

修士論文

高感度 80L ラドン計を用いた KERNEL 実験施設
における空気純化システムの性能評価

Performance Evaluation of the Radon-Free Air System in KERNEL Laboratory
Using a High-Sensitivity 80L Radon Detector

東北大学理学研究科
物理学専攻

見上 万葉

2025 年

概要

極低バックグラウンドを要求する太陽ニュートリノ観測や暗黒物質探索実験において、空気中の放射性希ガスである ^{222}Rn は主要なバックグラウンド源となる。これは、ラドンが崩壊すると生成される ^{210}Pb 、 ^{210}Bi 、 ^{210}Po などの娘核種は帯電して検出器表面に付着、蓄積し、長期間にわたって低エネルギーの α 線および β 線によるバックグラウンドを生じさせるからである。

神岡地下に設置された大型液体シンチレータ検出器 KamLAND では、これまでに太陽ニュートリノ観測をはじめとする多くの成果が得られてきたが、検出器建設時や運用過程において混入したラドン起源のバックグラウンドが、特に低エネルギー領域の解析において支配的な制約要因となっていた。この課題を克服するため、現在計画されている次期検出器 KamLAND2 実験では、光収量の向上や検出器構造の改良に加えて、検出器建設・運用時におけるラドン起源バックグラウンドの大幅な低減が重要な設計要件として位置づけられている。このようなラドン起源バックグラウンドは、一度検出器内部や表面に付着してしまうと除去が困難であることから、検出器内部での純化のみでは十分な低減が難しい。そのため、KamLAND2 実験をはじめとする次世代の極稀事象探索実験においては、実験装置の建設や運用を行うにあたって、実験空間に供給される空気を極低ラドン濃度に制御することが不可欠である。特に、検出器の組み立てやバルーン膨張作業などでは大量の空気供給が必要となるため、低ラドン濃度と十分な供給流量を両立した空気純化システムの構築が求められる。

本研究では、KamLAND2 実験をはじめとする次世代の極稀事象探索実験に必要な空気純化技術の確立を目的として、空気中ラドン濃度を 10 mBq/m^3 以下まで低減し、かつ $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上の流量で安定的に供給可能な空気純化システムを実現することを目標とする。そのために、神岡地下に新設された KERNEL 実験施設に導入された空気純化システムに着目し、高感度 80 L ラドン計を用いた定量測定を通じて、冷却活性炭および将来計画として使用予定の銀ゼオライトを用いた空気純化システムのラドン除去性能を評価し、極低ラドン環境を実現するための実用的な指針を与える。

本実験においてラドン計としては、体積 80 L の高感度ラドン計を用いた。本検出器では、 ^{222}Rn の崩壊によって生成される正に帯電した $^{214}\text{Po}^+$ イオンを電場によって PIN フォトダイオード表面に捕集し、その α 崩壊を計数することで空気中のラドン濃度を求める。9 日間のバックグラウンド測定から、本検出器のバックグラウンドは $0.31 \pm 0.13 \text{ mBq/m}^3$ と評価され、 mBq/m^3 オーダーの極低ラドン濃度測定が可能であることが示された。

冷却活性炭試験では、冷却温度 -30°C 、流量 $160 \text{ m}^3/\text{h}$ の条件で試験を行った結果、出口と入口のラドン濃度比は $R = 0.19 \pm 0.08$ となり、ラドン濃度が約 4 分の 1 に低減されることが示された。一方で、目標とする 10 mBq/m^3 には到達せず、これは流量が大きく活性炭内の滞留時間が十分でなかったことに起因すると考えられる。この測定結果から吸着係数を温度補正し -60°C に換算すると、吸着係数は $K = 369 \pm 105 \text{ kg/m}^3$ と見積もられ、この条件であると約 $80 \text{ m}^3/\text{h}$ の流量であれば、目標のラドン濃度に達成できるとわかった。

銀ゼオライト (8Ag-FERB) を用いた試験では、流量が $0.6 \text{ m}^3/\text{h}$ で流し込み、出口ラドン濃度が $C_{\text{in}} = 0.91 \pm 0.30 \text{ mBq/m}^3$ であり、ラドン濃度比は $R = (1.92 \pm 0.67) \times 10^{-5}$ となり、流

量は目標である $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上に達成できなかったものの、目標ラドン濃度 $10 \text{ mBq}/\text{m}^3$ を十分に下回る極低ラドン濃度が達成された。一方で、得られた吸着係数は $K = 319 \pm 12 \text{ kg}/\text{m}^3$ であり、先行研究より小さい値となった。この差は、配管起因のバックグラウンドやゼオライトのベーキング不足による吸着サイトの減少が原因であると考えられる。この先行研究の結果を用いて、 $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上の流量で流した際に目標のラドン濃度に到達するのに必要な銀ゼオライトの値を求めると、約 10 kg 以上であれば良いことがわかった。

また、既存の冷却活性炭と銀ゼオライトを組み合わせた場合については、流量が $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上出会っても、目標ラドン濃度である $10 \text{ mBq}/\text{m}^3$ を下回る $1 \text{ mBq}/\text{m}^3$ まで下げることができることがわかった。

以上の結果から、冷却活性炭および銀ゼオライトを用いた空気純化システムは、それぞれ異なる特性を持ちながらも、次世代の極稀事象探索実験に要求されるラドン除去性能を達成し得ることが示された。冷却活性炭は流量条件の最適化により、目標とするラドン濃度に到達可能であることが確認された。一方、銀ゼオライトは低流量条件において極めて高いラドン除去性能を示し、十分な充填量を確保することで、実用的な流量条件においても目標性能を満たす可能性が示唆された。さらに、これらを組み合わせた多段構成にすることで、流量 $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上においても $10 \text{ mBq}/\text{m}^3$ を大きく下回る極低ラドン濃度が実現可能であることが明らかとなった。本研究の成果は、KamLAND2 実験での太陽ニュートリノ測定をはじめとする次世代の極稀事象探索実験に必要不可欠な、ラドン除去のための空気純化システムを実用条件下で確立するための重要な指針を与えるものである。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ニュートリノ	3
2.1	ニュートリノの性質	3
2.1.1	素粒子標準模型	3
2.1.2	ニュートリノの歴史	3
2.1.3	ニュートリノ振動	5
2.1.4	真空中での振動	5
2.1.5	物質効果 (MSW 効果)	8
2.2	太陽ニュートリノ	10
2.2.1	標準太陽模型 (SSM)	10
2.2.2	太陽ニュートリノの生成過程	11
2.2.3	太陽ニュートリノフラックス	14
2.2.4	太陽ニュートリノ実験	14
2.2.5	太陽化学組成問題	20
第 3 章	暗黒物質	23
3.1	暗黒物質	23
3.1.1	暗黒物質の候補	23
3.1.2	暗黒物質との相互作用	24
3.2	暗黒物質探索実験	27
3.3	暗黒物質直接探索実験	27
3.3.1	DAMA/LIBRA 実験	27
3.3.2	DEAP-3600 実験	27
3.3.3	XENONnT 実験	28
第 4 章	KERNEL エリア	31
4.1	機械室	31
4.1.1	超純水製造装置	32
4.1.2	空気純化装置	33

4.2	実験室	33
4.3	スーパークリーンルーム	33
第5章	KamLAND 実験	35
5.1	KamLAND 検出器	36
5.2	検出器の構成	36
5.2.1	内部検出器 (Inner Detector, ID)	37
5.2.2	外部検出器 (Outer Detector, OD)	38
5.2.3	光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)	39
5.3	KamLAND の検出原理	41
5.3.1	反ニュートリノの検出原理	41
5.3.2	ニュートリノ検出原理	42
5.4	太陽ニュートリノ観測におけるバックグラウンド	45
5.5	KamLS の純化	49
5.6	KamLAND での太陽ニュートリノ測定 [1]	49
5.7	KamLAND2 検出器	50
5.7.1	光電子量の増加	52
5.7.2	バルーンのクリーン化	53
5.7.3	MoGURA2	53
5.8	KamLAND2-zen 検出器	53
5.8.1	シンチレーションミニバルーン	54
第6章	高感度 80L ラドン計	55
6.1	ラドンの特徴	55
6.2	高感度 80L ラドン計	56
6.2.1	検出器概要	56
6.2.2	検出原理	57
6.2.3	半導体 PIN Photo Diode(PD)	57
6.2.4	フィードスルー	58
6.2.5	電気回路	58
6.2.6	データ収集システム	60
6.3	較正実験	62
6.3.1	較正係数	62
6.3.2	較正係数の特性	63
6.3.3	較正実験のセットアップ	67
6.3.4	較正実験の結果	68
6.4	バックグラウンド測定	70
第7章	空気純化システムの性能評価	71

7.1	KamLAND の空気システム	71
7.2	空気純化システム	71
7.2.1	冷却活性炭	72
7.3	冷却活性炭試験	74
7.3.1	試験のセットアップ	74
7.3.2	試験結果	75
7.3.3	試験結果の考察	76
7.4	銀ゼオライト試験	76
7.4.1	銀ゼオライト	77
7.4.2	試験のセットアップ	78
7.4.3	試験結果	79
7.4.4	試験結果の考察	81
第 8 章	議論	83
8.1	冷却活性炭試験	83
8.2	銀ゼオライト試験	83
第 9 章	結論と今後の課題	87
9.1	結論	87
9.2	今後の課題	88
謝辞		91

目次

2.1	素粒子標準模型	4
2.2	CC 反応と NC 反応のファインマンダイアグラム	8
2.3	pp 連鎖反応	11
2.4	CNO サイクル	12
2.5	太陽ニュートリノのフラックス	14
2.6	Homestake 実験の観測値 (平均: 薄緑) と SSM (BP04) の予測値 (紺色)	16
2.7	SNO が観測した太陽ニュートリノのフラックス	19
2.8	Borexino が観測したスペクトル結果	20
2.9	各 SSM モデルによる太陽組成分布	21
2.10	太陽内部の音速 c と密度 ρ の各モデルとの差。AGS05 は AGSS09 よりも以前に計算されたモデルである。	22
3.1	暗黒物質 (紫) とターゲット (緑) の 4 元運動量。左: 重心系, 右: 実験室系 (?? より引用)。	25
3.2	各物質における暗黒物質の質量と運動量移行、核反跳エネルギーの関係	26
3.3	XENONnT 実験の最新結果	29
4.1	KamLAND エリアと KERNEL	31
4.2	KERNEL エリアの概観図	32
4.3	超純水製造装置	32
4.4	スーパークリーンルーム	34
4.5	スーパークリーンルームの内部	34
5.1	KamLAND 検出器とその周辺の様子	36
5.2	KamLAND 検出器の概略図	37
5.3	17-inch PMT と 20-inch PMT の概略図	39
5.4	R3600-06MOD の概略図	41
5.5	IBD	43
5.6	ニュートリノ-電子弾性散乱	43
5.7	ニュートリノ-電子弾性散乱の断面積	45

5.8	第一純化装置の概略図	50
5.9	第二純化装置の概略図	50
5.10	KamLAND での太陽ニュートリノ測定結果	51
5.11	KamLAND での ^{210}Pb バックグラウンド	51
5.12	KamLAND2 検出器	53
5.13	KamLAND2-zen 検出器	54
6.1	ウランの放射性壊変系列	55
6.2	高感度 80L ラドン計	57
6.3	PIN フォトダイオード	58
6.4	セラミック部	59
6.5	フィードスルーと PD	59
6.6	前段増幅回路と高電圧分配回路	59
6.7	前段増幅回路	60
6.8	高電圧分配回路	60
6.9	ADC の回路図	61
6.10	実際の ADC	62
6.11	典型的なエネルギースペクトル	63
6.12	PD の高電圧依存性	64
6.13	較正実験セットアップ	68
6.14	較正ラドン計の CF の絶対湿度依存性	69
6.15	80L ラドン計のキャリブレーション	69
6.16	バックグラウンド測定時のスペクトル	70
7.1	空気純化システム	72
7.2	空気純化システムの写真	73
7.3	冷却活性炭塔	73
7.4	活性炭表面の構造	74
7.5	活性炭の吸着係数 K の温度依存性	75
7.6	メインの配管からの T 字継手	75
7.7	冷却活性炭試験の結果	76
7.8	ゼオライトの構造	78
7.9	ゼオライトのセットアップ図	78
7.10	1L ラドン計の写真。底部がメッシュ構造となっており、ここから空気を取り込み、静電捕集法によりラドン濃度を測定する。	79
7.11	1L ラドン計のセットアップの様子	79
7.12	ベーキングの様子	80
7.13	銀ゼオライト試験の高感度ラドン計の結果	80

7.14	銀ゼオライト試験時の 1L ラドン計の結果	81
8.1	目標ラドン濃度に到達するのに必要な活性炭の質量とその流量との関係	84
8.2	目標ラドン濃度に到達するのに必要な銀ゼオライトの質量とその流量との関係	85
9.1	冷却活性炭と銀ゼオライトを組み合わせた時の目標ラドン濃度に到達するのに必要な銀ゼオライトの質量とその流量との関係	88

表目次

2.1	現在の太陽に関する基本的物理量 [2][3]	10
2.2	Homestake 実験の結果と標準太陽模型 (SSM) の予測値	15
2.3	ガリウム実験における太陽ニュートリノ捕獲率と SSM (BP04) による予測値	17
2.4	SNO 実験における太陽ニュートリノフラックスと SSM (BP04) による予測値	18
2.5	Borexino による太陽ニュートリノフラックスの測定結果	19
2.6	太陽ニュートリノフラックスの理論予測値の比較	22
5.1	KamLS の構成要素	38
5.2	バッファオイルの構成要素	38
5.3	ID 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能	40
5.4	OD 20-inch PMT の性能	41
5.5	太陽ニュートリノの最大エネルギーと反跳電子最大エネルギー	44
5.6	KamLAND におけるミューオン核破碎事象による同位体生成率 [4]	49
5.7	KamLAND における太陽ニュートリ観測でのバックグラウンドの値	52
6.1	ラドンの化学的特徴	56
6.2	自然環境における典型的なラドン濃度	56
6.3	イオン化エネルギーの一覧	65
6.4	印加電圧 2kV 時の CF の各パラメータ	68
7.1	解析結果および流量条件	76
7.2	解析結果および流量条件	81

第 1 章

序論

極低バックグラウンド環境を必要とする素粒子・宇宙物理実験は、標準模型を超える物理の探索や、宇宙の物質組成の理解を目的として、地下実験施設を中心に発展してきた。

太陽ニュートリノは、太陽内部で進行する核融合反応を直接的に反映する粒子であり、太陽標準模型およびニュートリノ振動の理解において重要な観測対象となっている。また、宇宙の物質成分の大部分を占めると考えられている暗黒物質は、重力相互作用を持っていることで存在は示唆されているものの、その性質についてはいまだ明らかになっていないことが多く、地下実験における直接探索が現在進行形で進められている。これらの実験はいずれも極めて低い事象率であるため、検出器周辺環境に由来するバックグラウンドの抑制が実験感度を決定づける重要な要因となっている。

その中でも、空気中に含まれる放射性希ガスである ^{222}Rn (ラドン) は、太陽ニュートリノ観測および暗黒物質探索実験に共通する主要なバックグラウンド源として知られている。これは、ラドンの崩壊によって生成される ^{210}Pb , ^{210}Bi , ^{210}Po といった娘核種が帯電することで、検出器表面に付着・蓄積し、長期間にわたって、低エネルギーの α 線および β 線によるバックグラウンドが生じるからである。このため、実験空間に供給される空気中のラドン濃度を極限まで低減することは、**KERNEL** やそれを利用した将来実験の成立において不可欠である。

本研究では、新たに神岡地下に設置された **KERNEL** エリアの空気純化システムに着目し、高感度 80 L ラドン検出器を用いて、そのラドン除去性能を定量的に評価することを目的とする。ここでは、冷却活性炭を用いた既存の空気純化システムに加え、将来的により高効率なラドン除去が期待される銀ゼオライトについても評価を行い、空気純化システムが太陽ニュートリノ観測および暗黒物質探索実験といった極稀事象探索実験に必要な極低ラドン環境を提供可能であることを実証する。

本章である第 1 章では、ニュートリノの基本的な性質を概観した後、太陽内部で生成される太陽ニュートリノの生成過程およびその物理的性質、ならびにこれまでに行われてきた太陽ニュートリノ実験について述べる。また、宇宙の物質成分の大部分を占めると考えられている暗黒物質について、その物理的性質と探索の意義を整理する。第 2 章では、新たに **KamLAND** エリアに建設された **KERNEL** エリアについて、その構成および極低バックグラウンド環境を提供する上での役割を説明する。第 3 章では、太陽ニュートリノなどの測定を行ってきた大型液体シンチレー

タ検出器 KamLAND 検出器の構成および検出原理について述べるとともに、その次世代計画である KamLAND2 および KamLAND2-Zen 実験について解説する。第 4 章では、KERNEL エリアの実験室において将来的に実施される可能性のある暗黒物質直接探索実験について述べる。第 5 章では、空気純化システムによって生成される極低ラドン濃度空気を測定するために用いた高感度ラドン検出器について、その検出原理および測定セットアップを説明する。第 6 章では、空気純化システムに用いられるラドン除去のための吸着剤に着目し、それらを用いたラドン除去試験の結果を示す。最後に、これらの測定結果に基づく考察を行い、空気純化システムに必要な条件や今後の課題および展望について述べる。

第2章

ニュートリノ

2.1 ニュートリノの性質

2.1.1 素粒子標準模型

物質の最小単位として考えられている素粒子は、素粒子標準模型と呼ばれる理論体系によって記述される。素粒子標準模型における基本粒子を図 2.1 に示す。素粒子には物質粒子と呼ばれる半整数スピンをもち 6 種類のクォークと 6 種類のレプトンからなるフェルミオンと、ゲージ粒子と呼ばれるこの物質粒子を媒介として相互作用を引き起こす整数スピンを持つ 4 種類のゲージボソン及び 1 種類のヒッグスボソンがある。クォークとレプトンはさらにその世代によって第一世代から第三世代まで分類され、その質量スケールも世代によって異なる。自然界に存在する相互作用は電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 種類であるが、ボソンのうち光子 γ が電磁相互作用を、ウィークボソン W^\pm 、 Z^0 が弱い相互作用を、グルーオン g が強い相互作用を媒介している。フェルミオンの中でも、クォークは強い相互作用をして核子を構成するがレプトンは強い相互作用をしない。また、レプトンの中で $-e$ の電荷を持つものが荷電レプトン（電子 e 、ミューオン μ 、タウ τ ）、電荷を持たないものがニュートリノであり、ニュートリノは電磁相互作用をしない。

2.1.2 ニュートリノの歴史

ニュートリノは、1930 年末にパウリが β 崩壊のエネルギー分布に関する問題を解決するために初めて仮定した。当時、エネルギー保存則に基づくと、 β 線は単一のエネルギースペクトルを示すと予測されていたが、実験では連続的なエネルギースペクトルが観測されていた。この不一致を説明するために、パウリは新たに電荷を持たない中性の粒子を仮定した。その後、1933 年にフェルミはパウリの仮定を取り入れ、ベータ崩壊の理論体系を構築する中でこの仮想粒子を「ニュートリノ」と名付けた。1956 年には、ライネスおよびコーワンはサウスカロライナ州サバンナ・リバー原子炉を用いた実験 [5] において、ニュートリノの存在を初めて実証した。彼らは原子炉から放出される反ニュートリノが、地下に設置された貯水槽中の水素原子核と逆ベータ崩壊反応 2.1 を起こすことに注目し、その反応で放出される陽電子を観測することでニュートリノの検出を

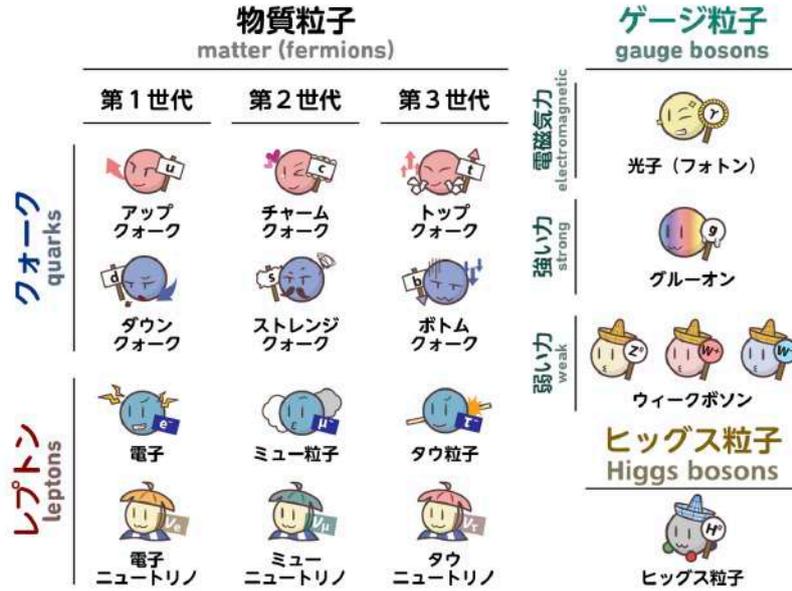


図 2.1 素粒子標準模型

行った。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

このニュートリノの初観測から6年後の1962年にLederman、Schwartz、Steinberger[6]らの加速器実験によってミューニュートリノの存在が示され、2001年にはDONUT実験[7]によってタウニュートリノが観測された。これによりニュートリノは電子、ミュー、タウニュートリノという三種類の粒子(以下、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ)とそれらの反粒子(同様に以下、 $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\tau$)からなる素粒子として、標準理論に組み込まれることとなった。

一方で、初のニュートリノ観測から半世紀以上経った現在でも、ニュートリノに関する謎は残っている。1998年にニュートリノ振動が観測[8]されるまでニュートリノは質量を持たないとされていたが、この実験によりニュートリノが有限の質量を持つことが明らかとなり、標準模型を超えた理論が必要となった。これにより、ニュートリノが質量を得るメカニズムを新たに考慮することが要求された。このニュートリノ質量の起源を説明する代表的な機構として、Dirac型質量とMajorana型質量(シーソー機構)が考えられている。

Dirac型質量を導入するためには、新たに右巻きニュートリノ場 ν_R を標準模型に追加する必要がある。このとき、ヒッグス場 H との湯川結合は

$$\mathcal{L}_Y = -y_\nu \bar{L} \tilde{H} \nu_R + \text{h.c.} \quad (2.2)$$

と書ける。ここで L は左巻きレプトン二重項であり、 $\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$ である。ヒッグス場が真空期待値 v を持つと、ニュートリノのDirac質量は

$$m_\nu^D = y_\nu v \quad (2.3)$$

となる。実験で観測されるニュートリノ質量が $m_\nu \sim 0.1\text{eV}$ 程度であることから、湯川結合定

数は

$$y_\nu \sim 10^{-12} \quad (2.4)$$

という極めて小さな値を取らなければならない。この非常に小さい結合定数を持つてしまうことが、Dirac 型質量模型における理論的な課題である。

一方、右巻きニュートリノ ν_R がレプトン数を破る Majorana 質量項を持つ場合には

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} M_R \overline{\nu_R^c} \nu_R + \text{h.c.} \quad (2.5)$$

が許される。この Majorana 質量項と Dirac 質量項 $m_D = y_\nu v$ を組み合わせると、ニュートリノの質量行列は

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

と表される。 $M_R \gg m_D$ の極限では、軽いニュートリノの質量固有値は

$$m_\nu \simeq \frac{m_D^2}{M_R} \quad (2.7)$$

となる。右巻きニュートリノの質量 M_R が 10^{10} から 10^{15} GeV 程度と非常に大きい場合、左巻きニュートリノの質量は自然に 0.01 から 0.1 eV 程度となり、振動実験で測定される質量スケールと整合する。この機構はシーソー機構と呼ばれ、ニュートリノが Majorana 粒子であることを示唆する。この Majorana 性は、ニュートリノレス二重ベータ崩壊などのレプトン数非保存過程を実証することで示すことができ、実証されると宇宙物質優勢の謎を解決するレプトジェネシスというシナリオを説明できるとされている。

2.1.3 ニュートリノ振動

1960 年代、観測された太陽ニュートリノのフラックスが理論予想に比べて 3 分の 1 程度しかないという結果が得られ、これは太陽ニュートリノ問題と呼ばれた。この太陽ニュートリノ問題を解決するために牧二郎、中川昌美、坂田昌一によってニュートリノ振動が提唱された [9]。ニュートリノ振動とは、バネの連星振動現象と同様に、各フレーバーの固有状態とその質量固有状態が異なることによって、ある質量固有状態の重ね合わせであるフレーバーが時間経過とともに別のフレーバー状態へと変化する現象である。実際にフレーバーの周期的な変化と太陽ニュートリノのフラックスの総量が変わらないことが実験的に確認されたことで、現在ではニュートリノの質量を 0 とする標準模型を拡張する必要性が生じている。ここでは真空中でのニュートリノ振動の公式を導出したのち、物質内でのニュートリノ振動について説明する。

2.1.4 真空中での振動

ニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) は質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) の重ね合わせとして表現され、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.8)$$

と表される。式 (2.8) で $U_{\alpha i}^*$ は牧-中川-坂田 (MNS) 混合行列と呼ばれ、以下のようなユニタリ行列に書き下せる。

$$\begin{aligned} U_{\alpha i} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} - s_{12}c_{23} & -s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} + c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} + s_{12}s_{23} & -s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} - c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで質量固有値 m_i および m_j をもつ状態の混合角を θ_{ij} として、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ である。また δ は CP 位相と呼ばれ、CP 対象性の破れを表す。質量固有状態の時間発展はシュレディンガー方程式

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (2.10)$$

を解くことで以下のように得られる。

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.11)$$

ここで τ_i は静止系での ν_i の時間を表す。実験室系では式 (2.11) において

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_it - p_iL)} \quad (2.12)$$

と表せる。 t 、 L は実験室系での時間、位置を、 E_i 、 p_i は ν_i のエネルギー、運動量をそれぞれ表す。ニュートリノの質量は十分小さく、相対論的に運動するため $p_i \gg m_i$ 、 $E \simeq p_i$ として、

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.13)$$

となる。自然単位系では $t \simeq L$ であるため

$$\begin{aligned} e^{-i(E_it - p_iL)} &\simeq e^{-i(E_i - p_i)L} \\ &\simeq e^{-i(m_i^2/2E)L} \end{aligned} \quad (2.14)$$

と表され、フレーバー固有状態の時間発展は以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(L)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i(0)\rangle \\ &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (2.15)$$

よって、フレーバー α が距離 L を伝播したのち β に変化する確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} \right|^2 \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる。ここで $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ は質量の二乗差である。式 (2.16) の位相要素を

$$\begin{aligned} \exp\left(-i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) &= \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \\ &= 1 - 2\sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

と書き直すと、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[1 - 2\sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \right] \quad (2.18)$$

となる。式 (2.18) で $i = j$ のときは $\Delta m_{ij}^2 = 0$ となり、また $i \neq j$ のときは i, j の対称性から

$$\sum_{i,j \neq i} = 2 \sum_{i>j} \quad (2.19)$$

とすることができるので、ユニタリ行列の性質も用いると

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{i,j \neq i} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[-2\sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \right] \\ &= \delta_{\alpha\beta} + 2 \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[-2\sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L\right) - i\sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

となる。振動確率を実数にするため第二項を実部と虚部に分けると、振動確率は以下のようになる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{4E}L\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L\right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

位相を無次元にするために $\hbar c \simeq 197 [\text{MeV} \cdot \text{fm}]$ を用いて

$$\frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{4E [\text{MeV}]} L [\text{m}] = \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{4E [\text{MeV}] \hbar c [\text{MeV} \cdot \text{fm}]} = 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{MeV}]} L [\text{m}] \quad (2.22)$$

と表すと、3フレーバーのニュートリノ振動の公式が以下のように導かれる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L\right) \\ &\quad \pm 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(2.54 \frac{\Delta m_{ij}^2}{E} L\right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

ここで第三項の符号は $+$ がニュートリノを、 $-$ が反ニュートリノを表す。

ニュートリノと反ニュートリノの振動確率の違いは

$$\Delta P = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = -16J_{\alpha\beta} \sin \Delta_{12} \sin \Delta_{23} \sin \Delta_{31} \quad (2.24)$$

である。ここで、

$$\Delta_{ij} \equiv 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{E} \quad (2.25)$$

$$J_{\alpha\beta} \equiv \text{Im} (U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) = \pm J_{\text{CP}} \quad (2.26)$$

$$J_{\text{CP}} \equiv s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \sin \delta \quad (2.27)$$

であり、式 (2.26) の複号は + が e, μ, τ の循環、- が逆循環を表す。このニュートリノ振動確率の違いを利用することで、CP 対称性の破れを測定することができる。

2.1.5 物質効果 (MSW 効果)

ニュートリノが物質中を伝播すると、物質と相互作用を引き起こすためニュートリノ振動の振る舞いが真空中に比べて変化し、共鳴的な振動を起こす。この効果を提唱者の頭文字をとり MSW 効果 (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect) と呼ぶ [10, 11]。すべてのフレーバーのニュートリノは弱い相互作用のポテンシャルによって中性カレント (Neutral Current, NC) 反応が起こり、電子型のニュートリノは物質中の電子と荷電カレント (Charged Current, CC) 反応を起こす (図 2.2)。ここで、図 2.2 の右側の中性カレント反応について考える。ニュートリノはこの反応により、物質中の電子、陽子、中性子と弱ゲージ・ボソン Z の交換が行われ、ポテンシャルエネルギーを獲得する。しかし、このポテンシャルエネルギーは全てのフレーバーのニュートリノに与えられるので、各フレーバー間の位相差は変化しない。したがって、MSW 効果はこの中性カレント反応による効果は無視でき、荷電カレント反応のみが寄与する。

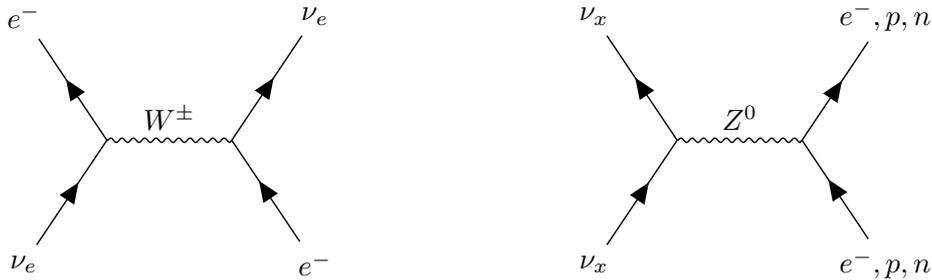


図 2.2 CC 反応 (左図) と NC 反応 (右図) のファインマンダイアグラム。添字 x はニュートリノのフレーバー (e, μ, τ) を表す。

CC 反応のポテンシャル V_{CC} は、フェルミ結合定数 G_{F} 、物質中での電子密度 N_e と中性子密度 N_n を用いて

$$V_{\text{CC}} = \sqrt{2} G_{\text{F}} N_e \quad (2.28)$$

と表せる。簡単のため以下では 2 フレーバー間での振動を考える。フレーバー固有状態の時間発

展は有効ハミルトニアン H_{eff} を用いて次のように記述できる。

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} &= H_{\text{eff}} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} \\ &= \left[U \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V_{\text{CC}} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.29)$$

ここで

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.30)$$

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

を用いると、有効ハミルトニアンは

$$H_{\text{eff}} = \left(E + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4E} + \frac{V_{\text{CC}}}{2} \right) I + \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} + \frac{V_{\text{CC}}}{2} & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12} & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} - \frac{V_{\text{CC}}}{2} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

と書ける。ここで $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ である。また、物質中での混合角 θ_M は

$$\tan 2\theta_M = \frac{\frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_{12}}{\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_{12} - \frac{V_{\text{CC}}}{2}} = \frac{\sin 2\theta_{12}}{\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}} \quad (2.33)$$

で表すことができる。この混合角を用いて表現されるユニタリ行列

$$U_M = \begin{pmatrix} \cos \theta_M & \sin \theta_M \\ -\sin \theta_M & \cos \theta_M \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

で式 (2.32) の第二項を対角化すると、

$$U_M^\dagger H_{\text{eff}} U_M = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

となり、以下のように物質中での質量二乗差 Δm_M^2 が得られる。

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\cos 2\theta_{12} - \frac{2EV_{\text{CC}}}{\Delta m^2}\right)^2 + \sin^2 2\theta_{12}} \quad (2.36)$$

物質内でのニュートリノ混合が最大となるのは式 (2.33) の分母が 0 となる時、すなわち

$$N_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (2.37)$$

のときである。反ニュートリノの場合は N_e の符号が逆になる。そのため、ニュートリノと反ニュートリノで物質効果による振動確率が異なり、「偽の」CP 非対称性の効果が現れる。したがって、CP 非対称性の測定を行う場合はニュートリノ振動における物質効果の影響をよく理解することが不可欠である。

2.2 太陽ニュートリノ

私たちの生活に身近な恒星である太陽は、核融合反応によって生成されるエネルギーによって輝いており、地球の活動やそこに住む生物活動の維持に大きな影響を与えている。この太陽の歴史を探ることは、太陽系の歴史の解明および恒星進化論の発展にもつながる。この説では、太陽から放出される太陽ニュートリノについて述べる。

2.2.1 標準太陽模型 (SSM)

太陽の中心温度は約 1.5×10^7 K であり、核融合反応によって毎秒約 3.8×10^{26} J のエネルギーが生成されている (表 2.1)。生成されたエネルギーの大部分は光子として放出され、一部はニュートリノとして太陽内部から放出される。太陽内部は極めて高い密度と温度を有しているため、内部で生成された光子が光として太陽表面に到達するまでには放射輸送過程により平均して約 10^5 年を要する。一方で、ニュートリノは物質と相互作用を起こす確率が極めて低く、ほぼ直進的に太陽外部へ抜け出し、生成後数秒で太陽表面に到達し、さらに地球までは約 8 分で届く。このため、太陽ニュートリノの観測は現在の太陽内部での核反応を直接的に把握できる極めて有効な手段である。

表 2.1 現在の太陽に関する基本的物理量 [2][3]

Parameter	Value
半径	6.957×10^8 m
質量	1.9885×10^{30} kg
平均密度	1.41×10^3 kg m ⁻³
表面温度	5772 K
中心温度	1.56×10^7 K
地球との平均距離	1.496×10^{11} m
太陽年齢	4.57×10^9 year
輝度 (L_{\odot})	3.828×10^{26} W

太陽の内部構造は、恒星内部構造と進化に関する理論を適用して記述される。内部核融合反応により、太陽内部の化学組成は時間とともに変化し、それに伴い密度や温度分布も進化する。これらの時間発展を含む太陽内部のモデルは「標準太陽模型 (SSM)」と総称される。

標準太陽模型は、静水圧平衡、放射および対流によるエネルギー輸送、核反応によるエネルギー生成、元素存在比の変化を仮定し、核反応断面積や密度・温度を記述する状態方程式を組み込むことで構築される。これにより、太陽内部の物理量を記述する微分方程式系が得られる。この微分方程式系に現在の太陽の観測値（輝度、半径、元素組成など）を境界条件として与えることで、中心温度や密度分布といった内部構造を自己無撞着的に解くことが可能となる。また、このモデルから予測されるニュートリノフラックスは実測値と比較され、太陽物理学と素粒子物理学の両

分野で重要な検証が行われている。

2.2.2 太陽ニュートリノの生成過程

太陽は地球から最も近い恒星であり、その中心部分で4つの水素原子核(陽子)が1つのヘリウム原子核となる水素燃焼反応によって、核融合反応が起きると同時に大量のニュートリノを放出している。核融合反応は以下のように書ける。



ここで、 E_ν はニュートリノが持ち去るエネルギーで、平均で 0.6MeV となる。この核融合反応は、pp連鎖(図 2.3)と CNO サイクル(図 2.4)の2つの反応系統をもつ。

pp連鎖反応

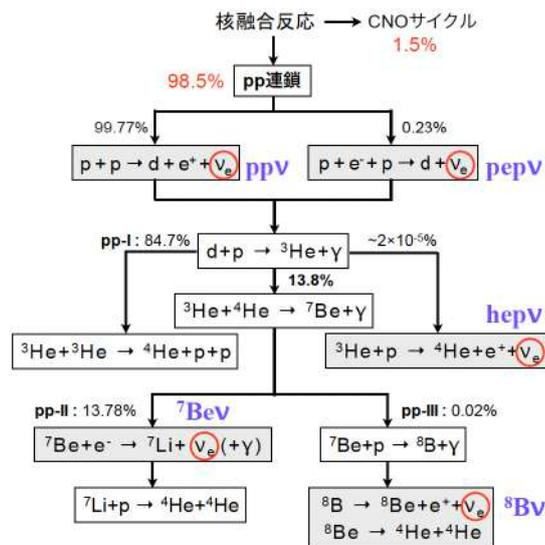
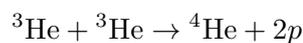


図 2.3 pp連鎖反応

核融合反応で生成されるエネルギーのうちの 98.5% は pp連鎖反応によるものである。最初の反応では ppニュートリノと pepニュートリノが生成される。そのうちの大部分は ppニュートリノであるが、エネルギーが低いためその検出は極めて難しい。pp連鎖は温度によって以下のように支配的な反応が異なる。

- 低温領域 ($0.8 \times 10^7 \text{ K} \lesssim T \lesssim 1.4 \times 10^7 \text{ K}$) : ppI

太陽全体で最も支配的な反応であり、pp連鎖の約 85% を占める。



によって反応が閉じる。

この太陽内部における核融合反応は、正電荷を持つ原子核同士 (現在番号 Z_1 、 Z_2) の接近から始まる。このときのクーロンポテンシャルはその距離を r として、

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.40)$$

となる。この作用により、原子核が核力の有効範囲である $r \sim 1 \text{ fm}$ まで接近することを妨げる。この距離におけるクーロン障壁の高さは

$$V_C \sim \frac{1.44 Z_1 Z_2}{1 \text{ fm}} \text{ MeV} \quad (2.41)$$

であり、 pp 反応では $V_C \sim 1.4 \text{ MeV}$ に達する。

一方で、太陽中心の温度は $T \simeq 1.5 \times 10^7 \text{ K}$ であり、これに対応する熱エネルギーは

$$k_B T \simeq 1.3 \text{ keV} \quad (2.42)$$

にすぎない。これはクーロン障壁より3桁以上小さく、古典的には核融合は起こり得ないことを示している。実際に反応が進行するのは、原子核がトンネル効果によりクーロン障壁を貫通できるためである。

トンネル効果による確率は

$$P(E) \propto \exp \left[-\sqrt{\frac{E_G}{E}} \right] \quad (2.43)$$

と書かれる。ここで、

$$E_G = 2\mu c^2 (\pi\alpha Z_1 Z_2)^2 \quad (2.44)$$

は Gamow エネルギー、 μ は換算質量である。 pp 反応では $E_G \simeq 493 \text{ keV}$ である。

実際の反応率は、原子核の Maxwell-Boltzmann 分布とトンネル効果の確率の積によって決まり、その積が最大となるエネルギーに Gamow ピークが形成される。このピークは太陽中心では

$$E_0 \sim 5\text{-}10 \text{ keV} \quad (2.45)$$

付近に位置し、このエネルギー領域で $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ 反応が進行して太陽ニュートリノが生成される。

クーロン障壁は $Z_1 Z_2$ に比例して増大するため、 $p + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ のような反応では障壁が大きく、反応率は温度に極めて強く依存する。その結果、 ${}^7\text{Be}$ および ${}^8\text{B}$ ニュートリノフラックスはおおよそ

$$\Phi({}^7\text{Be}) \propto T^{11}, \Phi({}^8\text{B}) \propto T^{24} \quad (2.46)$$

のような強い温度依存性を示す [12]。この性質により、 ${}^7\text{Be}$ および ${}^8\text{B}$ ニュートリノのフラックスを求めることにより、太陽中心の温度を精密に推測することができる。

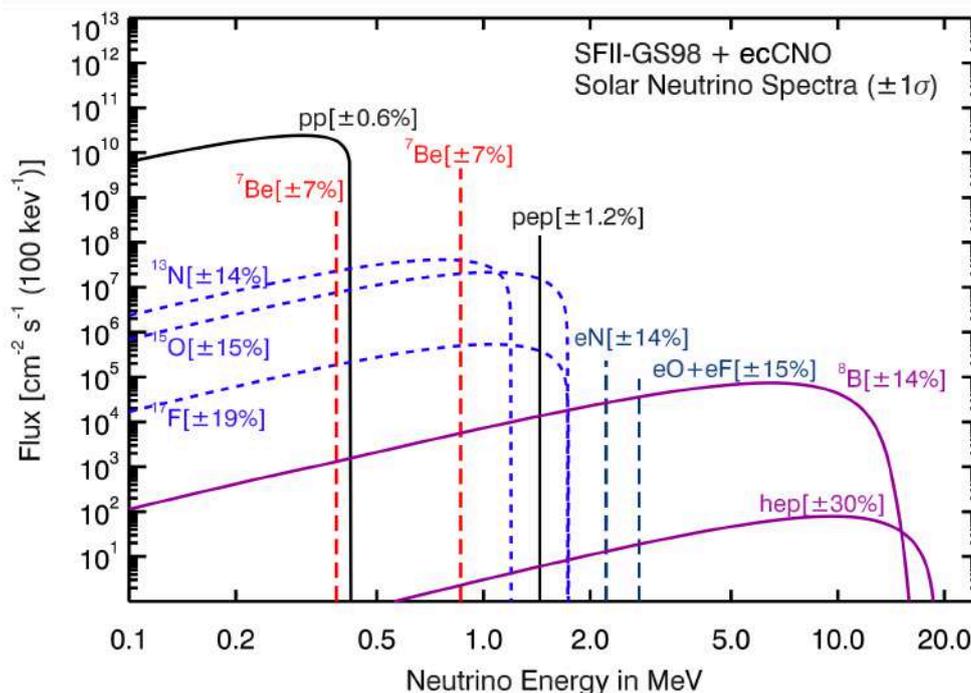
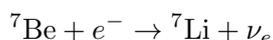


図 2.5 太陽ニュートリノのフラックス [13]。標準太陽模型 [14] から計算。CNO サイクルの電子捕獲反応 (ecCNO) については [15] から計算されている。

2.2.3 太陽ニュートリノフラックス

標準太陽モデルから太陽内部の元素の構成比や温度分布が推測され、太陽内部で発生するニュートリノフラックスが得られる。図 2.5 にそのエネルギースペクトルを示す。地球に降り注ぐ太陽ニュートリノは 1 cm^2 当たり毎秒 660 億個にもなる。

pp ニュートリノや ^8B ニュートリノは β 崩壊により生成するため連続スペクトルであるが、 ^7Be ニュートリノや pep ニュートリノは二体反応なので単色エネルギーとなる。



の反応で生成する ^7Be ニュートリノの 90% は 862 keV で、残りの 10% は 384 keV となる。いずれになるかは ^7Li が基底状態にあるか励起状態にあるかで決まり、そのエネルギー幅は 1 keV 程度と精度良く求められている

2.2.4 太陽ニュートリノ実験

Homestake 実験 [16]

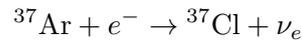
Homestake 実験とは、1967 年から 1994 年の長期にわたって、アメリカの Homestake 鉱山においてデービスらによって行われた放射化学の手法で太陽ニュートリノを観測した実験である。

この実験は太陽からのニュートリノのバックグラウンドイベントを作る宇宙線由来放射線を防ぐことのできる地下深くにおいて行われた。

ニュートリノの標的は 615 トンの C_2Cl_2 である。これは式 2.47 のように反応し、生成された ^{37}Ar は数ヶ月ごとに他の気体とともに He によるバブリングによってパーズされ、液体窒素の温度で活性炭でトラップされる。



トラップされた ^{37}Ar は最終的に比例計数管により



の反応が計測され、式 2.47 の反応数が計算される。この反応の閾値は 0.814 MeV であり、太陽ニュートリノとしては、 8B や 7Be ニュートリノに感度があった。

この実験の結果得られたニュートリノの数と SSM による予測値は表 2.2 と図 2.6 に示す。この時、それぞれの単位は [SNU] (the Solar Neutrino Unit) であり、

$$10^{-36} \text{ [イベント数/標的原子数/秒]}$$

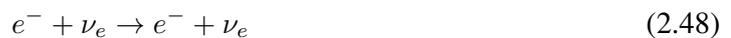
である。結果の通り、理論の予測の約 30% しか観測されなかった。この観測されたニュートリノが SSM によって予測された値よりも有意に少ないという現象は、「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれた。

表 2.2 Homestake 実験の結果と標準太陽模型 (SSM) の予測値

項目	捕獲率 [SNU]
SSM (BP04)	8.5 ± 1.5
実験結果	$2.56 \pm 0.16 \text{ (stat.)} \pm 0.16 \text{ (syst.)}$

Kamiokande 実験 [17]、Super-Kamiokande 実験 [18]

SSM か素粒子理論のいずれかに問題があることを示唆するこの観測結果を最初に追認したのは、1989 年の Kamiokande II 実験である。Kamiokande 実験装置は岐阜県神岡鉱山の池ノ山山頂直下 1000 m に位置し、その実験終了後に KamLAND が建設されることになる。観測装置は高さ 13.1 m、直径 14.4 m の円柱状のスチールタンクに 2 kton もの超純水をためている。ニュートリノの反応は次の式で表せる。



ニュートリノの検出方法は、式 (2.48) においてニュートリノが水中の電子を弾性散乱ではじき、はじか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、スチールタンクの内壁に取り付けた光電子増倍管により観測するという方法である。このチェレンコフ光によるニュートリノの観測は、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

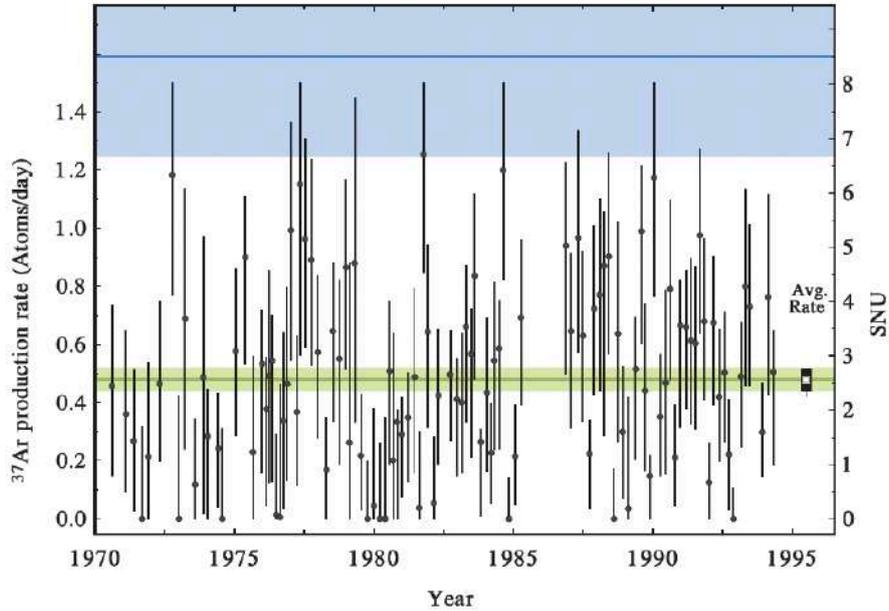


図 2.6 Homestake 実験の観測値（平均：薄緑）と SSM (BP04) の予測値（紺色）

を実時間検出することを可能にしている。弾性散乱という反応特性のため、Kamiokande において観測可能なニュートリノは ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ のすべてに感度を持つが、 ν_e に対する感度が最も高く、 ν_μ および ν_τ に対する感度はその約 0.16 倍である。Kamiokande におけるエネルギー閾値は初期には 9.3 MeV、その後 7.5 MeV まで低下し、この条件下で主に ${}^8\text{B}$ ニュートリノが観測された。観測データから得られた SSM 予測値に対する比は 0.46 ± 0.05 (stat.) ± 0.06 (syst.) であり、この結果は Homestake 実験の結果を支持するとともに、太陽ニュートリノ問題が実在することを明確に示した。

検出体積および光電子増倍管の数を増強した Super-Kamiokande (SK) では、エネルギー閾値が 6.5 MeV から 4.5 MeV まで低下した。SK により測定された太陽ニュートリノフラックスは 2.35 ± 0.02 (stat.) ± 0.08 (syst.) $\times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり、SSM (BP04) の予測値 $5.79 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と比較して約 0.4 倍となった。

Gallex 実験 ([19])、GNO 実験 ([20]) および SAGE 実験 [21]

Homestake 実験および Kamiokande II 実験はいずれも、観測されたニュートリノフラックスが SSM による予測値より有意に小さいことを示した。しかし、これらの実験で主に観測されたのは ${}^8\text{B}$ および ${}^7\text{Be}$ ニュートリノであり、太陽ニュートリノの中では寄与が比較的小さい。このため、より低エネルギーでフラックスの大きい pp ニュートリノを直接観測するため、ガリウムを用いた放射化学実験が行われた。

ガリウムを用いた反応は次式で表される。



この反応のエネルギー閾値は 0.2332 MeV と低く、最もエネルギーの低い pp ニュートリノの観測が可能である。実験は Homestake 実験と同様に放射線化学の手法で行われた。地下に設置された ^{71}Ga を多量に含むターゲットに太陽ニュートリノを照射し、生成された ^{71}Ge を周期的に抽出し、その崩壊を計測することで反応率を求める。

Gallex (GALLium EXperiment) 実験は、イタリアの Gran Sasso 地下研究所において 101 トンの $\text{GaCl}_3\text{-HCl}$ 溶液 (^{71}Ga 約 12 トン) を用いて実施された。その後継実験である GNO (Gallium Neutrino Observatory) では、電子回路の改良により測定精度が向上した。SAGE (Soviet–American Gallium Experiment) 実験は、ロシアのバクサン地下研究所において、最大約 60 トンの金属ガリウムを用いて行われた。

SSM (BP04) によるガリウム実験での予測捕獲率と、各実験で得られた太陽ニュートリノ捕獲率 (単位は SNU) は表 2.3 に示す。

表 2.3 ガリウム実験における太陽ニュートリノ捕獲率と SSM (BP04) による予測値

実験	捕獲率 [SNU]
SSM (BP04)	131^{+12}_{-10}
Gallex	77.5 ± 6.5 (stat.) $^{+4.3}_{-4.7}$ (syst.)
GNO	$62.9^{+5.5}_{-5.3}$ (stat.) ± 2.5 (syst.)
Gallex+GNO[22]	69.3 ± 5.5
SAGE	$67.2^{+7.2}_{-7.0}$ (stat.) $^{+3.5}_{-3.0}$ (syst.)

表 2.3 に示すように、これらの観測値は互いに誤差の範囲内で一致しており、SSM による予測値よりも有意に小さい。この結果は、太陽ニュートリノ問題の存在を強く支持するものであった。

SNO 実験

Kamiokande と同様に、ニュートリノ反応に起因するチェレンコフ光を観測する実験が、カナダのサドベリー鉱山で行われた SNO (Sudbury Neutrino Observatory) 実験である。この実験では Kamiokande の純水とは異なり、重水 (D_2O) を用いている。 D_2O 中では H_2O と同様に弾性散乱 (Elastic Scattering, ES)

$$e^- + \nu \rightarrow e^- + \nu \quad (2.50)$$

の反応の他に、重陽子との荷電カレント反応 (Charged Current, CC)

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (2.51)$$

および中性カレント反応 (Neutral Current, NC)

$$\nu + d \rightarrow p + n + \nu \quad (2.52)$$

が生じる。

弾性散乱は H_2O と同様にすべてのニュートリノに感度を持ち、特に電子ニュートリノに対して高い感度を持つ。荷電カレント反応は電子ニュートリノのみに感度を持ち、中性カレント反応はすべてのニュートリノフレーバーに等しい感度を持つ。このような反応ごとの特性により、全ニュートリノフラックスおよびその中の電子ニュートリノの割合を独立に測定することが可能である。

SNO 実験は、1999～2001 年の D_2O 単独での観測、2001～2003 年の中性子反応断面積向上のための NaCl を添加した観測、および 2004～2006 年の中性カレント観測向上のための ^3He 比例計数管を用いた観測の 3 期に分かれて実施された。NCD フェーズにおいて得られた各反応による太陽ニュートリノフラックスと、SSM (BP04) による予測値を表 2.4 に示す。単位はいずれも $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。

表 2.4 SNO 実験における太陽ニュートリノフラックスと SSM (BP04) による予測値

測定量	フラックス [$10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
SSM (BP04)	5.79
Φ_{ES}	$1.77^{+0.24}_{-0.21} \text{ (stat.)}^{+0.09}_{-0.10} \text{ (syst.)}$
Φ_{CC}	$1.67^{+0.05}_{-0.04} \text{ (stat.)}^{+0.07}_{-0.08} \text{ (syst.)}$
Φ_{NC}	$5.54^{+0.33}_{-0.31} \text{ (stat.)}^{+0.36}_{-0.34} \text{ (syst.)}$

弾性散乱によって測定されたフラックスは Super-Kamiokande の観測結果と一致しており、電子ニュートリノの観測量が少ないことを示している。一方、中性カレント反応から求められた全ニュートリノフラックスは、SSM による電子ニュートリノの生成フラックス予測と一致している。これらの結果によって、「太陽ニュートリノ問題」は SSM の不完全さによるものではなく、ニュートリノが質量を持つことによって、電子ニュートリノが伝播中に他のニュートリノフレーバーへと変換されていることを示した。

Borexino 実験

Borexino 実験は、イタリア・グランサッソ国立地下研究所 (LNGS) に設置された超低バックグラウンド液体シンチレータ検出器であり、太陽ニュートリノをリアルタイムかつ低エネルギーで測定することを目的として建設された。特に、 ^7Be ニュートリノ、pp ニュートリノ、pep ニュートリノ、CNO ニュートリノといった低エネルギー成分の直接観測を世界で初めて実現した。

Borexino の中心検出器は、約 278 トンの液体シンチレータ (1,2,4-トリメチルベンゼン (1,2,4-trimethylbenzene) + PPO) で満たされたナイロン製の内球で構成されている。この内球は半径約 4.25 m であり、その外側には非シンチレータのバッファ液が配置され、外から来る放射線を遮蔽している。さらに、この全体構造は約 2100 トンの超純水タンクに沈められており、水チェレンコフ検出器として宇宙線ミューオンのタグ付けにも用いられている。ニュートリノは液体シンチレータ中の電子と弾性散乱することで検出され、反跳電子が発するシンチレーション光を約 2000 本の光電子増倍管で検出する。

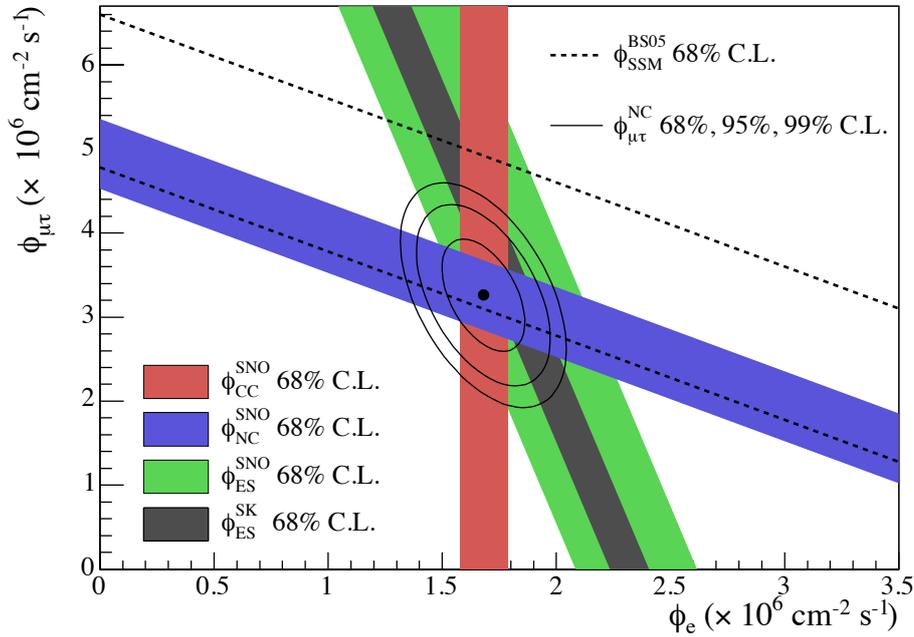


図 2.7 SNO が観測した太陽ニュートリノのフラックス [23]。黒点線は SSM [24] の理論予測を表す。また、黒い帯は Super-Kamiokande の弾性散乱の結果 [25] を表し、SNO の弾性散乱の結果とよく一致していることが確認できる。黒線で囲まれた領域及び黒点は SNO の CC 反応、NC 反応、弾性散乱の結果から求められた NC 反応の $\phi_{\mu\tau}$ のフィット結果を表す。このフィット結果が SSM の予測を再現していることがわかる。また、 $\phi_{\mu\tau}$ がゼロではないことからニュートリノ振動によってフレーバーが変化した証拠をとらえている。

表 2.5 Borexino による太陽ニュートリノフラックスの測定結果

Source	Φ [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
pp	$(6.1 \pm 0.5) \times 10^{10}$ [27]
${}^7\text{Be}$	$(4.99 \pm 0.11) \times 10^9$ [27]
${}^8\text{B}$	$(2.57^{+0.17}_{-0.18}(\text{stat.})^{+0.07}_{-0.07}(\text{syst.})) \times 10^6$ [28]
CNO	$(6.7^{+1.2}_{-0.8}) \times 10^8$ [26]

Borexino は 2007 年に世界で初めて ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの単色スペクトルを高精度で測定した。その後、pp ニュートリノ、pep ニュートリノの測定にも成功し、太陽のエネルギー生成機構をニュートリノで直接検証した。さらに 2020 年には CNO サイクルに由来するニュートリノの検出を初めて報告し、太陽内部における重元素 (C, N, O) の存在をニュートリノで直接確認した。この結果は、後述の太陽化学組成問題に対する重要な観測的制約を与えている。

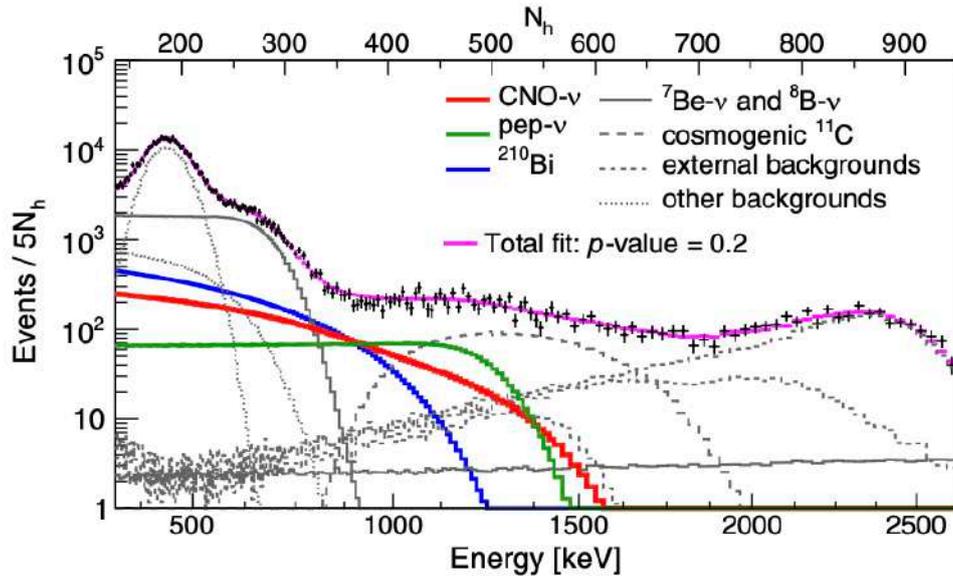


図 2.8 Borexino が観測したスペクトル結果 [26]: 低エネルギー領域でもバックグラウンドが少なく、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの単色スペクトルによる電子散乱のスペクトルがはっきりと見える。

2.2.5 太陽化学組成問題

2.2.4 の太陽ニュートリノ実験で触れたように、太陽ニュートリノ問題は素粒子標準模型を超えて、ニュートリノが質量を持つことによって、ニュートリノ振動が生じ、電子ニュートリノが他のニュートリノフレーバーへ変換されていることによるものであった。これにより、SSM から導かれるニュートリノのフラックスが非常に良い値を持っていることを証明し、現在の SSM が太陽の状態を再現できていることを示した。一方で、太陽内部の構造を探る研究分野として、太陽ニュートリノの観測が本格的に進展する以前から、日震学が発展してきた。地球において地震が発生すると弾性波が地表まで伝播するのと同様に、太陽においても内部で生成されたエネルギーにより、さまざまな自由振動が常に励起されている。これらの振動は太陽表面の速度や輝度の変動として観測される。日震学とは、これらの固有振動の周波数や空間構造を精密に解析することにより、太陽内部の密度分布や温度構造などの物理的性質を推定する学問分野である。

これまで日震学によって決定された太陽内部の音速および密度分布は、SSM によって計算される値と良い一致を示してきた。SSM の重要な入力パラメータの一つに太陽表面の化学組成がある。従来、この化学組成として 1998 年に決定された組成 (GS98、Grevesse & Sauval) が用いられており、この組成を用いた SSM は日震学の観測結果と良く整合していた。

しかし、2009 年に Asplund, Grevesse, Sauval および Scott によって、太陽大気分光解析が三次元放射流体力学モデルおよび非 LTE 放射輸送を用いて再解析され、その結果として多くの金属元素の存在量が従来よりも低い値に修正された (図 2.9)。この新しい組成 (AGSS09) は、従来

の一次元静的な大気モデルでは対流による温度揺らぎや速度場、ならびに非 LTE 効果が十分に考慮されていなかったことに由来する系統的な過大評価を取り除いた結果である。AGSS09 に基づく最新の太陽組成では、特に酸素、炭素、窒素、ネオンなどの主要元素の存在量が従来の値よりも大きく低下しており、太陽の全金属量の水素に対する比率は、GS98 における $(Z/X)_{\odot} = 0.0229$ から、AGSS09 における $(Z/X)_{\odot} = 0.0178$ へと大きく減少している [29, 30]。

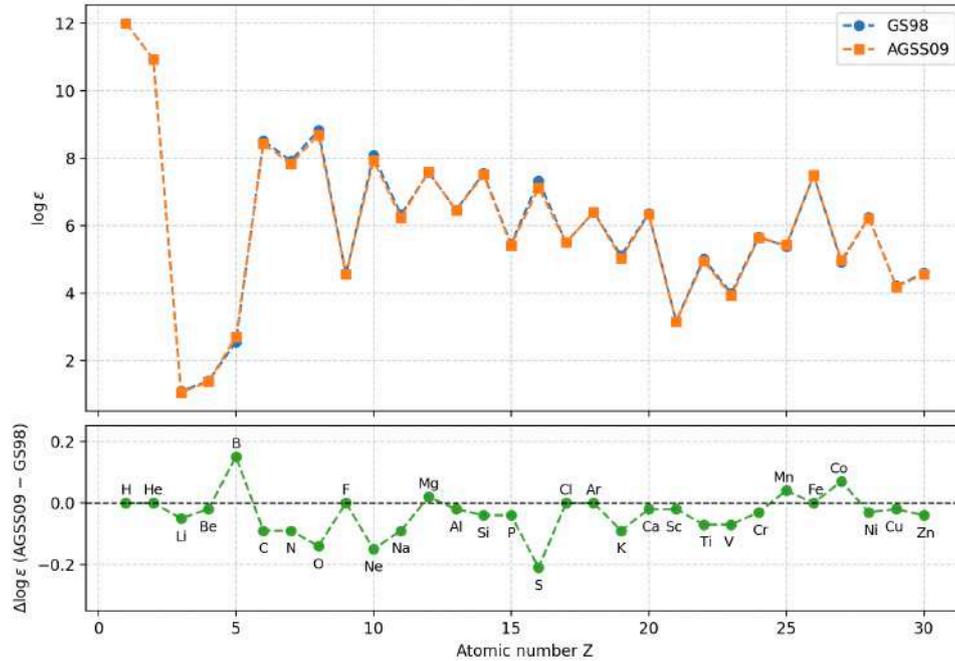


図 2.9 GS98 [29] と AGSS09 [30] による太陽光球面の元素存在度の比較を示している。上段は原子番号 Z に対する各元素の光球面存在度 $\log \epsilon$ を表し、青色の丸印は GS98、橙色の四角印は AGSS09 による値である。水素の存在度は $\log \epsilon(\text{H}) = 12$ に規格化されている。下段は両者の差を示しており、黒の破線は $\Delta \log \epsilon = 0$ を表す。ヘリウム、ネオンおよびアルゴンの存在度は光球スペクトル線から直接測定できないため、それぞれ日震学やコロナ観測などを用いた間接的手法により決定されている。

この金属量の低下は、太陽内部の不透明度 (opacity) を減少させ、放射輸送および温度勾配の構造を変化させる。その結果、音速分布や対流層の深さ、さらには太陽表面のヘリウム存在比などが変化し、AGSS09 を用いた標準太陽モデル (SSM) は、日震学によって得られた太陽内部構造と有意に異なるものとなる。このように最新の化学組成を採用した SSM と日震学との不一致は、「太陽化学組成問題」と呼ばれている。

次に示す図 2.10 [31] は、太陽内部における音速および密度について、標準太陽モデル (SSM) による計算値と日震学の観測値との差を示したものである。GS98 を用いたモデルでは太陽内部のほぼ全域にわたって両者の差は小さいが、AGSS09 を用いたモデルでは顕著なずれが現れている。さらに、太陽の対流層底の半径 R_{CZ}/R_{\odot} や太陽表面のヘリウム存在比 Y_{surf} も、SSM を GS98 から AGSS09 に変更すると日震学の結果から大きく外れてしまうことが知られている。

この問題において、AGSS09 に基づく SSM が正しいかどうかを検証する独立な手段として、

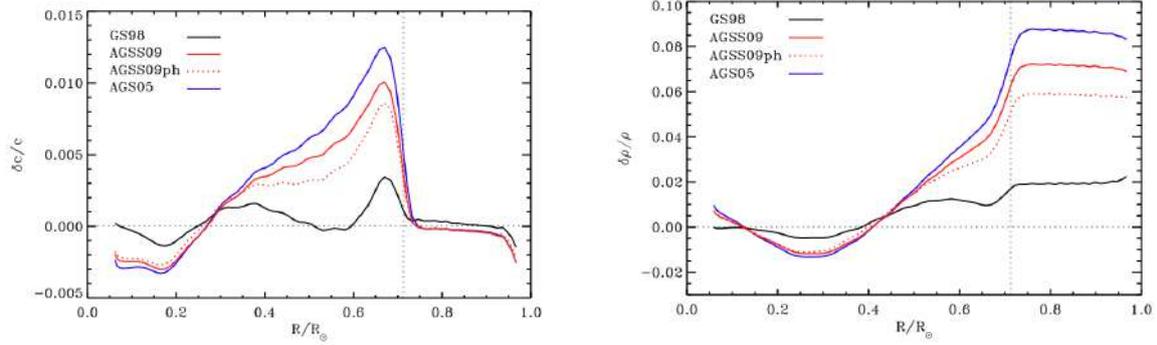


図 2.10 太陽内部の音速 c と密度 ρ の各モデルとの差。AGS05 は AGSS09 よりも以前に計算されたモデルである。

太陽ニュートリノ観測が重要な役割を果たす。特に ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノおよび CNO ニュートリノのフラックスは、表 2.6 のように GS98 と AGSS09 の間で約数十パーセントの差が予測されているため、これらの精密測定は太陽化学組成問題の解決に直接的な制約を与える。

表 2.6 B16 標準太陽模型に基づくニュートリノフラックスの理論予測値の比較 [32]。最終列の Difference は表中の 2 列 (B16-GS98 と B16-AGSS09met) から計算した相対変化率である。ここで、モデル別の太陽ニュートリノフラックスの単位はそれぞれ、pp は 10^{10} , ${}^7\text{Be}$ は 10^9 , pep, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$ は 10^8 , ${}^8\text{B}$, ${}^{17}\text{F}$ は 10^6 , hep は $10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。

Source	B16-GS98	B16-AGSS09met	Difference [%]
$\Phi(\text{pp})$	5.98 (1 ± 0.006)	6.03 (1 ± 0.005)	+0.8
$\Phi(\text{pep})$	1.44 (1 ± 0.01)	1.46 (1 ± 0.009)	+1.4
$\Phi(\text{hep})$	7.98 (1 ± 0.30)	8.25 (1 ± 0.30)	+3.4
$\Phi({}^7\text{Be})$	4.93 (1 ± 0.06)	4.50 (1 ± 0.06)	-8.7
$\Phi({}^8\text{B})$	5.46 (1 ± 0.12)	4.50 (1 ± 0.12)	-17.6
$\Phi({}^{13}\text{N})$	2.78 (1 ± 0.15)	2.04 (1 ± 0.14)	-26.6
$\Phi({}^{15}\text{O})$	2.05 (1 ± 0.17)	1.44 (1 ± 0.16)	-29.8
$\Phi({}^{17}\text{F})$	5.29 (1 ± 0.20)	3.26 (1 ± 0.18)	-38.4

第3章

暗黒物質

3.1 暗黒物質

宇宙の物質成分の大部分は、恒星やガスなどの「通常物質（バリオン）」ではなく、電磁波などの相互作用で直接観測できない暗黒物質（Dark Matter）として存在すると考えられている。暗黒物質の存在は、銀河回転曲線の平坦化、銀河団の速度分散や重力レンズ効果、宇宙背景放射（CMB）の角度揺らぎといった複数の観測事実を統合的に説明されていることで支持されている。

暗黒物質の基本的な特徴は、以下のようにまとめられる。

1. 重力相互作用を持っていること
2. 電磁相互作用が極めて小さく、光を放射・吸収・散乱しないため暗いこと
3. 標準模型粒子のみでの説明が難しく、新たな粒子あるいは新物理の可能性を示唆すること

特に CMB や銀河分布の観測は、暗黒物質が「冷たい（非相対論的）」成分であることを強く示し、これによって銀河スケールから宇宙大規模構造までの階層的形成が自然に説明されることが知られている。。

一方で、暗黒物質の微視的性質は未解明であり、候補としては Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)、アクシオンなどが提案されている。これらの候補は、宇宙論・天体物理観測（間接探索）と、地下実験における原子核反跳や電子反跳の検出（直接探索）、および加速器実験（生成探索）により検証が進められている。現在までに確定的な信号は得られていないものの、探索感度は年々向上しており、暗黒物質の相互作用断面積や質量領域に対する制限が強化され続けている。本節では、直接探索に焦点を絞り、これについてまとめる。

3.1.1 暗黒物質の候補

暗黒物質の直接探索実験は、暗黒物質粒子が地球を通過する際に検出器中の原子核あるいは電子と散乱する事象を捉えることを目的としている。この手法で調べることができる暗黒物質は、銀河ハロー中に存在し、重力的に束縛されて地球近傍まで到達し、かつ通常物質と非常に弱い相互作用を持つ粒子である必要がある。以下に、直接探索の主要な対象となっている暗黒物質候補

をまとめる。

■**WIMP (Weakly Interacting Massive Particle)** WIMP は、質量が GeV から TeV 程度で、弱い相互作用と同程度の散乱断面積をもつと仮定される暗黒物質候補である。初期宇宙における熱平衡からの凍結過程によって、現在観測される暗黒物質密度が自然に再現されるという「ウィンプの奇跡 (WIMP miracle)」が理論的な動機となっている。直接探索では、WIMP が検出器中の原子核と弾性散乱を起こし、数 keV 程度の核反跳エネルギーを与える事象として観測される。このため、低放射能化が行いやすい液体キセノン、液体アルゴン、半導体検出器などが広く用いられている。

■**軽い暗黒物質 (Sub-GeV 領域)** 近年では、質量が GeV 以下の軽い暗黒物質も重要な候補として注目されている。この領域では原子核反跳のエネルギーが非常に小さくなるため、電子反跳や結晶格子の励起 (フォノン) を検出する超低しきい値の検出器が用いられる。軽い暗黒物質は、ダークフォトンやスカラー媒介粒子を通じて電子と相互作用するモデルで記述されることが多く、新しい暗黒セクターの存在を示唆している。

■**アクシオン [33]** アクシオンは強い CP 問題の解決から導かれる軽い擬スカラー粒子であり、暗黒物質の有力候補の一つである。直接探索では、アクシオンが電磁場中で光子に変換される効果 (Primakoff 効果) を利用した共振空洞実験や、固体検出器における電子励起としての検出が行われる。質量は極めて小さいが、銀河ハロー中では古典場のように振る舞い、高い占有数をもつため、波動的な暗黒物質として特徴付けられている。

■**ステライルニュートリノ** ステライルニュートリノは、標準模型のニュートリノと混合するが弱い相互作用を持たない中性フェルミオンである。直接探索においては、電子との散乱や原子の電離を通じた信号として現れる可能性があり、特に keV スケールの質量領域では低エネルギーしきい値の検出器が重要となっている。

3.1.2 暗黒物質との相互作用

ここでは、暗黒物質直接検出実験において探索される弱い相互作用をする重い暗黒物質粒子 (WIMP) と原子核との弾性散乱について、非相対論的運動学を用いて説明する。

銀河ハローに起源を持つ WIMP は、地球近傍では速度 $v \sim 10^{-3}c$ 程度で運動しているため、散乱過程は非相対論的極限で十分に記述できる。この時、重心系および実験室系での暗黒物質、ターゲット物質の 4 元運動量は以下のように表せる (図 3.1)。

$$\tilde{p}^\mu = \begin{pmatrix} E_{\tilde{p}} \\ \tilde{\mathbf{p}} \end{pmatrix}, \quad \tilde{k}^\mu = \begin{pmatrix} E_{\tilde{k}} \\ \tilde{\mathbf{k}} = -\tilde{\mathbf{p}} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$$p^\mu = \begin{pmatrix} E_p \\ \mathbf{p} \end{pmatrix}, \quad k^\mu = \begin{pmatrix} E_k \\ \mathbf{k} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_T \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

ここで運動量移行の 4 元ベクトルを以下のように定義する。

$$q^\mu = p^\mu - p'^\mu = k^\mu - k'^\mu \quad (3.3)$$

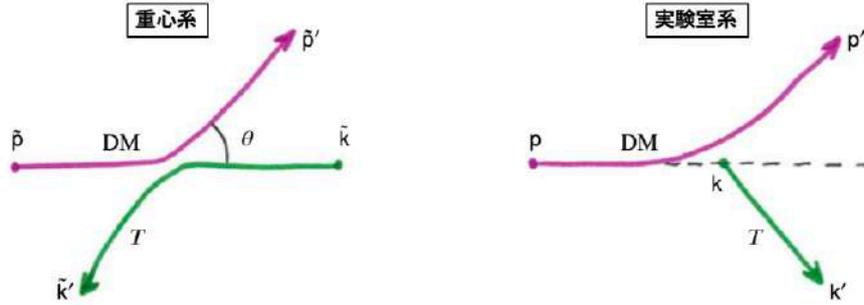


図 3.1 暗黒物質（紫）とターゲット（緑）の 4 元運動量。左：重心系，右：実験室系（??より引用）。

このとき、

$$q^\mu = (q^0, \mathbf{q})^T \quad (3.4)$$

の関係により、

$$\mathbf{k}' = \mathbf{q} \quad (3.5)$$

が成り立っている。ここから核反跳エネルギーは以下のように定義される。

$$E_R \equiv \frac{|\mathbf{k}'|^2}{2m_T} = \frac{q^2}{2m_T} \quad (3.6)$$

また散乱角 θ は

$$\cos \theta = \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}' = \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}' \quad (3.7)$$

で定義される。

さらに暗黒物質とターゲット物質の換算質量は以下の式で表せる。

$$\mu = \frac{m m_T}{m + m_T} = \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_T} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

ここで弾性散乱を考える。弾性散乱では暗黒物質とターゲット物質の質量が散乱の前後で変化しない。したがって以下の式が成り立つ。

$$\tilde{p} = \tilde{p}', \quad \tilde{k} = \tilde{k}' \quad (3.9)$$

このとき $|\tilde{\mathbf{p}}| = \tilde{p}$, $|\tilde{\mathbf{p}}'| = \tilde{p}'$, $|\tilde{\mathbf{k}}| = \tilde{k}$, $|\tilde{\mathbf{k}}'| = \tilde{k}'$ である。

これより

$$E_{\tilde{p}} = E_{\tilde{p}'}, \quad E_{\tilde{k}} = E_{\tilde{k}'} \quad (3.10)$$

が成り立つ。

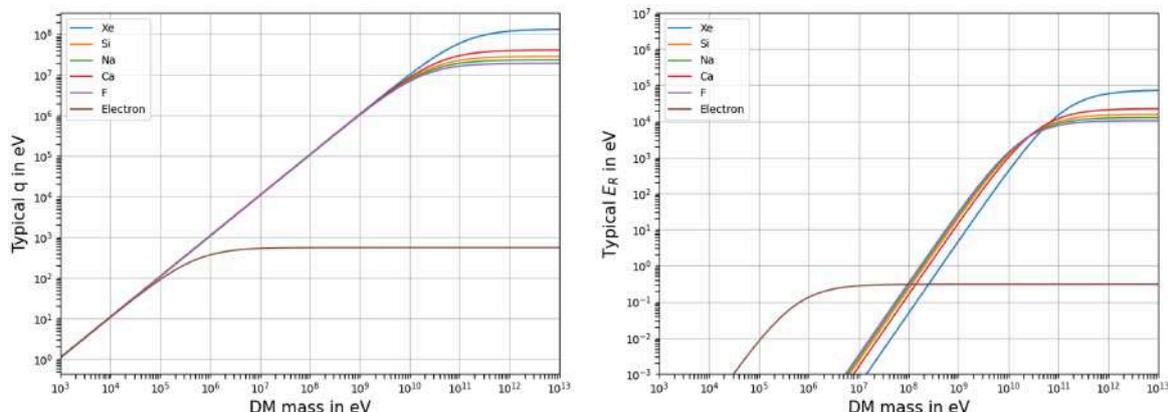


図 3.2 各物質における暗黒物質の質量と運動量移行、核反跳エネルギーの関係 [34]

ここで以下のようなスカラー量を考える。

$$k \cdot k' = m_T E_{k'} \quad (3.11)$$

このとき重心系では以下のように表せる。

$$k \cdot k' = E_k^2 - \tilde{p}^2 \cos \theta = m_T^2 + \tilde{p}^2 (1 - \cos \theta) \quad (3.12)$$

これらはローレンツ不変量である。このとき NR は非相対論的 (Non Relativistic) 極限を意味している。また非相対論的極限を考えることにより、

$$E_k^{\text{NR}} = m_T + E_R, \quad \tilde{p}^{\text{NR}} = \mu v \quad (3.13)$$

も同様に成り立つので、上記の式を用いることで反跳エネルギーと運動量移行が以下の式で表せる。

$$E_R^{\text{NR}} = \frac{\mu^2 v^2}{m_T} (1 - \cos \theta), \quad q_{\text{NR}}^2 = 2\mu^2 v^2 (1 - \cos \theta) \quad (3.14)$$

これより、核反跳エネルギーおよび運動量移行は WIMP 質量 m_χ 、核質量 m_N 、散乱角 θ に依存する。このとき典型的な運動量移行として $q = \sqrt{2} \mu v$ を、核反跳エネルギーとして $E_R = \frac{q^2}{2m_T}$ を用いた。

特に、XENONnT のような重い原子核 (Xe) ターゲットでは、高質量 WIMP に対して大きな反跳エネルギーが得られる一方、低質量 WIMP に対しては反跳エネルギーが小さくなる。このため、実験のエネルギー閾値および感度は、探索可能な WIMP 質量領域を決定する重要な要因となる。

3.2 暗黒物質探索実験

暗黒物質直接探索実験では、地下深部に設置された低バックグラウンド検出器を用い、暗黒物質粒子と標的原子核との弾性散乱によって生じる微小な核反跳信号を観測する。これらの実験では、宇宙線起源のミューオンや周辺岩盤からの放射線を大幅に低減できる一方で、検出器材料や周辺環境に由来する放射性不純物が主要なバックグラウンド源となる。

特に、空気中や材料中に存在するラドン (^{222}Rn) およびその娘核種 (^{218}Po 、 ^{214}Pb 、 ^{210}Pb など) は、検出器内部への侵入や表面への付着を通じて長期的なバックグラウンドを形成する。これらの崩壊に伴う α 線、 β 線、さらには反跳核は、暗黒物質探索における信号領域とエネルギー的に重なり得るため、各実験においてラドン低減および評価は極めて重要な課題となっている。

本章では、代表的な暗黒物質直接探索実験として、DAMA/LIBRA 実験、DEAP-3600 実験、XENONnT 実験について説明し、それぞれの検出原理、観測手法、ならびにラドン娘核種に起因するバックグラウンドとの関係について概説する。

3.3 暗黒物質直接探索実験

3.3.1 DAMA/LIBRA 実験

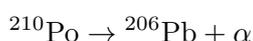
DAMA/LIBRA 実験は、NaI(Tl) シンチレータ結晶を用いた暗黒物質直接探索実験であり、イタリア・グランサッソ地下研究所に設置されている。本実験の最大の特徴は、暗黒物質ハロー中を公転運動する地球の運動に起因するとされる年周変調信号の観測にある。

DAMA/LIBRA では、低エネルギー領域における事象率の年周期変動を長期間にわたり測定し、統計的に有意な年周変調を報告している。一方で、事象の粒子識別が困難であることから、ラドン娘核種を含む環境放射線の季節変動や検出器内部汚染との関連について、慎重な検討が必要とされている。

3.3.2 DEAP-3600 実験

DEAP-3600 実験は、液体アルゴンを標的とした暗黒物質直接探索実験であり、カナダの SNOLAB 地下研究所に設置されている。液体アルゴンは、核反跳と電子反跳の間でシンチレーション時間構造が異なるため、パルス形状識別 (PSD) による高いバックグラウンド除去能力を有する。

しかし、検出器表面に付着した ^{210}Pb およびその娘核種である ^{210}Po に起因する放射性崩壊は、暗黒物質探索において主要なバックグラウンド源となっていた。 ^{210}Po は



の α 崩壊を起こし、約 5.3 MeV の α 線とともに、反跳エネルギー

$$E_{\text{recoil}} \simeq \frac{m_{\alpha}}{m_{^{206}\text{Pb}}} Q \approx 103 \text{ keV}$$

を持つ ^{206}Pb 原子核を生成する。

この反跳 ^{206}Pb 核は、検出器表面近傍で生成されるため、検出媒体中で失うエネルギーは主に核反跳として与えられる。液体アルゴンや液体キセノン検出器においては、核反跳エネルギーはクエンチング効果により可視エネルギーへ変換される割合が小さく、観測されるエネルギーは

$$E_{\text{vis}} \sim 10\text{--}50 \text{ keV}_{\text{nr}}$$

程度となる。

このエネルギー領域は、質量が

$$m_{\chi} \sim 10\text{--}100 \text{ GeV}$$

程度の WIMP が原子核と弾性散乱した際に期待される核反跳エネルギー分布と重なっており、暗黒物質探索における信号領域と直接的に競合する。特に、表面付近で生成された反跳核は、事象位置再構成の不完全さや電離電子の一部損失により、バルク事象と区別することが困難となる場合がある。

この結果、 ^{210}Po による表面反跳事象は、エネルギー、シンチレーション時間構造、さらには核反跳特有の信号比において、暗黒物質起源の核反跳事象と類似した応答を示し得る。そのため、DEAP-3600 では、アクリル容器表面の研磨や厳密なラドンを含む空気の管理を通じて、表面起源バックグラウンドの低減が図られていた。

3.3.3 XENONnT 実験

XENONnT 実験は、液体キセノンを用いた二相式タイムプロジェクションチェンバー (TPC) 型の暗黒物質直接探索実験であり、世界最高水準の感度を有する装置の一つである。核反跳に伴う一次シンチレーション光 (S1) と電離電子に由来する二次シンチレーション光 (S2) を同時に測定することで、事象の三次元位置再構成および粒子識別が可能となっている。

XENONnT における主要な内部バックグラウンドの一つが、液体キセノン中に溶解した ^{222}Rn およびその娘核種に起因する放射性崩壊である。 ^{222}Rn は希ガスであるため、液体キセノン中に均一に混合され、検出器内部全体にわたって崩壊を引き起こす。特に、質量が

$$m_{\chi} \lesssim 10 \text{ GeV}$$

程度の低質量暗黒物質では、原子核との弾性散乱により生じる核反跳エネルギーは数 keV_{nr} 以下に集中する。液体キセノン検出器においては、核反跳事象の可視エネルギーはクエンチング効果により抑制されるため、対応する観測信号は

$$E_{\text{vis}} \sim 1\text{--}10 \text{ keV}_{\text{ee}}$$

の低エネルギー領域に現れる。

このエネルギー領域は、XENONnT における内部バックグラウンドとして支配的な、 ^{222}Rn の娘核種である ^{214}Pb や ^{214}Bi の β 崩壊による電子反跳 (ER) 事象が多く観測される領域と重なっている。XENONnT のバックグラウンドモデルでは、これらラドン系列核種由来の ER 成分が低

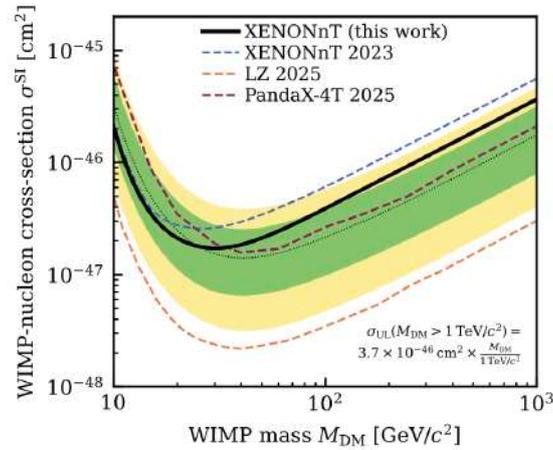


図 3.3 XENONnT 実験の最新結果 [36]

エネルギー帯における主要な寄与源であることが示されており、低質量暗黒物質探索においては、暗黒物質信号との分離が本質的に困難である。

実際に、XENONnT による暗黒物質探索解析では、1–10 keV_{ee} のエネルギー領域において ²¹⁴Pb に起因する電子反跳バックグラウンドが感度を制限する主要因の一つとして扱われており、低質量暗黒物質や低エネルギー信号探索においてラドン起源バックグラウンドの低減が不可欠である。このため XENONnT では、ラドン除去システムの導入や材料選定の最適化を行い、ラドン起源バックグラウンドの大幅な低減が達成されている [35]。

第 4 章

KERNEL エリア

KERNEL (Kamioka Extremely Rare phenomena and NEutrino research Laboratory) は、岐阜県神岡市神岡鉱山地下約 1000 m に構築された極低バックグラウンド実験のための統合研究拠点である。KERNEL エリアは、この KERNEL の一環として、KamLAND 実験装置の近くに位置する旧純化装置エリアを再整備することで建設され、これまでの地下実験で得られた低放射能技術と清浄環境構築技術を結集した施設として設計された (図 4.1)。

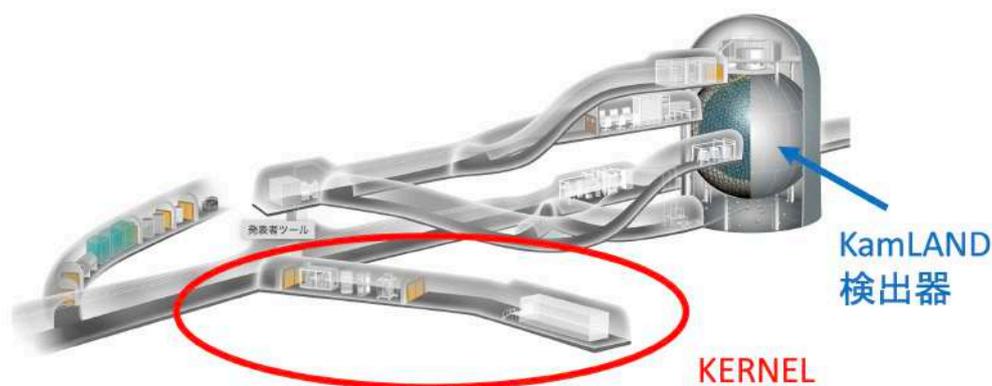


図 4.1 KamLAND エリアと KERNEL

KERNEL エリアの基本方針は、出器部材の評価、製作、組立、および試験をすべて地下の低バックグラウンド環境で一貫して実施できる基盤を構築することにある。そのため本施設では、機械室、実験室、スーパークリーンルーム (Super Clean Room:SCR) の三つの部屋を直列に配置しており (図 4.2)、空気、水、電力を一体的に制御する構造となっている。

4.1 機械室

機械室は KERNEL 全体の環境を整備する区画となっており、SCR および実験室に対して超純水と超純空気の供給する役割を担っている。この部屋には、

1. 電源盤

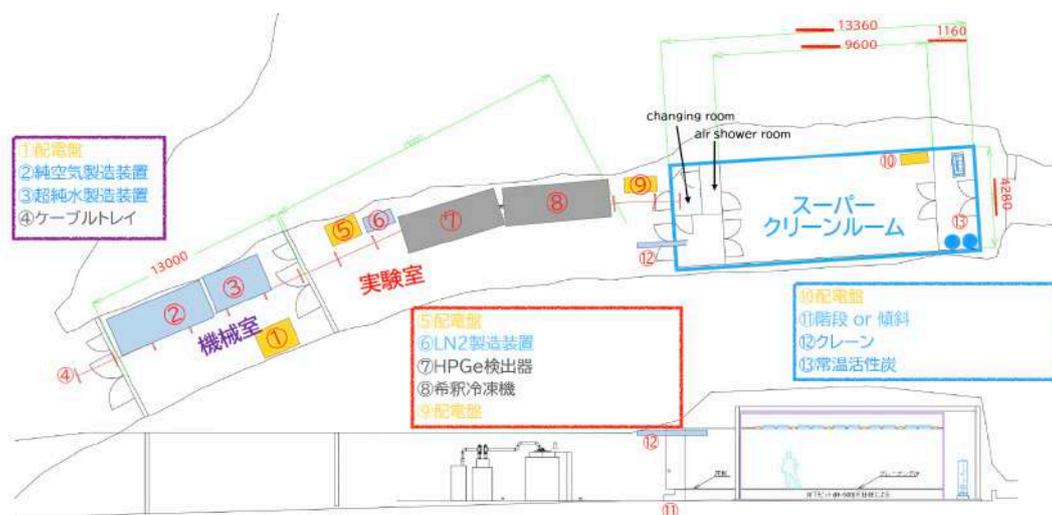


図 4.2 KERNEL エリアの概観図



図 4.3 超純水製造装置

2. 超純水製造装置
3. 超純空気製造装置

が集約されており、KERNEL における実験はこれらの設備によって整備される。

4.1.1 超純水製造装置

超純水製造装置 (図 4.3) は、検出器部品の洗浄およびスーパークリーンルームの加湿に用いる極めて高純度な水を生成するためのシステムである。超純水を生成する過程を以下に示す。

1. 逆浸透 (RO) 水の導入
2. 二酸化炭素の脱気
3. CDI (Capacitive Deionization) による電気化学的脱イオン

4. イオン交換樹脂による最終研磨
5. 水中ラドンの脱気
6. 紫外線 (UV) による殺菌
7. バッファタンクへの貯蔵

この水の純度の指標として、比抵抗を用いる。これは、水がどれだけ電気を通しにくいかを表す物理量であり、水中に溶存するイオン性不純物の量を反映する指標である。純粋な水分子自体はほとんど電気を流さず、電気伝導の大部分はナトリウムイオンや塩化物イオンなどの溶存イオンによって生じるため、比抵抗が高いほど水の純度が高いことを意味する。本装置では、純水と比べて 10 倍以上高い値である $18.2 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$ を超える超純水が生成されている。この値は理論的に純水が取り得る上限にほぼ一致しており、本装置によってイオン性不純物がほぼ完全に除去された最高純度の水が生成されていることを示している。また、この超純水は最大で約 1 t/h の流量で供給可能となっている。この生成された水はスーパークリーンルームの湿度制御に用いられる他、将来的には検出器部品や結晶材料の洗浄および組立工程にも使用することが予定されている。

4.1.2 空気純化装置

詳しくは、第 7 章で記すが、ここでは簡単に説明する。現在、冷却活性炭を用いたラドン除去システムを備えた装置があり、ラドンを除去したラドンフリーエアをスーパークリーンルームへと送るシステムとなっている。また、この空気は KERNEL 内を内循環する形で送られるため、KERNEL 全体が低ラドン環境となる。ラドンフリーエアは、KamLAND2 バルーンを膨らませる際にも用いる予定であり、詳しくは 5.7 で述べる。

4.2 実験室

実験室は、材料評価および検出器開発、それによる実験を行う区画であり、機械室とスーパークリーンルームの間に配置されている。この部屋では、

- 高純度ゲルマニウム (HPGe) 検出器による放射能測定
- ICP-MS による化学的不純物評価
- 将来的な希釈冷凍機による極低温センサー開発および、その実験

が想定されている。

この配置により、スーパークリーンルームで製作された部材を、外部環境に曝すことなく直ちに地下で測定・評価できる。また、組み立てられた検出器で実験を行うことができる。

4.3 スーパークリーンルーム

スーパークリーンルーム (図 4.4) は、極低放射能検出器の部材製作および組立を行うための超高清浄環境が整備されている。この部屋は、以下の要素によって構成されている。



図 4.4 スーパークリーンルーム



図 4.5 スーパークリーンルームの内部

- 約 9.6 m × 4.3 m × 2.4 m の作業空間
- 48 台の ULPA フィルタ
- 床全面グレーチング構造
- 上方からの一様ダウンフロー空調

ULPA フィルタは 0.1 μm サイズの粒子をほぼ完全に除去する能力を持ち、クリーンルームでは ISO 14644-1 Class 1 に相当する世界最高水準の清浄度が達成されている。加湿には機械室で生成された超純水が用いられ、通常の加湿器に起因するイオンや放射性不純物の混入を防いでいる。さらに、本研究においては機械室でラドンを除去した極低ラドン濃度の空気を本クリーンルームへ供給することで、粒子汚染だけでなく放射性ガスによる汚染も同時に低減する運用が計画されている。

この環境により、後述の 5.8 の KamLAND-2Zen 用のナイロン製ミニバルーンや低放射能結晶の作成および検出器モジュールの組立をグローブボックスを用いることなく高い放射線純度で実施することが可能となっている。

第 5 章

KamLAND 実験

本章では、大型液体シンチレータ検出器 KamLAND を用いた KamLAND 実験について説明する。KamLAND 実験とは、神岡鉱山地下約 1000 m に設置された KamLAND 検出器を用いた実験であり、原子炉反ニュートリノ、太陽ニュートリノ、地球ニュートリノなどの観測を通じて、ニュートリノの性質解明やそれを用いた物理に大きく貢献してきた。また、同施設では二重ベータ崩壊探索を目的とした KamLAND-Zen 実験も実施されている。

本章の 5.1、5.2 では、KamLAND 検出器や KamLAND-zen 検出器の構成について述べる。内部検出器および外部検出器からなる検出器構造、液体シンチレータおよびバッファオイルの役割、また光電子増倍管 (PMT) の配置と特性について説明する。

次に??では、KamLAND におけるデータ収集システムについて述べる。KamFEE を用いた従来の DAQ 系に加え、宇宙線ミュオン事象後のデッドタイム低減を目的として導入された MoGURA を用いた DAQ 系の構成と役割について解説する。

??では KamLAND-Zen 実験について概説する。 ^{136}Xe を用いた中性子を伴わない二重ベータ崩壊探索の概要を示すとともに、この解析における放射性バックグラウンドについて簡単にまとめる。

??では、KamLAND における事象再構成手法について述べる。波形解析、時間および電荷較正、ミュオン軌跡再構成、ならびに点事象に対する位置およびエネルギー再構成の方法を示し、背景事象の除去および測定精度向上のために用いられている解析方法を整理する。

5.3 では、KamLAND におけるニュートリノや反ニュートリノの測定原理についてまとめる。

本章の後半では、KamLAND における太陽ニュートリノ観測について述べる。太陽ニュートリノは低エネルギー領域の事象であり、検出器内部および周辺環境に由来する放射性バックグラウンドの影響を強く受ける。特に、液体シンチレータ中や検出器表面に由来するラドンおよびその娘核種は、太陽ニュートリノ信号と同一のエネルギー領域に寄与する主要な背景源である。このため、KamLAND では液体シンチレータの純化を通じて内部放射能の低減が図られてきたが、バルーンへ付着したラドンの娘核種が測定の課題として残った。

最後の 5.7 および 5.8 では、将来的な発展として計画されている KamLAND2 および KamLAND2-Zen 実験について触れる。これらの次世代実験では、検出器性能の向上やバックグラウンド低減により、太陽ニュートリノ観測および二重ベータ崩壊探索の感度向上が期待さ

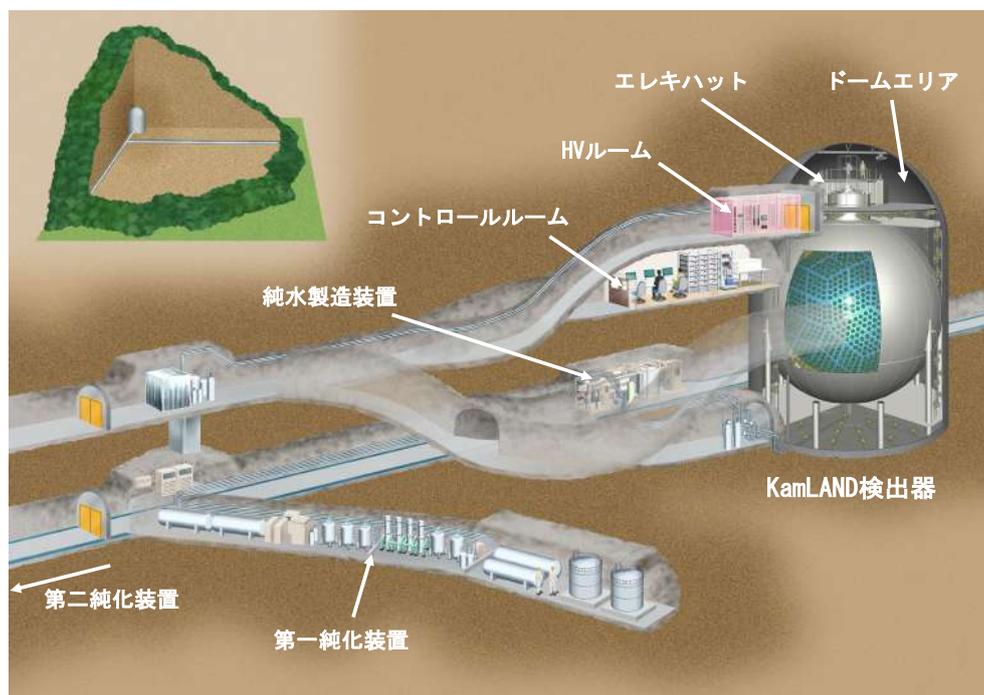


図 5.1 KamLAND 検出器とその周辺の様子

れている。

5.1 KamLAND 検出器

図 5.1 に示すように、KamLAND は神岡鉱山内池ノ山山頂直下約 1000 m に位置しており旧 KamiokaNDE 検出器を改修して建設された。岩盤の厚さは 2700 m の水相当で、宇宙線ミュオンのフラックスが地上のおよそ 10^{-5} にまで抑えられており、宇宙線ミュオン由来の背景事象を大幅に低減することができる。同じトンネルの中には KamLAND 検出器本体だけでなく、光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) の HV ルーム、コントロールルームやエレキハット、純水製造装置や液体シンチレータの第一、第二純化装置、KERNEL なども併設されている。

5.2 検出器の構成

KamLAND 検出器は図 5.2 に示すように内部検出器 (Inner Detector, ID) と外部検出器 (Outer Detector, OD) に大別され、それぞれに PMT が設置されている。ID は直径 18 m のステンレスタンクに囲まれた領域でシンチレーション光を検出して物理観測に利用され、その外側の OD はチェレンコフ光を観測することで宇宙線ミュオンの veto に使用されている。

5.2.1 内部検出器 (Inner Detector, ID)

ID は直径 18 m の球形のステンレスタンクの内側の領域を指し、直径 13 m のバルーンが吊り下げられている。このバルーンの内側は 1 kt の液体シンチレータ (KamLS) で満たされており、外側は無発光性のバッファオイルで満たされている。液体シンチレータ中を荷電粒子が通過すると等方的にシンチレーション光が放出され、タンクの内側に設置された PMT で観測される。さらに ID の中心部には $0\nu 2\beta$ 崩壊探索実験が行われている期間はインナーバルーン (外側のバルーンと区別してこのように呼ぶ) が吊り下げられているが、詳しくは??節で説明する。

KamLAND 液体シンチレータ (KamLS)

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、反応の速さなどを想定し、有機化合物の液体シンチレータが採用されている。

液体シンチレータは以下のような原理で発光する。

1. 荷電粒子の電磁相互作用により、溶媒分子が励起する
2. 溶媒分子の間でエネルギーが伝搬される
3. 溶媒分子から溶質分子へとエネルギーが移行する

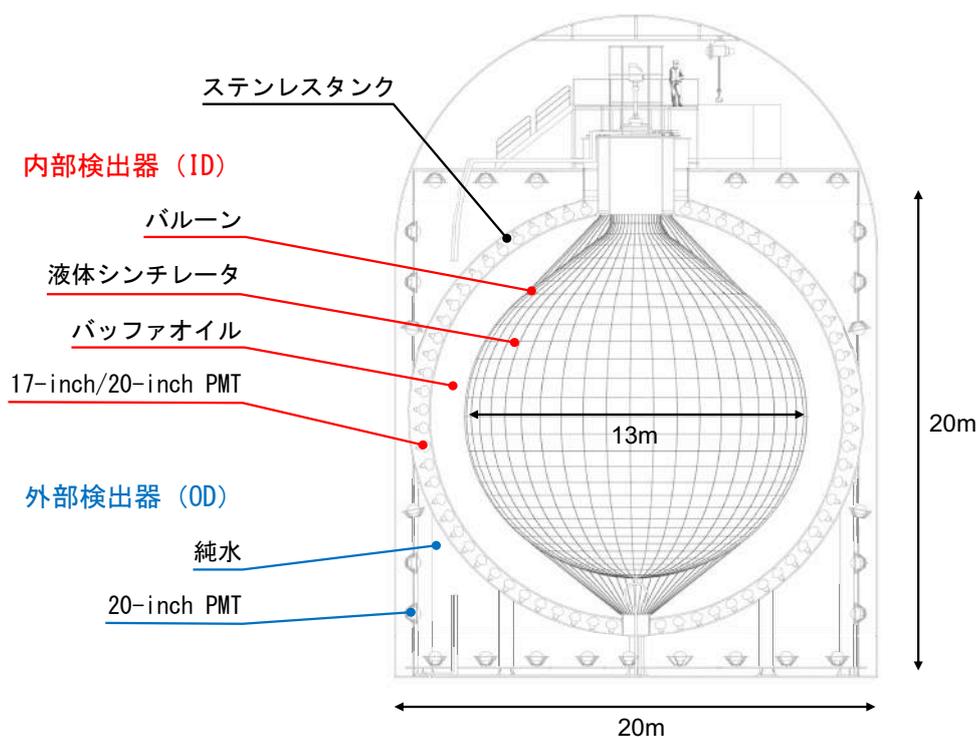


図 5.2 KamLAND 検出器の概略図

4. 溶質分子が励起および脱励起を起こし、発光する

この発光を光電子増倍管 (PMT) で検出する。KamLAND 検出器にはこの液体シンチレータ約 1 kt がバルーン内に満たされており、その構成要素は溶媒としてプソイドクメンが、発光剤としてジフェニルオキサゾールが用いられている。また、密度調整や透過率低下の防止のためにドデカンも使用されている。表 5.1 に KamLS の構成要素をまとめる。

表 5.1 KamLS の構成要素

物質名	分子式	密度	比率
ドデカン	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm ³	80%
プソイドクメン	C_9H_{12}	0.875 g/cm ³	20%
ジフェニルオキサゾール	$C_{15}H_{11}NO$	-	1.36 g/l
KamLS	-	0.77721 g/cm ³	-

バルーンとバッファオイル

バルーンはナイロンとエチレン-ビニルアルコール共重合体からなる厚さ 135 μ m の 5 層のフィルムから構成されており、44 本のケブラーロープで支えられている。バルーンの周囲を満たす無発光性のバッファオイルは KamLS と同程度の密度になるように作られており、バルーンを支える役割を果たす。また、バッファオイルは ID を構成するステンレスタンクや PMT からの γ 線を遮蔽する働きも持つ。さらに、バッファオイルは厚さ 3 mm のアクリル板によって内側と外側に分けられており、このアクリル板は ID の PMT が破砕した場合にその破片が飛び散るのを防いでいる。表 5.2 にバッファオイルの構成要素をまとめる。

表 5.2 バッファオイルの構成要素。比率は体積比を表す。

物質名	分子式	密度	比率
ドデカン	$C_{12}H_{26}$	0.749 g/cm ³	53%
イソパラフィン	C_nH_{2n+2}	0.795 g/cm ³	47%
バッファオイル	-	0.77690 g/cm ³	-

5.2.2 外部検出器 (Outer Detector, OD)

OD は高さ約 20 m、半径約 10 m の円筒形の空洞で、その中は約 3.2 kt の純水で満たされている。この純水は検出器周辺の岩盤からの高エネルギー中性子や β 、 γ 線を遮蔽する働きを持つ。また、水中でのチェレンコフ光を PMT で観測することで、背景事象となるミューオン及びそれ由来する事象の veto に使用されている。2016 年以前は 225 本の PMT が外壁に内向きに設置され

ていたが、PMTの老朽化に伴い正常に動作する本数が減少したため、2016年1月から4月にかけてODの改修工事が行われた。その後は配置や向きを調整した140本のPMTが外壁に設置されている。

5.2.3 光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)

PMTは高い時間分解能を持ち、1光子程度の微弱な光信号を検出できる光センサーである。PMTの光電面に光子が入射すると、光電効果によって光電子が放出される。この光電子は収束電極で加速され、ダイノードへ導かれる。光電子のダイノードへの衝突によって二次電子が放出され、この過程の繰り返しによって最終的には 10^7 倍程度まで増幅される。ダイノードから放出された二次電子群は陽極から取り出され、電気信号へと変換される。図5.3にKamLAND検出器で用いられているPMTを示す。KamLANDでは、複数の型のPMTによってシンチレーション光とチェレンコフ光を観測している。

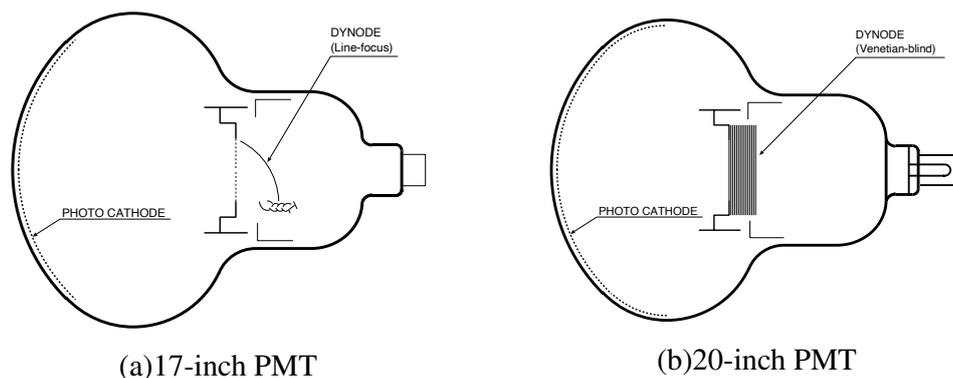


図 5.3 (a)17-inch PMT と (b)20-inch PMT の概略図

ID PMT

IDでは1325本の17-inch PMT (R7250)と554本の20-inch PMT (R3600)がステンレスタンクの内壁に取り付けられており、その被覆率はおよそ34%である。20-inch PMTは旧KamiokaNDE検出器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、そのダイノードはベネシアンブラインド型が採用されている。17-inch PMTは20-inch PMTを改良して作られたもので、ダイノードはボックスライン型が採用されている。

ベネシアンブラインド型ダイノードは、傾斜した薄板電極がすだれ(ブラインド)のように多段に配置された構造を持っている。この構造では、各ダイノードが大きな表面積を有し、電子が広い領域に分散して増倍されたため、高電流耐性および出力の直線性に優れている。そのため、強い光入力や高計数率が要求される用途に適している。その一方、電子はダイノード板の隙間を通過しながら進むため、放出角や位置によっては電極に到達せず失われる電子が生じやすい。したがって、大口径PMTでは電子収集効率が低下する傾向がある。

一方、ボックスライン型ダイノードでは、第1ダイノードが箱状 (box) 電極で形成されるとともに、光電面と第1ダイノードの間に線状の集束電極が配置されている。この集束電極により形成される電場は電子光学レンズとして機能し、光電面から放出された光電子を効率よく第1ダイノードの開口部へ導く。光電子は放出位置や初期角度に分布を持っているが、集束電場によりそのばらつきが補正されるため、大口径 PMT においても高い CE が維持される。このため、高い電子収集効率と優れた時間特性を持っている。

また、PV 比^{*1}は 17-inch PMT の方が大きく、1 光電子 (PhotoElectron, p.e.) 相当の信号の識別性能が高いことを表している。表 5.3 に ID で使用されている 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能をまとめる。

表 5.3 ID 17-inch PMT と 20-inch PMT の性能。λ は入射光の波長を表す。

パラメータ	17-inch PMT	20-inch PMT
有効光電面 (φ [mm])	430	460
ダイノード	ボックス・ライン (10 段)	ベネシアンブラインド (13 段)
量子効率 (λ = 390 nm)	22%	23%
電子走行時間	110 ns	90 ns
電子走行時間の広がり	3.5 ns	7.7 ns
PV 比	3	1.5
ダークレート	22 kHz	40 kHz

OD PMT

2016 年の OD 改修工事前までは 225 本の 20-inch PMT (R3600) が旧 KamiokaNDE 実験から OD PMT として流用されていた。しかし OD 改修工事後は、140 本の新しい 20-inch PMT (R3600-06MOD) に取り替えられ現在まで使用されている。R3600-06MOD の概略図を図 5.4 に示す。この新しい PMT は Super-Kamiokande でも使用されていた型であるが、KamLAND ではより量子効率が高い PMT を使用している。この PMT のうち、さらに光電面を高量子効率 (HQE、High Quantum Efficiency) にした PMT は HQE PMT と呼ばれ、OD において特に検出感度の低い赤道部分と検出器底部の一部で導入されている。また、20-inch PMT だけでは捉えきれない検出器上部を通過するミューオンを検出するため、16 本の 8-inch PMT と 6 本の 5-inch PMT も取り付けられている。表 5.4 に OD で使用されている PMT の性能をまとめる。

^{*1} PMT の電荷分布において 1 光電子相当光のピークとベDESTAL の間にできる谷の比

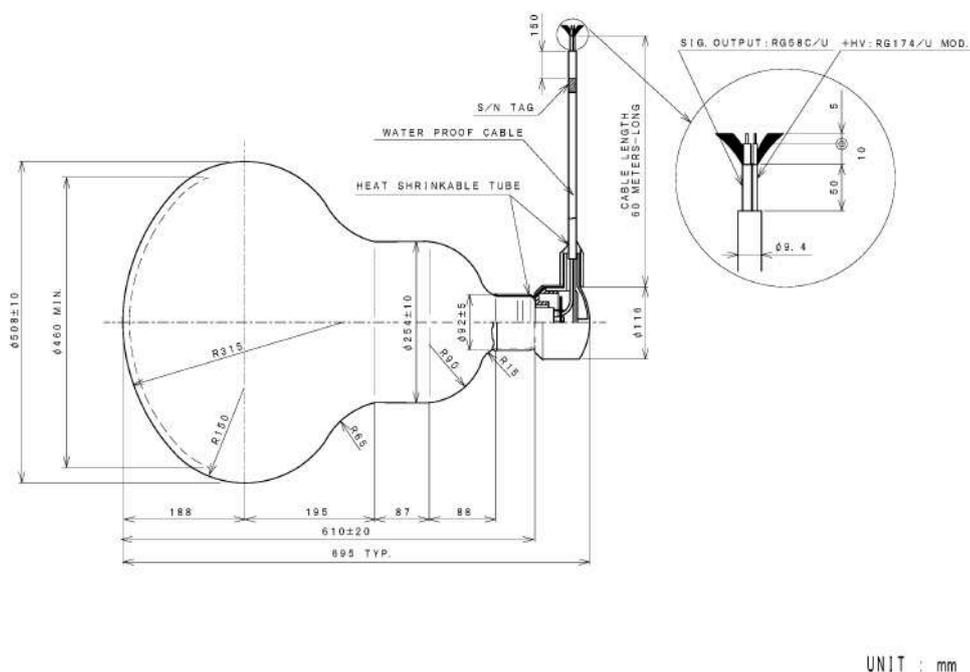


図 5.4 R3600-06MOD の概略図

表 5.4 OD 20-inch PMT の性能。λ は入射光の波長を表す。

パラメータ	OD PMT	OD HQE PMT
有効光電面 (φ [mm])		460
ダイノード		ベネシアンブラインド (11 段)
量子効率 (λ = 390 nm)	20–21%	32%
電子走行時間		95 ns
電子走行時間の広がり		5.9 ns
PV 比		1.6
ダークレート	17 kHz	25 kHz

5.3 KamLAND の検出原理

5.3.1 反ニュートリノの検出原理

液体シンチレータを用いた反電子ニュートリノの検出は次の式の逆ベータ崩壊を検出することに相当する。



実際には以下の手順により検出する。

1. まず陽電子が液体シンチレータ中の電子と対消滅する。

2. 次にそのエネルギーから 511 [keV] のガンマが少なくとも 2 個生じる。
3. このガンマが液体シンチレータ内を通過する際にエネルギーを落とし、シンチレータが励起され発光する。
4. 一方同時に発生した中性子は液体シンチレータ中において弾性散乱を繰り返す中で熱化される。
5. 210 μs 後に液体シンチレータ中の水素原子核に捕獲され重陽子を作り、同時に 2.2 [MeV] のガンマを放出する。
6. これら 2 つの連続する事象はその時間と場所の相関によって、遅延同時計数法によりバックグラウンドノイズ事象から有効に選択することができる。

この反応の閾値は、次式のようにになる。

$$E_{\text{th}} = (m_n + m_e) - m_p \quad (5.2)$$

$$= 1.805 \text{ [MeV]} \quad (5.3)$$

陽電子の質量は中性子の質量に対して十分に小さいため、この反応のエネルギーの大半は陽電子が得る。逆ベータ崩壊反応はエネルギー保存則より、

$$E_{\bar{\nu}_e} + m_p = (T_{e^+} + m_e) + (T_n + m_n) \quad (5.4)$$

$$T_n \simeq 0 \quad (5.5)$$

と書ける。この式を用いると、KamLAND で実際に観測される信号のエネルギー E_{visible} は

$$E_{\text{visible}} = T_{e^+} + 2m_e \quad (5.6)$$

$$= (E_{\bar{\nu}_e} + m_p - m_n - m_e) + 2m_e \quad (5.7)$$

$$\simeq E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ [MeV]} \quad (5.8)$$

である。

5.3.2 ニュートリノ検出原理

一方、太陽ニュートリノの電子ニュートリノの場合には検出方法が大きく異なる。電子ニュートリノの検出は次の式のような電子散乱を検出することに相当する。

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (5.9)$$

5.9 のように、散乱した電子が失うエネルギーの発光を用いるため、太陽ニュートリノ測定においては反ニュートリノ検出のような遅延同時計数法を用いることができない。

反跳電子の運動エネルギーは

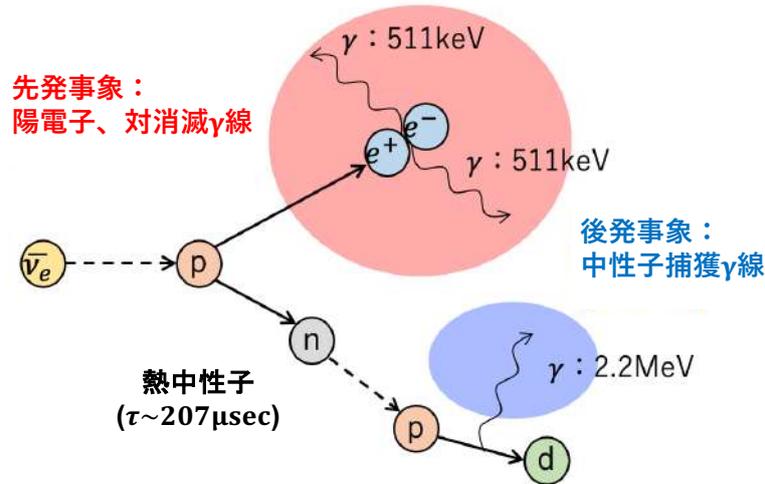


図 5.5 電子型反ニュートリノの反応過程。先発事象と後発事象の遅延同時計数により観測される。

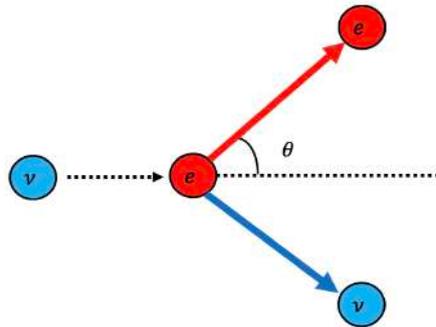


図 5.6 ニュートリノ-電子弾性散乱

$$T_e = \frac{(1 - \cos \theta) E_\nu / m_e}{1 + (1 - \cos \theta) E_\nu / m_e} E_\nu \tag{5.10}$$

となる。また、 $\theta = \pi$ の時に最大値

$$T_{e,\max} = \frac{E_\nu}{1 + m_e / 2E_\nu} \tag{5.11}$$

をとる。

各ニュートリノの反応における最大エネルギーは表 5.5 のとおりである。

ニュートリノと電子の弾性散乱の断面積

ニュートリノと電子の弾性散乱の断面積は標準電弱理論を用いて計算でき、その微分反応断面積は次式のように表される。

表 5.5 太陽ニュートリノの最大エネルギーと反跳電子最大エネルギー [MeV]

ニュートリノ	$\nu_{e \max}$	$T_{e, \max}$
pp	0.420	0.261
pep	1.45	1.23
${}^7\text{Be}$	0.862	0.665
${}^8\text{B}$	16.0	15.7
${}^{13}\text{N}$	1.20	0.99
${}^{15}\text{O}$	1.73	1.51
${}^{17}\text{F}$	1.74	1.52

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[A + B \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 + C \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right] \quad (5.12)$$

ここで T_e 、 G_F 、 m_e 、 E_ν はそれぞれ反跳電子の運動エネルギー、フェルミ結合定数、電子の質量、入射ニュートリノのエネルギーであり、パラメータ A 、 B 、 C は、

$$A = (g_V + g_A)^2 \quad (5.13)$$

$$B = (g_V - g_A)^2 \quad (5.14)$$

$$C = (g_A^2 - g_V^2) \quad (5.15)$$

$$(g_V, g_A) = \begin{cases} \left(2 \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) & \text{for } \nu_e \\ \left(2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right) & \text{for } \nu_\mu, \nu_\tau \end{cases} \quad (5.16)$$

と定義される。 θ_W はワインバーグ角である。 $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ 反応における単ループの輻射補正（電弱相互作用、QCD 及び QED）を考慮すると、式 5.12 の微分反応断面積にかかっている係数は、

$$\frac{G_F^2 m_e}{2\pi} = 4.31 \times 10^{-45} [\text{cm}^2 \cdot \text{MeV}^{-1}] \quad (5.17)$$

となる。反応断面積は、電子の運動エネルギー T_e に関して 0 から $T_{e, \max}$ まで式 5.12 を積分することによって次のように算出される。

$$\sigma_{\text{total}} = 8.96 \times 10^{-44} \frac{E_\nu}{10 [\text{MeV}]} [\text{cm}^2] \quad \text{for } \nu_e \quad (5.18)$$

$$\sigma_{\text{total}} = 1.58 \times 10^{-44} \frac{E_\nu}{10 [\text{MeV}]} [\text{cm}^2] \quad \text{for } \nu_\mu, \nu_\tau \quad (5.19)$$

ν_e と ν_μ, ν_τ の断面積の違いは、 ν_μ, ν_τ の散乱は中性カレントを通してのみ行われるのに対し、 ν_e は中性、荷電カレントの両方が寄与するためであり、 ν_e の断面積は ν_μ, ν_τ のおよそ 6 倍である。

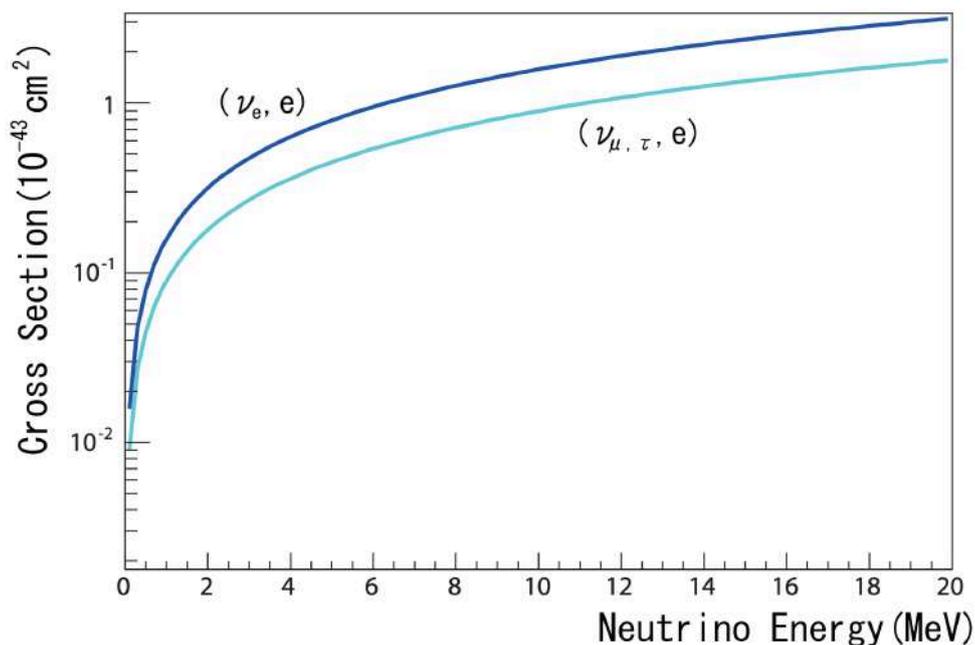


図 5.7 ニュートリノ-電子弾性散乱の断面積 [37]。青線は ν_e と電子の散乱断面積を、水色の線は ν_μ 、 ν_τ と電子の散乱断面積を表す。

5.4 太陽ニュートリノ観測におけるバックグラウンド

5.3.2 で述べたように、太陽ニュートリノの測定では遅延同時計測法を用いる事が出来ない。よってこの観測のためには、液体シンチレータ中の放射性不純物の除去が不可欠である。本章では現在の不純物の定量評価と、低エネルギー太陽ニュートリノ観測に要求される除去率について議論する。

太陽ニュートリノ事象が観測される 2 MeV 以下の低エネルギー領域での KamLAND 検出器の主要なバックグラウンドの原因は以下の通りである。

- 液体シンチレータ中に含まれる放射性不純物 ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K
- 空気中より混入する放射性ガス元素 ^{222}Rn (^{210}Pb), ^{85}Kr , ^{39}Ar
- 周りの岩盤や光電子増倍管より発生する γ 線起因の ^{208}Tl
- バルーンを吊っているケプラー紐から発生する ^{40}K
- 宇宙線 μ 粒子起因の中性子
- 原子核破碎反応によって生じる ^{12}B , ^{12}N , ^9B , ^8B , ^8Li 、中性子を発生する ^8He , ^9Li

液体シンチレータ中の放射性不純物

ここでは液体シンチレータに含まれている放射性不純物である ^{238}U 系列、 ^{232}Th 系列、 ^{40}K 、 ^{14}C について述べる。本研究で焦点を当てている ^{222}Rn は ^{238}U 系列に含まれている。

■ **^{238}U 系列** ウランは天然に存在する元素で、 ^{238}U はウランのうち存在比 99.3% を占めている放射性核種である。 ^{238}U から ^{206}Pb まで崩壊する系列をウラン系列 (^{238}U 系列) と呼び、 ^{238}U が 4.5×10^9 年という非常に長い半減期を持つため、地球誕生以来広範囲に分布して、地球上において恒常的な α 線や β 線の放出源となっている。

^{238}U の放射率は 1.24×10^4 Bq/g である。岩石中のウラン (^{238}U) 濃度は一般に数 ppm (10^{-6} g/g) 程度であり、またステンレスにも数 ppb (10^{-9} g/g) 含まれている。また、石油起源の液体シンチレータにも微量ながら含まれている。

ICP-MS^{*2} 測定の結果、バルーンに 0.018 ppb (0.02 Bq)、バルーンを吊るしているケプラー紐に 0.08 ppb (0.1 Bq) のウランが含まれていることが分かっている [38]。

それぞれの核種の含有量を求める際には、長半減期核種で放射平衡が崩れている事を考慮して、^{*3}

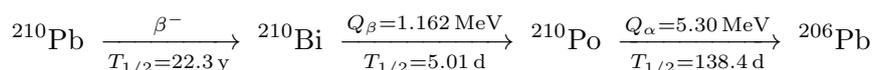
- $^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Pa}$ (^{238}U : 4.468×10^9 year)
- ^{234}U (^{234}U : 2.455×10^5 year)
- ^{230}Th (^{230}Th : 7.538×10^5 year)
- $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ (^{226}Ra : 1600 year)
- $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Po}$ (^{210}Pb : 22.3 year)

のそれぞれについて考える必要がある。 ^{238}U 、 ^{226}Ra の濃度は ^{234}Pa の β 線 ($Q_\beta = 2.27$ MeV) のシングルスペクトルにより求められ、また $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ は以下の崩壊の遅延同時観測により求められる。



^{222}Rn はこの系列に含まれる。

さらに、以下のように、 $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Po}$ の崩壊系列の中では、 ^{210}Bi が崩壊したときの β 線 (1.162 MeV) が放出される。



このように ^{210}Pb の半減期は 22.3 y と非常に長く、同時遅延計測法を用いて識別することができない。さらに、この崩壊過程に含まれる ^{210}Bi は、 ^7Be ニュートリノの観測領域に含まれる

^{*2} Inductively Coupled Plasma Mass : 誘導結合プラズマ質量分析法。代表的な無機元素分析法であり、多くの元素に対して ppb レベルの超高感度分析が出来る。

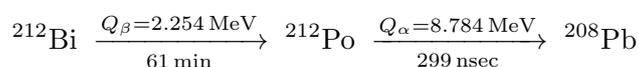
^{*3} 残り 0.7% は ^{235}U で、アクチニウム系列を形成する。

ため、大きなバックグラウンドとなっている。この濃度はシングルスペクトルとそのフィットによって求める事が出来る。

■²³²Th 系列 トリウムは天然に存在する元素で、ほとんどが²³²Thとして存在している。その半減期は 1.40×10^{10} 年と非常に長いため²³⁸Uよりも地殻中で豊富に存在している。その壊変率は 4.06×10^3 Bq/gと²³⁸Uよりも低いため、2核種の環境放射能はほぼ等しくなっている。²³²Thから²⁰⁸Pbまで崩壊する系列をトリウム(²³²Th)系列と呼ぶ(トロン系列とも呼ばれる。)

ICP-MSによる測定よりバルーンから0.014 ppb (0.006 Bq)、ケプラー紐から0.8 ppb (0.33 Bq)の²³²Thが検出されている。

液体シンチレータ中の²³²Th → ²⁰⁸Pbは以下の崩壊の遅延同時観測により求められる。



■⁴⁰K ⁴⁰Kは存在比が0.012%で天然に僅かに存在する放射性金属元素である。KamLANDでは、主に液体シンチレータやバルーン、ケプラー紐に含まれている。⁴⁰Kの半減期は 1.3×10^9 年で、 β 崩壊(89.28%, $Q_\beta = 1311.09$ keV)および電子捕獲反応(10.72%, $Q_{\text{EC}} = 1504.9$ keV)を起こす。

⁴⁰Kの壊変率は 2.59×10^5 Bq/gであり、flame atomic absorption分析によってバルーンから7.2 Bq、またケプラー紐検出器によってケプラー紐から31 Bqの⁴⁰Kが検出され、大きなバックグラウンドとなっている。このためデータ解析では、半径6.5 mのうちバルーン内側の5.5 m以内を有効体積として⁴⁰Kの影響を減らしている*4。

⁴⁰Kのピークは β 線と γ 線を重ね合わせた形になっており、太陽ニュートリノに対して大きなバックグラウンドとなっているため、CNOサイクルのニュートリノやpepニュートリノを観測する上で重要である

■¹⁴C 自然界には3種類の炭素が存在し、その存在比は ${}^{12}\text{C}:{}^{13}\text{C}:{}^{14}\text{C} = 0.989:0.011:1.2 \times 10^{-12}$ となっている。このうちバックグラウンド源となる半減期5730年の¹⁴Cは、宇宙線 μ 粒子によって作られる中性子と大気中の¹⁴Nが核反応することで生成される。¹⁴Cは半減期5730年で β 線(0.156 MeV)を放出する。液体シンチレータを構成するノルマルパラフィンやフェニルキシレンの分子は炭素を含んでいるため存在比を考えると¹⁴Cが存在することになるが、石油起源の炭素であるため半減期を考慮すると既に崩壊していると期待される。しかしKamLANDの液体シンチレータ中の¹⁴Cの濃度は0.76 Bq/m³と求められており[38]、石油の精製段階で混入したか、もしくはPPOに含まれていると考えられている。

¹⁴Cは0.3 MeV以下に大きなバックグラウンドとして存在しており、太陽ニュートリノの中で最もフラックスの大きいppニュートリノの観測を困難にしている。また、¹⁴Cにより⁷Be太陽ニュートリノの反跳電子エネルギースペクトルの観測下限値が0.3 MeV付近に制限される。

*4 fiducial cut と呼ばれる手法。

空気から混入する放射性元素

ここでは、空気中から混入する放射性希ガス元素 ^{222}Rn , ^{39}Ar , ^{85}Kr について説明する。

■ ^{222}Rn 前ページでも示したように、U系列の放射性元素であり、坑内の空気によく含まれる。6.3.2 で示すが、崩壊の際に90パーセントがイオン化し、ナイロン性のバルーンに付着、その後崩壊して生成される ^{210}Pb や ^{210}Bi による崩壊事象が観測のバックグラウンドとなる。一度バルーンに付着してしまうと、バルーンを取り出さない限り除去することができず、後述の 5.5 の純化で取り除くことはできない。

■ ^{85}Kr ^{85}Kr は天然には存在しない放射性希ガス元素である。原子炉から使用済み核燃料を取り出す際、化学反応性が極めて低いので容易に大気中に放出される。世界の核再処理工場で ^{85}Kr は除去されることなく工場排気として環境中に放出され、現在大気中の濃度は約 1 Bq/m^3 となっている。

^{85}Kr は半減期 10.76 年で β 崩壊する。半減期が長いこと KamLAND 内部に混入した ^{85}Kr はバックグラウンドとして存在し続け、 ^7Be ニュートリノの観測領域を完全に覆っている。 ^{85}Kr の量は有効体積半径 5.5 m におけるシングルスペクトルのフィットにより見積もられている。

■ ^{39}Ar Ar は無色、無臭の希ガス元素で、空気中に 0.93% 存在しており、希ガス元素の中では最も多く空気中に存在している。放射性希ガス元素 ^{39}Ar は半減期 269 年で β 崩壊する。大気中に約 $1.68 \times 10^{-3}\text{ Bq/m}^3$ 存在している。 ^7Be ニュートリノ観測のバックグラウンドとなるが、Kr の量より低いので、Ar の量はほとんど影響がない。

ミューオンによる原子核破碎反応

KamLAND 検出器は地下 1000 m に設置されているため宇宙線 μ 粒子の影響が地上に比べ約 10 万分の 1 と少なくなっており、KamLAND 検出器におけるカウントレートは 0.34 cps となっている。その一方高エネルギーの宇宙線 μ 粒子が検出器内で原子核破碎反応 (spallation) を起こし、中性子や様々な不安定核 (spallation products) を生成する。表 5.6 にそれぞれを示す。

これらの励起原子核は β 線や γ 線、中性子を放出する。この中で特に中性子は遅延同時計測に対して非常に大きなバックグラウンドとなっている。また高エネルギー領域ではミューオンを先発信号とし、その際に放出される中性子を遅延信号とするバックグラウンドも存在する。一方、中性子が陽子や炭素原子に捕獲された際に放出する γ 線はエネルギー的に分かっているため、キャリアレーションとして用いられている。

この中で ^{11}C が ^7Be ニュートリノ、CNO ニュートリノ、pep ニュートリノ観測に対する大きなバックグラウンドとなっている。 ^{11}C は元々液体シンチレータに含まれている元素ではないので純化によって取り除く事は出来ない。 ^{11}C を検出するためにはその生成反応である中性子原子核破碎反応による β 線を観測しなければならないが、現在の KamLAND のエレクトロニクスでは宇宙線 μ 粒子通過後のオーバーシュート現象により、デッドタイムが生じている。現在、この

表 5.6 KamLAND におけるミューオン核破碎事象による同位体生成率 [4]

核種	半減期	エネルギー [MeV]	崩壊モード	生成率 [events/kton/day]
^{12}B	29.1 ms	13.4	β^-	54.8 ± 1.5
^{12}N	15.9 ms	17.3	β^+	2.2 ± 0.5
^8Li	1.21 s	16.0	$\beta^- \alpha$	15.6 ± 3.2
^8B	1.11 s	18.0	$\beta^+ \alpha$	10.7 ± 2.9
^9C	182.75 ms	16.5	β^+	3.8 ± 1.5
^8He	171.7 ms	10.7	$\beta^- \gamma n$	1.0 ± 0.5
^9Li	252.2 ms	13.6	$\beta^- \gamma n$	2.8 ± 0.2
^{11}C	29.4 min	1.98	β^+	1106 ± 178
^{10}C	27.8 s	3.65	$\beta^+ \gamma$	21.1 ± 1.8
^{11}Be	19.9 s	11.5	β^-	1.4 ± 0.3
^6He	1.16 s	3.51	β^-	—
^7Be	76.9 日	0.478	EC γ	—

デッドタイムを抑制できるようなシステムの開発がなされている。

5.5 KamLS の純化

KamLAND での主な観測対象となる $\bar{\nu}_e$ や ν 事象の背景事象を除去するため、KamLAND 建設時に ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K などの放射性不安定同位体を取り除くため第一純化装置によって KamLS とバッファオイルの純化が行われた。しかし、第一純化装置 (図 5.8) による液液抽出と窒素パージでは、 ^{85}Kr や ^{210}Pb のような同位体は除去しきれなかった。前述のように、これらの物質による反応は、数 MeV 程度の低エネルギーの太陽ニュートリノ解析において背景事象となるため、KamLAND で観測が始まった以降も更なる純化が必要となった。この純化作業は新設された第二純化装置 (5.9) で行われ、各同位体は沸点の違いを利用して蒸留によって除去された。純化期間は 2007 年 3 月 12 日から 2007 年 8 月 1 日と 2008 年 7 月 16 日から 2009 年 2 月 6 日の 2 度にわたって行われた。

5.6 KamLAND での太陽ニュートリノ測定 [1]

純化後の 2009 年 4 月 7 日-2011 年 6 月 21 日までの間の太陽ニュートリノの測定結果を図 5.10 に示す。

目標であった ^{85}Kr は除去できたが、 ^{210}Pb は十分に除去できず、 ^7Be ニュートリノ観測に大きな影響を与えた。この解析から得られた ^7Be ニュートリノのフラックスは、 $\Phi_{\nu_{7\text{Be}}} = (3.26 \pm 0.52) \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と、精度はおおよそ 20% と Borexino 実験の約 2% と比べて大きな結果となってしまった。この主要な原因として、図 5.11 や表 5.7 のようにバルーン表面に残った

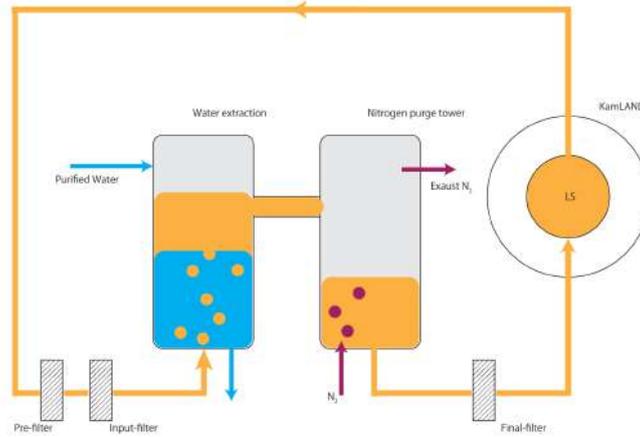


図 5.8 第一純化装置の概略図 [39]

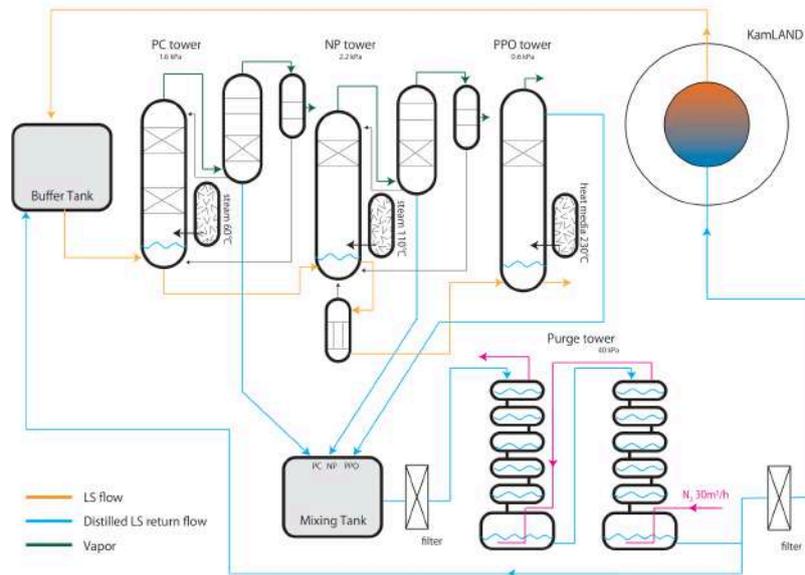


図 5.9 第二純化装置の概略図 [39]

^{210}Pb が供給源となり、LS の温度分布や密度分布の違いによる対流から、LS 全体に広がりこれらのニュートリノの観測範囲に覆い被さったことだと考えられている。この表面に残った ^{210}Pb は、KamLAND バルーンのインストール時に高濃度の ^{222}Rn が含まれる坑内空気を用いたことである可能性が高く、次世代検出器である KamLAND2 導入時には対策がなされる予定である。

5.7 KamLAND2 検出器

KamLAND 実験では、液体シンチレータを用いた世界最大級の低バックグラウンド検出器として、地球ニュートリノ測定や原子炉ニュートリノの振動実験などを高精度に行ってきた。一方で、 ^7Be 太陽ニュートリノ測定においては、検出器内部に由来する放射性バックグラウンド、特に ^{210}Pb – ^{210}Bi – ^{210}Po の事象が原因となり、統計精度および系統誤差の面で大きな制約を受けて

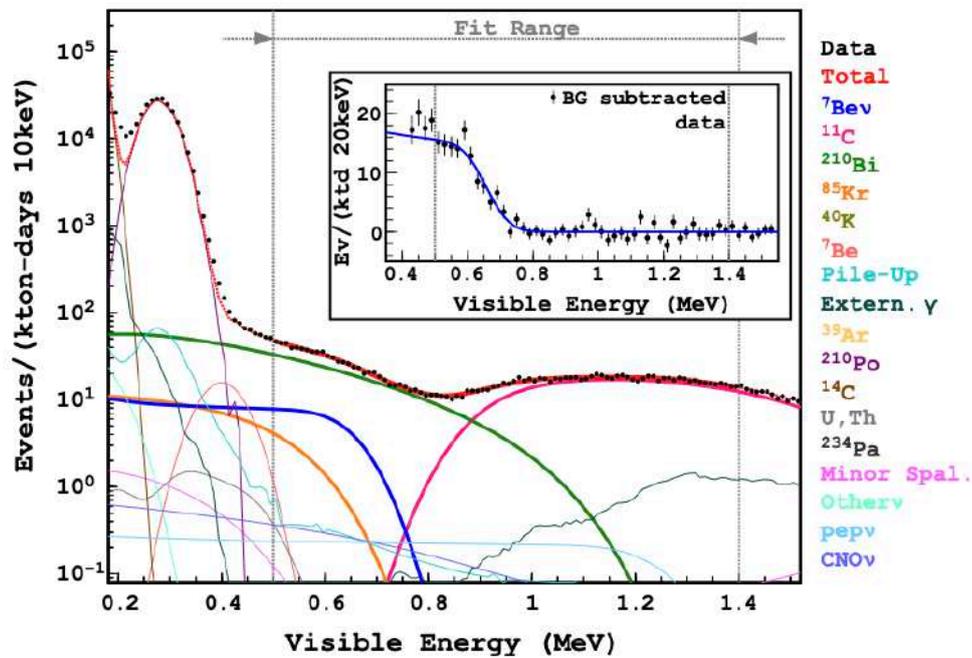


図 5.10 KamLAND での太陽ニュートリノ測定結果: 後述の図 5.11 の ^{210}Pb によるレートが最も小さい場所である Rank1 での結果

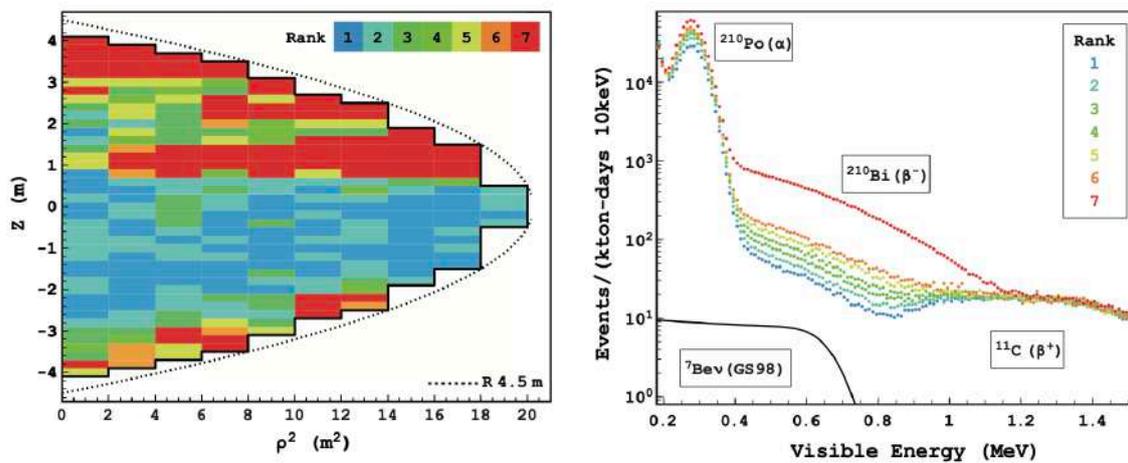


図 5.11 KamLAND での ^{210}Pb バックグラウンド: Rank は各場所での ^{210}Pb のレートの大きさによって決められている

表 5.7 KamLAND における太陽ニュートリノ観測でのバックグラウンドの値:PMT ガラス、ケプラー紐などの構成材料に含まれる ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K の放射能は、建設時に行われた実験結果によるもの。また、ナイロンバルーンおよび液体シンチレータ中の ^{210}Bi および ^{210}Po は、 ^{214}Bi - ^{214}Po 遅延同時計測および低エネルギーエネルギースペクトルから直接評価された。同様に、 ^{85}Kr や ^{11}C などの内部バックグラウンドもスペクトルから決定された。[40]

放射性核種	起源	崩壊率 [Hz]
^{14}C (pileup のみ)	液体シンチレータ	3582
^{210}Po	液体シンチレータ	1.9
^{210}Bi	液体シンチレータ	0.10
^{85}Kr	液体シンチレータ	0.010
^{11}C	液体シンチレータ	0.01156
^{210}Po	ナイロンバルーン	80
^{210}Bi	ナイロンバルーン	200
^{238}U	ナイロンバルーン	0.26
^{232}Th	ナイロンバルーン	0.054
^{40}K	ナイロンバルーン	14
^{238}U	ケプラー紐	1.3
^{232}Th	ケプラー紐	2.97
^{40}K	ケプラー紐	34
^{238}U	PMT ガラス	7.78
^{232}Th	PMT ガラス	6.48
^{40}K	PMT ガラス	2.76
^{238}U	ステンレス鋼	20.7
^{232}Th	ステンレス鋼	8.14
^{40}K	ステンレス鋼	2.48
^{208}Tl	周囲岩盤	34

いた。そのため、次世代実験である KamLAND2 実験 (図??) では、以下のような改善策が考えられている。

5.7.1 光電子量の増加

光電子量の増加のため、以下の光学系の導入を予定している。

1. 高量子効率 PMT の導入：1.9 倍
2. 六角形集光ミラーの取り付け：1.8 倍

これによって、集光率が約 3.4 倍に増加し、エネルギー分解能および、位置分解能、粒子識別能力の向上につながる。その結果、事象位置分解能の向上や、宇宙線ミューオンによる KamLAND2

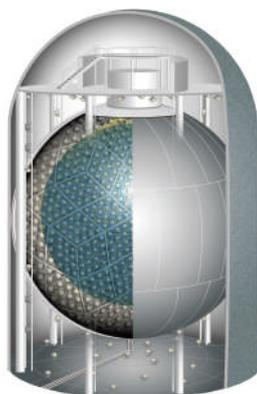


図 5.12 KamLAND2 検出器

中の原子核破碎背景事象の検出効率の向上によりバックグラウンドの低減の発展に期待される。

5.7.2 バルーンのクリーン化

5.6 で述べたように、KamLAND 実験のバルーンインストール時に高濃度の ^{222}Rn (約 1000 Bq/m^3) の空気を用いていたことで、バルーン表面が ^{210}Pb で汚染された。KamLAND2 のバルーン実装時には、この ^{222}Rn による汚染を防ぐために、KERNEL の空気純化システム 4.1.2 で作成された坑内空気の 10 万分の 1 以下となる 10 mBq/m^3 よりも低い空気を導入する予定である。これによって、バルーン表面の ^{210}Pb の量をほとんど無視できるようになり、LS 内の ^{210}Pb の事象のみとなり、全体として現在の $1/1000$ 以下の値に低減できる可能性があり、 ^7Be 太陽ニュートリノと同程度かそれ以下の値にまで削減されることが期待される。これにより、 ^7Be 太陽ニュートリノの高精度観測につながる可能性がある。

5.7.3 MoGURA2

KamLAND2 では新型回路 MoGURA2 を導入し多量のバッファの確保と高速演算を行うことで、宇宙線ミュオンによるデッドタイムを解消するシステムの実現を目指している。これにより、宇宙線ミュオンの核破碎事象後の中性子事象検出効率が高まることが期待され、太陽ニュートリノ測定においても ^{11}C の検出向上につながる。

5.8 KamLAND2-zen 検出器

KamLAND-Zen 実験では世界最高水準の感度で $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索を行っていたが、依然として有意な $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の検出に至っていない。この課題は観測期間を延長することで解決するのは難しいと考えられている。そのため、KamLAND2 検出器建設直後に、更なる感度向上を目指

した検出器の改良 KamLAND2-zen 実験 (図??) が行われる予定である。以下にその予定案を述べる。

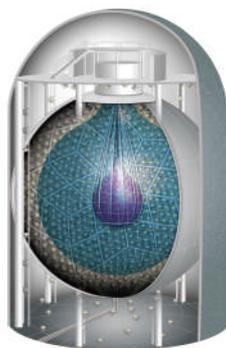


図 5.13 KamLAND2-zen 検出器

5.8.1 シンチレーションミニバルーン

KamLAND2-Zen では、 ^{214}Bi - ^{210}Po 崩壊系列に由来するバルーン表面バックグラウンドを低減するため、新たにシンチレーションバルーンの導入を予定している。従来のミニバルーンでは、 α 線のエネルギーがミニバルーン膜で吸収されていたため、 ^{210}Po による崩壊を効率良く識別することができなかった。これに対して、KamLAND2-Zen では発光性フィルムを用いたシンチレーションバルーンを採用し、 α 線がバルーン自身でシンチレーション光を発生する構造をとることで、 ^{210}Po を直接検出可能とする。特に、ポリエチレンナフタレート (PEN) フィルムを用いることで、バルーン表面で発生する α 線事象を高効率で同定できると期待されている。

このシンチレーションバルーンによる表面事象の特定と、5.7.1 で述べた光検出系の改良による集光率の向上を組み合わせることで、KamLAND2-Zen では全体として有効検出効率が大きく向上し、最終的におよそ 5 倍の感度向上が達成されると期待されている。

第 6 章

高感度 80L ラドン計

6.1 ラドンの特徴

ラドン (Radon) は原子番号 86 の放射性希ガスである。化学周期表では第 18 族元素に分類されている。ラドンは安定な同位体は存在せず、すべて放射性同位体として存在している。同位体として ^{222}Rn , ^{220}Rn , ^{219}Rn が存在し、それぞれウラン系列、トリウム系列、アクチニウム系列の中で生成されるため、これらはラドン、トロン (Thoron)、アクチノン (Actinon) と呼ばれている。こ本論文ではこの内のラドンに関する議論を行い、基本的にトロンとアクチノンに関しては考えない。ウラン系列の崩壊に関しては図 6.1 に示す。

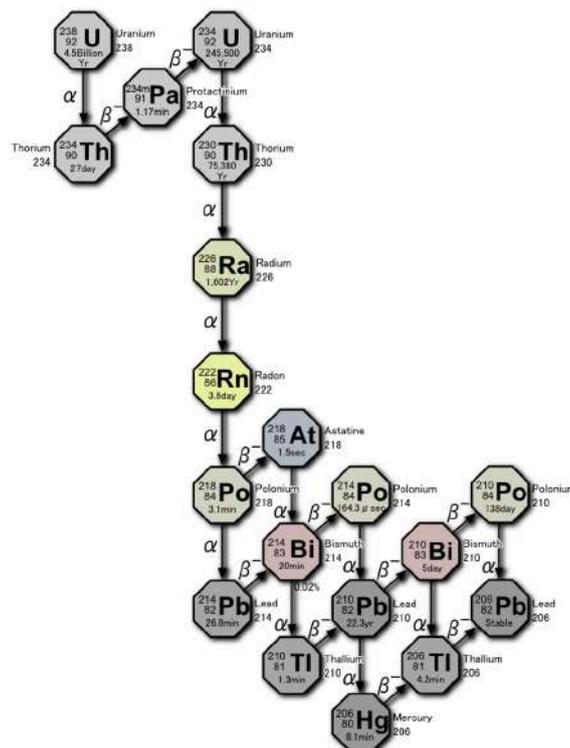


図 6.1 ウランの放射性壊変系列

ラドンの化学的な特徴を表にまとめた。ラドンの半減期は 3.82 日である。また、イオン化エネルギーが高く、電子親和力が 0 なので、非常に単体性の強い元素となっている。

表 6.1 ラドンの化学的特徴

原子番号	86
質量数	222
原子半径	2.4 Å
融点	-71.0 °C
沸点	-61.9 °C
密度	9.9 g/m ³
イオン化エネルギー	10.748 eV
電子親和力	0

自然環境における典型的なラドン濃度は表のようにまとめられる [41]。このように、地下内ではラドン濃度が極めて高いことが分かる。

表 6.2 自然環境における典型的なラドン濃度

場所	ラドン濃度 [Bq/m ³]
大気	0.5~1.0
室内	30~80
地下	$1 \times 10^3 \sim 4 \times 10^6$
地下水	$3 \times 10^3 \sim 4 \times 10^7$

6.2 高感度 80L ラドン計

6.2.1 検出器概要

本研究では、図 6.2 で示すようなステンレス製の円筒型をしたラドン検出器を用いた。この検出器上部の内部には、半導体検出機 (PIN Photo Diode, 以下 PD) がセラミック製のフィードスルーから伸びる電極に取り付けられている。フィードスルーと容器の接合部には、外部からのガスリークを防ぐために銅製ガスケットを挿入した。また、PD からの信号を取得するため、容器外部には高電圧回路およびプリアンプを接続した。

本検出器は静電捕集法に基づき、検出器内部の空気中に含まれるラドン濃度を測定する。容器上部に高電圧を印加して内部に電場を形成し、ラドン壊変により帯電状態で生成される娘核種を PD 表面へ捕集する。その後、捕集された娘核種が再び崩壊する際に放出する α 線を PD で検出することで、崩壊数を計数しラドン濃度を算出する。

容器内部表面には電解複合研磨処理を施し、容器表面からのラドン放出や表面によるラドン吸着を極力低減することで、測定の際のバックグラウンド寄与を抑制している。



図 6.2 高感度 80L ラドン計

6.2.2 検出原理

ラドン娘核種のうち、 ^{218}Po 、 ^{214}Pb 、 ^{214}Bi は正に帯電した状態で存在する傾向がある [42]。特に、 ^{218}Po は 90 % 以上が正に帯電した状態で存在する。これらの正に帯電した娘核種を電場によって PD に集めることが、静電捕集法の特徴である。

PD に集められたラドンの娘核種は、その表面で崩壊する。この時放出される α 線を検出することでラドンの娘核種の崩壊数を数える。1 日に検出した崩壊数 [CPD(Counts Per Day)] とラドン濃度 [mBq/m^3] は以下のように結び付けられる。

$$\text{ラドン濃度 } [\text{mBq}/\text{m}^3] = \frac{\text{崩壊した } \alpha \text{ 線の検出数 [CPD]}}{\text{較正係数 } [\text{CPD}/(\text{mBq}/\text{m}^3)]} \quad (6.1)$$

ここで、較正係数は崩壊数からラドン濃度に変換する係数であり、単位は [$\text{CPD}/(\text{mBq}/\text{m}^3)$] である。較正係数については、6.3.2 で詳細を説明する。

6.2.3 半導体 PIN Photo Diode(PD)

本研究で用いた PIN フォトダイオード (PD) は、P 型半導体層 (P 層)、真性半導体層 (Intrinsic 層)、N 型半導体層 (N 層) の三層構造を有する光検出素子である。P 層および N 層にはそれぞれホールおよび電子が多数キャリアとして存在し、これらに挟まれた真性層はキャリア濃度が極めて低いいため、逆バイアス電圧を印加することでこの領域に広い空乏層が形成される。空乏層に入射した光子は電子・正孔対を生成し、内部電界によって高速で分離・収集され、電流信号として読み出される。真性層が厚い PIN フォトダイオードは、従来の PN 接合型フォトダイオードに比べて空乏層が広く、光電変換効率や信号収集速度が向上している。また、寄生容量が低いため雑音が抑制され、高速かつ高感度な光検出が可能となる。

本研究では、浜松ホトニクス社製の Si PIN フォトダイオード (HAMAMATSU-S3204-09) を

用いた(図 6.3)。この PD は受光面のサイズが 18 mm × 18 mm で、p 層と n 層の間にある空乏層の厚さは 3 mm である。逆バイアス電圧は 100 V まで印加することができる。感度波長範囲は $\lambda = 340\text{--}1100\text{ nm}$ で、最大の量子効率 $\lambda = 960\text{ nm}$ で 85% である。PD の表面が p 層になり、この面に帯電した娘核種 $^{218}\text{Po}^+$ 、 $^{214}\text{Bi}^+$ などが集められる。そして、集められた娘核種の α 崩壊により生じた α 線が PD で捉えられ、信号として読み取る。



図 6.3 PIN フォトダイオード

PIN Photo Diode の主な特徴は以下のようによまとめられる。

- α 線に関して、エネルギー分解能が優れノイズが少ない
- 広範囲のエネルギーにおける、パルス波高と放射線エネルギーの応答特性の優れた比例性、高速応答
- 小型が容易で、検出効率が高い
- 真空中でも動作可能
- 磁場の影響を受けにくく、長寿命

6.2.4 フィードスルー

フィードスルーは、PIN フォトダイオードと後述の電気回路を接続するために、ラドン検出器上部のフランジに取り付けられる絶縁機構であり、セラミックで構成されている。本測定では、このフィードスルーを図 6.5 に示すように設置した。フィードスルーの内部からは長さ 5 cm の電極が検出器内部へ伸びており、その先端に後述の PIN フォトダイオードが取り付けられている。セラミックで構成されていることにより、高電圧を印加しても検出器壁面と導通することなく電気的絶縁が保たれることで、内部電極と外部回路を安全に接続できる構造となっている。

6.2.5 電気回路

ラドン検出器の上部には図 6.8 のように上段に前段増幅回路、下段に高電圧分配回路の二つのプリント基板が取り付けられている。

前段増幅回路は PIN フォトダイオードからの信号を電荷敏感増幅器により電圧パルスに変換



図 6.4 セラミック部

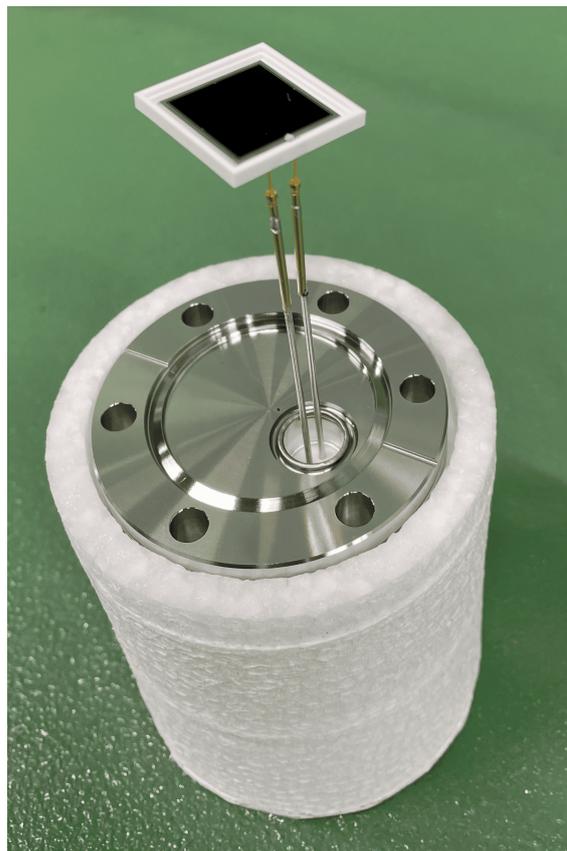


図 6.5 フィードスルーと PD

し、反転増幅回路により増幅と正の信号への変換を行うために使用している。高電圧分配回路は高電圧 (-2kV) を PIN フォトダイオードにかけるために使用している。高電圧を PIN フォトダイオードに印加する場合、絶縁体部を通してリーク電流が生じる可能性があり、PIN フォトダイオードからくる信号に影響を与えてしまうため、前段増幅回路と高電圧分配回路はそれぞれにプリント基板を作ることで、物理的に分離されている。それぞれの回路図は図 6.7 と図 6.8 のようになっている。



図 6.6 前段増幅回路と高電圧分配回路

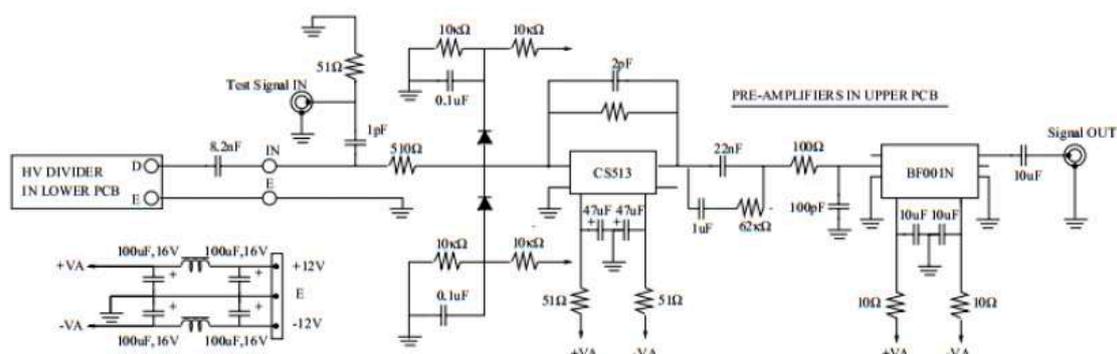


図 6.7 前段増幅回路

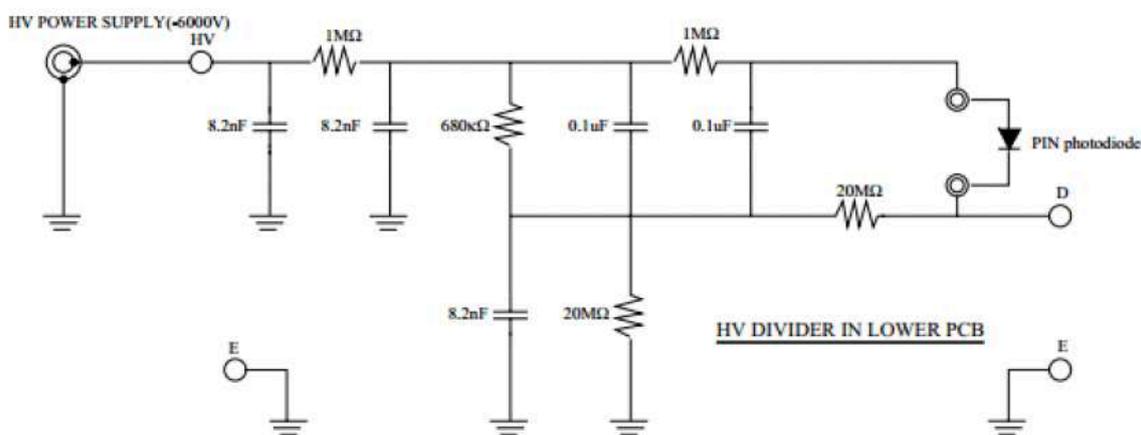


図 6.8 高電圧分配回路

6.2.6 データ収集システム

検出したラドンの娘核種の崩壊数のデータの収集には神岡で開発された ADC ボード回路と、この ADC ボード回路が接続された Raspberry Pi を用いた。

ADC ボード回路はインピーダンス値 50Ω の LEMO コネクター経由の入力信号に対して、コンパレータ回路やピークホールド回路などを介して、ADC に入力することにより ADC のチャンネル番号に変換してデジタル信号を出力する。検出器からの信号は $0 \sim 1,000 \text{ mV}$ の入力では 8 bit ADC により ADC 変換がされる。これにより、信号は 256 チャンネルからなるヒストグラムとして振幅分布が集計され、Raspberry PI へ送信される。回路の概略図は図 6.9、実際の写真は 6.10 である。

Raspberry PI は C++ ライブラリによって作成されたプログラムにより、ADC ボード回路から GPIO ピンを通して送られた信号を読み出している。受信した信号は 10 分ごとの測定区間で記録され、そのデータが順次積算されていく。詳細は [43] に記されている。

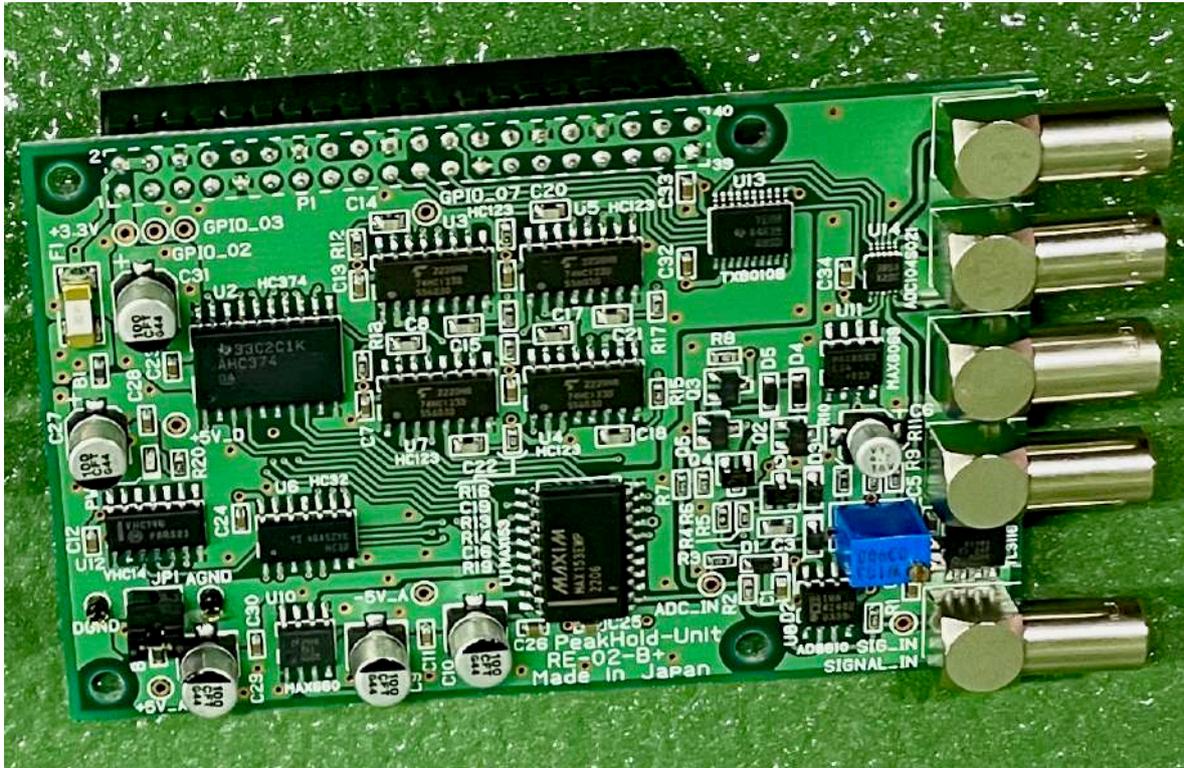


図 6.10 実際の ADC

6.3 較正実験

較正係数は1日における ^{214}Po の崩壊による α 崩壊による崩壊数を計測し、ラドン濃度に変換するための係数である。高感度ラドン計を組み立てて使用するにあたって、この係数の較正実験を行った。

6.3.1 較正係数

ラドン検出器ではラドン娘核種の内の ^{214}Po (6.00 MeV)、 ^{218}Po (7.68 MeV)、 ^{210}Po (5.30 MeV) から放出される α 線を検出する。ラドン検出器で得られる典型的なスペクトルを図 6.11 で示す。較正係数は娘核種によって異なる。今回はこの内の ^{214}Po を用いた。理由は以下の通りである。

- エネルギー領域にノイズが少ない

図 6.11 にあるように、 ^{218}Po 、 ^{216}Po 、 ^{210}Po の α 線のエネルギーの差は小さいため、エネルギー領域が重なってしまう。一方で、 ^{214}Po とこれらの娘核種とのエネルギー差は大きいいため、エネルギー領域が重なる可能性が低く、はっきりと区別ができる。

- 検出効率が高い

^{214}Po 以前のラドン娘核種である ^{218}Po 、 ^{214}Bi 、 ^{210}Po は正に帯電したまま存在する傾向に

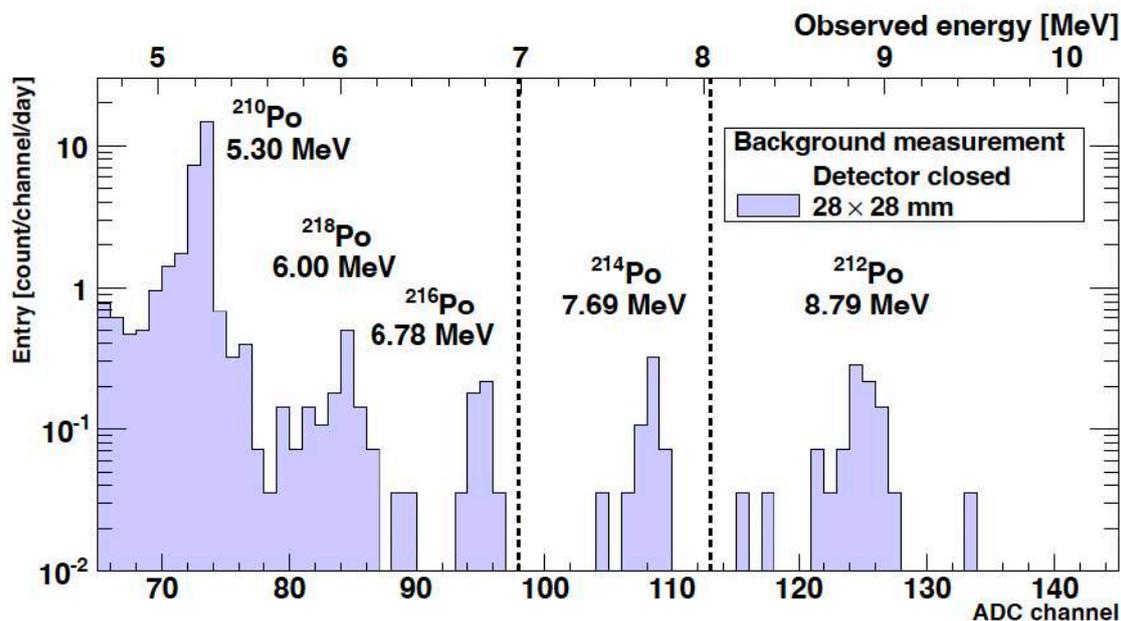


図 6.11 典型的なエネルギースペクトル

ある。また、 ^{218}Po は一度中和されてしまうと静電捕集法によって PD に集めることができなくなってしまうが、 ^{214}Po はこの崩壊に至る過程の中で再度電離が起きる可能性があり、PD に捕集される場合がある。

一方で、 ^{210}Po については、その前の崩壊過程の中で、 ^{210}Pb を経由する。 ^{210}Pb は半減期が約 22 年と崩壊するまでに長い時間がかかる。したがって、 ^{210}Po による α 線の検出はリアルタイム測定に向かない。

6.3.2 較正係数の特性

較正係数の電圧依存性

検出器内の気体中に存在するイオンが電場 E によって移動する場合を考える。イオンは電場によって加速されるが、気体分子との衝突によりエネルギーを失い、エネルギー収支の釣り合ったところである平均のドリフト速度 v_D に落ち着く。イオンの移動度を μ とすると電場とドリフト速度は次の関係式で表せる。

$$v_D = \mu E \quad (6.2)$$

ここで移動度 μ は、イオンと気体分子との散乱断面積や圧力などに依存する。ラドン検出器の PD から距離 l の位置にあるイオンを考えると、イオンが PD に到達するまでの時間は、

$$t = \frac{l}{\mu E} \quad (6.3)$$

となる。PD に到達するまでの時間が短くなると、到達までにイオンが気体と中和される確率が小さくなり、捕集効率が高くなる。較正係数はラドン娘核種の捕集効率を表しているのので、較正係数はラドン検出器に形成される電場 E の強さに依存する。したがって、較正係数はラドン検出器に印加する電圧の大きさに依存する。

静電捕集法は電場によって、正に電場によって帯電している娘核種を PD に集めるのが特徴である。??で述べたように、高電圧分割回路は静電捕集用の電圧と PD 用の逆バイアス電圧を一つの電源から供給する。図 6.12 にあるように、高電圧電源の設定電圧によって逆バイアス電圧も変化するため PD の応答も電圧によって変化する。そのため、印加する電圧によって娘核種のスペクトルのピークおよび、その検出効率が変化する。

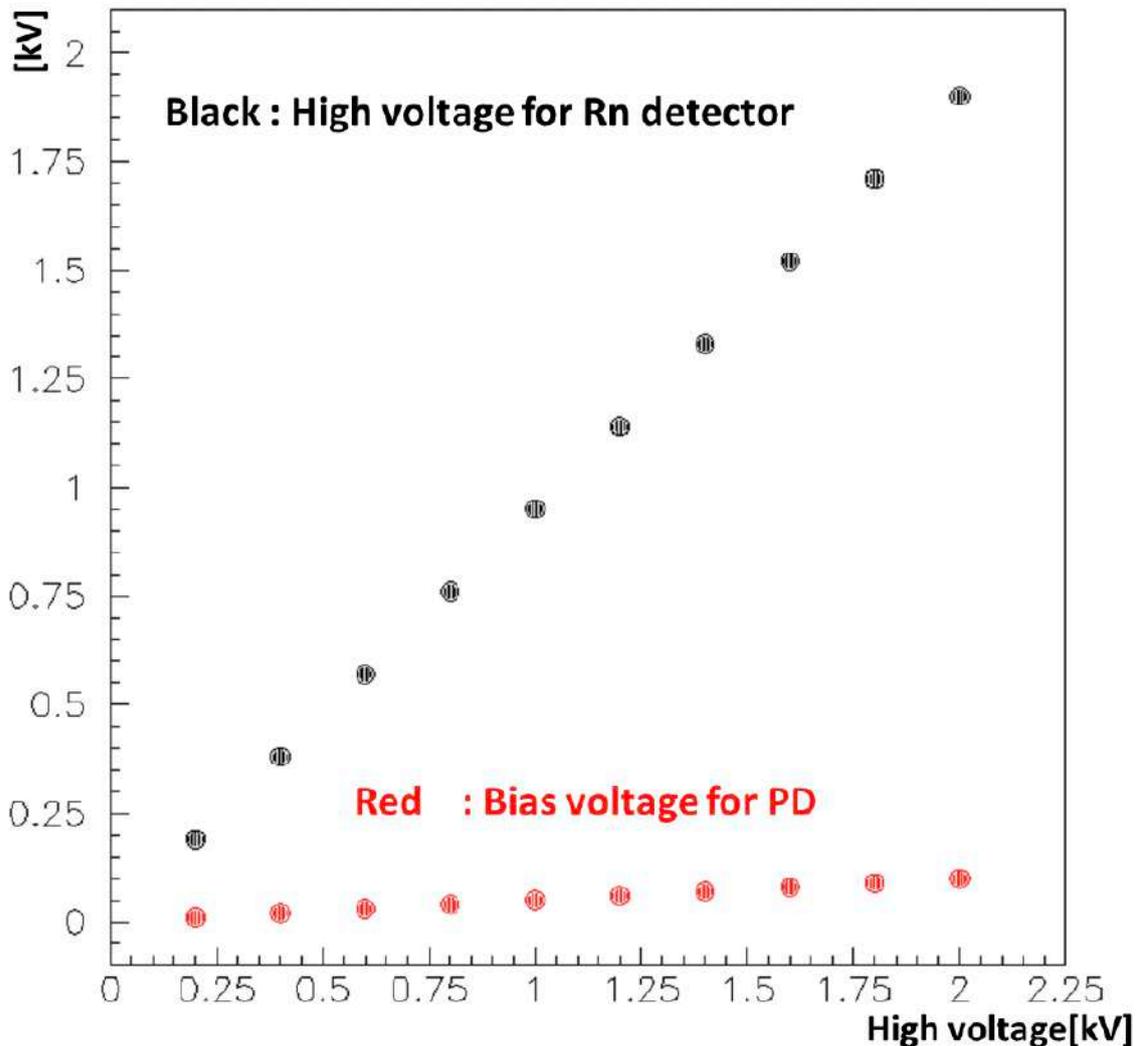


図 6.12 PD の高電圧依存性

較正係数の湿度依存性

検出器内に水分があると、正に帯電しているラドン娘核種が中和される。荷電粒子ではなくなってしまうため、静電捕集法による検出効率は悪くなる。表 6.3 にあるように水分子に比べてラドン娘核種はイオン化エネルギーが小さいため、中和されやすい。特に、 ^{214}Po は 90% 以上が帯電した状態になるが、空気中では酸素と即座に反応して $^{214}\text{PoO}_2^+$ という状態で存在する傾向がある。

元素や分子	イオン化エネルギー [eV]
Ar	15.8 ± 0.0 [44]
N ₂	15.6 ± 0.0 [45]
O ₂	12.1 ± 0.0 [45]
H ₂ O	12.6 ± 0.0 [45]
NH ₃	10.1 ± 0.0 [45]
NO ₂	9.6 ± 0.0 [45]
Po	8.4 ± 0.0 [44]
Po ⁺	19.3 ± 1.7 [44]
PoO ₂ ⁺	10.4 ± 0.1 [42]
Pb	7.4 ± 0.0 [44]
Pb ⁺	15.0 ± 0.0 [44]
Bi	7.3 ± 0.0 [44]
Bi ⁺	16.7 ± 0.0 [44]

表 6.3 イオン化エネルギーの一覧

水分による中和作用は以下の二つでまとめられる。

- エアロゾルの生成による中和
 1. イオン化エネルギーの高い $^{214}\text{PoO}_2^+$ はすぐに空気中の水分子と結合し、 $^{214,218}\text{PoO}_2(\text{H}_2\text{O}_n)^+$ というクラスターを形成する。
 2. クラスターは粒子半径が大きくなり、質量も増えるので移動度が低下する。その後、空気中でエアロゾルと結合して放射性エアロゾルを形成する。この時クラスターの半径の大きさは $0.1 \mu\text{m}$ – $1.0 \mu\text{m}$ になる。
 3. クラスターの大型化に伴い、移動度の低下が顕著となる。結果、電気的な中和現象が生じる確率が高くなり、イオン化エネルギーの高い NO₂ や H₂O と中和する。
- 負電荷の生成による中和

ラドン検出器内部に存在する水分から水酸基 OH が生成されると、これは電子の捕捉剤として次のように働く。



結果的に、帯電していた PoO_2^+ が中和される。

較正係数の湿度依存性を定量的に議論するために、水分子による中和を考える。水分、水酸基、水素基の濃度を $[\text{H}_2\text{O}]$ 、 $[\text{OH}]$ 、 $[\text{H}]$ と定義する。水分子の分解定数を Q 、水素基と水酸基の結合定数を k とする。この時、水酸基の時間変化は次のように表せる。

$$\frac{d[\text{OH}]}{dt} = Q[\text{H}_2\text{O}] - k[\text{H}][\text{OH}] \quad (6.7)$$

平衡状態では OH の時間変化はなく、さらに $\text{H} \approx \text{OH}$ となるので、最終的に以下ようになる。

$$[\text{OH}] = \sqrt{\frac{Q}{K}}[\text{H}_2\text{O}] \quad (6.8)$$

結果的に、中和を引き起こすと考えられる水酸基の濃度 OH は、空気中の水分濃度の $\frac{1}{2}$ 乗に比例する。中和頻度は空気中の水酸基濃度 OH に比例するため、中和頻度を I とすると

$$I \propto [\text{OH}] \sim [\text{H}_2\text{O}] \quad (6.9)$$

となる。次に帯電したラドン娘核種の平均自由行程を考える。平均自由行程が短いことは、中和頻度が多いことを表している。平均自由行程を λ とすると、

$$I \propto -\lambda \quad (6.10)$$

という関係が成り立つ。一方で、較正係数はラドン娘核種の捕集効率であるので、平均自由行程が長いほど、捕集効率は高くなる。したがって、較正係数と平均自由行程には以下の式が成り立つ。

$$\text{CF} \propto -\lambda \quad (6.11)$$

以上の式をまとめると較正係数と空気中の水分濃度には以下のような式が成り立つ。

$$\text{CF} \propto -\sqrt{[\text{H}_2\text{O}]} \quad (6.12)$$

ラドン検出器内部の水分量は絶対湿度として表される。内部の露点を $T_{\text{dew}}[\text{K}]$ とすると、内部の飽和水蒸気圧 $P[\text{Pa}]$ は次のように書ける。

$$P = \exp\left(-\frac{6096.9385}{T_{\text{dew}}} + 21.240962 - 0.02711193 T_{\text{dew}} + 0.00001673952 T_{\text{dew}}^2 + 2.433502 \ln T_{\text{dew}}\right) \quad (6.13)$$

実験系に含まれる気体の温度を T_{air} [°C] とすると絶対湿度 AH [g/m³] は以下ようになる。

$$AH = \frac{0.00794P}{1 + 0.00366T_{air}} \quad (6.14)$$

以上より、実験系の内部で絶対湿度を測定するためには、実験系の内部の気体の温度と露点を測定する必要がある。空気中の水分濃度 [g/m³] が絶対湿度 AH と対応していると考え、較正係数の絶対湿度依存性は、

$$CF = a - b\sqrt{AH} \quad (6.15)$$

と書ける。ここで、導入された a と b はいずれも正の定数とする。

6.3.3 較正実験のセットアップ

この節では、較正実験のセットアップの詳細について述べる。本実験で用いた測定器の製品などを以下に記す。

1. マスフロー: KOFLOC、マスフローメータ 3600
2. 循環ポンプ: IWAKI、BA330SN
3. 露点計: VAISALA、DMT340
4. 圧力計: 長野計器: 小型デジタル圧力計 GC31
5. フィルター: Swagelok、0.5 μm インラインフィルター SS-4FWS-VCR-05
6. 較正線源: 人形峠で採取された 12.5g の鉱石。粉末状でガラス容器内のシャーレに収められており、飛散を塞ぐためにガーゼで包んでいる。
7. 較正用ラドン計: 神戸大からお借りしたもの [46][47]。
8. 80L ラドン計: 今回東北大で組み立てたもの。

本研究では図 6.13 に示すように、ラドン線源を較正用ラドン検出器および 80L ラドン検出器に直列に接続し、循環ポンプによって系内の空気を 1.2 L/min で循環させた。この構成により、両検出器は同一のラドン濃度を同時に測定することができるため、較正用検出器を基準として、被較正検出器の応答を直接比較する二次較正が可能となる。この二次較正の方法を用いることで、ラドンやその娘核種が放射平衡に達するのを待つ必要がなく、短時間で多数の較正点を取得できる。

較正係数の解析手法

本実験では、10 分おきに較正用検出器でラドン濃度を、80L ラドン検出器で ²¹⁴Po のカウントレートを測定し、これらの相関を線形近似することで較正時の露点温度 -37°C における較正係数 CF'' を求めた。

さらに、測定時の絶対湿度条件の違いを補正するため、検出器固有の応答差を表す補正係数 D を導入し、以下のように較正係数を定義した。

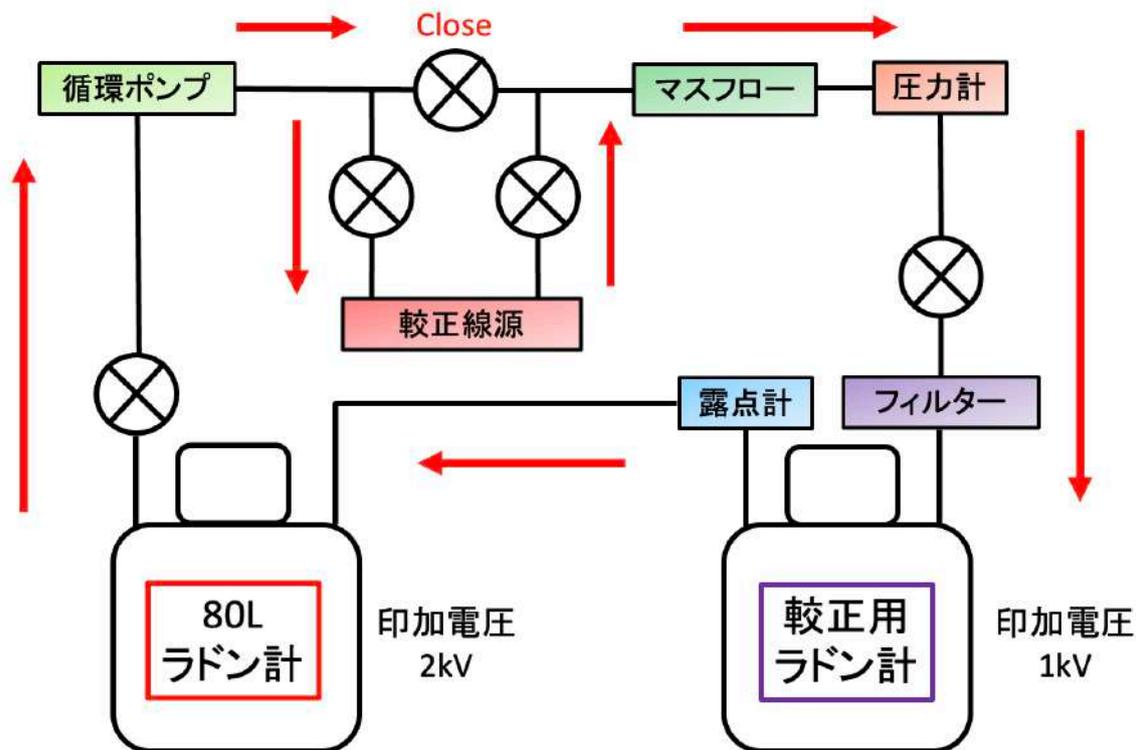


図 6.13 校正実験セットアップ

$$CF'' = D \times CF \quad (6.16)$$

表 6.4 印加電圧 2kV 時の CF の各パラメータ

パラメータ	値
a	2.25 ± 0.05
b	0.29 ± 0.05

ここで、CF は校正用ラドン計で既に求められている校正係数 (図 6.14、表 6.4) であり、CF'' は本研究で用いるラドン計の校正係数である。

補正係数 D は検出器間の電気的特性やその形状の違いに起因する定数であり、絶対湿度には依存しないと仮定した。

6.3.4 校正実験の結果

結果は図 6.15 に示した。このように、東北大で測定された ^{214}Po のカウント数と校正ラドン計で測定したラドン濃度のデータをプロットし、線形フィッティングを行うことで各値を求め、CF'' は 2.069 ± 0.004 と補正係数 D は 0.975 ± 0.026 と算出された。

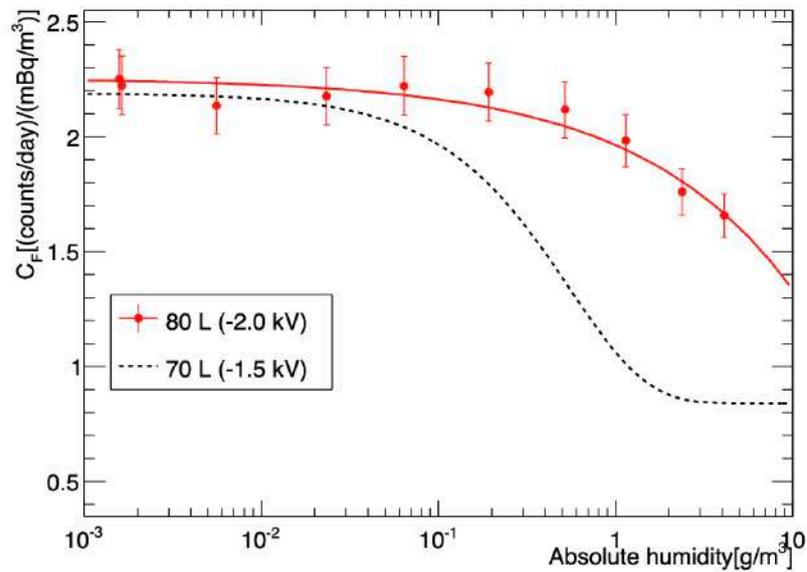


図 6.14 較正ラドン計の CF の絶対湿度依存性

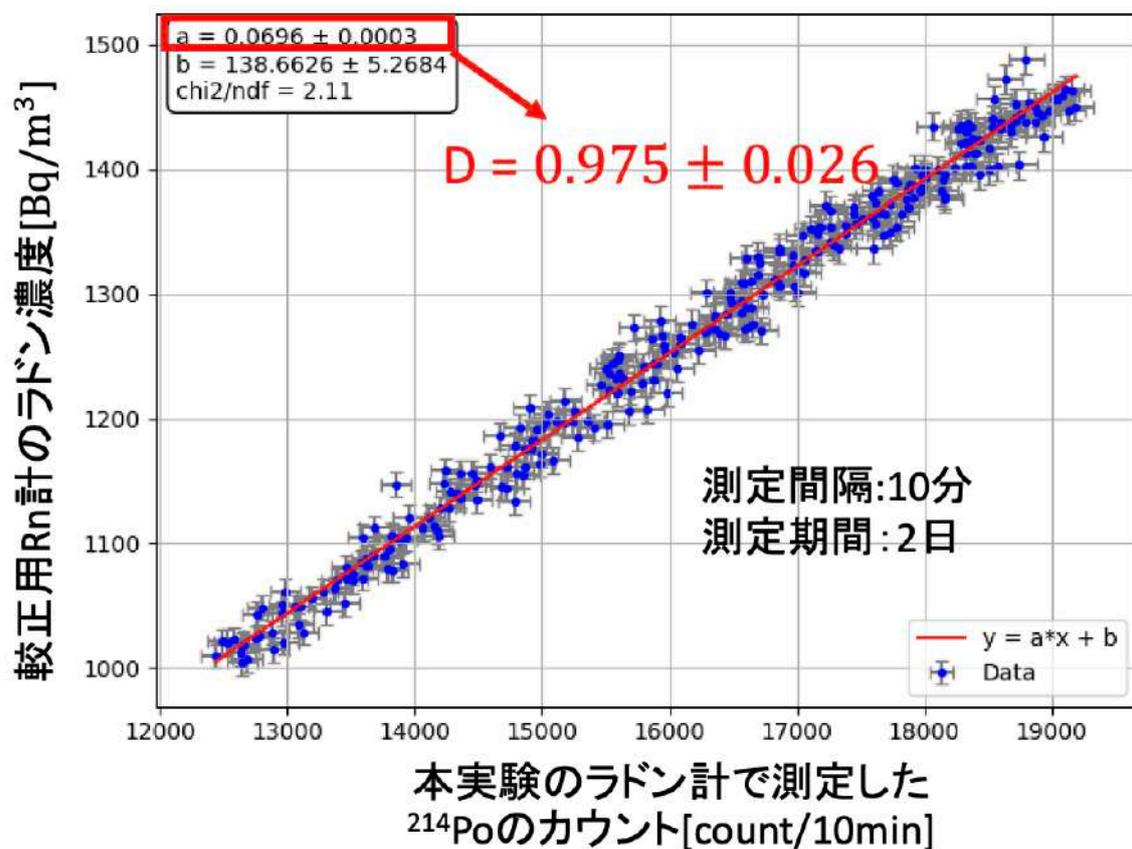


図 6.15 80L ラドン計のキャリブレーション

6.4 バックグラウンド測定

バックグラウンド測定のセットアップ

本測定を行う上で、ラドン計に対してスクロールポンプおよびターボポンプを用いて真空引きを行った。最終的に 1.5×10^{-5} Pa まで引いた。その後、この容器に G1 純空気を流し込み、11/16-11/25 にかけて9日間測定を行った。

バックグラウンド測定の結果

結果のスペクトルを図 6.16 に示す。露点温度は -56°C で、 ^{214}Po のカウントレートは $0.66 \pm 0.27(\text{stat})$ CPD であり、ラドン濃度に変換すると、 $0.31 \pm 0.13(\text{stat} + \text{syst})$ mBq/m³ となった。以上により、空気純化システムの目標である 10 mBq/m³ を測定するのに十分なラドン計であることが確かめられた。

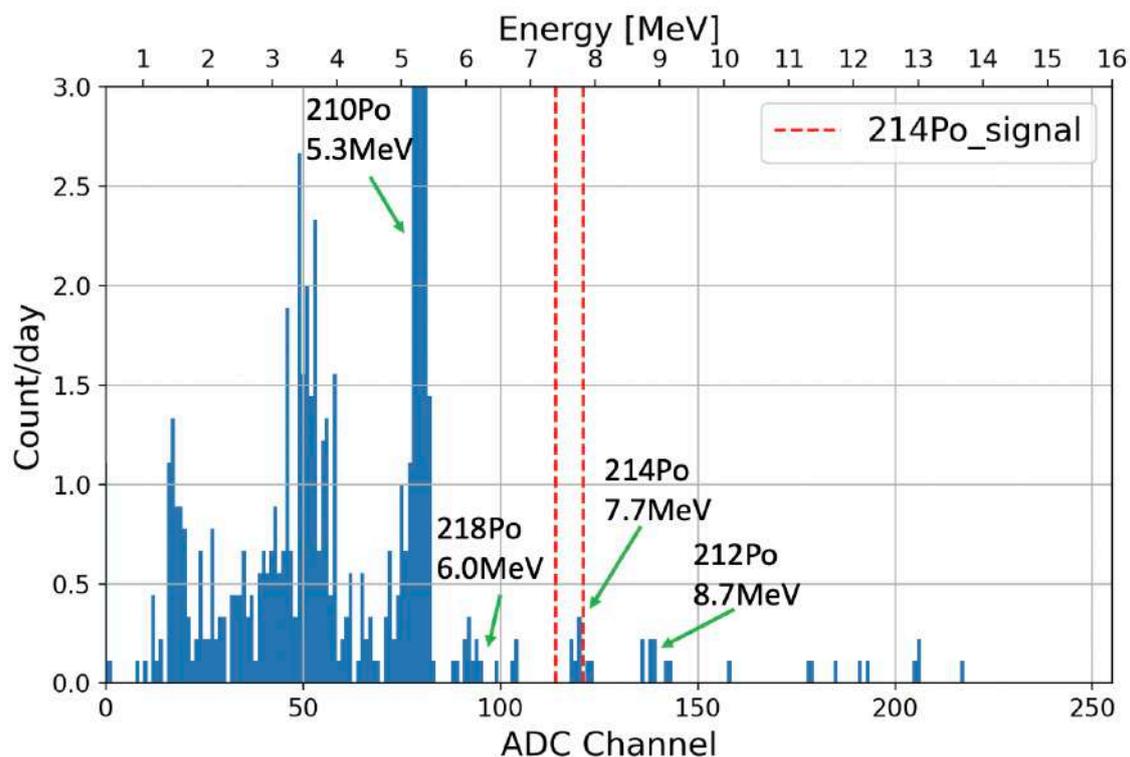


図 6.16 バックグラウンド測定時のスペクトル

以上により、空気純化システムの目標である 10 mBq/m³ を測定するのに十分なラドン計であることが確かめられた。

第7章

空気純化システムの性能評価

7.1 KamLAND の空気システム

神岡鉱山の岩盤には多くのラドンが含まれ、鉱山の内部の空気は地上に比べて 100 倍以上の 1000 Bq/m^3 程度の空気が流れている [43]。KamLAND エリアでは、このような空気が検出器に流れ込むのを防ぐために坑外から空気をコンプレッサーで $900 \text{ m}^3/\text{h}$ を流し込み、この流量の空気を分配して KamLAND ドームエリア、コントロールルーム、第二純化室などに流している。

7.2 空気純化システム

2025 年度に新たに建設された KERNEL エリアの機械室には、KamLAND の空気システム系から供給される空気の一部を使用した空気純化システムが新たに増設された。本システムでは、活性炭塔に総量 250 kg の活性炭を充填し、低温状態で運転することで高効率なラドン除去を目的としている。

本空気純化システムのフローを以下に示す。

1. KamLAND の空気システムから供給される空気の中から、独立したコンプレッサーを用いて坑外空気を最大で流量 $200 \text{ m}^3/\text{h}$ で取り込む。
2. この空気は、後段の冷却工程における着霜および配管閉塞を防ぐために、除湿機を通して露点温度を $-70 \text{ }^\circ\text{C}$ まで低下させる。
3. 除湿後の空気は 2 台の冷凍機によって $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ まで冷却され、この低温空気を活性炭塔へ導入することで、活性炭自体を低温に維持する。
4. 冷却された活性炭中では、空気中のラドンが物理吸着により効率的に捕獲される。ラドンを除去した空気は、スーパークリーンルーム (Super Clean Room、SCR) へ供給され、極低ラドン環境の維持に用いられる。

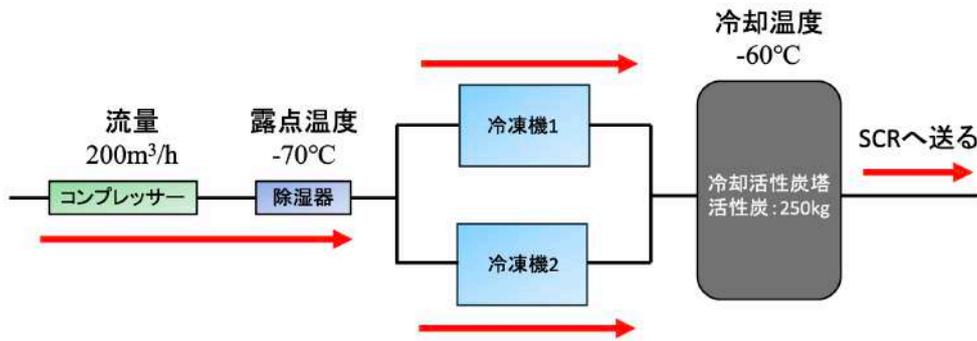


図 7.1 空気純化システム

7.2.1 冷却活性炭

6.1 で述べたようにラドン (^{222}Rn) は化学的に不活性な希ガスであるが、分極率が大きく、固体表面とのファンデルワールス力による物理吸着を受けやすい性質を持つ。この性質を利用し、多孔質材料である活性炭にラドンを吸着させることで気相中のラドンを除去することができる。

活性炭は比表面積が数百～数千 m^2/g に達し、ミクロポアと呼ばれる 2 nm 以下の微細孔を多数有している (図 7.4)。微細孔の直径がラドン原子の直径と近いこと、向かい合う細孔および吸着原子間の相互作用ポテンシャルが重なり合うことで吸着エネルギーが大きくなり、ラドンが捕獲されやすくなる。また、活性炭を低温に冷却することで、ラドンの熱運動が抑制され、吸着状態が安定化するため、吸着能力が大きく増加する。実際に、冷却活性炭を用いたラドントラップでは、吸着能力が -60°C 程度に冷却することで飛躍的に向上し、気相中のラドンをほぼ完全に捕獲できることが示されている [48]。

この除去過程は化学反応ではなく物理吸着であるため、活性炭中に捕獲されたラドンは時間とともに放射性崩壊によって減少する。 ^{222}Rn の半減期は 3.82 日であり、活性炭内部に留まったラドンは移動せず、その場で ^{218}Po へ壊変する。娘核は固体表面に強く付着するため、再び気相へ戻ることはほとんどない。したがって、冷却活性炭トラップは吸着による捕獲と放射性崩壊の組み合わせによって、連続的にラドンを除去できる。

冷却活性炭トラップによるラドン除去能力は、ラドンが活性炭中に滞在する平均時間である保持時間 $\tau[\text{day}]$ および、吸着係数 $K[\text{kg}/\text{m}^3]$ を指標として表される。保持時間はラドンが活性炭中に滞在する平均時間であり、ラドン除去能力の向上とともに増大する。冷却活性炭トラップを通過する前後でのラドン濃度をそれぞれ C_{in} (入口)、 C_{out} (出口) とする。ここで、トラップ内部に取り込まれたラドン原子は保持時間 τ の間、活性炭中にとどまると仮定する。保持されている間にラドンは崩壊定数 λ ($\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ 、 $T_{1/2}$ は ^{222}Rn の半減期) で指数関数的に減少するため、出口に到達するまでの生存確率は

$$P(\tau) = \exp(-\lambda\tau) \quad (7.1)$$

で与えられる。

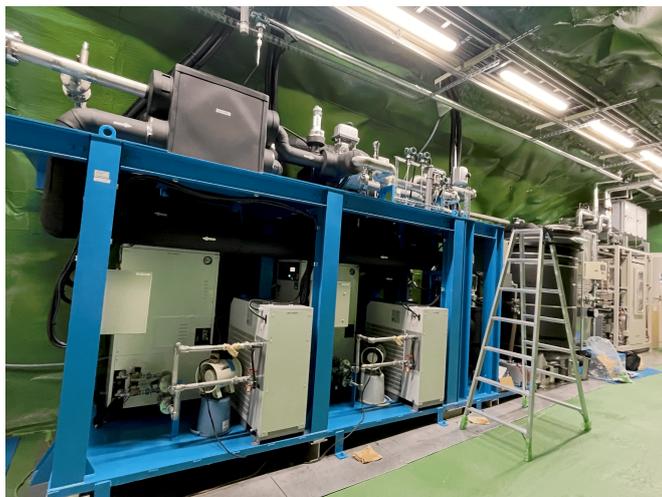


図 7.2 空気純化システムの写真：中央にある青枠で囲まれている二つが冷凍機、その右側に冷却活性炭塔が設置してある



図 7.3 冷却活性炭塔

この生存確率は、トラップを通過したラドンの濃度比として観測される。したがって、入口濃度に対する出口濃度の比 R は

$$R \equiv \frac{C_{\text{out}}}{C_{\text{in}}} = \exp(-\lambda\tau) \quad (7.2)$$

となる。

式 (7.2) および式 (7.1) より、保持時間 τ は

$$\tau = -\frac{1}{\lambda} \ln R = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{C_{\text{in}}}{C_{\text{out}}} \right) \quad (7.3)$$

と求められる。

τ がラドンの平均寿命 $1/\lambda$ (λ は崩壊定数) より十分に長い場合、活性炭中での崩壊が支配的となり、トラップ通過後のラドン濃度は指数関数的に抑制される。

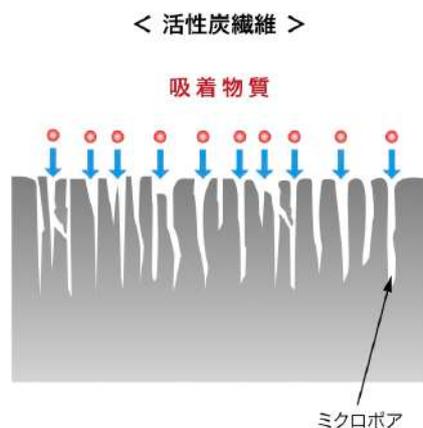


図 7.4 活性炭表面の構造

吸着係数 $K[\text{m}^3/\text{kg}]$ は流量 $Q[\text{m}^3/\text{h}]$ 、吸着材の質量 $m[\text{kg}]$ 、および保持時間 $\tau[\text{day}]$ を用いて次のような式で求めることができる。

$$K = \frac{Q \times \tau \times 24}{m} \quad (7.4)$$

これは、吸着剤の吸着特性やそれを入れた配管の性質により決まる値であり、設計を行う際に重要な指針となるパラメータである。

前述したように、温度が低下すると吸着能力が高まるため、吸着係数 K の値も大きくなる。これは、以下のような式で定義される吸着係数の温度依存性により定量的に表される (図 7.5[49])。

$$K(T) = K_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (7.5)$$

ここで、 $K(T)$ は温度 T における吸着係数、 K_0 は規格化定数、 Q はラドンの活性炭への吸着エネルギー、 R は気体定数である。また指数の係数として

$$\frac{Q}{R} = 2461 \pm 203 \text{ K} \quad (7.6)$$

であることがわかっている。

7.3 冷却活性炭試験

7.3.1 試験のセットアップ

冷却活性炭でラドンを除去するために、すでに活性炭の表面上で吸着されているラドンを取り除く必要がある。このため、2025年12月17日に温度 85°C で活性炭塔を2時間ベーキングした。この操作の後、冷凍機を用いて露点温度 -62°C の流量 $160 \text{ m}^3/\text{h}$ の空気で活性炭塔を -30°C 度で冷やしながらか、流し込みラドントラップを行った。このメインの配管から T 字の継手を用意し、この継手にナイロンチューブを接続することで、2025年12月19日の午後2時から2025年12月22日の午前10時まで 80L ラドン計へ $0.4 \text{ L}/\text{min}$ で流し込んだ (図 7.6)。

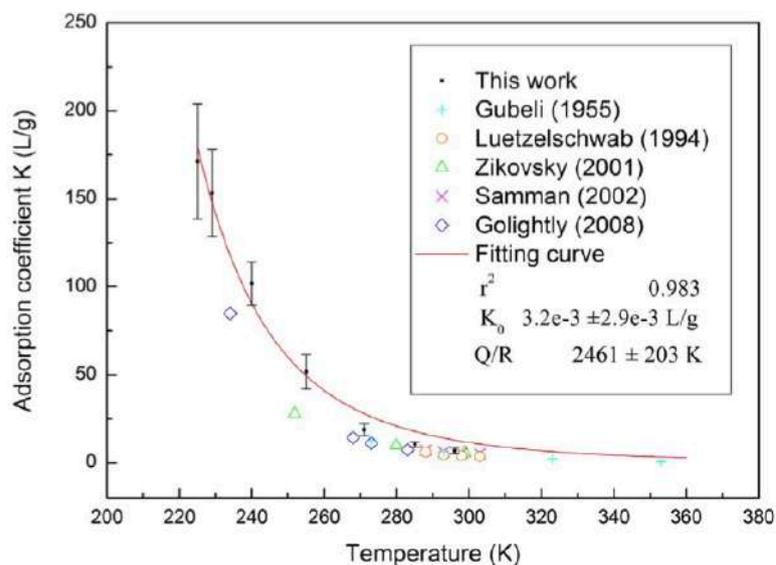
図 7.5 活性炭の吸着係数 K の温度依存性

図 7.6 メインの配管から伸びる継手

7.3.2 試験結果

結果を図 7.7 に示す。本測定では積分時間を 1 時間とした。ラドン除去性能の評価のために、入口ラドン濃度 C_{in} と出口ラドン濃度 C_{out} を以下のように導入した。

入口ラドン濃度 C_{in} は、後述する銀ゼオライト U 字管のバイパスラインを用いて坑外空気を高感度ラドン計に導入し、試験開始前の 2025 年 12 月に測定した約 6 日分のデータを用いた。その結果、坑外空気の平均ラドン濃度 $C_{in} = 10.5 \pm 4.7 \text{ Bq/m}^3$ を用いた。

一方、出口ラドン濃度 C_{out} には、測定期間中に冷却活性炭によるラドン除去が最も効率的であった時間帯に得られた最小濃度 $C_{out} = 1.80 \pm 0.18 \text{ Bq/m}^3$ を用いた。

これらの値を用いてラドン濃度比 R を求め、さらに流量および吸着材量を用いて保持時間 τ と

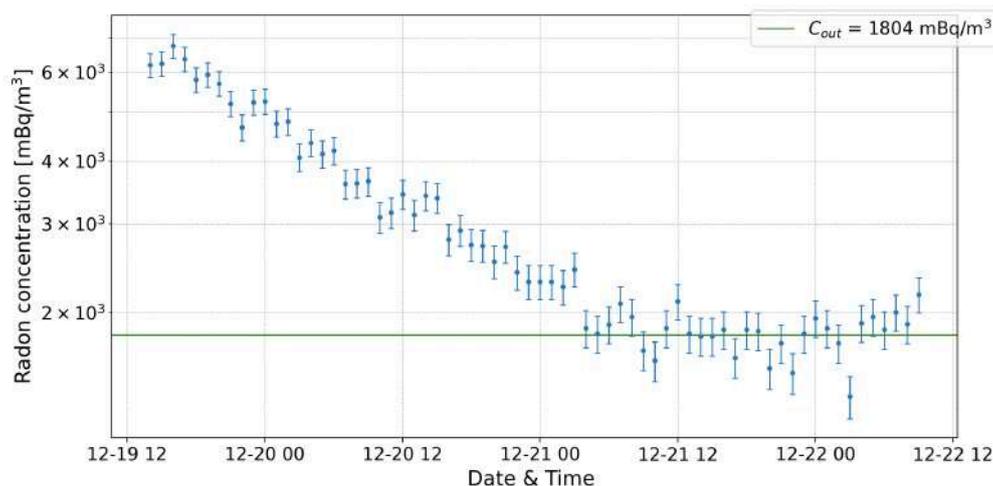


図 7.7 冷却活性炭試験の結果

吸着係数 K を算出した。その結果、表 7.1 が得られた。

$$R = 0.17 \pm 0.08, \quad \tau = 9.78 \pm 2.55 \text{ day}, \quad K = 149 \pm 41 \text{ kg/m}^3$$

表 7.1 解析結果および流量条件

パラメータ	値
Q [m ³ /h]	160
C_{out} [Bq/m ³]	1.80 ± 0.18
R	0.17 ± 0.08
τ [day]	9.78 ± 2.55
K [kg/m ³]	149 ± 41

7.3.3 試験結果の考察

目標とする、 10 mBq/m^3 には到達できなかったが、吸着係数を式 7.5 および式 7.6 を用いて、 -60°C で冷却したと仮定して求めると $K=369 \pm 105 \text{ kg/m}^3$ と求まり、先行研究の結果である $K=379 \text{ kg/m}^3$ [50] と比べても、十分な除去能力が得られていると考えられる。このように到達できなかった原因としては、活性炭へ流した流速が $160 \text{ m}^3/\text{h}$ と大きいため、十分にラドンが吸着できなかったからであると考えられる。

7.4 銀ゼオライト試験

空気純化システムの開発において、本研究では従来用いられてきた冷却活性炭に加え、新たに銀ゼオライトを用いたラドン除去の評価を行った。銀ゼオライトは、以下の点において冷却活性

炭とは異なる特徴を持っている。

1. 室温においても高いラドン除去能力を有すること
2. 単位質量当たりのラドン吸着性能 (吸着係数 K) が極めて大きいこと

特に銀ゼオライトの種類の中でも 8Ag-FERB は、実験室規模の評価において、室温で冷却活性炭の約 20 倍に相当するラドン吸着性能を示すことが報告されている [51]。この結果は、銀ゼオライトが冷却を必要とせず高いラドン除去性能を発揮できることを示しており、空気純化システムの小型化および運用の簡素化に大きな発展をもたらすことが期待される。

一方で、これらの高い性能は主に実験室規模の小型系で得られたものであり、実際の運用を想定した大型の系においても同様の除去能力が維持されるかどうかは明らかではない。そこで本研究では、8Ag-FER-B を実運用に近い規模の空気純化系に導入し、ラドン除去性能の実用性を検証した。

7.4.1 銀ゼオライト

ゼオライトは、 SiO_4^{4-} および AlO_4^{5-} 四面体を最小単位として、これらが三次元的に結合した結晶性多孔質アルミノケイ酸塩の総称であり、結晶構造に由来するナノメートルスケールの均一な細孔を有する。ゼオライトの細孔径は結晶型によって異なり、おおよそ 0.2–1.0 nm の範囲に分布するため、吸着したい分子サイズに応じて適切な細孔径を選択することが可能である。

代表的なゼオライトの細孔径は、A 型 (約 3–4 Å)、フェリエライト (FER, 約 4–5 Å)、ZSM-5 (MFI, 約 5–6 Å) などに分類され、水分子、酸素、二酸化炭素、ベンゼンなどの分子サイズとの整合性により分子ふるい効果が生じる。ラドン原子の有効直径は約 4.2 Å であり、FER や ZSM-5 の細孔径と良い整合を持つため、これらのゼオライトがラドン吸着に適している。

今回は、これらのゼオライトの中でも先行研究の結果から、最もラドン除去能力の高いことが確認されている [51] フェリエライト (FER) を用いた。FER は斜方晶系のゼオライトであり、単位胞組成は



で表される。FER は結晶構造中に二種類の一次元細孔を有し、Z 軸方向に 10 員環 (5.4 × 4.2 Å)、Y 軸方向に 8 員環 (4.8 × 3.5 Å) が存在し、これらが直交することによって三次元的な細孔構造が形成されている 7.8。特に 10 員環細孔は断面が楕円形に歪んでいるため、ベンゼンのような大きな分子の侵入は制限される一方で、ラドンのような球状の原子は効率よく取り込まれる。

これらのゼオライトに銀イオン (Ag^+) を導入した銀ゼオライトでは、細孔構造によるサイズ選択性に加えて、銀イオンとラドン原子との強い相互作用が働く。ラドンは希ガスであるが分極率が大きく、 Ag^+ の作る局所電場と相互作用することで準化学吸着的な束縛状態を形成する。そのため、室温においてもラドンの吸着エネルギーは通常の活性炭におけるファンデルワールス力による物理吸着よりも大きくなる。

ゼオライトの性能の評価においては、冷却活性炭と同様に保持時間 τ および吸着係数 K を用いた。

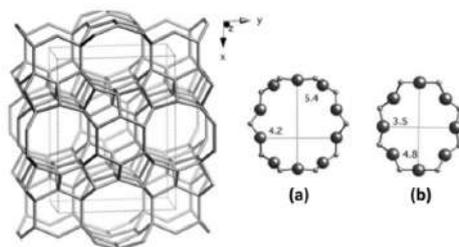


図 7.8 ゼオライトの構造:(a) が Z 軸方向の 10 員環、(b) が Y 軸方向の 8 員環を表している。

7.4.2 試験のセットアップ

セットアップを図 7.9 に示す。このセットアップの特徴として、銀ゼオライトカラムの上流に除湿ゼオライトカラムを設置していることが挙げられる。これは、水分子が極性を持っており、その大きさが約 3 \AA と用いたゼオライト孔の大きさよりも小さく吸着されやすいため、これを防ぐために設置した。これに伴い、露点温度を $-100 \text{ }^\circ\text{C}$ 付近まで測定を行う必要があったため、バックグラウンド測定などに用いた露点計からテクネ計測：TK100 に変更した。これらのゼオライトは、U 字管にそれぞれ、銀ゼオライトを 2.7 kg 、除湿ゼオライトを 2.6 kg 詰め込んだ。

また、吸着性能の評価に必要な入り口ラドン濃度 C_{in} を測定するために、除湿ゼオライトと銀ゼオライトの配管の中間に 1L ラドン計 [43] を設置した。

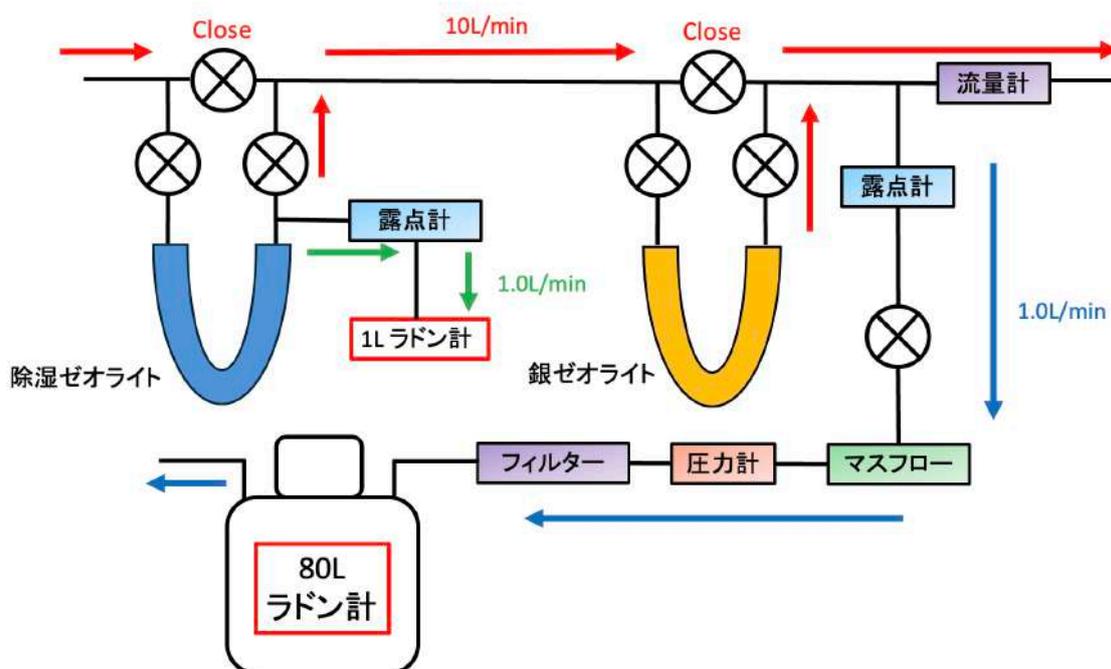


図 7.9 ゼオライトのセットアップ図

活性炭と同様にこれらのゼオライト表面に吸着した物質を脱離するために、U 字管にリボン



図 7.10 1L ラドン計の写真。底部がメッシュ構造となっており、ここから空気を取り込み、静電捕集法によりラドン濃度を測定する。

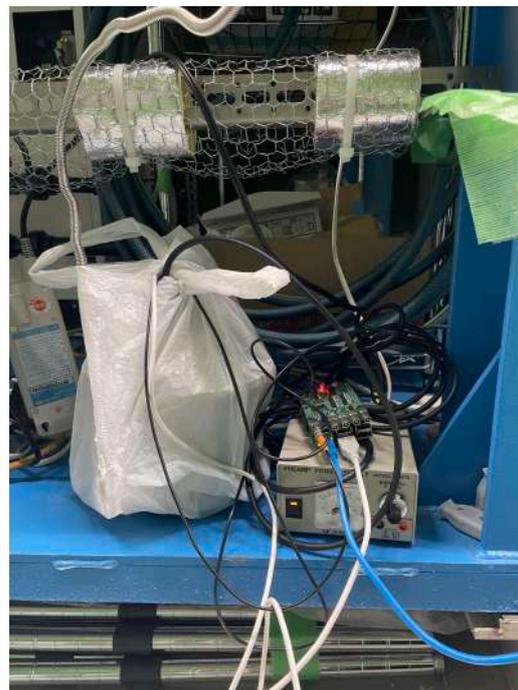


図 7.11 1L ラドン計のセットアップの様子

ヒーターを巻きつけ、その上にアルミホイルと断熱材を巻いて (図 7.12)、ベーキングを行った。それぞれのベーキングの内容を以下に示す。

銀ゼオライト

350°C で約 6 時間ベーキングを行いつつ、真空引きを行った。ベーキング後も真空引きを行い、最終的に 23 時間引き続け圧力は 2.5×10^{-2} Pa となった。

除湿ゼオライト

350°C で約 2 時間ベーキングを行いつつ、真空引きを行った。ベーキング後も真空引きを行い、最終的に 42 時間引き続け圧力は 2.5×10^{-2} Pa となった。

これらの操作の後、活性炭に送られる空気の一部を用いて、それぞれのゼオライトの配管に 10 L/min で流し込み、2025 年 12 月 22 日の午後 14 時 30 分から測定を行った。これらの空気の内高感度ラドン計へは、最終的に流量を 1.0 L/min で送った。この時、上流側の露点温度は-92°C、下流側の露点温度は-86°C であった。

7.4.3 試験結果

2025 年 12 月 22 日の午後 14 時 30 分から 2026 年 1 月 6 日の午前 0 時 00 分までの結果を図 7.13 に示す。本測定では積分時間を 6 時間とした。ラドン除去性能の評価のために、入口ラドン



図 7.12 ベーキングの様子

濃度 C_{in} と出口ラドン濃度 C_{out} を以下のように導入した。

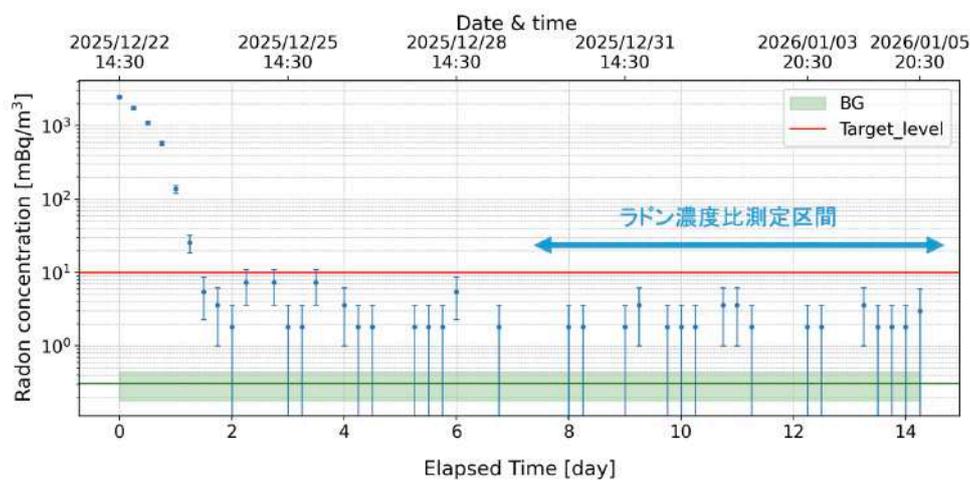


図 7.13 銀ゼオライト試験の高感度ラドン計の結果: 積分時間は6時間である

入口ラドン濃度 C_{in} の結果を図 7.14 に示す。この時、十分にラドンが除去できた期間：2025年12月30日の午前0時00から2026年1月6日の午前0時00の間に測定された結果 $C_{in} = 45.65 \pm 1.84 \text{ Bq/m}^3$ を用いた。

一方、出口ラドン濃度 C_{out} の結果は図 7.13 に示す。統計を多く取るために先ほどの十分にラドンが除去できた期間の結果をまとめて、 $C_{out} = 0.88 \pm 0.31 \text{ mBq/m}^3$ となった。このラドン濃度は、測定器自体のバックグラウンドレートに近かったため、バックグラウンドを差し引いたも

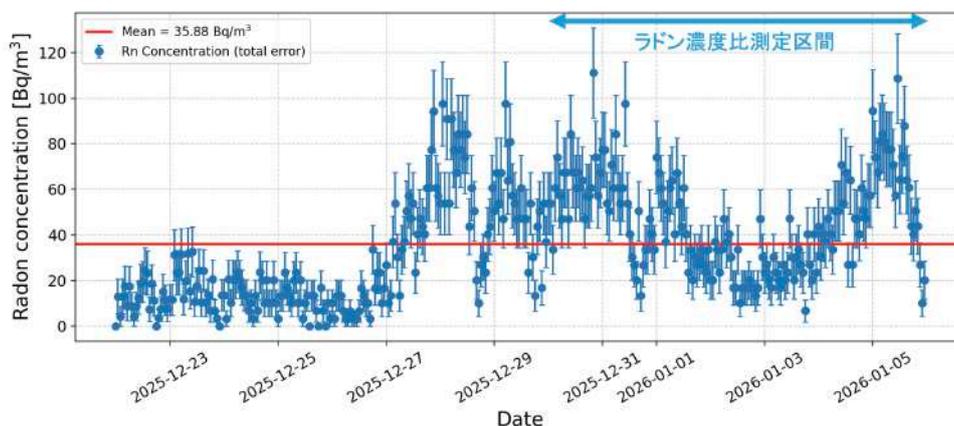


図 7.14 銀ゼオライト試験時の 1L ラドン計の結果: 積分時間は 1 時間である

のである。

これらの値を用いてラドン濃度比 R を求め、さらに流量および吸着材量を用いて保持時間 τ と吸着係数 K を算出した。その結果、表 7.2 と算出された。

表 7.2 解析結果および流量条件

パラメータ	値
Q [m^3/h]	0.6
C_{out} [mBq/m^3]	0.88 ± 0.31
R	$(1.92 \pm 0.67) \times 10^{-5}$
τ [day]	59.90 ± 1.94
K [kg/m^3]	319 ± 12

7.4.4 試験結果の考察

本試験では、出口ラドン濃度として目標値である $10 \text{ mBq}/\text{m}^3$ に到達することができた。一方で、得られた吸着係数は先行研究における銀ゼオライトの性能と比較して約 $1/20$ と小さい値であった。

この差が生じた要因として、主に二つの可能性が考えられる。一つ目は、高感度ラドン計自体のバックグラウンドレートは補正されているものの、ゼオライトカラムおよびその前後の配管に起因するバックグラウンドが十分に評価されていない点である。この評価されていないバックグラウンドにより、出口側で測定されるラドン濃度が過大評価されてしまい、結果としてラドン濃度比 R が本来よりも大きく見積もられ、それに伴い吸着係数が小さくなった可能性がある。

二つ目は、銀ゼオライトのベーキング処理が十分に行われていなかった可能性である。水分や不純物がゼオライト内部に残留していた場合、ラドンを吸着するための有効な吸着サイトが減少してしまうため、本来期待される吸着性能が十分に発揮されなかったと考えられる。

第 8 章

議論

8.1 冷却活性炭試験

冷却活性炭を用いた空気純化試験では、冷却温度 $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、流量 $160\text{ m}^3/\text{h}$ の条件において、ラドン濃度比 $R = 0.17 \pm 0.08$ が得られ、ラドン濃度が約 4 分の 1 に低減されることが示された。一方で、目標とする $10\text{ mBq}/\text{m}^3$ には到達しなかったが、これは流量が大きく、活性炭中での滞留時間が十分に確保できなかったことが主な要因であると考えられる。しかし、測定結果を基に温度補正を行い $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ に換算した吸着係数は $K = 369 \pm 105\text{ kg}/\text{m}^3$ と見積もられ、理論的には高いラドン除去能力を有することが示唆された。以下に、この理想的に活性炭が冷えた場合での、坑外空気の平均ラドン濃度である $40\text{ Bq}/\text{m}^3$ から、目標ラドン濃度 $10\text{ mBq}/\text{m}^3$ に達成するための、必要な活性炭の質量と、流し込む流量との関係を表す図 8.2 を示す。

このように、現行のシステムにおいて $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ まで活性炭を冷却することにより、流量 $84\text{ m}^3/\text{h}$ 以下で目標ラドン濃度である $10\text{ mBq}/\text{m}^3$ に達成できることがわかった。

8.2 銀ゼオライト試験

銀ゼオライト (8Ag-FERB) を用いた試験では、入口ラドン濃度 $C_{\text{in}} = 45.65 \pm 1.84\text{ Bq}/\text{m}^3$ に対し、ラドン濃度比 $R = (1.92 \pm 0.67) \times 10^{-5}$ が得られ、目標である $10\text{ mBq}/\text{m}^3$ を大きく下回る極低ラドン環境が実現できることを実証した。一方で、得られた吸着係数 $K = 319 \pm 12\text{ kg}/\text{m}^3$ は先行研究と比べて小さい値であり、配管起因のバックグラウンドやゼオライトのベーキング不足による吸着サイトの減少が影響した可能性が示唆された。以下に、先行研究 [51] で得られた銀ゼオライトの値 $6506 \pm 81\text{ kg}/\text{m}^3$ を用いた目標ラドン濃度に達成するための、必要な銀ゼオライトの質量と流し込む流量との関係を表す図 8.2 を示す。

このように、約 10 kg 以上の銀ゼオライトがあれば、目標ラドン濃度に達成することがわかる。

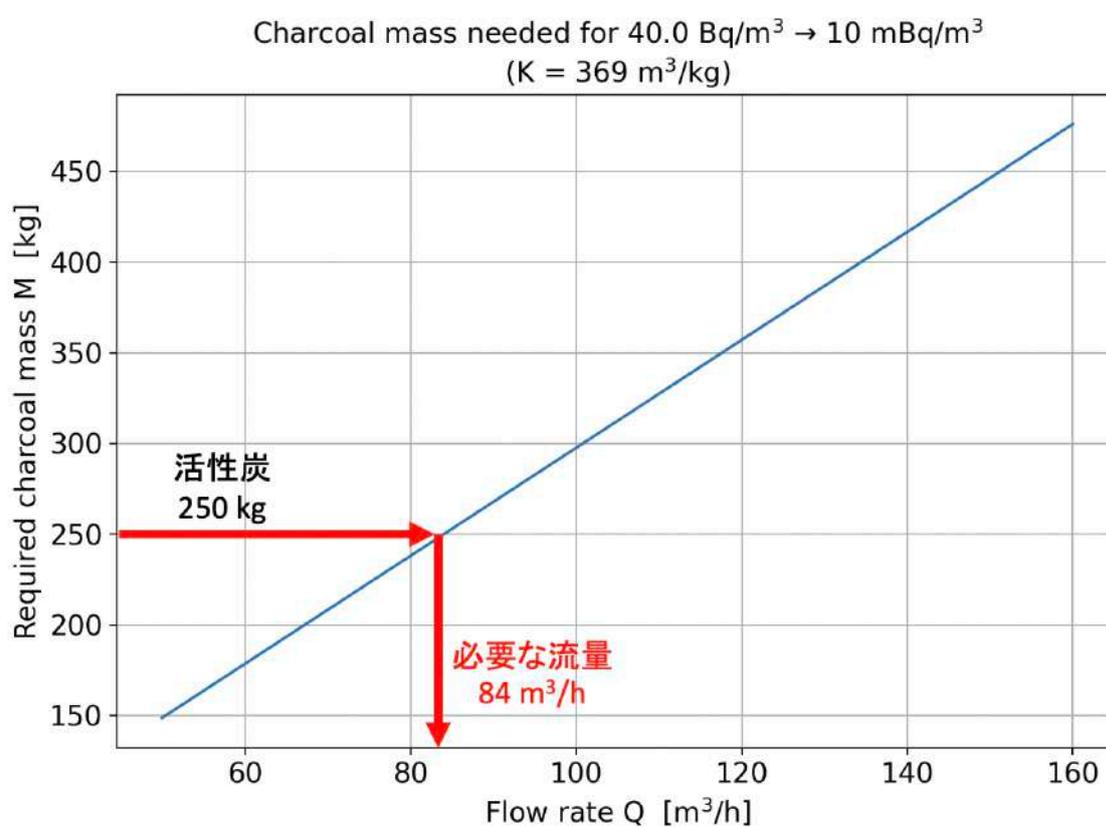


図 8.1 目標ラドン濃度に到達するのに必要な活性炭の質量とその流量との関係

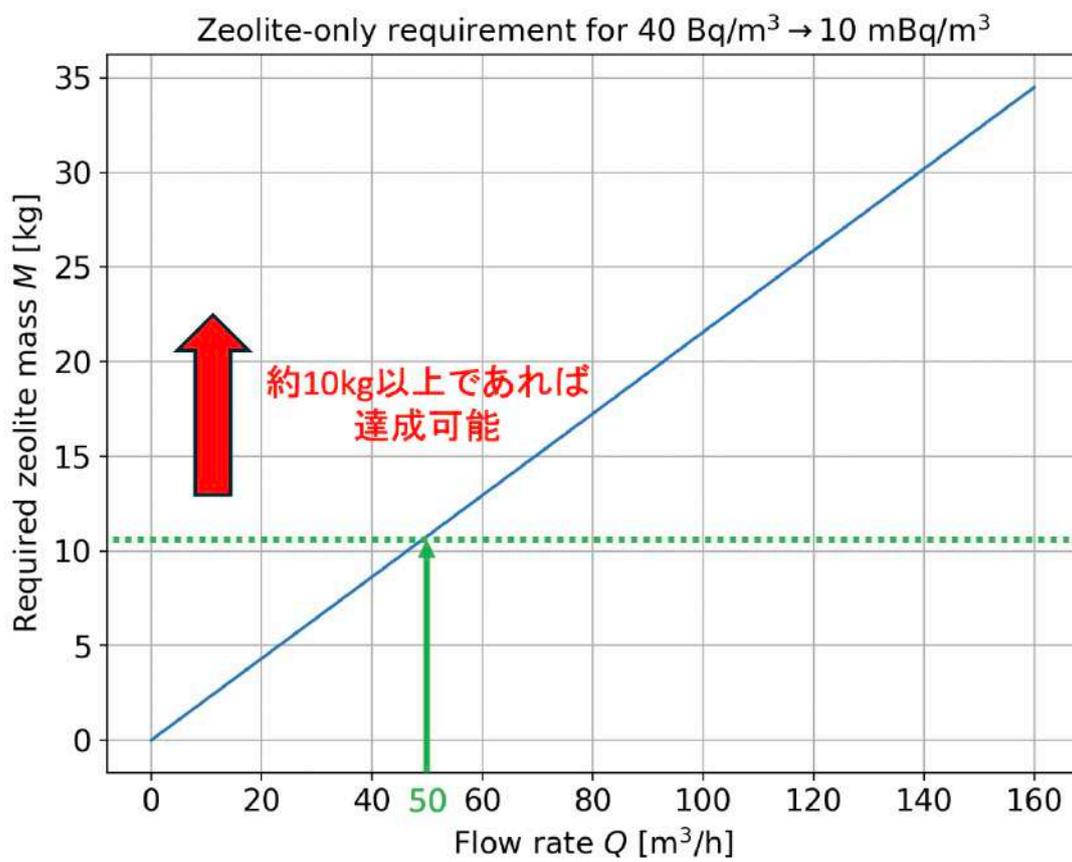


図 8.2 目標ラドン濃度に到達するのに必要な銀ゼオライトの質量とその流量との関係

第9章

結論と今後の課題

9.1 結論

本研究では、KamLAND2 実験をはじめとする次世代の極稀事象探索実験に必要な不可欠であるラドン除去のための空気純化システムの確立を目的として、神岡地下に新設された KERNEL エリアに導入された空気純化システムのラドン除去性能を、高感度 80 L ラドン計を用いて定量的に評価した。空気中に含まれる ^{222}Rn は、その娘核種が検出器表面に付着・蓄積することで、長期間にわたり低エネルギー領域のバックグラウンドを形成し、極低バックグラウンド実験の成立を本質的に制限する要因である。本研究では、空气中ラドン濃度を 10 mBq/m^3 以下に低減し、かつ $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上の流量で安定的に供給可能な空気純化システムの実現を到達目標として設定した。

冷却活性炭を用いた空気純化試験では、冷却温度 -30°C 、流量 $160 \text{ m}^3/\text{h}$ の条件において、入口と出口のラドン濃度比が $R = 0.19 \pm 0.08$ となり、ラドン濃度を約 4 分の 1 に低減できることが示された。一方で、この条件では目標とする 10 mBq/m^3 には到達しなかったが、吸着係数を温度補正を行い、 -60°C に換算した結果、 $K = 369 \pm 105 \text{ kg/m}^3$ と見積もられ、流量条件を最適化し、およそ $80 \text{ m}^3/\text{h}$ 程度までであれば目標ラドン濃度を達成可能であることが示唆された。この結果から、冷却活性炭は高流量条件におけるラドン低減を担う有効な手法であることが確認された。

銀ゼオライト (8Ag-FERB) を用いた試験では、流量 $0.6 \text{ m}^3/\text{h}$ の条件において、出口ラドン濃度が $C_{\text{out}} = 0.91 \pm 0.30 \text{ mBq/m}^3$ と評価され、ラドン濃度比は $R = (1.92 \pm 0.67) \times 10^{-5}$ となった。この結果は、流量条件は目標とする $50 \text{ m}^3/\text{h}$ に達していないものの、目標ラドン濃度 10 mBq/m^3 を十分に下回る極低ラドン濃度が実現可能であることを示している。一方で、得られた吸着係数は $K = 319 \pm 12 \text{ kg/m}^3$ と先行研究より小さい値であり、配管起因のバックグラウンドやベーキング不足による吸着サイトの減少が影響した可能性が示唆された。しかし、先行研究の吸着係数を用いた評価からは、 $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上の流量においても、銀ゼオライトを約 10 kg 以上充填することで目標ラドン濃度に到達可能であることが示された。以上より、

さらに、冷却活性炭と銀ゼオライトを組み合わせた多段純化構成を想定した場合、高流量条件でのラドン低減を冷却活性炭が担い、その後段で銀ゼオライトによる高効率な除去を行うことで、流量 $50 \text{ m}^3/\text{h}$ 以上においても、目標ラドン濃度である 10 mBq/m^3 を大きく下回る 1 mBq/m^3

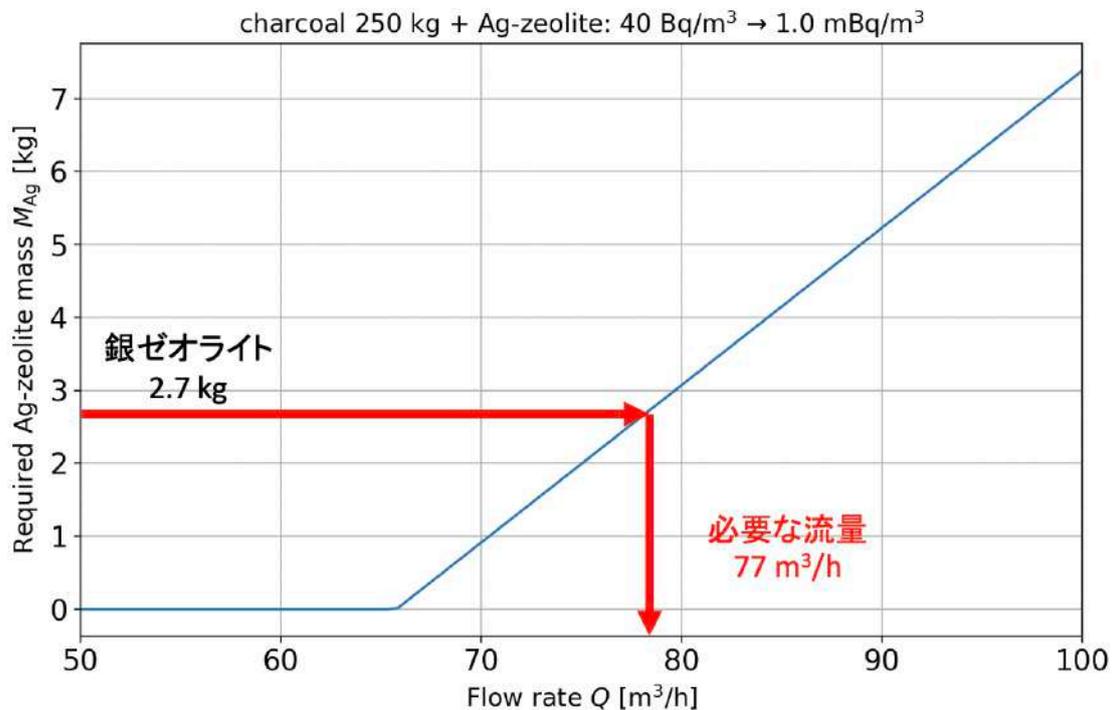


図 9.1 冷却活性炭と銀ゼオライトを組み合わせた時の目標ラドン濃度に到達するのに必要な銀ゼオライトの質量とその流量との関係

程度の極低ラドン環境が実現可能であることが示された。

9.2 今後の課題

今後の課題として、冷却活性炭システムにおいては、流量の最適化や活性炭量の増加、冷却温度のさらなる低温化により、実運用条件下で目標とする 10 mBq/m³ 以下のラドン濃度を安定して達成するための検証が必要である。特に、長期連続運転時の吸着性能の経時変化や再生特性を評価することが不可欠である。

銀ゼオライトについては、ベーキング条件の最適化や配管材料・構成の見直しによるバックグラウンド低減を行うことで、吸着係数の向上や再現性の確保が期待される。また、冷却活性炭と銀ゼオライトを組み合わせた多段純化システムの構築により、より高い除去効率を持ったラドン除去が可能になると考えられる。

また、冷却活性炭と銀ゼオライトを組み合わせた多段純化システムを構築することにより、高流量条件下においても高いラドン除去効率を維持することが可能になると考えられる。先行研究の結果により得られた理想的な銀ゼオライトの吸着係数 K を用いて、 $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ の活性炭と銀ゼオライトを組み合わせて、目標ラドン濃度に対して、必要な銀ゼオライトの質量と流速との関係を表した図 9.1 を以下に示す。

このように、流量 50 m³/h 以上においても、目標ラドン濃度である 10 mBq/m³ を大きく下回

る 1 mBq/m^3 程度の極低ラドン環境が実現可能であることが示された。

以上の結果により、本研究を通じて性能要件を満たす空気純化システムの構成および運用条件が明らかとなり、KamLAND2 実験をはじめとする次世代の極稀事象探索実験に適用可能な空気純化システムを確立した。

謝辞

本研究を行う上でたくさんの方々のおかげで、行うことができたので、ここでお礼を申し上げます。特に指導教員の石徹白さんには、たくさんのご助言やご指導をしてくださいました。また、市村さんにはラドン計の ADC のセットアップや、ゼオライトのセットアップ、ベーキング時に至るまでたくさんのご助言をいただきました。さらに、細川さんには、ラドン計のセットアップやキャリブレーション、ゼオライト試験時など多くの場面でご助言やご指導をしてくださいました。この研究が終えられたのは、細川さん無くしてはなかったと考えています、本当にありがとうございました。また、岐阜大の田坂先生には、ラドン計について詳しくお話をしてくださり、80L ラドン計での性能評価においてこの経験が多くの場面で生きたと考えています。富山大の中野さんには、実際に東大だ動かしている 80L ラドン計を見せてくださり、またそのセットアップやキャリブレーションの方法などを教えてくださりました。神戸大の竹内先生には高感度ラドン計をお貸ししてくださり、またそのセットアップについても手伝ってくださいました、本当にありがとうございます。また、空気純化システムを動作させる上で、ATOX の皆様には大変お世話になりました。この場を持って、お礼を申し上げます。最後に、経済面や精神面から私自身を支えてくださった両親にお礼申し上げたいと思います、本当にありがとうございました。皆様、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] A. Gando, Y. Gando, H. Hanakago et al., “ ^7Be Solar Neutrino Measurement with KamLAND”, *Physical Review C* **92**, 055808 (2015), DOI: [10.1103/PhysRevC.92.055808](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.055808).
- [2] A. Prša, P. Harmanec, G. Torres et al., “Nominal Values for Selected Solar and Planetary Quantities: IAU 2015 Resolution B3”, *The Astronomical Journal* **152**, 41 (2016), DOI: [10.3847/0004-6256/152/2/41](https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/2/41).
- [3] S. Degl’Innocenti, “Stellar evolution and the Standard Solar Model”, in *EPJ Web of Conferences* **227**, 01004 (2020), DOI: [10.1051/epjconf/202022701004](https://doi.org/10.1051/epjconf/202022701004).
- [4] 竹本康浩, “[Observation of \$^7\text{Be}\$ Solar Neutrinos with KamLAND](#)”, 博士論文, 東北大学 (2014).
- [5] F. Reines and C. L. Cowan, “The neutrino”, *Nature* **178**, 446–449 (1956), DOI: [10.1038/178446a0](https://doi.org/10.1038/178446a0).
- [6] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger, “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36–44 (1962), DOI: [10.1103/PhysRevLett.9.36](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36).
- [7] K. Kodama, N. Ushida, C. Andreopoulos et al., “Observation of tau neutrino interactions”, *Physics Letters B* **504**, 218–224 (2001), DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [8] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al., “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562–1567 (1998), DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562).
- [9] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”, *Progress of Theoretical Physics* **28**, 870–880 (1962), DOI: [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870).
- [10] L. Wolfenstein, “Neutrino oscillations in matter”, *Phys. Rev. D* **17**, 2369–2374 (1978), DOI: [10.1103/PhysRevD.17.2369](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.17.2369).
- [11] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, “Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy”, *Nuovo Cim. C* **9**, 17–26 (1986), DOI: [10.1007/BF02508049](https://doi.org/10.1007/BF02508049).
- [12] F. L. Villante and A. M. Serenelli, “The Relevance of Nuclear Reactions for Standard Solar Models Construction”, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **7**, 618356 (2020), DOI: [10.3389/fspas.2020.618356](https://doi.org/10.3389/fspas.2020.618356).

- [13] A. Serenelli, “Alive and well: A short review about standard solar models”, *The European Physical Journal A* **52**, 78 (2016) , DOI: [10.1140/epja/i2016-16078-1](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16078-1).
- [14] A. M. Serenelli, W. C. Haxton, and C. Peña-Garay, “SOLAR MODELS WITH ACCRETION. I. APPLICATION TO THE SOLAR ABUNDANCE PROBLEM”, *The Astrophysical Journal* **743**, 24 (2011a) , DOI: [10.1088/0004-637X/743/1/24](https://doi.org/10.1088/0004-637X/743/1/24).
- [15] F. Villante, “ecCNO solar neutrinos: A challenge for gigantic ultra-pure liquid scintillator detectors”, *Physics Letters B* **742**, 279–284 (2015) , DOI: [10.1016/j.physletb.2015.01.043](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.01.043).
- [16] B. T. Cleveland, T. Daily, J. Davis, Raymond, J. R. Distel, K. Lande, C. K. Lee, P. Wildenhain, and J. Ullman, “Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector”, *Astrophysical Journal* **496**, 505–526 (1998) , DOI: [10.1086/305343](https://doi.org/10.1086/305343).
- [17] Y. Fukuda and et al., “Solar neutrino data covering solar cycle 22”, *Physical Review Letters* **77**, 1683–1686 (1996) , DOI: [10.1103/PhysRevLett.77.1683](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1683).
- [18] S. Fukuda and et al., “Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data”, *Physics Letters B* **539**, 179–187 (2002) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)02090-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02090-7).
- [19] W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko et al., “GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV”, *Physics Letters B* **447**, 127–133 (1999) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(98\)01579-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01579-2).
- [20] M. Altmann and et al., “GNO solar neutrino observations: Results for GNO I”, *Physics Letters B* **490**, 16–26 (2000) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(00\)00927-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00927-2).
- [21] J. N. Abdurashitov and et al., “Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate by the Russian-American Gallium Solar Neutrino Experiment during One Half of the Solar Cycle”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **95**, 181–193 (2002) .
- [22] T. Kirsten, “Solar Neutrinos from GALLEX and GNO”, in *Proceedings of the XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2002)* **118**, 33–38 (2003) .
- [23] B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., “Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory”, *Phys. Rev. C* **72**, 055502 (2005) , DOI: [10.1103/PhysRevC.72.055502](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.055502).
- [24] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, “New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes”, *The Astrophysical Journal* **621**, L85–L88 (2005) , DOI: [10.1086/428929](https://doi.org/10.1086/428929).
- [25] S. Fukuda, Y. Fukuda, M. Ishitsuka et al., “Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data”, *Physics Letters B* **539**, 179–187 (2002) , DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)02090-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02090-7).
- [26] B. Collaboration, D. Basilico 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).

- [27] M. Agostini and et al., “Simultaneous precision spectroscopy of pp, ${}^7\text{Be}$, and pep solar neutrinos with Borexino Phase-II”, *Phys. Rev. D* **100**, 082004 (2019) , DOI: [10.1103/PhysRevD.100.082004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.082004).
- [28] B. Collaboration, M. Agostini et al., “Improved measurement of ${}^8\text{B}$ solar neutrinos with Borexino”, *Phys. Rev. D* **101**, 062001 (2020) , DOI: [10.1103/PhysRevD.101.062001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.062001).
- [29] N. Grevesse and A. J. Sauval, “Standard Solar Composition”, *Space Science Reviews* **85**, 161–174 (1998) , DOI: [10.1023/A:1005161325181](https://doi.org/10.1023/A:1005161325181).
- [30] M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott, “The Chemical Composition of the Sun”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **47**, 481–522 (2009) , DOI: [10.1146/annurev.astro.46.060407.145222](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145222).
- [31] A. M. Serenelli, W. C. Haxton, and C. Peña-Garay, “New Solar Composition: The Problem with Solar Models Revisited”, *The Astrophysical Journal* **743**, 24 (2011b) , DOI: [10.1088/0004-637X/743/1/24](https://doi.org/10.1088/0004-637X/743/1/24).
- [32] N. Vinyoles, A. M. Serenelli, F. L. Villante et al., “A New Generation of Standard Solar Models”, *The Astrophysical Journal* **835**, 202 (2017) , DOI: [10.3847/1538-4357/835/2/202](https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/202).
- [33] C. B. Adams, N. Aggarwal, A. Agrawal et al., “Axion Dark Matter”, *arXiv e-prints* (2022) , DOI: [10.48550/arXiv.2203.14923](https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.14923).
- [34] 敦也古戸, “超伝導検出器を用いた軽い暗黒物質探索”, 修士論文, 東北大学 (2024) .
- [35] E. Aprile et al., “Radon Removal in XENONnT down to the Solar Neutrino Level”, *Phys. Rev. X* **15**, 031079 (2025a) , DOI: [10.1103/zc1w-88p6](https://doi.org/10.1103/zc1w-88p6).
- [36] E. Aprile et al., “WIMP Dark Matter Search using a 3.1 Tonne-Year Exposure of the XENONnT Experiment”, *arXiv preprint* (2025b) .
- [37] 岐部佳朗, “[Observation of \${}^8\text{B}\$ Solar Neutrinos with KamLAND](#)”, 博士論文, 東北大学 (2010) .
- [38] 中島恭平, “濃縮法によるカムランド液体シンチレータ用高感度ラドン検出器の開発”, (2006) .
- [39] 小原脩平, “[A Search for Supernova Relic Neutrinos with KamLAND during Reactor-Off Period](#)”, 博士論文, 東北大学 (2018) .
- [40] Y. Takemoto, “Observation of ${}^7\text{Be}$ Solar Neutrinos with KamLAND”, Ph.D. dissertation, Graduate School of Science, Tohoku University (2014) .
- [41] 史織満田, “スーパーカミオカンデにおける 4.5 MeV 以上太陽ニュートリノエネルギースペクトルの研究”, 博士論文, 東京大学 (2002) , URL: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/mitsuda-doctor2.pdf, Online PDF available: https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/mitsuda-doctor2.pdf.
- [42] K.-D. Chu and P. K. Hopke, “Neutralization kinetics for polonium-218”, *Environ. Sci. Technol.* **22**, 711–717 (1988) , DOI: [10.1021/es00171a016](https://doi.org/10.1021/es00171a016).
- [43] G. Pronost, M. Ikeda, T. Nakamura, H. Sekiya, and S. Tasaka, “Development of new radon

- monitoring systems in the Kamioka mine”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2018**, 093H01 (2018), DOI: [10.1093/ptep/pty091](https://doi.org/10.1093/ptep/pty091).
- [44] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, and N. A. Team, “NIST Atomic Spectra Database (version 5.7.1)”, <https://physics.nist.gov/asd>, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (2019).
- [45] “NIST Computational Chemistry Comparison and Benchmark Database”, <https://cccbdb.nist.gov/introx.asp>, DOI: [10.18434/T47C7Z](https://doi.org/10.18434/T47C7Z), NIST Standard Reference Database 101, National Institute of Standards and Technology (2019).
- [46] K. Hosokawa, A. Murata, Y. Nakano, Y. Onishi, H. Sekiya, Y. Takeuchi, and S. Tasaka, “Development of a high sensitivity radon detector for purified gases”, in *Journal of Physics: Conference Series* **469**, 012007: IOP Publishing (2013), DOI: [10.1088/1742-6596/469/1/012007](https://doi.org/10.1088/1742-6596/469/1/012007), CYGNUS 2013: 4th Workshop on Directional Detection of Dark Matter, Toyama, Japan.
- [47] Y. Nakano and et al., “Measurement of radon concentration in Super-Kamiokande’s buffer gas”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **867**, 108–114 (2017), DOI: [10.1016/j.nima.2017.04.037](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.04.037).
- [48] 中野佑樹, “スーパーカミオカンデ検出器におけるラドン濃度測定と超新星爆発ニュートリノバースト探索”, 博士論文, 東京大学 (2013).
- [49] L. Guo, Y. Wang, L. Zhang, Z. Zeng, W. Dong, and Q. Guo, “The temperature dependence of adsorption coefficients of ^{222}Rn on activated charcoal”, *Applied Radiation and Isotopes* **125**, 185–187 (2017), DOI: [10.1016/j.apradiso.2017.04.023](https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.04.023).
- [50] Y. Takeuchi and et al., “Measurement of radon concentration in the Kamioka underground laboratory”, *Phys. Lett. B* **452**, 418–424 (1999).
- [51] T. Sone, Y. Takeuchi, M. Matsukura et al., “Study of Radon Removal Performance of Silver-Ion Exchanged Zeolite from Air for Underground Experiments”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2025**, 013H01 (2025), DOI: [10.1093/ptep/ptae181](https://doi.org/10.1093/ptep/ptae181).
- [52] 穂里永塚, “KamLAND における超新星ニュートリノの探索”, (2023).