

修士論文

KamLAND2 実験に向けた  
大型低放射能バルーンの開発研究

Research and Development of Low Radioactivity Large Balloon  
for KamLAND2

東北大学理学研究科  
物理学専攻

小幡 捺

2025 年

## 概要

近年のニュートリノ物理学は、現象の発見そのものを目的とする段階から、その性質を詳細に解明する精密測定段階へと移行している。太陽の中心部でエネルギーが生み出される際に放出される太陽ニュートリノの観測は、太陽の燃焼メカニズムを理解する上で不可欠な研究対象である。特に、太陽エネルギー生成の主要なプロセスに関わる  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノを精密に観測することは、標準太陽模型の妥当性を検証するだけでなく、太陽内部の重元素量をめぐる謎（太陽組成問題）や太陽標準模型の精密検証に重要な手がかりとなる。

KamLAND 実験では、現在、検出器をアップデートして感度を高める KamLAND2 計画が進められている。しかし、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノのような低エネルギーの稀な現象を観測する際、検出器を構成する材料自体に含まれる微量な放射性不純物が大きな障害となる。具体的には、液体シンチレータを保持するバルーンフィルムに付着した不純物や、バルーンを支える紐に含まれる  ${}^{40}\text{K}$  などが背景事象となり、観測精度を制限する要因の一つとなっていた。

本研究の目的は、KamLAND2 における高精度な  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノ観測の実現に向け、主要な背景事象源であるバルーンおよびそれを支える紐の低放射能化を達成することと、実際のバルーン製作に向けた環境条件や技術の確立、及び要求を満たしているかの確認である。バルーン製作においては、作業環境中の塵埃がフィルムに付着するのを防ぐため、新たに保護用のカバーフィルムを導入する手法を提案した。加えて実際のバルーン製作に向けて、フィルムの吸湿性や静電気の発生を考慮した製作環境の湿度を 65% 以上とし、高湿度による品質への影響を評価した結果、上限値の制限なしで製作可能と判断した。またフィルムの貼り合わせに用いる溶着技術には不確定要素が多く存在するが、現在の溶着機での要求強度を有する最適なパラメータを決定し、バルーン製作本番でも最適な条件で溶着を行える見通しを得た。

紐については、複数の高強度繊維の中から最も不純物が少ない素材としてケブラー 29 を選定した。加えて、紐の強度設計を従来の 9000lbs から 4000lbs へと見直すことで、紐の物質量をこれまでの 0.43 倍にまで削減し、紐由来の背景事象を物理的に低減することに成功した。

これらの取り組みが観測感度に与える影響を評価した結果、背景事象の低減によって解析に使用できる有効体積が約 16% 拡大する見通しを得た。これは、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノ観測における統計誤差を約 7.54% 改善させることに相当する。

# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	太陽ニュートリノ	3
2.1	太陽ニュートリノ問題	3
2.2	太陽ニュートリノの物理	3
2.2.1	素粒子標準模型におけるニュートリノ	3
2.2.2	ニュートリノ振動の原理	4
2.3	標準太陽模型	6
2.3.1	恒星内部構造の方程式	7
2.3.2	核融合反応	8
2.3.3	太陽組成問題	12
2.4	太陽ニュートリノ観測実験	13
2.4.1	放射化学的実験	13
2.4.2	水チェレンコフ実験	15
2.4.3	液体シンチレータ実験	16
2.5	低エネルギー太陽ニュートリノ観測の意義	17
2.5.1	CNO および pep ニュートリノ観測の意義	19
2.5.2	${}^7\text{Be}$ ニュートリノ観測の意義	20
第 3 章	KamLAND 実験	23
3.1	ニュートリノの検出原理	23
3.1.1	逆ベータ崩壊による反電子ニュートリノの検出	23
3.1.2	電子散乱によるニュートリノの検出	24
3.2	KamLAND1	25
3.2.1	検出器	25
3.2.2	KamLAND1 の観測結果	28
3.3	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	30
3.3.1	ニュートリノの質量階層構造	31
3.3.2	ニュートリノとマヨラナ粒子	32

3.3.3	$0\nu\beta\beta$ 崩壊によるマヨラナ性の検証	34
3.4	KamLAND-Zen	35
3.4.1	実験	37
3.4.2	KamLAND-Zen 実験の背景事象	37
3.5	KamLAND2-Zen	41
第4章	KamLAND1 バルーン	45
4.1	構成要素	45
4.1.1	フィルム	45
4.1.2	紐	47
4.2	製作手順と方法	47
4.2.1	製作方法	48
4.3	KamLAND1 バルーンの問題点と本研究の目的	49
4.3.1	KamLAND1 バルーンの成功点	49
4.3.2	漏れの評価	50
4.3.3	KamLAND1 バルーンの問題点	55
4.3.4	本研究の目的	55
第5章	フィルム	57
5.1	試験方法	57
5.1.1	フィルムの性能評価方法	57
5.1.2	引っ張り試験	59
5.2	要求強度と確認方法	61
5.2.1	要求強度	61
5.2.2	試験方法	62
5.3	ラミネートフィルムの強度試験	63
5.4	カバーフィルム	63
5.4.1	構造	63
5.4.2	低放射能性	64
5.4.3	溶着への影響	65
5.5	湿度条件の最適化	66
5.5.1	フィルムに対する水分の影響 (質量測定)	66
5.5.2	フィルムに対する水分の影響 (引張試験)	67
5.5.3	溶着に対する水分および湿度の影響 (引張試験)	68
5.6	溶着条件の最適化	71
5.6.1	溶着機の概要と特性	71
5.6.2	溶着パラメータ	72
5.6.3	複数回溶着	76

---

<b>第 6 章</b>	<b>紐</b>	<b>83</b>
6.1	研究背景	83
6.2	紐の素材の選定	83
6.2.1	素材候補	83
6.2.2	放射性物質含有量測定	84
6.2.3	洗浄	89
6.2.4	各素材の測定	89
6.2.5	測定値の比較と結論	92
6.3	紐の太さの選定	93
6.3.1	KamLAND1 で用いられた紐の測定	93
6.3.2	要求強度	93
6.3.3	4000lbs ケブラー紐の測定	95
6.3.4	結論	95
<b>第 7 章</b>	<b>低放射能評価</b>	<b>97</b>
7.1	フィルム	97
7.2	紐	97
7.2.1	目的	97
7.2.2	事象分布モデルとフィッティング	99
7.2.3	$C/K$ 比の定義と計算	100
7.2.4	有効体積の計算とシミュレーション	100
7.2.5	統計誤差	101
<b>第 8 章</b>	<b>結論と今後の展望</b>	<b>103</b>
8.1	結論	103
8.2	今後の展望	103
	<b>謝辞</b>	<b>105</b>



# 目次

2.1	$\nu_e$ の生存確率	7
2.2	pp 連鎖反応	9
2.3	CNO サイクル	11
2.4	標準太陽模型による太陽ニュートリノのフラックス	11
2.5	Homestake 実験	14
2.6	Borexino における太陽ニュートリノ観測	18
2.7	KamLAND によるニュートリノ振動パラメータの制限	19
3.1	逆 $\beta$ 崩壊反応	24
3.2	KamLAND 概略図	25
3.3	バルーンとロープの構造	27
3.4	KamLAND で使用されている 17 inch PMT と 20 inch PMT	27
3.5	KamLAND1 実験で観測されたニュートリノ振動	30
3.6	KamLAND 実験による地球内放射性熱量モデルの推定	31
3.7	KamLAND-Zen 検出器	36
3.8	ミニバルーンの構成	36
3.9	KamLAND-Zen 800 で得られたエネルギースペクトル	38
3.10	KamLAND-Zen 800 で得られた有効マヨラナニュートリノ質量の上限	38
3.11	集光ミラー	42
3.12	17-inch, 高量子効率 PMT の量子効率	42
3.13	ミニバルーンにおける $^{214}\text{Bi}$ を除去するイメージ図	43
3.14	PEN の透過率、Bis-MSB の有無による LS の蛍光スペクトルの違い	44
4.1	KamLAND1 バルーンフィルムの構造	45
4.2	EVOH の構造	46
4.3	アドコート	47
4.5	溶着の原理	49
4.6	サンプリングした日付と検出器内での水位	51
4.7	GC の外観とクロマトグラム	51
4.8	液体シンチレータ中の $\Delta\text{IP}$	52

4.9	KamLAND1 でシミュレーションにより推定された放射性事象の発生率 . . . . .	56
5.1	引張試験時の応力-ひずみ特性 . . . . .	58
5.2	引っ張り測定器 . . . . .	60
5.3	つかみ具 . . . . .	60
5.4	サンプル形状 . . . . .	61
5.5	溶着試験片の引張試験の様子 . . . . .	63
5.6	バルーンフィルムの破断強度と溶着規格 . . . . .	64
5.7	カバーフィルム付きバルーンフィルムの構造 . . . . .	64
5.8	カバーフィルム付きで溶着を行う様子 . . . . .	65
5.9	カバーフィルムありとなしで溶着を行ったサンプルの破断強度 . . . . .	66
5.10	フィルムに対する水分の影響を測定するために使う実験装置 . . . . .	68
5.11	水分のフィルム重さへの影響 . . . . .	69
5.12	通常のフィルムと 100 分間水に浸漬したフィルムの破断強度 . . . . .	69
5.13	フィルムを水と高湿度にさらしている様子 . . . . .	70
5.14	水分と湿度の破断強度への影響 . . . . .	71
5.15	高周波溶着機 1 . . . . .	72
5.16	高周波溶着機 2 . . . . .	73
5.17	置き場用電極 破断強度 . . . . .	74
5.18	20cm 電極 破断強度 . . . . .	75
5.19	20cm 電極 剥離強度 . . . . .	77
5.20	溶着時間比較@0.35A . . . . .	78
5.21	溶着時間比較@0.42A . . . . .	78
5.22	同調電流比較@4s . . . . .	78
5.23	溶着機 1 剥離強度 . . . . .	79
5.24	複数回溶着 . . . . .	80
5.25	複数回溶着 剥離強度 . . . . .	82
6.1	ケブラー繊維の分子構造 . . . . .	84
6.2	ケブラーとシベラスの写真 . . . . .	84
6.3	HPGe 検出器の遮蔽体のジオメトリ . . . . .	86
6.4	HPGe 検出器の写真 . . . . .	87
6.5	HPGe 検出器で得られるデータ . . . . .	88
6.6	原糸の洗浄の様子 . . . . .	89
6.7	ケブラー 29 の HPGe 検出器によるエネルギースペクトル . . . . .	90
6.8	ケブラー 129 の HPGe 検出器によるエネルギースペクトル . . . . .	91
6.9	シベラスの HPGe 検出器によるエネルギースペクトル . . . . .	92
6.10	KamLAND1 から回収した紐 . . . . .	93

---

6.11	KamLAND1 から回収した紐の引張試験の様子 . . . . .	94
6.12	KamLAND1 の運用期間における紐への荷重 . . . . .	94
7.1	KamLAND1 における 0.2~1.4 MeV のエネルギースペクトル . . . . .	98
7.2	${}^7\text{Be}$ ニュートリノフラックスの標準太陽模型の予測値と、Borexino, KamLAND1 の観測値 . . . . .	99
7.3	${}^7\text{Be}$ , ${}^8\text{B}$ ニュートリノフラックスの標準太陽模型の予測値と、Borexino, Global fit の観測値 . . . . .	100
7.4	1.3<E<1.5 MeV における半径ごとのカウント数と ${}^{11}\text{C}/{}^{40}\text{K}$ 比 . . . . .	101



# 表目次

2.1	素粒子の分類（クォークとレプトン）	4
2.2	太陽に関する測定値	8
2.3	B16-SSM モデルにおける太陽ニュートリノの特性	12
2.4	B16-SSM に基づく太陽ニュートリノフラックスの全項目比較	13
3.1	バッファオイル組成	25
3.2	Kam-LS の構成要素	26
3.3	17 インチおよび 20 インチ PMT の性能概要	28
3.4	測定されているニュートリノ振動パラメータ [3]	32
3.5	KamLAND-Zen における XeLS の組成	37
3.6	高量子効率 PMT の性能	42
4.1	アドコート の性質	46
4.2	液体シンチレータ中のバッファオイル体積の計算結果	53
4.3	バッファオイル中の液体シンチレータ体積の計算結果	53
4.4	平均リーク流量の比較	54
5.1	ラミネートフィルム、カバーフィルムの ICP-MS 分析結果	65
6.1	ケブラー 29、ケブラー 129、シベラスの物性値	85
6.2	HPGe 検出器の基本情報	85
6.3	他の HPGe 検出器との比較	86
6.4	ケブラー 29 に含まれる $^{238}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{40}\text{K}$ の量	90
6.5	ケブラー 129 に含まれる $^{238}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{40}\text{K}$ の量	91
6.6	シベラスに含まれる $^{238}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{40}\text{K}$ の量	92
6.7	3 サンプルに含まれる $^{40}\text{K}$ の量	92
7.1	$^7\text{Be}$ ニュートリノフラックスの測定誤差 [1]	99



# 第 1 章

## 序論

1960年代に始まった太陽ニュートリノ観測は、素粒子物理学と宇宙物理学の両面において多くの重要な知見をもたらしてきた。太陽中心部での核融合反応により生成されるニュートリノは、物質と殆ど相互作用することなく地球まで到達するため、太陽内部の情報を直接的に伝える貴重な手段である。これまでの研究により、ニュートリノが飛行中にその種類を変えるニュートリノ振動が発見され、長年の謎であった太陽ニュートリノ欠損問題は解決へと導かれた。

かつてのニュートリノ観測は現象の発見が主眼であったが、現在は物理パラメータを詳細に解き明かす精密測定時代へと移り変わっている。その代表例といえるのが、太陽エネルギー生成の鍵を握る ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの精密観測である。 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノのフラックスをこれまで以上の精度で決定できれば、標準太陽模型の妥当性をより深く検証できるだけでなく、太陽内部の重元素量を巡る太陽組成問題の解決やMSW効果の検証に近づくことができる。本研究では、こうした物理課題の解決に向けた基盤として、観測の妨げとなる背景事象を正しく把握し、それを低減するための評価と開発を行った。

神岡の地下に位置する液体シンチレータ検出器 KamLAND は、これまでも太陽ニュートリノ観測で優れた成果を上げてきた。現在は、検出器の感度を大幅に向上させる KamLAND2 計画が進められている。KamLAND2 では集光効率の向上等が図られる予定だが、精密観測を実現する上での大きな課題は、検出器を構成する材料そのものから生じる背景事象である。 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノが寄与する低エネルギー領域（約 0.86 MeV 付近）では、液体シンチレータを保持するバルーンフィルムに付着した ${}^{210}\text{Bi}$ や、バルーンを支える紐に含まれる ${}^{40}\text{K}$ といった不純物が、観測精度を制限する直接的な要因となっている。このうち本研究では ${}^{40}\text{K}$ の削減に焦点を当て、バルーンと紐の低放射能化に取り組んだ。

バルーン製作においては、製作工程中の塵埃付着を防ぐためのカバーフィルムの導入とその運用方法を検討した。また紐については、従来の素材（ケブラー 29）の妥当性を再確認するとともに、紐の強度設計を見直すことで細径化を達成し、不純物の絶対量を減らすことに成功した。また本研究で減らした背景事象について、太陽ニュートリノ観測における影響を評価し、測定に用いる有効体積の増大や統計誤差の削減が見込まれることが確認された。

本論文の構成は以下の通りである。第 2 章では、太陽ニュートリノ観測の背景と、現在の物理

課題について整理する。第 3 章では、KamLAND 実験の概要と KamLAND2 へのアップデート計画について述べる。第 4 章では、過去の運用で明らかになったバルーン周辺の背景事象の課題について述べる。第 5 章では、バルーン材料の機械的強度や湿度の影響等の評価結果を報告する。第 6 章では、紐の素材選定および細径化による低放射能化の検討結果について述べる。第 7 章では、本研究で提案した手法が将来の太陽ニュートリノ観測感度を与える影響について評価を行う。最後に第 8 章において、本研究の成果をまとめ、今後の展望を述べる。

## 第 2 章

# 太陽ニュートリノ

### 2.1 太陽ニュートリノ問題

1968 年、R. Davis らは塩素 ( $^{37}\text{Cl}$ ) を用いた実験により、世界で初めてこの太陽ニュートリノの観測に成功した [2]。しかし、その実験で得られた観測値は、標準太陽模型 (Standard Solar Model, SSM) から導き出される理論予測値の約 1/3 程度でしかなく、大きな乖離が存在した。予測されたはずのニュートリノが消えてしまったかのようなこの現象は「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれ、その後約 30 年にわたり、物理学における未解決の難問として議論の的となった。

この不一致の原因については、主に二つの可能性が考えられた。一つは、太陽の中心温度や核反応断面積の見積もりに誤りがあるとする標準太陽模型の不備である。もう一つは、ニュートリノが未知の性質を持っているとする素粒子物理学の標準理論の修正である。当初は太陽モデルの不確かさが疑われることもあったが、1990 年代に入り、太陽表面の固有振動を解析する日震学が飛躍的な進歩を遂げた。日震学によって精密に測定された太陽内部の音速分布や密度構造は、標準太陽模型の予測と極めて高い精度で一致することが確認された。これにより、太陽モデルは十分に信頼できるものであると結論付けられ、太陽ニュートリノ問題の原因は、素粒子物理学側、すなわちニュートリノ自身の性質にあるという見解が支配的となった。

そして 2000 年代、SNO 実験による太陽ニュートリノ全フラックス測定、および KamLAND 実験による原子炉ニュートリノの精密測定を経て、ニュートリノが質量を持ち、飛行中に別のフレーバーへ変化するニュートリノ振動を起こしていることが確実となった。かつて謎とされた観測値の減少は、電子ニュートリノとして生まれた太陽ニュートリノが、地球へ飛来する間に検出器で捉えにくいミューニュートリノやタウニュートリノへと変化した結果であることが判明し、ここに太陽ニュートリノ問題は解決を見るに至った。

### 2.2 太陽ニュートリノの物理

#### 2.2.1 素粒子標準模型におけるニュートリノ

ニュートリノは、1930 年にパウリ (W. Pauli) によって、ベータ崩壊におけるエネルギー保存則と角運動量保存則を満たすために、電荷を持たないスピン 1/2 の軽い粒子として予言された。

その後、1956年にライネス (F. Reines) らによる原子炉を用いた実験でその存在が初めて確認された。

素粒子物理学の標準模型において、物質を構成する最小単位である素粒子は、表 2.1 に示すようにクォークとレプトンに分類される。レプトンには、電荷を持つ3種類の荷電レプトン ( $e, \mu, \tau$ ) と、それらに対応する3世代のニュートリノ ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) が存在する。標準模型では、ニュートリノは弱い相互作用のみを行い、質量はゼロであると定義されていた。しかし、後述するニュートリノ振動の発見により、ニュートリノが微小ながら有限の質量を持つことが実験的に証明され、標準模型を超える物理の足掛かりとなっている。

表 2.1: 素粒子の分類 (クォークとレプトン)

分類	電荷	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	+2/3	$u$ (up)	$c$ (charm)	$t$ (top)
	-1/3	$d$ (down)	$s$ (strange)	$b$ (bottom)
レプトン	0	$\nu_e$ (electron $\nu$ )	$\nu_\mu$ (muon $\nu$ )	$\nu_\tau$ (tau $\nu$ )
	-1	$e$ (electron)	$\mu$ (muon)	$\tau$ (tau)

## 2.2.2 ニュートリノ振動の原理

ニュートリノが質量を持つ場合、弱い相互作用の固有状態 (フレーバー固有状態:  $\nu_\alpha, \alpha = e, \mu, \tau$ ) は、質量固有状態 ( $\nu_i, i = 1, 2, 3$ ) の線形結合として以下のように表現される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.1)$$

ここで、 $U_{\alpha i}$  は PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれるユニタリ行列であり、3世代の場合は3つの混合角 ( $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ) と CP 位相角 ( $\delta$ ) を用いて記述される。

### ニュートリノ混合と PMNS 行列

簡単のため、2世代間 ( $\nu_e, \nu_\mu$ ) の混合を考える。混合角を  $\theta$  とすると、フレーバー固有状態で生成されたニュートリノが、距離  $L$  飛行した後別のフレーバーとして観測される生存確率  $P$  は、シュレディンガー方程式の時間発展から以下のように導かれる。

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) \quad (2.2)$$

ここで、 $E$  はニュートリノのエネルギー、 $\Delta m^2$  は質量固有状態間の質量二乗差 ( $m_2^2 - m_1^2$ ) である。この式から、ニュートリノ振動の観測には「有限の質量差」と「世代間の混合」の両方が必要であることがわかる。

現実の素粒子模型においては、ニュートリノは  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  の3世代存在し、それらのフレーバー固有状態と質量固有状態 ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) の関係は、 $3 \times 3$  のユニタリ行列である PMNS 行列  $U$  を用いて以下のように記述される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

この PMNS 行列は、3 つの混合角  $(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13})$  と、CP 対称性の破れを記述する位相因子  $\delta_{CP}$  を用いて、以下のように 3 つの回転行列の積として標準的にパラメータ化される。

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  である。

### 3 世代間での遷移確率

真空中において、フレーバー  $\alpha$  で生成されたニュートリノが距離  $L$  走行後にフレーバー  $\beta$  として観測される遷移確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  は、一般に次式で与えられる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \Phi_{ij} + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin 2\Phi_{ij} \quad (2.5)$$

ただし、 $\Phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \simeq 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]}$  であり、 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  は質量二乗差である。

### 太陽ニュートリノ観測における近似

太陽ニュートリノの解析においては、3 世代の混合を考慮しつつも、実効的に 2 世代の混合式に近似して扱われることが多い。これは、実験的に得られている以下の 2 つの事実に起因する。

1. **質量二乗差の階層性:** 太陽ニュートリノ振動を支配する  $\Delta m_{21}^2 \approx 7.5 \times 10^{-5} \text{eV}^2$  に対し、大気ニュートリノ振動を支配する  $|\Delta m_{31}^2| \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  は約 30 倍大きく、太陽ニュートリノのエネルギー領域では  $\nu_3$  への寄与が平均化される。
2. **混合角  $\theta_{13}$  の微小性:** 旧来の Chooz 実験や近年の原子炉ニュートリノ実験により、 $\theta_{13} \approx 8.6^\circ$  と非常に小さいことが判明している。

このため、電子型ニュートリノの生存確率は、 $s_{13}^2 \approx 0.02$  という微小量を見捨てることで、前項で述べた 2 世代の振動公式において  $\theta \rightarrow \theta_{12}$ 、 $\Delta m^2 \rightarrow \Delta m_{21}^2$  と置き換えたものに帰着する。本研究においても、主にこの  $\theta_{12} - \Delta m_{21}^2$  パラメータ空間 (LMA 解) に着目して議論を進める。

### 物質中でのニュートリノ振動 (MSW 効果)

太陽内部のような高密度の物質中をニュートリノが通過する場合、周囲の電子との相互作用により、真空中の振動とは異なる振る舞いを示す。これを MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 効果と呼ぶ。

すべての世代のニュートリノは物質中の中性子や電子と中性カレントを介して相互作用するが、電子ニュートリノのみは、物質中の電子と荷電カレントを介した弾性散乱を行う。ここで荷

電カレント (Charged Current, CC)、中性カレント (Neutral Current, NC)、弾性散乱 (Elastic Scattering, ES) は以下の反応を示す。

$$\text{荷電カレント (CC): } \nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (2.6)$$

$$\text{中性カレント (NC): } \nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (2.7)$$

$$\text{弾性散乱 (ES): } \nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.8)$$

この性質のため、 $\nu_e$  は他の世代と比較して以下の有効ポテンシャル  $V$  を余分に受けることになる。

$$V = \sqrt{2}G_F N_e \quad (2.9)$$

ここで、 $G_F$  はフェルミ結合定数、 $N_e$  は電子数密度である。この影響により、物質中での実効的な混合角  $\theta_m$  は、真空中とは異なり以下の関係を満たす。

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta - (L_{osc}/L_0)} \quad (2.10)$$

ここで  $L_{osc}$  は真空中での振動長、 $L_0$  は物質による相互作用長である。太陽中心部のように電子密度が高い場所では、真空中の混合角  $\theta$  が小さくても、特定のエネルギー条件 (共鳴条件) を満たすことで、フレーバーの変化が大幅に促進される。これが、太陽ニュートリノ問題における観測される  $\nu_e$  の欠損を説明する鍵となっている。

### 真空優勢領域と物質優勢領域

太陽ニュートリノの生存確率は、ニュートリノのエネルギー  $E$  と太陽内部の電子数密度  $N_e$  の相対的な関係によって決まる。MSW 効果のハミルトニアンにおいて、真空中の振動項  $\Delta m_{21}^2/2E$  が物質ポテンシャル  $V = \sqrt{2}G_F N_e$  に対して支配的となる領域を真空優勢領域と呼ぶ。

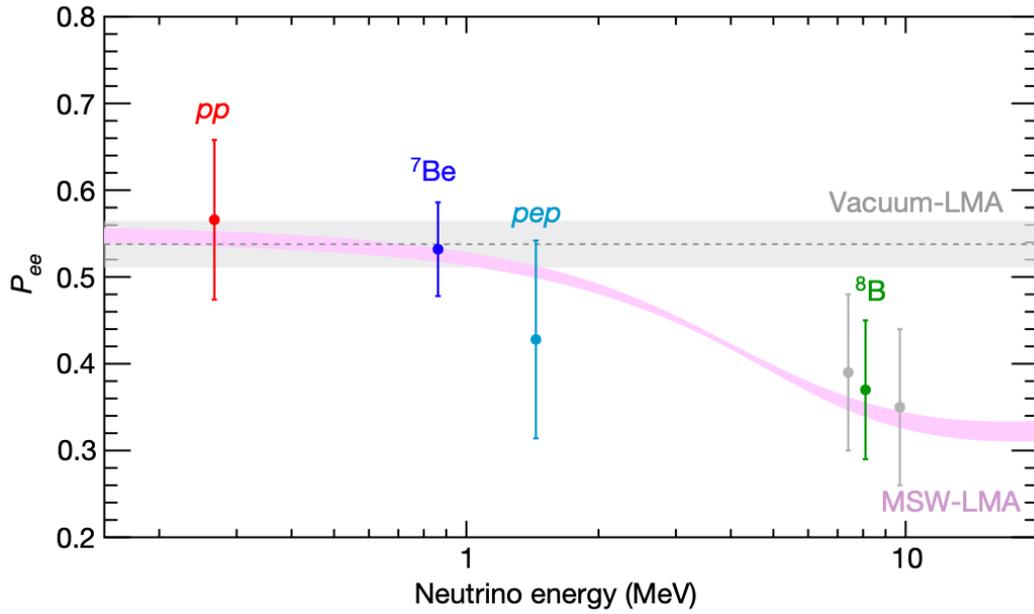
具体的には、 $E \lesssim 1 \text{ MeV}$  の低エネルギー領域 (主に  $pp$  ニュートリノや  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノ) がこれに該当する。この領域では、物質の影響を無視できるため、電子ニュートリノの平均的な生存確率は真空中での長基線振動の平均値に帰着し、次のように近似される。

$$P_{ee} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12} = \cos^4 \theta_{12} + \sin^4 \theta_{12} \approx 0.6 \quad (2.11)$$

一方で、 $E \gtrsim 5 \text{ MeV}$  の高エネルギー領域 ( ${}^8\text{B}$  ニュートリノなど) では、物質ポテンシャルが支配的となる物質優勢領域となり、断熱的なフレーバー変換の結果、生存確率は  $P_{ee} \simeq \sin^2 \theta_{12} \approx 0.3$  まで低下する。これらの中間に位置するエネルギー領域 ( $1 \text{ MeV} < E < 5 \text{ MeV}$ ) は遷移領域と呼ばれ、生存確率がエネルギーの上昇とともに減少する Upturn という特徴的な挙動を示す。後述する Borexino 実験で観測された  $\nu_e$  の生存確率を図 2.1 に示す。MSW の検証には  ${}^8\text{B}$  ニュートリノの測定が鍵となる。

## 2.3 標準太陽模型

標準太陽模型 (Standard Solar Model; SSM) は、太陽の内部構造と進化を記述する最も成功した理論的枠組みである。太陽は誕生時において一様な元素分布を持つと仮定し、流体力学と熱力

図 2.1:  $\nu_e$  の生存確率 [3]

学に基づく基礎方程式を解くことで、現在の太陽の光度、半径、表面温度などを再現するように構築されている。

### 2.3.1 恒星内部構造の方程式

恒星の平衡状態と進化は、以下の4つの微分方程式によって支配される。これらは、質量保存則、静水圧平衡、エネルギー保存則、およびエネルギー輸送の方程式である。

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (2.12)$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} \quad (2.13)$$

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho (\epsilon_{\text{nuclear}} - \epsilon_\nu + \epsilon_g) \quad (2.14)$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa \rho L_r}{16\pi a c r^2 T^3} \quad (\text{放射優勢領域}) \quad (2.15)$$

ここで、 $r$  は中心からの距離、 $M_r$  は半径  $r$  以内の質量、 $P$  は圧力、 $\rho$  は密度、 $L_r$  は光度（エネルギー流束）、 $T$  は温度である。また、 $\epsilon_{\text{nuclear}}$  は核融合によるエネルギー生成率、 $\epsilon_\nu$  はニュートリノによるエネルギー損失率、 $\epsilon_g$  は太陽の膨張収縮に伴う重力エネルギー損失率、 $\kappa$  は不透明度 (Opacity) を表す。式 (2.15) は放射によるエネルギー輸送を表すが、温度勾配が断熱勾配を超える領域（対流層）では、混合距離理論を用いた対流による輸送方程式が適用される。

恒星の内部構造を解くというのは、これら4つの微分方程式について星の中心および表面での境界条件を満たすような解を求めることである。また、この方程式を解くには星の内部での物質

の状態方程式も必要となる。標準太陽模型はここで述べる方程式に、表 2.2 [4] で述べる太陽に関する基本量を入れ太陽の化学組成比とエントロピーのような値をパラメータとし、年代を区切りパラメータの値を変化させながら計算することで求められる。

質量 $M_{\odot}$	$1.989 \times 10^{33} \text{ g}$
半径 $R_{\odot}$	$6.960 \times 10^{10} \text{ cm}$
平均密度	$1.41 \text{ g/cm}^3$
光度 (ルミノシティ) $L_{\odot}$	$3.85 \times 10^{33} \text{ erg/s}$
ニュートリノ光度	$0.023 L_{\odot}$
有効表面温度	$5780 \text{ K}$
平均地球太陽間距離	$1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$
太陽年齢	$(4.57 \pm 0.02) \times 10^9 \text{ year}$

表 2.2: 太陽に関する観測値

### 2.3.2 核融合反応

太陽のように自ら輝く恒星は、その質量に応じて数百万年から数百億年以上にわたる長期間、巨大なエネルギーを発生している。星の主成分は水素のような軽い元素で、エネルギーを生み出すのは核融合反応である。生まれた恒星は重力収縮により温度が上昇する。やがて中心部の温度が1,000万度に達すると、熱エネルギーによる熱核融合反応が始まる。ガモフ、ペーテラにより星の内部の熱核融合反応が定式化され、それに基づきチャンドラセカール、シュバルツシルドらが恒星進化論を築き上げた。太陽のエネルギー源は、4つのプロトン（水素原子核）が1つのヘリウム原子核（ $\alpha$ 粒子）に合成される以下の熱核融合反応によって生成される（式 2.16）。



ここで  $E_{\nu}$  はニュートリノが持ち去るエネルギーを示す。表 2.2 にあるように、太陽の光度（エネルギー発生率）は  $3.85 \times 10^{33} \text{ erg/s}$  である。式 2.16 によれば、これをまかなうには毎秒  $3.6 \times 10^{38}$  個の水素原子が消費され、 $1.8 \times 10^{38}$  個の電子ニュートリノが生み出されるはずである。毎秒消費される水素は、重量にして約6億トンという巨大な量である。また  $1 L_{\odot}$  は表に示した太陽光度を表し、ニュートリノ光度  $0.023 L_{\odot}$  は、太陽が生み出す全エネルギーのうち約2.3%がニュートリノとして外へ出ていることを表す。

式 2.16 に表される過程には、主に「pp連鎖」と「CNOサイクル」の2つの反応経路が存在する。

#### pp連鎖

現在の太陽において、エネルギー生成の約99%を担っているのがpp連鎖である。pp連鎖反応を図 2.2 に示す。このプロセスは、初期反応の違いによりさらに3つの分枝（pp-I, pp-II, pp-III）

に分類される。

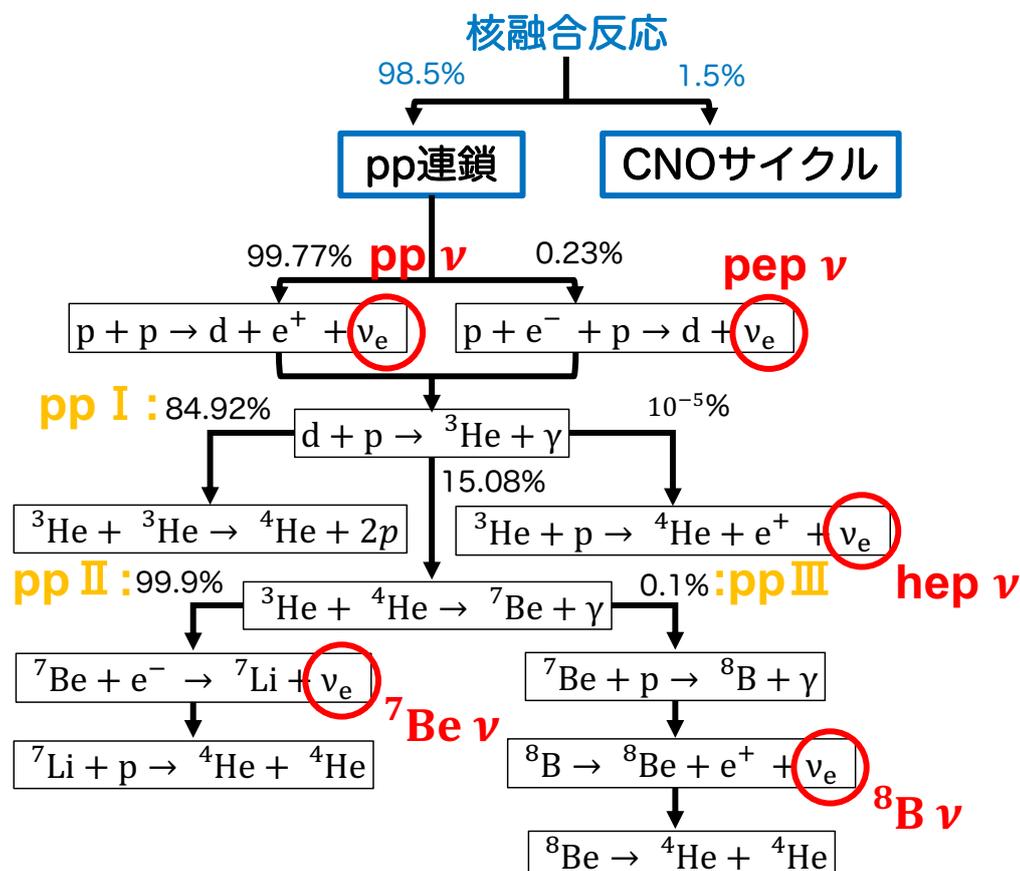


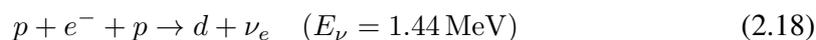
図 2.2: pp 連鎖反応

### 1. pp-I 分枝:

pp 連鎖には3つの分岐があるが、低温 ( $0.8 \times 10^7 < T(K) < 1.4 \times 10^7$ ) では主に pp-I 連鎖が起こる。まず2つのプロトンが反応し、重水素と陽電子、およびニュートリノ (pp ニュートリノ) を放出する。



また、ごく稀に (約 0.23%) 電子捕獲を伴う以下の反応が発生し、pep ニュートリノを放出する。これは2体反応であるため、放出されるニュートリノは単色エネルギーを持つ。



### 2. pp-II および pp-III 分枝:

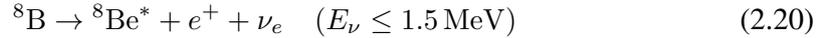
pp-II 連鎖は、 $^4\text{He}$  の組成比率が大きいか、温度が少し高い ( $1.4 \times 10^7 < T(K) < 2.3 \times 10^7$ ) と支配的になる。

$^3\text{He}$  が  $^4\text{He}$  と反応して生成された  $^7\text{Be}$  が、電子捕獲によって  $^7\text{Li}$  を経由するのが pp-II 分

枝である。この過程で  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノが放出される。



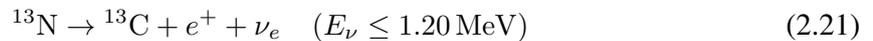
さらに温度が高くなると ( $2.3 \times 10^7 < T(K)$ )、 ${}^7\text{Be}$  の陽子捕獲が起こり pp-III 連鎖が主となる。pp-III 分枝は  ${}^7\text{Be}$  がプロトンを捕獲して  ${}^8\text{B}$  を生成し、そのベータ崩壊を経る反応である。ここで放出される  ${}^8\text{B}$  ニュートリノは、最大約 15 MeV という高いエネルギーを持つため、初期の太陽ニュートリノ実験において主要な観測対象となった。



これらの pp-I, II, III の反応をまとめると式 2.16 に表される。

### CNO サイクル

CNO サイクルは、 $T(K) > 1.8 \times 10^7$  以上の温度で起こり、炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) を触媒として、 ${}^4\text{He}$  を合成する反応である。反応の様子を図 2.3 に示す。太陽のような小質量星ではエネルギー生成への寄与は約 1.5% 程度に過ぎないが、その反応率は中心温度に極めて敏感である。CNO サイクルは重い原子核が関与するので、やや高い温度を必要とし、太陽よりも重い主系列星のエネルギー源となるとともに、巨星の水素殻燃焼を担っている。温度が  $1.6 \times 10^7$  (K) よりも低いときは図 2.3 で示す CNO サイクル I だけが働くが、温度がそれより高くなると  ${}^{16}\text{O}$  も陽子と反応をするようになり、サイクルにバイパスができ、サイクル II も稼働を始める。CNO サイクルが働くと、元からある炭素、窒素、酸素の総量は変わらないがそれぞれの元素の混合比は変わる。CNO サイクルが定常状態に達した後、初めにあった炭素と酸素のほとんどが窒素 ( ${}^{14}\text{N}$ ) に変わり、通常の炭素 ( ${}^{12}\text{C}$ ) とその同位体の  ${}^{13}\text{C}$  との存在比が 5:1 ( ${}^{12}\text{C} : {}^{13}\text{C}$ ) になる。この混合比は CNO サイクルが止まった後もそのまま残る。実際に星のスペクトルの解析から、星の表面で窒素の量が炭素に比べて多く、また  ${}^{12}\text{C}$  と  ${}^{13}\text{C}$  の存在比が比較的小さくなっている星があることが知られている。このサイクル内では、 ${}^{13}\text{N}$ 、 ${}^{15}\text{O}$ 、 ${}^{17}\text{F}$  のベータ崩壊に伴い、CNO ニュートリノが放出される (式 2.21、式 2.22)。



### ニュートリノスペクトル

現在最も一般的に使われている最新の標準模型である B-16 SSM に基づき、図 2.4 に太陽ニュートリノのフラックスを示す。横軸はニュートリノのエネルギー [MeV]、縦軸はニュートリノフラックス [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$ ] を示す。フラックスとは単位時間・単位面積あたりに通過する粒子数で、ここでのニュートリノフラックスは、地球軌道上でエネルギー  $E$  (1MeV 幅) にあるニュートリノが、 $1\text{cm}^{-2}$  に 1 秒間あたり何個通過するかを表している。太陽中心での核反応で発生するニュートリノのフラックスは、地球上で  $1\text{cm}^2$  あたり毎秒 660 億個になる。pp 連鎖の章



表 2.3: B16-SSM モデルにおける太陽ニュートリノの特性 [5]

ニュートリノ源	$E_{\nu, \max}$ (MeV)	フラックス $\Phi$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	不確かさ (%)
<i>pp</i> チェーン			
<i>pp</i>	0.423	$5.98 \times 10^{10}$	$\pm 0.6\%$
<i>pep</i>	1.440	$1.44 \times 10^8$	$\pm 1.1\%$
${}^7\text{Be}$	0.862*	$4.93 \times 10^9$	$\pm 6\%$
${}^8\text{B}$	$\sim 15$	$5.46 \times 10^6$	$\pm 12\%$
<i>hep</i>	18.77	$7.98 \times 10^3$	$\pm 30\%$
CNO サイクル			
${}^{13}\text{N}$	1.198	$2.78 \times 10^8$	$\pm 15\%$
${}^{15}\text{O}$	1.732	$2.05 \times 10^8$	$\pm 17\%$
${}^{17}\text{F}$	1.736	$5.29 \times 10^6$	$\pm 20\%$
<b>CNO 合計</b>	-	<b><math>4.88 \times 10^8</math></b>	<b><math>\pm 15\%</math></b>

\* ${}^7\text{Be}$  は単色エネルギー (0.862 MeV: 89.7%, 0.384 MeV: 10.3%)

### 2.3.3 太陽組成問題

標準太陽模型は、太陽の構造や進化を記述する上で極めて成功を収めてきたが、近年、太陽組成問題と呼ばれる矛盾に直面している。この問題の端緒は、太陽表面の元素組成、特に炭素・窒素・酸素などの重元素量（金属量  $Z$ ）の推定値の変遷にある。1990年代に確立された GS98 モデルは、1次元大気モデルなどに基づいた分光観測に基づく高い金属量（High- $Z$ ）を採用しており、このモデルは日震学によって得られる太陽内部の音速プロファイルや対流層の深さと極めて良く一致していた。しかし2000年代に入り、太陽光のスペクトルを分析し、表面（光球）の化学組成を特定する分光学が発達した。3次元大気モデルや非局所熱平衡（NLTE）を考慮した高度な放射伝達解析が導入されると、AGSS09 モデルに代表されるように、太陽表面の金属量は従来よりも約30%–40%低い値（Low- $Z$ ）として報告されるようになった。そしてこの精緻化されたはずの Low- $Z$  モデルを採用すると、日震学の観測結果を再現できなくなるという矛盾が生じた。この問題を太陽組成問題と呼ぶ。

この矛盾を解決する決定的な手段として期待されたのが、太陽中心部での核融合反応、特に CNO サイクルに由来するニュートリノの観測である。CNO サイクルの反応率は中心部の触媒元素量（C, N, O）に直接比例するため、金属量の直接的な指標となる。表 2.4 に B16-SSM に基づく GS98 (High- $Z$ )、AGSS09 (Low- $Z$ ) モデルのニュートリノフラックスと、モデル間の差を示す。表から分かるように、各太陽ニュートリノにおいて特に CNO ニュートリノのモデル間の差が大きい。

表 2.4: B16-SSM に基づく太陽ニュートリノフラックスの全項目比較。不確かさは各モデルにおける理論的な予測誤差 ( $1\sigma$ ) を示す [5]。

ニュートリノ源	GS98 (High-Z) ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	AGSS09 (Low-Z) ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	モデル間の差
<i>pp</i> チェーン			
$\Phi(pp)$ [ $10^{10}$ ]	5.98	6.03	+0.8%
$\Phi(pep)$ [ $10^8$ ]	1.44	1.46	+1.4%
$\Phi(hep)$ [ $10^3$ ]	7.98	8.25	+3.4%
$\Phi(^7\text{Be})$ [ $10^9$ ]	4.93	4.50	-8.7%
$\Phi(^8\text{B})$ [ $10^6$ ]	5.46	4.50	-17.6%
<i>CNO</i> サイクル			
$\Phi(^{13}\text{N})$ [ $10^8$ ]	2.78	2.04	-26.6%
$\Phi(^{15}\text{O})$ [ $10^8$ ]	2.05	1.44	-29.8%
$\Phi(^{17}\text{F})$ [ $10^6$ ]	5.29	3.26	-38.4%
<b>CNO 合計</b> [ $10^8$ ]	<b>4.88</b>	<b>3.51</b>	<b>-28.1%</b>

GS98 は 1998 年、AGSS09 は 2009 年に提唱されたモデルであり、近年では Low-Z として AAG21 (2021 年)、High-Z として MB22 (2022 年) が提唱されている。しかし歴史的に GS98 と AGSS09 がよく基準として議論されており、近年の検出器の観測結果においてもこの二つのモデルがよく用いられる。そこで本論文でも GS98 と AGSS09 を標準として議論を進める。

## 2.4 太陽ニュートリノ観測実験

太陽ニュートリノの研究は、標準太陽模型の検証から始まり、観測値と理論値の乖離（太陽ニュートリノ問題）を経て、ニュートリノ振動の発見へと至った。本章では、その歴史の変遷と各実験の検出原理、および結果について説明する。

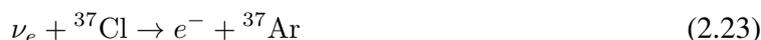
### 2.4.1 放射化学的実験

初期の太陽ニュートリノ観測は、巨大なターゲット物質を用意し、ニュートリノ捕獲反応によって生成されたごく少数の放射性同位体を化学的に抽出・計数する放射化学的実験によって行われた。これらの実験は積分型の測定であり、ニュートリノの到来時間や方向の情報は得られないが、低いエネルギー閾値を持つことが特徴である。

#### 塩素実験 (Homestake 実験)

世界初の太陽ニュートリノ観測は、R. Davis Jr. らによって 1960 年代後半から行われた Homestake 実験である。米国サウスダコタ州の金鉱山地下 1478 m に、安価なクリーニング溶液

として用いられる 615 トンの四塩化炭素 ( $C_2Cl_4$ ) を満たしたタンクを設置し (図 2.5a)、1~3 ヶ月ほど太陽ニュートリノにさらし、以下の逆ベータ崩壊反応を利用した。

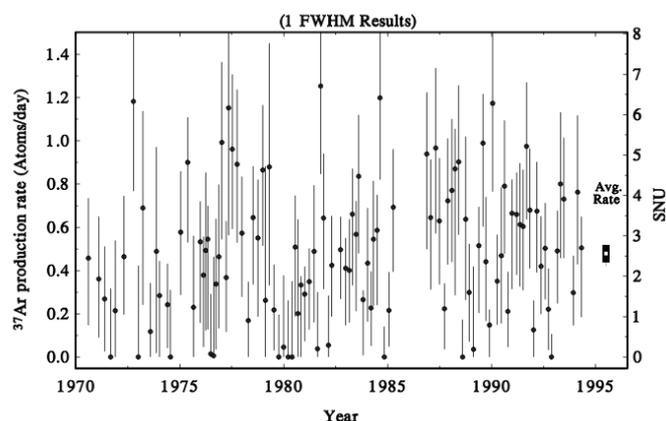


この反応で発生した放射性的  ${}^{37}\text{Ar}$  ガスを回収して小さな比例計数管に詰め込み、 ${}^{37}\text{Ar}$  の崩壊をカウントする。 ${}^{37}\text{Cl}$  によるニュートリノ捕獲反応の閾値は 814 keV である。このため、pp ニュートリノは観測にかからない。 ${}^{37}\text{Cl}$  の捕獲率には  ${}^8\text{B}$  ニュートリノの寄与が最も多く、それについて  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノの寄与が大きい。

最新の標準太陽模型の理論が予言する捕獲率は  $8.5 \pm 1.5 \text{ SNU}$  (Solar Neutrino Unit, 太陽ニュートリノ単位) である。1 SNU は太陽ニュートリノと反応する原子 (今回は  ${}^{37}\text{Cl}$ ) 1 個あたり毎秒  $10^{-36}$  個の太陽ニュートリノの捕獲率を意味する。約 25 年間にわたる観測の結果、測定された捕獲率は  $2.56 \pm 0.23 \text{ SNU}$  であった。これは理論値の約 1/3~1/4 であり、太陽ニュートリノ問題として有名になった。1970 年から 1994 年までの観測データを図 2.5b に示す [6]。



(a) Homestake 実験の観測装置

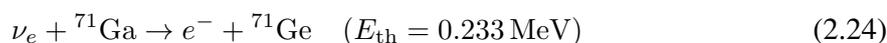


(b) Homestake 実験の観測データ。縦軸左が 1 日あたりの  ${}^{37}\text{Ar}$  原子の生成数、縦軸右が SNU を表す。グラフ中の右の黒い四角が全データを統合した平均値を表しており、この値が  $2.56 \pm 0.23 \text{ SNU}$  である。

図 2.5: Homestake 実験

### ガリウム実験 (GALLEX, SAGE, GNO)

塩素実験の欠損が特定のエネルギー領域によるものかを検証するため、より低い閾値を持つガリウム ( ${}^{71}\text{Ga}$ ) を用いた実験が行われた。



ガリウムの特徴は閾値と高い捕獲率である。反応の閾値は 233 keV で、太陽エネルギーの大部分を担う pp ニュートリノを捉えることができる。ガリウム実験はイタリアのグラン・サッソ地下研究所で行われた GALLEX (後に GNO) と、ロシアのバクサン地下研究所で行われた SAGE 実験の 2 つの実験があり、GALLEX+GNO の結果は  $69.3 \pm 5.5 \text{ SNU}$  であり、SAGE 実験の結果は

$67.2^{+7.2}_{-7.0}$  (stat.)  $\pm^{+3.5}_{-3.0}$  (syst.) であった。一方太陽標準モデルの予測は  $131^{+12}_{-10}$  SNU であり、観測値は予測値のおよそ半分であった。これにより、太陽ニュートリノの欠損は全エネルギー領域に及んでいることが明らかになった。

### 2.4.2 水チェレンコフ実験

リアルタイムでの観測と、ニュートリノ到来方向の決定を可能にしたのが水チェレンコフ検出器である。大質量の水をターゲットとし、ニュートリノと電子の散乱によって発生するチェレンコフ光を光電子増倍管 (PMT) で捉える。

#### カミオカンデとスーパーカミオカンデ

岐阜県神岡鉱山の地下に建設された、約 3,000 トンの純水を保有する KamiokaNDE 検出器および約 50,000 トンの純水を保有する Super-KamiokaNDE (SK) 検出器は、純水をターゲットとして式 2.8 に示す弾性散乱を利用する。この反応によって太陽ニュートリノが水中の電子に衝突し、衝突された電子が水中の光速を超えることによって発生するチェレンコフ光を PMT によって検出する。このチェレンコフ光によるニュートリノ観測は、ニュートリノ飛来方向、エネルギーおよびその時間、そしてフラックスをリアルタイム検出することを可能にしている。この反応は全てのフレーバー ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) に感度を持つが、電子ニュートリノに対する断面積が他のフレーバーの約 6 倍大きいので、主に  $\nu_e$  に感度を持つ。

KamiokaNDE 実験におけるエネルギー閾値は初期で 9.3 [MeV], 後期で 7.5 [MeV] であり、感度があるニュートリノは  $^8\text{B}$  ニュートリノである。KamiokaNDE は 1987 年に太陽からのニュートリノを捉え、その到来方向が太陽と一致することを示し、ニュートリノが太陽の核融合起源であることを初めて実証した。観測データの太陽標準モデルの予測値に対する比は  $0.46 \pm 0.05$  (stat.)  $\pm 0.06$  (syst.) であり、予測値の約半分であった。

体積と PMT を増加させた SK 実験においてエネルギー閾値は 4.5 MeV となり、観測されたニュートリノフラックス約 2.35 MeV は理論値の約 0.4 倍であった。

#### SNO, SNO+ (Sudbury Neutrino Observatory)

カナダのサドベリー鉱山で行われた SNO 実験は、ターゲットとして 1,000 トンの重水 ( $\text{D}_2\text{O}$ ) を用いることで、太陽ニュートリノ問題に決着をつけた。重水中の重陽子 ( $d$ ) に対し、式 2.6, 2.7, 2.8 に示す荷電カレント、中性カレント、弾性散乱の反応を区別して測定した。

弾性散乱反応 (式 2.8) は KamiokaNDE 同様全てのフレーバーに感度を持つが特に  $\nu_e$  に感度を持ち、荷電カレント反応 (式 2.6) は  $\nu_e$  のみに感度を持ち、中性カレント反応 (式 2.7) は全てのフレーバーに等しく感度を持つ。観測の結果、荷電カレント反応による  $\nu_e$  のフラックスは標準太陽模型予測値の約 1/3 であったが、中性カレント反応による全ニュートリノフラックスは標準太陽模型の予測と見事に一致した。これは、太陽中心部で生成された  $\nu_e$  が、地球に到達するまでに  $\nu_\mu$  や  $\nu_\tau$  に変化 (ニュートリノ振動) している決定的な証拠となった。

SNO 実験は、純粋な重水を用いたフェーズ I、中性子捕獲効率を上げるために塩 ( $\text{NaCl}$ ) を加

えたフェーズ II、そして  $^3\text{He}$  比例計数管 (NCD) を用いたフェーズ III に分けて行われた。最終的な観測結果は以下の通りである (単位は  $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )。

- $\Phi_{\text{ES}} = 2.35 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.})$  (SK の結果と整合)
- $\Phi_{\text{CC}} = 1.67^{+0.05}_{-0.04}(\text{stat.})^{+0.07}_{-0.08}(\text{syst.})$
- $\Phi_{\text{NC}} = 5.54^{+0.33}_{-0.31}(\text{stat.})^{+0.36}_{-0.34}(\text{syst.})$

標準太陽模型による全フラックス予測値が  $5.79 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  であるのに対し、 $\nu_e$  のみを見る  $\Phi_{\text{CC}}$  はその約 1/3 に留まった。しかし、全フレーバーを見る  $\Phi_{\text{NC}}$  は標準太陽模型予測値と見事に一致した。この結果は、太陽中心部で生成された電子ニュートリノが、地球に到達するまでの間にミューニュートリノやタウニュートリノへ変化したこと、すなわちニュートリノ振動の決定的な証拠となった。

SNO 実験終了後、検出器は液体シンチレータ実験である SNO+ へとアップグレードされた。SNO+ は主に二重ベータ崩壊探索などを目的とするが、その初期段階としてアクリル容器を極低放射能の超純水で満たした水チェレンコフフェーズでのデータ取得が行われた。

2024 年に発表された SNO+ の結果 [7] では、改良されたカバーガスシステムにより検出器内のラドン濃度を劇的に低減させることに成功した。これにより、水チェレンコフ検出器としては史上最も低いバックグラウンドレベルを達成し、解析エネルギー閾値を 3.5 MeV まで下げることに成功した。この低閾値データを用いた  $^8\text{B}$  太陽ニュートリノフラックスの測定結果は以下の通りである。

$$\Phi_{\text{sB}} = (5.36^{+0.41}_{-0.39}(\text{stat.})^{+0.17}_{-0.16}(\text{syst.})) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (2.25)$$

この値は、標準的なニュートリノ振動パラメータを仮定した場合の標準太陽模型予測値とよく一致している。また閾値を下げたことにより、MSW 効果による生存確率のエネルギー依存性の検証感度が向上しており、将来のシンチレータフェーズでのさらに低エネルギーな観測 (*pep*、CNO ニュートリノ等) への重要な足掛かりとなっている。

### 2.4.3 液体シンチレータ実験

液体シンチレータ検出器は、水チェレンコフ検出器に比べて発光量が大きく、より低いエネルギー (sub-MeV 領域) のニュートリノ観測に適している。

#### Borexino

Borexino は、イタリアのグラン・サッソ国立研究所 (LNGS) の地下実験施設で行われた、低エネルギー太陽ニュートリノのリアルタイム観測を主目的とした実験である。検出器の中心部には 300 トンの液体シンチレータ (プソイドクメンに発光剤 PPO を溶解したもの) が満たされ、その周囲を緩衝液と約 3,000 トンの純水で多層的にシールドすることで放射性バックグラウンドを低減している。ニュートリノの検出原理は、水チェレンコフ実験と同様に電子との弾性散乱 (ES) を利用する。液体シンチレータは発光量が多いため、水チェレンコフ検出器では観測困難なサブ

MeV 領域（閾値  $\sim 50$  keV）の信号を捉えることが可能である。

2007 年、Borexino は世界で初めて  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノのリアルタイム観測に成功した。その後、検出器の純化を進め、2011 年には測定精度を 5% 以下にまで高めた精密測定の結果を報告した [8]。この測定により、低エネルギー領域（真空振動優勢領域）における電子ニュートリノ生存確率が、高エネルギー領域（物質振動優勢領域）とは異なる値をとることが確認され、MSW 効果を含む LMA 解の予測と極めてよく一致することが実証された。

Borexino の最終フェーズにおける最大の成果は CNO ニュートリノの観測である。CNO ニュートリノの信号は微弱であり、 ${}^{11}\text{C}$  や  ${}^{210}\text{Bi}$  などのバックグラウンドに埋もれやすいため、長らく直接観測は困難とされてきた。しかし、Borexino グループは温度制御による対流の抑制など高度なノイズ除去技術を確立し、2020 年に世界で初めて CNO ニュートリノの観測に成功した。2023 年に発表された Final Results [9] では、CNO ニュートリノのフラックスを

$$\Phi_{\text{CNO}} = 6.7_{-0.8}^{+2.0} \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (2.26)$$

と決定した。これは CNO サイクルが存在しないという仮説を  $7\sigma$  以上の有意度で棄却するものであり、太陽が主なエネルギー源とする  $pp$  チェインだけでなく、CNO サイクルも実際にエネルギー生成に寄与していることを実験的に証明する成果となった。また CNO ニュートリノの測定によって統計的有意差  $3.1\sigma$  で High- $Z$  モデルを支持する結果が得られた。結果を図 2.6 に示す。

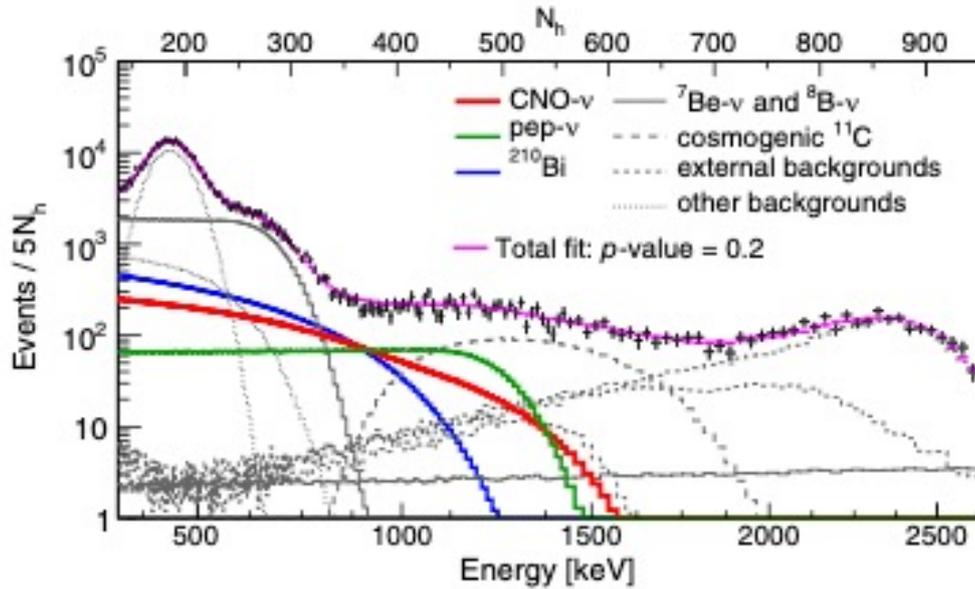
### KamLAND

KamLAND (Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) は 1,000 トンの液体シンチレータを保有している検出器で、世界に先駆けて原子炉からの人工のニュートリノにより  $\Delta m^2 \cong 10^{-6} \text{ eV}^2$  台の感度を実現し、太陽ニュートリノ問題の解決に大きく貢献した。KamLAND 実験は SNO 実験とほぼ同じ頃、2002 年から始まった。この実験は原子とニュートリノを用いて太陽ニュートリノ問題に挑戦することを第一の目的とした。そしてニュートリノ振動を特徴づけるニュートリノの変身と周期的な変動を世界で初めて観測することに成功した。KamLAND は人工のニュートリノを使ってニュートリノ振動の観測に成功した初の実験である。原子炉からの反電子ニュートリノを以下の逆ベータ崩壊の式 2.27 によって観測し、ニュートリノ振動パラメータ ( $\Delta m_{21}^2, \tan^2 \theta_{12}$ ) を精密に決定した。結果を図 2.7 に示す。

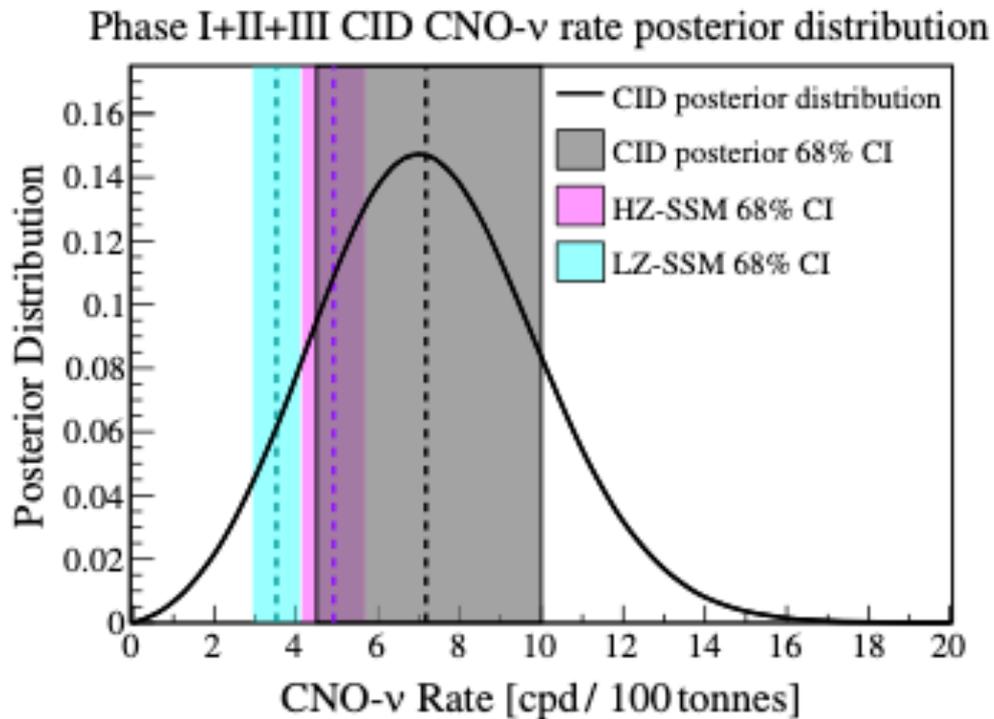
$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.27)$$

## 2.5 低エネルギー太陽ニュートリノ観測の意義

本節では、特に低エネルギー領域における CNO、pep ニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノ観測の意義について述べる。



(a) Borexino における太陽ニュートリノ観測のエネルギースペクトル [9]



(b) CNO ニュートリノ観測結果と High-Z, Low-Z モデルの理論値 [9]

図 2.6: Borexino における太陽ニュートリノ観測

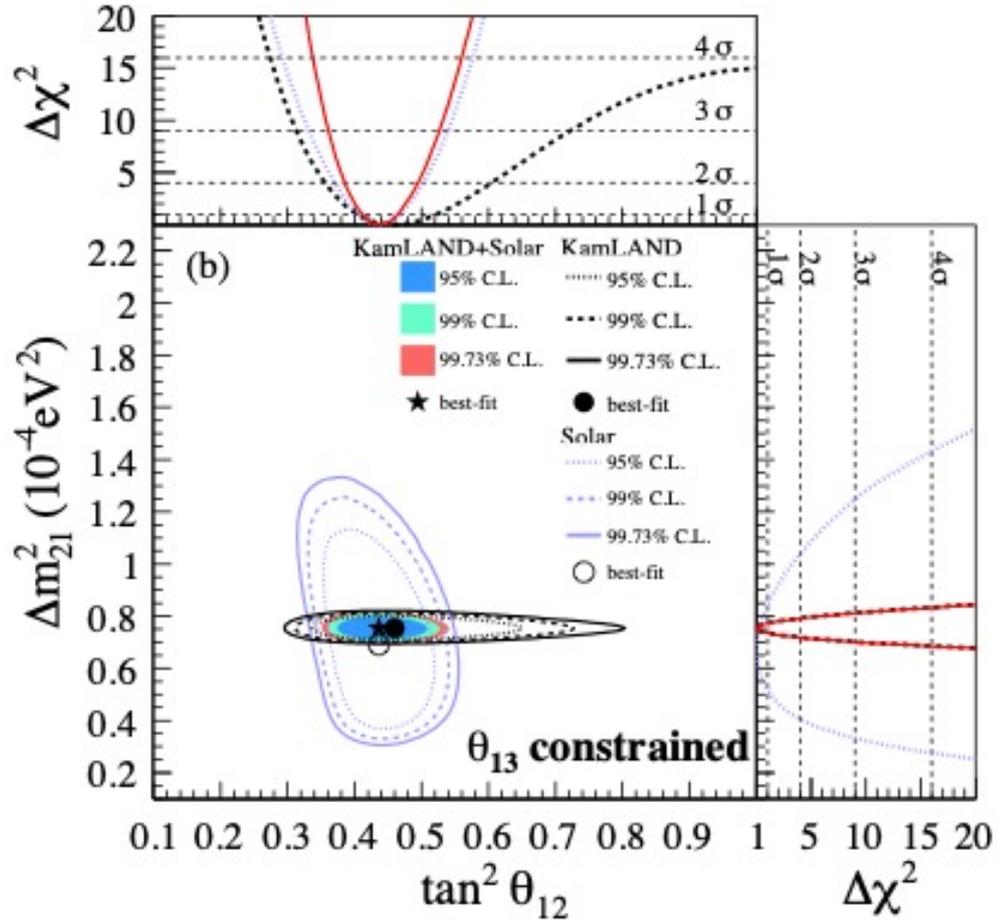


図 2.7: KamLAND によるニュートリノ振動パラメータの許容範囲。太陽ニュートリノによる許容領域も示してある。 $\Delta m_{21}^2$  は KamLAND が高い精度で決定している [10]。

### 2.5.1 CNO および pep ニュートリノ観測の意義

太陽ニュートリノのフラックス観測は、太陽内部の物理状態や核融合プロセスの直接的な検証を可能にする。特に CNO サイクルニュートリノおよび *pep* ニュートリノの観測は、以下の 3 つの観点から重要な意義を持つ。

#### 太陽組成問題への決着

前述の通り、標準太陽模型は日震学と分光観測の矛盾という太陽組成問題に直面している。CNO サイクルの反応率は中心部の重元素（触媒となる C, N, O）の量にほぼ比例するため、CNO ニュートリノフラックスの測定は、太陽中心部の金属量を直接決定する唯一の手段である。長らく未発見であった CNO ニュートリノは、2020 年に Borexino 実験によって初めて検出され、その最新の最終結果（2023 年）で High- $Z$  モデルを支持する結果が得られた。しかし、依然として統計・系統誤差は大きく、将来実験においてさらなる高精度観測を行うことで、Low- $Z$  モデルと

の差異をより明確に分離し、太陽組成問題に最終的な結論を与えることが期待される。

### 核反応率（ $S$ 因子）および太陽標準模型の検証

太陽ニュートリノフラックスの理論予測には、原子核反応率、不透明度、表面組成等の入力パラメータが必要である。特に反応率を規定する  $S$  因子は、太陽内部のエネルギー領域が低いため、実験データからの理論的な外挿に依存せざるを得ず、これがフラックス予測の大きな不定性（表 2.4）となっている。CNO および  $pep$  ニュートリノのフラックスを直接測定し、理論予測と比較することは、これらの  $S$  因子や SSM の前提条件そのものに対する強力な制限を与える。特に  $pep$  ニュートリノは、 $pp$  チェーンの初段反応でありながらフラックスの不確かさが約 1.1% と極めて小さいため、標準理論からのズレ（非標準相互作用など）を探索する上で非常に高い感度を持つ。

### 太陽中心温度の直接検証

$pp$  チェーンと CNO サイクルのフラックス比を求めることは、太陽中心温度  $T_c$  の精密な検証につながる。CNO サイクルのフラックスは中心温度に対して非常に高い依存性 ( $\Phi(\text{CNO}) \propto T_c^{20}$  付近) を持つ。これに対し、 $pp$  チェーンは光度一定の拘束条件下では温度依存性が比較的小さいため、両者の比を精度良く決定することは、SSM が予測する太陽内部の熱核反応環境を直接温度計として検証することを意味する。

## 2.5.2 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ観測の意義

### 高統計精度と精密測定

${}^7\text{Be}$  ニュートリノは、太陽ニュートリノフラックス全体の中で  $pp$  ニュートリノに次いで 2 番目に大きな強度 ( $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) を持つ。このため、 ${}^8\text{B}$  や CNO ニュートリノと比較して非常に高い統計精度での観測が可能である。また、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノは 0.862 MeV (分岐比 89.7%) の単色エネルギーを持つという特徴がある。液体シンチレータを用いた観測においては、図 2.6a から分かるように、電子反跳スペクトル上に明瞭な肩 (Compton edge) として現れる。よって連続スペクトルを持つ他の核種や環境バックグラウンドからの分離が比較的容易であり、系統誤差を抑えた精密測定が可能であるという実験上の大きな利点を有する。

### 真空優勢領域における MSW 効果の検証

MSW 効果において、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノが属する低エネルギー領域 ( $\lesssim 1 \text{ MeV}$ ) は真空振動が支配的な真空優勢領域に対応する (2.1)。この領域での電子型ニュートリノ生存確率  $P_{ee}$  は、ニュートリノ振動パラメータ、特に混合角  $\theta_{12}$  に強く依存し、物質効果の影響をほとんど受けない。したがって、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノのフラックスを精密に決定することは、高エネルギー側の  ${}^8\text{B}$  ニュートリノ (物質優勢領域) との比較において、MSW 生存確率曲線の基準点を定めることを意味する。これにより、ニュートリノ振動パラメータの決定精度を大きく向上させることが可能となる。

### 太陽組成問題への制約

${}^7\text{Be}$  ニュートリノフラックスの太陽中心温度に対する依存性は  $\Phi({}^7\text{Be}) \propto T^{10}$  であり、 ${}^8\text{B}$  や CNO ニュートリノに比べると温度感度は低いものの、前述の極めて高い統計精度によって、太陽組成問題の検証において不可欠な役割を果たす。太陽組成問題における High-Z モデル (GS98) と Low-Z モデル (AGSS09) の間には、 ${}^7\text{Be}$  フラックス予測において約 9% の有意な差が存在する。Borexino 実験等の精密観測により、このフラックス値が数 % 以下の誤差で決定されたことで、中心温度および重元素存在度に対する強い制限が与えられた。特に、CNO ニュートリノ観測と組み合わせることで、太陽内部の不透明度 (Opacity) と組成の縮退を解き、太陽標準模型の妥当性を多角的に検証することが可能となる。



## 第 3 章

# KamLAND 実験

KamLAND は液体シンチレータ型ニュートリノ検出器である。この章では KamLAND 実験について現在までの歴史と将来計画について詳述する。

### 3.1 ニュートリノの検出原理

#### 3.1.1 逆ベータ崩壊による反電子ニュートリノの検出

KamLAND における反電子ニュートリノ ( $\bar{\nu}_e$ ) の検出には、液体シンチレータ中の陽子を標的とした以下の逆ベータ崩壊反応 (Inverse Beta Decay: IBD) が利用される。



本反応には、時間的および空間的な相関を持つ 2 つの信号を連続して捉える遅延同時計測法を適用できる。具体的な物理過程は以下の通りである。

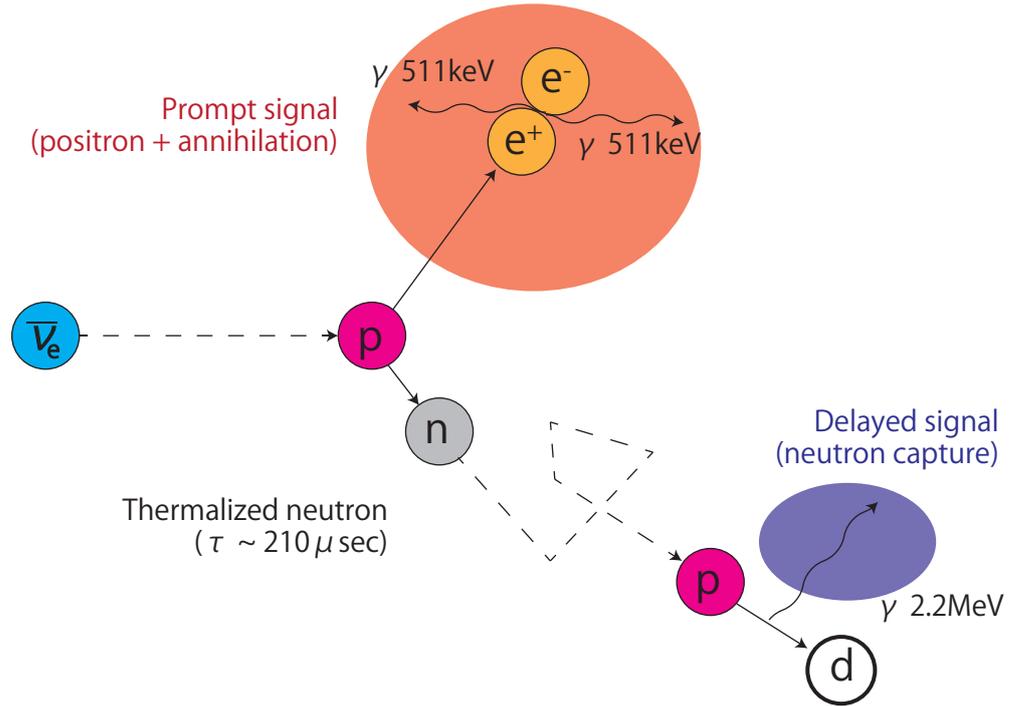
##### 1. 先発信号 (Prompt signal)

反応式 (3.1) によって生成された陽電子は、液体シンチレータ内を走行しながら電離や励起を通じてエネルギーを失い、シンチレーション光を放出する。陽電子は最終的に周囲の電子と対消滅し、2 本の 511 keV  $\gamma$  線を放出する。観測される先発信号のエネルギーは、陽電子の運動エネルギーと対消滅エネルギー (1.022 MeV) の和に対応する。

##### 2. 後発信号 (Delayed signal)

陽電子と同時に生成された中性子は、周囲の原子核との弾性散乱を繰り返すことで減速し、熱中性子となる。その後、平均寿命  $\tau \approx 210 \mu\text{s}$  で周囲の陽子に捕獲される。この中性子捕獲に伴い放出される 2.22 MeV のガンマ線が、後発信号として観測される。

これら一対の信号に対し選別を行うことで反電子ニュートリノ事象を高い信頼度で識別することが可能である。反応の様子を図 3.1 に示す。

図 3.1: 逆  $\beta$  崩壊反応

### 3.1.2 電子散乱によるニュートリノの検出

KamLAND では、電子散乱による信号を観測することで、すべてのフレーバーのニュートリノおよび反ニュートリノの検出が可能である。電子散乱は以下の反応式で表される。太陽ニュートリノの検出には電子散乱反応を用いる。

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

本反応は弱い相互作用を媒介としたプロセスであり、中性カレント (NC) 反応と荷電カレント (CC) 反応の 2 種類が存在する。中性カレント反応による散乱では、すべてのフレーバーのニュートリノが電子と相互作用することが可能である。一方、荷電カレント反応による散乱は、入射ニュートリノが電子フレーバー ( $\nu_e$  および  $\bar{\nu}_e$ ) である場合にのみ生じる。したがって、電子散乱によるニュートリノ検出においては、電子フレーバーのニュートリノの散乱断面積が他のフレーバーと比較して最も大きくなる。

## 3.2 KamLAND1

KamLAND (**K**amioka **L**iquid scintillator **A**nti-**N**eutrino **D**etector) は岐阜県飛騨市神岡町池ノ山山頂地下 1000m の鉱山内に位置し、旧 KamiokaNDE 跡地を拡張して建設された大型反ニュートリノ検出器である。図 3.2 に概略図を示す。

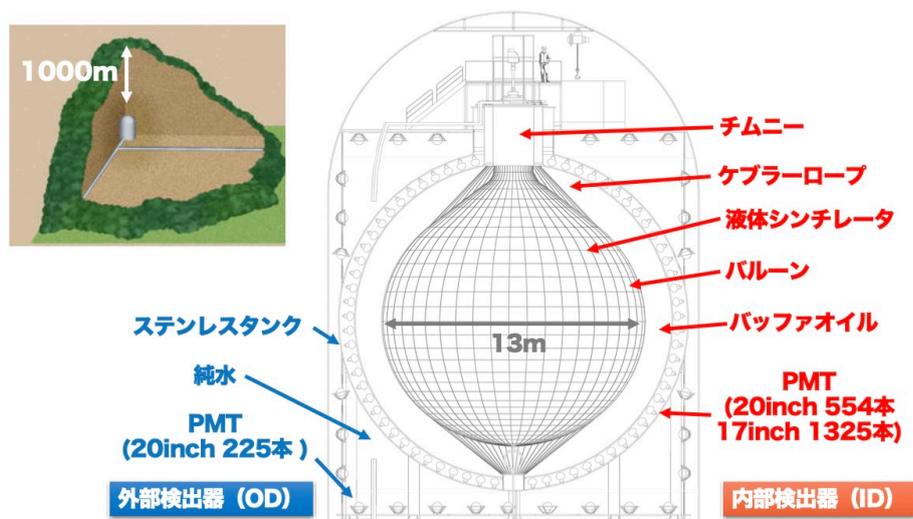


図 3.2: KamLAND 概略図

### 3.2.1 検出器

#### 内部検出器 (Inner Detector, ID)

内部検出器は液体シンチレータでニュートリノの反応を捉える、KamLAND 検出器の心臓部分である。以下に内部検出器の構造を記述する。

■**バッファオイル** バッファオイルはバルーンとステンレスタンクの間に満たされている無色透明の高透過率の液体で、バルーン内部の液体シンチレーターより 0.1% 以下の軽い密度に調整されている。バルーンを液体シンチレータとの密度差で浮かせたり、外部からの放射性不純物の内部への侵入を防ぐ役割がある。組成を表 3.1 に示す。

表 3.1: バッファオイル組成

物質名	組成式	密度	体積比率
ドデカン (N12)	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm <sup>3</sup>	53%
イソパラフィン	$C_nH_{2n+2}$	0.795 g/cm <sup>3</sup>	47%
バッファオイル	-	0.7769 g/cm <sup>3</sup>	-

■**液体シンチレータ** 前に述べたニュートリノの検出のために、シンチレーション光を発する液体シンチレータを導入している。逆 $\beta$ 反応や電子散乱などで生じた荷電粒子が溶媒（ドデカンやプソイドクメン）の分子を励起させ、そのエネルギーを発光剤（PPO）に渡し、脱励起する際にシンチレーション光を発する。KamLAND 実験ではシンチレータの純化の簡単さや実験の大規模化を想定し、有機化合物の液体シンチレータが採用されている。組成を 3.2 に示す。KamLAND ではこの液体シンチレータを Kam-LS と呼ぶ。

表 3.2: Kam-LS の構成要素

物質名	分子式	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	体積比率
ドデカン (N12)	C <sub>12</sub> H <sub>26</sub>	0.749	80%
1,2,4-トリメチルベンゼン (PC)	C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>	0.875 g/cm <sup>3</sup>	20%
2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO)	C <sub>15</sub> H <sub>11</sub> NO	-	1.36 g/l
Kam-LS	-	0.77721 g/cm <sup>3</sup>	-

■**バルーン** バルーンはナイロンと EVOH をラミネートした多層膜フィルムでできており、液体シンチレータを保持する他、外部からラドン等の放射線不純物が内部の液体シンチレータに混入することを防ぐ役割を担っている。バルーン表面には 44 本の縦紐と 30 本の横紐がかかっており、縦紐によりバルーンの荷重を支え、横紐により縦紐の偏りを防いだり、バルーンの膨らむ方向に加わる力を支える（図 3.3）。紐はケブラーと呼ばれるスーパー繊維の一種からできており、ケブラーからなる原糸を撚り合わせて組紐を作り、縫合してネット構造を作る。これによりバルーンを支え、バルーンにかかる応力を小さくする。

■**PMT** PMT は微弱な光信号を電気信号に変換・増幅する検出器で、入射フォトンが PMT 受光面の光電陰極に当たると、光電効果により光電子が放出される。放出された電子は電位差によってダイノードと呼ばれる電極へ加速・衝突を繰り返し二次電子を放出する。最終的に陽極で数百万倍に増幅された電子群を電流として取り出す。ID の球形ステンレスタンクの内壁に 554 本の 20inch PMT および 1,325 本の 17inch PMT、OD の円筒状ステンレス内壁に 225 本の 20inch PMT が取り付けられている。17inch と 20inch PMT の断面図を図 3.4 に示す。両方の PMT とも、光電面には波長 300 nm から 650 nm に感度を持つバイアルカリが使用されており、これは KamLAND の液体シンチレータの発光波長に対応している。20inch PMT は元々 KamiokaNDE で使用されていたものを耐油加工を施して使用しており、ベネチアンプラインド型のダイノードを持つ。17 inchPMT はボックス型とラインフォーカス型のダイノードを持ち、KamLAND 専用に開発された PMT である。また、17 inch PMT の外径は 20 inch であるが、タイミングとエネルギー分解能の向上を目的にフォトカソードをマスクした。

17 インチおよび 20 インチ PMT の性能を表 3.3 にまとめる。

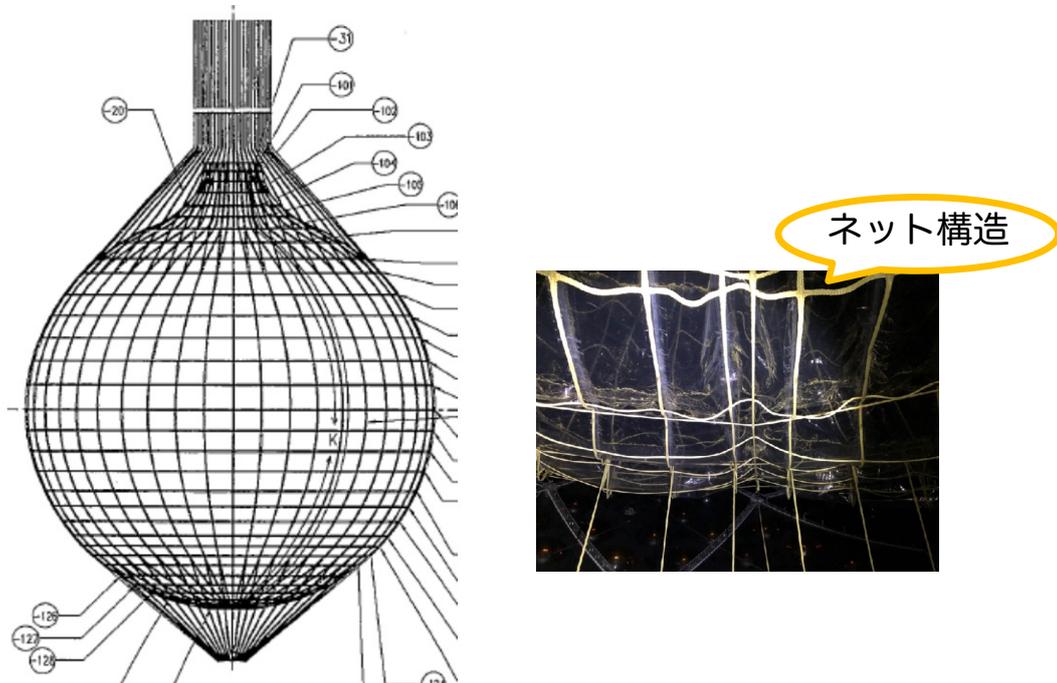


図 3.3: バルーンとロープの構造

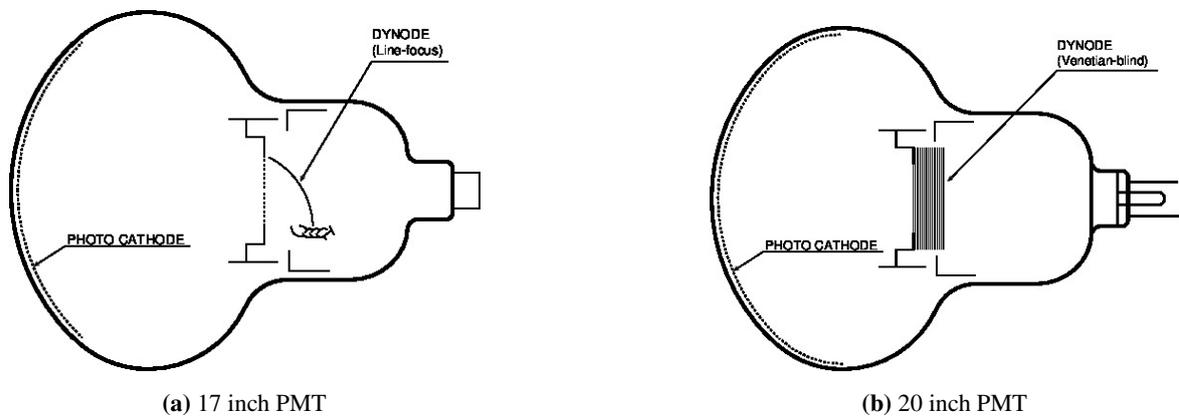


図 3.4: KamLAND で使用されている 17 inch PMT と 20 inch PMT

### 外部検出器 (Outer Detector, OD)

直径 18m の球形ステンレスタンクより外側を外部検出器 (Outer Detector, OD) と呼び、3,200 トンの純水で満たされ、岩盤からの中性子を遮蔽するとともに壁面に設置された 225 本の 20 inch PMT により宇宙線ミュオンを検出し反同時計測を行うことで、稀事象への感度を高める。

表 3.3: 17 インチおよび 20 インチ PMT の性能概要

パラメータ	17 インチ PMT	20 インチ PMT
有効光電面径 $\phi$ [mm]	430	最小 460
ダイノード形式	Box & Linear focused (10 段)	Venetian blind (13 段)
量子効率 (at 390 nm)	22%	23%
P/V 比 (Peak-to-Valley)	2.5	ピークなし
走行時間 (Transit time) [ns]	110	90
走行時間ゆらぎ (FWHM) [ns]	3.5	7.7
ダークレート (平均) [kHz]	22	40
アフターパルス	~3%	~1%

### 3.2.2 KamLAND1 の観測結果

KamLAND1 では原子炉、加速器、大気、地球、太陽など様々な箇所から飛来するニュートリノを測定した。KamLAND1 実験での太陽ニュートリノの測定結果は 2.4.3 章で述べている。ここでは主な原子炉ニュートリノ、地球ニュートリノの観測結果について述べる。

#### 原子炉ニュートリノ

原子炉では、核燃料（ウランやプルトニウムなど）の核分裂反応によって、 $\beta$  崩壊に伴う ( $\bar{\nu}_e$ ) が大量に放出される。原子炉ニュートリノは、原子炉の熱出力や稼働情報を用いることでその生成フラックスを精度よく予測することができるため、人工的な線源としてニュートリノ振動の精密測定に適している。

本節では、この原子炉ニュートリノ振動を想定し、電子型ニュートリノの生存確率について定式化を行う。3 世代のニュートリノ振動において、エネルギー  $E$  の電子ニュートリノが距離  $L$  だけ進んだ先で再び電子型として観測される確率  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$  は、PMNS 行列の要素  $U_{ei}$  を用いて以下のように表される。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4 \sum_{j>i} |U_{ei}|^2 |U_{ej}|^2 \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \quad (3.3)$$

ここで、PMNS 行列の要素を混合角  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  を用いて展開すると、確率は以下のように書き下せる。

$$\begin{aligned}
P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx & 1 - 4c_{13}^4 c_{12}^2 s_{12}^2 \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\
& - 4c_{13}^2 s_{13}^2 c_{12}^2 \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\
& - 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{12}^2 \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right)
\end{aligned} \tag{3.4}$$

ここで、原子炉実験における混合角  $\theta_{13}$  は比較的小さい値 ( $\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.1$ ) である。KamLAND 実験のような長基線 ( $L \sim 180$  km) かつ低エネルギーの領域では、 $\Delta m_{31}^2$  および  $\Delta m_{32}^2$  に起因する振動項は平均化され、寄与が小さくなる。また、 $c_{13} \approx 1$  と近似することで、生存確率は以下の有効 2 ニュートリノ振動の式へと単純化できる。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \tag{3.5}$$

式 (3.5) より、電子ニュートリノの観測確率は  $L/E$  に対して正弦波の形で変動することが期待される。

KamLAND1 実験では、検出器を取り囲む複数の原子力発電所から放出された反電子ニュートリノの観測が行われた。これらの原子炉までの距離は一樣ではないが、フラックスの寄与が大きい原子炉までの距離が平均して約 180 km (有効ベースライン) となる位置関係にあったため、ニュートリノ振動の効果を捉えることが可能となった。

実験により得られた生存確率のプロット (図 3.5) は、式 (3.5) の予測と良い一致を示した。この結果は、原子炉ニュートリノが消失し、かつその消失がエネルギーに依存した振動現象であることを明確に示すものであり、ニュートリノが有限の質量を持つことを決定づける証拠となった。

### 地球ニュートリノ

地球ニュートリノとは、地球内部に存在する放射性熱源の崩壊に由来する反電子ニュートリノである。地球内部の主要な熱源としては、 $^{238}\text{U}$  系列、 $^{232}\text{Th}$  系列、および  $^{40}\text{K}$  系列が挙げられる。これらは長い半減期の中でベータ崩壊を繰り返し、最終的に安定な核種へと移行する。

この崩壊過程において、熱エネルギーと同時に反電子ニュートリノが放出される。これが地球ニュートリノと呼ばれるものであり、その生成量は地球内部における放射性元素の物質質量および発熱量と直接的な相関関係にある。すなわち、地表で地球ニュートリノを観測することは、直接的なサンプル採取が不可能な地球深部の熱源情報や化学組成を直接的にもたらす有力な手段となる。

また地球内部には放射性熱源モデルが存在する。地球内部の放射性元素 ( $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 、および  $^{40}\text{K}$ ) による発熱総量を見積もる理論モデルであり、マントル対流の形態や地球の化学組成の仮定によって、発熱量の少ない Low-Q モデルから、より大きな熱量を想定する High-Q モデルまで複数のシナリオが存在する。これらは検出器の地球ニュートリノ観測値と比較されることで、地球の熱的進化やマントルの構造を検証するための重要な指針となっている。

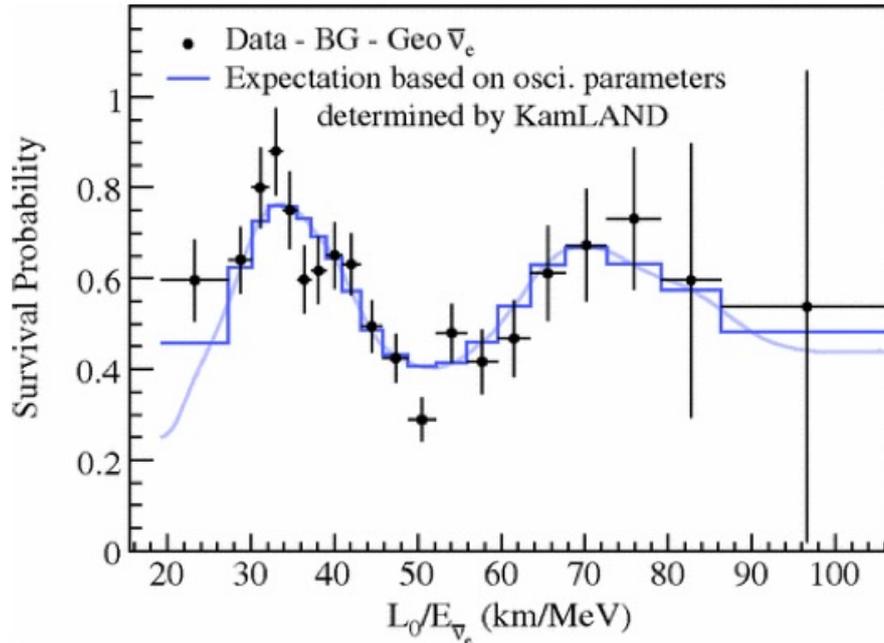


図 3.5: KamLAND1 実験で観測されたニュートリノ振動 [10]。縦軸が反電子ニュートリノの生存確率、横軸が原子炉からの距離をニュートリノのエネルギーで割った  $L/E$  である。 $L_0 = 180$  km であり、反電子ニュートリノの生存確率が式のように  $L/E$  に対して  $\sin$  波となっていることがわかる。

■KamLAND による地球ニュートリノ観測 KamLAND 実験における観測結果を図 3.6 に示す。KamLAND 実験における、2002 年 3 月 9 日から 2020 年 12 月 31 日までのデータ取得期間において、有効観測時間 (Live Time) は 5227 日であった。この期間における地球ニュートリノの観測数は、 $174^{+31}_{-29}$  イベントと見積もられている。

この観測期間中には、東日本大震災の影響により日本国内の原子力発電所が停止した期間が含まれている。地球ニュートリノとエネルギー領域が重なる原子炉由来の反電子ニュートリノ (背景事象) が極端に少ないこの時期のデータは、地球ニュートリノの精密な抽出において極めて重要な役割を果たした。

本観測の結果に基づき、地球内部の放射性熱量モデルの検証が行われた。その結果、マンツルの一層対流を仮定し、高い熱生成量を预言する High-Q モデルは、99.76% の信頼度で否定された。

### 3.3 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

検出器をアップグレードしニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$  崩壊) の探索を行う KamLAND-Zen 実験を開始した。この章では、KamLAND-Zen 実験が目標とする  $0\nu\beta\beta$  崩壊についてその物理を説明する。

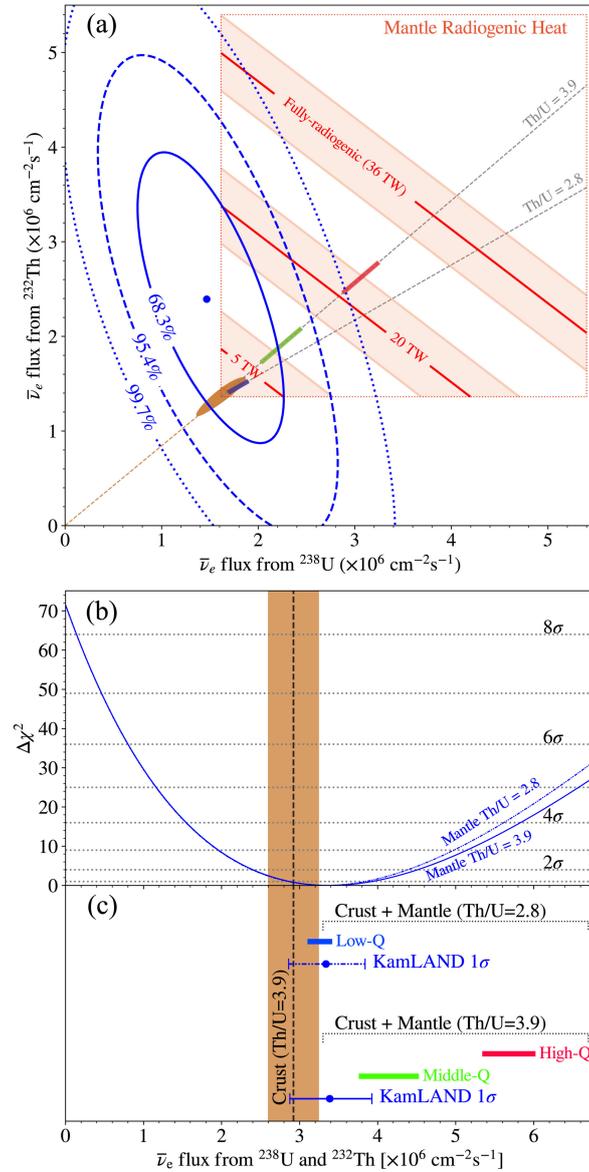


図 3.6: KamLAND 実験による地球内放射性熱モデルの推定 [11]。

### 3.3.1 ニュートリノの質量階層構造

前章で述べたニュートリノ振動の観測によって、ニュートリノの振動パラメータについて現在が測定されている。しかし、ニュートリノ振動によって観測されるものはニュートリノ質量の二乗差であり、質量の絶対値及びそれらの大小関係については定める事ができない。したがって、得られたパラメータから考えられるニュートリノ質量の大小関係は以下の3通りあり、それぞれ順階層構造 (Normal Ordering)、逆階層構造 (Inverted Ordering)、準縮退構造 (Quasi Degenerate) と呼ばれる。

- 順階層構造

$$m_1 < m_2 \ll m_3$$

- 逆階層構造

$$m_3 \ll m_1 < m_2$$

- 準縮退構造

$$m_1 \approx m_2 \approx m_3$$

このニュートリノの質量階層構造はニュートリノの根本的な性質であり、構造の決定はニュートリノの物理において非常に重要なテーマであると言える。

表 3.4: 測定されているニュートリノ振動パラメータ [3]

パラメータ	値	備考
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.307 \pm 0.013$	
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.539 \pm 0.022$	順階層
	$0.546 \pm 0.021$	逆階層
$\sin^2 \theta_{13}$	$(0.220 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	
$\Delta m_{21}^2$	$(7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5}$	
$\Delta m_{32}^2$	$(-2.536 \pm 0.034) \times 10^{-3}$	逆階層
	$(2.453 \pm 0.033) \times 10^{-3}$	順階層

### 3.3.2 ニュートリノとマヨラナ粒子

#### ディラック質量とマヨラナ質量

■ディラック質量 自由ディラック場はラグランジアン密度を

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i \not{\partial} - m_D)\psi \quad (3.6)$$

と表すことができる。ただし、 $m_D$  がディラック質量であり第二項目がディラック質量項である。ラグランジアンはローレンツ不変かつエルミートであるため、これらの条件を満たすローレンツスカラー  $\bar{\psi}\psi$  が質量項となる。ここで、場  $\psi$  について式 (3.7) の射影演算子  $P_L, P_R$  を用いて式 (3.8) のように右巻きと左巻きのカイラリティに分けることができる。

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5), \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \quad (3.7)$$

$$\psi = \psi_L + \psi_R = P_L\psi + P_R\psi \quad (3.8)$$

また、

$$P_L P_R = 0, \quad P_L + P_R = 1 \quad (3.9)$$

$$P_L^2 = P_L, \quad P_R^2 = P_R \quad (3.10)$$

$$\bar{\psi}_{L,R} = (P_{L,R}\psi)^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger \gamma^0 P_{R,L} = \bar{\psi} P_{R,L} \quad (3.11)$$

を用いてディラック質量項を計算すると

$$\begin{aligned} m_D \bar{\psi} \psi &= m_D (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) (\psi_L + \psi_R) \\ &= m_D (\bar{\psi} P_R + \bar{\psi} P_L) (P_L \psi + P_R \psi) \\ &= m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \end{aligned} \quad (3.12)$$

と書ける。

次に、反ニュートリノについて考える。反粒子は粒子の場に対する荷電共役に対応し、反ディラック場  $\psi^c$  は以下で与えられる。

$$\psi \xrightarrow{C} \psi^c \equiv C \bar{\psi}^T \quad (3.13)$$

これを満たす変換  $C$  は、以下のように与えられる。

$$C^{-1} \gamma^\mu C = -\gamma^{\mu T}, \quad C^{-1} \gamma_5 C = \gamma_5^T, \quad C^\dagger = C^{-1} = C^T = -C$$

これらを用いて、カイラリティごとの反ディラック場を計算すると、ディラック場の式を  $C$  変換することで

$$P_{L,R} \psi = \psi_{L,R} \xrightarrow{C} P_{L,R} \psi^c = (\psi^c)_{L,R} = (\psi_{R,L})^c$$

と書け、反ディラック場のディラック質量項についても同様に

$$m_D \bar{\psi}^c \psi^c = m_D (\overline{(\psi^c)_L} (\psi^c)_R + \overline{(\psi^c)_R} (\psi^c)_L) \quad (3.14)$$

と表される。

以上より、ニュートリノ及び反ニュートリノがそれぞれディラック質量を持つためには右巻きと左巻きの両方が存在しなくてはならない。しかし、Goldhaberの実験などからもわかるように、現在まで左巻きのニュートリノと右巻きの反ニュートリノしか発見されていない。よって、ニュートリノはディラック質量を持つことができず、ニュートリノ振動を説明することができない。

■マヨラナ質量 前述の通り、ディラック質量を考えた場合にはニュートリノは質量を持つことができず、ニュートリノ振動を説明する事ができない。そこで、ニュートリノをマヨラナ粒子として扱うことで、左巻きのニュートリノと右巻きの反ニュートリノしか発見されていない現状においてもニュートリノに質量を与える事ができる。マヨラナ粒子とは、粒子と反粒子が同一となる粒子のことである。ニュートリノはクォークおよびレプトンの中で唯一電荷がゼロであることから、マヨラナ粒子であるとしても電荷に矛盾を生じない。

マヨラナ粒子は前述のように粒子と反粒子が同一であることから、

$$\psi = \psi^c \quad (3.15)$$

を満たす。このとき、ディラック質量項  $\bar{\psi} \psi$  以外にもローレンツ不変かつエルミートなスカラーを与える事ができる。具体的には、式 (3.16) のように互いにエルミートな  $\bar{\psi}^c \psi$ ,  $\bar{\psi} \psi^c$  を用いて式 (3.17) のようにスカラー  $\mathcal{L}_M$  を構成する事ができる。

$$(\bar{\psi} \psi^c)^\dagger = (\psi^c)^\dagger (\psi^\dagger \gamma^0)^\dagger = (\psi^c)^\dagger \gamma^0 \psi = \bar{\psi}^c \psi \quad (3.16)$$

$$\mathcal{L}_M = \frac{1}{2}(m_M \bar{\psi} \psi^c + m_M^* \bar{\psi}^c \psi) \quad (3.17)$$

これをマヨラナ質量項と呼び、 $m_M$  はマヨラナ質量である。先ほど得られたマヨラナ質量項についてカイラル演算子における右手系左手系のそれぞれで構成する事ができる。

$$\mathcal{L}_L = \frac{1}{2} m_L (\bar{\psi}_L \psi_R^c + \bar{\psi}_R^c \psi_L) = \frac{1}{2} m_L \bar{\psi}_L \psi_R^c + \text{h.c.} \quad (3.18)$$

$$\mathcal{L}_R = \frac{1}{2} m_R (\bar{\psi}_R \psi_L^c + \bar{\psi}_L^c \psi_R) = \frac{1}{2} m_R \bar{\psi}_L^c \psi_R + \text{h.c.} \quad (3.19)$$

### シーソー機構

前章の議論を用いて、ディラック質量項とマヨラナ質量項両方を合わせたラグランジアンは

$$\begin{aligned} 2\mathcal{L} &= m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_L^c \psi_R^c) + m_L \bar{\psi}_L \psi_R^c + m_R \bar{\psi}_L^c \psi_R + \text{h.c.} \\ &= (\bar{\psi}_L, \bar{\psi}_L^c) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \\ &= \bar{\Psi}_L \mathcal{M} \Psi_R^c + \bar{\Psi}_R^c \mathcal{M} \Psi_L \end{aligned} \quad (3.20)$$

のように書ける。ただし、スピノル  $\Psi_L, \Psi_R^c$  は以下を用いた。

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix}, \quad (\Psi_L)^c = \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} = \Psi_R^c \quad (3.21)$$

式 (3.20) の行列  $\mathcal{M}$  を質量行列と呼び、これを対角化することで以下のように質量固有状態の質量  $m_1, m_2$  が求められる。

$$m_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ (m_L + m_R) \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right] = m_\nu, m_N \quad (3.22)$$

この二つの質量固有状態のうち  $m_\nu$  は非常に軽く現在まで観測されている  $\nu_L, \bar{\nu}_R$  に対応する。 $m_N$  については未発見のニュートリノ  $N_R, \bar{N}_L$  とし、式 (3.23) のように質量が非常に大きいと仮定する。この時、 $m_\nu$  は式 (3.24) のように表され、 $m_D$  と比べて非常に小さくなる事がわかる。

$$m_D \ll m_N \quad (3.23)$$

$$m_\nu \simeq \frac{m_D^2}{m_N} \ll m_D \quad (3.24)$$

以上の議論のように、ニュートリノがマヨラナ粒子である時、未発見の右巻きニュートリノの質量が非常に大きいと仮定することでニュートリノの質量を非常に小さくする事ができる。この過程をシーソー機構と呼び、右巻きニュートリノが未発見であることや左巻きニュートリノの質量が小さい理由を説明する事ができることから、さまざまな実験によって検証が進められている。

### 3.3.3 $0\nu\beta\beta$ 崩壊によるマヨラナ性の検証

ベータ崩壊は式 (3.25) のように原子核中の中性子が陽子と電子、反電子ニュートリノに崩壊する反応である。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.25)$$

ベータ崩壊前後の原子について、その質量は Weizsäcker の式 (式 (3.26))

$$m(Z, A = \text{const.}) \propto \text{const.} + \alpha Z + \beta Z^2 + \delta_p \quad (3.26)$$

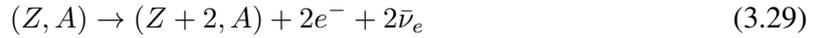
で表される。ここで、 $\delta_p$  の項は対エネルギー項であり、以下のように原子核の陽子と中性子の数によって決定される。

$$\delta_p = \begin{cases} -a_p A^{-1/2} & \text{偶偶核} \\ 0 & \text{偶奇核または奇偶核} \\ +a_p A^{-1/2} & \text{奇奇核} \end{cases} \quad (3.27)$$

よって、質量数  $A$  が偶数の時、以下の条件を満たす原子核が存在する。

$$\begin{cases} m(Z, A) < m(Z + 1, A) \\ m(Z, A) > m(Z + 2, A) \end{cases} \quad (3.28)$$

この原子核においては  $m(Z, A)$  から  $m(Z + 1, A)$  の崩壊が禁止され、式 (3.29) のようにニュートリノを伴う二重ベータ崩壊 ( $2\nu\beta\beta$  崩壊) が生じる。



また、ニュートリノがマヨラナ性を持つとき図 2.2 のようにニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$  崩壊) が可能であり、その反応は式 (3.30) のように表される。



この反応ではニュートリノがエネルギーを持ち去らないことから、電子が崩壊時の全エネルギーを持ち、エネルギースペクトルにおいて  $Q$  値付近の鋭いピークとして観測される。 $0\nu\beta\beta$  崩壊が観測されればニュートリノがマヨラナ性を持つことを示す事ができる。

$0\nu\beta\beta$  崩壊の半減期は有効マヨラナ質量によって表され

$$T_{1/2}^{0\nu} = (G^{0\nu} |\mathcal{M}^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2)^{-1} \quad (3.31)$$

という関係を持つ。よって、 $0\nu\beta\beta$  崩壊を観測する事ができれば半減期によりニュートリノのマヨラナ質量を制限する事ができる。

## 3.4 KamLAND-Zen

KamLAND-Zen (Zero-neutrino double beta decay search) 実験は、KamLAND 検出器をアップグレードしてニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$  崩壊) 探索を行う実験である。KamLAND の中心に二重ベータ崩壊核として  $^{136}\text{Xe}$  を溶かし込んだ液体シンチレータ (Xe-LS) を内包したナイロン製ミニバルーンを設置する (図 3.7, 3.8)。Xe-LS の組成を表 3.5 に示す。キセノンを溶かしたことによる KamLS からの密度の変化は、組成をドデカンからデカンに変えることによって保っている。また、Xe を溶解することによって生じる液体シンチレータの発光量の低下 (クエンチング) を補うために PPO の量を KamLS の約 2 倍の 2.7 g/L に増加している。本実験は 2011 年に開始し、2024 年に終了している。開始から終了までの期間には使用するキセノン量を増やすアップデートを行っており、使用したキセノンの量によって KamLAND-Zen 400 及び KamLAND-Zen 800 と二つの期間に分けられている。

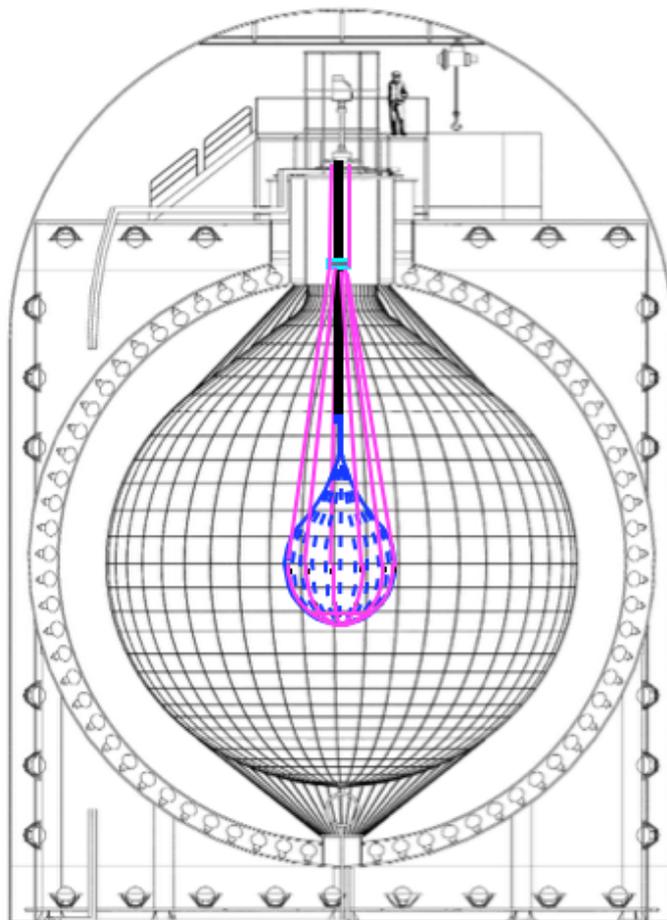


図 3.7: KamLAND-Zen 検出器。中央に Xe-LS を内包したミニバルーンが吊り下げられている。

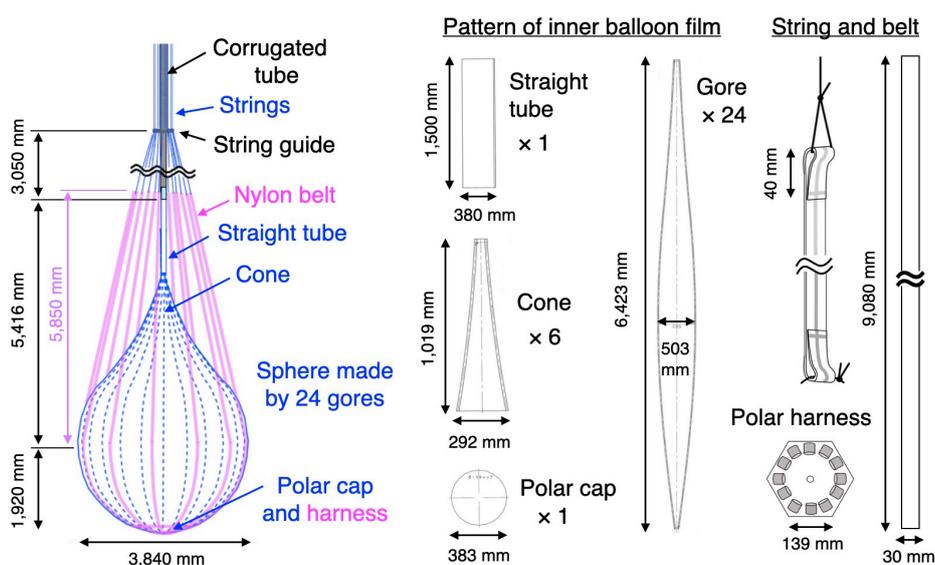


図 3.8: ミニバルーンの構成。右図はバルーンフィルム、吊り紐、ベルトの形状。24 枚のゴアを熱溶着により貼り合わせ、涙形を形作る。[?]

表 3.5: KamLAND-Zen における XeLS の組成

物質名	分子式	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	比率
デカン (N10)	C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	0.735	82.3%
プソイドクメン (PC)	C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>	0.875	17.7%
ジフェニルオキサゾール (PPO)	C <sub>15</sub> H <sub>11</sub> NO	–	2.7 g/L
キセノン	Xe	–	3.13 wt%
Xe-LS	–	0.777	–

### 3.4.1 実験

#### KamLAND-Zen 400

2011年10月～の Phase 1 と 2013年12月～の Phase 2 に分けられる。Phase 1 では、福島第一原発事故由来でミニバルーン製作時に混入したとされる <sup>110m</sup>Ag が Q 値付近の最大のバックグラウンドであった。[12] そこで Phase 2 開始前に 18 ヶ月に及ぶ液体シンチレータ純化を行い、この放射性不純物を 1/10 以下に低減させた。Phase 2 ではデータを Period-1 と Period-2 に分けて解析を行い、バックグラウンド推定精度を高めた。Phase 1 では <sup>136</sup>Xe の  $0\nu\beta\beta$  崩壊半減期は  $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25}$ 、Phase 2 では  $T_{1/2}^{0\nu} > 9.2 \times 10^{25}$  であり、これらを合算して  $T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26}$  という結果が得られた。また有効マヨラナ質量に対して

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 61\text{--}165 \text{ meV} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (3.32)$$

という制限を与えた。[13]

#### KamLAND-Zen 800

2019年1月から濃縮キセノンを Zen-400 実験の約 2 倍である 745 kg に増量した KamLAND-Zen 800 実験が始まった。本実験は 2024年8月に終了しており、この結果と KamLAND-Zen 400 の結果と合わせることで、 $0\nu\beta\beta$  崩壊に対し

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 28\text{--}122 \text{ meV} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (3.33)$$

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3.8 \times 10^{26} \text{ yr} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (3.34)$$

という制限を与えた。KamLAND-Zen 800 で得られたエネルギースペクトルと有効マヨラナニュートリノ質量への制限を図 3.9, 3.10 に示す。[14]

### 3.4.2 KamLAND-Zen 実験の背景事象

$0\nu\beta\beta$  事象は非常に稀な現象であるためバックグラウンド事象の低減が非常に重要である。そこで KamLAND-Zen 実験で観測されていた主な背景事象について以下に述べる。

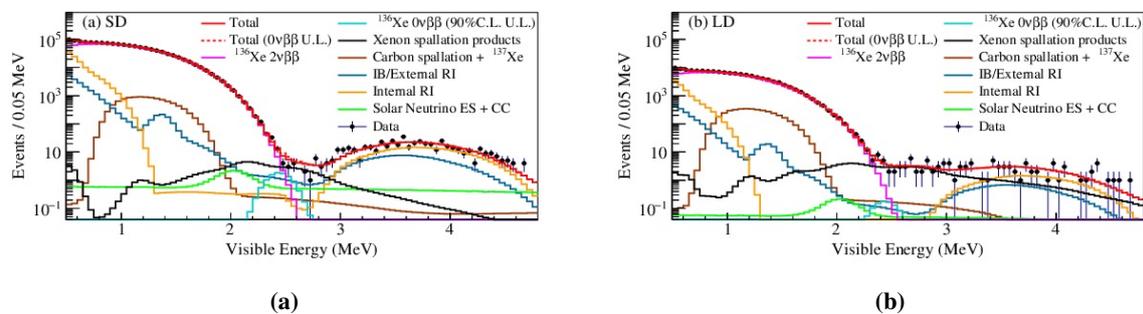


図 3.9: KamLAND-Zen 800 で得られたエネルギースペクトル

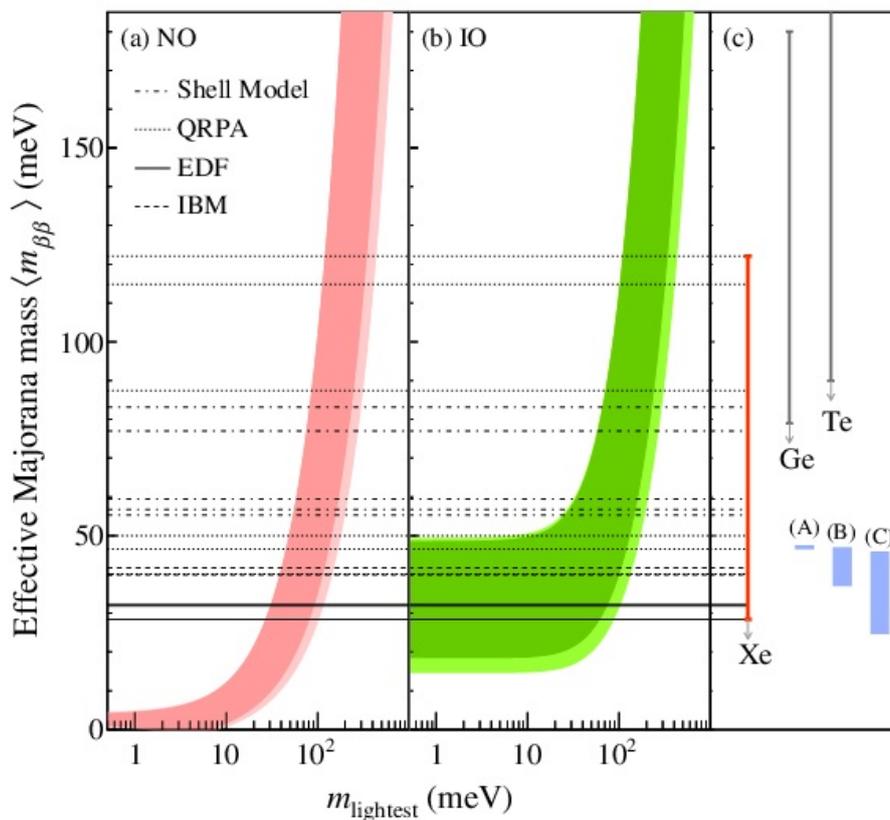
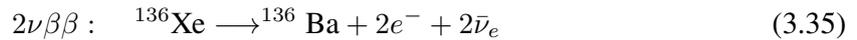


図 3.10: KamLAND-Zen 800 で得られた有効マヨラナニュートリノ質量の上限

### $^{136}\text{Xe}$ の $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象

$^{136}\text{Xe}$  のニュートリノを伴う二重ベータ崩壊 ( $2\nu\beta\beta$ ) は、物理的に避けられない背景事象であり、Zen800 フェーズにおいては 2 番目に大きな寄与を持つ。 $\beta\beta$  崩壊の信号は、以下の式 (3.35) および式 (3.36) で放出される電子が液体シンチレータ中を通過する際に発するシンチレーション光を PMT で捉え、その総エネルギーとして測定される。



$0\nu\beta\beta$  崩壊のエネルギースペクトルは単色ピークとなるが、 $2\nu\beta\beta$  崩壊はニュートリノがエネルギーの一部を持ち去るため、連続スペクトルとなる。実際の測定では、検出器のエネルギー分解能に起因して線スペクトルに幅が生じるため、 $0\nu\beta\beta$  ピークの裾野に  $2\nu\beta\beta$  の連続スペクトルの終端付近が重なることになる。したがって、 $0\nu\beta\beta$  信号を識別するためには、エネルギー分解能の向上が極めて重要である。

### $^{10}\text{C}$ の崩壊事象

KamLAND 検出器では、約 0.3 Hz の頻度で宇宙線ミュオンが観測されている。このミュオンが液体シンチレータ中の  $^{12}\text{C}$  と衝突し、原子核破碎反応 (スパレーション) を起こすことで  $^{10}\text{C}$  が生成される。生成された  $^{10}\text{C}$  は半減期 19.3 秒、 $Q$  値 3.6 MeV で  $\beta^+$  崩壊し、これが  $0\nu\beta\beta$  崩壊探索領域 (ROI) のバックグラウンドとなる。

多くの  $^{10}\text{C}$  生成反応は中性子の放出を伴うため、以下の三重同時計測 (Triple Coincidence) を用いることで識別・除去が可能である。

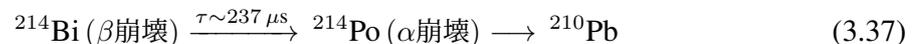
1. 親事象：宇宙線ミュオンの飛来
2. 中間事象：LS 中での中性子捕獲 (数百  $\mu\text{s}$  以内)
3. 子事象： $^{10}\text{C}$  の  $\beta^+$  崩壊 (数秒～数十秒後)

この遅延同時計測手法により、 $^{10}\text{C}$  バックグラウンドを効果的に低減している。

### $^{214}\text{Bi}$ の崩壊事象

液体シンチレータ中やミニバルーンの素材には、 $^{238}\text{U}$  系列の放射性不純物が微量に含まれており、崩壊連鎖によって  $^{214}\text{Bi}$  が生じる。 $^{214}\text{Bi}$  は  $Q$  値 3.27 MeV で  $\beta$  崩壊を起こすが、このエネルギー領域は  $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  崩壊の ROI と重なるため、感度低下の主要因となる。

通常、 $^{214}\text{Bi}$  は以下の崩壊連鎖を利用した遅延同時計測により識別可能である。



しかし、ミニバルーン表面付近でこの崩壊が起きた場合、後続の  $^{214}\text{Po}$  からの  $\alpha$  線がミニバルーンフィルム内で吸収されてしまい、シンチレーション光を発しないことがある。この場合、同時

計測による識別ができず、単発の背景事象として残ってしまう。

この問題を解決するため、将来計画である KamLAND2-Zen 実験では、IB の素材自体を発光性フィルムに変更する計画が進められている。これにより、フィルム内でエネルギーを失う  $\alpha$  線も検知可能となり、より高効率な背景事象除去が期待される。

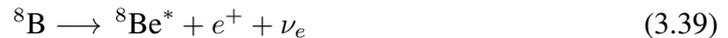
### $^{212}\text{Bi}$ と $^{212}\text{Po}$ のパイルアップ事象

$^{238}\text{U}$  系列に加え、 $^{232}\text{Th}$  系列の核種もバックグラウンドとなる。 $^{232}\text{Th}$  系列中の  $^{212}\text{Bi}$  は  $Q$  値 2.35 MeV で  $\beta$  崩壊し、続いて生成される  $^{212}\text{Po}$  が非常に短い半減期 ( $0.3\ \mu\text{s}$ ) で  $\alpha$  崩壊 (エネルギー 8.8 MeV) を起こす。KamLAND のデータ収集ウィンドウに対し  $^{212}\text{Po}$  の寿命が短いため、これら 2 つの崩壊 ( $\beta$  と  $\alpha$ ) は分離されず、1 つの事象としてパイルアップ (重畳) して観測される。

液体シンチレータ中では  $\alpha$  線の発光量はクエンチング効果により抑制され、8.8 MeV の  $\alpha$  線は約 0.73 MeV の電子等価エネルギー (visible energy) として観測される。したがって、 $^{212}\text{Bi}$  の  $\beta$  線エネルギー (最大 2.35 MeV) とクエンチングされた  $\alpha$  線のエネルギー (0.73 MeV) の和は、 $0\nu\beta\beta$  崩壊の ROI である 2.35–2.70 MeV の領域に重なり、重大なバックグラウンドとなる [15]。

### $^8\text{B}$ 太陽ニュートリノ + $^{136}\text{Cs}$ (solar $\nu$ )

KamLAND には、宇宙空間や地球内部、原子炉など様々な起源を持つニュートリノが飛来しているが、 $0\nu\beta\beta$  探索においては太陽ニュートリノが背景事象となりうる。特に問題となるのは、 $Q$  値の高い  $^8\text{B}$  太陽ニュートリノである。これは太陽中心部で以下の過程により生成される。



このニュートリノによる背景事象には以下の 2 つのプロセスがある。

■電子散乱事象  $^8\text{B}$  太陽ニュートリノが液体シンチレータ中の電子と弾性散乱を起こす事象である。標準太陽模型にニュートリノ振動の効果を加味した計算によると、その発生率は 4.87 event/day/kton と見積もられている。

■荷電カレント反応による  $^{136}\text{Cs}$  生成 太陽ニュートリノが  $^{136}\text{Xe}$  原子核と荷電カレント反応を起こし、 $^{136}\text{Cs}$  を生成する場合がある。



生成された  $^{136}\text{Cs}$  は  $\beta$  崩壊して  $^{136}\text{Ba}$  に戻るが、この  $\beta$  崩壊も背景事象となる。



Xe-LS 中におけるこのイベントレートは、反応断面積に基づき 0.8 event/day/kton と見積もられている。

## 3.5 KamLAND2-Zen

KamLAND をアップデートした KamLAND2 実験が 2027 年度中、KamLAND-Zen をアップデートした KamLAND2-Zen 実験が 2028 年度中に開始予定である。KamLAND-Zen 実験では世界最高感度で  $0\nu\beta\beta$  の探索を行っていたが、以上に記述した背景事象によりその発見には至らなかった。そこで機械学習の導入やソフトウェアのアップデートの他に、以下のような改良を加えた KamLAND2-Zen 実験が予定され、 $0\nu\beta\beta$  崩壊の発見をめざす。これらの取り組みにより集光量は約 4.2 倍を達成予定である。

■<sup>136</sup>Xe および PPO 濃度の増量による発光量の向上 KamLAND-Zen 800 フェーズでは約 745 kg の濃縮キセノン (<sup>136</sup>Xe) が使用されているが、次期計画ではこれを約 1,000 kg まで増量することが予定されている。これに伴い、キセノンを保持する Xe-LS の体積が増加するため、ミニバルーンの直径を現在の 3.8 m から約 4 m へと拡大する設計が進められている。

一般に、キセノン液体シンチレータに溶解させると、発光量が最大で 20% 程度低下するクエンチング現象が起こることが知られている。しかし先行研究 [16] により、発光中心である PPO の濃度を現在の 2.7 g/L から 4.0 g/L~4.5 g/L 程度まで引き上げることで、このクエンチングの影響を相殺し、発光量を改善できることが確認されている。

■新型データ収集システム 宇宙線ミュオンによる不安定核の崩壊現象については核破砕による中性子を検出することによってタグする手法が用いられる。KamLAND2 ではトリガーシステムの刷新によって中性子検出効率を改善することにより、宇宙線ミュオンによる核破砕後の中性子タグ効率の向上が見込まれている。そのほか、将来的なソフトウェアによるイベント検出機能 (ソフトウェアトリガー) 実装による背景事象の減少が期待されている。 [17]

■PMT 用集光ミラー KamLAND-Zen に実験おける PMT の被覆率は約 34 % であり、KamLAND2 では、PMT にウィンストンコーン型集光ミラーを取り付けることで被覆率の上昇を図っている (図 3.11)。シンチレーション集光量が KamLAND-Zen の 2 倍程度を達成することが見込まれている。

■高量子効率 PMT 現状 KamLAND で用いられている 17-inch PMT の粒子効率は最大で約 20% である。これに対して、KamLAND2-Zen で導入され 20-inch 高量子効率 PMT (High Quantum Efficiency PMT : HQE-PMT) は最大で約 30% の量子効率を持つ。改修計画で用いられる PMT の性能を表 3.6 に、17-inch PMT と比較した量子効率を図に示す。

■発光性ミニバルーン PEN と波長変換剤 Bis-MSB 導入 KamLAND-Zen 実験のバックグラウンドとして <sup>214</sup>Bi の  $\beta$  崩壊 (Q 値 : 3.27 MeV) がある。この現象は、崩壊後の <sup>214</sup>Po が放出する  $\alpha$  線との遅延同時計測により識別が可能であるが、KamLAND-Zen 実験でのナイロン製ミニバルーンフィルム内では  $\alpha$  線のエネルギーが吸収された場合、遅延同時計測が不可能になっている。そこで発光性を有するフィルムを用いたミニバルーンを使用することで、図 3.13 のようにフィル

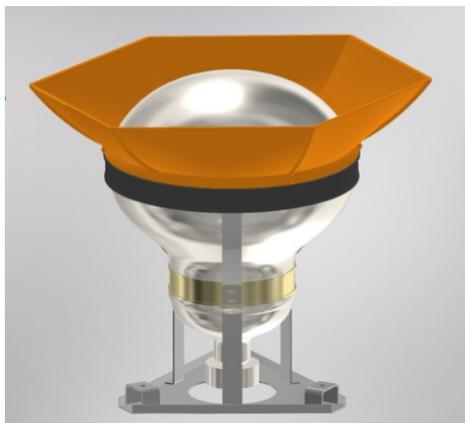


図 3.11: PMT に取り付けられた集光ミラーの外観図。 [18]

製品番号	R12860-03LXA
ダイノードの種類	Box&Line
全体直径	20 inch
光電面直径	20 inch
TTS(半値全幅)	2.4 ns
PV 比	3

表 3.6: 高量子効率 PMT の性能 [19]

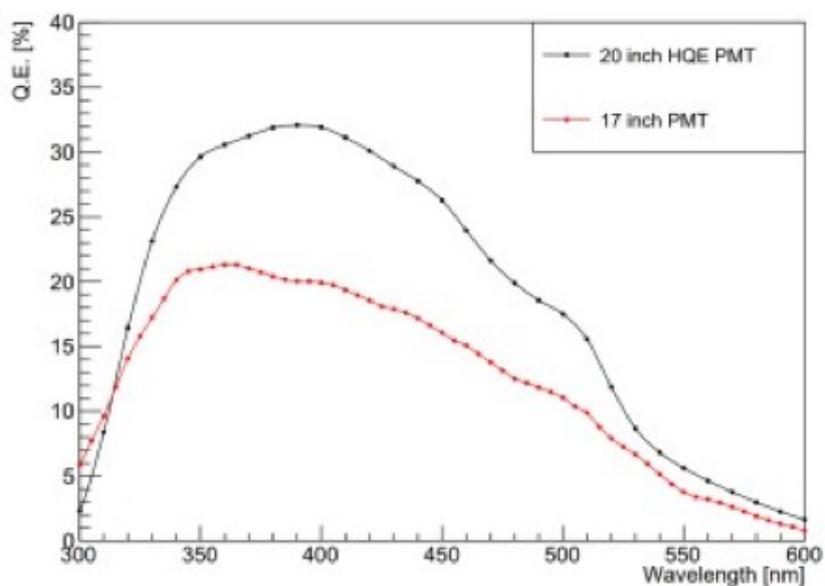


図 3.12: 17-inch, 高量子効率 PMT の量子効率 [19]

ム内でエネルギーを落とした  $\alpha$  線も検出することができ、 $^{214}\text{Bi}$  の識別能力を向上させることが計画されている。この発光性フィルムの素材候補としてポリエチレンナフタレート (Polyethylene Naphthalate: PEN) が考えられている。PEN フィルムを用いることで  $^{214}\text{Bi}$  由来のバックグラウンドは 99.7% 低減できると見込まれている。

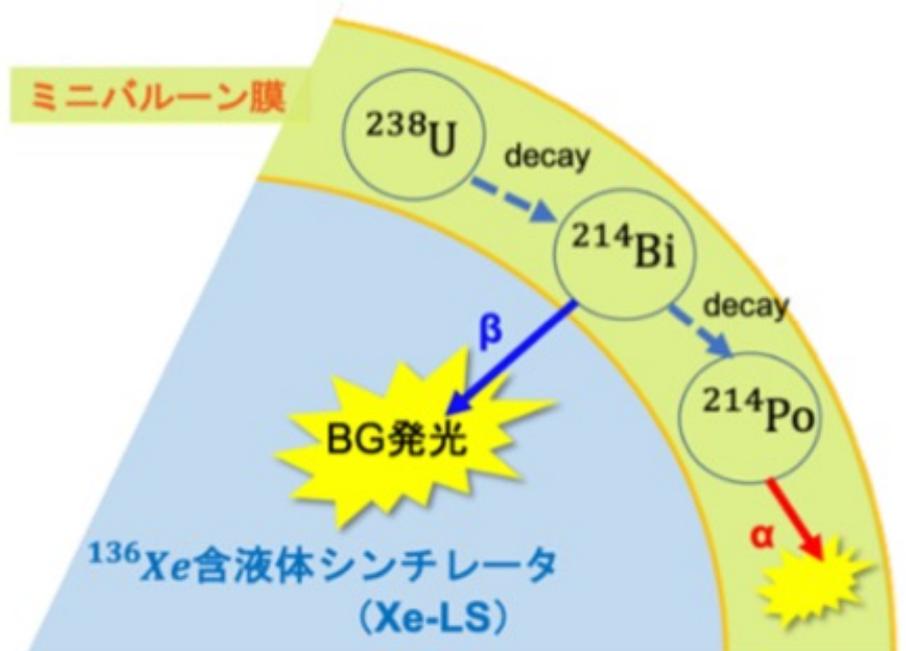


図 3.13: ミニバルーンにおける  $^{214}\text{Bi}$  を除去するイメージ図 [20]

一方で、PEN フィルムを導入した場合、液体シンチレータの発光溶質である PPO の発光波長 (350~370 nm にピーク) では PEN フィルムを透過せず、バルーン内部の発光はバルーンの外側へ届くことができなくなる (図 3.14)。そのため、より長波長側への波長変換をする必要があり第二発光溶質として波長変換剤である Bis-MSB の導入が計画されている。また、PEN フィルムを導入しない場合であってもミニバルーン内の液体シンチレータのみに Bis-MSB を導入することで検出光量が 1.37 倍に増加することが期待されている。

■大型バルーンの再製作 上記の集光量増加の取り組みに加え、KamLAND2 ではバルーンとそれを支える紐の再製作を行うことでバックグラウンドの低減を目指す。

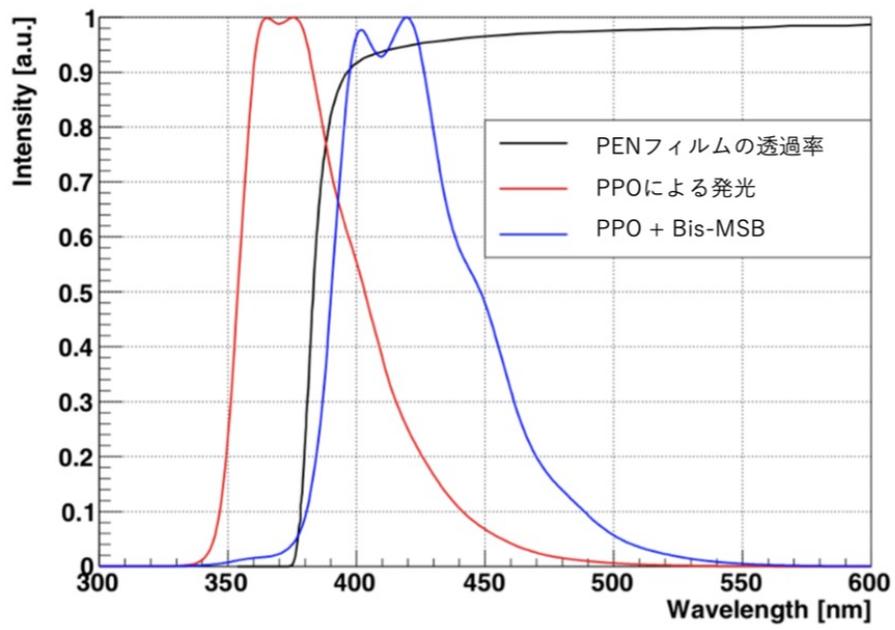


図 3.14: PEN の透過率、Bis-MSB の有無による LS の蛍光スペクトルの違い [21]

## 第4章

# KamLAND1 バルーン

本章では KamLAND2 実験でのバルーン製作をめざした研究に向けて、KamLAND1 バルーンの構造や製作方法、要求値を述べる。KamLAND2 バルーンも同じ構造や製作方法である。そして KamLAND1 での問題を明らかにして上で、新たに KamLAND2 でめざす開発項目について述べる。

### 4.1 構成要素

バルーン構成要素には大きく分けてフィルムと紐があり、フィルムはナイロンと EVOH を接着剤を用いてラミネートした構造になっている。

#### 4.1.1 フィルム

バルーンフィルムの構造を図 4.1 に示す。ナイロンフィルム 3 枚を EVOH フィルムで挟み、ドライラミネートした積層フィルムである。各フィルム間にはラミネート用接着剤を一定量塗布して製作している。

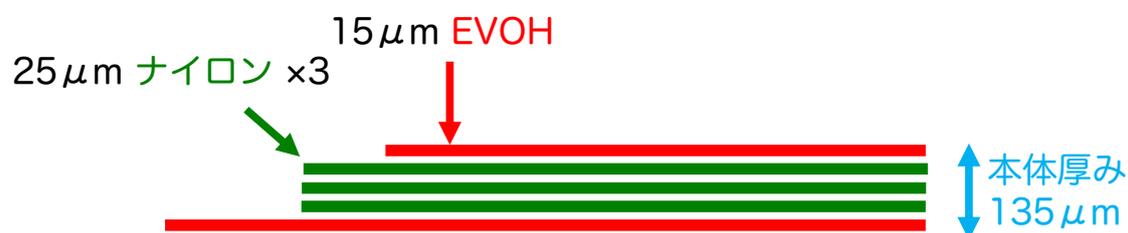


図 4.1: KamLAND1 バルーンフィルムの構造

#### ナイロン

用いられているナイロンは 2 軸延伸のナイロン 6 であり、ユニチカ株式会社製のエンブレム ON (Oriented Nylon, 延伸ナイロン) と呼ばれ厚みは 25  $\mu\text{m}$  である。ナイロンは強度が高いため

バルーンの強度を保つ目的で使用されている。また液体シンチレータ中に入れた際の透明度が高いため、液体シンチレータ内部のシンチレーション光をよく透過する。

### EVOH

EVOH とはエチレン-ビニルアルコール共重合体樹脂のことであり、図 4.2 のような繰り返し構造をもつ [22]。2 軸延伸であり、株式会社クラレ製の EF-XL と呼ばれ、厚みは 15  $\mu\text{m}$  である。エチレン成分の優れた溶融成形加工性と、ポリビニルアルコールの高いガスバリア性や耐油性、透明性を有するのが特徴である。また高い誘電損失をもつため、高周波溶着技術を用いたゴア同士の接合が可能である。また OH 基が水素結合をするため水と結びつきやすく、吸湿性も持ち合わせている。

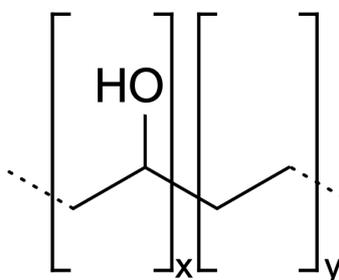


図 4.2: EVOH の構造

### ラミネート用接着剤

東洋モートン株式会社製のアドコートと呼ばれるラミネート用接着剤は二液硬化型接着剤で、主剤のポリエステル系樹脂である AD-76P1 に硬化剤のポリイソシアネートである CAT-10 を 10:1 で混合して塗布する。主剤には高い耐熱性と耐薬性がある。アドコートの様子と性質について図 4.3、表 4.1 に示す。

表 4.1: アドコートの性質

	主剤	硬化剤
品名	AD-76P1	CAT-10
組成	ポリエステル系樹脂	ポリイソシアネート
外観	赤黄色透明	淡黄色透明
不揮発分	51 $\pm$ 2%	52.5 $\pm$ 2%
粘度 (25 $^{\circ}$ C)	約 2000 mPa $\cdot$ s	約 20 mPa $\cdot$ s
配合比 (重量)	15 部 (100)	1.5 部 (10)

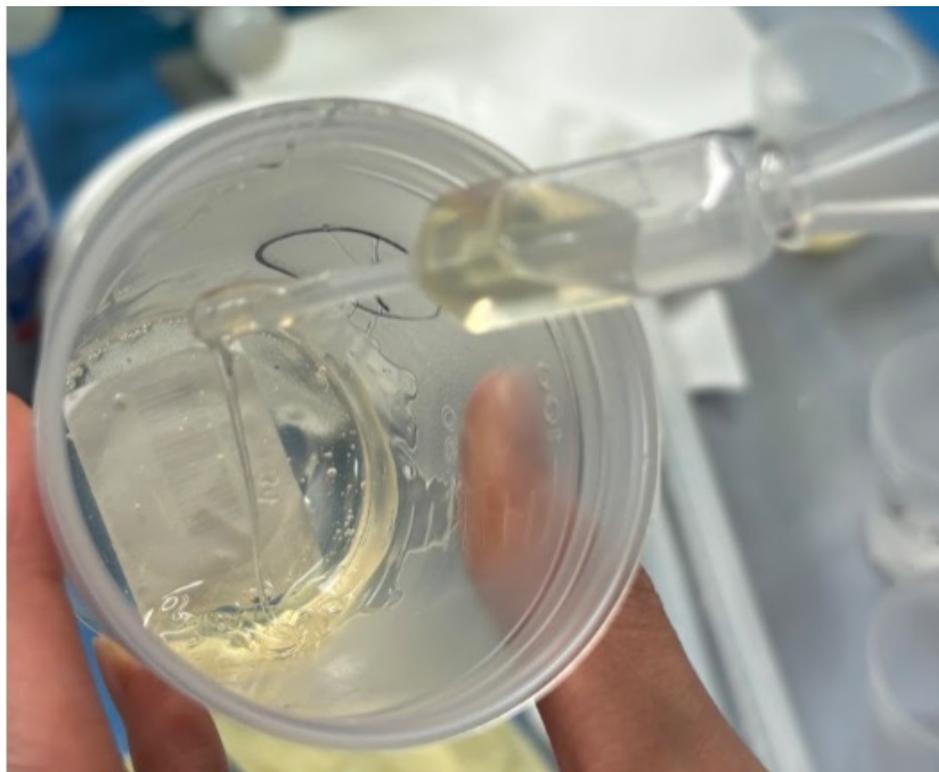


図 4.3: 二液混合した後のアドコート。主剤は赤黄色透明、硬化剤は淡黄色透明であり、混ぜると少し黄ばんだような色になる。

### 4.1.2 紐

KamLAND1 ではケブラー 29 と呼ばれる素材を用いた。原糸、組紐、ネット構造というように製作する。組紐一本あたりに加わる荷重は約 300 kg である。

## 4.2 製作手順と方法

### 製作手順

バルーン製作は以下の手順で行う。

- (1) ゴアの縦方向の 43 箇所溶着  
ゴアを 1+1, 2+2, 4+2... というように順次大きくしていく。
- (2) 44 番目の縦方向の溶着を下から 1m のところまで行う
- (3) 44 番目の縦方向の溶着を上まで行う (丸合わせ)
- (4) 首部、チムニー (バルーン支持装置) の溶着
- (5) 底部フランジ (液の入口) の取り付け

テストで岩手県の工場で作った 2 枚組のゴアの写真を図 4.4 に示す。この 2 枚組を作って順次

繋ぎ合わせて球形を形作る。



図 4.4

#### 4.2.1 製作方法

##### 溶着

フィルム材料の溶着方法には、一般的に熱板を用いたヒートシールや、瞬間的な熱パルスを与えるインパルス溶着、摩擦熱を利用する超音波溶着、そして高周波誘電加熱を用いる高周波溶着などが挙げられる。

本製作において高周波溶着を採用した主な理由は、溶着部の品質管理における信頼性の担保にある。製作物は大型であり、溶着箇所総延長が非常に長くなるため、微細なピンホールや溶着不良による漏れを確実に防ぐ必要がある。高周波溶着は、多層フィルムの内部に挟まれた EVOH 層を選択的に発熱・溶融させることが可能である。これにより、表面の樹脂を過度に熱変性させることなく、溶着線が透明に仕上がるという特長を持つ。溶着線が透明であることは、溶着状態（樹脂の溶け具合や気泡の混入など）を目視で容易に確認できることを意味しており、多量な溶着箇所に対して高い気密性を担保する上で、この視認性は重要な判断基準となる。

### 高周波溶着

ゴア同士の溶着には高周波溶着という技術を用いる。溶着機の概略図・原理を図 4.5 に示す。高周波溶着の原理は、高周波電場中における高分子材料の誘電損失を利用したものである。EVOH は図 4.2 の繰り返し構造で OH 基を持ち、これらが双極子として機能する。高周波電場を印加すると、これらの双極子が電場の極性反転に追随して双極子回転を起こし、分子間摩擦によって材料内部で均一に発熱が生じる（誘電加熱）。この内部発熱により、フィルム界面の樹脂が融点に達して溶融・一体化することで、気密性の高い溶着が可能となる。

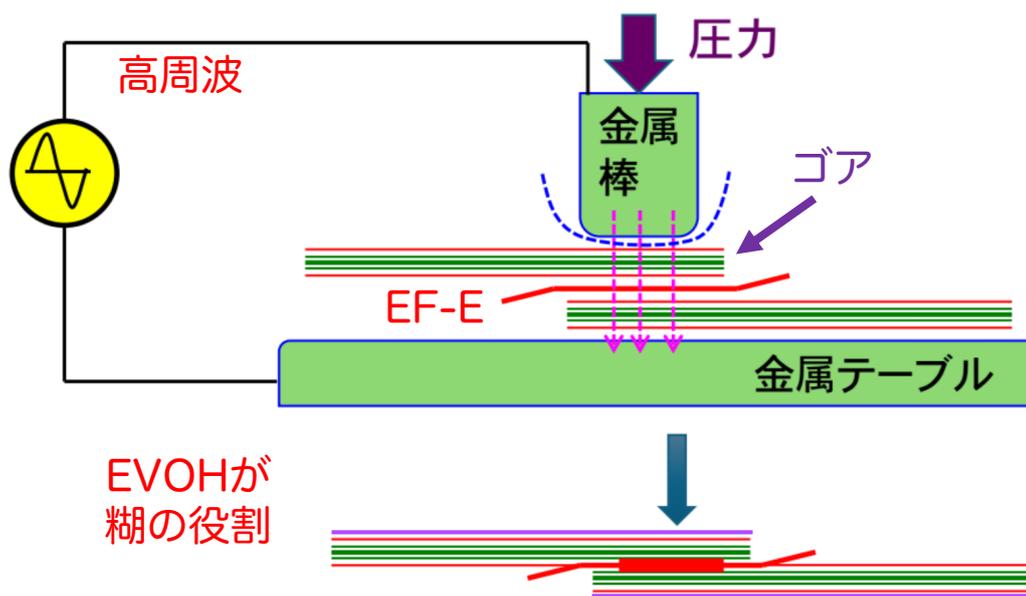


図 4.5: 溶着機の仕組み。左図が高周波溶着機で、赤丸で示した金属棒の下にゴア 2 枚を設置し溶着を行う。

## 4.3 KamLAND1 バルーンの問題点と本研究の目的

### 4.3.1 KamLAND1 バルーンの成功点

バルーンフィルムは KamLAND 実験のために開発されたナイロンと EVOH を用いた独自の多層膜フィルムであり、EVOH の低いガス透過率を利用して、放射性的希ガスである  $^{222}\text{Rn}$  がバ

ルーン内侵入する事象を減らすとともに、高い誘電損失を利用して高周波溶着を可能にした。

また 4.3.2 章で述べるように、KamLAND1 を運用していた 24 年間において、液体シンチレータからバッファオイルへの漏れは許容量以下であった。

これらの素材・設計の成功点から、KamLAND2 ではバルーン素材・構造等の設計思想を受け継いでバルーン製作を行うこととする。

### 4.3.2 漏れの評価

以上で述べた液体シンチレータからバッファオイルへの漏れ量に対して以下の評価を行い、許容量以下の漏れであることを確認した。

バルーンに損傷が生じた場合、内部の液体シンチレータと外部のバッファオイルとの密度差により、液体シンチレータ成分のバッファオイル領域への漏出が引き起こされる。液体シンチレータに含まれる PC や PPO がバッファオイルに混入すると、本来非発光であるべきバッファオイル領域がシンチレーション光を発することになる。一方バッファオイルは外部放射線に対するシールドとしての役割を持つが、透明な液体媒体である以上、荷電粒子が通過する際にチェレンコフ光 (約  $10^2$  photons/MeV) を発生する。チェレンコフ光はバッファオイル領域における背景事象の最小のノイズ床となっており、液体シンチレータの漏れに伴うシンチレーション光がチェレンコフ光以下に抑えられていれば、既存の背景事象に埋もれ感度低下を起こすことはない。

以上の理由から、バッファオイル中のシンチレーション光量をチェレンコフ光以下に抑制することは、検出器の観測感度および信号選別能力を維持するための物理的な許容基準となる。

#### KamLAND1 開始時の漏れ

2001 年の KamLAND1 実験始動時の平均リーク流量は  $0.7 \text{ m}^3/\text{yr}$  であることがわかっており、これによる発光はチェレンコフ光より十分小さいと考えられるので問題ない。

#### KamLAND1 終了時の漏れ

KamLAND1 検出器解体に伴い液体シンチレータ・バッファオイルの液抜きを行うが、その際に異なる三箇所の水位から液体シンチレータ・バッファオイルのサンプリングを行った。それぞれをサンプリングした日付、その時の液体シンチレータの排出量、それが該当する元の KamLAND 検出器内での水位を図 4.6 に示す。

それぞれのサンプルに対してガスクロマトグラフィー (GC) を用いて、サンプルに含まれる分子の分析を行った。ここで GC とは、化合物が混合された試料を各化合物ごとに分離、定量することができる装置である。液体試料を GC に導入すると、試料が加熱・気化され、キャリアガスと呼ばれる移動相によって分析対象成分がカラム (各化合物に分離する箇所) へ運ばれる。この時、カラムの中で混ざり合っていた化合物が各成分に分離され、検出器で各化合物の量を測定することができる [23]。出力された電気信号を縦軸に、経過時間を横軸に描いたピーク列をクロマトグラムと呼ぶ。GC の外観とクロマトグラムを図 4.7 に示す。経過時間ごとに特定の大きさの分子が検出されるため、特定の経過時間でのピークを見ることで存在する成分が特定できる。ま

	Date	LS total drain volume	Liquid level
Sample1	2024/10/7	11000L	7.208m
Sample2	2024/10/17	55000L	5.274m
Sample3	2024/11/14	521000L	0.611m

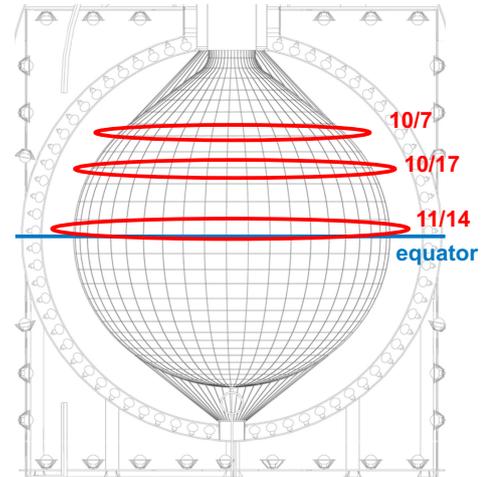
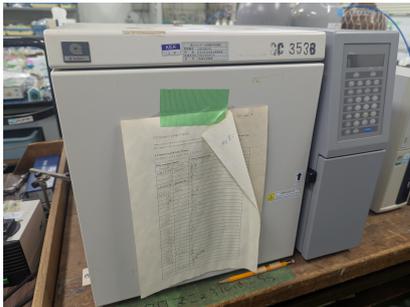
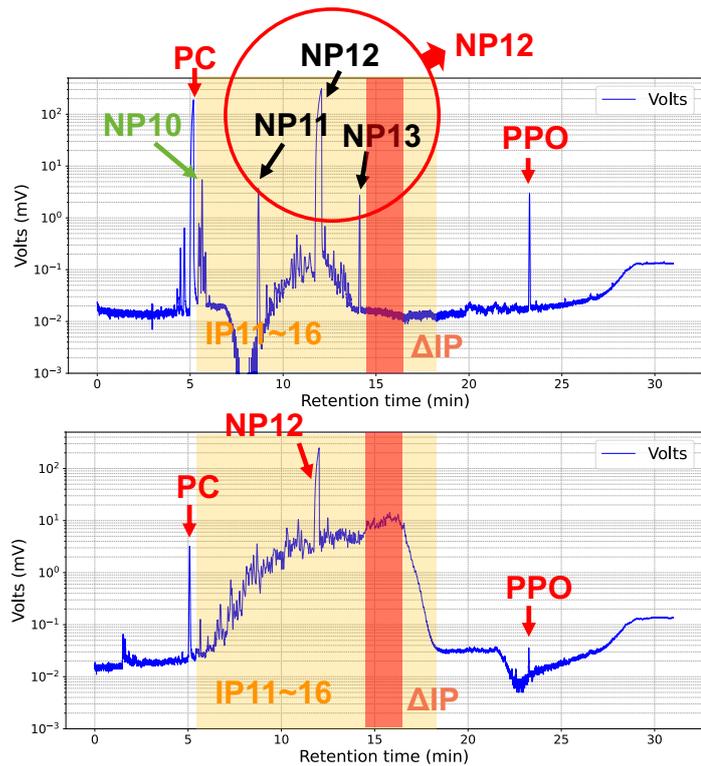


図 4.6: サンプルした日付と検出器内での水位

たピーク面積は存在する分子量に比例するため、ピークからベースラインをさっ引いた面積で存在量を議論する。



(a) ガスクロマトグラフィーの外観



(b) 液体シンチレータとバッファオイルのクロマトグラム

図 4.7: GC の外観とクロマトグラム

図 4.7b は実際に KamLAND1 からサンプルした液体シンチレータ、バッファオイルのクロマトグラムである。液体シンチレータの組成は  $PC : NP12 = 2 : 8 + PPO$ 、バッファオイル

の組成はおよそ  $NP12 : IP = 5 : 5$  である。上図が液体シンチレータで、元々の組成である PC, NP12, PPO のピークが見える。購入した NP12 には NP11~NP13 が 99.85% と IP が 0.15% 含まれるため、図のように NP11, NP13 のピークも見られる。下図がバッファオイルで、元々の組成の NP12 の鋭いピークと、IP11-16 の広がり（黄色の範囲）が見える。また漏れた液体シンチレータ由来の PC, PPO のピークも見られる。

■LS 中の BO まず、液体シンチレータ中のバッファオイル量の見積もりを行った。以下にクロマトグラムのピーク面積によるバッファオイル量算出の手順を示す。

1. 液体シンチレータ (LS) 中の バッファオイル (BO) の量を知るには、LS 中の N12 と IP を測定して 8/5 を掛ければ良い。BO, LS などをピーク面積とすると

$$\left(\frac{BO}{LS}\right)_{LS} = \left(\frac{IP/0.5}{N12/0.8}\right)_{LS} = \frac{8}{5} \left(\frac{IP}{N12}\right)_{LS}$$

2. BO のみに含まれる成分は IP であり、NP などの成分に邪魔されない純粋な IP 成分は  $t=14.5\sim 16.5\text{min}$  に見られる（図中の赤い範囲）。この領域の IP の量を  $\Delta IP$  とすると

$$\left(\frac{BO}{LS}\right)_{LS} = \frac{8}{5} \left(\frac{IP}{N12}\right)_{LS} = \frac{8}{5} \left(\frac{IP}{\Delta IP}\right)_{LS} \left(\frac{\Delta IP}{N12}\right)_{LS}$$

3.  $\Delta IP$  と IP の比は LS と BO で同じなので、

$$\left(\frac{IP}{\Delta IP}\right)_{LS} = \left(\frac{IP}{\Delta IP}\right)_{BO} = \left(\frac{N12}{\Delta IP}\right)_{BO}$$

4. したがって

$$\left(\frac{BO}{LS}\right)_{LS} = \frac{8}{5} \left(\frac{IP}{\Delta IP}\right)_{LS} \left(\frac{\Delta IP}{N12}\right)_{LS} = \frac{8}{5} \left(\frac{N12}{\Delta IP}\right)_{BO} \left(\frac{\Delta IP}{N12}\right)_{LS}$$

の Double Ratio を取れば良い。

この計算式にピーク面積を当てはめる。液体シンチレータ中の  $\Delta IP$  のクロマトグラムを図 4.8、それぞれのピーク面積と計算結果を表 4.2 に示す。図 4.8 ではそれぞれのサンプル中での  $\Delta IP$  を赤い領域で示している。計算結果から最大量である Sample1 の  $11.1\text{m}^3$  を液体シンチレータ中に漏れたバッファオイルの量の上限值と見積もる。

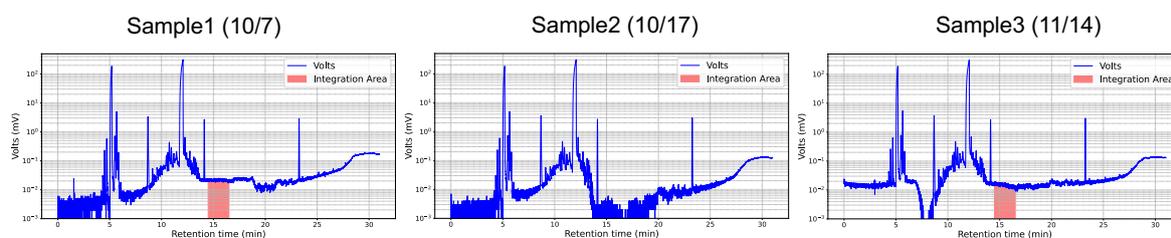


図 4.8: 液体シンチレータ中の  $\Delta IP$

実際にはバッファオイルは発光しないため液体シンチレータ中に混入しても問題にはならない。次はバッファオイル中に混入した液体シンチレータの量を計算する。

Sample	BO N12 (Area)	BO $\Delta$ IP	LS N12	LS $\Delta$ IP	$\left(\frac{BO}{LS}\right)_{LS}$	BO volume ( $m^3$ )
Sample1	1682203	249100	2882045	2552	0.00957	11.1 $m^3$
Sample2	1746434	253280	2931810	143	0.000538	0.6 $m^3$
Sample3	1954242	272815	3011962	1763	0.0067	7.8 $m^3$

表 4.2: 液体シンチレータ中のバッファオイル体積の計算結果

■BO 中の LS 以下の計算によって、バッファオイル (BO) 中の液体シンチレータ (LS) の量をピーク面積から見積もる。この計算からバッファオイル中の NP12 と PC の面積を測定すれば良いことがわかる。

$$\left(\frac{LS}{BO}\right)_{BO} = \left(\frac{PC/0.2}{N12/0.5}\right)_{BO} = \frac{5}{2} \left(\frac{PC}{N12}\right)_{BO}$$

計算の結果を表 4.3 に示す。Sample1 に対して 4 回測定を行い、その標準偏差を Sample2,3 に適用した。

Sample	PC	NP12	$\left(\frac{PC}{N12}\right)_{MO}$	$\left(\frac{LS}{MO}\right)_{MO}$	LS volume ( $m^3$ )
Sample1_1 (10/7)	7382	1647035	$4.482 \times 10^{-3}$	0.0112	19.9
Sample1_2	7268	1666333	$4.362 \times 10^{-3}$	0.0109	19.4
Sample1_3	6641	1477274	$4.495 \times 10^{-3}$	0.0112	19.9
Sample1_4	7283	1622869	$4.488 \times 10^{-3}$	0.0112	19.9
Sample1 error				$0.0111 \pm 0.0001$	$19.8 \pm 0.18$
Sample2 (10/17)	7546	1746434	$4.321 \times 10^{-3}$	$0.0108 \pm 0.0001$	$19.2 \pm 0.23$
Sample3 (11/14)	7450	1954242	$3.812 \times 10^{-3}$	$0.0095 \pm 0.0001$	$16.9 \pm 0.20$

表 4.3: バッファオイル中の液体シンチレータ体積の計算結果

ここで得た体積から平均リーク流量を計算すると表 4.4 のようになる。2001 年の KamLAND1 実験開始時の測定がどのように行われたか記録が残っておらず、誤差についても議論はできない。今回の 2024 年の KamLAND1 実験終了時の測定結果から、平均リーク流量は約  $0.71 \sim 0.85 m^3/yr$  であり、2001 年の結果から大きく増加していないことがわかる。これは運用期間中にバルーンの破れなどが生じて大きく漏れ量が増えていないという結果を表す。

	2001/6/13	2001/7/11	2024/10/7	2024/10/17	2024/11/14
平均リーク流量	0.58	0.66	0.84 $\times(1 \pm 0.016)$	0.82 $\times(1 \pm 0.016)$	0.72 $\times(1 \pm 0.016)$

\*単位：m<sup>3</sup>/yr

表 4.4: 平均リーク流量の比較

### バッファオイル中の発光量

平均リーク流量の議論から大きく漏れが増えていないことがわかったが、この漏れ量が許容されるかをバッファオイル中の発光量を推定することで評価する。

累積漏洩量を最大見積もりの  $V_{\text{leak}} = 20 \text{ m}^3$ 、バッファオイル (BO) 全量を  $V_{\text{バッファ}} = 1800 \text{ m}^3$  とすると、希釈率  $f$  は次のように計算される。

$$f = \frac{V_{\text{leak}}}{V_{\text{バッファオイル}}} = \frac{20 \text{ m}^3}{1800 \text{ m}^3} \approx 0.0111 \quad (1.11\%) \quad (4.1)$$

この希釈率に基づき、バッファオイル中に混入した PC および PPO の濃度を推定する。液体シンチレータの組成は PC 20%、PPO 1.36 g/L であるため、混入後の各成分濃度  $C_{\text{PC,BO}}$  および  $C_{\text{PPO,BO}}$  は以下の通りとなる。

$$C_{\text{PC,BO}} = 20\% \times f = 0.222\% \quad (4.2)$$

$$C_{\text{PPO,BO}} = 1.36 \text{ g/L} \times f \approx 0.0151 \text{ g/L} \quad (\approx 15 \text{ ppm}) \quad (4.3)$$

次に、バッファオイル領域におけるエネルギーあたりの発光量  $Y_{\text{BO}}$  を見積もる。標準的な LS の発光量を  $Y_{\text{std}} \approx 10,000 \text{ photons/MeV}$  とし、発光量が PC 濃度に比例し、エネルギー転移効率  $\varepsilon$  に依存すると仮定すると、次式で表される。

$$Y_{\text{BO}} \approx Y_{\text{std}} \times \frac{[\text{PC}]_{\text{BO}}}{[\text{PC}]_{\text{LS}}} \times \frac{\varepsilon_{\text{BO}}}{\varepsilon_{\text{LS}}} \quad (4.4)$$

ここで、エネルギー転移効率の低下を無視し、単純な濃度比例による最大値を見積もると、その発光量は以下のようになる。

$$10,000 \text{ ph/MeV} \times \frac{0.222\%}{20\%} = 111 \text{ photons/MeV} \quad (4.5)$$

実際には、PPO 濃度が標準状態と比較して極めて低濃度 (15 mg/L 程度) であるため、溶媒である PC から発光剤である PPO へのエネルギー転移効率  $\varepsilon$  は大幅に低下する。PC が励起されてから PPO にエネルギーを渡す前に失活 (クエンチング) する寄与が増大するため、実際の発光量は数 photons/MeV 以下に留まると推定される。これは、チェレンコフ光の発光強度

( $\sim 10^2$  photons/MeV) に対して 1% 程度の寄与に過ぎない。したがって、バルーンから漏洩した液体シンチレータ成分によるバッファオイル領域の活性化は、完全に無視できるレベルであり、観測感度への影響は否定できる。

KamLAND2 では、KamLAND1 と同様にそれ以下の漏れ量を要求するため、平均リーク流量  $\sim 0.8 \text{ m}^3/\text{yr}$  を要求する。

### 4.3.3 KamLAND1 バルーンの問題点

以上に KamLAND1 での成功点を述べたが、一方で KamLAND1 のバルーン製作で生じた問題点を以下に述べる。KamLAND では  ${}^7\text{Be}$  太陽ニュートリノの信号を観測することが目標の一つである。KamLAND1 は既に  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノフラックスの測定結果を報告しているが、その精度は背景事象に制限されている [1]。 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノは電子散乱により約 0.86 MeV のエネルギーを持つ反跳電子を生成するが、このエネルギー領域には  ${}^{222}\text{Rn}$  崩壊系列の娘核種である  ${}^{210}\text{Bi}$  の  $\beta$  崩壊が存在する。 ${}^{210}\text{Bi}$  の発生源は液体シンチレータやバルーン素材の他、バルーンを検出器内に導入する時に付着した  ${}^{222}\text{Rn}$  が原因だと考えられている。導入時はバルーンを検出器内で吊した後に空気を入れて展張するが、その際に坑内の高濃度ラドンを含有する空気を用いたことで、バルーン内壁に吸着したラドン子核種が液体シンチレータの対流によって検出器全体へと拡散したと推測されている [24](図 4.9)。またケブラー紐に含まれる  ${}^{40}\text{K}$  も  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノ観測における無視できない背景事象となっている。

### 4.3.4 本研究の目的

これらの課題を解決するため、次世代計画である KamLAND2 では、以下の三点による低背景事象化を計画している。

1. ラドンレスエアーを用いたバルーンの展張
2. 製作工程における保護フィルムの導入
3. ケブラー紐の低放射能化

ラドンレスエアーの開発については別途進められており、本研究では主として、これら対策のうち「保護フィルムの導入」および「ケブラー紐の低放射能化」に焦点を当て、その開発と評価結果について報告する。

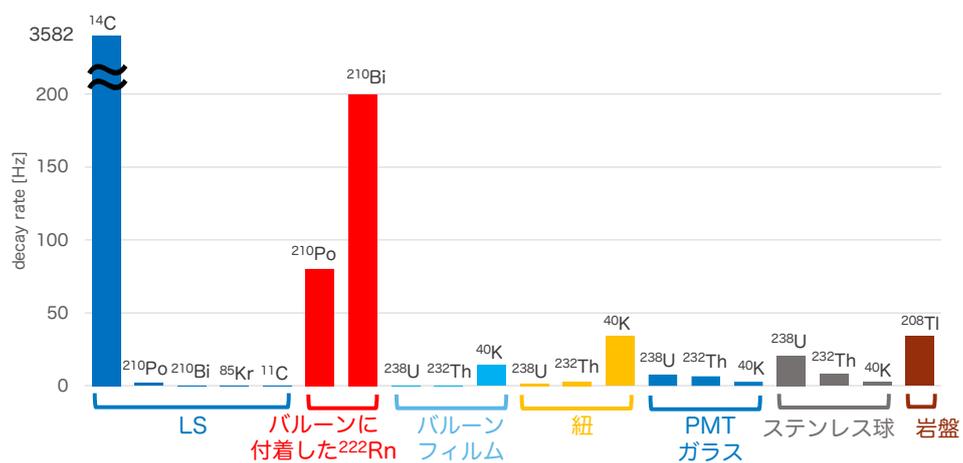


図 4.9: KamLAND1 でシミュレーションにより推定された放射的事象の発生率。バルーンに付着した  $^{222}\text{Rn}$  と紐由来の  $^{40}\text{K}$  が多いことを確認できる。

## 第5章

# フィルム

まずはバルーン構成要素の一つであるフィルムについて、試験方法を説明した後に KamLAND2 から新たに導入するカバーフィルムについて記述する。次にバルーン製作環境の湿度条件の評価を行い、最後に実際のバルーン製作に向けて溶着の様々な条件決定を行った。

### 5.1 試験方法

#### 5.1.1 フィルムの性能評価方法

一般に工業用フィルムの性能評価方法には、耐久性、バリア性、光学性などがある。

- 機械的特性（引張試験）：フィルムの強度を評価。引張強度、伸び（破断伸度）、ヤング率（弾性率）を JIS 規格に基づいて測定する。
- 光学特性（透明性・ヘイズ）：光線透過率やヘイズ値（曇り度）を測定し、透明度や濁り具合を評価する。
- バリア性能（バリア性）：酸素や水蒸気などをどれだけ通さないか、密封性を評価する。
- 表面特性（ぬれ張力）：フィルム表面の印刷やコーティングのしやすさを、ぬれ張力 (mN/m) で測定する。
- 熱的特性・接着性：ヒートシール強度（袋の密封強度）や、熱による伸縮・変形特性を評価する。

本研究の対象であるバルーンは、一度作成したらほぼ一定温度一定荷重の恒常的な環境に置かれるので、一般的にフィルムを使用する際に懸念される環境変化による性能変化の影響はほとんどなく、製作時の機械的性能の評価方法の確立が重要である。そこで今回は以上に挙げた項目の1つ目に重きを置き、バルーンが長期間の運用に対応できる要求値の設定と、それに基づいたひっぱり試験による機械的特性の評価を行う。

### 機械的特性

フィルムの機械的特性を定量的に評価するため、破断応力、弾性限界、ヤング率の3項目からフィルムの性質を評価する。3項目の関係を図5.1に示す。

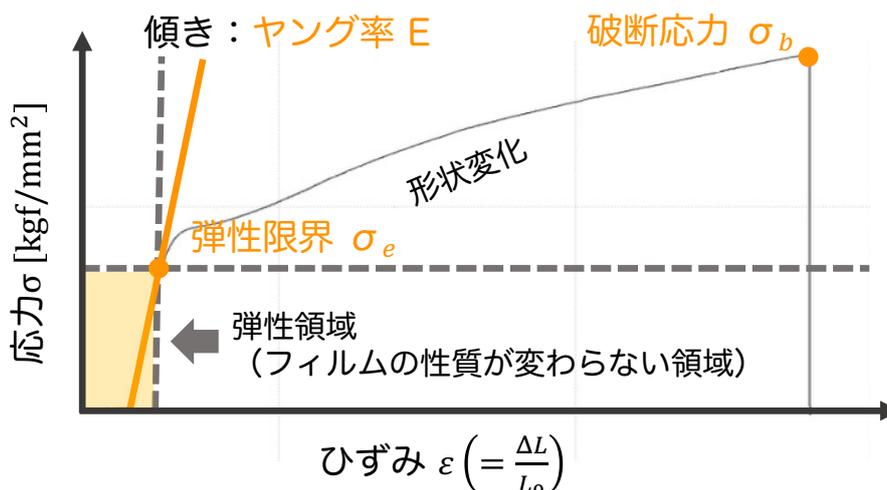


図 5.1: 引張試験時の応力-ひずみ特性。

■**応力 $\sigma$**  試料に加わる荷重 $f$  [N] をキログラム重 $F$  [kgf] に換算し、断面積 $A$  [mm<sup>2</sup>] で除した値を垂直応力とする。ここで1キログラム重とは、1kgの物体が地球上で受ける力である。引張試験の測定結果は[N]で出力されるが、KamLAND1実験で用いられていた[kgf/mm<sup>2</sup>]の単位に変換する。

$$\sigma \text{ [kgf/mm}^2\text{]} = \frac{f \text{ [N]}}{9.80665 \times A \text{ [mm}^2\text{]}} \quad (5.1)$$

■**歪み $\varepsilon$**  試料の初期長 $L_0$  [mm] に対する伸び $\Delta L$  [mm] の割合を歪みと定義する。

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L_0} \quad (5.2)$$

■**破断応力 $\sigma_b$ (Breaking Stress)** 試料が破断に至るまでに耐えうる最大応力を指し、引張強さとも呼ばれる。

$$\sigma_b = \frac{F_{\max}}{A} \quad (5.3)$$

ここで $f_{\max}$  [kgf] は破断直前に記録された最大荷重である。

■**弾性限界 $\sigma_e$ (Elastic Limit)** 荷重を取り除いた際に、試料が永久歪みを残さずに元の形状（初期長 $L_0$ ）に完全に復元できる最大応力を表す。図5.1の弾性領域（試料の性質が変わらない領域）の最大応力を指している。これを超えると塑性変形が始まり、バルーンは不可逆的な伸びを生じることになる。

■**ヤング率  $E$**  フックの法則 ( $\sigma = E\varepsilon$ ) に従い、弾性変形領域における応力と歪みの比例定数をヤング率と定義する。図 5.1 の弾性領域の傾きを指す。

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (5.4)$$

ヤング率は材料固有の剛性（変形しにくさ）を示す指標であり、本研究においてはフィルムの性質変化を評価する際に用いる。

### 5.1.2 引っ張り試験

フィルム材料や溶着部分が設計上要求される機械的強度を満たしているかを評価するため、引っ張り試験を実施し、破断強度や応力-ひずみ特性を定量的に確認した。

#### 試験装置

試験機は図 5.2 に示す IMADA 社のデジタルフォースゲージ「ZTA-500」と計測スタンド「MX2-500」を用いている。サンプルをつかみ具で掴み、上方向に一定の速度（80 mm/min）で引っ張る。

試験は厚さ 1mm 以下のプラスチックフィルム及びシートの引張特性の試験方法について規定する "日本工業規格 JIS K 7127 プラスチック-引張特性の試験方法-第 3 部：フィルム及びシートの試験条件" 及び "JIS K 7161-1 プラスチック-引張特性の求め方-第 1 部：通則" に基づく。

引張速度は JIS K 7127 に 5~500 mm/min とあり、ミニバルーンフィルム製作の先行研究で用いていた 80 mm/min の速度で統一して試験を行った。また JIS K 7161-1 に則り、サンプルの主軸がつかみ具の中心線を通り、引張方向と一致するように試験機に取り付け、サンプルが滑らないように保持できる状態で試験を行った。

サンプルを掴む掴み具は、フィルムなどの薄いサンプルを挟むことに特化した 2 種類を選択して使用した。予備試験を行い、なるべくつかみ具で破断が起きないものを選定している。力が加わる部分はギザ刃になっており、フィルムに応力が集中してギザ刃で切れてしまう場合はテープを貼って応力の集中を防いでいる。蝶ネジはペンチを用い、上下で締付トルクが可能な限り均一となるように締め付けている。2 種類のつかみ具を図 5.3 に示す。

・FC-21U：最大 250N までの引張試験が可能である。ウレタン付のつかみ具によりサンプルの歯切れが起こりにくくなっている。

・FC-20：最大 500N までの引張試験が可能である。

#### サンプル形状

サンプル形状を図 5.4 に示す。矩形型とダンベル型がある。

■**ダンベル型試験片** 細い平行部分の幅が 0.6 cm、つかみ具間距離が 6 cm で、中央部（平行部）を細く、両端（つかみ部）を太く成形した形状である（図 5.4a）。JIS K 6251 に則った打抜刃に沿ってフィルムを切り出しており、これから薄いフィルムに適した JIS K 7161 に則った打抜刃を



図 5.2: 卓上引っ張り測定器。

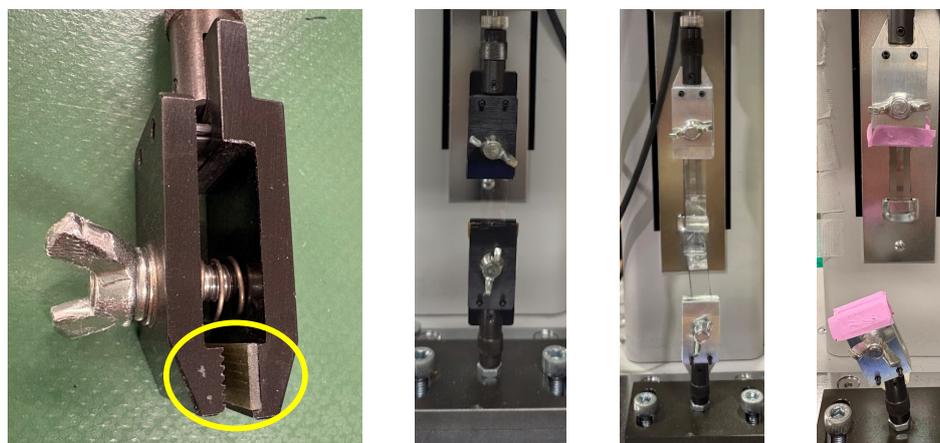
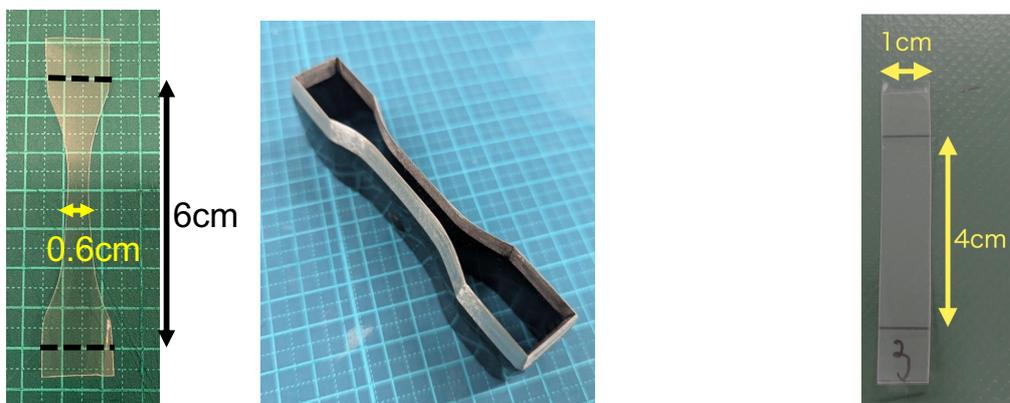


図 5.3: 使用したつかみ具は FC-21U と FC-20 の 2 種類である。黒色の FC-21U は片刃にウレタンを備えており、銀色の FC-20 は FC-21U に比べて把持力が大きい。右図では、力の集中を避けるため、つかみ部にテープを貼付した状態を示している。

使用予定である。

またこの試験片は破断強度の測定に用いる。引張試験において、試料が試験機のかみ具付近で破断してしまうと、正確な強度が測定できない。ダンベル型は、中央の平行部の断面積を最小にすることで、中央部で破断が起きるように設計されている。これにより、材料そのものが持つ強度（破断強度）を確実に評価することが可能となる。

■**矩形型試験片** 幅 1 cm、つかみ具間距離 4 cm の形状で、一定の幅を持った直線状の短冊形の形状である（図 5.4b）。弾性限界とヤング率の測定に用いる。ヤング率や弾性限界を算出するには、応力と歪みの関係を精密に測定する必要がある。ダンベル型は形状が複雑なため計算が困難であり、また破断箇所の断面積が小さいので、算出の際に断面積で割ると不定性が大きくなる。一方矩形型はこのような心配がない。このため、材料本来の弾性特性（ヤング率）や、永久歪みが生じ始める閾値（弾性限界）の精密な評価に適している。



(a) ダンベル型試験片。右図が切り抜きに使用した JIS K 6251 の打抜刃である。

(b) 矩形型試験片

図 5.4: サンプル形状

## 5.2 要求強度と確認方法

### 5.2.1 要求強度

バルーンフィルムに加わる最大荷重を考えると、液体シンチレータがバッファオイルに比べ 0.1% 以上密度が小さいことに加え、KamLAND2 開始時に液体シンチレータとバッファオイルをバルーン内外へ注入（液入れ）する際に、液面差が最大で 1cm 出ることを想定する。

さらにバルーン内外の気圧変動を考慮すると、最大で 10hPa の圧力が加わることが想定される。バルーン製作後の気密テストの際にはこの 10hPa をかけて試験する。この時にバルーンフィルムに加わる力は、簡単のためにバルーン赤道部にかかる力を式 5.5 の様に計算する。ここで  $P=10\text{hPa}$ ,  $R=6.5\text{m}$  とする。

$$F = \frac{PS}{2\pi R} = \frac{P\pi R^2}{2\pi R} = \frac{1}{2}PR = \frac{1}{2} \left( 10^3_{[\text{N/m}^2]} \times \frac{1}{9.81_{[\text{kgf/N}]}]} \times 650_{[\text{cm}]} \right) = 3.3_{[\text{kgf/cm}]} \quad (5.5)$$

$$\frac{3.3}{135_{[\mu\text{m}]}} = 2.4_{[\text{kgf/mm}^2]} \quad (5.6)$$

本設計において、評価対象に応じた以下の二段階の強度基準を設定した。

- フィルム材については、長期運用における形状安定性を担保する観点から、要求強度  $2.4 \text{ kgf/mm}^2$  を「弾性限界」に対する許容下限値として適用する。
- 溶着部については、構造的な破綻を回避する観点から、要求強度を「破断強度」に対する許容下限値として適用する。またフィルム材では一般に、溶着部分の強度は溶着していない元の母材の7割の強度を保つことが求められる。この強度を本論文では溶着規格と呼ぶ。**5.3**章の結果より、母材の7割の強度は  $14.83 \text{ kgf/cm}$  であるため、要求強度  $3.3 \text{ kgf/cm}$  及び溶着規格  $14.83 \text{ kgf/cm}$  を「破断強度」に対する許容下限値として適用する。

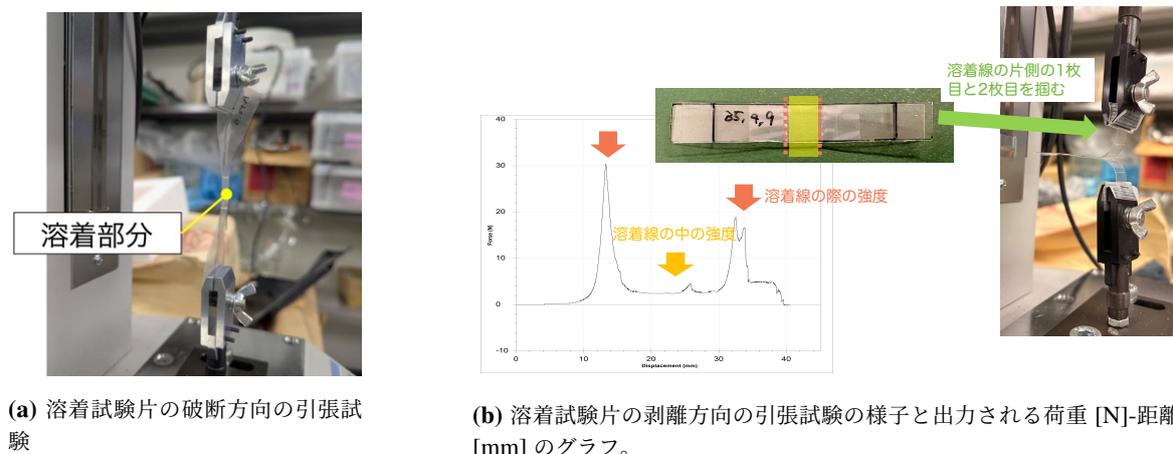
本番のバルーン製作の際は、溶着を行ったバルーンに対して溶着規格を満たすことを定期的確認する。本研究では要求強度を満たしていれば十分な強度を持つとして、参考に溶着規格の値とも比較を行うこととする。

## 5.2.2 試験方法

### 溶着部試料の試験方向

■**破断方向** フィルム単体の引張試験では1枚の試料の両端を固定して荷重を印加するが、溶着試験片の試験においては、溶着線を挟んだ両側の異なるフィルムをそれぞれつかみ具で固定して引張を行う(図 5.5a 参照)。実際のバルーンにおいて、溶着線は縦方向(子午線方向)に配置されており、内圧によって溶着部が受ける応力は、その溶着線に対して垂直な横方向(周方向)に働く。したがって、溶着線の両側から引張荷重を印加する本試験の手法は、実運用下で溶着部に加わる応力状態を再現している。

■**剥離方向** 溶着部における接着特性を詳細に調査したいサンプルでは、剥離方向の引張試験を行った。本手法では、溶着部で重なる2枚のフィルムをそれぞれ異なる方向に把持し、図 5.5b のように引き剥がす形で荷重を測定した。高周波溶着では溶着棒の端部に電界が集中するため、溶着線の両端付近は中央部と比較してより強固に溶融・接合される傾向にある。その結果図のように2つのピークが現れる。またピーク間の強度は溶着線内部における強度であり、目視による外観検査では判別が困難な溶融・接合の均一性を定量的に評価することが可能となる。これにより、溶着界面における局所的な密着性や、剥離に対する抵抗力をより厳密に検証することが可能となる。



(a) 溶着試験片の破断方向の引張試験

(b) 溶着試験片の剥離方向の引張試験の様子と出力される荷重 [N]-距離 [mm] のグラフ。

図 5.5: 溶着試験片の引張試験の様子

### 試験回数

JIS K 7161 に則り、試験は試験方向ごとに最低 5 個の試験片を用いて行う。ただし溶着試験片の剥離方向の引張試験は、簡易的な確認のため 3 個の試験片を用いて行う。結果は平均値と標準偏差によって評価する。

## 5.3 ラミネートフィルムの強度試験

溶着規格の基準となるバルーンフィルムの破断強度を測定する。フィルム部分やつかみ具部分で破断した試行を含めた全データを用いると、結果は図 5.6 に示す通り、破断強度の平均値が 21.18 kgf/cm、標準偏差が 1.92 kgf/cm であった。また平均値の 7 割の破断強度は 14.83 kgf/cm であり、これを溶着規格（オレンジの線）とする。

## 5.4 カバーフィルム

### 5.4.1 構造

カバーフィルムは KamLAND2 から新たに導入予定のフィルムで、クリーン環境でバルーンフィルムを製造した直後に図 5.7 のように両面に粘着させる。その後の球形バルーン製作の間は粘着したままで、製作が終了した後に剥がす。これにより放射性物質による汚染及び傷、汚れを避けることが可能である。カバーフィルムは表面の構造により摩擦力でバルーンフィルムに粘着する自己年粘着フィルムであるため、剥がした後にバルーン本体への糊残りが無い利点がある。

カバーフィルムの導入にあたっては、剥離時の静電気発生に細心の注意を払う必要がある。これは、帯電による塵埃の付着のみならず、静電気放電（スパーク）によってバルーンフィルムにピンホールが生じる等のリスクを回避するためである。そのため、バルーン製作の本工程において

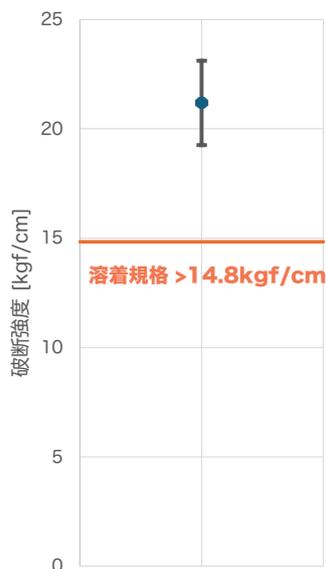


図 5.6: バルーンフィルムの破断強度と溶着規格

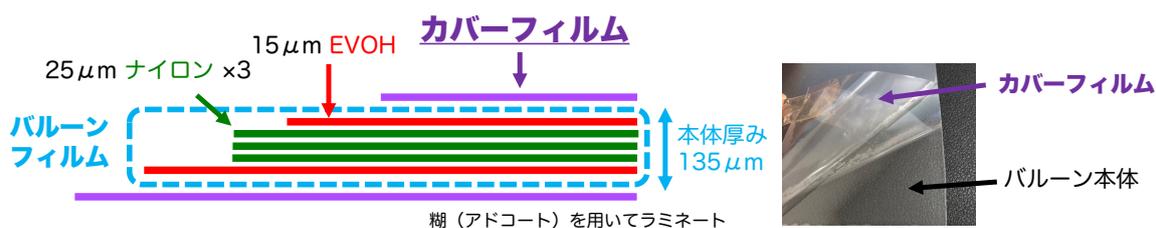


図 5.7: カバーフィルム付きバルーンフィルムの構造

は、カバーフィルムを剥がす際に棒状の除電器を併用し、常に除電を行いながら作業を進めることで、静電気の発生を最小限に抑制する。

#### 5.4.2 低放射能性

ICP 質量分析法 (Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry, ICP-MS) により、カバーフィルム中の  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , 及び  $^{40}\text{K}$  の含有量を分析した。ここで ICP-MS とはアルゴンのプラズマをイオン化源とする質量分析法である。本分析では、株式会社東レリサーチセンターへ依頼し、トリプル四重極型 ICP-MS (Agilent Technologies 製 Agilent 8800) を用いて測定を行った。これにより、バルーンの背景放射性として重要となる上記核種について、ppb (ng/g) オーダーの高感度な分析を実現している。

表 5.1 に、ラミネートフィルムおよびカバーフィルムの ICP-MS による放射化分析結果を示す。分析の結果、カバーフィルムに含まれる  $^{238}\text{U}$  および  $^{232}\text{Th}$  は、バルーンの主材料であるラミネートフィルムと同等の極低レベルであることが確認された。さらに、 $^{40}\text{K}$  に関しては、ラミネートフィルム (0.48 ng/g) に対し、カバーフィルムは 0.0076 ng/g と大幅に低い値を示した。以上の

結果から、カバーフィルムの導入がバルーン全体の放射能背景事象を増大させる懸念はないと判断できる。むしろ、製作工程において外部の塵埃（放射能汚染源）を遮断するメリットを考慮すれば、カバーフィルムの使用は検出器の低放射能化において極めて有効な手法であると言える。

表 5.1: ラミネートフィルム、カバーフィルムの ICP-MS 分析結果

項目	$^{238}\text{U}$ [ng/g]	$^{232}\text{Th}$ [ng/g]	$^{40}\text{K}$ [ng/g]
ラミネートフィルム	0.01	0.04	0.48
カバーフィルム	0.02	0.02	0.0076

### 5.4.3 溶着への影響

バルーン製作の際は、ゴアの内側片面のみカバーフィルムを剥がし、外側はカバーフィルムを粘着したまま溶着を行う（図 5.8）。そこでカバーフィルムありとなしで溶着強度が要求を満たすかを引張試験によって確認した。引張試験は以前に記述した方法で行い、結果を図 5.9 に示す。

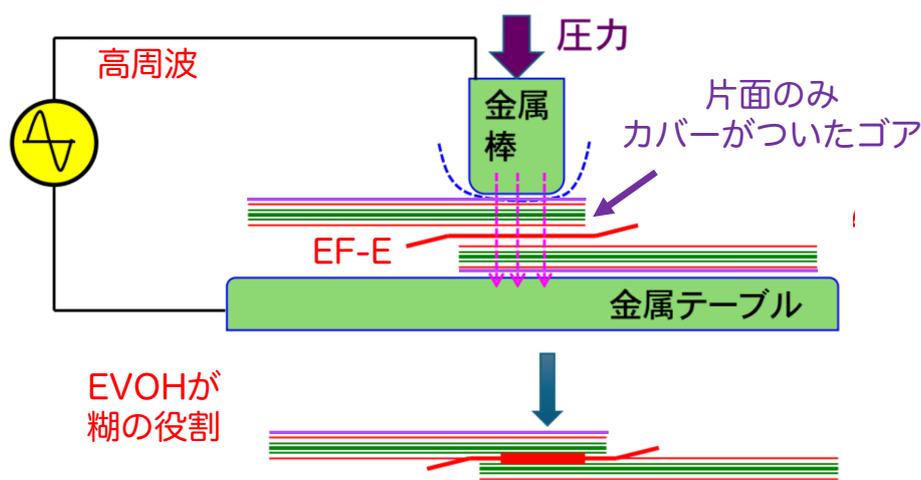


図 5.8: カバーフィルム付きで溶着を行う様子

カバーフィルム無しより有りの方が溶着強度が低い結果となったが、どちらも要求強度  $3.3 \text{ kgf/cm}$  を満たす。今回の試験では溶着機 1 を用いて溶着を行い、結果として溶着規格を満たさなかったが、要求強度を満たしているのでカバーフィルムありで溶着は可能であるという結論が得られた。したがって KamLAND2 ではカバーフィルムをつけたまま溶着を行うこととし、製作過程における埃、汚れ、傷からバルーン本体を守る重要な役割を果たす。本番バルーン製作では、溶着機 3 を用いて溶着規格を満たすかを朝、昼などに定期的に確認しながら製作を進めていく。

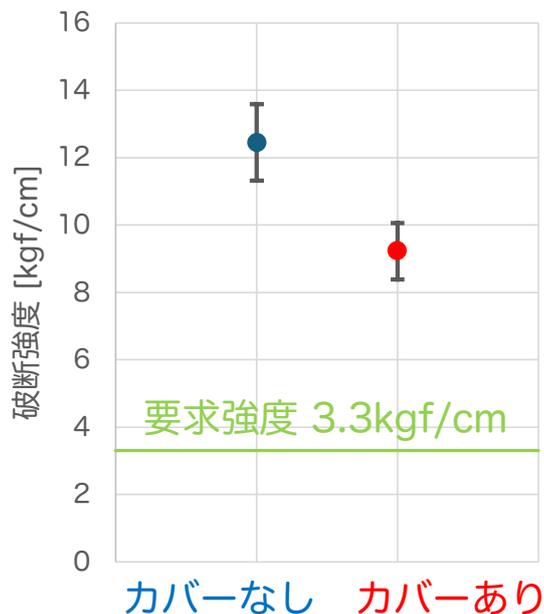


図 5.9: カバーフィルムありとなしで溶着を行ったサンプルの破断強度

## 5.5 湿度条件の最適化

バルーン製作環境の湿度について議論する。湿度が低いと静電気によって埃をフィルムに巻き込んだり、高周波溶着の際にスパークが発生しフィルムに穴が開く危険性がある。KamLAND-Zen のミニバルーン製作時も製作環境の湿度管理を徹底しており、湿度 65% 以上では静電気が起きにくいとしてそれ以上の湿度を保つよう管理していた。そこで KamLAND2 バルーン製作時も湿度 65% 以上の環境で製作を行う。ただし湿度が高すぎると EVOH の吸湿性により溶着強度に影響が出る可能性がある。そのため溶着に影響が出ない湿度の上限値を求める必要があり、以下の試験によって湿度の溶着への影響を評価した。

- (1) フィルムに対する水分の影響 (質量測定)
- (2) フィルムに対する水分の影響 (引張試験)
- (3) 溶着に対する水分および湿度の影響 (引張試験)

### 5.5.1 フィルムに対する水分の影響 (質量測定)

まず極端な条件での試験として、EVOH が水分を吸収する挙動を重量測定によって調査した。実験手順を以下に示す。

### 実験手順

- (1) 30 cm×30 cm のフィルムを 6 枚用意する
- (2) 乾いた状態でケイドライで拭き取り、除電+フィルム用ローラーをかける
- (3) はかりで重さを測る
- (4) 全て水につけ、10 分ごとに 1 枚取り出して拭き取り、除電+フィルム用ローラーをかけた後に重さを測る
- (5) 重量に変化が起きなくなるまで 10 分ごとに測定する
- (6) 素材に EVOH が使われている EF-XL, EF-E, カバー付きフィルム、カバーなしフィルムで測定する

### 実験装置

実験に使う装置を図 5.10 に示す。重量測定に使用するはかりは図 5.10a の分析天秤である。0.1 mg の精度で測定可能である。除電を行うのは図 5.10b に示す KEYENCE 製の卓上除電装置である。この除電の工程を入れることによって安定した重量値を得られる。フィルムの埃を除去するのに用いたのが図 5.10c に示す株式会社オサダコーポレーションのフィルム用ハンドローラーと異物検出用ライトである。ゴムタイプの粘着ローラーで埃を吸着し、転写シートに埃を転写することでゴミを取り除く。異物検出用ライトでどれくらい埃が取れたかや傷の確認ができる。このローラーとライトは本番バルーン製作にも導入を検討している。ローラーと転写シートを図 5.10d に示す。

### 実験結果

測定結果を図 5.11 に示す。EF-E は 100 分、EF-XL は 20 分で飽和状態に達した。またバルーンフィルムをカバーフィルムの有無で比較したところ、カバーフィルムなしでは 200 分経っても飽和状態に達しないのに対し、カバーフィルムありでは経過時間によらずほぼ水の吸収が見られなかった。したがってカバーフィルムの存在が水分の吸収を効果的に抑制することが判明した。

## 5.5.2 フィルムに対する水分の影響（引張試験）

5.5.1 章の結果より、カバー付きバルーンフィルムは水分を吸収しないことがわかったが、重量測定だけではなく引張試験によっても性質が変わらないかを確認する。

通常のカバー付きフィルムと 100 分間水に浸漬したカバー付きフィルムの破断強度を比較した。

### 実験結果

引張試験の結果を図 5.12 に示す。両者とも要求強度 2.4 kgf/mm<sup>2</sup> を満たし、両者に有意な差がないことがわかる。したがって重量測定、引張試験の結果から、カバーフィルムは水分を遮断する役割を持つことがわかった。



図 5.10: フィルムに対する水分の影響を測定するために使う実験装置

### 5.5.3 溶着に対する水分および湿度の影響（引張試験）

バルーン製作の環境下において、溶着前の湿度曝露が溶着品質に影響を及ぼす懸念がある材料として、EF-E およびカバーフィルム付きバルーンフィルムが挙げられる。図 5.11 に示す予備実験の結果から、EF-E の吸水量は曝露開始から約 100 分で飽和に達することが確認されている。

そこで、吸水が溶着強度に与える影響を定量的に評価するため、「100 分間の高湿度曝露」および「100 分間の水への浸漬」という、実製作における想定を上回る過酷な条件で前処理を施した試料を作製した。これらの試料を用いて溶着を行い、未処理の試料と比較して溶着強度に有意な変化が生じるかを確認した。

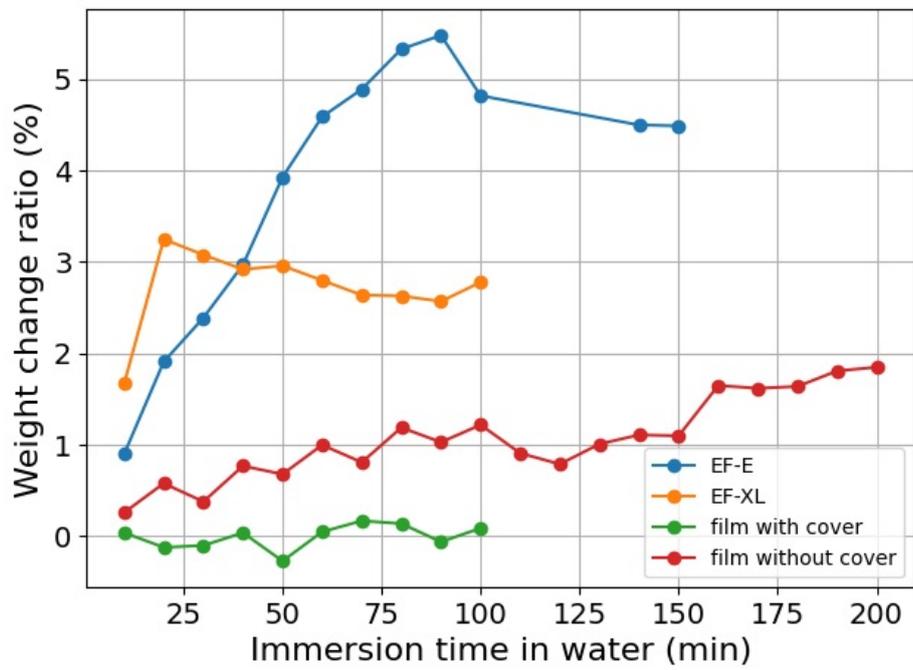


図 5.11: 水分のフィルム重さへの影響

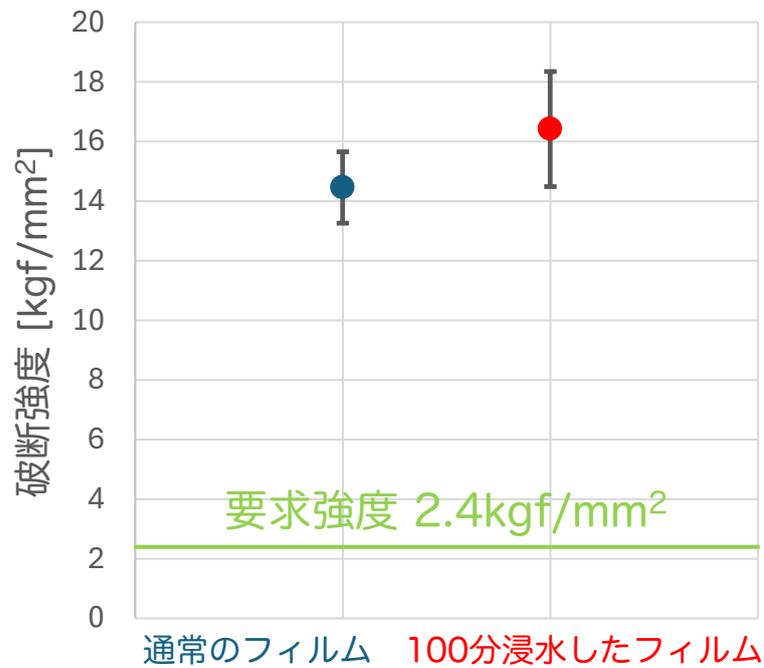


図 5.12: 通常のフィルムと 100 分間水に浸漬したフィルムの破断強度

### 実験手順

- (1) 水を張ったコンテナと高湿度のコンテナを用意する。
- (2) 高湿度のコンテナは、タッパに塩の飽和水溶液を作り、コンテナにタッパ、フィルム、温湿度計を入れ、蓋を気密テープで塞ぎ湿度が一定になるまで置いた。
- (3) EF-E とカバー付きフィルムをそれぞれのコンテナに入れ、100 分間置いておく。
- (4) 全て取り出し、溶着を同調電流 0.42 A、溶着時間 7 s、冷却時間 9 s で行う。
- (5) 溶着試験片の引張試験を行い、未処理、高湿度曝露、水への浸漬という 3 つの条件で破断強度に差が出るかを確認する。

実験の様子を図 5.13 に示す。水コンテナには水とフィルム、高湿度コンテナにはフィルム、食塩の飽和水溶液、湿度をモニターするためのおんどとりが入っている。コンテナ内の湿度は約 92% で一定になった。また (4) で溶着を行う電流値や溶着時間は、後の章で決定する現溶着機での最適なパラメータである。



図 5.13: フィルムを水と高湿度にさらしている様子

### 実験結果

引張試験の結果を図 5.14 に示す。赤色のプロットが未処理の溶着部試料で、水色が高湿度曝露、青色が水に浸漬したサンプルの破断強度である。3 サンプルで要求強度と溶着規格を満たし、強度に優位な変化は見られない。したがって水や高湿度にさらしても溶着強度には影響しないことがわかった。

以上の結果より、KamLAND2 バルーン製作環境は湿度 65% 以上を保ち、湿度の上限を気にせず製作して良いという結論が得られた。

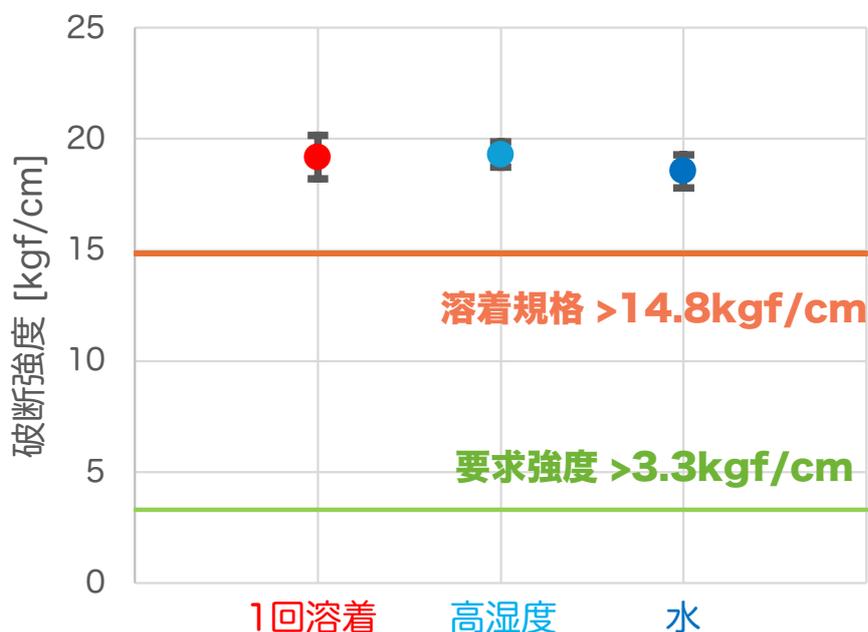


図 5.14: 通常通り 1 回溶着した試料、水に浸漬した後に 1 回溶着した試料、高湿度曝露の後に 1 回溶着した試料の破断強度の比較。

## 5.6 溶着条件の最適化

実際のバルーン製作において、構造的な健全性を担保するためには、規定の要求強度を安定して満たす溶着技術の確立が不可欠である。そのため、溶着装置の動作パラメーターの最適化のみならず、複雑な形状を伴う部位に対しても十分な強度を確保できる施工条件を見出さなければならない。本節では、実機の製作工程を想定し、溶着品質の最適化および信頼性向上のために実施した諸試験について詳述する。

### 5.6.1 溶着機の概要と特性

実際のバルーン製作に使用する装置と同等の原理を持つ高周波溶着機を用い、各種溶着試験を実施した。溶着品質の評価には、引張試験による強度測定およびリークテストによる気密性確認を行い、その健全性を検証した。本研究では、制御方式や特性の異なる 2 種類の溶着機（以下、溶着機 1、溶着機 2 と呼称）を使用しており、それぞれの特徴を以下に述べる。

■溶着機 1：小型デジタル制御型 溶着機 1 は、フットペダルの操作により電極（金属棒）が降下し、圧力を印加しながら溶着を行うタイプである。最大の特徴は、タッチパネルを介して溶着パラメータをデジタル制御できる点にある（図 5.15）。ここでいう溶着パラメータとは、溶着時の電流値、溶着時間、冷却時間、および印加圧力の 4 項目を指す。

■**溶着機 2：大型アナログ制御型** 溶着機 2 は、同調電流、溶着時間、および冷却時間を制御する機能を備えている。ここで「同調電流」とは、高周波の出力マッチングを調整するための設定値であり、実際に流れる電流値は装置前面のアナログメーターの振れによって確認する（図 5.16）。溶着機 2 は手動での微調整が可能であり、大型製品を製作することが可能である。

またこれらの予備試験で得た知見を踏まえ、本番バルーン製作では、溶着パラメータを自動で制御可能で、大型バルーンの製作に適している大型デジタル制御型の溶着機 3 を導入する。



図 5.15: 高周波溶着機 1。タッチパネルで溶着パラメータを制御できる。

## 5.6.2 溶着パラメータ

溶着強度は溶着機で設定する同調電流、溶着時間、冷却時間等のパラメータへの依存性が極めて高い。高周波溶着は通常、ゴム材や厚手の布地の溶着に用いられるものであり、これらの素材でも溶着パラメータの探索は行われているが、本研究で扱う極薄フィルムの溶着においては、素材の熱損傷を回避しつつ十分な強度を得るためのより精密なパラメータ探索が不可欠となる。

本項では、溶着機 1 での知見と比較しつつ、溶着機 2 を用いた最適な施工条件の選定結果について述べる。本番のバルーン製作においては、別途導入予定の溶着機 3 を使用するため、納品後に改めて条件の再構築を行う必要がある。しかしながら、現段階で溶着機 2 を用いたパラメータ探索を実施することによって、溶着機 3 の評価方法の事前確認ができるほか、予備試験において十分な強度を有した試作品を製作可能である。

溶着パラメータは電極の表面積（圧力および電界の集中度）によって変動するため、本研究では以下の 2 種類の電極を用いて評価を行った。また変動させる溶着パラメータは同調電流 [A]、溶着時間 [s]、冷却時間 [s] である。

- **20 cm 電極** 通常の直線溶着に用いる電極である。バルーン製作における大部分がこの電極に



図 5.16: 高周波溶着機 2

よって溶着が行われる。

- **置き場用電極 (小電極)** 段差部の溶着を行うための小型電極である。電極面積が標準サイズと異なるため、同一設定でも熱流密度が変化する。

#### 置き場用電極による条件最適化

まず、段差部の溶着に用いる「置き場用電極」のパラメータ選定について述べる。本電極を用いて作製した溶着試験片に対し、引張試験による破断強度の評価を行った (図 5.17)。試験条件として、冷却時間は 9s に固定し、溶着時間を 2s、3s、4s の 3 水準で変化させた。なお、本装置の同調電流は 0A としたが、実効電流値をアナログメーターで監視したところ 0.45A であることを確認した。図 5.17 において、青色のプロットは未溶着のバルーンフィルム (基材単体) の強度を示し、赤色のプロットが本装置による溶着試験片の結果を示している。試験の結果、溶着時間 2s では誤差の範囲内で溶着規格を下回る結果となったが、3s および 4s においては、溶着規格および要求強度を十分に充足することが確認された。

以上の知見に基づき、今後の溶着機 2 を用いたテスト製作においては、溶着時間を 3~4s に設定して運用することとした。

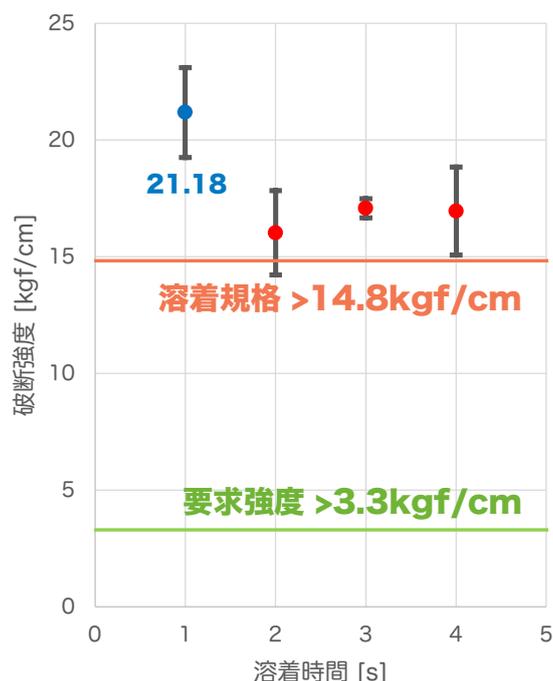


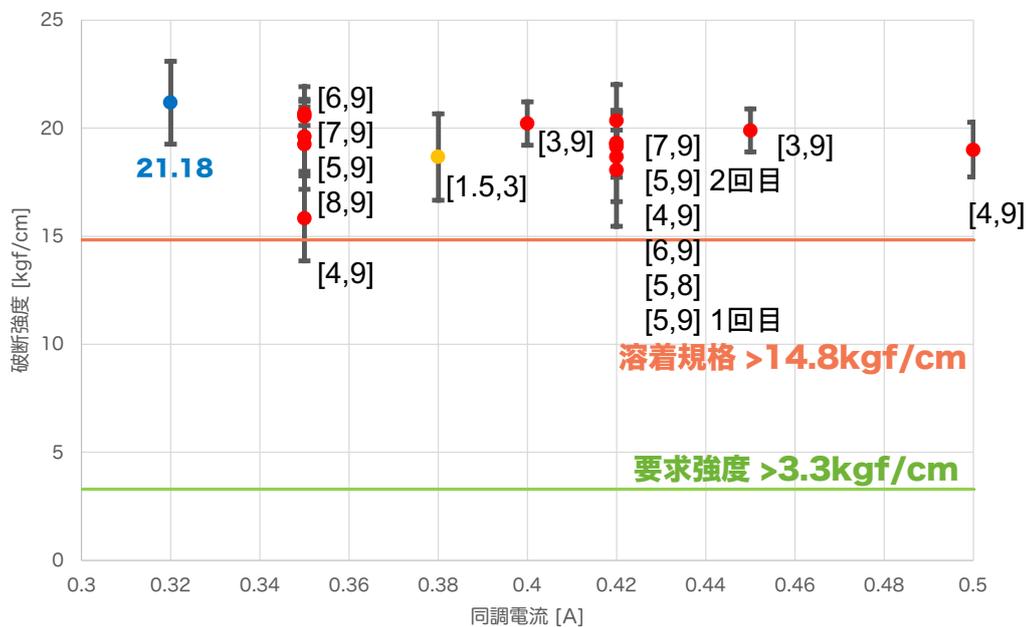
図 5.17: 置き場用電極の破断強度。青いプロットが未溶着のバルーンフィルム、赤のプロットが置き場用電極の測定値を示している。

### 20cm 電極による条件最適化

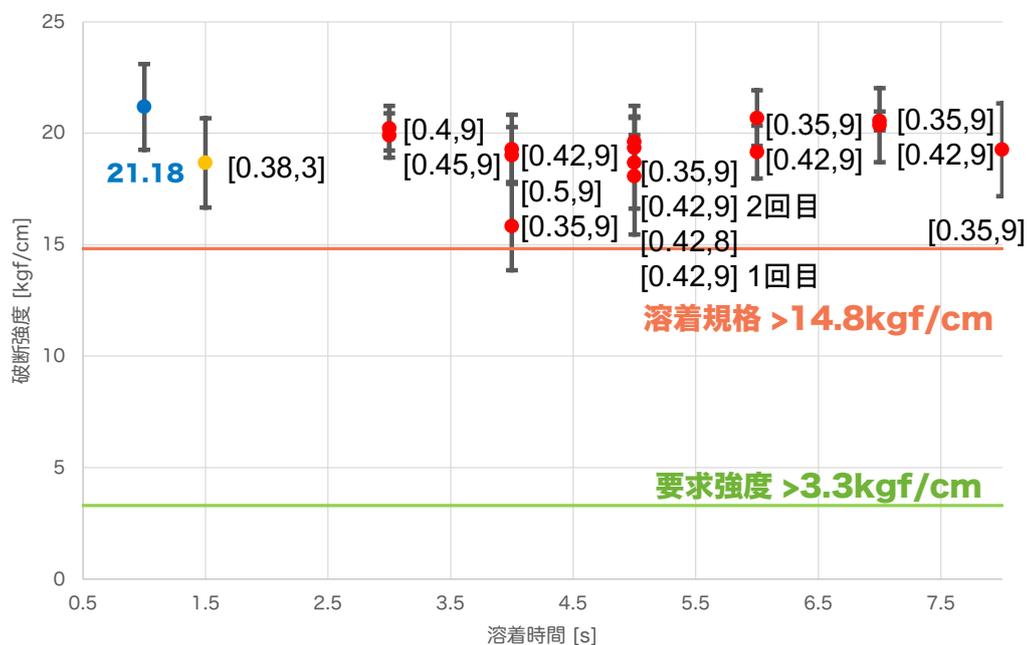
この電極を用いた溶着試験片の引張試験を行い、破断強度および剥離強度を測定した。

■**破断強度** 破断強度に関して、同調電流、溶着時間の2パラメータを主に変えたので、同調電流を横軸としたプロットを図 5.18a、溶着時間を横軸としたプロットを図 5.18b に示す。それぞれの図の青いプロットが未溶着のバルーンフィルム、赤いプロットが溶着機2、黄のプロットが溶着機1の結果である。またプロットの横に書いてある数字は、図 5.18a では [溶着時間 (s), 冷却時間 (s)]、図 5.18b では [同調電流 (A), 冷却時間 (s)] である。まずほとんどのパラメータが要求強度、溶着規格を満たしていることがわかる。パラメータの傾向について、同調電流ごとにプロットした図 5.18a で、同じ電流値で溶着時間を比較してみると、溶着時間が長いほど破断強度が大きい傾向が見られる。また溶着時間ごとにプロットした図 5.18b で、同じ溶着時間で電流値を比較してみると、電流値が小さいほど破断強度が大きくなる傾向が見られる。したがって 20cm 金型電極では、溶着時間が長く同調電流の値が小さいほど破断強度が大きいことがわかった。

■**剥離強度** 次に剥離強度に関して、破断強度と同様に同調電流を横軸としたプロットを図 5.19a、溶着時間を横軸としたプロットを図 5.19b に示す。パラメータの傾向について、図 5.19a で同じ電流値で溶着時間を比較してみると、溶着時間が長いほど剥離強度が大きい傾向が見られる。また図 5.18b で、同じ溶着時間で電流値を比較してみると、電流値が大きいほど剥離強度が大きくなる傾向が見られる。したがって 20cm 電極では、溶着時間が長く同調電流の値が大きいほど剥



(a) 20cm 電極 破断強度 同調電流ごと



(b) 20cm 電極 破断強度 溶着時間ごと

図 5.18: 20cm 電極を用いた溶着試験片の破断強度。青いプロットが未溶着のバルーンフィルム、赤のプロットが溶着機 2、黄のプロットが溶着機 1 の測定値を示している。

離強度が大きいことがわかった。

次に溶着線の強度を、引っ張り試験による強度 [N]-伸び [mm] グラフから確認する。それぞれ 3 回測定したデータを重ね合わせてグラフ化している。

まずは同調電流 0.35 A で固定して、溶着時間を 4s, 6s, 8s で比較したものを図 5.20 に示す。溶着線の強度を表す 2 つのピーク間の強度は、溶着時間が長くなるに従い高くなっていることがわかる。

次に同調電流を 0.42 A で固定して、溶着時間を 4s と 7s で比較したものを図 5.21 に示す。溶着線の内部の強度は、溶着時間に関わらずあまり変化がないことがわかる。ここに載せていないが 5s, 6s についても強度に大きな差はなかった。したがって同調電流が 0.35 A では強度が溶着時間に依存するが、0.42 A 以上では強度が依存しないことがわかる。

次に溶着時間を 4s で固定して、同調電流を 0.35A, 0.42A, 0.50A で比較したものを図 5.22 に示す。溶着線の内部の強度は、電流値が大きくなるに従い高くなっていることがわかる。

また溶着機 1 の剥離強度を図 5.23 に示す。溶着線の内部がほとんどくっついていないことがわかる。

■**まとめ** これまでの 20cm 電極を用いた破断強度および剥離強度の検証結果から得られた知見を以下にまとめる。

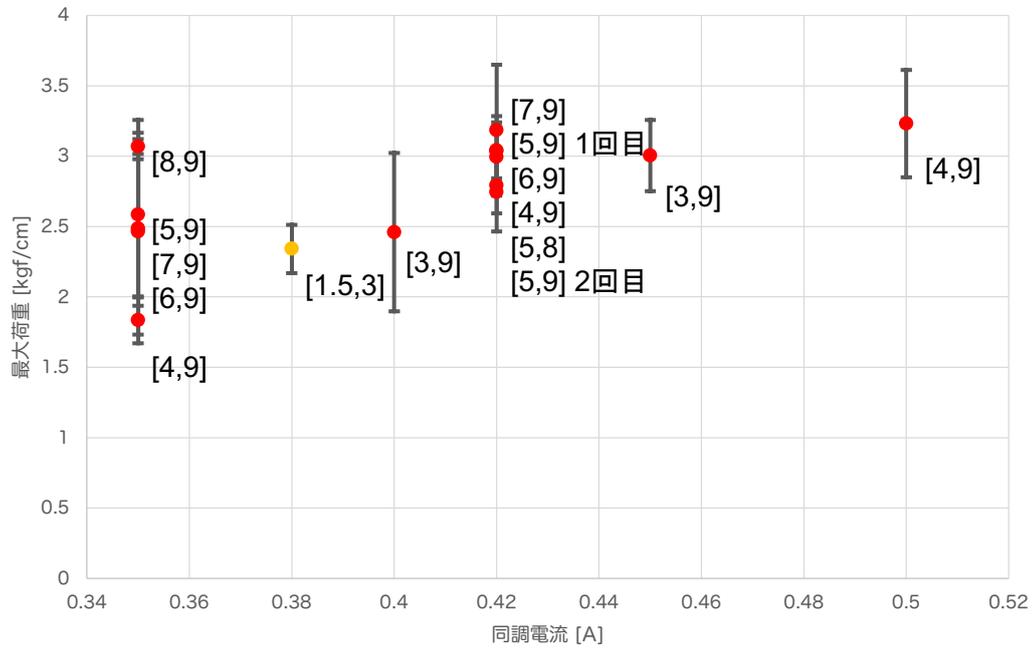
- **破断強度**：電流値が小さく、溶着時間が長いほど強度が高い。
- **剥離強度**
  - **溶着線の端部**：電流値が大きく、溶着時間が長いほど強度が高い。
  - **溶着線の内部**：電流値が 0.42A 以上であれば、溶着時間に依存せず強度が高い。

溶着品質の最適化にあたっては、まず「溶着線内部が十分に熔融し、均一に密着していること」を最優先の条件とし、その上で「破断強度が最大となる条件」を選定する指針とした。

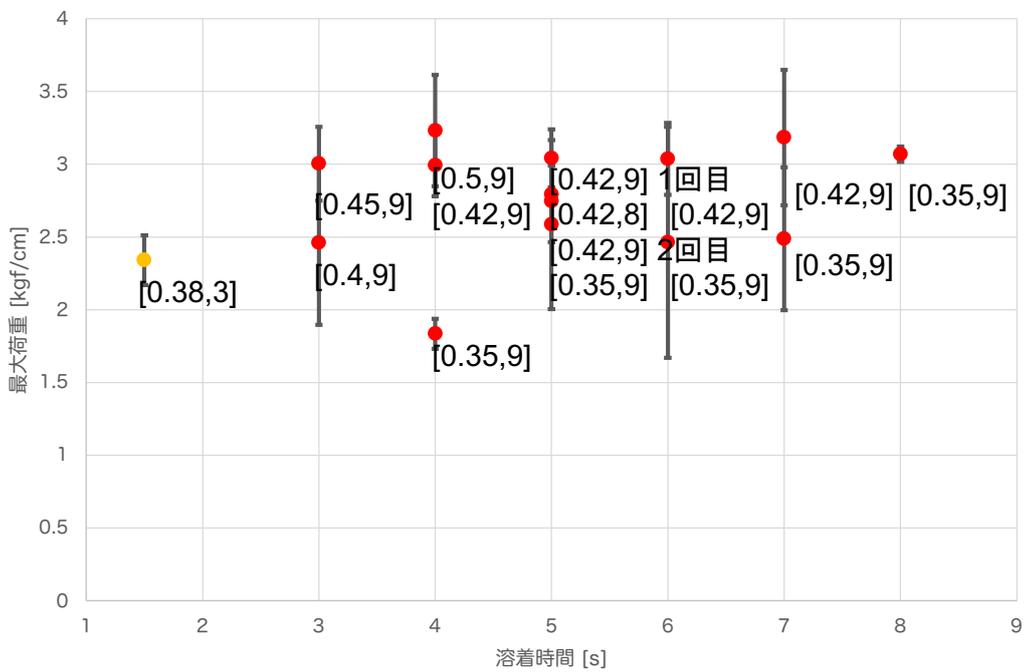
この指針に基づき、溶着線内部の健全性が確保される電流値 0.42A 以上の領域において、破断強度の測定結果（図 5.18a）を比較した。その結果、最も高い強度を示した「同調電流：0.42A、溶着時間：7s、冷却時間：9s」を、溶着機 2 における最適パラメータとして決定した。今後のテスト製作においては、本条件を標準パラメータとして適用する。

### 5.6.3 複数回溶着

実機のバルーン製作工程においては、フィルム同士を T 字型や十字型に接合する多重溶着や、ピンホール等の補修を目的としたパッチ当て溶着が想定される。これらの部位では、同一箇所に対して複数回の高周波溶着が繰り返されるため、材料劣化や溶着強度の低下が懸念される。そこで、複数回の溶着が許容される回数の閾値を明らかにする目的で、前項で決定した最適パラメータを用い、同一箇所に対して 1 回から 10 回、および過剰な熱負荷を想定した 40 回の繰り返し溶着を実施した。作製した各試料について、引張試験による破断強度と剥離試験による溶着部強度の比較評価を行い、溶着回数と溶着品質の相関関係を調査した。

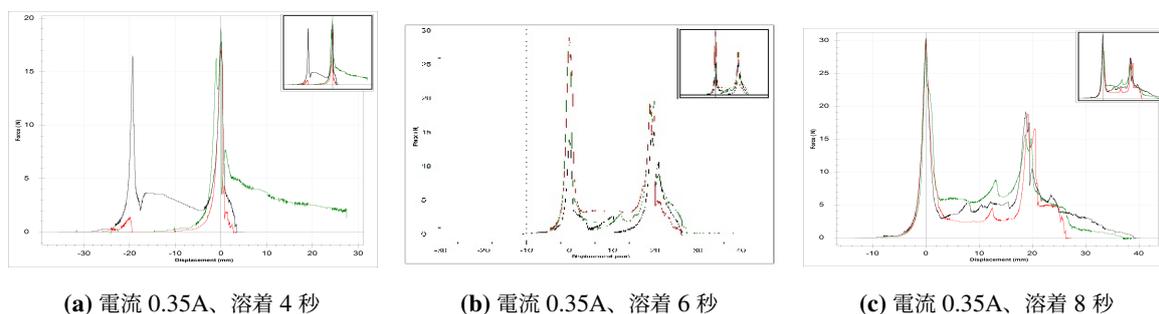


(a) 20cm 電極 剥離強度 同調電流ごと



(b) 20cm 電極 剥離強度 溶着時間ごと

図 5.19: 20cm 電極 剥離強度

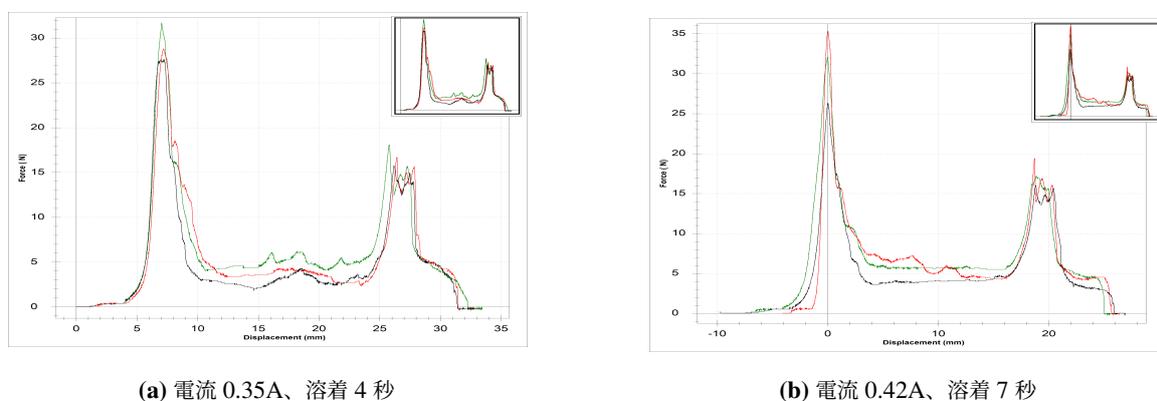


(a) 電流 0.35A、溶着 4 秒

(b) 電流 0.35A、溶着 6 秒

(c) 電流 0.35A、溶着 8 秒

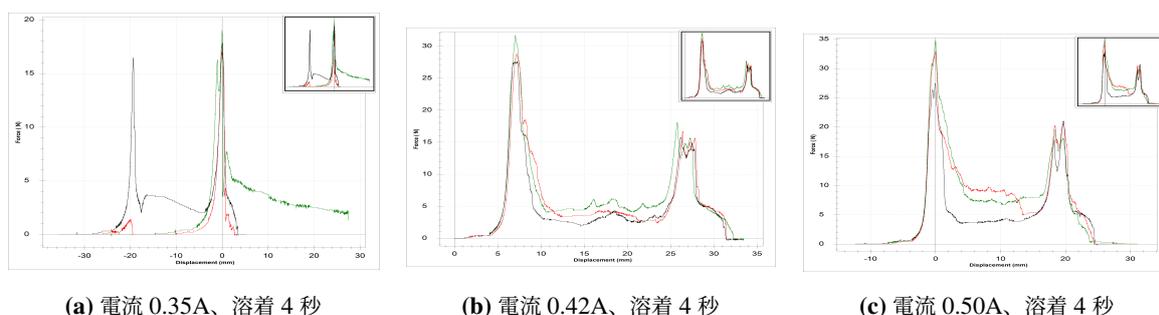
図 5.20: 溶着時間比較@0.35A



(a) 電流 0.35A、溶着 4 秒

(b) 電流 0.42A、溶着 7 秒

図 5.21: 溶着時間比較@0.42A



(a) 電流 0.35A、溶着 4 秒

(b) 電流 0.42A、溶着 4 秒

(c) 電流 0.50A、溶着 4 秒

図 5.22: 同調電流比較@4s

破断強度の結果を図 5.24a に示す。どの回数でも溶着規格、要求強度を満たすが、溶着回数が 7 回目を超えたあたりから溶着強度が下がる傾向が見られた。

剥離強度の結果を図 5.24b に示す。剥離強度は溶着回数に依存しないことがわかる。

また溶着回数ごとの剥離強度の荷重 [N]-伸び [mm] の関係を図 5.25 に示す。溶着線の内部の強度に着目すると、溶着回数による優位な差はなく、溶着線の内部は十分に接合されていることがわかる。

結論としては破断強度の結果から溶着規格を満たすので溶着回数に制限はないが、7 回目以降か

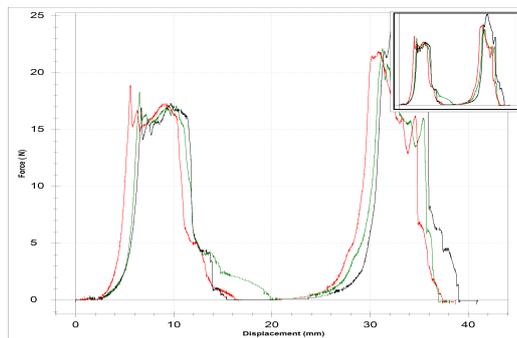
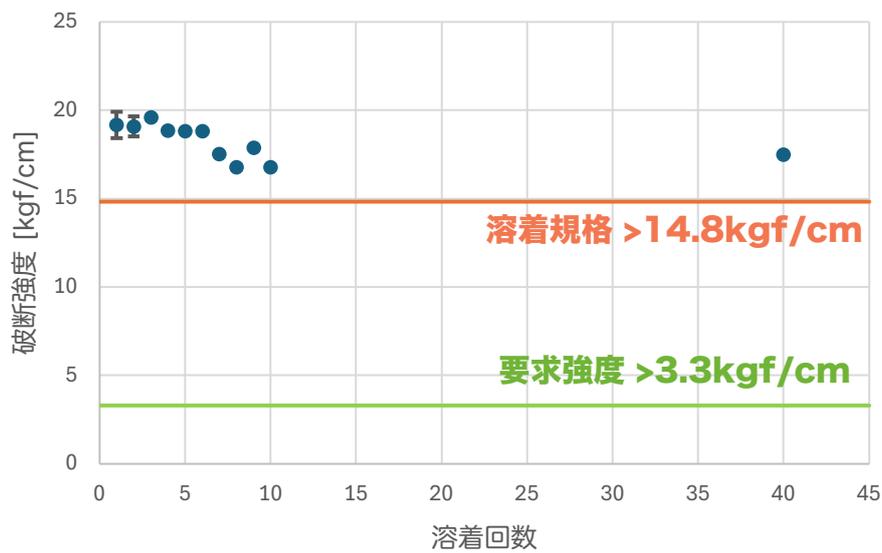
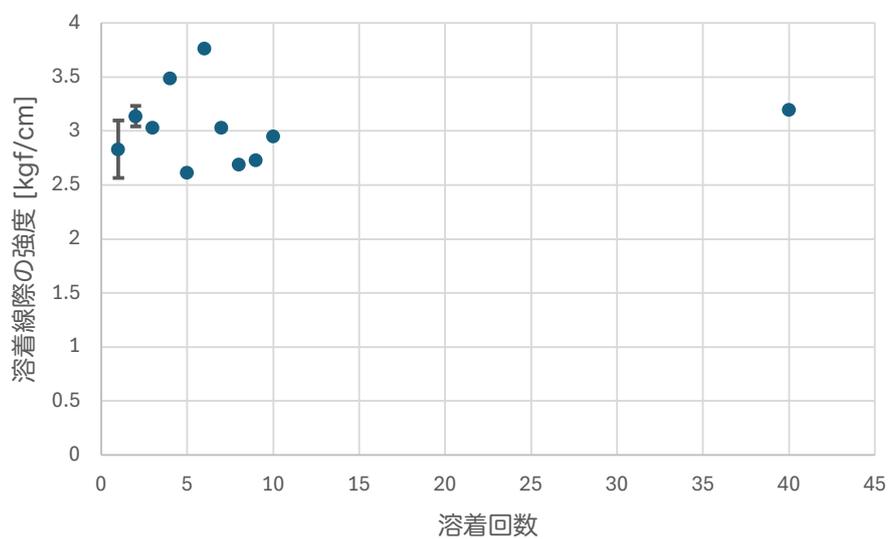


図 5.23: 溶着機 1 剥離強度

ら強度が少し落ちる傾向があるので、バルーン製作の際はこのことに留意して作業を行う。

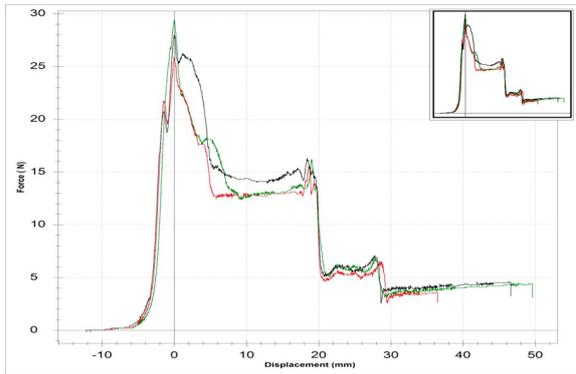


(a) 複数回溶着 破断強度

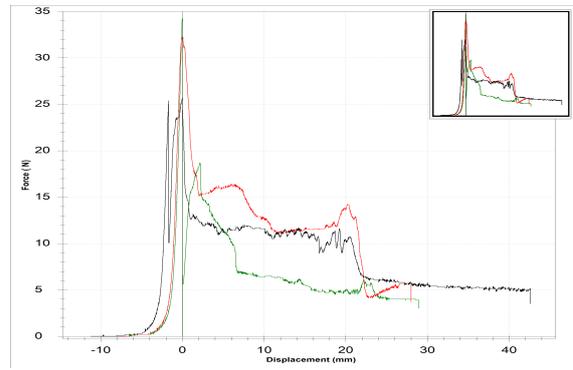


(b) 複数回溶着 剥離強度

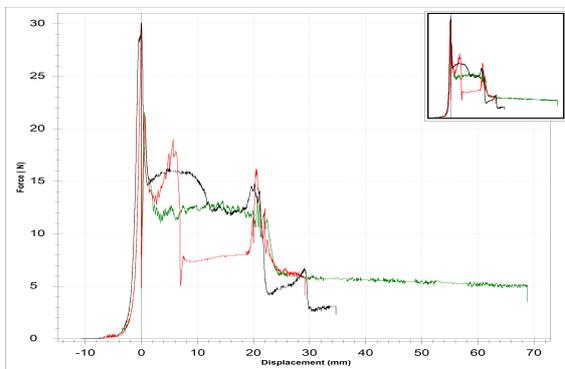
図 5.24: 複数回溶着



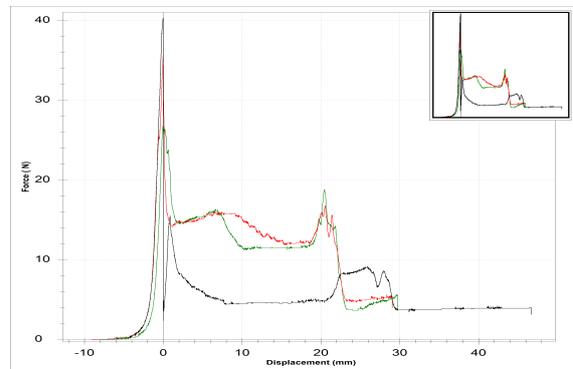
(a) 1回



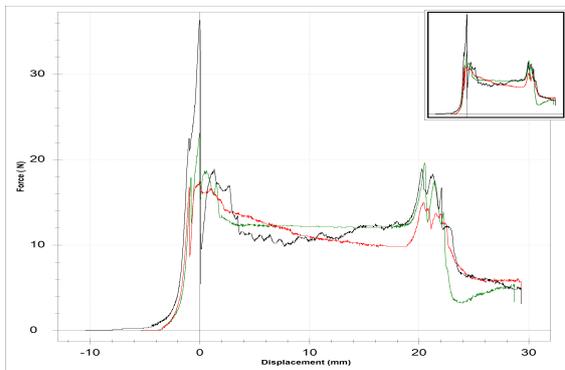
(b) 2回



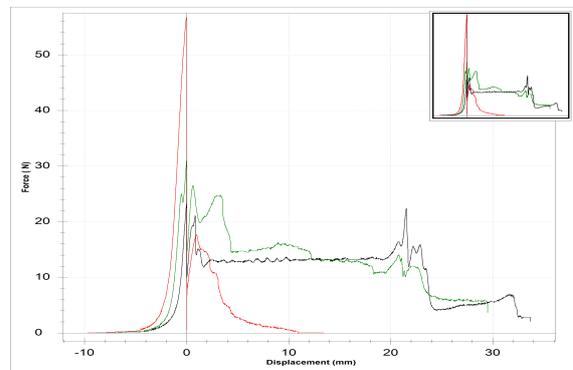
(c) 3回



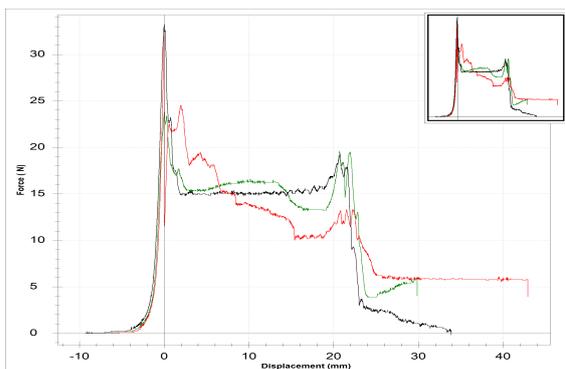
(d) 4回



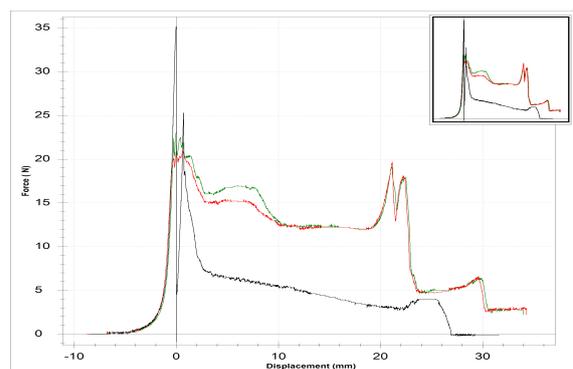
(e) 5回



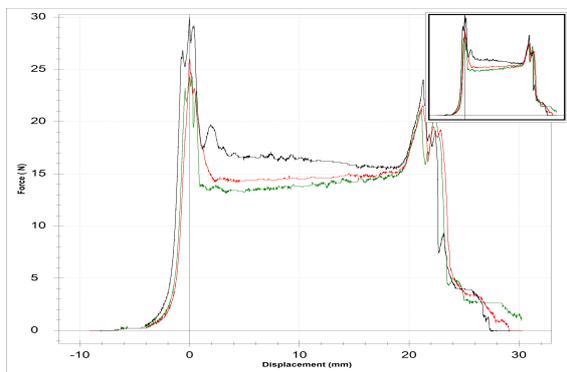
(f) 6回



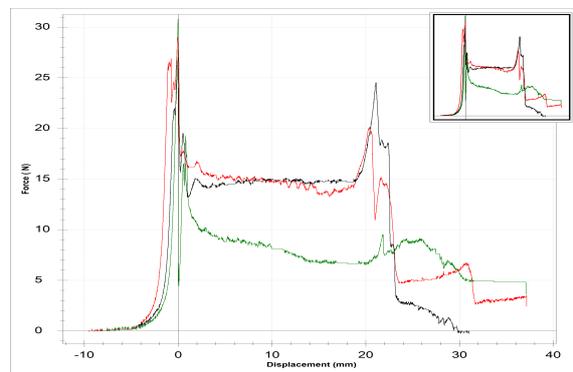
(g) 7回



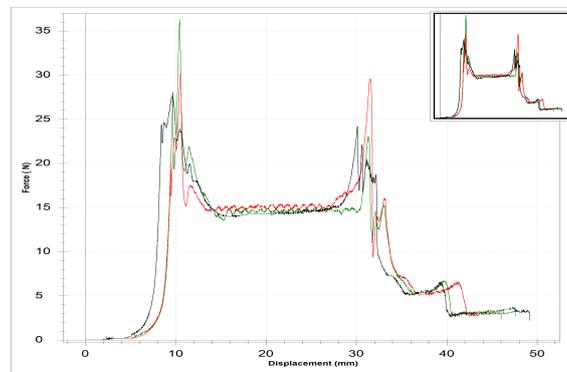
(h) 8回



(i) 9回



(j) 10回



(k) 40回

図 5.25: 複数回溶着 剥離強度

## 第 6 章

# 紐

前章ではバルーンの構成部品であるフィルムについて述べた。本章ではもう一つの構成部品であるバルーン支持紐（以下紐と呼ぶ）について述べる。KamLAND2 での紐への要求として、研究背景について言及し、2 大開発要素である紐の素材選定・太さの選定について以下詳細を述べる。最後に結論として KamLAND2 ではどのような仕様の紐を採用するのかについて言及する。

### 6.1 研究背景

KamLAND2 における背景事象のさらなる低減において、バルーンを支持する紐の低放射能化も重要な課題である。KamLAND1 では、紐に含まれる  $^{40}\text{K}$  由来の  $\gamma$  線が主に  $^7\text{Be}$  太陽ニュートリノの背景事象となり、観測感度を制限する要因の一つとなっていた。そこで紐の低放射能化に向けて、素材選定と形状（太さ）の 2 点から検討を行う。素材選定は、紐の素材となりうる高強度繊維候補の中から、放射性不純物量の測定を通してより低放射能な素材を決定する。また形状選定では、より軽く細い紐であれば、物質量を減らすことによる放射性不純物量の低減だけでなく、紐自身が作る影によるシンチレーション光の遮蔽や散乱といった光学的影響を最小限に抑え、集光量の増加に寄与するというメリットがある。

以上 2 点の検討を通じ、最終的に KamLAND2 で採用すべき紐の仕様を決定する。

### 6.2 紐の素材の選定

#### 6.2.1 素材候補

汎用の繊維に比べ引張強さや引張弾性率が著しく大きいスーパー繊維の中から、ケブラーやシベラスといった高強度が特徴の素材を選定した。

#### ケブラー 29

これまでの KamLAND1 で用いられた素材。パラ系アラミド繊維 ( $\text{C}_{14}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_2$ ) からできており、パラフェニレンジアミンとテレフタル酸クロライドが重縮合したポリパラフェニレンテレフタラミドからなる。図 6.1 に示すような剛直かつ直線性の高い分子骨格を有している。タイヤ

やゴム資材、防護衣料、摩擦材などに用いられている。

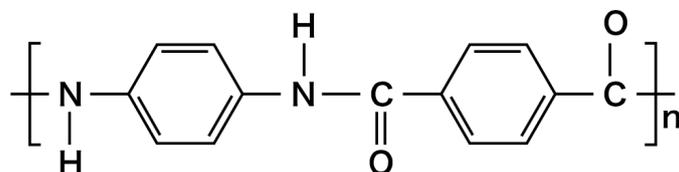


図 6.1: ケブラー繊維の分子構造

### ケブラー 129

ケブラー 29 と素材は一緒であるが、フィラメントのタイプが違う素材であり、ケブラー 29 と比べて高強度であることが特徴である。引張強度がケブラー 29 よりも高い (表 6.1)。

### シベラス

ケブラーと同じ株式会社東レが出している素材で、液晶ポリエステル繊維 (LCP 繊維) と呼ばれるパラヒドロキシ安息香酸 ( $\text{HOC}_6\text{H}_4\text{COOH}$ ) を基本に様々な成分と直鎖状に結合させている繊維からできている。従来のケブラー 29 よりも引張強度が高い (表 6.1)。水産用ネット、光ケーブルを保護する補強材、スピーカーコーンなどに用いられている。

以上3つの素材の原糸の写真を図 6.2、物性表を表 6.1 に示す。



図 6.2: 左がケブラー、右がシベラスの原糸。

## 6.2.2 放射性物質含有量測定

紐に含まれる放射性不純物の測定には、ICP-MS と HPGe 検出器を併用している。

ICP-MS では、特定の核種 (今回は  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ) をターゲットとしてその質量含有量を直接測定する。これに対して HPGe 検出器は、試料から放出される  $\gamma$  線を測定することで、放射性核種の特定と定量を行う。HPGe 検出器を用いる利点は、エネルギー分解能が非常に高いため、崩壊系列に含まれる複数の核種を個別に特定できる点にある。また、ICP-MS では測定が難しい

	ケブラー 29	ケブラー 129	シベラス
密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	1.44	1.44	1.39
引張強度 [kgf/mm <sup>2</sup> ]	297.8	346.7	340.3
引張弾性率（ヤング率） [kgf/mm <sup>2</sup> ]	7189.0	9850.5	9782.8
破断時伸度 [%]	3.6	3.3	2.8

表 6.1: ケブラー 29、ケブラー 129、シベラスの物性値

核種（例えば放射平衡が崩れた際の下位核種など）に対しても、HPGe 検出器を用いることで高感度な測定が期待できる。このように、両者は測定対象や得意とする核種が異なるため、互いに相補的な関係にある。

ICP-MS については第 5.4.2 項で既に述べたため、以下に HPGe 検出器の詳細について説明する。

### HPGe 検出器

基本情報 HPGe 検出器（High Purity Germanium detector）は、ゲルマニウムを使用した半導体検出器のうち、特に高純度のゲルマニウム結晶を使用した極低放射能仕様のものを指す。この検出器は、主にサンプル試料に含まれる放射性同位体から放出される  $\gamma$  線を測定することで、放射性同位体含有量を同定するために用いられる。HPGe 検出器はミューオンなどの宇宙線による原子核破砕によって生成された放射性同位体からの  $\gamma$  線の増加を防ぐため、KamLAND 検出器と同じく神岡鉱山内に位置している。基本性能を表 6.2 に示す [25]。また世界のスクリーニングに用いている主要な HPGe 検出器と比較しても高いエネルギー分解能を持つことが強みである（表 6.3） [26]。

製造元	Million Technologies・CANBERRA (France)
型	同軸 P 型タイプ
相対効率	82.5%
エンドキャップ	高純度、極低放射能アルミニウム製
運用開始時期	2022 年 1 月

表 6.2: HPGe 検出器の基本情報

■構造 検出器の断面を図 6.3 に示す。サンプルスペースを中心として内側から 6N 銅（黄）と無酸素銅（橙）の銅シールド二層、放射性不純物含有量が異なる鉛シールド三層（グレー、黒）が覆う構造となっている。またシールドの黄色の線から上部は蓋（ピンク）になっており、開閉することができる。また HPGe 検出器の写真を図 6.5 に示す。

Site	Detector	Crystal mass [kg]	Relative efficiency [%]	FWHM at 1333 keV [keV]	BG rate 60–2700keV [ $\text{kg}_{\text{Ge}}^{-1}\text{d}^{-1}$ ]
神岡	Ge02(本研究で使用)	1.68	80	1.82	$81.3 \pm 0.7$
	Ge01	1.68	80	2.39	104.5
イタリア：LNGS	Gator	2.2	100.5	1.98	$89.0 \pm 0.7$
	GeMPI	2.2	98.7	2.20	$24 \pm 1$
イギリス：BUGS	Belmont	3.2	160	1.92	90.0
	Merrybent	2.0	100	1.87	145.0
スペイン：LSC	GeOroel	2.31	109	2.22	128.7
	Asterix	2.13	95.1	1.92	171.3
	GeAnayet	2.26	109	1.99	461.2
アメリカ：BHUC	Maeve	2.0	85	3.19	956.1
スイス：LVdA	GeMSE	2.0	107.7	1.96	$88 \pm 1$

表 6.3: 地下実験施設における物質スクリーニングに使用される他の HPGe 検出器との、結晶質量、相対効率、エネルギー分解能、およびバックグラウンド率の比較。GeMPI を除けば、世界のトップレベルにある HPGe 検出器と比較してもバックグラウンドレートは遜色のない水準である。

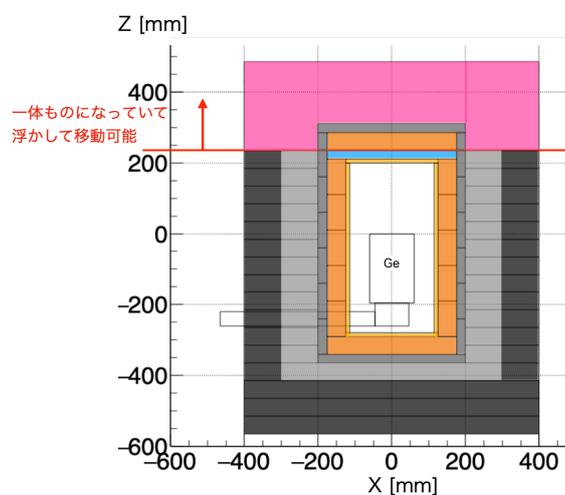
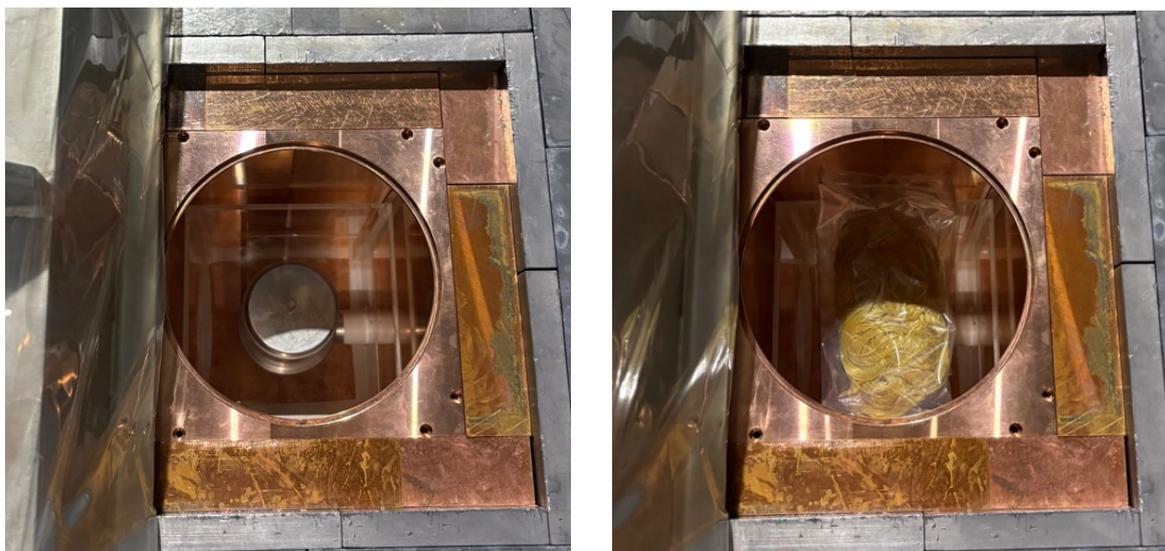


図 6.3: HPGe 検出器の遮蔽体のジオメトリ



(a) HPGe 検出器の外観。検出器はクリーンルームに設置されている。左は 1 号機で、本研究で使用するのはより高性能である右の 2 号機である。 (b) 遮蔽体上部の蓋を浮かせて移動させている様子。



(c) サンプルスペース。透明なアクリル板の下にゲルマニウム結晶が設置されている。

(d) サンプルスペースにサンプルを設置した様子。シベラスを入れた EVOH の袋をラドンフリーエアでパージしアクリル板の上に置く。

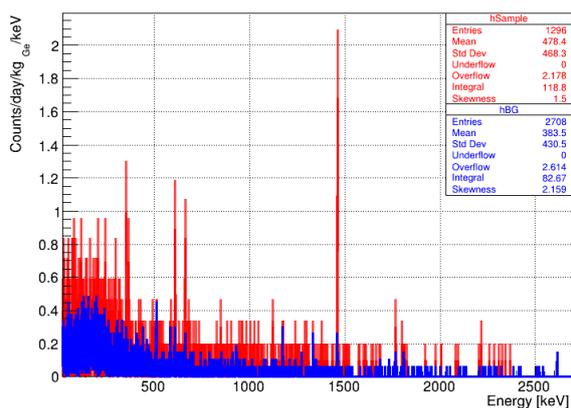
図 6.4: HPGe 検出器の写真

■測定原理 HPGe 検出器は、高純度なゲルマニウム単結晶を用いた半導体検出器である。その動作原理は、結晶に逆バイアス電圧を印加し、内部にキャリアの存在しない空乏層を形成させることに始まる。この空乏層に  $\gamma$  線が入射すると、光電効果などの相互作用によってゲルマニウム原子から電子が叩き出され、多数の電子・正孔対が生成される。これらは印加された電界によって即座に各電極へと引き寄せられ、電荷信号として取り出される。この電荷量は入射した  $\gamma$  線のエネルギーに比例するため、パルス高を解析することでエネルギーを特定できる。

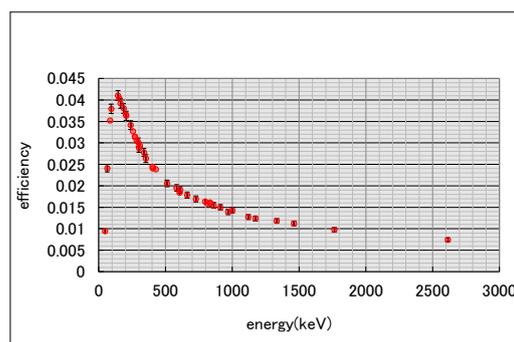
ゲルマニウムが $\gamma$ 線測定に優れている理由は、主に2点挙げられる。第一に、放射線との相互作用の強さである。 $\gamma$ 線の主たる反応の一つである光電吸収の断面積は、物質の原子番号 $Z$ の5乗に比例する。ゲルマニウム( $Z=32$ )は、同じ半導体材料であるシリコン( $Z=14$ )と比較して60倍以上の反応断面積を持つため、高い検出効率を実現できる。第二に、優れたエネルギー分解能である。ゲルマニウムは電子・正孔対を一つ生成するのに必要な平均エネルギーが極めて小さいため、統計的なゆらぎが抑えられ、他の検出器(シンチレータ等)と比較して極めて鋭いピーク(1 MeV 付近で O(1 keV) 程度)を得ることが可能である。

一方で、ゲルマニウムはバンドギャップが約 0.67 eV と狭いため、常温では熱励起によって生じる漏れ電流(ダークカレント)が極めて大きくなり、信号がノイズに埋もれてしまう。このため実際の運用に際しては、検出器を液体窒素温度(77 K)付近まで冷却し、熱励起を十分に抑制する必要がある。

■シミュレーション HPGe 検出器の結果解析には Geant4 をベースにした検出器シミュレーションを用いる。測定からベクレル数算出までの流れを説明する。検出器で取得した波形データの時間、ベースライン、最大値などをテキストファイルに変換し、作業等でノイズが多くなった期間を除去する。その後図 6.5a のようなエネルギースペクトルを取得し、別期間に測定したバックグラウンドデータと比較を行い純粋なサンプル測定データのエネルギースペクトルを取得する。その後、サンプルの位置やマテリアル情報を含めた検出器のジオメトリを定義し、サンプル位置から $\gamma$ 線をエネルギーごとに20万個発生させる。このシミュレーションの結果から検出効率をエネルギーごとに計算し(図 6.5b)、それぞれのエネルギーをもつ核種のベクレル数などを計算する。



(a) 測定によって得られるエネルギースペクトル。青が何もサンプルを入れていないバックグラウンド測定、赤がサンプルによる測定データ。



(b) シミュレーションで得られる検出効率。

図 6.5: HPGe 検出器で得られるデータ。

### 6.2.3 洗浄

測定の前準備として、原糸の洗浄を行った。KamLAND1 での組紐の洗浄を参考に以下の手順で洗浄を行った後、ICP-MS や HPGe 検出器による測定を行った。

- (1) 90-98°C の純水中で 3 時間加熱する。
- (2) 2 回以上脱水する。
- (3) (1) の作業を行い、8 時間以上空けて (2) の作業を行う。
- (4) 80°C 程度の、純水：イソプロピルアルコール=1:1 の混合液中で 3 時間加熱する。
- (5) 2 回以上脱水する。
- (6) (4) の作業を行い、8 時間以上空けて (5) の作業を行う。
- (7) 完全に乾燥するまで研究室内のクリーンブースで自然乾燥した。

この洗浄により、製作時に付着した埃や油分、組紐に加工する際に使用する粉などの不純物を除去する。洗浄の様子を図 6.6 に示す。



図 6.6: 原糸の洗浄の様子。ヒーターにて加熱を行っている。

### 6.2.4 各素材の測定

#### ケブラー 29

■HPGe 検出器のエネルギースペクトル 次に HPGe 検出器でのエネルギースペクトルを図 6.7 に示す。このグラフは横軸がエネルギー [keV]、縦軸が [Counts/day/kg/keV] となっており、赤がサンプルの測定値、青がバックグラウンド測定の結果である。この結果を見ると  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{40}\text{K}$  のピークが大きいことがわかる。 $^{210}\text{Bi}$  は  $^{238}\text{U}$  の崩壊系列である。 $^{137}\text{Cs}$  は原糸を工場で

製造する際に混入してしまったと考えられる。ただし HPGe 検出器での測定から、Q 値が 1.3~1.5MeV の  $^{40}\text{K}$  は 356 mBq/kg であり、1.176MeV の  $^{137}\text{Cs}$  は 7.67 mBq/kg であるため、 $^{40}\text{K}$  に比べれば支配的な背景事象ではなく、 $^{40}\text{K}$  の削減が第一に優先される。

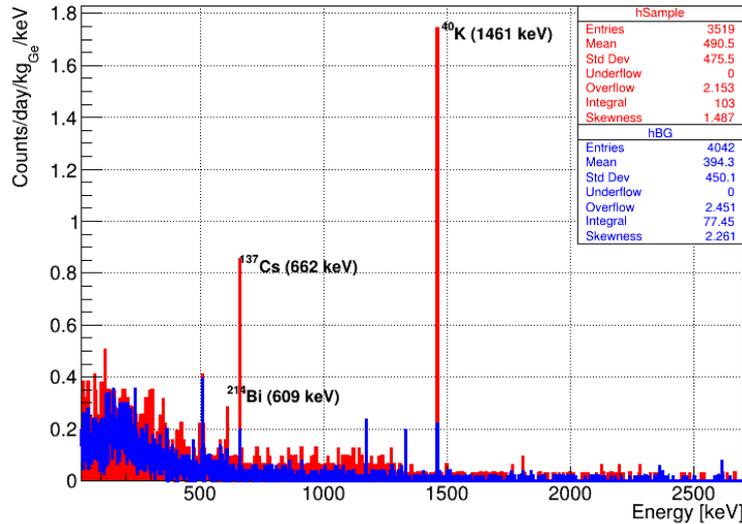


図 6.7: ケプラー 29 の HPGe 検出器によるエネルギースペクトル

■ $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の測定 KamLAND 実験において主要な放射性不純物である  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の含有量を ICP-MS によって測定した。また HPGe 検出器の測定値を用いた  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の算出も行った。HPGe 検出器の測定において、 $^{238}\text{U}$  や  $^{232}\text{Th}$  は半減期が長くほとんど  $\gamma$  線を発生しないため、直接原子そのものを数える ICP-MS よりは測定精度が良くない。 $^{238}\text{U}$  の算出は、 $\gamma$  線を放出する子孫核種  $^{234}\text{Th}$  との放射平衡を仮定してその  $\gamma$  線ピーク 63 keV を測定した。また  $^{232}\text{Th}$  の算出は主な娘核 ( $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Pb}$ ,  $^{212}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ) の測定から放射平衡を仮定して分岐比などを考慮して算出した。

$^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  の上限値と  $^{40}\text{K}$  の量を表 6.4 に示す。ICP-MS では天然カリウムの量が多すぎたために、 $^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  については上限値のみしか測定できなかった。HPGe 検出器では上限値のみしか測定できず、含有量が非常に少ないことや測定の感度が十分でないことが考えられる。

表 6.4: ケプラー 29 に含まれる  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の量

核種	ICP-MS [ng/g]	HPGe 検出器 [ng/g]
$^{238}\text{U}$	<1	<2.3
$^{232}\text{Th}$	<1	<1.0
$^{40}\text{K}$	1.3	1.3

## ケブラー 129

■HPGe 検出器のエネルギースペクトル HPGe 検出器によるエネルギースペクトルを図 6.8 に示す。 $^{214}\text{Pb}$ , 対消滅  $\gamma$  線,  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{40}\text{K}$  のピークが確認できる。 $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  は  $^{238}\text{U}$  の崩壊系列であり、 $^{137}\text{Cs}$  はケブラー 29 と同様に製造時に混入したと思われる。

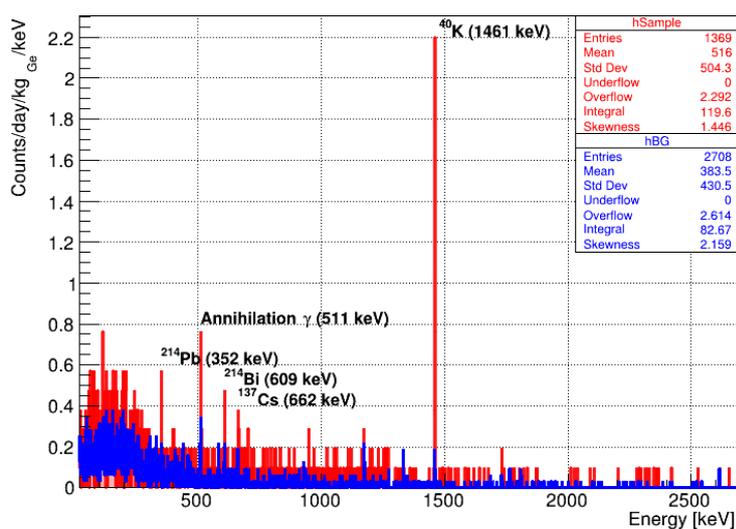


図 6.8: ケブラー 129 の HPGe 検出器によるエネルギースペクトル

■ $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の測定 ICP-MS と HPGe 検出器の測定値を表 6.5 に示す。

表 6.5: ケブラー 129 に含まれる  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の量

核種	ICP-MS [ng/g]	HPGe 検出器 [ng/g]
$^{238}\text{U}$	<1	<5.0
$^{232}\text{Th}$	<1	<1.9
$^{40}\text{K}$	2.9	2.7

## シベラス

■HPGe 検出器のエネルギースペクトル HPGe 検出器によるエネルギースペクトルを図 6.9 に示す。 $^{40}\text{K}$  のピークが大きいのが、 $^{214}\text{Pb}$  のピークなども確認できる。またシベラスに  $^{137}\text{Cs}$  は確認されなかった。

■ $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の測定 ICP-MS、HPGe 検出器で測定した  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の含有量を表 6.6 に示す。

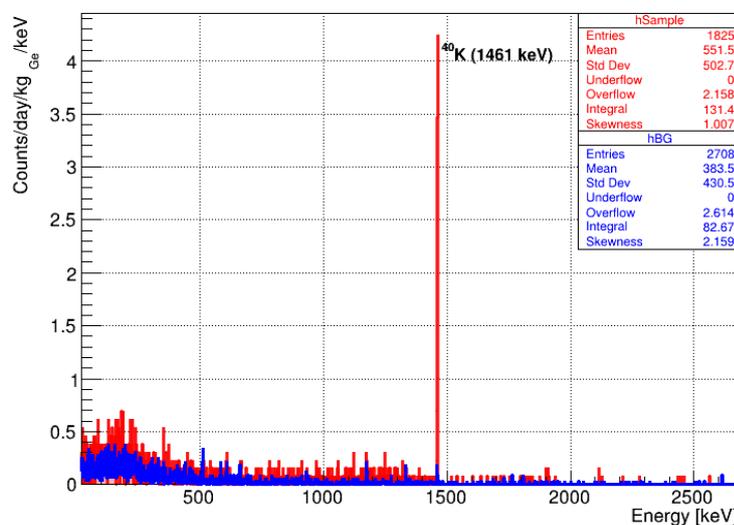


図 6.9: シベラスの HPGe 検出器によるエネルギースペクトル

表 6.6: シベラスに含まれる  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の量

核種	ICP-MS [ng/g]	HPGe 検出器 [ng/g]
$^{238}\text{U}$	<1	<6.2
$^{232}\text{Th}$	<1	<1.5
$^{40}\text{K}$	5.1	6.2

### 6.2.5 測定値の比較と結論

上での議論より、3 サンプルの  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  の含有量を比較する。結果の比較には ICP-MS の結果を用いる。 $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  については上限値<1 ng/g しか得られなかったため、 $^{40}\text{K}$  の比較を表 6.7 に示す。

シベラスにはケブラー 29 の約 3.9 倍、ケブラー 129 にはケブラー 29 の約 2.3 倍の  $^{40}\text{K}$  が含まれていることがわかり、KamLAND2 では KamLAND1 と同じくケブラー 29 を使用する。

表 6.7: 3 サンプルに含まれる  $^{40}\text{K}$  の量

	ケブラー 29 [ng/g]	ケブラー 129 [ng/g]	シベラス [ng/g]
$^{40}\text{K}$	1.3	3.0	5.1

## 6.3 紐の太さの選定

KamLAND1 実験で使用していたケブラー組紐は 9000lbs (ポンド) 強度品で、その規格強度は約 40 kN である。しかしこの要求は過剰である可能性があり、要求強度の見直しでより細い紐の使用が可能であるかを検討した。要求強度の検討には、KamLAND1 実験で 24 年間にわたり使用されてきた紐の強度劣化も考慮する必要がある。このため、まずは KamLAND1 から取り出した紐の強度測定を行い、その結果を踏まえて要求強度を計算し、この強度を仕様とする紐が実際にその強度を有するかを引っ張り試験によって確認した。

### 6.3.1 KamLAND1 で用いられた紐の測定

KamLAND1 検出器解体の際に紐を回収し、ロープ引張試験機を保有する愛知県の三河繊維技術センターにて引っ張り試験を行った。このロープ引張試験機はつかみ具がロープを引っ掛けられるような形状になっており、くさび式、ピン式、渦巻き式などの形状がある。今回はロープの両端にアイ加工を施し、ピン式つかみ具にアイの穴を通すことで両端を固定して引っ張り試験を行った。引っ張り試験機や試験の様子を図に示す。



図 6.10: KamLAND1 から回収した紐。両端に輪っか状のアイ加工を施し、引張試験を行った。

KamLAND1 検出器から回収した紐はアイ加工を含めて約 1 m である。これを 10 本用意し引っ張り試験を行った。結果は  $35.30 \pm 2.54$  kN であった。規格強度 39.98 kN と比較すると規格強度比は  $0.88 \pm 0.06$  であった。これより規格強度比のばらつきを考えると最小値は 0.82 であるため、最大限安全側に考慮して 0.8 を劣化による低減率とし、要求強度の算出を行った。

### 6.3.2 要求強度

要求強度の算出にあたって、まず参考として、KamLAND1 実験の 24 年間の運用を通した紐の荷重の変動を図に示す。これは縦紐の上部に取り付けたロードセルの値を読み取ったもので、常用の張力は 20 kgf 程度で、瞬間的な最大値は 100 kgf 以下であることがわかる。

ここで予想すべき最大荷重には以下の項目がある。

- (a) KamLAND2 検出器建設時の液入れ中、液面が赤道付近の際に 10cm の液面差 (目標 1cm)

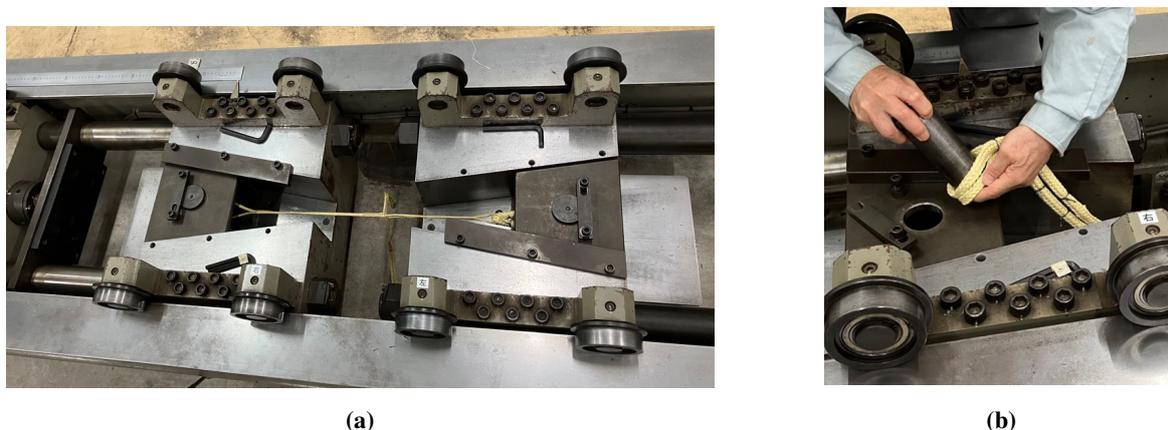


図 6.11: KamLAND1 から回収した紐の引張試験の様子。ピン式つかみ具にアイ加工の穴を通して両端を固定した。

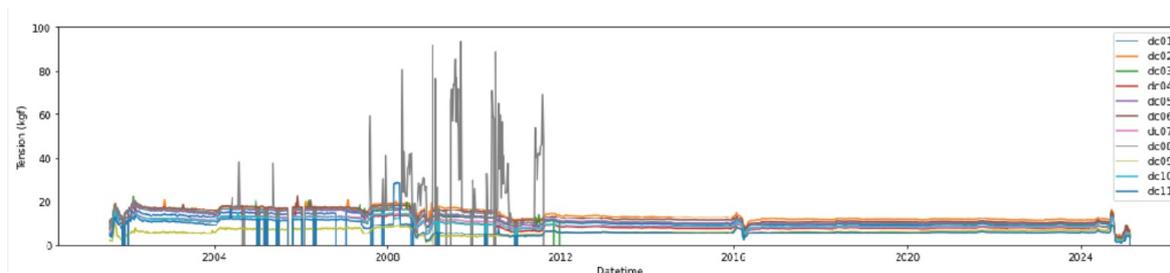


図 6.12: KamLAND1 の運用期間における紐への荷重

- (b) 全充填で 0.1% の液体シンチレータとバッファオイルの密度差 (前回は 5 桁精度で全体の密度差を維持)
- (c) インストール時の引き上げ
- (d) KamLAND1 データの実績 – 定常的ロープ荷重は 20 kgf、瞬間的には 100 kgf

この項目について、(a) と (b) は同時に起こり得る事象で、(c),(d) は独立な事象である。

(a) が起こった場合、バルーンには 10.6 トンの荷重が加わり、紐の荷重は 240 kgf である。

(b) が起こった場合、 $1000 \text{ トン} \times 0.005 = 5 \text{ トン}$  の荷重が加わるので、紐の荷重は 23 kgf である。

(c) が起こった場合、人力で引き上げるので、(a) + (b) に対して無視できる。

(d) も (a) + (b) 以下なので、要求強度の検討には寄与しない。

また安全率は、最大荷重に対し 5 とする。これは国土交通省（航空局）が定める無人航空機や気球について、紐に対しての安全率が 3.5 であることなどを考慮し、最大限の安全に努めるものである。また長期使用による低減率 0.8 は安全率を独立に考える。これらの議論を踏まえた要求強度は、 $\frac{(240+23) \text{ kgf} \times 5}{0.8} \approx 1.6 \text{ トン f} \approx 16 \text{ kN}$  より 16 kN と算出された。

### 6.3.3 4000lbs ケブラー紐の測定

以上の議論から要求強度を 16 kN とし、これに匹敵する仕様強度を持つ組紐は 4000lbs(約 17.8 kN) である。そこでケブラーを用いて 4000lbs 強度品を作成し、引っ張り試験を行った。6 本の試作品を用意し測定を行ったところ、 $20.87 \pm 0.86$  kN であり、要求強度を満たす結果となった。

### 6.3.4 結論

以上の議論により、KamALND1 で用いられた 9000lbs 強度品のケブラー紐は過剰な強度を持つことがわかり、要求強度の再計算により 16 kN と算出された。よって KamLAND2 実験ではこの仕様強度を持つ 4000lbs のケブラー紐を使用することが決定した。



## 第7章

# 低放射能評価

本章では、KamLAND2 実験に向けた本研究の取り組みに対し、低放射能性に着目した議論を行う。

### 7.1 フィルム

本研究では、バルーン製作工程においてカバーフィルムを新たに導入し、製作期間中の塵埃付着を遮断する手法を採用した。塵埃は一般に放射性物質を含んでおり、検出器のバックグラウンドの主要な原因となる。カバーフィルムを装着した状態で製作を行うことで、約3ヶ月に及ぶ切り出しや熱溶着の工程において、フィルム本体が直接環境に曝露されるのを防ぎ、汚れや埃の付着を完全に遮断できる。製作完了後、カバーフィルムを除去したバルーン本体は直ちに専用コンテナへと封入される。その後、検出器近傍までコンテナ内で密閉運搬され、インストール直前に初めて取り出される。この手法により、バルーンが外部環境に曝露されるのは「フィルム剥離時」「コンテナ封入時」「インストール直前」の極めて短時間のみに限定される。塵埃付着による汚染への影響について本稿では定量的な議論は行わないが、後述する紐の低放射能化に加え、このカバーフィルムの導入によっても、バルーン本体の放射性不純物の低減が期待できる。

### 7.2 紐

#### 7.2.1 目的

9000lbs 強度品から 4000lbs 強度品ケブラー紐への移行に伴い、紐の重量を 0.43 倍にすることができる。軽量化に伴い、紐に含まれる  $^{40}\text{K}$  の  $\beta$  崩壊による  $\gamma$  線の発生率も 0.43 倍になると考えられる。紐はバルーンのすぐ外側にあり、バルーンに内包される液体シンチレータのバルーン表面に近い領域は、 $^{40}\text{K}$  由来の  $\gamma$  線発生数が多く、液体シンチレータで観測する事象の背景事象となっていた。そこで解析の際は背景事象が少ない領域を人為的に選んで観測対象とする。このように対象物理への感度を最大化するように決められた領域を有効体積と呼ぶ。 $^{40}\text{K}$  由来の  $\gamma$  線のエネルギーは 1.44MeV であり、液体シンチレータで観測する事象のうち、このエネルギー帯に近い信号は  $^7\text{Be}$  ニュートリノである。

KamLAND1 におけるエネルギースペクトルを図 7.1 に示す。 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノ (青線) 観測の一番の背景事象になっているのは  ${}^{222}\text{Rn}$  娘核の  ${}^{210}\text{Bi}$  (緑線) であり、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノスペクトルの裾に  ${}^{11}\text{C}$  (ピンク線) が差し掛かっており、 ${}^{40}\text{K}$  もこのエネルギー帯にエネルギーを持つ。KamLAND2 実験ではラドン濃度の低い空気でバルーンを膨らませることで  ${}^{210}\text{Bi}$  を格段に減らし背景事象の削減を行う。さらに観測精度を高めるために、有効体積を増やして  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノ信号の統計量を増やし、統計誤差を減らすことが求められる。

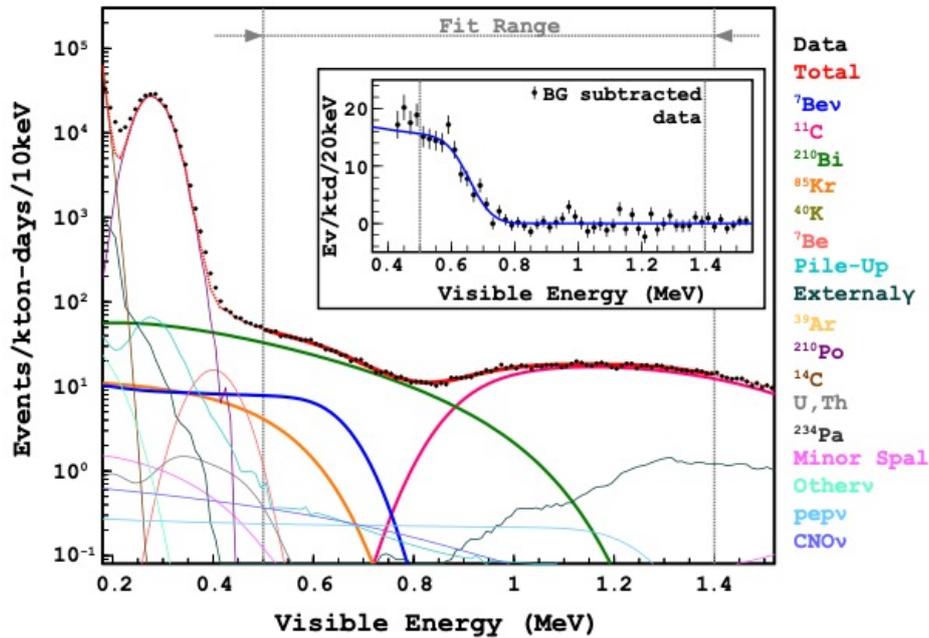


図 7.1: KamLAND1 における 0.2~1.4 MeV のエネルギースペクトル [24]。

${}^{40}\text{K}$  は紐に含まれているため、 $R=6.5$  m 地点が  $K\gamma$  の発生位置となり、液体シンチレータ内部に染み込む。そのイベント数は指数関数に比例して減衰し、一定の半径まで入り込むと、同じエネルギー領域で液体シンチレータに元々含まれており削減が困難な  ${}^{11}\text{C}$  のイベントが支配的になる。 ${}^{11}\text{C}$  は宇宙線による核破砕で崩壊し ( $Q=1.98$  MeV)、1~2MeV の領域で支配的な背景事象である。崩壊後は液体シンチレータ内に一様に分布し、その比較的長い半減期のためこれらの崩壊を除去するには大きなデッドタイムを伴う。1.3<E<1.5 MeV のエネルギー帯において半径ごとに  ${}^{40}\text{K}$  と  ${}^{11}\text{C}$  の合計イベント数をプロットしたグラフを図 7.4 の上図青線に示す。この  $R^3$  分布の比較によって  $R=4.5$  m 以内を解析に用いていた。

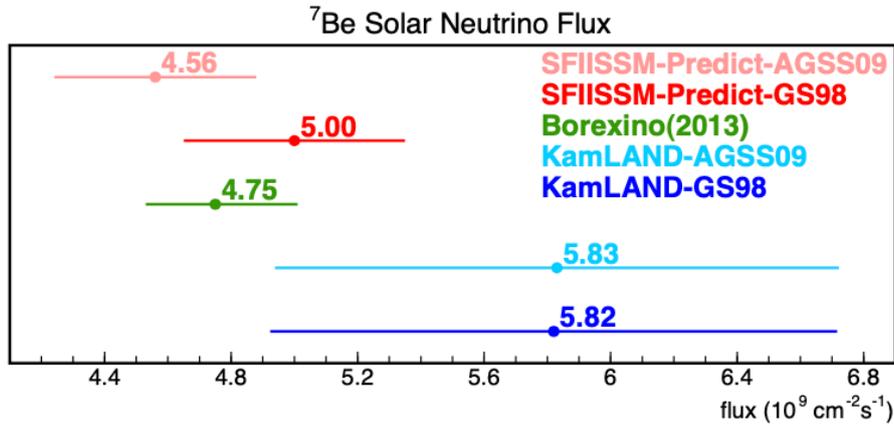
${}^{40}\text{K}$  に制限される有効体積を増大することで信号のイベント数が増加し、 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノフラックスの統計誤差の減少につながる。表 7.1 に  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノフラックスにおける統計誤差と系統誤差を示す。系統誤差に比べ統計誤差は 3.3% 大きく、統計誤差の減少はフラックス全体の誤差の減少に大いに貢献する。

この測定誤差を低減させることは、標準太陽模型が予測する Low-Z モデル (AGSS09) と High-Z モデル (GS98) の妥当性を検証する上で重要である。太陽組成問題は  ${}^7\text{Be}$  のフラックスによ

系統誤差	9.1 %
統計誤差	12.4 %
Total	15.4 %

表 7.1:  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノフラックスの測定誤差 [1]

図 7.2 のように、太陽標準模型による Low-Z, High-Z モデルの違いが予測されている。この理論値と KamLAND1 および Borexino による観測値を示す。現状で世界最高精度を誇る Borexino の観測値に対し、KamLAND1 の結果は依然として誤差が大きい。しかし、KamLAND2 でこの誤差を削減することができれば、長年の懸案である太陽組成問題の解決に貢献することが期待される。

図 7.2:  ${}^7\text{Be}$  ニュートリノフラックスの標準太陽模型の予測値と、Borexino, KamLAND1 の観測値 [1]。

さらに  ${}^8\text{B}$  ニュートリノフラックスによる制限を加え、Borexino によって解析が行われた結果を図 7.3 に示す。赤と青の範囲が標準太陽模型による理論値であり、Borexino の観測結果が緑、KamLAND との Global fit の結果がグレーの範囲で表されている。

### 7.2.2 事象分布モデルとフィッティング

ここからは、本研究によって削減する  ${}^{40}\text{K}$  がどれだけ有効体積に影響するかをシミュレーションによって算出する。バルーン半径を  $R_{\text{balloon}} = 6.5 \text{ m}$  とし、体積に比例するパラメータ  $x = (R/R_{\text{balloon}})^3$  を導入すると、単位体積あたりの事象分布  $f(x)$  は以下のモデルで記述される。

$$f(x) = \text{Const.} + A \exp(Bx) \quad (7.1)$$

ここで、 $\text{Const.}$  は内部一様成分 ( ${}^{11}\text{C}$ )、 $A \exp(Bx)$  は外部由来成分 ( ${}^{40}\text{K}$ ) を表す。これを先行研究により KamLAND1 のデータでプロットしたグラフを図 7.4 に示す [24]。本解析では、KamLAND1 実験で測定されたデータに対してポアソン統計に基づく重み  $\sigma_i = \sqrt{N_i}$  を用いた最

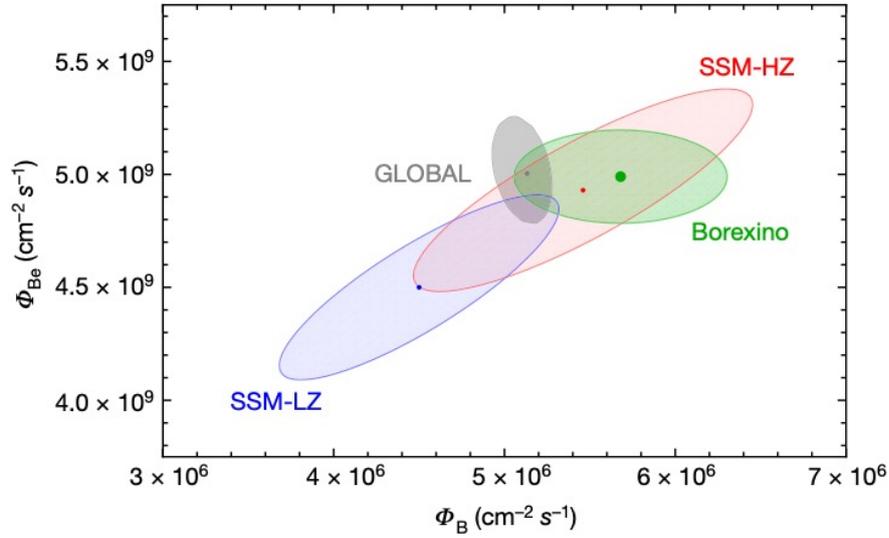


図 7.3:  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$  ニュートリノフラックスの標準太陽模型の予測値と、Borexino, Global fit の観測値 [3]。

小二乗法により、パラメータ  $\{Const., A, B\}$  を決定した。

### 7.2.3 $C/K$ 比の定義と計算

中心から半径  $R$  (体積パラメータ  $x$ ) までの領域に含まれる全事象数において、 ${}^{11}\text{C}$  成分  $C$  と  ${}^{40}\text{K}$  成分  $K$  をそれぞれ以下のように計算する。

$$C(x) = \int_0^x Const. dt = Const.x \quad (7.2)$$

$$K(x) = \int_0^x A \exp(Bt) dt = \frac{A}{B} (\exp(Bx) - 1) \quad (7.3)$$

これより、有効体積内における  $C/K$  比  $R_{C/K}(x)$  は次式で与えられる。

$$R_{C/K}(x) = \frac{C(x)}{K(x)} = \frac{BConst.x}{A(\exp(Bx) - 1)} \quad (7.4)$$

先行研究では  ${}^{210}\text{Bi}$  によって有効体積を  $R = 4.5 \text{ m}$  ( $x_{4.5} \approx 0.33$ ) としており、この時の値を  $R_{C/K}(x_{4.5})$  と定義する。

### 7.2.4 有効体積の計算とシミュレーション

本研究により紐由来の  ${}^{40}\text{K}$  が 0.43 倍になるので、 $\text{K}\gamma$  の強度  $A$  が現状の 43% ( $0.43 \times A$ ) まで低減されることを想定する。この条件下で、 $C/K$  比を損なうことなく拡大可能な新しい半径  $R_{\text{new}}$  は、次の方程式の解  $x_{\text{new}}$  から導かれる。

$$\frac{BConst.x_{\text{new}}}{0.43A(\exp(Bx_{\text{new}}) - 1)} = R_{C/K}(x_{4.5}) \quad (7.5)$$

数値計算の結果、新しい有効体積半径として  $R_{\text{new}} \approx 4.731 \text{ m}$  が得られた。これは、従来の  $4.5 \text{ m}$  から約  $23.1 \text{ cm}$  の拡大が可能であることを示している。 $^{40}\text{K}$  の低減によって  $\text{C}/\text{K}$  比が減少する様子を図 7.4 に示す。

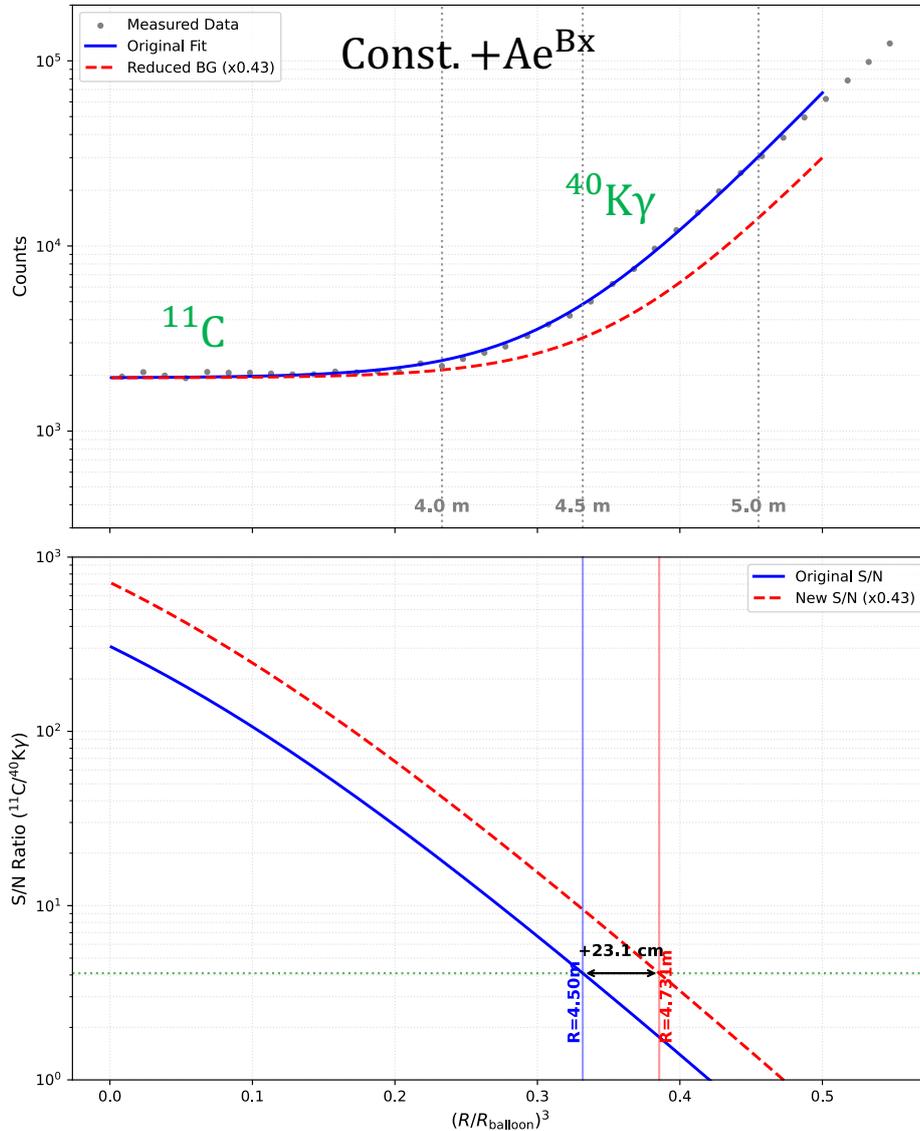


図 7.4:  $1.3 < E < 1.5 \text{ MeV}$  における半径ごとのカウント数と  $^{11}\text{C}/^{40}\text{K}$  比。(\*下図において  $x=0.001$  から計算を開始したため  $x=0$  で  $y=0$  に収束しない)

### 7.2.5 統計誤差

有効体積の拡大は、観測される信号事象数  $N_{\text{sig}}$  の直接的な増加をもたらす。本シミュレーションにおける体積増加率および統計誤差の改善率は以下の通りである。

1. **有効体積:** 有効体積は半径の3乗に比例するため、体積増加率は

$$\frac{V_{\text{new}}}{V_{\text{old}}} = \frac{R_{\text{new}}^3}{4.5^3} \approx 1.1617 \quad (16.17\% \text{ の増加}) \quad (7.6)$$

となる。

2. **統計誤差:** 太陽ニュートリノ観測の相対統計誤差  $\delta_{\text{stat}}$  は  $1/\sqrt{N_{\text{sig}}}$  に比例する。体積拡大後の誤差  $\delta'_{\text{stat}}$  との関係は、

$$\frac{\delta'_{\text{stat}}}{\delta_{\text{stat}}} = \frac{1}{\sqrt{V_{\text{new}}/V_{\text{old}}}} = \frac{1}{\sqrt{1.1617}} \approx 0.9246 \quad (7.7)$$

であり、これは相対統計誤差が7.54%改善 ( $1 - 0.9246 = 0.0754$ ) されることを意味する。

以上の検討により、 $^{40}\text{K}$  を43%に削減することで、従来のC/K比を維持したまま有効体積を16.17%拡大し、相対統計誤差を7.54%改善し、観測感度を向上させることが定量的に示された。

## 第 8 章

# 結論と今後の展望

### 8.1 結論

バルーンの開発においては、製作工程における環境由来の不純物付着を防止するため、新たにカバーフィルムを導入する手法を提案した。カバーフィルムはバルーン本体へのノリ残りが少ないため放射線不純物が増える心配がなく、また溶着への影響は確認されなかった。これにより実際のバルーン製作に問題なく導入できることが確認できた。加えて、フィルムの吸湿性や静電気の発生を考慮したバルーン製作環境の湿度を 65% 以上とし、高湿度による品質への影響を評価した結果、上限値の制限なしで製作可能と判断した。また現段階で用いている溶着機について、破断強度や剥離強度の評価を行うことでその最適なパラメータを決定した。さらに実際のバルーン製作で想定される同一箇所の数回の溶着について、何回溶着を行なっても要求強度を満たすことを確認した。

紐については、複数の高強度繊維の中から最も不純物が少ない素材として、KamLAND1 実験でも用いられていたケブラー 29 を選定した。加えて、紐の要求強度計算や KamLAND1 使用品の引張試験などから、強度設計を従来の 9000lbs から 4000lbs へと見直すことで、紐の物質量をこれまでの 0.43 倍にまで削減し、紐由来の  $^{40}\text{K}$  等の背景事象を物理的に低減することに成功した。

これらの開発による物理的感度への影響を評価するため、シミュレーションを用いた解析を行った。背景事象の低減によって、これまでは事象混入の懸念から切り捨てられていた検出器外縁部を解析に使用することが可能となり、有効体積を約 16.17% 拡大できる見込みを得た。この有効体積の拡大は、 $^7\text{Be}$  ニュートリノ観測における相対統計誤差を約 7.54% 改善させることに相当し、KamLAND2 における太陽ニュートリノ観測の精度向上に大きく寄与する成果であると言える。

### 8.2 今後の展望

KamLAND2 の本番用バルーン製作は 2026 年秋頃に開始される予定であり、現在はそれに向けて製作技術の確立および最終確認を行う段階にある。本研究で得られた知見を基に、今後は以下の課題に取り組む必要がある。

第一に、本番用溶着機の導入後の最適化である。実機納入後、本研究と同様の手法を用いて最適な溶着パラメータの探索を再度行う。複数回溶着や段差部分といった複雑な形状において、強度を満たすだけでなくリークチェックを行なうことで機密性を保つことができる溶着技術を確立しなければならない。

第二に、カバーフィルム運用における静電気の影響評価である。湿度条件の管理により製作時の静電気発生は抑制可能であるが、カバーフィルムを剥離する際に生じる静電気については、現在評価を進めている段階である。今後は、発生する静電気がフィルムにピンホールを形成するリスクについて定量的な評価を行い、あわせて静電気の発生を最小限に抑える剥離手法の探索を進める予定である。さらに、カバーフィルムの導入が、埃などの放射性不純物の混入を実際にどの程度抑制できるかについても、実測に基づく定量的な議論を行いたいと考えている。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、たくさんの方に協力をしていただきました。心から感謝申し上げます。

初めに、指導教員として本研究の指導をしてくださった渡辺寛子先生に感謝申し上げます。大学院から東北大学に進学し、KamLAND の知識や研究の経験などもほとんどない私に対して、一から研究のサポートをしてくださいました。半年ほど2つの研究を並行しており、最終的にバルーンの研究を行うことが決定した時には研究の進捗があまりない状態でした。そこから根気強いサポートをしていただき、ここまで研究を進めることができました。自身の稚拙な考察や資料に対して、いつもの確で論理的な助言をしていただけるので、研究に対する考え方や姿勢なども多く学びました。幾度となくご迷惑をおかけしましたが、これから博士課程では受け取ったご恩を返せるように、研究に邁進していきたいと思っております。

また水越先生にも大変お世話になりました。水越さんには主に修士二年の時から研究の面倒を見ていただきましたが、神岡勤務で直接指導することが難しい中で、自身の研究や資料に本当にたくさんの助言をいただきました。共有した資料をすぐに確認し、多くの指摘をしていただいたおかげで、発表資料や申請書、本論文などをより良い資料にまとめることができました。時間がない中でも親身に面倒を見てくださり、常に心強く思っておりました。これからの博士課程でも面倒を見ていただきますが、水越さんに優秀な学生だと胸を張って言っていただけるように、研究に邁進していきたいと思っております。

他にもバルーンチームの末包先生は毎週のミーティングでの的確なアドバイスをくださり、本研究を常に良い方向へ導いてくださりました。バルーンチームの学生にもよく研究に協力してもらい、普段の研究や出張先などでよく支えていただきました。

センター長である井上先生には、発表の度に的確な鋭い意見をさせていただき、自身の研究がより良い方向へ進む指針となりました。自身が高校生の時に井上先生の興味深い講演を聞いて、ニュートリノや KamLAND に興味を持ち始めました。井上先生のおかげで、世界最前線の実験に携わることができ、自身の研究が KamLAND の性能向上に繋がるということを非常に嬉しく思います。

最後に、センターの教員や技術職員の皆さん、事務員や清掃をしてくださる職員の皆さん、センターの学生の皆さんには非常にお世話になりました。センターの同期や先輩後輩の皆さんのおかげで研究や研究外の生活がとても豊かになり、出会えたことに心から感謝しています。ここに書ききれなかった皆さんも含めて、改めて心から感謝申し上げます。



## 参考文献

- [1] A. Gando et al., “ $^7\text{Be}$  Solar Neutrino Measurement with KamLAND”, *Phys. Rev. C* **92**, 055808 (2015), DOI: [10.1103/PhysRevC.92.055808](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.055808).
- [2] R. Davis, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, “Search for Neutrinos from the Sun”, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205–1209 (1968), DOI: [10.1103/PhysRevLett.20.1205](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.20.1205).
- [3] “Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos”, *Nature* **562**, 505–510 (2018).
- [4] 日本物理学会, (編) “ニュートリノと重力波”, 裳華房 (1997).
- [5] N. Vinyoles, A. M. Serenelli, F. L. Villante et al., “A new generation of standard solar models”, *The Astrophysical Journal* **835**, 202 (2017).
- [6] B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, Jr., J. R. Distel, K. Lande, C. K. Lee, P. S. Wildenhain, and J. Ullman, “Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector”, *The Astrophysical Journal* **496**, 505 (1998), DOI: [10.1086/305343](https://doi.org/10.1086/305343).
- [7] A. Allega, M. R. Anderson, S. Andringa et al., “Measurement of the  $^8\text{B}$  solar neutrino flux using the full SNO+ water phase dataset”, *Phys. Rev. D* **110**, 122003 (2024), DOI: [10.1103/PhysRevD.110.122003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.122003).
- [8] G. Bellini, J. Benziger, D. Bick et al., “Precision Measurement of the  $^7\text{Be}$  Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino”, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 141302 (2011), DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.141302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.141302).
- [9] D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger et al., “Final results of Borexino on CNO solar neutrinos”, *Phys. Rev. D* **108**, 102005 (2023), DOI: [10.1103/PhysRevD.108.102005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.102005).
- [10] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago et al., “Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND”, *Phys. Rev. D* **88**, 033001 (2013a), DOI: [10.1103/PhysRevD.88.033001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.033001).
- [11] S. Abe, S. Asami, M. Eizuka et al., “Abundances of uranium and thorium elements in Earth estimated by geoneutrino spectroscopy”, *Geophysical Research Letters* **49**, e2022GL099566 (2022).
- [12] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago et al., “Limit on Neutrinoless  $\beta\beta$  Decay of  $^{136}\text{Xe}$  from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in  $^{76}\text{Ge}$ ”, *Physical Review Letters* **110** (2013b), DOI: [10.1103/physrevlett.110.062502](https://doi.org/10.1103/physrevlett.110.062502).
- [13] A. Gando, Y. Gando, T. Hachiya et al., “Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted

- Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen”, *Physical Review Letters* **117** (2016), DOI: [10.1103/physrevlett.117.082503](https://doi.org/10.1103/physrevlett.117.082503).
- [14] S. Abe, T. Araki, K. Chiba et al., “Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset”, (2024), URL: <https://arxiv.org/abs/2406.11438>.
- [15] H. Ozaki, “High Sensitivity Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in KamLAND-Zen with Double Amount of  $^{136}\text{Xe}$ ”, Ph.D. dissertation, Tohoku University (2020), URL: <https://cir.nii.ac.jp/crid/1910865335637867904>.
- [16] 渡部一步, “KamLAND2-Zen 実験で使用するキセノン含有液体シンチレータの特性研究および組成決定”, 修士論文, 東北大学大学院 理学研究科 (2023).
- [17] 松本優也, “KamLAND2 に向けた新型フロントエンド電子回路のトリガー開発”, 修士論文, 東北大学大学院 理学研究科 (2025), URL: [https://www.awa.tohoku.ac.jp/Thesis/ThesisFile/matsumoto\\_yuya\\_m.pdf](https://www.awa.tohoku.ac.jp/Thesis/ThesisFile/matsumoto_yuya_m.pdf).
- [18] 中島梨花, “KamLAND2-Zen 実験へ向けた集光ミラーの研究と液体シンチレータの性能評価”, 修士論文, 東北大学大学院 理学研究科 (2024), URL: [https://www.awa.tohoku.ac.jp/Thesis/ThesisFile/nakajima\\_rika\\_m.pdf](https://www.awa.tohoku.ac.jp/Thesis/ThesisFile/nakajima_rika_m.pdf).
- [19] 中根淳, “KamLAND2 プロトタイプ検出器における校正手法の開発と性能評価”, 修士論文, 東北大学大学院 理学研究科 (2024).
- [20] 千葉健太郎, “KamLAND2-Zen のための波長変換剤に対するゾーンメルティング等の純化方法の研究と ICP 質量分析器による極微量放射性元素の高感度測定”, 修士論文, 東北大学大学院 理学研究科 (2025).
- [21] 後藤杏奈, “KamLAND2-Zen 実験の液体シンチレータに導入する最適な波長変換剤の選定と濃度決定”, 修士論文, 東北大学大学院 理学研究科 (2022).
- [22] Ed (Edgar181), Public domain, ウィキメディア・コモンズ経由で, [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ethylene-vinyl\\_alcohol\\_polymer.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ethylene-vinyl_alcohol_polymer.svg).
- [23] SHIMADZU, <https://www.an.shimadzu.co.jp/service-support/technical-support/analysis-basics/gc/fundamentals/gas-chromatography/index.html>.
- [24] 竹本康浩, “Observation of  $^7\text{Be}$  Solar Neutrinos with KamLAND”, 博士論文, 東北大学大学院 理学研究科 (2014).
- [25] 鈴木芹奈, “神岡地下実験室の極低放射能ゲルマニウム検出器におけるバックグラウンドの理解”, 修士論文, 横浜国立大学大学院 (2023), URL: <https://neutrino.ynu.ac.jp/thesis/22suzuki.pdf>.
- [26] K. Ichimura, H. Ikeda, Y. Kishimoto et al., “Development of a low-background HPGe detector at Kamioka Observatory”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2023**, 123H01 (2023), DOI: [10.1093/ptep/ptad136](https://doi.org/10.1093/ptep/ptad136).