

KamLANDにおけるステライルニュートリノ探索実験

東北大学 ニュートリノ科学研究センター

清水 格

shimizu@awa.tohoku.ac.jp

2014年(平成26年)1月31日

1 はじめに

最近のニュートリノ振動実験の結果によって、3世代間のニュートリノ混合の詳細が明らかとなってきた。一方で、いくつかのニュートリノ振動実験や宇宙観測の結果においては第4世代のステライル(不活性)ニュートリノの存在を示す多数の兆候が現れており、これらを追証する実験の重要性が高まっている。ステライルニュートリノはクォーク・レプトンを3世代の組としている標準理論に登場しない新粒子であり、またその質量次第では暗黒物質の部分的要素となり得るため、素粒子・宇宙の研究に高い波及効果をもたらすことが期待される。他のクォーク・レプトンとは異なりステライルニュートリノは弱い相互作用を受けないため、ニュートリノ振動を通して変化するアクティブ(活性)ニュートリノの数の増減を測定することによってのみ発見が可能であると考えられている。

様々なタイプの検出器を用いた追証実験が提案される中、KamLAND実験では高強度の ^{144}Ce を新しい反ニュートリノ源とすることで、検出器サイズよりも小さな距離で起こるニュートリノ振動の探索計画(CeLAND実験)を検討している。また、さらに強力な反ニュートリノ源としてサイクロトロン加速器による陽子ビームで生成・崩壊する ^8Li を用いる計画(IsoDAR実験)も考えられ、より高感度な探索が期待できる。本稿では、ステライルニュートリノ探索に関して、物理背景とCeLAND実験及びIsoDAR実験計画の概要について紹介する。

2 ステライルニュートリノ

2.1 背景

太陽・原子炉・大気・加速器ニュートリノの測定による数十年にわたる実験的な検証を経て、ようやく3世代間のニュートリノ振動の枠組みが明らかとなってきた。3つのアクティブニュートリノ ν_e, ν_μ, ν_τ は、3つの異なる

質量を持つニュートリノ ν_1, ν_2, ν_3 の量子力学的な重ね合わせであり、各振幅の大きさは 3×3 のユニタリー行列(MNS行列)によって表される。ほとんどのニュートリノ振動の実験結果は2つの独立な質量2乗差 $\Delta m_{21}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m_{32}^2 = 2.3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ に由来する異なる周期のニュートリノ振動を導入することで説明することができる。

一方、以下に示すニュートリノ振動実験や宇宙観測においては第4世代のステライルニュートリノの存在が示唆されている。

- 原子炉 短距離原子炉反ニュートリノ実験(100m以下)における $\bar{\nu}_e$ 消失 [1]
- ガリウム ^{71}Ga ニュートリノ実験(SAGE, Gallex)における ν_e 消失 [2]
- 加速器 短距離加速器ニュートリノ実験(LSND, MiniBooNE)での $\bar{\nu}_e$ 出現 [3, 4]
- 宇宙観測 様々な宇宙観測(WMAP + PLANCK + SPT + BAO + H_0)に基づく3世代を超える有効ニュートリノ数の兆候 [5]

これらの原子炉、ガリウム、加速器ニュートリノ実験の結果は、いずれも大きな質量2乗差 $\Delta m_{41}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ に相当する短距離の周期で起こるニュートリノ振動によって説明されることから、新たに4つ目の質量を持つ ν_4 が必要となる。ところが、LEP実験におけるZボソンの見えないモードへの崩壊幅の測定結果から、質量 $M_Z/2$ 以下の軽いアクティブニュートリノは ν_e, ν_μ, ν_τ の3種類以外は否定されている。よって、4つ目のニュートリノは通常弱い相互作用をしないステライルニュートリノであると考えられ、 ν_e, ν_μ, ν_τ とは異なり実験によって直接検出することができない。このような事情により、ステライルニュートリノとアクティブニュートリノ間のニュートリノ振動を通してのみ4世代目のステライルニュートリノの存在を検証できると考えられている。

さらに、様々な宇宙観測に基づいた有効ニュートリノ数の測定では標準理論の予測 ($N_{\text{eff}} = 3.046$) よりも大きな値が示唆されており、これもステライルニュートリノの寄与によって説明される可能性がある。今後、これらの宇宙観測の高精度化による検証が期待されているが、仮に有意な結果が得られたとしてもステライルニュートリノ以外の標準理論に登場しない粒子の寄与である可能性も否定できない。よって、有効ニュートリノ数の問題に対する検証においては、宇宙観測とニュートリノ実験は相補的な関係にある。

このようなステライルニュートリノの存在に対する複数の実験における兆候はニュートリノ研究のコミュニティの注目を集めており、検証実験への気運が高まっている。ステライルニュートリノが発見された場合には、標準理論の枠組みに無い素粒子の存在を証明したことになり、新しい素粒子モデルの構築に対する強い動機付けとなる。さらに、ステライルニュートリノの持つ質量次第では暗黒物質の部分的要素となり得るため、ニュートリノ物理だけでなく宇宙進化の理論にも大きな影響を与え、素粒子・宇宙分野の研究全般に高い波及効果をもたらすと予想される。

2.2 グローバル振動解析

ニュートリノ実験で示唆されている短距離振動を説明するため、3世代のアクティブニュートリノに異なる質量を持つステライルニュートリノを1種類(3+1)または2種類(3+2) 加えたモデルが提唱されている。いずれのステライルニュートリノも他の3つのニュートリノと比較してずっと大きな1eV以上の質量が必要である(図1)。

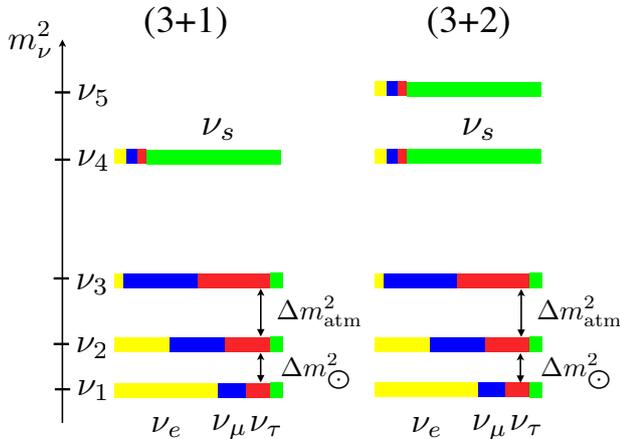


図1: ステライルニュートリノを1種類または2種類加えたときのニュートリノ質量階層構造(標準階層の場合)。ボックスは各質量固有状態におけるフレーバーの混合を表す。

(3+1) ニュートリノ混合の場合、アクティブニュートリノ ν_e, ν_μ, ν_τ とステライルニュートリノ ν_s におけるフレーバー固有状態は

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^4 U_{\alpha i} \nu_i \quad (\alpha = e, \mu, \tau, s) \quad (1)$$

で表される。ここで $U_{\alpha i}$ は、 4×4 のユニタリー混合行列、 ν_i は質量 m_i を持つ4つの質量固有状態である。 m_4 は他の質量に比べて十分に大きい ($\Delta m_{41}^2 \gg \Delta m_{31}^2, \Delta m_{21}^2$) ため、短距離におけるニュートリノ振動確率は

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \quad (2)$$

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \quad (3)$$

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = \sin^2 2\theta_{e\mu} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \quad (4)$$

のように、2世代ニュートリノ振動の式で近似することができる。ここで、 E はニュートリノエネルギー、 L はニュートリノ飛行距離、 $\theta_{ee}, \theta_{\mu\mu}, \theta_{e\mu}$ は有効混合角で、それぞれの振動における振幅は

$$\sin^2 2\theta_{ee} = 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \quad (5)$$

$$\sin^2 2\theta_{\mu\mu} = 4|U_{\mu4}|^2(1 - |U_{\mu4}|^2) \quad (6)$$

$$\sin^2 2\theta_{e\mu} = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu4}|^2 \quad (7)$$

で表される。 $|U_{e4}|^2, |U_{\mu4}|^2 \ll 1$ の場合には

$$\sin^2 2\theta_{e\mu} \sim \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \quad (8)$$

となり、 $\bar{\nu}_e$ 出現 ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) の振幅が、 $\bar{\nu}_e$ 消失と $\bar{\nu}_\mu$ 消失の振幅の積によって表されることが分かる。全ての短距離ニュートリノ振動実験の結果を考慮したグローバル振動解析では、(3+1) ニュートリノ混合において $\Delta m_{41}^2 \sim 1.6 \text{ eV}^2$ [6] と全ての有効混合角に対して有限値が得られ、実験間の有意な矛盾も無い。ただし、MiniBooNE 実験における 475 MeV 以下の低エネルギー領域における $\bar{\nu}_e$ らしい事象の超過 [4] を解析に含めた場合には、(3+1) 及び (3+2) ニュートリノ混合のどちらのモデルでも全ての実験結果を矛盾無く説明することができないため、ニュートリノ振動以外の別な解釈が必要になると考えられる。

さらに、 $m_4 \simeq \sqrt{\Delta m_{41}^2} \sim 1 \text{ eV}$ であることを考慮すると、 Δm_{41}^2 測定はベータ崩壊実験、二重ベータ崩壊実験、及び宇宙観測におけるニュートリノ質量の絶対値測定とも関連することが分かる。ベータ崩壊実験では、トリチウムのベータ崩壊スペクトルを高感度測定を目指す KATRIN 実験において、 m_4 に由来するスペクトルの段差を検証することが可能である [7]。一方、二重ベータ

表 1: ステライルニュートリノの存在を示唆する実験の統計的有意度。

実験	ソース	対象	有意度
原子炉	β 崩壊	$\bar{\nu}_e$ 消失	3σ [1]
ガリウム	電子捕獲	ν_e 消失	2.7σ [2]
LSND	静止 μ 崩壊	$\bar{\nu}_e$ 出現	3.8σ [3]
MiniBooNE	飛行 π 崩壊	$\bar{\nu}_e$ 出現	2.8σ [4]
宇宙観測 ¹	ビックバン	有効世代数	$\sim 2\sigma$ [5]

崩壊実験では、ニュートリノがマヨラナ性を持つという条件下で、KamLAND2-Zen や nEXO などの将来計画実験において $\langle m_{\beta\beta} \rangle \sim |U_{e4}|^2 m_4$ で近似されるニュートリノ有効質量を検証する感度を持つと期待される。また、宇宙観測のデータからは $m_s < 0.5\text{eV}$ (95%信頼度) [8] となりニュートリノ実験との矛盾が示唆されているが、宇宙論のモデルの修正によっても説明できるため、現状では深刻な矛盾とは考えられていない。

2.3 ステライルニュートリノ探索実験

グローバル解析では短距離ニュートリノ振動は既に 6σ 程度の統計的有意度 [6] で示されているが、各々のニュートリノ実験や宇宙観測における $2\sim 4\sigma$ 程度の有意度 (表 1) は未知の原因による系統誤差の寄与の可能性もあるため、4世代目のステライルニュートリノの存在の証拠としては十分であるとは考えられてはいない。このため、グローバル解析で示唆される短距離ニュートリノ振動解を検証するため世界中で新しい実験が計画されており [9]、激しい競争状態にある。これらの計画では、原子炉、ソース (線源)、加速器など様々な手段を用いて生成する不安定核、 μ^\pm 、 π^\pm などをニュートリノ発生源とし、短距離ニュートリノ振動によって起こる $\bar{\nu}_e$ 、 ν_μ の消失・出現を探索するものであるが、探索対象によって適切な検出器を選択する必要がある。それぞれの実験はメリット・デメリットがあり単純に優劣を付けることは難しいが、ここでは比較的早期に実験開始が可能であると考えられているニュートリノソースを用いる実験、及びさらに将来の高感度探索に向けた加速器実験に焦点を当てる。

ニュートリノ振動の明確な検証を行うためには、KamLAND 実験において長距離で起こる原子炉 $\bar{\nu}_e$ 振動の証拠として示したような L/E の関数で表される反応数の周期的な増減 [10] を短距離においても測定することが重要である。しかし、これまでのように原子炉を $\bar{\nu}_e$ 発

¹最近の PLANCK のデータのみでは $N_{\text{eff}} = 3.36 \pm 0.66$ (95%信頼度) と有意な超過は見られないが、 H_0 測定に基づいた宇宙論による制限を入れると $N_{\text{eff}} = 3.52 \pm 0.46$ (95%信頼度) となる。

生源として用いるときには、エネルギースペクトルの不定性、炉心のサイズ、原子炉付近でのバックグラウンド事象を抑えるための対策などが課題となる。一方、 $\bar{\nu}_e$ 発生源としてコンパクトかつ良く理解された単一核種の β 崩壊核を使用する場合は、上記の問題は同時に解決される。例えば、比較的安価で製作が可能なソースの場合は、開発コスト・迅速性・測定感度の全てにおいて有利な実験が実行できると期待される。その際、検出器としては大容量の液体シンチレータを用いた実験が有力であり、 ^{51}Cr ソースでは Borexino 実験、 ^{144}Ce ソースでは KamLAND, Borexino, Daya-Bay 実験 [9] においてそれぞれ探索計画が検討されている (表 2)。KamLAND は、現在可動中の検出器の中では最大容量の 1,000 トン液体シンチレータを用いた $\bar{\nu}_e$ 検出器であり、Borexino (300 トン) や Daya-Bay (20 トン \times 6 基) と比較すると低い強度のソースでも目標とする測定感度の達成が可能である。また、ソースを用いる代わりに加速器によって ^8Li などの寿命の短い不安定核を生成する方法もあり、この場合はさらに統計量が増加した高感度探索を行うことができる。

3 CeLAND 実験

Ce 反ニュートリノソースを用いたステライルニュートリノ探索を目標とする CeLAND は、KamLAND グループ (日・米・蘭)、Saclay (仏)、ITEP (露) によって検討されている実験計画である。ここでは、CeLAND 実験計画の概要、バックグラウンド、系統誤差評価、及び測定感度目標について記述していく。

3.1 ^{144}Ce - ^{144}Pr 反ニュートリノソース

反ニュートリノソースとして ^{144}Ce - ^{144}Pr を用いることには、いくつか利点が挙げられる。図 2 に示すように、親核種 ^{144}Ce (半減期 285 日) と娘核種 ^{144}Pr (半減期 17 分) の間には放射平衡が成立しており、 ^{144}Ce の長い半減期のおかげでソースの製作・運搬に十分な時間を確保できる。また、 ^{144}Pr は β 崩壊の Q 値が 2.996 MeV

表 2: ニュートリノソースを用いる実験計画 [9]。

ν	検出	核種	強度	実験
ν_e	ν_e -e or 放射化学	^{51}Cr	$>3\text{ MCi}$	SAGE, LENS
			$>10\text{ MCi}$	SOX, SNO+
$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_e$ -p	^{144}Ce	$\sim 5\text{ MCi}$	RICOCHET
			$\sim 75\text{ kCi}$	CeLAND, SOX
			$\sim 500\text{ kCi}$	Daya-Bay

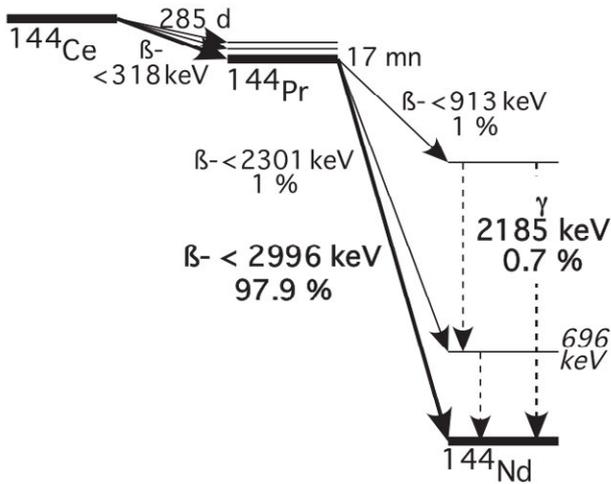


図 2: ^{144}Ce - ^{144}Pr 崩壊図。

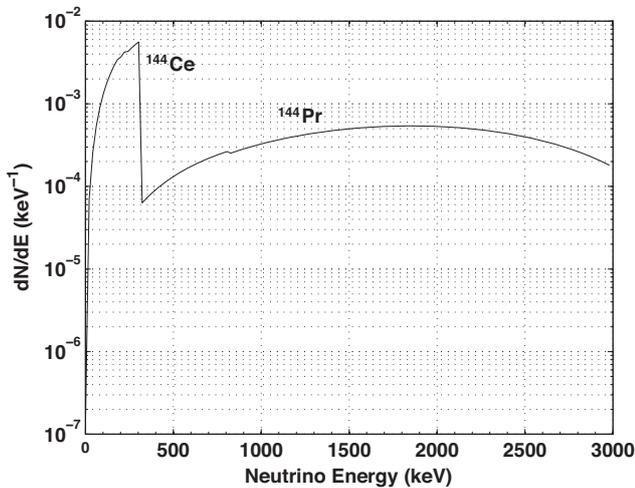


図 3: ^{144}Ce - ^{144}Pr $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトル。

と比較的高いため、液体シンチレータで検出できる逆 β 崩壊反応 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (閾値: $E_\nu > 1.8 \text{ MeV}$) の断面積は大きくなる。この反応で作られる陽電子と中性子の2つを時間差で観測することによって、 $\bar{\nu}_e$ 観測におけるバックグラウンド事象を効率的に除去することができる。さらに、ソースは使用済核燃料から長寿命核を抽出して製作されるが、 ^{144}Ce に対してはウランやプルトニウムの核分裂による収率が比較的高い (^{235}U : 5.2%, ^{239}Pu : 3.7%) ため、高強度のソースを実現しやすい。そのため、製作した ^{144}Ce - ^{144}Pr ソースを $\bar{\nu}_e$ の精密測定に適した大容量液体シンチレータ検出器付近に設置することで、大統計かつ低バックグラウンドでの $\bar{\nu}_e$ 消失探索実験の実行が可能となる。このような観測体制が、CeLAND 実験のコンセプトである。

^{144}Ce - ^{144}Pr の β 崩壊で発生する $\bar{\nu}_e$ のエネルギースペクトルを図 3 に示す。 ^{144}Pr $\bar{\nu}_e$ の約 50% が 1.8 MeV 閾値を超えるエネルギーを持ち、液体シンチレータ中の水素原子核と逆 β 崩壊反応を起こすことになる。エネ

ルギースペクトルの不定性は原子炉 $\bar{\nu}_e$ と比較すると格段に小さいが、 ^{144}Pr の β 崩壊は禁止遷移を含んでおり、スペクトルを理論計算のみで量子補正に伴う小さな不定性まで完全に排除するのは難しい。そこで、実験開始前までに ^{144}Pr の β スペクトルの精密測定を行うことで、スペクトル形状の誤差を縮小することを計画している。

^{144}Ce ソースは、ロシアの Mayak 再処理プラントにおいて以下の工程によって製作する予定である。まず、2~3 年経過した使用済核燃料からウランやプルトニウムを抽出後、残留物に対して放射化学的手法を用いて希土類元素のみを取り出す。さらに、置換型クロマトグラフィのカラムを通すことで Ce を分離し、シュウ酸塩による沈殿を焼成することで CeO_2 を生成する。最後に、コールドプレスによって成形した CeO_2 を二重ステンレスカプセルに充填することで密封ソースが完成する。製作期間は、原料調達から出荷までを含めて約 1 年を見込んでいる。

^{144}Ce ソースを $\bar{\nu}_e$ 検出器まで運搬するためには、運搬物の表面線量を法律で定められたレベル以下に抑える必要がある。線量に最も寄与するのは、 ^{144}Pr の β 崩壊において分岐比 0.7% で発生する 2.185 MeV の γ 線 (図 2) である。このエネルギーの γ 線では物質との相互作用はコンプトン散乱が支配的なプロセスであるため、物質の種類に関わらず密度が高いほど遮蔽物のサイズを小さくできることになる。そこで、高密度で硬い金属として知られるタングステン合金 (密度 18.5 g/cm^3) を遮蔽材として用いる。タングステン合金の吸収長は、2.185 MeV の γ 線に対して 1.2 cm と非常に短い。 ^{144}Ce ソースのジオメトリの効果も考慮するため、 γ 線のモンテカルロ・シミュレーションによって表面線量の評価を行ったところ、厚さ 16 cm のタングステン合金によって十分な遮蔽性能が得られることが分かった (図 4)。

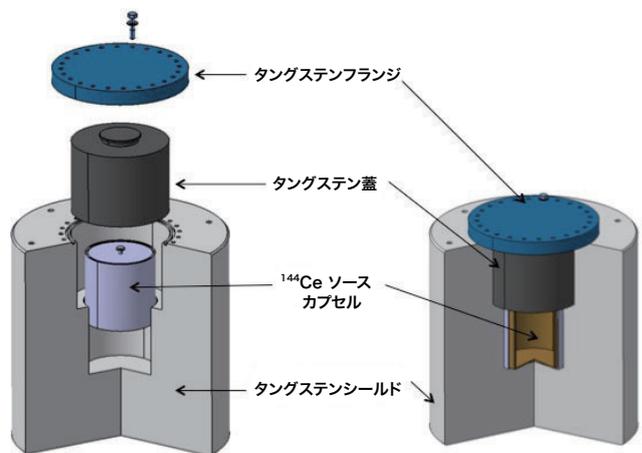


図 4: ^{144}Ce ソースからの γ 線を遮蔽するためのタングステンシールドのデザイン。

運搬の際には法律で定められた専用の輸送容器を使用する必要があり、他のソースにおいて使用実績のある承認容器であっても ^{144}Ce ソース用容器として再申請し、関係国による承認を得なければならない。これらの審査は大変厳格であるため、年単位の期間を要する。ロシアからの輸送については、ソースの強度を維持するため最短ルートを選択するのが望ましいが、航空輸送は法律による規制のため実現が難しい。一方、船舶輸送では港・航路の制約はあるものの海外からのソース輸入の実績は多く、輸送自体に要する期間は1ヶ月程度であると見込んでいる。

3.2 ソース強度測定

ニュートリノ振動実験では、 $\bar{\nu}_e$ 発生量を精度良く予測することが重要である。Mayak 再処理プラントではソース強度 (^{144}Ce 崩壊レート) は6~8%程度の精度でしか測定できないため、これとは別に独自の測定を実施する必要がある。最も高精度を実現しやすいのは熱量計を用いる方法であり、実際のソースに最適な装置設計の検討を進めている。原子核データベースに基づく計算からソース強度あたりの発熱量は $7.991 \pm 0.044 \text{ W/kCi}$ と精度良く分かっており、発熱量から強度への変換によって生じる不定性は0.56%程度である。このため、発熱量に対して高精度の測定が実現すれば、ソース強度に対して1%以下の不定性も達成できると考えられる。

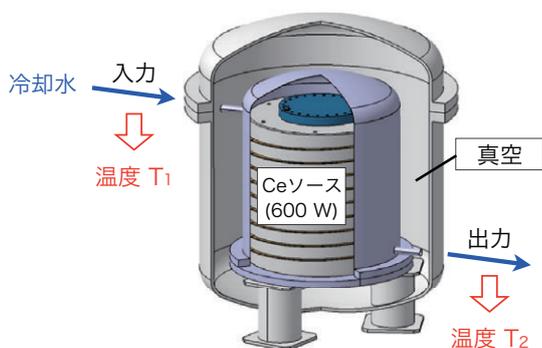


図5: 熱量計のデザイン。

図5に熱量計のデザインを示す。実際は、真空容器内にタングステンシールドをケブラーロープで吊り下げる構造により高い断熱性能を実現し、冷却水の入力・出力の温度差から放熱率に換算できるようにする。ソース強度が75 kCiの場合、発熱率は600 Wに相当する。タングステンシールドの表面温度は空気中において80°C程度となるが、熱量計中において冷却水のある程度の流量で流すことで、数時間以内に40°C程度まで冷やされ熱平衡状態に達する。流量が4 g/sの場合には入力・出力の温度差が40°Cとなり、温度計測の誤差(0.2°C)で

生じる温度差に対する不定性は0.5%程度に抑えられる。さらに、断熱性能に関わる放熱率の不定性を考慮するため、あらかじめ発熱率の分かっている電熱ソースを用いた装置較正を行うことを計画している。

3.3 KamLAND 検出器

KamLANDは、東北大学ニュートリノ科学研究センターが中心となって岐阜県飛騨市にある神岡鉱山地下に建設した、直径13 mの透明バルーンに入った1,000トンの液体シンチレータから成る多目的低エネルギー・反ニュートリノ検出器(図6)である。液体シンチレータ用ステンレス製タンクの内側には、ニュートリノ反応の微弱な光を捉える1,879本の17インチ及び20インチの光電子増倍管を設置している。大光量が得られる液体シンチレータを反応ターゲットとすることで低エネルギーニュートリノの観測が可能となるため、純水を用いたスーパーカミオカンデとは異なる物理が研究対象となる。2002年にデータ収集を開始し、原子炉反ニュートリノを用いた長距離でのニュートリノ振動パターンの観測による太陽ニュートリノ問題の解決[10]、地球内部反ニュートリノの初検出による放射性熱源の検証[11]などの成果を挙げてきた。さらに2011年には、同位体濃縮したキセノン液体シンチレータ中に溶かし込むことでニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊($0\nu\beta\beta$)の探索を行うKamLAND-Zen実験を開始し、マヨラナニュートリノ質量の検証において世界最高感度を達成した[12]。

現在、KamLAND実験では主に二重ベータ崩壊探索および地球 $\bar{\nu}_e$ 観測の精度を改善するため検出器を安定稼働させているが、将来計画として検出器をステライルニュートリノ探索に利用することを検討している[13]。図7に示すCe反ニュートリノソースを検出器に受け入れるための構造物は、2015年に予定している外部検出器の光電子増倍管を修理するタイミングに合わせて製作しておく必要がある。幸い ^{144}Ce - ^{144}Pr $\bar{\nu}_e$ 反応とニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の観測エネルギーは異なるため、CeLAND実験とKamLAND-Zen実験は両立する計画である。一方、地球 $\bar{\nu}_e$ とはエネルギーが重複してしまうため、CeLAND実験期間は地球 $\bar{\nu}_e$ 観測を休止することになる。

3.4 バックグラウンド事象

KamLANDにおける ^{144}Ce - ^{144}Pr $\bar{\nu}_e$ 反応は、1.5年の観測で約20,000事象が期待される。一方、バックグラウンド事象数は、これまでの原子炉・地球 $\bar{\nu}_e$ 観測の実データから ^{144}Ce - ^{144}Pr $\bar{\nu}_e$ 事象に対して2桁程度低い寄与であると予想される。しかし、探索しようとして

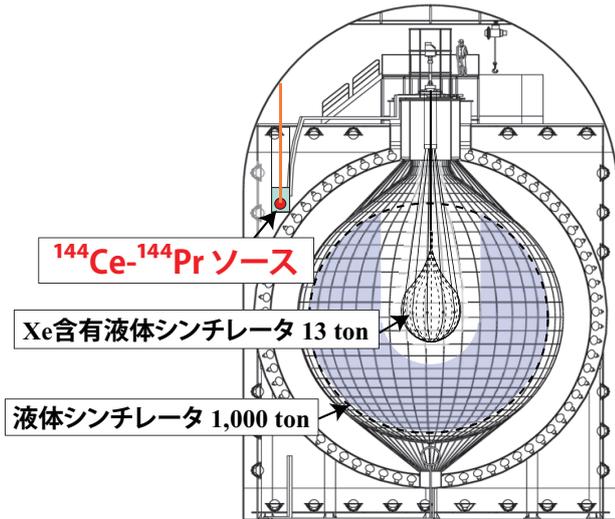


図 6: KamLAND 検出器の概要図。

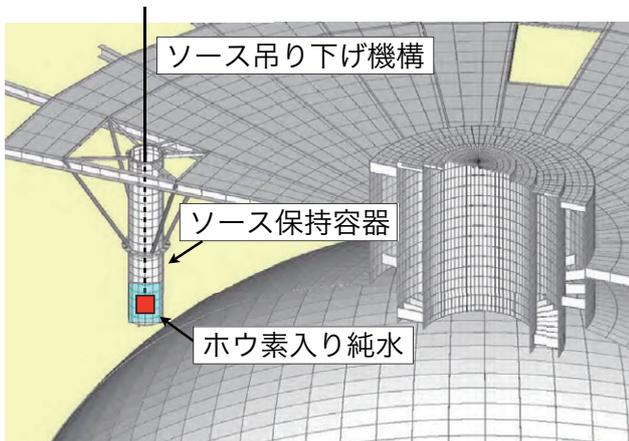


図 7: Ce 反ニュートリノソース保持容器。

いる短距離ニュートリノ振動の効果も小さく、また検出器に新しく追加するソースや構造物に起因するバックグラウンドの可能性もあることから、慎重に再評価しておく必要がある。

バックグラウンド事象は、以下の3つのタイプに分類される。

1. 反ニュートリノ

原子炉・地球 $\bar{\nu}_e$ などがバックグラウンド源となる。地球内部に存在する ^{238}U , ^{232}Th からの $\bar{\nu}_e$ 反応は1.5年の観測期間で約40事象と予想されるが、信号に対する寄与は0.2%程度しかない。原子炉 $\bar{\nu}_e$ は、現在は国内の原子炉が全て停止しているため、フラックスの寄与は地球 $\bar{\nu}_e$ 以下となる。原子炉の稼働状況によっては最大のバックグラウンド源であるが、全ての原子炉が稼働していたとしても信号に対する寄与は2%以下と小さい。

2. 検出器起源の放射線

偶発同時計数、ラドンの娘核種起源の α 線による $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反応、宇宙線ミュオン原子核破砕で作られる不安定核の中性子を伴う崩壊、検出器外部から侵入する宇宙線ミュオン起源の高速中性子などがバックグラウンド源となる。これらの事象レートは、過去のデータから精度良く見積もられており、寄与が小さいことが分かっている。一方、Ceソース保持容器の内部のみを通過するミュオンについては、水外部チェレンコフ検出器によってタグgingすることができないため高速中性子バックグラウンドの増加が予想される。よって、保持容器の内側に光電子増倍管を設置することでバックグラウンドの増加を抑えるなどの対策が必要となる。

3. ソース起源の放射線

最も影響の大きいのは ^{144}Pr の β 崩壊で発生する2.185 MeV の γ 線であるが、厚さ16 cmのタングステンシールドによって無視できるレベルに抑えられる。一方、ソースの生成過程において微量に混入すると予想される Cm や Am は自発核分裂を起こすため、高速中性子が多重生成することがある。さらに、複数の高速中性子がタングステンシールドの外で水素原子核に捕獲される場合には、短時間で2.22 MeV の γ 線を多重生成するため、時間差事象を作りバックグラウンド源となる。実際にソースを製作し中性子量を測定しないと正確な事象レートは見積もれないが、許容量以上であった場合には周囲にホウ素入り純水を配置し(図7)、 $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha$ の反応を利用して γ 線の多重生成を防ぐなどの対策が必要となる。

以下では、KamLANDにおける過去数年間の原子炉ニュートリノ観測のデータを基にしたバックグラウンド事象レートを仮定して、短距離ニュートリノ振動に対する感度予測を行う。

3.5 測定感度予測

グローバル振動解析で示唆される短距離ニュートリノ振動が起こる場合、KamLAND 検出器では特徴的な信号が観測される。反ニュートリノソースの位置 $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ は分かっているので、光電子増倍管に記録される時間情報を基に $\bar{\nu}_e$ 事象の反応点 $\vec{r} = (x, y, z)$ を再構成するとニュートリノ飛行距離 $L = |\vec{r} - \vec{r}_0|$ が得られる。このため、多くのニュートリノ振動実験で探索対象としているエネルギースペクトルの歪みと同時に、距離分布の歪みも得られることになる。よって、図8に示すような2次元の振動パターンを見ることが可能となり、より確実なニュートリノ振動の検証を行うことができる。

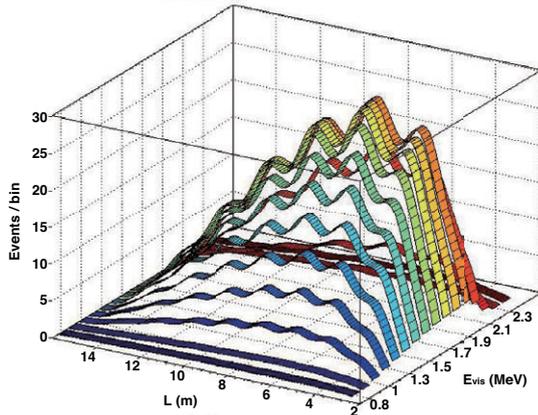


図 8: 短距離ニュートリノ振動によって期待される距離 (L) とエネルギー (E) の関数で表される振動パターン。縦軸は $\bar{\nu}_e$ 事象数。

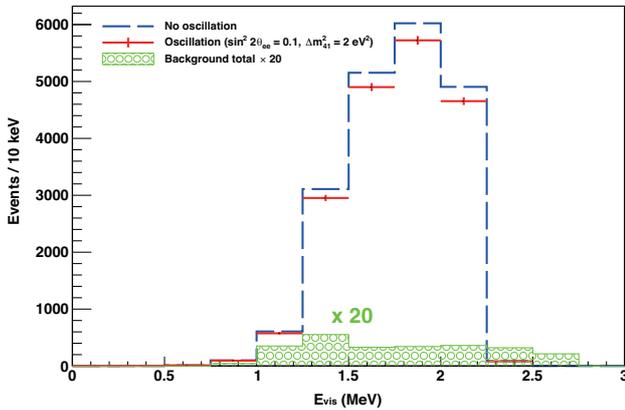


図 9: 短距離ニュートリノ振動有り (赤線), 振動無し (青線) の場合に予測される観測エネルギースペクトル。下側のヒストグラム (緑塗) は見やすいようにバックグラウンドの寄与を 20 倍して表示している。

図 9, 図 10 にグローバル振動解析のパラメータ最適値を仮定した場合に期待される $\bar{\nu}_e$ 事象のエネルギースペクトル, 距離分布を示す。バックグラウンドの寄与は十分に小さく短距離ニュートリノ振動が有り・無しの違いがはっきりと区別できることが分かる。さらに, 図 11 のようにニュートリノ減少率を L/E の関数で描き直すと, ニュートリノ振動の特徴であるサインカーブの形を検証することも可能である。このような $\bar{\nu}_e$ 消失による短距離振動が発見された場合には, スペクトル解析によって θ_{ee} だけでなく振動の周期に対応する Δm_{41}^2 も精密に測定されると期待され, さらに $\theta_{e\mu}$ による出現実験との一致が検証できる可能性もある。

図 12 は, 計画中のニュートリノソースを用いる実験におけるニュートリノ振動パラメータに対する感度予測

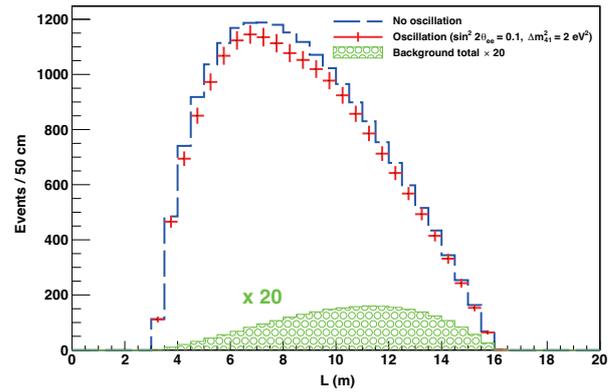


図 10: 短距離ニュートリノ振動有り (赤線), 振動無し (青線) の場合に予測されるソースから反応点までの距離分布。下側のヒストグラム (緑塗) は見やすいようにバックグラウンドの寄与を 20 倍して表示している。

を示している。CeLAND 実験は他の実験と比較しても迅速に高感度を達成できる高い競争力を持った計画であることが分かる。ソース強度は崩壊によって減衰し, 実験を開始して一定期間で統計精度の改善はリミットされてしまうため, 探索感度は元のソース強度に強く依存する。現在の計画では 50-100 kCi 程度での実験を検討しているが, 100 kCi の場合は 1.5 年の測定でグローバル解析 (Reactor + Ga) が示唆する振動解 (影領域) を限なく検証することが可能となる。

ここで, 実験条件によるニュートリノ振動パラメータに対する探索感度への影響を明らかにするため, 統計誤差以外に感度を制限する可能性のある要因を以下に挙げる。

1. ソースのサイズによる $\bar{\nu}_e$ 発生点の広がり
 $\bar{\nu}_e$ 発生点の広がりが大きいとニュートリノ振動の効果が平均化されてしまい, スペクトルの歪みの情報が失われ感度が低下する。しかし, CeLAND 実験で使用する ^{144}Ce ソースは 15 cm 程度のサイズであるため, 探索するニュートリノ振動の波長 ($\sim m$) に比べると十分に小さく, 影響は無視できる。
2. 検出器のエネルギー・位置分解能
 1. と同様に, 検出器のエネルギー・位置分解能の大きさはスペクトルの歪みの情報に対する感度を制限する要因となり得る。これらの分解能の値を大きくしていくと比較的高い Δm_{41}^2 (1-10 eV^2) の領域で感度が低下する。これは, 波長の短い振動の方が分解能の効果で平均化されやすいためである。しかし, 現在 KamLAND 検出器で達成されている分解能であれば平均化の影響はわずかである。

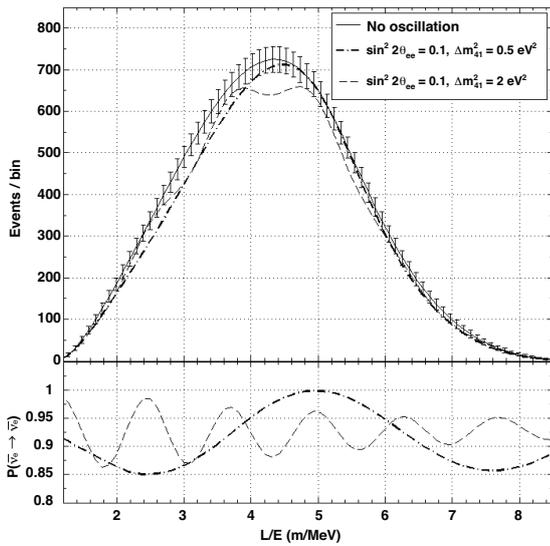


図 11: L/E の関数で表される振動パターン。縦軸は $\bar{\nu}_e$ 事象数 (上図) と $\bar{\nu}_e$ 生存確率 (下図)。ニュートリノ振動パラメータは、それぞれ $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.1$, $\Delta m_{41}^2 = 0.5 \text{ eV}^2$ と $\sin^2 2\theta_{ee} = 0.1$, $\Delta m_{41}^2 = 2.0 \text{ eV}^2$ を仮定。

3. $\bar{\nu}_e$ 発生量の予測に対する不定性

$\bar{\nu}_e$ 発生量の不定性はレート測定の精度を直接左右するため、ここでは最も重要である。特に、レート測定が感度をリミットする高い Δm_{41}^2 の領域においては、 $\bar{\nu}_e$ 発生量の不定性を減らす必要がある。既に紹介したように、熱量計を用いる方法によってソース強度に対して 1% 以下の不定性を目指す。

このように、ソース強度測定によって $\bar{\nu}_e$ 発生量の不定性を抑えた場合には系統誤差の影響は小さく、少なくともグローバル振動解付近の Δm_{41}^2 ($\sim 1 \text{ eV}^2$) の領域を探索する上では、統計誤差が支配的な実験となっている。そう分かっているにしても、ソース強度を高めるのは経済的にも限界があるし、ソースのサイズが大きくなることはタングステンシールドの重量が大きくなることも意味するため、ソースの運搬においても困難な課題を生む。このような理由から、現実的にはソース強度は最大でも 100 kCi 程度が限界であると考えている。

ソース強度を変えずに統計量を増やすには、ソースを検出器に近づけるといった方法もある。例えばソースを検出器中心に置いた場合、外部検出器に置いた場合と比較すると統計量は 5 倍程度となる。現在、KamLAND 検出器中心部では二重ベータ崩壊実験の測定を継続しており、ソースを内部検出器に導入することはできない。しかし、将来の可能性として検出器中心にソースを設置することも検討しており、さらなる高感度測定へ移行するオプションとしては有力である。

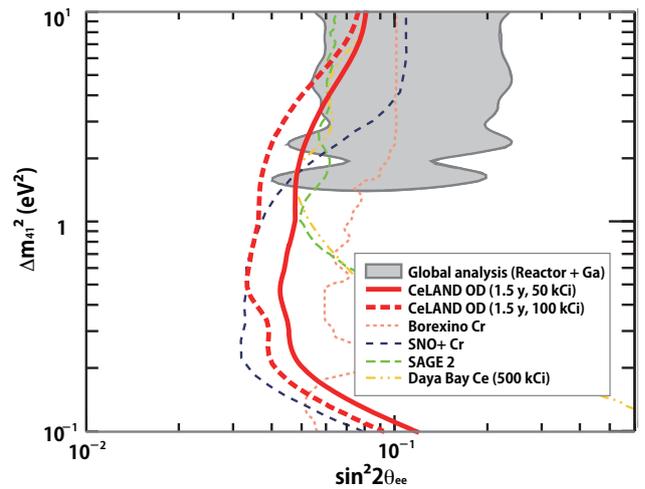


図 12: ニュートリノ振動パラメータに対する感度予測 (95%信頼度)。1.5 年の測定でグローバル解析 (Reactor + Ga) が示唆する振動解 (影領域) を検証する。

4 IsoDAR 実験

ここまでは ^{144}Ce ソースと液体シンチレータ検出器を組み合わせたステライルニュートリノ探索実験の計画を紹介してきた。さらに高感度な探索を行うため、より強力な反ニュートリノ源としてサイクロトロン加速器による陽子ビームを用いた ^8Li 生成・崩壊 (図 13) を利用する IsoDAR (Isotope Decay-At-Rest) 実験 [14] も有力であり、CeLAND 実験と同じように KamLAND の将来計画の 1 つとして実現可能性を検討している。ここでは、IsoDAR 実験計画の概要について簡単に紹介する。

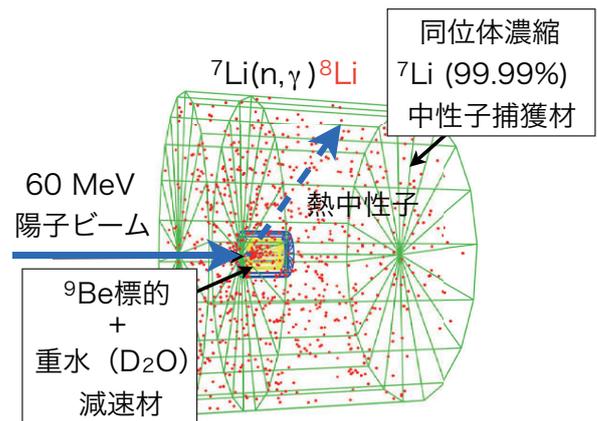


図 13: IsoDAR 実験で用いられる 60 MeV 陽子ビーム・Be 標的・中性子捕獲材から構成される反ニュートリノ源。

IsoDAR 実験では、 $\bar{\nu}_e$ を生成するのに小型サイクロトロン (60 MeV / amu) を使用する。小型サイクロトロンの設計は、米国の MIT を中心としたグループによって進められており、ニュートリノ CP 位相の測定を目指す

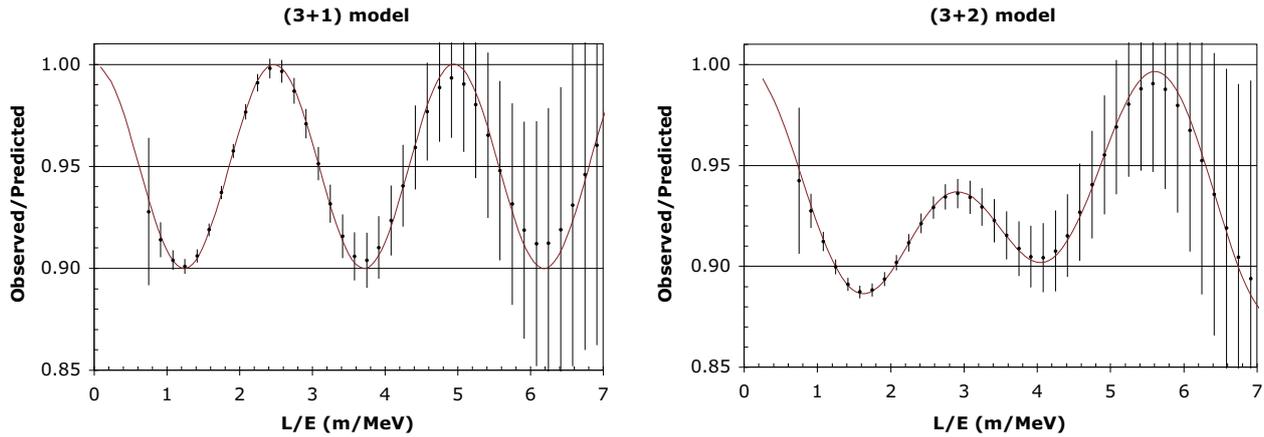


図 14: IsoDAR 実験 (5 年) によって得られる L/E の関数で表される振動パターン。ニュートリノ振動パラメータは、(3+1) 及び (3+2) ニュートリノ混合モデルにおけるグローバル振動解析の最適値を仮定。

DAE δ ALUS 実験のための大型加速器用インジェクターのプロトタイプとする予定である。いずれの実験においても、現在医療用に用いられているサイクロトロン約 6 倍の強度が必要である。さらに、IsoDAR 実験で用いるサイクロトロンの場合、KamLAND 検出器付近の空洞への設置・導入が可能なサイズに抑えなければならない。そこで、坑道入口から KamLAND 検出器までの岩盤の形状を詳細に把握するため、FARO 社の 3D レーザースキャナーを用いた測定を行い、サイクロトロンの設計に反映できるようにした。

現在の設計では、小型サイクロロンによって加速された 5 mA の水素分子イオン (H_2^+) が Be 標的 (直径 20 cm \times 高さ 20 cm) に陽子ビームとして衝突し、大量の中性子が生成される。この中性子を周囲の重水によって減速させ、さらに外側にある同位体濃縮をした Li (7Li : 99.99%) に捕獲させることによって効率良く 8Li を生成する (図 13)。 β 崩壊核である 8Li の半減期は 0.8 s であるため、崩壊レートは短時間で平衡に達して高強度の反ニュートリノ源となる。また、 β 崩壊の Q 値は 14.5 MeV と大きいため、逆 β 崩壊反応 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ によって約 9 MeV にピークを持つエネルギースペクトルを観測することになる。このような ^{144}Ce ソースよりも高いエネルギーの $\bar{\nu}_e$ を利用することのメリットとして、単に反応断面積が大きいことによる統計量の増加だけでなく、ニュートリノ振動の効果が比較的長い距離でも平均化されないことも挙げられる。例えば、検出器から Be 標的までの距離を 10 m 程度まで離れたとしても、グローバル振動解析付近の Δm_{41}^2 ($\sim 1 eV^2$) の領域において L/E の関数で表される振動パターンを検証することができる。よって、Be 標的を KamLAND 検出器の外側に設置しても良く、検出器まで十分なコンクリートシールドを用意できる。

CeLAND 実験では ^{144}Ce の半減期による制約から 1

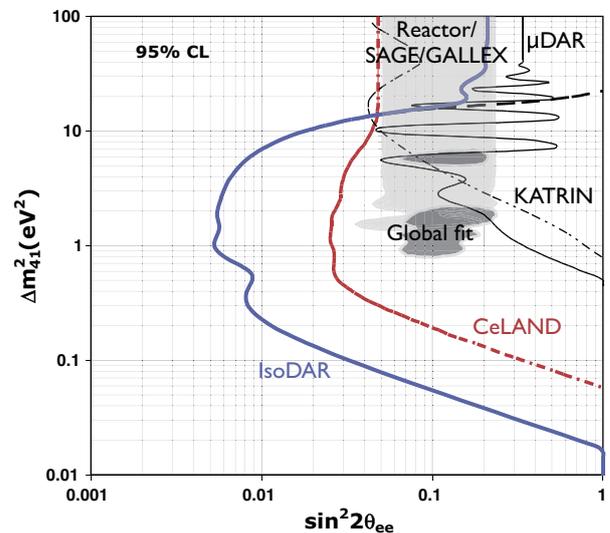


図 15: IsoDAR 実験 (5 年) と CeLAND 実験 (1 年, 検出器中心にソースを置いた場合) におけるニュートリノ振動パラメータに対する感度予測 (95%信頼度)。

年程度しか測定を行うことができないが、IsoDAR 実験ではサイクロロン加速器によって常に 8Li が生成されるため長期間の測定が可能である。図 14 に 5 年の観測によって得られる L/E の関数で表される振動パターンを示す。ニュートリノ振動パラメータは、(3+1) 及び (3+2) ニュートリノ混合モデルにおけるグローバル振動解析の最適値を仮定しており、IsoDAR では振動パターンから 2 つのモデルを区別することが可能であることが分かる。

図 15 に IsoDAR 実験におけるニュートリノ振動パラメータに対する感度予測を示している。CeLAND 実験で支配的であった統計誤差が縮小されるため、 $\sin^2 2\theta_{ee} \sim 0.005$ 程度までの小さな混合角にまで感度を持っている。グローバル振動解析の検証は、わずか 4 ヶ月の測定でも 5σ

の信頼度で行うことができる。また、CeLANDと同様でIsoDAR実験においても ${}^8\text{Li}$ 生成の空間分布に起因する $\bar{\nu}_e$ 発生点の広がりや検出器のエネルギー・位置分解能による影響などは限定的である。よって、グローバル振動解付近の Δm_{41}^2 ($\sim 1\text{ eV}^2$)の領域においては探索感度がほぼ統計量のみで決まる状況であり、系統誤差の寄与の可能性が少なく信頼性の高い結果が得られると期待される。

5 おわりに

ステライルニュートリノ探索のため様々な手法を用いた短距離ニュートリノ振動実験が計画されている中、KamLANDにおいてはCeLAND実験やIsoDAR実験など新しい反ニュートリノ源を用いた探索計画が考えられている。現在、KamLAND実験ではニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索を目指すKamLAND-Zenを最優先の研究課題として位置づけて、さらなる高感度化のための装置開発を進めているが、同時にステライルニュートリノ探索や暗黒物質探索など新しい物理目標を視野に入れた拡張計画の検討も進めている。これらの実験は他の測定で示唆されるニュートリノ質量のスケールによって探索目標の設定の見直しが必要となることもあり得るため、初めから研究対象を狭めること無く、様々な可能性を考慮して実験準備を進めていきたい。

参考文献

- [1] G. Mention *et al.*, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
- [2] C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. C **83**, 065504 (2011).
- [3] A. Aguilar *et al.*, Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001).
- [4] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 161801 (2013).
- [5] P. A. R. Ade *et al.*, arXiv:1303.5076v2 (2013).
- [6] C. Giunti, arXiv:1311.1335v1 (2013).
- [7] A. Esmaili and O. L. G. Peres, Phys. Rev. D **85**, 117301 (2012).
- [8] E. Giusarma *et al.*, Phys. Rev. D **85**, 083522 (2012).
- [9] K. N. Abazajian, arXiv:1204.5379v1 (2012).

- [10] K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003); T. Araki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 081802 (2005).
- [11] T. Araki *et al.*, Nature **436**, 499 (2005); A. Gando *et al.*, Nat. Geosci. **4**, 647 (2011).
- [12] A. Gando *et al.*, Phys. Rev. D **85**, 045504 (2012); A. Gando *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 062502 (2013).
- [13] A. Gando *et al.*, arXiv:1309.6805v2 (2013); A. Gando *et al.*, arXiv:1312.0896v1 (2013).
- [14] A. Bungau *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 141802 (2012).