修士論文

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

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

中嶋 享

平成 13 年

目 次

第 1 章　序論 **1**
1.1　概要 . . . 1
1.2　背景 . . . 1
1.2.1　ニュートリノ . . . 1
1.2.2　ニュートリノ振動現象 . . . 2
1.2.3　ニュートリノ振動パラメータ . . . 2
1.2.4　長基線ニュートリノ振動 . . . 3
1.3　ニュートリノ . . . 6
1.3.1　原子炉反ニュートリノ . . . 6
1.3.2　太陽ニュートリノ . . . 12
1.3.3　超新星ニュートリノ . . . 15
1.3.4　地球ニュートリノ . . . 16
1.4　KamLAND の構造 . . . 17
1.4.1　概要 . . . 17
1.4.2　液体シンチレータ . . . 17
1.4.3　液体シンチレータ槽 . . . 21
1.4.4　純化装置 . . . 22
1.4.5　大口径光電子増倍管 . . . 23
1.4.6　エレクトロニクス . . . 31
1.4.7　外水槽 . . . 32
1.4.8　磁気補償コイル . . . 33
1.4.9　グローブボックス . . . 33

第 2 章　反ニュートリノ反応事象の検出 **35**
2.1　検出原理 . . . 35
2.2　反ニュートリノ事象レート . . . 37
2.3　バックグラウンド . . . 39
2.3.1　宇宙線起源によるバックグラウンド [6] . . . 39
2.3.2　放射性同位体起源によるバックグラウンド [9] . . . 42
2.4　測定誤差と較正 . . . 43
2.4.1　測定誤差 . . . 43

2.4.2 検出器の較正 44

第 3 章 電荷の較正 **46**
3.1 概要 46
3.2 測定方法 46
3.3 結果 52
3.3.1 計数率の分布 52
3.3.2 出力波形と電荷の導出 52
3.3.3 電荷のヒストグラム 54
3.3.4 ピーク値の分布 54
3.3.5 増倍率の場所依存性 57
3.3.6 増倍率の印加電圧依存性 57
3.4 まとめ 57

第 4 章 時間の較正 **59**
4.1 概要 59
4.2 時間較正測定装置 60
4.2.1 色素レーザ 60
4.2.2 ファイババンドル 61
4.2.3 モニタ用 PMT 61
4.2.4 光ファイバ 62
4.2.5 光固定減衰器 62
4.2.6 酸化マグネシウム含有アクリル球 62
4.2.7 光ファイバと拡散ボールの接続 62
4.3 測定方法 63
4.4 今後の課題 63

第 5 章 まとめ **66**

付 録 A Am/Be 線源 **67**

参考文献 **68**

図 目 次

1.1 ニュートリノ振動の確率を表すグラフ 4
1.2 ニュートリノ振動パラメータ 5
1.3 KamLAND と原子力発電所の立地場所 7
1.4 核分裂生成物の質量数分布 [1] 10
1.5 原子炉における核分裂数の時間変化 [3] 10
1.6 KamLAND での原子炉反ニュートリノのフラックス 11
1.7 p-p チェーンにおける熱核融合反応 12
1.8 太陽ニュートリノの地球上でのフラックス [5] 14
1.9 ニュートリノの電子との弾性散乱 14
1.10 反跳電子の運動エネルギーのニュートリノの散乱角依存性 15
1.11 KamLAND における地球反ニュートリノと原子炉反ニュートリノによる事象数 [6] 17
1.12 KamLAND の全体図 18
1.13 KamLAND の中心部 19
1.14 液体シンチレータ槽バルーンフィルムの光透過率 [8] 21
1.15 液体シンチレータ純化装置の概略図 22
1.16 17 インチ光電子増倍管の概略図 23
1.17 17 インチ光電子増倍管のブリーダ回路の構造 25
1.18 17 インチ光電子増倍管の量子効率 26
1.19 光電子増倍管の電子走行時間 27
1.20 検出器内部の光電子増倍管の配置 29
1.21 17 インチ光電子増倍管と 20 インチ光電子増倍管の分布 29
1.22 KamLAND の 17 インチ光電子増倍管の高電圧印加装置 31
1.23 KamLAND のデータ収集システムの概略図 31
1.24 外水槽概略図 33
1.25 KamLAND の上部ドームエリア 34
1.26 グローブボックスの中心部 34

2.1 電子型反ニュートリノの検出原理 35
2.2 Am/Be 線源の遅延同時計測における信号間の時間分布 [10] 36
2.3 逆 β 崩壊の反応断面積 38
2.4 KamLAND における原子炉反ニュートリノ事象数のエネルギー分布 39

2.5 高速中性子と水素原子核との弾性散乱 40
2.6 太陽ニュートリノとバックグラウンドによる事象数 [6] 41

3.1 発光ダイオードを光源とした測定の概略図 47
3.2 発光ダイオードモジュールの構造 48
3.3 検出器内部への発光ダイオードモジュールの取り付け状況 49
3.4 測定に用いた光電子増倍管と発光ダイオードの位置関係 51
3.5 全 17 インチ光電子増倍管の計数率の分布 52
3.6 出力波形 (2 つの光電子像倍管 (No.95(上) と No.1206(下)) の例) 53
3.7 出力波形からの電荷の導出 54
3.8 出力電荷分布 55
3.9 印加電圧を調整した後に測定した全光電子増倍管の増倍率に対応するヒストグラム 56
3.10 最初に測定した全光電子増倍管の増倍率に対応するヒストグラム 57
3.11 光電子増倍管の取り付け位置による増倍率のばらつき 58
3.12 光電子増倍管の印加電圧と増倍率の関係 58

4.1 光電子増倍管の時間応答 59
4.2 時間較正に用いた光学系 60
4.3 色素の発光波長スペクトル 61
4.4 拡散ボールの構造と光ファイバとの接続方法 63
4.5 時間較正に用いたエレクトロニクス 64
4.6 光電子増倍管の出力信号とトリガー信号の時間関係 65

A.1 Am/Be 線源の崩壊図式 67

表 目 次

1.1 原子力発電所の熱出力と KamLAND における熱出力フラックス 9
1.2 p-p チェーンにより生成される電子型ニュートリノのエネルギー [4] 13
1.3 液体シンチレータの構成成分 20
1.4 KamLAND で用いる液体シンチレータの特性 [11] 20
1.5 17 インチ光電子増倍管の規格 · 特性 24
1.6 ブリーダ回路における抵抗値とコンデンサ容量値 25
1.7 高電圧電源 RPH-050 の規格 28
1.8 ディストリビュータ RPH-130 の規格 28
1.9 高電圧電源とディストリビュータの対応 30

2.1 反ニュートリノを検出する際のエネルギーの条件 37
2.2 液体シンチレータ槽の中心からの距離 (半径) と有効体積の関係 44
2.3 較正に用いる γ 線源 44

3.1 各測定において用いた ATWD と PMT の対応 48
3.2 全光電子増倍管の増倍率の中心値 54

4.1 窒素色素レーザの規格 60
4.2 2 インチ光電子増倍管 H1161-50 の規格 61

第1章　序論

1.1　概要

東北大学では岐阜県神岡鉱山の地下 1000m に大容量液体シンチレータを用いた低エネルギー反ニュートリノ検出器 (KamLAND : Kamioka Liquid scintillator Anti Neutrino Detector) の建設を進めてきた。この検出器は液体シンチレータの大発光量と時間分解能のよい 17 インチ光電子増倍管を用いて、原子炉や太陽，地球内部，超新星爆発において発生し、飛来してくる数百 KeV∼数 MeV の低エネルギー電子型ニュートリノ及び反ニュートリノの検出を目的とするものである。この際、検出器内部においてニュートリノ反応が発生した位置とニュートリノのエネルギーを精度良く再現することが必要となる。

このため本研究では、検出器の電荷を較正するための測定を行なった。これは、1325 本の 17 インチ光電子増倍管の増倍率を測定し、相対的なばらつきを無くすように印加電圧の調整を行なったものである。増倍率測定における光源には検出器内部に取り付けられた青色発光ダイオードを使い、そこからの 1 光電子相当光を測定した。また、検出器の時間特性の較正を行なう装置を用意した。この測定では、色素レーザのパルス光を液体シンチレータの中心に下ろした光ファイバの先端から拡散させ、全光電子増倍管からの信号を取得する。次に、パルス光と同期して発生させたエレクトロニクスに対するトリガーの時刻と、各光電子増倍管からの出力波高が設定した閾値を越えた時刻がつくる時間を測定し、時間情報のばらつきを較正する。

本論文は、第 1 章では KamLAND 実験全般について、第 2 章では反ニュートリノの検出についてまとめる。さらに、第 3 章では電荷の較正について、第 4 章では時間の較正についてまとめる。最後に、第 5 章でまとめを行なう。

1.2　背景

1.2.1　ニュートリノ

弱い相互作用をするレプトンであるニュートリノには、3 つの世代によって電子型ニュートリノ (ν_{e})、ミュー型ニュートリノ (ν_{μ})、タウ型ニュートリノ (ν_{τ}) のフレーバーに分類される。素粒子標準模型では質量が 0 とみなされてきたが、その理論的根拠は存在しない。そこで実験的に質量を測定しようとする試みが現在まで続けられてきている。

1.2.2　ニュートリノ振動現象

クォークの場合のように、レプトンにおいてもフレーバーの固有状態と質量の固有状態が一致せずに異なる世代間で混合が起きている可能性がある。その場合、ニュートリノに質量があると、時間とともにニュートリノの種類が変化するニュートリノ振動現象が起きる。フレーバーの固有状態 $(\nu_{\rm e},\nu_\mu,\nu_\tau)$ の要素となる質量の固有状態 (ν_1,ν_2,ν_3) はそれぞれ異なった振動数で時間発展するためである。

実際、大気中で発生するミュー型ニュートリノが振動現象を示すことが 1998 年にスーパーカミオカンデ実験によって報告された。また、2001 年には、SNO(Sudbury Neutrino Observatory) の実験結果とスーパーカミオカンデ実験の結果により、電子型ニュートリノである太陽ニュートリノが振動現象を示すことも報告されている。

1.2.3　ニュートリノ振動パラメータ

ニュートリノにおけるフレーバーの固有状態 $|\nu_f\rangle = (|\nu_{\rm e}\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle)$ を質量の固有状態 $|\nu_j\rangle = (|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle)$ の重ね合わせとして、

$$\nu_{\rm f} = \sum_{\rm j} U_{\rm fj}|\nu_j\rangle \tag{1.1}$$

と書く。ユニタリー行列 $U_{\rm fj}$ は MNS($\underline{\rm M}$aki $\underline{\rm N}$akagawa $\underline{\rm S}$akata) 行列と呼ばれ、混合を表す。$|\nu_{\rm j}\rangle$ がエネルギー $E_{\rm j}$ として、

$$E_{\rm j} = \sqrt{p_{\rm j}^2 + m_{\rm j}^2} \approx p_{\rm j} + \frac{m_{\rm j}^2}{2p_{\rm j}} \tag{1.2}$$

をもつとき、質量の状態の時間発展は、

$$|\nu_{{\rm j}(t)}\rangle = |\nu_{\rm j}(0)\rangle {\rm e}^{-iE_{\rm j}t} \tag{1.3}$$

である。式 (1.2) において $p_{\rm j}$、$m_{\rm j}$ はそれぞれニュートリノの運動量と静止質量を表し、ニュートリノの静止質量は十分小さい $((m_{\rm j}/p_{\rm j})^2 \ll 1)$ とした。これを式 (1.1) に用いると、時刻 $t = 0$ に生成した $\nu_{\rm f}$ の時刻 t における状態は、

$$|\nu_{\rm f}(t)\rangle = \sum_{\rm j} U_{\rm fj}|\nu_{\rm j}(t)\rangle \tag{1.4}$$

$$= \sum_{\rm j} U_{\rm fj}{\rm e}^{-iE_{\rm j}t}|\nu_{\rm j}(0)\rangle \tag{1.5}$$

と書くことができ、フレーバーの固有状態の時間発展として、

$$|\nu_{\rm f}(t)\rangle = U_{\rm fj}{\rm e}^{-iE_{\rm j}t}U_{\rm jf}^\dagger|\nu_{\rm f}(0)\rangle \tag{1.6}$$

を得る。

ここで、$\overline{\nu}_e$ と $\overline{\nu}_\mu$ の 2 つの世代間の振動を考える。この場合、独立な混合行列要素は 1 つのみとなり、混合角 θ を用いて

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

と表せる。時刻 $t = 0$ に $\nu_{\rm e}$ であったものが時刻 t に ν_μ として観測される確率 $P(\nu_e \to \nu_\mu)$ は、フレーバーの固有状態を

$$|\nu_{\rm f}(0)\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad |\nu_{\rm f}(t)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

として、

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = |\langle \nu_{\rm f}(t)|\nu_{\rm f}(0)\rangle|^2 \tag{1.9}$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{E_1 - E_2}{2}\, t \tag{1.10}$$

となる。式 (1.2) を用いれば、

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p}\, t \tag{1.11}$$

$$\approx \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2({\rm eV}^2) L({\rm m})}{E({\rm MeV})} \right) \tag{1.12}$$

を得る。ここで、$L({\rm m})$ は t の間のニュートリノの移動距離を表す。ニュートリノ振動実験では、確率 P の振動の振幅を表す $\sin^2 2\theta$ と、振動の位相を表す質量の自乗差である $\Delta m^2({\rm eV}^2)$ の 2 つのパラメータを探索する。

1.2.4　長基線ニュートリノ振動

式 (1.12) において、$\Delta m^2 = 10^{-5}({\rm eV}^2)$ の場合のグラフは図 1.1 のようになる。ニュートリノ振動の振幅が最初に最大になるのは、次の関係式が成り立つ場合である。

$$\Delta m^2({\rm eV}^2) = \frac{\pi}{2 \times 1.27} \times \frac{E({\rm MeV})}{L({\rm m})} \tag{1.13}$$

これより、Δm^2 の小さい領域でニュートリノ振動現象を探索するにはエネルギーの小さいニュートリノを長い距離飛行させることが求められる。KamLAND 実験において原子炉反ニュートリノを測定する場合、$\langle L \rangle = 170{\rm km}$、$\langle E \rangle = 3{\rm MeV}$ 程度であるので、$\Delta m^2 \sim 10^{-5}$ までの領域でニュートリノ振動の探索を行なうことができる。

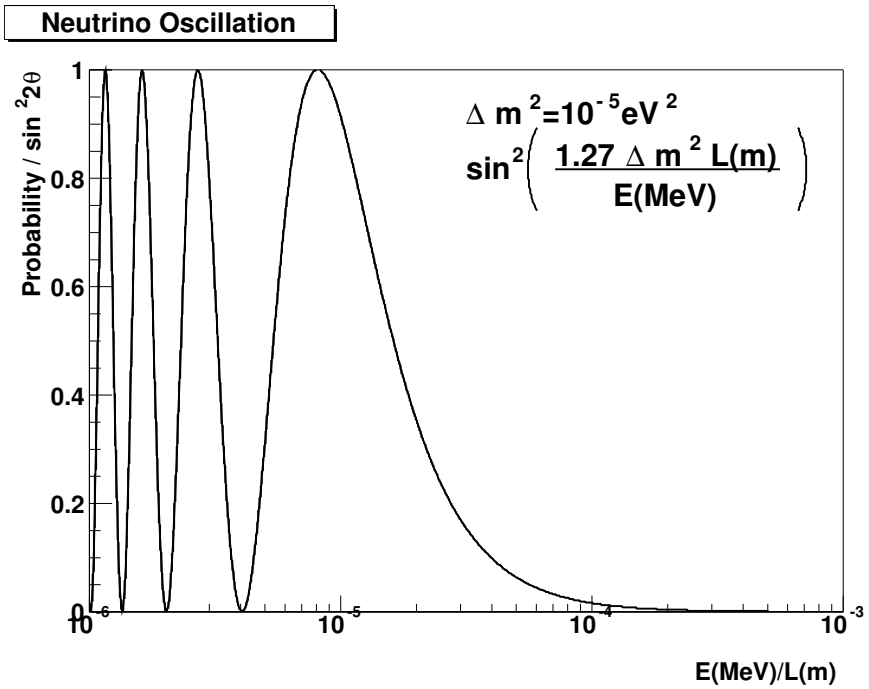


図 1.1: ニュートリノ振動の確率を表すグラフ

この領域は、太陽ニュートリノ (電子型ニュートリノ) 問題の解として有力視されている大混合角解と呼ばれる Δm^2、$\sin^2\theta$ の領域を含んでもいるので、原子炉反ニュートリノの振動現象により太陽ニュートリノ欠損問題も同時に検証することが可能である。図 1.1 に KamLAND 実験において探索可能な振動パラメータの領域と太陽ニュートリノ問題の解の領域を示す。

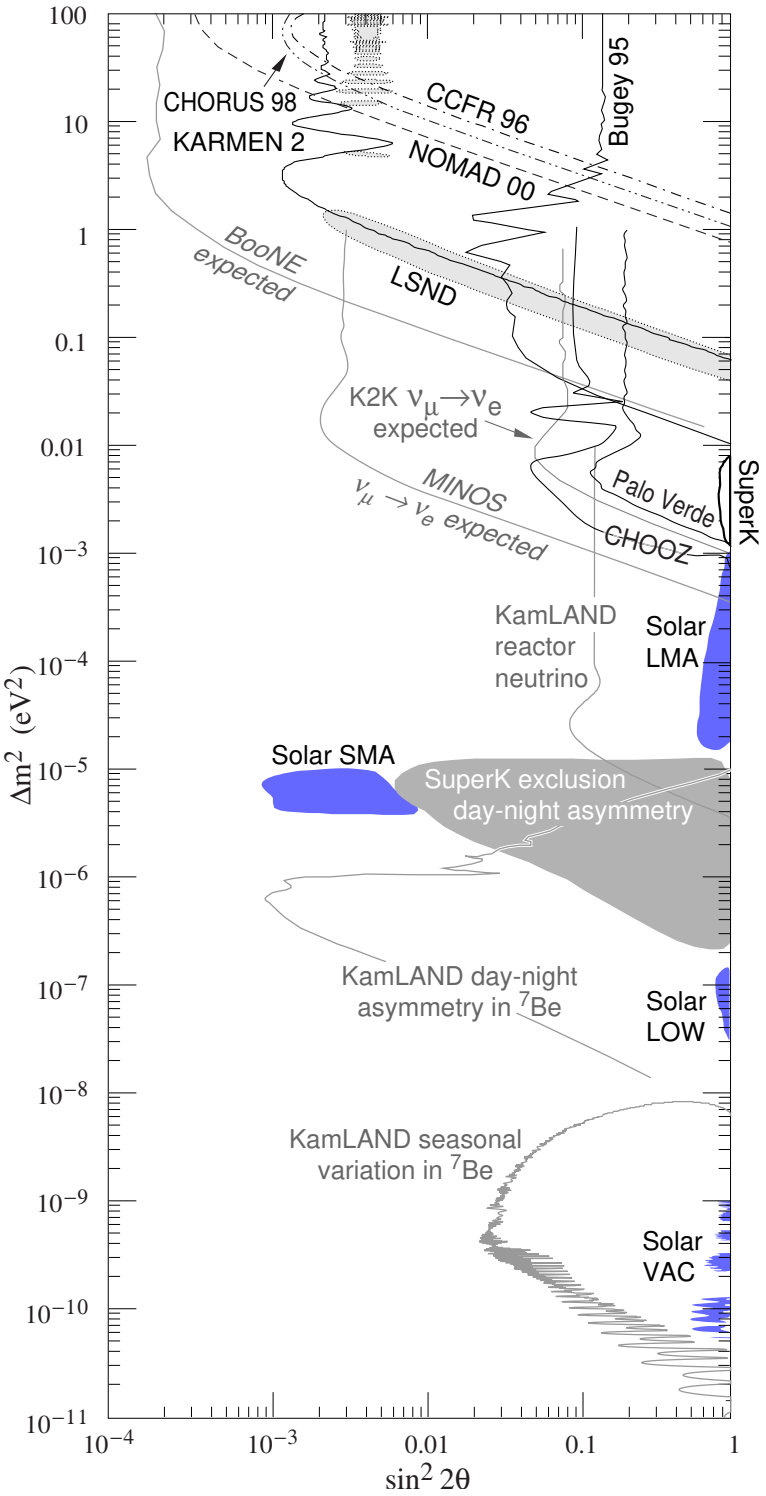


図 1.2: ニュートリノ振動パラメータ

1.3　ニュートリノ

1.3.1　原子炉反ニュートリノ

日本には 16 箇所の原子力発電所が運転していて、その総熱出力は 130GW に達している。これらの原子力発電所の原子炉の多くは軽水炉と呼ばれるもので、核燃料として濃縮ウランを用いている。濃縮ウランは、^{238}U が 99.3%を占める天然ウランから ^{235}U の割合を $3 \sim 4\%$ に高めたものである。

原子炉内部では、核分裂の結果生じた原子核が β 崩壊をすることで反ニュートリノが生成する。それぞれには以下のような過程がある。

^{235}U は低速の中性子を吸収して核分裂を起こし、核分裂生成物 A·B および $2 \sim 3$ 個の中性子 n と $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$、$\beta^-$ を生成する (式 (1.14))。生成された中性子が他の ^{235}U に吸収されることで核分裂が連鎖的に繰り返される。

^{238}U は 1MeV 以上の高速の中性子を吸収して核分裂を起こす (式 (1.15))。一方、低速の中性子を吸収しても核分裂は起きずに ^{239}U となる (式 (1.16))。この ^{239}U は、^{239}Np、^{239}Pu へと 2 回の β 崩壊を起こす。^{239}Pu は中性子を吸収して核分裂を起こし、中性子と $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ を生成する (式 (1.17))。あるいは、中性子を吸収して、^{240}Pu、^{241}Pu を生成することもある (式 (1.18))。^{241}Pu は中性子を吸収して核分裂を起こしたり (式 (1.19))、半減期約 14 年で β 崩壊して ^{241}Am となる。

$$^{235}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{A} + \mathrm{B} + 6.1\beta^- + 6.1\overline{\nu}_e + 202\mathrm{MeV} + \mathrm{xn} \tag{1.14}$$

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{C} + \mathrm{D} + 5 \sim 7\beta^- + 5 \sim 7\overline{\nu}_e + 205\mathrm{MeV} + \mathrm{yn} \tag{1.15}$$

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow ^{239}\mathrm{U} \rightarrow ^{239}\mathrm{N_p} \rightarrow ^{239}\mathrm{Pu}\ (\tau_{1/2} = 24100\mathrm{year}) \tag{1.16}$$

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{E} + \mathrm{F} + 5.6\beta^- + 5.6\overline{\nu}_e + 210\mathrm{MeV} + \mathrm{zn} \tag{1.17}$$

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow ^{240}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow ^{241}\mathrm{Pu}\ (\tau_{1/2} = 14.4\mathrm{year}) \tag{1.18}$$

$$^{241}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{G} + \mathrm{H} + 6.4\beta^- + 6.4\overline{\nu}_e + 212\mathrm{MeV} + \mathrm{wn} \tag{1.19}$$

原子炉から飛来する反ニュートリノのフラックスは、熱出力と原子炉までの距離から求めることができる。1 回の核分裂で生成された核分裂生成物が起こす β 崩壊によって、合計約 6 個の $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ が生成される。また、1 回の核分裂で発生するエネルギーは約 200MeV である。したがって、核分裂によって $x(\mathrm{MW})$ の熱出力を得ている原子炉から $L(\mathrm{m})$ の距離での $\overline{\nu}_{\mathrm{e}}$ のフラックスは、

$$\frac{\dfrac{6}{200\mathrm{MeV}}\, x\mathrm{MW}}{4\pi(L\mathrm{m})^2} = 1.5 \times 10^{12}\, \frac{x(\mathrm{MW})}{(L(\mathrm{m}))^2}\ /\mathrm{cm}^2/s \tag{1.20}$$

として表わすことができる。$x\mathrm{MW}/4\pi(L\mathrm{m})^2$ の部分は熱出力フラックスと呼ばれ、その原子炉からの反ニュートリノが検出器に寄与する度合を表す。図 1.3 に日本の原子力発電所の位置を示す。表 1.1 に日本と韓国の原子力発電所による KamLAND での熱出力フラックスをまとめた。KamLAND から $175 \pm 35\mathrm{km}$ の同心円上の原子力発電所において KamLAND に入射する原子炉反ニュートリ

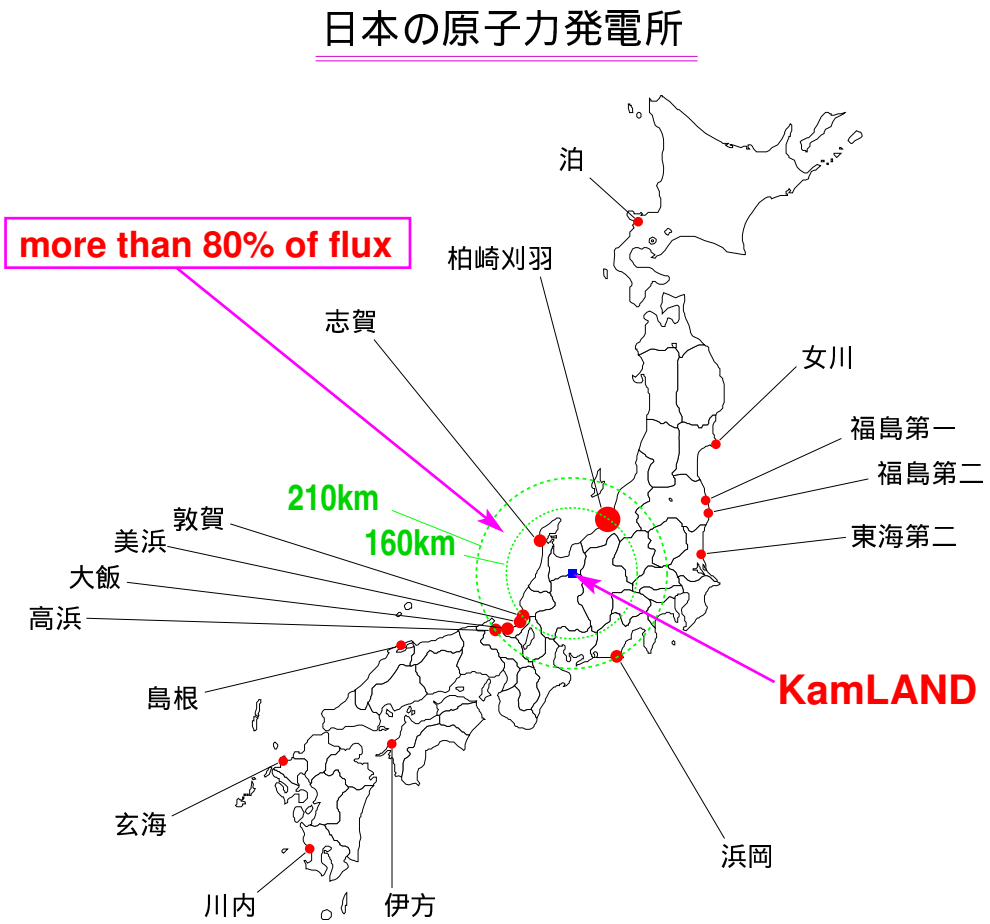


図 1.3: KamLAND と原子力発電所の立地場所

ノの総数のうち約 80%が生成される。

β 崩壊で生成される反ニュートリノのエネルギースペクトルは、エネルギー $E_{\overline{\nu}_e}$ をもつ $\overline{\nu}_e$ が単位時間あたりに β 崩壊によって生成する確率密度 $P(E_{\overline{\nu}_e})$ として表される。遷移確率に最低次の近似を用いると、

$$P(E_{\overline{\nu}_e}) = 2\pi \left|\langle f|H_w|i\rangle\right|^2 \frac{dn}{dE_{\overline{\nu}_e}} \tag{1.21}$$

である。ここで、$|i\rangle$、$|f\rangle$ はそれぞれ始状態、終状態の波動関数であり、H_w は相互作用のハミルトニアン、n は終状態の状態数である。これを核分裂生成物の運動エネルギーを 0 として近似すれば、

$$P(E_{\overline{\nu}_e}) = \frac{1}{2\pi} \left|\langle f|H_w|i\rangle\right|^2 {E_{\overline{\nu}_e}}^2 (E_0 - E_{\overline{\nu}_e}) ((E_0 - E_{\overline{\nu}_e})^2 - {m_e}^2)^{1/2} F(E_0 - E_{\overline{\nu}_e}, Z) \tag{1.22}$$

を得る。ここで、E_0 は終状態での電子と反ニュートリノの全エネルギー、m_e は電子の静止質量を表すとする。F は Fermi 関数で、電子が原子核のクーロン場の影響を受けることの補正因子であり、Z は β 崩壊を起こした後の原子核の電荷を表す。核分裂によって生成される原子核の質量数の分布は、^{235}U、^{239}Pu などの原子核によって異なる。図 1.4 に核分裂で生成する核分裂生成物の質量数の分布を示す [1]。質量数の多くは 70 から 160 に分布し 2 つの山をもった構造となっているが、核分裂を起こした原子核による影響がある。これらの核分裂生成物の β 崩壊で生成される反ニュートリノのエネルギースペクトルを重ね合わたものが、原子炉で生成される反ニュートリノ全体のエネルギーフラックスとなる。

したがって、原子炉反ニュートリノのエネルギーフラックスを得るために必要な情報は、原子炉の熱出力に加えて核燃料中の ^{235}U や ^{239}Pu などの組成比となる。これらの構成割合は核分裂により時間と共に変化し、生成される反ニュートリノのエネルギーフラックスに影響を与える。これは KamLAND で検出される原子炉反ニュートリノのエネルギーフラックスにも反映することになる。図 1.5 に核燃料における核分裂数の時間変化の 1 例を示す [3]。^{235}U や ^{238}U の核分裂数は減少し、^{239}Pu や ^{241}Pu の核分裂が増加傾向を示す。

ここで、各原子炉において核分裂をしている原子核を ^{235}U と ^{239}Pu のみと仮定したときの KamLAND における原子炉反ニュートリノのエネルギーフラックスを図 1.6 に示す。なお、^{235}U、^{239}Pu において一回の核分裂あたりに生成される反ニュートリノのエネルギースペクトルの値として文献 [2] を用いた。また、各原子炉からの熱出力フラックスは表 1.1 を用いた。表 1.1 は各原子炉における最大値を表しているので、実際のフラックスは原子炉の運転状況を反映したものとなる。原子炉反ニュートリノのフラックスは反ニュートリノのエネルギーが増加すると急激に減少する。また、^{235}U の割合が減るとフラックスにも減少がみられる。

なお、KamLAND における原子炉反ニュートリノの検出については第 2 章で述べる。

発電所名	距離 (km)	熱出力 (GW)	熱出力フラックス (10^{-15}GW/cm^2)
日本			
柏崎	159.9	24.6	7.66
大飯	178.9	13.7	3.41
高浜	191.4	10.2	2.22
敦賀	138.4	4.49	1.87
浜岡	213.8	10.6	1.85
美浜	145.7	4.93	1.85
志賀	87.77	1.59	1.64
福島第一	349.5	14.2	0.925
福島第二	345.4	13.2	0.880
東海第二	295.4	3.29	0.300
島根	401.1	3.82	0.189
女川	430.6	4.09	0.176
伊方	560.7	5.96	0.151
玄海	754.5	6.72	0.0939
泊	783.1	3.30	0.0428
川内	830.3	5.32	0.0614
合計	-	130	23.3
韓国			
Ulchin	711.8	11.2	0.176
Yonggwang	986.4	16.8	0.137
Kori	734.5	8.9	0.131
Wolsong	708.6	8.1	0.128
合計	-	45	0.572

表 1.1: 原子力発電所の熱出力と神岡における熱出力フラックス　日本と韓国で運転中の原子力発電所について示した

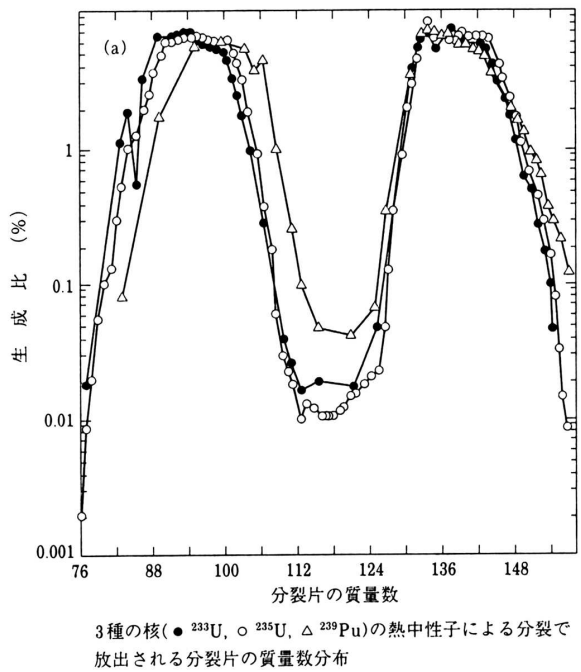


図 1.4: 核分裂生成物の質量数分布 [1]

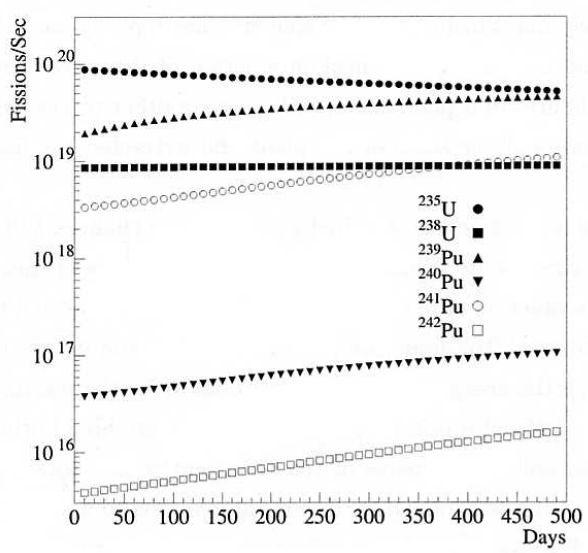


図 1.5: 原子炉における核分裂数の時間変化 [3]　Palo Verde の原子炉における変化をあらわす

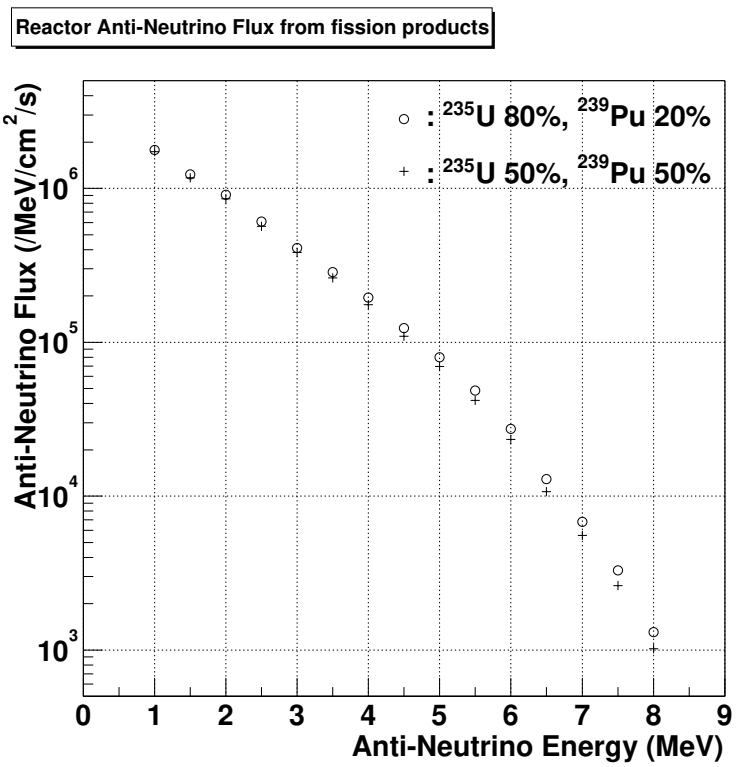


図 1.6: KamLAND での原子炉反ニュートリノのフラックス 核分裂数比を ^{235}U 80%、^{239}Pu 20% および 50%ずつとした場合の分布

1.3.2　太陽ニュートリノ

太陽から放出されるエネルギーは内部における熱核融合反応によるものであり、その過程においてニュートリノが生成する。この反応は 4 個の水素原子核から 1 個のヘリウム原子核と 2 個の電子型ニュートリノを生成し、エネルギーを γ 線として放出する反応 (式 (1.23)) として表される。

$$4\mathrm{p} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + 2\nu_{\mathrm{e}} + 2\mathrm{e}^{+} + \gamma \tag{1.23}$$

太陽標準模型では、恒星内部の熱核融合反応として 2 つのものが知られていて、それぞれ p-p チェーンと CNO サイクルと呼ばれている。p-p チェーンは、2 個の水素原子核の融合から始まりヘリウム原子核を生成する反応過程である。その反応過程を図 1.7 に示す。一方、CNO チェーンは、炭素 · 窒素 · 酸素の原子核を触媒として陽子からヘリウム原子核が生成されるものであり、太陽より質量が大きく中心温度が高い場合には p-p チェーンより卓越した反応となる。

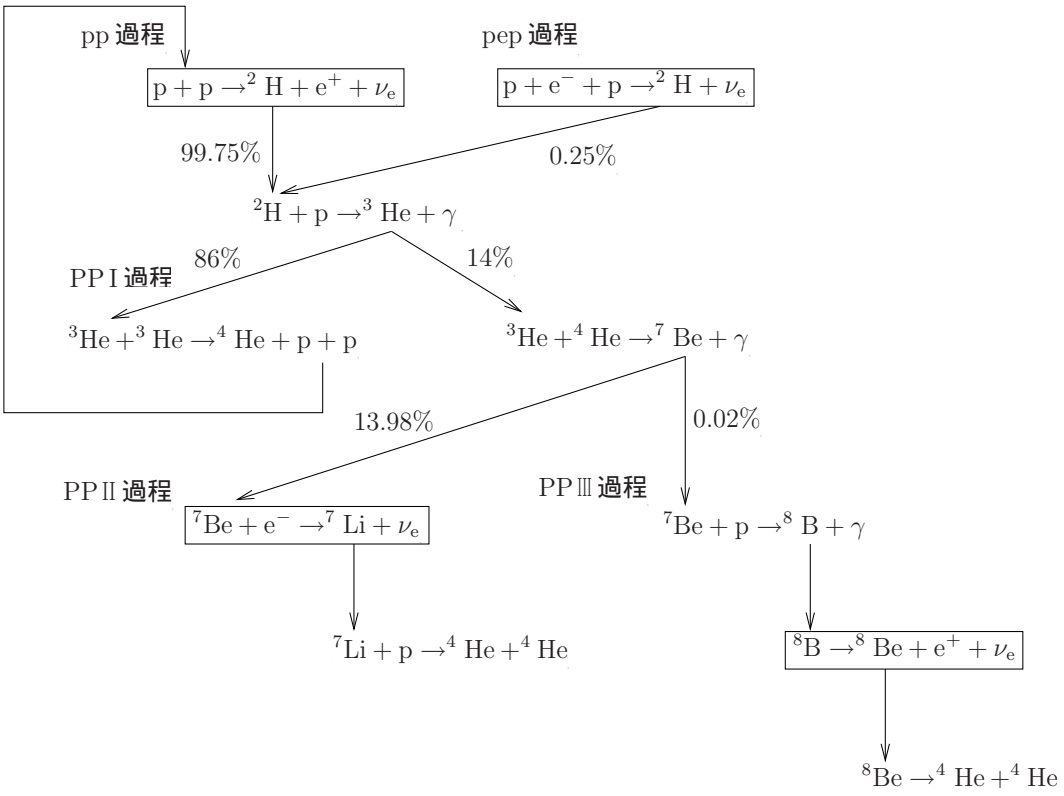


図 1.7: p-p チェーンにおける熱核融合反応

表 1.2 に太陽標準模型の p-p チェーンの各過程で生成される太陽ニュートリノのエネルギー $E_{\nu_{\mathrm{e}}}$ を示す [4]。エネルギーはニュートリノの生成過程によって連続スペクトルと線スペクトルを示すものがあり、線スペクトルをもつのは pep 過程の pep ニュートリノと PP II過程の ^{7}Be ニュートリ

ノである。また、pp 過程で生成される pp ニュートリノが太陽ニュートリノの主な割合を占めている。

反応過程	ニュートリノ	反応率	E_{ν_e}(MeV)	
		(%)	平均値	最大値
pp	pp ニュートリノ	99.75	0.26	0.42
pep	pep ニュートリノ	0.25	1.44	-
PP I	-	86	-	-
PP II	^{7}Be ニュートリノ	14	0.86 (90%)	-
			0.38 (10%)	-
PP III	^{8}B ニュートリノ	0.02	7.3	14.1

表 1.2: p-p チェーンにより生成される電子型ニュートリノのエネルギー [4]

図 1.8 に太陽標準模型によって計算された太陽ニュートリノの地球上におけるフラックスのエネルギースペクトルを示す。実線が p-p チェーンによるもので、破線が CNO サイクルによるものである。

これらの太陽ニュートリノの中で、KamLAND 実験では、^{8}B ニュートリノと ^{7}Be ニュートリノの観測を計画している。太陽ニュートリノの観測は、原子炉反ニュートリノの検出が 2 つの信号の遅延同時計測で行なわれるのとは異なり、ニュートリノの散乱による電子の反跳

$$\nu + \mathrm{e}^{-} \rightarrow \nu + \mathrm{e}^{-} \tag{1.24}$$

を用いた単一信号で行なわれる (図 1.9)。入射するニュートリノのエネルギーを E_ν、散乱角を θ とすれば、反跳電子の運動エネルギー T は、

$$T = \frac{2E_\nu^2}{\dfrac{m_\mathrm{e}}{\sin^2\dfrac{\theta}{2}} + 2E_\nu} \tag{1.25}$$

として表される。m_e は電子の静止質量である。E_ν=0.86MeV のときの反跳電子の運動エネルギーを図 1.10 に示す。エネルギーは連続スペクトルとなり最大値が存在する。

また単一信号での検出は、バックグラウンド事象となる放射性物質の影響を受けやすい。しかし、^{8}B ニュートリノではエネルギーが高いため、3.5MeV 以上の放射性物質の影響の小さいエネルギー領域での観測が期待されている。一方、^{7}Be ニュートリノは、バックグラウンド事象を削減することでエネルギー閾値を 0.25MeV 程度に設定する。そして、エネルギーが線スペクトルであることにより反跳電子のエネルギースペクトルの形がもつ特徴から検出することを目指している。

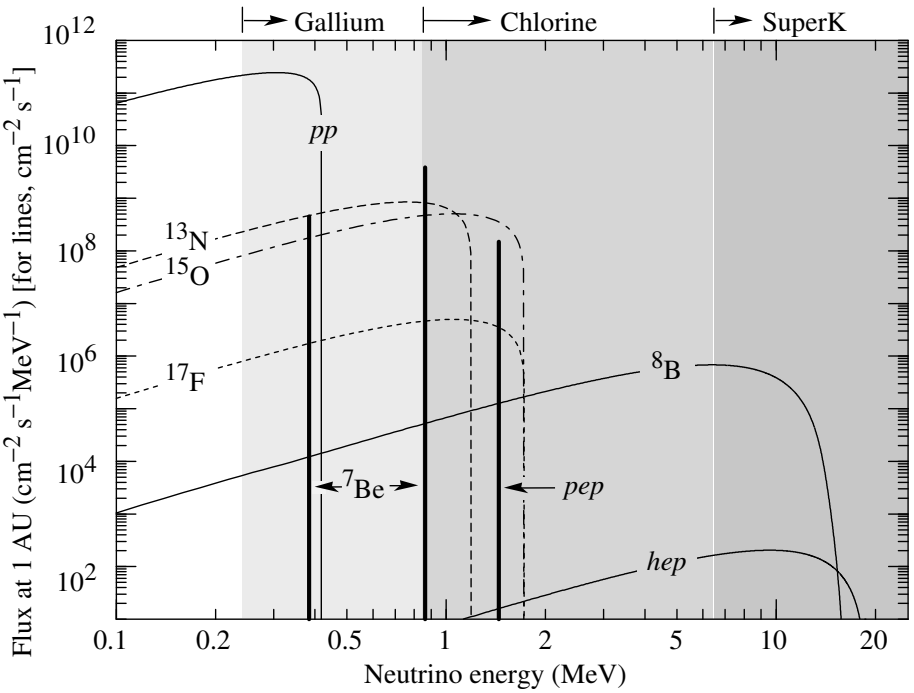


図 1.8: 太陽ニュートリノの地球上でのフラックス [5]

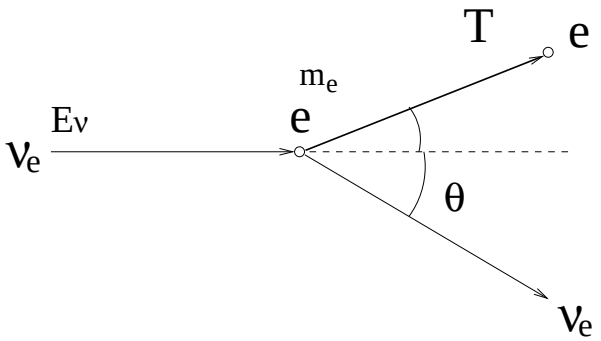


図 1.9: ニュートリノの電子との弾性散乱

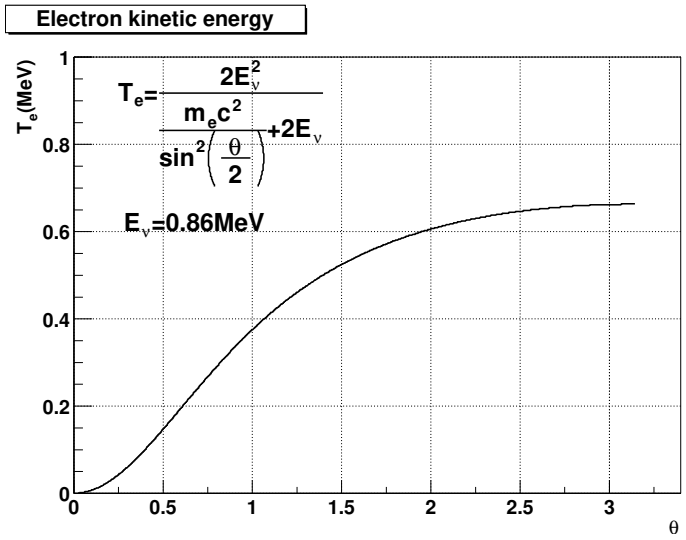


図 1.10: 反跳電子の運動エネルギーのニュートリノの散乱角依存性

1.3.3　超新星ニュートリノ

恒星の中心部で p-p チェーンや CNO サイクルによる熱核融合反応が進み、反応に利用できる水素原子核が減少してくるとエネルギーの供給は減少し、恒星は重力により収縮を始める。すると、重力エネルギーの解放により中心部は温度が上昇し、水素より重い原子核の核融合反応が始まる。その過程ではニュートリノが生成される反応も起きる。^{28}Si の核融合反応によって生成される ^{56}Ni からの β 崩壊反応

$$^{56}\mathrm{Ni} \rightarrow ^{56}\mathrm{Co} + \mathrm{e}^+ + \nu_\mathrm{e} \tag{1.26}$$

$$^{56}\mathrm{Co} \rightarrow ^{56}\mathrm{Fe} + \mathrm{e}^+ + \nu_\mathrm{e} \tag{1.27}$$

や、^{56}Fe の原子核が分解して生じた陽子と電子が融合して中性子が生成される反応

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{n} + \nu_\mathrm{e} \tag{1.28}$$

である。これらの過程を経て恒星はニュートリノを生成しながら重力的に崩壊し、超新星爆発を起こす。また、この際には電子と陽電子の対消滅反応

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+ \rightarrow \nu_\mathrm{f} + \overline{\nu}_\mathrm{f} \tag{1.29}$$

によって全てのフレーバの 6 種類のニュートリノ · 反ニュートリノが生成される。

地球近傍で超新星爆発現象が発生した場合には、これらのニュートリノ · 反ニュートリノを KamLAND において検出することが期待されている。超新星ニュートリノと液体シンチレータ中の炭素原

子との反応では、荷電カレント反応であるニュートリノ · 反ニュートリノ捕獲反応 (式 (1.30),(1.31)) と、中性カレント反応 (式 (1.32)) が発生する [7]。

$$\nu_{\mathrm{e}} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{12}\mathrm{N}(17.3\mathrm{MeV}) + \mathrm{e}^{-} \tag{1.30}$$

$$\nu_{\mathrm{e}} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{12}\mathrm{B}(14.4\mathrm{MeV}) + \mathrm{e}^{+} \tag{1.31}$$

$$\nu_{\mathrm{x}} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C}(15.11\mathrm{MeV}) + \nu_{\mathrm{x}} \tag{1.32}$$

^{12}N、^{12}B はそれぞれ寿命 11ms と 20.4ms で β 崩壊

$$^{12}\mathrm{N} \rightarrow \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} + {}^{12}\mathrm{C} \tag{1.33}$$

$$^{12}\mathrm{B} \rightarrow \mathrm{e}^{-} + \overline{\nu}_{\mathrm{e}} + {}^{12}\mathrm{C} \tag{1.34}$$

を起こすため、遅延同時計測での検出が可能である。また、式 (1.32) の反応は、生成される γ 線のエネルギーが 15.11MeV の線スペクトルであることを用いて他の事象と識別する。

1.3.4　地球ニュートリノ

地球内部から地球表面を通って流出している熱量は地殻熱流量として表される。地球全表面での平均値は約 $70\mathrm{mW/m^2}$ であり、地球全体では約 40TW の熱を放出している。この熱源は地球内部の地殻やマントルに存在している ^{238}U や ^{232}Th などの放射性元素の崩壊エネルギーによるものと考えられ、大部分が地殻熱流量として放出されるほか、火山活動や地震活動としても放出されている。

大陸地域と海洋地域において地殻熱流量の平均値はほぼ等しい。しかし、海洋地殻の玄武岩質物質に含まれる放射性元素の含有量は、大陸地殻の花崗岩質物質に含まれる量よりも少ない。したがって、海洋地域では、プレートによりマントル内部の熱が運ばれていると考えられている。

これらの放射性元素が β 崩壊する際に生成される反ニュートリノを検出できれば、地球に含まれる放射性物質の量や分布など地球内部のエネルギー生成機構を解明することができる。図 1.11 に KamLAND で予想される地球反ニュートリノと原子炉反ニュートリノによる事象数のエネルギー分布を示した [6]。最もエネルギーが高い地球反ニュートリノは、^{238}U の崩壊系列上の ^{214}Bi の β 崩壊により生成したもので 3.27MeV である。したがって、反ニュートリノが陽子との逆 β 崩壊で生成した陽電子のエネルギーによる分布では、地球反ニュートリノ事象は 2.49MeV 付近以下の領域に分布する。また、^{232}Th の崩壊系列上で生成する反ニュートリノとしては、^{212}Bi の β 崩壊による 2.3MeV のものが最もエネルギーが高く、陽電子のエネルギーでは 1.5MeV 付近にピークが現れる。予想される事象数分布は、^{238}U や ^{232}Th の地球内部での存在量や分布のモデルによって変化する。したがって、十分な数だけ地球反ニュートリノを検出することができれば、これらの構造が解明できる。

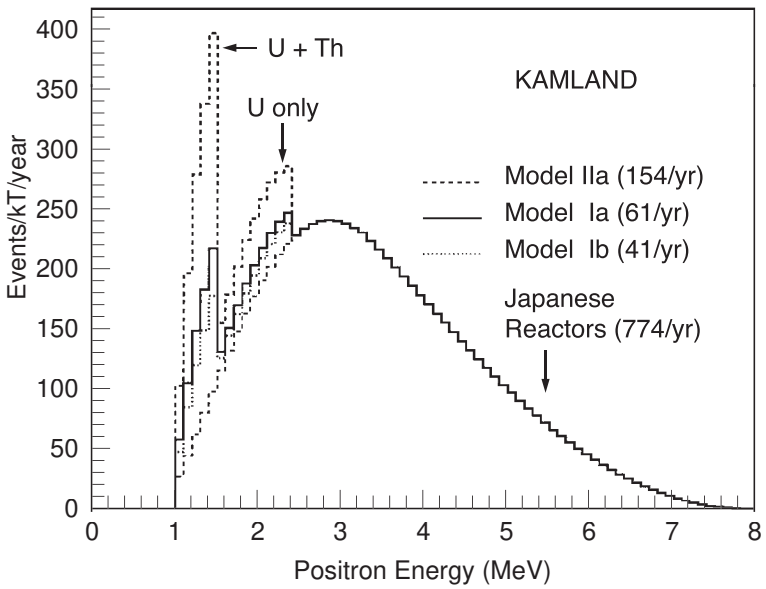


図 1.11: KamLAND における地球反ニュートリノと原子炉反ニュートリノによる事象数 [6]

1.4　KamLAND の構造

1.4.1　概要

検出器は岐阜県神岡町にある池の山 (標高 1360 メートル) の山頂下約 1000m の神岡鉱山の坑内に建設された (図 1.12)。これにより，ニュートリノを検出する際に深刻なバックグラウンドとなる宇宙線由来の μ 粒子のフラックスを地表の 10^{-5} 程度にすることができる。 KamLAND の実験装置の基本となる要素は、1000 トンの液体シンチレータとそれを取り囲む合計 1879 本の直径 17 インチおよび 20 インチの光電子増倍管である (図 1.13)。
検出器全体は球対称な多層構造となっている。中心部には液体シンチレータが直径 13m の透明なプラスチックフィルム製バルーンに保持されている。その外側は $1800\mathrm{m}^3$ のパラフィンオイルを満たした直径 18m のステンレス製球形タンクが位置している。さらにその外側の岩盤との間は純水が満たされた宇宙線カウンターとなっている。

1.4.2　液体シンチレータ

KamLAND 実験で用いる約 $1300\mathrm{m}^3$ の液体シンチレータは、今回新たに開発されたものであり、表 1.3 の 3 成分を混合して製造したものである。表 1.4 に主な特性を示す [11]。

液体シンチレータ槽は半径 6.5m の大きさがあり、内部で発生した光の減衰長はそれと同程度以上ある必要がある。分子式が $\mathrm{C_nH_{2n+2}}$ で表されるパラフィンオイルはシンチレーション光に対する光透過率が高く、液体シンチレータの主な構成要素として用いた。また、炭素数に対する水素

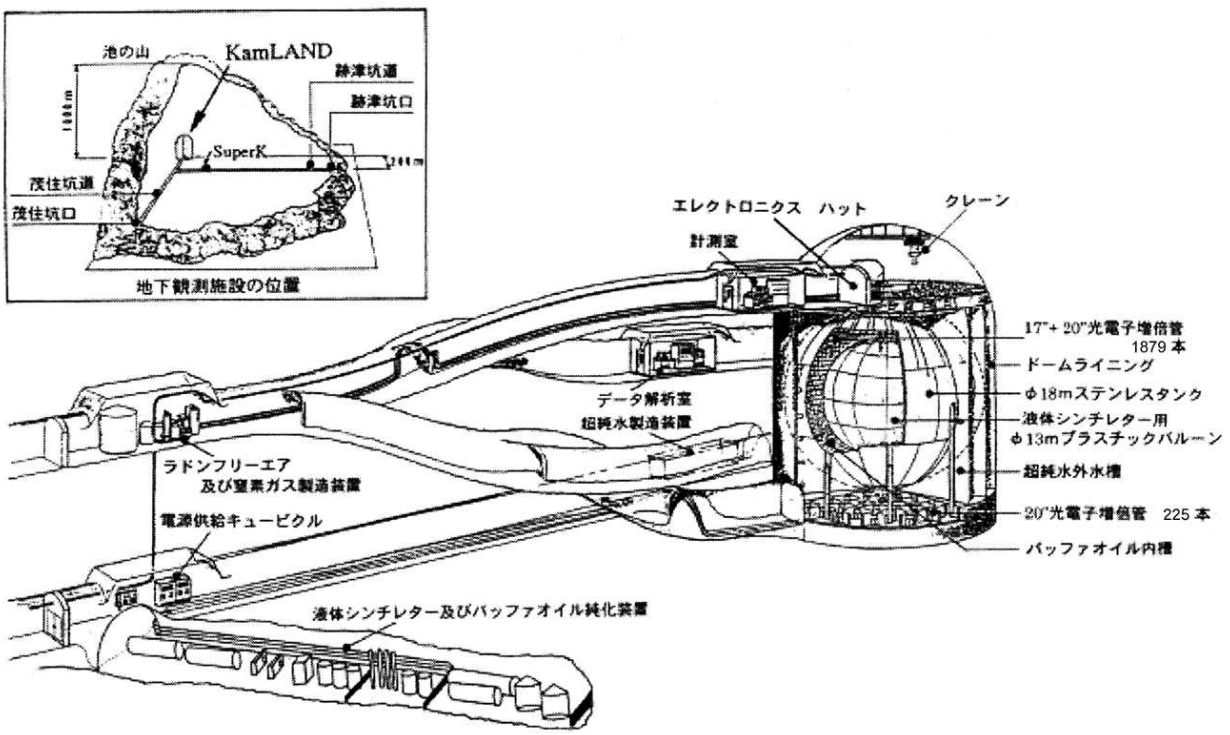


図 1.12: KamLAND の全体図

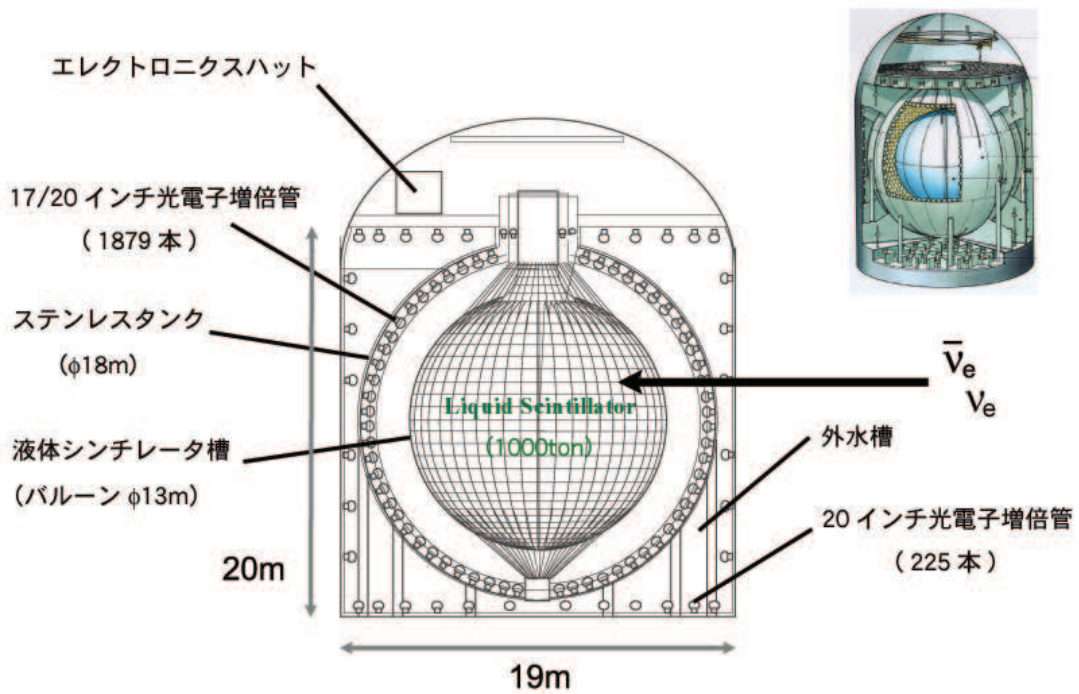


図 1.13: KamLAND の中心部

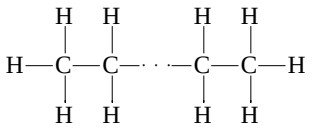
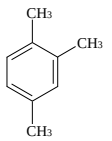
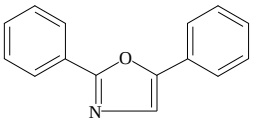
要素	物質	構造式
溶媒 80%	ドデカン $C_{12}H_{26}$	
溶媒 20%	1,2,4 トリメチルベンゼン C_9H_{12}	
発光剤 1.5g/l	2,5 ジフェニルオキサゾール (PPO) $C_{15}H_{11}NO$	

表 1.3: 液体シンチレータの構成成分

項目	特性
光収集量	190 p.e./MeV (検出器中心での事象、閾値を 1/4p.e. とした場合)
発光量	49% アントラセン
減衰長	10m (400nm)
引火点	64°C
密度	0.78 g/cm^3
屈折率	1.44

表 1.4: KamLAND で用いる液体シンチレータの特性 [11]

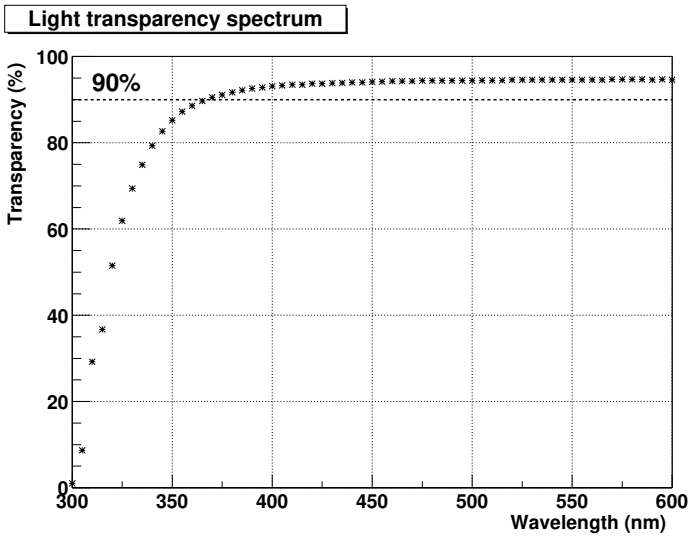


図 1.14: 液体シンチレータ槽バルーンフィルムの光透過率 [8]

数の比 (H/C 比) が高いために陽子の数が多く、電子型反ニュートリノの逆 β 崩壊数を増やすことができる。

また、プソイドクメン (1,2,4 トリメチルベンゼン) を混ぜることで、発光量を増している。光収集量は検出器中心における事象を 1/4p.e. の閾値で測定した場合には 190p.e./MeV である。このときのエネルギー分解能は、一定のエネルギーによって生じる光電子数がポアソン分布に従うとして、標準偏差 δE に対して $\delta E/E = 7\%/\sqrt{E(\mathrm{MeV})}$ である。さらに、α 線や中性子と γ 線の粒子識別能力 (Pulse Shape Discrimination) を高めることと、α 線に対するクエンチ量を大きくすることが可能となった。粒子識別は荷電粒子の種類によってシンチレーション光の時間分布が異なることを用いるもので、α 線に対するクエンチとともに、バックグラウンド事象を取り除くのに有効である。

1.4.3　液体シンチレータ槽

検出器内部にある $1200\mathrm{m}^3$ の液体シンチレータは直径 13m の透明なプラスチックフィルム製の球形容器 (バルーン) に保持されている。このフィルムの厚さは約 135μm であり、EVOH(ポリビニルアルコール) フィルム (15μm 厚) でナイロンフィルム (25μm 厚)3 枚を挟んだ積層構造である。EVOH フィルムは測定の障害となる ^{222}Rn ガスの阻止能力に優れている。ナイロンフィルム、EVOH フィルム共に縦横両方向に 2 軸延伸され、機械的強度を増加させたものを使用している。また、波長 400nm の光に対しては 96%の光透過率がある (図 1.14[8])。

バルーンの球形は、長さ 20m、最大幅約 1m の舟型に裁断したフィルムを、経線にあたる部分を貼り合わせた構造となっている。貼り合わせ部分は高周波溶着と呼ばれる方法で接続されていて、フィルム自体の引っ張り強度である約 21kg 重/cm とほとんど変わらない強度が実現している。

バルーンにかかる重量は内側の液体シンチレータと外側のバッファオイルの密度差によって決まる。現在、密度差は 0.01%程度で制御されているので、バルーン全体にかかる液体シンチレータの重量は正味 $100\mathrm{kg}$ 程度となる。この重量は、バルーン全体にケブラーの組み紐をかけ、ステンレスタンクの上部から吊すことで支えている。バルーンの形状は液体シンチレータ側に内圧をかけることで球形を保っている。

1.4.4　純化装置

液体シンチレータ槽およびステンレスタンクは、検出器外部に設置されている純化装置と配管でつながれている。この装置は液体シンチレータとバッファオイル中に含有する不純物を取り除くためのものである。放射性不純物として含まれる $^{238}\mathrm{U}$ や $^{232}\mathrm{Th}$、$^{40}\mathrm{K}$、$^{222}\mathrm{Rn}$ などを削減することは、反ニュートリノ $cdot$ ニュートリノ事象を検出する際にバックグラウンド事象の混入を減らすために必要となる。また、液体シンチレータ中に含まれる $\mathrm{O_2}$ は発光量を減少させる原因となるため、これも除去する。

純化装置の主な装置は、液体シンチレータ中の $^{238}\mathrm{U}$ や $^{232}\mathrm{Th}$ などを取り除く液液抽出塔と $^{222}\mathrm{Rn}$ や $\mathrm{O_2}$、$\mathrm{H_2O}$ を取り除く窒素ガスパージ塔である (図 1.15)。

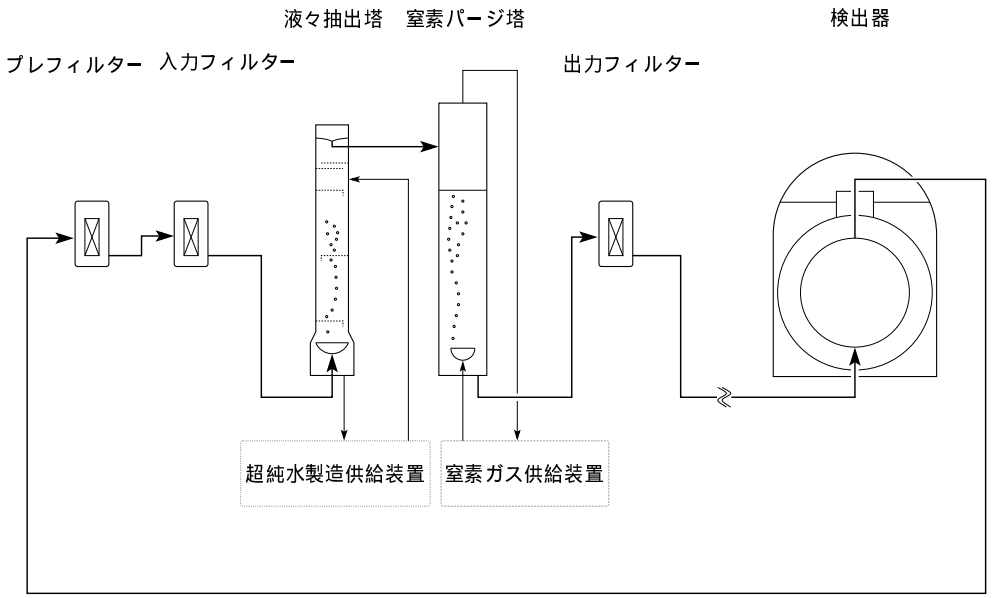


図 1.15: 液体シンチレータ純化装置の概略図

液液抽出では、液体シンチレータを純水と混合させる。これにより、液体シンチレータ中に金属イオンとして存在している放射性元素を水分子の極性による電気的引力で吸着する。

純化装置では、約 1 か月で検出器内部の全液体シンチレータが循環する速度で純化を行なう。

1.4.5　大口径光電子増倍管

17 インチ光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT;Photomultiplier Tube) は微弱光を電子に変換し、その数を増倍して電気信号を取り出す光検出器である。KamLAND では合計 1879 本の光電子増倍管を反ニュートリノ反応事象によるシンチレーション光を検出するために用いている。これらの光電子増倍管は口径が 17 インチのものが 1325 本と 20 インチのものが 554 本であり、構造や特性はそれぞれ異なる。17 インチ光電子増倍管 (R7250) は、20 インチ光電子増倍管の時間分解能やピーク/バレー比などの基本性能を向上させるために、ダイノードの変更や有効光電面の絞りこみを施して KamLAND 実験のために新たに開発 · 製作したものである。ここでは 17 インチ光電子増倍管の構造と特性ならびに検出器への設置についてまとめる。なお、これらの光電子増倍管は浜松ホトニクス株式会社によって製造されたものである。

構造 [**12**]

図 1.16 に KamLAND で用いられる 17 インチ光電子増倍管の概略を示す。また、表 1.6 に 17 インチ光電子増倍管の規格ならびに特性を示す。光電子増倍管の主な構成要素は、光電面・ダイノード・ブリーダ回路の 3 つである。以下にそれぞれについて簡単に述べる。

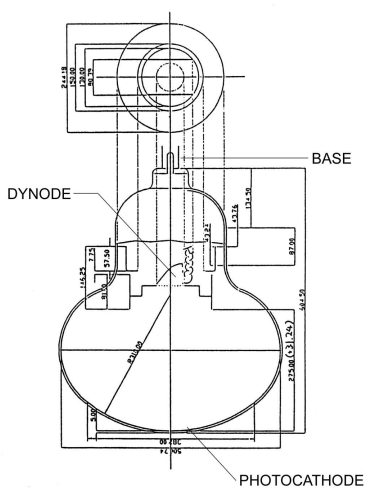


図 1.16: 17 インチ光電子増倍管の概略図

光電面

光電面は光電子増倍管に入射した光によって電子を放出する部分であり、ガラスの内側に光電効果が起きやすい、仕事関数の低いアルカリ金属を主体とした化合物半導体がコーティングしてある。17 インチ光電子増倍管では、2 種類のアルカリ金属を用いたバイアルカリ (Sb-K-Cs) を使用している。

項目	規格 · 特性
光電面	20 インチ (ϕ 508mm)
有効光電面	17 インチ (ϕ 430mm)
ダイノード構造	ボックス 1 段、ラインフォーカス 9 段
入射窓の材質	硼珪酸
光電面材料	バイアルカリ
感度波長領域	300nm∼650nm
最大感度波長	420nm
時間分解能 (増倍率 1×10^7 時,1pe, 全面)FWHM	3.5ns
パルス立上り時間 (増倍率 1×10^7 時)	7ns
電子走行時間 (〃)	110ns

表 1.5: 17 インチ光電子増倍管の規格 · 特性

真空状態の空間中へ光電効果によって放出された光電子は、内部に印加している電場によってダイノードへと収束される。

ダイノード

光電面から飛び出した光電子は、ダイノード (電子増倍部) と呼ばれる複数の電極からなる部分に入射する。その結果、新たに数個の二次電子が空間に放出し、これが次のダイノードに入射して次々に電子数が増倍する。

17 インチ光電子増倍管には、10 段のダイノードが取り付けられている。このうち後部の 9 段には、高速時間応答特性に優れているラインフォーカス型のダイノードが採用されている。

ブリーダ回路

外部の電源から供給される光電圧を光電面や各ダイノードおよび陽極面に分配する回路がブリーダ回路 (電圧分割回路) である (図 1.17)。

17 インチ光電子増倍管では最終段付近 (R10∼12) で抵抗値を大きくしているのが特徴である。この結果、電子数密度が高くなる最終段付近でも電子流の流れが妨げられにくくなり、大光量が入射したときの出力の飽和を防いでいる。接地している光電面 (K) と高電圧電源との間の全抵抗値は 5.35MΩ である。

オイルの中に設置されている 17 インチ光電子増倍管のブリーダ回路は、エポキシ系の樹脂でアクリルの容器の中に密封されベース部分に取り付けられている。

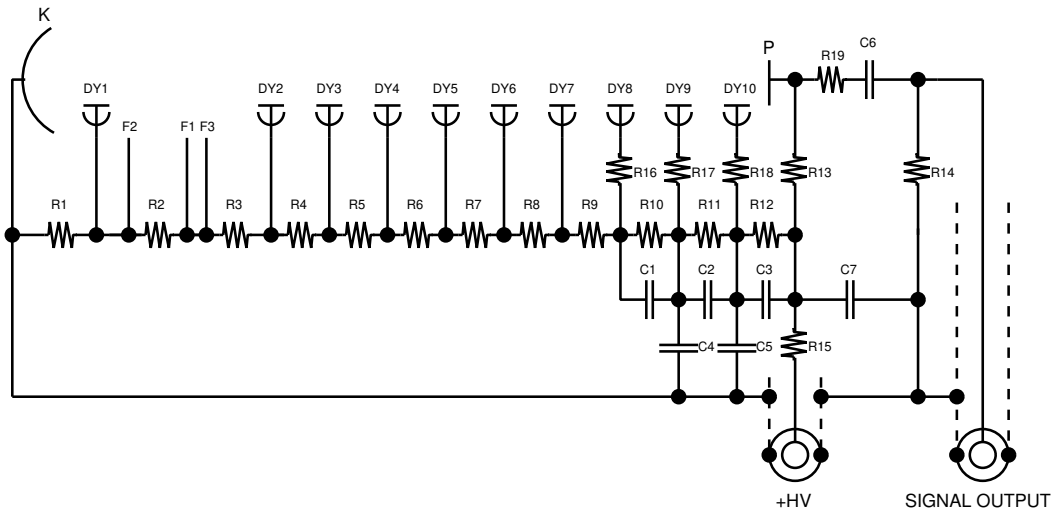


図 1.17: 17 インチ光電子増倍管のブリーダ回路の構造

電極	K	Dy1-F2	F1-3	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
抵抗	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8	R9	R10	R11	R12	
電圧分割比	18.5	0.6	3.4	5	3.3	1.7	1	1	1	2	3	4	
抵抗値 (kΩ)	2220	72	408	600	396	204	120	120	120	240	360	480	

抵抗	R16	R17	R18	R13
抵抗値 (Ω)	50	50	50	100k

コンデンサ	C1∼3	C4-5	C6-7	抵抗	R15	R19	R14
容量 (F)	10n	1000p	4700p	抵抗値 (Ω)	10k	75	50

表 1.6: ブリーダ回路における抵抗値とコンデンサ容量値

特性 [**12**]

光電子増倍管はその構造を反映した特性をもつ。以下に代表的なものをまとめる。

量子効率

量子効率は、光電面に入射した光子数に対する生じた光電子数の比として表される。図 1.18 に 17 インチ光電子増倍管の量子効率の波長依存性を示す。
光電面にバイアルカリを用いているため、350∼400nm にピークの位置がありシンチレーション光を効率よく検出することができる。

増倍率

光電子増倍管の光電子数に対する増倍率は、各ダイノードでの二次電子放出比の積として表される。各ダイノードにおける平均二次電子放出比 δ は、ダイノード間に印加している電圧を E と

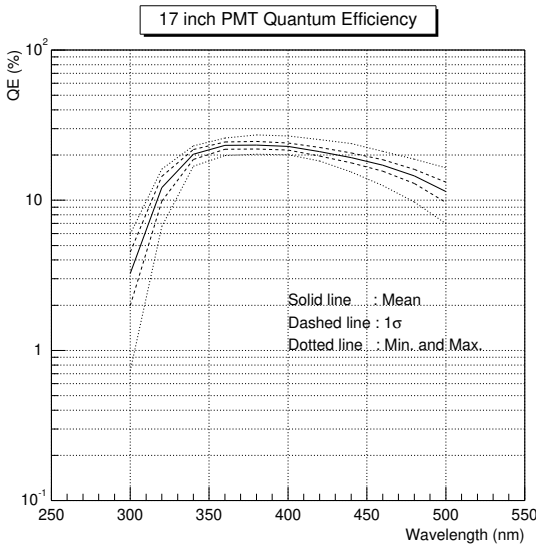


図 1.18: 17 インチ光電子増倍管の量子効率 (65 本の抜取検査データ)

したとき、

$$\delta = A \cdot E^{\alpha} \tag{1.35}$$

の関係がある。A は定数であり、α はダイノードの形や、材質によって決まる値であり、通常 0.7〜0.8 の値をとる。これより、ダイノードの数が N 段ある光電子増倍管の一光電子に対する増倍率 G は、

$$G = \delta^N = (A \cdot E^{\alpha})^N \simeq \left(A \cdot \left(\frac{V}{A+1} \right)^{\alpha} \right)^N = K \cdot V^b \tag{1.36}$$

と表せる。ここで、K、b は個々の光電子増倍管によって決まる値であり、17 インチ光電子増倍管では、$b \sim 6.5$ である。

ピーク/バレー比

ピーク/バレー比は、1 光電子相当光を入力した時の光電子増倍管の出力波高分布において、ピーク部分とノイズ部分がつくる谷の高さに対するピークの高さの比である。1 以上であれば 1 光子をノイズ事象から識別することが可能になる。

17 インチ光電子増倍管のピーク/バレー比は約 4 であり、光電子増倍管あたり 1 光子が入射する反ニュートリノ反応事象を検出することができる。

時間応答特性

光電子増倍管の時間応答特性を示す電子走行時間は、図 1.19 で示したようにパルス光が光電面に入射してから出力信号がピークに達するまでに要する時間である。また、T.T.S.(Transit Time

Spread) は電子走行時間のひろがりを表す。T.T.S. は光電子増倍管内部で増倍される電子の軌道がそれぞれ異なることにより生じる。

17 インチ光電子増倍管は、ラインフォーカス型のダイノードの採用により時間分解能が向上し、T.T.S. は FWHM で平均 4.4ns[13] である。この結果、シンチレーション光の到達時刻からニュートリノ反応が起きた位置の決定精度を高めることができる。

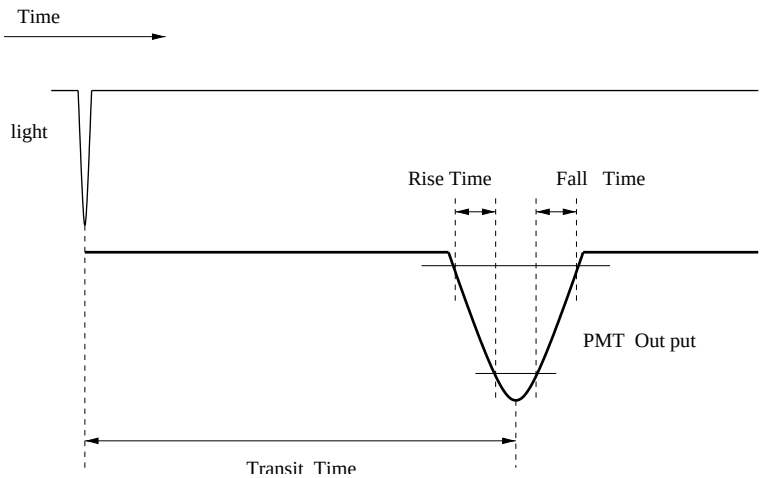


図 1.19: 光電子増倍管の電子走行時間

検出器内部への設置

KamLAND の球型ステンレスタンクは直径が 18m あり、内壁はステンレス製の枠組によって大きく 30 個の菱形の領域に分割されている。図 1.20 に検出器内を低部から見た様子を示す。1879 本の各光電子増倍管はそれぞれステンレス製のサポートに納められた上で、タンクの内壁にボルトで固定されている。図 1.21 は検出器の展開図を示したものである。1 つの領域内には基本的に 64 本の光電子増倍管が配分され、17 インチと 20 インチの光電子増倍管が偏ることがないように取り付けられた。なお、図 1.21 における 1 から 30 までの数字は、それぞれの領域を指定するための番号である。

ステンレスタンクの内壁の表面積で約 30%にあたる部分がこれらの計 1879 本の光電子増倍管の光電面で占められている。また、光電面には検出器内部からの光のみが入射するように、光電子増倍管の隙間には遮光幕が取り付けられている。

項目	仕様
出力電圧	500 ∼ 3000V
出力電流 (Max)	40mA
電圧精度	±2V
ドリフト	0.05%

表 1.7: 高電圧電源 RPH-050 の規格

項目	仕様
入力コネクタ	4 個
出力コネクタ	256 個
最大入力電圧	3000V
出力電圧可変範囲	入力電圧の約 10%
最大出力電流	1mA
出力電圧モニター精度	1%

表 1.8: ディストリビュータ RPH-130 の規格

高電圧印加装置

KamLAND 検出器に設置されている 17 インチと 20 インチの光電子増倍管は、それぞれ異なる高電圧印加装置から高電圧を供給している。ここでは 17 インチ光電子増倍管の高電圧系 (図 1.22) について述べる。

高電圧電源 (**RPH-050**)

24 台の高電圧電源がステンレスタンク内部に取り付けられた 1325 本の 17 インチ光電子増倍管に高電圧を印加している。表 1.7 に高電圧電源の規格を示す。

ディストリビュータ (**RPH-130**)

高電圧電源からの電圧を分岐して出力する。一つの入力端子に対し 64 チャンネルの出力端子が対応している。高電圧電源 24 台の各出力に対応して 24 個の入力端子があり、合計 1536 チャンネルの出力端子がある。この出力端子とステンレスタンク内の光電子増倍管をケーブルで接続し、高電圧を印加している。各チャンネルにおける出力電圧値は入力電圧値に対して約 10%の範囲内で下げることができる。

表 1.8 にディストリビュータの規格を示す。

これらの装置により、1325 本の 17 インチ光電子増倍管は主電源を同じくする 24 種類の電圧グループに分けられている。

図 1.20: 検出器内部の光電子増倍管の配置

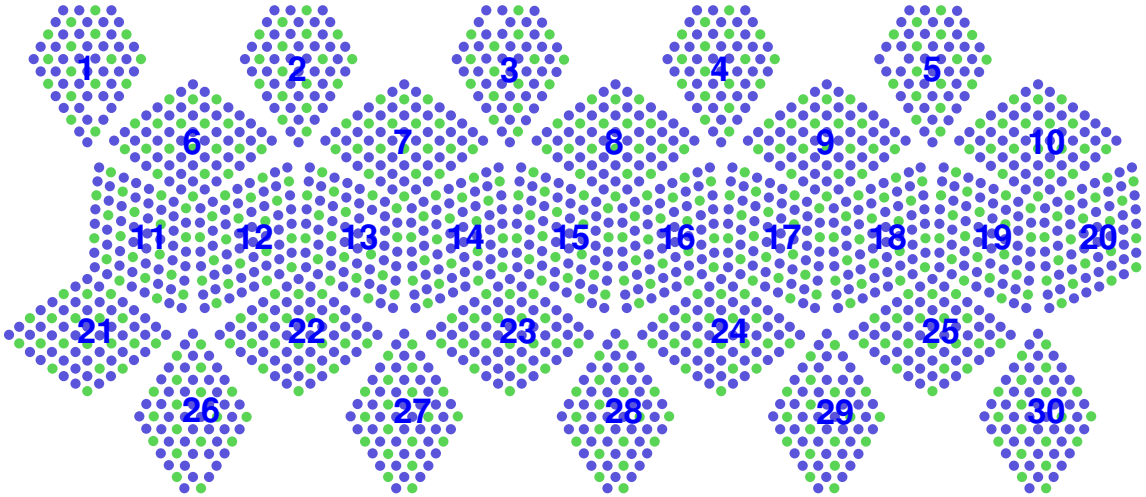


図 1.21: 17 インチ光電子増倍管 • と 20 インチ光電子増倍管 • の分布

HV No.		電圧値	Distri.Slot No.			PMT の数
		(V)		最小値	最大値	
1	0	1840	1	0	3	64
	1	1892		4	7	64
	2	1948		8	11	64
	3	2031		12	15	64
	4	2135	2	0	3	64
	5	2247		4	7	53
	6	1745		8	11	24
	7	2338		12	15	38
2	0	1800	4	0	3	64
	1	1955		4	7	64
	2	1915		8	11	64
	3	1951		12	15	64
	4	2044	5	0	3	64
	5	2114		4	7	64
	6	1681		8	11	23
	7	2220		12	15	38
3	0	1853	7	0	3	64
	1	1899		4	7	64
	2	1959		8	11	64
	3	2006		12	15	64
	4	2088	8	0	3	64
	5	2183		4	7	61
	6	1737		8	11	29
	7	2365		12	15	35
					合計	1325

表 1.9: 高電圧電源とディストリビュータの対応

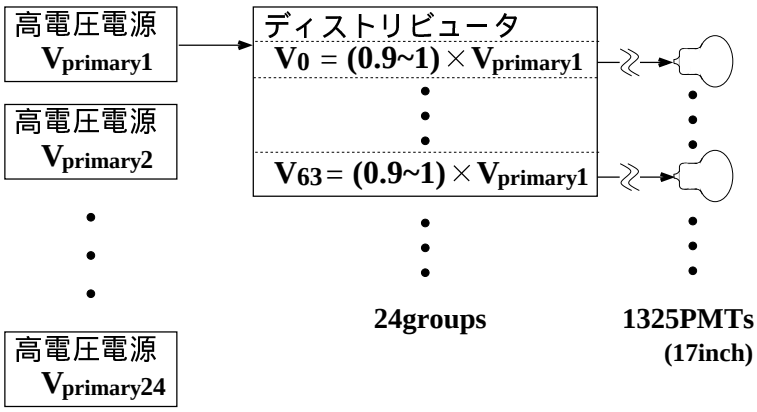


図 1.22: KamLAND の 17 インチ光電子増倍管の高電圧印加装置

1.4.6　エレクトロニクス

KamLAND 実験のエレクトロニクスは，検出器上部のドーム内にあるエレクトロニクスハットと呼ばれる部屋の中に設置されている。ステンレスタンク内や外水槽に設置された全ての光電子増倍管からの信号ケーブルはここへ引き込まれ、エレクトロニクスに接続している (図 1.23)。

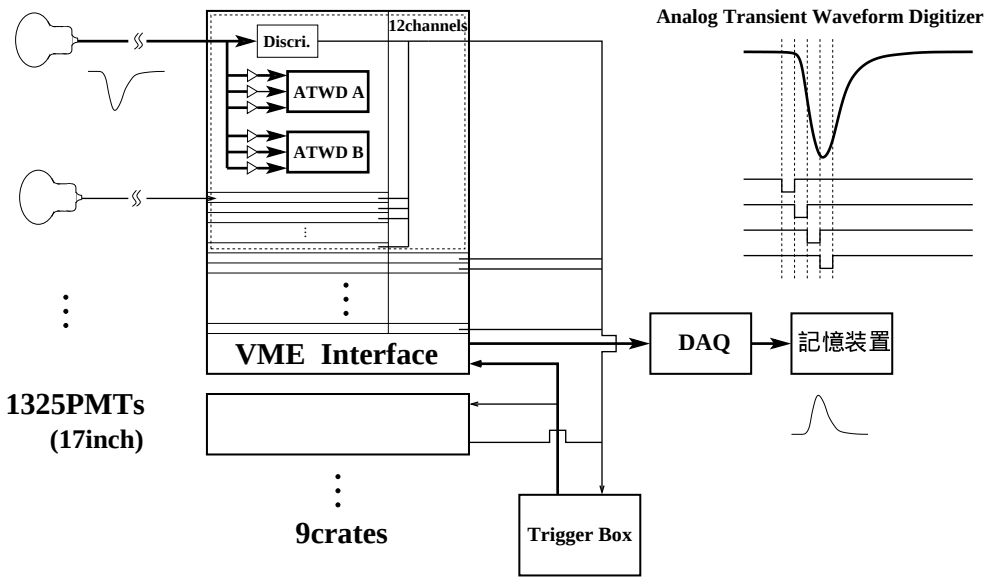


図 1.23: KamLAND のデータ収集システムの概略図

トリガー

ステンレスタンク内にある 1325 本の 17 インチ光電子増倍管からの信号ケーブルは、フロントエンドエレクトロニクスにおける各チャンネルに接続されている。信号は最初に個々にディスクリミネータへ入力し、ヒット情報が取り出される。トリガーモジュールは、ヒット情報を出力した光電子増倍管の数が設定した閾値以上になったときに、データを記録するためのトリガー信号を出力する。

ATWD

光電子増倍管からの出力波形は、ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer) と呼ばれるエレクトロニクスによって記録される。これは、200ns を 128 チャンネルにわけ、各時間内での入力電荷をトリガー信号によりデジタル化して出力する。ATWD は一つの光電子増倍管の信号に同じもの 2 組 A、B が取り付けられていて、トリガー信号ごとに交互に切替えてデジタル化を行なう。これにより、超新星ニュートリノが入射した際に発生する短時間の間隔の事象に対しても、信号取得の不感時間を少なくすることができる。また、各チャンネルはそれぞれ High、Middle、Low の増倍率のアンプが取り付けられた 3 通りの入力をもつ。

このように、エレクトロニクスで信号の時間情報を記録することにより、バックグラウンド事象の混入も削減できる。

1.4.7　外水槽

検出器の最も外側の層には超純水を満たした水チェレンコフ · アンタイ · カウンターが設置されている (図 1.24)。ここでは、検出器外部から μ 粒子などの放射線が飛来して発生するチェレンコフ光を水槽の内壁に取り付けた 20 インチ光電子増倍管で検出する。その結果、液体シンチレータ槽におけるこれらの放射線による事象はバックグラウンドとして識別することが可能となる。

外水槽の形状は、直径 19m· 高さ 20m の円筒形であり、内部に位置する球形タンクの赤道部分をはさんで上下 2 つの空間からなる。内壁には合計 225 本の 20 インチ光電子増倍管が取り付けられている。それぞれの部分における数は、上部の天井面に 50、側面に 60、下部の底面に 55、側面に 60 である。

外水槽の内壁と球形タンクの外壁は光反射率の高いポリエチレンシートで覆われている。また、外水槽内部の空間は、同じシートを用いて 3 つの領域に分割されている。それぞれの領域内には天井面、側面、底面の光電子増倍管が含まれる。これにより、光電面に入射する光量を増加するほか、粒子の方向に対する感度を高めることができる。

また、外水槽内の超純水では、岩盤中で生成して検出器に入射した γ 線や中性子を減衰させ、液体シンチレータ中でのバックグラウンド事象源となることを削減する。さらに、岩盤からの ^{222}Rn

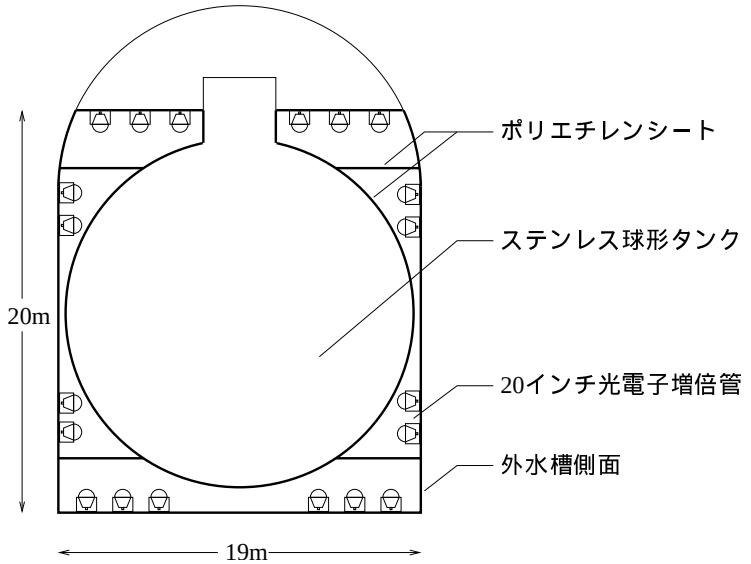


図 1.24: 外水槽概略図 太線部分がポリエチレンシート

の溶け込みを防ぐため、外水槽外壁の岩盤の表面はポリウレタン樹脂で覆われている。

1.4.8　磁気補償コイル

地球磁場などの外部磁場によって光電子増倍管の出力が低下することを防ぐため、検出器全体を岩盤に沿ってコイルで囲み磁場を補償している。磁気補償コイルには、水平方向の磁場を補償するコイルと、垂直方向の磁場を補償するコイルがある。これらのコイルへの電流を調整することで、各光電子増倍管の位置における磁場を $50\mathrm{mG}$ 程度以下にしている。事前の測定によると、この程度の磁場中において大光量に対する出力電荷の低下は最大でも約 8% である [13]。

1.4.9　グローブボックス

液体シンチレータ槽内の気層部はラドンガスや酸素を排除するために、窒素を満たして外気とは隔離させている。液体シンチレータ中に較正用の測定装置を沈める際などには空気の混入を防ぐことが必要である。

そのため、検出器上部のドーム内には、液体シンチレータ槽内部に対する作業を行なうためのグローブボックスが取り付けられている。ここは外気に対して気密構造であり、器具をグローブボックス内部に持ち込む際には開閉扉との間の中間層において窒素置換を行なうことができる。検出器上部およびグローブボックス中心部の写真を図 1.25、図 1.26 に示す。

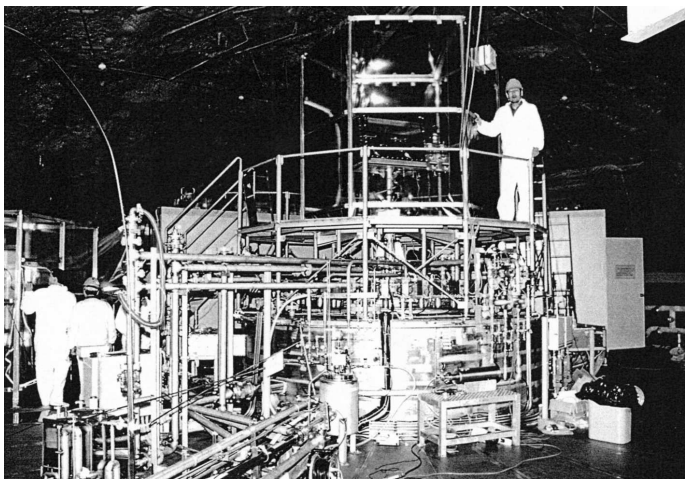


図 1.25: KamLAND の上部ドームエリア 中央上部がグローブボックスが設置されているクリーンルームである。

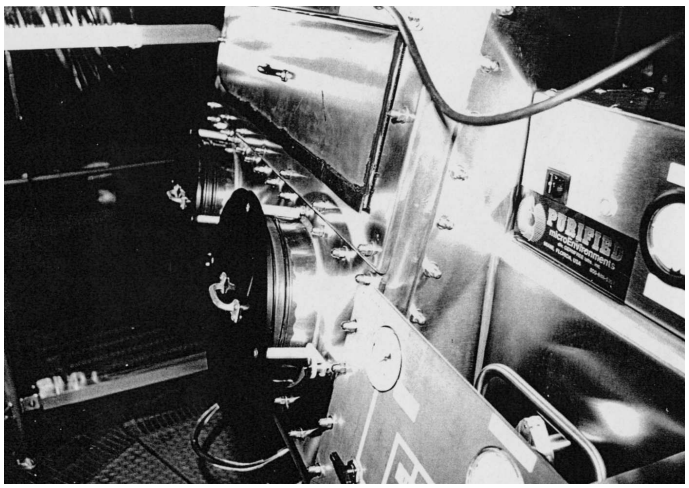


図 1.26: グローブボックスの中心部

第2章　反ニュートリノ反応事象の検出

2.1　検出原理

電子型反ニュートリノの検出には液体シンチレータ中の陽子との逆 β 崩壊現象

$$\overline{\nu}_{\mathrm{e}} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{e}^{+} \tag{2.1}$$

を用いる。この反応が起きるための反ニュートリノのエネルギーの閾値 E_{thre} は、中性子、陽電子、陽子の質量をそれぞれ m_{n}、m_{e}、m_{p} と表して、

$$E_{\mathrm{thre}} = m_{\mathrm{n}} + m_{\mathrm{e}} - m_{\mathrm{p}} = 1.8\mathrm{MeV} \tag{2.2}$$

である。

1 回の逆 β 崩壊に対し，その後 2 回のシンチレーション光が順次発生する。その様子を図 2.1 に示す。

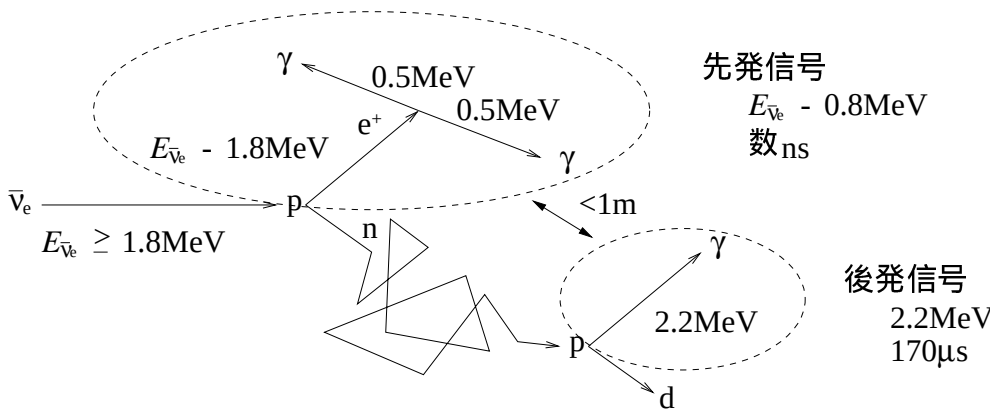


図 2.1: 電子型反ニュートリノの検出原理

まず、陽電子は運動エネルギーを失いながら液体シンチレータ中を 0∼ 数 cm 飛行した後に電子と対消滅して 2 本の 0.5MeV の γ 線を発生させる。この γ 線は約 10cm 程度飛行した後、光電効果やコンプトン効果を繰り返してエネルギーを放出する。このとき陽電子が失ったエネルギーと γ 線のエネルギーにより最初のシンチレーション光が発生し、先発信号となる。

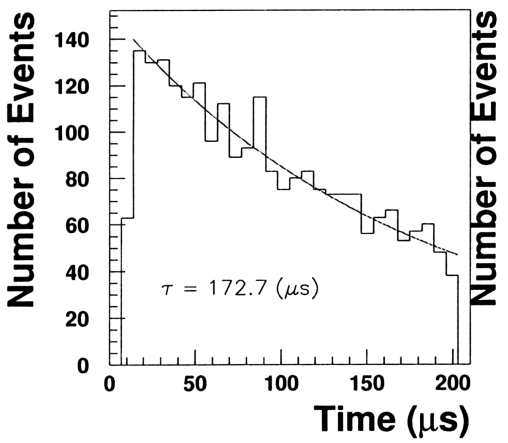


図 2.2: Am/Be 線源の遅延同時計測における信号間の時間分布 [10]

もう一方の中性子は $\sim$10keV の反跳エネルギーを持ち、液体シンチレータ中で陽子と弾性散乱を繰り返して熱中性子化した後、陽子に吸収されて重陽子をつくる。これが基底状態になる際に放出する 2.2MeV の γ 線もシンチレーション光を発生し、これが後発信号となる。

これら 2 つの信号の時間 · エネルギー · 位置に関する特徴を用いることで反ニュートリノ事象を識別する際にバックグラウンド事象の混入を削減することができる。

先発と後発信号の 2 つの発光間には約 170μs 程度の時間があり、これを用いて遅延同時計測を行なう。図 2.2 に Am/Be 線源 (図 A.1) から発生した γ 線 (4.43MeV) と中性子を用いて、KamLAND の液体シンチレータで遅延同時計測した先発 · 後発信号間の時間分布 [10] を示す。両信号間の時間は $\tau = 173\mu$s であり、反ニュートリノによる逆 β 崩壊においても同様に遅延同時計測が可能と考えられる。この際、バックグラウンド事象の混入を減らし、かつ反ニュートリノ事象の数え落としをなくすために、後発信号の検出は先発信号から $3\tau \sim 500\mu$s 以内の時間に限定して行なう。

また、先発信号のエネルギー $E_{\rm vis}$ は、陽電子のエネルギーを $E_{\rm e^+}$、反ニュートリノのエネルギーを $E_{\overline{\nu}_{\rm e}}$ として、

$$E_{\rm vis} = E_{\rm e^+} + m_{\rm e} \tag{2.3}$$
$$= E_{\overline{\nu}_{\rm e}} - (m_{\rm n} - m_{\rm p}) + m_{\rm e} \tag{2.4}$$
$$= E_{\overline{\nu}_{\rm e}} - 0.8{\rm MeV} \tag{2.5}$$

である。$E_{\overline{\nu}_{\rm e}}$ の閾値は 1.8MeV であるから、先発信号のエネルギーは 1MeV 以上となる。また、後発信号でのエネルギーは 2.2MeV と一定である。液体シンチレータのエネルギー分解能が $\sigma/E = 10\%/\sqrt{E({\rm MeV})}$ であることを考慮して、それぞれの信号を同定するためのエネルギーの条件に 3σ の揺らぎを許した値として表 2.1 を得る。

さらに、発光位置の距離が 1m 以内となることを利用する。

	特徴づけるエネルギー E_i	σ	信号を同定するためのエネルギー条件
先発信号	1MeV	0.1MeV	$E_i - 3\sigma$ 以上　0.7MeV 以上
後発信号	2.2MeV	0.15MeV	$E_i - 3\sigma \sim E_i + 3\sigma$　$1.75 \sim 2.65$MeV

表 2.1: 反ニュートリノを検出する際のエネルギーの条件

2.2　反ニュートリノ事象レート

検出器内で起きる反ニュートリノ事象数 N を求める。ニュートリノ振動の効果を考えない場合の N は、標的となる陽子数 $N_{\rm p}$ と検出器における反ニュートリノのフラックス $F(E_{\overline{\nu}_{\rm e}})$ および反応の断面積 $\sigma(E_{\overline{\nu}_{\rm e}})$ の積で表される。ニュートリノ振動を考える場合には、さらに電子型反ニュートリノとして観測される確率を掛ける。これらの関数は反ニュートリノのエネルギーで表されるので、実際に得られる N はエネルギーで積分を行ない、式 (2.6) となる。

$$N = \int \sigma(\mathrm{E}_{\overline{\nu}_{\rm e}}) \times F(E_{\overline{\nu}_{\rm e}}) \times N_p \times \left(1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m^2(\mathrm{eV}^2) L(\mathrm{m})}{E_{\overline{\nu}_{\rm e}}(\mathrm{MeV})}\right)\right) dE_{\overline{\nu}_{\rm e}} \tag{2.6}$$

それぞれの要素は以下のように求められる。
逆 β 崩壊の断面積 $\sigma(E_{\overline{\nu}})$ は、最低次の近似を用いて表すと、

$$\sigma(E_{\overline{\nu}}) = \frac{2\pi^2}{{m_{\rm e}}^5 f \tau_{\rm n}} p_{\rm e}\, E_{\rm e} \tag{2.7}$$

$$= 9.7 \times 10^{-44}\, p_{\rm e}(\mathrm{MeV})\, E_{\rm e}(\mathrm{MeV})\, \mathrm{cm}^2 \tag{2.8}$$

$$= 9.7 \times 10^{-44}\, ((E_{\overline{\nu}_{\rm e}}(\mathrm{MeV})) - 1.293)((E_{\overline{\nu}_{\rm e}}(\mathrm{MeV}) - 1.293)^2 - 0.511^2)^{1/2}\, \mathrm{cm}^2 \tag{2.9}$$

$p_{\rm e}$: 陽電子の運動量
$E_{\rm e}$: 陽電子のエネルギー
$E_{\overline{\nu}_{\rm e}}$: 反ニュートリノのエネルギー
$f = 1.6857$: 中性子のβ崩壊における積分 Fermi 関数の値
$\tau_{\rm n} = 886.7\mathrm{s}$: 中性子の平均寿命
$m_{\rm e} = 0.511\mathrm{MeV}$: 陽電子の質量
$M_{\rm n} = 939.57\mathrm{MeV}$: 中性子の静止質量
$M_{\rm p} = 938.27\mathrm{MeV}$: 陽子の静止質量

である。ここで、反ニュートリノのエネルギー $E_{\overline{\nu}_{\rm e}}$ が $E_{\overline{\nu}_{\rm e}} = E_{\rm e} + (M_{\rm n} - M_{\rm p})c^2$ であることを用いた。この断面積のエネルギー分布は図 2.3 のようになる。入射する反ニュートリノのエネルギーが高くなるほど逆 β 崩壊の頻度は高くなる。

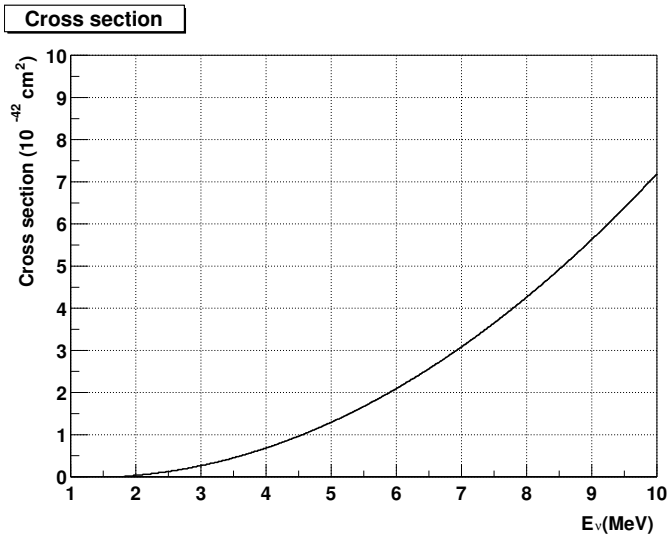


図 2.3: 逆 β 崩壊の反応断面積

次に、液体シンチレータ中で反ニュートリノが逆 β 崩壊を起こす標的となる水素中の陽子の数 $N_{\rm p}$ を求める。液体シンチレータ中に含まれる水素と炭素の数の比を $r_{\rm H/C}$、炭素の数を N としたとき、有効体積内の液体シンチレータの重量 W は、

$$\frac{N}{6.02\times10^{23}}\left(12.011{\rm g}+r_{\rm H/C}\,1.00794{\rm g}\right)=W \tag{2.10}$$

とかける。したがって $N_{\rm p}$ として、

$$N_{\rm p}=r_{\rm H/C}\,N \tag{2.11}$$

$$=\frac{6.02\times10^{23}\ W}{\dfrac{12.011{\rm g}}{r_{\rm H/C}}+1.00794{\rm g}} \tag{2.12}$$

を得る。ここで、$r_{\rm H/C}=1.9$、W を 500 トンとすると陽子の数は $N_{\rm p}=4.1\times10^{31}$ である。

原子炉反ニュートリノのフラックスとして図 1.6 をとったときに、KamLAND で 1 年あたりに起きると予想される事象数のエネルギー分布が図 2.4 である。ニュートリノ振動がないとした場合の事象数 (●) と、振動パラメータが太陽ニュートリノ振動解として有力である大混合角解の $\sin^2 2\theta=0.7$、$\Delta m^2=2\times10^{-5}$ をとる場合の事象数 (■) を示した。有効体積は 500 トン、誤差は統計誤差のみである。

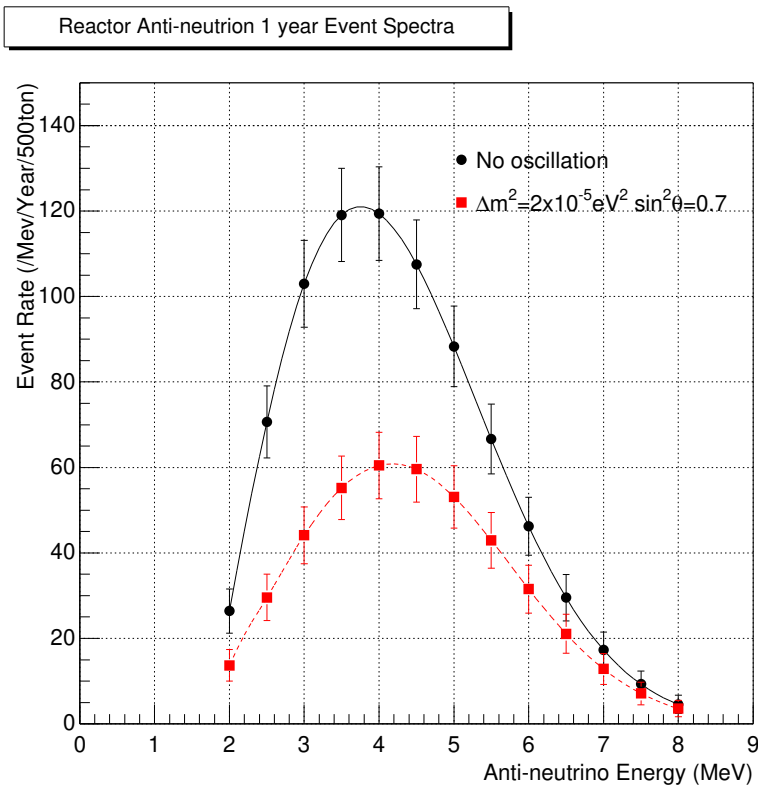


図 2.4: KamLAND における原子炉反ニュートリノ事象数のエネルギー分布

2.3　バックグラウンド

原子炉反ニュートリノや太陽ニュートリノを検出する際のバックグラウンド事象の原因となるものには、宇宙線起源の放射線と放射性同位体起源の放射線がある。原子炉反ニュートリノの検出は水素原子核との逆 β 崩壊で生成された陽電子と中性子捕獲による γ 線の遅延同時計測で行なうのに対し、太陽ニュートリノの検出は電子との弾性散乱による単一信号の検出で行なう。したがって、これらの信号の検出に対するバックグラウンド事象の検討は測定目的ごとにも行なう必要がある。

2.3.1　宇宙線起源によるバックグラウンド [6]

KamLAND は山頂下 1000m(2700mwe : meter water equivarence : 水換算深度) の位置に設置されている。このため、宇宙線 μ 粒子の強度は地表の 10^{-5} 程度となり、飛来する μ 粒子は液体シンチレータ槽部分で 0.44Hz、外水槽部分で 1.45Hz である。これによるバックグラウンド事象を削減するために、μ 粒子が外水槽で発生したチェレンコフ光を検出した場合、μ 粒子の飛跡に沿って半径 1m 程度で数秒間の不感時間を設定する。また、μ 粒子や π 粒子の崩壊やそれにともなって

生成される 100ms 程度以下の寿命をもつ不安定破砕核の崩壊によるバックグラウンドを除外するために、外水槽内で μ 粒子を検出してから 50ms 間と液体シンチレータ槽内で μ 粒子を検出してから 250ms 間を不感時間に設定する。これにより、宇宙線 μ 粒子が起源となるバックグラウンド事象は、検出器周辺の岩盤中で宇宙線 μ 粒子と原子核の衝突により生成された高速中性子によるものと、検出器内部で生成された $\sim$100ms 程度の不感時間より長い寿命をもつ不安定破砕核の崩壊によるものとなる。

液体シンチレータ中に入射した高速中性子が水素原子核と弾性散乱すると、遅延同時計測を行なう反ニュートリノ事象に対する擬似信号をつくる。その様子を図 2.5 に示す。ます、反跳した陽

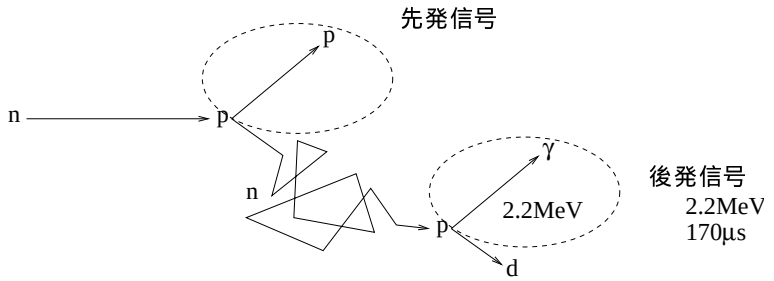


図 2.5: 高速中性子と水素原子核との弾性散乱

子によって先発信号が発生する。散乱した中性子は、電子型反ニュートリノが水素原子核と逆 β 崩壊して生成した中性子と同様、液体シンチレータ中で陽子と弾性散乱を繰り返して熱中性子化した後、陽子に吸収されて重陽子となり 2.2MeV の γ 線によるシンチレーション光を発生して後発信号をつくる。先発信号が 1MeV 以上となる事象数は 3event/day であり自然放射性同位体起源の事象よりは少ない。また、遅延同時計測に反ニュートリノを検出する際のトリガー条件を課した場合の事象数は 0.07event/day であり、予想される反ニュートリノ事象数の 2event/day より十分少ない。また、岩盤で生成された高速中性子は外水槽とバッファーオイルによる遮蔽効果を受けるほか、液体シンチレータの重粒子と軽粒子による発光時間分布の違いによる粒子識別能でも 90%程度が取り除かれる。

検出器内部での原子核破砕反応には、入射した μ 粒子によって生成された γ 線と液体シンチレータ中の ^{12}C との反応があげられる。最も断面積が大きいのは (γ,n) 反応

$$^{12}\mathrm{C} + \gamma \rightarrow \mathrm{n} + ^{11}\mathrm{C} \tag{2.13}$$

であり、その他 $(\gamma,2\mathrm{n})$、$(\gamma,\alpha\mathrm{n})$ 反応

$$^{12}\mathrm{C} + \gamma \rightarrow 2\mathrm{n} + ^{10}\mathrm{C} \tag{2.14}$$

$$^{12}\mathrm{C} + \gamma \rightarrow \mathrm{n} + ^{4}\mathrm{H} + ^{7}\mathrm{Be} \tag{2.15}$$

などが発生する。^{11}C は軌道電子捕獲により ^{11}B となるが、β 崩壊して陽電子を放出するものもある。また、^{7}Be は軌道電子捕獲により ^{7}Li となり、その過程で 478keV の γ 線を放出する。これらは、太陽ニュートリノを検出する際のバックグラウンド事象となる。図 2.6 に計算で得られた KamLAND における主な太陽ニュートリノによる事象数とバックグラウンドとなる放射性同位体による事象数の信号のエネルギー分布を示す。ここで、^{11}C の生成率は 1700/day としている。ま

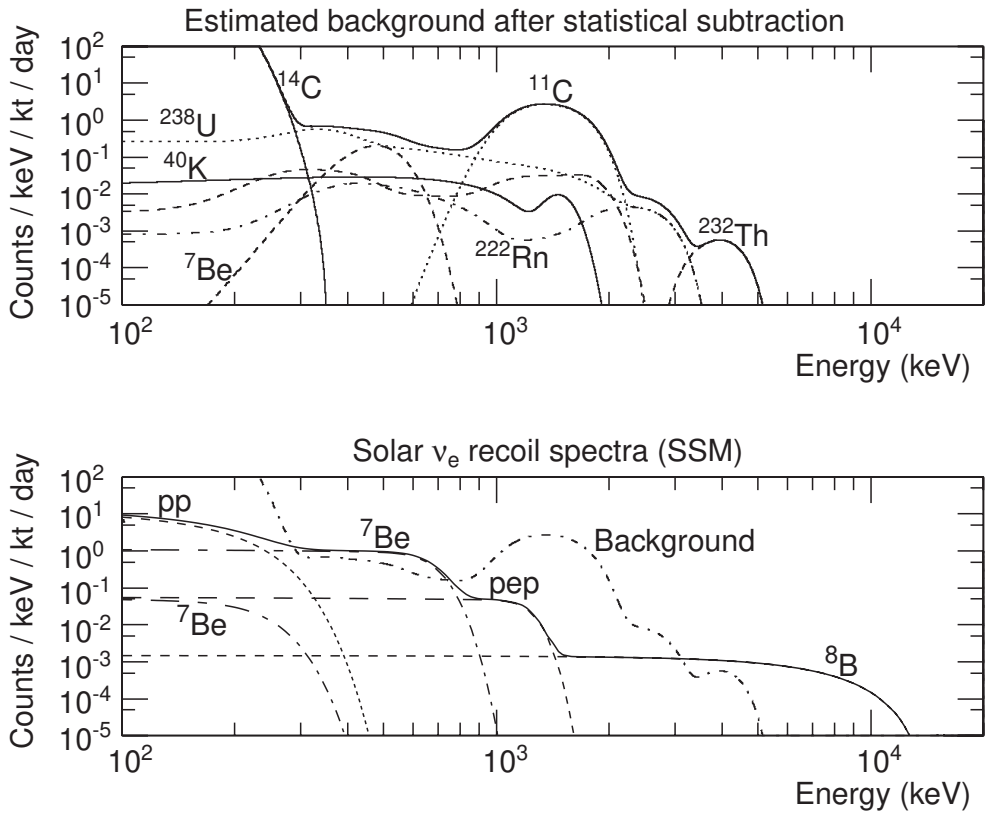


図 2.6: 太陽ニュートリノとバックグラウンドによる事象数 [6]

た、液体シンチレータのエネルギー分解能として $\sigma/E = 10\%/\sqrt{E(\mathrm{MeV})}$ を用いている。後述する ^{238}U、^{232}Th、^{40}K の他に、^{11}C、^{7}Be による事象は、エネルギー領域が ^{7}Be ニュートリノによる事象のエネルギーと同程度であるため太陽ニュートリノを観測する際のバックグラウンド源となる。

また、液体シンチレータ中では μ 粒子の原子核破砕反応による π^- 粒子が 970 個/day の割合で生成される。^{12}C の π^- 捕獲反応によっても不安定破砕核が生成される。この反応には、

$$^{12}\mathrm{C} + \pi^- \rightarrow \mathrm{p} + ^{11}\mathrm{Be} \tag{2.16}$$

$$^{12}\mathrm{C} + \pi^- \rightarrow ^{4}\mathrm{H} + ^{8}\mathrm{Li} \tag{2.17}$$

などがある。

2.3.2　放射性同位体起源によるバックグラウンド [9]

検出器の内部の液体シンチレータに存在する放射性同位体としては、^{238}U や ^{235}U および ^{234}Th の崩壊系列に属する放射性同位体と、崩壊系列に属さない ^{40}K や ^{14}C などがあり、これらの崩壊による α 線、β 線、γ 線はバックグラウンド事象を引き起こす。また、検出器内外のバッファーオイルやステンレスタンク、岩盤などに含まれる放射性同位体からの放射線、特に γ 線が液体シンチレータに到達するとバックグラウンド源となる。岩盤中では中性子の生成反応も生じる。また、^{238}U の崩壊系列で生成される気体の ^{222}Rn が液体シンチレータの内外へ到達して崩壊すると、生じた γ 線がバックグラウンド源となり得る。

ここで、液体シンチレータ中に残存している放射性同位体の崩壊が反ニュートリノの検出に与える影響を考える。反ニュートリノを検出するには、水素原子核との逆 β 崩壊現象に伴って発生する 2 つのシンチレーション光の遅延同時計測を行なう。その際にバックグラウンドとなる事象には、放射性不純物によるシンチレーション光を偶発的に同時計測する場合 (accidental background) と、崩壊系列上で短寿命の放射性同位体が生成され短時間の後に崩壊することで発生する 2 つの連続したシンチレーション光を同時計測する場合 (correlated background) とに分類できる。

まず、液体シンチレータ中で発生する accidental background の頻度を考える。今、2.1 で述べた遅延同時計測のエネルギー条件を満たすバックグラウンド事象の液体シンチレータ全体 ($1200\mathrm{m}^3$) における発生頻度を先発信号、後発信号に対してそれぞれ n_a、n_b と表す。信号の時間と位置の間隔として、それぞれ 500μs 以内および 1m 以内 (体積 $\sim 4\mathrm{m}^3$) の条件を課したときの同時計数率 n_ab は、

$$n_\mathrm{ab} = n_\mathrm{a}\, n_\mathrm{b} \cdot 500\mu\mathrm{s} \cdot \frac{4\mathrm{m}^3}{1200\mathrm{m}^3} \tag{2.18}$$

$$\sim 1.7\, n_\mathrm{a}\, n_\mathrm{b} \times 10^{-6}\mathrm{s}^{-1} \tag{2.19}$$

である。原子炉反ニュートリノによる予想される事象数は $1\sim2\mathrm{event/day}$ であるので、$n_\mathrm{ab} < 0.1/\mathrm{day}$ とすることを要求すれば、$n_\mathrm{a}\, n_\mathrm{b} < 0.7\mathrm{s}^{-2}$ であることが必要となる。したがって、原子炉からの反ニュートリノを遅延同時計数を用いて検出するためには、バックグラウンドとなる放射性不純物による事象数は液体シンチレータ全体で 1Hz 程度以下とすることが求められる。

次に、correlated background の頻度を考える。崩壊系列上で、ある放射性同位体が生成される頻度が f_a で、崩壊するまでの平均寿命を τ_b とする。そして、生成 · 崩壊に伴う信号がそれぞれ先発信号、後発信号のエネルギー条件を満たす確率を P_a、P_b と表すと、時間間隔 500μs 以内での同時計数率 f_cb は、

$$f_\mathrm{cb} = f_\mathrm{a} P_\mathrm{a} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{500\mu}{\tau_\mathrm{b}}\right)\right) P_\mathrm{b} \tag{2.20}$$

である。今、$P_\mathrm{a} = P_\mathrm{b} = 1$ を仮定し、$f_\mathrm{cb} < 0.1/\mathrm{day}$ を要求すると、

$$\tau_\mathrm{b} > 208\mathrm{s} \quad (\text{半減期}\ \tau_{1/2} > 144\mathrm{s}) \tag{2.21}$$

である必要がある。つまり、崩壊系列の中で半減期が 150 秒程度より短い放射性同位体は、反ニュートリノ事象の擬似信号をつくり得る。これには、^{238}U 系列の

$$^{214}\mathrm{Bi} \xrightarrow[\beta\text{崩壊}]{} {}^{214}\mathrm{Po} \xrightarrow[(\tau_{1/2}\cdot 164\mu\mathrm{s})\quad \alpha\text{崩壊}]{} {}^{210}\mathrm{Pb}$$

や、^{232}Th 系列の

$$^{224}\mathrm{Ra} \xrightarrow[\alpha\text{崩壊}]{} {}^{220}\mathrm{Rn} \xrightarrow[(\tau_{1/2}\cdot 56\mathrm{s})\quad \alpha\text{崩壊}]{} {}^{216}\mathrm{Po}$$

などがある。

液体シンチレータ槽外部のバッファーオイル中に含まれる ^{222}Rn が液体シンチレータへ溶け込むのを防ぐために、バルーンのフィルム素材にはラドン阻止能の優れた EVOH フィルムが選択された。また、液体シンチレータが接触している循環配管やタンクの表面には可能な限り同様のフィルムを接着することで ^{222}Rn の混入を防いでいる。

2.4　測定誤差と較正

2.4.1　測定誤差

KamLAND 実験の主目的は低エネルギーの原子炉反ニュートリノの検出である。

ここで、光電子増倍管の相対的な増倍率の偏りが、実験の系統誤差にもたらす影響を考える [15]。原子炉反ニュートリノのエネルギーは数 MeV のオーダーを持つ。KamLAND では、1MeV のエネルギー寄与に対して最低 190p.e. 相当のシンチレーシン光が発生する。反応点が検出器の中心であれば、光電子増倍管 1 本あたりに入射する光量は 1 光電子相当光程度である。一方、光電子増倍管に対する入力判定には 1/4 p.e. のエネルギー閾値を設定する。このとき、光電子増倍管によって増倍率に相対的な偏りがあれば、設定している閾値のエネルギーの偏りとしてあらわれる。すると、再現した反ニュートリノのエネルギーに反応点の位置による依存性が生じたり、検出器全体での検出効率に誤差が生じることになる。

光電子像倍管の応答時間の偏りが与える影響を考える。ニュートリノ事象数からニュートリノ振動を検出するときには、個々の事象の発生点が対象としている有効体積の内側であるか外側であるかの判定の誤差が影響する。もし、各光電子像倍管に光子が入射してからの応答時間に偏りがあると、再現した発生点に誤差をつくる。

今、応答時間の偏りによって事象数に $\Delta V/V \sim 5\%$ の系統誤差が生じているとして、有効体積を中心からの距離 5m の球の体積 V で表してみると、空間分解能 Δx は、$\Delta x/5\mathrm{m} \sim (\Delta V/V)/3$ より $\Delta x \sim 10\mathrm{cm}$ である。この距離を時間の偏りで表せば 0.5ns に相当する。表 2.2 に半径 $r(\mathrm{m})$ と有効体積 $V(\mathrm{m}^3)$ の関係を示す。

半径 r(m)	4	5	5.5	6	6.5
バルーン表面までの距離 r(m)	2.5	1.5	1.0	0.5	0.0
体積 $V(\mathrm{m}^3)$	382	524	697	905	1150

表 2.2: 液体シンチレータ槽の中心からの距離 (半径) と有効体積の関係

2.4.2　検出器の較正

相対的エネルギー較正

光電子増倍管の増倍率の偏りによってエネルギーの測定値に生じるずれを補正するために行なう較正である。これには、光源に発光ダイオードを用いた測定とレーザを用いた測定がある。レーザを用いた測定では、パルス光を光ファイバを用いて液体シンチレータ中に導いて光源とする。光電子増倍管 1 本あたりに入射する光量を 1∼ 数千 p.e. まで調整し、大光量に対する光電子増倍管の増倍率の線形性を測定する。

発光ダイオードを用いた較正については第 3 章で述べる。

絶対的エネルギー較正 [6]

エネルギーの絶対的な較正のうち、原子炉反ニュートリノのエネルギーに相当する約 1MeV から 10MeV の範囲は γ 線源を用いて行なう。これは、単色のエネルギーをもつ点状の γ 線源を検出器内部の液体シンチレータ中に沈め、光電子増倍管からの信号を測定するものである。線源の位置を変えて測定を行なうことで、検出器のエネルギー応答特性の事象の起きた位置による依存性を確かめることができる。

表 2.3 に、使用する γ 線源とエネルギーの値を示す。

線源	^{137}Cs	^{54}Mn	^{65}Zn	^{60}Co	Am − Be
エネルギー (MeV)	0.662	0.835	1.116	2.506	4.43

表 2.3: 較正に用いる γ 線源

また、検出器内部に入射した宇宙線起源の μ 粒子が崩壊する際には、電子が放出される。

$$\mu \rightarrow \mathrm{e} + \overline{\nu} + \nu \tag{2.22}$$

この電子のエネルギーは平均 37MeV であり、∼10MeV のエネルギー領域でのエネルギー較正に用いることができる。検出器内部で μ 粒子がエネルギーを失い崩壊する頻度は、0.001Hz∼100/day 程度である。

時間の較正

エレクトロニクスで測定される各光電子増倍管の信号がもつ時間情報は、個々の光電子増倍管における電子走行時間や信号ケーブルの長さの影響を受ける。このため、再構成した反ニュート

リノ反応事象の位置に生じるずれを補正するために時間の較正が必要となる。この較正として光源にパルスレーザを用いた測定を行なう予定であり、第 4 章ではこのことについて述べる。

第3章　電荷の較正

3.1　概要

液体シンチレータ中で発生する低エネルギー反ニュートリノ反応事象によって各光電子増倍管へ入射する光子数は 1 つ程度であり、反ニュートリノのエネルギーは光子を検出した光電子増倍管の数から求める。したがって、全ての光電子増倍管において増倍率を一定にしておく必要がある。そこで、フォトンカウンティング法を用いて単一光子に対する増倍率を測定し、印加電圧の調整を行なった。測定の際の光源には検出器内部に取り付けられている青色発光ダイオードを用いた。原子炉反ニュートリノの検出を考えたとき、全ての光電子増倍管の増倍率分布の標準偏差は、解析からの要請によると中心値に対して $\pm 5\%$ 以内であればよい。この 5%を目標に増倍率の較正を行なった。

3.2　測定方法

KamLAND のステンレスタンクの内壁を分ける 30 個の領域の中心部分には、青色発光ダイオードを納めたモジュールが取り付けられている。測定は全光電子増倍管を 9 個のグループに分けて行ない、タンクの中心をはさんで反対側の位置にある発光ダイオードを光源として用いた。使用した測定系の概略図を図 3.1 に示す。

発光ダイオードの光量と発光周波数は、検出器外部からの制御によって調整することができる。そして、発光ダイオードの発光に同期したトリガー信号によって、光電子増倍管からの信号をエレクトロニクスで測定した。

発光ダイオードと発光のための素子は、図 3.2 のようにアクリル容器の中に密封されている。この発光ダイオードの発光波長は 470nm、発光時間幅は 5.0∼7.5nm(FWHM) である。また、発光ダイオードの前面には光量を調整するために減光フィルタがとりつけられている。

また、ステンレスタンク内部へ取り付けられた発光ダイオードモジュールの状況を図 3.3 に示す。

図 3.4 に各測定で用いた光電子増倍管と発光ダイオードの位置の対応を示す。

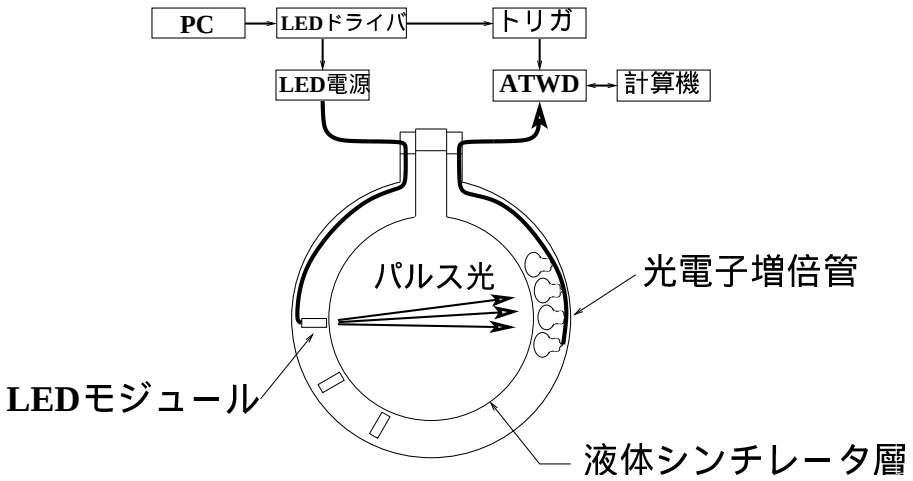


図 3.1: 発光ダイオードを光源とした測定の概略図

1325 本の 17 インチ光電子増倍管を検出器の上半球部分を 5 つ、下半球部分を 4 つの計 9 つのグループに分けた。この各グループに属する光電子増倍管は、エレクトロニクスにおいて信号の入力する ATWD カードの取り付けられているクレートが同一である。表 3.1 に各測定で用いた光電子増倍管とクレートの対応を示す。1325 本の光電子増倍管はそれぞれの信号ケーブルにつけられた通し番号で表す。

各光電子増倍管に印加する高電圧の初期値として、増倍率が 10^7 に対応する電圧値から 200V 下げた値を用いた。この増倍率が 10^7 に対応する電圧値は、光電子増倍管が検出器内部に取り付けられる前に一本づつ測定して得られた値 [13] である。

1 光電子相当光の入力に対する光電子増倍管の増倍率を測定するために、測定の最初に発光ダイオードの明るさを調整した。光電子増倍管の光電面に光子が入射した時に発生する光電子数はポアソン分布に従うので、計数率が 7%以下のとき 96%以上は一光電子による信号となる。そこで、発光ダイオードの一回の発光に対し、測定対象にしている光電子増倍管のうち平均 7% 程度の数の出力が閾値を越えるように発光ダイオードの光量を調整した。また、発光ダイオードの発光周波数は 50Hz、発光数は 25000 回とした。

この電圧値を印加した状態で発光ダイオードの 1 光電子相当光による光電子増倍管の出力電荷分布を得た。次に、この分布をフィットし出力電荷のピーク値を求めた。この値を基に、各光電子増倍管からの出力値のばらつきを小さくするように印加電圧の調整を繰り返した。

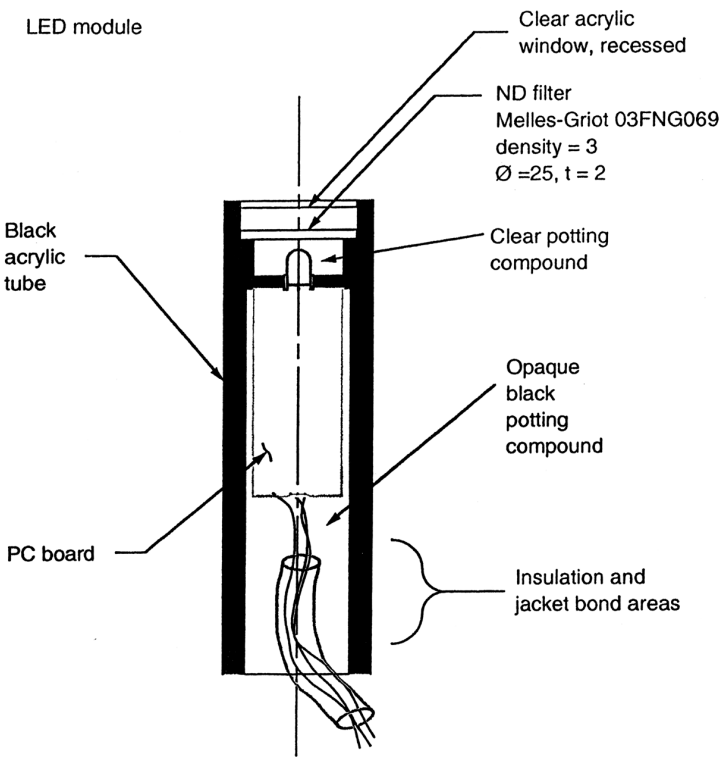


図 3.2: 発光ダイオードモジュールの構造

測定番号	クレート番号	ケーブル番号		PMT 数
		最小値	最高値	
100	1	0	130	131
101	2	131	261	131
102	3	262	392	131
103	4	393	523	131
104	5	524	654	131
105	7	655	822	168
106	8	823	988	166
107	9	989	1156	168
108	10	1157	1324	168

表 3.1: 各測定において用いた ATWD と PMT の対応

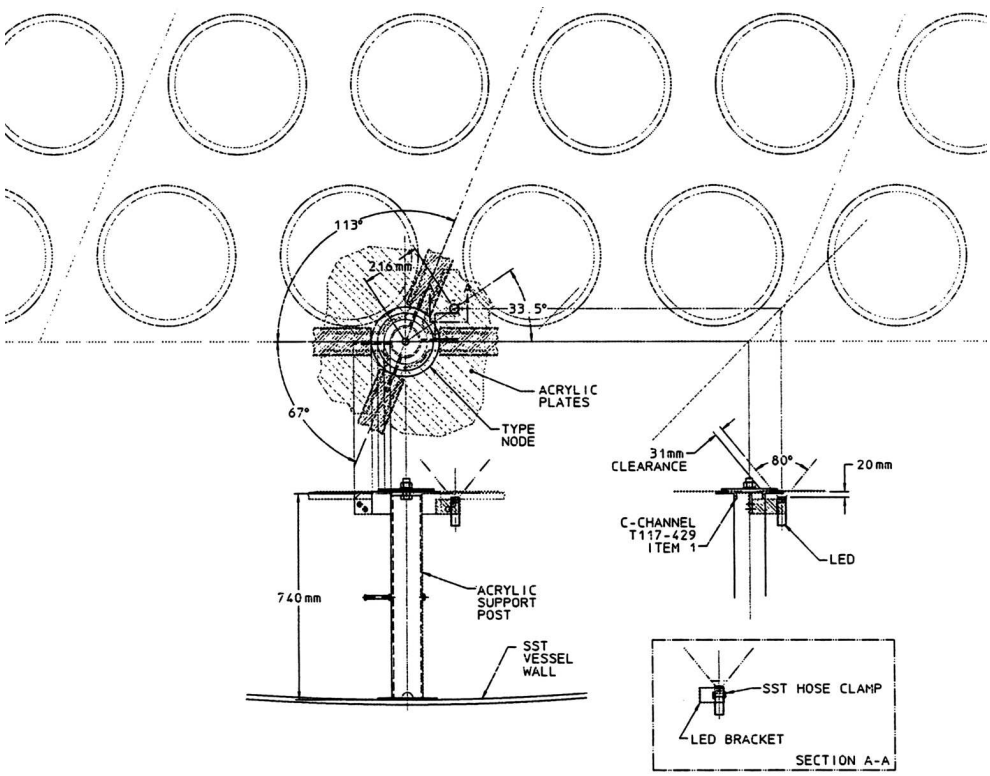
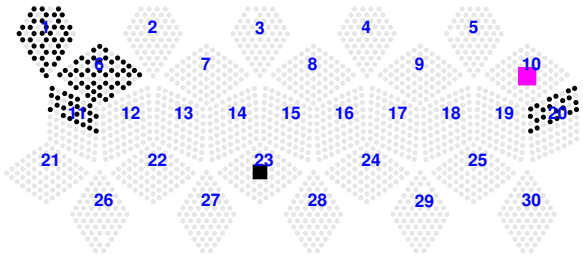
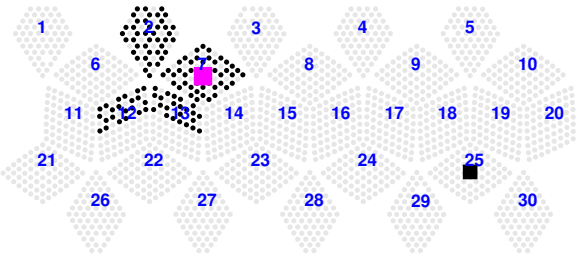


図 3.3: 検出器内部への発光ダイオードモジュールの取り付け状況

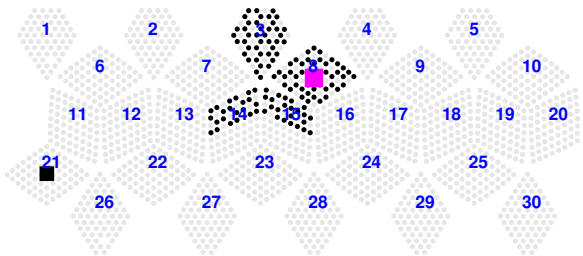
KamLAND PMT MAP (LED RUN : Crate 1)



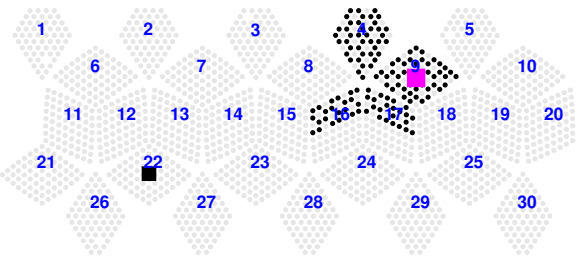
KamLAND PMT MAP (LED RUN : Crate 2)



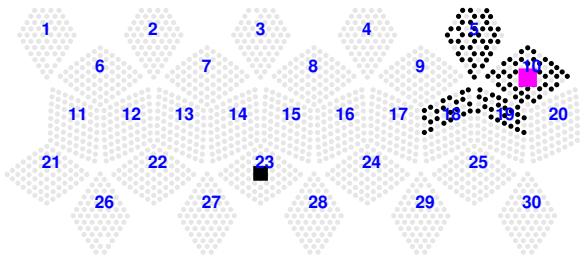
KamLAND PMT MAP (LED RUN : Crate 3)



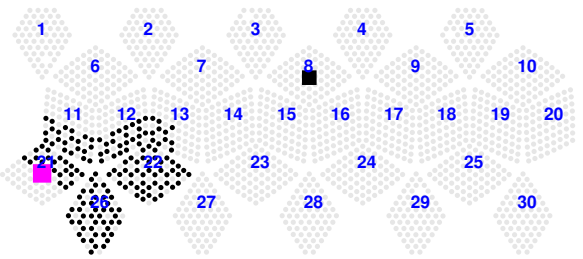
KamLAND PMT MAP (LED RUN : Crate 4)



KamLAND PMT MAP (LED RUN : Crate 5)



KamLAND PMT MAP (LED RUN : Crate 7)



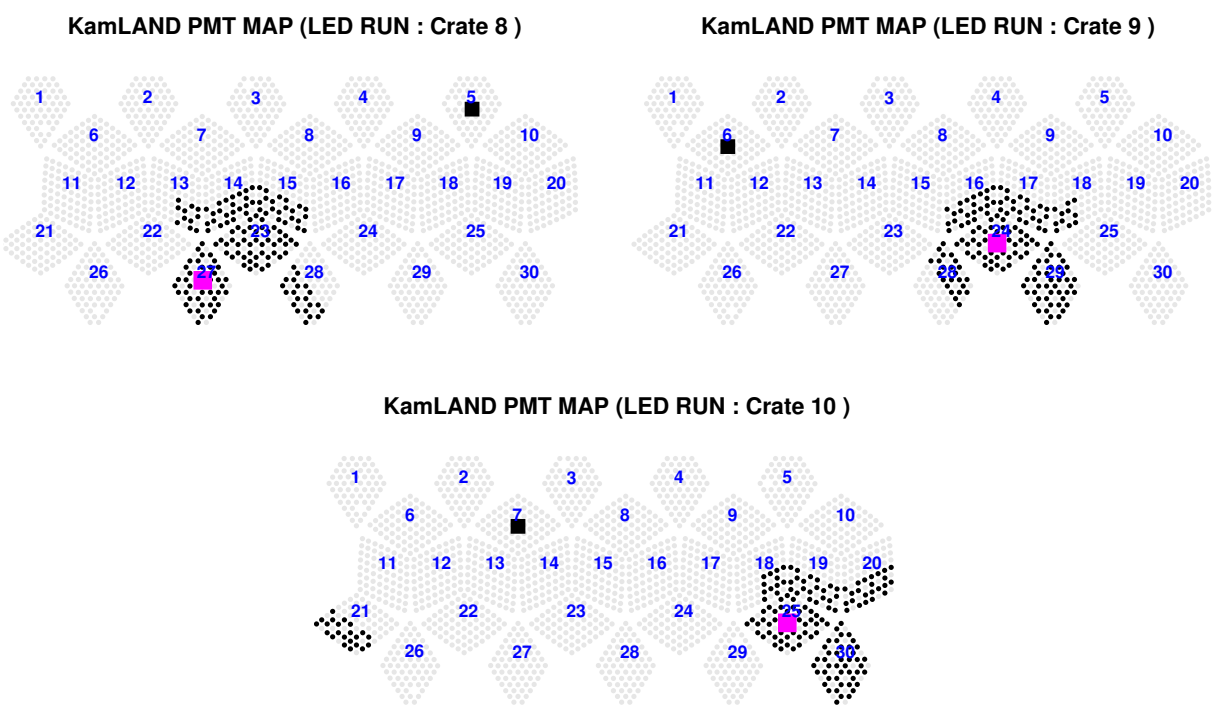


図 3.4: 測定に用いた光電子増倍管と発光ダイオードの位置関係 ■ で示した発光ダイオードの位置と検出器の中心に対して対称な位置を ■ で表す。 ● が信号を取得した光電子増倍管の位置である。

3.3　結果

3.3.1　計数率の分布

図 3.5 に全光電子増倍管について信号の計数率の分布を示す。

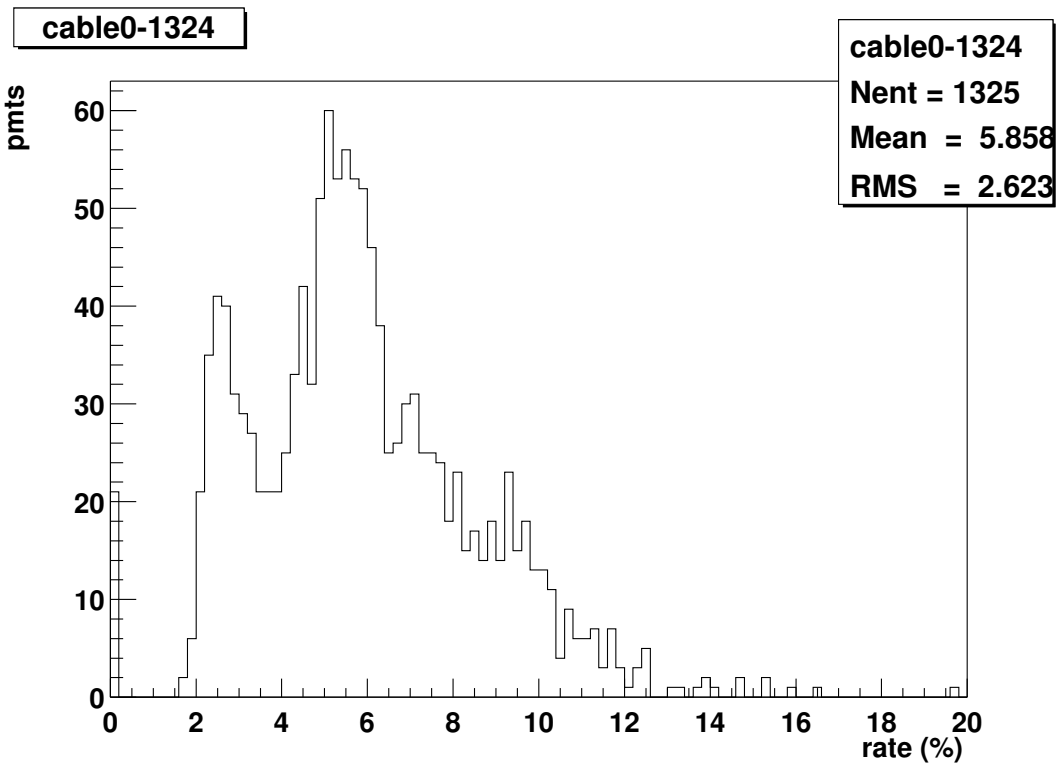


図 3.5: 全 17 インチ光電子増倍管の計数率の分布

このヒストグラムから、大部分の光電子増倍管で計数率が 10%以下であったことがわかる。計数率が 10%の時でも、一光電子が入射した確率は 95%以上である。したがって、今回の計測で一光電子に対応する増倍率が求められることになる。

3.3.2　出力波形と電荷の導出

各イベントごとに光電子増倍管の出力波形が ATWD から得られる (図 3.6)。出力電荷に対応する量として、波高のカウント値の和を求めた。その方法として、全ての時間幅にわたって波高の和をとる場合と、閾値を決めてパルスの時間幅のみで和をとる場合 (図 3.7) を行なった。この際、閾値は波高で 5 カウントに設定した。

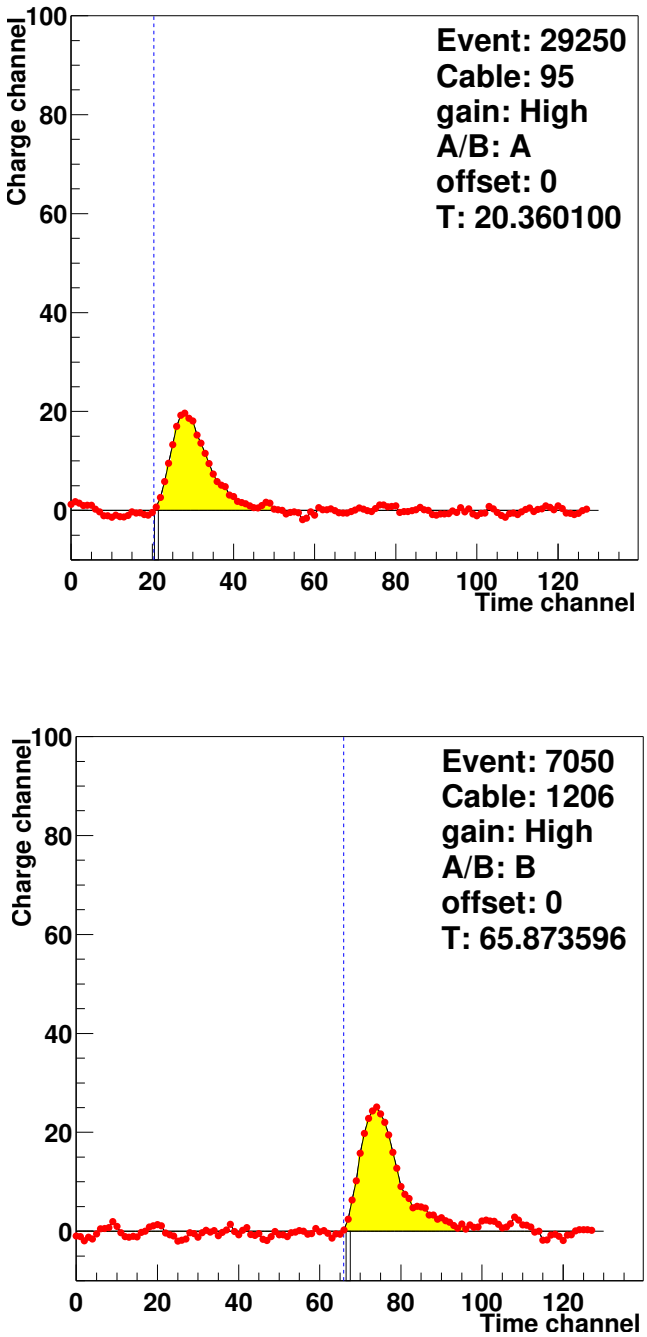


図 3.6: 出力波形 (2 つの光電子像倍管 (No.95(上) と No.1206(下)) の例)

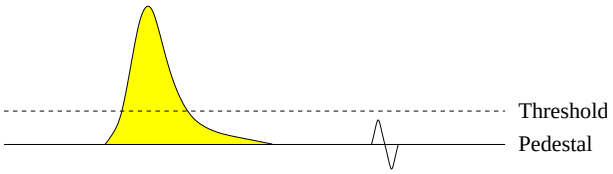


図 3.7: 出力波形からの電荷の導出

	ATWD	
	A チャンネル	B チャンネル
1 カウント	247.1pc	244.8pc
中心値	185.4	182.4
増倍率	4.7×10^6	4.7×10^6

表 3.2: 全光電子増倍管の増倍率の中心値

3.3.3　電荷のヒストグラム

各イベントごとに光電子増倍管の波形を積分して求めた出力電荷でヒストグラムを作成した。さらにそこから増倍率を求めるために、ヒストグラムの 1 光電子に対応するピークに正規分布であてはめを行なって中心値を求めた。

図 3.8 に 2 つの光電子増倍管のヒストグラムの例を示す。各光電子増倍管には同等な 2 つの ATWD が割り振られているが、左側がそのうちの A チャンネル、右側が B チャンネルの出力に対応する。それぞれのチャンネルにおいて、解析時に出力波高に対して閾値を設定して電荷を計算したもの (上) と、閾値を設けずに全ての出力電荷を求めたもの (下) を示した。横軸は電荷量に対応するカウント値で表示している。

3.3.4　ピーク値の分布

図 3.9 に検出器内部に取り付けられた全ての 17 インチ光電子増倍管の増倍率の分布を示す。ATWD の出力電荷から求めた全光電子増倍管の増倍率の標準偏差は、中心値に対する相対値で表すと、A、B チャンネルそれぞれにおいて 5.7%と 6.0%である。

また、比較のために、印加電圧として初期値である増倍率が 10^7 に対応する値から 200V 下げた値を用いたときの増倍率の分布を図 3.10 に示す。このときの増倍率のばらつきは 16.1%であり、今回の較正に効果があったことがわかる。

また、増倍率の絶対値は、ATWD の電荷とカウント値の対応として現在得られている値を用いると、表 3.2 となる。

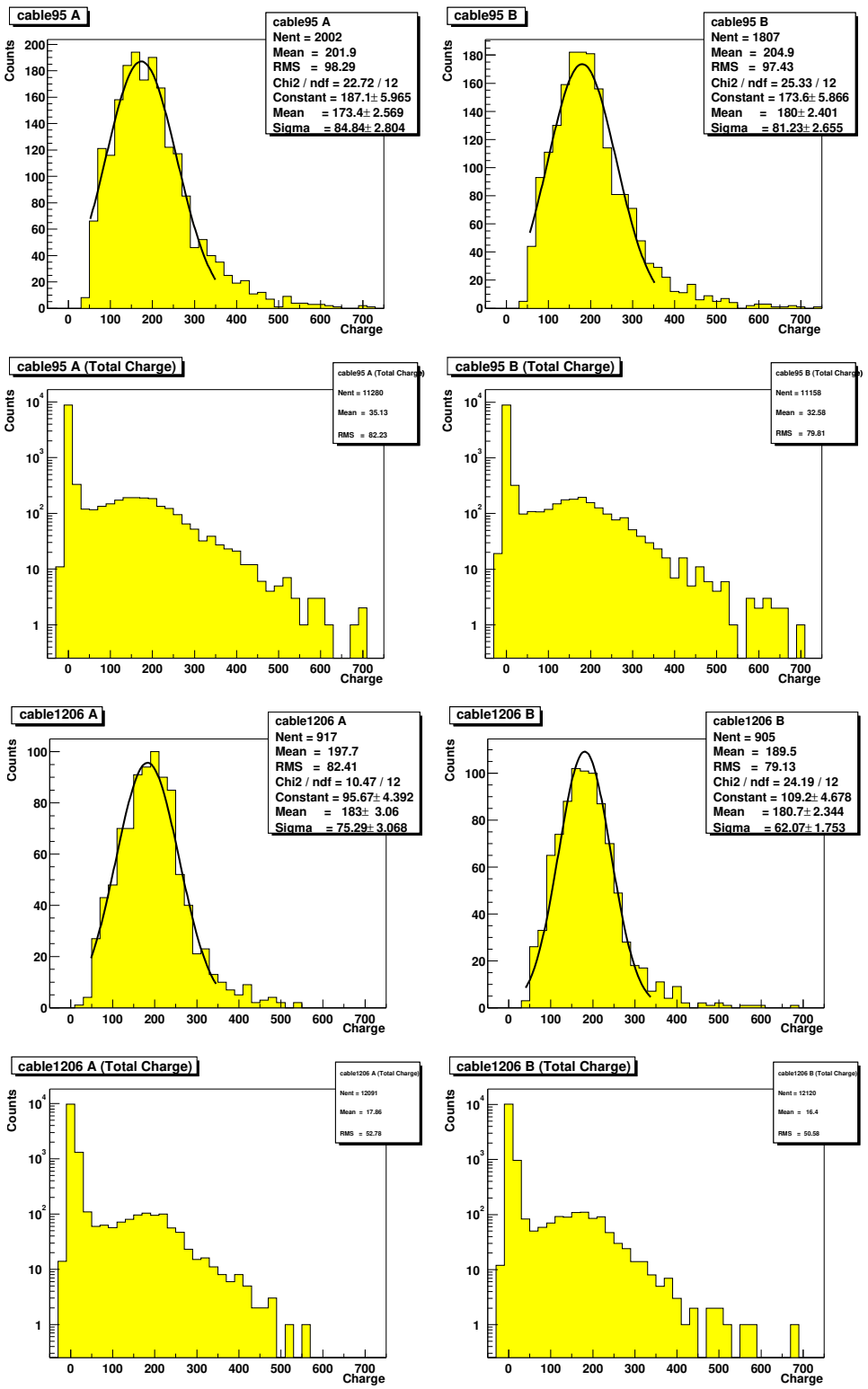


図 3.8: 出力電荷分布 (2 つの光電子増倍管 (No.95(上) と No.1206(下)) の例)　左側は A チャンネル、右側は B チャンネルで測定した分布　それぞれの光電子増倍管において下図が出力した全電荷の分布で、上図が出力波高に閾値を設定して求めた電荷の分布である

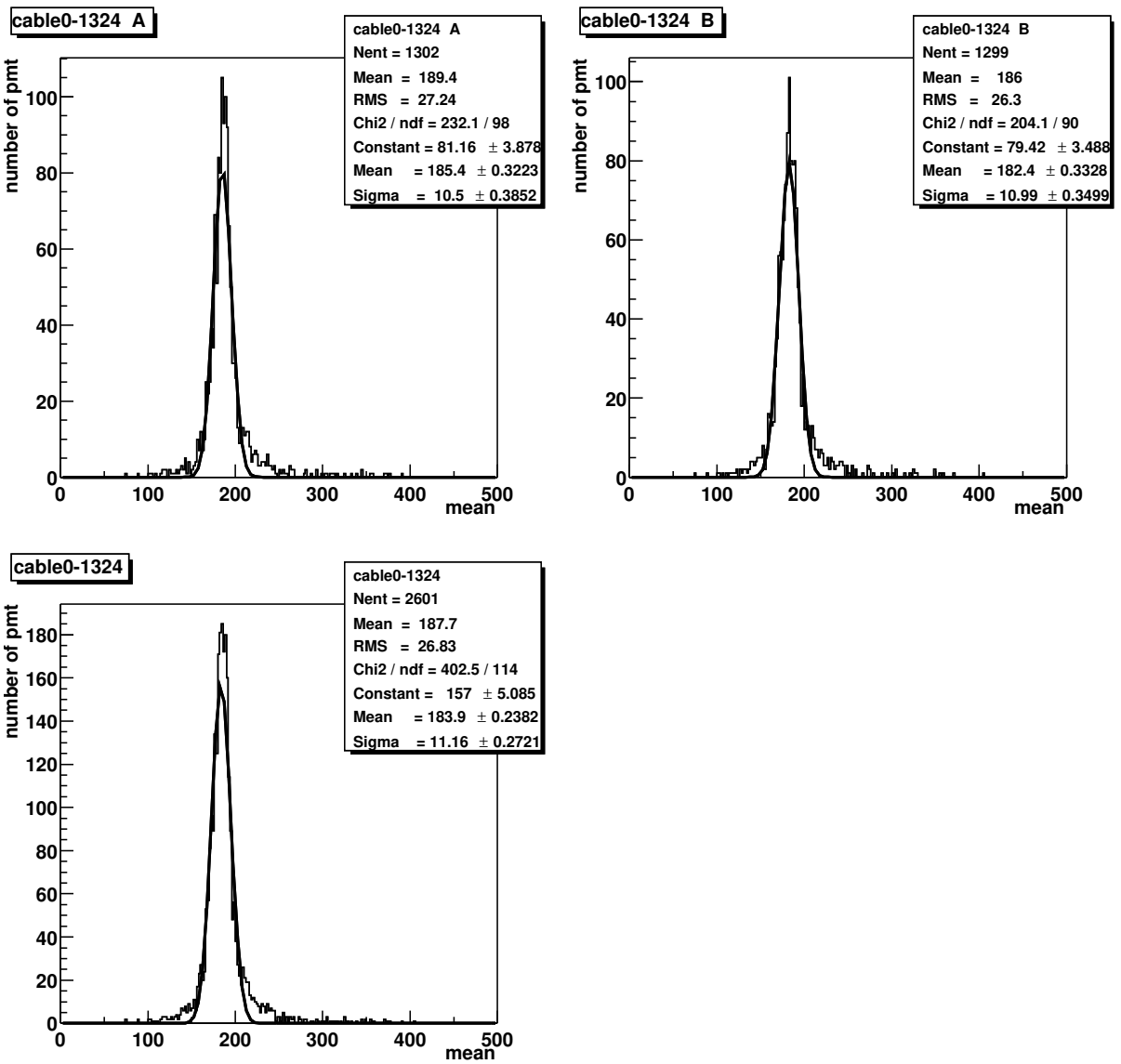


図 3.9: 印加電圧を調整した後に測定した全光電子増倍管の増倍率に対応するヒストグラム　左上は A チャンネル、右上は B チャンネルで測定した値を示す 下図はその両方を表示した

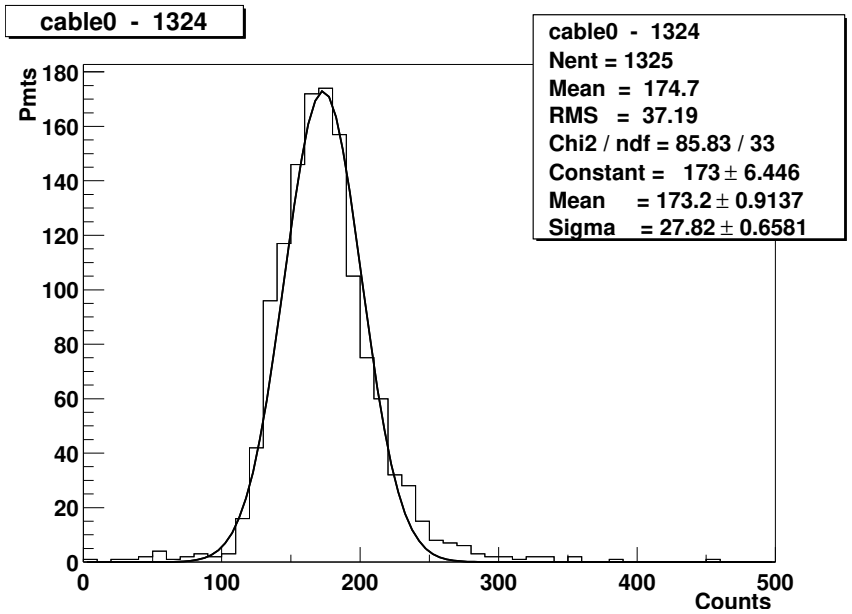


図 3.10: 最初に測定した全光電子増倍管の増倍率に対応するヒストグラム

3.3.5　増倍率の場所依存性

図 3.11 は求めた増倍率を各光電子増倍管の取り付け位置と対応させたものである。左図は球形ステンレスタンクの緯度方向、右図は経度方向について展開して表した。これによると、光電子増倍管の位置による増倍率の系統的な変動はない。

3.3.6　増倍率の印加電圧依存性

図 3.12 に各光電子増倍管の増倍率を印加電圧と対応させたものを示す。まだ増倍率のばらつきはみられるが、印加電圧による系統的な変動はない。

3.4　まとめ

現在のところ、1325 本の 17 インチ光電子増倍管の増倍率の相対的な標準偏差は、6%である。

今後は、さらにばらつきを小さくしていくため、分布から大きく外れているものに対し、エレクトロニクスまたは高電圧系統での原因を解明する。全体の分布に対しては、印加電圧の調整を続け、増倍率のばらつきを減少させる。また、増倍率の長期安定性についても測定を行なう必要がある。

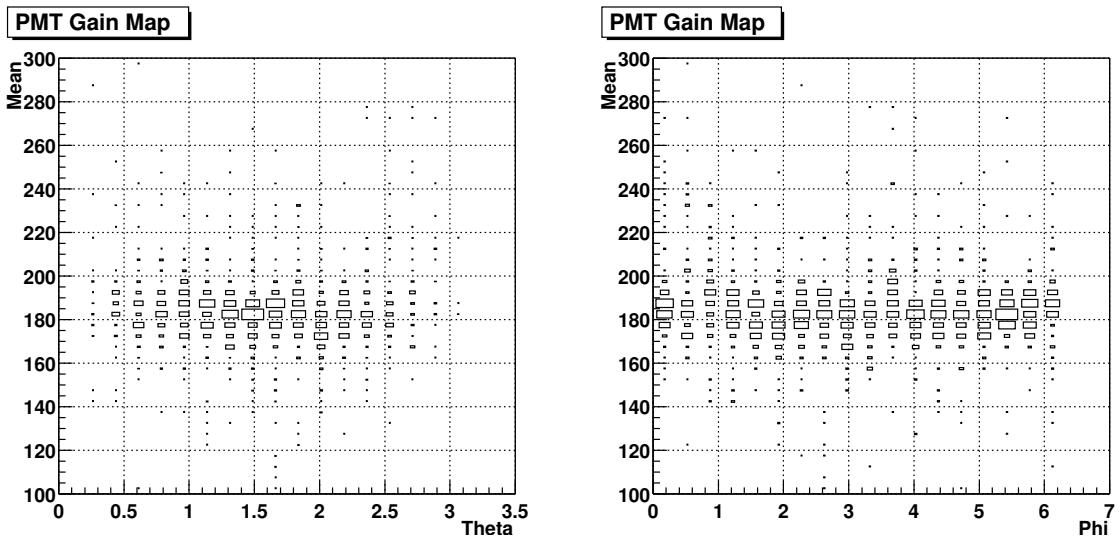


図 3.11: 光電子増倍管の取り付け位置による増倍率のばらつき　球形ステンレスタンクに取り付けられている光電子増倍管を左図は緯度方向、右図は経度方向について展開した

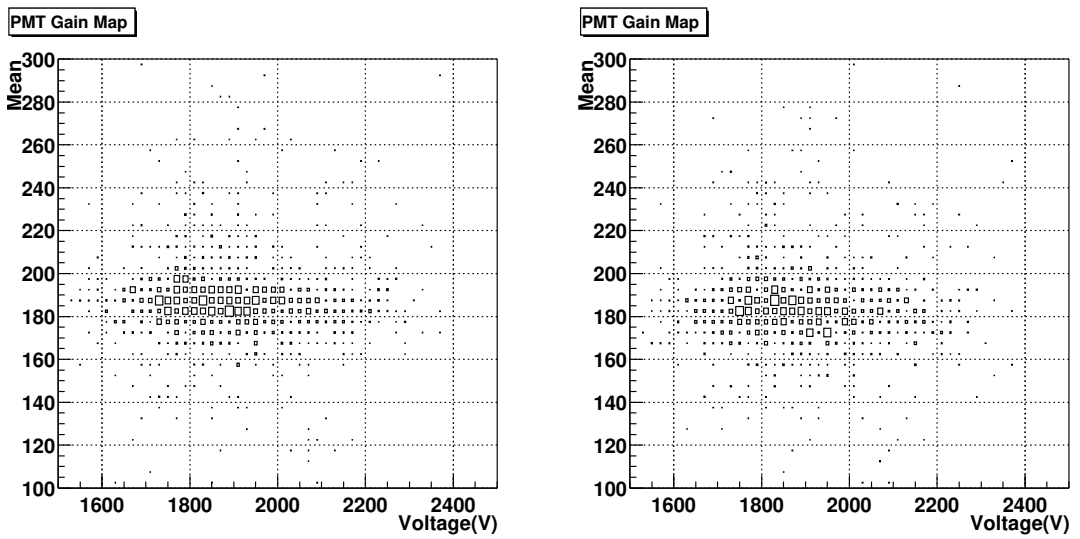


図 3.12: 光電子増倍管の印加電圧と増倍率の関係　左側が A チャンネル、右側が B チャンネルである。

第4章　時間の較正

4.1　概要

ニュートリノ事象の発生点を再構成するためには、光電子増倍管に事象によって発生した光子が入射した時刻を複数の光電子増倍管に関して相対的に知る必要がある。そのためには、全ての光電子増倍管に対して、光子が入射した時刻からエレクトロニクスで記録される時刻がつくる時間を相対的に知っておくことが求められる。この時間は、光電子増倍管内部における電子の走行時間や信号ケーブル内の信号伝播時間の和となるが、それぞれの光電子増倍管の系によって異なった値をもつ (図 4.1)。そのため、解析の際の補正値を得るための測定を行なう。

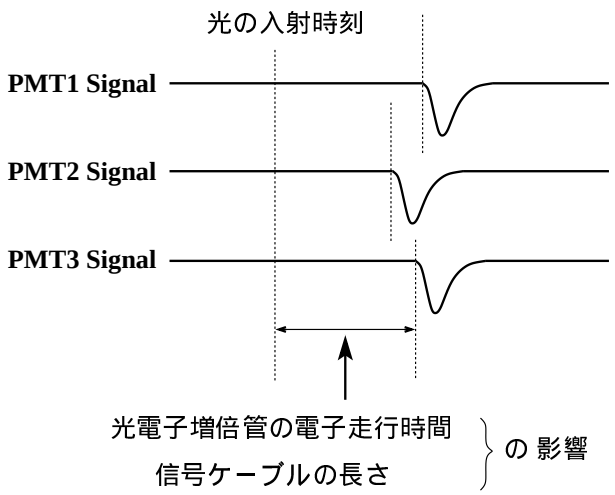


図 4.1: 光電子増倍管の時間応答

時間幅の短いパルスレーザ光を液体シンチレータの中心部で等方的に拡散させ、検出器内部の全ての光電子増倍管に対して等しいタイミングの光源とする。この光源と同期させて測定した出力波形から、それぞれの光電子増倍管の応答時間のずれを求める。

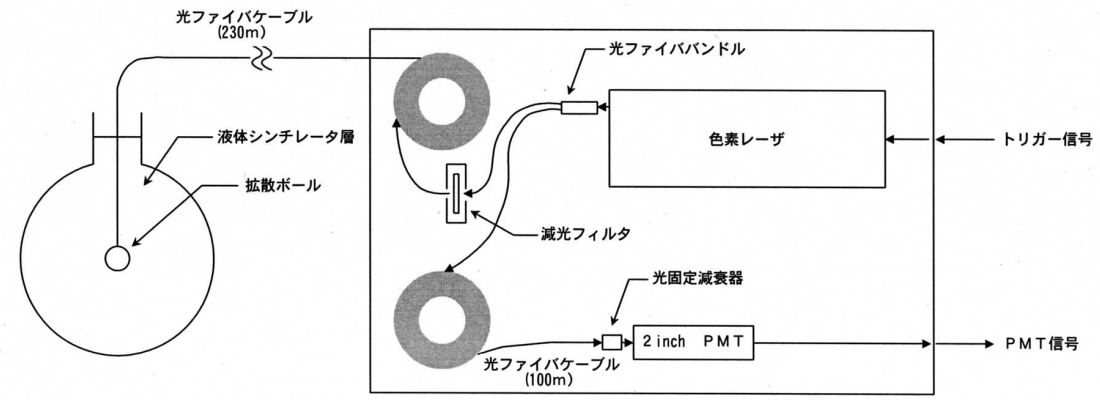


図 4.2: 時間較正に用いた光学系

項目	LN203C	LD2S
出力波長	337.1	357-710
出力時間幅 (FWHM ps)	600	300-500
エネルギー密度 (μJ)	100	Dye Dependent
発振周波数 (Max Hz)	50	50

表 4.1: 窒素色素レーザの規格

4.2　時間較正測定装置

時間較正の測定のために、色素レーザのパルス光を光ファイバに入射する装置を暗箱の中に組み立てた。図 4.2 に用いた光学系を示す。

4.2.1　色素レーザ

時間の較正には、発光時間幅が 1ns 以下の光源としてパルスレーザを用いた。使用したのは、Laser Photonics 製の窒素レーザ (LN203C) に色素レーザモジュール (LD2S) を組み合わせたものである。レーザ光の波長には 500nm を使用した。これは、シンチレーション光の波長域である 420nm 程度を用いると、液体シンチレータ中で再発光が生じ、パルス光の時間幅を広げてしまうためである。これを防ぐため、液体シンチレータ中でも透過率が高く、光電子増倍管の感度もある 500nm を使用することにした。表 4.1 にこのレーザの規格を示す。また、図 4.3 に用いた色素の発光波長スペクトルを示す。

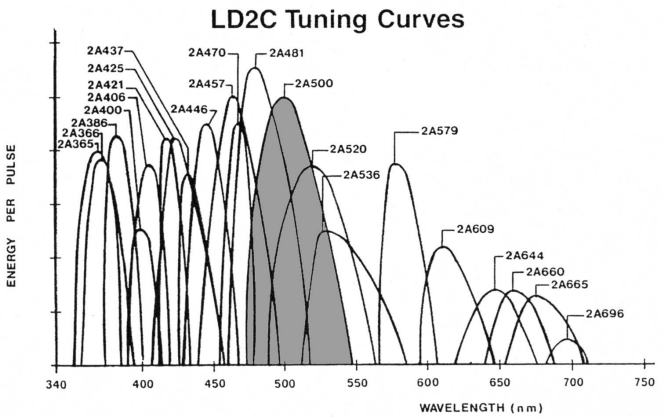


図 4.3: 色素の発光波長スペクトル

項目	規格 · 特性
光電面	ϕ 51mm
光電面材料	バイアルカリ
感度波長領域	300nm∼650nm
パルス立上り時間	2.7ns
電子走行時間	40ns

表 4.2: 2 インチ光電子増倍管 H1161-50 の規格

4.2.2　ファイババンドル

ファイババンドルは，入射した光を分岐して 10 本の光ファイバに出力する。そのうちの一本に液体シンチレータ槽上部まで光を導く光ファイバを接続した。他の部分にはモニタ用の PMT へ光を導く光ファイバを接続した。

4.2.3　モニタ用 PMT

ATWD へのトリガ信号のために、レーザパルス光を 2 インチ光電子増倍管に入射させてその出力信号を用いた。使用したのは、浜松ホトニクス製のヘッドオン型光電子増倍管モジュール H1161 である。表 4.2 に規格を示す。

4.2.4　光ファイバ

測定に用いた光ファイバは大きく 2 つにわけられる。1 つは先端に拡散ボールを取り付けた長さ 30m のもので、液体シンチレータに降ろす時にはグローブボックス内に持ち込んだリールから伸延する。もう 1 つは光源のレーザからこの光ファイバまで光を伝達するためのもので、長さは 200m ある。これら 2 本の接続は、グローブボックスの壁面に取り付けた 3m の光ファイバを間に挟んで接続し、液体シンチレータ槽に対する気密を保った。

2 本の光ファイバとも、コアには短波長域においても光の伝達損失が少ない純粋石英を選んだ。コア径は 200μm である。また、液体シンチレータに降ろす光ファイバの先端には、被覆の外側に直径 3mm、長さ 60mm のステンレススリーブを取り付け拡散ボールとはこの部分を用いて接続した。さらに、ボールが検出器中心にあるときにグローブボックス底面と一致する位置の前後計 13 箇所に 1m 間隔で目盛を付け、液体シンチレータ内のボールの位置の基準とした。

4.2.5　光固定減衰器

光ファイバを通る光量を調節するためにコネクタタイプの減衰器を用いた。

4.2.6　酸化マグネシウム含有アクリル球

液体シンチレータ中の光源としては、ディフューザーボールと呼ばれる拡散球でレーザ光を拡散させる方法 [14] を採用した。これは、検出器中心部まで下ろした光ファイバの先端部に酸化マグネシウムを含有したアクリル球を取り付け、レーザパルス光を全方向に散乱させる方法である。酸化マグネシウムは光反射率が高い物質であり、指向性のあるレーザパルス光を全ての光電子増倍管に対して同じタイミングの光源として用いることが可能になる。図 4.4 に今回新たに製作した拡散ボールの概略図を示す。

アクリル球の中心部には、より高濃度の酸化マグネシウムを混ぜ込ませたアクリルのチップを取り付けた。

4.2.7　光ファイバと拡散ボールの接続

光ファイバとアクリル球は図 4.4 のように接続した。ステンレスのパイプをアクリル球に切ったねじ穴にねじこんだ上で接着剤で固定した。もう一端は、ステンレスのユニオンを用いて光ファイバ先端のステンレススリーブに取り付けた。ユニオンの部分で着脱が可能であり、この部分で光ファイバに取り付けるアクリル球を取り換えることができる。また、この構造をとることで光ファイバの芯線部分に液体シンチレータが接触するのを防ぐ。

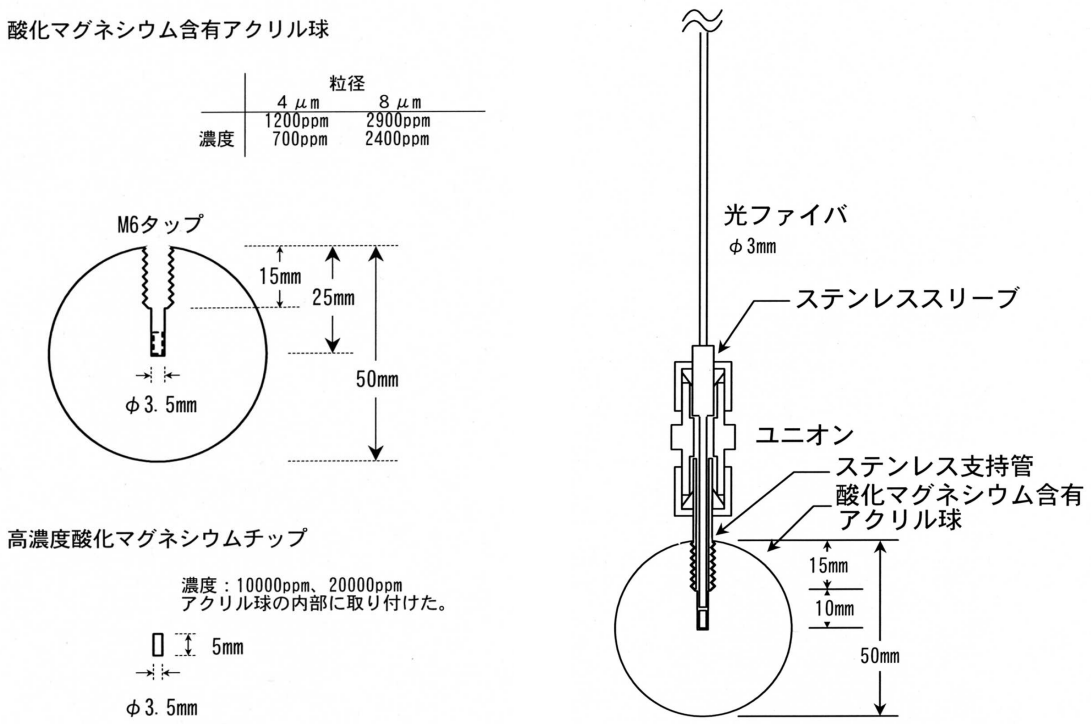


図 4.4: 拡散ボールの構造 (左) と光ファイバとの接続方法 (右)

4.3　測定方法

図 4.5 に時間較正のための測定に用いるエレクトロニクスを示す。レーザの発振は CAMAC の Output Registor からの信号でトリガをつくって行なう。

レーザ光によって拡散ボールが発光したときに対応する 17 インチ光電子増倍管の信号を取得するために、レーザ光をモニターする 2 インチ光電子増倍管の出力信号によって ATWD に対するトリガー信号をつくった。実際には、トリガーモジュールが外部からの信号を受けてから ATWD にトリガー信号を渡すまでの時間には 25ns 程度のふらつきがあり一定ではない (図 4.6)。そこで、1 イベントごとにこの時間を補正するために、トリガーモジュールに信号を送ってからトリガー信号が出力されるまでの時間を TDC で計測することにした。

4.4　今後の課題

液体シンチレータ中の拡散ボールからの発光条件を変え、光電子増倍管からの時間応答に相関があるか確認する。まず、レーザから拡散ボールへ入射する光量を変えた測定を行ない、各光電

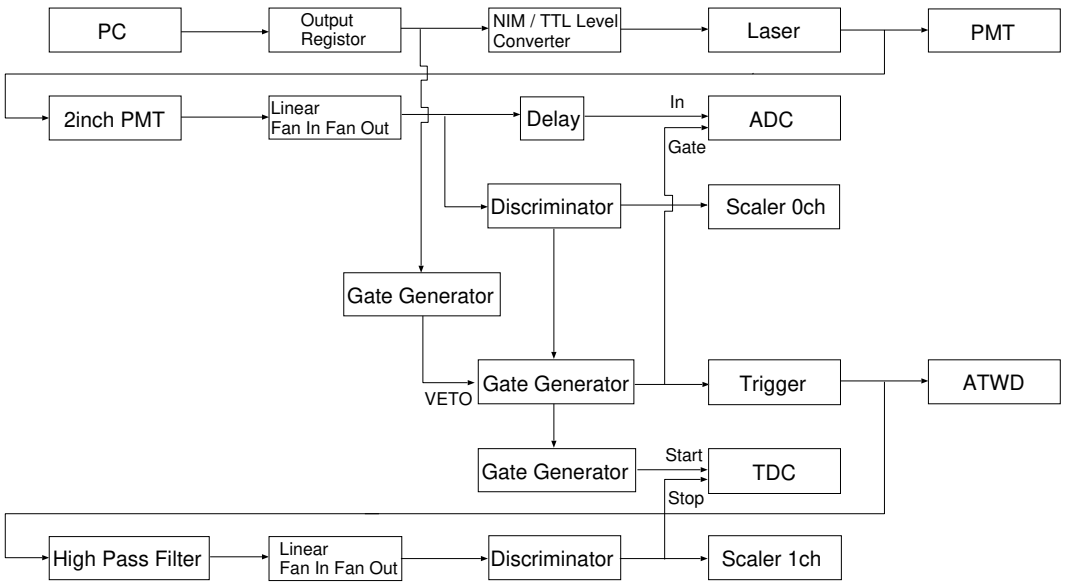


図 4.5: 時間較正に用いたエレクトロニクス

子増倍管において出力電荷と時間の関係を求める。次に、液体シンチレータ中で拡散ボールの位置を変えた測定を行ない、事象の発生点の位置が検出器の時間応答へ与える影響を確認する。

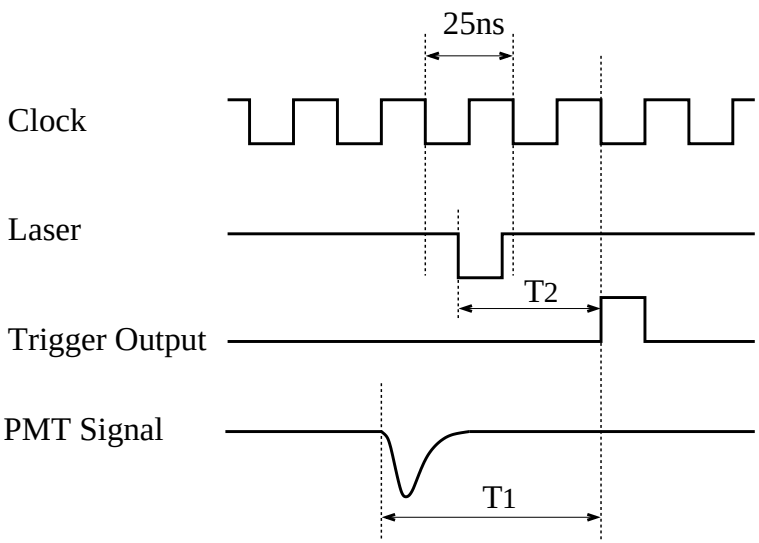


図 4.6: 光電子増倍管の出力信号とトリガー信号の時間関係

第5章　まとめ

本研究では、1000 トンの液体シンチレータと 1879 本の大口径光電子像倍管を用いた低エネルギー反ニュートリノ検出器 (KamLAND) において、電荷に関する較正を行なうと共に、時間応答を較正するための装置の開発を行なった。この検出器は岐阜県神岡町の山頂下 1000m に建設が進められてきたもので、原子炉で生成される電子型反ニュートリノや太陽で生成される電子型ニュートリノを観測し、ニュートリノ振動現象目的としたものである。原子炉反ニュートリノの検出は液体シンチレータ中の水素原子核との逆 β 崩壊現象によって生じるシンチレーション光を遅延同時計測して行なう。計測の条件には、先発信号と後発信号がもつエネルギーや時間、位置の情報を用いる。したがって、測定の系統誤差を少なくするためには検出器にエネルギーや時間に対する分解能が必要であり、これらの較正が必要となる。

電荷の較正では、検出器の相対的なエネルギーの較正として、1325 本の 17 インチ光電子増倍管の一光電子相当光に対する増倍率を求め、その偏りを小さくするように印加電圧の調整を行なった。その結果、増倍率の相対的な標準偏差は現在 6%程度である。また、光電子増倍管の位置による増倍率の系統的な変動はない。

時間の較正では、トリガー信号に対する各光電子増倍管の応答時刻の相対的なずれを測定する装置を用意した。これは、色素レーザからのパルス光を光ファイバで検出器中心部まで導いて拡散させたものを光源とし、それと同期して全光電子増倍管から信号をエレクトロニクスで取得するものである。

今後、測定を続けて検出器の系統誤差の削減を計る。

付 録A　Am/Be線源

中性子 ·γ 線源である Am/Be の崩壊図式を A.1 に示す。

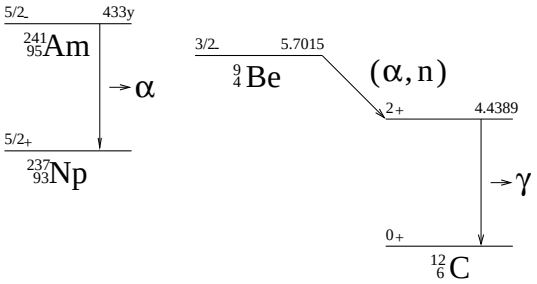


図 A.1: Am/Be 線源の崩壊図式

参考文献

[1] 鷲見義雄. 原子核物理入門. 東京, 裳華房, 1997, 230p. (ISBN 4-7853-2809-6)

[2] P.Vogel et at. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II. Physical Review C. 24(4), 1981, p.1543-1553.

[3] Lester H. Miller. THE PALO VERDE NEUTRINO OSCILLATION EXPERIMENT. Stanford University, 2000, Ph. D. thsis.

[4] 桜井邦朋. 天体物理学の基礎. 東京, 地人書館, 1993, 208p. (ISBN 4-8052-0452-4 C3044)

[5] Particle Data Group. Review of Particle Physics. The European Physical Journal C. 3(1-4), 1998, 794p.

[6] J.Busenitz et al. Proposal for US Participation in KamLAND, 1999, 115p.

[7] 末包文彦ほか. 巨大液体シンチレーター検出器による低エネルギーニュートリノ検出実験. 高エネルギーニュース. 18(1), 1999, p.9-25.

[8] 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 資料 2. 東北大学, 2000, 27p.

[9] Suekane F. A Memo of Background Consideration for KamLAND,-I. Tohoku University, 1998, 13p.

[10] Watanabe Hideki. A Study of Overall Characteristics of the Liquid Scintillator in the 1.5m^3 Test Bench Facility for the KamLAND Experiment. Tohoku University, 2000, Master's thesis.

[11] Tajima Osamu. Development of Liquid Scintillator for A Large Size Neutrino Detector. Tohoku University, 2000, Master's thesis.

[12] 浜松ホトニクス編. 光電子増倍管 その基礎と応用. 静岡, 浜松ホトニクス, 1993, 242p.

[13] 田頭健司. 高精度 17 インチ光電子増倍管の性能計測研究. 東北大学, 1999, 修士論文.

[14] 小林雄一. 長基線ニュートリノ振動実験に於けるキャリブレーションシステム. 東京大学, 1999, 修士論文.

[15] 川口哲司. カムランド検出器のエネルギー較正用シンチレーションボールの開発研究. 東北大学, 2000, 修士論文.

謝辞

本研究は、実施するにあたっては大変多くの方々にお世話になり、これらの方々のご指導 · ご協力によりここまでまとめられました。

鈴木厚人先生には、本研究のみならず、KamLAND 実験に参加する機会をいただきました。
井上邦雄先生には、本研究全般にあたって指針を与えていただきました。
末包文彦先生には、本論文をまとめるにあたりご指導をいただきました。
大変ありがとうございました。
また、白井淳平先生、古賀真之先生には、KamLAND 実験の随所においてさまざまなご指導をいただきました。三井唯夫さんには、本研究の測定や解析においてお世話になりました。石原賢治さんには、研究の基礎的なことから御指導をいただきました。
また、技術スタッフの高山知明さん、花田博光さん、中嶋隆さん、中嶋實さん、清水さんには、高電圧電源ケーブルの敷設や装置の製作においてお世話になりました。玉江京子さんには、計算機の使い方では大変お世話になりました。事務室の酒井知子さん、佐々木麻奇恵さんには、諸手続きにおいてお世話になりました。ありがとうございました。

さらに、岩本敏幸さん、小川洋さんには実験の仕方でさまざまな助言をいただきました。榎本三四郎さんには研究の進め方においてさまざまな助言や御指導をいただきました。田島治さんには本研究の計画段階から解析までお世話になりました。渡辺秀樹さんには測定系の構築で大変お世話になりました。池田春雄さんには計算機の使い方でさまざまな助言をいただきました。大変感謝しています。
伊藤和嘉子さんには光学系の設計など研究の詳細に対して助言いただきました。三上恵成さん、木下英展さんには研究生活の随所においてお世話になりました。川島恒彦さん、前田達郎さんには高電圧電源装置の立ち上げや純化装置の操作のほか、神岡町での生活など研究以外でもお世話になりました。ありがとうございました。

池田清さんには高電圧電源の計算機による制御などソフトウエアの面で大変お世話になりました。
西山郁哉さんには測定系の設計や解析など、研究の全般にわたって助言をいただきました。
今まで研究生活の随所でご協力いただいたことは忘れません。

このほか多くの方々にお世話になりました。本当にありがとうございました。