修士論文

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

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

川口 哲司

平成12年

目 次

第 1 章　序論 **7**
1.1　概説 . . . 7
1.2　物理的背景 . . . 7
1.2.1　ニュートリノ実験 . . . 7
1.2.2　KamLAND の物理 . . . 8
1.3　検出器 . . . 20
1.3.1　バルーン . . . 20
1.3.2　バッファオイル . . . 20
1.3.3　光電子増倍管 . . . 20
1.3.4　純化装置 . . . 21
1.4　反ニュートリノ検出原理 . . . 23

第 2 章　検出器の較正 **24**
2.1　概要 . . . 24
2.2　相対的エネルギー較正 . . . 24
2.2.1　測定系 . . . 25
2.2.2　物理解析からの相対的エネルギー較正への要請 . . . 25
2.3　タイミング較正 . . . 27
2.4　絶対的エネルギー較正 . . . 27
2.4.1　γ 線源による較正 . . . 27
2.4.2　μ - e 崩壊事象の崩壊電子による較正 . . . 28

第 3 章　シンチレーターボール **29**
3.1　シンチレーターボール . . . 29
3.1.1　形状 . . . 29
3.1.2　成分 . . . 30
3.2　シンチレーターボールの性能評価 . . . 31
3.2.1　測定方法 . . . 31
3.2.2　測定結果 . . . 34
3.3　シンチレーターチューブ . . . 34
3.3.1　形状 . . . 35
3.3.2　成分 . . . 35
3.4　性能評価 . . . 36
3.4.1　測定方法 . . . 36
3.4.2　測定結果 . . . 36

3.5 まとめ 40
3.5.1 改善案 40

第 4 章 まとめ **42**

付 録 A ニュートリノ振動 **43**
A.1 ニュートリノ振動 43
A.1.1 真空中でのニュートリノ振動 43
A.1.2 MSW 効果 44

謝辞 **47**

図 目 次

1.1 日本国内の原子力発電所の分布図 9
1.2 日本全国の原子炉から神岡に到達する原子炉反ニュートリノフラックス 11
1.3 原子炉反ニュートリノが KamLAND 検出器内で起こす 1 年間の事象のエネルギー分布 13
1.4 種々の $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動実験による振動パラメータの 90%C.L. 排除領域と許容範囲、および太陽ニュートリノ物質振動解 [3] 15
1.5 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル 16
1.6 標準太陽模型に基づく計算による太陽ニュートリノのエネルギースペクトル 18
1.7 KamLAND 実験の検出器本体 22
1.8 遅延同時信号による反ニュートリノの検出原理 23

2.1 ゲイン較正の測定系の概念図 1 25
2.2 ゲイン較正の測定系の概念図 2 25
2.3 1p.e. 相当光の波高分布 (概念図) 26
2.4 1p.e. 相当光の波高分布 (ゲインの偏りの計算に使用した物) 27

3.1 シンチレーターボールの形状 29
3.2 POPOP の吸収 (点線) と発光 (実線) スペクトル 30
3.3 PPO の吸収 (破線) と POPOP の発光 (実線) スペクトル 30
3.4 17 インチ光電子増倍管の量子効率 31
3.5 20 インチ光電子増倍管の量子効率 31
3.6 測定系 32
3.7 シンチレーターボールの座標の定義 32
3.8 光量モニターと 2inch 光電子増倍管の相関 33
3.9 ϕ 方向の一様性 34
3.10 θ 方向の一様性 34
3.11 ϕ 方向の光量の広がり 35
3.12 θ 方向の光量の広がり 35
3.13 シンチレーターチューブの形状 36
3.14 シンチレーターチューブの一様性の測定結果 37
3.15 θ の値が小さい点での一様性 37
3.16 シンチレーターチューブ内で起こる光の全反射 38
3.17 シンチレーターチューブの発光の測定 38
3.18 シンチレーターボール 2 の形状 39
3.19 シンチレーターボール 2 の一様性の測定結果 39
3.20 改善版シンチレーターボールの形状 41

表 目 次

1.1 核分裂 1 回当たりに解放されるエネルギー 9
1.2 日本国内の原子力発電所の熱出力と神岡までの距離 10
1.3 原子炉反ニュートリノ振動実験の検出器の性能 14
1.4 太陽ニュートリノの最大エネルギーと平均エネルギー 18

3.1 窒素色素レーザー LN203C 及び LD2S の規格 32
3.2 APD モジュールの仕様 33

第1章　序論

1.1　概説

ニュートリノは標準理論の確立に重要な役割を担ってきた。更に、ニュートリノの固有の性質、特に質量の有無は大統一理論の枠組を決定する重要な要因である。

ニュートリノの質量の検出は、最近まで有意な結果を得る事が出来なかったが、1998 年のスーパーカミオカンデグループの大気ニュートリノの測定結果は、$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動現象を示唆するものであり、ニュートリノが質量を持つ事がほぼ確実となった。

東北大学では、1997 年度にデータ収集を終えた神岡実験の検出器を解体し、新しく検出器を建設して次のニュートリノ振動の実験を進めている。この実験は KamLAND 実験と呼ばれ、検出器には極低エネルギーで起るニュートリノ反応を検出するため、大容量の液体シンチレーターと従来の光電子増倍管を改良した新型 17 インチ光電子増倍管が用いられている。チェレンコフ光でなく液体シンチレーター光を用いることで、同じエネルギー付与に対し数十倍の発光量が得られ、また、水に比べて放射性不純物によるバックグラウンドが少ないことより、数 100KeV 領域の低エネルギーニュートリノ反応を検出することが可能である。このように低エネルギーニュートリノ反応を検出することで、原子炉反ニュートリノを用いたニュートリノ振動実験や地球反ニュートリノの検出、^{7}Be 太陽ニュートリノの検出、宇宙反ニュートリノの検出による宇宙構造形成機構の解明など素粒子物理学だけでなく、地球物理学、宇宙物理学の新しい研究領域を開拓していくことができる。

今年の夏に KamLAND 実験が始まる。我々は、KamLAND 実験を始める前に、検出器の様々な較正を行なわなければならない。本研究は、その中でも、光電子増倍管の較正についてまとめた物である（2 章）。また、本研究では、相対的エネルギー較正を行なう為に、シンチレーターボールを新規開発し、その性能の評価を行なった（３章）。そして、４章で本論文のまとめを述べる。

本論文では、まず、本章で KamLAND 実験について述べる。

1.2　物理的背景

1.2.1　ニュートリノ実験

素粒子物理学、宇宙物理学の重要な研究の１つに、ニュートリノが質量を持つかどうかと言う問題がある。最近まで、ニュートリノの質量がゼロであると考えられて来た。しかし、質量がゼロにならなければならないという理論的根拠は無い。近年、太陽ニュートリノ欠損 [1] や大気ニュートリノ異常など、検出されたニュートリノの数が、予想される数より有意に少ないという実験事実が報告されている。これらの現象を説明するものとして、ニュートリノ振動が考えられる。ニュートリノ振動とは、３種類のニュートリノ（ν_e,ν_μ,ν_τ）が異なった質量を持つ事によって、各種類のニュートリノの間に遷移が起きる現象である（付録 A 参照）。

例えば、真空中で ν_e から ν_μ へ遷移する確率 P は、２つのニュートリノの質量の 2 乗差 Δm^2 と混

合角 θ に特徴付けられ、

$$\mathrm{P}(\nu_\mathrm{e} \to \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta \mathrm{m}^2(\mathrm{eV}^2)\mathrm{L(m)}}{\mathrm{E(MeV)}} \right) \tag{1.1}$$

と表される。ここで、L はニュートリノが生成されてから検出するまでに走行した距離 (m)、E はニュートリノのエネルギー (MeV) である。

ν_e のみに感度がある検出器では、ν_μ、ν_τ は検出されない。その為、ν_e が検出器に到達する前に他のニュートリノに遷移 (振動) してしまった場合、ν_e が検出される数は、遷移が起こらないとした場合に比べて減少する。

東北大学では、神岡実験の検出器が設置されていた場所に、新たに大容量の液体シンチレーターを用いた検出器を建設し、超低エネルギーニュートリノ検出を目的とする実験を行なう。この実験を KamLAND 実験と呼ぶ。

KamLAND 実験では液体シンチレーターを使用する事により、エネルギーが 1.8MeV 以上の反ニュートリノを検出する事が出来るだけでなく、数百 KeV 領域までの低エネルギーニュートリノを検出する事が出来る。これらのエネルギー領域には、原子炉反ニュートリノ、^{7}Be 太陽ニュートリノ、地球反ニュートリノなど、多くの興味深いニュートリノが存在している。

以下に KamLAND 実験で期待される物理について述べる。

1.2.2　KamLAND の物理

原子炉反ニュートリノ

原子炉内では、燃料となるウランやプルトニウムの核分裂により、反ニュートリノが生成される。この反応で生成される反ニュートリノは、ほぼ 100% の確率で ν_e になる。このニュートリノのフラックスは、原子炉の総熱出力量により高い精度で知る事が出来る。

原子炉は、他のフレーバーの混入の無い反ニュートリノを定量的に放出する為、ニュートリノ振動を検出する為の優れたニュートリノソースとなる。

そこで KamLAND は、世界最高感度で原子炉反ニュートリノを検出する事により、ニュートリノ振動現象の測定を行なう。原子炉の燃料は、最初、2 ~ 4% の ^{235}U と残りを占める ^{238}U で構成される。

燃料内の ^{235}U は熱中性子を吸収して核分裂を起こし、核分裂に因って生じた娘核が β 崩壊を繰り返す際に平均 6.1 個の ν_e を生成する。

$$^{235}\mathrm{U} + \mathrm{n} \to \mathrm{A} + \mathrm{B} + 6.1\beta^- + 6.1\bar{\nu_\mathrm{e}} + 202\mathrm{MeV} + \mathrm{xn} \tag{1.2}$$

一方、^{238}U は、0.8MeV 以上の高速中性子に対して核分裂を起こして核分裂を起こす事が出来る。また、熱中性子を吸収後に β 崩壊を 2 回起こし、核分裂核種 ^{239}Pu を生成する。

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \to^{239} \mathrm{U} \to^{239} \mathrm{Np} \to^{239} \mathrm{Pu}(\mathrm{T}_{1/2} = 24,100\mathrm{year}) \tag{1.3}$$

生成された ^{239}Pu は、^{235}U と同様に熱中性子により核分裂を起こし、平均 5.6 個の ν_e を生成する。

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \to \mathrm{X} + \mathrm{Y} + 5.6\beta^- + 5.6\bar{\nu_\mathrm{e}} + 210\mathrm{MeV} + \mathrm{yn} \tag{1.4}$$

^{239}Pu は、熱中性子を連続して吸収する事により、^{241}Pu を生成する事も可能である。

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \to^{240} \mathrm{Pu} + \mathrm{n} \to^{241} \mathrm{Pu}(\mathrm{T}_{1/2} = 14.4\mathrm{year}) \tag{1.5}$$

^{241}Pu も、熱中性子を吸収して核分裂を起こす事が可能である。

核分裂 1 回当たりに解放されるエネルギーをまとめると表 1.1 の様になる。この結果、原子炉の熱出力から生成される反ニュートリノの数を見積もる事が出来る。KamLAND 実験を行なう神岡を中

Isotope	Released Energy [MeV/fission]
^{235}U	201.8
^{238}U	205.0
^{239}Pu	210.3
^{241}Pu	212.6

表 1.1: 核分裂 1 回当たりに解放されるエネルギー

心にした半径約 200km の円内には、世界最大の原子力発電所である柏崎や、大飯、高浜、浜岡、敦賀など 16 の原子炉が多数存在し、しかも、これらの原子炉は、175 ± 35km のほぼ等距離にある。図 1.1 に日本国内に存在する原子力発電所の分布図を、表 1.2 には主な原子炉の熱出力と神岡までの距離を示す。

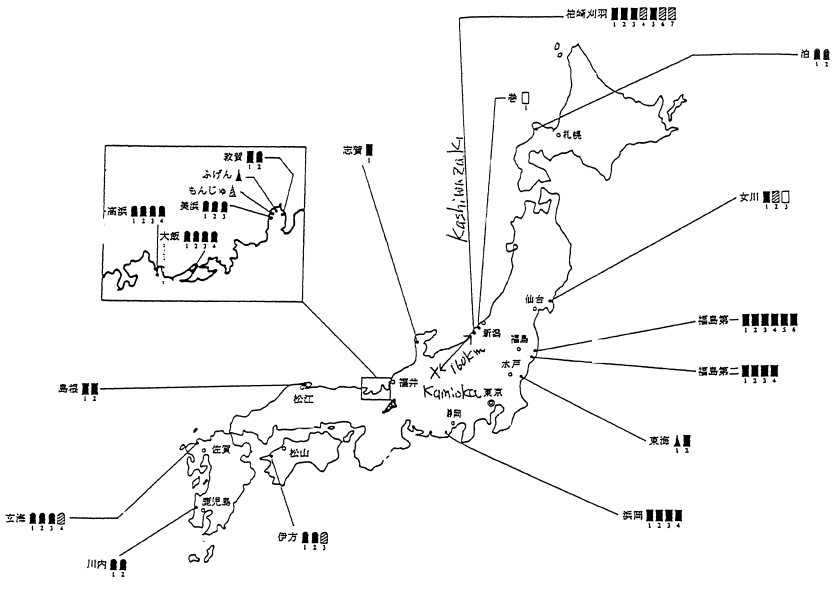

図 1.1: 日本国内の原子力発電所の分布図

表 1.2 のフラックスはそれぞれの原子炉が最大出力の時、反ニュートリノのエネルギーが 1.8Mev 以上のニュートリノのフラックスである。これによると、日本全国の原子炉からくる反ニュートリノの全フラックスは 1.3×10^6 [cm^{-2}s^{-1}] であり、このうち、80% の反ニュートリノは神岡から 140km から 210km の距離から KamLAND 検出器に入射する。1997 年度の全国の原子炉の電気出力から全反ニュートリノフラックスを計算し、それをエネルギースペクトルに直したものが、図 1.2 である。原子炉中の燃料は、^{235}U が 70%、^{239}Pu が 30% であるとした。

Reactor Site	Distance (km)	Therm. Power (GW)	Max. Flux ($10^5\bar{\nu}_e/cm^2/s$)
柏崎	160.0	24.6	4.25
大飯	179. 5	13.7	1.90
高浜	190.6	10.2	1.24
浜岡	214.0	10.6	1.03
敦賀	138.6	4.49	1.03
志賀	80.57	1.59	1.08
美浜	145.4	4.93	1.03
福島第一	344.0	14.2	0.53
福島第二	344.0	13.2	0.49
東海	294.6	3.29	0.17
島根	414.0	3.82	0.10
女川	430.2	4.09	0.10
伊方	561.2	5.96	0.08
玄海	755.4	6.72	0.05
泊	783.5	3.30	0.02
川内	824.1	5.32	0.03
合計	—	130	13.1

表 1.2: 日本国内の原子力発電所の熱出力と神岡までの距離

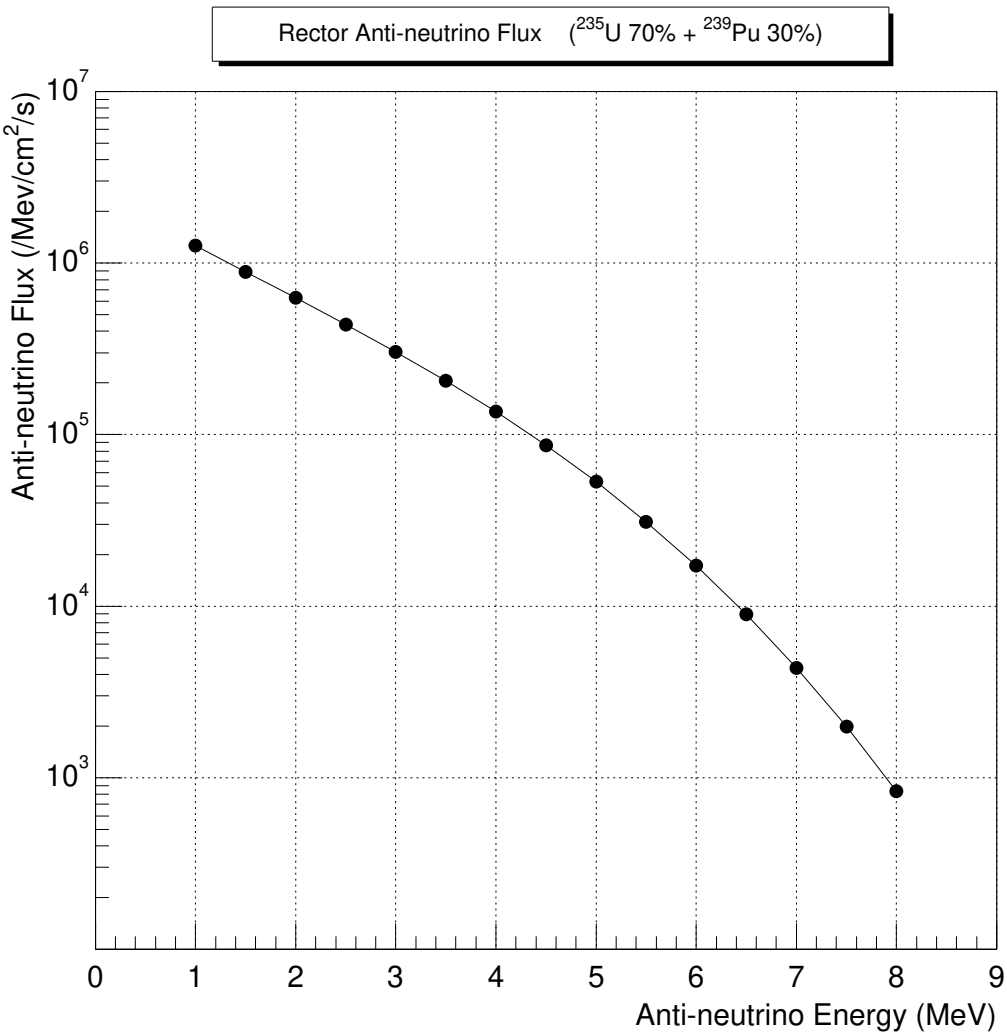

図 1.2: 日本全国の原子炉から神岡に到達する原子炉反ニュートリノフラックス。原子炉中の燃料は ^{235}U 70%、^{239}Pu 30% として計算した。(1997 年度の電気出力データをもとに計算)

この結果から、KamLAND で検出される事象数を見積もる。

KamLAND では、液体シンチレーター内の陽子と反ニュートリノとの逆 β 崩壊に起因する信号を観測して、検出する。

逆 β 崩壊の反応断面積は、

$$\begin{aligned}\sigma(\mathrm{E}_\nu) &= \frac{2\pi^2}{\mathrm{m_e^5 f}\tau_\mathrm{n}}\mathrm{p_e E_e} &(1.6)\\ &= 9.5\times10^{-44}\ \mathrm{p_e(MeV)\ E_e(MeV)}\ \ [\mathrm{cm^2}] &(1.7)\\ &= 9.5\times10^{-44}(\mathrm{E}_\nu(\mathrm{Mev})-1.3)\sqrt{(\mathrm{E}_\nu(\mathrm{MeV})-1.3^2)-\mathrm{m_e^2}}\ \ [\mathrm{cm^2}] &(1.8)\end{aligned}$$

である。ここで、E_ν は入射したニュートリノのエネルギー、τ_n は中性子の寿命、$\mathrm{p_e}$、$\mathrm{E_e}$ はそれぞれ陽電子の運動量とエネルギーである。また、陽子と中性子の質量差を $\Delta\mathrm{M}(\ =1.3\ \mathrm{MeV})$ とおくと、$\mathrm{E_e}=\mathrm{E}_\nu-\Delta\mathrm{Mc^2}$ である。式 (1.8) は Weak magnetism、Neutron recoil、Radiation などの補正が必要であるが、それらは良く理解されている [8]。

反応の頻度 N は、反ニュートリノフラックス、検出器内の陽子数に比例する。ここで、検出器内の陽子の数を N_p として、ニュートリノ振動を考慮すると、

$$\mathrm{N}=\sigma(\mathrm{E}_\nu)\times\mathrm{F}_\nu(\mathrm{E}_\nu)\times\mathrm{N_p}\times\left\{1-\sin^2 2\theta\sin^2\left(\frac{1.27\Delta\mathrm{m^2(eV^2)L(m)}}{\mathrm{E(MeV)}}\right)\right\} \tag{1.9}$$

と表わせる。検出器内の陽子の数は、液体シンチレーター中の水素と炭素の比、$\mathrm{r_{H/C}}$ を用いると、

$$\mathrm{N_p}=6.02\times10^{23}\ /\ (1.00794+12.011\ /\ \mathrm{r_{H/C}})\times\mathrm{W} \tag{1.10}$$

である。W は液体シンチレーターの重量である。$\mathrm{r_{H/C}}=1.9$ とし、有効体積を 500 トンとした場合、$\mathrm{N_p}=4.1\times10^{31}$ になる。

有効体積を 500 トン、検出効率を 100%として図 1.2 の原子炉反ニュートリノのフラックスを用いてイベント数を計算したものを図 1.3 に示す。● 印がニュートリノ振動がない場合を表し、■ 印が太陽ニュートリノの物質振動解の 1 つである大混合角パラメータ $\sin^2 2\theta=0.7$、$\Delta\mathrm{m^2}=2\times10^{-5}$ のときのスペクトルを表す。誤差は統計誤差のみである。

これを積分すると、有効体積 500 トンでの 1 年間のイベント数が計算でき、振動のない場合で、約 390 イベントである。振動がない場合の総イベント数と観測された総イベント数を比較することによりニュートリノ振動現象を検出できる。

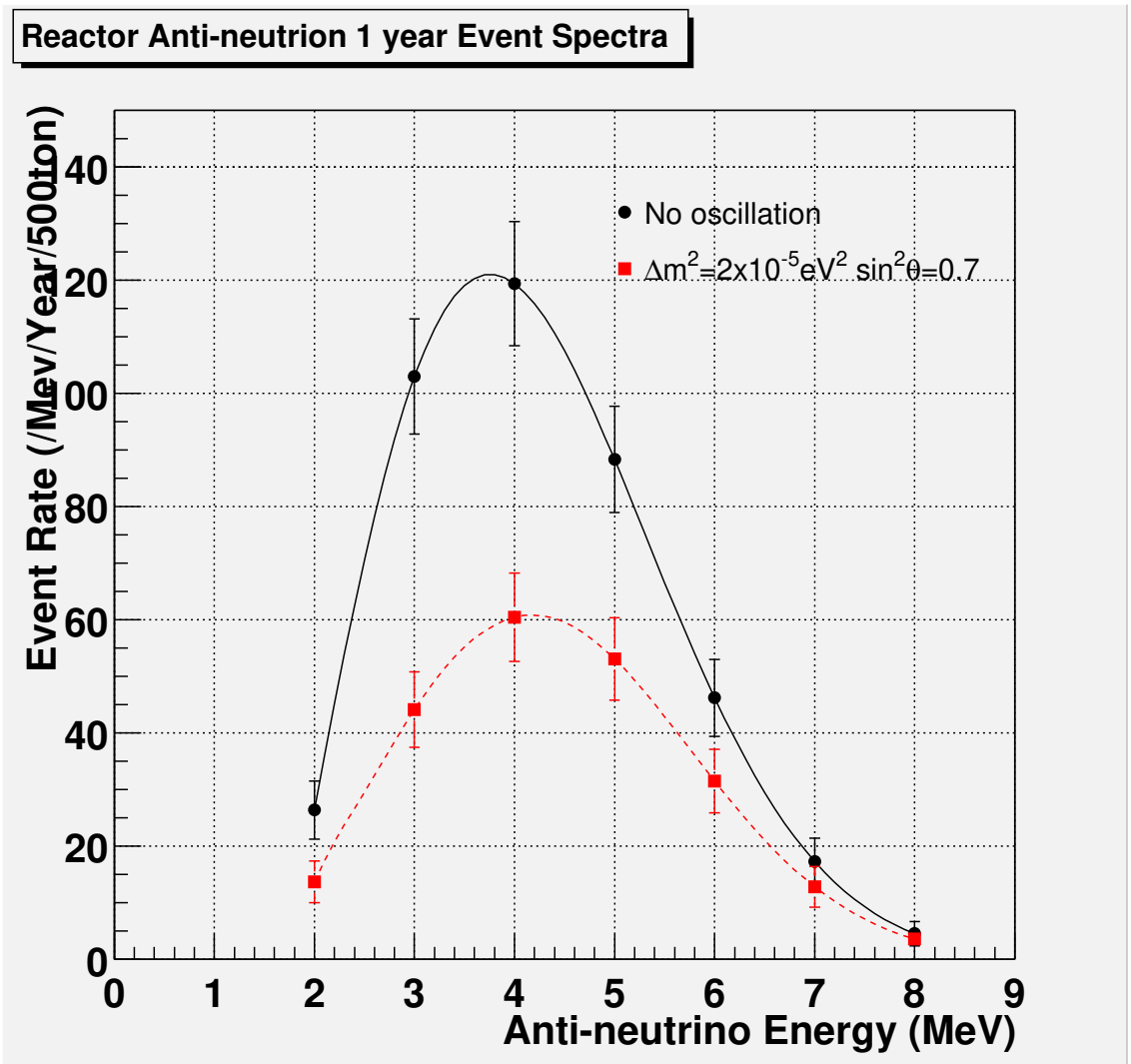

図 1.3: 原子炉反ニュートリノが KamLAND 検出器内で起こす 1 年間の事象のエネルギー分布。実線は振動がない場合、破線は太陽ニュートリノ物質振動解の 1 つである大混合角解 $\sin^2 2\theta = 0.7$、$\Delta m^2 = 2 \times 10^{-5}$ の場合に起こるスペクトルである。

原子炉反ニュートリノのニュートリノ振動の検出における Δm^2 の感度を見積もる。式 1.1 に因ると、混合角 $\sin^2\theta$ が与えられた時、ニュートリノ振動は以下の時最大になる。

$$\Delta \mathrm{m}^2(\mathrm{eV}^2) = 1.24 \times \frac{\mathrm{E(MeV)}}{\mathrm{L(m)}} \tag{1.11}$$

よって、Δm^2 の検出領域は、ニュートリノの飛距離とニュートリノのエネルギーによって制限される。より小さい Δm^2 を検出するには、ニュートリノの飛距離を長くするか、エネルギーの小さいニュートリノを検出しなければならない。

KamLAND 実験では、L ~ 150km、E ~ 数 MeV である為、Δm^2 の感度は、~ 10^{-5} となる。表 1.3 に、世界の原子炉ニュートリノ検出器の性能を示す。

Experiment	Target mass (ton)	Distance (km)	$\Delta \mathrm{m}^2$ (eV^2)
Bugey	1.2	154	2×10^{-2}
CHOOZ	4.8	1	1×10^{-3}
Palo Verde	12	750	$\sim 10^{-3}$
KamLAND	1000	~ 150	$\sim 10^{-5}$

表 1.3: 原子炉反ニュートリノ振動実験の検出器の性能

KamLAND 実験は、検出可能な Δm^2 の領域は 10^{-5} まであり、他の実験に比べて大幅に性能が向上している。この領域では、太陽ニュートリノ欠損問題の解の 1 つである MSW(付録 A 参照) の大混合角解が検証出来る。

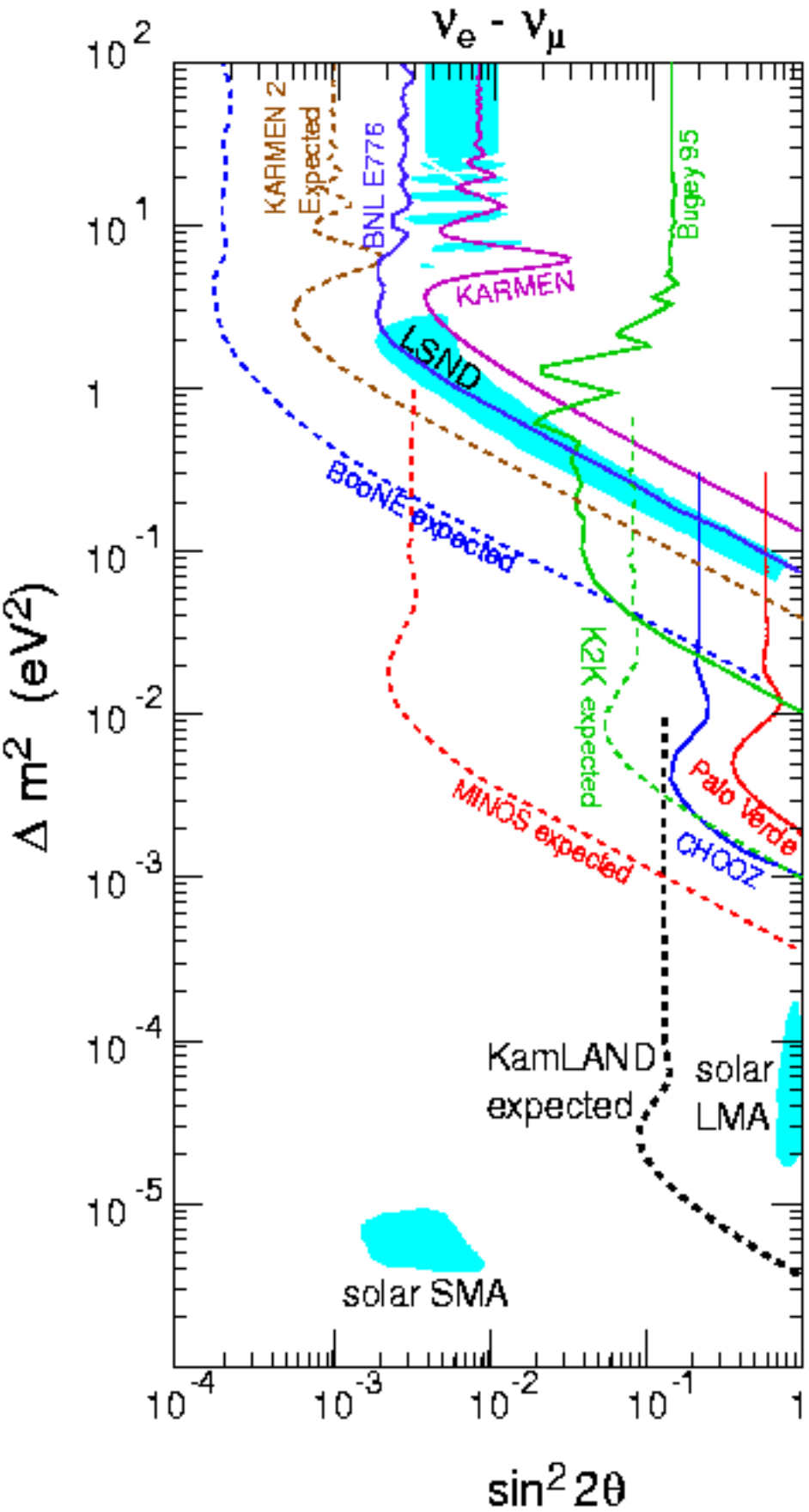

図 1.4: 種々の $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動実験による振動パラメータの 90%C.L. 排除領域と許容範囲、および太陽ニュートリノ物質振動解 [3]

地球反ニュートリノ

地球はその表面から約 40TW の熱を放出している。そのうち約 40%(∼16TW) は放射化熱であり、そのうち 90% は地球内部の地殻や、上部、下部マントルに含まれる放射性同位元素の崩壊エネルギーに因る物と考えられている。 崩壊による熱はプレートテクトニクスや火山活動を引き起こすが、今まで放射性同位元素の地球内部の分布を直接測定する方法はなかった。しかし、地球の内部構造及び発熱機構については様々な理論が存在し、それらを検証する為には、放射性同位元素の地球内部の分布を直接測定する事が必要である。

これら地球内部に存在する放射性同位体の崩壊は、β 崩壊であるので、その際熱と同時に反ニュートリノも放出する。この地球反ニュートリノは地球の内部構造を直接反映しているため、これを検出することは地球に含まれる放射性物質の量、分布など、地球内部エネルギー生成機構の解明に有効な手段であると思われる。

地球内部の U 含有量と U/Th 比には様々なモデルがあり、、一般的には約半分の U、Th はマントルに残りの半分は大陸プレート下の地殻に存在しているとされ、海洋プレート下の地殻中には大陸プレート下の地殻に対してその存在量は極めて少ないと考えられている。図 1.5 に地球反ニュートリノのフラックスを示す [5]。

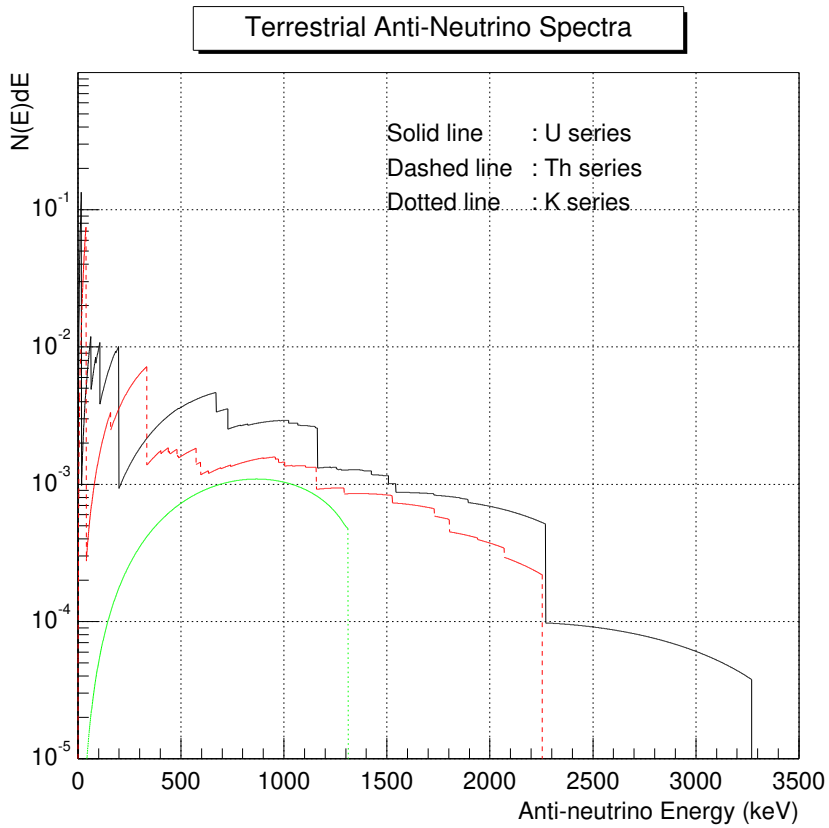

図 1.5: 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル

太陽ニュートリノ

これまで行なわれた太陽ニュートリノ実験で観測された事象数はすべての実験において標準太陽模型で予想される事象数の $1/2 \sim 1/3$ しか観測されないという結果が報告されている。

太陽ニュートリノは太陽内部で起こっている様々な反応過程から生成される。太陽ニュートリノには、8 種類の原子核反応からくるニュートリノが知られている。大別すると pp 連鎖と CNO サイクルがあり、太陽のエネルギーの 98.5% は pp 連鎖の反応過程で発生する。以下の式が pp 連鎖で生成されるニュートリノの発生過程である。

$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.12}$$

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^{-} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.13}$$

$$^{7}\mathrm{Be} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow ^{7}\mathrm{Li} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.14}$$

$$^{8}\mathrm{B} \rightarrow ^{8}\mathrm{Be} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.15}$$

$$^{3}\mathrm{He} + \mathrm{p} \rightarrow ^{4}\mathrm{He} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.16}$$

上式の過程で生成されるニュートリノはそれぞれ、pp ニュートリノ、pep ニュートリノ、^{7}Be ニュートリノ、^{8}B ニュートリノ、hep ニュートリノと呼ばれる。また、CNO サイクル中で生成されるニュートリノの反応過程は、

$$^{13}\mathrm{N} \rightarrow ^{13}\mathrm{C} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.17}$$

$$^{15}\mathrm{O} \rightarrow ^{15}\mathrm{N} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.18}$$

$$^{17}\mathrm{F} \rightarrow ^{17}\mathrm{O} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.19}$$

である。

太陽中での核融合反応にともなって発生するニュートリノのエネルギーは、どのような素過程で発生したかにより、異なるエネルギースペクトルをもつ。終状態が 2 体である反応で放出されるニュートリノはエネルギーが一定の単色ニュートリノであり、終状態が 3 体であるものは、連続的なエネルギー分布を示す。図 1.6 に標準太陽模型に基づく計算による太陽ニュートリノのエネルギースペクトルを、表 1.4 にそれぞれの太陽ニュートリノの最大エネルギーと平均エネルギーを示す [6]。

pp ニュートリノは最大エネルギーが、420 keV しかないが、太陽エネルギーを生み出す核反応のほとんどが pp 反応を出発点としているので、pp ニュートリノは太陽ニュートリノの中で最大のフラックスをもつ。また、pp ニュートリノのフラックスは太陽光度によってほぼ規定されてしまうので、フラックスの予測値は太陽モデルの不定性にあまり左右されないという特徴がある。

hep ニュートリノは太陽ニュートリノの中で、最も高いエネルギーをもつ。しかしフラックスは非常に小さいため、現在の観測装置でこれを検出するのは難しい。

KamLAND 実験では、単色の ^{7}Be ニュートリノの観測を目指している。もしバックグラウンドを充分に抑え、検出器の threshold を 0.25MeV 程度に設定することができたならば、^{7}Be ニュートリノを検出することができる。 このことにより、標準太陽模型の検証と太陽ニュートリノ欠損問題に対する解決を目指している。

超新星ニュートリノ

恒星は自己重力で結合したガスの塊であり、内部の核融合反応で解放されたエネルギーによって光っている。そして、$8M_{\odot}$ 以上の質量を持つ恒星は、重力崩壊型超新星爆発というかたちでその一

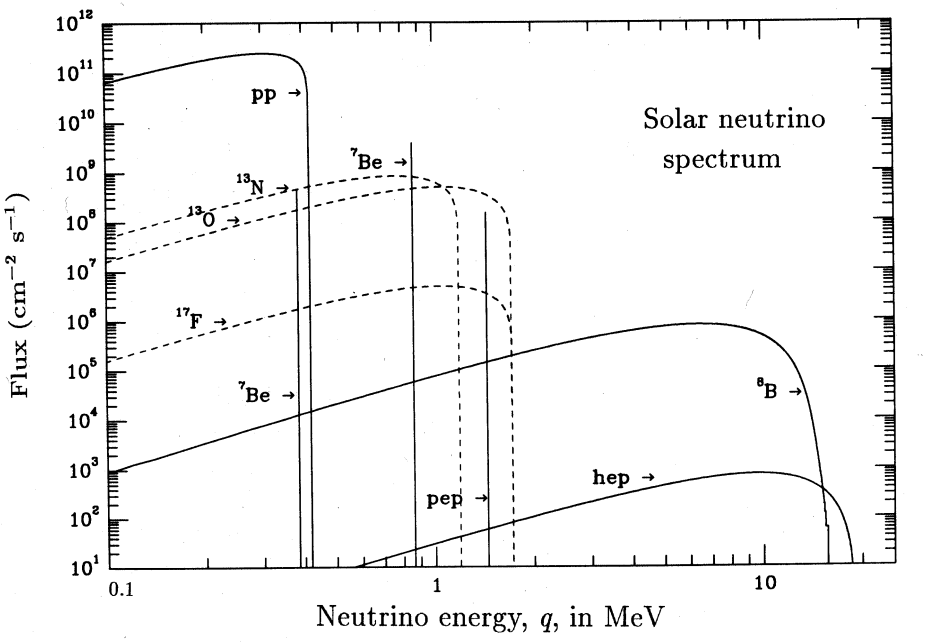

図 1.6: 標準太陽模型に基づく計算による太陽ニュートリノのエネルギースペクトル

Neutrino	Max. Energy (MeV)	Average Energy (MeV)
pp	0.420	0.265
pep	1.442	1.442
^{7}Be	0.862(90%)	0.862
	0.384(10%)	0.384
^{8}B	14.02	6.710
hep	18.77	9.62
^{1}N3	1.199	0.707
^{1}O5	1.732	0.997
^{17}F	1.740	0.999

表 1.4: 太陽ニュートリノの最大エネルギーと平均エネルギー。^{8}B の最大エネルギーは終状態の ^{8}Be が不安定であるため幅をもつ。実際上は、15 MeV 以下である [6]。

生を終える。その際放出されるニュートリノを超新星ニュートリノと呼ぶ。解放されるエネルルギーは約 $10^{53}\mathrm{erg}$ であり、そのうちの 1%が運動エネルギーに変換され、99%がニュートリノのエネルギーとして放出される。超新星ニュートリノの生成過程は、

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{A(N,Z)} \rightarrow \nu_\mathrm{e} + \mathrm{A(N+1,Z-1)} \tag{1.20}$$

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{p} \rightarrow \nu_\mathrm{e} + \mathrm{n} \tag{1.21}$$

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu} \tag{1.22}$$

である。式 (1.20)、(1.21)、のように原子核や核子による電子捕獲反応では、ν_e が大量に放出され、式 (1.22) では、6 種類のニュートリノ全てが生成される。ν_e は超新星爆発から $10\mathrm{ms}$ 以内で激しく放出される現象が起こり、これは中性子化バーストと呼ばれる。しかしこの時に持ち出される ν_e のエネルギーはたかだか 1%程度でほとんどのエネルギーは熱的に放出される。

一般に地球上で観測される超新星ニュートリノのエネルギースペクトルは次式で表わされる。

$$\frac{dN_\nu}{dqdt} = \frac{c}{4}\frac{4\pi}{(2\pi\hbar c)^3}\frac{dq}{\exp(\beta(q-\mu))+1}4\pi r_\nu^2\frac{1}{4\pi D^2} \tag{1.23}$$

ここで、β、r_ν はニュートリノスフィアの温度、半径であり、D は、超新星から地球までの距離である。一般に r_ν、β、μ は時間 t に依存しているので、正確にエネルギースペクトルを知るには数値計算に頼らざるを得ない。

宇宙初起源ニュートリノ

宇宙には、100 億年前から現在に至るまで起きた超新星爆発から放出されたニュートリノが宇宙空間に漂っている可能性がある。これらのニュートリノの観測は宇宙の進化の各段階で起きた超新星爆発の頻度や星の質量分布等、現在の宇宙大規模構造形成機構の解明に重大な影響を与える。現在これらのシミュレーションは多くの仮定が用いられており、この観測に成功すれば、様々なモデルに制限を与えることが期待される。

1.3　検出器

KamLAND 実験で用いる検出器は、岐阜県吉城郡神岡町東茂住にある池の山の山頂直下約 1000m (2,700m.w.e : meter water equivarence : 水換算深度) に位置する。地下に検出器を建設した理由は、測定時に大きなバックグランドになり得る宇宙線 μ 粒子を出来るだけ減らす為である。KamLAND 検出器が設置される場所で、その強度は地表の約 10^{-5} 倍である。

図 1.7 に検出器の図を示す。検出器は 3 槽構造になっており、内側から順にプラスチックバルーンを満たしている液体シンチレーター槽、ステンレス容器中のバッファーオイル槽、超純粋槽である。以下に主な構成要素について書く。

液体シンチレーター

KamLAND で使用する液体シンチレーターは約 1,200m^3 である。使用する液体シンチレーターは東北大学で新規開発された物で、これまでの研究から発光量、粒子識別能力、透過率等が優れたものを開発した。その結果、パラフィンオイルベースに決定した。パラフィンオイルはシンチレーション光に対する減衰長が波長が 400nm の光に対して 30m と透過率が高く、H/C 比も大きく ν_e の検出に適している。また、高い発光量、優れた粒子識別能力を得る為にプソイドクメン (以下、PC) を混ぜる。これにより、液体シンチレーターは 50%アントラセン以上と高い発光量をもつ。発光剤は PPO を使用する。最終的に、パラフィンオイル 80%、PC20%、PPO を 1.5[g/l] を混ぜたものを使用する。

1.3.1　バルーン

バルーンは、直径 13m でプラスチック製である。要求される性能は、バルーン内外の密度差や液面の高さによって生じる圧力差に耐える事、Rn の透過性が低い事等である。

素材として、バルーンの強度を高める為に 2 軸延伸ナイロン (ON) とバルーン外部からの Rn の侵入を防ぐ為に最もガス透過性の小さい EVOH を使用している。EVOH も 2 軸延伸のもの (XL) を使用している。バルーンは、XL を ON で挟んだ多層膜になっている。このフィルムの光透過率は波長 400nm の光に対して 96% である。また、ICP 質量分析法により測定した所、U,Th,^{40}K の含有量は、それぞれ $1.0\times\ 10^{-10}$(g/g)、2.0×10^{-10}(g/g)、$9.0\times10^{-10}(g/g)$ 以下と極めて少ない。

1.3.2　バッファオイル

液体シンチレーターで満たされているバルーンの外側はバッファオイル槽である。バッファオイルとしては液体シンチレーターのベースであるパラフィンオイルが使用されている。このバッファオイルは 3000m^3 の球形ステンレス槽の中に満たされており、ステンレス槽に取り付けられた光電子増倍管や混入した塵などに含まれる放射性同位元素からの γ 線が液体シンチレーターを発光させないようにするためにある。

1.3.3　光電子増倍管

ステンレス槽の内壁には、新型の 17 インチ光電子増倍管と 20 インチ光電子増倍管が蜂の巣状にそれぞれ 1295 本、590 本の合計 1885 本取り付けられる。ステンレス槽全体の表面積に対して、1885 本

の光電子増倍管の光電面の占める割合は約 36%である。17 インチ光電子増倍管はスーパー神岡実験で用いられた 20 インチ光電子増倍管を改良したものであり、ダイノードがベネチアン・ブラインド型から時間応答性が良いライン・フォーカス型に変更されている。この変更により 10^7 ゲインを与える高電圧での時間分解能を表す電子走行時間広がり (TrasitTimeSpread :T.T.S) は 6ns から 3.5nsec に、1 光電子ピークの明瞭さを表す P/V 比は 1.5 から 2.5 と、それぞれ大幅に向上した。しかしこの変更により有効光電面は 17 インチに制限されることになった。

超純水槽

KamLAND 検出器の最も外側の層は直径 19.6m、高さ 20m の円筒形の超純水槽である。この超純水槽内にも光電子増倍管が設置され、主に検出器外部から来る荷電粒子による事象の識別を目的としている。その大部分は宇宙線 μ 粒子であり、超純水によるチェレンコフ光を検出、識別する水チェレンコフ・アンタイ・カウンターとして働く。

1.3.4 純化装置

1MeV 以下の低エネルギーニュートリノ事象を検出するためには液体シンチレーターおよびパラフィンオイルの純化が不可欠である。原子炉反ニュートリノを検出するためには、U、Th は 10^{-14}g/g 以下、K は 10^{-12}g/g 以下でなければならない。また最終的な目標である ^{7}Be 太陽ニュートリノの検出のためには、前者で 10^{-16}g/g 以下、後者で 10^{-14}g/g 以下を実現しなければならない。

そこで、KamLAND では純化装置により、液体シンチレーターや純水内に混入した放射性同位元素、液体シンチレーター内に溶解している酸素を取り除く。液体シンチレーターの純化には、主として純水による液液抽出法と窒素ガスパージを用いる。

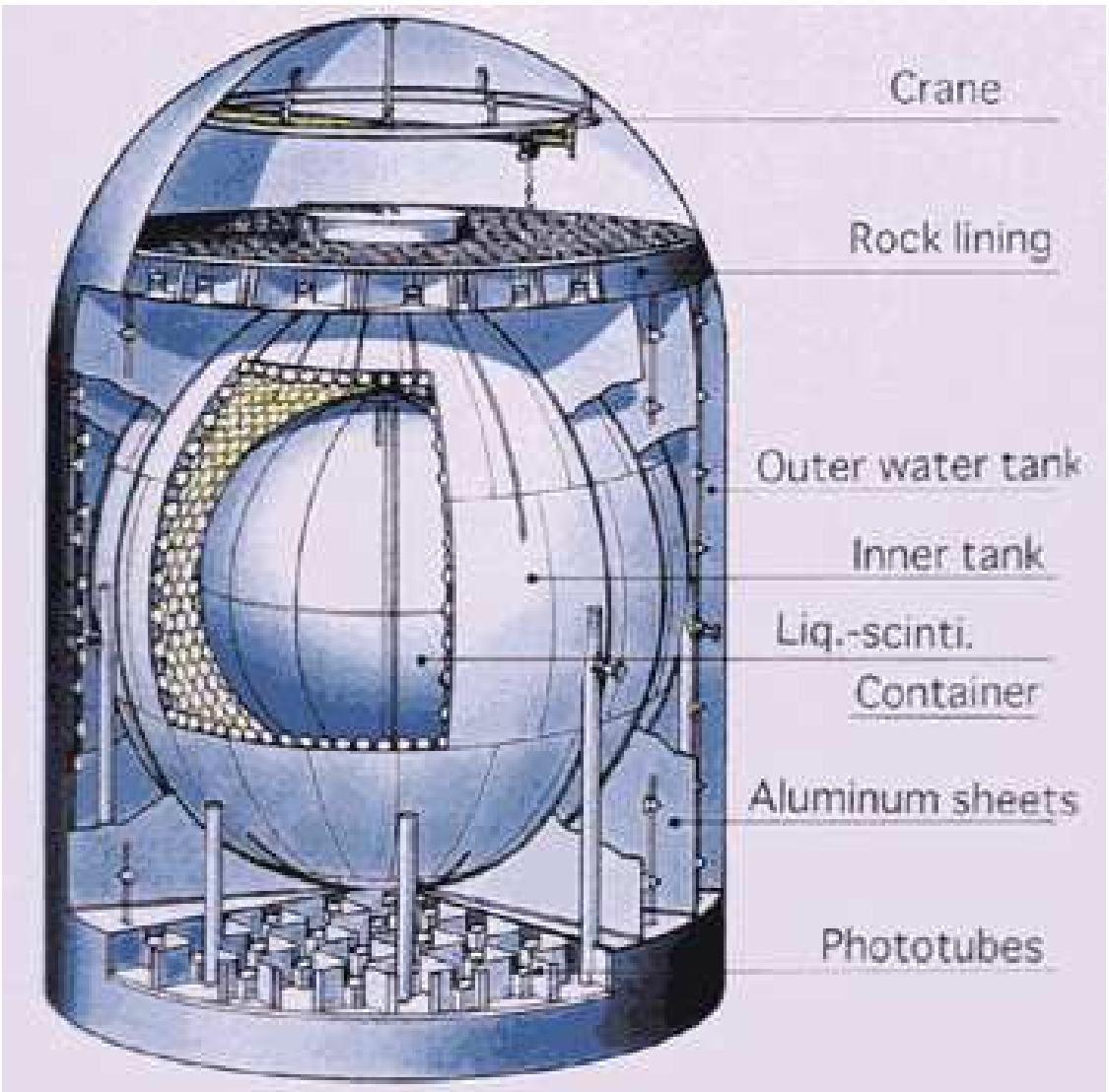

図 1.7: KamLAND 実験の検出器本体

1.4 反ニュートリノ検出原理

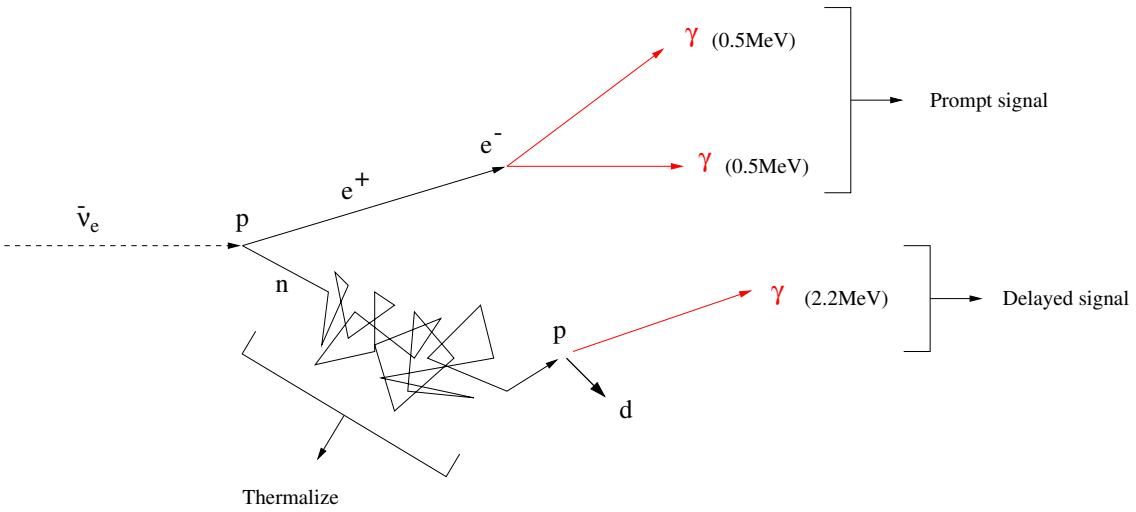

図 1.8: 遅延同時信号による反ニュートリノの検出原理

ここでは、KamLAND 実験での反ニュートリノ検出方法である遅延同時計数法について述べる。

検出器内に入射した ν_e ($\bar{\nu_e}$) は、検出器内の水素原子核 (p) と逆 β 崩壊反応を起こした時、陽電子 (e^+) と中性子 (n) が生じる。ここで、陽電子の運動エネルギーは ν_e のエネルギーから閾値である 1.8MeV をひいた値になる。

$$\bar{\nu_e} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{e}^+ \tag{1.24}$$

陽電子はエネルギーを失いながら、液体シンチレーター内を数 cm 飛行し、最後に液体シンチレーター内の電子と対消滅を起こして、0.5MeV の 2 本のガンマ線を生じさせる。これらのガンマ線は平均 10cm 飛行した後、コンプトン効果と光電効果によりエネルギーを失う。

以上の過程より、液体シンチレーター内に、

$$(\text{入射した}\bar{\nu_e}\text{のエネルギー}) - 0.8\mathrm{MeV} \tag{1.25}$$

のエネルギーが放出され、シンチレーション光となって検出される。この過程は数 ns 以内に行なわれる。この信号を先発信号 (Prompt Signal) と呼ぶ。

一方、中性子は数 10KeV 程度の反跳エネルギーを持ち、液体シンチレーター内の原子核と衝突を繰返し、熱中性子化し、平均 170μs 後に、陽子に吸収され、2.2MeV のガンマ線を出す ($\mathrm{n} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \gamma$)。このガンマ線に因る信号を遅発信号 (Delayed Signal) と呼ぶ。これら 2 つの遅延同時信号を検出する事により、$\bar{\nu_e}$ を識別し、バックグランドを大幅に削減して、$\bar{\nu_e}$ をより正確に観測する事が出来る。

第2章　検出器の較正

2.1　概要

測定結果から、物理の結果に帰着するには、検出器の性能を良く知らなければならない。この為、検出器の較正及びモニターをしっかり行なわなければならない。検出器の較正及びモニターとして以下のことを行なう予定である。

(1) 液体シンチレーターの透過率モニター
(2) 液体シンチレーターの光量モニター
(3) バルーンの形状のモニター
(4) 光電子増倍管の較正

本研究では光電子増倍管の較正について述べる。

同量の光を検出した幾つかの光電子増倍管が、ばらばらのゲインを持っていると正確な電荷情報を得られない。そこで相対的エネルギー較正を行なう必要がある。また、光電子増倍管のゲインは経年変化するので、長期的に実験を行う場合、定期的に相対的エネルギー較正を行う必要がある。

得られた電荷情報から正確に、エネルギーに換算する為に絶対的エネルギー較正を行なわなければならない。

イベントの発生点の空間再構成を行なう為に、タイミング較正を行なう必要がある。

次節以降に光電子増倍管の各較正について述べた。

2.2　相対的エネルギー較正

全ての光電子増倍管のゲインが同じになるようにするには、各光電子増倍管に同じ光量を当てて、出力信号を同じにする。図 1.7 の検出器全体を見ると分かる様に、光電子増倍管は検出器の中心から球状に分布している。従って、等方的な光の出る光源が有れば、それを検出器の中心で光らせる事により全ての光電子増倍管のゲインを同時に揃える事が出来る。

しかし、光源から出た光は、検出器内の液体シンチレーターやバルーンの影響を受ける可能性がある。そこで、光源は液体シンチレーターの影響を受けないような光を出せるものを考える。また、バルーンの影響及び液体シンチレーターの影響を見る為、検出器内に液体シンチレーターが注入される前にも、相対的エネルギー較正を行なう。以下に、測定系及び物理解析からの相対的エネルギー較正への要請について述べる。

2.2.1 測定系

測定系の概念図を図 2.1、2.2 に示す。図 2.1 は KamLAND 検出器に液体シンチレーターを入れる前の状態、図 2.2 は液体シンチレーターを入れた後の状態である。

検出器内に入れる光源は、上述の通り、等方性に優れた物が必要である。現在、開発研究中である光源の詳細については 3、4 章で述べる。この光源に、減衰機で光量を調節したレーザー光をファイバーを通して導き、検出器内の光電子増倍管に光を照射する。レーザーの光量モニターには光検出の感度の良いアバランシェフォトダイオード (以下、APD) 及び 2inch 光電子増倍管を使用する。

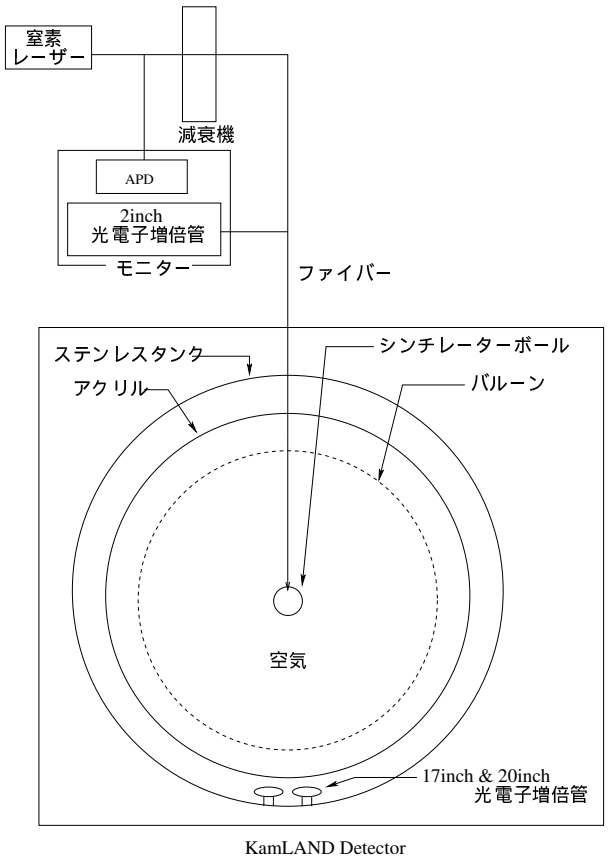

図 2.1: ゲイン較正の測定系の概念図 1。検出器に液体シンチレーターが入る前の状態である。

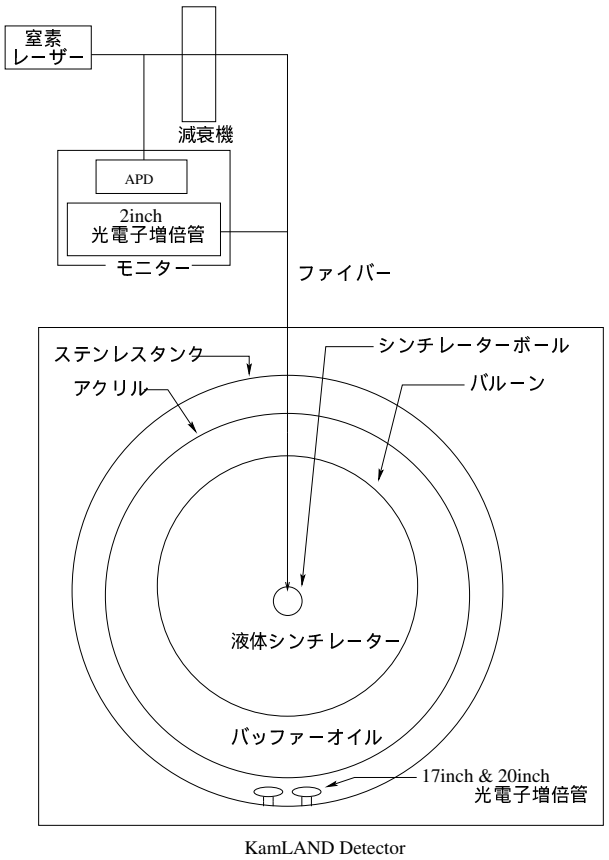

図 2.2: ゲイン較正の測定系の概念図 2。検出器に液体シンチレーターが入った後の状態である。

2.2.2 物理解析からの相対的エネルギー較正への要請

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。KamLAND 検出器で検出される原子炉反ニュートリノのエネルギーは、数 MeV のオーダーの値を持つ (図 1.3)。KamLAND 検出器では、1MeV のエネルギー寄与に対して 190p.e. 相当の光を出すので、もし、検出器の中心で原子炉反ニュートリノが反応を起こした場合、1 本の光電子増倍管が受ける光量はたかだか 1p.e. 相当程度である。KamLAND 実験では、ヒット判定をする時にエネルギー閾値を $\frac{1}{4}$p.e. に設

定するので、相対的なゲインの偏りが原子炉反ニュートリノを検出する時に、エネルギースケールの位置の依存性を生じさせたり検出効率の見積もりを誤まる可能性がある。このゲインの偏りに因る検出効率の相対的なずれは、

$$Pg = 100 \times \frac{\Delta N}{N}[\%] \tag{2.1}$$

である。ここで、N は本来検出されるべき事象数、Δ N はゲインの偏りにより取りこぼした事象数である。(図 2.3 に描かれている 1p.e. 相当光の波高分布の場合で言えば、N は点線と 1p.e. 相当光の分布及び Q 軸で囲まれた面積の値であり、Δ N は、斜線部の面積である。) この確率 Pg[%] は、原子炉反ニュートリノのエネルギースペクトル (図 1.3) の閾値のずれを通して検出効率の系統誤差になる。

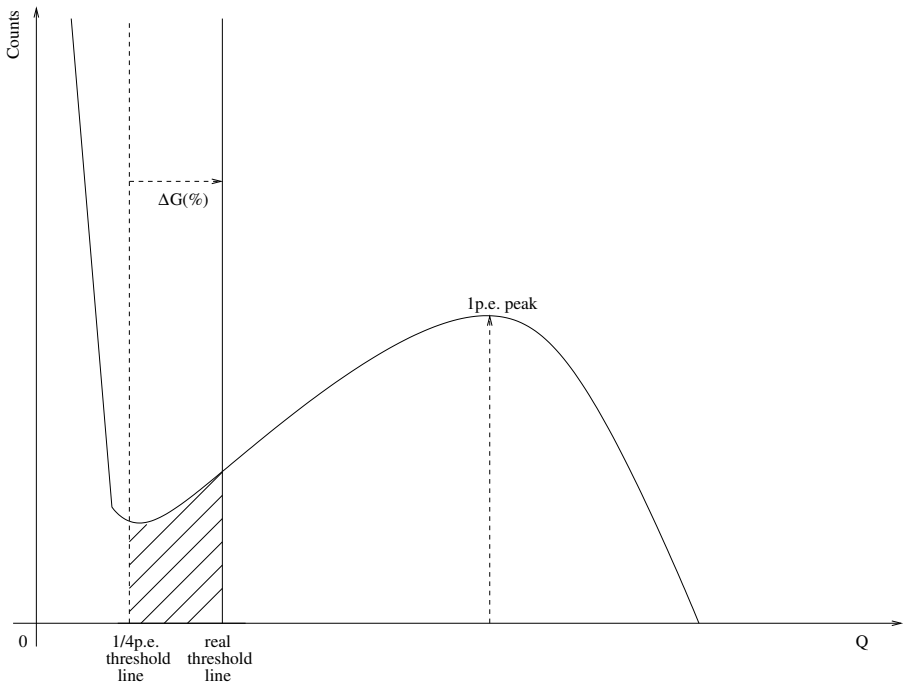

図 2.3: 1p.e. 相当光の波高分布 (概念図)。横軸は電荷 Q[C]、縦軸はカウント数である。光電子増倍管のゲインが Δ G[%] ずれれば、閾値の値も Δ G[%] 変わってしまうので、$\frac{1}{4}$p.e. threshold の値で閾値を設定しなければならないのに、実際には real threshold で閾値を設定してしまっている。それにより、観測出来る光子数は、本来の値より斜線の面積の分 (Δ N) だけ少なくなってしまう。

KamLAND 実験では、エネルギースペクトル (図 1.3) の閾値を 3MeV に設定した場合、全ての要因による原子炉反ニュートリノの事象数の系統誤差を、4[%] に抑えるという目標値がある。そこで、ゲインの偏りに因る原子炉反ニュートリノの事象数の系統誤差を、1[%] 以内に抑える事を目標にする。

原子炉反ニュートリノの事象数の誤差が 1[%] の時、図 1.3 より計算した結果、Pg の値は約 1.5[%] である。また、Pg が 1.5[%] の時、ゲインの偏りは、約 15[%] である。よって、本実験では、ゲインの偏りを 15[%] 以内に抑える事を目標とする。

尚、この 15[%] と言う値は、KamLAND 実験で使用する 17inch 光電子増倍管の初期電圧値を求める時に測定した 1p.e. 相当光の波高分布を、全データの中から無作為に 10 個選んで来て計算した値である (図 2.4)。

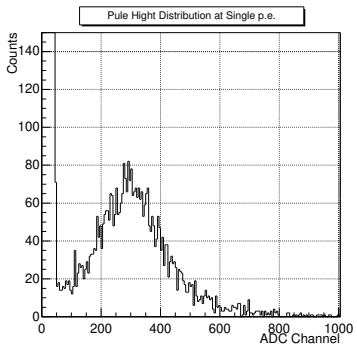

図 2.4: 1p.e. 相当光の波高分布 (ゲインの偏りの計算に使用した物)。
この様なデータを使用し、ゲインの偏りを見積もった。

2.3 タイミング較正

イベントの空間再構成を行なうのに必要な時間情報は、光電子増倍管中の走行時間の違い、エレクトロニクスの個性、ケーブルの長さの違いの影響を受けており、これらのずれを測定し、補正するのがタイミング較正である。KamLAND では空間再構成分解能を 10 ~ 20cm を目標にしているので、時間情報のばらつきを 0.5ns に抑える事を目標とする。測定系は相対エネルギー較正と同様の装置 (図 2.2) を使用する予定であるが、検出器内で使用する光源は考案中である。

2.4 絶対的エネルギー較正

我々の主な目的は低エネルギーの原子炉反ニュートリノの測定でるので、絶対的エネルギー較正は主にそのエネルギー範囲 (約 1MeV ~ 10MeV の範囲) で行なう。この範囲の絶対的エネルギー較正には種々の γ 線源を使用する。

また、KamLAND 検出器内で崩壊する宇宙線 μ 粒子による崩壊電子を利用すれば、53MeV までエネルギー範囲を拡げる事が可能である。これにより、さらに高いエネルギーの物理事象の較正が可能である。

以下に、γ 線源を使用した較正、宇宙線 μ 粒子を利用した較正について述べる。

2.4.1 γ 線源による較正

γ 線源を用いた較正は、0.5 ~ 6MeV の範囲の単一のエネルギーを持った γ 線源を使用する。具体的には、γ 線源として ^{137}Cs(0.662MeV),^{54}Mn(0.835MeV),^{65}Zn(1.116MeV),^{60}Co(2.506MeV),Am-Be(4.43MeV) を使用する。また、5 ~ 10MeV の範囲の較正を行なう場合の線源として、^{16}N(6.13MeV) 等を使用する。

測定系は、考案中である。

2.4.2　μ - e 崩壊事象の崩壊電子による較正

検出器に入射する宇宙線 μ 粒子のうち、1 日に約 100 個が検出器内で崩壊し、電子を放出する。その崩壊電子のエネルギーは、平均 37MeV、最大 53MeV であり、数十 MeV 領域のエネルギー較正に使用される。

第3章　シンチレーターボール

KamLAND 検出器のステンレスタンク槽の壁面に設置された光電子増倍管の相対的エネルギー較正を行なう為にシンチレーターボールを使用する。実際の較正では、このシンチレーターボールは液体シンチレーター中でも使用される。そこで、以下の様な事が要求される。

（１）等方的な光を出せること
（２）液体シンチレーターの影響を受けない光を出せる事。

以上の事を考えてシンチレーターボールのデザインを行なった。今回、シンチレーターボールを、２種類考えた。１つはボール型で、もう１つはチューブ型である。以下にシンチレーターボール及び、シンチレーターチューブについて述べる。

3.1　シンチレーターボール

3.1.1　形状

シンチレーターボールの形状を図 3.1 に示す。シンチレーターボール本体は直径 5cm。そのボールにファイバーが挿入されている。光ファイバーの端末は直径 3mm、長さ 60mm のステンレススリーブというステンレス製の円筒状の形をしている。ファイバーのステンレススリーブの部分が影になって後側に行く光が遮られてしまわない様に、光ファイバーは約 2cm 抜いた状態で固定する。

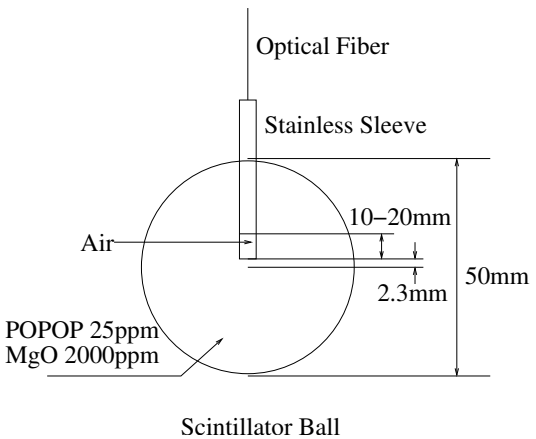

図 3.1: シンチレーターボールの形状

3.1.2　成分

シンチレーターボール本体の成分はシンチレーターとして POPOP、拡散剤として MgO、主成分はアクリルを用いた。主成分のアクリルは KamLAND で使用する液体シンチレーターに溶けにくく、また、非常に丈夫である。シンチレーターである POPOP の吸収波長スペクトルは最大値が 360nm 付近であり、発光波長スペクトルは約 420nm に最大値を持つ。POPOP によって発光した光の波長は、KamLAND 実験で使用される液体シンチレーターに含まれる PPO の吸収波長域にないので、PPO による吸収の影響はほとんどない。また、17inch 光電子増倍管と 20inch 光電子電子増倍管の量子効率の良い所に発光スペクトルのピークを持つ。POPOP の吸収波長域と発光波長域を図 3.2 に、POPOP の発光波長域と PPO の吸収波長域を図 3.3 に示す。また、図 3.4、図 3.5 に 17inch 光電子増倍管と 20inch 光電子増倍管の量子効率を示す。

シンチレーターは等方的に光を放出するので原理的にはボールの中心でシンチレーションが起これば等方的な光が得られるはずである。しかし、シンチレーターボールに入射した光が入射方向に偏る可能性がある為に MgO を混入してシンチレーター光を拡散して光量の指向性を少なくする様に工夫してある。

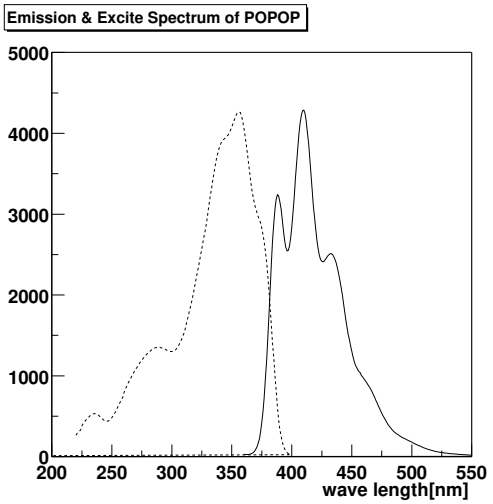

図 3.2: POPOP の吸収 (点線) と発光 (実線) スペクトル

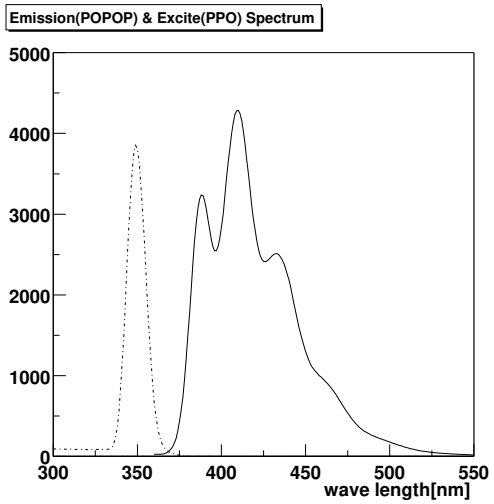

図 3.3: PPO の吸収 (破線) と POPOP の発光 (実線) スペクトル

ボールに含まれる成分の量は、POPOP：25ppm、Mgo：2000ppm である。ボール内でのシンチレーターによる紫外光の吸収長は約 3mm である [10]。そこでファイバーからの光の 1 回目の吸収がボールの中心になる様に、また、発光した光がステンレススリーブの影にならない様に、その分だけ中心から距離をおいて光ファイバーを挿入する穴を開けてある。また、POPOP の濃度を上げれば、吸収長は短くなるが、発光を中心部分で起こる様に調節するとステンレススリーブが影になってしまう為に、この濃度にした。

MgO による散乱長は約 7mm である。よって、POPOP によって発光した後、ボール内で MgO により数回散乱され光の等方性を実現出来る。MgO も濃度を上げれば、光が散乱される回数が増え、より等方的になるが、光量が弱くなってしまう為に、この濃度にした。

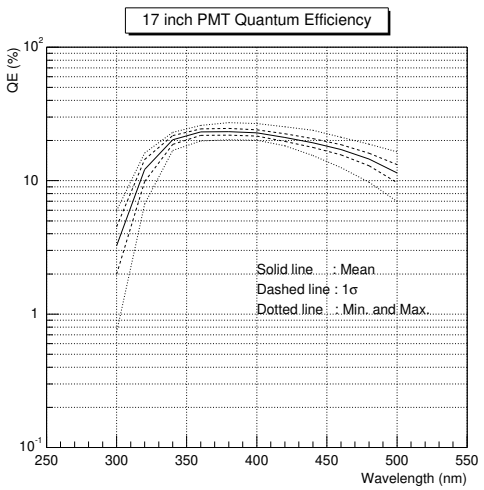

図 3.4: 17 インチ光電子増倍管の量子効率。実線は平均値を表し、点線は最大値、最小値を表す。破線は平均値から 1σ 離れた位置を表す。

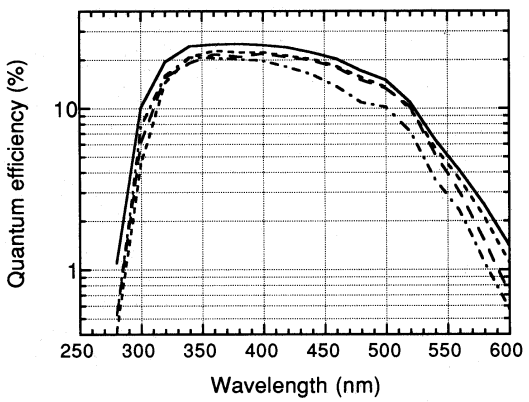

図 3.5: 20 インチ光電子増倍管の量子効率。実線は平均値を表し、点線は最大値、最小値を表す。破線は平均値から 1σ 離れた位置を表す。

3.2 シンチレーターボールの性能評価

シンチレーターボールは、KamLAND 検出器のステンレスタンク槽内の各光電子増倍管に一様な光を供給しなければならない。しかし、実際には方向によって光量が異なっている可能性がある。そこで、どれだけ一様な光を供給できるか、その方向に対する光量の一様性の測定を行なった。

3.2.1 測定方法

測定系を、図 3.6 に示す。本実験では、レーザー光をシンチレーターボールに入射させ、発光した光を 2 inch 光電子増倍管で測定する。また、レーザーの光量をモニターする為に、APD を使用している。シンチレーターボールを回転させて測定する事により、その一様性を調べる。また、座標を図 3.7 の様に定義する。測定は、まず ϕ 方向を固定し、$\theta = 0, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{2}, \frac{7\pi}{12}, \frac{2\pi}{3}$[rad] の点の測定を行なう。次に、$\phi$ を $\frac{\pi}{6}$ 回転させ $\theta = 0, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{2}, \frac{7\pi}{12}, \frac{2\pi}{3}$[rad] の点の測定を行なう。この様にして、$\phi$ に関して $\frac{\pi}{6}$[rad] づつ回転させ、1 周分測定を行なった.

窒素レーザー

パルス光を光源としたいので、Laser Photonics 製の窒素色素レーザー (LN203C,LD2S) を使用する。LN203C は窒素レーザー本体で、LD2S はダイモジュールである。窒素レーザーの発振波長は 337.1nm であるので、ダイモジュールを用いる事で色素の種類とモノクロメーターにより発振波長を調節した。発振波長は、POPOP の励起スペクトルの最大付近である 365nm、繰返し回数は 40Hz で使用した。表 3.1 にレーザーの規格を示す。

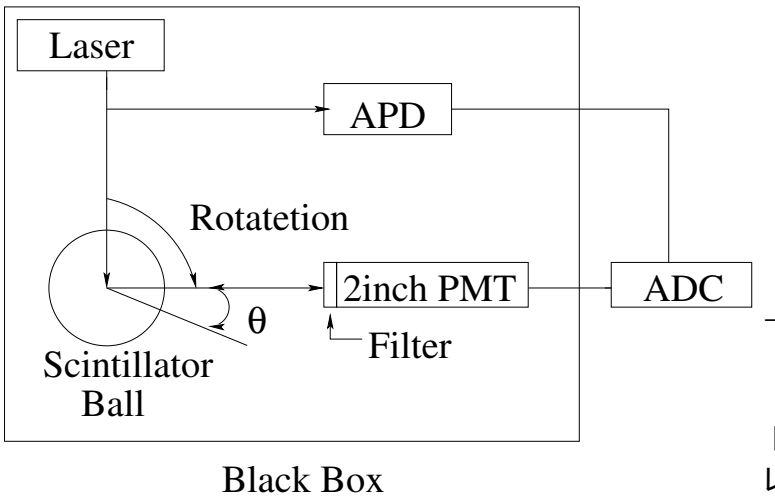

図 3.6: 測定系

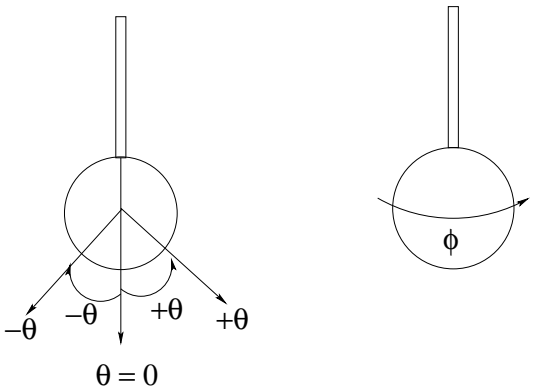

図 3.7: シンチレーターボールの座標の定義
レーザー光の入射方向を $\theta = 0$[rad], 柄の付いてる方向を $\theta = \pi$[rad] とする。ϕ 方向の原点は、任意の 1 点を選んだ。

型名	LN203C	LD2S
発振波長 (nm)	337.1	357 - 710
パルス幅 (FWHM,ps)	600	300 - 500
エネルギー / パルス (μJ)	100	Dye Dependent
繰返し回数 (Max ,Hz)	50	50

表 3.1: 窒素色素レーザー LN203C 及び LD2S の規格

光量モニター

光量モニターの役割は窒素レーザーの出力変動を観察してシンチレーターボールが放射する光量の補正をする事である。光量モニターには短波長型 APD を選んだ。APD は自己増倍機能を持った光半導体素子である。検出素子から増倍された信号が出力される為、読み出し回路の雑音の寄与分を増倍率分の１（１０分の１ ~ １００分の１）に出来る。従って、APD を使用する事によって、通常のフォトダイオードの１０分の１ ~ １００分の１の検出限界まで測定が可能になる。更に低雑音増幅器、バイアス電源をコンパクトな外形にまとめられた APD モジュールを使う事によって、低電圧直流電流電源に接続するだけで高感度な光検出が可能になる。表 3.2 に、この APD の仕様を示す。 また、光

型名	C5331-12
受光径	3mm
感度波長範囲	200 ~ 1000nm
最大感度波長	620nm
量子効率 (波長：350nm)	40%
増倍率温度安定度 (25 度 ± 10)	± 2.5% Max±5%

表 3.2: APD モジュールの仕様

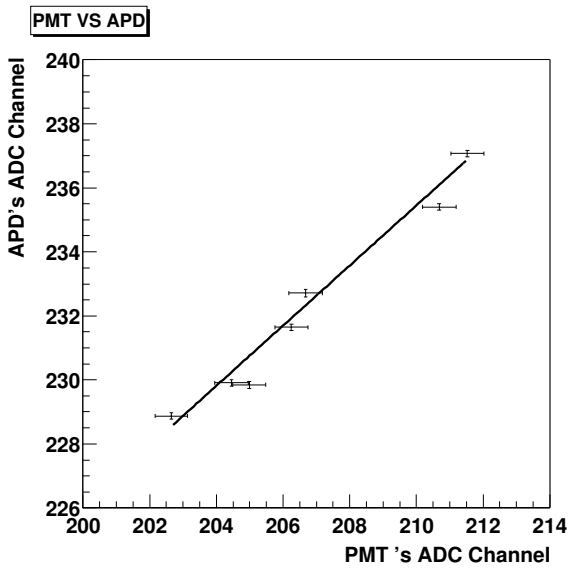

図 3.8: 光量モニターと 2inch 光電子増倍管の相関

量モニターと 2inch 光電子増倍管の相関は良い (図 3.8)

3.2.2　測定結果

ϕ 方向と θ 方向の等方性の測定結果を、それぞれ図 3.9、図 3.10 に示す。

図 3.9 は、ϕ (横軸) の角度を変えた時の各 θ ($0,\frac{\pi}{6},\frac{\pi}{3},\frac{\pi}{2},\frac{7\pi}{12},\frac{2\pi}{3}$) の点での光量 (縦軸) を示す。尚、この図での光量は、全体で平均が 1.0 になる様に規格化してある。この図より、$\phi = \pi[\mathrm{rad}]$ で段差が出来ているのが分かる。また、図 3.10 は、θ (横軸) の角度を変えた点での各 ϕ ($0,\frac{\pi}{6},\frac{\pi}{3},\frac{\pi}{2},\frac{2\pi}{3},\frac{5\pi}{6}$) の点での光量 (縦軸) を示す。この図も図 3.9 と同様、光量は全体で平均が 1.0 になる様に規格化してある。この図より $\theta = 0[\mathrm{rad}]$ の方向、つまり前方の方に強い指向性があるのが分かる。

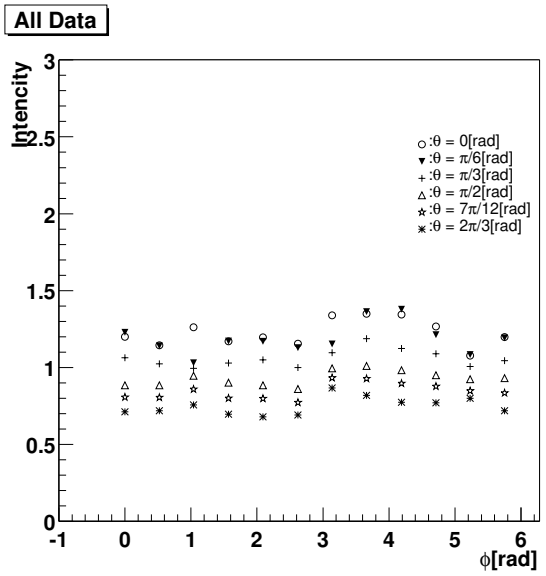

図 3.9: ϕ 方向の一様性

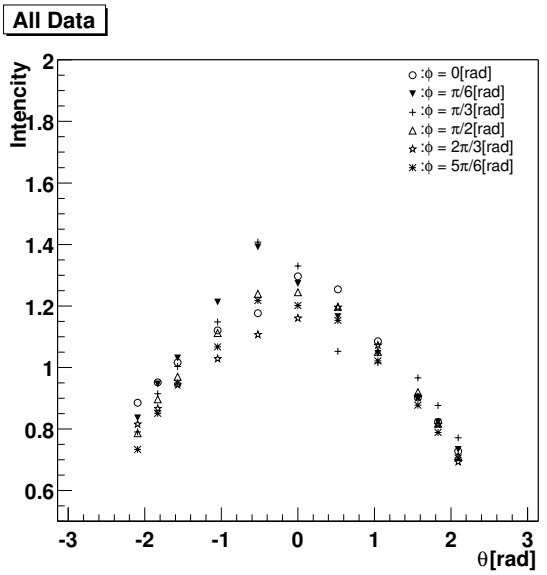

図 3.10: θ 方向の一様性

次に、ϕ 及び θ 方向の光量の広がりを、それぞれ (図 3.11、図 3.12 に示す。図 3.11 は、横軸は $\theta[\mathrm{rad}]$ で、縦軸はその時の各 ϕ での光量である。縦軸は、各 $\theta[\mathrm{rad}]$ の点で平均が 1.0 になる様に規格化してある。つまり、図 3.11 は、各 $\theta[\mathrm{rad}]$ での ϕ 方向の広がりを表している。この図より、ϕ 方向の広がりは、ほぼ 15%以内に収まっている事が分かる。また、図 3.12 は、横軸は $\phi[\mathrm{rad}]$ で、縦軸はその時の各 θ での光量である。縦軸は、各 $\phi[\mathrm{rad}]$ の点で平均が 1.0 になる様に規格化してある。つまり、図 3.12 は、各 $\phi[\mathrm{rad}]$ での θ 方向の広がりを表している。この図より、θ 方向の広がりは、全体として $\pm 20[\%]$ 以上ある事が分かる。

以上より、ゲインの偏りを 15%以内に抑えると言う目標に対して、ϕ 方向はほぼ達成出来ているが、θ 方向は光の入射方向に指向性があり、前方と後方で光量に $\pm 20[\%]$ 以上の広がりがある事が分かる。前方の光量が大い事より、レーザー光がそのまま前方に透過してる可能性がある。そこでレーザー光の入射方向に十分長い光源を考案した。

3.3　シンチレーターチューブ

シンチレーターチューブは、KamLAND 検出器の相対エネルギー較正で使用する事を目的に製作したシンチレーターボールのレーザー光の前方への透過を補う為に考案された物である。

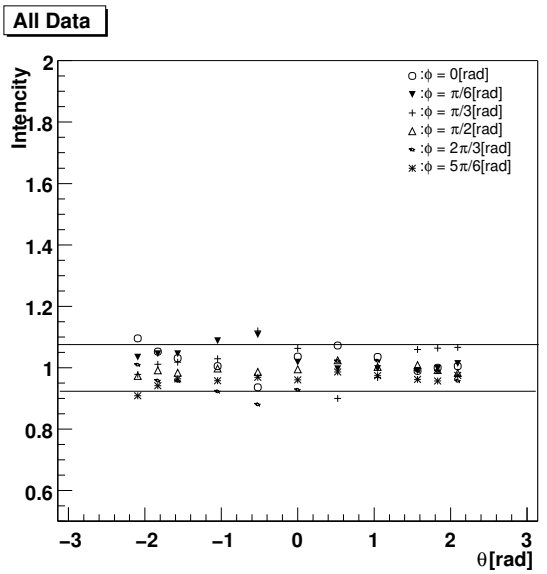

図 3.11: ϕ 方向の光量の広がり。θ(横軸) が一定の時の ϕ 方向の光量の広がり (縦軸) を示している。図中の 2 本の直線はそれぞれ Intencity $= 1.0 \pm 0.075$ である。

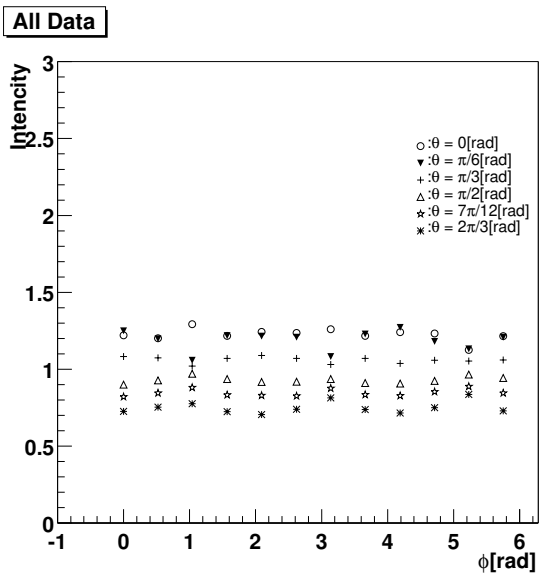

図 3.12: θ 方向の光量の広がり。ϕ (横軸) が一定の時の θ 方向の光量の広がり (縦軸) を示している。

シンチレーターチューブは、ボール型とは異なり、拡散材を使用せず、液体シンチレーターが主な成分である。3.1.2 で述べた通り、液体シンチレーターは発光すれば原理的に等方的な光を出すが、光の透過性を考えると、MgO が含まれて無い分、光の入射方向に指向性が出る可能性がある。そこで、レーザー光の入射方向に十分な長さのあるチューブ型を考案した。

3.3.1 形状

シンチレーターチューブの形状を図 3.13 に示す。シンチレーターチューブの本体は、長さ 20cm、直径 3cm の試験管である。ファイバーは、入射した光が全て吸収されるように、試験管の根本付近で固定されている。また、光ファイバーの端末は直径 3mm、長さ 60mm のステンレススリーブというステンレス製の円筒状の形をしている。また、このステンレススリーブの先端にはすき間が有る為、ナイロン製の透過性の良いフィルムを張り、空気が試験管内に入り込まない様に施した。

試験管の蓋は、ポリプロピレン性のものを使用している。この蓋にファイバーを通す穴と液体シンチレーターを注ぎこむ為の穴が開けてある。空気が試験管の中に入り込まないように、液体シンチレーターの注ぎ口、ファイバーとファイバー用の穴との間のすき間、試験管の外側と蓋の間に、耐液性に優れた接着剤を充填し、密封した。

3.3.2 成分

シンチレーターチューブの成分は、シンチレーターとして PC の中に POPOP を 25ppm (吸収長は 2cm) を溶かした物を使用している。また、この濃度にしたのは、シンチレーターボールと同様、なるべく後方に影を作らない様にする為である。

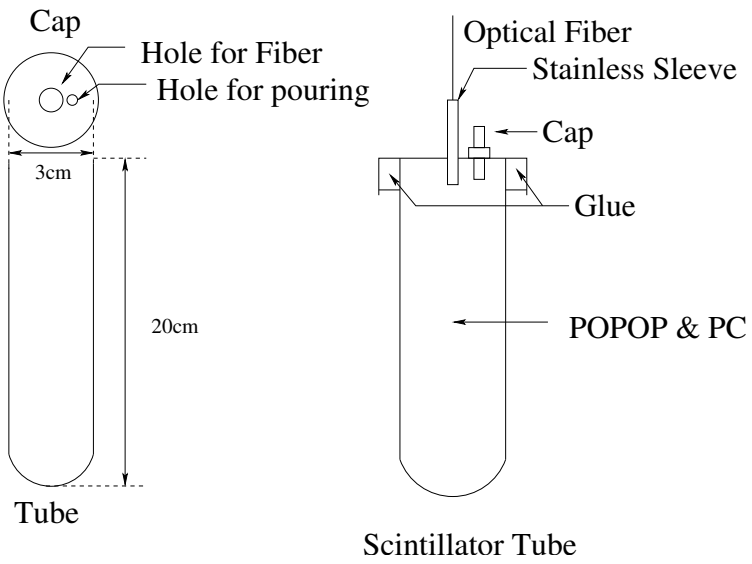

図 3.13: シンチレーターチューブの形状

一般的に POPOP は発光材であり、液体シンチレーターに溶かして使用される。そこで、POPOP を PC に溶かして使用した。PC を用いた理由は、POPOP を良く溶かす事が出来るからである。

試験管は、ホウケイ酸ガラスから出来ている。ホウケイ酸ガラスは、17inch 光電子増倍管の光電面と同じ材質で、液体シンチレーターに溶けにくく、また、非常に丈夫であり、光の透過性に優れている。

3.4　性能評価

シンチレーターボールと同様に、シンチレーターチューブについても、等方的に光を出せるか、その一様性を調べる測定を行なった。

3.4.1　測定方法

測定系は、3.2 節と同様の物を使用した。また、座標系も図 3.7 とする。シンチレーターチューブの測定は、ϕ 方向に関しては、$\phi = 0, \frac{\pi}{2}[\mathrm{rad}]$ の点の測定を行なった。θ 方向に対しては、$\theta = 0, \frac{10\pi}{180}, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{2}[\mathrm{rad}]$ の測定を行なった。

3.4.2　測定結果

測定結果を図 3.14 に示す。この図より、シンチレーターチューブは、$\theta = 0[\mathrm{rad}]$ 付近で非常に光量が強い。そして、θ の値が $0[\mathrm{rad}]$ から少しずれただけで光量は大幅に減少している事が分かる (図 3.15)。

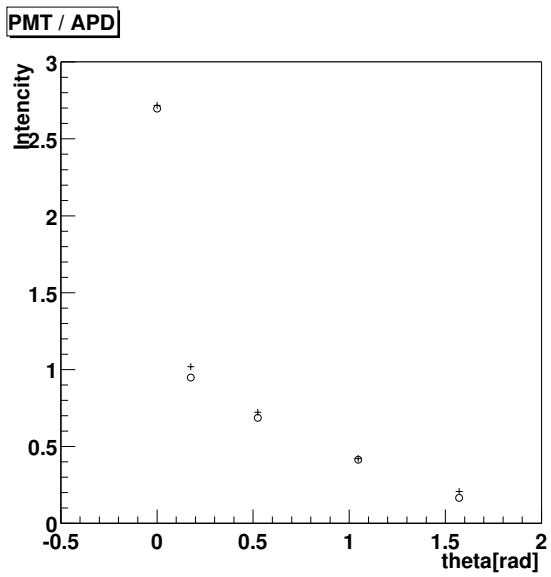

図 3.14: シンチレータチューブの一様性の測定結果。○ は ϕ=0[rad]、+ は ϕ=$\frac{\pi}{2}$[rad] の時の測定点

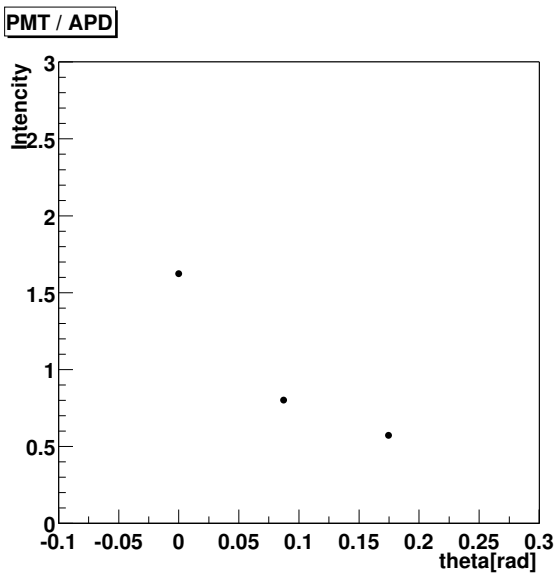

図 3.15: θ の値が小さい点での一様性。θ が、0,5$\frac{\pi}{180}$,$\frac{10\pi}{180}$[rad] の時の測定点

この原因として、シンチレーターチューブ内で発光した光が、シンチレーターチューブの外に出る時に起こる反射があげられる。空気の屈折率を 1.0 とすると、PC の屈折率は 1.504 (室温)、ガラス (試験管) の屈折率は、1.459 であるので、光が PC からガラスに入射する時は全反射はほとんど起こらないが、ガラスから空気に光が入射する時、臨界角 Θ は約 0.76[rad](約 43 度) より大きい角度で入射した場合に起こる。液体シンチレーターで吸収された光は球状に光を出す。そこでガラス面に 0.76[rad](43 度) より大きい角度でガラス面に入射した光は、そのままシンチレーターチューブ内で全反射を繰り返す (図 3.16)。全反射を繰り返した光は、そのまま前方に抜け出るかガラスやシンチレーターに吸収されてしまう。シンチレーターチューブに入射した光の 6 割強は、1 吸収長である 2 cm 以内で吸収し発光するが、そのうちシンチレーターチューブの外に出られる光は図 3.17 で言えば、矢印の範囲の部分だけである。また、θ=0[rad] 付近は、ガラスへの入射角が 0.76[rad](約 43 度) より小さくなる為、反射の影響が無い。

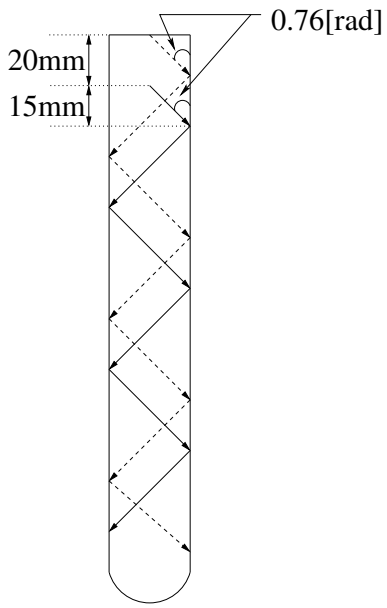

図 3.16: シンチレーターチューブ内で起こる光の全反射。点線はシンチレーターチューブの入口付近で発光した光、実線は 1 吸収長で発光した光がそれぞれ臨界角でガラス面に入射した時の概念図。

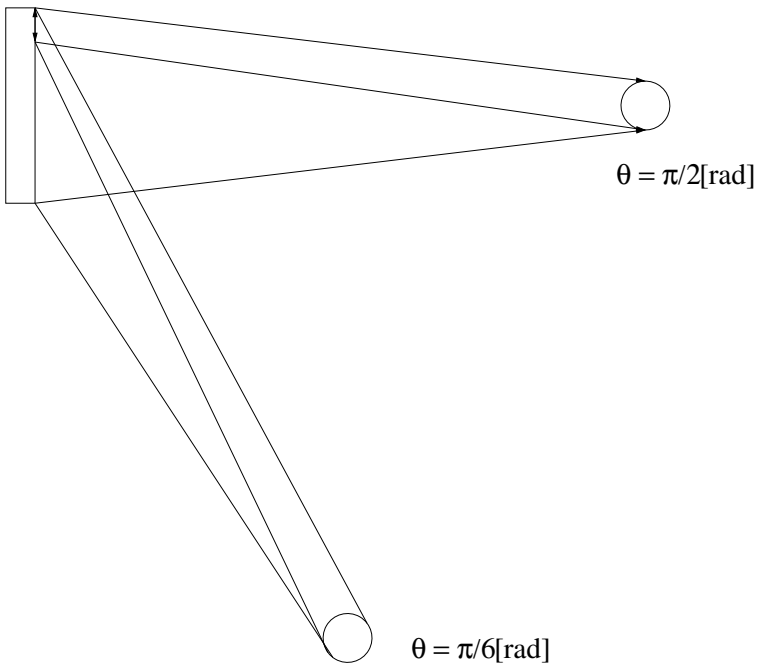

図 3.17: シンチレーターチューブの発光の測定。それぞれ θ=$\frac{\pi}{2}$、$\frac{\pi}{6}$[rad] の時の測定である。 1 吸収長内で発光した光は矢印の範囲からしか側面から出る事が出来ない

そこで、発光した光がシンチレーターチューブの外に出る時の入射角の角度が ϕ、θ 全ての方向で同一条件になる様に、球形容器の中にシンチレーターを注入した物を考案した。発光がなるべく中心付近で起こる様に、ファイバーを中心より 1 吸収長だけ抜いてある。また、使用したシンチレーターは比較の為、シンチレーターチューブと同じ物である。本論文では、このシンチレーターボールをシンチレーターボール 2 と呼ぶ事にする (図 3.18)。

シンチレーターボール 2 の一様性の測定を行なった結果を図 3.19 に示す。シンチレーターチューブの結果である図 3.14 と比べると格段に一様性が増している。よって、シンチレーターチューブは全反射の影響を強く受けている事が分かった。

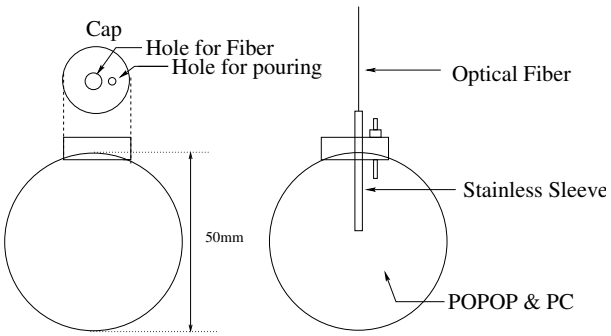

図 3.18: シンチレーターボール 2 の形状

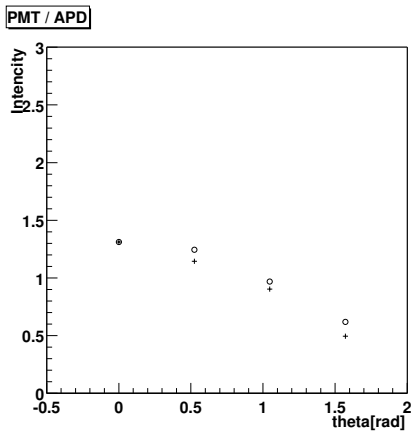

図 3.19: シンチレーターボール 2 の一様性の測定結果。○ は ϕ=0[rad]、 + は ϕ=$\frac{\pi}{2}$[rad] の時の測定点

3.5　まとめ

シンチレーターボール内で発光した光は、θ 方向に 20%以上の偏りがあり、偏りを 15% 以内に抑えるという目標を達成出来なかった。シンチレーターボールではレーザー光の前方への透過が考えられるので、改善を施したシンチレーターチューブを製作及び測定を行なったが、前方の光量が後方のに比べて１０倍以上強くなる事が分かった。これは、シンチレーターチューブ内で発光した光がガラス面から空気に入射する時に起こる反射が原因であり、それを確かめる為、シンチレーターボール 2 を製作し、測定を行なった。その結果、前方への指向性がシンチレーターチューブに比べて大幅に少ない事が分かった。

以上の事を踏まえ、改善案の（１）を考えた。また、シンチレーターボールの一様性の悪さの要因として、シンチレーター及び拡散材の濃度の偏りがあるが、この点は改善案 2 で述べる。

3.5.1　改善案

（１）シンチレーターボール及びシンチレーターボール 2 は、レーザー光の直進性により前方に指向性が出た可能性がある。これは、POPOP の濃度をボール内で一様なるように濃度を薄くした為、発光点の中心が前方にずれた結果起こる事である。また、光源内で POPOP の濃度を一様に保ちながら、その欠点を補ったシンチレーターチューブは、光の反射の影響で前方に強い指向性を持つ結果になった。

そこで、光源内で POPOP の濃度を一様にする方法ではなく、中心部分に POPOP の濃い層を作り、その周りに MgO の層がある 2 層構造のものを考えた (図 3.20)。但し、POPOP の濃い層は、レーザー光が中心部分で発光するように大きさ及び濃度を調節しなければならない。また、ステンレススリーブは、後方に出る光をなるべく遮らないように取り付ける。尚、構造上、POPOP 及び MgO はアクリルに溶かして使用する。

（２）シンチレーターボールに関しては、濃度がボール内で一様になってない、もしくは、濃度が薄くなってしまった可能性もある為、濃度がなるべく一様になるように工夫した物もテストする必要がある。

そこで、アクリルに POPOP 及び MgO を溶かす時、アクリルは大きな物を選び、その大きなアクリルの中からシンチレーターボールを削り出す方法を取る。また、（１）も同様な手法をとる。

以上、２つのシンチレーターボールを作り、測定を行なう予定である。

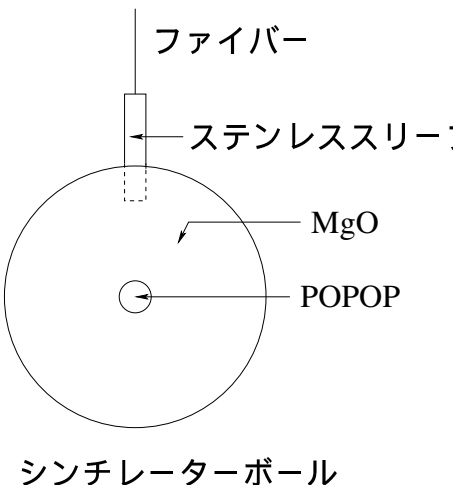

図 3.20: 改善版シンチレーターボールの形状。中心部の POPOP の層は、濃度が濃い。その周りに MgO の層がある。また、ステンレススリーブは影にならないように、中心部から離してある。

第4章　まとめ

本研究では、KamLAND 検出器に設置されている光電子増倍管の相対的なゲインの偏りを 15%より良い精度で較正する事を目的に、シンチレーターボール (ボール型とチューブ型) の製作及び、その一様性の測定を行なった。

シンチレーターボールは、直径 5cm のアクリルのボールにシンチレーターとして POPOP を 25ppm, 散乱剤として MgO を 2000ppm 溶かし込んだ物で、シンチレーターチューブは試験管の中に POPOP (25ppm) 及び PC を入れた物である。POPOP の濃度をこの濃度にしたのは、濃度を濃くすれば、吸収長を短く出来るが、POPOP は光源内で一様な濃度であるので、ステンレススリーブが影になるのを嫌った為である。また、MgO を濃くすればするほど、シンチレーターボール内でより多く散乱され、等方性を増すが、その分、光量が弱くなってしまうのを嫌った為である。

シンチレーターボールの一様性を測定した結果、前方と後方で $\pm 20\%$以上ずれてしまう事が分かった。また、シンチレーターチューブは、前方に強い指向性を持つ事が分かった。シンチレーターチューブは、反射の影響を受けている事が考えられるので、反射の影響が少ないシンチレーターボール 2 を製作し、測定を行なった所、前方の指向性は少なくなった。

これらの事より、POPOP の濃度をボール内で一様にしようとすると前方に指向性が出てしまう事が分かった。また、この欠点を補い、かつ光源内で POPOP 濃度を一様に保ったシンチレーターチューブは、反射の影響を受けてしまい不十分である。そこで、光源内全域に渡って POPOP の濃度を一様にする方法ではなく、中心部分に POPOP の濃い層を作り、その周りに MgO の層がある 2 層構造のものを作る。(改善案 1)

また、シンチレーターボールは、濃度がボール内で一様になってない、もしくは、濃度が薄くなってしまった可能性もある為、濃度がなるべく一様になるように工夫した物もテストする必要がある。そこで、アクリルに POPOP 及び MgO を溶かす時、アクリルは大きな物を選び、その大きなアクリルの中からシンチレーターボールを削り出す方法でシンチレーターボールを作る。(改善案 2)

以上、(改善案 1) 及び (改善案 2) の光源を作り、測定を空気中で行ない、性能を評価する予定である。また、液体シンチレーター内では、全反射の影響はほとんどなくなる為、液体シンチレーター中ではシンチレーターチューブは等方的な光を出せる事が予想される。そこで、液体シンチレーター (もしくは液体シンチレーターと屈折率が近い物の) 中でシンチレーターチューブの測定を行なう予定である。

付 録A　ニュートリノ振動

A.1　ニュートリノ振動

ニュートリノは素粒子 (クォークやレプトン) の中で特徴的な粒子として知られている．それは電荷が 0 で弱い相互作用しかしない唯一の粒子だからである．また，標準モデルでは質量は 0 と仮定されているが，0 でなければならないという保証は何も無い．現に，スーパーカミオカンデ等の実験で質量ありと言う結果が出ている．もし，ニュートリノに質量があれば，質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態が異る可能性が考えられる．弱い相互作用で発生したニュートリノは弱い相互作用の混合状態にあるが，決まった質量の固有状態ではなく，質量の固有状態が混合している状態になっている．この様な質量の混合状態があると，別の種類のニュートリノに移り変わることが可能になる (ニュートリノ振動)．ここでは，そのニュートリノ振動について書く．

A.1.1　真空中でのニュートリノ振動

ニュートリノが質量を持つ場合、質量の固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) と弱い相互作用の固有状態 (ν_e,ν_μ,ν_τ) が異なって来るので，クォークにおける混合行列と同様にレプトンも混合行列 U_{fj}(f,j = 1,2,3) を持つ事が許される．一般的にフレーバーの固有状態 $\nu_f(f = \mathrm{e}, \mu, \tau)$ は 質量の固有状態 ν_j $(j = 1, 2, 3)$ を用いて次式のように書ける。

$$|\nu_f\rangle = \sum_j U_{fj}|\nu_j\rangle \tag{A.1}$$

空間ではニュートリノは自由粒子として伝搬するから，時間 t 秒後のニュートリノ $|\nu_j\rangle$ の波動関数は

$$\nu_{\mathrm{j}}(\mathrm{t})\rangle = \mathrm{e}^{-\mathrm{iE_j t}}|\nu_{\mathrm{j}}(0)\rangle \tag{A.2}$$

この時，$|\nu_j\rangle$ はエネルギー E_j

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \approx p + \frac{m_j^2}{2p} \tag{A.3}$$

をもつ．

したがって、式 (A.1) より

$$|\nu_j(t)\rangle = U_{fj}\mathrm{e}^{-iE_j t}U_{jf}^{\dagger}|\nu_f(0)\rangle \tag{A.4}$$

をえる。

ここで、簡単のため 2 種類間のニュートリノ振動 (ν_e, ν_μ) について述べる。この時，混合行列 U は，混合角 θ にだけ依存するので，

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

と表わすことができる。

時刻 $t=0$ で ν_e であったものが、時刻 t で ν_μ に変化する確率 $\mathrm{P}(\nu_e \to \nu_\mu)$ は、

$$\mathrm{P}(\nu_e \to \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu(0)|\nu_e(t)\rangle|^2 \tag{A.6}$$

であり、式 (A.4)、(A.5) を代入して計算すると、

$$\begin{aligned}
\mathrm{P}(\nu_e \to \nu_\mu) &= \left| \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 & \text{(A.7)} \\
&= \frac{1}{2}\sin^2 2\theta\{1-\cos(E_1-E_2)t\} & \text{(A.8)} \\
&= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{E_1-E_2}{2}t & \text{(A.9)}
\end{aligned}$$

である。ここで、ニュートリノの質量が非常に微少であるとする近似式 (A.3) を使うと、

$$\begin{aligned}
\mathrm{P}(\nu_e \to \nu_\mu) &= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p}t & \text{(A.10)} \\
&\approx \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(m)}{E(MeV)} \right) & \text{(A.11)}
\end{aligned}$$

が得られる。この式から，エネルギー $\mathrm{E(MeV)}$ の ν_e を $\mathrm{L(m)}$ 離れた所でニュートリノを観測すれば，混合角 θ と Δm^2 の関係を求める事ができる．

A.1.2 MSW 効果

ニュートリノ振動は，物質中でも起こる．ν_e は，物質中の電子と荷電カレント及び中性カレントを通じて相互作用する．一方，ν_μ は電子と中性カレントによる相互作用しかもたない．この為，太陽では，ν_e から他の種類のニュートリノに振動する現象が起こっていると考えられる．この課程が，Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein(MSW) 効果として知られている.

再び，2 種類のニュートリノだけの場合を考えてみよう．この時，物質中でのフレーバー (種類) の固有状態の時間変化は，シュレディンガー方程式で表される．

$$i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_{mu}\rangle \end{pmatrix} = \mathrm{H} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix}, \tag{A.12}$$

ここで，$\mathrm{H} \cong \mathrm{E} + \frac{1}{2\mathrm{E}}(\mathrm{M}^2 + 2\mathrm{EV})$ $(\mathrm{M}^2 = \mathrm{U} \begin{pmatrix} \mathrm{m}_1^2 & 0 \\ 0 & \mathrm{m}_2^2 \end{pmatrix} \mathrm{U}^{-1}$ 質量の行列で，ポテンシャルは、対角項の対称成分を差し引いて

$$V = \begin{pmatrix} \mathrm{V}_e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{A.13}$$

E から H を引くと

$$2\mathrm{EH} = \frac{1}{2}(\mathrm{m}_1^2 + \mathrm{m}_2^2 + \mathrm{A}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mathrm{A} - \triangle\mathrm{m}^2\cos 2\theta & \triangle\mathrm{m}^2 \sin 2\theta \\ \triangle\mathrm{m}^2 \sin 2\theta & -\mathrm{A} + \triangle\mathrm{m}^2 \cos 2\theta \end{pmatrix} \tag{A.14}$$

が得られる．ν_eとν_μ に対する質量の固有値は

$$\mathrm{m}^2 = \frac{1}{2}(\mathrm{m}_1^2 + \mathrm{m}_2^2 + \mathrm{A}) \pm \frac{1}{2}[(\triangle \mathrm{m}^2 \cos 2\theta - \mathrm{A})^2 + \triangle \mathrm{m}^4 \sin^2 2\theta]^{\frac{1}{2}}, \tag{A.15}$$

である．ここで，$\mathrm{A} = 2\mathrm{EV}_e = 2\sqrt{2}\mathrm{G_F N}_e\mathrm{E}$, $\mathrm{G_F}$ と N_e は，それぞれフェルミ定数と電子の密度である．この時，シュレディンガー方程式は

$$i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = 2\pi \begin{pmatrix} \frac{1}{\mathrm{L}_e} - \frac{\cos 2\theta}{\mathrm{L_{vac}}} & \frac{\sin 2\theta}{2\mathrm{L_{vac}}} \\ \frac{\sin 2\theta}{2\mathrm{L_{vac}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} \tag{A.16}$$

となる．ここで，$\mathrm{L}_e = \frac{\sqrt{2}\pi}{\mathrm{G_F N_e}}$ で，ニュートリノと電子の反応長、L_{vac} は真空中の振動長である．ニュートリノが，電子の密度が一定である物質中を通過する時，振動確率は

$$\mathrm{P}(\nu_e \to \nu_m u) \quad = \quad \sin^2 2\theta_\mathrm{m} \sin^2 \frac{\pi \mathrm{L}}{\mathrm{L_m}} \tag{A.17}$$

である．$\mathrm{L_m}$ と θ_m は，物質中での振動長と物質中での混合角でああり，次の様に表される．

$$\mathrm{L_m} = \mathrm{L_{vac}}[1 - 2\frac{\mathrm{L_{vac}}}{\mathrm{L}_e}\cos 2\theta + (\frac{\mathrm{L_{vac}}}{\mathrm{L}_e})^2]^{-\frac{1}{2}}, \tag{A.18}$$

$$\sin^2(2\theta_\mathrm{m}) = \sin^2(2\theta)[1 - 2\frac{\mathrm{L_{vac}}}{\mathrm{L}_e}\cos 2\theta + (\frac{\mathrm{L_{vac}}}{\mathrm{L}_e})^2]^{-1} \tag{A.19}$$

共振が $\mathrm{L_{vac}} = \mathrm{L}_e \cos 2\theta$,$\sin^2(2\theta_\mathrm{m}) = 1$ の時，最大になる．共振幅 $\Gamma = 2\sin 2\theta$ の間で．質量の固有状態はν_eからν_μ に変わる．

参考文献

[1] John N.Bahcall , Neutrino Astrophysics, Cambridge Univ.Press(1989)

[2] Proposal for US Participation in KamLAND, US KamLAND Collaboration, J. Busenitz et all., March(1999)

[3] Particle Data Group,Eur.Phys.(January,3,11998)

[4] B.Achkar et al., Nucl.Phys.B374(1996)243

[5] For information, see http://www.awa.tohoku.ac.jp/ sanshiro/neutrino/neuspe.html

[6] 日本物理学会編 「ニュートリノと重力波」裳華房

[7] 鈴木 英之 日本物理学会誌 Vol.43, No 2, 1988

[8] P. Vogel, Phys.Rev. D29(1984)1918

[9] For information,see http://www-ik1.fzk.de/www/karmen/karmen_e.html.

[10] 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” 東京大学大学院修士論文 (1999 年)

[11] F.Suekane and K.Mashiko “ A List of the Organic Solvents Available in Japan” KamLAND-Note-98-02(January 11,1998)

謝辞

鈴木厚人先生には、KamLAND 実験に参加する機会を与えて頂きました。また、様々な面で御指導、助言して頂き、本研究でも出張等お忙しいなかぎりぎりまで熱心に指導して頂き心より感謝しています。

白井淳平先生、末包文彦先生、井上邦雄先生には、本論文に書くに辺り多大な御指導、助言して頂きました。有難うございました。

畠山衆一郎さんには、この研究全般に渡って指導して頂きました。有難うございました。

古賀真之さん、石原賢治さんには、研究の方法等基礎的な面を御指導して頂いたばかりでなく、本研究でも御助言して頂きました。ありがとうございました。

技官の高山知明さん、花田博光さん、中嶋隆さん、中嶋實さんには実験装置の設計等でお世話になりました。ありがとうございました。

KamLAND 実験グループスタッフの三井唯夫さん、古野貢一郎さん、中村健悟さん、元木 正和さん、Steven Dazeley さん、Ludwig DeBraeckeleer さんにはいろいろな面で助けて頂きました。ありがとうございました。

研究室の先輩である衛藤雅之さん、岩本敏幸さん、小川洋さん、榎本三四郎さん、沖和宏さん、田島治さん、丸山和純さん、山鹿光裕さん、渡辺秀樹さんには研究だけでなくいろいろな面でお世話になりました。ありがとうございました。

同期の丸藤 裕仁君、半田 史明君、樋口 格君、池田 晴雄君、木下 英展君、室野 尚武君、渡部 佳世さん、吉田 俊光君には物理だけでなく、いろいろな面で御世話になりました。ありがとうございました。

ニュートリノ科学研究センターの方々、北垣敏夫先生、山口晃先生、阿部浩也先生、林野友紀先生、長嶺忠先生、長谷川琢哉先生、技官の玉江京子さん、事務の酒井 知子さん、鈴木有実さん、小松田紀子さん、柿沼むね子さん、M1 の池田 清君、伊藤和嘉子さん、坂部 辰行君、中嶋 亨君、西山 郁哉君、松田 有一君、三上恵成君、遊佐洋右君、４年生の井上 麻里さん、清水 格君、高橋 徹君、田村一君、長谷川 雅也君、前田 達郎君、若松 正樹君、渡邉 宗宏君、みなさんにはいろいろな面で大変お世話になり、おかげ様で有意義な研究生活を過ごすことができました。本当にありがとうございました。

最後に、遠くから常に励まし、支えてくれた両親と兄に心から感謝します。