

修士論文

海洋底反ニュートリノ観測装置 OBD に向けた
低温高圧環境用検出器要素の開発と
シミュレーションによる性能評価

Development of detector components for low-temperature and
high-pressure environment, and performance evaluation with
simulation toward ocean bottom anti-neutrino detector OBD

東北大学理学研究科
物理学専攻

酒井 汰一

令和3年

概要

U や Th といった地球内放射性起源の反電子ニュートリノ (地球ニュートリノ) の観測は 2005 年の KamLAND による世界初観測以降、観測精度の向上により地球科学的知見が得られるレベルに達している。しかし、KamLAND 等の大陸上の検出器では観測されるニュートリノの約 70% が地殻由来の反ニュートリノであり、より深く謎の多いマントルの情報を得ることは難しい。海洋底反ニュートリノ検出器 (Ocean Bottom Detector) は、地殻がより薄く U, Th の密度の小さい海洋で観測することによりマントル由来の地球ニュートリノの直接観測を目指すアイデアであり、地球深部の内部構造の解明に不可欠な観測値を与えることが期待される。また、この検出器は大陸上の検出器の主要なバックグラウンド源である原子炉から離れることができ、移動式のため多地点で観測できるといった独自の特徴がある。海底に検出器を沈めるアイデアは 2005 年にハワイ大学を中心に Hanohano という検出器として発案されたが、検出器の実現には至らなかった。しかし 2019 年より東北大と海洋研究開発機構の共同研究がスタートし、それぞれに蓄積された技術的、学術的知見を統合し、大型研究の実現に向けて動き出した。本論文では海洋底反ニュートリノ検出器要素である、液体シンチレーターと PMT シールドの開発について論じ、最後にシミュレーションを元にした、マントル地球ニュートリノの観測感度を求める。

液体シンチレーターの開発では発光物質 PPO の最適な濃度を発光量測定から決定した。それと同時に低温と常温での液体シンチレーターの発光量、透過率を測定し、OBD の測定環境でも液体シンチレーターが十分機能することを示した。

PMT シールドの開発では、強固かつ低放射能なシールドの開発を目指した。ガラスとアクリルを素材の候補とし、すでに耐圧性に信頼のあるが放射性物質量の多いガラスに対しては低放射能化を、放射性物質量は少ないが、耐圧性に不安のあるアクリルに対しては耐久テストを行なった。結果ガラスは十分に低放射能な素材を作成することができた。一方アクリルは耐圧性をクリアできず、シールドとしては使用できないことがわかった。

シミュレーションでは検出器由来の放射性物質によるアクシデンタル、 α -n バックグラウンドと、宇宙線ミュオン由来である He-Li、高速中性子バックグラウンドを求めた。検出器由来の放射性物質によるバックグラウンドの見積もりは、他実験から放射性物質量を引用して行なった。宇宙線ミュオン由来のバックグラウンドの見積もりは、OBD 観測環境におけるミュオンの特性をシミュレーションで求めたのち、それぞれのバックグラウンドを求めた。

第 1 章ではニュートリノの性質をまとめた。

第 2 章では地球科学とニュートリノを用いた地球観測について述べる。

第 3 章では OBD 検出器の特徴についてまとめた。

第 4 章と第 5 章ではそれぞれ PMT シールドと液体シンチレーターの開発について述べる。

第 6 章ではシミュレーションによるバックグラウンドの評価と、地球熱量モデル分離能力の見積もりについて述べる。

目次

第 1 章	ニュートリノ物理学	1
1.1	ニュートリノ	1
1.1.1	素粒子標準理論	1
1.1.2	ニュートリノの発見	1
1.1.3	ニュートリノ振動	2
1.1.4	ニュートリノ質量と質量階層構造	4
第 2 章	ニュートリノ地球科学	5
2.1	地球内部の熱源	5
2.2	地球ニュートリノ	6
2.3	地球ニュートリノフラックス	7
2.4	BSE モデル	8
2.5	地球ニュートリノ観測の現状	8
第 3 章	海洋底反ニュートリノ観測装置 OBD	13
3.1	OBD 実験計画	13
3.2	OBD 検出器	14
3.2.1	外部検出器	14
3.2.2	内部検出器	15
3.3	ニュートリノの検出原理	16
3.3.1	反ニュートリノの検出	16
3.3.2	ニュートリノの検出	17
3.4	設置場所	17
3.5	海洋底反ニュートリノ検出器の利点	18
3.6	地球ニュートリノ観測におけるバックグラウンド	19
第 4 章	PMT シールドの開発	23
4.1	PMT シールドの素材	23
4.1.1	ガラス	23
4.1.2	アクリル	23
4.2	PMT シールドの開発目標	24
4.3	ガラス製シールドの開発	24
4.3.1	既製品のガラスの放射性物質量の確認と改善方法	25
4.3.2	低放射性物質量のガラスの制作	25

4.4	アクリル製シールドの開発	26
4.4.1	耐圧試験	26
4.4.2	試験結果	27
4.4.3	構造解析	30
第5章	液体シンチレーターの開発	31
5.1	発光原理	31
5.2	溶媒選定	32
5.2.1	溶媒候補	32
5.2.2	溶媒の低温での振る舞い	32
5.3	発光量測定	33
5.3.1	測定原理	33
5.3.2	測定方法	33
5.3.3	測定結果	34
5.3.4	PMT の温度補正	36
5.4	9 cm 透過率測定	37
5.4.1	測定原理	37
5.4.2	測定方法	38
5.4.3	測定結果	39
第6章	シミュレーションによるバックグラウンド評価とマントル地球ニュートリノ観測感度評価	41
6.1	検出器のジオメトリ	41
6.2	アクシデンタルバックグラウンド	42
6.3	(α, n) バックグラウンド	45
6.4	宇宙線ミュオンシミュレーション	48
6.4.1	深海 4 km での宇宙線ミュオンのフラックスと角度分布	48
6.4.2	OBD-LS 内に侵入するミュオンシミュレーション	50
6.4.3	ODPMT によるタグ効率	51
6.5	He-Li バックグラウンドの見積もり	54
6.5.1	シミュレーション手順	54
6.5.2	シミュレーション結果	55
6.6	高速中性子見積もり	57
6.6.1	シミュレーション手順	57
6.6.2	シミュレーション結果	57
6.7	OBD の予測スペクトル	58
6.8	統計テストによる評価	59
6.8.1	マントル地球ニュートリノ観測感度評価	59
6.8.2	地球熱量モデル別能力評価	61
6.8.3	マントル地球ニュートリノ観測による波及効果	63
第7章	まとめと今後の展望	65
	謝辞	67

目次

1.1	素粒子標準模型	1
1.2	Cowan と Reines の実験	2
1.3	KamLAND による原子炉ニュートリノ振動観測データ	4
2.1	モデルによる地球熱量の差異	5
2.2	KamLAND 検出器	6
2.3	地球ニュートリノのエネルギースペクトル	7
2.4	KamLAND における距離ごとの地球ニュートリノ寄与	8
2.5	KamLAND における地球ニュートリノの観測結果	9
2.6	KamLAND における地球ニュートリノの観測数	9
2.7	KamLAND による BSE モデルの特定	10
2.8	Borexino における地球ニュートリノの観測結果	10
2.9	Borexino における地球ニュートリノの観測数	11
2.10	Borexino による BSE モデルの特定	11
2.11	KamLAND と Borexino の結果の比較	11
3.1	Hanohano 概略図	13
3.2	OBD 検出器概略図	14
3.3	PMT の原理	15
3.4	IceCube 実験の PMT	16
3.5	逆ベータ崩壊	17
3.6	マントル地球ニュートリノフラックス	18
3.7	地球ニュートリノフラックスと、マントル寄与の分布図	19
3.8	反電子ニュートリノ総量への寄与	19
3.9	(α, n) 反応によるバックグラウンド	20
4.1	完成したガラスとその材料	26
4.2	テストボール	27
4.3	テストボールの接続方法	27
4.4	JAMSTEC 耐圧試験装置	27
4.5	作業の様子	27
4.6	1 回目の加圧試験の圧力モニター	28
4.7	一回目の試験の様子	28
4.8	2 回目の加圧試験の圧力モニター	29

4.9	二回目の試験の様子	29
4.10	肉厚 10 mm のときの構造解析	30
4.11	肉厚 15 mm のときの構造解析	30
5.1	分子のエネルギー準位と電子遷移	31
5.2	低温での LAB の様子	32
5.3	窒素置換後の低温での LAB の様子	33
5.4	タンク側部	34
5.5	タンク下部	34
5.6	実験装置と回路の概略図	34
5.7	実験装置の様子	34
5.8	NaI の発光スペクトル	35
5.9	液体シンチレーターの発光スペクトル	35
5.10	発光量測定中の温度推移	35
5.11	各液体シンチレーターの発光量のプロット	36
5.12	PMT 温度補正手順の概略図	36
5.13	PMT ゲインの温度依存性	37
5.14	PMT の補正を入れた各液体シンチレーターの発光量のプロット	37
5.15	分光光度計と概略図	38
5.16	使用した恒温器	39
5.17	使用した温度計	39
5.18	透過率測定中の温度変化	39
5.19	OBD-LS の 9 cm 透過率	40
5.20	変換した OBD-LS の 7 m 透過率	40
6.1	シミュレーションジオメトリの概略図	41
6.2	OD の概略図	41
6.3	アクリルの放射線シミュレーションの vertex 分布	43
6.4	アクリルの放射線シミュレーションのエネルギー分布	43
6.5	全 LS 領域でのアクシデンタルバックグラウンド	44
6.6	Figure of Merit の計算結果	44
6.7	fiducial cut=70 cm の時のアクシデンタルバックグラウンド	45
6.8	α の stopping power	46
6.9	中性子生成率	46
6.10	中性子のエネルギースペクトル	47
6.11	(α, n) バックグラウンドのスペクトル	47
6.12	ミューオンシミュレーションの概略図	48
6.13	ミューオンエネルギー分布	49
6.14	ミューオン天頂角分布	49
6.15	各ニュートリノ検出器のミューオンフラックス	49
6.16	宇宙線ミューオンを打ち込むシミュレーションのプロセス	50
6.17	ミューオンの tracklength	51

6.18	ミューオンの LS 領域での Energy Deposit	51
6.19	仮定した PMT の量子効率	52
6.20	ミューオンによる光子の PMT ヒットタイミング	52
6.21	ミューオンイベントの HitNum VS PMTNum	53
6.22	^{40}K イベントの HitNum VS PMTNum	53
6.23	A=8 の崩壊図	54
6.24	A=9 の崩壊図	54
6.25	FLUKA シミュレーションのジオメトリ	55
6.26	各ミューオンエネルギーにおける核破砕生成物	56
6.27	先発信号のエネルギー分布	57
6.28	先発信号の vertex 分布	58
6.29	中性子捕獲の vertex 分布	58
6.30	OBD1.5kt 検出器の予測エネルギースペクトル	59
6.31	lowQ モデルを仮定し 10 年観測した際の $\Delta\chi^2$ 分布	60
6.32	middleQ モデルを仮定し 3 年観測した際の $\Delta\chi^2$ 分布	60
6.33	highQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta\chi^2$ 分布	60
6.34	3 年観測のときの予測観測数	62
6.35	5 年観測のときの予測観測数	62
6.36	7 年観測のときの予測観測数	62
6.37	10 年観測のときの予測観測数	63
6.38	観測年数と地球ニュートリノの予測観測数	63
6.39	各モデルの値と OBD での観測予測値	63
6.40	地殻モデル毎の KamLAND での地球ニュートリノ信号数の予測	64
6.41	各検出器での観測数と地殻由来の対応	64

表目次

2.1	BSE モデルの比較	8
4.1	KamLAND の PMT ガラス単位質量中の放射性物質質量	23
4.2	アクリルの放射性物質質量	24
4.3	PMT シールド素材の特徴	24
4.4	開発目標値	24
4.5	原材料とガラスの放射性物質質量	25
4.6	岡本硝子製ガラスの組成	26
4.7	XMASS 実験で測定された 5 分子硼砂の放射性物質質量	26
5.1	各溶剤の特性	32
6.1	仮定した単位体積あたりの放射性物質質量	42
6.2	全 LS 体積中の反応レート [Hz]	43
6.3	^8He と ^9Li の生成率	56
6.4	地球ニュートリノ数	58
6.5	予測イベント数	58
6.6	3 年観測時の地球熱量モデル排除確率	61
6.7	5 年観測時の地球熱量モデル排除確率	61
6.8	7 年観測時の地球熱量モデル排除確率	61
6.9	10 年観測時の地球熱量モデル排除確率	61
7.1	ガラスの放射性物質質量のまとめ	65
7.2	予測イベント数のまとめ	66

第 1 章

ニュートリノ物理学

1.1 ニュートリノ

1.1.1 素粒子標準理論

この宇宙を構築する物質の最小単位を素粒子と呼ぶ。この素粒子の性質や反応を記述する理論は素粒子標準理論と呼ばれ、自然界に存在する 4 つの基本的相互作用のうち、重力を除いた、電磁気力、弱い相互作用、強い相互作用を元に構築される。標準理論によれば、我々の宇宙はフェルミオンまたはボゾンに分類される 17 種類の素粒子から構成される。ボゾンとは、整数スピンを持ち力を媒介する素粒子であるのに対し、フェルミオンは半整数スピンを持ち、物質を構成する素粒子である。フェルミオンはさらに、強い相互作用と作用するものをクォーク、しないものをレプトンに分けることができる。(図 1.2) レプトンのうち、電気的に中性な素粒子をニュートリノと呼び、世代の若い順に電子ニュートリノ ν_e 、ミューニュートリノ ν_μ 、タウニュートリノ ν_τ と名付けられている。

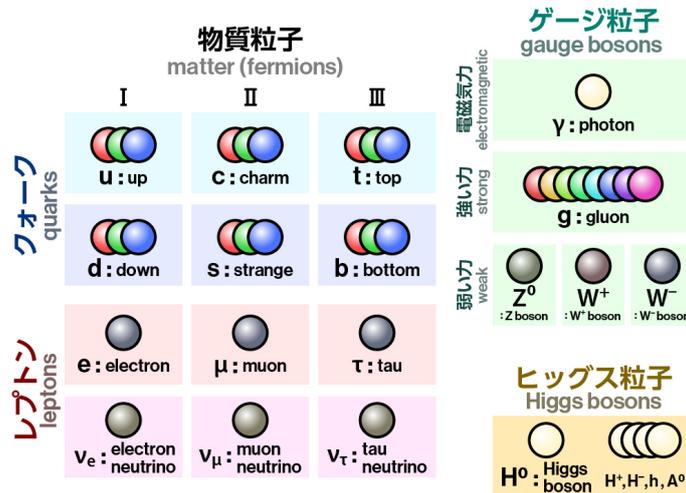


図 1.1 素粒子標準模型

1.1.2 ニュートリノの発見

ニュートリノは 1930 年にパウリによって、 β^- 崩壊における物理保存則を維持するために初めて提唱された。 β^- 崩壊の際に放出される電子のエネルギーは連続的な分布をもち、エネルギー保存則と角運動量保存則を満たさ

ないと考えられていた。パウリはこの現象を説明するために、電気的に中性で質量が0に限りなく近い、スピンの1/2の粒子を提案した。その後1932年にフェルミによって β^- 崩壊によって電子とニュートリノが同時に作られることが示された。また、ニュートリノと命名したのもフェルミである。

実際にニュートリノの存在が実験的に確認されたのは1956年のF.ReinesとC.Cowanの実験によってである。彼らは塩化カドミウムを含む水と液体シンチレータの層を持つ検出器を設置して原子炉由来の反ニュートリノを観測した。反ニュートリノが陽子と反応すると陽電子と中性子が放出され、その後中性子がカドミウムによって捕獲される。その際に3-4個の γ 線が放出される。この陽電子による先発信号と、複数の γ 線による後発信号を遅延同時計測することによる観測を行い、反電子ニュートリノの観測に成功した。

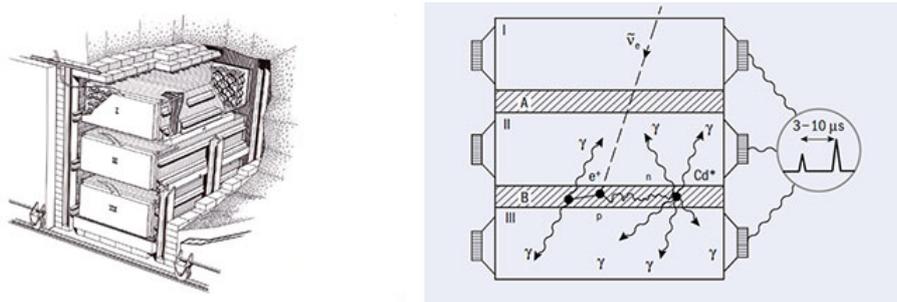


図 1.2 Cowan と Reines の実験: 図中 1,2,3 は液体シンチレーター、A,B は塩化カドミウム水溶液。¹

1.1.3 ニュートリノ振動

素粒子標準模型において、ニュートリノは質量が0だと考えられていた。しかし1962年に、牧二郎、中川昌美、坂田昌一により、ニュートリノが時間発展とともにフレーバーを変えるニュートリノ振動という現象が提唱された。そしてニュートリノ振動の証拠は1998年にSuper-Kamiokande実験により、大気ニュートリノの消失をもって初めて発見された(Y. Fukuda, et al. "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos" Phys. Rev. Lett.(1998))。

本章では、このニュートリノ振動について詳しく述べる。ニュートリノは3種類のフレーバー($\alpha = e, \mu, \tau$)を持ち、その固有状態は3種類の質量固有状態が混合した状態で表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ここでユニタリ行列Uはポンテコルボ・牧・中川・坂田行列と呼ばれ、以下のように書ける。

$$\begin{aligned} U_{\text{PMNS}} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_\nu} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_\nu} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & c_{13}s_{12} & s_{13}e^{-i\delta_\nu} \\ -s_{12}s_{13}c_{12}e^{i\delta_\nu} - c_{23}s_{12} & -s_{23}s_{13}s_{12}e^{i\delta_\nu} + c_{23}c_{12} & s_{23}c_{13} \\ -c_{23}s_{13}c_{12}e^{i\delta_\nu} + s_{23}s_{12} & -c_{23}s_{13}s_{12}e^{i\delta_\nu} - s_{23}c_{12} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ である。 δ は CP 位相と呼ばれるパラメータであり、CP 対称性の破れ度合いを表している。

時刻 0 で $|\nu_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau)$ であったニュートリノは次のように時間発展する。

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle e^{-iE_i t} \quad (1.3)$$

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (1.4)$$

このとき、時刻 t で $|\nu_\beta(t)\rangle$ に変化する確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha i} \langle \nu_j | \nu_i \rangle e^{-iE_i t} \right|^2 = \left| \sum_i \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha i} \delta_{ji} e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} e^{-iE_j t} \right|^2 = \sum_j \sum_k U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* e^{-i(E_j - E_k)t} \\ &= \sum_j |U_{\beta j} U_{\alpha j}|^2 + \sum_{j \neq k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* e^{-i(E_j - E_k)t} \end{aligned} \quad (1.5)$$

ここでユニタリー行列の性質より、

$$\delta_{\alpha\beta} = \left| \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right| = \sum_j |U_{\beta j} U_{\alpha j}|^2 + \sum_{j \neq k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \quad (1.6)$$

を用いると、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{j \neq k} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \left(e^{-i(E_j - E_k)t} - 1 \right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j > k} \text{Re}\{U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*\} \sin^2 \frac{(E_j - E_k)t}{2} \\ &\quad + 2 \sum_{j > k} \text{Im}\{U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*\} \sin(E_j - E_k)t \end{aligned} \quad (1.7)$$

ここで質量差を Δm 、時刻 t までの飛行距離を L とすると、式 1.4 より、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j > k} \text{Re}\{U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*\} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{j > k} \text{Im}\{U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*\} \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

となる。

このニュートリノ振動の証拠は 1998 年に Super-Kamiokande 実験により発見されたが、明確な振動パターンは 2011 年に KamLAND 実験によって初めて確認された。図 1.3 にそのときの結果を示す。縦軸が反電子ニュートリノの生存確率であり、横軸が L/E である。式 1.8 の通り、 L/E に対して生存確率が振動していることがわかる。A. Gando, et al. Constraints on θ_{13} from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at kamland. Phys. Rev. D, Vol. 83, p. 052002, Mar 2011.

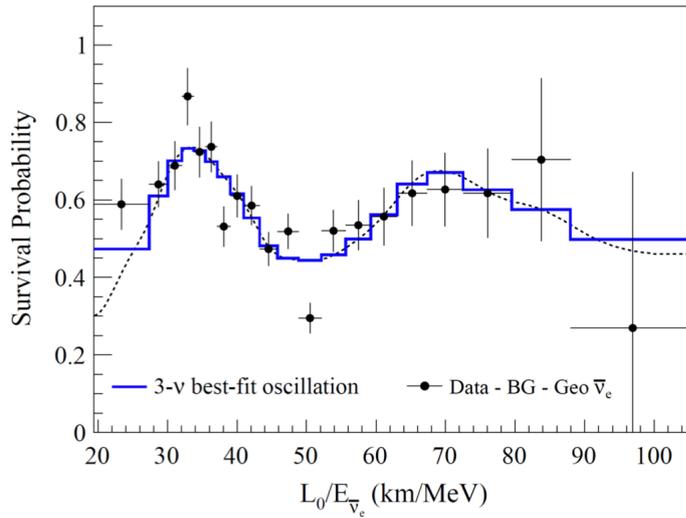


図 1.3 KamLAND による原子炉ニュートリノ振動観測データ

1.1.4 ニュートリノ質量と質量階層構造

素粒子標準理論ではニュートリノの質量は 0 と予言されていたが、1.1.3 章のように実際には微小な有限の質量を持つことがわかった。しかしこの方法でわかるのはフレーバー間の質量の二乗差のみであり、質量の絶対値についてはわかっていない。また各フレーバー間の質量の大小関係もこの方法では判別することができない。太陽ニュートリノ観測による物質効果の測定により $m_1 < m_2$ であることはわかったが、 m_2 と m_3 については未だ定まっていない。それぞれのフレーバーの質量の大小関係は質量階層構造と呼ばれ、ニュートリノについては現在以下の二つの構造が考えられている。

順階層構造 (Normal Hierarchy, NH) : $m_1 < m_2 \ll m_3$

逆階層構造 (Inverted Hierarchy, IH) : $m_3 \ll m_2 < m_3$

この質量階層構造はニュートリノの性質に関わる重要な要素でありニュートリノ物理の未解決問題の一つである。

第2章

ニュートリノ地球科学

2.1 地球内部の熱源

地球は熱機関であり、プレートの移動や地震、火山の噴火や山脈の形成は地球内部の熱により駆動されている。現在の地球表面での熱流量は $47 \pm 2(\text{stat.})^2 \text{ TW}$ と見積もられており、その起源は地球形成時の熱の残存分と、長寿命の放射性同位元素、ウラン、トリウム、カリウムの崩壊による熱の2つである。しかしこの2つの成分のそれぞれの大きさは明らかになっていない。BSE(Bulk Silicate Earth、金属コアを除いた地球全体)における熱生成元素の存在量の推定値は、モデルによって約3倍の差がある(図2.1)。また熱生成元素の多くはマントルに貯留されていると考えられているが、現在は地球の深部マントルのサンプルに直接アクセスして分析する方法が存在していない。地震波解析により密度などの物理的特性は間接的に観測可能ではあるものの、化学的特性は特定できない。そのため組成の推定は、入手可能な岩石サンプルの化学分析、地震学などの物理データから得られる間接的な証拠の解釈、および多くの単純化された仮定に頼っている。その結果さまざまな化学元素のマスバランスから、深部貯留層の規模や濃縮度について矛盾した推定値が得られることが多い。

このマントル内の放射化熱の量や分布を知ることは地球の熱的進化、マントル対流、核のエネルギー論など、地球のダイナミクスを理解するために極めて重要である。また地球中の熱源元素の量を調べることは、初期太陽系における星雲凝縮や惑星形成の過程を理解する手がかりとなり得る。

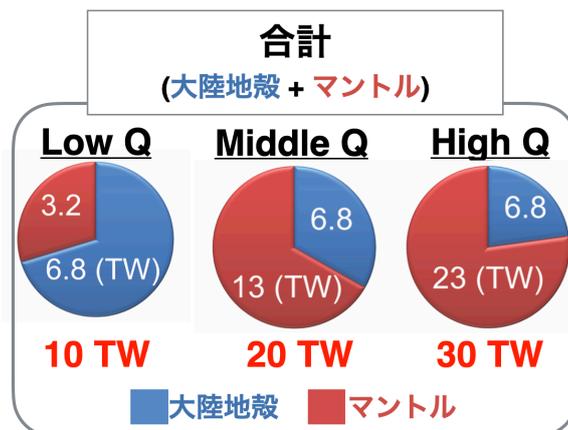
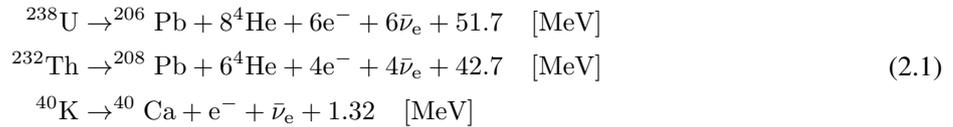


図 2.1 モデルによる地球熱量の差異

2.2 地球ニュートリノ

地球ニュートリノとは、地球内の放射性物質の β 崩壊によって生成される反電子ニュートリノであり、そのほとんどは ^{238}U 系列、 ^{232}Th 系列、 ^{40}K 系列より生じる。



地球ニュートリノの発生量はこれらの放射性物質の崩壊数、ならびに放射性熱量に換算することができる。ニュートリノは非常に小さな反応断面積を持ち、非常に透過性が高い。生成されてからほとんど反応することなく検出器内に到達するため、地球深部の情報を直接伝えることができる。この性質を利用し、2005年に KamLAND 実験は世界初の地球ニュートリノの観測および地球内放射性熱量の測定を行い³、ニュートリノの地球科学への応用の可能性を示した。KamLAND は約 1 kt の液体シンチレーターを用いたニュートリノ観測器である。地球ニュートリノは液体シンチレーター内の陽子と逆 β 崩壊 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) をおこし、このとき生じるシンチレーション光によって観測される。この反応エネルギーの閾値は 1.806 MeV である。



図 2.3 に地球ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。図より 1.806 MeV 以上である、 ^{238}U 系列の地球ニュートリノ ($E_{\text{max}} = 3.3\text{MeV}$) の一部と、 ^{232}Th 系列の地球ニュートリノ ($E_{\text{max}} = 2.3\text{MeV}$) の一部が観測される。 ^{40}K 由来の地球ニュートリノはエネルギーが低く、KamLAND 等の陽子をターゲットとした実験では観測できない。しかし現在 ^{35}Cl 等をターゲットとした LiquidO 実験などによって、 ^{40}K 由来の地球ニュートリノの観測の実現化が進んでいる。



地球ニュートリノは現在、地球深部の化学組成や熱量を直接観測可能な唯一の手段であり、KamLAND による初観測後も、地球ニュートリノは KamLAND と Borexino(イタリア) によって観測が続けられており、後述の BSE モデルの特定を目指している。

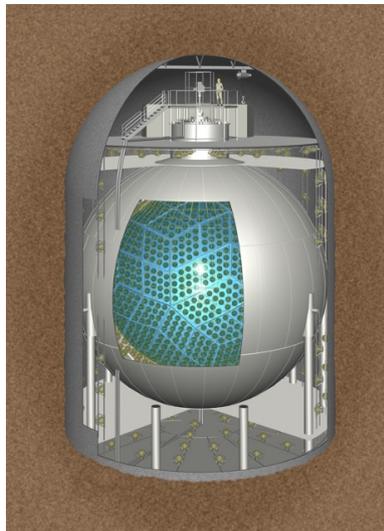
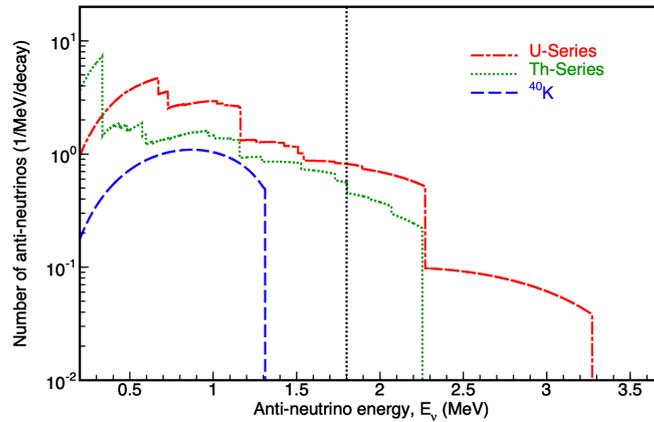


図 2.2 KamLAND 検出器

図 2.3 地球ニュートリノのエネルギースペクトル⁴

2.3 地球ニュートリノフラックス

放射性核種 ^{238}U 、 ^{232}Th の崩壊連鎖における β 崩壊と ^{40}K の β 崩壊は、反電子ニュートリノを生成する。空間領域 Ω に分布する位置 \mathbf{r}_0 の放射性核種 X からの位置 \mathbf{r} における反電子ニュートリノフラックス $\Phi_X(\mathbf{r})$ は次のように計算される。

$$\Phi_X(\mathbf{r}) = \frac{n_X \lambda_X \langle P \rangle}{4\pi} \int_{\Omega} \frac{a_X(\mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d\mathbf{r}' \quad (2.4)$$

ここで n_X は崩壊連鎖ごとの生成反ニュートリノ数、 λ_X は崩壊定数、 a_X は放射性同位元素の存在量、 ρ は岩石の密度、 $\langle P \rangle$ は残存確率である。図 2.4 は KamLAND における距離ごとの地球ニュートリノのフラックス寄与である。図 2.4 より、KamLAND に到来する地球ニュートリノのうち 50% は 500 km 以内の地殻によるものであり、局所的な地質が大きな寄与を与えていることがわかる。そのため、地球深部の解明のためには検出器周辺の地殻を理解することが重要である。観測地での地球ニュートリノフラックス計算モデルは以下のような手順で構築されている。

1. 地震波解析により深さ方向の地質分布を推定し、地震波速度から岩石の種類に対応させる。
2. 様々な場所で得られた岩石サンプルの微量分析を行い、それぞれの岩石中の U,Th 量 (式 2.4、 a_X) を決定する。
3. 1. と 2. より、式 2.4 を用いてフラックスを求める

現在、2. で求めている a_X の誤差が非常に大きいものとなっている。地球ニュートリノフラックスの見積もりには現在複数のモデルが存在し、20-60% の不定性が付いている。特に寄与の大きい検出器近くの地殻の詳細な理解が求められ、地球科学分野でも研究が継続されている。

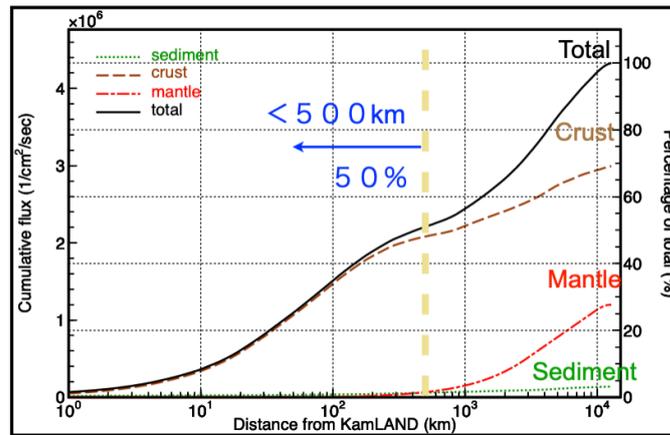


図 2.4 KamLAND における距離ごとの地球ニュートリノ寄与⁵

2.4 BSE モデル

BSE の組成のモデルには 3 種類ある。これらのモデルごとに推定されるマンツルの放射性的熱生成元素の含有量は異なっており、その性質からそれぞれ low-Q、middle-Q、high-Q と呼ばれる。low-Q はエンスタタイトコンドライトという、地球の形成に関わったと考えられている隕石の解析を元に考案されたモデルである。エンスタタイトコンドライトはマンツル岩石との同位体の類似性が高く、金属核を説明するのに十分な鉄分を持つ。low-Q の推定では熱生成元素の存在量は比較的低い。middle-Q は C1 コンドライト隕石と、岩石学による制限に基づくモデルである。middle-Q の推定では熱生成元素の存在量は中程度である。high-Q はマンツル対流のエネルギー論と観測された地表の熱損失に基づいている。high-Q によると、地球熱量の大部分が放射化熱であると推定されるが、これは地質学によって否定されている。

表 2.1 BSE モデルの比較⁶

	low-Q	middle-Q	high-Q
U の量 [ppb]	12 ± 2	20 ± 4	35 ± 4
Th の量 [ppb]	43 ± 4	80 ± 13	140 ± 14
K の量 [ppm]	146 ± 29	280 ± 60	350 ± 35
熱量 [TW]	11 ± 2	20 ± 4	33 ± 3

2.5 地球ニュートリノ観測の現状

KamLAND による初観測以降、地球ニュートリノは KamLAND と Borexino(イタリア) によって観測されている。また今後の実験としては、SNO+(カナダ) や JUNO(中国) で地球ニュートリノ観測が行なわれる予定である。

KamLAND による地球ニュートリノ観測⁷

図 2.5、図 2.6 に KamLAND による地球ニュートリノ観測の結果を示す。このとき LiveTime(実質観測時間) は 4397 日で、反ニュートリノ候補は 1167 イベントであった。スペクトルフィットから求められた地球ニュートリノ観測数は $168.8 + 26.3 / -26.5$ である。この結果から地球ニュートリノフラックスは $(3.6 \pm 0.6) \times 10^6 [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ と求

められる。また KamLAND の結果と各地球熱量モデルによる推定値を図 2.7 に示す。図 2.7 より、KamLAND の解析結果では、BSE モデルの内、middleQ モデルもしくは lowQ モデルが支持されている。

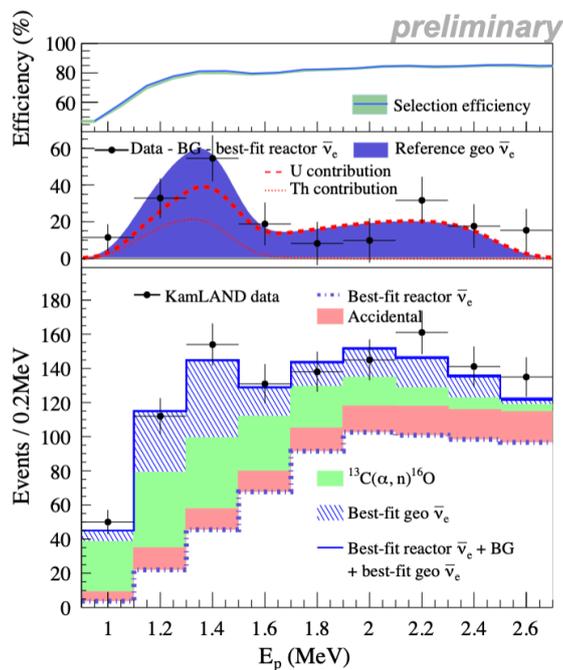


図 2.5 KamLAND における地球ニュートリノの観測結果

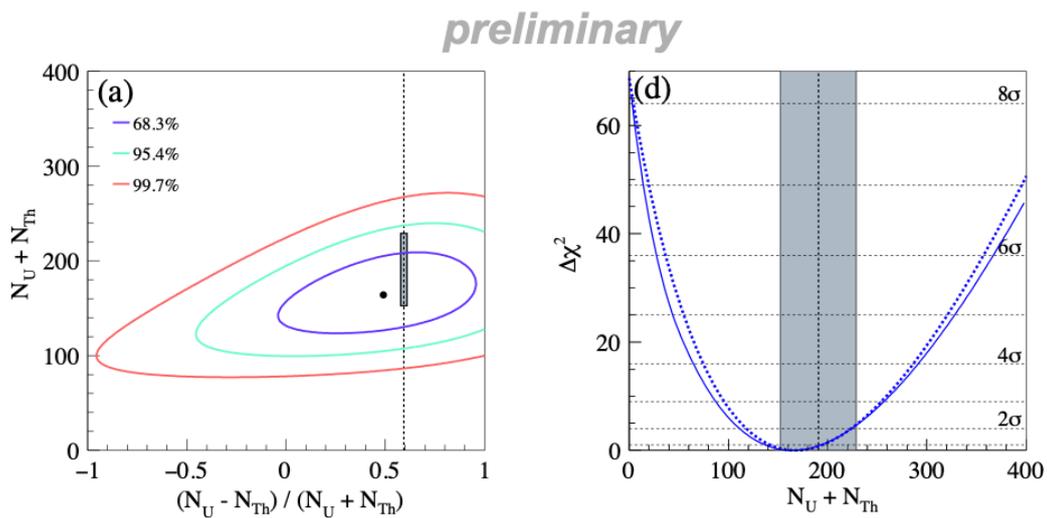


図 2.6 KamLAND における地球ニュートリノの観測数

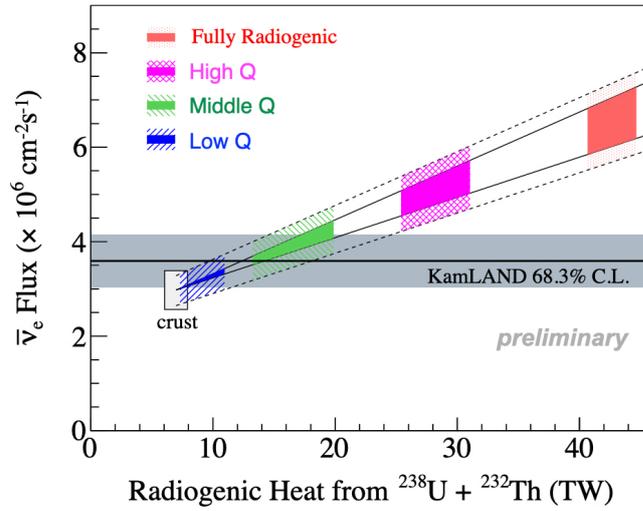


図 2.7 KamLAND による BSE モデルの特定

Borexino による地球ニュートリノ観測⁸

図 2.8、図 2.9 に Borexino による地球ニュートリノ観測の結果を示す。LiveTime は 3262.74 日で地球ニュートリノの観測数は $52.6+12.1/-10.7$ である。Borexino の解析結果と各地球熱量モデルによる推定値を図 2.10 に示す。Borexino の結果は KamLAND の結果と異なり、highQ モデルが支持されている。

KamLAND と Borexino の結果の比較を図 2.11 に示す。この結果の違いは地殻モデルの違いにある。

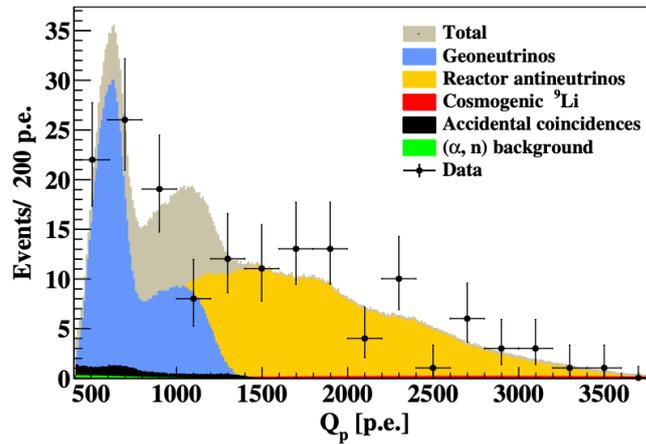


図 2.8 Borexino における地球ニュートリノの観測結果

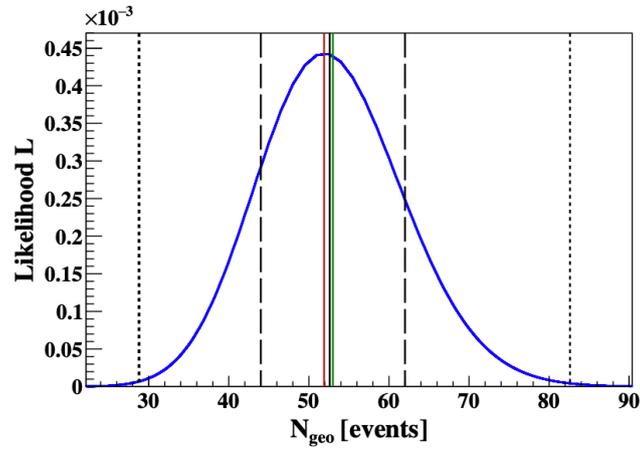


図 2.9 Borexino における地球ニュートリノの観測数

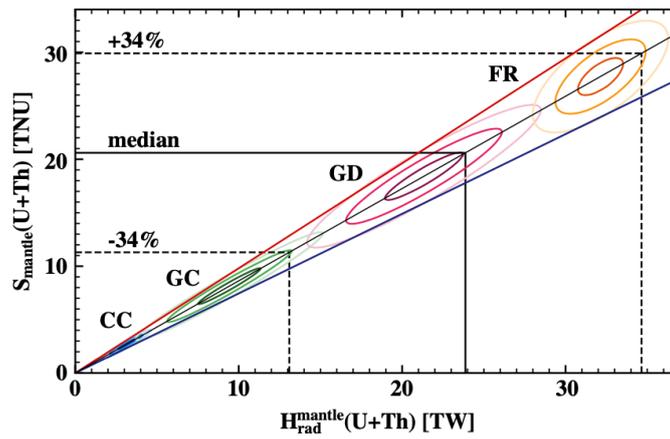


図 2.10 Borexino による BSE モデルの特定

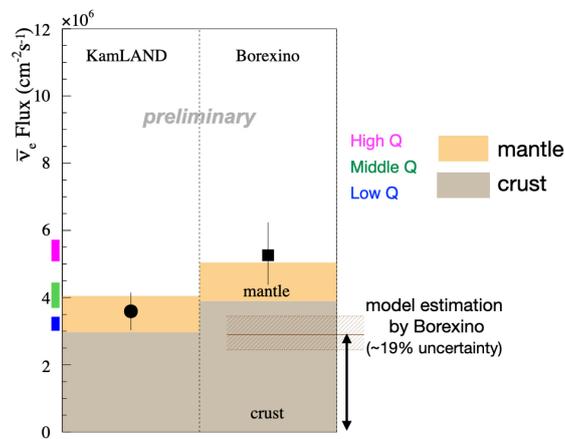


図 2.11 KamLAND と Borexino の結果の比較

第 3 章

海洋底反ニュートリノ観測装置 OBD

海洋底反ニュートリノ観測装置 OBD(Ocean Bottom Detector)はその名の通り、深海でニュートリノ、特にマントル由来の地球ニュートリノの観測を目指す検出器である。海底でマントル地球ニュートリノを観測する試みは、2005年にハワイ大学と Makai Ocean Engineering によって"Hanohano"という検出器として発案されたが、実現には至らなかった。(図 3.1)⁹その後長らくこのアイデアが引き継がれることはなかったが、2019年に東北大学と JAMSTEC(海洋研究開発機構)の共同研究が始まり、現在 OBD 実現に向けて開発を進めている。

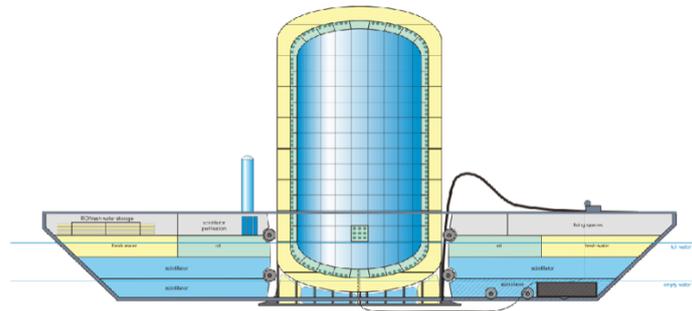


図 3.1 Hanohano 概略図:タンクのサイズは直径 26 m、高さ 45 m。設置地点まで船で運び、海底へ沈める。

3.1 OBD 実験計画

OBD の大きさの最終的な目標は、液体シンチレーターの量にして 10-50 kt のサイズである。ニュートリノ観測装置は大きければ大きいほど統計数を稼ぎやすく、観測に有利である。この 10-50 kt というサイズは、同様に液体シンチレーターを用いた観測器である KamLAND(1 kt) や Borexino(800 kg) に比べて 10 倍以上の大きさであり、高統計を生かした物理探索が期待できる。それに向けた最初の一歩として、20 kg の液体シンチレーターを用いたプロトタイプ検出器で海底環境での観測テストを行う予定である。液体シンチレーター検出器の海底環境での運用は前例がなく、世界初の試みである。このプロトタイプ検出器は現在開発設計を進めており、2022年に JAMSTEC 初島観測所 1 km 深海に設置、データ取得と観測装置の耐久性テストを行う予定である。プロトタイプ検出器の後、1-10 t サイズの検出器で大型化に向けた準備実験と海底環境の測定を行う。本研究では、現実的な観測期間でマントル地球ニュートリノの直接観測が可能である 1.5 kt サイズの検出器を想定し、シミュレーションによる検出器設計や検出器開発を行う。

3.2 OBD 検出器

反ニュートリノ観測は宇宙線ミュオン由来の核破碎反応がバックグラウンドとなるため、岩盤や海水をシールドとし低減する必要がある。OBD の場合は深海 2-5 km に設置することを想定している。OBD1.5 kt 検出器の概略図を図 3.2 に示す。OBD1.5 kt 検出器は高さ 20 m、半径 9 m のステンレスタンクに内包された内部検出器と、その外側に PMT(光電子増倍管) をとりつけた外部検出器で構成されている。

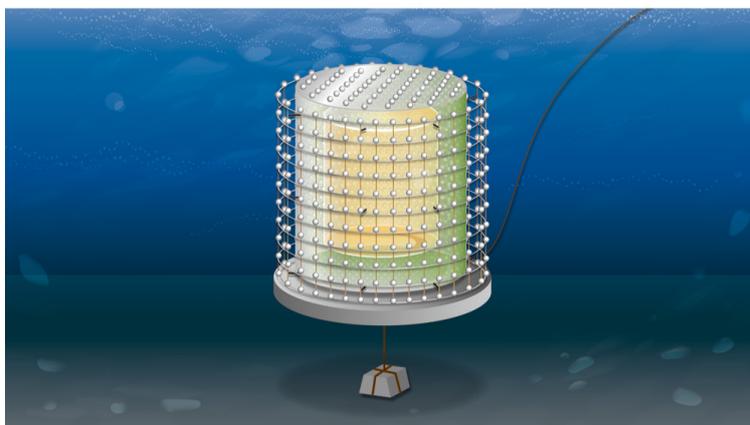


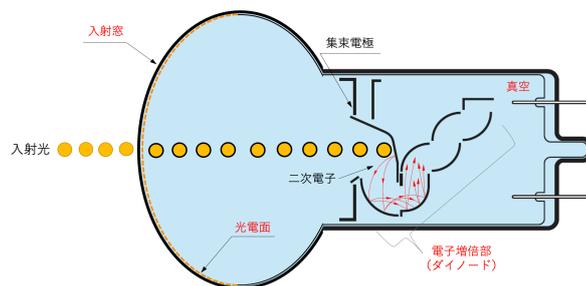
図 3.2 OBD 検出器概略図

3.2.1 外部検出器

ステンレスタンクの外側は外部検出器 (Outer Detector、OD) であり、主に検出器内に入る宇宙線ミュオンの検出を目的としている。海水中を通るミュオンはチェレンコフ光を発するため、その光子を検出することで検出器の veto に役立つ。OBD 検出器の場合、岩盤などで覆われている大陸上の検出器とは異なり、PMT を海水中に設置して海水自体を外部検出器領域として使用できる。大陸上の検出器の場合は外水槽部分の厚さが構造上制限されたり、純水の清浄化の保持に常に純化が必要だったりといった困難が伴う。OBD 検出器の外部検出器部分を海水とすることで、効率的なミュオンの判定や、構造の簡略化といった利点がある

光電子増倍管

光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube、PMT) は、光信号を増幅し、電気信号として取り出す装置である。光子が光電面に入射することで光電効果によって放出された電子を、高電圧を印加したダイノードにより増幅させ、単一の光子でさえも検出可能としている。OD の PMT は KM3Net 実験を参考にし、13 inch の球形のものを想定しており、OBD1.5 kt 検出器では 160 本使用する予定である。

図 3.3 PMT の原理^{10 11}

3.2.2 内部検出器

ステンレスタンクの内側は内部検出器 (Inner Detector、ID) であり、物理イベントを捉えるための領域である。内部検出器は、発光性有機溶剤である液体シンチレーターとそれを保持するアクリル容器、液体シンチレーターから発せられた光を検出する PMT、そしてアクリル容器と PMT の間を埋めるバッファーオイルで構成される。また深海の圧力に耐えられるよう、PMT には耐圧シールドを装着する。

液体シンチレーター (Liquid Scintillator、LS)

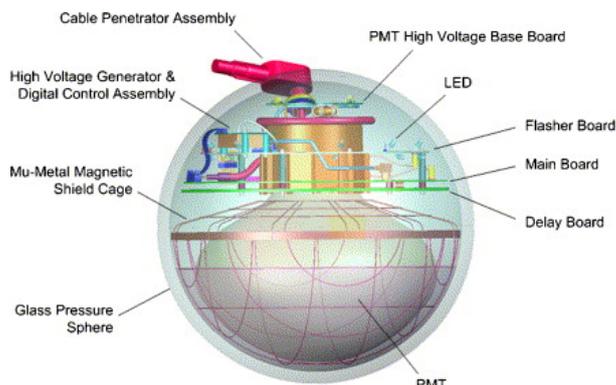
低エネルギーである地球ニュートリノを検出するためのターゲットには、高発光量、高い透過率、低放射能が求められる。また地球ニュートリノイベントは稀な現象であり、その少ない現象を捉えるためには大規模化も必須である。その全ての条件を満たすのが液体シンチレーター (Liquid Scintillator、LS) である。LS は放射線で励起されて蛍光を発する液体であり、有機溶剤による溶媒と、発光物質で構成される。その発光量は水チェレンコフ光の約 100 倍という大発光量である。また、超純水で洗う液液抽出や蒸留といった方法により高度な純化が可能であり、低放射能化も容易である。本研究ではこちらの LS の開発を行なった。詳細は第 5 章で述べる。

光電子増倍管

内部検出器には KamLAND などでも使用されている 20 inch サイズの PMT を使用する予定である。本数は OBD1.5 kt 検出器で約 3000 本を予定しており被覆率は約 40% となる。

PMT シールド

OBD は深海 2-5 km でニュートリノ観測をするが、その環境では検出器全体に 20-50 MPa もの圧力がかかる。PMT は圧力に非常に弱く容易に破裂してしまう。また PMT は内部が真空のため、破損した際に爆縮を起こし、周囲の PMT にも被害を及ぼしてしまう。そのような事態を避けるために、OBD では図 3.4 の IceCube 実験で用いられているようなシールドを PMT に装着する予定である。本研究ではシミュレーションで求められた放射性物質量の限度量を満たし、十分な耐圧性をもつ PMT シールドの開発を行なった。詳細は第 4 章で述べる。

図 3.4 IceCube 実験の PMT¹²

アクリル容器

液体シンチレーターは高さ 14 m、半径 6 m の円柱型アクリル容器に導入される。アクリルは高い透過率や、バックグラウンドとなる放射性物質が少ないといったニュートリノ観測に適した特徴をもつ。巨大な水槽での多数の使用実績や、中国で建設中である 20kt の液体シンチレータ観測機 JUNO でもアクリルの球体容器が使用予定であることから¹³、OBD 検出器でもアクリルで液体シンチレータ容器を製作することは現実的である。

バッファオイル

PMT とアクリル容器の間はミネラルオイルで満たされ、これをバッファオイル (Buffer Oil、BO) と呼ぶ。BO にはや外部からの放射線、特に PMT や PMT シールドに含まれる放射線不純物由来の放射線を遮蔽する役割を担っている。

3.3 ニュートリノの検出原理

3.3.1 反ニュートリノの検出

反ニュートリノの検出は、逆ベータ崩壊を用いた遅延同時計測法によって行われる。到来したニュートリノは OBD 内の液体シンチレーターの陽子と反応し、陽電子と中性子を放出する。



陽電子は数 ns で周囲の電子と対消滅を起こし、その際に 511 keV の γ 線を 2 本放出する。



その一方で中性子は周囲の原子核と弾性散乱を繰り返しながら熱中性子となる。最終的には陽子に捕獲され、2.2 MeV の γ 線を放出して重陽子となる。逆ベータ崩壊から中性子捕獲までの寿命は約 210 μsec である。つまり反ニュートリノの反応では時間的、空間的に相関のある二つの信号が作られる。陽電子の対消滅による 1.02 MeV と陽電子の運動エネルギーとの和が先発信号、中性子捕獲による 2.2 MeV の γ 線が後発信号となる。

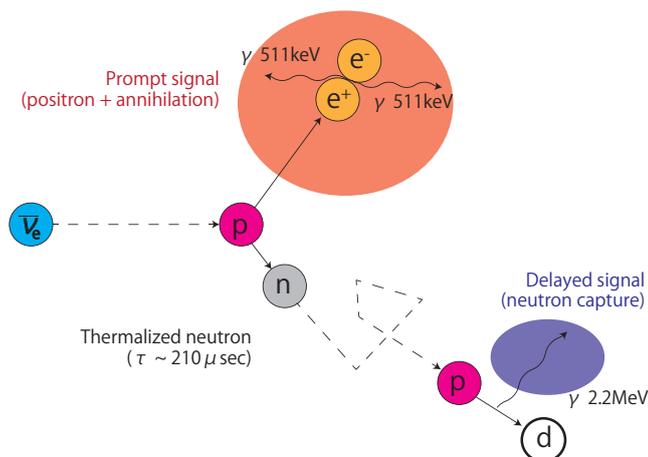


図 3.5 逆ベータ崩壊

3.3.2 ニュートリノの検出

ニュートリノの検出は荷電カレント (CC) や中性カレント (NC) による電子散乱の計測によって行う。

$$\nu_l + e^- \rightarrow \nu_l + e^- \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (3.3)$$

ニュートリノの検出は反応閾値が存在しないため低エネルギーの事象も検出できるが、一方で遅延同時計測によるバックグラウンドとの識別はできない。よって、ニュートリノの検出は得られたエネルギースペクトルから背景事象を取り除くことで行われる。OBD では反ニュートリノである地球ニュートリノを主要な観測対象としているが、巨大な低バックグラウンド検出器は様々な物理事象の観測に適した環境であるため、太陽ニュートリノといった電子散乱で観測する観測対象についても高い観測感度が期待できる。

3.4 設置場所

1.5 kt そして最終目標である 10-50 kt 観測器の第一設置場所はハワイ沖を予定している。その理由としては、まず第一にマントル地球ニュートリノフラックスが多いことが挙げられる。図 3.6 は予測マントル地球ニュートリノフラックスの分布である。ハワイ周辺とアフリカ大陸南西部に局所的にフラックスが多いことがわかる。ハワイ周辺とアフリカ大陸はマントルが厚く、このようなマントルフラックスの分布になっている。またハワイ沖は海底ケーブル等の設備が整っており、電力供給やデータ送信が他の場所より容易であるため、海底環境での実験に適した場所といえる。

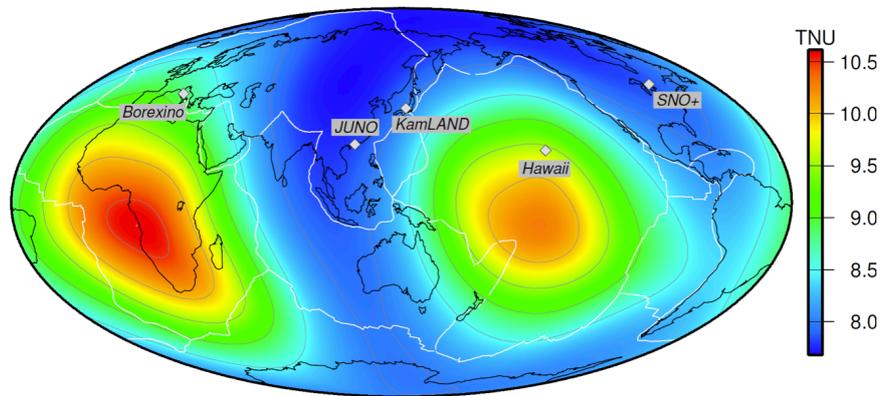


図 3.6 マントル地球ニュートリノフラックス⁶

3.5 海洋底反ニュートリノ検出器の利点

U や Th 等のイオン半径の大きい元素は不適合元素と呼ばれ、高密度の結晶中から排除される傾向がある。不適合元素はマントルが部分溶融し、海洋地殻が形成される際、他の元素よりも先に海洋地殻に選択的に追い出され、この過程で U、Th は海洋地殻に濃集する。大陸地殻は海洋地殻の沈み込みにもなう部分溶解で生成したマグマが噴出・集積して生成されたもので、ここで U、Th はさらに濃集される。そのため、海洋地殻は大陸地殻に比べて U、Th 量が少ない。図 3.7 からわかるように、大陸に比べて海洋は、総地球ニュートリノ量は少ないが、合計量に対するマントルの寄与が大きい。特に太平洋、ハワイ沖でマントルの寄与が最大となっている。不定性の大きい地殻の寄与が少なくなるため、OBD はマントル地球ニュートリノを直接観測することができる。(図 3.8) また、地球ニュートリノ観測の大きなバックグラウンドの一つに原子炉ニュートリノがあるが、OBD は原子炉から遠く離れることができるので、その寄与も大幅に抑えることができる。そして OBD は従来の検出器と異なり移動式のため、位置を変えて観測することができる。多地点観測により地球構造モデルにより強い制限をつけることができる。他にも、深海は宇宙線由来のバックグラウンドなどが少ない環境であり、様々な物理の観測が期待できる。

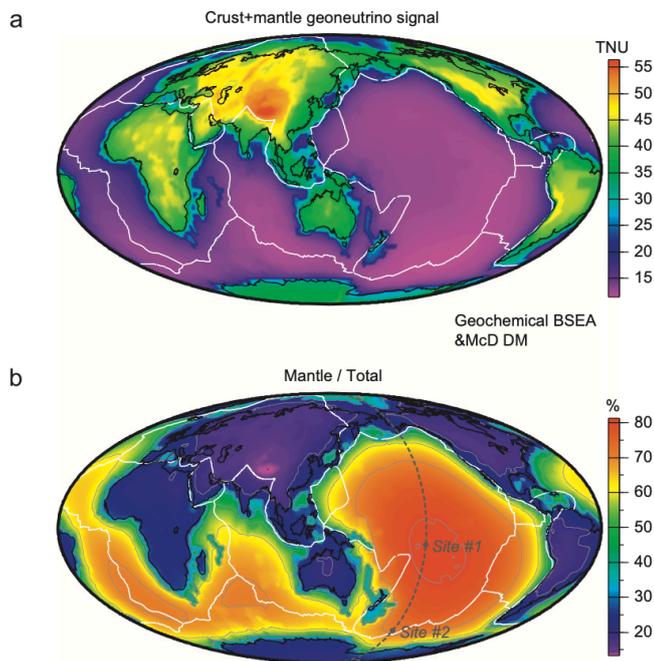


図 3.7 地球ニュートリノフラックスと、マントル寄与の分布図⁶

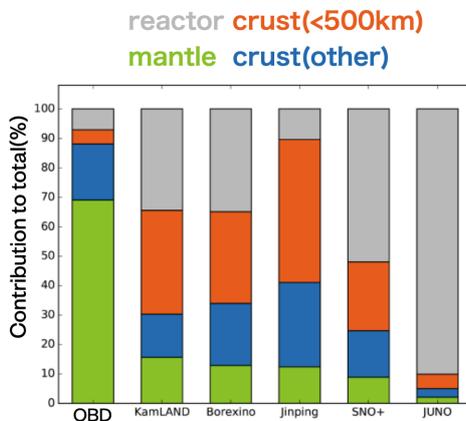


図 3.8 反電子ニュートリノ総量への寄与。Šrámek, O. 氏より。

3.6 地球ニュートリノ観測におけるバックグラウンド

地球ニュートリノは 0.9 MeV-2.7 MeV までの反電子ニュートリノである。反電子ニュートリノなので前述の通り遅延同時計測法によって観測される。一般的なシングルイベント解析に対してバックグラウンドは非常に少くなるが、いくつか地球ニュートリノイベントを模倣するバックグラウンドが存在する。

原子炉ニュートリノ

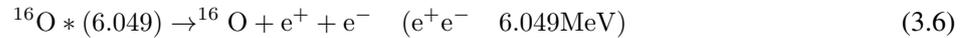
原子炉ニュートリノはその名の通り、原子炉から放出される反電子ニュートリノである。地球ニュートリノと同じく反電子ニュートリノであるため、原理的に切り分けて観測することができない。こちらのバックグラウンドは原子炉から距離と、原子炉の出力に依存する。

アクシデンタルバックグラウンド

検出器構造物中の自然放射性物質 ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K 起源のバックグラウンド。遅延同時計測の先発信号と後発信号の疑似イベントを作る。こちらのバックグラウンドは検出器構成物の自然放射性物質に依存するため、検出器構成物はなるべく低放射能な物質が望まれる。

(α, n) バックグラウンド

検出器内の自然放射性物質、主に ^{210}Po から放出される α 線期限のバックグラウンド。液体シンチレーター中の ^{13}C に、 ^{210}Po の崩壊により生成される α 粒子 (5.3 MeV) が衝突して発生する $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応による。こちらの反応の先発信号は4種類ありそれぞれ以下の通りである。



またこの反応の概略図を図 3.9 に示す。

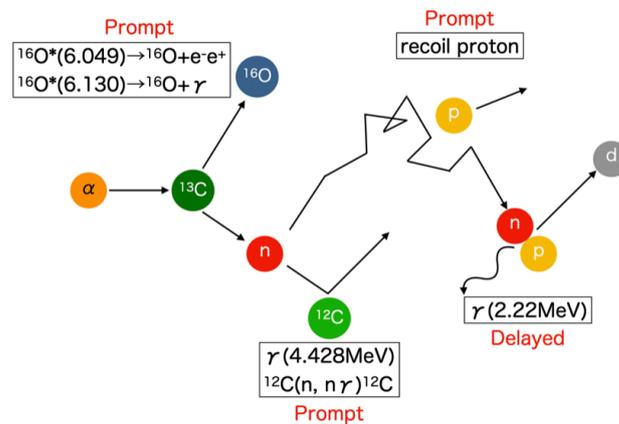


図 3.9 (α, n) 反応によるバックグラウンド

He-Li バックグラウンド

液体シンチレーターでは、高エネルギーの宇宙ミューオンとそれに続くシャワーが ^{12}C と相互作用し、電磁的またはハドロンの過程によって $Z \leq 6$ の放射性同位元素を生成することができる。その中でも、 ^9Li と ^8He は半減期がそれぞれ 178 ms と 119 ms と長く最も深刻な相関バックグラウンド源となる。 ^9Li と ^8He はいくつかの崩壊モードを持つが、ベータ崩壊後に中性子を放出するモードがある。この時ベータ線が擬似先発信号となり、中性子捕獲が擬似後発信号となる。

高速中性子

宇宙線ミューオンが検出器外の海水中を通った際、高速中性子が生成される。その高速中性子はほとんど検出器内液体シンチレーター層まで侵入してこないが、稀に侵入してきた際にバックグラウンドとなりうる。この時の擬似先発信号は中性子に散乱された陽子で、擬似後発信号は中性子捕獲である。

第 4 章

PMT シールドの開発

OBD は深海 2-5 km でニュートリノの観測を目指しており、そのような環境では 20-50 MPa もの圧力が検出器全体にかかってしまう。PMT の破損、爆縮を防ぐために、PMT の周囲に耐圧シールドを装着する予定である。本章では PMT シールドの開発の現状について述べる。

4.1 PMT シールドの素材

PMT シールドの素材の候補としては、ガラスとアクリルに代表される樹脂の二つがある。

4.1.1 ガラス

ガラスの利点は海洋実験での実績の多さとその耐久性である。江戸っ子 1 号¹⁴ や海底地震計¹⁵ といったの深海実験ではガラスが使用されており、その加工方法や耐圧の方法が確立されている。江戸っ子 1 号は深海 10 km 以上の水圧に耐えることができ、OBD の想定している観測深度 2-5 km での耐久性も信頼が持てる。また海洋ニュートリノ実験である KM3Net¹⁶ や、南極の氷をターゲットにニュートリノを観測する IceCube 実験¹² では、耐圧耐水のためにガラスシールドを PMT に装着しており、ガラスでの耐圧シールドの製作は前例が多い。しかしガラスには欠点がある。放射性物質量の多さである。地球ニュートリノ観測において、検出器構造物中の ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K 由来の e^- や γ が作る擬似反ニュートリノイベント、アクシデンタルバックグラウンドは主要なバックグラウンドの一つとなっている。参考として KamLAND で用いられている PMT ガラスの放射性物質量を表 4.1 に示す。一般のガラスに比べて、石英ガラスは非常に放射性物質量が少ないが、代わりに非常に高価である。

表 4.1 KamLAND の PMT ガラス単位質量中の放射性物質量

^{238}U	^{232}Th	^{40}K
$1.5 * 10^{-7} \text{ g/g}$	$2.4 * 10^{-7} \text{ g/g}$	$1.0 * 10^{-8} \text{ g/g}$

4.1.2 アクリル

液体シンチレーターを用いる実験では、薬品耐性も確認され透明度もガラスよりも高いアクリルが用いられることが多い。柔らかいため加工もしやすく、重合でアクリル同士の接着も容易である。海洋実験での使用実績としては、深海探査機の覗き窓が挙げられるが、加圧期間は短時間であり、複数回の加圧・減圧でも割れにくいという理由で用いられている。例えば JAMSTEC のしんかい 6500 は 6500m まで潜水可能な深海探査機で、アクリルの覗き窓は約 14cm あるすり鉢状の形状をしている。本研究では、表 4.2 に示すようにガラスに比べて 3-4 桁低い放射

性物質であることと、透明で液体シンチレーター中での薬品耐性が確認されていることから、光電子増倍管の対水圧シールドに用いる素材の候補に挙げた。

表 4.3 にそれぞれの素材の特徴をまとめる。

表 4.2 アクリルの放射性物質質量¹³

^{238}U	^{232}Th	^{40}K
$1.0 \times 10^{-11} \text{ g/g}$	$1.0 \times 10^{-11} \text{ g/g}$	$1.0 \times 10^{-11} \text{ g/g}$

表 4.3 PMT シールド素材の特徴

素材名	長短	特徴
ガラス	○	深海、高圧下の実験で多数の実績あり
	×	放射性物質を多く含む
	×	低放射能な石英は非常に高価
アクリル	○	安価かつ低放射能
	×	海洋実験での実績が少ない
	×	精度の高い加工は難しい

本研究では、すでに耐久性に信頼のあるが放射性物質量の多いガラスに対しては低放射能化を、放射性物質量は少ないが、耐圧性に不安のあるアクリルに対しては耐圧テストを行なった。

4.2 PMT シールドの開発目標

PMT シールドは、PMT を 20-50MPa もの水圧から保護するとともに、液体シンチレーター中で発生したシンチレーション光の損失を最小限に抑えて PMT に透過し、観測のバックグラウンド源とならないことが求められる。これまでに培われたニュートリノ実験技術と海洋実験技術を組み合わせ、目的に見合うシールドの開発を目指す。PMT シールドに含まれる放射性物質の限度値を検出器シミュレーションを行なって求めた結果を表 4.4 に示す。シミュレーションの詳細は第 6 章で後述している。PMT シールドは液体シンチレーター領域に近く物質量も多いので、その中に含まれる U, Th, K といった放射性物質の崩壊事象は深刻なバックグラウンド源となりうるのがわかった。地球ニュートリノイベントの頻度よりも PMT シールド起源のバックグラウンドの頻度が低くなることを条件に、放射性物質量の限度を定めた。海洋実験で一般に耐水圧容器として用いられているガラスに比べ、1-2 桁低減する必要があることが判明し、開発を開始した。

表 4.4 開発目標値

^{238}U	^{232}Th	^{40}K
$1.0 \times 10^{-8} \text{ g/g}$	$1.0 \times 10^{-8} \text{ g/g}$	$1.0 \times 10^{-8} \text{ g/g}$

4.3 ガラス製シールドの開発

本研究ではガラスシールドの開発を岡本硝子と進めている。岡本硝子は前述の IceCube の PMT シールドや江戸っ子 1 号の制作にも実績があり、耐久性と透過率の高いガラスの製作に定評がある。

4.3.1 既製品のガラスの放射性物質量の確認と改善方法

まず、岡本硝子が既製品として製造している耐圧ガラス球に含まれる放射性物質量の確認を行なった。原材料とそれを溶融して制作したガラスサンプルについて ICPMS での分析を業者に依頼し、 ^{238}U と ^{232}Th 、K の分析結果を得た。K の測定結果から、バックグラウンドとなる ^{40}K の存在量を自然存在比の 0.012% を掛けて求めた。その結果を表 4.5 に示す。既製品の原材料はおおよそ目標値を満たしているが、ガラスにする段階で放射性物質が混入していることがわかった。表 4.6 に、岡本硝子製のガラスの組成を示す。これらのうち、表の測定結果のから特に 5 分子ホウ砂に放射性物質が多く含まれていることがわかった (表 4.7)。この 5 分子ホウ砂をはじめとするホウ酸物質がガラスに含まれることで、低膨張性、化学的耐久性、耐熱性が増すため、高い耐圧性能が得られる。そのため 5 分子ホウ砂を減らすことはできない。今回の開発では、材料費が極端に上昇しない範囲でより純度の高い材料を選定することとした。

4.3.2 低放射性物質量のガラスの制作

より純度の高い材料を選定し、その原材料の放射性物質量の分析結果を表 4.5 に示す。既製品の原材料に比べて低減できていることが確認できた。

既製品の原材料とガラスの分析で判明した溶融時の混入を防ぐため、製造するルツボにプラチナコーティングを施すことで対策した。ガラスはそれぞれの材料をルツボで溶融、攪拌させ成形することで完成するが、溶融時にルツボが侵食し、ガラスに不純物が多く混入することが知られている。プラチナコーティングによってルツボからガラスへ不純物が溶け出しにくくすることができる。表 4.5 に示すように、既製品の場合に比べて溶融時に混入する放射性物質の量を劇的に抑えることができた。

本研究の開発の結果、 ^{232}Th と ^{40}K については目標値を大幅に達成することができた。 ^{238}U については 1.0×10^{-8} g/g の目標値に対して 1.4×10^{-8} g/g となったが、バックグラウンド数の変化は微小である。

表 4.5 原材料とガラスの放射性物質量

		^{238}U [10^{-8} g/g]	^{232}Th [10^{-8} g/g]	^{40}K [10^{-8} g/g]
目標		1.0	1.0	1.0
既製品	原材料	0.7	<0.5	0.17
	ガラス	2.8	3.4	1.56
選定	原材料	<0.5	<0.5	0.11
	ガラス (Pt コーティング)	1.4	<0.5	0.34

表 4.6 岡本硝子製ガラスの組成

原料名	重量比率
ハイシリカ	61%
5 分子ホウ砂	25%
水酸化アルミニウム	4%
ホウ酸	3%
ホウ酸ソーダ	3%
亜鉛華	3%
炭酸リチウム	<1%
珪弗化ソーダ	<1%
亜ヒ酸	<1%

表 4.7 XMASS 実験で測定された 5 分子硼砂の放射性物質¹⁷

^{238}U	^{232}Th	^{40}K
$< 3.1 \times 10^{-8} \text{ g/g}$	$< 1.8 \times 10^{-8} \text{ g/g}$	$< 3.5 \times 10^{-5} \text{ g/g}$

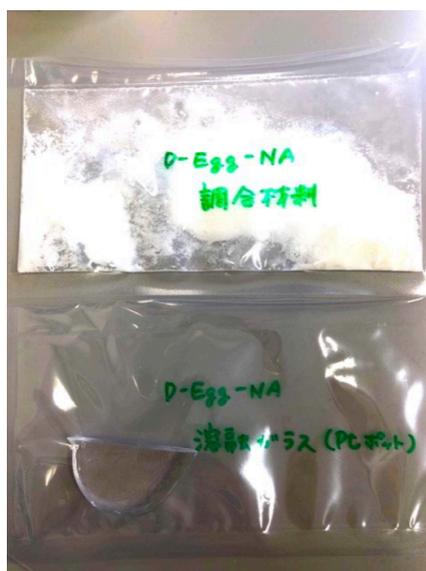


図 4.1 完成したガラスとその材料

4.4 アクリル製シールドの開発

4.4.1 耐圧試験

JAMSTEC の圧力試験装置でテスト用ボールを用いて耐圧試験を行なった。本研究では厚さと半球の接続方法の異なる 4 種類を用意した。ボール A:肉厚 10 mm、はめ込み式。ボール B:肉厚 15 mm、はめ込み式。ボール C:肉厚 10 mm、ネジ式。ボール D:肉厚 15 mm、ネジ式の 4 種類である (図 4.3)。テストボールの接続にはアクリル用接着剤 (アクリサンデー) も使用し、機密性をより高めた。また爆縮の影響を極力減らすために、ボール内に水風船

を入れて空隙を埋めた。

今回使用した JAMSTEC の「中型高圧実験水槽装置」(図 4.4) は最大 147 MPa まで加圧可能であり、加圧減圧速度は 0.6-15 MPa/min で制御可能である。実験中は常に装置内圧力を記録し続けており、サンプルが破損した際には大きな圧力変動が記録される。



図 4.2 テストボール

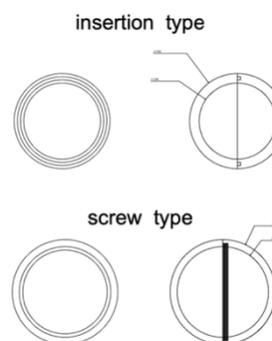


図 4.3 テストボールの接続方法

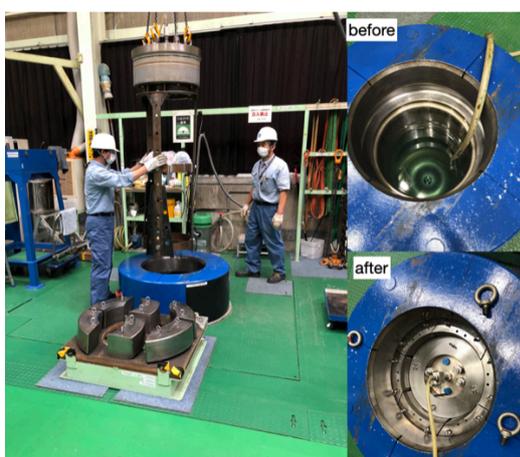


図 4.4 JAMSTEC 耐圧試験装置



図 4.5 作業の様子

4.4.2 試験結果

一回目

試験の結果、圧力を 40 MPa まで上げる途中、21 MPa でボール A が圧壊してしまった。またそれと同時にボール C にヒビが入り、内部に水が入り込んでしまった。図 4.6 に圧力モニターのグラフを、図 4.7 に一回目のテストの様子を示す。図 4.6 右側より、ボール A 圧壊時に大幅な圧力変動があることがわかる。ボール A はこのとき爆縮を起こし、図 4.7 右上の台座を破壊してしまった。それと同時にボール C にもヒビが入り、水が入り込んでしまった。ボール A の破片を見ると、はめ込み部分に亀裂が集中しており、接合面から割れていることがわかった。

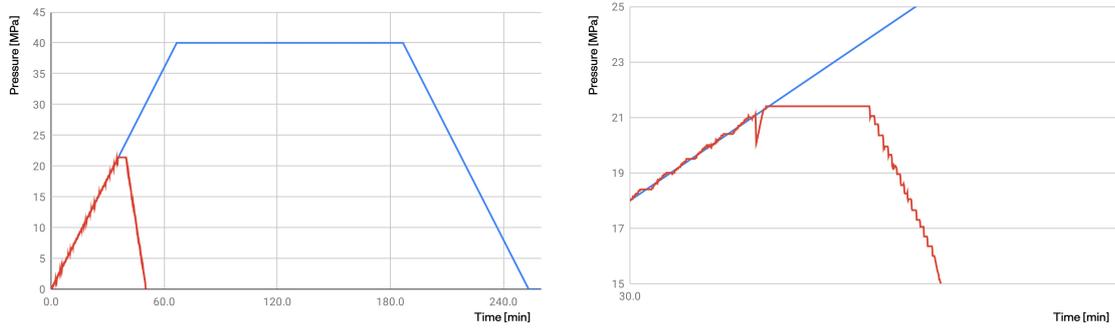


図 4.6 1 回目の加圧試験の圧力モニター：青が加圧予定の圧力、赤が実際の圧力。右図はボール圧壊時の圧力の様子。



割れたボール A の様子



ボール A の破裂により、台座も破損してしまった



ボール A の破片。はめ込み部分から割れている



ボール C 内にも水が侵入している



ボール A の破片



ボール C のヒビ

図 4.7 一回目の試験の様子

二回目

一回目の試験ではボール A と C が壊れてしまったが、ボール B と D には亀裂等が見られなかったため、それらのボールを用いて二回目の圧力試験を行なった。しかし、二回目は 40 MPa の圧力を 20 分かけたところでボール D が圧壊し、ボール B にヒビが入ってしまった。図 4.8 に圧力モニターのグラフを、図 4.9 に二回目のテストの様子を示す。

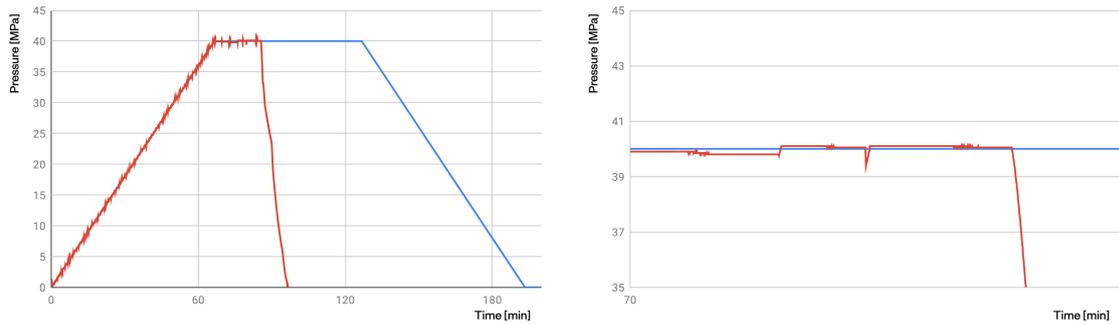


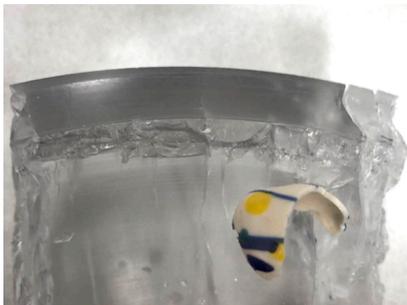
図 4.8 2 回目の加圧試験の圧力モニター



割れたボール D の様子



ボール B のヒビ



ボール D の破片



ボール B のリーク

図 4.9 二回目の試験の様子

4.4.3 構造解析

耐圧試験の結果、全てのテスト用ボールが割れてしまった。そこで実際にテストボールにどれほどの圧力がかかっているか、構造解析を行なうことで検証した。著者が実際に行なった研究ではないため、詳細は省く。肉厚 10 cm の場合、40 MPa の外圧に対して最大 180MPa ほどの応力が生じることがわかった。耐圧試験の結果からも見られたように、半球同士の繋ぎ目に応力が最も集中する。肉厚 15 cm の場合は最大 130MPa ほどの応力が半球同士の繋ぎ目にかかる。アクリルの一般的な圧縮強度は 73-125 MPa である¹⁸。これを十分に下回る応力にするには肉厚が 10 cm 近く必要である。

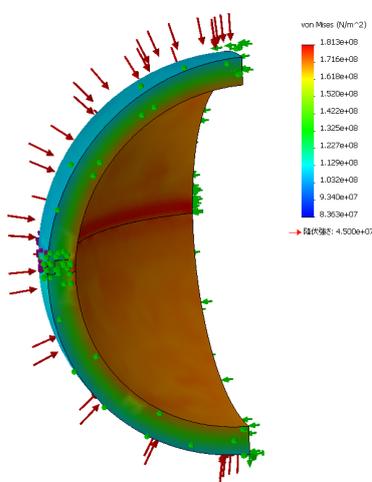


図 4.10 肉厚 10 mm のときの構造解析

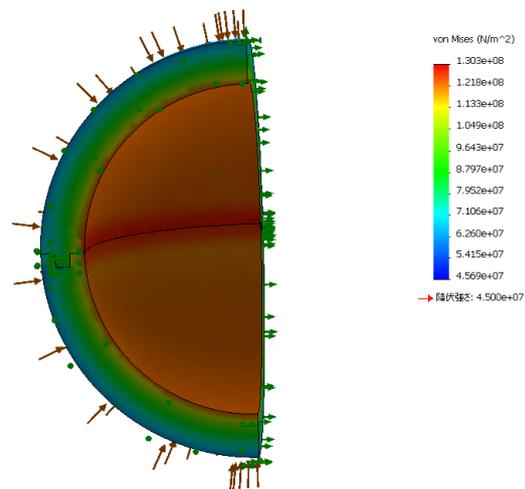


図 4.11 肉厚 15 mm のときの構造解析

第 5 章

液体シンチレーターの開発

本章では OBD 検出器に向けた液体シンチレーターの開発と評価について述べる。液体シンチレーターは KamLAND や Borexino 等のニュートリノ観測実験に広く用いられている発光性の有機溶剤である。同様にニュートリノ観測実験に広く用いられている純水に比べて、液体シンチレーターは 100 倍以上の光子を放出する。放射線を観測する有機シンチレーターには他に固体シンチレーターがあるが、液体シンチレーターの利点としては、安価であること、大型化や純化が容易であることが挙げられる。本研究では、OBD 検出器に特有の高圧・低温環境でも使用可能な液体シンチレーターの作成と評価を行なった。

5.1 発光原理

液体シンチレーターは、放射性物質から放出されるエネルギーを吸収し、蛍光として再放出する。この吸収と再放出という 2 つの動作を行うために、溶媒と発光物質の 2 つの基本要素が含まれている。発光過程としては、まず放射線の持つエネルギーを溶媒分子が吸収して励起される。次にその励起した溶媒分子から溶質（発光剤）へエネルギー移行する。そして最後に、励起した溶質が遷移して発光する。図 5.1 に分子のエネルギー準位と電子遷移の模式図を示す。放射線や励起光により基底状態の電子が励起され、ほとんどの電子は第一励起状態に励起される。まれに第二励起状態以上に励起されるものもあるが、非常に短時間で熱的放射により第一励起状態へ落ちる。大部分の励起電子は第一励起状態から基底状態に落ち、この際に蛍光を発する。一部の電子はスピン三重項の状態に系間遷移し、非常に長時間かけ光を出して基底状態に戻り、燐光を発する。こちらはスピン禁制則により反応が抑制されている。

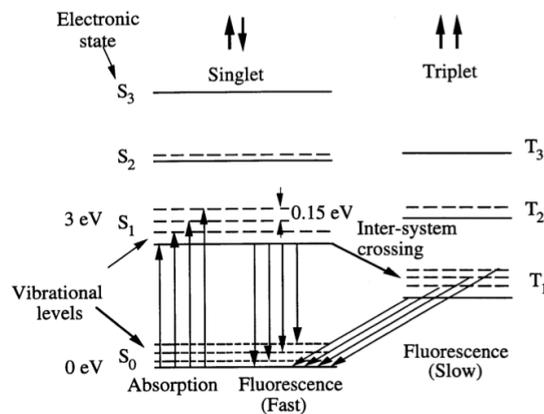


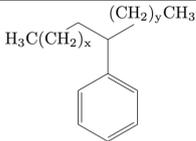
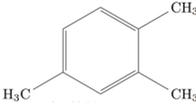
図 5.1 分子のエネルギー準位と電子遷移¹⁹

5.2 溶媒選定

5.2.1 溶媒候補

本研究ではまず溶媒の選定を行なった。候補となる有機溶剤は PC(Pseudo-Cumen) と LAB(Linear Alkyl Benzen) である。PC は KamLAND の液体シンチレーターでも使われており、発光量、透過率などに信頼が持てる物質である。LAB は SNO+ 実験や JUNO 実験で使われる有機溶剤であり、こちらも PC 同様にその性質に信頼が持てる。その他の有機溶剤としては、DIN(Di-Isopropyl-Naphthalene) や PXE(Phenyl-o-Xylylene) があるが、DIN は透過率に、PXE はアクリルとの親和性に問題があることがすでに先行研究²⁰ でわかっている。

表 5.1 各溶剤の特性

	LAB	PC
化学式	C_mH_{2m-6}	C_9H_{12}
化学構造式		
密度 (常温常圧)	0.86 g/cm ³	0.88 g/cm ³
引火点	~150 °C	44 °C
発光波長	283 nm	290 nm

5.2.2 溶媒の低温での振る舞い

溶媒の候補である PC と LAB を 4°C の環境で数時間冷やし、見た目での変化を観察した。その結果溶媒が図 5.2 のように濁ってしまうことがわかった。この現象は先行研究の Hanohano 実験でも報告されているがその解決法は示されていない。しかし TAO 実験の研究により、この現象の原因は溶媒中に含まれる水分であることがわかった²¹。そこで溶媒に窒素置換を施し、水分を除去してから同様の観察を行なった結果が図 5.3 である。図 5.2 に比べ濁りがなくなっていることがわかる。

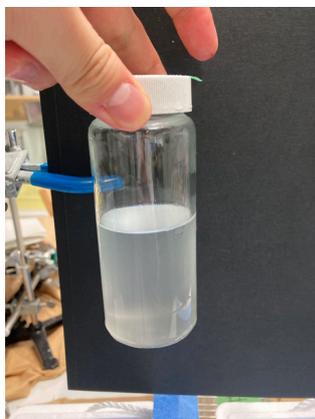


図 5.2 低温での LAB の様子

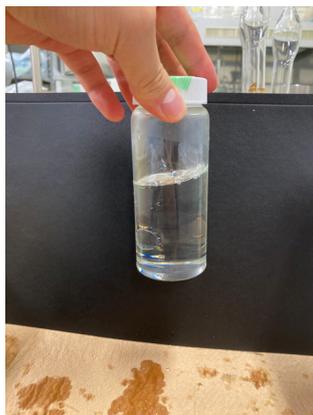


図 5.3 窒素置換後の低温での LAB の様子

5.3 発光量測定

5.3.1 測定原理

液体シンチレーターの発光量測定には、 ^{137}Cs 線源が放出する 667 keV の γ 線のコンプトン散乱と後方散乱を利用した同時計測法を用いた。コンプトン散乱は γ 線が物質中の電子と散乱する際に一部のエネルギーを電子に与え、様々な方向に散乱する現象である。 γ 線のエネルギーを E_γ 、電子の静止質量を m_e とすると、電子の反跳エネルギー E_e は以下ようになる

$$E_e = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e^2}(1 - \cos\theta)} \quad (5.1)$$

$$= E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e^2}} \quad (\theta = 180^\circ) \quad (5.2)$$

特に後方散乱のとき (式 5.2)、反跳電子のエネルギーは 477 keV となり、後方散乱した γ 線のエネルギーは 185 keV となる。今回の測定では、447 keV 電子による液体シンチレーターの発光と、185keV の後方散乱された γ 線による NaI シンチレーターの発光を同時計測することで後方散乱イベントを測定した。

5.3.2 測定方法

本研究では液体シンチレーターをステンレス製のタンクに入れ、タンク下部に付いた石英製のビューポートから発光量を測定した。このステンレスタンクは密閉製が高く、液体シンチレーターを外気に晒すことなく測定ができる。またタンクの周りにホースを巻き、チラーから冷却水を循環させることで液温を制御することができる。発光量測定は以下の手順で行なった。

1. タンク内で LAB150 ml と PPO を混ぜ密封し、タンク上部の管から窒素でバブリングをする。
2. 窒素バブリングは液体積の 100 倍を置換するように行なう。
3. タンクの周りにホースを巻き、チラーを用いて温度を制御し、温度計で温度をモニターする。
4. 液体シンチレーターと NaI の発光をそれぞれ 2 inch PMT を用いて 2 時間観測する。

またタンクを冷やしたことによるビューポートの結露を防ぐために、乾燥機を用いて室内の湿度を 30 % 以下に抑え、エアコンプレッサーを用いてビューポートの水分を飛ばすことで対策した。実験装置と回路の概略図を図 5.6 に、実験装置の写真を図 5.7 に示す。



図 5.4 タンク側部



図 5.5 タンク下部

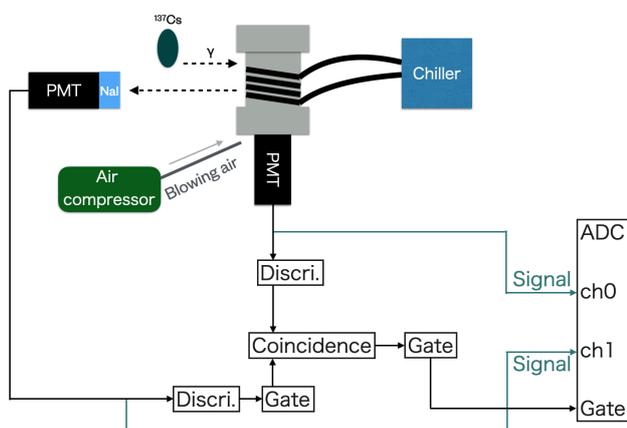


図 5.6 実験装置と回路の概略図

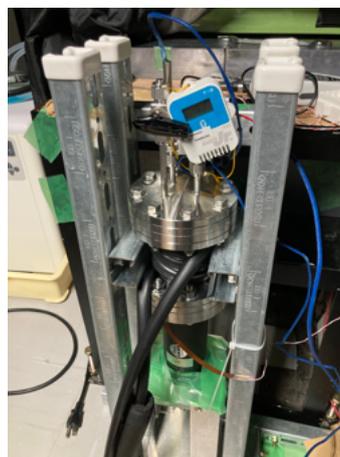


図 5.7 実験装置の様子

本研究では低温と常温の液体シンチレーターの発光量の比較をすると同時に、PPO の濃度による発光量の変化も測定した。一般に発光量は PPO の濃度が増えるほど大きくなるが、ある濃度を超えると発光量は頭打ちとなる。PPO には不純物が含まれているため、同じ発光量ならなるべく使用量が少ない方が観測に適している。そのため、発光量が頭打ちとなる PPO の濃度を求めることが重要である。

5.3.3 測定結果

前述の通り、発光量測定には ^{137}Cs が放出する γ 線の後方散乱イベントの同時計測を用いた。以下に液体シンチレーター 4 °C の PPO3 g/L の測定結果の一例を示す。PMT からの出力電荷量を ADC(Analog to Digital Converter) によって、デジタルチャンネル数 (ADC 値) に変換している。図 5.8 は後方散乱の 185 keV の γ 線によるイベントである。図 5.9 は液体シンチレーターの発光スペクトルを描いたもので、青いヒストグラムは全取得データ、赤いヒストグラムは NaI のスペクトルのピークから、 ^{137}Cs の後方散乱イベントを抽出したものである。この赤いヒストグラムをガウス関数でフィットして得られた Mean 値を液体シンチレーターの発光量とした。またデータ取得の間、図 5.10 のように液温を常時監視した。全ての測定において、温度の誤差は ± 1 °C である。

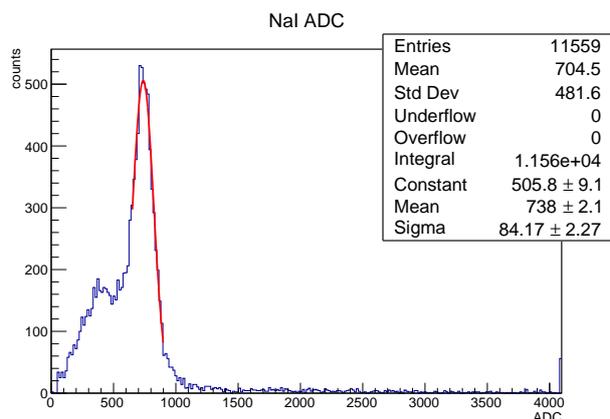


図 5.8 NaI の発光スペクトル

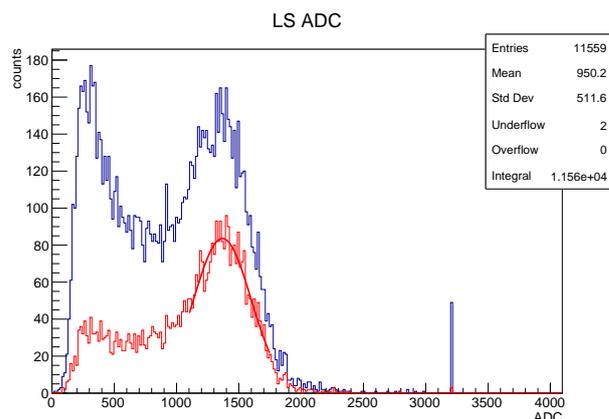


図 5.9 液体シンチレーターの発光スペクトル

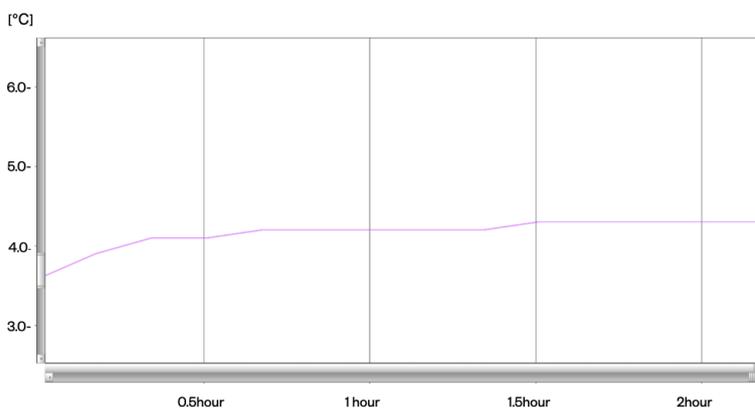


図 5.10 発光量測定中の温度推移

次に各液体シンチレーターの発光量のプロットを図 5.11 に示す。赤い線は液温 4 °C のとき、黒い線は 20 °C のときの結果である。また青い線は KamLAND-LS の発光量であり、点線は誤差である。図 5.11 より、4 °C のときの方が、20 °C のときよりも発光量が増えていることがわかる。また、発光量は PPO 3 g/L 以降で頭打ちとなっているため、OBD 液体シンチレーターとして適した PPO の量は 3 g/L である。

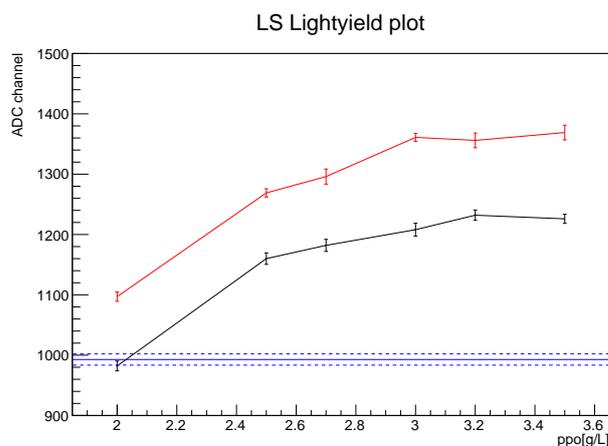


図 5.11 各液体シンチレーターの発光量のプロット:。赤い線は液温 4 °C のとき、黒い線は 20 °C のときの結果。青い線は KamLAND-LS の発光量

5.3.4 PMT の温度補正

PMT は一般に光電面やダイノード、アノードの温度が下がるほど、ゲインが増加する。本研究では発光量測定の際の PMT の温度変化によるゲインの変化を直接測定した。その結果を先ほどの図 5.11 に適用して、より正確な液体シンチレーターの発光量の特性的を見積もった。

実験手順は以下の通りである。

1. 発光量測定と同じセットアップ手順で PMT を冷やす。
2. LED を用いて温度効果を測定。
3. 3 回同じ測定を繰り返し、その平均値を温度補正の結果とした。

実験手順の簡略図を図 5.12 に示す。

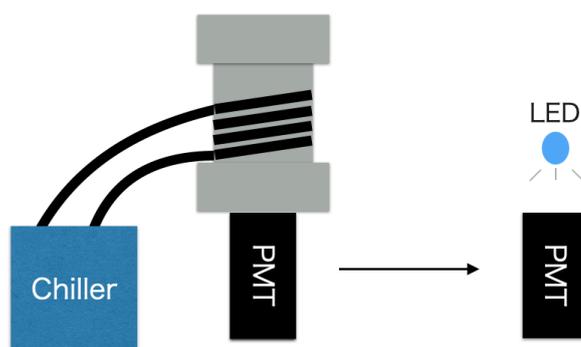


図 5.12 PMT 温度補正手順の概略図

測定結果を図 5.13 に示す。本実験により液温が 4 °C のときの PMT のゲインは、液温が 20 °C のときに比べて $3.8 \pm 1.2\%$ 増加することがわかった。この結果を先ほどの図 5.11 に適用させた結果を図 5.15 に示す。この結果より、PPO3 g/L のとき、4 °C のときの液体シンチレーターは 20 °C のときに比べて 8.6%、KamLAND-LS に比べて 32% 発光量が多いことがわかる。

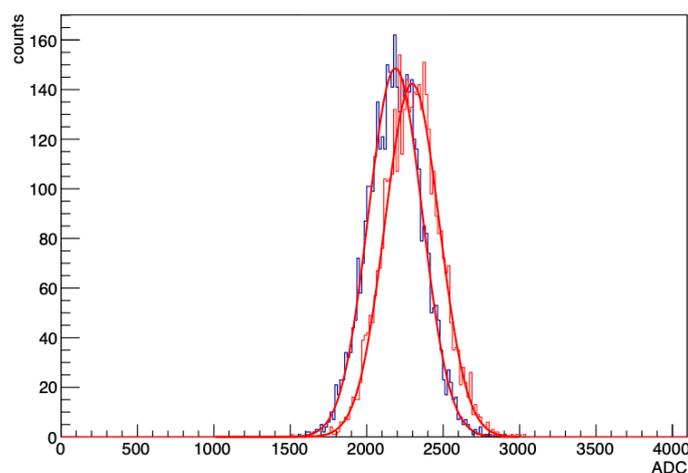


図 5.13 PMT ゲインの温度依存性。青いヒストグラムは液温が 20 °C のとき、赤いヒストグラムは液温が 4 °C のとき。

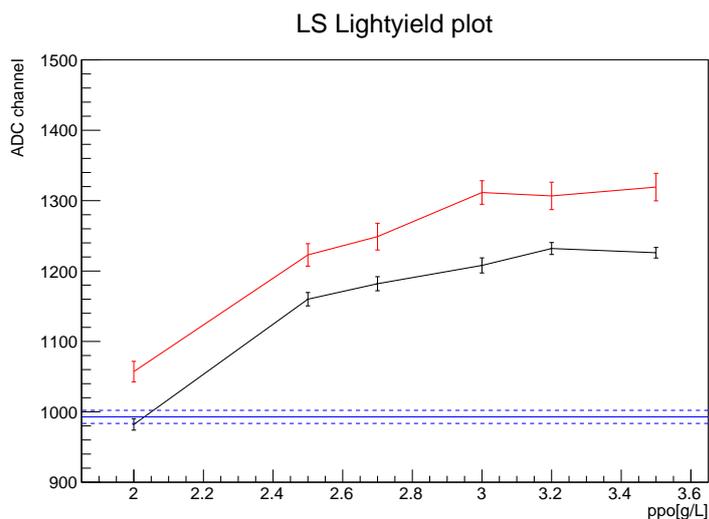


図 5.14 PMT の補正を入れた各液体シンチレーターの発光量のプロット

5.4 9 cm 透過率測定

本研究ではダブルビーム型分光光度計 U-3900(日立ハイテク製)を用いて、OBD-LS の透過率を測定した。

5.4.1 測定原理

図-に分光光度計とその概略図を示す。光源には可視領域でハロゲンランプ、紫外領域で重水素ランプを用いており、回折格子を用いたモノクロメーターによって単色光に分光する。分光器から出た光は回転ミラーによってサンプルの入った 1 cm 石英セルと 10 cm 石英セルに入射し、その後同一の PMT で検出される。それぞれ 10 cm と 1 cm の 2 つの石英セルを使うことで、セル表面での光学的影響を無視することができる。10 cm と 1 cm の透過光強

度をそれぞれ $I_{10\text{cm}}$ 、 $I_{1\text{cm}}$ とすると、光路差 9 cm を透過する間に減衰する光量の相対値は

$$T_{9\text{cm,relative}} = \frac{I_{10\text{cm}}}{I_{1\text{cm}}} \quad (5.3)$$

となる。ここで、短距離で透過率がほぼ 100 % であり、サンプルと屈折率が近い物質で基準値を測定することで、サンプルの透過率の絶対値を測定することができる。本研究では屈折率が LAB と近い ($n=1.42$) である、シクロヘキサンを用いて基準値を測定した。9 cm 透過率 $T_{9\text{cm}}$ は以下のように求められる。

$$T_{9\text{cm}} = \frac{T_{9\text{cm,relative}}(\text{sample})}{T_{9\text{cm,relative}}(\text{baseline})} = \frac{I_{10\text{cm}}(\text{sample})/I_{1\text{cm}}(\text{sample})}{I_{10\text{cm}}(\text{baseline})/I_{1\text{cm}}(\text{baseline})} \quad (5.4)$$

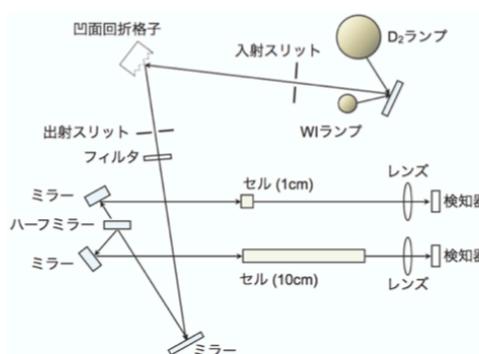


図 5.15 分光光度計と概略図²²

5.4.2 測定方法

1. 分光光度計と PC の電源を入れ、測定プログラムを起動する。
2. 30 分待機し、光源を安定化させる。
3. アセトンを用いてセルを洗浄後、1 cm セルと 10 cm セルにシクロヘキサンを入れて、基準値を測定する。
4. 再びアセトンでセルを洗浄する。
5. 窒素置換を施してあるサンプルをセルに入れ、恒温器で温度を管理した後測定する。
6. この測定を 3 回行い、その平均値を透過率測定の結果とする。

先行研究より、1 回の測定により 0.6 % の誤差が生じるため²³、3 回測定することで、0.3 % の測定誤差が生じることが見込まれる。また測定の際に、セル内の液を平衡状態に保つため、液をセルに入れてから 5 分間放置してから測定した。今回サンプルとしてはそれぞれ 4°C と 20°C の OBD-LS を使用した。

実際の測定と同様の手順で操作を行い、その際の温度変化を記録し、測定中の温度変化が小さいことを確認した、そのときの温度変化の様子は図 5.18 のようになった。



図 5.16 使用した恒温器

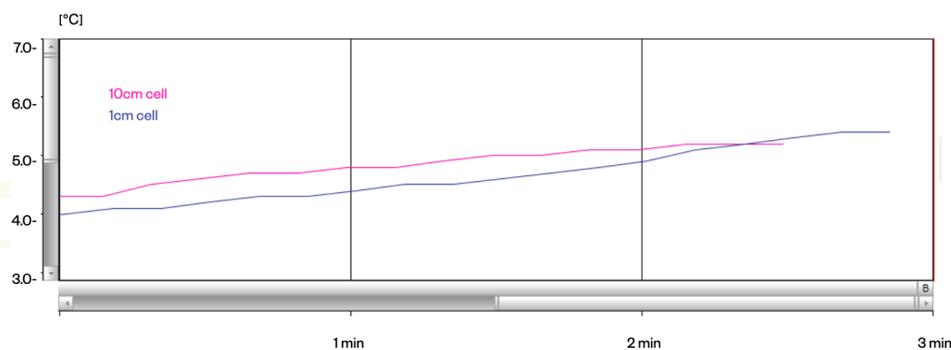
図 5.17 使用した温度計。測定誤差は $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 

図 5.18 透過率測定中の温度変化

5.4.3 測定結果

OBD-LS の 9 cm 透過率の結果を図 5.19 に示す。こちらの結果より、十分窒素パージした OBD-LS の透過率は温度にほとんど依らないことがわかる。次にこの測定結果を元に、実際の検出器でどれほどの透過率になるかを見積もる。OBD1.5 kt 検出器では、OBD-LS は半径 6 m、高さ 14 m の容器に満たされるため、今回は 7 m 透過率を評価する。測定した 9 cm 透過率 $t_{9\text{cm}}$ 、7 m 透過率 $T_{7\text{m}}$ を次の式で表す。

$$t_{9\text{cm}} = t_0 \pm \delta t, T_{7\text{m}} = T_0 \pm \delta T \quad (5.5)$$

このとき、測定した $t_{9\text{cm}}$ を $T_{7\text{m}}$ へと変換する式を以下に示す。

$$T_0 = t_0^{\frac{700}{9}}, \delta T = \frac{700}{9} * \frac{|T_0|}{|t_0|} * \delta t \quad (5.6)$$

図 5.20 に変換した OBD-LS の 7 m 透過率を示す。

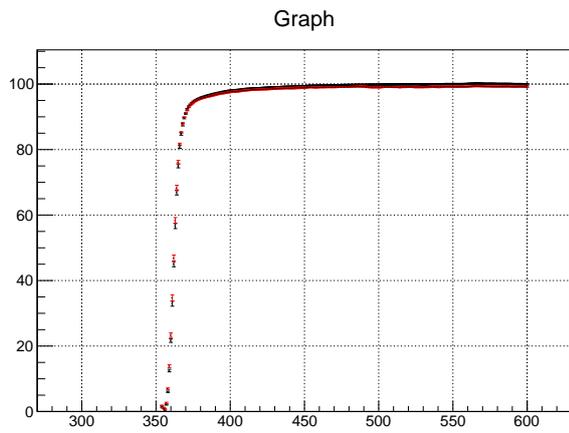


図 5.19 OBD-LS の 9 cm 透過率：黒い線は 20°C のとき、赤い線は 4°C のとき。

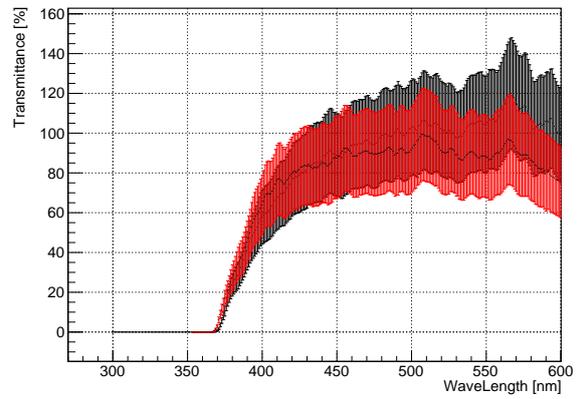


図 5.20 変換した OBD-LS の 7 m 透過率

変換した 7 m 透過率では、最大で 25% ほどの誤差がついてしまう。しかし本研究の結果では、OBD-LS は十分な窒素置換を行なうことで、低温でも常温と変わらない透過率を得られることがわかった。より精密な透過率の評価には $O(1\text{ m})$ 規模の実験装置が必要となる。

第 6 章

シミュレーションによるバックグラウンド評価とマントル地球ニュートリノ観測感度評価

本章ではシミュレーションによって、OBD1.5 kt 検出器の地球ニュートリノに対するバックグラウンドを見積もった。地球ニュートリノイベントと合わせた予測エネルギーを示したのち、BSE モデルの識別感度を求めた。

第 3 章で示した通り地球ニュートリノのバックグラウンドには、アクシデンタル、 (α, n) 、He-Li、原子炉ニュートリノ、高速中性子がある。アクシデンタルと (α, n) は検出器内の自然放射性物質由来であり、He-Li と高速中性子は宇宙線ミュオン由来のバックグラウンドである。

6.1 検出器のジオメトリ

OBD1.5 kt 検出器のジオメトリは以下のような設定で行った。図中には示されていないが、20 inch PMT とシールドをステンレスタンク内壁に 3232 本取り付けられている。20 inch PMT は光電面の直径が約 50 cm で、シールドは外径 70 cm、内径 70 cm の球型である。アクリル容器の厚みは 5 cm で、ステンレスタンクの厚みは - cm である。OD には図 6.2 のように 13 inch のシールド付き PMT が上部と側部に 360 本取り付けられている。

また本研究において分解能は KamLAND の値を用いた。その値は、Energy resolution= $6.8\%/\sqrt{E}$ 、Vertex resolution= $125\text{ mm}/\sqrt{E}$ である。

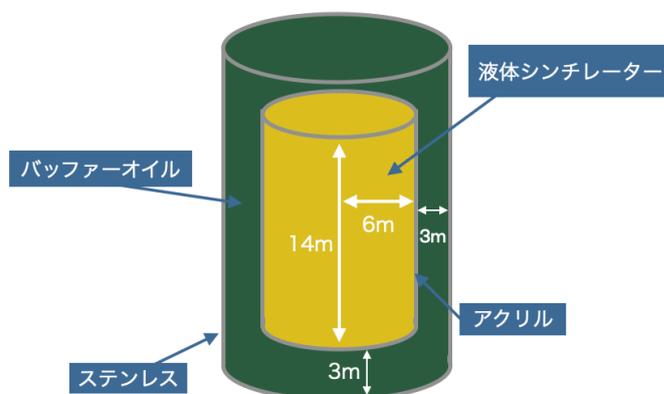


図 6.1 シミュレーションジオメトリの概略図

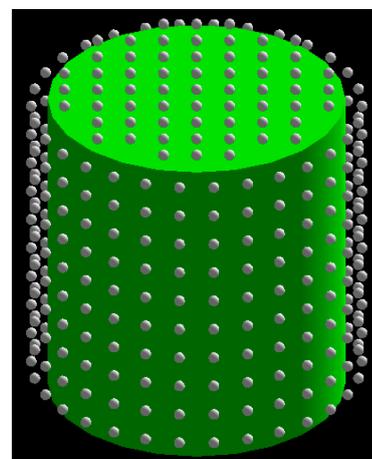


図 6.2 OD の概略図

6.2 アクシデンタルバックグラウンド

アクシデンタルバックグラウンドは、検出器内の ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K が崩壊することによってできるバックグラウンドである。本研究では検出器中の放射性物質量を表 6.1 以下のように設定した。ここで、アクリル容器については JUNO¹³ の値を、液体シンチレーターと PMT は KamLAND の値を用いた。

表 6.1 仮定した単位体積あたりの放射性物質量

	^{238}U [g/g]	^{232}Th [g/g]	^{40}K [g/g]
アクリル容器	$1.0 * 10^{-11}$	$1.0 * 10^{-11}$	$1.0 * 10^{-11}$
液体シンチレーター	$5.0 * 10^{-18}$	$1.3 * 10^{-17}$	$1.0 * 10^{-18}$
PMT	$1.5 * 10^{-7}$	$2.4 * 10^{-7}$	$1.0 * 10^{-8}$
PMT シールド	$1.0 * 10^{-8}$	$1.0 * 10^{-8}$	$1.0 * 10^{-8}$

バックグラウンドの見積もりは以下の手順で行った。

1. 放射性物質を検出器構成物内に一様に分布させ、崩壊後の反応をシミュレーションする。
 2. シミュレーションの結果と、各核種の崩壊定数や isotope 比などから全 LS 体積中の反応レート r を計算する。
 3. $\exp(-rt)$ 分布を再現する時間の乱数を作成し、シミュレーションの結果と合わせて、反応位置、エネルギー、時間の情報を持ったイベントリストを作成する。
 4. 反ニュートリノイベント選定と同様の選定を行ってアクシデンタルバックグラウンド数を求める。
2. の反応レート r は以下のように求められる。

$$r = nLm\lambda/Np \quad (6.1)$$

ここで n は LS 内での反応数、 L はアボガドロ数、 m は放射線源物質の質量 (アクリル、PMT 等)、 x は表 6.1 の放射性物質質量、 λ は崩壊定数、 N はシミュレーションで発生させた粒子数、 p は放射性物質の原子量である。また 4. の反ニュートリノイベント選定基準は以下のとおりである。

$$\begin{aligned} 1.8[\text{MeV}] < E_{\text{delayed}} < 2.6[\text{MeV}] & \quad 4.4[\text{MeV}] < E_{\text{delayed}} < 5.6[\text{MeV}] \\ 0.5[\mu\text{s}] < dT < 1000[\mu\text{s}] & \quad dR < 2[\text{m}] \end{aligned} \quad (6.2)$$

反ニュートリノイベントの後発信号は陽子による中性子捕獲の際に放出される 2.2 MeV の γ 線と ^{12}C による中性子捕獲の際に放出される 5.0 MeV の γ 線のため、選定基準では $1.8[\text{MeV}] < E_{\text{delayed}} < 2.6[\text{MeV}]$, $4.4[\text{MeV}] < E_{\text{delayed}} < 5.6[\text{MeV}]$ としている。反応から中性子捕獲までの時間は平均 $200\mu\text{s}$ で、その間中性子に飛行する距離が $\sim m$ のため、先発信号と後発信号の時間差 dT と、その反応距離 dR について、 $0.5[\mu\text{s}] < dT < 1000[\mu\text{s}]$, $dR < 2[\text{m}]$ という選定基準が設けられている。

1. のシミュレーションのアクリルの結果を図 6.3,6.4 に示す。他の検出器構成物についても同様にシミュレーションを行なった。シミュレーションより得られた全 LS 体積中の反応レートを表 6.2 に示す。

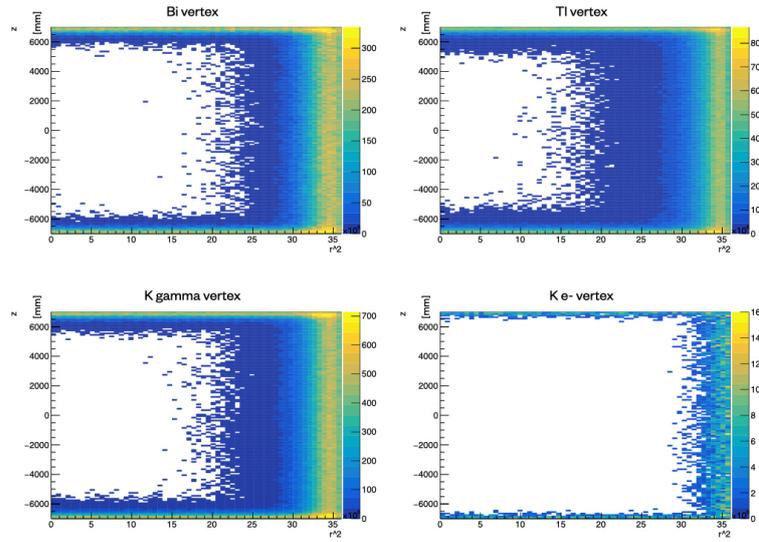


図 6.3 アクリルの放射線シミュレーションの vertex 分布

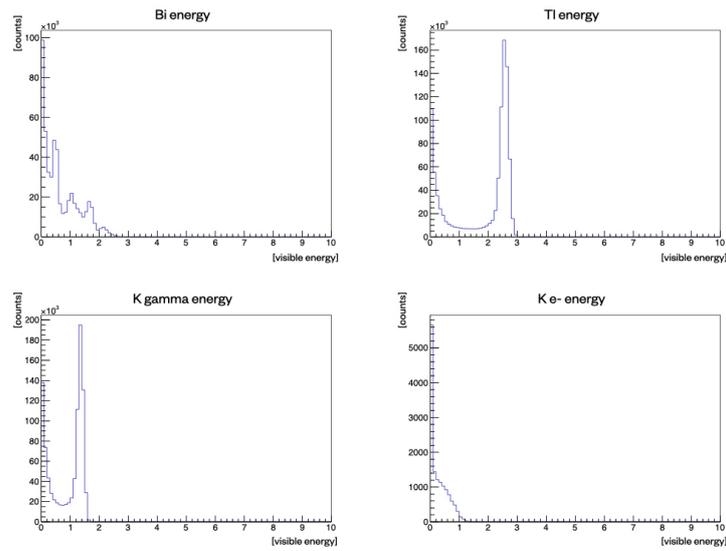


図 6.4 アクリルの放射線シミュレーションのエネルギー分布

表 6.2 全 LS 体積中の反応レート [Hz]

アクリル容器	液体シンチレーター	PMT	PMT シールド	合計
7.08 [Hz]	3.39×10^{-4} [Hz]	4.77×10^{-1} [Hz]	1.71×10^{-1} [Hz]	7.73 [Hz]

この反応レートを元にイベントリストを作り、70年分のアクシデンタルバックグラウンドを見積もった。図 6.5 に全 LS 領域でのアクシデンタルバックグラウンドのエネルギー、時間、距離分布を示す。

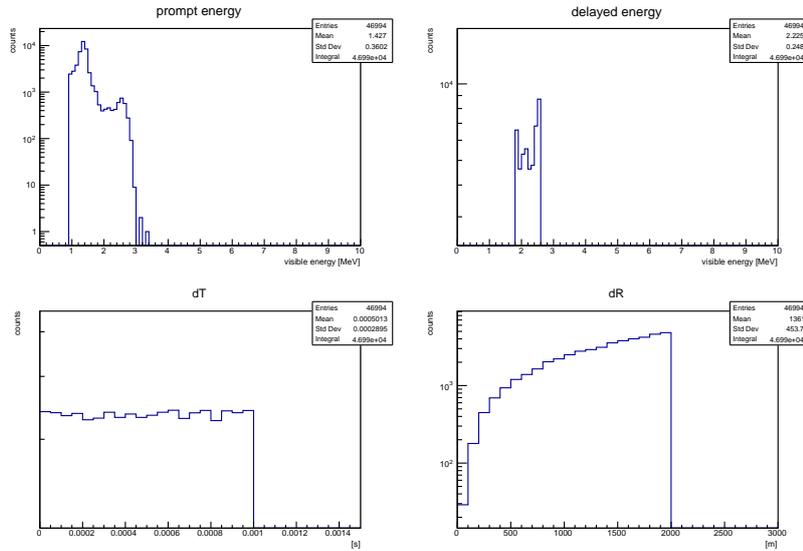


図 6.5 全 LS 領域でのアクシデンタルバックグラウンド

バックグラウンドはアクリル壁際に多いため、壁から離れることでアクシデンタルバックグラウンドを軽減できる。しかし、壁から離れすぎると有効領域が減ってしまい、地球ニュートリノの統計数を稼ぎづらくなる。このとき最適な壁から離れる距離 (fiducial cut) を FOM(Figure of Merit) を用いて求めた。FOM(Figure of Merit) は以下の式で求められる。

$$FOM = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \tag{6.3}$$

ここで S は地球ニュートリノシグナル数、B は全バックグラウンド数である (後述の他のバックグラウンドも含まれる)。FOM が最大となる fiducial cut を用いるのが最も効率がよい。図 6.6 に FOM の計算結果を示す。この結果より、解析に使用する領域の壁からの距離 fiducial cut は 70 cm と求められた。fiducial cut=70 cm のときのアクシデンタルバックグラウンドのエネルギー、時間、距離分布を図 6.7 に示す。このとき、総イベント数は 145 イベントであった。本研究のシミュレーションは 70 年分の統計数を見積もっているため、1 年あたりのアクシデンタルバックグラウンド数は 2.07 イベントである。

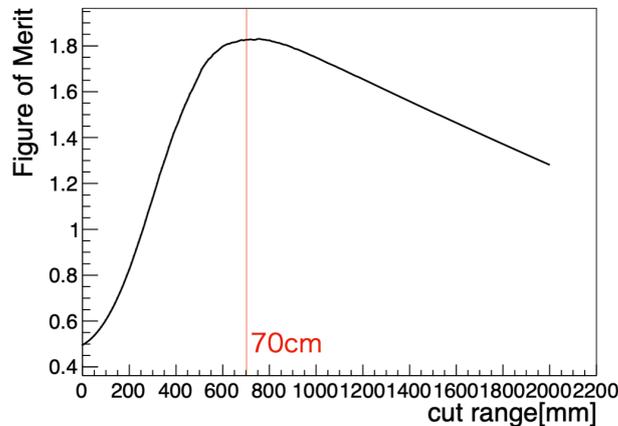


図 6.6 Figure of Merit の計算結果

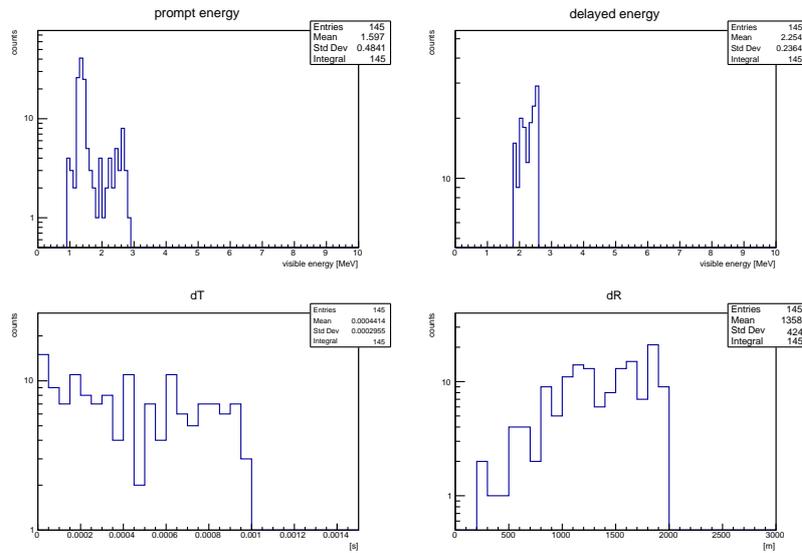
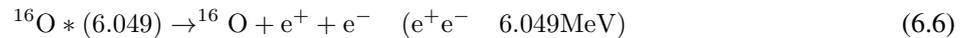


図 6.7 fiducial cut=70 cm の時のアクシデンタルバックグラウンド

6.3 (α, n) バックグラウンド

(α, n) バックグラウンドは検出器内の自然放射性物質、主に ^{210}Po から放出される α 線期限のバックグラウンドである。液体シンチレーター中の ^{13}C に、 ^{210}Po の崩壊により生成される α 粒子 (5.3 MeV) が衝突して発生する $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応によって、反ニュートリノの反応が模倣される。反応の先発信号は 4 種類ありそれぞれ以下の通りである。



式 6.4 と式 6.5 については以下の手順で見積もった。

1. 中性子の生成率、エネルギースペクトルを計算で求める。
2. 1 で求めた結果を用いて `geant4` でシミュレーションする。

また、式 6.6 と式 6.7 については、反応数は上記 1. と同様の手順で反応数を求め、6.049 MeV の e^+e^- 、6.130 MeV の γ を用いてシミュレーションすることでその反応を見積もった。

手順 1. の中性子の生成率 N は以下のように求められる。

$$N = \int_{E_0}^0 dE_\alpha \left(-\frac{dN}{dE_\alpha} \right) \quad (6.8)$$

$$-\frac{dN}{dE_\alpha} = n_{\text{target}} I_{\text{source}} \sigma(E_\alpha) \left(-\frac{dX}{dE_\alpha} \right) \quad (6.9)$$

ここで E_α は α のエネルギー、 E_0 は α の初期エネルギー、 n_{target} はターゲットのカーボンの数、 I_{source} は α のインテンシティ、 $\sigma(E_\alpha)$ は (α, n) 反応の全断面積、 $-\frac{dX}{dE_\alpha}$ は stopping power である。この stopping power は geant4 を用いて求めた。また、検出器に強く依存するパラメータは I_{source} である。 α のソースである ^{210}Po は、 ^{222}Rn の崩壊により生成される。 ^{222}Rn は空気中に約 30 Bq/m^3 ほど含まれており、検出器の建設時に、液体シンチレーター中に ^{222}Rn が混入することにより I_{source} の値が決まる。OBD 検出器はまだ計画段階のため、この I_{source} の値は決まっていない。本研究では I_{source} を KamLAND 実験の値をスケールした値の、 5.9 Bq/OBD とした。

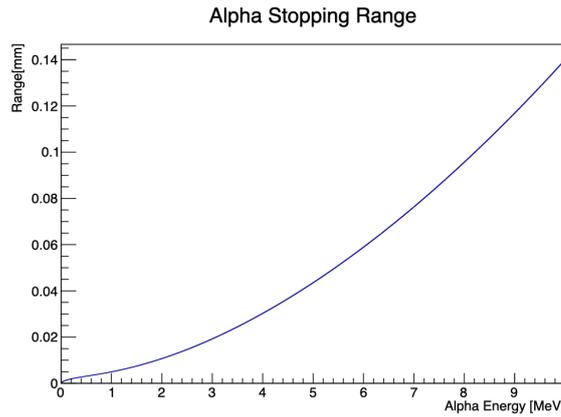


図 6.8 α の stopping power

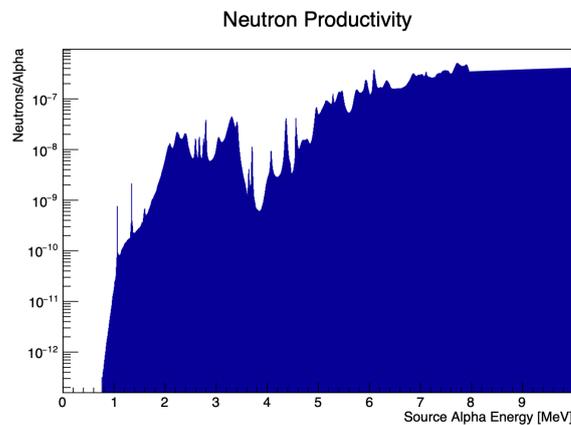


図 6.9 中性子生成率

中性子の生成率は中性子生成数を、 α のインテンシティで割ることで求められる。

$$\frac{N}{I_{\text{source}}} = \int_{E_0}^0 n_{\text{target}} \sigma(E_\alpha) \left(-\frac{dX}{dE_\alpha}\right) dE_\alpha \quad (6.10)$$

中性子の生成率の計算結果を図 6.9 に示す。 ^{210}Po の α のエネルギーは 5.304 MeV のため、以降の計算では $0 - 5.304 \text{ MeV}$ までの中性子生成率を使う。この中性子生成率を用いて、以下の式より中性子のエネルギースペクトルを求めた。

$$n(E^{\text{lab}}) = \int_{E_0}^0 dE_\alpha \int d\Omega \delta(\Omega, E_\alpha, E_n) n_{\text{target}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \left(-\frac{dX}{dE_\alpha}\right) \quad (6.11)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_l a_l P_l(\cos\theta) \quad (6.12)$$

ここで、 E_n は中性子の実験室系でのエネルギー、 Ω は散乱立体角、 $\delta(\Omega, E_\alpha, E_n)$ は運動量であり、エネルギーが保存しているときは 1 となる。中性子の角度分布は方位依存性を持っており、微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ はルジャンドル関数 P_l で展開される。ここで、 α のエネルギーごとの、各 l の係数 a_l は参照^{24,25} の値を用い、エネルギー間は線形補間を行なった。この計算より求められた中性子のエネルギースペクトルを図 6.10 に示す。また、この中性子のエネルギースペクトルを元に、Geant4 でシミュレーションを行った結果を図 6.11 に示す。

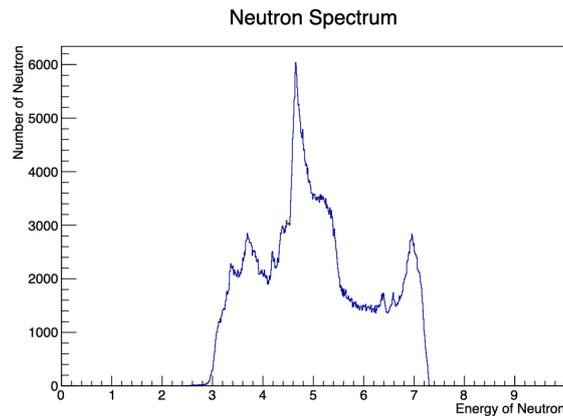


図 6.10 中性子のエネルギースペクトル

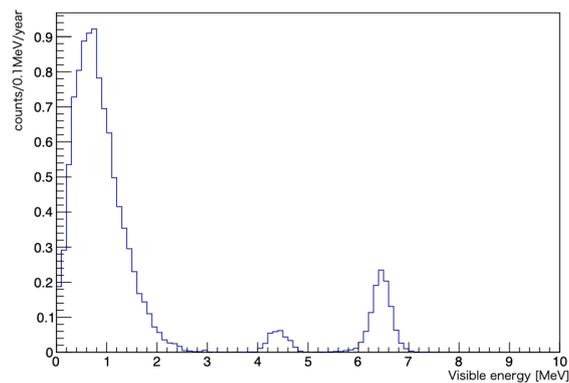


図 6.11 (α, n) バックグラウンドのスペクトル

を図 6.11 には式 6.6 と 6.7 に結果も含まれている。1 MeV ほどに立つピークは式 6.5、4.4 MeV のピークは式 6.5、6 MeV のピークが式 6.6 と 6.7 である。上記 1. の手法より、(α, n) の反応数が求められ、その結果は、4.20 event/year である。

6.4 宇宙線ミュオンシミュレーション

本研究では MUSIC(MUon SIMulation Code)²⁶ を用いて、OBD 検出器に到達するミュオンのエネルギー、角度分布、レートを求めた。MUSIC はミュオンに特化した三次元モンテカルロシミュレーションツールである。MUSIC では、ミュオンが物質を通過した後、そのミュオンの存在確率とエネルギーは、モンテカルロ法によって計算される。このツールではミュオンの物質との相互作用を一つ一つ追うわけではないので、他の素粒子シミュレーションツールに比べて計算が格段に早い。本研究では OBD の設置場所を、深海 4 km としてシミュレーションを行った。

MUSIC では海拔 0 m での大気中のミュオンのスペクトルモデルを考慮する必要がある。宇宙線ミュオンのスペクトルは Gaisser によって以下のように与えられている。²⁷

$$\frac{dN_{\mu 0}}{dE_{\mu 0}d\Omega} \simeq A \frac{0.14E_{\mu 0}^{\gamma}}{\text{cm}^2 \text{sr s GeV}} \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1.1\tilde{E}_{\mu 0} \cos \theta}{115}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1\tilde{E}_{\mu 0} \cos \theta}{850}} + r_c \right\} \quad (6.13)$$

ここで $E_{\mu 0}$ は地表面でのミュオンエネルギー、 $\tilde{E}_{\mu 0}$ は大気の上にあるミュオンのエネルギー、 θ は地表の天頂角である。低エネルギー領域では $E_{\mu 0}$ と $\tilde{E}_{\mu 0}$ の間にわずかな違いがあるが、Gaisser パラメータ化では $E_{\mu 0} = \tilde{E}_{\mu 0}$ として扱う。また Gaisser パラメータ化では $A = 1$ 、 $\gamma = 2.70$ 、 $r_c = 0$ であるが、深さが 1-2 km w.e. (kilometer water equivalence) より大きい場合は LVD パラメータ化が推奨されている。その場合 $A = 1.84$ 、 $\gamma = 2.77$ となる。本研究では深海 4 km を想定しているため、LVD パラメータ化を用いた。

6.4.1 深海 4 km での宇宙線ミュオンのフラックスと角度分布

本研究では、図 6.12 のようなシンプルなジオメトリを用いてミュオンのフラックスと角度分布を求めた。シミュレーションの結果、図 6.13 のエネルギー分布、図 6.14 の角度 θ 分布が得られた。このときのミュオンの平均エネルギーは 412 GeV である。またミュオンのフラックスは $8.79 \times 10^{-9}(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$ である。図 6.15 に各ニュートリノ検出器におけるミュオンフラックスを示す。本研究の結果は図中緑の星印で記されており、図中の赤の破線よりも少々フラックスが多い結果になっている。この結果は、水に含まれる水素の存在によるものである。水素は $Z/A \simeq 1$ であるのに対し、他のほとんどの物質は $Z/A \leq 0.5$ である。電離によるエネルギー損失は Z/A に比例し、対生成と制動放射によるエネルギー損失は $Z(Z+1)/A$ にほぼ比例する。検出器の深度が浅いときはミュオンの平均エネルギーは低く、電離によるエネルギー損失が他のプロセスよりも支配的で、水中でのミュオンエネルギー損失は岩石よりも大きく、フラックスは標準岩石よりも小さくなる。ある程度深度が深くなると、対生成と制動放射によるエネルギー損失が支配的になり、水中でのミュオンフラックスは岩石中のものよりも大きくなる。

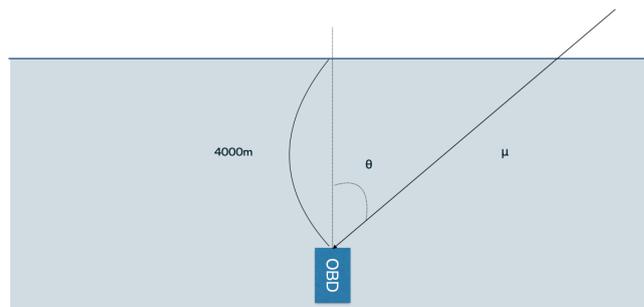


図 6.12 ミュオンシミュレーションの概略図

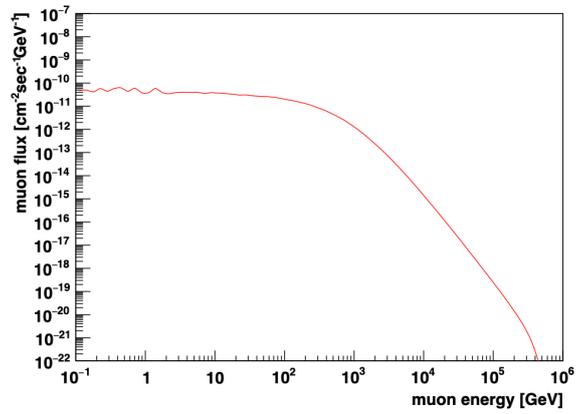


図 6.13 ミューオンエネルギー分布

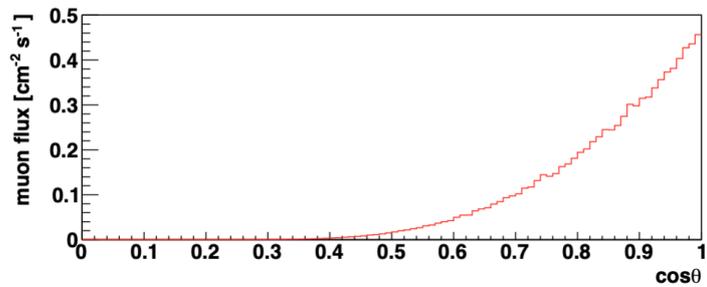


図 6.14 ミューオン天頂角分布

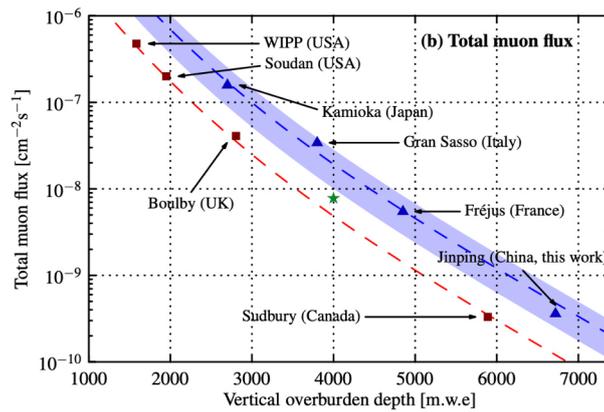


図 6.15 各ニュートリノ検出器のミュオンフラックス:参考文献²⁸の図を一部改訂青い線は山の下の検出器、赤い線は地下の検出器、緑の星印は本研究で求めた OBD 検出器のミュオンフラックス

6.4.2 OBD-LS 内に侵入するミュオンシミュレーション

MUSIC シミュレーションにより求められたミュオンのエネルギー、角度分布、フラックスを元に、OBD-LS 内に侵入するミュオンの影響を、Geant4 を用いて見積もった。MUSIC で得たサンプルイベントを1つランダムに取ってきて、ミュオンのやってくる角度方向 (θ, ϕ) を決めると、これを図 6.16 のように OBD 検出器を覆う半径 40 m の半球の表面上で θ, ϕ に従った 1 点を決める。そして、その点から半径 40 m の円盤を用意し、その円盤上の任意の点を決め、その点から円盤に垂直な方向にミュオンを発射する。ここで半球や円盤の半径を 40 m としているのは、OBD 検出器を十分に覆う長さであるからである。このシミュレーションをミュオン 100 万イベント分行なった。このときのシミュレーションは以下の計算より現実世界での約 1 ヶ月分に相当する。

$$\begin{aligned} \text{SimTime} &= \frac{\text{EventNum}}{\text{area} * \text{flux}} = \frac{10^6}{(4000(\text{cm})^2 * \pi) * 8.79 * 10^{-9}(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})} \\ &= 2.26 * 10^6(\text{s}) \\ &= 26.2(\text{day}) \end{aligned} \quad (6.14)$$

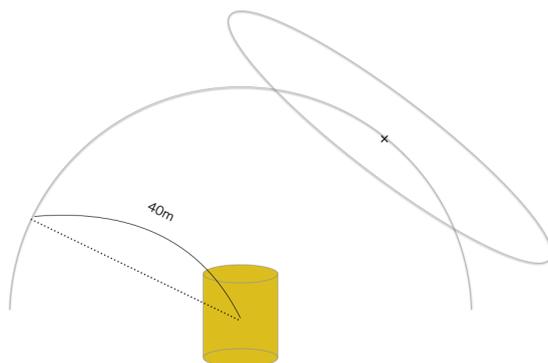


図 6.16 宇宙線ミュオンを打ち込むシミュレーションのプロセス

図 6.17 にミュオンの OBD-LS 内を走る距離 (tracklength) を示す。OBD の形状は円柱型のため、tracklength は一様な分布にはならない。LS 領域の円柱の高さ 14 m の位置にピークが立ち、それ以降はなだらかに減少していく。0-14 m の領域では一様な分布となる。またミュオンが LS 領域で落とすエネルギー (Energy Deposit) も同様の結果となる (図 6.18)。

このシミュレーションで LS 領域に侵入し、エネルギーを落としたミュオンは 33526 個であった。このシミュレーションは式 6.14 より $2.26 * 10^6$ s に相当するため、OBD1.5 kt 検出器でのミュオンレートは $1.48 * 10^{-2}$ Hz となる。参考として KamLAND 実験でのミュオンレートは 0.34 Hz であり²⁹、それに比べて OBD 検出器は非常にミュオンの少ない環境で観測可能である。

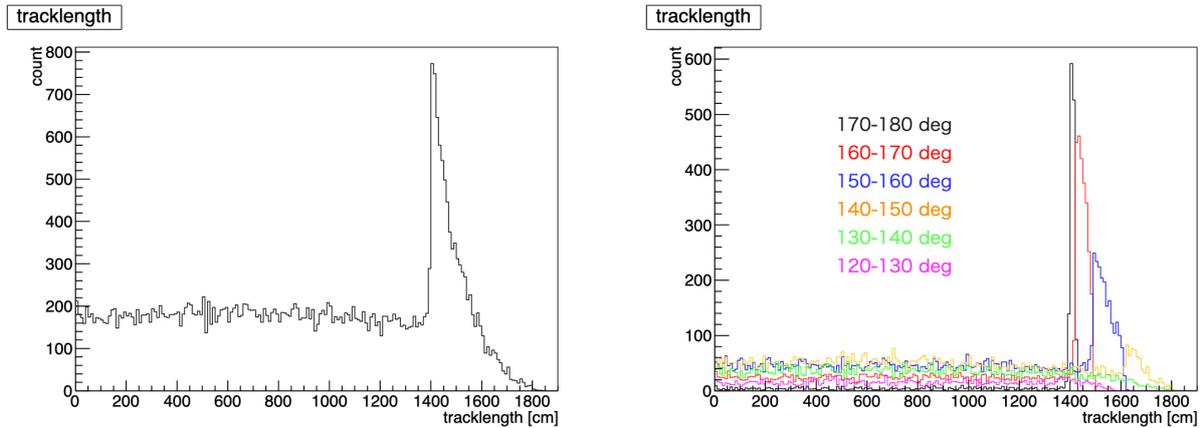


図 6.17 ミューオンの tracklength。左図は全ミュオン。右図はミュオンの初期角度ごとのヒストグラム。

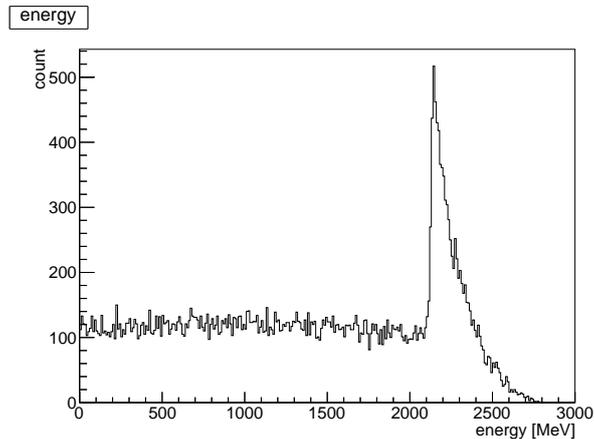


図 6.18 ミューオンの LS 領域での Energy Deposit

6.4.3 ODPMT によるタグ効率

OD の 360 本の PMT による、検出器内に侵入するミュオンイベントのタグ効率を Geant4 の光子シミュレーションで見積もった。KM3net 実験を参考にし、PMT は全方位に感度があるものとし、量子効率を浜松ホトニクス社の PMT のものを引用した (図 6.19)。

前節のシミュレーションで記録した、33526 イベントの、約 1 ヶ月分の検出器内に入るミュオンのエネルギー、位置、方向をインプットとしてシミュレーションを行なった。まず、PMT のヒットタイミングは図 6.20 のようになる。ミュオンを発生させた時間を $t=0$ としている。ここで 110 ns 付近と、170 ns 付近の二つのピークがあるように見えるが、後者はミュオンが OBD 検出器を通過した後、前者は OBD 検出器を通過する前の PMT ヒットである。また合計ヒット光子数 (HitNum) と光子を検知した PMT の本数 (PMTNum) は図 6.21 のようになる。HitNum = 10000、PMTNum=90 付近のイベントが最も多く、これはミュオンが検出器上部から下部へ垂直に突き抜けたイベントである。OD 下部には PMT がついていないため、他のイベントに比べ HitNum も PMTNum も低くなる傾向にある。次にイベント数が多いのは HitNum = 15000、PMTNum=170 付近である。これは検出器に対して斜めに入射したイベントである。検出器通過前と通過後に PMT に光子がヒットするため、垂直に入射する

ミューオンよりも、HitNum も PMTNum も多くなる傾向にある。

ODPMT によるタグ効率を評価するためには、海中のバックグラウンドを考慮する必要がある。海中で最も PMT に影響を与えるバックグラウンドは ^{40}K と生物発光である。 ^{40}K は海中に 12 Bq/L 含まれており、 ^{238}U (0.040 Bq/L)、 ^{232}Th (4×10^{-7} Bq/L) に比べ桁違いに多い。生物発光はバクテリア等による数時間から数日の時間スケールで定常的なものと、比較的大型の生物による数十分の 1 から数十秒の継続時間を持つ「バースト」の二つがある³⁰。KM3Net 実験による報告によると前者の定常的な生物発光は検出器全体に影響し、 ^{40}K と同程度の寄与である。バーストは桁外れに大きな発光量であるが、局所的な PMT にのみ影響を与える。本研究では生物発光の見積もりが難しいため、 ^{40}K による寄与のみを見積もった。

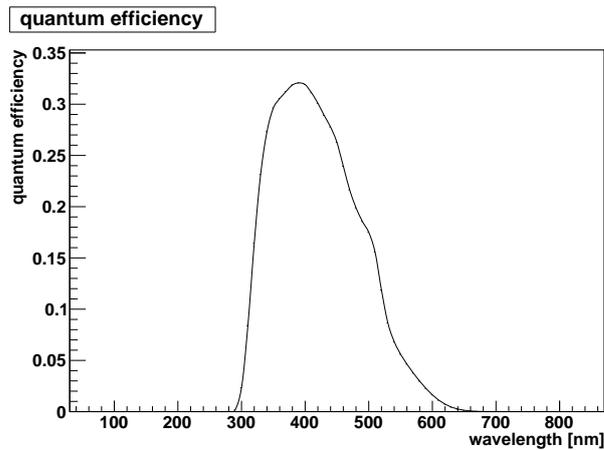


図 6.19 仮定した PMT の量子効率

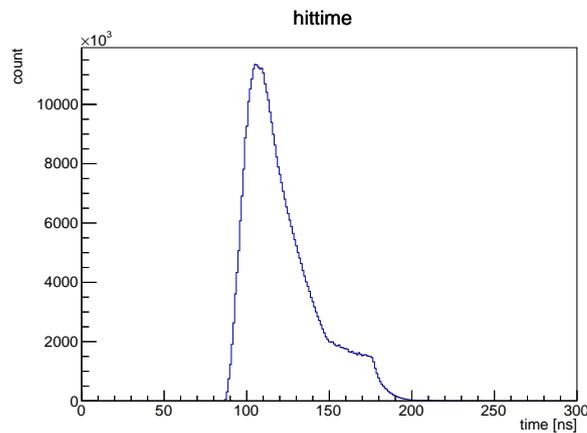


図 6.20 ミューオンによる光子の PMT ヒットタイミング

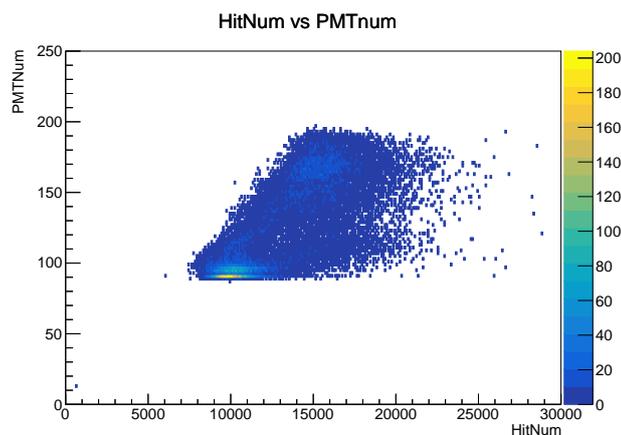


図 6.21 ミューオンイベントの HitNum VS PMTNum

海水中の ^{40}K によるダークレート

シミュレーションは以下の手順で行った。このとき ^{40}K は 14 Bq/L とした³⁰。

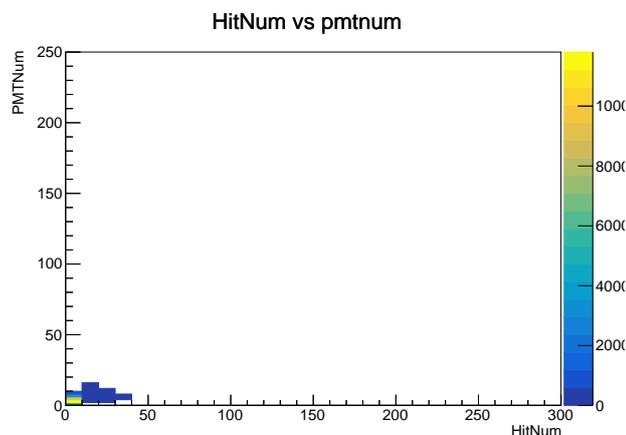
1. 検出器の周り 6 m の海水から一様に ^{40}K 由来の γ と e- を発射し、光学シミュレーションを行う。

2. 図 6.20 より、ミュオンイベントの PMT ヒットタイミングは、ハードウェアの遅延等を考慮し、大きく見積もって 300 ns であるため、300 ns 間の ^{40}K イベントの ODPMT に対する寄与を見積もる。

このシミュレーションを元に ^{40}K イベントの HitNum VS PMTNum 見積もると図 6.22 のようになった。ほとんどのイベントは HitNum < 10、PMTNum < 10 である。この結果を以て、ミュオンイベント判定の基準を次のように定めた。

$$\text{HitNum} > 100 \quad , \quad \text{PMTNum} > 30$$

この基準を用いたとき、図 6.21 の左下のイベント (HitNum=681、PMTNum=12) がミュオン判定から外れるのみで、残りのイベントは全て正しくミュオンと判定される。よって ODPMT によるミュオンタグ効率は、99.9% と見積もられる。

図 6.22 ^{40}K イベントの HitNum VS PMTNum

6.5 He-Li バックグラウンドの見積もり

He-Li バックグラウンドは宇宙線ミュオンによる核破砕によって生じる ^8He と ^9Li に起因するバックグラウンドである。 ^8He と ^9Li はそれぞれ 119 ms と 178 ms という長い半減期を持つ。これらの核種は β 崩壊で崩壊した後中性子を放出するモードがあり、その際に地球ニュートリノイベントを模倣する。

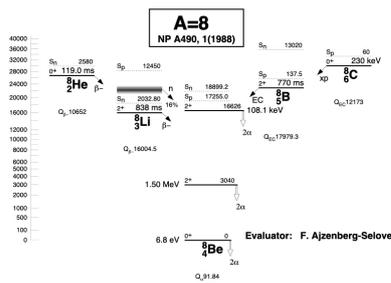


図 6.23 A=8 の崩壊図

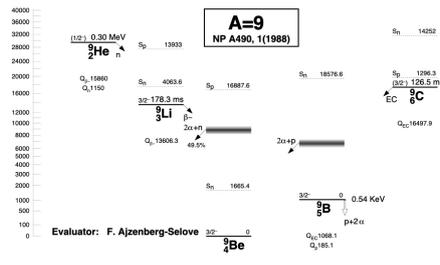


図 6.24 A=9 の崩壊図

本研究では、シミュレーションツールである FLUKA を用いて ^8He と ^9Li の生成率を求めた。FLUKA は熱中性子から重イオン衝突までの核・素粒子物理過程をモデル化したツールであり、ニュートリノ分野では、検出機中の核破砕生成物の研究で広く用いられている。FLUKA シミュレーションによってミュオンが単位長さを通った際の核破砕核種生成率、 N ($/\mu\text{m}/\text{cm}$) が与えられる。

6.5.1 シミュレーション手順

OBD に到達する宇宙線ミュオンは図 6.13 のように低エネルギーのものから高エネルギーのものまで様々である。核破砕生成物の生成率は宇宙線ミュオンのエネルギーに大きく依存する。したがって宇宙線ミュオンのエネルギー毎に生成率を計算する必要がある。本研究では次のように生成率を求めた。

シミュレーションのジオメトリとして図 6.25 のような半径 10 m、高さ 50 m の OBD-LS を使用した。FLUKA は境界で不確定な振る舞いをするのが KamLAND 実験内で報告されていたため、ジオメトリ上部 10 m と下部 5 m をカットし、35 m の領域を用いた。そして 1 GeV-100 TeV までで 50 個の宇宙線ミュオンのサンプルエネルギーを用意した。用意されるミュオンのサンプルエネルギーは log スケールで 50 個の bin に等分されたエネルギー、つまり、1 GeV, 1.25 GeV, 1.58 GeV, ..., 10 GeV, 12.5 GeV, 15.8 GeV, ..., 79.4 TeV, 100 TeV である。この 50 個のサンプルエネルギーのミュオンにおいて ^8He と ^9Li の生成率を求めた。ミュオンはそれぞれ 1 GeV 以上 1 TeV 未満までは 10^6 個、1 TeV 以上では 10^5 個シミュレーションした。

FLUKA で得られた結果を元に 6.4.2 章で得られた tracklength と元のミュオンのエネルギーを用いて ^8He と ^9Li イベント数を求めた。

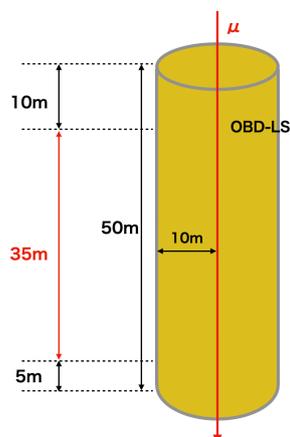


図 6.25 FLUKA シミュレーションのジオメトリ

6.5.2 シミュレーション結果

FLUKA のシミュレーションによって得られた核破砕生成物の分布を図 6.26 に示す。このときの ${}^8\text{He}$ と ${}^9\text{Li}$ の生成率は表 6.3 のようになる。低エネルギー側では統計数が少なく、誤差が大きくなっている。得られた生成率と 6.4.2 章で得られた tracklength と元のミュオンエネルギーを掛け合わせると、 ${}^8\text{He}$ は 19 [event / year]、 ${}^9\text{Li}$ は 180 [event / year] となる。このままでは多くの核破砕によるバックグラウンドが地球ニュートリノ観測の妨げになってしまうが、このバックグラウンドはミュオン通過後、5 秒間検出器全体を veto することで除去できる。 ${}^8\text{He}$ と ${}^9\text{Li}$ の半減期はそれぞれ 119 ms と 178 ms であり、ミュオンによって生成されてから 5 秒後の存在確率 $N_{s\text{He}}$ 、 $N_{s\text{Li}}$ は、

$$\begin{aligned} N_{s\text{He}} &= \frac{1}{2}^{5/0.119} = 2.25 * 10^{-13} \\ N_{s\text{Li}} &= \frac{1}{2}^{5/0.178} = 3.90 * 10^{-9} \end{aligned} \quad (6.15)$$

である。ここにシミュレーションで得られた生成数 19 と 180 をかけても 0 に近似できる。よってミュオン後の 5 秒 veto によって He-Li バックグラウンド数は 0 になる。

ミュオン後 5 秒 veto することによって検出器の実質的な観測時間 (= livetime) は、検出器稼働時間 (=running-time) に対して減ってしまう。6.4.2 章よりミュオンレートは $1.48 * 10^{-2}$ Hz であり、全ミュオンに対して 5 秒 veto を施すと、livetime は runningtime に対して 92.6% となる。KamLAND 実験でも livetime/runningtime は 90% 程度であり、これは妥当な数値だと言える。

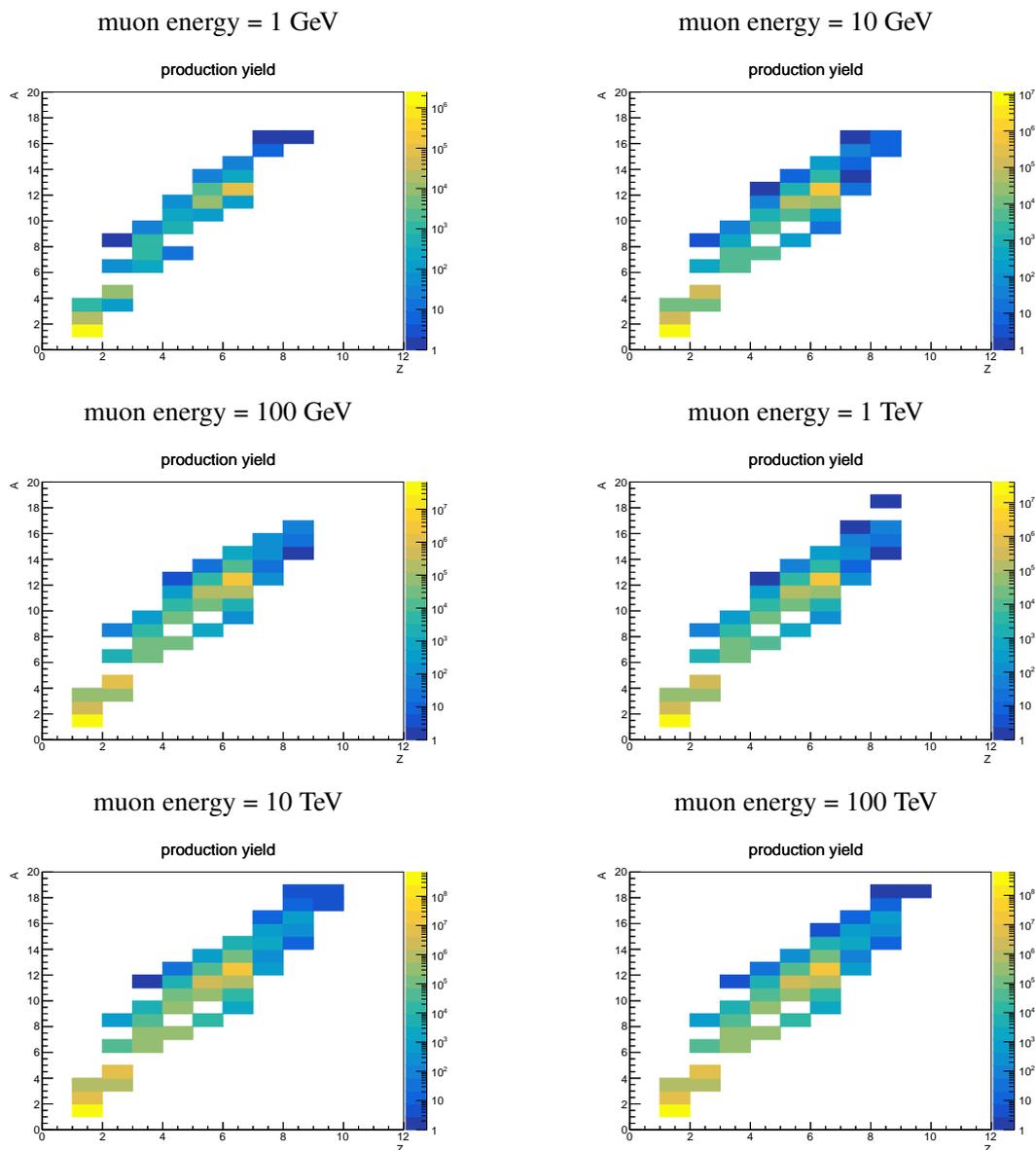


図 6.26 各ミュオンエネルギーにおける核破砕生成物

表 6.3 ^8He と ^9Li の生成率

ミュオンエネルギー	^8He 生成率 [yield / μ / cm]	^9Li 生成率 [yield / μ / cm]
1 GeV	$(5.71 \pm 4.04) * 10^{-10}$	$(6.00 \pm 1.31) * 10^{-9}$
10 GeV	$(1.14 \pm 0.57) * 10^{-9}$	$(1.34 \pm 0.20) * 10^{-8}$
100 GeV	$(1.31 \pm 0.20) * 10^{-8}$	$(1.51 \pm 0.07) * 10^{-7}$
1 TeV	$(9.71 \pm 1.67) * 10^{-8}$	$(9.83 \pm 0.53) * 10^{-7}$
10 TeV	$(8.08 \pm 0.34) * 10^{-7}$	$(7.98 \pm 0.11) * 10^{-6}$
100 TeV	$(6.59 \pm 0.30) * 10^{-6}$	$(6.95 \pm 0.10) * 10^{-5}$

6.6 高速中性子の見積もり

ここでは宇宙線ミューオンから生成される高速中性子によるバックグラウンドを Geant4 を用いて求めた。また今回 PhysicsList は QGSP_BIC_HP を用いた。QGSP_BIC_HP は Geant4 によって用意された、さまざまなハドロンの相互作用を考慮した PhysicsList である。

6.6.1 シミュレーション手順

使用したミューオンやジオメトリは 6.4.2 章と同様であり、イベントの発生方法も同様である。6.4.2 章では検出器内に侵入したミューオンについて記録したが、今回のシミュレーションでは中性子について記録した。

後発信号として、LS 内の陽子による中性子捕獲の位置、時間を記録した。先発信号としては、中性子捕獲の位置との距離を dR 、時間差を dT としたときに、 $0.5[\mu s] < dT < 1000[\mu s]$ 、 $dR < 2[m]$ となる、中性子による散乱イベントを記録した。シミュレーションしたミューオン数は 1.4×10^8 個であり、10.05 年分のイベントに当たる。

6.6.2 シミュレーション結果

シミュレーションの結果得られた先発信号のエネルギー分布を図 6.27 に示す。また先発信号と後発信号である中性子捕獲の vertex 分布をそれぞれ図 6.28、図 6.29 に示す。fiducial cut=70 cm のときのエネルギー分布では、低エネルギー側のイベントが少なくなっているが、これは低エネルギーの中性子が検出器内部まで入り込みにくいことに起因する。

ここで、地球ニュートリノ領域 (0.9 MeV-2.7MeV) までの高速中性子によるバックグラウンド数を見積もる。ニュートリノ実験の慣例的な方法を用い、0.9 MeV-50 MeV までのイベントを一様な分布であるとして加算し、0.9 MeV-2.7 MeV の領域にスケールし、100% 誤差をつけるという方法をとる。fiducial cut=70 cm のエネルギー分布 (図 6.27 右図、赤いヒストグラム) を見ると一様な分布とは言えないが、under estimate にはならないため、この手法を用いた。fiducial cut=70 cm では 0.9 MeV-50 MeV までに 85 イベントあるため、0.9 MeV-2.7 MeV では

$$\frac{85}{50 - 0.9} * (2.7 - 0.9) = 3.1$$

より 3.1 イベントあるということになる。今回のシミュレーションは 10.05 年分の統計数であるため、高速中性子によるバックグラウンドは 0.31 ± 0.31 event/year である。ここに先ほど求めた livetime ratio=92.6% を考慮すると、高速中性子バックグラウンドは 0.29 ± 0.29 event/year となる。

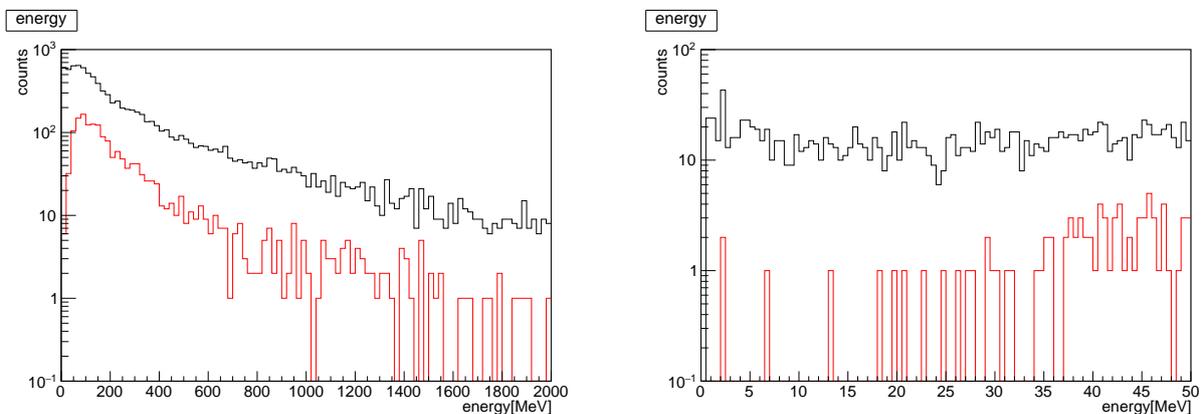


図 6.27 先発信号のエネルギー分布:左は 2 GeV まで、右図は 50 MeV まで。黒線は全領域、赤線は fiducial cut=70 cm

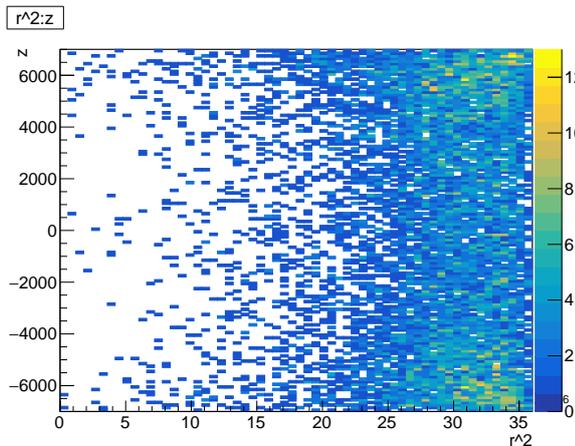


図 6.28 先発信号の vertex 分布

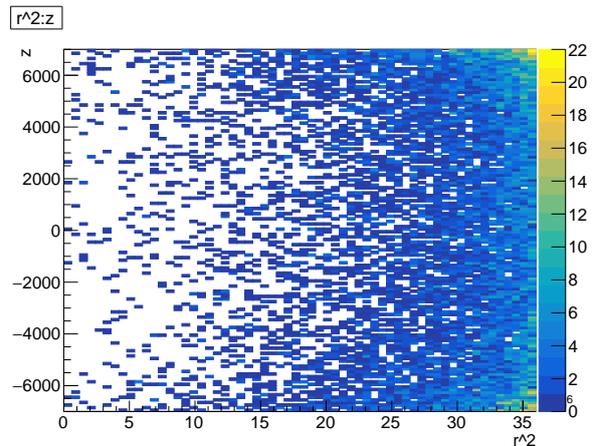


図 6.29 中性子捕獲の vertex 分布

6.7 OBD の予測スペクトル

検出器設置場所はマンテルの科学掘削でも次期掘削地点の候補に挙がっている、ハワイ沖 (23.63055 °N、-155.832 °E) の深海 4000 m を想定した。原子炉ニュートリノと地球ニュートリノのスペクトルの形状は、緯度と経度を与えると原子炉の運転状況を参照し、その場所でのエネルギースペクトルの形状を与える web ページである geoneutrinos.org³¹ を参照した。表 6.4 は、各地球熱量モデルごとの観測地点での地球ニュートリノイベント数であり、地球科学者の Ondřej Šrámek 氏より提供いただいた⁶。単位 TNU は「Terrestrial Neutrino Unit」の略であり、1 年あたり、 10^{32} free proton ターゲットあたりのイベント数、1 [event/ 10^{32} protons/year] の意である。

前章までで述べた各バックグラウンドのシミュレーション結果と原子炉ニュートリノ、地球ニュートリノのエネルギースペクトルを合わせ、OBD の予想エネルギースペクトルは図のようになる。

図中の U,Th はそれぞれ ^{238}U 由来の地球ニュートリノと、 ^{232}Th 由来の地球ニュートリノであり、middleQ-モデルの 12.1 TNU を仮定している。予想イベント数を表 6.5 に示す。この予測イベント数は、fiducial cut と livetime ratio を考慮した値である。

表 6.4 地球ニュートリノ数

lowQ-model	middleQ-model	highQ-model
6.5 (+1.5 / -1.3) TNU	12.1 (+2.4 / -2.6) TNU	21.4 ± 2.3 TNU

表 6.5 予測イベント数 [/year]

	U	Th	total	reactor	accidental	(α ,n)	He-Li	fast-neutron	total
全領域	6.59	1.64	8.23	4.13	1.92	3.88	0	<2.62	9.93
地球ニュートリノ領域				1.53	1.90	2.96	0	<0.58	6.39

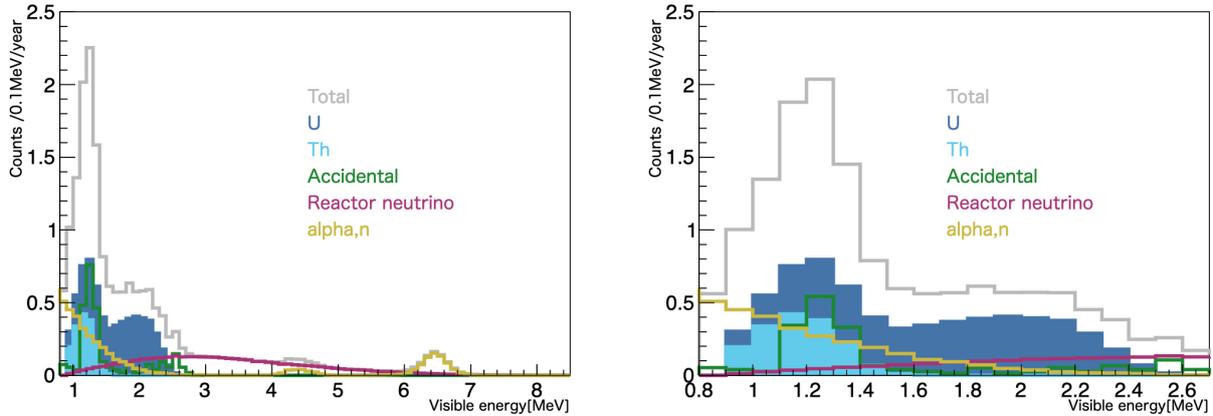


図 6.30 OBD1.5kt 検出器の予測エネルギースペクトル:左図は全エネルギー領域、右図は地球ニュートリノ領域のみ。

6.8 統計テストによる評価

予測エネルギースペクトルを用いて、統計的評価を行なった。統計テストは以下の手順で行なった。

1. ポアソン分布を用いて図 6.30 の予測エネルギースペクトルを元にダミーデータを作る。
2. 得られたダミーデータを以下の χ^2 が最小になるようにフィットする。

$$\chi^2 = \chi_{\text{Energy}}^2 + \chi_{\text{Penalty}}^2 \quad (6.16)$$

$$\chi_{\text{Energy}}^2 = \begin{cases} 2 \sum_i (-h_i - f_i) + h_i * \log \frac{h_i}{f_i} & (h_i > 0) \\ 2 \sum_i (-h_i - f_i) & \end{cases} \quad (6.17)$$

$$\chi_{\text{Penalty}}^2 = \sum_i \left(\frac{f_i - h_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (6.18)$$

ここで i はエネルギービンで、本研究では 1 [bin/0.1MeV] である。 h_i は観測数、 f_i は予測イベント数、 σ_i は予測イベント数のエラーである。このとき、地球熱量モデル毎の不定性を考慮するため、地球ニュートリノの総予測イベント数 $\sum_i f_i$ は表 6.4 の誤差の範囲でランダムに決定した。この計算を 10 万回繰り返し行ない、高統計の正確な見積もりを行なった。

6.8.1 マントル地球ニュートリノ観測感度評価

それぞれ lowQ、middleQ、highQ モデルのときのマントル地球ニュートリノ観測感度を評価した。計算から求めた $\Delta\chi^2$ 分布より、マントルシグナルの 0 シグナルの排除度合いを求めた。 $\Delta\chi^2$ 分布をを図 6.31、6.32、6.33 に示す。それぞれ仮定したモデルと観測年数は、lowQ:10 年、middleQ:3 年、highQ:1 年である。図中の赤いバンドは地殻由来の地球ニュートリノの予測値で、その値は 3.05 ± 0.37 TNU である。こちらも Ondřej Šrámek 氏より提供いただいた。こちらの結果より、middleQ モデルの場合は 3 年で 3.5σ 、highQ モデルの場合は 1 年で 3.7σ でマントル地球ニュートリノを観測できることがわかった。lowQ モデルの場合は 10 年観測でも 2.5σ にとどまるが、OBD 検出器は十分マントル地球ニュートリノの直接観測が可能であることが示された。

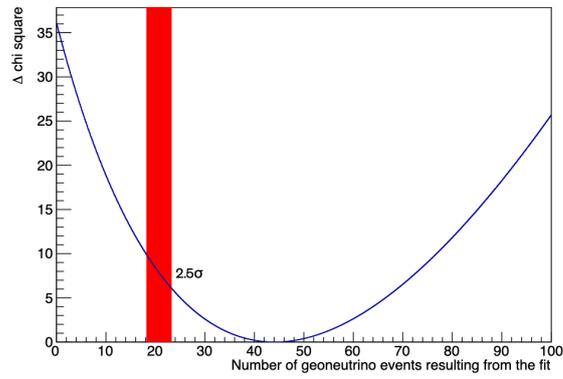


図 6.31 lowQ モデルを仮定し 10 年観測した際の $\Delta\chi^2$ 分布

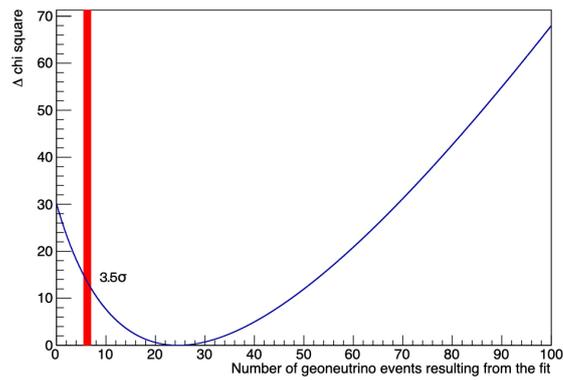


図 6.32 middleQ モデルを仮定し 3 年観測した際の $\Delta\chi^2$ 分布

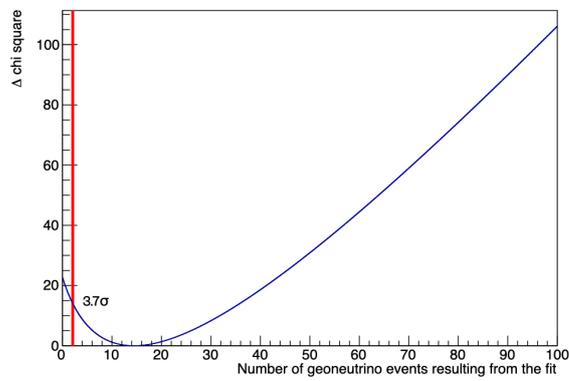


図 6.33 highQ モデルを仮定し 1 年観測した際の $\Delta\chi^2$ 分布

6.8.2 地球熱量モデル分別能力評価

地球熱量モデル、lowQ、middleQ、highQ モデルの分離能力の見積もりを行った。それぞれ low-Q、middle-Q、high-Q モデルを仮定し観測年数が 3、5、7、10 年の場合の地球ニュートリノ観測数から二重積分を用いて分離度合いを計算した。例として、middleQ と lowQ の分離度合いは以下の式のようにかける。

$$1 - \sum_i^N \sum_{j>i}^N P_{\text{middleQ}}^i * P_{\text{lowQ}}^j \quad (6.19)$$

ここで i, j はそれぞれ middleQ と lowQ のビン番号、 P は確率、 N はビンの最大値 (=2000) である。図 6.34、6.35、6.36、6.37 に予測観測数を示す。またこのとき、それぞれモデルを仮定したときのモデル排除確率を表 6.6、6.7、6.8、6.9 に示す。

この結果より OBD 検出器は十分 BSE モデルを分離する能力があり、特に high-Q モデルは 100% で排除できることが示された。図 6.38 に観測年数に対する予測観測数の推移を、図 6.39 に exposure [kt·year] ごとの 1 年当たりの予測観測数を示す。図 6.39 中の水平な線はモデル毎の予測値である。また図中の誤差棒は 90% C.L. を示している。この図より exposure が増えるにつれ、観測誤差はモデルの誤差に漸近していくことがわかる。より地球モデルの分離精度を高めるためにはモデルの誤差を減らすことが必要である。

表 6.6 3 年観測時の地球熱量モデル排除確率

		low-Q	middle-Q	high-Q
仮定したモデル	low-Q	\	92.0%	99.9%
	middle-Q	92.0%	\	97.3%
	high-Q	99.9%	97.3%	\

表 6.7 5 年観測時の地球熱量モデル排除確率

		low-Q	middle-Q	high-Q
仮定したモデル	low-Q	\	96.5%	100%
	middle-Q	96.5%	\	99.4%
	high-Q	100%	99.4%	\

表 6.8 7 年観測時の地球熱量モデル排除確率

		low-Q	middle-Q	high-Q
仮定したモデル	low-Q	\	98.5%	100%
	middle-Q	98.5%	\	99.8%
	high-Q	100%	99.8%	\

表 6.9 10 年観測時の地球熱量モデル排除確率

		low-Q	middle-Q	high-Q
仮定したモデル	low-Q	\	99.5%	100%
	middle-Q	99.5%	\	99.9%
	high-Q	100%	99.9%	\

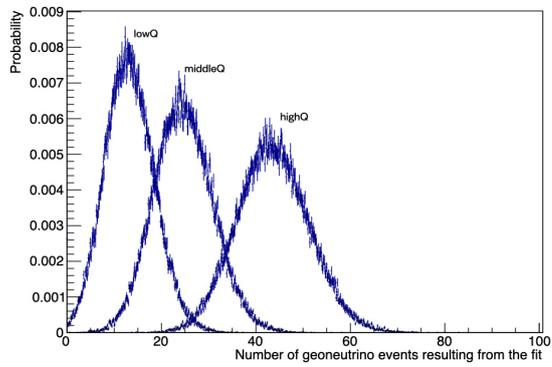


図 6.34 3年観測のときの予測観測数

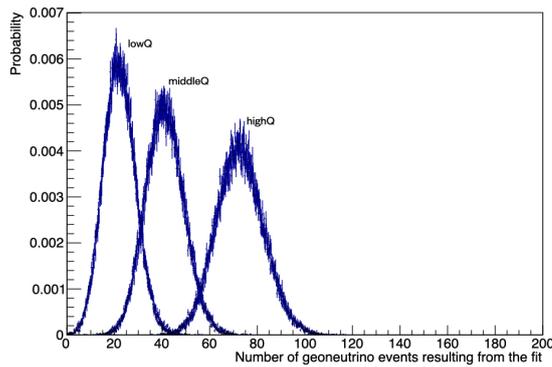


図 6.35 5年観測のときの予測観測数

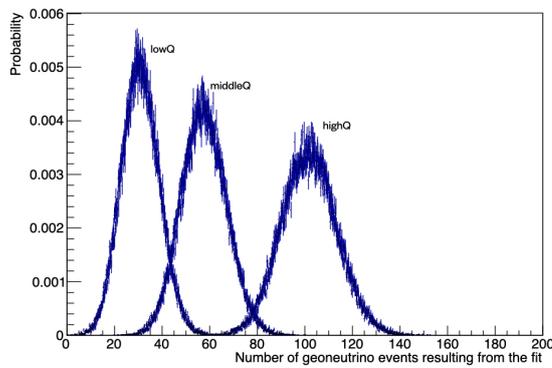


図 6.36 7年観測のときの予測観測数

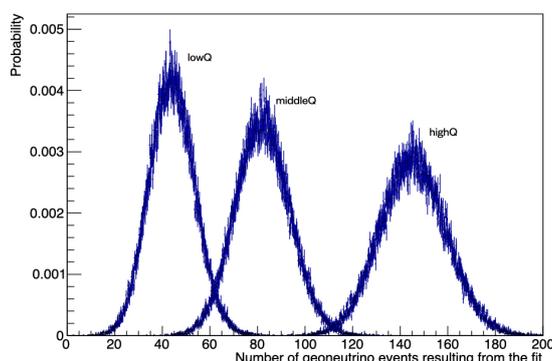


図 6.37 10年観測のときの予測観測数

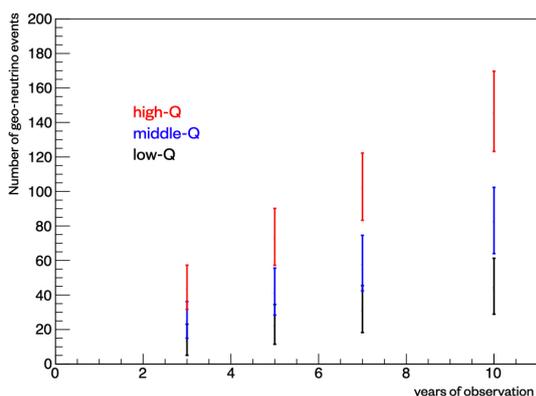


図 6.38 観測年数と地球ニュートリノの予測観測数

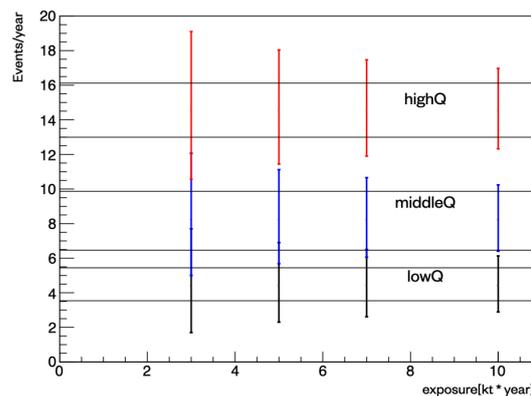


図 6.39 各モデルの値と OBD での観測予測:水平な線はモデル毎の予測値のバンド

6.8.3 マントル地球ニュートリノ観測による波及効果

OBD によるマントル地球ニュートリノ観測による波及効果を、定性的にはあるが議論していく。前述の通り、地殻のモデルは大きな不定性を持っている。図 6.40 は各地殻モデルで予想された KamLAND での地殻由来の地球ニュートリノ信号数である。図 6.40 の通り、モデル間での差は大きく最大で 40% ほど異なっている。OBD の観測でマントルの寄与を決定することができれば、大陸上の検出器ではマントルを既知の値として地殻分の寄与を測定することができ、地殻モデルの高精度化に貢献できる。図 6.41 は各ニュートリノ検出器での観測数と地殻由来の対応を示している。OBD は地殻由来の寄与をほとんど受けずに観測できるため、他の検出器の実験結果と合わせて図 6.41 下図のようにマントル由来の寄与 = y 切片を決定することができる。図 6.41 は O, Šrámek et al. のモデルによる予測値であるが、実際の実験結果を元に同じような図を描くことで、 y 切片が決まり、図 6.40 のモデルを特定することが期待できる。

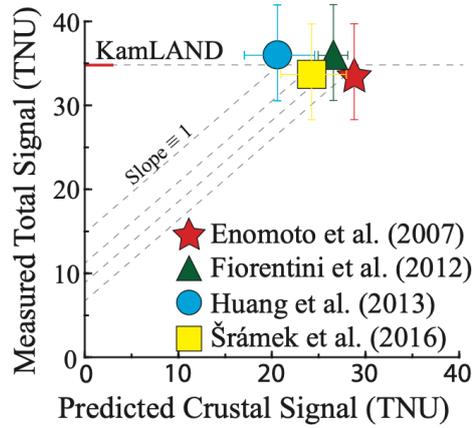


図 6.40 地殻モデル毎の KamLAND での地球ニュートリノ信号数の予測³²

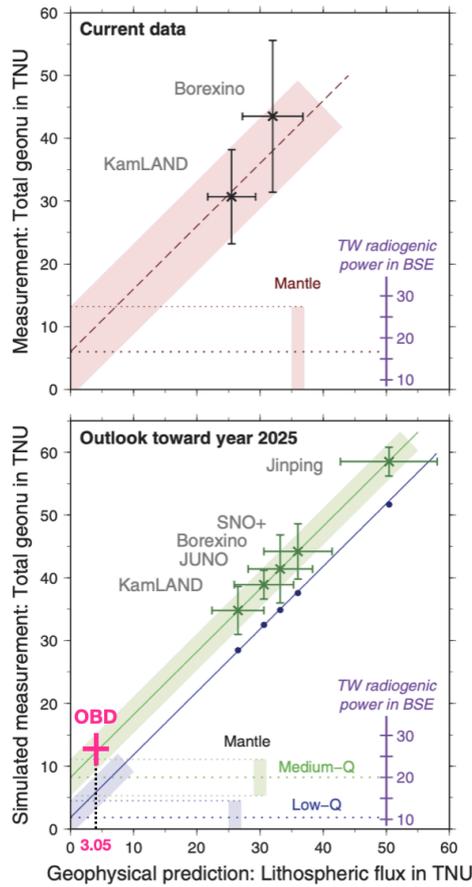


図 6.41 各検出器での観測数と地殻由来の対応:参考文献³³の図を一部改訂。横軸は地殻由来、縦軸は総地球ニュートリノ数、y切片はマントルの寄与。上図プロットは観測データ、下図プロットは予測値。図中グラフは O,Šrámek et al. によるモデルで、図 6.40 の黄色のプロットに対応。

第7章

まとめと今後の展望

本研究では OBD 検出器に向け、海底環境での観測のための検出器要素の開発と、シミュレーションによるバックグラウンド評価と地球ニュートリノ観測に関する考察を行なった。以下に本研究のまとめを述べる。

PMT シールドの開発

本研究では PMT に装着する耐圧シールドの開発を行なった。素材には高い耐圧性能と低放射性が求められる。今回の開発ではガラスとアクリルを素材の候補とし、ガラスの低放射能化とアクリルの耐圧試験を行なった。

ガラスは岡本硝子と共同で開発を進めている。素材の改良と熔融ルツボのプラチナコーティングにより、表 7.1 の放射性物質量のガラスを作成することができた。現在はさらなる低放射能化を目指し、岡本硝子と引き続き開発を進めている。また実際の観測と同じサイズのシールドを作成し、耐圧試験を行う予定である。

表 7.1 ガラスの放射性物質量のまとめ

	^{238}U [10^{-8} g/g]	^{232}Th [10^{-8} g/g]	^{40}K [10^{-8} g/g]
目標値	1	1	1
完成したガラス	1.4	<0.5	0.34

アクリルは JAMSTEC の圧力試験装置で耐圧試験を行なった。テストボールは厚さと半球の接続方法の異なる 4 種類を用意し、40 MPa までの圧力をかけた。しかし全てのテストボールが壊れてしまった。構造計算の結果、40 MPa 下では圧縮強度を超える圧力がアクリルシールドにかかるという結果になり、アクリル製シールドは実現が難しいことがわかった。

液体シンチレーターの開発

OBD の観測環境は低温である。本研究では低温下での液体シンチレーター (LS) の挙動を評価し、OBD 観測環境でも LS が十分に機能することを示した。本研究では溶媒として LAB (Linear Alkyl Benzene)、発光物質として PPO (2,5-Diphenyloxazole) を用いた。低温下では溶媒中の水分が原因で LS が濁ってしまうが、十分な窒素置換を施すことでこれを防ぐことができることがわかった。

発光量は液温 4°C のとき、20°C のときに比べて 7% ほど発光量が向上する。また発光量測定を通して、最適な PPO の量を 3 g/L と決定した。

液温 4°C のときの透過率は 20°C のときと比べて大きな変化はなく、低温下でも問題なく LS が機能することがわかった。より正確な測定には 0(1 m) 規模の実験装置が必要であり、こちらは今後の課題とする。

本研究では発光物質として PPO のみを使用しているが、Bis-MSB などの第二発光物質を LS に使用する研究も存在する。今後の課題として、第二発光物質を使用した OBD-LS の評価を行なう予定である。

シミュレーションとマントル地球ニュートリノ観測感度評価

地球ニュートリノ観測のバックグラウンドとして、アクシデンタルバックグラウンド、 α -n バックグラウンド、He-Li バックグラウンド、高速中性子、原子炉ニュートリノがある。このうちアクシデンタルバックグラウンドと α -n バックグラウンドは検出器内の放射性物質由来であり、He-Li バックグラウンドと高速中性子は宇宙線ミューオン由来である。本研究ではシミュレーションによってアクシデンタルバックグラウンド、 α -n バックグラウンド、He-Li バックグラウンド、高速中性子の見積もりを行なった。地球ニュートリノシグナルと原子炉ニュートリノはモデルを引用した。

表 7.2 予測イベント数のまとめ [year]

	U	Th	total	reactor	accidental	(α ,n)	He-Li	fast-neutron	total
全領域	6.59	1.64	8.23	4.13	1.92	3.88	0	<2.62	9.93
地球ニュートリノ領域				1.53	1.90	2.96	0	<0.58	6.39

シミュレーションで求めたエネルギースペクトルを元に、統計テストを行なった。統計テストの結果、highQ モデルの場合、1年で 3.7σ 。middleQ モデルの場合は3年で 3.5σ でマントル地球ニュートリノが観測される。lowQ モデルの場合は10年観測でも 2.5σ にとどまるが、OBD 検出器は十分マントル地球ニュートリノを直接観測できることがわかった。また統計テストの結果 OBD は地球熱量モデルの判別に大きな寄与を与えることがわかった。

本研究は、地球ニュートリノを海洋底で観測するという案が持ち上がった2005年以来、約15年の空白期間を経た初めての具体的な研究成果である。OBD はマントル地球ニュートリノの直接観測を実現できる検出器であることを示し、これまでに積み上げられたニュートリノ観測技術をもとに海洋底という特殊環境で稼働できる検出器要素の開発を行なった。OBD は巨大で低バックグラウンドの環境であるため、地球ニュートリノ以外の物理探索にも十分利用できることが予測される。具体的な感度予測は今後の課題とする。本研究を新たな出発点として地球科学と素粒子物理のみならず、異分野横断的大型研究の実現にむけ、コミュニティの成熟を主導していく。

謝辞

本論文の執筆及び研究活動にあたり、多くの方々にご指導ご協力をいただきました。本当にありがとうございます。

本研究の主旨であり、RCNS センター長である井上先生には恵まれた環境で研究できる機会を与えて頂きました。また多くのご指摘やご指導をいただき、本研究をより良いものにすることができました。

本研究の指導教員である渡辺先生には、研究の方針や手法の決定、結果の精査など研究の全てにおいてご指導をいただきました。また多くの学会、研究会での発表の機会を与えていただきました。その発表練習でも多くのアドバイスをいただき、ありがとうございました。今後も OBD の研究でお世話になりますがよろしく申し上げます。

池田先生、清水先生、家城先生にはシミュレーションツールをご提供いただきました。本研究の大部分はこれらのツールをもとに行われており、ツールのご提供なくして本研究は成立しませんでした。ありがとうございました。

技術職員の皆様には薬品や機材の購入、管理等でお世話になりました。また、根本さんには実験装置の設計と作成でもお世話になりました。皆様のおかげで本研究の実験を行うことができました。ありがとうございました。

JAMSTEC の皆様には共同研究にご協力いただきました。多くの資料の提供や研究会での発表の提案、実験装置の使用で大変お世話になりました。今後も OBD の開発でお世話になります。

同期、先輩、後輩の皆さんには研究の議論だけでなく、雑談や飲み会等で仲良くしていただきました。コロナが収まったらまたみんなで飲みに行きましょう。

上で紹介させていただいた方々以外にもニュートリノセンターの皆様には多くのサポート、アドバイスをいただきました。本当にありがとうございます。

また本研究は修士 2 年度から東北大学宇宙創成国際共同大学院プログラム (GP-PU) に参加して行われたものであり、GP-PU からの経済的援助に感謝します。

最後になりますが、修士課程の 2 年間、私に関わってくださった全ての方に感謝を申し上げます。これからも博士課程で精進していきますので、よろしく申し上げます。

参考文献

- [1] CERN COURIER, <https://cerncourier.com/a/ghosts-in-the-machine/>.
- [2] J. H. Davies and D. R. Davies, “Earth’s surface heat flux”, *Solid Earth* **1**, 5–24 (2010), DOI: 10.5194/se-1-5-2010.
- [3] T. Araki, S. Enomoto, K. Furuno et al., “Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND”, *Nature* **436**, 499–503 (2005).
- [4] 榎本三四郎, 「Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND」, 博士論文, 東北大学大学院理学研究科物理学専攻 (2005).
- [5] S. Enomoto, E. Ohtani, K. Inoue, and A. Suzuki, “Neutrino geophysics with KamLAND and future prospects”, *Earth and Planetary Science Letters* **258**, 147–159 (2007).
- [6] O. Šrámek, W. F. McDonough, E. S. Kite, V. Lekić, S. T. Dye, and S. Zhong, “Geophysical and geochemical constraints on geoneutrino fluxes from Earth’s mantle”, *Earth and Planetary Science Letters* **361**, 356–366 (2013).
- [7] H. Watanabe, “Geoneutrino measurement with KamLAND”, (2019), Neutrino GeoScience 2019 Prague.
- [8] M. Agostini, K. Altenmüller, S. Appel et al., “Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino”, *Physical Review D* **101**, 012009 (2020).
- [9] MAKAI-OCEAN-ENGINEERING and U. of Hawaii, “A Deep Ocean Anti-Neutrino Detector near Hawaii - Hanohano Final Report”, *Rep. prepared for The Natl. Def. Cent. Excell. for Res. Ocean. Sci.(CEROS)* (2006).
- [10] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 『光電子増倍管—その基礎と応用—』, 浜松ホトニクス株式会社 (2017).
- [11] 中村公亮, 「KamLAND2 実験に向けた新型フロントエンド回路の研究開発」, 修士論文, 東北大学大学院理学研究科物理学専攻 (2021).
- [12] A. Achterberg, M. Ackermann, J. Adams et al., “First year performance of the IceCube neutrino telescope”, *Astroparticle Physics* **26**, 155–173 (2006).
- [13] F. An, G. An, Q. An et al., “Neutrino physics with JUNO”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **43**, 030401 (2016).
- [14] 岡本硝子, , <https://ogc-jp.com/productinfo/glassball/edokko-1/>.
- [15] JAMSTEC, <https://www.jamstec.go.jp/maritec/j/ships/observation/obs/index.html>.
- [16] P. Bagley, J. Craig, A. Holford et al., “KM3NeT: Technical Design Report for a Deep-Sea Research Infrastructure in the Mediterranean Sea Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope”, (2009).
- [17] K. Abe, Y. Chen, K. Hiraide et al., “Development of low-background photomultiplier tubes for liquid xenon detectors”, *Journal of Instrumentation* **15**, P09027 (2020).
- [18] 株式会社 KDA, , https://www.kda1969.com/materials/pla_mate_pmma2.htm.
- [19] H. Spieler, “Introduction to Radiation Detectors and Electronics”.

- [20] M. Anderson, S. Andringa, L. Anselmo et al., “Development, characterisation, and deployment of the SNO+ liquid scintillator”, *Journal of Instrumentation* **16**, P05009 (2021) .
- [21] Z. Xie, J. Cao, Y. Ding, M. Liu, X. Sun, W. Wang, and Y. Xie, 「A liquid scintillator for a neutrino detector working at 50 degree」, 『Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment』, 第 1009 卷, 165459 頁 (2021) , DOI: 10.1016/j.nima.2021.165459.
- [22] 上澤康平, 「KamLAND2-Zen 実験で用いる新液体シンチレータの活性炭による純化」, 修士論文, 東北大学大学院理学研究科物理学専攻 (2018) .
- [23] 大浦智也, 「KamLAND2-Zen 実験に向けた新液体シンチレータの純化」, 修士論文, 東北大学大学院理学研究科物理学専攻 (2016) .
- [24] H. F. Hinderliter and W. A. Lochstet, “The levels of ^{15}O observed in the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}$ reaction”, *Nucl. Phys. A* **163**, 661–672 (1971) , DOI: 10.1016/0375-9474(71)90516-1.
- [25] R. B. Walton, J. Clement, and F. Boreli, “Interaction of Neutrons with Oxygen and a Study of the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ Reaction”, *Physical Review* **107**, 1065 (1957) .
- [26] V. Kudryavtsev, “Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics”, *Computer Physics Communications* **180**, 339–346 (2009) .
- [27] A. Tang, G. Horton-Smith, V. A. Kudryavtsev, and A. Tonazzo, “Muon simulations for super-kamiokande, kamland, and chooz”, *Physical Review D* **74**, 053007 (2006) .
- [28] Z.-y. Guo, L. Bathe-Peters, S.-m. Chen et al., “Muon flux measurement at China Jinping Underground Laboratory”, *Chinese Physics C* **45**, 025001 (2021) .
- [29] 荒木孝之, 「高速中性子バックグラウンドの KamLAND における研究および KASKA での評価」, 修士論文, 東北大学大学院理学研究科物理学専攻 (2005) .
- [30] B. Herold, K. Consortium et al., “Study of 40K-induced rates for a KM3NeT design option with multi-PMT optical modules”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **626**, S234–S236 (2011) .
- [31] A. Barna and S. Dye, “Web application for modeling global antineutrinos”, *arXiv preprint arXiv:1510.05633* (2015) .
- [32] S. A. Wipperfurth, O. Šrámek, and W. F. McDonough, “Reference models for lithospheric geoneutrino signal”, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **125**, e2019JB018433 (2020) .
- [33] O. Šrámek, B. Roskovec, S. A. Wipperfurth, Y. Xi, and W. F. McDonough, 「Revealing the Earth’s mantle from the tallest mountains using the Jinping Neutrino Experiment」, 『Scientific reports』, 第 6 卷, 1–10 頁 (2016) .