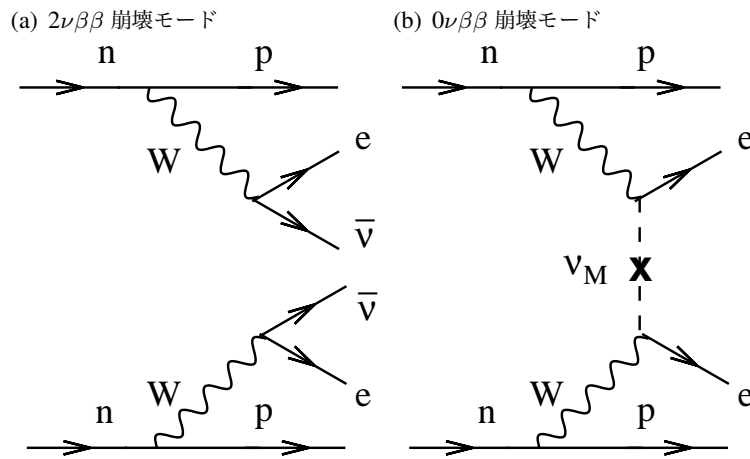


図 2.3 二重ベータ崩壊のファインマン図 [8]

2.4.2 ニュートリノレス二重ベータ崩壊

式 2.39 で表される通常の二重ベータ崩壊では 2 つの反電子ニュートリノが放出されるが、ニュートリノがマヨラナ性を持っている場合片方の反電子ニュートリノが電子ニュートリノとなり、原子核内でニュートリノの対消滅が起こる場合も想定できる。式 2.41 で表されるようにニュートリノはもはや原子核から放出されないため、このような現象はニュートリノレス二重ベータ ($0\nu\beta\beta$) 崩壊と呼ばれている。2 種類の二重ベータ崩壊をファインマン図として図 2.3 に示した。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \tag{2.41}$$

図 2.4 で示されるとおり、二重ベータ崩壊で放出される電子のエネルギースペクトルは崩壊モードで大きく異なる。特に $0\nu\beta\beta$ 崩壊では Q 値での単一ピークとなるが、検出される際は検出器のエネルギー

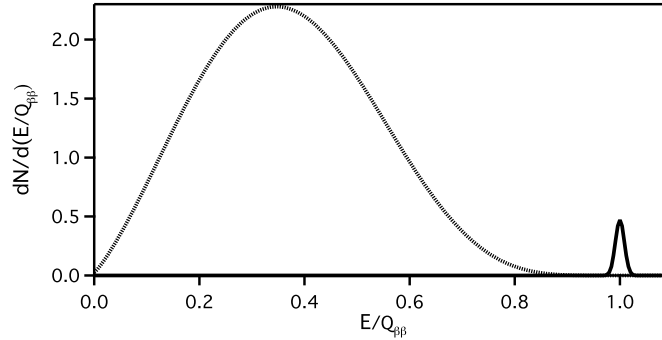


図 2.4 二重ベータ崩壊で放出される電子のエネルギースペクトル [8]。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊では通常のベータ崩壊と同様に連続スペクトルとなるが、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊では Q 値での単一ピークとなる。

ギー分解能と同じだけの幅を持つことになる。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊のレートは

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (2.42)$$

と表され、位相空間因子 $G^{0\nu}$ と核行列要素 M^ν の他にニュートリノ有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ も関わる事がわかる。ここでニュートリノ有効質量は

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| \quad (2.43)$$

$$= \left| |U_{e1}|^2 m_1 + |U_{e2}|^2 m_2 e^{i\phi_2} + |U_{e3}|^2 m_3 e^{i\phi_3} \right| \quad (2.44)$$

と表される。 U_{ei} は混合行列 U の成分、 m_i は質量固有値、 ϕ_2, ϕ_3 はマヨラナ位相である。ニュートリノ有効質量は質量階層構造で異なった値を取ることがわかっている。これらから、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊現象を観測できた場合、ニュートリノのマヨラナ性を証明できるだけでなくニュートリノ質量についての大きな情報を得ることになり、また直接観測できなくともニュートリノ有効質量の上限値に制限を与えることができれば質量階層構造への制限も同時に与えることになると考えられる。ニュートリノ有効質量とニュートリノ質量・質量階層構造との関係を図 2.5 に示す。

2.4.3 ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験

2.4.2 で述べたとおり $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の観測によりニュートリノのマヨラナ性や質量階層構造・ニュートリノ質量を解明できる可能性があるため、今日では世界各地で探索実験が行われている。本項では一部の主要な実験について紹介する。

Heidelberg–Moscow

イタリアのグランサッソ地下研究所にて行われていた実験である。86% に濃縮した ^{76}Ge の結晶を半導体検出器として使用することで高エネルギー分解能・低バックグラウンド環境を実現しており、2011 年には ^{76}Ge の $T_{1/2}^{0\nu}$ および $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ についての制限を下記のように報告した [10]。

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25} \text{ yr}, \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle < 350 \text{ meV} \quad [90\% \text{ C.L.}] \quad (2.45)$$

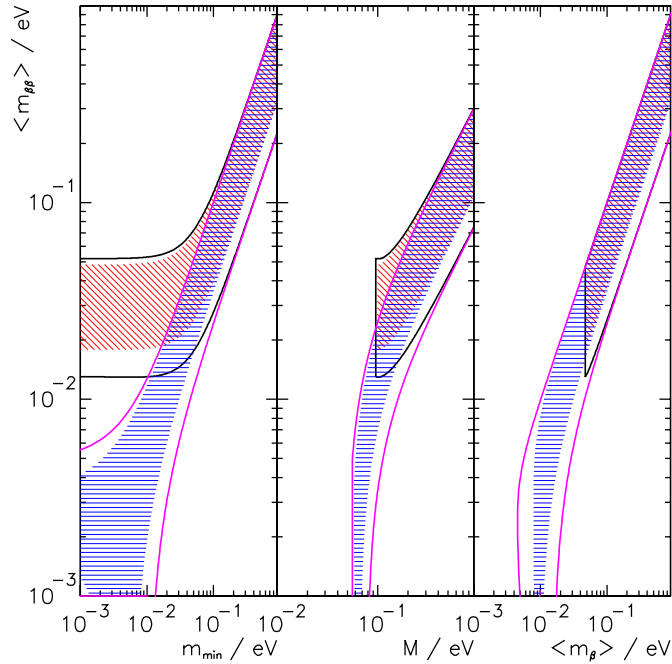


図 2.5 ニュートリノ有効質量とニュートリノ質量・質量階層構造との関係 [9]。赤斜線部は逆階層構造、青斜線部は順階層構造である場合に許される領域である。 m_{\min} は 3 つの質量固有値の中で最も軽い質量固有値、 M は 3 つの質量固有値の合計、 $\langle m_{\beta} \rangle$ は通常のベータ崩壊のエンドポイントの精密測定から求められるニュートリノ質量の平均値を指す。

また研究者の一部は 6σ の信頼度で $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を観測したと主張している。報告された半減期とニュートリノ有効質量は

$$T_{1/2}^{0\nu} = 2.23^{+0.44}_{-0.31} \times 10^{25} \text{ yr} \quad (2.46)$$

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.32 \pm 0.03 \text{ eV} \quad (2.47)$$

であり、この主張は“KK-claim”と呼ばれている [11]。しかしバックグラウンドの見積もりが疑問視されており、この KK-claim の検証が多くの $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験にとって最初の課題となった。

EXO-200

アメリカの Waste Isolation Pilot Plant にて行われている実験である。80.6% に濃縮した液体 ^{136}Xe を 175 kg 用いた検出器で、Time Projection Chamber および Avalanche Photodiodes を用いることで高エネルギー分解能を実現している。2017 年には ^{136}Xe の $T_{1/2}^{0\nu}$ および $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ について

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{25} \text{ yr}, \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle < 147 - 398 \text{ meV} \quad [90\% \text{ C.L.}] \quad (2.48)$$

といった制限を報告している [12]。

CUORE

イタリア・グランサッソ地下研究所にて行われている実験である。 ^{130}Te を用いたボロメータ検出器で、2017年には ^{130}Te の $T_{1/2}^{0\nu}$ および $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ について

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.5 \times 10^{25} \text{ yr}, \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle < 110 - 520 \text{ meV} \quad [90\% \text{ C.L.}] \quad (2.49)$$

といった制限を報告している [13]。

KamLAND-Zen

岐阜県神岡鉱山にて行われている実験である。次章で詳しく述べるが、2011年から2015年までの実験により ^{136}Xe の $T_{1/2}^{0\nu}$ および $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ について

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ yr}, \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165 \text{ meV} \quad [90\% \text{ C.L.}] \quad (2.50)$$

といった制限を報告しており [14]、式 2.47 で示される **KK-claim** を高い信頼度で棄却している他、現在までにニュートリノ有効質量について最も強い制限をつけている。なお、本研究は **KamLAND-Zen** 実験の将来計画である **KamLAND2-Zen** 実験に用いる検出器についての研究開発である。

第 3 章

KamLAND-Zen 実験

3.1 KamLAND 実験

Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector(KamLAND) 検出器は岐阜県の神岡鉱山で行われていたカミオカンデ実験の跡地に建設された反電子ニュートリノ検出器である。池ノ山山頂より地下 1,000 m に位置していることから、宇宙線ミュオンフラックスは地上比の 10^{-5} 程度まで低減されている。

KamLAND 検出器の大きな特徴として大容量の液体シンチレータを用いていることがあげられる。液体シンチレータ検出器は Super-Kamiokande 検出器のような水チェレンコフ検出器よりも低エネルギーに感度があるので、Super-Kamiokande 実験では探索できない低エネルギー領域での物理現象の探索が可能である。

3.1.1 KamLAND 検出器

図 3.1 からわかるとおり、KamLAND 検出器は直径 18 m の球形の内検出器が円筒形の外検出器の内部に設置された構造をとっている。内部検出器 (Inner Detector: ID) には直径 18 m の球形のステ

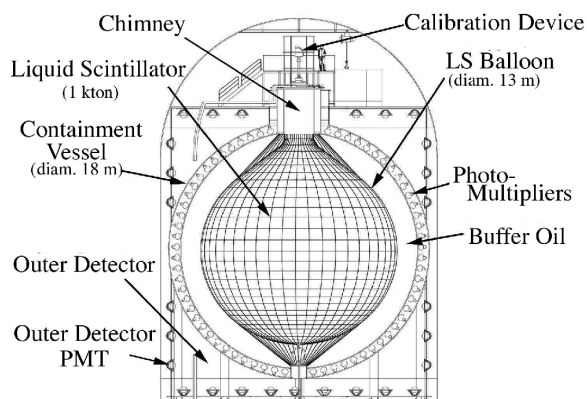


図 3.1 KamLAND 検出器の構造図

表 3.1 KamLAND-LS の組成。密度は 15°C の時のものを指す。

成分	組成式	密度 [g/cm ³]	組成割合
ドデカン (N12)	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%
2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO)	C ₁₅ H ₁₁ NO		1.36 g/L
KamLAND-LS		0.77754	

ステンレスタンクに 1,879 本の光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: PMT) がそれぞれ球中心を向くように設置されており、さらにその内側は直径 13 m のバルーンによって液体シンチレータ層とバッファオイル層に分けられている。検出器中心から外側に向いた順として、本項では液体シンチレータ・バルーン・バッファオイル・PMT・外部検出器の順に説明していく。

液体シンチレータ

液体シンチレータ (Liquid Scintillator: LS) は一般には有機溶媒に発光物質を溶質として混合させて作られている。放射線に反応してシンチレーション光と呼ばれる蛍光を発する性質から放射線検出に利用されている。シンチレーション光の発光過程を下記に示す。

1. 放射線により溶媒分子が励起する。
2. 溶媒分子が溶質分子、すなわち発光物質にエネルギーを受け渡すことで発光物質が励起する。
3. 発光物質が脱励起する際にシンチレーション光が放出される。

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、その組成を表 3.1 に示す。発光物質としては PPO が、溶媒物質としては発光に関与する PC と発光には関与しないが透過率の向上と密度調整を目的とした N12 が用いられている。

バルーン

液体シンチレータ層とバッファオイル層を分けるため、液体シンチレータは直径 13 m のナイロンおよび EVOH 樹脂製のバルーンによって保持されている。後述する KamLAND-Zen 実験におけるミニバルーンと区別するため、このバルーンは KamLAND バルーンと呼ばれている。

バッファオイル

バッファオイルはバルーン外側とステンレスタンク内側の間の厚さ約 2.5 m の球殻状に位置している。表 3.2 に示すとおり組成は N12 とイソパラフィンの混合物である。バッファオイルの役割としては、密度差を調節してバルーンを安定させる・放射線によって発光しない物質でバルーン外側を満たすことで検出器外部からの放射線を液体シンチレータに入らないように防ぐ・液体シンチレータの温度を安定させることなどが挙げられる。また、シンチレーション光がバッファオイル層で屈折したり吸収されたりすることなく PMT に入射するためには、バッファオイルは高透過率であることと屈折

表 3.2 バッファオイルの組成。密度は 15°C の時のものを指す。

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

表 3.3 KamLAND 検出器に搭載されている PMT の内訳

	本数	被覆率 [%]
17 インチ PMT	1,325	22
20 インチ PMT	554	12
合計	1,879	34

率が液体シンチレータと同程度であることが求められる。

PMT

光電子増倍管 (PMT) とは、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 前面に貼られている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し、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 検出器には浜松ホトニクス製 17 インチ PMT (型番:R7200) と 20 インチ PMT (型番:R1449) の 2 種類が用いられている。KamLAND 実験用に開発された 17 インチ PMT は時間・エネルギー分解能や入出力の線型性に優れたボックス&ライン型である。また実際は 20 インチ口径であるが中央部に比べて分解能が悪い光電面の端部分はマスキングが施されているため使用されている口径は 17 インチであり、このことから 17 インチ PMT と呼ばれている。20 インチ PMT はカミオカンデ実験で使用されていた PMT を改良したものであり、長期間の使用に信頼性を持たれているベネチアンブラインド型である。

内部検出器の球形ステンレスタンクには 1,879 本の PMT が設置されており、そのうち 1,325 本が 17 インチ PMT、554 本が 20 インチ PMT である。内訳を表 3.3 に示す。PMT は検出器中心に向けて検出器中心と光電面中心との距離が 8.5 m となるように設置されており、また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されていることから、位置の対称性が非常に高く物理解析を行う上で有利となっている。

外部検出器

外部検出器 (Outer Detector: OD) は直径 20 m 高さ 20 m の円筒形タンクに内部検出器を内包しており、内部検出器の外側との間は 3,200 トンの純水で満たされている。純水中を通る宇宙線ミューオ

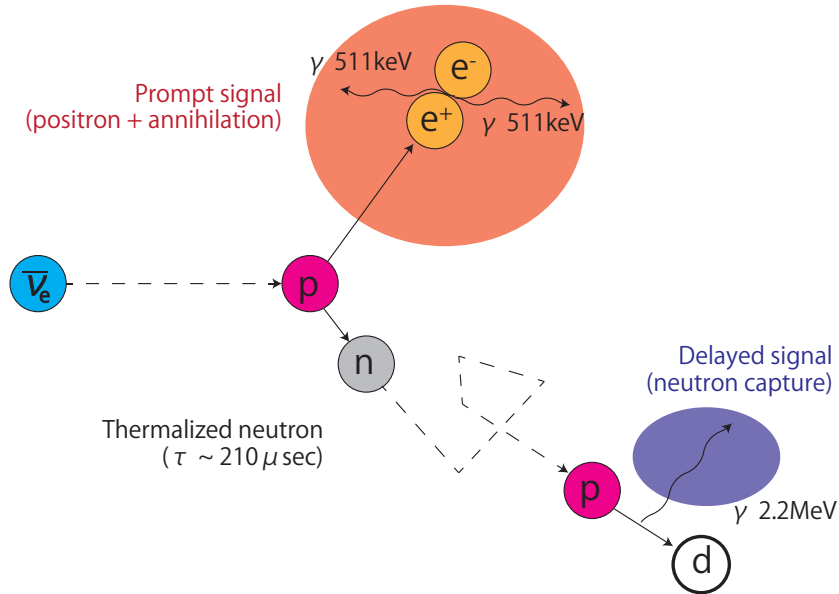


図 3.2 逆ベータ崩壊反応による一連の反応の流れ

ンが発生させるチェレンコフ光を 225 本の PMT で検出して内部検出器とのイベントとタギングすることで、宇宙線ミュオン由来のバックグラウンド事象を排除することができる。また、外部からのガンマ線や中性子が内部検出器に侵入することを防ぐ役割もある。

3.1.2 ニュートリノ検出原理

KamLAND 検出器の液体シンチレータはガンマ線や荷電粒子に反応してシンチレーション光を発生するが、ニュートリノは中性粒子であるので直接シンチレーション光を発生させるわけではない。実際に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ガンマ線や荷電粒子がシンチレーション光を発生させている。

逆ベータ崩壊

反電子ニュートリノは液体シンチレータ中の陽子と次式で表される逆ベータ崩壊反応を起こし、陽電子と中性子を発生させる。



発生した粒子もまた液体シンチレータ中の物質と反応を起こす。陽電子は液体シンチレータ中の電子と直ちに対消滅し 551 keV のガンマ線を 2 本放出する。中性子は周囲の原子核との非弾性散乱を繰り返して熱中性子となり、平均寿命約 210 μsec で陽子に捕獲され重水素原子核と 2.22 MeV のガンマ線が生じる。一連の反応の流れを図に示す。陽電子の対消滅による 551 keV のガンマ線を先発信号、熱中性子による 2.22 MeV のガンマ線を後発信号として遅延同時計測を行うことで反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊反応を検出することができる。

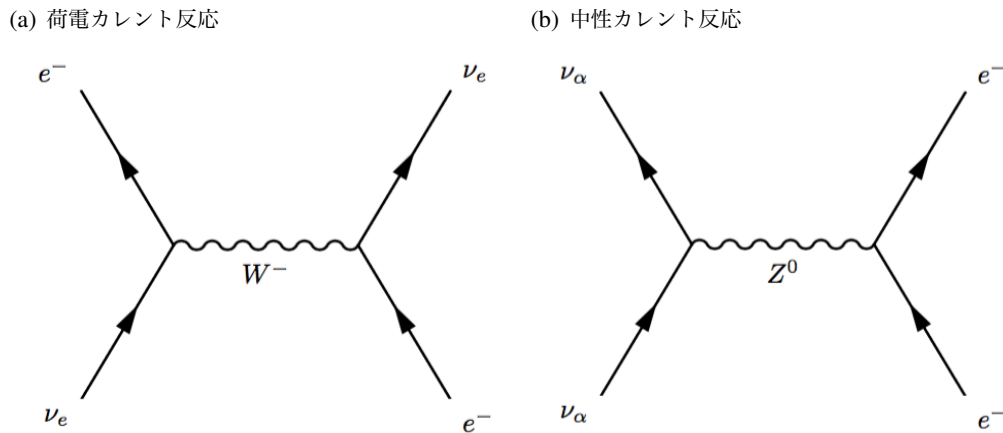


図 3.3 電子散乱のファインマン図

電子散乱

液体シンチレータ中の電子とニュートリノが弾性散乱することでニュートリノを検出することができ、逆ベータ崩壊反応とは異なり電子ニュートリノ・ミューニュートリノ・タウニュートリノの3世代すべてのニュートリノについて起こる。

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (3.2)$$

電子との弾性散乱は、図 3.3 のファインマン図で示すとおり荷電カレント反応と中性カレント反応の2種類が存在する。中性カレント反応は電子・ミュー・タウニュートリノのすべてのニュートリノが起こせるが、荷電カレント反応を起こせるのは電子ニュートリノのみである。したがって KamLAND 検出器はニュートリノの中では電子ニュートリノに特別な感度がある。

3.1.3 KamLAND 実験の成果

KamLAND 実験は 2002 年に開始され、低エネルギーニュートリノ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。その一例として、本項では地球ニュートリノの観測について述べる。

地殻やマントルに存在する U や Th などの原子核は放射性崩壊を起こし最終的に安定な原子核となる。その際に放出される熱は地球内部からの熱量の一部であるはずだが、その熱量の観測は難しく正確に測定されたことはなかった。2011 年、KamLAND では地球内部の U や Th などの放射性崩壊に由来する反電子ニュートリノを観測することに成功し、得られた地球ニュートリノフラックスから原子核の放射性崩壊による熱量を約 21 TW と見積もった [15]。KamLAND により観測された地球ニュートリノのスペクトルを図 3.4 に示す。地熱総量は約 44 TW であるため、このうち約半分は原子核の放射性崩壊によるもので残りは地球生成時に発生した熱量の残滓であることが突き止められた。また、この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うえで地球ニュートリノが強力な観測方法のひとつであることが示された。

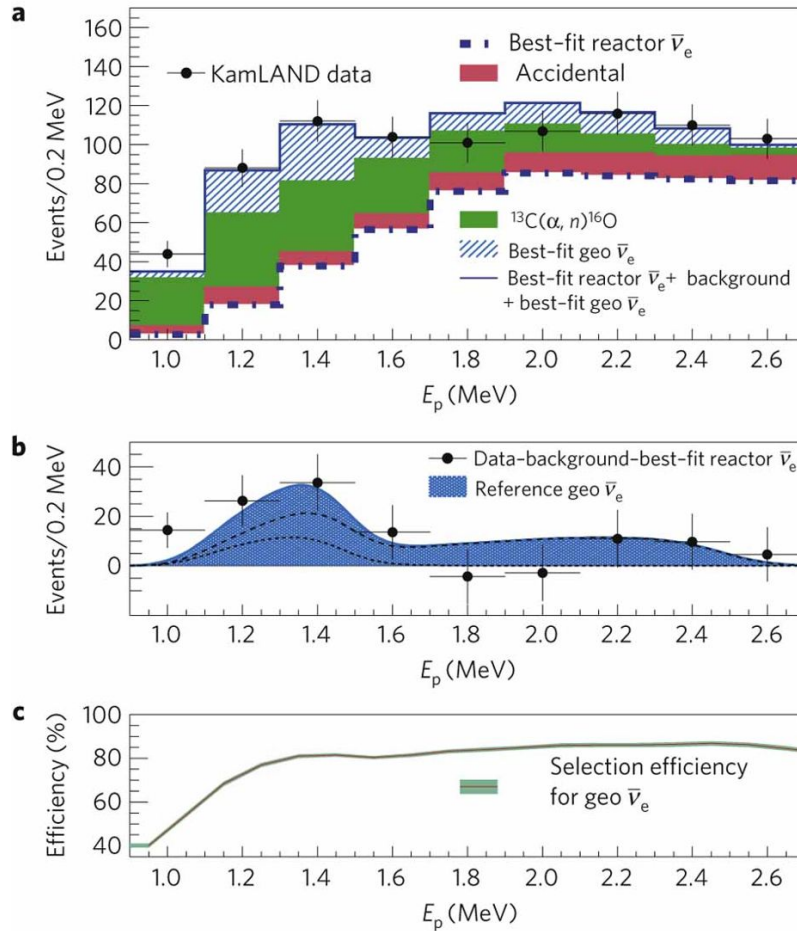


図 3.4 KamLAND により観測された地球ニュートリノのスペクトル [15]。横軸は地球ニュートリノによる逆ベータ崩壊反応で生じた陽電子のエネルギー。上図は KamLAND の測定値とバックグラウンド量の内訳を表す。中図はデータからバックグラウンドを差し引いて得られる地球ニュートリノのスペクトルを表す。

3.2 KamLAND-Zen 実験

KamLAND Zero-neutrino double beta decay (KamLAND-Zen) 実験は二重ベータ崩壊核 ^{136}Xe を用いて KamLAND 検出器を改良した $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象探索実験である。極低放射能環境や大容量の液体 ^{136}Xe の使用から、現在ニュートリノ有効質量に対して世界で最も強い制限をつけている。

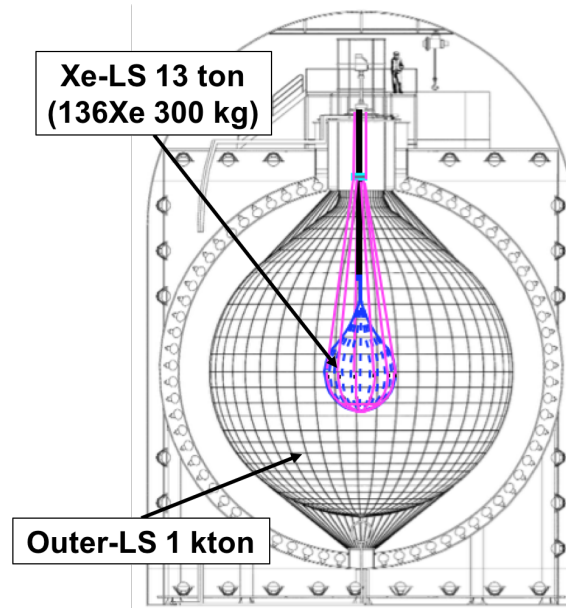


図 3.5 KamLAND-Zen 実験の概略図

3.2.1 実験の概要

図 3.5 に示すように、KamLAND 検出器上部のチムニー部からミニバルーンを挿入したうえで、ミニバルーンに ^{136}Xe を溶解させて改良した液体シンチレータを封入した。 ^{136}Xe の二重ベータ崩壊で放出される 2 つの電子を検出しそのエネルギースペクトルを作成することで $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の発見を目指している。

二重ベータ崩壊核 ^{136}Xe

後述する新型の液体シンチレータ Xe-LS への飽和量が約 3wt% とよく溶解すること・安定な希ガス原子であるので液体シンチレータへの溶解と回収が容易であること・遠心分離法によって同位体濃縮を行うことが可能であることなどの理由から、二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を採用している。

改良された液体シンチレータ

^{136}Xe を溶解させる液体シンチレータ Xe-LS は KamLAND-LS を改良したものであり、表 3.4 のとおり主成分を N12 より密度の軽いデカン (N10) へと変更することで ^{136}Xe の溶解による密度の上昇をおおよそ相殺させている。また ^{136}Xe の溶解により発光量が低下してしまうため、溶解させる PPO 量を増量させている。

ミニバルーン

Xe-LS を封入し検出器中心に位置させる役割として使用されている。ミニバルーンには有機溶媒である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が求められているため、これ

表 3.4 Xe-LS の組成。

成分	組成式	密度 [g/cm ³]	組成割合
デカン (N12)	C ₁₀ H ₂₂	0.735	82.3%
1,2,4-トリメチルベンゼン (PC)	C ₉ H ₁₂	0.875	17.7%
2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO)	C ₁₅ H ₁₁ NO		2.7 g/L
¹³⁶ Xe			3.0 wt%
Xe-LS		0.777	

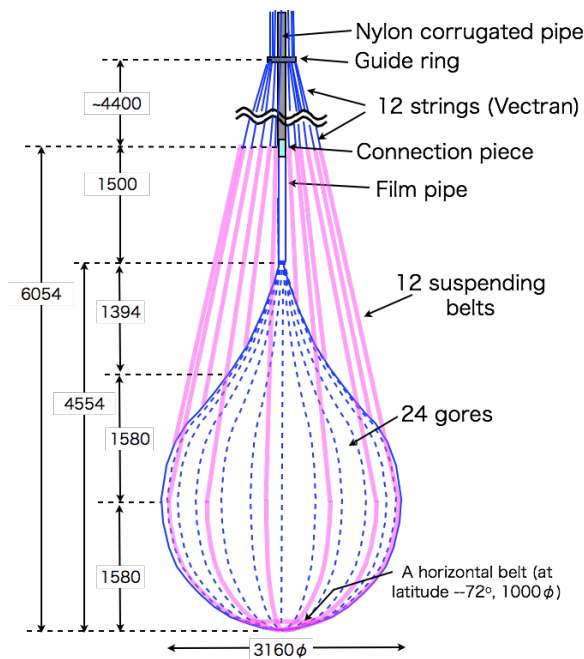


図 3.6 ミニバルーンとその周辺の模式図。図中の寸法に関する数値の単位は mm。

らの条件を満たした厚さ 25 μm のナイロンフィルムが選定され素材として採用されている。ナイロンフィルムをクラス 1 のスーパークリーンルームにて超純水を用いて洗浄した後溶着により成形することで付着物によるバックグラウンド量を限りなく低減している。ミニバルーンの構造を図 3.6 に示す。

3.2.2 KamLAND-Zen 実験における主なバックグラウンド

$0\nu\beta\beta$ 崩壊事象は非常に稀な物理現象であるため、バックグラウンド量の低減は実験感度を上昇させるうえで必要不可欠となっている。¹³⁶Xe の Q 値は 2.46 MeV であるため、エネルギー領域 2.46 MeV 周辺におけるバックグラウンドに関心が持たれている。主なバックグラウンドとして、放射性不純物 ^{110m}Ag・原子核破碎により生じる ¹⁰C・放射性不純物 ²¹⁴Bi などの原子核による放射性崩壊や ¹³⁶Xe の $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号のしみこみなどがあげられる。本項では、本研究に大きく関わるバックグラウンド

として ^{136}Xe の $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号のしみこみについて詳しく述べる。

^{136}Xe の $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号のしみこみ

二重ベータ崩壊で放出される電子のエネルギースペクトルは、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号は Q 値での線スペクトルとなるが、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号は Q 値をエンドポイントとする連続スペクトルとなる。理想的な検出器ではこれらの信号は分離できるが、実際には検出器のエネルギー分解能は有限であるために $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号のスペクトルは幅を持つこととなり、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号のスペクトルと重なりが生じる。このような $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号のしみこみは $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験には避けることができないバックグラウンドである。検出器のエネルギー分解能を向上させることにより $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号によるバックグラウンドを低減することができる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊信号に重なる $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号数 $N_{2\nu\beta\beta}$ とエネルギー分解能 ΔE との間には

$$N_{2\nu\beta\beta} \propto \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^{5.8} \quad (3.3)$$

といった関係がある [16]。後述する将来実験“KamLAND2-Zen 実験”ではエネルギー分解能を向上させ $2\nu\beta\beta$ 崩壊信号のしみこみによるバックグラウンド量を低減させることを目指している。

3.2.3 KamLAND-Zen 実験の成果と現状

これまでの成果：KamLAND-Zen 400 実験

KamLAND-Zen 実験のこれまでの実験期間はデータ取得を開始した 2011 年 10 月から 2012 年 6 月までの 1st Phase と放射性不純物 $^{110\text{m}}\text{Ag}$ の除去のための Xe-LS 純化作業を経た 2013 年 11 月から 2015 年 10 月までの 2nd Phase に分けられており、1st Phase と 2nd Phase を合わせた実験期間は ^{136}Xe 溶解量から“KamLAND-Zen 400 実験”と呼ばれている。

観測期間 213.4 日の 1st Phase では予期されていなかった $^{110\text{m}}\text{Ag}$ の混入が確認されたため、バックグラウンド量低減のため 2012 年 6 月から 2013 年 11 月まで Xe-LS の蒸留純化作業が行われた。純化作業後に 2nd Phase が開始され、534.5 日の観測期間が設けられた。2016 年には 1st Phase と 2nd Phase での観測結果を統合して得られた結果として、エネルギースペクトルを図 3.7 のように、また ^{136}Xe の $T_{1/2}^{0\nu}$ および $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ については

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26} \text{ yr}, \quad \langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165 \text{ meV} \quad [90\% \text{ C.L.}] \quad (3.4)$$

といった制限を報告した [14]。これは現在では世界で最高の制限となっている。KamLAND-Zen 400 実験によるニュートリノ有効質量への制限は図 3.8 のようになっている。

現状と展望：KamLAND-Zen 800 実験

実験感度のさらなる向上のために、溶解させる ^{136}Xe を約 750 kg に増量してミニバルーン直径も 3.84 m まで増大させる改良計画を進めており、 ^{136}Xe 量から“KamLAND-Zen 800 実験”と呼ばれている。現在はミニバルーンのインストール・Xe-LS の純化作業・Xe-LS に ^{136}Xe を溶解させない測定によるバックグラウンド量の見積もりを終えており、現在は ^{136}Xe の溶解作業が進められている。

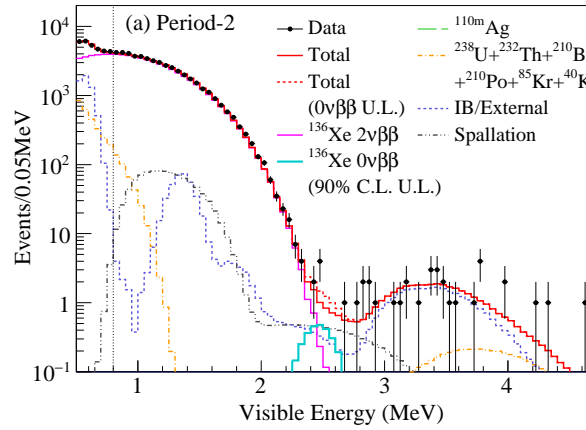


図 3.7 KamLAND-Zen 400 実験 2nd Phase の結果 [14]

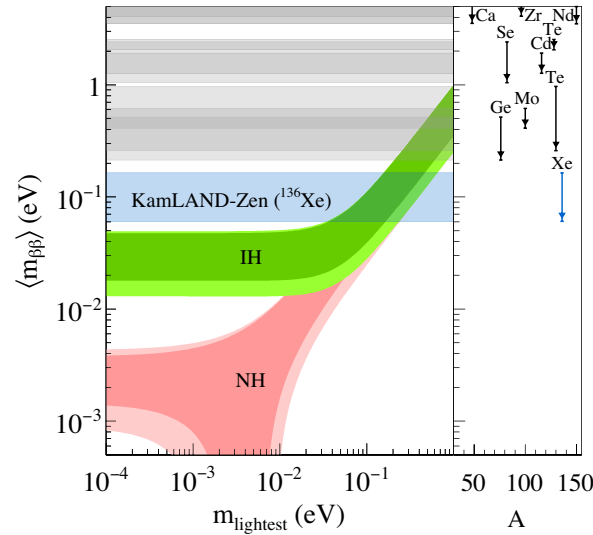


図 3.8 KamLAND-Zen 400 実験によるニュートリノ有効質量への制限 [14]

ミニバルーンに付着した放射性不純物量も KamLAND-Zen 400 と比較して低減させることができた
と見積もられており、ニュートリノ有効質量の制限を $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 50 \text{ meV}$ と与えることができると期待
されている。

3.2.4 将来計画：KamLAND2-Zen 実験

$0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の観測やニュートリノ質量階層構造の決定にはさらなる測定感度の向上が必要になっ
ている。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験において避けられないバックグラウンドである $2\nu\beta\beta$ 信号のしみだしは
エネルギー分解能を向上させることでしか抑えることができない。そこで検出器のエネルギー分解能
の向上を目的として集光量を改善させる改良案を数多く採用した“KamLAND2-Zen 実験”と呼ばれ
る将来計画があり、現在では研究開発を進めることで KamLAND2-Zen 実験の実現可能性が高められ
ている。本項では KamLAND2-Zen で導入される予定である主な改良案を述べる。

^{136}Xe の増量

崩壊核 ^{136}Xe を 1,000 kg 程度まで増量し検出感度を高める。それに伴ってミニバルーンも直径約 4 m 程度に大きくすることが予定されている。

大発光量・高透過率液体シンチレータの使用

現在使用している N12 と PC の混合物である KamLAND-LS に替えて、より大発光量・高透過率な液体シンチレータを用いることで集光量を増大させる。成分としてはリニアアルキルベンゼン (Linear Alkyl-Benzene: LAB) が候補にあがっており、KamLAND-LS と比較して約 1.4 倍の集光量改善が期待されている [17]。

高量子効率 PMT の使用

現在用いられている 17 インチ PMT および 20 インチ PMT の量子効率は約 20% だが、Hyper-Kamiokande 実験のために改良された 30% を超える量子効率を持つ高量子効率 PMT (High Quantum Efficiency PMT: HQE PMT) (型番: R12860) を使用することで KamLAND の PMT と比較して約 2.1 倍の集光量が期待されている [18]。

集光ミラーの使用

1,879 本もの PMT を搭載した KamLAND 検出器でも現在の被覆率は約 34% であり、PMT に当たらずにステンレスタンクに吸収されてしまう光子が数多く存在していると考えられる。そこで PMT にパラボラアンテナ様の鏡を装着することで検出器の被覆率を改善させ、装着前と比較して集光量を 1.8 倍程度まで向上させることを目標としている。本論文では KamLAND2-Zen 検出器への搭載を想定した集光ミラーの設計について述べる。

KamLAND2-Zen 実験で期待される実験感度

KamLAND2-Zen 検出器の模式図を図 3.9 に示す。上記の改善案により、KamLAND2-Zen 検出器全体では KamLAND 検出器と比較して 5 倍以上の集光量が期待されている。その結果エネルギー分解能は ^{136}Xe の Q 値 2.46 MeV では 2.8% 程度まで改善されると見込まれている。5 年間の観測でニュートリノ有効質量の制限として $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 20$ meV 程度を与えることを目標としており、逆階層構造である場合に許されるニュートリノ有効質量領域を網羅して $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象を探索することができると期待されている。

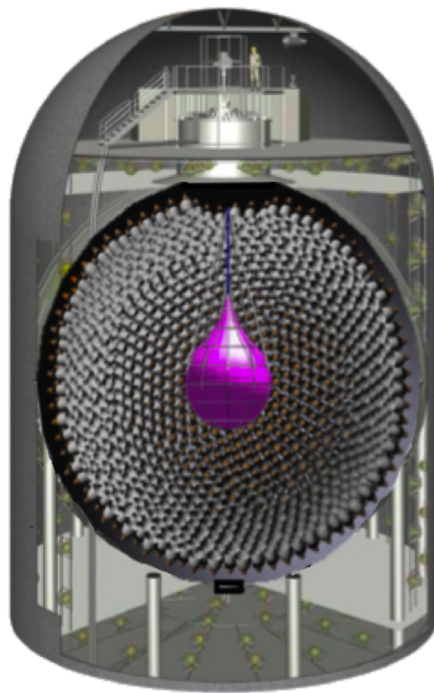


図 3.9 KamLAND2-Zen 実験の概略図

第 4 章

高光収率検出器の設計開発

4.1 研究目的

KamLAND2-Zen 実験では新型液体シンチレータ (LAB-LS)・高量子効率 PMT (HQE PMT)・集光ミラーなどを取り入れることで、集光率改善によりエネルギー分解能を向上させニュートリノ有効質量に新たな制限を与えることを目的としている。そのうち、集光ミラーは KamLAND 内の PMT に取り付けることで集光率を従来の 1.8 倍程度まで向上させることを目的としている。先行研究では単純なシミュレーションや試作した集光ミラーを用いた測定実験により形状を決めるいくつかのパラメータや素材が決定されたが、検出器全体での集光ミラーによる集光率は正確にはわかっていなかった。本研究は KamLAND2-Zen 実験のフルシミュレーションを構築することで集光ミラーのより正確な性能を確認し、さらに KamLAND2-Zen 検出器への搭載を想定した高性能で実現可能性の高い集光ミラー形状を設計することを目的としている。

4.2 集光ミラー

集光ミラーの形状としては、“ストリングメソッド”と呼ばれる PMT 光電面の曲率を考慮して曲面を描く方式によって設計されたウィンストンコーン型を採用している。ストリングメソッドの模式図を図 4.1 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 光電面半径を与えることで曲面を描くことができる。有効半径内からの入射光では 2 次元では最高でも 1 回の反射で光電面に入射するが、3 次元ではミラー中心軸と並行でない角度で入射しうるため光電面に到達するまでに数回の反射を要する場合もある。また、有効半径外からの入射光は反射により光電面に入射させず跳ね返す性質もあるため、液体シンチレータ外部で起きた発光事象の観測を低減する効果も期待される [19]。

4.3 集光シミュレーション

集光ミラーは直径約 70 cm、高さ約 42 cm と大型であるため企業に特注して作製してもらう必要があり、さらに実際にはバッファオイル中で運用されることになるため、形状の最適化を行う上で多数

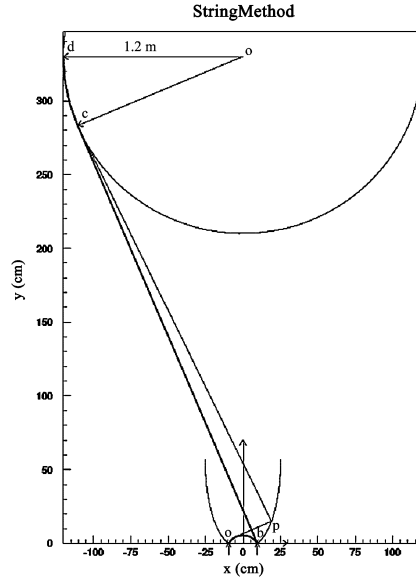


図 4.1 スtringコーンの模式図 [19]

のミラーを実作して集光率を測定することは困難である。そこで、ミラー形状の性能は本節で説明するシミュレーションソフトウェア“Geant4”を用いた集光シミュレーションを用いて評価することとした。

4.3.1 Geant4

Geant4 と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あり、素粒子・原子核物理学や宇宙線物理学分野で頻繁に用いられている。さらに近年では医療分野などにも応用されている。

Geant4 を用いてシミュレーションプログラムを構築する際の大きな流れは以下のようになる。

1. ジオメトリを設計して検出器を再現する。
2. 使用する物質の物性を設定し、必要に応じて物質中や境界面での物理プロセスを定義する。
3. 発生させたい粒子を発生位置や運動量を設定して発生させる。

Geant4 はオブジェクト使用言語 C++ を用いていることから、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おり、さらにユーザが目的に応じてクラスを改良することも容易にできる。

4.3.2 単一の PMT を用いた集光シミュレーションの構築

集光ミラーの性能を評価することを考えると、単一の PMT を用いたシミュレーションにより大雑把な集光率を求めることができる。特に複数種類の集光ミラーの相対的な性能を簡単に比較することが可能であるため、新しいミラー形状を考案する際はまずはこのシミュレーションでジオメトリを構

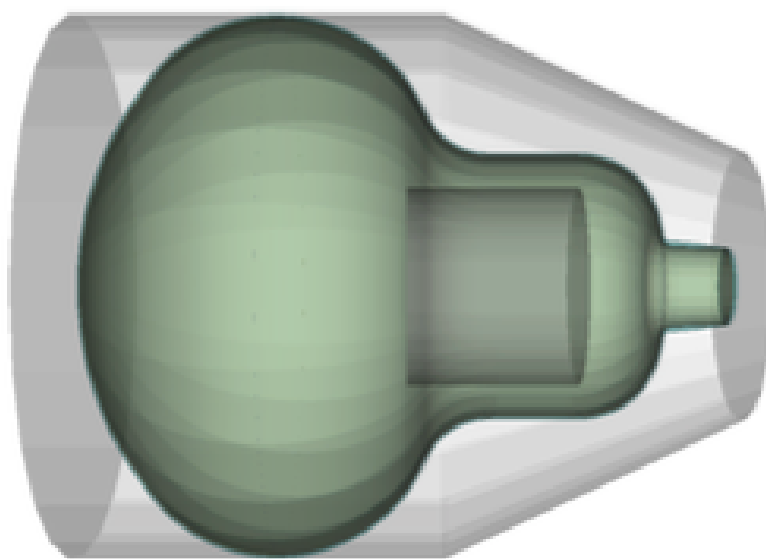


図 4.2 20 インチ PMT のジオメトリ

築し集光率を求めることが望ましい。本研究では先行研究で用いられていたシミュレーション [20] を改良し、より正確な集光シミュレーションを構築した。

HQE PMT の導入

KamLAND2-Zen では新型の HQE PMT(型番:R12860) が用いられる予定である。KamLAND に搭載されている PMT と同じく口径は 20 インチであるため、ジオメトリには後述する KamLAND フルシミュレーション“KLG4”での 20 インチ PMT(型番:R3600)と同じものを用いた。ジオメトリを描画ツールで出力したものを図 4.2 に示す。

先行研究でのシミュレーションでは図 4.3(a) で示される KamLAND17 インチ PMT(型番:R7250)の量子効率が登録されていたが、より正確な集光シミュレーションを構築するため、図 4.3(b) で示されるような HQE PMT の量子効率を登録しなおした。

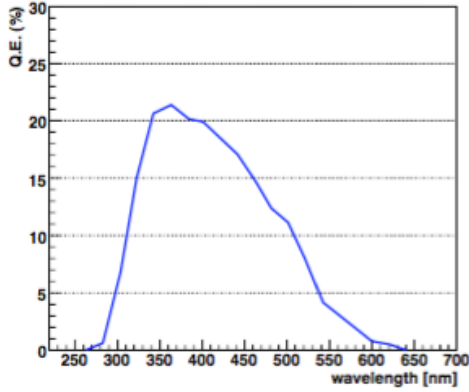
また、HQE PMT の出力値にはガラス表面上での入射位置と入射角度に対する依存性があることがわかっている [18]。位置については図 4.4(a) や表 4.1 に示す 5 点、角度については $0^\circ \cdot 30^\circ \cdot 60^\circ$ での実測データがあったため、先行研究では図 4.4(b) のように角度について線形補間を行い、入射した光子それぞれに対してガラス表面上での入射位置・角度から計算される計数率を与えていた。

集光ミラーの導入

集光ミラーも当然集光シミュレーションに導入する必要があるが、できるだけ実際の形状や性能を再現することが望ましい。

先行研究では集光ミラーのジオメトリを G4Polycone クラスを用いて作成していた。ストリングメソッドで得られた曲線から 50 個から 100 個程度の点群を等間隔に選び、それぞれを節とした厚さ 2 mm の中空の円錐をつなぎ合わせることでジオメトリを作った。集光ミラーのジオメトリを描画

(a) 17 インチ PMT の量子効率 [21]



(b) HQE PMT の量子効率 (浜松ホトニクス測定)

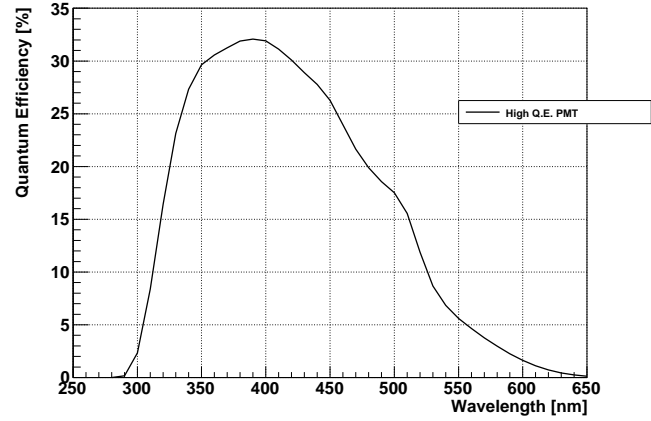
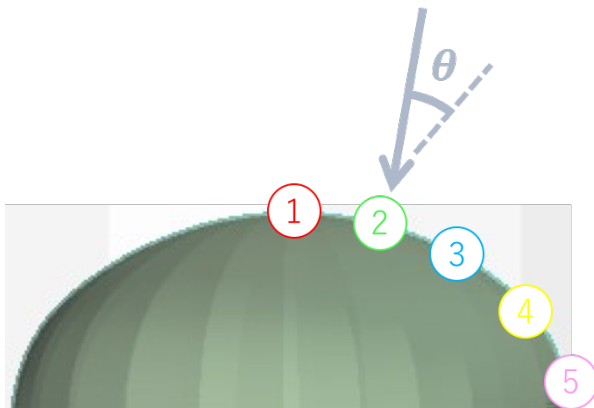


図 4.3 PMT の量子効率

(a) ガラス表面上における測定点の位置



(b) 計数率の入射位置・角度依存性

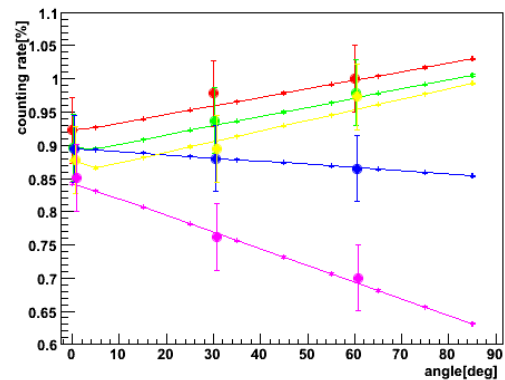


図 4.4 HQE PMT の計数率入射位置・角度依存性 [20]。(b) におけるエラーバー付きの点は実測値であり、実測値を用いて線形補間したのが実線である。

表 4.1 ガラス表面上における測定点の位置 [18]

ガラス表面の位置	中心からの角度 [°]	中心軸からの半径 [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

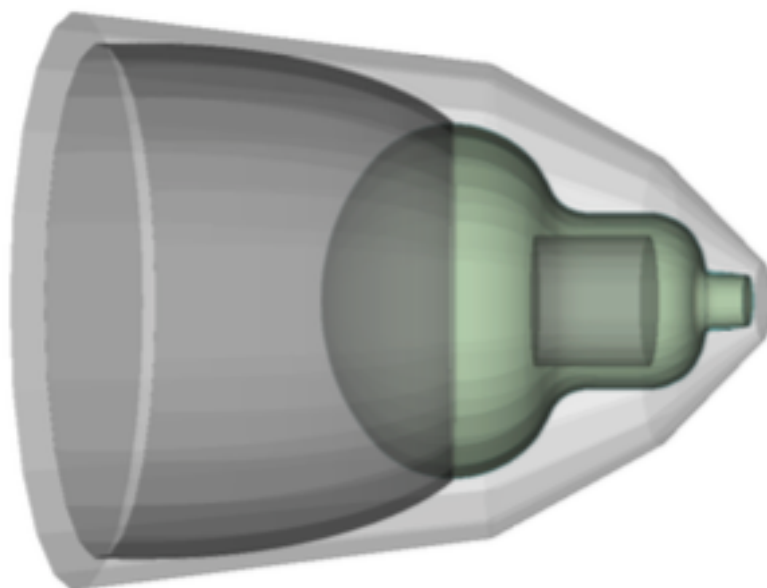


図 4.5 20 インチ PMT 用集光ミラーのジオメトリ

ツールで出力したものを図 4.5 に示す。また、先行研究ではミラー形状をシミュレーションプログラムのソースコード内部 (`DetectorConstruction` クラス) で指定していたが、本研究では様々なミラー形状を用いてシミュレーションを行う必要があったことから、`Geant4` プログラムを実行した後にミラー形状を指定するコマンドを与えることができるようにプログラムを改良し、コンパイルを繰り返すことなくミラー形状を切り替えることができるようにした。

組成としてはアルミニウムを登録した。また、アルミニウムの複素屈折率を測定した先行研究が存在したため [22]、複素屈折率も新しく登録した。

新しいバッファオイル候補の選定と導入

`KamLAND` 検出器では検出器中心に液体シンチレータを満たした半径 6.5 m のバルーンが設置されており、その周りに PMT までの厚さが 2 m の球殻状のバッファオイル層が満たされている。`KamLAND` 検出器内では PMT や集光ミラーはバッファオイル中で運用されるため、正確な集光シミュレーションにはバッファオイルの詳細な光学的特性を組み込む必要がある。

`KamLAND` ではバッファオイルには発光しないミネラルオイルを用いているが、バッファオイルは液体シンチレータと同等の密度・屈折率を求められることから、先行研究では `KamLAND2-Zen` 用バッファオイルとして `LAB` に消光剤であるフタル酸ジメチル (DMP) を 5.056 g/L 溶解させた“`LAB-BO`”を検討していた [23]。しかし、その後企業に依頼し `LAB-LS` と同等の密度・屈折率を持つミネラルオイルをいくつか試作してもらったので、バッファオイル候補の中でもっとも性能の高いものを新候補としてシミュレーションに組み込むことにした。バッファオイル候補の一覧を表 4.2 に示す。

バッファオイルを選定する上での評価基準として、分光光度計 (日立ハイテック社製 U-3900) を用いて各候補の 9 cm 透過率を測定して比較した。測定結果を図 4.6 に示す。0.3% 程度の測定誤差がある

表 4.2 KamLAND2-Zen 用バッファオイルの候補

バッファオイル候補	成分	備考
LAB-BO (LAB + DMP)	LAB	今までの候補
サンプル A	ミネラルオイル	Y 社製
サンプル B	ミネラルオイル	Y 社製
サンプル C	ミネラルオイル	X 社製

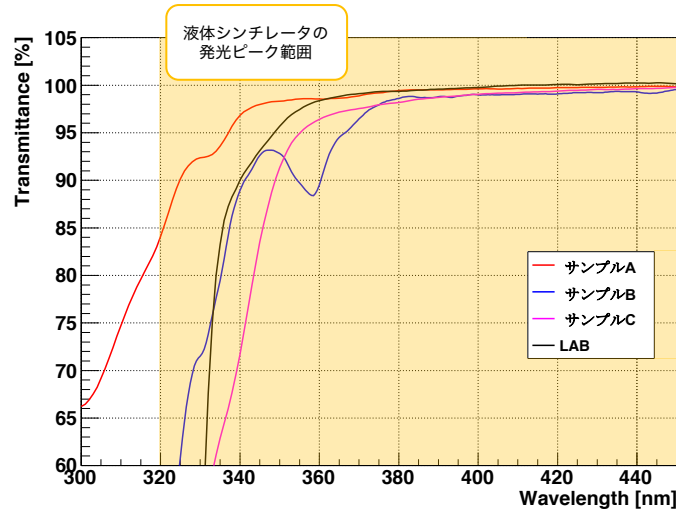


図 4.6 バッファオイル候補の 9cm 透過率。LAB-BO として活性炭純化処理された LAB[17] を用いた。

ことを考えてもサンプル A が全波長域で最も高い透過率を示しており、さらに図 4.7 で示される LAB の発光スペクトルのおよそ半分を占める 320 nm から 380 nm の範囲では他候補と比較して際立って高い。したがって、バッファオイル候補として今後はサンプル A を検討していく。以下、サンプル A を“新型バッファオイル”と呼ぶ。

Geant4 には減衰長を登録することで透過率を反映させることができる。透過距離 x [m] での透過率 T_x は減衰長 L [m] を用いて式 4.1 のように表すことができる。

$$T_x = \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (4.1)$$

式 4.1 から減衰長 L [m] とその誤差 σ_L [m] は

$$L = \frac{x}{\log(1/T_x)} \quad [\text{m}] \quad (4.2)$$

$$\sigma_L = \frac{x}{T_x (\log T_x)^2} \sigma_{T_x} \quad [\text{m}] \quad (4.3)$$

と求められる。求めた 9 cm 透過率を用いて換算した新型バッファオイルの減衰長を図 4.8 に示す。新型バッファオイルの減衰長の誤差が高波長域で大きくなった理由としては、新型バッファオイル 9 cm 透過率の測定誤差である測定値の 0.2% を式 4.3 に当てはめた場合、9 cm 透過率が 100% に近づく

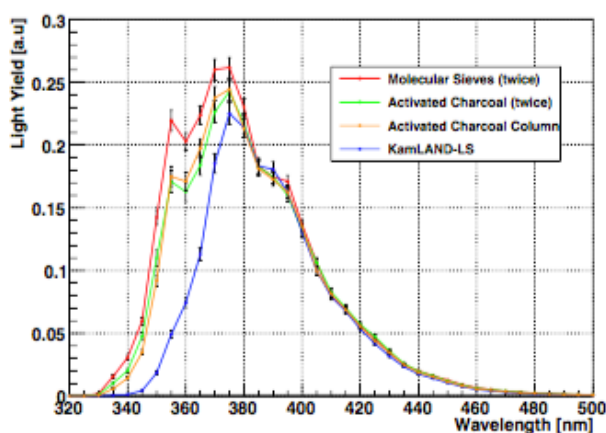


図 4.7 LAB の透過率による発光スペクトル。Molecular Sieves、Activated Chacoal はいずれも LAB の純化方法を表している [17]。

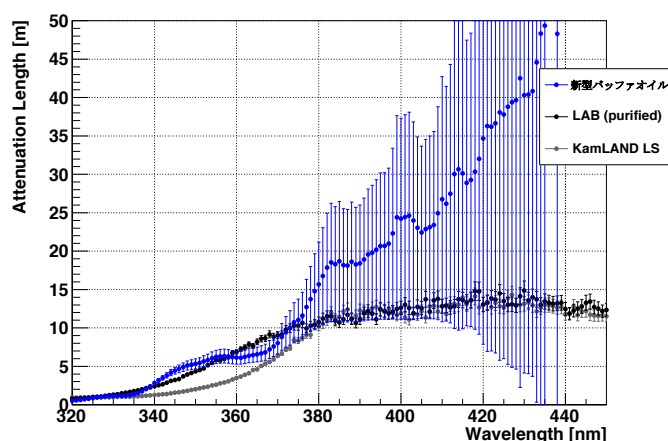
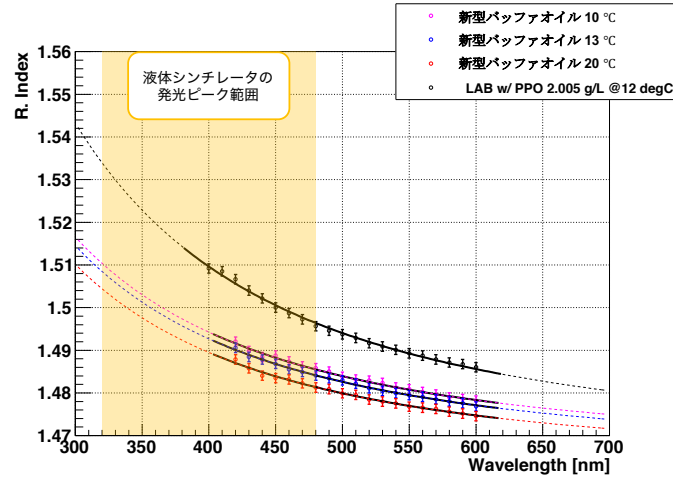


図 4.8 新型バッファオイルの減衰長。参考として、活性炭純化処理された LAB と KamLAND-LS の減衰長を付記した [17]。

380 nm 以上の波長域では減衰長誤差が大きくなってしまうためである。最低でも LAB と同等もしくはそれ以上の減衰長を持つことが確認でき、実際の運用では液体シンチレータ半径の 6.5 m に比べてバッファオイル層は 2 m と短いため、シミュレーションは減衰長の絶対値に大きく影響されないと考えて図 4.8 に示される新型バッファオイルの減衰長を用いることとした。なお、正確な減衰長を得るためにはパイプとコーナーキューブを用いた 2 m 透過率測定を行う必要がある [17]。

その他に、企業から提供されたデータシートで示された密度 0.87 g/cm^3 ($15 \text{ }^\circ\text{C}$) を登録した。組成については「同定できない」とあったが、KamLAND で用いられているバッファオイルと同じ組成式だと仮定して KLG4 で登録されていた組成式と同じく CH_2 とした。屈折率についても提供企業が測定した値があったが、ある入射光波長・温度における特定の値であったため、新型バッファオイル屈折率の入射光波長・温度を改めて測定し、シミュレーションに登録した。

(a) 新型バッファオイルの屈折率と LAB-LS の屈折率 [23]



(b) 複数回測定における標準偏差

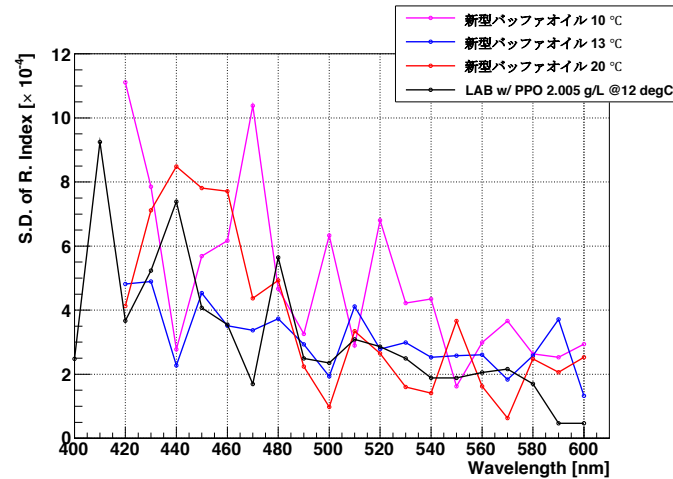


図 4.9 新型バッファオイルの屈折率と LAB-LS の屈折率

新しいバッファオイル候補の屈折率

光子の集光ミラーによる反射を詳細に再現するためには、集光ミラーが接しているバッファオイルの屈折率を設定しておく必要がある。そこでアッペ屈折率計（アタゴ社製 NAT-1T）を用いて新型バッファオイルの屈折率を測定した。一般に屈折率は温度と入射光波長に依存するため、KamLAND 検出器の平均温度の $13\text{ }^{\circ}\text{C}$ と適当に設定した $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ において 420 nm から 600 nm の入射光について測定した。新型バッファオイルの屈折率と、過去に測定された $12\text{ }^{\circ}\text{C}$ における LAB-LS の屈折率 [23] を図 4.9(a) に示す。ここで、新型バッファオイルは各温度・波長点で 5 回、LAB-LS は 3 回測定しそれら平均値を測定値としている。図 4.9(b) に示した複数回の測定値の各波長における標準偏差から、本測定の屈折率の誤差を 0.0011 とし図 4.9(a) の各点に付けた。図 4.7 で示される LAB の発光スペクトルの範囲はおおよそ 320 nm から 480 nm であるので、データ点を実験式を用いてフィッティングし直接測定できない 400 nm 以下の領域での屈折率は補外して求めることにした。屈折率を

表 4.3 新型バッファオイルと LAB-LS の屈折率のフィッティング結果

サンプル	温度 [°C]	a	b	χ^2/Ndf
新型バッファオイル	10	1.4656 ± 0.0012	4585.6 ± 289.9	1.8608 / 17
新型バッファオイル	13	1.4646 ± 0.0012	4488.4 ± 289.9	0.75629 / 17
新型バッファオイル	20	1.4629 ± 0.0012	4250.7 ± 289.9	1.6136 / 17
LAB-LS	12	1.4664 ± 0.0010	6922.22 ± 231.7	3.8610 / 19

n 、波長を λ [nm] として、新型バッファオイルと LAB-LS に関してそれぞれ式 4.4 を用いてフィッティングした。フィッティング結果を表 4.3 に示す。フィッティングして得られた関数を図 4.9(a) に点線で示した。

$$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} \quad (4.4)$$

4.3.3 KamLAND フルシミュレーションを用いた集光シミュレーションの構築

4.3.2 では異なる集光ミラー間での性能比較が可能であるが、単一の PMT のみを用いているので集光ミラーの反射によって運悪く反対側へ出て行ってしまいう「迷光」の量はわからない。KamLAND 検出器には 1879 本もの PMT が球面状に搭載されているため、実際に検出器内での運用を考えた場合、ある集光ミラーによって起こされた迷光が他の PMT に入射し、光量の総数が増えたり位置再構成などの事象再構成に影響を与えたりする可能性がある。また光学シミュレーションの観点では、ミラーによる厳密な集光現象をシミュレーションするには KamLAND 検出器のバルーン構造を詳細に再現することが必要である。そこで、本研究は KamLAND フルシミュレーション“KLG4”に KamLAND2-Zen 実験で想定される改良案を組み込み、より厳密な集光率を求めることを可能にした。

KLG4 は KamLAND 検出器を最大限再現した大規模シミュレーションであり、ジオメトリとしてミニバルーン・KamLAND バルーン・バッファオイル層・1879 本の内検出器用 PMT・純水と岩盤と外検出器用 20 インチ PMT で構成される外検出器などを全て構築している。また、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や、例えばミニバルーン上の放射性不純物の β 崩壊によるバックグラウンド事象をシミュレートできるようなプロセスを実装しており、KamLAND 実験・KamLAND-Zen 実験における物理解析に頻繁に用いられている。

本研究では 4.3.2 で述べた HQE PMT・集光ミラー・新型バッファオイルに加えて、以下に示すような変更点も KLG4 に導入した。

LAB-LS の導入

KamLAND2-Zen 実験では液体シンチレータを従来の KamLAND-LS から LAB-LS に変更する予定である。KamLAND-LS と比較して透過率・発光量が改善するため、LAB-LS の使用によって集光率が約 1.4 倍向上するとされている。したがって、KLG4 で LAB-LS の材料を作り

KamLAND-LS のマテリアルと差し替えた。

LAB は Linear Alkyl-Benzene の名の通り、ベンゼン環に直鎖状のアルキル基が結合した有機化合物である。分子式は $C_6H_5C_nH_{2n+1}$ と表され、一般的な LAB はアルキル基の長さ n は 13 から 16 程度のばらつきがある混合物である。ここでは簡単のために $n = 15$ の場合のみを仮定して組成式とした。また、LAB-LS は LAB に発光物質 PPO を溶解させて作られるため、LAB-LS を LAB と PPO の混合物として登録した。LAB の密度は 0.87 g/cm^3 であるので、PPO を所定の割合である 2.00 g/L 溶解させた場合の LAB-LS の密度は 0.872 g/cm^3 となる。ただし PPO の溶解による体積変化は無視できるとした。また、Geant4 では混合物を作る際は質量比で割合を指定するため、LAB と PPO を質量比 $0.997706 : 0.002294$ で混合させたものを LAB-LS として登録した。

先行研究により LAB-LS の屈折率は測定されていたため、図 4.9(a) で示した測定値をフィッティングして得られた実験式によって求められた LAB-LS の屈折率を KLG4 に登録した。

減衰長については、LAB-LS の 2 m 透過率測定はまだなされていないことから、厳密な減衰長は得られていない*1。そのため、KamLAND-LS と同じ減衰長をそのまま登録した。また、液体シンチレータはシンチレーション光を減衰させるだけではなく吸収した後再発光を起こしたり散乱を起こしたりするが、LAB-LS についてその強度の測定がなされたことはないので、ここでも KamLAND-LS と同程度の散乱・再発光強度であると仮定して KamLAND-LS と同じ値を登録した。

LAB-LS の発光量

先行研究では、LAB-LS を使用することで発光量は KamLAND-LS の約 1.068 倍改善すると測定されている [17]。KLG4 では KamLAND-LS の発光量を 7950 p.e./MeV と登録していたため、LAB-LS の発光量にはその 1.068 倍にあたる 8490.6 p.e./MeV を登録した。

LAB-LS のシンチレーション波形

液体シンチレータの発光時間応答には拡がりがあり、発光時間分布は割合 A_i と発光時定数 τ_i を用いて式 4.5 のように表すことができる [24]。

$$T(t) = \sum_{i=1}^3 \frac{A_i}{\tau_i} e^{-t/\tau_i} \quad (4.5)$$

KamLAND-LS、LAB-LS それぞれにおける A_i 、 τ_i を表 4.4 に示す。発光時間応答は光子のヒット時間分布にも大きな影響を与えるため、LAB-LS にも表 4.4 で示されるパラメータを登録した。

改良した KLG4 の性能評価

4.4 ウィンストンコーン型集光ミラーの検討

先行研究により単体の目標値である集光率 1.8 倍を達成した集光ミラー形状が設計されたが、単体でのシミュレーションのみの結果でありフルシミュレーションによる正確な集光率は求められていな

*1 LAB 単体の 2 m 透過率は先行研究でなされているが [17]、PPO を溶解させると PPO の吸光により低波長域では減衰長が短くなると予想される。

表 4.4 KamLAND-LS と LAB-LS の発光時間応答に関するパラメータ [25] [24]

i	KamLAND-LS		LAB-LS	
	A_i [%]	τ_i [ns]	A_i [%]	τ_i [ns]
1	86	6.9	75.2	5.87
2	12	8.8	16.9	22.5
3	2	36.0	8.0	152

かった。さらに、現在の PMT 配置に集光ミラーをそのまま搭載するとミラー先端が物理的に干渉してしまうことがわかっており、PMT 配置の変更もしくはミラー形状の変更が必要となった。本節では先行研究で用いられているウィンストンコーン型ミラーの性能を評価し、KamLAND2-Zen 実験における使用可能性について検討する。

なお、集光ミラーの性能を表す集光率をシミュレーションで評価していくことになるが、以後では基本的に式 4.6 のように定義された集光率を用いることにする。

$$\text{集光率} = \frac{\text{集光ミラー装着時の PMT で検出された光子数}}{\text{集光ミラー未装着時の PMT で検出された光子数}} \quad (4.6)$$

先行研究：出口直径 490 mm/液体シンチレータ有効半径 6.5 m ミラー

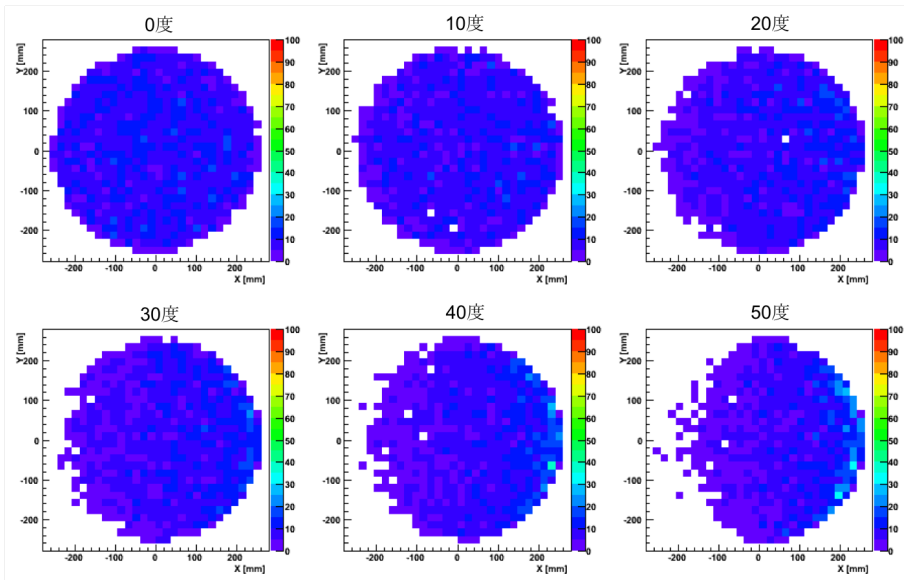
先行研究では、はじめに液体シンチレータ有効半径を KamLAND バルーン半径と同じく 6.5 m、出口直径 (PMT 光電面に接触する部分) を 20 インチ光電面を最大限活用するために 20 インチ、すなわち 508 mm として設計した“20 インチミラー”を作成した。ジオメトリ図は 4.5 で示した。しかし、図 4.10 で示すように集光ミラーを装着した場合には光子のヒット位置が光電面外縁部に集中してしまい、HQE PMT の光電面外縁部は図 4.4 で示されるように計数率が悪く、さらに電子走行時間の拡がり (Transit Time Spread, TTS) も悪いことが分かっている [18]。そこで、先行研究では反射された光子が計数率や TTS が悪くない部分にヒットする最大の出口直径を持つ集光ミラーを開発し、出口直径が 490 mm と決定された [20]。出口直径を小さくした影響で KamLAND 検出器中心から見た場合の立体角は 90% 減少したが、集光率は図 4.11 で示されるように出口直径 490 mm の場合でも目標値 1.8 倍を達成していることが確認された。したがって先行研究により集光ミラーの出口直径は 490 mm に最適化された。出口直径 490 mm/液体シンチレータ有効半径 6.5 m 集光ミラーのジオメトリ図を図 4.12 に示す。本研究でも以後設計した集光ミラーは全て出口直径を 490 mm に設定している。

様々な液体シンチレータ有効半径の集光ミラー

先行研究では液体シンチレータ有効半径を KamLAND バルーン半径と同じく 6.5 m としていたが、KamLAND2-Zen 実験で想定されるミニバルーン半径である 3 m を用いた場合に作られる集光ミラーは図 4.13 で示すようにミラー半径・高さが大きくなり、したがって立体角が増大する。

この“液体シンチレータ有効半径 3 m ミラー”を用いた場合、集光率は基本的に立体角に比例して増大するため KamLAND 検出器中心から半径 3 m 以内の発光イベントに関しては有効半径 6.5 m ミ

(a) 集光ミラー未装着時



(b) 20インチミラー装着時

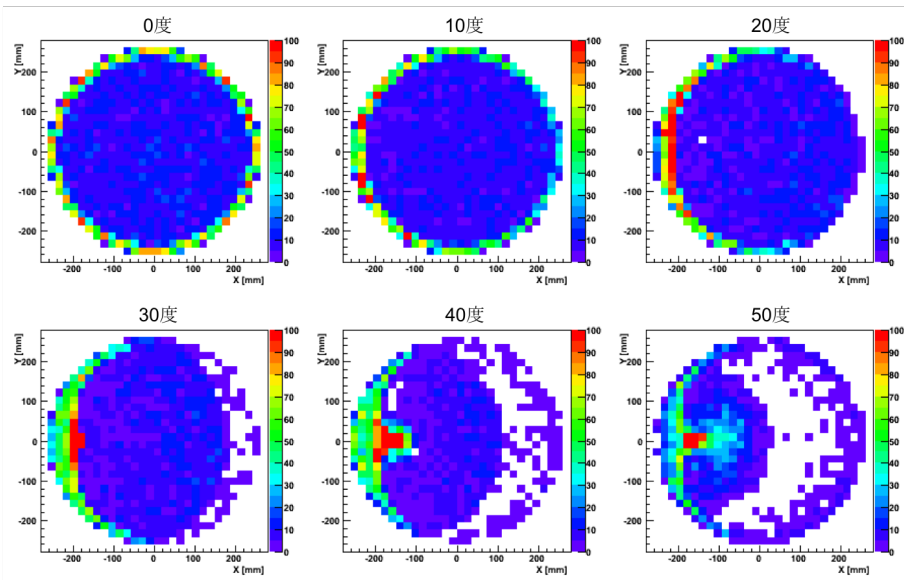


図 4.10 PMT 表面上にヒットした光子のヒストグラム [20]。集光ミラーの装着によって光子のヒット位置が光電面外縁部に集中し、さらに PMT に対する入射角に対してヒット位置の変化の仕方が変わっていくことが分かる。

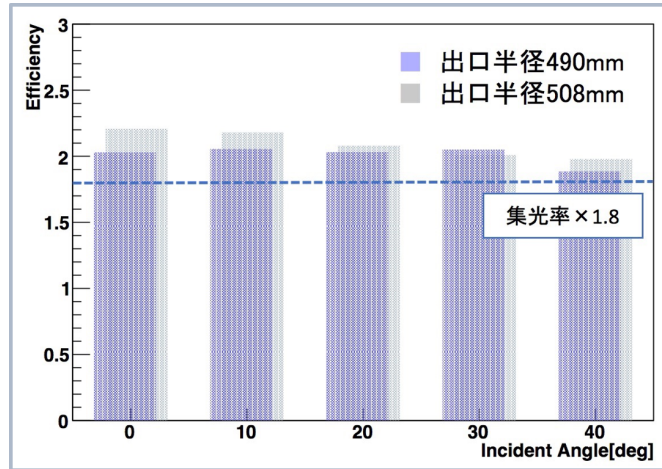


図 4.11 20 インチミラーと出口直径 490 mm ミラーの集光率 [20]

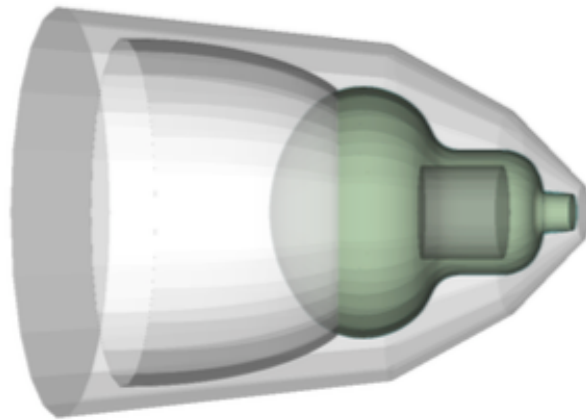


図 4.12 出口直径 490 mm/液体シンチレータ有効半径 6.5 m 集光ミラーのジオメトリ図。集光ミラーの装着部分が PMT 赤道部より前に出ており、使用している光電面半径が小さくなっていることが確認できる。なお、出口直径を 490 mm にとる場合 PMT 赤道部との高さの差は 51.177 mm となる。

ラーよりも高い集光率を得ることになるが、半径 3 m より外部のイベントに関しては 4.2 で述べたカットオフ効果により集光ミラー未装着時の PMT よりもヒット光子数が減少してしまうと予想される。しかし、KamLAND 検出器には多数の PMT を球面上に配置することができるため、低角度で入射している PMT も他に存在しているはずである。低角度入射する PMT の個数とその集光率次第ではミニバルーン外部でのイベント *2でも集光量はミラー未装着時の場合と同程度を維持できる可能性もあり、必要な PMT 数が減りコスト削減が期待できる。そこで、液体シンチレータ有効半径を 3, 4, 5, 6 m とした集光ミラーを新たに設計し、KamLAND 検出器全体での集光率を求めることで適切な有効半径を決定する。設計した集光ミラーの形状の詳細を表 4.5 に示す。以降、“R = X m ミラー” という表記をした場合は、液体シンチレータ有効半径を X [m] として設計された集光ミラーのことを指す。

*2 ニュートリノイベントでは原子炉ニュートリノや地球ニュートリノなどがあてはまる。

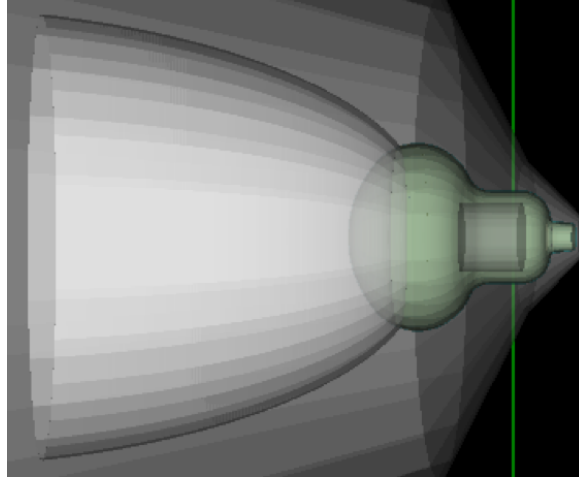


図 4.13 液体シンチレータ有効半径 3 m 集光ミラーのジオメトリ図。PMT は今まで通り 20 インチ口径であるため、図 4.12 と比較するとミラーが大きくなっていることがわかる。

表 4.5 液体シンチレータ有効半径ごとの集光ミラーの形状。立体角は KamLAND 検出器中心から見て計算したもの、立体角比は 20 インチ PMT の立体角 2.803×10^{-3} str との比である。

形状パラメータ	液体シンチレータ有効半径				
	3 m	4 m	5 m	6 m	6.5 m
入口半径 [cm]	59.91	51.02	42.97	369.6	362.4
高さ [cm]	95.80	92.52	72.82	50.18	428.0
立体角比	7.13	5.14	3.46	2.42	2.07

4.4.1 単一の PMT を用いたシミュレーションでの評価

はじめに単一の PMT を用いたシミュレーションを用いて液体シンチレータ有効半径によるミラー単体での集光率の変化を確認した。KamLAND 検出器中心から PMT 光電面までの距離は 8.5 m なので、PMT 光電面中心に対する入射角が θ [°] となるように 8.5 m 離れた地点から光子を 20,000,000 発ずつ放射した。ただし、等方的に放射すると PMT にヒットしない光子が多いため、入射軸からの角度がもっとも必要になるケース^{*3}でも集光ミラー全面に光子が行き渡るように振り角を 9° とした。なお、簡単のために検出器全体を新型バッファオイルで満たし、PMT 光電面中心を座標原点に設置した。シミュレーション状況の模式図を図 4.14 に示す。

集光ミラー未装着時と有効半径 3, 4, 5, 6, 6.5 m ミラー装着時において、それぞれ入射角を 0° から 50° まで 5° 刻みで変化させて集光シミュレーションを行い、式 4.6 で定義される集光率を求めて図 4.15 に示した。ミニバルーン内部からと想定される入射角 (15° 以内) ではどの集光ミラーも表 4.5 で示した立体角比に順ずる集光率を示しており、立体角比が最も大きい有効半径 3 m ミラーの集光率

^{*3} 有効半径 3 m ミラー装着時に PMT 光電面中心に向けて 50° 入射した場合。

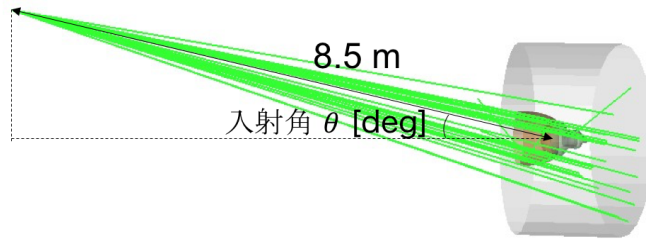


図 4.14 単一の PMT を用いたシミュレーションの模式図。検出器全体はバッファオイルで満たされている。

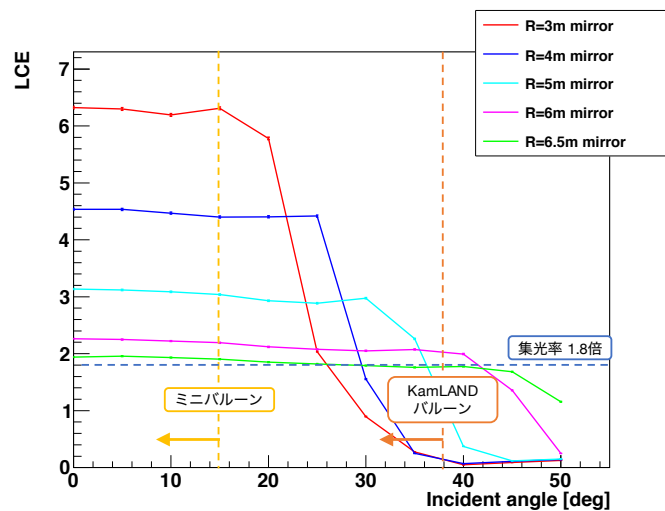


図 4.15 さまざまな液体シンチレータ有効半径の集光ミラーの単体シミュレーションによる集光率。ミニバルーン内部でのイベントは入射角 15° 以内、KamLAND バルーン内部でのイベントは入射角 38° 以内に限定される。

が約 6 倍と最も高い。一方、ミニバルーン外部かつ KamLAND バルーン内部からと想定される入射角 (15° 以上 38° 以内) ではそれぞれの有効半径を超えるにつれて集光率は急激に下降し最終的に 0 に収束することがわかり、4.2 で述べたカットオフ効果が機能していることがわかる。したがって、KamLAND 検出器全体での集光率は集光率の角度依存性とそれぞれの PMT の入射角分布次第となる。迷光や液体シンチレータの吸収再発行・散乱現象による影響も正確に見積もるために、次項で述べるフルシミュレーションによる評価を行う必要がある。

4.4.2 フルシミュレーションでの評価

KamLAND フルシミュレーション“KLG4”を用いて検出器全体での集光率を求めたいが、KLG4 に集光ミラーのジオメトリを組み込む上で問題になるのが集光ミラー先端の物理的な干渉である。

KamLAND 検出器には球面上に射影された菱形三十面体の 1 面につき $8 \text{ 個} \times 8 \text{ 個} = 64 \text{ 個}$ の PMT が格子状に配置されている。ただし、検出器上部 (チムニー部) に差し掛かる 5 面では 1 面につき 6 個、下部 (ボトム部) に差し掛かる 5 面では 1 面につき 1 個の PMT が排除されており、さらに 6 個の PMT が CCD カメラに差し替えられている。したがって、PMT の総数 (20 インチ PMT と 17 イ

表 4.6 液体シンチレータ有効半径ごとの集光ミラーの張る角。ミラー中心軸からミラー先端が KamLAND 検出器中心に対して張る角を θ_{mirror} とした。

形状パラメータ	液体シンチレータ有効半径				
	3 m	4 m	5 m	6 m	6.5 m
入口半径 [cm]	59.91	51.02	42.97	369.6	362.4
高さ [cm]	95.80	92.52	72.82	50.18	428.0
θ_{mirror} [rad]	0.08007	0.06797	0.05586	0.04673	0.04319

ンチ PMT の合計) は $64 \times 30 - (6 \times 5 + 1 \times 5 + 6) = 1,879$ 個となっている。PMT 配置の模式図を図 4.16 に示す。KamLAND 検出器の構造を議論する上では座標原点を検出器中心にとることが多く、さらに PMT は検出器内に球面上に配置されているため、以降の議論では PMT 間の距離を表す指標として「2つの PMT の位置ベクトルがなす角度」を用いることにする。

図 4.16(a) のように KamLAND 内部から PMT を見た場合、前述した格子状の配置の方法による影響で隣接する PMT 間の角度分布は均一ではなくなっており、菱形三十面体の中心付近が比較的広く、辺沿いの PMT は同じ面の PMT よりも隣の面の PMT との角度の方が狭くなっている。詳細は 4.5.1 に譲るが、ある PMT の「他の全 PMT 間との角度の最小値」を計算したところ、菱形三十面体の中心では約 0.08555 rad と最も大きく、一方辺沿いでは菱形の鈍角頂点における PMT で約 0.07072 rad と最も小さくなった。

ここで KamLAND 検出器の PMT 全てにある大きさの集光ミラーを装着することを考えると、ある PMT における他 PMT 間距離の最小値を θ_{min} 、ミラー中心軸からミラー先端が (KamLAND 検出器中心に対して) 張る角を θ_{mirror} とすると、ミラー先端が物理的に干渉しないためには

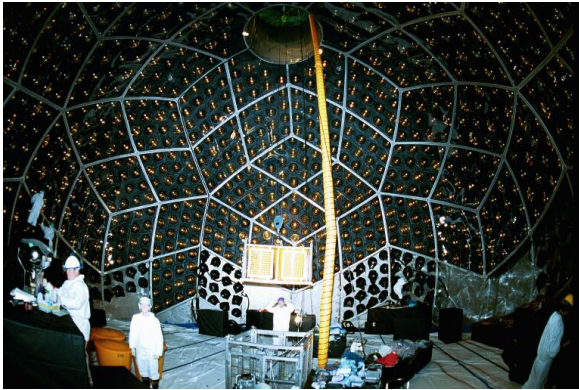
$$\theta_{\text{min}} \geq 2\theta_{\text{mirror}} \quad (4.7)$$

が成立している必要がある。しかし、表 4.6 で示すように今まで検討してきた最も小さい集光ミラーである有効体積 6.5 m ミラーでも $\theta_{\text{mirror}} = 0.04319[\text{rad}]$ となっており、全ての PMT において式 4.7 を満たさずミラー先端が干渉してしまうことがわかる。KamLAND2-Zen を検出器として設計する際にはこのような物理的な干渉は当然存在してはいけないうし、Geant4 プログラムでもジオメトリが重なり合っている部分に optical photon が入射するとその optical photon は正確な物理プロセスを踏まえて処理されず大抵の場合は入射した時点で不正な粒子情報として最終結果から排除される。したがってなんらかの手段でこのような干渉を解消する必要がある。

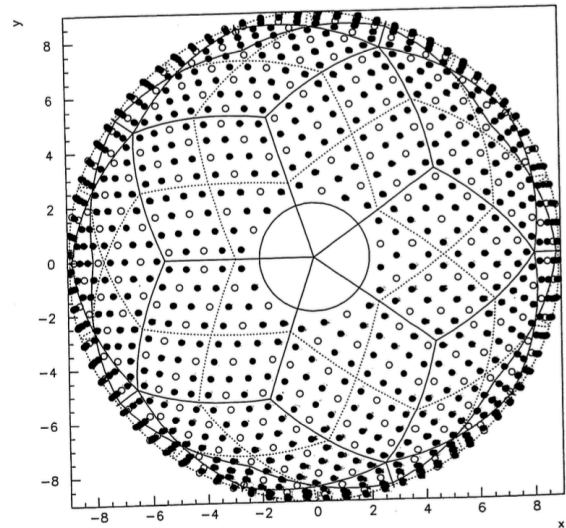
干渉を解消するためには PMT 配置の変更か集光ミラーの形状の変更が必要である。本節ではウィンストンコーン型集光ミラーの使用可能性を検討していることから、Geant4 プログラムが正常に稼働するように PMT 配置を適当に変更した。なお、4.5 では PMT 配置を変更しない集光ミラー形状の最適化を議論している。

PMT 配置の変更方法は様々な方法が考えられるが、ここでは簡単のために現在の配置方法と同様に菱形三十面体の面内に格子状に配置する方式をとった。ただし、表 4.6 で示される θ_{mirror} を参考に、集光ミラー先端が干渉しなくなるまで 1 辺あたりの PMT 数を減らすことにした。加えて KamLAND 検出器と同様にチムニー部とボトム部の PMT を排除した。各集光ミラーについて用意した PMT 配

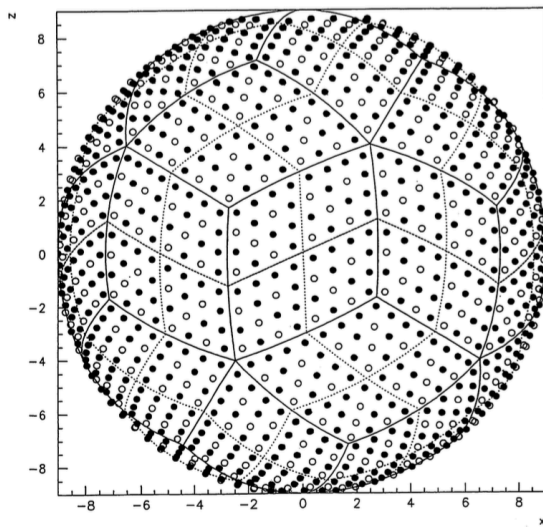
(a) KamLAND 検出器建設中の PMT 設置作業の様子



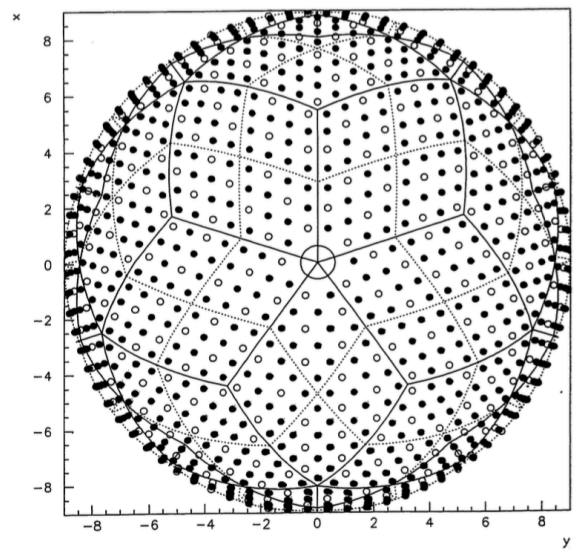
(b) 検出器上部（チムニー部）から見た PMT 配置図



(c) 検出器側部から見た PMT 配置図



(d) 検出器下部（ボトム部）から見た PMT 配置図



(e) 菱形三十面体の展開図として描かれた PMT 配置図

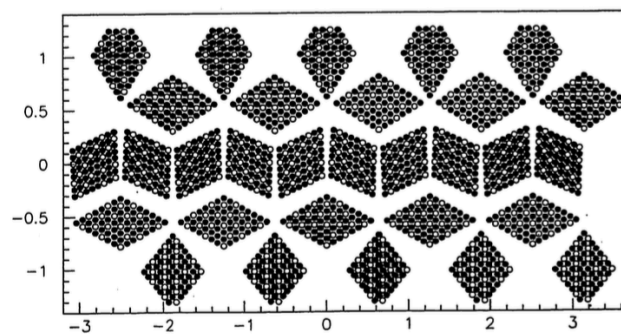


図 4.16 KamLAND 検出器における PMT 配置の模式図

表 4.7 液体シンチレータ有効半径ごとの集光ミラーの PMT 配置。チムニー部とボトム部に差し掛かる面は KamLAND 検出器の場合と同じく 5 面ずつである。PMT 総数比は KamLAND 検出器の PMT 総数 1,879 本に対しての比である。検出器占有率は集光ミラーの張る立体角の総和を球全面の立体角 4π [str] で割ったものである。占有率比は KamLAND 検出器の占有率 33.7% に対しての比である。

	液体シンチレータ有効半径				
	3 m	4 m	5 m	6 m	6.5 m
PMT 数 [/辺]	4	4	5	6	7
PMT 数 [/面]	16	16	25	36	49
チムニー部で排除される PMT 数 [/面]	3	3	3	3	6
ボトム部で排除される PMT 数 [/面]	1	1	1	1	1
PMT 総数	460	460	730	1060	1435
PMT 総数比	0.2448	0.2448	0.3886	0.5641	0.7637
検出器占有率 [%]	73.21	52.70	56.40	57.23	66.13
占有率比	2.17	1.56	1.67	1.70	1.96

置を表 4.7 に示す。

ミラー集光率の KamLAND 検出器内での位置依存性を確認したいため、シミュレーション状況として、KamLAND 検出器中心から半径 r [m] の球面上のランダムな位置に電子を 10,000 イベント発生させ、PMT にヒットした光子数を集光ミラーの未装着時・装着時それぞれで比較する。半径は 0 m (KamLAND 検出器中心) から 6.5 m (KamLAND バルーン半径) まで 0.5 m 刻みで変化させた。物理事象として $0\nu\beta\beta$ 事象を想定したいので、電子のエネルギーは 2.5 MeV、運動量方向は等方的にランダムとした。各電子位置半径で発生した光子数は 8490.6 [photon/MeV] \times 2.5 [MeV] \times 10,000 = 2.123×10^8 [photon] となる。

PMT 総数を変更したため、集光率を定義した式 4.6 において①それぞれの PMT 配置を用いて集光ミラーの有無で光子数を比較 (同じ PMT 配置を用いたシミュレーション間での比較となる) ②KamLAND 検出器の元々の光量と集光ミラー装着時の検出器全体の光量を比較 (異なる PMT 数を用いたシミュレーション間での比較となる) の 2 通りを考えることができる。①で得られる集光率は検出器全体での集光の様子や影響が考慮された PMT 配置の方法に依存しない集光ミラーそのものの性能を表し、②で得られる集光率は KamLAND 検出器と比べた際の KamLAND2-Zen 検出器としての集光ミラーを用いたことによる集光量の改善度を表すことになる。

PMT 配置に依存しない集光ミラーそのものの性能評価

それぞれの PMT 配置を用いて比較した場合の集光率を図 4.17 に示す。ミラー単体での集光率を示す図 4.15 と比較すると、集光ミラーの液体シンチレータ有効半径が小さいほど集光率のピーク値が減少しており、有効半径 6.5 m ミラーではピーク値の減少がみられない。これはシンチレーション光の吸収再発光・散乱現象により本来低角度で入射されるべき光子の入射角度が変化したため、ミニバルーン内部からのイベントでも有効半径が小さい場合はカットオフを起こすような角度で光子が入射して

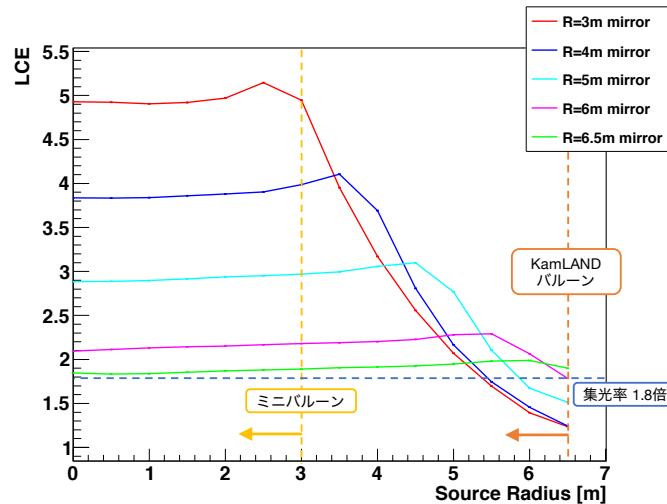


図 4.17 集光ミラーごとのそれぞれの PMT 配置を用いて比較した場合の集光率。横軸は電子を発生させた位置の検出器中心からの距離を表している。

しまうケースが生じるが有効半径が KamLAND バルーン全体である有効半径 6.5 m ミラーはカットオフ効果を起こさずに集光できるからであると考えられる。また、電子の発生位置を中心から外側へ動かしていった場合、単体でのシミュレーションに比べてカットオフ効果による集光率の減少が緩やかになっており、KamLAND バルーンの端である半径 6.5 m 周辺では目標値の 1.8 倍には達していないものの KamLAND 検出器の光量と同等である 1 倍は保っていることがわかった。

KamLAND2-Zen 検出器としての性能評価

KamLAND 検出器の元々の光量と比較した場合の集光率を図 4.18 に示す。なお、実際の KamLAND 検出器には 17 インチ PMT と 20 インチ PMT の 2 種類が搭載されているが、ここでは集光ミラーを 20 インチ HQE PMT に装着した際の検出器占有率の増大による集光量の変化をシミュレートしたいため、KamLAND 検出器には 1,885 本の HQE PMT が搭載されているとみなした。どの集光ミラーも集光率が目標値 1.8 倍に達していないが、これは PMT 配置の変更による PMT 総数の減少が原因であると考えられる。集光ミラーそのものの性能を表す図 4.17 で得られた集光率に表 4.7 で示した PMT 総数の減少割合を示す PMT 総数比を掛けるとおおよそ図 4.18 の集光率が得られる。

現在の PMT 配置方法では円形である集光ミラーを格子状に配置していることからデッドスペースが多く存在しているはずであり、PMT 配置を最適化する^{*4}ことで検出器に搭載できる PMT 総数を増加させ集光率を改善できる可能性がある。しかし円形の集光ミラーを使用している以上デッドスペースは必ず生じるので検出器占有率を 100% にすることはできず、さらに詳細は 4.5 で述べるが PMT を再配置することは KamLAND2-Zen 検出器の建設予算を大きく圧迫する原因となるため、PMT 配置の最適化による検出器デザインの最適化は今後は検討しない方針とした。

以上より、1 種類のウィンストンコーン型集光ミラーを用いて KamLAND2-Zen 検出器デザインを最適化することは不可能だと判断されるため、今後は KamLAND 検出器の PMT 配置をそのまま使用

^{*4} 例えば、PMT を互い違いに配置することで平面上での円の最密充填を球面上に再現する方式などが考案できる。

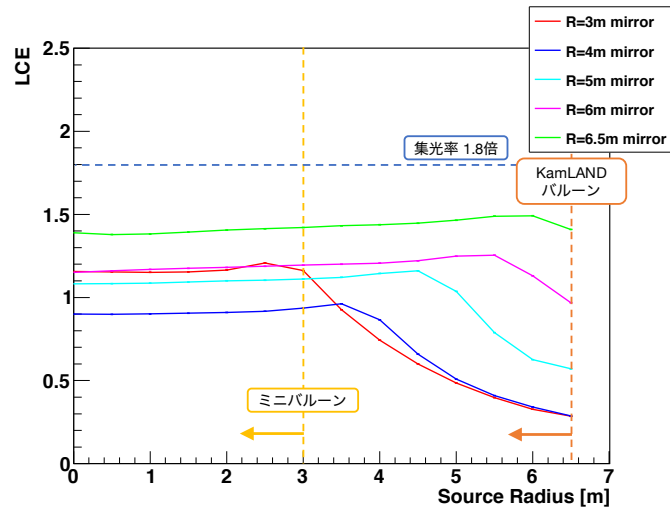


図 4.18 KamLAND 検出器の元々の光量と比較した場合の集光率。横軸は電子を発生させた位置の検出器中心からの距離を表している。

することを前提として集光ミラー形状を最適化していくことになる。図 4.18 で示される通り、PMT 配置効率の程度の差はあれど液体シンチレータ有効半径 6.5 m ミラーが最も集光率が高く検出器に搭載できることから、また今後は基本的にはミラー形状を小さくしていく方針の最適化が必要になっていることから、形状の最適化を行う上で基とする集光ミラー形状として有効半径 6.5 m ミラーを選択した。

4.5 KamLAND2-Zen 実験に向けた集光ミラーの設計

4.4 では現在の KamLAND 検出器に準ずる PMT 配置でウィンストンコーン型集光ミラーを使用することを検討したがフルシミュレーションの結果から集光率は目標値 1.8 倍には届かず、したがって KamLAND2-Zen 検出器デザインの最適化には PMT 配置の最適化かミラー形状の最適化、あるいはその両方が必要であると考えられる。しかし PMT 配置の変更を考えると KamLAND2-Zen 検出器建設の際に多大な費用がかかってしまうことが想定される。具体的には、PMT ホルダーとステンレスタンクの溶接部との除去や図 4.16(a) で写っている菱形三十面体をなすステンレスフレームを除去した場合^{*5}の建设工程によって建設費用が増大すると予想されている。現実的な検出器検出を見据えて、以降は KamLAND 検出器の PMT 配置から変更せずにミラー形状の最適化のみを用いて検出器デザインを最適化していくことにする。

4.5.1 KamLAND 検出器の PMT 座標の解析と集光ミラー形状の改良

PMT 形状の最適化のためには、継続して用いることとなった KamLAND 検出器の PMT 座標を詳細に解析していく必要がある。PMT 間の角度情報については 4.4.2 で少し議論したが、ここではより

^{*5} KamLAND 建設時はこのステンレスフレームを支持棒として活用することが多かったらしく、フレームがない場合は回転式の足場を検出器に挿入して作業することになるため、足場費用が新たに必要になることが見込まれている。

(a) タイプ:1。 $s = 1 - 5, 11, 13, 15, 17, 19, 26 - 30$ が該当 (b) タイプ:2。 $s = 6 - 10, 12, 14, 16, 18, 20, 21 - 25$ が該当する。

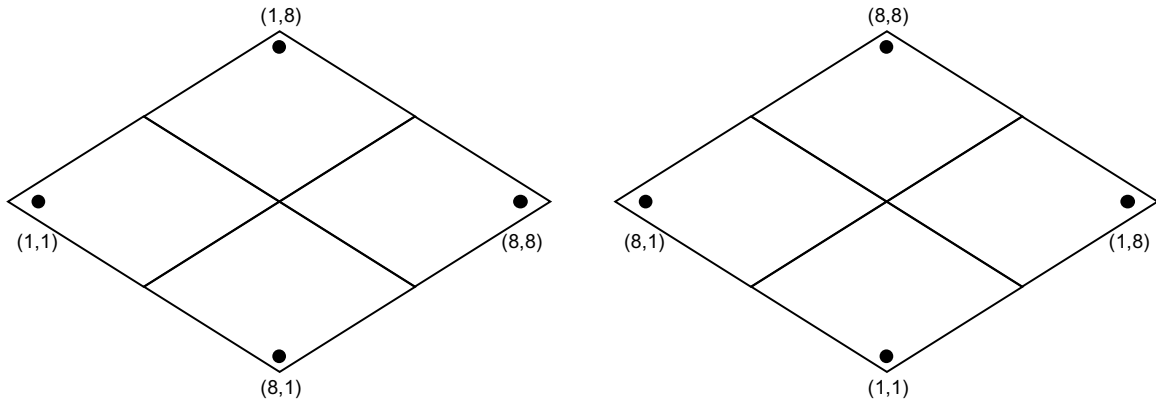


図 4.19 フェイス番号ごとのインデックス (i, j) の位置関係

詳細に PMT 間の角度情報を解析していく。

PMT 座標のインデックス

4.4.2 で述べた通り、KamLAND 検出器では球面上に射影された菱形三十面体の 1 面につき基本的に $8 \text{ 個} \times 8 \text{ 個} = 64 \text{ 個}$ の PMT が配置されている。KamLAND では「フェイス」と呼ばれているインデックスによって菱形三十面体の面を指定することができる。フェイス番号 s の範囲としては 1-30 が用いられている。KamLAND の PMT 配置は対称性が非常に高くフェイス番号による特殊性はほとんどないが、例外としてチムニ一部に差し掛かっている $s = 1 - 5$ での PMT 数は 6 本少ない 58 本、ボトム部に差し掛かっている $s = 26 - 30$ での PMT 数は 1 本少ない 63 本である。

次に菱形三十面体の面上での PMT 位置を表すインデックスとして (i, j) が用いられており、範囲はそれぞれ 1-8 である。ただし、PMT 座標を計算する際に用いられたプログラムの都合上、図 4.19 で示すようにフェイス番号により面上での (i, j) の位置関係が 2 通り存在している。

KamLAND 実験で使用されている PMT 座標データファイルにはこれらのインデックス (s, i, j) の順番どおりに検出器中心を座標原点とした場合の PMT 座標 (x, y, z) や PMT のサイズ (17 インチ PMT か 20 インチ PMT か) が保存されている。菱形三十面体の面上では同一の処理によって PMT 座標が計算されているので、PMT の位置分布を効率的に解析する際はインデックス (i, j) ごとに考察していくことが重要となってくる。

なお、 $(s, i, j) = (1, 6, 7), (3, 4, 2), (5, 7, 2), (13, 3, 6), (26, 6, 7), (29, 2, 3)$ に対応する位置では PMT の代わりに CCD カメラが搭載されているのだが、KamLAND2-Zen 実験には CCD カメラを搭載する予定は今の所ないため、シミュレーションの構築の際には簡単のためにこれらの位置にも PMT を搭載し、PMT 総数を $1,879 + 6 = 1,885$ 本とした。

PMT 間の角度情報の解析

4.4.2 での議論と同様に、ある PMT における他の全 PMT 間との角度の最小値を計算することでその PMT 周辺にどのくらい他の PMT が集まっているかを定量的に把握することができ、集光ミラーを隣のミラーと物理的に干渉させることなく検出器に搭載していくうえで手がかりとなっていく。以後、このような角度の最小値を「隣接最小角度」と呼ぶことにする。ここではより詳細な情報を得るためひとつのフェイス内の全 PMT の隣接最小角度を計算し、インデックス (i, j) による隣接最小角度分布の分類を試みた。

チムニー部やボトム部による PMT の欠損がない代表的なフェイスとして $s = 11, 12$ を選び、フェイス内での隣接最小角度分布をプロットした。それぞれの隣接最小角度分布を図 4.20 に示す。隣接最小角度は面中央部の 4 本が約 0.008555 rad とフェイス内で最も高く、次いでひと回り外側の 12 本が約 0.008502 rad 、次いでもうひと回り外側の 20 本が約 0.008395 rad と中央部から辺方向に近づくにつれて隣接最小角度が小さくなっていく。辺沿いの PMT 群はそうでない PMT 群と比べて明らかに隣接最小角度が小さくなっている。図 4.19 も参考にした場合、菱形の鋭角頂点の PMT で約 0.07756 rad 、辺沿いに鈍角頂点方向に進むにつれて 3 番目の PMT で最大値をとり約 0.07852 rad 、その後は進むにつれて小さくなっていき鈍角頂点の PMT でフェイス内での最小値である約 0.07072 rad をとる。面中央部で隣接最小角度が最大になった理由としては菱形三十面体が球状に射影されている影響、辺沿いの PMT の隣接最小角度が一段階小さい理由としては同じフェイス内の PMT よりも隣のフェイスにおける辺沿いの PMT に近づいているからと考えられる。

他のフェイス番号に関しても全く同じ傾向が見られたため、インデックス (i, j) による隣接最小角度分布の分類はフェイス番号によらず適用して良いと分かった。

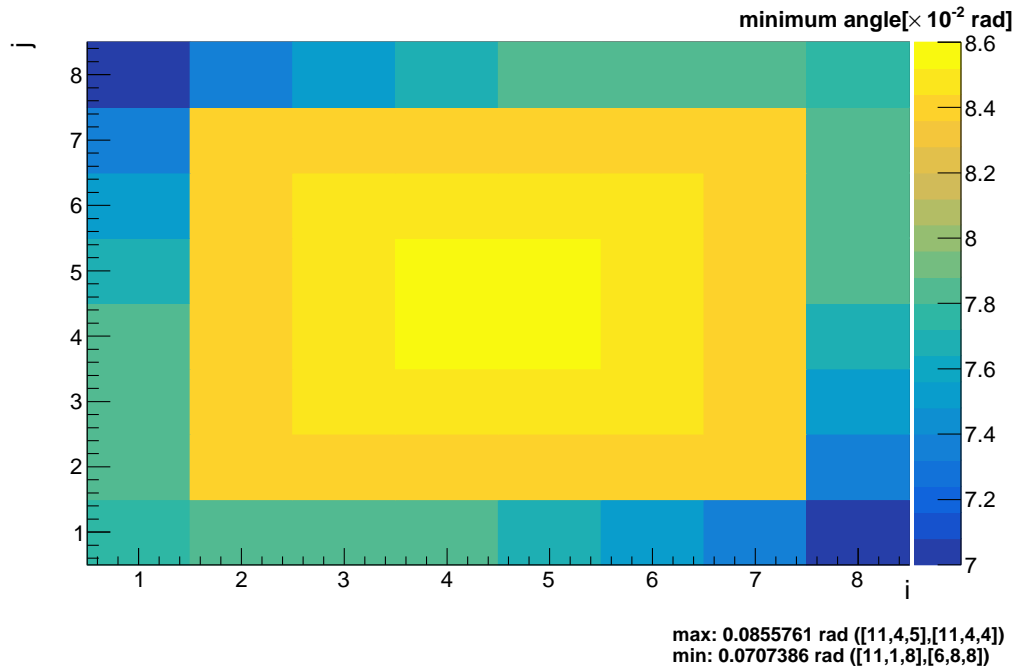
集光ミラー形状の改良

得られた PMT 座標の隣接最小角度分布から、干渉しないような集光ミラー形状を考案してみる。はじめに 1 種類の円形集光ミラーのみを用いる場合を考える。4.4.2 で議論したとおり、このときミラー先端の干渉が起こらないためにはあらゆる PMT において式 4.7 が成立している必要がある。したがって、ミラー中心軸からミラー先端が張る角 θ_{mirror} は隣接最小角度の全 PMT における最小値である 0.0707224 rad の半分である 0.0353612 rad 以下である必要がある。ミラーの張る立体角は θ_{mirror} のみに依存する*6ことから、この時の検出器占有率は即座に計算でき 58.92% となる。しかし、この場合 KamLAND 検出器の占有率 33.7% と比較して 1.74 倍にしかならず 4.7 で確認できるように有効半径 6.5 m ミラーの占有率比 1.96 倍に達していないことから、このような集光ミラーを KamLAND 検出器に搭載しても図 4.18 で示されるように有効半径 6.5 m ミラーのフルシミュレーションでの集光率 1.4 倍以下の性能しかないことが予想でき、1 種類の円形集光ミラーのみを用いた場合では集光率は改善しないと考えられる。

図 4.20 に示されるとおり、隣接最小角度が大きい面中央部ではミラー角 0.0353612 rad の集光ミラーを装着すると隣接するミラー先端間に不必要なデッドスペースが空いてしまう。そこで、隣接す

*6 ミラーの張る立体角を Ω [str] として、 $\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta_{\text{mirror}})$ となる。

(a) $s = 11$ における隣接最小角度分布。図 4.19 による分類ではタイプ:1 である。



(b) $s = 12$ における隣接最小角度分布。図 4.19 による分類ではタイプ:2 である。

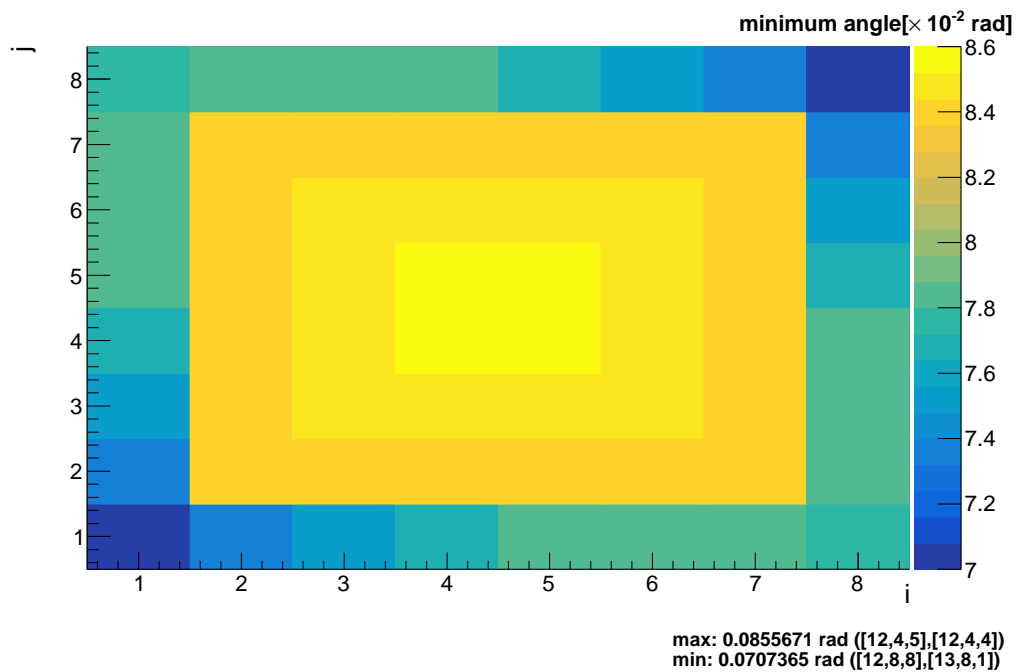


図 4.20 $s = 11, 12$ における隣接最小角度分布。

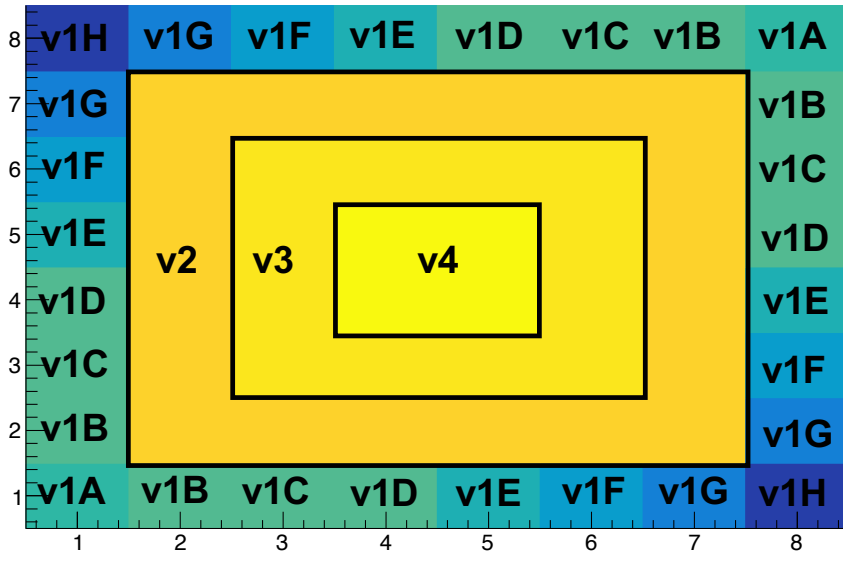


図 4.21 11 種類の集光ミラーの配置模式図。ここでは PMT 欠損のない代表的なフェイス番号である $s = 11$ を選んだ。 (i, j) の位置関係はタイプ:1 である。

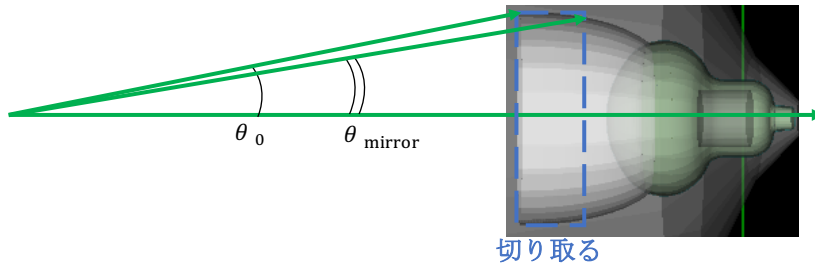


図 4.22 有効半径 6.5 m ミラーを基にしたミラー形状作成の模式図

るミラー先端間のデッドスペースを最大限減らすためには、複数種類のミラー形状を用いる必要がある。フェイス内における位置 (i, j) での隣接最小角度を $\theta_{\min}(i, j)$ 、円形ミラーの張る角を $\theta_{\text{mirror}}(i, j)$ とすれば、全ての PMT でミラー先端の干渉が起こらないためには

$$\theta_{\min}(i, j) \geq 2\theta_{\text{mirror}}(i, j) \quad \text{for } \forall i, j \tag{4.8}$$

が満たされている必要がある。ただし図 4.20 に示されるとおり $\theta_{\min}(i, j)$ の分布をある程度分類することができるため $8 \times 8 = 64$ 通りの (i, j) について考える必要はない。図 4.20 を参考に、辺沿いの PMT について v1A から v1H までの 8 種類、辺沿いから中央部に近づくにつれて 1 層ずつ 1 種類ずつの v2、v3、v4 の 3 種類、合計 11 種類の隣接最小角度を用いて円形集光ミラーを設計することを考案した。11 種類の集光ミラーの設置位置や張る角について表 4.8 や図 4.21 に示した。

表 4.8 で示されたように (i, j) ごとにミラーの張る大きさに制限がついたので、このような制限を満たすような 11 種類の集光ミラー形状を作成していく。ここで 4.4 で示したウィンストンコーン型集

表 4.8 11 種類の円形集光ミラーの設置位置や張る角。インデックス (i, j) の面内での位置関係としてのタイプ:1,2 は図 4.19 のとおりである。設置位置について特にタイプの記載がない場合はタイプ:1,2 で共通の設置位置とする。1 面あたりの PMT 数はチムニー部やボトム部ではない PMT 欠損のない面での PMT 数である。

型番	設置位置	PMT 数 [/面]	隣接最小角度 [$\times 10^{-2}$ rad]	許されるミラーの張る角 [$\times 10^{-2}$ rad]
v1A	[タイプ:1] (1,1),(8,8)	2	7.756	3.878
	[タイプ:2] (1,8),(8,1)			
v1B	[タイプ:1] (1,2),(2,1),(7,8),(8,7)	4	7.835	3.917
	[タイプ:2] (1,7),(7,1),(2,8),(8,2)			
v1C	[タイプ:1] (1,3),(3,1),(6,8),(8,6)	4	7.852	3.926
	[タイプ:2] (1,6),(6,1),(3,8),(8,3)			
v1D	[タイプ:1] (1,4),(4,1),(5,8),(8,5)	4	7.816	3.908
	[タイプ:2] (1,5),(5,1),(4,8),(8,4)			
v1E	[タイプ:1] (1,5),(5,1),(4,8),(8,4)	4	7.717	3.858
	[タイプ:2] (1,4),(4,1),(5,8),(8,5)			
v1F	[タイプ:1] (1,6),(6,1),(3,8),(8,3)	4	7.555	3.777
	[タイプ:2] (1,3),(3,1),(6,8),(8,6)			
v1G	[タイプ:1] (1,7),(7,1),(2,8),(8,2)	4	7.342	3.671
	[タイプ:2] (1,2),(2,1),(7,8),(8,7)			
v1H	[タイプ:1] (1,8),(8,1)	2	7.072	3.536
	[タイプ:2] (1,1),(8,8)			
v2	$i=2,7, j=2-7$ $i=2-7, j=2,7$	20	8.395	4.197
v3	$i=3,6, j=3-6$ $i=3-6, j=3,6$	12	8.502	4.251
v4	(4,4),(4,5), (5,4),(5,5)	4	8.555	4.277

光ミラーのうち最も高性能であった液体シンチレータ有効半径 6.5 m ミラーを改良していくことを考える。有効半径 6.5 m ミラーの張る角は 0.04319 rad のため 11 種類の型番のうち最も大きい v4 にも使うことはできないが、図 4.22 で示すように、張る角が必要な角度分だけになるように有効半径 6.5 m ミラーの先端を切り取ることで 11 種類それぞれの大きさを満たす集光ミラー形状を簡単に得ることができる*7。基にした有効半径 6.5 m ミラーがストリングメソッドによるウィンストンコーン型

*7 実際の検出器設計を見据えると、ミラーの厚さ 2 mm を当然だが考慮する必要がある。また、設計マージンを設けるために許されるミラー角度を最大限使用するのではなく適当な桁数以下を切り落として使用した。これにより隣接するミラー間で 2 mm 程度のマージンを設けることができた。これらのマージンが検出器占有率に与える影響は十分小さいため、集光率の減少は無視できるとした。

表 4.9 KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の円形集光ミラーの形状パラメータ。立体角比は有効半径 6.5 m ミラーの立体角 5.791×10^{-3} str との比較である。KamLAND 検出器への搭載数はチムニー部とボトム部による PMT の排除も考慮している。

型番	入り口半径 [cm]	高さ [cm]	立体角 [$\times 10^{-3}$ str]	立体角比 [%]	KamLAND 検出器 への搭載数	占有率 [%]
v1A	31.91	16.91	4.662	80.50	50	1.885
v1B	32.18	18.07	4.754	82.09	110	4.162
v1C	32.25	18.38	4.778	82.51	110	4.183
v1D	32.13	17.85	4.737	81.79	120	4.523
v1E	31.77	16.35	4.615	79.68	120	4.407
v1F	31.17	14.11	4.418	76.29	120	4.219
v1G	30.39	11.59	4.175	72.09	120	3.987
v1H	29.36	8.74	3.870	66.83	60	1.848
v2	34.01	29.80	5.463	94.34	595	25.87
v3	34.29	33.59	5.605	96.79	360	16.06
v4	34.41	36.10	5.680	98.07	120	5.424
合計					1,885	76.53

であるので、先端を切り取ると立体角が減少するため集光率が低下するものの残るミラー形状も 4.2 で述べたウィンストンコーン型集光ミラーの特徴を十分保持していると考えられる。このことから、図 4.22 のような方法で 11 種類の集光ミラーを作成しても立体角に比例する検出器占有率に応じた集光率が期待できる。作成した 11 種類の集光ミラーの形状パラメータを表 4.9 に示す。検出器占有率は 76.53 % となり、表 4.7 で示されるウィンストンコーン型集光ミラーを検討した際の占有率よりも向上している。したがって集光率の目標値 1.8 倍を達成できる可能性のある検出器デザインが考案できたため、これらの集光ミラーを単一の PMT のみを用いたシミュレーションとフルシミュレーションを経て KamLAND2-Zen 実験における使用可能性を検討していく。また、11 種類の集光ミラーのうちいくつかのジオメトリ図を図 4.23 に示す。

4.5.2 単一の PMT を用いたシミュレーションでの評価

4.5.1 で設計した 11 種類の集光ミラーそれぞれについて単一の PMT のみを用いた集光シミュレーションを行い、集光率を評価した。シミュレーションの状況は 4.4.1 と同じである。得られた集光率を図 4.24 に示す。

図 4.24 でわかるとおり、集光ミラーの大きさは様々であるために集光率も様々な値をとっている。立体角の変化分と集光率を比較することで各集光ミラーの形状の性能を評価することができる。20 インチ PMT からの立体角の増加比と集光率の関係を表 4.10 に示す。基となった有効半径 6.5 m ミラーの集光率/立体角増加比は 0.939 であるが、11 種類の各集光ミラーの集光率/立体角増加比はすべ

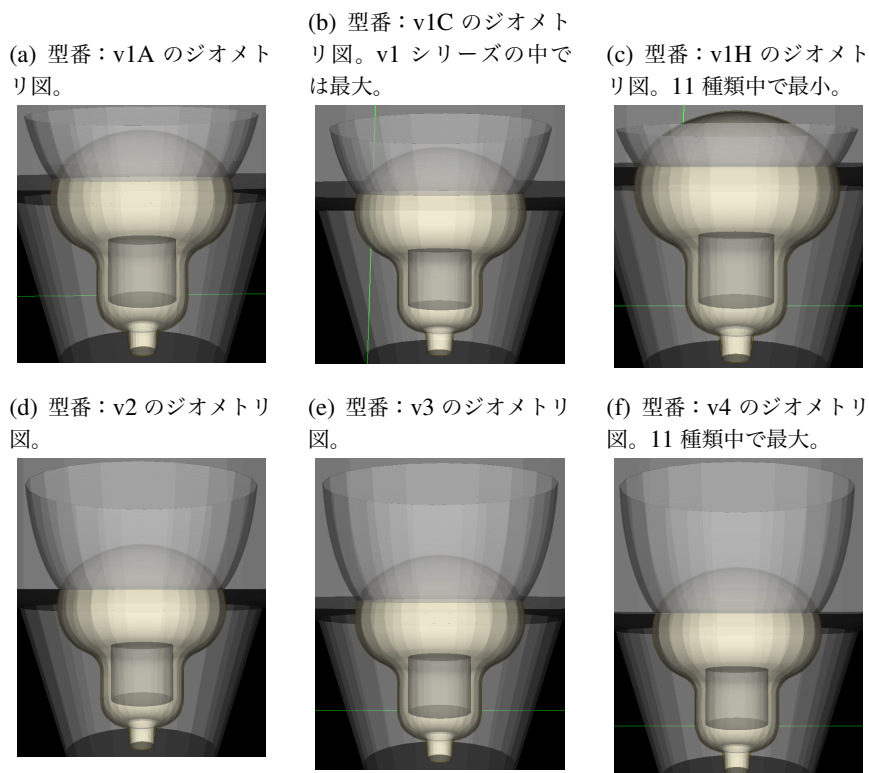


図 4.23 KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の集光ミラーのジオメトリ図。

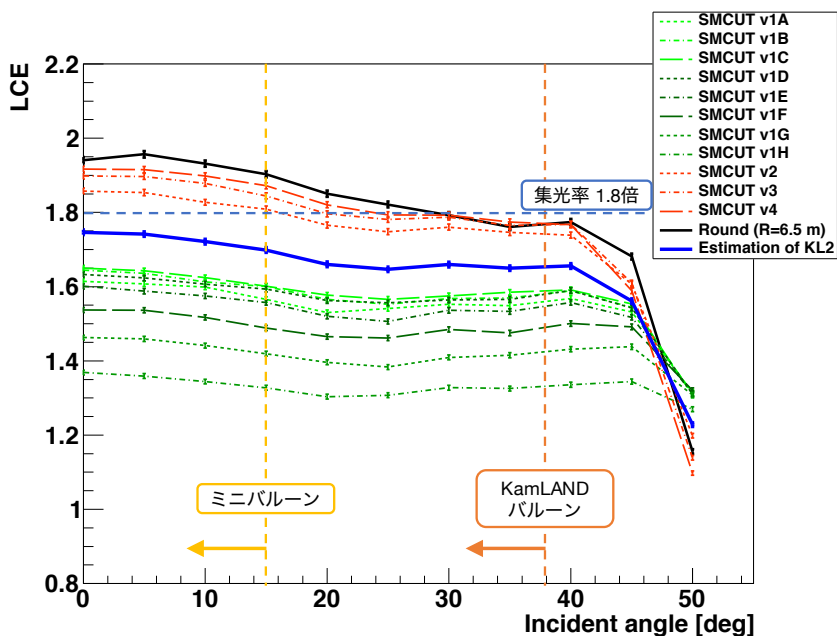


図 4.24 KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の集光ミラーの単体シミュレーションによる集光率。参考のために設計において基とした液体シンチレータ有効半径 6.5 m ミラーの集光率を付記した。また、11 種類のミラー集光率を表 4.9 で示した検出器への搭載数で加重平均をとったものを KamLAND2-Zen 検出器における集光率の見積もりとして示した。

表 4.10 KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された 11 種類の円形集光ミラーの立体角増加と集光率の関係。立体角増加比は 20 インチ PMT の立体角 2.803×10^{-3} str との比較である。また、KamLAND2-Zen 検出器における立体角増加比と集光率として、各集光ミラーの数値を表 4.9 で示した検出器への搭載数で加重平均をとったものを用いた。

型番	KamLAND 検出器 への搭載数	立体角増加比	入射角 0° での 集光率	集光率/立体角増加比
v1A	50	1.66	1.61	0.971
v1B	110	1.70	1.64	0.970
v1C	110	1.70	1.65	0.968
v1D	120	1.69	1.63	0.967
v1E	120	1.65	1.60	0.973
v1F	120	1.58	1.54	0.975
v1G	120	1.49	1.46	0.982
v1H	60	1.38	1.37	0.991
v2	595	1.95	1.86	0.953
v3	360	2.00	1.90	0.949
v4	120	2.03	1.94	0.958
KamLAND2		1.82	1.75	0.960
有効半径 6.5 m ミラー		2.07	1.94	0.939

て 0.939 を超えている。特に型番：v1 シリーズは 0.97-0.99 と明らかに改善しており、集光ミラー立体角が小さいと集光率/立体角増加比が増加する傾向がみられた。KamLAND2-Zen 検出器全体での集光率/立体角増加比は 0.960 であるので、設計した各集光ミラーの形状の最適化は有効半径 6.5 m ミラーと同等もしくはそれ以上になされていることが確認できた。

KamLAND2-Zen 検出器における集光率の見積もりとして、11 種類の集光ミラー集光率を表 4.9 で示される検出器への搭載数で加重平均をとったものを考えると、集光率は KamLAND バルーン内全体で 1.65-1.75 倍程度となった。高角度になるにつれて集光率が緩やかに減少する傾向もみてとれた。目標値である 1.8 倍にわずかに達していないが、フルシミュレーションを行った際には 4.3.3 に述べた迷光の影響で集光率が増加する可能性もあるため、フルシミュレーションを用いて正確な集光率を求めることにした。

4.5.3 フルシミュレーションでの評価

4.5.1 で設計した 11 種類の集光ミラーを KLG4 に組み込み集光率を評価した。シミュレーションの状況は 4.4.2 と同じである。ただし、ここでは集光ミラーの装着前後で PMT 総数は 1,885 本から変わらないため、集光率は 1,885 本の PMT 全体での光量を集光ミラーの有無で比較することになる。

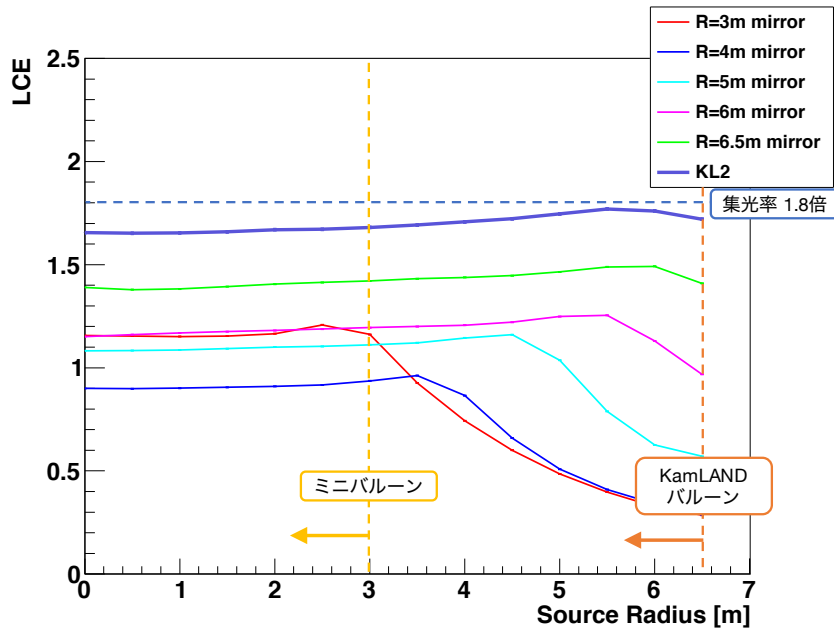
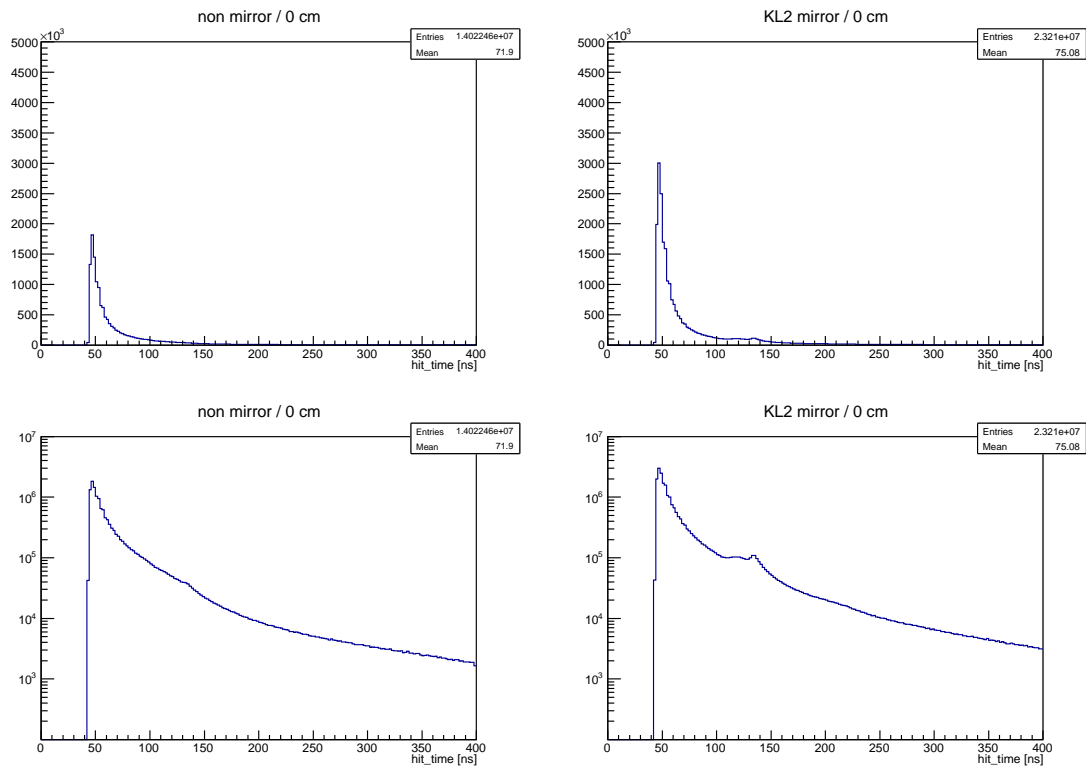


図 4.25 KamLAND2-Zen 検出器に向けて設計された集光ミラーの集光率。横軸は電子を発生させた位置の検出器中心からの距離を表している。参考のために図 4.18 で示したウィンストンコーン型集光ミラーの集光率も付記した。

得られた集光率を図 4.25 に示す。KamLAND バルーン内全体で集光率は 1.65-1.75 倍となり、目標値である 1.8 倍は達成しなかった。検出器中心での集光率は約 1.65 倍であり、図 4.24 で示される入射角 0° での集光率 1.75 倍から減少してしまっているが、これは液体シンチレータによる吸収・再発光や散乱によってシンチレーション光の入射角が 0° から変化し高角度で入射する光子が存在していることが原因であると考えられる。さらなる集光率改善の余地としてまだ最適化がなされていないミラー形状のパラメータを考えると、円形ミラーを用いているためデッドスペースが依然として存在していること・有効半径 6.5 m ミラーを切り取ることでミラー形状を作成したため各集光ミラーの曲面が最適化されていない可能性があることの 2 点があげられる。

集光ミラーを装着したことによる影響は集光率だけでなく、光子のヒット時間分布にも現れる可能性もある。PMT 光電面に直接入射する光子と比較すると集光ミラーで反射されて PMT 光電面に到達する光子の光路長は長くなり、したがってヒットまでの時間も大きくなる。また、集光ミラーの反射により光子が跳ね返り検出器反対側の PMT まで到達してヒットされる場合、PMT 光電面に直接入射する光子や集光ミラーで適切に反射されて PMT にヒットする光子と比較してヒット時間が著しく増加することになる。検出器中心で 2.5 MeV の電子を 10,000 イベント発生させた場合の光子のヒット時間のヒストグラムを図 4.26 に表す。図 4.26(a) はヒットした全光子についてのヒストグラムで、検出器全体でのヒット数における迷光の寄与がヒット時間分布の差として現れると期待される。集光ミラー未装着時 (左図) と比べて装着時 (右図) ではヒストグラムの波形は変化せず単に波高が増大しているように見えるが、片側対数スケールでみると集光ミラー装着時には 100-150 ns に新たなピークが発生していることがわかる。直接入射する光子のヒット時間は約 50 ns であるので、ヒット時間 100-150 ns におけるピークは最初に集光ミラーに到達した時間のおおよそ 2 倍から 3 倍の時間をかけ

(a) 全光子についてのヒストグラム



(b) 各 PMT に最初にヒットした光子についてのヒストグラム

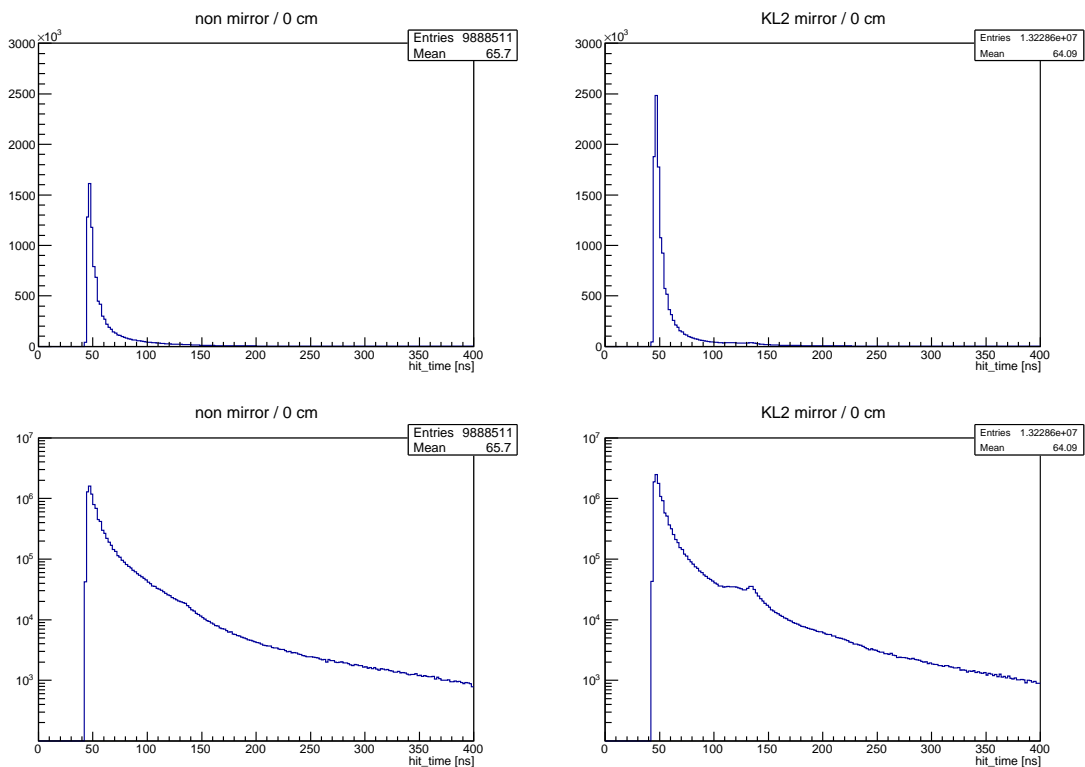


図 4.26 集光ミラー装着の影響による光子のヒット時間分布の変化。検出器中心で 2.5 MeV の電子を 10,000 イベント発生させた場合、電子が発生した時刻から光子がヒットした時刻までの時間差のヒストグラムである。左図は集光ミラー未装着時、右図は装着時の場合。

て PMT 光電面にヒットする光子によって作られたものである。集光ミラーの反射により光子が最初に到達する PMT と検出器中心を挟んで反対側の PMT まで迷光として到達してしまった場合はヒット時間が最大に遅れて通常の 3 倍になることから、迷光のピーク位置として 100-150 ns は妥当性が高い。迷光のピーク高は 50 ns 付近の直接入射によるピーク高の 10 分の 1 以下であり、光子数全体のうち迷光となった光子の数が占める割合は十分小さいと見積もることができる。

KamLAND で PMT のヒット情報を用いて事象位置再構成を行う際は、各 PMT において最初にヒットした光子のヒット時間分布を用いる。図 4.26(b) は各 PMT に最初にヒットした光子のみについてのヒット時間分布である。ヒット数の総数は $1,885 \text{ 本} \times 10,000 \text{ イベント} = 18,850,000 \text{ エントリー}$ 以内におさまっているが、ヒストグラムは図 4.26(a) の波高を単に縮小した形とほとんど等しく、迷光によるピークも同じように現れている。線源を用いた位置キャリブレーションにより得られる波形から作成される尤度関数を用いた最尤法により事象位置再構成がなされるため [26]、図 4.26(a) で示される波形が集光ミラー装着による影響で大きく変化すると事象位置再構成精度に影響がおよぶ可能性がある。線形スケールでは波形に大きな変化は見られないが、シミュレーション結果から実際に事象位置再構成を行い精度への影響を見積もることが今後の課題として残されている。

4.5.4 さらに最適化の方向性

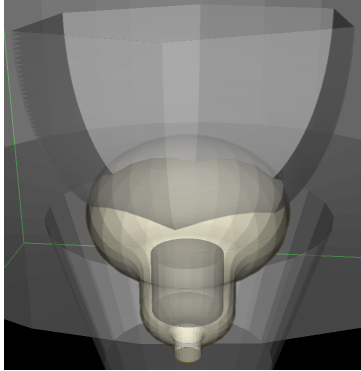
4.5.3 で示したとおり、11 種類の円形集光ミラーを用いた場合の集光率は KamLAND バルーン内で 1.65-1.75 倍となり目標値 1.8 倍は達成しなかった。本項では残された最適化の方向性を述べ、その可能性やより最適化された集光ミラーを用いた KamLAND2-Zen 検出器の集光率を見積もる。

集光ミラー入り口形状の最適化：多角形集光ミラー

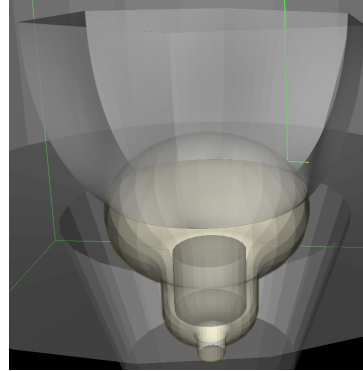
4.5.1 で行った集光ミラー設計では各 PMT それぞれが最近接の PMT に対して集光ミラー間の隙間ができるだけ少なくなるようになっているが、格子状の PMT 配置に対して円形の集光ミラーが装着されているためデッドスペースは依然として存在している。KamLAND 検出器で実現できる検出器占有率の最大値、すなわちチムニー部とボトム部を除いた検出器全面の占有率は 99.23% であるが、4.5.1 で行った集光ミラー設計での占有率は 76.53% であり、使用できる可能性のあるデッドスペースが約 23% ほど存在する。今までは円形集光ミラーを用いた設計を検討していたためデッドスペースを完全になくすことはできなかったが、集光ミラー入り口の形状を円形から多角形に変形させた“多角形集光ミラー”の使用を検討することにより、デッドスペースが減少し検出器占有率が增大することで集光率も増大することが期待できる。ただし、今までは集光性能に実績のある円形ウィンストンコーン型の範疇で集光ミラー設計を行ってきたが、多角形への形状変化によってある程度最適化されたミラー形状から逸脱することとなるので、このような変形でミラーの張る立体角が増加してもその分だけ集光率が増大することは保証されていない。

そこで、今まで設計した集光ミラーを適当な多角形へ変形させ単体の集光シミュレーションを行い、集光率の変化を確認することとした。4.5.1 で設計された集光ミラーを変形させデッドスペースを埋めることを考えた場合、集光ミラー入り口の円形を張り出す方向に変形させて多角形を形作る必要が

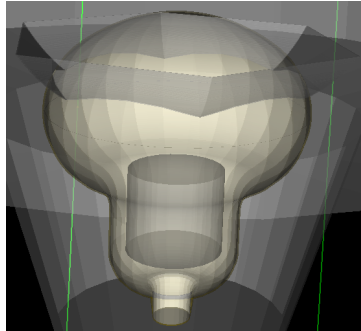
(a) 有効半径 6.5 m ミラーを基にした六角形-六角形ミラー



(b) 有効半径 6.5 m ミラーを基にした六角形-円形ミラー



(c) 型番: v1H を基にした六角形-六角形ミラー



(d) 型番: v1H を基にした六角形-円形ミラー

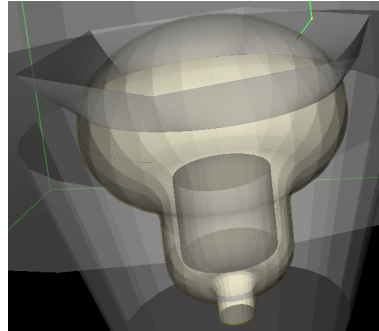


図 4.27 作成した正六角形集光ミラーのジオメトリ図。“六角形-六角形ミラー”は六角形のまま集光ミラー入り口から出口へ下ろし PMT 光電面に沿って切り取ることで成形した。“六角形-円形ミラー”は集光ミラー入り口から出口に向かうにつれて徐々に円形に補正していくことで成形した。

ある。よって、今回は 4.5.1 での設計で基とした有効半径 6.5 m ミラー *⁸と 11 種類のうち最も小さい集光ミラーである型番: v1H を用いて「集光ミラー入り口の円形が内接円となるような正六角形」を入り口形状とするような“正六角形集光ミラー”を作成した。

作成した正六角形集光ミラーのジオメトリ図を図 4.27 に示す。ここで、集光ミラーを単純な正六角垂状に成形しただけでは集光ミラー出口は球面状である PMT 光電面に隙間なく接地されず、したがって PMT 光電面との接地方法に工夫が必要となる。ここでは、六角形のまま集光ミラー入り口から出口へ下ろし PMT 光電面に沿って切り取ることで成形した“六角形-六角形ミラー”と集光ミラー入り口から出口に向かうにつれて徐々に円形に補正していくことで成形した“六角形-円形ミラー”の 2 種類を作成した *⁹。六角形-六角形ミラーは G4Polyhedra クラスで作成した正六角錐状のミラーから G4SubstractionSolid クラスを用いて PMT 光電面の Logical Volume をくりぬくことでジオメトリを構成した。六角形-円形ミラーは G4TessellatedSolid クラスを用いてジオメトリを構成しており、

*⁸ 表 4.9 での立体角比からわかるとおり、型番: v2、v3、v4 の大きさは有効半径 6.5 m ミラーとほとんど変わらないため、有効半径 6.5 m ミラーの変形による性能変化を確認することで v2、v3、v4 の性能変化を同時に見積もることができる。

*⁹ 今回は適用できなかったが、円形ミラー入り口に内接する六角形を底面とした六角柱で単純に切り取る成形方法もある [27]。

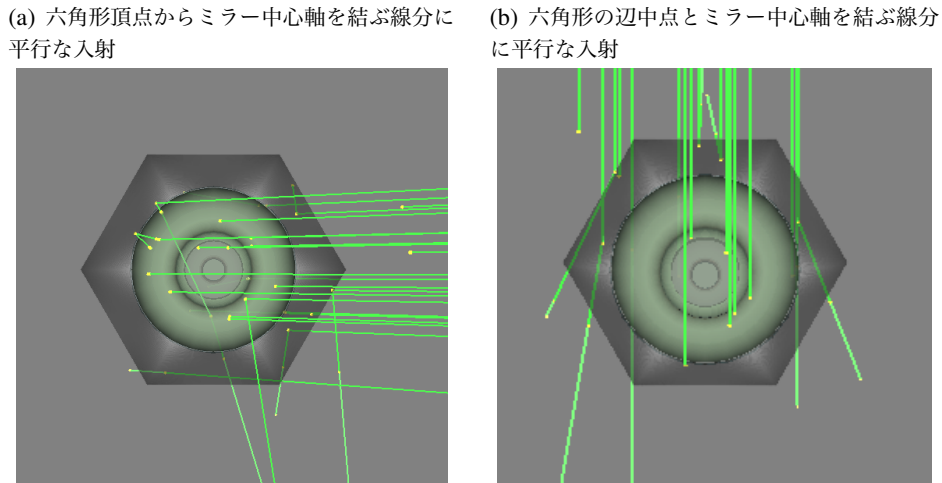


図 4.28 正六角形ミラーへの入射方向の種類

三角形や四角形をポリゴン様に張り合わせることで正六角錐から円錐への補正を実現した。他には集光ミラーの入り口と出口を結ぶ曲線の形状も変更する必要もある。集光ミラー入り口では中心軸から六角形頂点までの距離は基にした円形集光ミラーの入り口半径の $\frac{2}{\sqrt{3}}$ 倍となる。しかしミラー入り口から出口まで均等に $\frac{2}{\sqrt{3}}$ 倍すると、ミラー出口では 4.4 で述べた先行研究によって決定した集光ミラー出口直径 490 mm を再現しない。したがって、ミラー入り口での六角形頂点から PMT 光電面までの曲線^{*10}は集光ミラー出口直径を 490 mm に保つような曲線である必要がある。ここでは六角形頂点から PMT 光電面までの曲線におけるミラー半径 r を適当にスケールする変換関数 $f(r)$ を次のように定義した。元々のミラー入り口半径を a' 、出口半径を a 、任意の高さでの半径を r 、ミラー入り口での倍率を k として、 $f(a) = a$ 、 $f(a') = ka'$ を満たすような $f(r)$ のうち単純なものとして

$$f(r) = \frac{ka' - a}{a' - a}(r - a) + a \quad (a \leq r \leq a') \quad (4.9)$$

を考えた。

図 4.27 のように作成した正六角形ミラーについて単一の PMT を用いた集光シミュレーションを行い、集光率を評価した。シミュレーションの状況は 4.4.1 と同じである。ただし、正六角形ミラーは円形ミラーと異なりミラー中心軸に対する回転対称性が破れているため、今回は図 4.28 に示すように六角形頂点からミラー中心軸を結ぶ線分に平行な入射と六角形の辺中点と中心軸を結ぶ線分に平行な入射の 2 種類についてシミュレーションを行い、集光率の中心軸に対する回転方向依存性も評価した。得られた集光率を図 4.29 に示す。六角形-六角形ミラーと六角形-円形ミラーを比較すると、図 4.29(a)、4.29(b) とともに六角形-円形ミラーの集光率の方が優れていることがわかる。また、頂点方向と中点方向での集光率はほとんど等しく、中心軸に対する回転方向依存性はほとんどみられないことが予想できる。円形集光ミラーとは異なり、有効入射角度内でも入射角が増加するにつれて集光率が減少していく傾向がみられる。これは正六角形ミラーの曲面が最適化されていないことが原因であると考えられる。曲面の最適化については後に詳しく述べる。

*10 この曲線は六角形-六角形ミラーと六角形-円形ミラーで共通である。

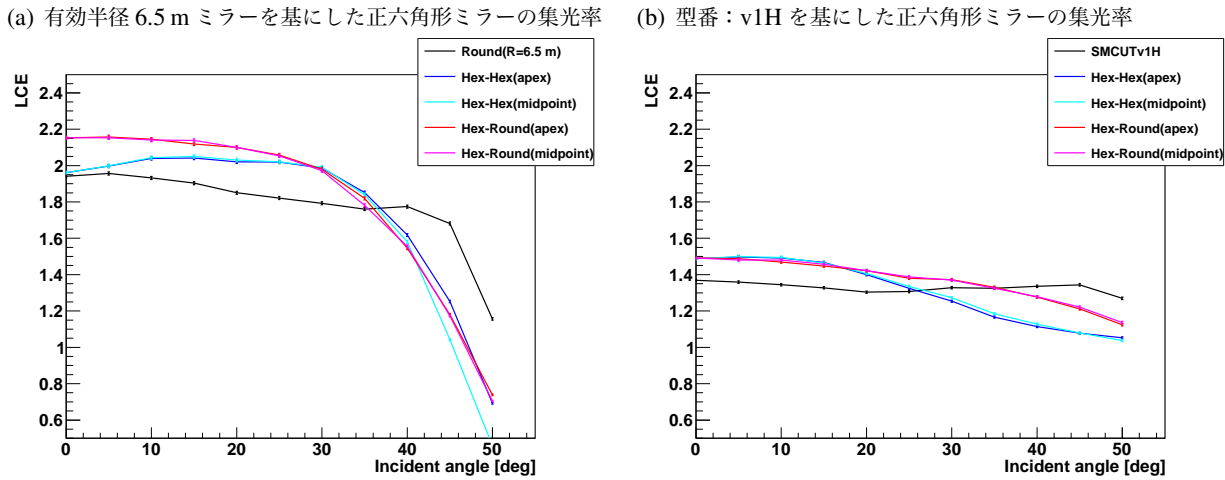


図 4.29 正六角形ミラーの単一シミュレーションによる集光率。基とした円形集光ミラーの集光率も付記した。Hex-Hex、Hex-Round はそれぞれ六角形-六角形ミラー、六角形-円形ミラーを表す。apex、midpoint はそれぞれ図 4.28 で表される頂点方向、中点方向と平行な入射を表す。

表 4.11 正六角形ミラーの立体角と集光率。集光率は円形ミラー・正六角形ミラーともに 0° 入射、正六角形ミラーについては六角形-円形ミラーのものをを用いた。

基とした 円形集光ミラー	円形ミラー の立体角 [$\times 10^{-3}$ str]	正六角形ミラー の立体角 [$\times 10^{-3}$ str]	立体角比	円形ミラー の集光率	正六角形ミラー の集光率	集光率比
有効半径 6.5 m ミラー	5.791	6.385	1.103	1.95	2.15	1.1025
型番：v1H	3.870	4.168	1.082	1.37	1.49	1.088

図 4.29 で示されたように、正六角形ミラーでは基にした円形集光ミラーと比較して集光率の改善がみられた。ただ、集光ミラーの立体角も増加したため、立体角の増加分と集光率の増加分とを比較する必要がある。正六角形ミラーの立体角と集光率について表 4.11 にまとめた。有効半径 6.5 m ミラーを基にした場合、型番：v1H を基にした場合の両者ともに、立体角比の増加分と集光率の増加分はほとんど等しく、ミラー形状を広げた際の集光率の損失はみられないことがわかる。

11 種類の円形集光ミラーのうち最大のものとして最小のものを基に作成した正六角形ミラーを用いた集光シミュレーションでは、立体角が増加するように円形集光ミラーの入り口形状を変形させた場合立体角の増加分にほとんど等しく集光率も増加することがわかった。ここで、正六角形ではなく任意の多角形への変形でも立体角の増加により集光率が増加する可能性は十分に期待できる。集光率の増加比は最大で立体角増加比と同等になる。

KamLAND 検出器の各 PMT に装着した円形集光ミラーの入り口形状をデッドスペースをなくすように変形させて *11 検出器占有率を最大限高めることを考えると、検出器全体で考えても占有率の

*11 PMT は菱形三十面体の各面に格子状に配置されているため、デッドスペースを完全になくすには、面中心部の集光ミ

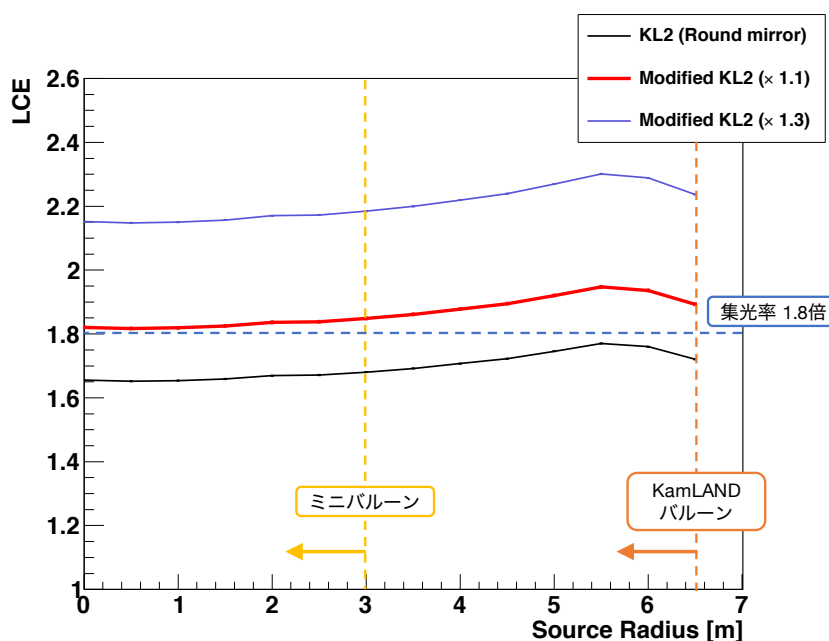


図 4.30 集光ミラー入り口の変形によって立体角を最大限増加させた場合に見込まれる集光率。横軸は電子を発生させた位置の検出器中心からの距離を表している。立体角の増加により集光率が 1.1 倍程度に改善されると目標値 1.8 倍を達成することがわかる。また、検出器全面に集光ミラー入り口を張るような変形により立体角は約 1.3 倍増加するが、集光率も等しく増加すると仮定した場合、集光率は最大に改善され 2.15-2.3 倍まで到達する。

増加により集光率も増加することが期待できる。集光率増加比は最大でも占有率の増加比と同等であると考えられる。11 種類の円形集光ミラーを用いた場合の検出器占有率 76.53% と検出器中心でのイベントに対する集光率約 1.65 倍、KamLAND 検出器全面の占有率 99.23%^{*12}を用いて、集光率の増加比は最大で $1.65 \times \frac{99.23}{76.53} = 1.65 \times 1.30 = 2.14$ 倍になると見積もられる。図 4.25 で示した KamLAND2-Zen 検出器に向けた集光ミラー設計による集光率に集光ミラー入り口の変形によって期待される集光率改善を適用した場合、図 4.30 のようになると期待できる。11 種類の円形集光ミラーを用いた場合の検出器中心でのイベントに対する集光率は約 1.65 倍であるので、集光ミラー入り口形状の変形を施すことで集光率が 1.1 倍程度増加すれば目標値 1.8 倍を達成することになる。集光率を 1.1 倍程度改善させるようなミラー形状の変形を行うことができる可能性は十分高いため、4.5.1 で考案した集光ミラー設計をさらに最適化することで集光率が目標値を達成することが見込まれる。

ただし任意の多角形では立体角の増加によって集光率が増加しない可能性もあるため、次に述べる集光ミラー曲面の最適化が必要になる可能性もある。また、KamLAND 検出器の全面に集光ミラーを張るような多種類のミラー形状の設計はさらに複雑で綿密な設計方法が必要になっており、ジオメトリの作成やフルシミュレーションへの実装も容易ではないためさらなる研究が求められる。製作の面

ラーは少しつぶれた六角形、辺沿いの集光ミラーは扇形に近い四角形にミラー入り口を変形させることになると予想できる。

*12 実際はミラーの厚さ 2 mm や設計マージンを考慮する必要があり、占有率は 99.23% から数 % 減少することが見込まれる。

では、PET 板を真空成形して内側にアルミニウムを均等に蒸着することは円形集光ミラーでは比較的容易にできるが、多角形集光ミラーでは難化することが予想され、集光ミラー作成のコストが増大してしまう恐れもある。

集光ミラー曲面の最適化

4.5.1 では、有効半径 6.5 m ミラーから必要なミラー角度分だけ切り出すことで 11 種類の円形集光ミラー形状を設計した。有効半径 6.5 m ミラーは曲面の一部だけでもストリングメソッドの特徴を十分に再現すると期待されるが、各型番の集光ミラーにより適したミラー曲面がそれぞれ存在する可能性も考えられる。また、先述した正六角形ミラーを設計した際に用いた曲面はストリングメソッドにより得られた曲面を単純な変換式 4.9 により変換しただけであるので、図 4.29 からわかるように高入射角では集光に最適な反射をもはや再現していないとみられる。したがって集光ミラー曲面を最適化する余地はまだ十分残されており、これにより集光率を全体的に改善させたり集光率の入射角度依存性を極力減らしたりすることができる可能性がある。Spline 曲線や Bezier 曲線といった制御曲線を用いて最適化を行った先行研究 [28] や 3 次元空間での入射を想定してストリングメソッドを最適化しなおした先行研究 [27] が存在しており、今後の研究次第では集光率をさらに改善することが期待でき取り組む意義は大きいとみられる。

第 5 章

結論と今後の課題

本研究では、先行研究で用いられた単一の PTM を用いた集光シミュレーションを応用することで KamLAND フルシミュレーション“KLG4”に集光ミラーのジオメトリを実装し、また KamLAND2-Zen 実験で想定されている様々な改良案も集光シミュレーションに組み込むことで KamLAND2-Zen 検出器を再現した集光シミュレーションを構築し、集光ミラーによる集光率を正確に求めた。また、KamLAND 検出器の PMT 配置をそのまま用いることを前提として高集光率を得ることを目的とした集光ミラーの形状設計を行った。ミラー先端が干渉せずに PMT に装着できるような設計方法として 11 種類の円形集光ミラーを作成しそれぞれ適切な位置に装着する手法を考案し、このような検出器デザインの集光率として約 1.65–1.75 倍を得た。これは集光ミラーによる集光率の目標値 1.8 倍にはわずかにおよびなかったものの、KamLAND2-Zen 検出器として設計可能な集光ミラーの設計方法としては今まで設計された中で最高の集光率である。ミラー入り口形状やミラー曲面の最適化の余地がまだ残されており、そのうちミラー入り口形状の最適化による集光率改善を見積もるために多角形集光ミラーの一例として正六角形ミラーを作成し性能評価を行い、立体角の増加分だけ集光率も増加することが確認できた。集光ミラー形状を変形させ検出器占有率を増加させるようなさらなる最適化を施すことで集光率が改善されることが見込まれ、目標値の達成に必要な増加比はおよそ 1.1 倍であるため今後の最適化によって集光ミラーに要求されている性能を満たす可能性は高いと期待できる。

本研究で得られた集光ミラーによる集光率を用いて KamLAND2-Zen 実験で期待されるエネルギー分解能を見積もる。新型液体シンチレータ (LAB-LS) による集光量改善は約 1.5 倍、高量子効率 PMT (HQE PMT) による集光量改善は約 2.1 倍になると見込まれている。まず、設計した 11 種類の円形集光ミラーを用いた KamLAND2-Zen 検出器では、集光ミラーによる集光率は検出器中心で 1.65 倍となったため、KamLAND2-Zen 検出器全体では KamLAND 検出器と比較して約 5.2 倍の光量が得られると見込まれる。このときのエネルギー分解能は、KamLAND-Zen 400 実験 1st Phase におけるエネルギー分解能 $6.6\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$ を用いて

$$\frac{6.6\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \times \frac{1}{\sqrt{5.2}} \simeq \frac{2.9\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \quad (5.1)$$

と得られる。集光ミラーによる集光率が目標値 1.8 倍を達成した場合の KamLAND2-Zen 検出器全

体での光量増加は約 5.7 倍となり、このときのエネルギー分解能は

$$\frac{6.6\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \times \frac{1}{\sqrt{5.7}} \simeq \frac{2.8\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \quad (5.2)$$

と得られる。集光率が最大に改善された場合には約 2.14 倍になると期待され、KamLAND2-Zen 検出器全体での光量増加は約 6.7 倍となる。このときのエネルギー分解能は

$$\frac{6.6\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \times \frac{1}{\sqrt{6.7}} \simeq \frac{2.5\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} \quad (5.3)$$

と期待される。エネルギー分解能がこれらのように改善された場合、KamLAND2-Zen 実験では 5 年間の観測でニュートリノ有効質量として 16.7 – 45.1 MeV 程度まで到達し、逆階層構造領域をほとんど全域に渡って探索できると期待できる [20]。

今後の課題として、集光ミラーによる集光率を改善させるために集光ミラー入り口を変形させ KamLAND 検出器でのデッドスペースを減らすような集光ミラー形状を詳細に設計し、ジオメトリを作成して単体シミュレーションやフルシミュレーションに実装し正確な集光率を求めることが必要になっている。また、全体的な集光率の改善や集光ミラー入り口を変形させた際に起こりうる集光率損失を防ぐために集光ミラー曲面の最適化を行う必要が生じてくる場合もある。

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。

まずは、特にお世話になりました清水格先生、井上邦雄先生、池田晴雄先生、林歩美さんに特別な感謝を申し上げます。指導教員である清水先生には本研究の方針から本論文や発表資料の添削までご指導いただきました。当初は手探りだった研究方針や大規模シミュレーションの改良も的確なご指摘や議論のおかげで本論文の完成まで至ることができました。井上先生はセンター長の立場や KamLAND 建設時に第一線でご活躍された経験から検出器建設についての数多くのアドバイスをいただきました。井上先生のご指摘がなければ本論文も全く違った内容になっていたとさえ思っております。池田先生は KLG4 による集光シミュレーションを構築する上で大変お世話になりました。シミュレーションの相談を何回もさせていただき、その度に解決するまでお付き合いしてくださり本当に助かりました。また、集光ミラーの研究は林歩美さんから引き継ぎました。シミュレーションや実験について丁寧にご指導していただきありがとうございました。

ニュートリノ科学研究センターの先生方、スタッフの皆さま、先輩・同期・後輩の皆さまには大変お世話になりました。白井淳平さまとバルーンエキスパート・キセノンエキスパートの皆さまには、ミニバルーン作製とインストールやコルゲート管作業などで多くのご指導をいただきました。慣れないクリーンルームでの作業でご迷惑をおかけしてしまったかもしれませんが、KamLAND-Zen800 実験の開始に立ち会うことができたことは人生のなかでも大変貴重な経験になったと感じております。玉江京子先生は TA 業務やコンピューティングでのご相談などでお世話になることが多く、研究生生活の近況を常々気にかけてくださりまして大きな心支えとなっております。技術職員の方々には実験での相談やコルゲート管作業で度々お世話になることがありました。実験器具の設計や部品の発注など技術職員の方々でなければ解決できないようなことをたくさんご相談させていただきました。先輩方には多くのご指導をいただくとともに、時には気さくな会話で構っていただいととても楽しかったです。面倒見の良い方々ばかりでしたので様々な面でお世話になりました。同期の皆さまは揃って優秀でしたので面倒をみてもらうことばかりでしたが、ともに研究生生活を励むことができ大変感謝しています。四六時中顔を突き合わせていたものですから真面目な話からふざけた会話まで色々なことを話してしまったような気がします。それぞれ違った将来になることではと思いますが、皆さま全員のご活躍を心から願っております。後輩の皆さまは飲み会などで仲良くしていただきましてありがとうございました。特に M1 の皆さまは個性的な人々ばかりでたくさん笑わせてもらいました。優秀な方々ばかりだと思っていますので、今後の活躍も期待させていただいております。

最後に、学生生活を支えてくださった家族と友人、その他すべての方々に深く感謝いたします。

引用文献

- [1] T2K 「ニュートリノ研究の歴史」,, URL : <http://t2k-experiment.org/ja/neutrinos/a-brief-history/>.
- [2] Reines, F. *et al.* 1953 “A Proposed Experiment to Detect the Free Neutrino,” *Phys. Rev.* **90**, 492–493, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.90.492.2>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.90.492.2>.
- [3] Cowan, C. L. *et al.* 1956 “Detection of the Free Neutrino: a Confirmation,” *Science* **124**, No. 3212, 103–104, URL: <http://science.sciencemag.org/content/124/3212/103>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1126/science.124.3212.103>.
- [4] Danby, G. *et al.* 1962 “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36–44, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36>.
- [5] Kodama, K. *et al.* 2001 “Observation of tau neutrino interactions,” *Physics Letters B* **504**, No. 3, 218 - 224, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301003070>, DOI: [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [6] Fukuda, Y. *et al.* 1998 “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562-1567, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [7] Abe, S. *et al.* 2008 “Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND,” *Phys. Rev. Lett.* **100**, 221803, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.221803>.
- [8] Avignone, Frank T. *et al.*, III 2008 “Double Beta Decay, Majorana Neutrinos, and Neutrino Mass,” *Rev. Mod. Phys.* **80**, 481-516, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.80.481>.
- [9] Beringer, J. *et al.* 2012 “Review of Particle Physics,” *Phys. Rev. D* **86**, 010001, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [10] Klapdor-Kleingrothaus, H.V. *et al.* 2001 “Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment,” *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* **12**, No. 2, 147–154, URL: <https://doi.org/10.1007/s100500170022>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1007/s100500170022>.

- doi.org/10.1007/s100500170022.
- [11] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V. *et al.* 2006 “THE EVIDENCE FOR THE OBSERVATION OF $0\nu\beta\beta$ DECAY: THE IDENTIFICATION OF $0\nu\beta\beta$ EVENTS FROM THE FULL SPECTRA,” *Modern Physics Letters A* **21**, No. 20, 1547-1566, URL: <https://doi.org/10.1142/S0217732306020937>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1142/S0217732306020937>.
- [12] Albert, J. B. *et al.* 2018 “Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector,” *Phys. Rev. Lett.* **120**, No. 7, 072701, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.072701>.
- [13] Alduino, C. *et al.* 2018 “First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te ,” *Phys. Rev. Lett.* **120**, No. 13, 132501, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.132501>.
- [14] Gando, A. *et al.* 2016 “Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen,” *Phys. Rev. Lett.* **117**, 082503, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.082503>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.082503>.
- [15] Gando, A. *et al.* 2011 “Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements,” *Nature Geo.* **4**, 647-651, DOI: <http://dx.doi.org/10.1038/ngeo1205>.
- [16] Piepke, A. 2005 “Double Beta Decay Experiments,” *Nuclear Physics A* **752**, 42 - 52, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594740500151X>, DOI: <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.115>, Proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 2).
- [17] 上澤康平 平成 29 年 「KamLAND2-Zen 実験で用いる新液体シンチレータの活性炭による純化」, 修士論文, 東北大学.
- [18] 朝倉康太 平成 28 年 「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.
- [19] Oberauer, L. *et al.* 2004 “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, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020401085X>, DOI: <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.095>.
- [20] 林歩美 平成 28 年 「KamLAND2-Zen に向けた集光ミラーの最適化」, 修士論文, 東北大学.
- [21] 丸藤亜寿紗 平成 24 年 「First Results of Neutrinoless Double Beta Decay Search with KamLAND-Zen」, 博士論文, 東北大学.
- [22] Rakić, A. 1995 “Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum,” *Appl. Opt.* **34**, No. 22, 4755-4767, URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-34-22-4755>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1364/AO.34.004755>.
- [23] 蜂谷尊彦 「KamLAND2-Zen 用バッファオイルの研究」, 『日本物理学会第 69 回年次大会』.

- [24] 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』.
- [25] Tajima, O. 2003 “Measurement of Electron Anti-Neutrino Oscillation Parameters with a Large Volume Liquid Scintillator Detector, KamLAND,” Ph.D. dissertation, Tohoku University.
- [26] 立花創 平成 26 年 「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.
- [27] Yu, Z. *et al.* 2018 “Wide field-of-view and high-efficiency light concentrator,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **885**, 114-118, DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2017.12.003>.
- [28] 黒田和典 平成 23 年 「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.