

修士論文

カムランド実験でのバックグラウンドの研究

東北大学理学研究科

物理学専攻

川島 恒彦

平成14年

概要

原子炉から飛来する反ニュートリノを観測し、ニュートリノ振動解の一つである、LMA 解 (大混合角解) を検証しようとする試みが KamLAND 実験において行われた。

3月4日から10月6日までの観測データによって、原子炉反ニュートリノイベントは、2.6MeVのしきい値で、予測値が 86.8 ± 5.6 イベントであるのに対し、観測されたのは、54 イベントであった。この結果は、LMA が解であるということを強く支持している。

本研究は、原子炉反ニュートリノを検出するに当たり、バックグラウンドとなり得る数種類のイベントが、反ニュートリノイベントにどの程度混入するかを見積もった。

原子炉反ニュートリノ検出には、遅延同時計測が用いられる。この方法を用いることにより、多くのバックグラウンドを除くことができる。しかし、いくつかのバックグラウンドはこの遅延同時計測に混入するおそれがある。本研究において、その混入量を見積もったものは、偶発遅延イベント、U、Th などの放射性不純物、宇宙線 μ 粒子の原子核破碎反応によって生成された高速中性子、おなじく破碎反応によって生成された不安定核の ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ である。

研究の結果、原子炉反ニュートリノイベント内に混入する上記のバックグラウンドイベントは、それぞれ、以下のように見積もることができた。

バックグラウンド	イベント数
偶発遅延イベント	0.0086 ± 0.0005
高速中性子	≤ 0.5
${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$	0.94 ± 0.85

U、Th 放射性不純物については、液体シンチレーター中に混入している量が、

$$\text{U: } 3.5 \pm 0.5 \times 10^{-18} \text{ g/g}$$

$$\text{Th: } 5.2 \pm 0.8 \times 10^{-17} \text{ g/g}$$

であると見積もられた。要求される U、Th の濃度は、共に $\leq 10^{-14} \text{ g/g}$ であることから、これらの放射性不純物の濃度も十分に低いということが分かった。

以上の見積もりによって、原子炉反ニュートリノイベントに混入するバックグラウンドイベントは、十分に低いものになっていることが分かった。

目次

第1章 序論	11
1.1 概要	11
1.2 太陽ニュートリノ問題	12
1.3 ニュートリノ振動	14
第2章 KamLAND 検出器	17
2.1 概要	17
2.2 内部検出器	18
2.3 外部検出器	20
2.4 純化装置	21
2.5 光電子増倍管	22
2.5.1 17 インチ光電子増倍管	22
2.5.2 20 インチ光電子増倍管	24
2.6 データ収集システム	24
2.6.1 エレクトロニクス	24
第3章 原子炉反ニュートリノ観測	26
3.1 検出原理	26
3.2 原子炉内での $\bar{\nu}_e$ 生成機構	28
3.3 KamLAND での反ニュートリノフラックス	29
3.4 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ 反応の反応断面積	31
第4章 キャリブレーション	32
4.1 ゲインキャリブレーション	32
4.1.1 ソフトウェアによる光電子増倍管のゲインの補正	34

4.2	タイミングキャリブレーション	36
第5章	バックグラウンドの見積もり	39
5.1	偶発的遅延同時バックグラウンド	41
5.2	^8Li , ^9He バックグラウンド	43
5.2.1	^8Li , ^9He バックグラウンド	43
5.2.2	^8Li , ^9He バックグラウンドの見積もり	45
5.2.3	^9Li , ^8He バックグラウンドまとめ	51
5.3	高速中性子バックグラウンド	52
5.3.1	高速中性子	52
5.3.2	高速中性子バックグラウンドの見積もり	53
5.3.3	高速中性子まとめ	58
5.4	U, Th 放射性原子核	59
5.4.1	液体シンチレーター中の ^{238}U の混入量	60
5.4.2	液体シンチレーター中の ^{232}Th の混入量	65
5.4.3	^{238}U , ^{232}Th バックグラウンドまとめ	69
第6章	結論	70
付録A	U、Th崩壊系列	73
関連図書		75

目次

1.1	現在の太陽ニュートリノ実験からの結果	14
1.2	Allowed regions for KamLAND	15
2.1	KamLAND 検出器の全体像	17
2.2	KamLAND 検出器	18
2.3	ドデカン	19
2.4	プソイドクメン (1,2,4 トリメチルベンゼン)	19
2.5	PPO(2,5 ジフェニルオキサゾール)	19
2.6	バルーン挿入前の内部検出器の様子	20
2.7	純化装置の概略図	21
2.8	17 インチ光電子増倍管 概略図	23
2.9	光電子増倍管の配置図	23
2.10	KamLAND でのデータ収集システム	25
3.1	電子型反ニュートリノの反応過程	27
3.2	日本国内の原子炉の位置	28
4.1	典型的な 1 光電子のチャージ分布	33
4.2	LED を用いた光電子増倍管のゲイン測定の概略	33
4.3	光電子増倍管の相対的なゲインの分布	34
4.4	PMT の利得の経年変化	35
4.5	PMT の利得	36
4.6	タイミングキャリブレーション用のシステム概要図	37
4.7	典型的な形の TQ マップ	38

5.1	偶発遅延同時イベント	42
5.2	μ 粒子による原子核破砕反応	43
5.3	^8He 、 ^9Li の先発信号のエネルギースペクトル	46
5.4	^8He 、 ^9Li の後発信号のエネルギースペクトル	46
5.5	showering μ に対する ^8He 、 ^9Li の崩壊時間のスペクトル	48
5.6	non-showering μ に対する ^8He 、 ^9Li の崩壊時間のスペクトル	48
5.7	μ 原子核破砕反応によって生成された中性子の μ 粒子の軌跡からの距離分布	50
5.8	高速中性子 概略	52
5.9	中性子捕獲による後発信号のエネルギースペクトル	54
5.10	高速中性子の捕獲時間	54
5.11	先発信号の距離分布	57
5.12	^{214}Po の崩壊時間スペクトル	61
5.13	^{214}Bi の β 崩壊によるエネルギースペクトル	63
5.14	^{214}Po の α 崩壊によるエネルギースペクトル	64
5.15	^{214}Bi 、 ^{214}Po のイベント発生点の距離分布	64
5.16	^{212}Po の崩壊曲線	66
5.17	^{212}Bi の β 崩壊によるエネルギースペクトル	67
5.18	^{212}Po の α 崩壊によるエネルギースペクトル	67
5.19	^{212}Bi 、 ^{212}Po のイベント発生点の距離分布	68
A.1	U 崩壊系列	73
A.2	Th 崩壊系列	74

表目次

3.1	各原子炉の KamLAND からの距離と出力フラックス	30
4.1	1 光電子を取りだすための条件	34
5.1	原子炉反ニュートリノイベント選択基準	40
5.2	崩壊先に中性子を放出するモードを持つ原子核破碎反応生成核 [15]	44
5.3	^8He 、 ^9Li のイベント選択基準	45
5.4	高速中性子検出のための選択基準	53
5.5	原子炉反ニュートリノバックグラウンドに対する高速中性子イベント選択基準	55
5.6	高速中性子バックグラウンドまとめ	58
5.7	^{214}Bi - ^{214}Po と ^{212}Bi - ^{212}Po の崩壊	59
5.8	^{214}Bi - ^{214}Po 、 ^{212}Bi - ^{212}Po のイベント選択基準	60
5.9	^{214}Bi - ^{214}Po イベントに対する検出効率	62
5.10	^{212}Bi - ^{212}Po イベントに対する検出効率	65

第1章 序論

本論文では、KamLAND 実験において原子炉反ニュートリノを観測する際に、バックグラウンドとなる高速中性子、放射性原子核、偶発同時遅延イベント、の見積りとを行う。

1.1 概要

これまでに行われてきた素粒子実験の結果は、素粒子標準理論の枠内で説明がなされてきており、標準理論で説明できない実験データはなかった。標準理論において、ニュートリノは次のように規定されている。

- スピン 1/2 のフェルミ粒子
- 3 種類のニュートリノ ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ と、それらの反粒子である $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_\tau$ が存在する
- 弱い相互作用によって力の伝搬を行う
- 質量は 0 で、電氣的には中性である。

しかしながら、現在の標準理論が十分なものであるというわけではなく、相互作用の結合定数、クォークやレプトンの質量、クォーク間の混合角といった、いくつかの基本的な物理量を、実験の結果に頼るしかなく理論自身にはその予言能力がない。ニュートリノの質量が 0 であるという規定に対しても同様で、理論的な根拠が存在するわけではない。これらの理由から標準理論を含む、より大きな枠組みをもつ理論、大統一理論の提案がなされた。この理論中では、クォークとレプトンが対称性を要求するため、ニュートリノが質量を持つ方がより自然であるということの説明している。

そこで、理論の正当性を証明するため、ニュートリノが有限の質量を持つことを実験的に示す必要ができたのであるが、ニュートリノは弱い相互作用でのみ力の伝達を行うため、捉えることが難しい。現在までもニュートリノの質量を求めようと多くの実験がなされてきたが、未だ

その上限値が求められているにすぎない。

ニュートリノの質量は、ニュートリノ振動という現象を捉えることにより、間接的に求めることが出来る。ニュートリノ振動現象は、ニュートリノが有限の質量をもつために起こる世代間の混合現象であり、ニュートリノの混合間の質量二乗差が混合に依存するため、この現象をとらえることにより、ニュートリノの質量を求めることが出来る。

ニュートリノ振動現象は、スーパーカミオカンデが行った大気ニュートリノの観測によってその存在が証明されたが、振動の状態を決定づける振動パラメータを求めるには至っていない。

ニュートリノ振動のパラメータを求めるために、東北大学を中心としたグループによって行われている実験がKamLAND(Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験である。カムランド実験では、太陽ニュートリノ欠損問題に対する解である大混合角解(LMA)に振動パラメータが存在するかどうかの検証を行うために、2002年1月22日に観測を開始した。

本論文では、3月4日から10月6日までの原子炉反ニュートリノ観測データを用いてバックグラウンドの見積りを行った。以降序章では物理的背景について、第2章ではKamLAND 検出器について、第3章では原子炉反ニュートリノ観測について、第4章では検出器の較正について、第5章で原子炉反ニュートリノ観測に対するバックグラウンドの見積りについて述べる。最後の章でまとめを行う。

1.2 太陽ニュートリノ問題

太陽ニュートリノ問題は、1968年より、DavisらによってHomestakeで行われた塩素実験が発端となっている。この実験では、太陽から地球へ飛来する電子型ニュートリノが予想値と実験値の間で大きく食い違っており、観測値は予測値の半分しかなかった。この食い違いが何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ということを起こしている原因としては、大きく次の二つが挙げられる。

- (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による

(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 ${}^8\text{B}$ ニュートリノである。したがって塩素実験による観測値の不足は、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノが不足していると考えられる。 ${}^8\text{B}$ は、太陽の中心の最も高温領域において生成され、反応率が中心温度に大きく依存するため、実際の太陽の中心領域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しれない。しかし、標準太陽モデルの範囲では、理論の不定性を考慮に入れたとしても、中心の温度は精度良く決めることが出来、結果としてニュートリノの半減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、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノのフラックスはBahcallとPinsonneaultの1995年の標準太陽モデルの計算値の42%に過ぎないということがわかっている。そのため、 ${}^8\text{B}$ 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、標準太陽モデルが予言する ${}^8\text{B}$ ニュートリノの分の42%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 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの寄与する部分が全くないということになる。これの意味するところは、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノがpp連鎖によってほとんど作られないということである。しかし、標準太陽モデルで予言されているように、 ${}^8\text{B}$ はpp連鎖によって ${}^7\text{Be}$ から作られるため、もし ${}^7\text{Be}$ が全く生成されていないとするならば、これは、標準太陽モデルが本質的な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モデルの不備を挙げることは、困難である。

また、世界で幾つもの太陽ニュートリノ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具合を見付けている。(表1.1)行われている実験の全ての検出器に問題があるということは考えがたく、(3)が正しいとは考えられない。

よって、上の(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という期待が高まる。中でも最も有力視されているのがニュートリノ振動と呼ばれる、現象である。

現在の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として、図(1.2)のように、4種類に限定されている。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を検証する試みが行われている。

	実験値	理論予想値	(実験値)/(理論予想値)
Homestake[2]	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$	$7.6^{+1.3}_{-1.1}$	0.337 ± 0.065
GALLEX [3]	$77.5 \pm 6.2^{+4.3}_{-4.7}$	128^{+9}_{-7}	0.605 ± 0.074
GNO [4]	$65.8^{+10.2+3.4}_{-9.6-3.6}$	128^{+9}_{-7}	0.514 ± 0.092
SAGE [5]	$67.2^{+7.2+3.5}_{-7.0-3.0}$	128^{+9}_{-7}	0.525 ± 0.073
Kamiokande [6]	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$	$5.05^{+1.01}_{-0.808}$	0.554 ± 0.134
Super-Kamiokande [7]	$2.32 \pm 0.03^{+0.08}_{-0.07}$	$5.05^{+1.01}_{-0.808}$	0.459 ± 0.093
SNO [8]	$1.76^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.09$	$5.05^{+1.01}_{-0.808}$	0.349 ± 0.073
	$2.39^{+0.24}_{-0.23} \pm 0.12$	$5.05^{+1.01}_{-0.808}$	0.473 ± 0.108
	$5.09^{+0.44+0.46}_{-0.43-0.43}$	$5.05^{+1.01}_{-0.808}$	1.008 ± 0.238

図 1.1: 現在の太陽ニュートリノ実験からの結果

1.3 ニュートリノ振動

現在の素粒子標準理論では、ニュートリノの質量は、0であると規定されている。しかしながら、この規定に対する理論的根拠があるわけではない。そのため、仮に、ニュートリノが0ではない質量を有した場合、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の途中においてフレーバーが変化し得るのである。これが現在、ニュートリノ振動と呼ばれる現象である。

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。ニュートリノの混合を表す行列 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。

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

状態 $|\nu_\alpha\rangle$ の時間発展は、Schrodinger 方程式から、

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = |\nu_\alpha(0)\rangle e^{-iE_\alpha t} \quad (1.2)$$

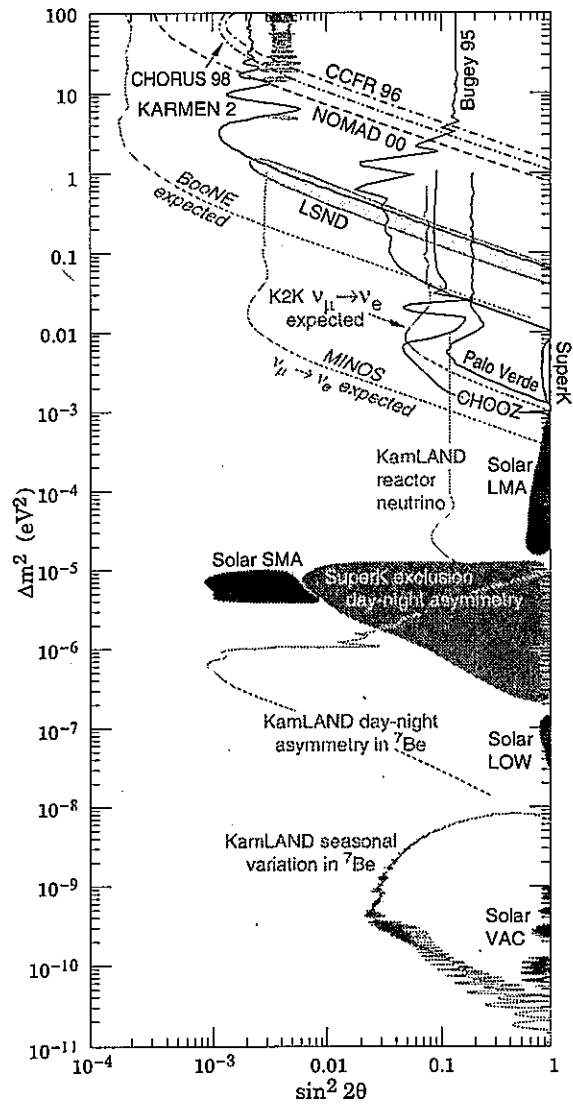


図 1.2: Allowed regions for KamLAND

と変化することになる。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 ν_β である確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{j'} \sum_j U_{j\beta}^* U_{\alpha j} e^{iE_j t} \delta_{jj'} \right|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{j\alpha}^* U_{\alpha j} e^{iE_j t} \right|^2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

問題を簡素にするために、フレーバーを ν_e, ν_μ の2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 p が十分に大きく、 $m_i \ll p$ ($i = 1, 2$) であるならば、

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

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、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、

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

$\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ とすると、

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

となる。

第2章 KamLAND 検出器

2.1 概要

この章では、KamLAND 検出器の構造について述べる。

KamLAND 検出器は、岐阜県吉城郡神岡町東茂住にある神岡鉱山内の山頂直下 1000m (2700m.w.e¹⁾) に位置しており、旧カミオカンデの跡地を利用している。地下深くに位置することにより、宇宙線 μ 粒子によるバックグラウンド事象の影響を減少させることができ、KamLAND では μ 粒子の検出頻度は、0.34Hz になる。

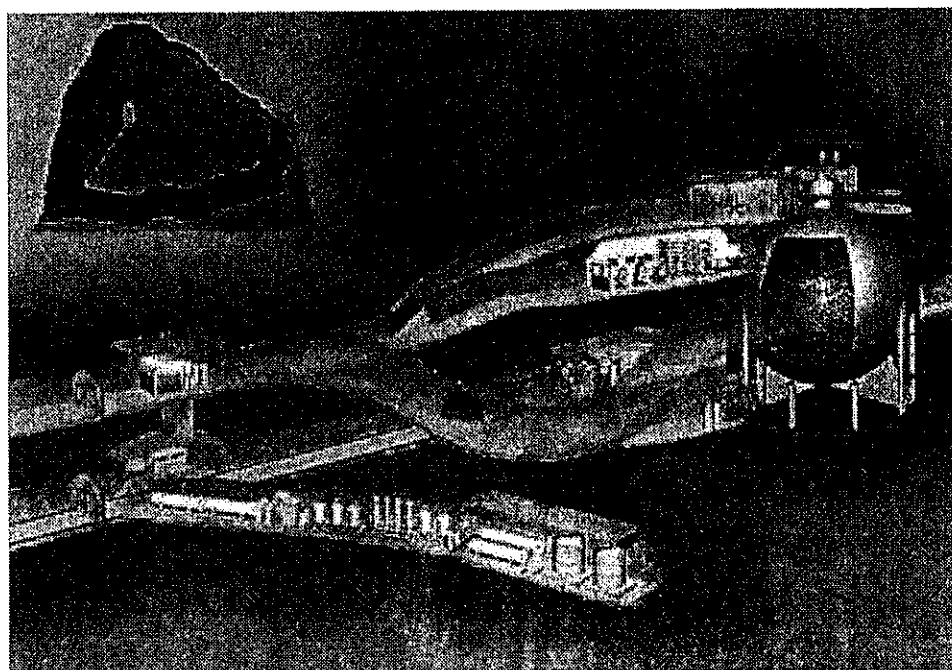


図 2.1: KamLAND 検出器の全体像

¹meter water equivalence: 水換算深度

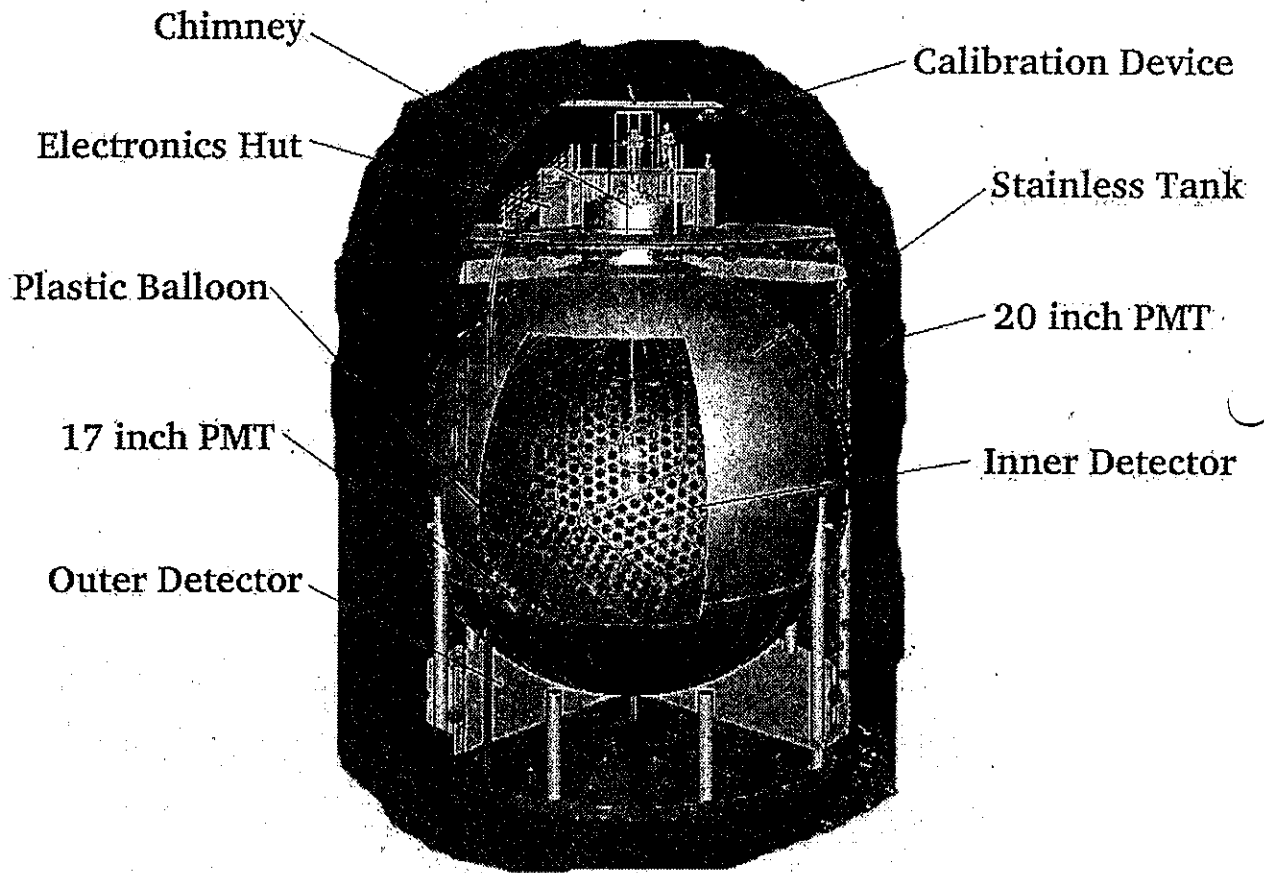


図 2.2: KamLAND 検出器

KamLAND 検出器は、図 2.2 で示されているように、球状の構造になっており、ステンレスの球状タンク内部には、中心部に 1kton の液体シンチレーターが、その外側にはミネラルオイル層が備えられている。ステンレスタンクの周りは、純水層がある。

2.2 内部検出器

ステンレスタンク内部を内部検出器と呼ぶ。それに対してステンレスタンク外部の純水層を外部検出器と呼ぶことにする。

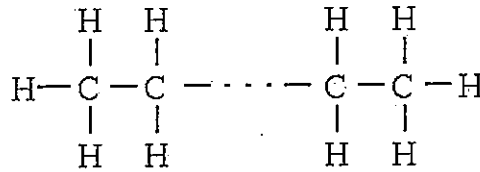


図 2.3: ドデカン

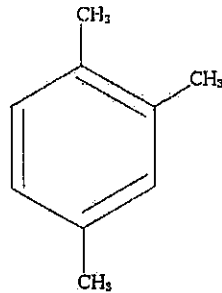


図 2.4: プソイドクメン (1,2,4 トリメチルベンゼン)

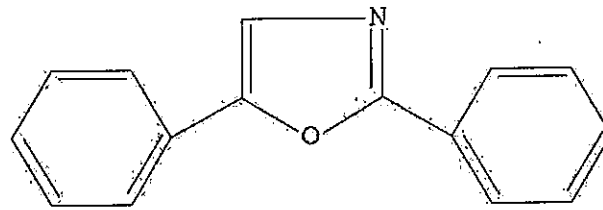


図 2.5: PPO(2,5 ジフェニルオキサゾール)

内部検出器と外部検出器を隔てるステンレスタンクは直径 18m あり、その内側には、球状の液体シンチレーター層が位置している。液体シンチレーター層は、KamLAND 検出器の心臓部にあたり、この領域において、ニュートリノの反応をみる。

KamLAND 実験に用いられている液体シンチレーターは、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)、そして 1.5g/l の PPO(2,5 ジフェニルオキサゾール) が含まれている。(図 2.5)

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、これらの γ 線が混入しないよう液体シンチレーターをタンク内面から離す必要がある。

そのため、液体シンチレーターは、厚さ $135\mu\text{m}$ の透明な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、最もガス透過率が低く、測定の際にバックグラウンドなり得る ^{222}Rn の混入を防ぐ。バルーンは44本のケーブルの紐によって支えられている。

液体シンチレータ層を形作るバルーンへの負担を減少させるために、液体シンチレーター層の外部にはミネラルオイル層がある。ミネラルオイルは液体シンチレーターとの密度差を0.01%程度に抑えられるよう、ドデカンとイソパラフィンを混合して作成されている。また、ミネラルオイル層は、外部からの放射性バックグラウンドの液体シンチレーター層への混入を防ぐ役割も果たしている。

内部検出器には17インチの光電子増倍管が1325本、20インチの光電子増倍管が554本用いられている。

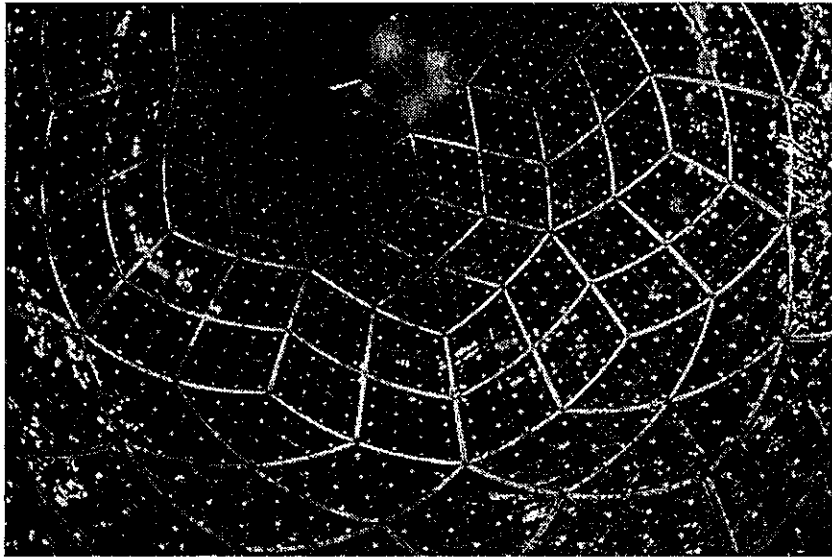


図 2.6: バルーン挿入前の内部検出器の様子

2.3 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検出器周りの岩盤から来る、 γ 線や中性子を吸収し、

内部検出器への混入を防いでいる。また、宇宙線 μ 粒子が検出器に浸入した際の識別に使われている。旧カミオカンデで用いられた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、外部からのバックグラウンド源の識別に使用されるため、光電子増倍管からのヒット情報が重要になる。そのため、外部検出器の内面(ステンレスタンクの外側と、岩盤の内側)は光反射率の高いポリエチレンシートによっておおわれている。

2.4 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あとは、検出器自体からく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1.8MeV以上の低エネルギー領域である。したがって、UやThなど、ニュートリノの検出に対して、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(2.7)に示されるような純化装置を用いた。

純化装置には効率良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

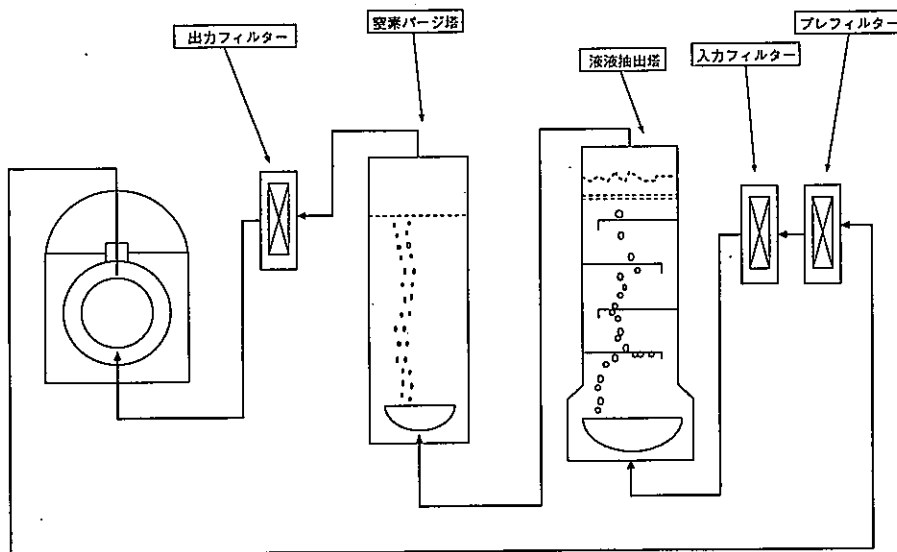


図 2.7: 純化装置の概略図

ジを用いている。

液液抽出法は、互いに混じり合わない2種類の液体を混合し、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、ミネラルオイルの液液抽出に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 などの金属元素イオンは水分子に吸着されるという性質を利用している。

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、 Rn の除去、液液抽出時に混入した微量の純水の除去、そして溶存する酸素ガスを除去することを目的としている。溶存している酸素ガスは液体シンチレーターの発光量を減少させるため測定の妨げになるため除去する必要がある。

2.5 光電子増倍管

KamLAND 実験では、旧カミオカンデで使用された 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 インチのものとは比べて、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。

2.5.1 17 インチ光電子増倍管

KamLAND 検出器の目となる光電子増倍管 (Photomultiplier Tube ... PMT) は、内部検出器のミネラルオイル層の中に取り付けられている。

検出器の中心部で 1MeV のニュートリノ反応が起きると、おおよそ、260p.e. の光電子信号が期待される。シンチレーション光は等方的に発生するため、光電子増倍管 1 本 1 本について言えば、光は 1p.e. 程度でしかない。したがって、光電子増倍管には、1 光電子相当光を識別することが出来る。KamLAND 実験ではニュートリノイベントを遅延同時計数法を用いて識別する。ニュートリノ反応が起きた位置の決定精度や位置分解能、パルス波形による粒子識別能力を向上させるために、光電子増倍管の時間分解能を向上させる必要がある。

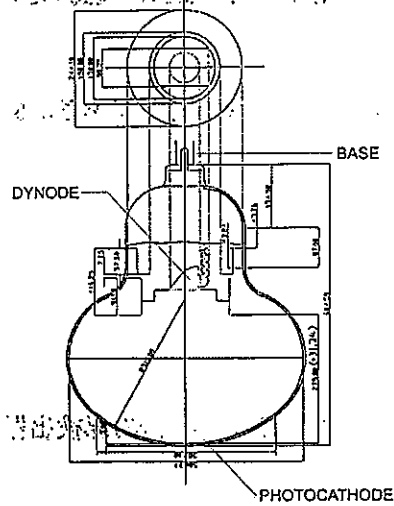


図 2.8: 17 インチ光電子増倍管 概略図

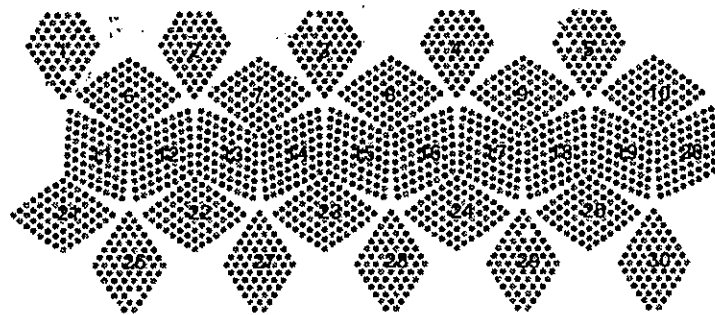


図 2.9: 光電子増倍管の配置図

内部検出器の光電子増倍管は、領域によって大きく30に分けられており、図中の1~30の数字は、それらの領域を表す通し番号である。17インチ光電子増倍管は、●で、20インチ光電子増倍管は、※によって表されている。

KamLAND 実験で主に用いられている 17 インチ光電子増倍管は、スーパーカミオカンデで使用されている 20 インチ光電子増倍管を改良したもので、時間分解能を向上させるためにダイノードの形状をベネチアン・ブラインド型からライシ・フォーカス型に変更し、ブリーダー回路を等分割ブリーダー回路から、テーパブリーダー回路に変更している。

KamLAND 実験において使用されている 17 インチ光電子増倍管の数は、1325 本である。これらは、検出器内部に均等に取り付けられている。(図 2.9 参照)

2.5.2 20 インチ光電子増倍管

20 インチ光電子増倍管は、旧カミオカンデで使用されていたものを用いている。内部検出器には、556 本外部検出器には、225 本が使用されている。

2.6 データ収集システム

2.6.1 エレクトロニクス

KamLAND 実験に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 (2.10) 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、200ns のデータを 128 のチャンネルによってわ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。

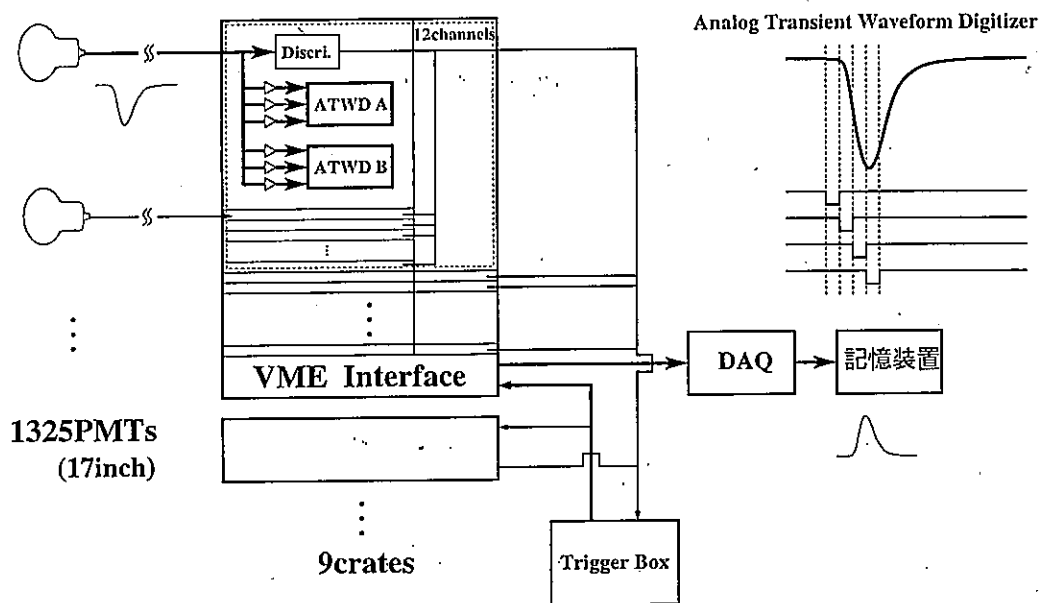


図 2.10: KamLAND でのデータ収集システム

第3章 原子炉反ニュートリノ観測

この章では、KamLAND 実験において現在、主目的となっている原子炉電子型反ニュートリノの観測について述べる。

3.1 検出原理

KamLAND 実験において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、

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3.1)$$

である。

この反応では、しきい値 1.805MeV を越える反ニュートリノのみが反応にかかる。

$$\begin{aligned} E_{th, \nu_e^+} &= (m_n + m_{e^+}) - m_p \\ &= 1.805(\text{MeV}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

反応後の2粒子、 e^+ と n は、それぞれ別々の反応を起こすため、反ニュートリノの一度の反応によって、我々は2つの信号を取り出すことが出来る。(これを遅延同時信号と呼ぶ)

まず、陽電子 e^+ は生成後、液体シンチレーター中の電子との対消滅反応を起こし、0.511MeV の γ 線が2本放出される。2本の γ 線は、それぞれ反対方向に放たれるが、それぞれ液体シンチレーター中を数 cm 進む中で、コンプトン散乱や、光電効果を起こしながら、エネルギーを減少させていく。0.5MeV 程度のエネルギーをもつ γ 線の場合は、主にコンプトン散乱によってエネルギー減少が起きる。我々が、実際に受け取る信号のエネルギー E_{vis} は、この、 γ 線が液体シンチレーターに与えるエネルギーのほかに、陽電子が液体シンチレーター中を運動する際に放出するエネルギーも含まれる。中性子は陽電子に比べて十分質量が大きいため、ニュートリノと陽子と

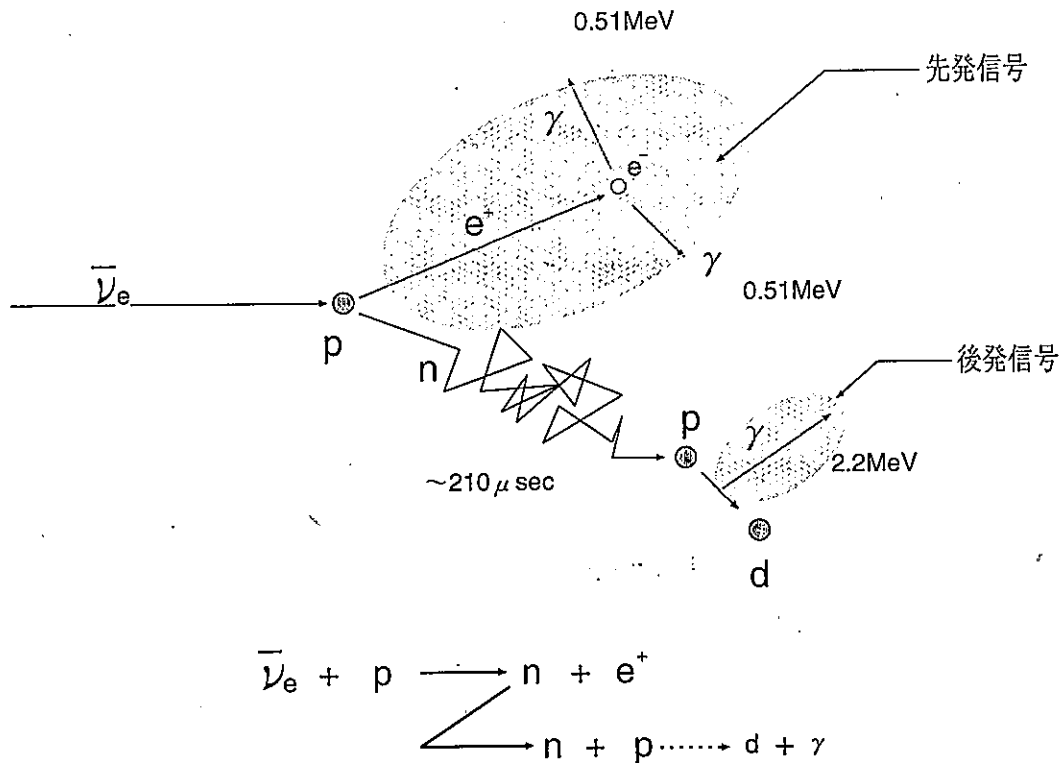


図 3.1: 電子型反ニュートリノの反応過程

の衝突の際に変換されるエネルギーの大半は、陽電子が得ることになる。よって、 E_{vis} は、

$$\begin{aligned}
 E_{vis} &= E_{\nu_e^+} + 2\gamma(0.511\text{MeV}) \\
 &\simeq E_{\nu_e} - E_{th,\nu_e^+} + 2\gamma \\
 &= E_{\nu_e} - 0.783\text{MeV}
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

となる。

次に、生成中性子について述べる。中性子は生成後、数 keV 程度の反跳エネルギーを持っている。このエネルギーは、液体シンチレーター中の原子、分子との散乱によって、エネルギーを放出し熱中性子となる。この間、約 $212\mu\text{sec}$ である。熱中性子は、陽子に捕獲され重陽子 (d) となった後、 2.2MeV の γ 線を放出する。

以上のように、一つの電子型反ニュートリノの反応過程において、我々はふたつの異なる信号を得ることが出来る。このふたつの信号を確認することによって、得られたイベントがニュートリノによるものなのかどうかを判別することが出来るため、イベントのエネルギーがニュートリノによる先発反応のエネルギーに近かったとしても、そのイベントの後に 2.2MeV のイベント

が起きない限りは、バックグラウンドとして削除することが出来る。このように遅延同時計測を行い、大きくバックグラウンドを削除することが可能である。

3.2 原子炉内での $\bar{\nu}_e$ 生成機構

ここでは、電子型反ニュートリノが原子炉においてどのように生成されるかを述べる。

日本に存在する原子炉は、図(3.2)の様になっている。KamLANDの周囲には多くの原子炉があり、KamLANDの位置を中心として半径130kmから220kmの円で囲まれた領域内に26基位置している。これらの原子炉の反ニュートリノのフラックスへの寄与は全体の79%以上になる。

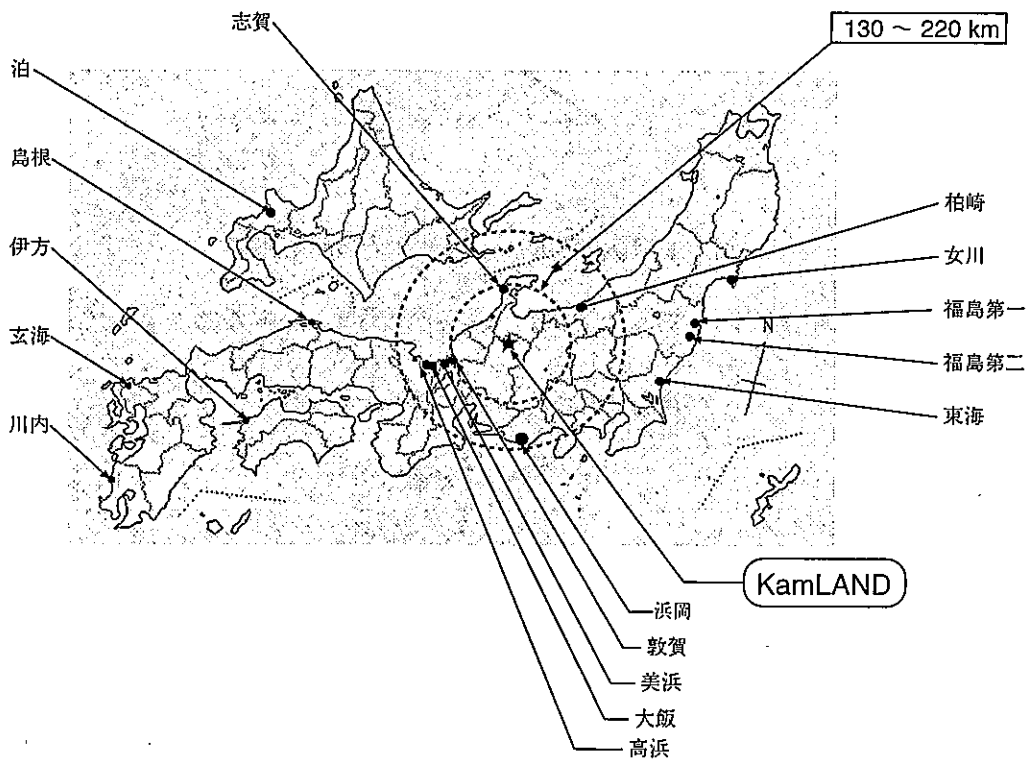
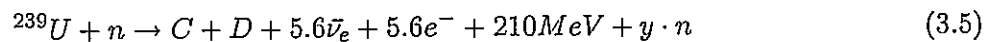
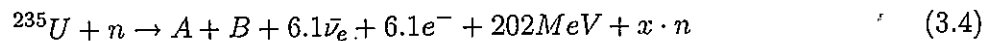


図 3.2: 日本国内の原子炉の位置

日本で使用されている原子炉は、軽水炉と呼ばれるものが大半を占めている。軽水炉では、濃縮ウランを燃料としている。天然のウランは、 ^{238}U が99.3%、 ^{235}U が0.7%の割合で存在しているのに対し、軽水炉で使用される濃縮ウランは原子炉内で核分裂を起こす物質は ^{235}U が主であり、 ^{235}U の割合が3%程度にまで上げられている。

電子型反ニュートリノは、ウランから始まる一連の原子核崩壊現象によって生成される。しかし、実際に反ニュートリノのフラックスに寄与する原子核の β 崩壊は4種類しかなく、それは、 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu である。その割合はそれぞれ、0.568 : 0.078 : 0.297 : 0.057 となっている。これら4種類の中でも、全体の80%以上を占める ^{235}U と ^{239}Pu の崩壊過程は次のようになっている。



3.3 KamLANDでの反ニュートリノフラックス

KamLANDでの電子型反ニュートリノのフラックスを求めるためには、各原子炉の熱出力と、その原子炉のKamLANDまでの距離が分かれば良い。

反ニュートリノフラックスの大半を占める ^{235}U と、 ^{239}Pu をはじめとした核分裂反応において、その生成物の β 崩壊で生成される反ニュートリノの個数は、一回の核分裂において、平均約6個である。そのとき、発生するエネルギーは200MeV程度である。

したがって、KamLANDまでの距離 $L(\text{m})$ に位置する、熱出力 $x(\text{GW})$ の原子炉が与える反ニュートリノフラックスは、

$$\frac{6}{4\pi L^2(\text{m}^2)} \frac{200(\text{MeV})x(\text{GW})}{1} = 1.5 \times 10^{12} \frac{x(\text{GW})}{L^2(\text{m}^2)} \text{ /cm}^2/\text{s} \quad (3.6)$$

$(W = J/\text{s}, J = 1/1.6 \times 10^{-19} \text{eV})$

と求めることができる。

発電所	距離 (km)	熱出力 (GW)	熱出力フラックス (GW/cm ²)
泊	783.1	3.30	0.0428
柏崎	159.9	24.6	7.66
大飯	178.9	13.7	3.41
志賀	87.77	1.59	1.64
島根	401.1	3.82	0.189
伊方	560.7	5.96	0.151
玄海	754.5	6.72	0.0939
川内	830.3	5.32	0.0614
高浜	191.4	10.2	2.22
美浜	145.7	4.93	1.85
敦賀	138.4	4.49	1.87
女川	430.6	4.09	0.176
福島第一	349.5	14.2	0.925
福島第二	345.4	13.2	0.880
東海	295.4	3.29	0.300

表 3.1: 各原子炉の KamLAND からの距離と出力フラックス: 熱出力フラックスとは、原子炉から見た KamLAND 検出器の立体角に熱出力をかけたものを表す。距離を L と書くと、 $\text{GW}/(4\pi L^2)$ と書ける。

3.4 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ 反応の反応断面積

KamLANDでの反ニュートリノ反応 $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ の反応断面積は、最低次の近似において次のように書くことができる。

$$\sigma_0(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} P_{e^+} E_{e^+} \quad (3.7)$$

中性子、陽子は、各々の運動エネルギーより、質量エネルギーの方が、十分大きいとみなせるとすると、陽電子の運動量 p_{e^+} 、全エネルギー E_{e^+} は、

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p) \quad (3.8)$$

$$p_{e^+} = \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p))^2 - m_{e^+}^2} \quad (3.9)$$

式(3.7)中の f は、原子番号 $Z = 1$ としたときの、クーロン相互作用に対する補正因子である、フェルミ関数を表しており、 $f = 1.686$ としている。また、中性子の平均寿命 $\tau_n = 886.2 \text{ sec}$ とした。

これらの値から0次の反応断面積 σ_0 を計算すると、

$$\begin{aligned} \sigma_0(E_{\bar{\nu}_e}) &= \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} P_{e^+} E_{e^+} \\ &= \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} (E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p)) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p))^2 - m_{e^+}^2} \\ &= 9.708 \times 10^{-44} \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - 1.29)^2 - 0.511^2} (E_{\bar{\nu}_e} - 1.29) \quad [\text{cm}^2] \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる。

第4章 キャリブレーション

ニュートリノイベントを精度良く再構成するために、各光電子増倍管のゲイン、タイミング、そしてエネルギーの較正を行わなければならない。

この章では、KamLAND 実験で行われた、ゲインキャリブレーション、タイミングキャリブレーションについて述べる。

4.1 ゲインキャリブレーション

KamLAND 実験では、イベントを収集する際のトリガーをヒット¹した光電子増倍管の数によってかける。そのため、反応エネルギーを正しく測定し、かつ、イベントの取りこぼしや、ノイズイベントの混入を防ぐためには全ての光電子増倍管についてゲイン²がそろっている必要がある。

各光電子増倍管のゲインを相対的にそろえるために、高電圧の調整が行われた [13]。測定のために、ステンレスタンク内部に設置されている発光ダイオードが用いられた (図 4.2)。発光ダイオードは、図 2.9 内の数字で示されている 30 の領域の中心にそれぞれひとつずつ取り付けられている。発光ダイオードの発光波長は 470nm であり、液体シンチレーターはこの波長に対して透明であるため、ダイオードの光はその反対側に位置する領域の PMT に直接入ることになる。光電子増倍管が返す信号が 1 光電子になるように発光ダイオードの光量を調節し、1 光電子分布から各光電子増倍管のゲインを求めた。(図 4.1)

これにより、各光電子増倍管の相対的なゲインは、のように幅 6.3% でそろえられた。図 4.3 は、各光電子増倍管の 1 光電子分布のピークを用いて作成したゲインの相対的分布を表している。

まだ残っているこの違いは解析を行う前にソフトウェアで補正を行う。そのためのゲインテーブルが作成されている。

¹ヒットとは、光電子増倍管が、なんらかの光を受けて信号を返すことを意味する。

²ゲインとは、PMT が返す信号の大きさの事を意味している。

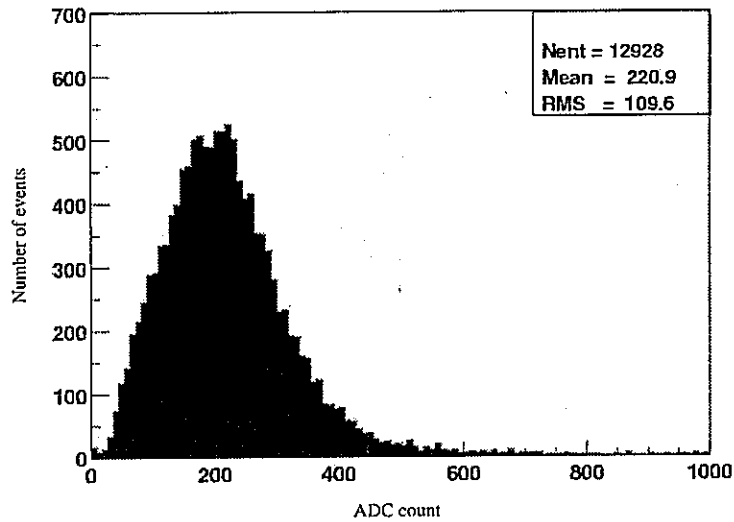


図 4.1: 典型的な 1 光電子のチャージ分布: KamLAND 実験で使用されている 17 インチ光電子増倍管は 1 光電子分布が明確に見ることができる。(P/V 比は、3.8 である。[14]) 図は、1 光電子分布を示しているが、ノイズイベントは除去されている。

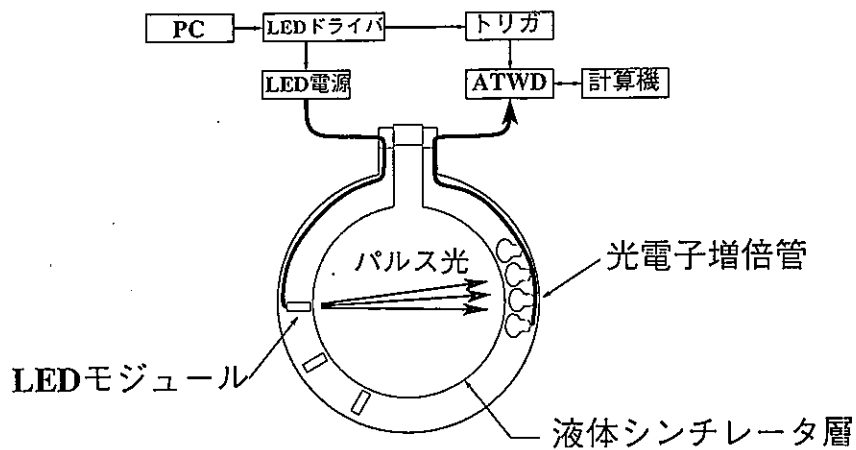


図 4.2: LED を用いた光電子増倍管のゲイン測定の概略

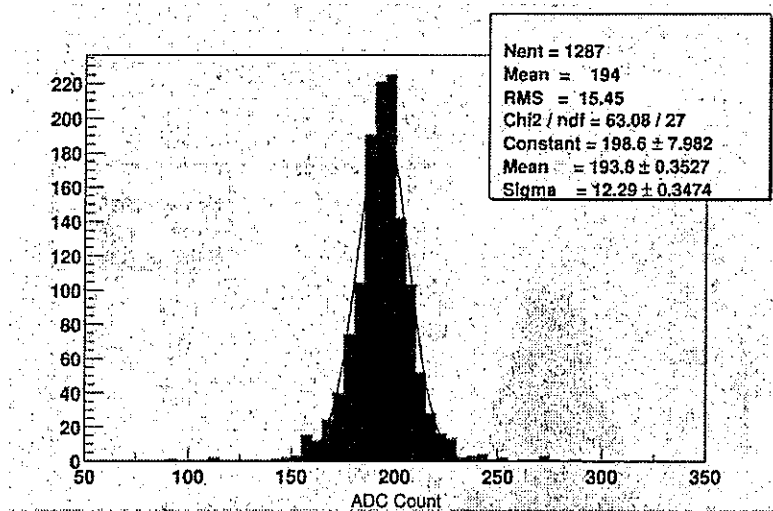


図 4.3: 光電子増倍管の相対的なゲインの分布

4.1.1 ソフトウェアによる光電子増倍管のゲインの補正

光電子増倍管のゲインのばらつきの解析への影響をなくすため、ゲインテーブルを作成する。ゲインテーブルは、ある一定期間における光電子増倍管の1光電子分布の平均を各光電子増倍管ごとに一覧にしたものである。

ゲインテーブルを作成するために、実際の観測データを使用した。観測データから、1光電子の出力を得、各光電子増倍管の1光電子分布のピークを求めた。それをゲインとして扱った。実際の観測データには、1光電子の他に2光電子以上の信号データや、ノイズ信号などが含まれており、その中から、1光電子の信号のみを取り出す必要がある。そのための条件は以下の様になっている。

これにより、得られる分布は図 4.1 の様になり、1光電子のチャージ分布を見ることができ

-
- ・ ヒット数 120~180 のイベント
 - ・ waveform 解析によってピークの数一つのもの
 - ・ ノイズイベントの除去
-

表 4.1: 1光電子を取り出すための条件

る。

ゲインテーブルは、日々の検出器の状態の変化によるゲインの変動を解析に反映させないという役目も果たしている。高圧電源装置の供給電圧の数Vの変化や、発熱、湿度によるエレクトロニクスの内部抵抗の変化によってゲインが変化することも考えられる。実際に現在のKamLAND実験で使用されている高圧電源装置は、長時間の運転の中で、 $\pm 5V$ 程度の供給電圧の変動が見られる。

全体的な傾向として、光電子増倍管のゲインは上昇しており、(図4.4)3月から9月までの観測期間において約3%程上昇しており、相対的なばらつきも大きくなった。(図4.5)

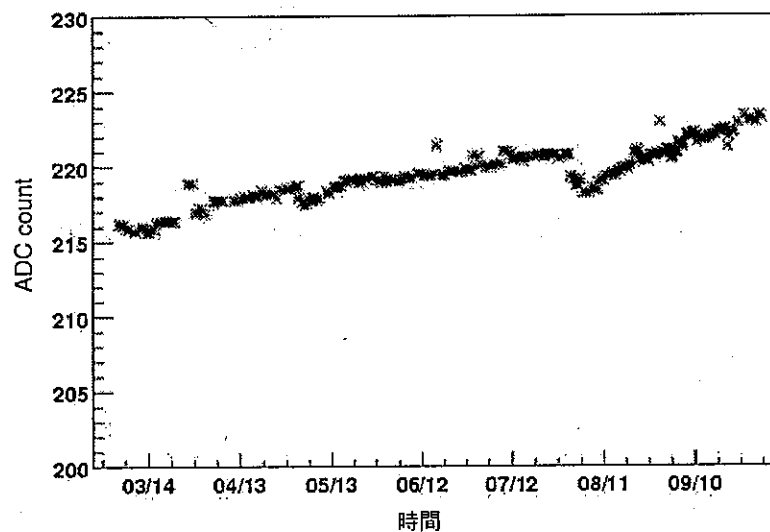


図 4.4: PMT の利得の経年変化: 3月から9月までの半年の観測期間において、検出器全体として約3%のゲインの上昇が見られる。

先の図のようなゲインの経年変化が解析に対して影響を及ぼさないためにも、比較的短い期間でのゲインテーブルの作成が必要になる。観測データは、原則的に一日を一区切りとして記録されている。ゲインテーブルは、一区切りのデータ毎に作成している。

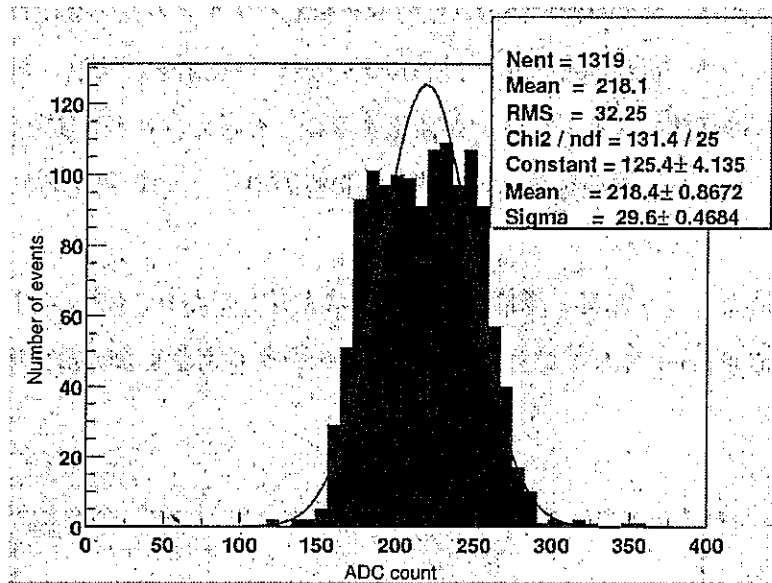


図 4.5: PMT の利得: 4 月 17 日の観測データによる PMT のゲイン。LED で測定したときよりも利得のばらつきが大きくなっている。

4.2 タイミングキャリブレーション

ある光電子増倍管が返した信号が、ディスクリミネーターの設定されたしきい値を超えた時間を T_0 とする。この時刻 T_0 は、光電子増倍管によって異なっている。なぜならば、 T_0 は、電子の走行距離や信号ケーブルの長さに依存するからである。また、観測電荷の小さな信号より、大きな信号のほうが、ディスクリミネーターのしきい値を超えやすいため、 T_0 は、電荷の大きさにも依存する。これらの光電子増倍管ごとの応答時間のずれは、精度良く知らなければならないため時間の較正が必要である。

時間情報を解析に用いるためには、電荷の変化に対して T_0 の補正を行わなければならない。この電荷と PMT の応答時間との 2 次元分布を TQ マップと読んでいる。

TQ マップを作るために、色素レーザーと拡散ボールを用いた図 4.6 のような概要をした、観測装置を用いた。

色素レーザーからの光は、光量を調節するためのいくつかのフィルターを通り、光ファイバケーブルを通して、拡散ボールに入り拡散され光電子増倍管に均一に光を当てられる。

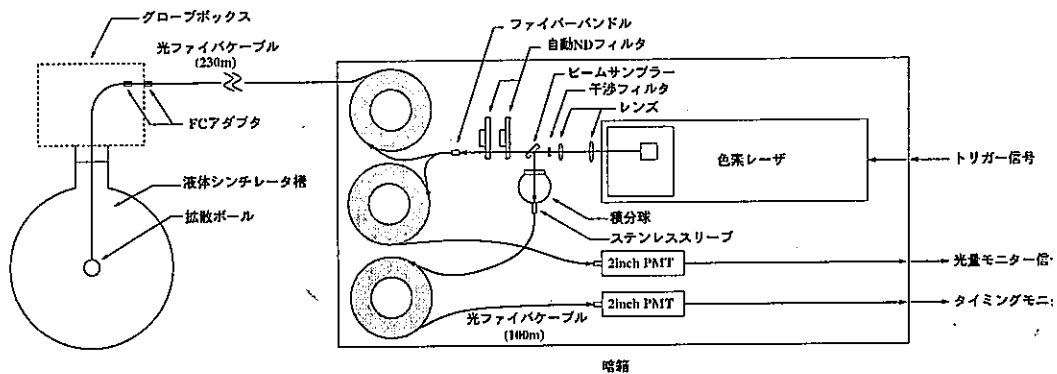


図 4.6: タイミングキャリブレーション用のシステム概要図

典型的な TQ マップを図 4.7 に示す。図の縦軸は、基準となる光電子増倍管からの反応時間から、対象としている光電子増倍管の反応時間の差を表している。横軸は、出力電荷を表しており、出力電荷が大きくなるほど応答時間が早くなっているということがわかる。

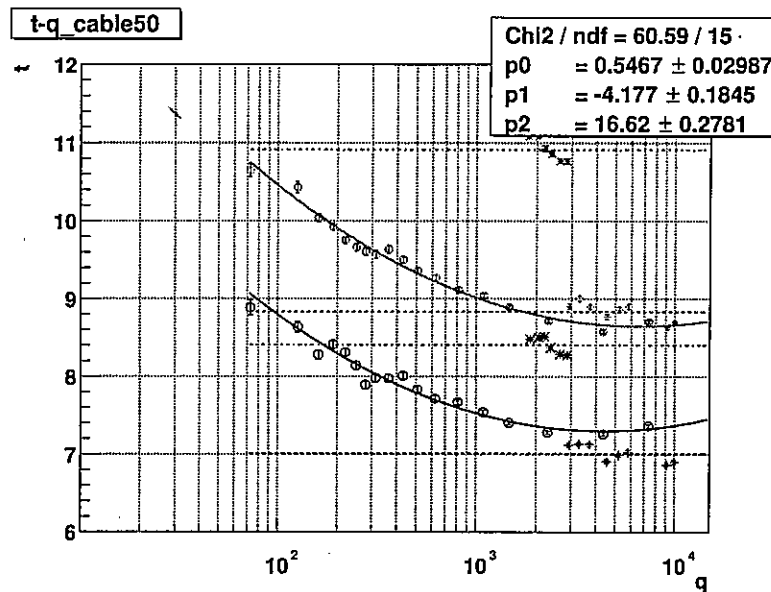


図 4.7: 典型的な形の TQ マップ: 図の縦軸は、基準となる光電子増倍管の応答時間から、測定されている光電子増倍管の応答時間を差し引いたものを表している。出力電荷が大きくなれば、応答時間が早くなるということがわかる。 10^3 p.e. を超えたあたりから、応答時間が鈍くなっているが、実際の反ニュートリノイベントでは各光電子増倍管から返るチャージは 1p.e. 程度でしかないため、応答時間が鈍くなる領域は原子炉反ニュートリノ検出に対しての影響はない。

第5章 バックグラウンドの見積もり

ニュートリノ振動実験において、検出されたニュートリノイベントの中にどれ程のバックグラウンドが混入しているおそれがあるのかということを確認しておくことは、その混入量が結果に直接結びつくため、非常に重要なことである。

この章では、原子炉反ニュートリノ検出において使用される遅延同時計測に混入するバックグラウンドの見積もりを行う。

KamLAND 検出器内には、様々な放射性原子核が混入している。 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{222}Rn といった崩壊系列にのる原子核のほか、外部から浸入する宇宙線 μ 粒子による原子核破砕反応でも不安定核が生成される。これらの中には、原子炉反ニュートリノ検出で使用する同時遅延計測に混入するおそれがあるものがある。

原子炉反ニュートリノを検出する際には、地球内部からの反ニュートリノも同時に検出することになる。原子炉からの反ニュートリノのみを問題にする場合、地球反ニュートリノもまた、バックグラウンドとなる。しかし、地球ニュートリノは、原子炉ニュートリノと全く同じ反応をするため、ふたつを区別することは難しい。幸いにも、地球ニュートリノのエネルギースペクトルは、2.6MeV までの領域において分布しているため、先発信号のエネルギーを 2.6MeV 以上にとることによって地球ニュートリノからの寄与を除くことができる。

バックグラウンド候補として、偶発遅延イベント、U、Th などの放射性不純物、宇宙線 μ 粒子の原子核破砕反応によって生成される、高速中性子や、不安定核である ^8He 、 ^9Li を挙げ、これらのバックグラウンドがどの程度混入するかを見積もる。

原子炉反ニュートリノのイベントに混入するバックグラウンドを調べるためには、原子炉反ニュートリノイベントを選択するための基準が必要である。原子炉反ニュートリノイベント検出のためのイベントの選択基準を、表 5.1 に記す。

先発信号のエネルギー	$E_{prompt} \geq 2.6\text{MeV}$
後発信号のエネルギー	$1.8 \leq E_{delayed} \leq 2.6\text{ MeV}$
時間相関	$0.5 \leq \Delta T \leq 660\ \mu\text{sec}$
空間相関	$dR \leq 160\text{ cm}$

表 5.1: 原子炉反ニュートリノイベント選択基準

5.1 偶発的遅延同時バックグラウンド

原子炉反ニュートリノを検出するための選択基準に偶発的に混入するバックグラウンドが存在する。

偶発バックグラウンドの混入率を調べるために、原子炉反ニュートリノイベントの選択基準と同じ基準を使用する。ただし、先発信号と、後発信号との相関時間差は異なり、 $10\mu\text{sec} \sim 20\text{sec}$ とした。現在の KamLAND 実験では、イベントレートは、およそ 20Hz である。この程度のイベントレートの場合、偶発的遅延同時バックグラウンドは、遅延同時計測を行う際の相関時間幅に関係なく均一に分布している。(図 5.1 上図) 時間幅がより短い領域では、ニュートリノイベントが混入してくる。(5.1 下図) また、この時間幅 ($10\mu\text{sec} \sim 20\text{sec}$) での結果を用いて、ニュートリノイベントを検出するときの時間幅、($0.5 \sim 660\mu\text{sec}$) での偶発イベントを見積もる。

結果として、live time 145.1 日のデータから検出された、 2.6MeV 以上のエネルギーをもつ偶発イベントは、 261 ± 15 イベントであった。したがって、 $0.5 \sim 660\mu\text{sec}$ の時間幅に混入すると考えられる偶発イベントは、

$$(261 \pm 15) \cdot \frac{(5\mu\text{sec} - 660\mu\text{sec})}{(20\text{sec} - 10\text{msec})} = 0.0086 \pm 0.0005 \quad [\text{events}]$$

であるを見積もることができる。

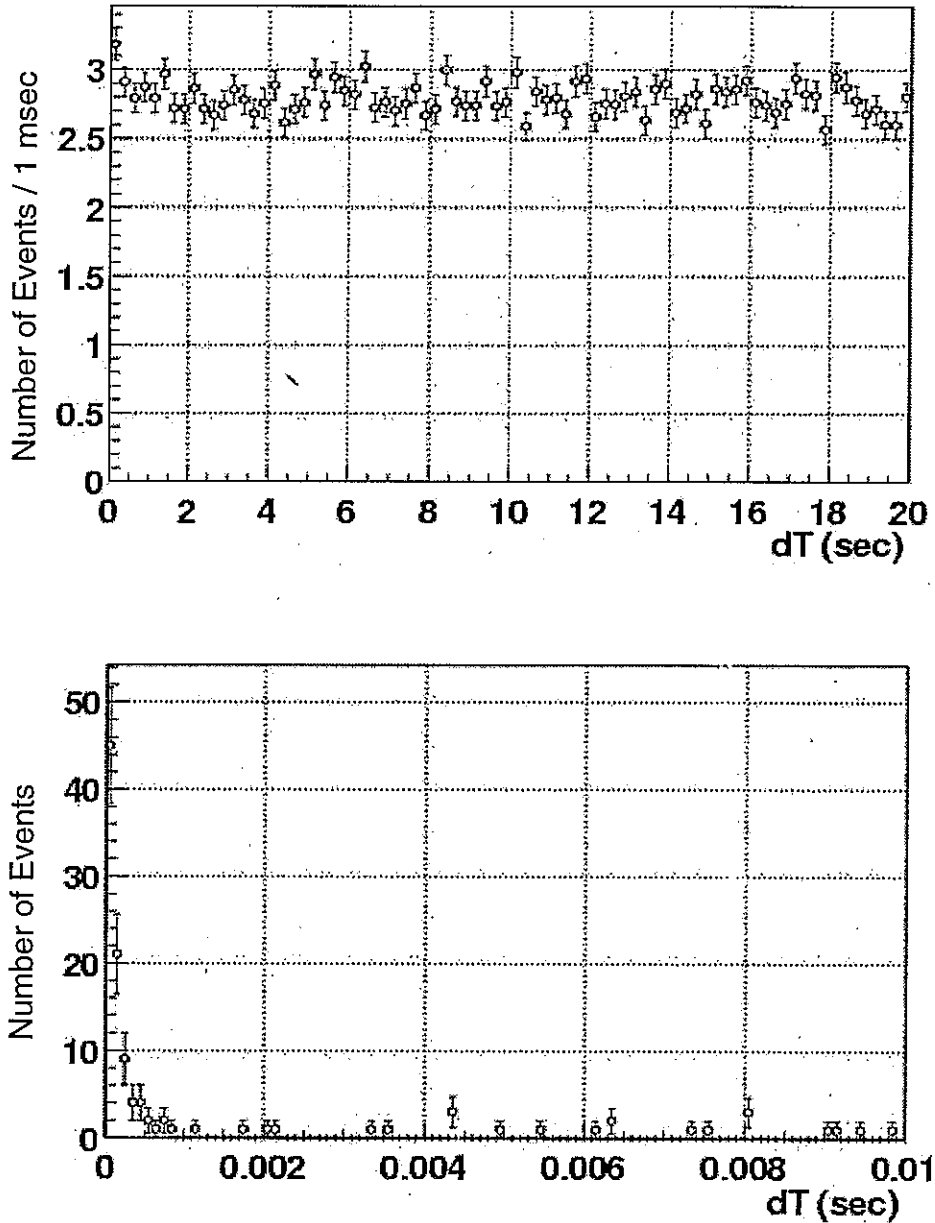


図 5.1: 偶発同時イベント: (上図) 先発信号と後発信号の発生時間差を 10msec から 20sec までのイベントを選択した。その他の基準は、原子炉反ニュートリノイベント選択の基準と同じ。縦軸は、1msec の時間幅に起きるイベントの平均を表している。(下図) 先発信号と後発信号の発生時間差が 10msec 以下のものを選択した。dT < 1msec の領域で、大きく見えているイベントは、原子炉反ニュートリノイベントである。

5.2 ${}^8\text{Li}, {}^9\text{He}$ バックグラウンド

5.2.1 ${}^8\text{Li}, {}^9\text{He}$ バックグラウンド

宇宙線 μ 粒子が検出器内部に入ってくると、液体シンチレーター内の原子核を破壊し、様々な不安定核を生成することがある。このことを μ 粒子による原子核破砕反応という。(図 5.2)

その不安定核の崩壊時において、中性子を放出するものがある。(表 5.2) 放出された中性子は、熱化の後に陽子に捕獲され、2.2MeV の γ 線を出すため、中性子を放出す不安定核は、遅延同時計測にかかる。これは、原子炉反ニュートリノ検出の際に、バックグラウンドになり得、問題となる。

表 5.2 の中で、問題となるものは、炭素原子核が破砕されて生成される ${}^8\text{He}$ と、 ${}^9\text{Li}$ である。これらは、他の生成物と比較して、長い寿命を持つため、 μ 粒子が検出器内部に入ったときに行う 2sec のカットによって除去できない可能性があるからである。寿命が長いものならば、 ${}^{16}\text{O}$ の破砕によって生成される ${}^{16}\text{C}$ の寿命が十分長いですが、そもそも液体シンチレーター中に存在している ${}^{16}\text{O}$ 原子は ${}^{12}\text{C}$ のおよそ 1/1000 程度であるため、 ${}^{16}\text{C}$ の生成数は ${}^8\text{He}$ や、 ${}^9\text{Li}$ に比べて十分少ない。そのため、原子数の多い ${}^{12}\text{C}$ からの原子核破砕生成物が主なバックグラウンドとなる。

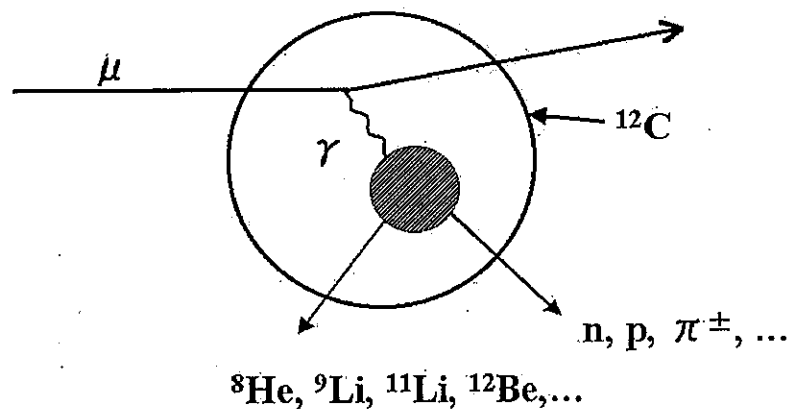


図 5.2: μ 粒子による原子核破砕反応

spallation products (life time)	production reaction	decay mode (msec.)	decay fractions	production rate (/day/kton)
^8He (171.7 msec.)	$^{12}\text{C}(\gamma, 4p), ^{12}\text{C}(\pi^-, n3p)$	$\beta^- ^8\text{Li}$ $\beta^- n^7\text{Li}$	0.84 0.16	2.4 ± 0.5
^9Li (256.8 msec.)	$^{12}\text{C}(\gamma, 3p), ^{12}\text{C}(\pi^-, n2p)$	$\beta^- ^9\text{Be}$ $\beta^- n2\alpha$	0.52 0.48	-
^{11}Li (12.3 msec.)	$^{12}\text{C}(\gamma, 2\pi^+p), ^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^+p)$	$\beta^- ^{11}\text{Be}$ $\beta^- n^{10}\text{Be}$ $\beta^- 2n^9\text{Be}$ $\beta^- 3n\alpha$ $\beta^- n\alpha^6\text{He}$	0.08 0.85 0.04 0.02 0.01	-
^{13}B (25.0 msec.)	$^{13}\text{C}(\gamma, \pi^+), ^{13}\text{C}(\pi^-, \gamma)$	$\beta^- ^{13}\text{C}$ $\beta^- n^{12}\text{C}$	> 0.99 > 0.003	-
^{14}Be (6.3 msec.)	$^{14}\text{N}(\gamma, 3\pi^+), ^{14}\text{N}(\pi^-, 3\pi^+)$	$\beta^- ^{14}\text{B}$ $\beta^- 2n^{12}\text{B}$	0.81 0.05	-
^{16}C (1077.7 msec)	$^{16}\text{O}(\gamma, 2\pi^+), ^{16}\text{O}(\pi^-, \pi^+)$	$\beta^- n^{15}\text{N}$	> 0.99	-

表 5.2: 崩壊先に中性子を放出するモードを持つ原子核破碎反応生成核 [15]

5.2.2 ${}^8\text{Li}, {}^9\text{He}$ バックグラウンドの見積もり

イベントの選択基準は、原子炉反ニュートリノイベントの選択基準とほぼ同じである。(表 5.3)

図 5.3 は、選択されたイベントから得られた先発信号のエネルギースペクトルである。図中

先発信号のエネルギー	$E_{prompt} \geq 1.3\text{MeV}$
後発信号のエネルギー	$1.8 \leq E_{delayed} \leq 2.6\text{ MeV}$
時間相関	$0.5 \leq \Delta T \leq 660\ \mu\text{sec}$
空間相関	$dR \leq 160\text{ cm}$
有効半径	5.0m

表 5.3: ${}^8\text{He}, {}^9\text{Li}$ のイベント選択基準

の実線は、 ${}^9\text{Li}$ の β 崩壊の予想曲線、点線が ${}^8\text{He}$ の β 崩壊によるエネルギースペクトルの予想曲線を表している。この図から、 ${}^9\text{Li}$ の生成数は、 ${}^8\text{He}$ の生成数に比べて多いことが分かる。図 5.4 は、後発信号のエネルギースペクトルである。後発信号のエネルギーは、2.22MeV でピークを作っており、確かに、中性子捕獲による 2.2MeV の γ 線によるものであるとわかる。

${}^8\text{He}$ と、 ${}^9\text{Li}$ は、寿命が近く、二つの不安定核からのイベントを十分分離することは難しい。そのため、ここでの議論では、 ${}^9\text{Li}$ からのイベントのみであると言う前提で行う。その理由は、 ${}^8\text{He}$ に比べ ${}^9\text{Li}$ の方が寿命が長く、 μ 粒子侵入後の 2sec のカットにより除去できない可能性がより高いということと、 ${}^8\text{He}$ に比べ中性子を放出するモードへの分岐比が大きいということ、そして実際に生成されているイベント数は、 ${}^9\text{Li}$ の方が十分多いということである。

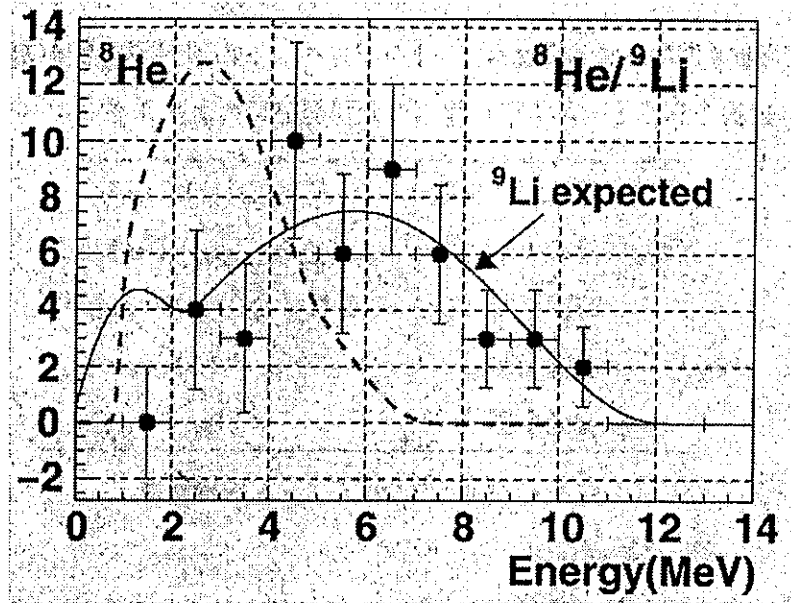


図 5.3: ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の先発信号のエネルギースペクトル: 図中の実線は ${}^9\text{Li}$ の β 崩壊による予想エネルギースペクトル、点線は ${}^8\text{He}$ の β 崩壊による予想エネルギースペクトルを表している。

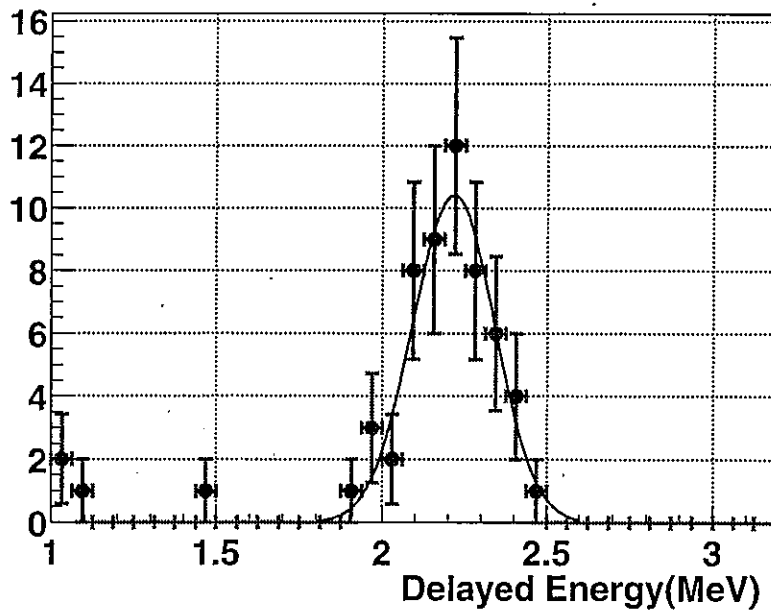


図 5.4: ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の後発信号のエネルギースペクトル

${}^8\text{He}$ や ${}^9\text{Li}$ などの不安定核は、生成する μ 粒子のもつエネルギーが高い程、多く生成される。ここでは、 μ 粒子のエネルギーによって2種類に分け、そこから生成される ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の量を別々に見積った。原子炉反ニュートリノ検出での宇宙線 μ 粒子からのバックグラウンドの寄与を除くため、 μ 粒子が検出器に入ってきてから2秒間のイベントはカットされている。2種類に分類された μ 粒子は、それぞれそのカットする領域が異なっている。それぞれ観測された μ 粒子の残留電荷¹が $10^6 p.e.$ を境にして、 μ 粒子の種類を分けた。 μ 粒子の残留電荷が $10^6 p.e.$ 以上のものを showering μ 、 $10^6 p.e.$ 以下のものを non-showering μ と、それぞれ定義した。showering μ に対しては、 μ 粒子が検出器に侵入後、検出器全体に2秒間のイベント調べた。non-showering μ に対しては、検出器に侵入後2秒間、 μ 粒子の軌跡を中心軸とした、半径3mの円筒領域を調べた。

showering μ と、non-showering μ それぞれに対して、崩壊時間スペクトルを描くと、各々図5.5、図5.6となる。それぞれの図に描かれている実線は、生成されたものが全て ${}^9\text{Li}$ である場合を示している。

μ 粒子が検出器に入ってきた後、2秒間の時間内に検出されたイベント数は、showering μ で、 55 ± 8 、non-showering μ で、 16 ± 14 であった。2秒間が経った後の残されたイベントは、全データサンプル内でそれぞれ、0.02、0.007であった。

¹残留電荷とは、 μ 粒子の観測電荷から軌跡を中心とした半径3mの領域内の観測電荷を差し引いたものである。

$$\langle \mu \text{ total charge} \rangle - \langle \mu \text{ track length charge} \rangle$$

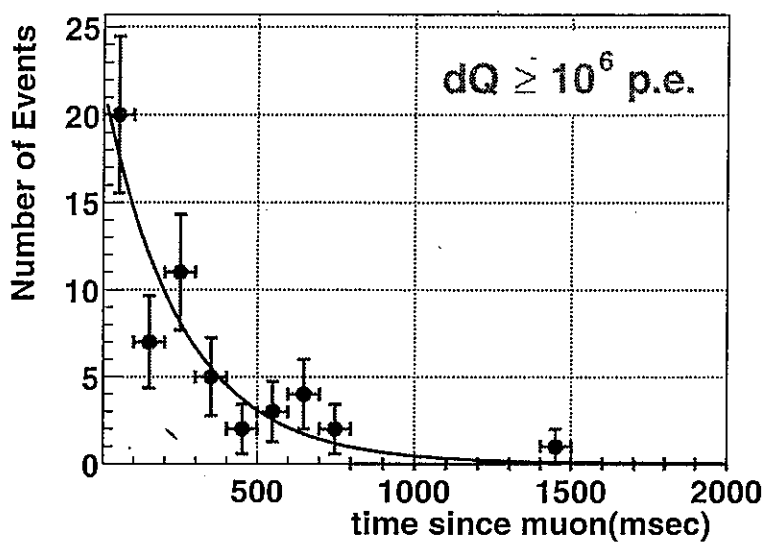


図 5.5: showering μ に対する ^8He 、 ^9Li の崩壊時間のスペクトル: 実線は、 ^9Li のみが検出された場合の実際の ^9Li の寿命を用いた予想曲線である。

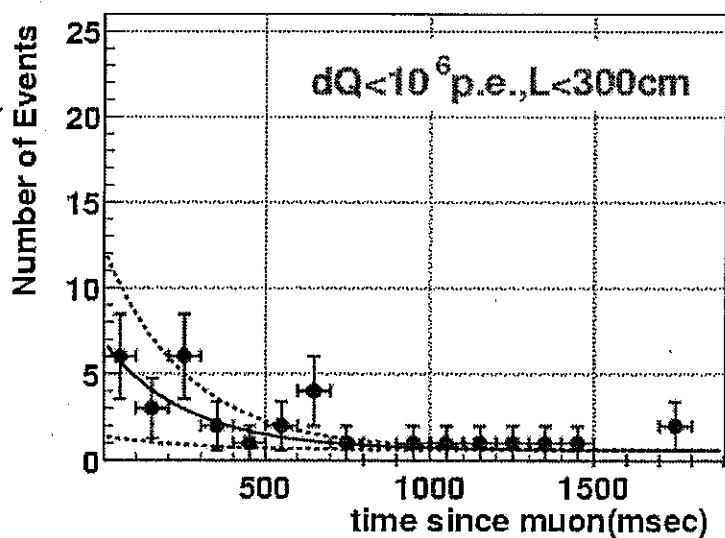


図 5.6: non-showering μ に対する ^8He 、 ^9Li の崩壊時間のスペクトル: 実線は、 ^9Li のみが検出された場合の実際の ^9Li の寿命を用いた予想曲線である。点線は 90% の確定レベルを表している。

${}^8\text{He}$ や、 ${}^9\text{Li}$ からのイベントが、 μ 粒子が入ってきてから 2 秒間のカットによって除けない場合についても、考えなければならない。この場合、最も問題となるのは、non-showering μ の場合で、 μ 粒子の軌跡に対する半径 3m のカットの領域を超えて、生き残った不安定核の量を見積もる必要がある。

この時のバックグラウンドの度合いを見積もるため、半径 3m のカットの効率を求めた。図 5.7 は、この効率を求めるために作成したもので、検出器内での原子核破砕反応で生成された中性子が、 μ 粒子の軌跡からどれくらい離れて分布しているのかを表している。これを元に、イベントのカットの効率を求めると、93.6%であるを見積もることができた。これは、逆に言えば、6.4%の生成中性子が、半径 3m の領域のカットのよっても、生き残るということを意味している。

したがって、全データサンプル内において、non-showering μ に対するカットでも、生き残る不安定核からのイベント数は、

$$\begin{aligned} < \text{検出器内で起きた総イベント数} > \times < \mu \text{ track inefficiency} > \\ &= \frac{(16 \pm 14) \times 0.064}{0.936} \\ &\sim 1.1 \pm 1.0 \end{aligned} \quad (5.1)$$

であるを見積もることができた。

これは、0.9MeV のしきい値であるため、2.6MeV のしきい値に変換する必要がある。図 5.3 での、 ${}^9\text{Li}$ の予想曲線を用いて、0.9MeV 以上のイベント数と 2.6MeV 以上のイベント数の比をとる。その結果、2.6MeV しきい値のイベント数は、0.9MeV しきい値のイベント数の 85%であることが分かった。したがって、2.6MeV しきい値の場合の ${}^9\text{Li}$ の混入量は、 0.94 ± 0.85 であるを見積もることができた。

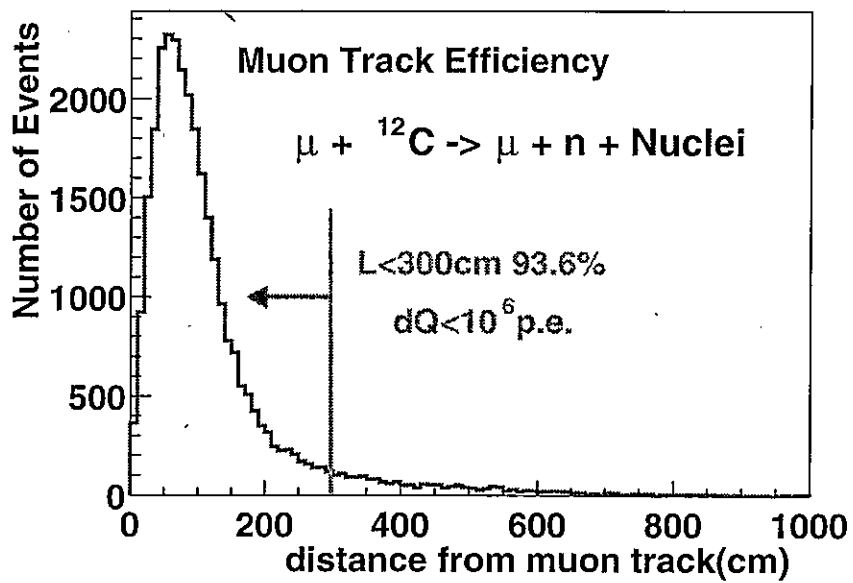


図 5.7: μ 原子核破碎反応によって生成された中性子の μ 粒子の軌跡からの距離分布: non-showering μ に対するイベント。半径 3m のカットの効率は、93.6%である。

5.2.3 ${}^9\text{Li}$, ${}^8\text{He}$ バックグラウンドまとめ

μ 粒子の原子核破碎反応により生成された、 ${}^9\text{Li}$, ${}^8\text{He}$ が原子炉反ニュートリノイベントに混入する量の上限を以下にまとめる。

μ 粒子のエネルギーによって、大きく二つに場合分けを行った。まず、 μ 粒子の残留電荷が 10^6 以上のものを showering μ 、 10^6 以下のものを non-showering μ とする。

showering μ に対しては、 μ 粒子侵入後の検出器全体に対する 2 秒間カットを入れることにより、混入するイベント数の上限は 0.02 イベントであるとわかった。

non-showering μ に対しては、 μ 粒子侵入後 2 秒間、粒子の軌跡を中心とした半径 3m の領域をカットすることで、混入するイベントの量は、0.007 イベントであるとわかった。

non-showering μ の場合で使用した、 μ 粒子の軌跡に対する円筒領域のカットの効率が 93.5% であることから、このカットによって除けなかったイベントの数は、 1.1 ± 1.0 イベントであると見積もることができた。この値から、2.6MeV のしきい値での ${}^9\text{Li}$ の混入量を計算すると、 0.94 ± 0.85 であると見積もることができた。

5.3 高速中性子バックグラウンド

5.3.1 高速中性子

KamLAND 検出器の外部から入ってくる μ 粒子の、原子核破砕反応での生成物に高速中性子²がある。

μ 粒子が検出器の周囲の岩盤を通過する際に、原子核破砕反応により高速中性子が生成されることがある。高速中性子が内部検出器に侵入すると、液体シンチレーター中において模式図??のような反応を起こす。

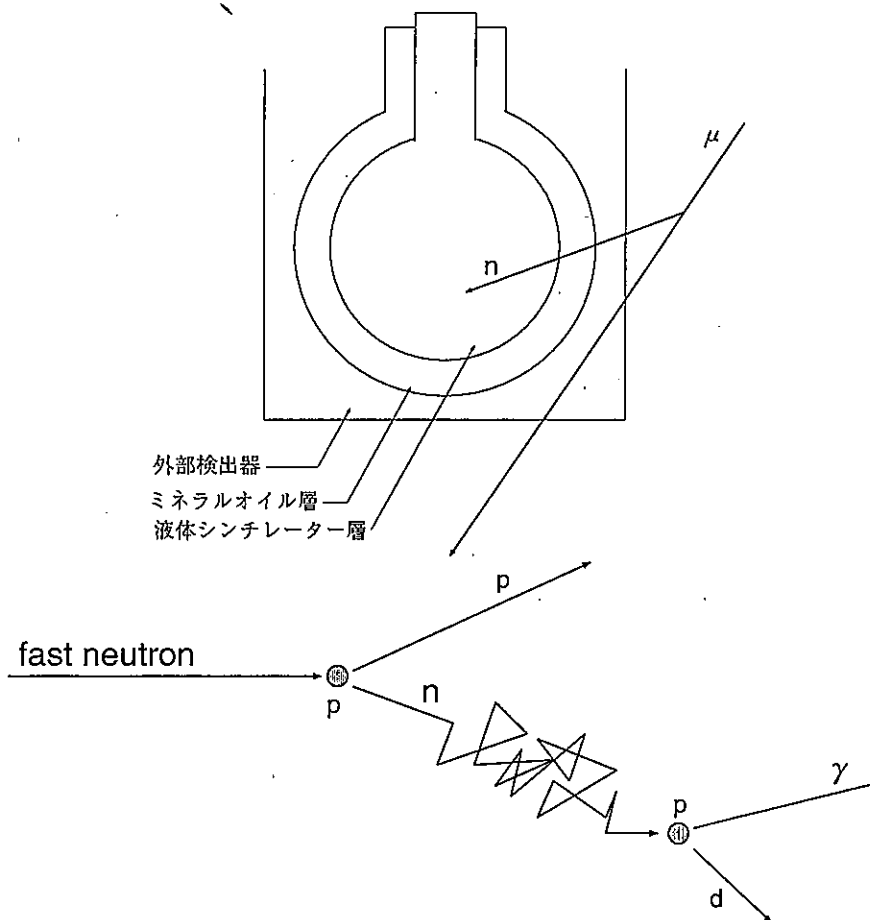


図 5.8: 高速中性子 概略

高速中性子は、液体シンチレーター中の陽子と弾性散乱を起こす。反跳陽子が液体シンチ

²一般には、約 500keV 以上のエネルギーを持つ中性子のことを言う。

レーターの発光源となり、これが先発信号となる。散乱された中性子は、原子炉反ニュートリノ反応によって、生成された中性子の場合と同様に(図 3.1)、熱中性子化の過程の後、陽子に捕獲され、重陽子の 2.2MeV の γ 線を放つためこれが後発信号となる。このような相関のある二つのイベントが、偽反ニュートリノ反応を作り出す。

5.3.2 高速中性子バックグラウンドの見積もり

同じ高速中性子でも、それが生成された μ 粒子の履歴によって扱い方が異なってくる。たとえば、 μ 粒子が周囲の岩盤において高速中性子を生成し、その後、外部検出器を通ったかそうでないかによって、高速中性子の見積もりの仕方と除去の仕方が変わる。

高速中性子を生成する μ 粒子の侵入の仕方は、大きく 3 種類に分けることができる。

- 外部検出器を通り、かつ、検出された μ 粒子
- 外部検出器を通ったが、検出されなかった μ 粒子
- 外部検出器を通らなかった μ 粒子

それぞれの場合について、生成された高速中性子がどれほどのイベント数、有効体積内部に侵入するのかを見積もる。

外部検出器を通過し、検出された μ 粒子についてのイベントの選択基準は、表 5.4 のようになっている。

表 5.4 を元に、後発信号のエネルギースペクトルと、先発信号と後発信号の検出時間差のスペク

先発信号のエネルギー	$0 \leq E_{prompt} \leq 5000p.e. (\sim 15MeV)$
後発信号のエネルギー	$1.5 \leq E_{delayed} \leq 3.0MeV$
先発信号、後発信号の相関時間	$dT \leq 2msec$

表 5.4: 高速中性子検出のための選択基準

トルを描いた。(図 5.9、図 5.10)

図 5.9 から、後発信号のエネルギーは、2.2MeV 付近にピークを作っている。このことは、後発信号の中性子の捕獲による、2.2MeV の γ 線の放出現象をとらえていることがわかる。図 5.10

に対するフィットの結果、先発信号と後発信号の平均時間差は $195 \pm 39 \mu\text{sec}$ であることから中性子捕獲の時間 $212 \mu\text{sec}$ と一致していることがわかり、確かに表 5.4 によって、選択されたイベントが高速中性子によるものであるということがわかった。

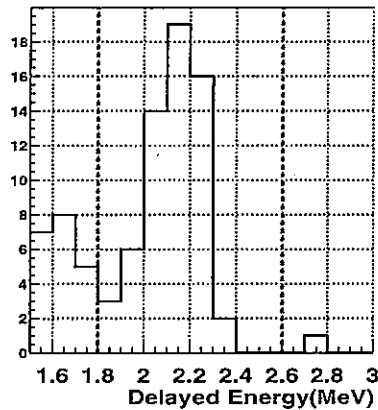


図 5.9: 中性子捕獲による後発信号のエネルギースペクトル

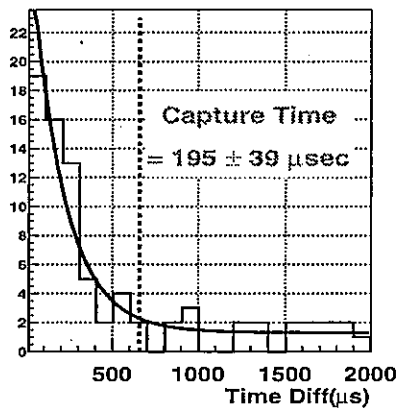


図 5.10: 高速中性子の捕獲時間

原子炉反ニュートリノ検出に対する高速中性子バックグラウンドの寄与を見積もるためには、表 5.4 によるデータの実験に加えて、原子炉反ニュートリノイベント検出に即した選択基準を追加しなければならない。追加、変更をしたのは、(1) 先発信号と後発信号の反応点の距離 $dT \leq 160 \text{cm}$ 、(2) 先発信号と後発信号の反応時間差 $10 \leq dT \leq 660 \mu\text{sec}$ 、(3) 先発信号のエネルギー $0.9 \leq E_{\text{prompt}} \leq 10 \text{MeV}$ 。

ここで、先発、後発信号の時間間隔が $10\mu\text{sec}$ になっているのは、 μ 粒子の崩壊により生成された電子からのバックグラウンドの寄与を除くためである。

まとめると、表 5.5 のようになる。

先発信号のエネルギー	$0.9 \leq E_{prompt} \leq 10\text{MeV}$
後発信号のエネルギー	$1.5 \leq E_{delayed} \leq 3.0\text{MeV}$
先発信号、後発信号の相関距離	$dR \leq 160\text{cm}$
先発信号、後発信号の相関時間	$10 \leq dT \leq 660\mu\text{sec}$
外部検出器の PMT のヒット数	$N_{HitOD} \geq 5$

表 5.5: 原子炉反ニュートリノバックグラウンドに対する高速中性子イベント選択基準

表 5.5 の基準によって得られたイベントから、原子炉反ニュートリノイベントを検出する際に高速中性子からのバックグラウンドがどれくらい混入するのを見積もる。原子炉反ニュートリノ検出の際に使用される有効半径は、5m である。この半径よりも内側に入ってくるイベントの数を求める。

図 5.11 は、先発信号の検出器中心からの距離分布を表している。この図から、有効半径 5m より内側の領域には、検出されたイベントは混入していない。そこで、指数関数を用いて外挿し、半径 5m 以内の先発信号が混入する量を見積もった。フィットの結果から、減衰長は $40 \pm 8\text{cm}$ 、高速中性子の総イベント数は、 39 ± 6 であることがわかった。フィット関数 $f(R_{prompt})$ は次の通り。

$$f(R_{prompt}) = (39 \pm 6) \cdot \exp\left(\frac{R_{prompt} - 650}{40 \pm 8}\right) \quad (5.2)$$

この結果を用いて、実際の原子炉反ニュートリノを検出する際に使用される有効半径 5m より内側の領域に高速中性子がどれくらいのイベント数、侵入してくるのを見積もらなければならない。

有効半径内に侵入する高速中性子がいくつであるかということを精度良く見積もるには、今回のデータの量では不十分である。したがって、有効半径内に侵入する高速中性子の上限値を求めることにする。減衰長が最も悪い場合である、48cm の場合を考えると、このとき有効半径 5m 以内に侵入する高速中性子のイベント数は、使用されたデータサンプル中に、

$$(39 \pm 6) \cdot \exp\left(\frac{500 - 650}{48}\right) = 1.714 \pm 0.264 \sim 2 \quad [\text{events}]$$

であることが見積られた。この2イベントは、反ニュートリノイベントに混入してしまうが、外部検出器によって、検出されていることが前提なので、外部検出器からの情報を有力に使用することにより、除去することが可能である。外部検出器の光電子増倍管のヒット数が5以上の場合は、 μ 粒子侵入後の不感時間を導入することにより、除去できる。

次に、外部検出器に侵入したにもかかわらず、外部検出器の検出効率が100%でないために、検出できなかった μ 粒子による高速中性子の混入量を考える。

外部検出器の検出効率は、その研究から、92%であることが分かっている。このことは逆に、外部検出器に侵入した μ 粒子の内、8%が検出されないということの意味する。検出される μ 粒子による高速中性子の混入量は、先程述べたように、39 イベント侵入した内で、2 イベントであることから、外部検出器で検出されなかった、 μ 粒子による高速中性子が有効半径5m以内に入るイベント数は、今回使用されたデータサンプル内で、0.17 イベントであると見積もることができる。

最後に、外部検出器を通過しなかった μ 粒子による高速中性子について考える。外部検出器を通過しなかった μ 粒子が生成する中性子の生成量を直接見積もることは難しいが、外部検出器を通過した μ 粒子による中性子との生成比はシミュレーションにより、計算されており、

$$\frac{\text{外部検出器を通らない}\mu\text{粒子からの中性子}}{\text{外部検出器を通る}\mu\text{粒子からの中性子}} \sim 0.11 \quad (5.3)$$

となっている。外部検出器を通過した μ 粒子によって生成された中性子が、有効半径5m以内の領域に侵入する数は、外部検出器が検出した μ 粒子によるものと検出されなかった μ 粒子によるものが、それぞれ、2 イベント、0.17 イベントであった。したがって、外部検出器を通らない μ 粒子による高速中性子の寄与は、 $(2 + 0.17) \times 0.11 = 0.24$ となる。

高速中性子のイベント混入量は、上限値を求めるにとどまっているため、混入量に十分な余裕を持たせることが望ましい。したがって、高速中性子バックグラウンドの寄与の上限値は、0.3 イベントであると見積もることができた。

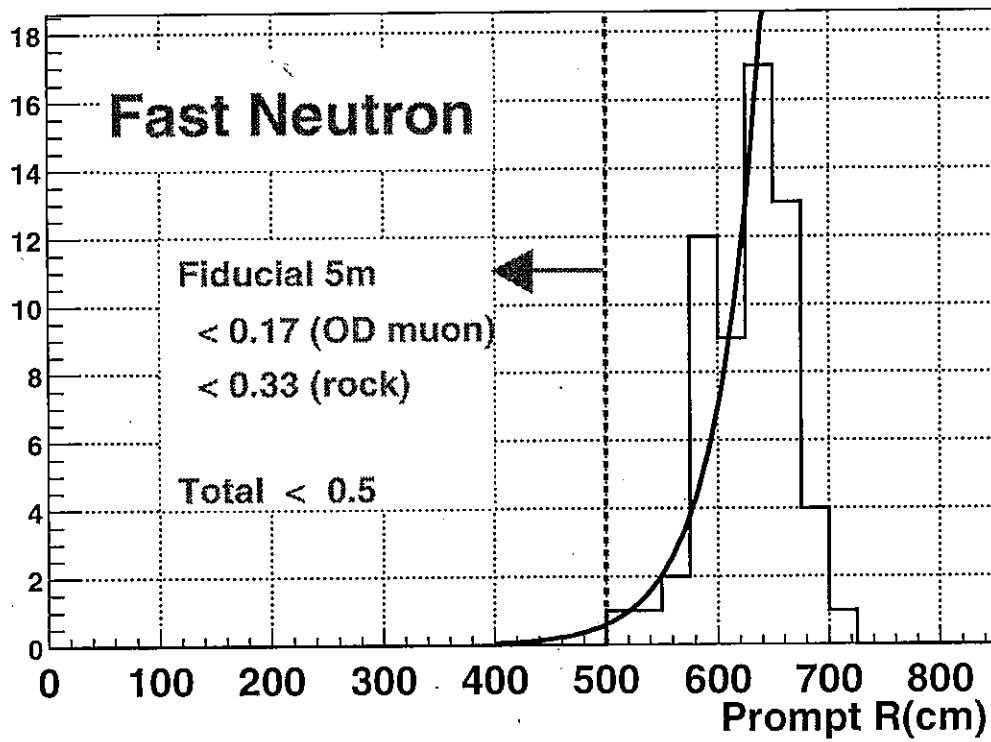


図 5.11: 先発信号の距離分布

5.3.3 高速中性子まとめ

検出器を通る μ 粒子の種類別に、原子炉反ニュートリノイベントに混入する高速中性子バックグラウンドのイベント数の上限をまとめる。

まず、外部検出器を通り、検出された μ 粒子によって生成された高速中性子は、 μ 粒子侵入後に検出器に対して不感時空間を挿入することにより除くことができるため、0 イベントであると言える。

次に、外部検出器を通ったが、検出されなかった μ 粒子によって生成された高速中性子は、外部検出器の非検出効率を考えることにより、0.17 イベントであるとわかった。

最後に、外部検出器を通らず、検出されなかった μ 粒子によって生成された高速中性子は、0.30 イベントであることが分かった。

以上により、高速中性子バックグラウンドが、原子炉反ニュートリノイベント内に混入する量の上限は、十分に余裕を持たせた値をとって、0.5 イベント以下であることがわかった。一覧にすると表 5.6 のようになる。

μ の種類	イベント数
外部検出器を通り、検出された μ 粒子	~ 0
外部検出器を通り、検出されなかった μ 粒子	0.17
外部検出器を通らず、検出されなかった μ 粒子	< 0.30
total	< 0.5

表 5.6: 高速中性子バックグラウンドまとめ

5.4 U,Th 放射性原子核

KamLAND 検出器内部には、様々な放射性同位体が存在している。それらは、崩壊系列を作る ^{238}U 、 ^{235}U 、 ^{232}Th や、系列を作らない ^{40}K などがある。

^{238}U や、 ^{232}Th 、 ^{40}K はそれぞれ、 10^{-13}g/g 、 10^{-13}g/g 、 10^{-14}g/g 以上が液体シンチレーターやミネラルオイルの搬入段階においてそれらに混入していることがわかっていた。また、 ^{238}U の同位体である ^{235}U も自然界での ^{235}U と ^{238}U との存在比率から ^{238}U の 0.72%程度は含まれているであろうと考えられる。これらの放射性不純物は、液体シンチレーターを検出器に注入する際に純化装置にて除去をした。

原子炉反ニュートリノ観測において要求されている U、Th の放射性不純物の濃度は共に 10^{-14}g/g である。現在の KamLAND 検出器内部に存在する U、Th がこの要求されているレベルに達しているのかどうか、またどの程度の濃度であるのかを見積もる。

^{238}U の混入量を調べるために、 ^{238}U の崩壊系列下の ^{214}Bi の ^{214}Po への β 崩壊と ^{214}Po の ^{210}Pb への α 崩壊のふたつの反応に対して遅延同時計測を行った。

^{232}Th の混入量の測定のためには、 ^{232}Th 崩壊系列下の ^{212}Bi の ^{212}Po への β 崩壊と ^{212}Po の ^{208}Pb への α 崩壊のふたつの反応に対して遅延同時計測を行った。

これらの反応をデータより選択するため、表 5.8 のような基準を設けた。

	^{214}Bi	\longrightarrow	^{214}Po	\longrightarrow	^{210}Pb
Q 値	β		α		
	3.272MeV		7.687MeV		
半減期	19.9m		164.3 μsec		22.3y
	^{212}Bi	\longrightarrow	^{212}Po	\longrightarrow	^{208}Pb
Q 値	β		α		
	2.254MeV		8.784 MeV		
半減期	60.55m		0.299 μsec		安定

表 5.7: ^{214}Bi - ^{214}Po と ^{212}Bi - ^{212}Po の崩壊: U、Th の崩壊系列は、付録 A を参照

	$^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$	$^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$
先発信号のエネルギー	$E_{prompt} > 1.3\text{MeV}$	$E_{prompt} > 1.0\text{MeV}$
後発信号のエネルギー	$0.3 < E_{delayed} < 1.0\text{ MeV}$	
時間相関	$5 < dT < 1000\ \mu\text{ sec}$	$0.4 < dT < 1.0\ \mu\text{sec}$
空間相関	$dR < 100\text{ cm}$	
μ 粒子の侵入に対する不感	μ 粒子侵入後 $2\mu\text{sec}$ の不感時間	
有効半径	4m	

表 5.8: $^{214}\text{Bi}-^{214}\text{Po}$ 、 $^{212}\text{Bi}-^{212}\text{Po}$ のイベント選択基準

5.4.1 液体シンチレーター中の ^{238}U の混入量

表 5.8 により、先発信号と後発信号との時間差をヒストグラムにしたものが図 5.12 である。このプロットは、 ^{214}Po の寿命を表しているが、実際の寿命が $237\mu\text{sec}$ であるのに対してこの崩壊曲線にフィットをした結果、 $223\pm 7\mu\text{sec}$ であることがわかり、この曲線がまさに ^{214}Po の崩壊曲線を表しているということが分かる。

図 5.13、図 5.14 はそれぞれ、先発信号、後発信号のエネルギースペクトルであるが、これらは、各々 ^{214}Bi 、 ^{214}Po のエネルギースペクトルを表していることがわかる。

図 5.13 は、 ^{214}Bi は崩壊後、 ^{214}Po に存在する多くの励起状態に移移するため、その状態からの γ 線が含まれる。そのため、 ^{214}Bi の β 崩壊のエネルギースペクトルには、 β 線の他に γ 線も含まれることになるため、ヒストグラムの形が歪になる。

図 5.14 は、 ^{214}Po の α 崩壊に対するエネルギースペクトルを表している。 ^{214}Po の α 崩壊のエネルギーは、 7.687MeV であるのに対し、図中では、 0.587MeV の位置にピークがある。これは、 α 線のクエンチ効果を意味しており、この場合のクエンチングファクターは、13.1 である。

液体シンチレーター中の U の濃度を測定する為には、その崩壊系列の下部に位置する ^{214}Bi と ^{214}Po の同時遅延計測を行う。U の濃度を精度良く計測するためには、液体シンチレーター以外からの U イベントや Rn イベントを除去し、液体シンチレーター自身のみからのイベントを選択しなければならない。

図 5.15 は、先発信号のイベント発生点を検出器の中心軸からの距離を横軸にとってプロットしたものである。図から分かるように検出器の中心軸領域において、検出されるイベントが集中し

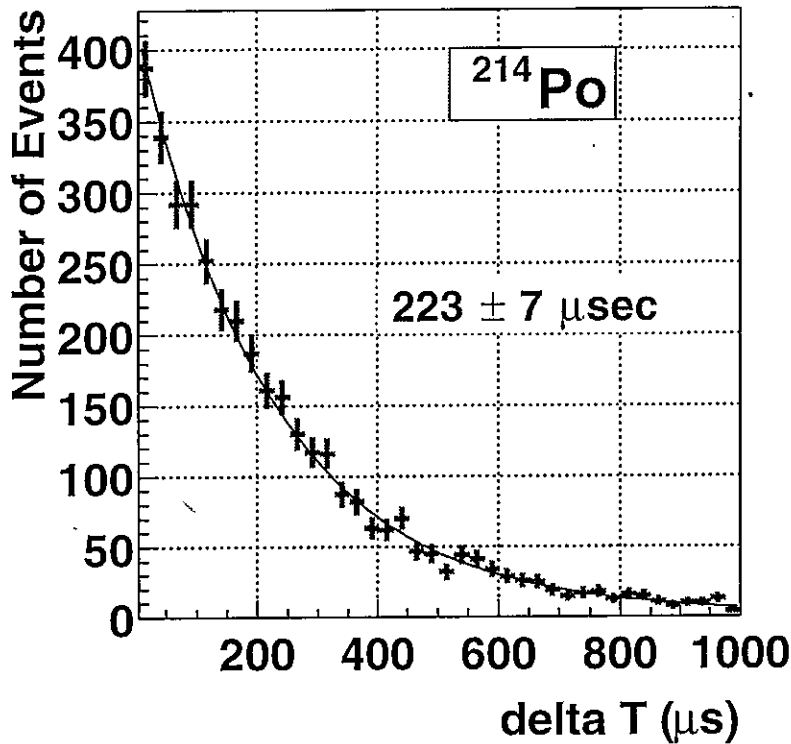


図 5.12: ^{214}Po の崩壊時間スペクトル

ている。これは、中心軸にそって吊されている3つの温度計によるものであると考えられる。温度計は、中心軸に沿って、 $Z = 550\text{cm}$ 、 $Z = 0\text{cm}$ 、 $Z = -550\text{cm}$ の位置に吊されている。それらの温度計に含まれる、Uによるイベントは液体シンチレーターのU濃度を測定の際に計測にかかってしまうため妨げになる。また、キャリブレーションを行う際に装置を検出器の上部から入れるが、そのときに空気中のRnが侵入していることも考えられる。Rnは、Uの崩壊系列の下部に存在している。そのため、空気中から混入したRnの崩壊によって生成された ^{214}Bi と ^{214}Po の反応も、液体シンチレーター中のUの崩壊による ^{214}Bi と ^{214}Po の反応を測定する際に混入してしまい、実際に液体シンチレーターに残存するUの量よりも多く見積もってしまう。故に、これらのUの測定に対するバックグラウンドの混入が避けられる領域のみでのUの濃度を測定する必要がある。

これらのイベントを除去するために、検出器の中心軸に沿って半径2mの円筒部分をのぞいた領域でU濃度を測定することにした。

ところで、検出器に元々、存在していたRnはどうなっているだろうか？

検出器の内部が密閉されてから、約4ヶ月経っているが、その間に元々混入していたRnの濃

度は、当時の濃度に比べて

$$\exp\left(-\frac{\langle \text{経過時間} \rangle}{\langle Rn \text{ の寿命} \rangle}\right) = \exp\left(\frac{-4[\text{month}]}{5.5[\text{day}]}\right) \sim 10^{-10}$$

の濃度まで減少しているであろうと考えられる。したがって、検出器の当初から存在していた Rn の量に関しては、考慮にいれなくても良いレベルにまで下がっている。

表 5.8 のイベント選択基準に加えて、検出器の中心軸に対して半径 2m の円筒領域の削除を行い、液体シンチレーター内の U のみの寄与からイベントを集めると、全データサンプルから 57 イベントを選択することができた。

U の濃度を計算するためには、イベントを選択するための基準の検出効率の値が必要である。 ^{214}Bi - ^{214}Po のイベントの検出効率をまとめると表 5.9 のようになる。

Selection Criteria	Efficiency
$E_{prompt} > 1.3\text{MeV}$	0.90
$0.3 < E_{delayed} < 1.0\text{MeV}$	0.997
$5 < dT < 1000 \mu\text{sec}$	0.964
$dR < 1\text{m}$	0.84
Total	0.727

表 5.9: ^{214}Bi - ^{214}Po イベントに対する検出効率

したがって、液体シンチレーター中の U の濃度を計算すると、 $0.035 \mu\text{Bq}/\text{m}^3$ となる。これより、液体シンチレーター 1g 中に含まれる ^{238}U の量は、

$$\begin{aligned} 0.035 \mu\text{Bq}/\text{m}^3 &= 0.035 \times 10^{-6} \tau_U \frac{A_U}{N_A} \frac{1}{d_{LS}} \quad [\text{g}/\text{g}] \\ &= 3.5 \times 10^{-18} \quad [\text{g}/\text{g}] \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$\tau_U = 6.449 \times 10^9 [\text{y}]: \quad U \text{ の平均寿命}$$

$$A_U = 238: \quad U \text{ の質量数}$$

$$N_A = 6.02 \times 10^{23}: \quad \text{アボガドロ数}$$

$$d_{LS} = 0.78 [\text{g}/\text{cm}^3]: \quad \text{液体シンチレーターの密度}$$

と見積もることができた。

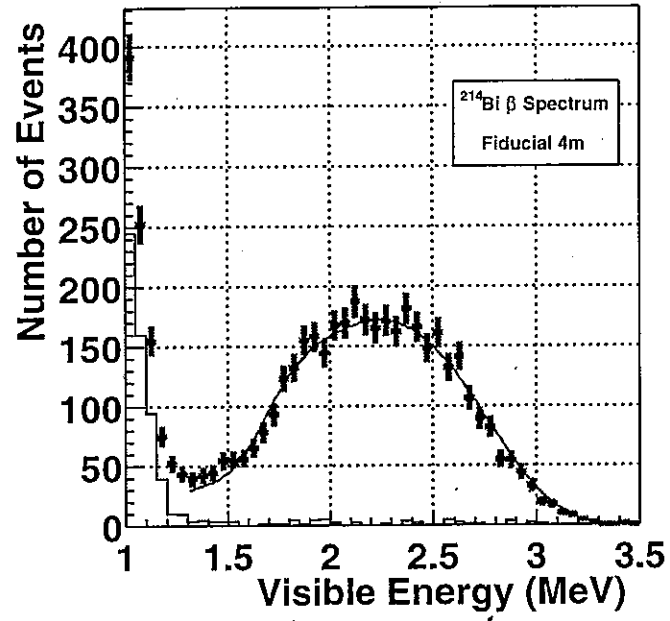


図 5.13: ^{214}Bi の β 崩壊によるエネルギースペクトル

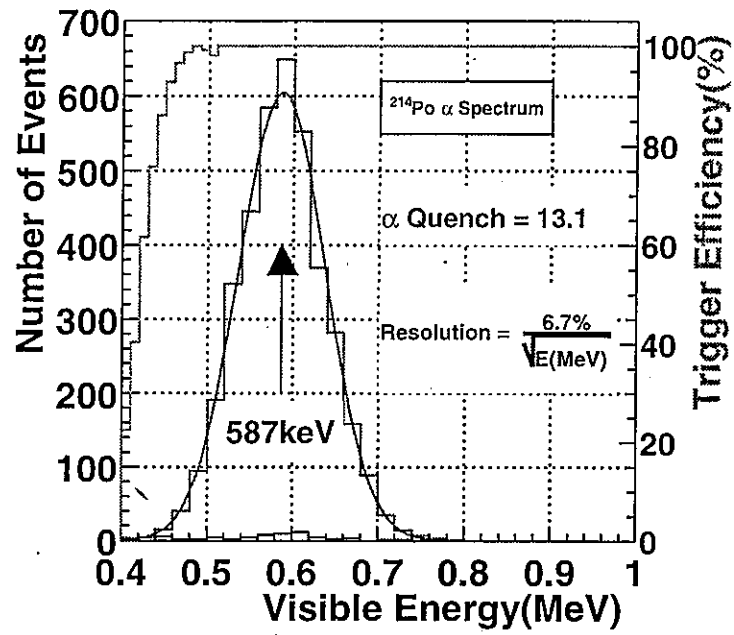


図 5.14: ^{214}Po の α 崩壊によるエネルギースペクトル

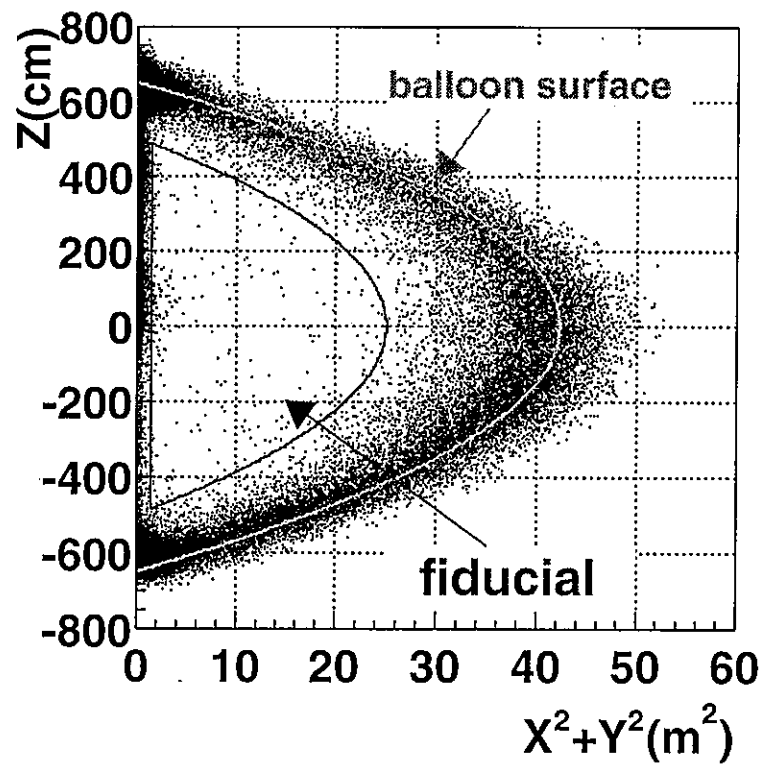


図 5.15: ^{214}Bi 、 ^{214}Po のイベント発生点の距離分布

5.4.2 液体シンチレーター中の ^{232}Th の混入量

^{232}Th についても、液体シンチレーター中の濃度の測定を行う。測定には、 ^{232}Th の崩壊系列の下部に位置する ^{212}Bi の ^{212}Po への β 崩壊とその下にある ^{212}Po の ^{208}Pb への α 崩壊のイベントに対して遅延同時計測を行う。イベントの選択基準は、前節の表5.8のようになっている。

^{212}Bi 、 ^{212}Po のエネルギースペクトルを作成する際に有効半径を4mで切ると、十分なイベント数を集める事ができなかったため、全領域からイベントを集め、 ^{212}Po 崩壊曲線、エネルギースペクトルを作成した。(図5.18)

集められたデータにフィットをかけた結果、 $0.425 \pm 0.022 \mu\text{sec}$ となった。実際の ^{212}Po の平均寿命が $0.431 \mu\text{sec}$ であることから、集められたデータが ^{212}Po の崩壊現象によるイベントであることを示している。

図5.18において、斜線部分は中心軸半径2mの円筒領域からの寄与と、半径4m以上の領域からの寄与をのぞいた場合のヒストグラムを表している。 ^{212}Po 崩壊時の α スペクトルで、2種類のヒストグラムのピークが異なっているのは、Thの分布がバルーン付近に集中しているためである。なぜならば、バルーン付近のイベントのエネルギーは、実際のものよりも小さく見積もる傾向にあり、そのため、有効半径内のイベントからの寄与を除くとそれを含めた場合よりも検出できるエネルギーの値が大きくなるからである。

以下、表5.10に、 ^{212}Bi 、 ^{212}Po イベント選択の基準、それぞれに対する検出効率をまとめた。

Selection Criteria of ^{212}Bi , ^{212}Po	Efficiency
$E_{\text{prompt}} > 1.0 \text{ MeV}$	0.449
$0.3 < E_{\text{delayed}} < 1.0 \text{ MeV}$	1.0
$0.4 < dT < 1.0 \mu\text{sec}$	0.297
$dR < 1\text{m}$	0.84
Total	0.112

表 5.10: ^{212}Bi - ^{212}Po イベントに対する検出効率

^{238}U の場合と同様、有効半径4m以内でかつ、中心軸2mの円筒部分以外の領域で検出されたイベント数は、42イベントであった。したがって、液体シンチレーター自身に含まれるThの濃度を計算すると、live time、有効体積はUの場合と同じで、総検出効率は、0.112であることが

ら、式??より、 $0.17\mu\text{Bq}/\text{m}^3$ であることが分かった。故に式5.5と同様の計算をThに代えて行くと、 5.2×10^{-17} [g/g]であることが分かった。

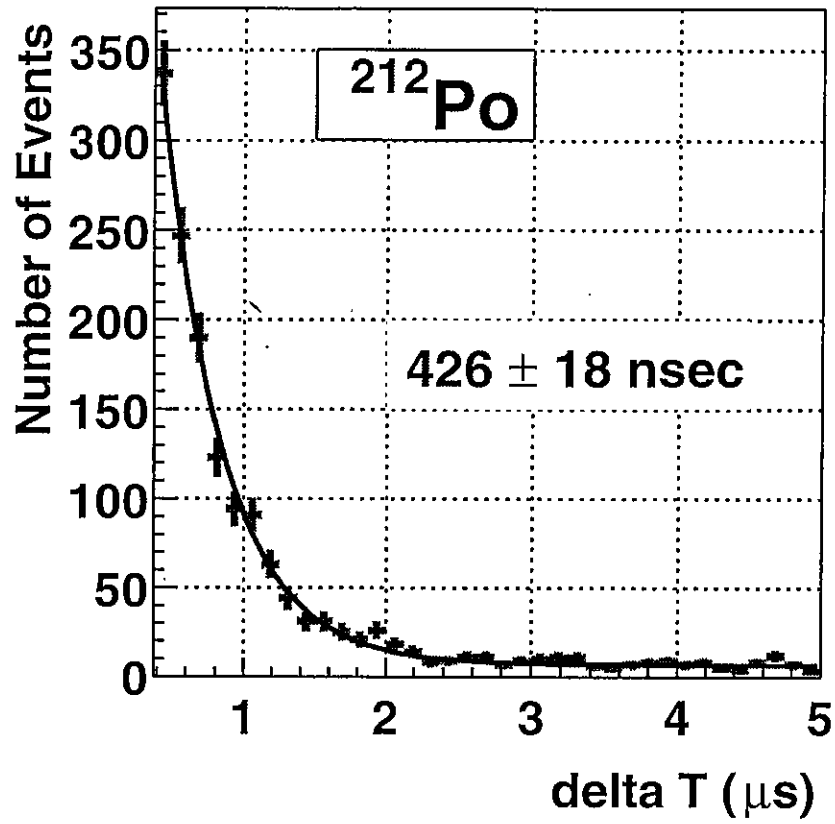


図 5.16: ^{212}Po の崩壊曲線

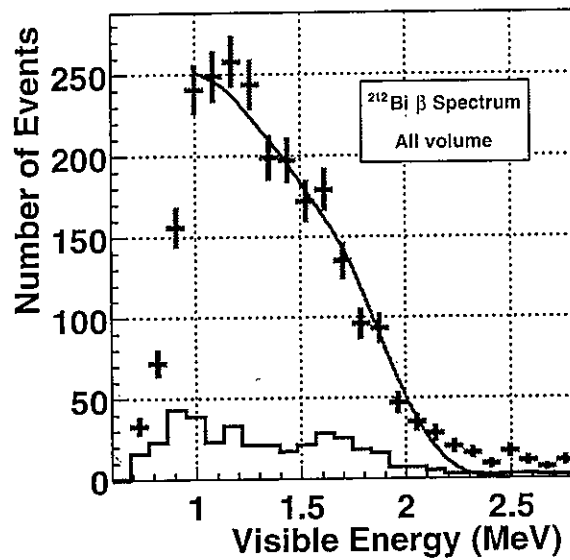


図 5.17: ^{212}Bi の β 崩壊によるエネルギースペクトル

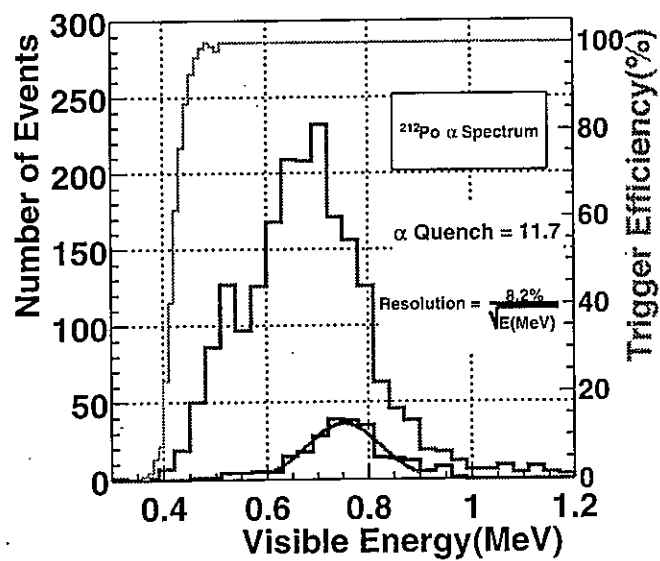


図 5.18: ^{212}Po の α 崩壊によるエネルギースペクトル

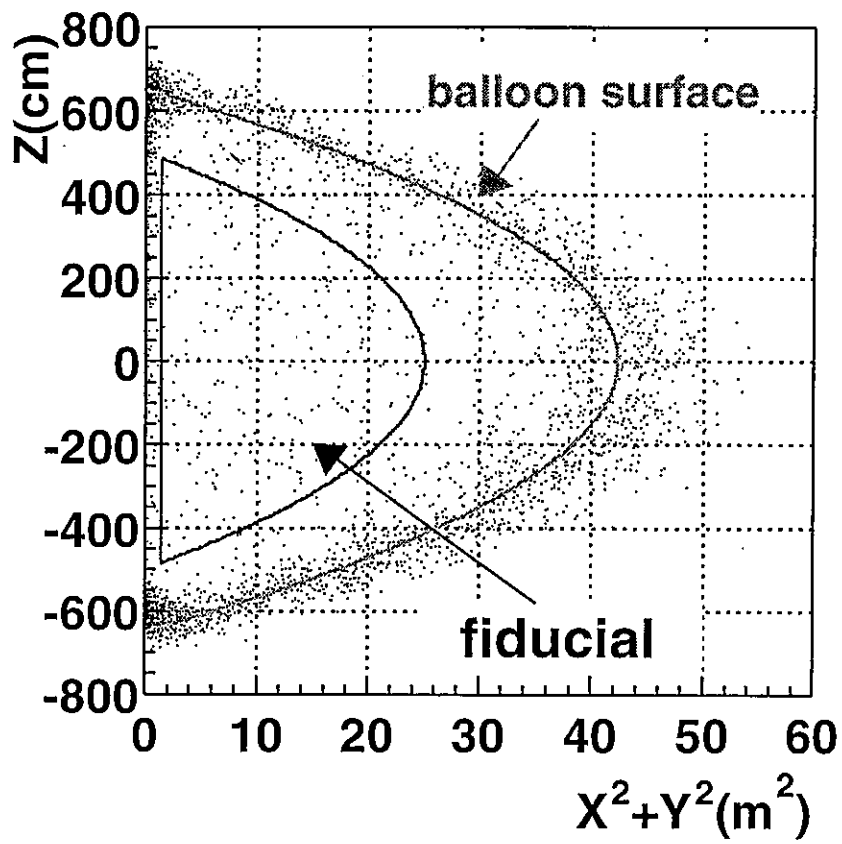


図 5.19: ^{212}Bi 、 ^{212}Po のイベント発生点の距離分布

5.4.3 ^{238}U 、 ^{232}Th バックグラウンドまとめ

原子炉反ニュートリノ検出において要求されている U、Th 放射性不純物の濃度は、 10^{-14}g/g のレベルである。これらの放射性不純物の混入量を見積もり、要求される濃度に達しているかどうか確かめる。

^{238}U 、 ^{232}Th の液体シンチレーターに混入する量を測定するために、表 5.8 で述べられているイベントの選択基準に加えて、中心軸から半径 2m の円筒部分を検出の対象外とし、液体シンチレーターからのイベントのみを検出するよう観測領域を厳しく限定した。

イベントの検出には、U の場合は、U 崩壊系列下の ^{214}Bi と ^{214}Po の連鎖的崩壊に対して、Th の場合は、 ^{212}Bi と ^{212}Po の連鎖的崩壊に対して、遅延同時計測を行った。

見積もりの結果、U は、 $(3.5 \pm 0.5) \times 10^{-18}\text{g/g}$ 、Th は $(5.2 \pm 0.8) \times 10^{-17}\text{g/g}$ であることがわかった。

この結果から、KamLAND 実験に使用されている液体シンチレーターの U、Th 放射性不純物の含有量は、原子炉反ニュートリノ検出において要求されているレベルを十分達成していることがわかった。この結果は、世界で最も放射性不純物の濃度の低い環境において実験がなされているということを示している。

第6章 結論

30年来の問題となっている太陽ニュートリノ問題を説明するための、ニュートリノ振動解がLMA領域に存在するかどうかを検証するため、KamLAND実験では原子炉から飛来する低エネルギー電子型反ニュートリノの検出を行っている。3月4日から10月6日までの観測データで、予想観測値が 86.8 ± 5.6 イベントであるのに対し、実際に観測された反ニュートリノイベント数は54 イベントであった。この結果は、LMA領域に解が存在することを強く支持している。

原子炉からの電子型反ニュートリノを検出するためにKamLAND実験では、遅延同時計測を行う。この方法を用いることにより、検出に対するバックグラウンドを大きく減らすことが可能である。しかし、この遅延同時計測に混入するおそれのある数種類のバックグラウンドが存在し、それらのバックグラウンドが反ニュートリノイベントにどの程度混入するのかを知ることは、反ニュートリノイベントを正確に検出するために非常に重要なことである。

本研究では、KamLAND実験での原子炉反ニュートリノ検出におけるバックグラウンドとして、偶発遅延イベント、U、Thなどの放射性不純物、宇宙線 μ 粒子の原子核破砕反応による生成物である、高速中性子、 ${}^8\text{He}{}^9\text{Li}$ を挙げ、それらのバックグラウンドがニュートリノイベントにどの程度混入するかを見積もった。

偶発遅延同時バックグラウンド

反ニュートリノイベントの選択条件に偶発的に混入するイベントの量を、同時計測のための時間窓を大きくずらし、偶発イベントのみが一様に分布する時間領域から反ニュートリノイベント検出で使用される時間幅への混入量を見積もった。その結果、混入するイベント数が 0.0086 ± 0.0005 であるということが確認された。

高速中性子バックグラウンド

検出器外部から侵入する宇宙線 μ 粒子の原子核破砕反応により、周囲の岩盤によって生成される高速中性子が検出器に入ると、液体シンチレーター中の陽子との弾性散乱により、陽子

と中性子自身がそれぞれ先発、後発信号となり、偽反ニュートリノイベントを発生する。反ニュートリノイベント検出のために設けられた有効半径 5m より内側に侵入する高速中性子バックグラウンド量を見積もった。

外部検出器を通り、検出された μ 粒子のデータを元に、外部検出器を通ったが、検出されなかった μ 粒子と、外部検出器を通らなかった μ 粒子からの高速中性子の寄与を計算した。

その結果、外部検出器を通ったが、検出されなかった μ 粒子からの寄与は、0.17 イベント以下、外部検出器を通らなかった μ 粒子からの寄与は、十分な余裕を持たせた値をとり、0.3 イベント以下であると、見積もることができた。したがって、高速中性子全体では、0.5 イベント以下の混入が見積もられるということが分かった。

^8He 、 ^9Li バックグラウンド

μ 粒子による原子核破碎反応によって生成された不安定核の中にも、反ニュートリノ検出に混入するおそれのあるものがあり、 ^8He と ^9Li が挙げられる。これらの原子核は、 β 崩壊に伴って中性子を放出するため、偽反ニュートリノイベントになる。 ^8He 、 ^9Li のバックグラウンド量を測定するため、原子炉反ニュートリノ検出で使用されたものと同じ選択基準で ^9Li の量の測定を行った。ただし、 μ 粒子の原子核破碎反応に対する不感時間と不感領域のとり方に違いがある。 μ 粒子の観測総電荷が 10^6 p.e. (~ 3 GeV) 以上のイベントについては、検出器全体を 2 秒間カットすることにより不安定核の寄与を除くことができる。 10^6 p.e. 以下の電荷の場合は、 μ 粒子の軌跡を中心とした直径 3m の円筒領域を 2 秒間カットし、この領域に発生した後発イベントを除いた。円筒領域の不感状態に対する非検出効率を考慮に入れると、先発信号 2.6MeV のしきい値でのニュートリノイベントに対して 0.94 ± 0.85 イベントの混入を見積もることができた。

^{238}U 、 ^{232}Th バックグラウンド

U や、Th などの放射性不純物の濃度は、原子炉反ニュートリノ観測において要求されているレベルは、 10^{-14} g/g レベルである。現在の検出器の環境は、そのレベルを達成しているのか、また、実際にどの程度の濃度であるのかを見積もった。

U、Th の濃度を調べるために、 ^{238}U については、 $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ の一連の崩壊反応に対して、 ^{232}Th については、 $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ の一連の崩壊反応に対して、遅延同時計測を行った。

液体シンチレーターからのイベントのみを取り出すために、厳しいカット条件を設け、イベ

ントを取りだした。その結果、Uの場合は、 $0.035\mu\text{Bq}/\text{m}^3(=3.5\pm 0.5\times 10^{-18}\text{g}/\text{g})$ であるということが分かった。Thについては、 $0.17\mu\text{Bq}/\text{m}^3(=5.2\pm 0.8\times 10^{-18}\text{g}/\text{g})$ であるという結果を得た。この結果から、現在のKamLAND検出器内部の液体シンチレーターに混入しているU、Thの含有量は十分低いものであるということが分かった。また、この結果から、KamLAND検出器内部の放射性不純物の濃度は世界で最も低いものであるということがわかった。

以上のバックグラウンドの混入量の見積もりによって、その総量は、反ニュートリノイベント、54イベントの約、1%であると云う事が分かり、十分に低いものであると云う事が分かった。

付録A U、Th崩壊系列

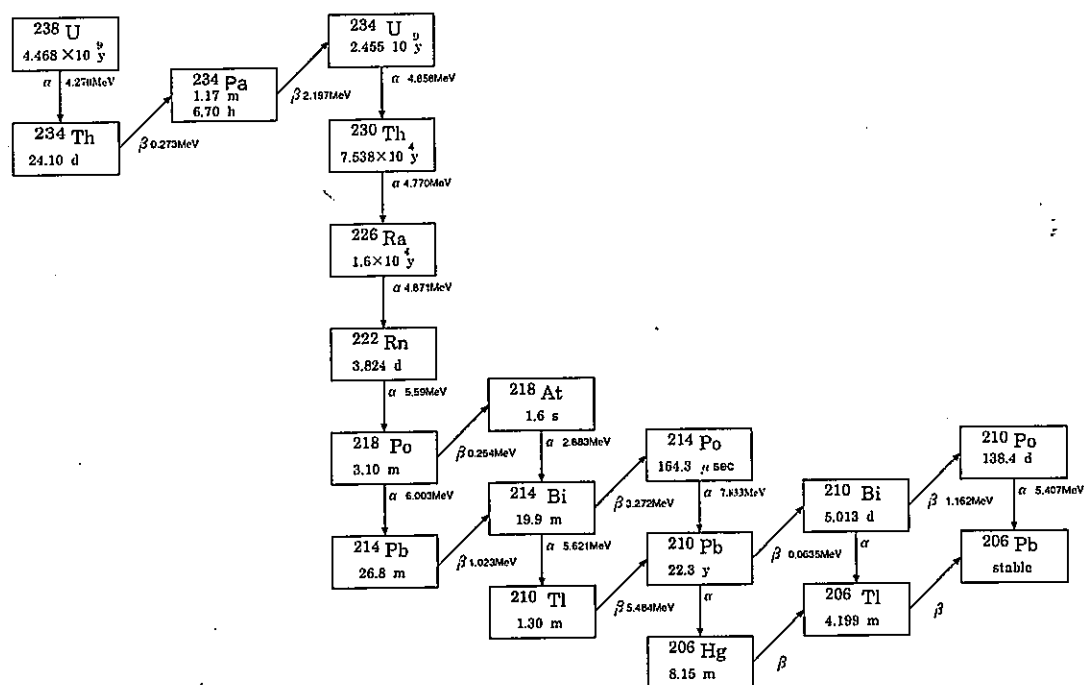


図 A.1: U 崩壊系列

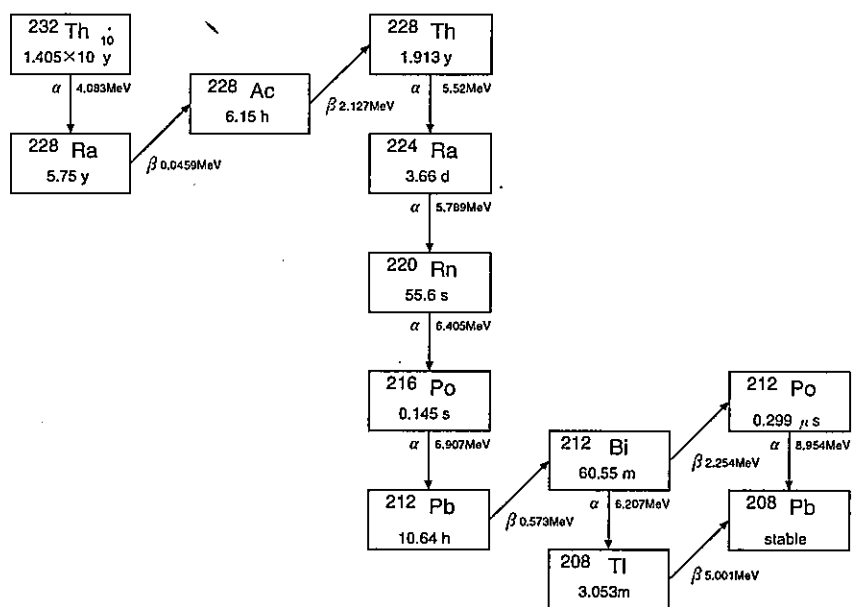


図 A.2: Th 崩壊系列

関連図書

- [1] KamLAND Collaboration, K. Eguchi *etal.*, "First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance," submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [2] B.T.Cleveland *etal.*, *Ap.J.* 496,505 (1998)
- [3] W.Hampel *etal.*, *Phys.Lett.* B447,127 (1999)
- [4] M.Altmann *etal.*, *Phys.Lett.* B490, 16 (2000)
- [5] J.N.Abdurashitov *etal.*, *Phys.Rev.* C60,0055801 (1999)
- [6] Y.Fukuda *etal.*, *Phys.Rev.Lett.*77, 1683 (1996)
- [7] Y.Fukuda *etal.*, *Phys.Rev.Lett.* 86, 5651 (2001)
- [8] Q.R.Ahmad *etal.*, *nulc-ex/0204008*
- [9] P.Vogel: *Phys.Rev.D* Volume 29, p1918-1922, 1984
- [10] P.Vogel and J.F.Beacom: *hep - ph/9903554*
- [11] 岩本敏幸, Kam-LAND 実験における液体シンチレータの発光特性と粒子識別能力の評価: 1998, 修士論文
- [12] 田島治, Development of Liquid Scintillator for A Large Size Neutrino Detector : 2000, 修士論文
- [13] 中嶋享, 超低エネルギー反ニュートリノ検出実験における電荷および時間の較正に関する研究: 2001, 修士論文
- [14] 田頭健司, 高精度 17 インチ光電子増倍管の性能計測研究: 1999, 修士論文

- [15] T. Hagner *etal.* *AstroparticlePhysics* 14 (2000) 33-47
- [16] Glenn Horton-Smith. Muons, muon spallation, muon tracking, and spallation cut. KamLAND note 99-16, TOHOKU university High Energy Physics Group, 1999