

修士論文

KamLAND 実験における 1MeV 以下の
低エネルギー領域におけるバックグラウンドの研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

前田 達郎

平成 15 年

概要

現在、原子炉反ニュートリノ測定によりニュートリノ振動解の一つである LMA 解 (大混合角解) を検証する試みが行われた。2002年3月4日から2002年10月6日までの観測データにより、原子炉反ニュートリノイベントは、2.6MeVの閾値で、振動しない場合の予測値が 86.8 ± 5.6 events であるのに対し、観測されたのは、54 イベントであった。この結果は、LMA 解が解であることを強く支持している。

本研究では ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノを観測し、太陽標準模型を確認することが目的である。 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ観測は原子炉反電子ニュートリノ観測よりエネルギー領域が低い。また、反電子ニュートリノの検出は逆 β 崩壊の遅延同時計測を用いてバックグラウンドを減らすことができるが、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノは電子との弾性散乱を観測するため、遅延同時計測は使えない。 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ観測領域のエネルギースペクトルを見ると、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの反応数よりも非常に多いバックグラウンドが観測された。そのため、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノのバックグラウンドとなり得る放射性元素の見積もりを行った。主に原子炉から発生する ${}^{85}\text{Kr}$ 、ステンレス、ガラスなどから放出される ${}^{222}\text{Rn}$ の崩壊により生成する ${}^{210}\text{Bi}$ の量、バルーン、液体シンチレーター等に含まれている ${}^{40}\text{K}$ を仮定して見積もった。解析の結果、バックグラウンドを次のように見積もることができた。

${}^{234}\text{Pa}$ は、

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) < 0.087 \text{Bq/kton}$$

太陽ニュートリノエネルギー領域 (0.28 ~ 0.8MeV) には

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) < 2500 \text{events/day/kton}$$

${}^{210}\text{Bi}$ は、

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 21.5 \pm 0.5 \text{Bq/kton}$$

太陽ニュートリノエネルギー領域 (0.28 ~ 0.8MeV) には

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 9.93 \pm 0.01 \times 10^6 \text{events/day/kton}$$

${}^{85}\text{Kr}$ は

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 776 \pm 11 \text{Bq/kton}$$

太陽ニュートリノエネルギー領域 (0.28 ~ 0.8MeV) には

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 2.37 \pm 0.04 \times 10^7 \text{events/day/kton}$$

であった。

${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノを 262 events/day/kton とし、SN 比を 1 とすると許される量は 262 events/day/kton であることから、 ${}^{234}\text{Pa}$ は除去しなければならない可能性がある。

${}^{210}\text{Bi}$ 、 ${}^{85}\text{Kr}$ は除去しなければならない。

目次

第1章 動機	4
1.1 太陽ニュートリノ	4
1.2 標準太陽模型	5
1.3 太陽ニュートリノ問題	9
1.4 ニュートリノ振動	10
第2章 KamLAND 検出器	15
2.1 概要	15
2.2 内部検出器	16
2.3 光電子増倍管	18
2.4 外部検出器	18
2.5 純化装置	19
2.6 データ収集システム	20
2.6.1 エレクトロニクス	20
2.6.2 trigger	20
2.7 解析の際に考慮した検出器の特性	21
2.7.1 エネルギースケール	21
2.7.2 閾値による検出効率	23
2.7.3 エネルギー分解能	23
第3章 太陽ニュートリノ検出	24
3.1 検出過程	24
3.1.1 反応原理 (ニュートリノの相互作用)	24
3.1.2 発光原理 (蛍光物質との相互作用)	25
3.2 クエンチング	25
3.2.1 化学クエンチング	25
3.2.2 色クエンチング	26
3.2.3 酸素クエンチング	26
3.2.4 濃度クエンチング	26
3.2.5 電離クエンチング	26

第 4 章	バックグラウンドの説明	27
4.1	概要	27
4.2	放射性不純物	27
4.2.1	測定原理	27
4.2.2	^{238}U	29
4.2.3	^{232}Th	29
4.2.4	^{40}K	30
4.2.5	^{14}C	30
4.3	空気から混入する放射性元素	31
4.3.1	^{85}Kr	31
4.3.2	^{39}Ar	32
4.4	液体シンチレーター中で宇宙線ミュオンにより生成される放射性元素	32
4.5	バックグラウンド量	33
4.5.1	$^{238}\text{U} \sim ^{234}\text{Pa}$ の反応数	33
4.5.2	^{210}Bi と ^{85}Kr の反応数	34
第 5 章	結論	36
5.1	解析のまとめ	36
5.2	今後の課題	36

第1章 動機

本研究では太陽標準模型を検証することが物理的な目的である。そのために、 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノの検出を行いたい。しかし、図 1.1 で見られるように、太陽ニュートリノの観測領域にはバックグラウンドが多く存在している。

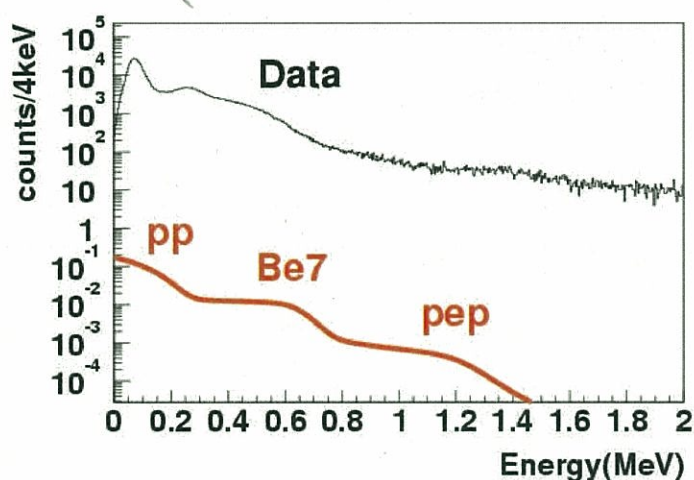


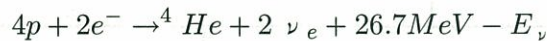
図 1.1 低エネルギー領域のデータと太陽ニュートリノ反跳電子のスペクトラム

このバックグラウンドを解析し、その種類と量を解明することが本研究の解析目的である。現在、KamLAND 実験では原子炉反電子ニュートリノ測定により LMA 解の検証を行っており、このデータから ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ測定領域となる 1MeV 以下のバックグラウンド量を見積もった。主なバックグラウンドとして放射性元素 ${}^{234}\text{Pa}$ 、 ${}^{85}\text{Kr}$ 、 ${}^{210}\text{Bi}$ について調べた。まず、以下に物理的目的についての説明を行う。

1.1 太陽ニュートリノ

太陽のエネルギー源は核融合反応である。核融合反応から電子ニュートリノが生成される。これを太陽ニュートリノと呼ぶ。太陽のような恒星はその質量に応じて数百万年から百億年以上の長期間、巨大なエネルギーを発生している。これをまかなうエネルギー

源が核反応であることを示唆したのはエディントンで1920年のことであった。星の主成分は水素のような軽い元素でこの場合にエネルギーを生み出すのは核融合反応である。生まれたての恒星は重力収縮により温度が上昇する。やがて、中心部の温度が1000万度に達すると熱エネルギーによる熱核融合反応が始まる。恒星の一生の大部分は安定に水素を燃やしてエネルギーを発生する”水素燃焼”の段階にある。この段階では4個の陽子が融合して ${}^4\text{He}$ となり、このとき26.7MeVのエネルギーと2個の電子ニュートリノが生み出される。式で書くと、



E_ν はニュートリノが持ち去るエネルギーを表す。太陽の場合、エネルギーの98.5%まではpp連鎖と呼ばれる反応過程で発生する。pp連鎖は2個の陽子が融合して重陽子となり陽電子とニュートリノが放出される。pp反応は陽子同士クーロン力で反発し合うために、非常にゆっくり進行する。これが長期間に渡って、恒星が安定に輝くことができる理由である。星の中心部で熱核融合反応が始まるのは1千万度、エネルギーに換算して1keV程度であるが、この程度の熱エネルギーでは陽子はクーロン障壁は乗り越えられない。それでも反応が進行するのは量子力学的なトンネル効果によって2つの陽子がある確率でクーロン障壁を乗り越えて反応するためである。図1.2にpp連鎖の全過程を示す。また、CNOサイクル(図1.3)という過程が全エネルギー1.5%を占めている。どの過程を経たかによって生成される反応が違う。また、この反応の過程で発生するニュートリノにppニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ、pepニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノやhepニュートリノ等がある。

${}^7\text{Be}$ ニュートリノは単色エネルギー ($E\nu_e=861\text{keV}(90\%),383\text{keV}(10\%)$) で地球でのフラックスは、また、理論的不確定性も比較的小さい($\pm 10\%$)。 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノが液体シンチレーター内で電子と弾性散乱を起こした際の反跳電子のエネルギースペクトラムを図1.4に表す。

1.2 標準太陽模型

標準太陽模型とは標準的な星の構造と進化理論を用いて作られた太陽の模型である。現在、太陽ニュートリノの観測値を理論と比較する際の標準として多数の論文で引用されているのはバーコールの標準太陽模型の計算である。この論文で利用しているのはバーコールによる地球上での太陽ニュートリノフラックスの計算値である(図1.5 [1])。

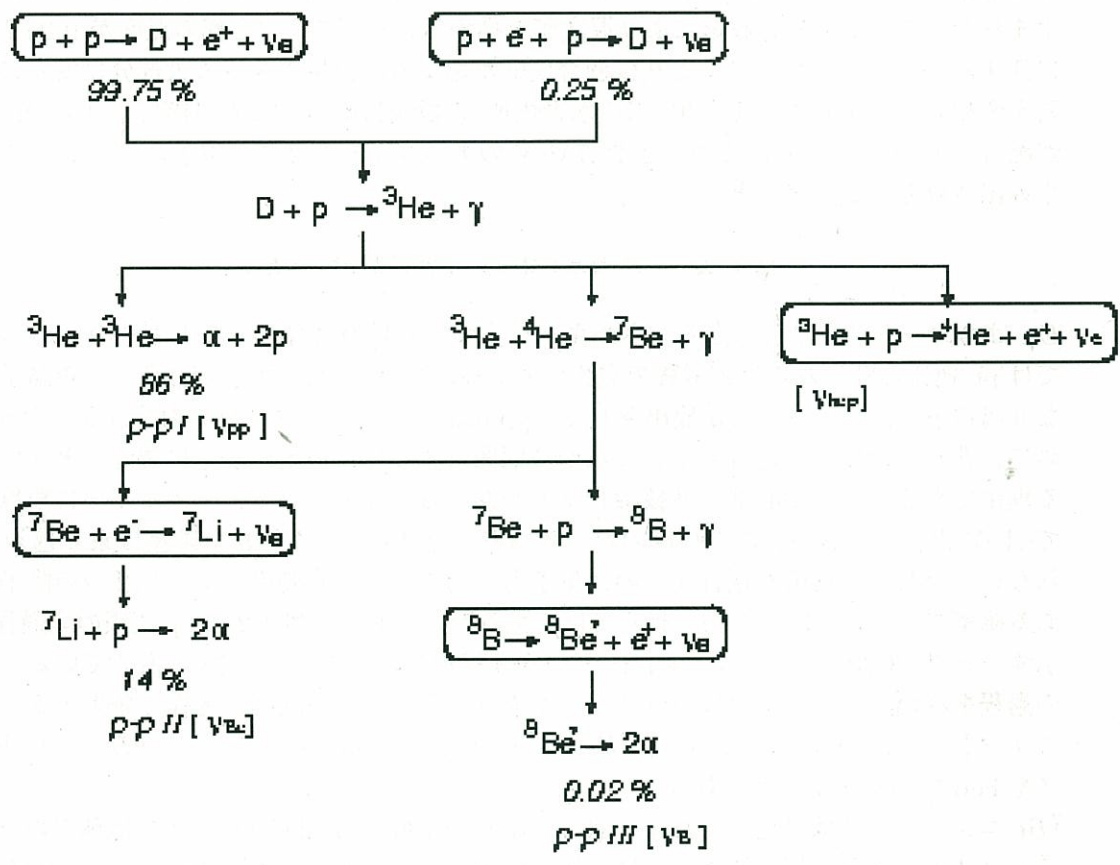


図 1.2 pp チェイン

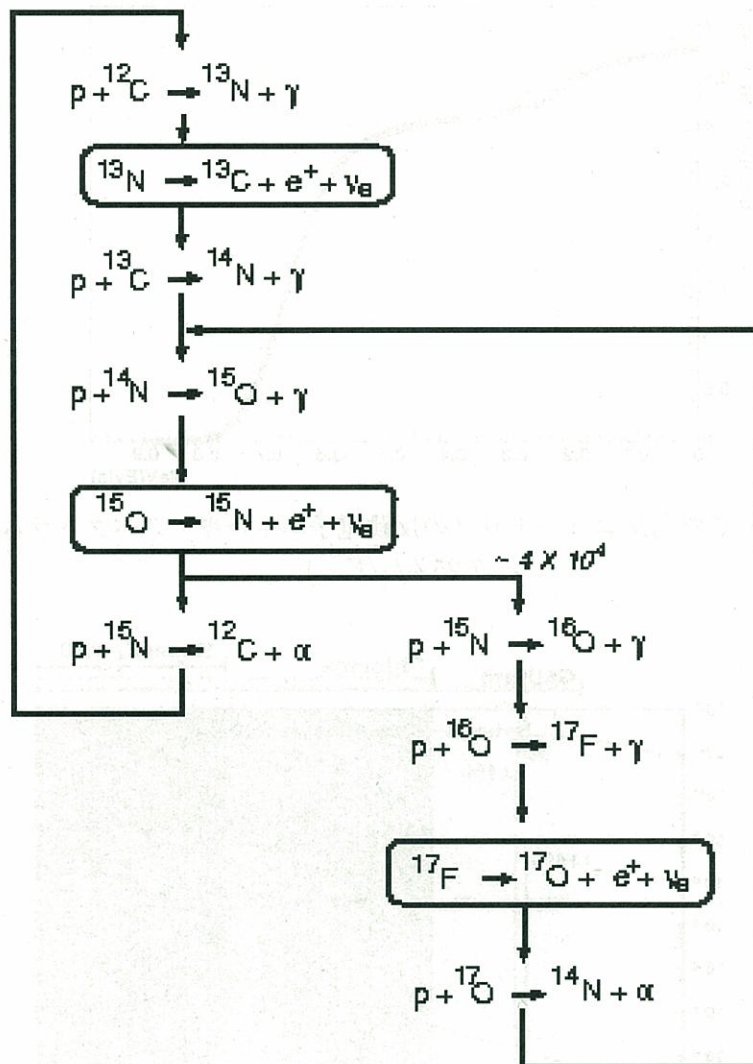


図 1.3 CNO サイクル

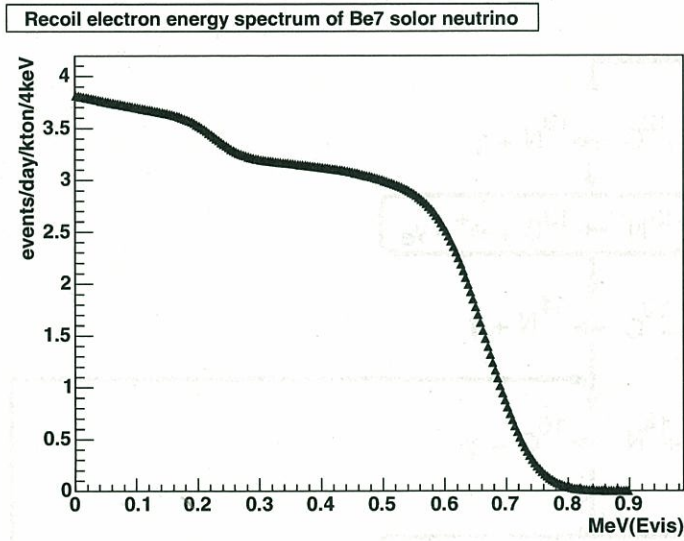


図 1.4 LMA での ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの反跳電子エネルギー Spektrum (分解能 $7.25\%/\sqrt{E_{vis}}$)

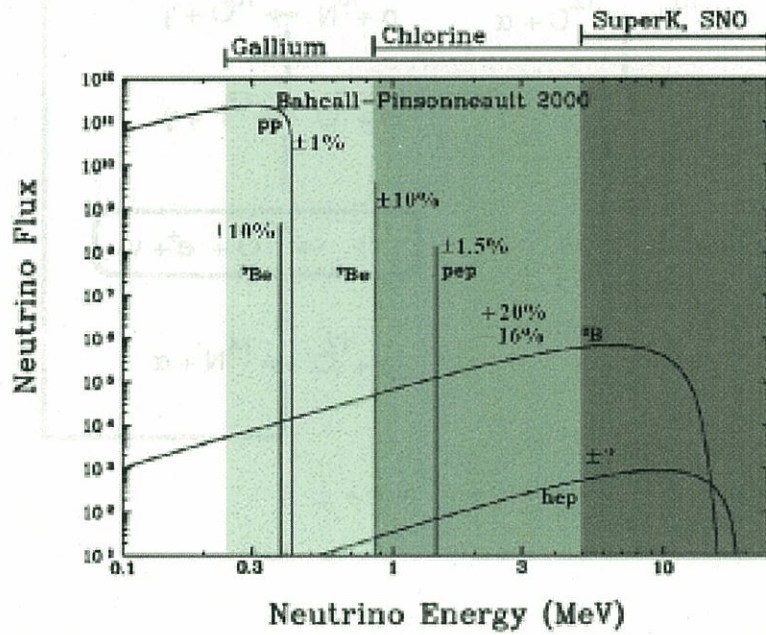


図 1.5 太陽ニュートリノ Spektrum

1.3 太陽ニュートリノ問題

太陽ニュートリノ問題は、1968年から Davis らによって Homestake で行われた塩素実験が発端になっている。この実験では太陽から地球に飛来する電子型ニュートリノの数が予想値と実験値の間で大きく食い違っており、観測値は予想値の $1/4 \sim 1/3$ しかなかった。この食い違いがなにに起因するものなのかということが問題になった。太陽から飛来するニュートリノが予想値よりも有意に少ない原因は主に次の三つの理由が考えられる。

- (1) 使用されている太陽モデルに問題がある。
- (2) 飛来するニュートリノ自身の性質。
- (3) 検出器に問題がある。

現在の太陽標準模型によると、塩素実験で観測される太陽ニュートリノは 80%弱が ^8B ニュートリノである。したがって塩素実験による観測の不足は、 ^8B ニュートリノが不足しているためと考えられる。 ^8B ニュートリノは太陽の中心領域のもっとも高温領域で生成され、反応率が中心温度に大きく依存するため、実際の太陽の中心の温度がモデルよりも低ければ観測されたニュートリノの不足が説明できるかも知れない。しかし、標準太陽模型の範囲では、理論の不定性を考慮にいれたとしても、中心の温度は精度良く決めることができ、結果として、測定されたニュートリノの量を満たす程変えることはできず、不足を説明することはできない。また、神岡実験から、 ^8B ニュートリノのフラックスは Bahcall と Pinsonault の 1995 年の標準太陽模型の計算値の 42% にすぎないことが分かっている。そのため、 ^8B ニュートリノ以外の太陽ニュートリノが塩素実験に対して全く捕獲されないという極端な仮定をした場合でも、標準太陽模型が予言する ^8B ニュートリノ分は観測されなければならないが、実際には 42% よりも少なく、 ^7Be ニュートリノが全く生成されないことになる。これは ^7Be ニュートリノが pp 連鎖によって ^7Be から作られるため、もし ^7Be が全く生成されていないとするならば、これは、標準太陽模型が本質的に矛盾を含んでいることになる。したがって、太陽ニュートリノ問題の原因として標準太陽模型の不備を挙げることは困難である。また、世界でいくつもの太陽ニュートリノの観測実験がなされており、そのどれもが、太陽ニュートリノ観測において理論値との不一致を見付けている。行われている全ての実験の検出器に問題があるとは考えにくいので、(3) が正しいとは考えにくい。

よって上記の (1)、(3)、ではなく、(2) が原因となってニュートリノの不足が起きている期待が高くなる。なかでも有力視されていたのが、ニュートリノ振動であった。

現在、太陽ニュートリノ問題を解決するためのニュートリノ振動解は 4 種類の解の中で、LMA 解であることが明らかになった。現在、KamLAND 実験では原子炉から飛来する電子型反ニュートリノを観測し、LMA 解が太陽ニュートリノ問題を解決するニュートリノの振動解であることを証明した。

実験	観測値	理論値 (SSM)	観測値/理論値
Homestake [2] $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}(SNU)$	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$	$7.6^{+1.3}_{-1.1}$	0.34 ± 0.06
GALLEX [3] $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}(SNU)$	$77.5 \pm 0.62^{+4.3}_{-4.7}$	128^{+9}_{-7}	0.61 ± 0.07
GNO [4] $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}(SNU)$	$65.8^{+10.2+3.4}_{-9.6-3.6}$	128^{+9}_{-7}	0.51 ± 0.09
SAGE [5] $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}(SNU)$	$67.2^{+7.2+3.5}_{-7.0-3.0}$	128^{+9}_{-7}	0.53 ± 0.07
Kamiokande [?] $^8\text{Bflux}(10^6\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$	$5.05(1.00^{+0.20}_{-0.16})$	0.55 ± 0.13
Super-Kamiokande[6] $^8\text{Bflux}(10^6\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	$2.32 \pm 0.03^{+0.08}_{-0.07}$	$5.05(1.00^{+0.20}_{-0.16})$	0.46 ± 0.09
SNO [7] 荷電カレント反応 (CC) $^8\text{Bflux}(10^6\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	$1.76^{+0.06}_{-0.05 \pm 0.09}$	$5.05(1.00^{+0.20}_{-0.16})$	0.35 ± 0.07
中性カレント反応 (NC) $^8\text{Bflux}(10^6\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	$5.09^{+0.44+0.46}_{-0.43-0.43}$	$5.05(1.00^{+0.20}_{-0.16})$	1.01 ± 0.24
電子散乱反応 (ES) $^8\text{Bflux}(10^6\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	$2.39^{+0.24}_{-0.23 \pm 0.12}$	$5.05(1.00^{+0.20}_{-0.16})$	0.47 ± 0.11

表 1.1 現在の太陽ニュートリノの実験の結果

1.4 ニュートリノ振動

今までの素粒子標準理論では、ニュートリノの質量が0であると規定されていた。この仮定に対する理論的な根拠はなかった。仮にニュートリノが質量を持つ場合、ニュートリノの質量固有状態とフレーバー固有状態が異なり得る。その結果としてニュートリノはその運動途中においてフレーバーが変化し得るのである。これがニュートリノ振動である。

ニュートリノのフレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ 、質量固有状態を $|\nu_j\rangle$ と書くことにする。ニュートリノ混合を表す行列 U はクォークにおける混合行列である CKM(Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) 行列に対応している。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (1.1)$$

質量の固有状態 $|\nu_j\rangle$ の時間発展は、Schrödinger 方程式から、

$$|\nu_j\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.2)$$

と変化する。したがって、時刻 $t = 0$ において ν_α であったものが時刻 t のときに ν_β である確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{j\beta}^* U_{\alpha j} e^{iE_j t} \delta_{jj} \right|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{j\alpha}^* U_{\alpha j} e^{iE_j t} \right|^2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

問題を簡素にするために、フレーバーを ν_e, ν_μ の二世代のみとしてニュートリノ振動について考えることにする。

この場合、世代間の混合角は一種類のみであり、その混合行列 U は混合角を θ として

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

と書くことができる。ニュートリノの運動量が十分に大きく、 $m_j \ll p_j (j=1,2)$ であるならば、

$$E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2} \approx p + \frac{m_j^2}{2p} \quad (1.5)$$

と近似することができ、この式と式 (1.4) を式 (1.3) に代入して、時刻 $t=0$ に ν_e の状態であるニュートリノが時刻 t に ν_e である確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ を計算すると、

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= |\langle \nu_e(0) | \nu_e(t) \rangle|^2 \\ &= \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left[e^{-i(E_2 - E_1)t} + e^{i(E_2 - E_1)t} \right] \\ &= \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} t \right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4E} t \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

$\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ とし、時間 t を距離 L に書き直すと、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} L \right) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 (eV^2)}{E (MeV)} L (m) \right) \quad (1.7)$$

となる。

KamLAND 実験では現在、原子炉反電子ニュートリノの測定を行っている。原子炉から来る反ニュートリノは距離と原子炉のニュートリノフラックスが分かっているため、精度良く、LMA 解を検証することができる。

日本に存在する原子炉は KamLAND 実験の周囲に多く存在し、KamLAND を中心として半径 130km から 220km の円で囲まれた領域内に 26 基存在する。これらの原子炉の反ニュートリノフラックスへの寄与は全体の 79%以上になる。これらから大きなフラックスを得ることができる。

検出の特徴としては電子型反ニュートリノを検出するために用いられる反応は、逆 β 崩壊反応である。この反応では閾値 1.805MeV を越える反ニュートリノのみが反応にかかる。反応後の 2 粒子 e^+ と n は、それぞれ別々の反応を起こす。二つの反応の時間差が平均 $210\mu\text{sec}$ あるため、遅延同時計測により飛躍的にバックグラウンドを取り除くことができる。これらのことから、反電子ニュートリノの生存確率が得られるため、 Δm^2 と θ の値に制限を与える。現在までに、LMA 解の検証を行い、LMA 解を強く支持する結果が得られた (図 1.5、図 1.6[8])。

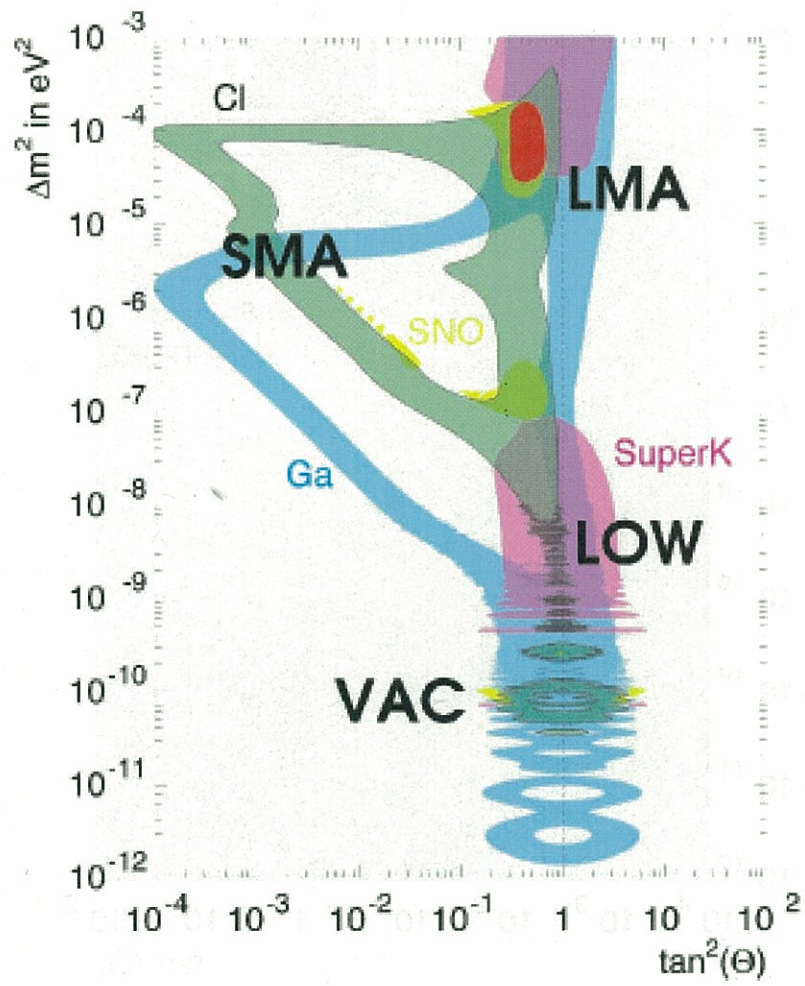


図 1.5 ニュートリノ振動解とニュートリノ実験の結果

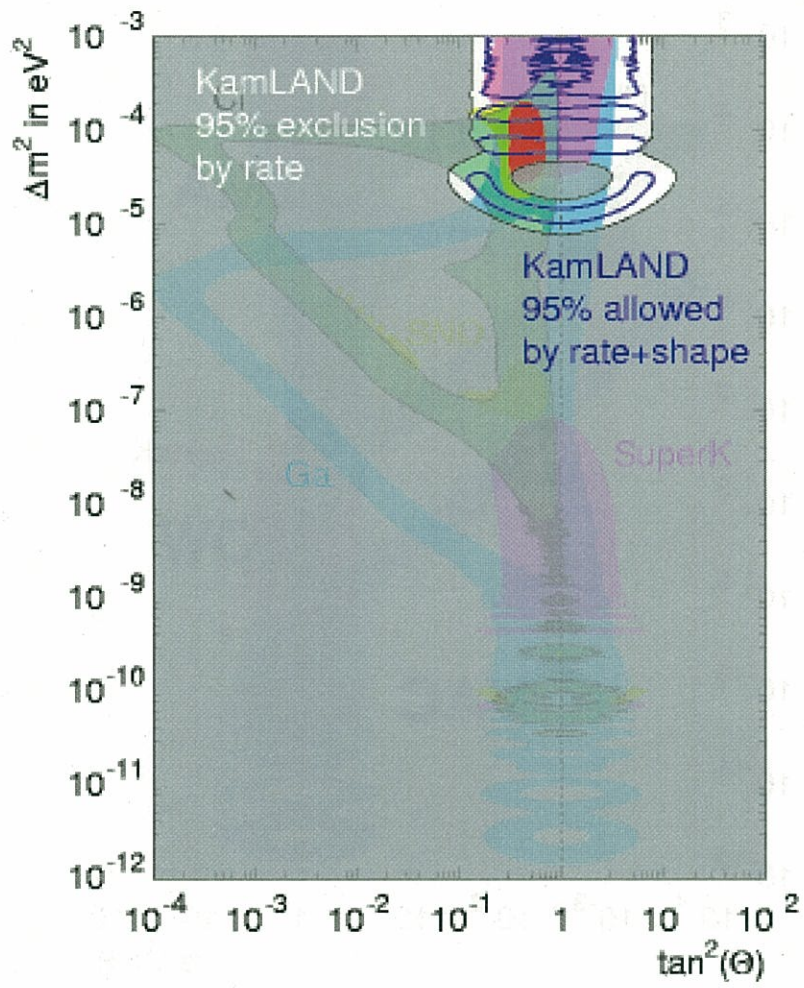


図 1.6 KamLAND 実験による rate + Shape 解析 (95% C.L.) と太陽ニュートリノ実験による LMA 解の結果

0

第2章 KamLAND 検出器

2.1 概要

この章では KamLAND 検出器の構造を説明する。KamLAND 検出器は、岐阜県吉城郡神岡町にある神岡鉱山の池の山の山頂から地下 1000m(2700m.w.e:水換算深度)に位置しており、2002年、小柴昌俊氏によりノーベル賞を授賞したカミオカンデ実験跡地を利用している。地中深くに検出器を置くことにより、宇宙線 μ 粒子を10万分の1に減少させることができ、KamLAND 実験では μ 粒子の検出頻度を0.34Hzである。

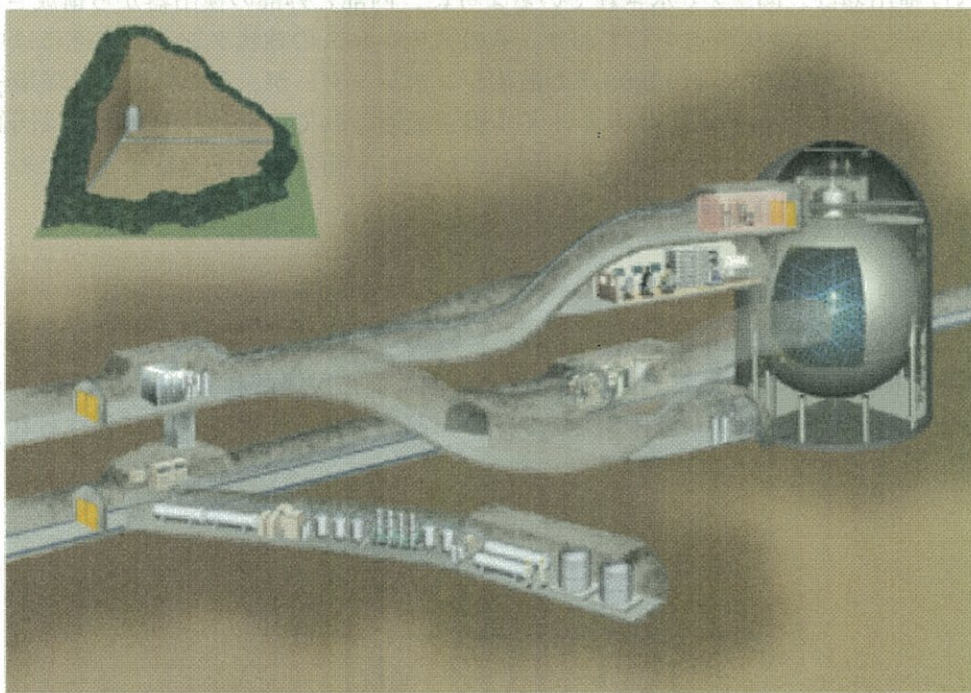


図 2.1 KamLAND 検出器の全体像

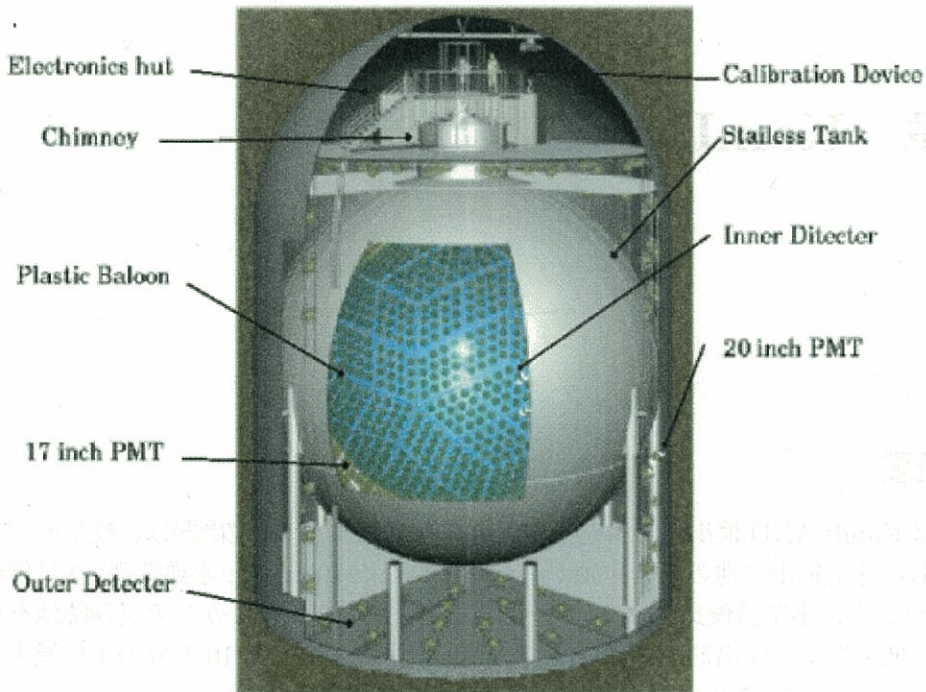
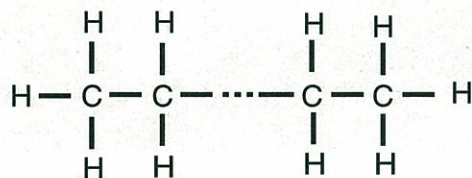


図 2.2 KamLAND 検出器

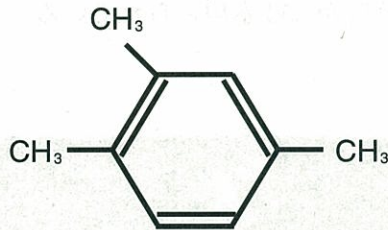
KamLAND 検出器は、図 2.2 で示されているように、内部と外部の検出器から構成されている。内部検出器は球状構造をしており、そのステンレスの球状タンクの内部には中心部にニュートリノ観測のため 1200m^3 の液体シンチレーターが、その外側には環境 γ 線を遮蔽するために 1800m^3 のミネラルオイル層が配置されている。外部検出器は円筒形構造になっており、ステンレスタンクの周りには主に宇宙線 μ 粒子を除去するため 3000m^3 の超純水で満たされている。

2.2 内部検出器

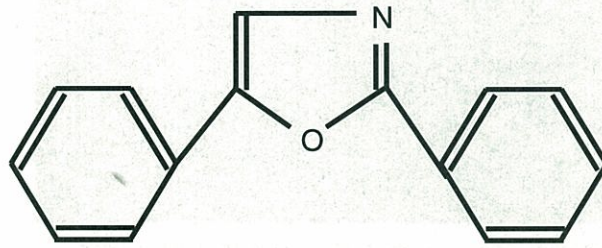
内部検出器は直径 18m の球状ステンレスタンクの内壁面に設置されており、直径 13m のプラスチックバルーンにより液体シンチレーター層とミネラルオイル層に分けられている。



ドデカン ($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$) 80%



プソイドクメン (1,2,4 Trimethyl Benzene) 20%



PPO (2,5-Diphenyloxazole) 1.5g/l

図 2.3 液体シンチレーター組成

KamLAND 実験で使用している液体シンチレーターは、全体積の 80% のドデカンと 20% のプソイドクメン (1,2,4 トリメチルベンゼン)、1.5g/l の PPO (2,5 ジフェニルオキサゾール) の混合物である (図 2.3)。液体シンチレーターにより発光量を多くすることができる。しかし、ステンレスタンク内をすべて液体シンチレーターで満たした場合、光電子増倍管のガラス面やタンクに使用されているステンレスに含まれている ^{238}U などの放射性元素が崩壊する際の γ 線により、液体シンチレーターが発光するため、バックグラウンドイベントが増えることになる。そのため、液体シンチレーターをタンクの内面から離す必要がある。液体シンチレーターの周りに発光の起こらないミネラルオイルの層を作り、さらに光電子増倍管とミネラルオイル層の間にアクリル板を入れて、 ^{222}Rn の侵入を防ぐことにより、バックグラウンドを低減している。液体シンチレーターは、厚さ $135\ \mu\text{m}$ の透過率が高くかつ放射性元素の含有濃度が低いフィルムで作成された直径 13m の球状容器 (以下バルーンと呼ぶ) に入れられている。このフィルムは、EVOH とナイロンフィルムを用いた多層膜構造をしている。EVOH フィルムは現在知られているフィルムの中で、もっともガス透過率が低く、測定の際にバックグラウンドになりうる ^{222}Rn の混入を防ぐ。バルーンは 44 本のケブラー紐によって支えられている。さらに、ミネラルオイル層と液体シンチレーターの密度差を 0.04% 程度に抑えることで、ミネラルオイル層により液体シンチレーター層を形作るバルーンへの負担を減少させている。ミネラルオイル層は液体シンチレーターでも使用されているドデカンとイソパラフィンを混合することで作成されている。内部検出器には 17inch の光電子増倍管

が 1325 本、20inch の光電子増倍管が 554 本用いられている。

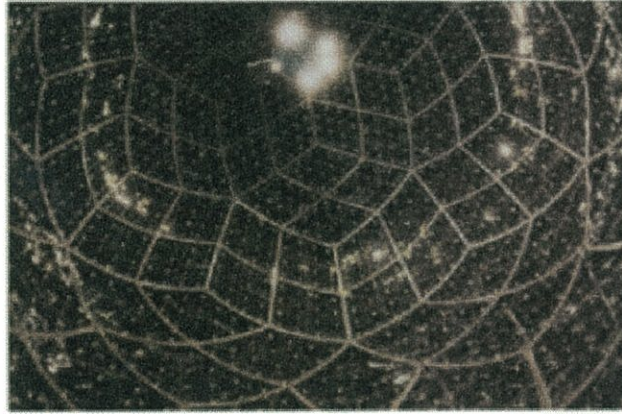


図 2.3 バルーン挿入前の内部検出器の様子

2.3 光電子増倍管

KamLAND 実験では、旧カミオカンデ実験で使用された 20 インチ光電子増倍管の他にこの実験のために新しく改良された 17 インチ光電子増倍管が使用されている。17 インチ光電子増倍管は、20 インチ光電子増倍管に比べ時間分解能が向上している。内部検出器には、17 インチ光電子増倍管と 20 インチ光電子増倍管の両方が、外部検出器には、20 インチ光電子増倍管が使用されている。今回の解析には 17 インチ光電子増倍管のデータのみを使用している。

2.4 外部検出器

外部検出器は直径 19m、高さ 20m の円筒形をしており、 $3000m^3$ の超純水が満たされている。超純水を満たすことにより、KamLAND 検出器の周りの岩盤から来る、 γ 線や中性子を吸収し内部の検出器への混入を防いでいる。また、宇宙線 μ 粒子が検出器に混入した際の識別に使われている。旧カミオカンデに用いられた 20 インチ光電子増倍管が、識別のために再利用されており、検出器内部に 225 本、均一に設置されている。外部検出器は、宇宙線 μ 粒子の識別に使用するため、光電子増倍管からのヒット情報が重要になる。光量を多くするために、外部検出器の内面（ステンレスタンクの外側と岩盤内側）は光反射率の高いポリエチレンシートに覆われている。

2.5 純化装置

KamLAND 検出器の感度は、検出器の周りから混入する環境放射能を防いだ後は、検出器自体から来るバックグラウンドによって決まる。KamLAND 実験では、対象となるニュートリノのエネルギーはまず 1.8 MeV 以上の低エネルギー領域である。したがって、U や Th など、ニュートリノ検出に対して、バックグラウンドとなり得る放射性不純物を取り除かなければならない。KamLAND 実験では、図 2.4 で示されるような純化装置を用いた。純化装置には効率よく純化を進めるための方法として、フィルタリング、液液抽出、窒素パージを用いている。液体シンチレーターとミネラルオイルの流量を $\sim 2m^3/h$ 、液液抽出のため、超純水は $\sim 1.5m^3/h$ 、窒素ガスパージの窒素は $\sim 40Nm^3/h$ で流して純化を行った。

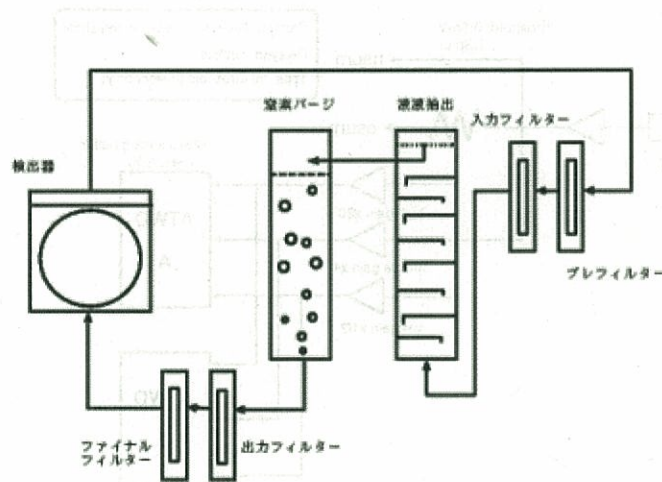


図 2.4 純化装置 概略図

液液抽出法は、互いに混じり合わない 2 種類液体を混合し、攪拌して一方の液体に含まれる溶解物を分配係数の違いを利用して他方に移す方法である。KamLAND 実験では、液体シンチレーター、ミネラルオイルの液液抽出に超純水を使用している。水分子の極性による電気的引力により、無極性の液体シンチレーターに含まれる U、Th、 ^{40}K などの金属イオンが水分子に吸着されるという性質を利用している。純化後、液体シンチレーター中の ^{238}U が $3.5 \pm 0.5 \times 10^{-18} g/g$ 、 ^{232}Th が $5.2 \pm 0.8 \times 10^{-17} g/g$ 、 ^{40}K が $< 2.7 \times 10^{-16} g/g$ であった。[9]

また、窒素ガスパージは液体シンチレーターに窒素ガスを通すことにより、バックグラウンドとなる ^{222}Rn の除去、液の安定性を保つための液液抽出時に混入した微量の超純水の除去、そして液体シンチレーターの発光量を保つため溶存する酸素ガスの除去を目的としている。[10]

2.6 データ収集システム

2.6.1 エレクトロニクス

KamLAND 実験で使用されているエレクトロニクスは、図 2.2 の上部に位置するエレクトロニクスハット内部に設置されている。エレクトロニクスの模式図を図 2.5 に示す。ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer) は、光電子増倍管からの波形を記録するエレクトロニクス的一种である。これは 200nsec のデータを 128 のチャンネルによって分け、それぞれのチャンネル毎の電荷をトリガー信号によりデジタル化して出力する。

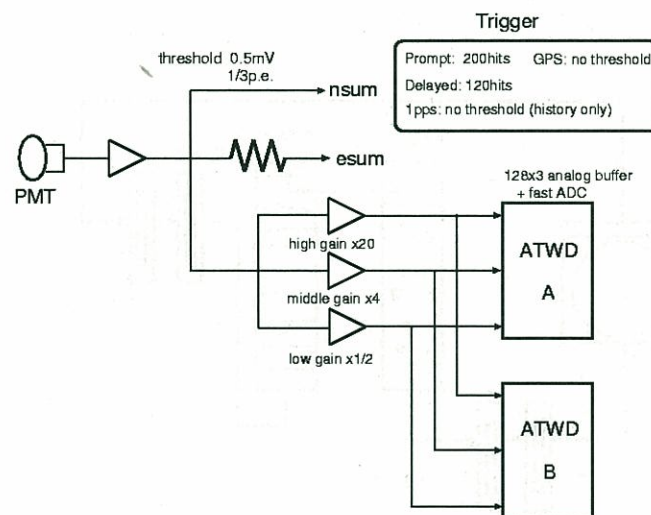


図 2.5 KamLAND でのデータ収集システム
(nsum とは PMT に入った信号数)

2.6.2 trigger

ここでは KamLAND 実験でデータテイキングに使用されている主なトリガーと中に含まれるデータの説明をについて説明する。

(1) **ID global trigger** このトリガーは内部検出器 (Inner Detector=ID) の光電子増倍管の全ヒット数 (全 ID Nsum) が 200hits 以上のとき (threshold=200hits) に掛かる。Nsum とは

(2) **ID prompt and delayed trigger** 先発トリガーは内部検出器 (Inner Detector=ID) の光電子増倍管の全ヒット数 (全 ID Nsum) が 200hits 以上のとき (閾値=200 ヒット) に掛かる。原子炉ニュートリノの先発信号を捕らえることが目的である。

解析では 73758.8 秒分のデータを使用した。その後、遅発トリガーのために 1msec の間、ゲートを開く。遅発トリガーは内部検出器の光電子増倍管の全ヒット数 (全 ID Nsum) が 120hits 以上でこのゲートが開いているとき (threshold=120hits) に掛かる。解析では、1768.1 秒分のデータを使用した。

(3) **GPS trigger** このトリガーは光電子増倍管のヒット数による閾値がなく、32 秒毎に 200nsec のゲートを開く。光電子増倍管のヒット情報 (光電子増倍管毎のタイミング、電荷など) が含まれている。これにより、エネルギーや位置分布を求めることができる。

(4) **1pps trigger** このトリガーはヒット数による閾値はなく、1 秒毎に 200nsec のゲートを開く。光電子増倍管のヒット情報が含まれていない。このトリガーは測定の実時間を測るために作られた。

(5) **低閾値トリガー** 低いエネルギー領域の解析を行うためにとられたデータで、閾値が 35 ヒット以上のデータである。光電子増倍管のヒット情報が含まれている。

2.7 解析の際に考慮した検出器の特性

以下に解析する際に必要になった検出器の特性をまとめる。

2.7.1 エネルギースケール

いろいろなエネルギーの線源を使って検出器のエネルギーキャリブレーションが行われた。そのエネルギースケールの結果が図 2.6 である。 γ 線、電子、陽電子の放出エネルギー (real energy) と検出器で観測されるエネルギー (visible energy) には差がある。クエンチング (励起分子による消光現象) により放出エネルギーが失われてしまうからである。粒子によってクエンチングによる差が異なるので、粒子毎にエネルギースケールを求めて、内挿曲線は Bethe-Bloch 式、Birk's 式、モンテカルロにより求められている。[12]

Energy Non-linearity e^{\pm}, γ

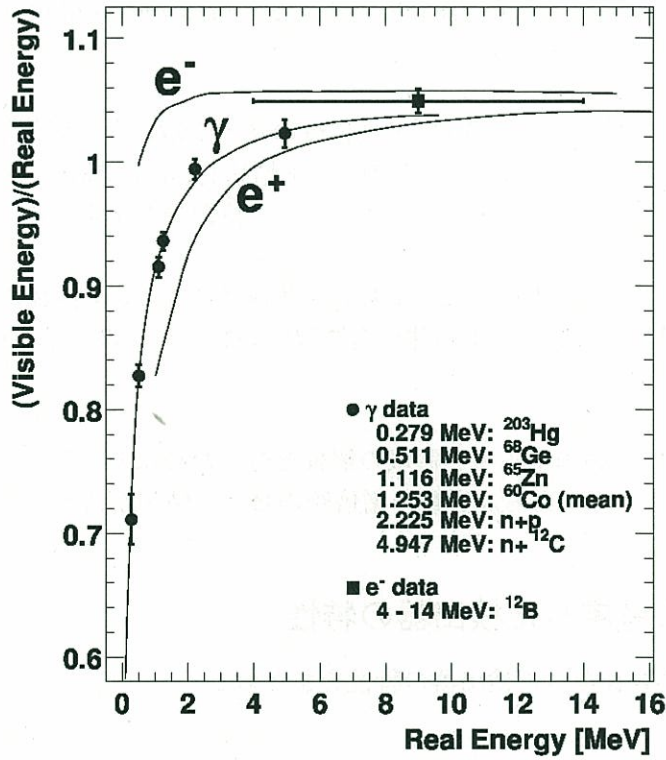


図 2.6 γ 線、電子、陽電子の visible energy と real energy の比

電子のエネルギースケールは宇宙線ミューオンにより生成される ^{12}B (半減期: 20.2msec、 $E_{\text{end}}=13.3\text{MeV}$) から求めている (図 2.7)。

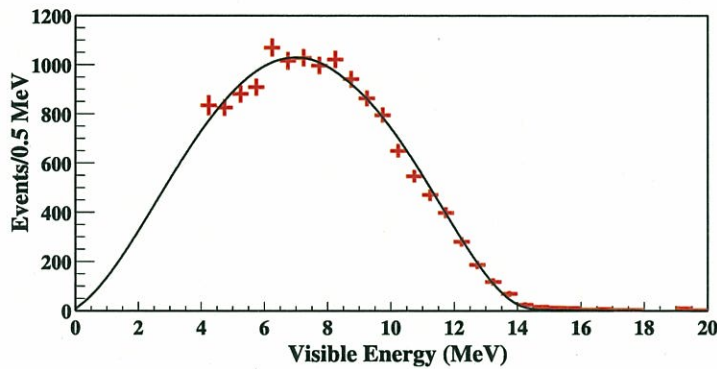


図 2.7 ^{12}B のデータを理論式とエネルギースケールを使ってフィットした図

解析では電子のスケールを 0.5MeV 以下で値を一定とする。

2.7.2 閾値による検出効率

prompt trigger の検出効率は検出器の液体シンチレーター層内部半径 5m 以下で 0.8MeV(visible energy) 以上で 99%であることがわかっている。delayed trigger の検出効率は検出器の液体シンチレーター層内部半径 5m 以下で 0.49MeV(visible energy) 以上で 99%であることが分かっている。[11]

2.7.3 エネルギー分解能

エネルギー分解能は γ 線源 (^{60}Co 、 ^{75}Zn) の分解能の平均値 $7.25\%/\sqrt{E_{vis}}$ として計算した。

第3章 太陽ニュートリノ検出

3.1 検出過程

${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノは KamLAND 検出器で液体シンチレーター中の電子と弾性散乱 (中性カレント反応、荷電カレント反応) をし、この反応でエネルギーを受け取った電子が液体シンチレーター中を移動する際に周りの分子を励起して蛍光が起こる。この光子を PMT(光電子増倍管) によって検出する。

3.1.1 反応原理 (ニュートリノの相互作用)

${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノを KamLAND 検出器で検出するために主に二種類の反応を利用する。中性カレント反応と荷電カレント反応である。弱い相互作用はウイークボゾンによって媒介される。そのうち、 W^+ または W^- によって媒介される反応を荷電カレント反応、 Z^0 によって媒介される反応を中性カレント反応という。 μ ニュートリノと τ ニュートリノが電子と弾性散乱する場合は中性カレントだけである。

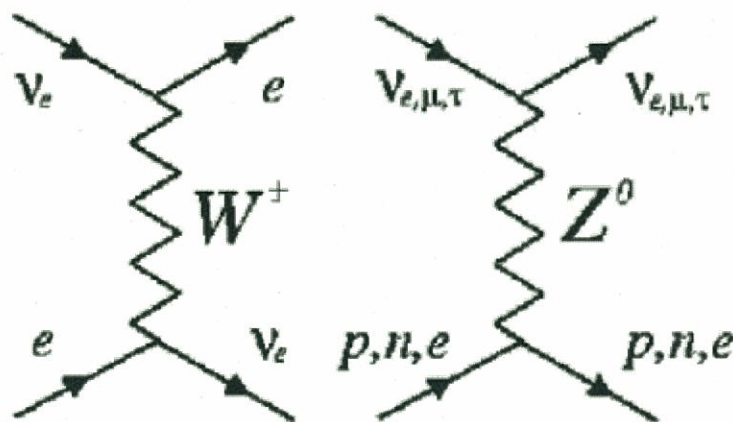


図 3.1 太陽ニュートリノの弱い相互作用

3.1.2 発光原理 (蛍光物質との相互作用)

ニュートリノとの相互作用によってエネルギーを受け取った電子は液体シンチレーターの溶媒と溶質と反応することにより光子を発生する。その発光過程は次のように考えられている。

- 1、反跳電子エネルギーの吸収による溶媒分子の励起。
- 2、溶媒分子間のエネルギーの移行。
- 3、励起溶媒分子から溶質分子へのエネルギー移行。
- 4、溶質分子からの発光。

3.2 クエンチング

放射線エネルギーが液体シンチレーター中で光エネルギーにかかわらず消えてしまうエネルギーがある。その作用をクエンチングという。エネルギー移行の過程で各種のクエンチングが生じる状態を図 3.2 に示す。[13]

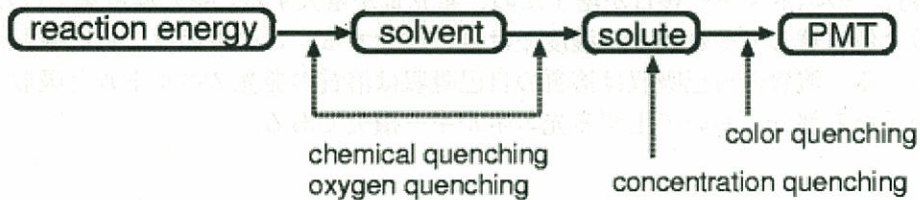


図 3.2 エネルギー移行とクエンチ

3.2.1 化学クエンチング

放射線エネルギーにより溶媒が励起し、さらに溶媒の励起エネルギーが溶質に移行するまでの過程において生ずるクエンチングを化学クエンチングという。この際、溶媒-溶質間のクエンチングが放射線-溶媒間のクエンチングよりもはるかに確率が高い。化学クエンチングは溶質の発光以降に起こる現象で、主に物質の化学性によって定まる。

3.2.2 色クエンチング

溶質の発光スペクトルに重複するような吸収スペクトルを持つ物質が液体シンチレーター中に存在すると、生じた蛍光の一部が吸収されて色クエンチングが起こる現象である。

3.2.3 酸素クエンチング

シンチレーター溶液中に存在する溶存酸素に起因するクエンチングが酸素クエンチングである。溶存酸素とは液相中に溶解している分子上酸素をいう。酸素クエンチングはエネルギー以降の観点からすると化学クエンチングと同一であるが、化学クエンチングとは別個に議論する。酸素を取り除くために窒素ガスやアルゴンガスを液体シンチレーターの中でバブリングすることがある。KamLAND 実験においても酸素除去のため酸素をできるだけ除いた状態で測定を行う。

3.2.4 濃度クエンチング

液体シンチレーター溶液の発光量は溶質濃度に依存する。低濃度では溶質濃度が高くなるほど、溶質へのエネルギー移行が増すため、発光量が増大する。更に濃度を上げると、発光量は最大値に達してそれ以上の濃度では逆に減少する。この原因は、自己吸収現象だと考えられる。溶質の自己吸収は溶質の自己吸収は溶質の発光スペクトルと吸収スペクトルとが重なる部分において生ずる光エネルギー損失である。

3.2.5 電離クエンチング

電離能 dE/dx の非常に大きな粒子がシンチレーターを通過するとき、その道筋には電離、励起分子の密度が非常に濃いところができ、そのために蛍光効率が低下することを電離クエンチングと言う。この現象が起こる理由は、

1. 荷電粒子が通過したとき一時的に 10^{-9} 程度の時間だけ電離、励起分子がクエンチングの領域になる。
2. 近くにある電離あるいは励起分子との相互作用によるクエンチング。
3. 一時的 (10^{-10} より短い) んひ荷電粒子の通過した場所の温度が上昇することによるクエンチング。

と考えられている。

第4章 バックグラウンドの説明

4.1 概要

バックグラウンドは大きく分けて三つある。

- 1、放射性不純物 (^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{40}K)
- 2、空気から混入する放射性元素 (^{222}Rn 、 ^{85}Kr 、 ^{39}Ar)
- 3、その他の放射線元素

バックグラウンドは ^7Be 太陽ニュートリノが 262events/day/kton で、SN 比が反跳電子のスペクトルの特徴から 1~0.1 の範囲で許容される。より厳しい SN 比 1 をとると、262events/day/kton まで許される。[14] 以下でバックグラウンドの説明をする。

4.2 放射性不純物

4.2.1 測定原理

^{238}U 系列では、KamLAND 検出器が 2 年間ほぼ密閉状態にあるため、長半減期の放射性元素 (図 4.1 の赤) の間で放射平衡になっていると考えられている。

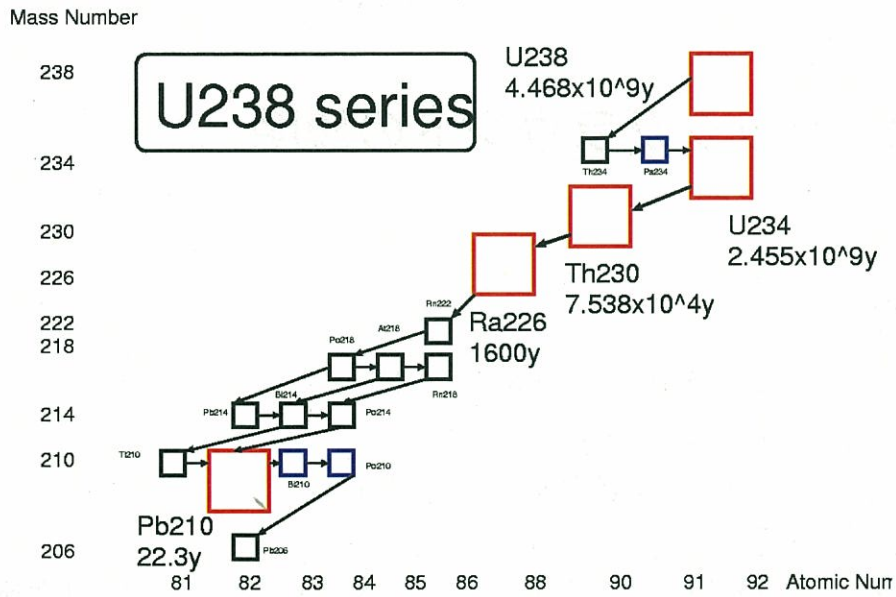


図 4.1 ^{238}U 系列

この長寿命間の放射性元素の量を特殊なエネルギースペクトルや遅延同時計測を使って見積もる。 ^{232}Th 系列についても同様にして、放射性元素量を求めることができる。

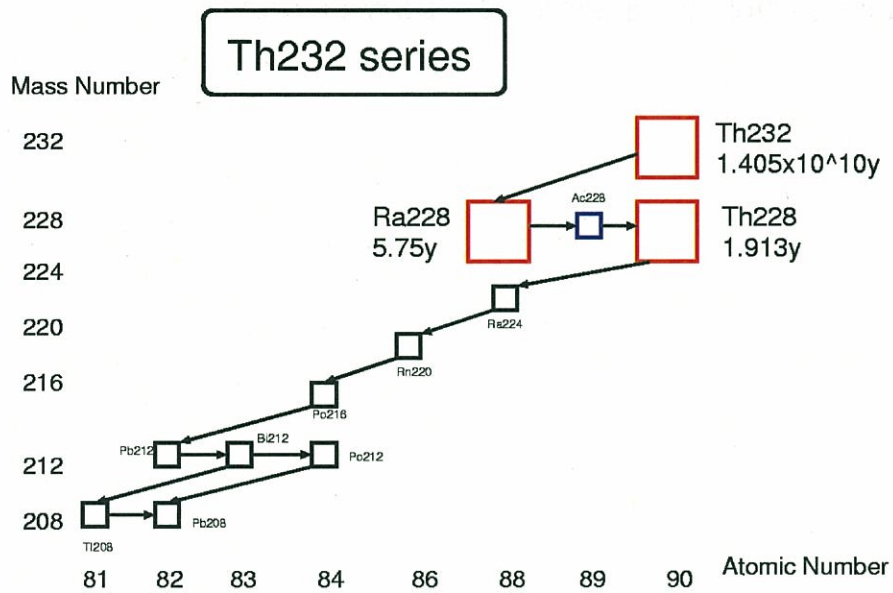


図 4.2 ^{232}Th 系列

また、遅延同時計測とは、崩壊の際に時間差を持った二つの信号を出す反応を測定し、バックグラウンドを減らす計測方法である。

4.2.2 ^{238}U

地球誕生以来、広範囲に分布する放射性核種である。 ^{238}U は崩壊系列をもち、バックグラウンドの主な原因の一つとして考えられる。半減期の違いから、

- $^{238}\text{U} \sim ^{234}\text{Pa}$
- ^{234}U
- ^{230}Th
- $^{226}\text{Ra} \sim ^{210}\text{Tl}$
- $^{210}\text{Pb} \sim ^{210}\text{Po}$

のそれぞれの反応について調べる必要がある。分かっているバックグラウンドの量には $^{226}\text{Ra} \sim ^{210}\text{Tl}$ の反応数がある。液体シンチレーター中 ($R < 5\text{m}$, z 軸周り $> 1.2\text{m}$) では $^{226}\text{Ra} \sim ^{210}\text{Tl}$ の反応数を ^{222}Rn の娘核である $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$ (半減期 $164\mu\text{sec}$) の遅延同時計測から見積もることができ、 $0.034 \pm 0.005 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ ($3.4 \pm 0.5 \text{events}/\text{day}/\text{kton}$)。[9] これは、 ^7Be 太陽ニュートリノの許容値 $262 \text{events}/\text{day}/\text{kton}$ よりもずっと少ないので許容範囲である。

4.2.3 ^{232}Th

地球誕生以来、広範囲に分布する放射性核種である。 ^{232}Th は崩壊系列をもち、バックグラウンドの主な原因の一つとして考えられる。 ^{238}U 系列と同様に半減期の違いから、

- ^{232}Th
- $^{228}\text{Ra} \sim ^{228}\text{Ac}$
- $^{228}\text{Th} \sim ^{208}\text{Tl}$

のそれぞれの反応について調べる必要がある。 $^{228}\text{Th} \sim ^{208}\text{Tl}$ までの反応数は、 ^{220}Rn 娘核の $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$ (半減期 $0.299\mu\text{sec}$) の遅延同時計測を行うと液体シンチレーター中で $0.16 \pm 0.03 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ ($16 \pm 3 \text{events}/\text{day}/\text{kton}$) であった。[9] これは ^7Be 太陽ニュートリノの許容値 $262 \text{events}/\text{day}/\text{kton}$ よりもずっと少ないので許容範囲である。

^{210}Pb

^{210}Pb は ^{238}U 系列の一つで ^{222}Rn の下流に位置する。半減期は 22.3 年で、 β 崩壊 (0.063MeV) する。通常大気中で ^{222}Rn の濃度は約 $30\text{Bq}/\text{m}^3$ 、鉱山内では約 $3000\text{Bq}/\text{m}^3$ [16] であり、 ^{222}Rn が液体シンチレーターに混入した場合、この ^{210}Pb の半減期が長いので、 ^{210}Bi 、 ^{210}Po が多く存在する可能性がある。

^{210}Bi

^{238}U 系列の ^{222}Rn が半減期が 22.3 年の ^{210}Pb に崩壊する。この ^{210}Pb が崩壊して ^{210}Bi に壊変する。半減期は 5 日で β 線 (1.16MeV) を放出し ^{210}Po に崩壊する。大気中で ^{222}Rn の濃度は $30\text{Bq}/\text{m}^3$ 、鉱山内では $3000\text{Bq}/\text{m}^3$ であり、 ^{222}Rn が液体シンチレーターに混入した場合、 ^{210}Bi 、 ^{210}Po が多く存在する可能性がある。

^{210}Po

^{210}Bi は β 崩壊したのち、 ^{210}Po に壊変する。半減期は 138 日で α 線 (5.3MeV) を放出する。検出器がほぼ密閉状態になってから、二年経過しているため、放射平衡に達し ^{210}Bi と同量存在すると考えられる。

4.2.4 ^{40}K

^{40}K は液体シンチレーターやバルーン、バルーンを支えるロープ、液体シンチレーター層の中心にある温度計などに含まれている。ICP-Mass で ^{40}K の微量分析行ったところ、バルーンから 7.2Bq 、バルーンを吊すロープから 31Bq の β 線と γ 線が崩壊していると予測されている。[15] また、液体シンチレーター中に $<2.7 \times 10^{-16}\text{g}/\text{g}$ ($<0.063\text{Bq}/\text{kton}$ 、 β 線) が存在する可能性がある。[9]

ICP-Mass は、代表的な無機元素分析の一つである。まず試量をイオン化し、電場で加速した後、磁場をかけ、質量差による磁場内の軌道半径の違いから、検出器において微量元素を識別することができる。多くの元素に対して ppt レベルの超高感度分析ができる。

4.2.5 ^{14}C

^{14}C は宇宙線ミューオンにより大気上空で生成され天然炭素 1g 中には 0.25Bq 、 $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ 比で 1.3×10^{-12} (モル比) 存在する。半減期は 5730 年で β 線 (0.156MeV) を放出する。

KamLAND 実験ではノルマルパラフィンやプソイドクメン、といった有機液体を使用しているため ^{14}C が存在する可能性がある。プソイドクメン、PPO を用いた液体シンチレーター中の ^7Be 太陽ニュートリノを観測する Borexino 実験の ^{14}C の測定値は [17]

$$^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = (1.85 \pm 0.13 \pm 0.01) \times 10^{-18}\text{g}/\text{g}$$

であった。これより観測されるスペクトルは図 4.3 のようになる。

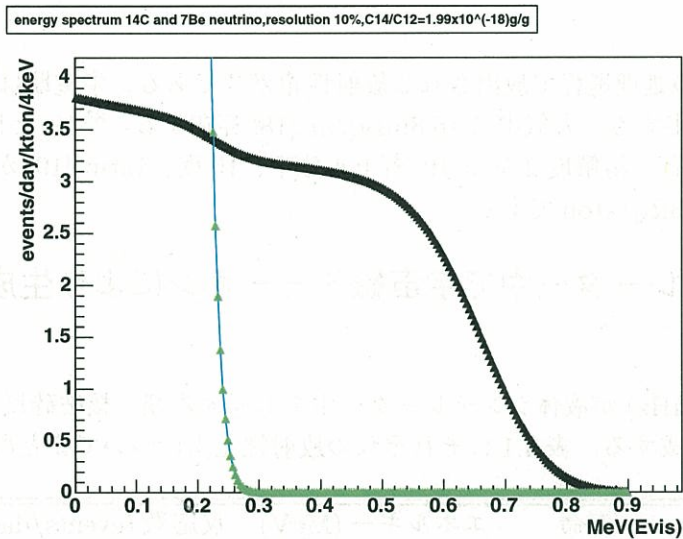


図 4.3 ^{14}C と ^7Be 太陽ニュートリノの反跳電子のスペクトル (分解能 $10\%/\sqrt{E}$ 、下が ^{14}C (Borexino 観測値)、上が反跳電子のエネルギースペクトル)

となる。 ^7Be 太陽ニュートリノ反跳電子エネルギースペクトルの観測下限値を 0.28MeV とした。

4.3 空気から混入する放射性元素

^{222}Rn

^{222}Rn は ^{238}U 系列の一つで、ステンレス、ガラス、バルーンフィルムなどから放出される。半減期は 3.82 日で、 α 崩壊 (5.590MeV) する。 $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$ の遅延同時計測により、液体シンチレーター中に $0.034 \pm 0.005 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ ($3.4 \pm 0.5 \text{events}/\text{day}/\text{kton}$) ある。

4.3.1 ^{85}Kr

^{85}Kr は主として核燃料再処理により放出される放射性希ガスである。化学的に不活性で、かつ半減期は 10 年と長いことから、大気循環のトレーサーとして有用である。崩壊は主に β 線 (0.678MeV) である。比較的少ないが分岐比 0.434% の特徴的な反応として β 線 (0.173MeV) の後に半減期 $1\mu\text{sec}$ で γ 線 (0.513MeV) を放出する。大気中に $1.1\text{Bq}/\text{m}^3$ [18] 存在し建設時に液体シンチレーターに混入した可能性がある。溶解度から ^{85}Kr 量をもとめると、 ^{85}Kr のノルマルパラフィンに対する溶解度が 8.04×10^{-3} (モル分率、15 度、1atm) [19] であり、液体シンチレーターをノルマルパラフィン 100% であることとヘンリーの法則を仮定すると、液体シンチレーター中で $1087\text{Bq}/\text{kton}$ である。

4.3.2 ^{39}Ar

^{85}Kr と同様、核燃料の処理過程で放出される放射性希ガスである。半減期は269年で β 線(0.565MeV)を放出する。大気中に $16.8\text{mBq}/\text{m}^3$ [18]存在する。 ^{85}Kr と同様に溶解度から見積もりを行うと、溶解度 2.59×10^{-3} (モル分率、15度、1atm)[19]から、液体シンチレーター中で $5.3\text{Bq}/\text{kton}$ である。

4.4 液体シンチレーター中で宇宙線ミュオンにより生成される放射性元素

宇宙線ミュオン(0.34Hz)が液体シンチレーター中を通過する際、核破砕反応により様々な放射性元素を生成する。表4.1にそれぞれの放射性元素についてまとめる。[11]

元素	主な線種	寿命	エネルギー (MeV)	反応数 (events/day/kton)
^8B	β^+	1.11sec	13.7	8
^{12}B	β^-	29.1msec	13.4	63
^6He	β^-	1.16msec	3.5	19
^9C	β^+	182.5msec	16.0	5.5
^{11}C	β^+	29.4min	0.9602	1039
^{10}C	β^+	27.8sec	1.91	139
^8Li	β^-	1.21sec	16.0	5
^8He	$\beta^-(0.84)$ $\beta^-+n(0.16)$	171.7msec	10.7	2.4
$+^9\text{Li}$	$\beta^-(0.5)$ $\beta^-+n(0.5)$	257.2msec	13.6	

表 4.1 宇宙線ミュオンに生成される放射性元素

また、ミュオンが検出器内を通った場合、液体シンチレーターの発光量によっては、光電子増倍管、エレクトロニクスに負担がかかり、数百 μsec の間、光電子増倍管からのヒット情報の一部が失われる。そのため、十分に光電子増倍管が回復するまで1msec、その後中性子のバックグラウンドが多くなるため更に1msec合わせて2msecの不感時間を作る。

また、寿命が長く、比較的反応数の多いバックグラウンド、 ^{11}C のスペクトルの比較を行う(図4.4)と、

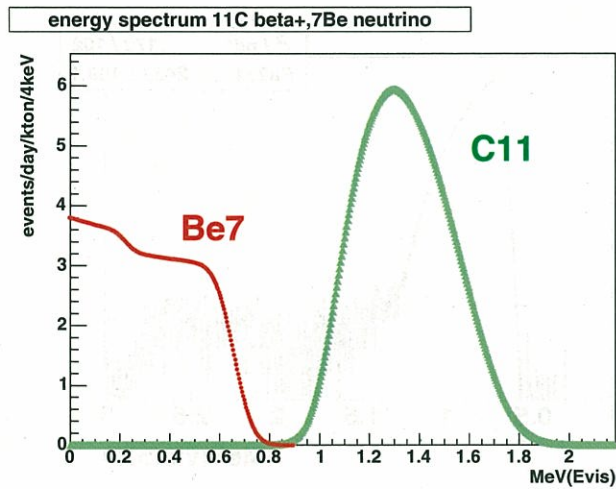


図 4.4 ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ反跳電子エネルギースペクトルと ${}^{11}\text{C}$ の比較

このスペクトルから、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの観測上限値を 0.8MeV とした。

4.5 バックグラウンド量

液体シンチレーター中のバックグラウンドの上限値。定量値を求める。バックグラウンドのスペクトルを β 線理論式から作り、データと比較して求める。上限値の信頼度 90% で求めた。

以下にそれぞれのバックグラウンドについて結果を述べる。

4.5.1 ${}^{238}\text{U} \sim {}^{234}\text{Pa}$ の反応数

${}^{238}\text{U}$ (半減期 4.468×10^9 年) \rightarrow ${}^{234}\text{Th}$ (24.1 日) \rightarrow ${}^{234}\text{Pa}$ (1.17 分) は二年間で放射平衡になっていると推測される。prompt trigger で得られたイベントの位置再構成を行い、半径 5m 未満、z 軸周りに 1.2m より大きい範囲のイベントを使って ${}^{234}\text{Pa}$ β 線 (2.290MeV) から、液体シンチレーター中のこの崩壊の反応数の上限値を求めると、

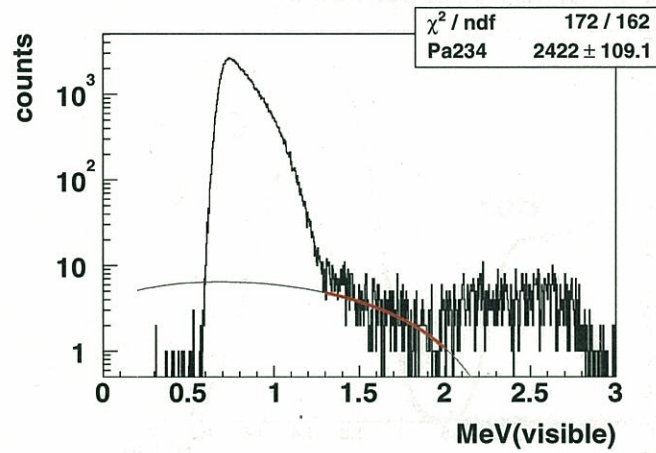


図 4.5 ^{234}Pa の上限値

上限値は 0.087Bq/kton である。 ^7Be 太陽ニュートリノのエネルギー領域では、 $2500\text{events/day/kton}$ である。

4.5.2 ^{210}Bi と ^{85}Kr の反応数

delayed trigger で半径 5m 未満、z 軸周りに 1.2m より大きい範囲のデータを ^{210}Bi と ^{85}Kr でフィットすると、

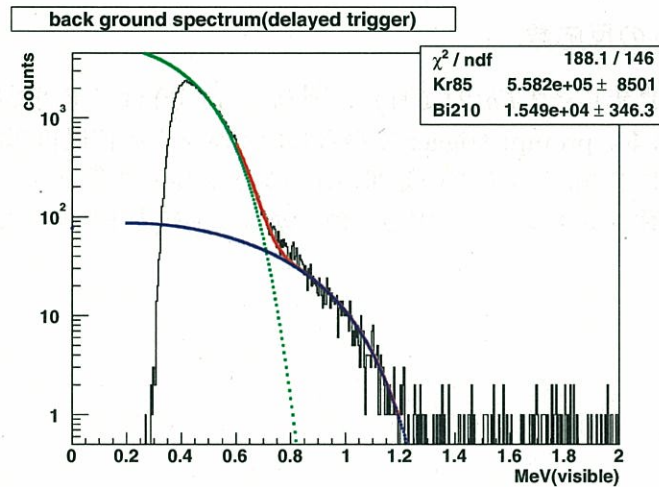


図 4.6 ^{210}Bi と ^{85}Kr によるフィット

であった。 ^{85}Kr はフィットがよく合っていることと既に遅延同時計測で ^{85}Kr の存在が確認されていることから、この ^{85}Kr でフィットしたスペクトルは ^{85}Kr が支配的である可能性が高い。 ^{210}Bi はフィットが良く合っていることバックグラウンドの混入経路が ^{222}Rn (放射性希ガス)であるので、このスペクトルは ^{210}Bi が支配的である可能性が高い。それぞれ、定量値を求めると、

^{85}Kr は、 $776 \pm 11 \text{ Bq/kton}$ 、

^{210}Bi 、 $21.5 \pm 0.5 \text{ Bq/kton}$

であった。 ^7Be 太陽ニュートリノのエネルギー領域では

^{85}Kr は、 $2.37 \pm 0.04 \times 10^7 \text{ events/day/kton}$ 、

^{210}Bi 、 $9.93 \pm 0.01 \times 10^6 \text{ events/day/kton}$

であった。これは ^7Be 太陽ニュートリノに対して許容値を越えているので取り除かなければならない。

第5章 結論

5.1 解析のまとめ

本研究では ${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノを観測し、太陽標準モデルを確認することでLMA解の正当性を高めることが目的である。そのため放射性バックグラウンドの見積もりを行った。

${}^{234}\text{Pa}$ は、

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) < 0.087\text{Bq/kton}$$

太陽ニュートリノエネルギー領域 (0.28~0.8MeV) には

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) < 2500\text{events/day/kton}$$

${}^{210}\text{Bi}$ は、

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 21.5 \pm 0.5\text{Bq/kton}$$

太陽ニュートリノエネルギー領域 (0.28~0.8MeV) には

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 9.93 \pm 0.01 \times 10^6 \text{events/day/kton}$$

${}^{85}\text{Kr}$ は

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 776 \pm 11\text{Bq/kton}$$

太陽ニュートリノエネルギー領域には

$$\text{反応数 } (R < 5\text{m}, \sqrt{x^2 + y^2} > 1.2\text{m}) = 2.37 \pm 0.04 \times 10^7 \text{events/day/kton}$$

であった。

${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノを262events/day/ktonとすると、SN比を1とすると許される量は262events/day/ktonであることから、 ${}^{234}\text{Pa}$ は除去しなければならない可能性がある。 ${}^{210}\text{Bi}$ 、 ${}^{85}\text{Kr}$ は除去しなければならない。

5.2 今後の課題

今後解決すべき課題を以下に述べる。

1、バックグラウンドの特定

低エネルギー領域におけるデータの解析により、 ^{210}Po や ^{39}Ar について解析を行う。また、現在知られている放射性元素を全て調べる。特に原子炉からの放射性元素についてまだ知らないことが多いので調べる。 ^{210}Po の特定には、 α クエンチの効果を調べるのが有効である。また、バックグラウンドの分布状況を知るために低いエネルギー領域まで位置のキャリブレーションを行う必要がある。

2、 ^{14}C の定量測定

液体シンチレーター中の放射性バックグラウンドに含まれる ^{14}C について観測可能なエネルギー領域を調べるためには必要である。重炭素濃縮による加速器質量分析法で分析することが見当されている。

3、除去方法の開発

見積もりから除去すべきバックグラウンドが分かったら、除去の方法を研究する。これは既に始まっており、様々な方法が試されている。

- 液液抽出、吸着剤による ^{210}Pb の除去
- 蒸留による ^{210}Pb の除去
- 窒素バブリングによる ^{222}Rn 、 ^{85}Kr の除去

などがある。

このように様々な問題が残っており、 ^7Be 太陽ニュートリノ実験に向けて問題解決が急務となっている。バックグラウンド解明のため引き続き解析を行う。

関連図書

- [1] J.N.Barcall 'http://www.sns.ias.edu/jnb/'
- [2] B.T.Cleveland et al.,Ap.J.496(1998)505
- [3] W.Hampel et al.,Phys.Let.B447(1999)127
- [4] M.Altmann et al.,B490(2000)16
- [5] J.N.Abdurashitov et al.,Phys.Lett.C60(1999)0055801 bibitemkamiokande
Y.Fukuda et al.,Phys.Rev.Lett.77(1996)1683
- [6] Y.Fukuda et al.,Phys.Rev.Lett.86(2001)5651
- [7] Q.R.Ahmad et al.,nucl-ex/0204008
- [8] H.Murayama,' http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino/'(2003)
- [9] T.Iwamoto Ph.D Thesis(2003)
- [10] H.Ogawa Ph.D Thesis(2003)
- [11] O.Tajima Ph.D Thesis(2003)
- [12] T.Mitsui result of energy scale and fit by 12B (2003)
- [13] T.Iwamoto master thesis(1998)
- [14] Proposal for US Participation in KamLAND(1999)
- [15] 液体シンチレータ・バルーン技術評価委員会 液体シンチレータ・バルーン技術評価
報告書 (2000)
- [16] E.A.Iakouchev ²²²RnresearchinKamiokamine(2002)
- [17] Borex Collaboration,Performances of the CTF experiment in prospect of
Borexino(1998)
- [18] IAEA, NATURAL ISOTOPES OF ELEMENTS OTHER THAN H,C,O
- [19] A.Wheaton & Co.Ltd.,solubility data series(1979)