

修士論文

高精度大口径光電子増倍管の開発研究

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

沖 和宏

平成10年

# 目次

第1章	序論	6
1.1	概要	6
1.2	KamLAND 実験	6
1.2.1	KamLAND 実験で検出する主な (反) ニュートリノ	7
1.2.2	反ニュートリノ検出の原理	12
1.2.3	KamLAND 実験装置	12
1.2.4	原子炉、地球反ニュートリノの検出事象数の見積り	15
第2章	新型 17 インチ光電子増倍管	23
2.1	17 インチ光電子増倍管の開発の経緯	23
2.2	17 インチ PMT の構造	24
2.3	PMT の諸特性	26
2.3.1	電流増倍率 (ゲイン)	26
2.3.2	ダークパルスレート (Dark pulse rate)	26
2.3.3	波光分布	26
2.3.4	時間応答特性	26
2.4	17 インチ PMT(R7250) と 20 インチ PMT(R3600) の違い	27
第3章	特性の測定	29
3.1	光電子数と信号計数率	29
3.2	測定装置	30
3.2.1	概要	30
3.2.2	光源	32
3.2.3	磁気補償コイル	32
第4章	測定内容と結果	33
4.1	$10^7$ ゲインでの基本特性	33
4.1.1	$10^7$ ゲインを与える印加電圧の決定	33
4.1.2	1p.e. の信号の主な特性	34
4.1.3	プレパルスとレイトパルス	39
4.2	磁場特性	43
4.3	ブリーダー回路の仕様決定	46
4.3.1	リングングの問題	46
4.3.2	大出力時のオーバーシュートの問題	47
4.3.3	プリアンプ使用の是非	48

第5章 まとめ

49

付録A 波高分布のフィッティングに使う関数

50

## 目 次

1.1	種々の加速器や原子炉実験グループによる $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ニュートリノ振動パラメーターの 90% C.L. 排除領域 (G.Gratta,stanford-HEP-97-03 による)	8
1.2	標準太陽模型の予想する太陽ニュートリノのエネルギースペクトル	11
1.3	遅延同時信号	12
1.4	KamLAND 実験施設の全体計画図	13
1.5	検出器の概略図	14
1.6	日本国内の原子力発電所の分布図	16
1.7	原子炉反ニュートリノフラックス	18
1.8	地球反ニュートリノのエネルギースペクトル	19
1.9	1 年間で KamLAND 検出器内で起こる反ニュートリノ事象数	21
1.10	10 年間で KamLAND 検出器内で起こる反ニュートリノ事象数	22
2.1	17 インチ PMT	24
2.2	ブリーダー回路	24
2.3	浜松ホトニクス (株) の測定による 17 インチ PMT と 20 インチ PMT の諸特性	28
3.1	計数率に対して光電子が n 個である確率	30
3.2	測定の概略図	31
3.3	データ収集のブロックダイアグラム	31
3.4	磁気補償コイルの概略図	32
4.1	ゲイン : PMT-JK5903	33
4.2	印加電圧に対するゲークパルスレイトの変化	34
4.3	波高分布 : PMT-JK5903	35
4.4	計数率 78% のときの波高分布 : PMT-JK5903。点線は各光電子による波高分布を表すガウス分布で、測定データに合うようにパラメーターをとっている。	35
4.5	出力波形 (縦軸は一マス 50mV、横軸は一マス 12.5ns である。) : PMT-JK5903	36
4.6	上図が時間に対する電荷の二次元プロット、下図が時間に対する $1/\sqrt{N \text{ p.e.}}$ の二次元プロット (実線は cut した範囲) : PMT-JK5903	37
4.7	上図が補正前の時間分布、下図が補正後の時間分布 : PMT-JK5903	37
4.8	印加電圧に対する時間応答特性	38
4.9	上がプレパルスで、下がレイトパルスである。	39
4.10	T-Q の二次元プロット	41
4.11	時間分布と波高分布	41
4.12	T-Q 二次元プロット	42

4.13	時間分布と波高分布	42
4.14	ダイノードに対する座標の定義	43
4.15	磁場に対する相対的な TT と TTS。●は X 軸、○は Y 軸、*は Z 軸を示す。	44
4.16	磁場に対する相対的な計数率と相対的なゲイン。●は X 軸、○は Y 軸、*は Z 軸を示す。	45
4.17	左図は R19 が不在の場合、右図は R19 がある場合の出力波形。縦軸はーマス 50mV、横軸はーマス 12.5ns である。	46
4.18	左図は R13 の抵抗が 10k $\Omega$ 、右図は 100k $\Omega$ のときの出力波形。縦軸はーマス 1mV、横軸はーマス 1 $\mu$ s である。	47
4.19	左図は R13 の抵抗が 10k $\Omega$ 、右図は 100k $\Omega$ のときの出力波形。縦軸はーマス 1mV、横軸はーマス 10 $\mu$ s である。	48

## 表 目 次

1.1	原子炉反ニュートリノ検出器の性能のまとめ。現在、Palo Verdeは測定中でKam- LANDは建設中である。	9
1.2	核分裂あたり解放されるエネルギー	15
1.3	日本国内の原子力発電所の熱出力と神岡までの距離	16
1.4	地球表面から 100km 以内に存在する主な放射性同位体からのフラックス	19
2.1	ダイノード別特性例	23
2.2	17 インチ PMT(R7250) の一般定格	25
2.3	17 インチ PMT(R7250) の電気的特性 (at 25°C)	25
2.4	17 インチ PMT(R7250) と 20 インチ PMT(R3600) の規格上の違い	27
2.5	17 インチ PMT(R7250) と 20 インチ PMT(R3600) の諸特性の違い (浜松ホトニク ス(株)の測定)	27
3.1	浜松ホトニクス社製レーザーダイオードピコセックライトパルサーの規格	32
4.1	4本のPMTの特性	38

# 第1章 序論

## 1.1 概要

近年の素粒子物理学研究は、大型加速器を用いて高エネルギー現象を解明する方向と、地下に設置した大型検出器を用いて超低エネルギー現象の解明を行なう方向と、両極端なエネルギーフロンティア方向に進んでいる。素粒子物理・宇宙物理の両分野の研究により、ニュートリノが質量を持つかどうかことが重要であることが明らかになってきた。このため、ニュートリノの質量の検出研究は各国の研究者が総力を上げて取り組んでいる重要な研究課題となっている。

神岡陽子崩壊実験における、超新星 1987A からのニュートリノバーストの検出や、太陽ニュートリノの検出は素粒子物理・宇宙物理の研究の発展に貢献してきた。1983 年より続けられてきたこの実験は、1997 年にデータ収集を終えた。1996 年からスーパー神岡実験が稼働している。これは神岡実験を継承しつつ、性能を大幅に向上させた検出器である。しかし、現在稼働中の地下実験が検出できるエネルギー領域よりもっと低い低エネルギー領域の開拓が必要である。そこで、極低エネルギーで起こる稀な現象を検出するための世界で最も大容量の液体シンチレーター検出器を神岡実験の場所に建設することに決まった。この実験を KamLAND 実験と呼ぶ。KamLAND 実験で用いる検出器は世界で最も大容量な液体シンチレーターであり、非常に低バックグラウンド環境にあるため、最も感度良く数種の低エネルギーニュートリノ物理を展開することができるであろう。

この KamLAND 実験において使用される新型 17 インチ光電子増倍管の開発研究を行なった結果について本論文で述べる。

## 1.2 KamLAND 実験

KamLAND 実験の研究目的は原子力発電所から来る反ニュートリノ検出による「ニュートリノ振動現象の探索」や、宇宙初期起源反ニュートリノ検出による「宇宙構造形成機構の解明」、地球内部からの反ニュートリノ検出による「地球内部エネルギー生成機構の解明」、太陽ニュートリノの検出による「太陽ニュートリノ欠損問題の究明」、原子核二重ベータ崩壊検出による「ニュートリノ質量の測定研究」などが挙げられる。これらのニュートリノのエネルギーは数 MeV と非常に低いため、同じエネルギー付与に対して、神岡実験に利用された水チェレンコフ光に比べて発光量が多い液体シンチレーターを使用する。ニュートリノ事象を精度良く検出するためには事象数が出るだけ多い必要があるので、1,000 トンとなる大容量液体シンチレーターを用いる。

また、液体シンチレーターは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。そのため、数 100keV の領域までの低エネルギー (反) ニュートリノを検出することが可能となる。特に、原子炉や地球内部から来る反ニュートリノ事象の識別には遅延同時信号を用いる。この手法によりさらにバックグラウンドを減少させることが出来る。

### 1.2.1 KamLAND 実験で検出する主な (反) ニュートリノ

KamLAND 実験では次に挙げられる (反) ニュートリノを主に検出する。

- 原子炉反ニュートリノ
- 地球反ニュートリノ
- 宇宙初期起源反ニュートリノ
- 太陽ニュートリノ

ここで、各ニュートリノについて説明する。

#### 原子炉反ニュートリノ

現在、素粒子物理学・宇宙論分野において、太陽ニュートリノ欠損問題などのニュートリノ振動を示唆する実験結果がいくつか存在し話題を呼んでいる。

しかし、「太陽ニュートリノの検出数が予想よりも少ない」という太陽ニュートリノ問題は、標準太陽模型に不定性があるため、太陽から放出される太陽ニュートリノの量自身にも不定性がある。従って、この問題は、太陽ニュートリノの性質からのニュートリノ振動によるものか、太陽模型の不定性により放出されるニュートリノの数が元々少ないのかが決定できずにいる。

原子炉内では、燃料となるウラン、プルトニウムなどの構成物質の割合が時間ごとに変わる。この燃料構成が日ごとに計算可能であり、また総熱出力を原子炉の運転状況から知ることが可能である。従って、数%の精度でニュートリノのフラックスが分かる [2]。そこで、ニュートリノのフラックスを数%の精度で知ることのできる原子炉はニュートリノ振動を議論するためのニュートリノ源として非常に適しているといえる。また、原子炉では中性子過剰核のベータ崩壊からニュートリノが生成するため、ほぼ 100%の率で  $\bar{\nu}_e$  が放出される。この結果、原子炉は他のフレーバーの混合のない純度のよい反ニュートリノ ( $\bar{\nu}_e$ ) 源となる。この点を生かし、原子炉から放出されるニュートリノを検出し、検出量と予想値を比較することによって、ニュートリノ振動の可能性を議論する。

ニュートリノ振動は以下のようにして起こりうる。弱い相互作用の固有状態である 3つのフレーバーニュートリノ ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) は質量固有状態の重ね合わせと考えられ、それぞれの質量固有状態に質量差がある場合、時間に応じてニュートリノの振動がおこると考えられる。ここでは簡略化のため 2種類間のニュートリノ振動について考える。このときニュートリノ振動は、2つのフレーバー間の混合の強度  $\sin^2 2\theta$  と、ニュートリノの質量の二乗差  $\Delta m^2 (= m_{\nu_e}^2 - m_{\nu_\mu}^2)$  で特徴づけられ、ニュートリノのフレーバーの変わる確率は、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{m})}{E (\text{MeV})} \right) \quad (1.1)$$

と表される。ただし、 $L(\text{m})$  はニュートリノが生成されてから検出されるまでに走行した距離、 $E(\text{MeV})$  はニュートリノのエネルギーである。この確率に応じてニュートリノが飛行中に他のフレーバーに変わってしまった場合、検出される事象数は理論から予想される値よりも少なくなる。図 1.1 に種々の実験グループによる  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  ニュートリノ振動パラメーター探索範囲を示す。



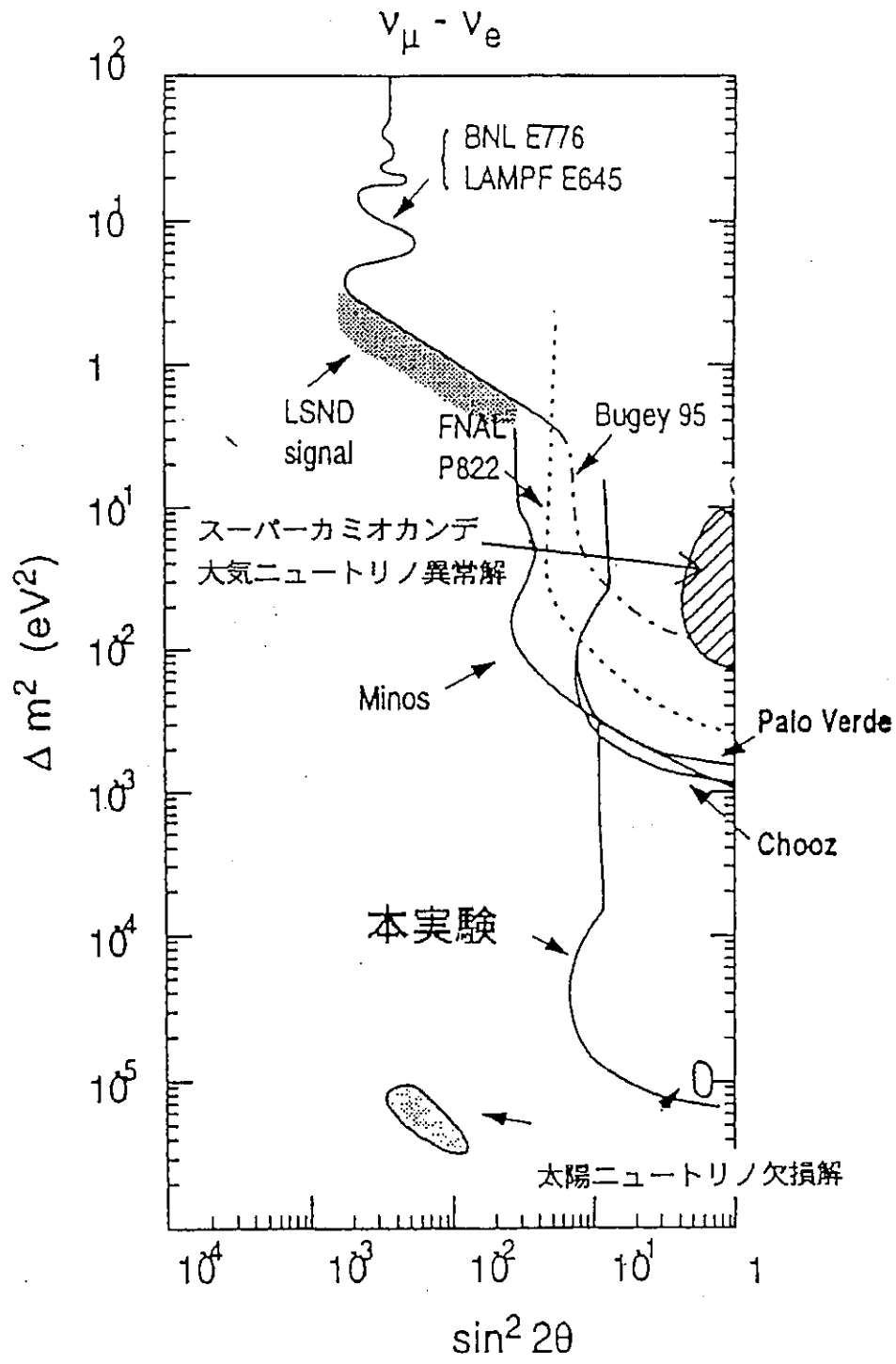


図 1.1: 種々の加速器や原子炉実験グループによる  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  ニュートリノ振動パラメーターの 90% C.L. 排除領域 (G.Gratta,stanford-HEP-97-03 による)

横軸は混合角  $\theta$  を含む  $\sin^2 2\theta$ 、縦軸はニュートリノの質量の二乗差  $\Delta m^2 (= m_{\nu_e}^2 - m_{\nu_\mu}^2)$  を表す。図中の LAMPF と LSND などは、800MeV 陽子加速器から出た陽子を標的に衝突させて、生成した  $\pi$  中間子が静止した後に崩壊して生成する低エネルギー (数 10MeV) の  $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$  ニュートリノの振動現象の検出が目的である。LSND では、 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  の振動現象を探索した結果、 $\bar{\nu}_e$  の量が予想よりも増えていたためにニュートリノ振動の許容パラメーター範囲を示した [3]。最近、この実験グループは、 $\pi$  中間子が飛行中に崩壊して生成するニュートリノ (60MeV 以上) の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の振動現象も探索した結果、許容パラメーター範囲に一致することを示した [4]。この領域にニュートリノ振動解が存在するかどうかを KARMEN 実験グループが 2~3 年のうちに検証する予定である [5]。BNL E776、FNAL、Minos や k2k などは加速器から生じた高エネルギー  $\pi^\pm, K^\pm$  中間子の飛行中の崩壊から生じた高エネルギー (数 GeV) のニュートリノを用いる。特に、Minos[6] や k2k[7] はニュートリノの飛行距離が 700km、250km と長距離であるため long baseline 実験と呼ばれる。Minos ではニュートリノの平均エネルギーが 12GeV と高エネルギーであり  $\tau$  粒子を生成することが可能となる。その結果、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動チャンネルを  $\tau$  粒子の検出により検証することができるという特徴を持つ。Bugey[8]、Palo verde[9]、Chooz[10]、KamLAND などが原子炉実験である。

混合角  $\sin^2 2\theta$  が与えられると、ニュートリノ振動は以下のときに最大になる。

$$\Delta m^2 = \frac{1}{1.27} \times \frac{\pi}{2} \times \frac{E(\text{MeV})}{L(\text{m})} \quad (1.2)$$

従って、 $\Delta m^2$  の検出能はニュートリノの飛行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  $\Delta m^2$  を探索するには  $E/L$  を小さく、即ちエネルギーの低いニュートリノを検出するか、検出器までの距離を長く (long baseline に) する必要がある。以下の表 1.1 に、原子炉反ニュートリノ検出器の性能を示す。

experiment	neutrino target mass	reactor distance	$\Delta m^2$ (eV <sup>2</sup> )
Bugey	1.2 ton	~150 km	$2 \times 10^{-2}$
Chooz	4.8 ton	~1 km	$1 \times 10^{-3}$
Palo Verde	12 ton	~740 k m	$\sim 10^{-3}$
KamLAND	1,000 ton	~150 km	$\sim 10^{-5}$

表 1.1: 原子炉反ニュートリノ検出器の性能のまとめ。現在、Palo Verde は測定中で KamLAND は建設中である。

これまでの原子炉実験では最近結果を出した chooz 実験が最も質量の二乗差の検出能がよく、 $E=$ 数 MeV、 $L=1\text{km}$  であるため  $\Delta m^2$  で  $10^{-3}\text{eV}^2$  まできた。この結果を信用すると、カミオカンデの大気ニュートリノ異常を説明する  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  ニュートリノ振動パラメーターの許容範囲は否定された。

それに対して、我々 KamLAND 実験では原子炉から検出器までの距離が約 150km、原子炉ニュートリノの平均エネルギーが数 MeV であることから  $\Delta m^2$  検出能は  $10^{-5}$  までと、これまでにない未知の領域を探索できる可能性がある。また、太陽ニュートリノ欠損解の大混合角解の検証が出来る範囲でもある。特にこの 2 点が我々 KamLAND 実験の特徴である。KamLAND 検出器で検出する事象数の予想については章 1.2.4 で述べる。

## 地球反ニュートリノ

地球は表面から 40TW の熱を放出している。そのエネルギーの大部分が地球内部の放射性核種  $^{40}\text{K}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 、 $^{238}\text{U}$  などの崩壊エネルギーに由来していると考えられているが、未だ全ての熱の生成機構は解決されていない。地球反ニュートリノは地球の内部構造の情報を直接運んでくるため、地熱生成機構の解明などの重要な鍵を握っている。そこで我々は地熱生成機構の解明を目的として地球反ニュートリノの検出を試みる。反ニュートリノ  $\bar{\nu}_e$  は、地球内部に存在する放射性核種のベータ崩壊から生じる。



ここで、 $A$ 、 $Z$  はそれぞれ原子番号と原子核の電荷を表す。地球内部に存在する  $\text{U}$ 、 $\text{Th}$  のような放射性物質量の測定から、地球内部エネルギー生成機構の解決に新しい研究手段が提供されるであろう [11]。

現在までに地球反ニュートリノの検出を報告した実験は存在していない。従って、このニュートリノの検出に成功すれば初めての試みとなり地球内部の未知の点が解明される先駆けとなるだろう。原子炉ニュートリノと同様に KamLAND 検出器で検出する事象数の予想については章 1.2.4 で述べる。

## 宇宙初期起源反ニュートリノ

100 億年前から現在にいたる間に起きた超新星爆発残骸電子型反ニュートリノの観測を目指す。宇宙進化の各段階における超新星爆発の頻度と爆発した星の質量分布は、現在の宇宙大構造形成機構とその進化過程の解明に重大な影響をあたえる。宇宙初期の星の分布から現在の宇宙泡構造ができるまでの計算機シミュレーションは、多くの仮定を用いて求められており、本実験により観測に成功したならば、初めて実験に基づいた理論構築を可能にする。

## 太陽ニュートリノ

地球上では標準太陽模型から予想されるニュートリノを観測すべくいくつかの実験が行なわれている。Homestake ( $^{37}\text{Cl}$ ) 実験、スーパー神岡実験 (水チェレンコフ実験)、SAGE と GALLEX ( $^{71}\text{Ga}$  実験) などであるが、いずれも標準太陽模型が予想する観測値よりも小さい観測結果を得ている。これを太陽ニュートリノ問題という。図 1.2 に標準太陽模型から予想されるニュートリノのエネルギースペクトルを示す [12]。

スーパー神岡実験では太陽ニュートリノが水中で電子と弾性散乱し、その跳ね飛ばされた電子の出すチェレンコフ光を検出することにより太陽ニュートリノを検出する。解析に使われているデータは現在 5~6MeV 以上であるため、純粹に  $^8\text{B}$  ニュートリノだけを観測していて、標準太陽模型の予想に対して 35% という結果を出している。

Homestake 実験は 615 トンの  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  を用いて、(1.4) 反応で生じた放射性的  $^{37}\text{Ar}$  ガスを回収して小さな比例計数管により  $^{37}\text{Ar}$  の崩壊数をカウントしている。



$^{37}\text{Cl}$  によるニュートリノ捕獲反応のしきい値は 814keV である。このため、Homestake 実験では  $^8\text{B}$  と  $^7\text{Be}$  の事象が主となるが、その他のニュートリノも含まれる。それら全ての太陽ニュートリノ

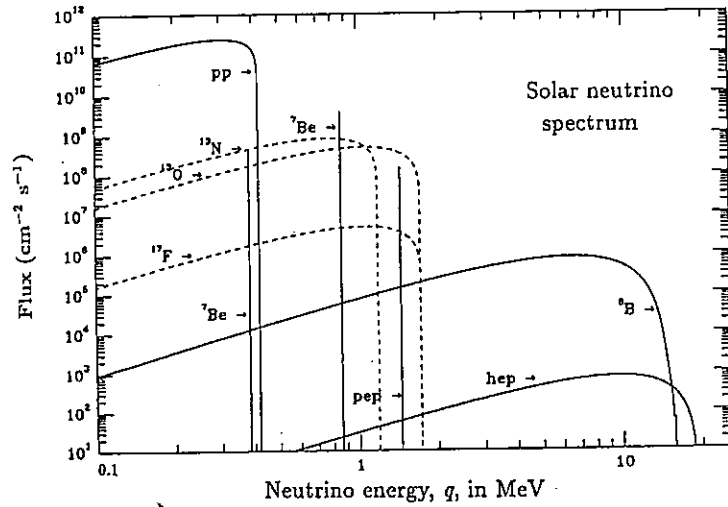


図 1.2: 標準太陽模型の予想する太陽ニュートリノのエネルギースペクトル [12]。

の検出数を足し合わせた結果、標準模型の 29% という結果を出している。ただし、<sup>8</sup>B と <sup>7</sup>Be などの事象を独立に解析することはできない。

我々 KamLAND 実験では、バックグラウンドが十分小さく、しきい値が 0.25 MeV 程度のエネルギーに設定できたならば、<sup>8</sup>B だけでなく <sup>7</sup>Be などのニュートリノも検出できる。その結果、<sup>8</sup>B と <sup>7</sup>Be のエネルギースペクトルを独立に解析することにより標準太陽模型の信頼性を確かめ、太陽ニュートリノ問題の解決を目指す。

### 1.2.2 反ニュートリノ検出の原理

KamLANDで捕える電子型反ニュートリノ反応は液体シンチレーター中で以下のような過程により遅延同時信号を発生させる。

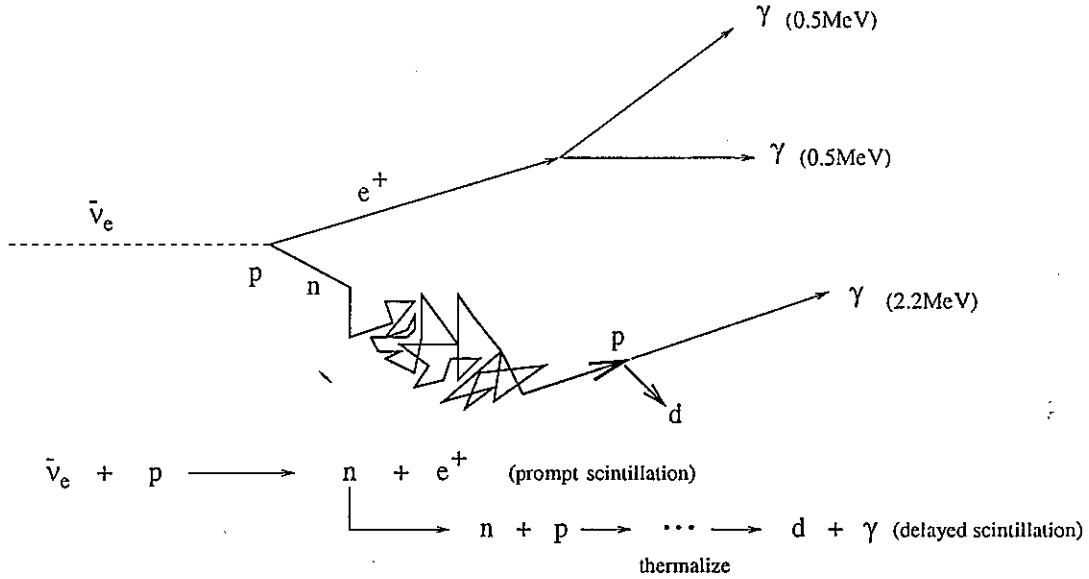


図 1.3: 遅延同時信号

まず、電子型反ニュートリノ ( $\bar{\nu}_e$ ) と液体シンチレーター中の水素原子核 (p) とが衝突し、陽電子 ( $e^+$ ) と中性子 (n) 生じる。陽電子の運動エネルギーは電子型反ニュートリノのエネルギーからしきい値の 1.8 MeV を引いたものになる。陽電子はその運動エネルギーから、蛍光を発しながら数 cm 飛行し、最後に液体シンチレーター中の電子と対消滅を起こしエネルギー 0.5 MeV の 2 本のガンマ線を発生する。これらのガンマ線は反対方向にそれぞれ平均 10cm 程度飛行したあと、コンプトン散乱と光電効果により 0.5 MeV のエネルギーを放出する。これらの現象はニュートリノ反応から数 ns 以内に生じ、合計で  $E_{\nu} - 0.8$  MeV のエネルギーが放出される。このようにして発生した信号を 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中の原子核と衝突を繰り返し熱中性子化し、平均  $170\mu\text{s}$  後、約 30cm 離れた所で陽子に吸収され 2.2MeV のガンマ線を出す。これを delayed signal と呼ぶ。つまり、一つの反応に対して平均  $170\mu\text{s}$  離れた 2 つの信号が出ることになる。この遅延同時信号が生じたかどうかは prompt signal だけで判断することは出来ず、delayed signal が生ずるまで待たなければならない。500 $\mu\text{s}$  の間開かれたゲートのなかで、delayed signal が生じて遅延同時信号であったとの判断が下された場合に両方の信号を読みだし、電子型反ニュートリノ信号の候補として採用する。さらに、それぞれエネルギーのカットを入れ、prompt signal と delayed signal の反応位置が 1m 以上離れていない、という条件も課して最終的な信号を同定する。

### 1.2.3 KamLAND 実験装置

KamLAND 実験の検出器は、岐阜県吉城郡神岡町東茂住にある神岡鉱山の山頂直下 1.000m(2,700m.w.e.) に位置している。図 1.4 に KamLAND 実験の検出器の位置と全体図を示す。

# 液体シンチレータ反ニュートリノ観測施設 全体計画図

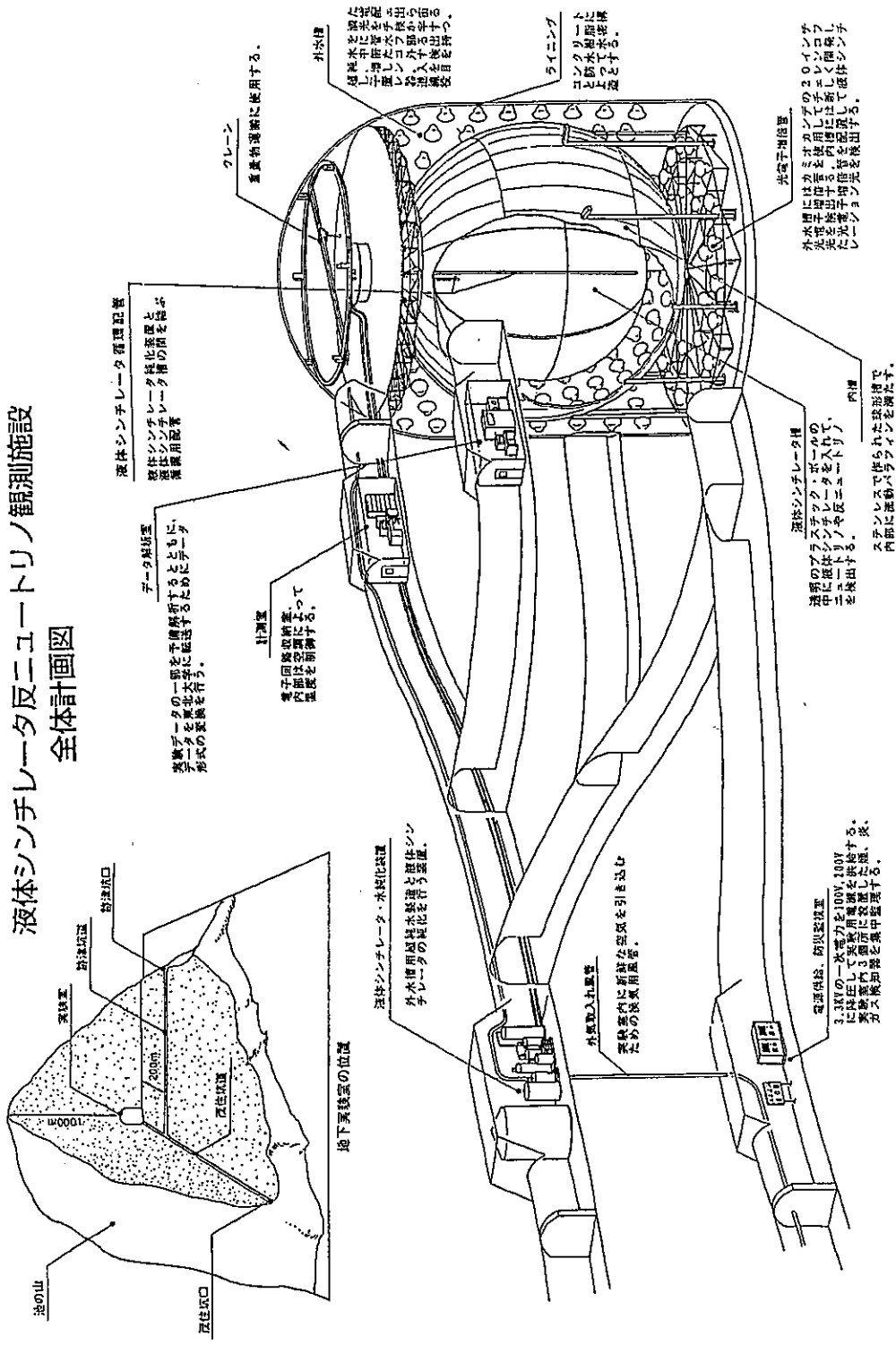


図 1.4: KamLAND 実験施設の全体計画図

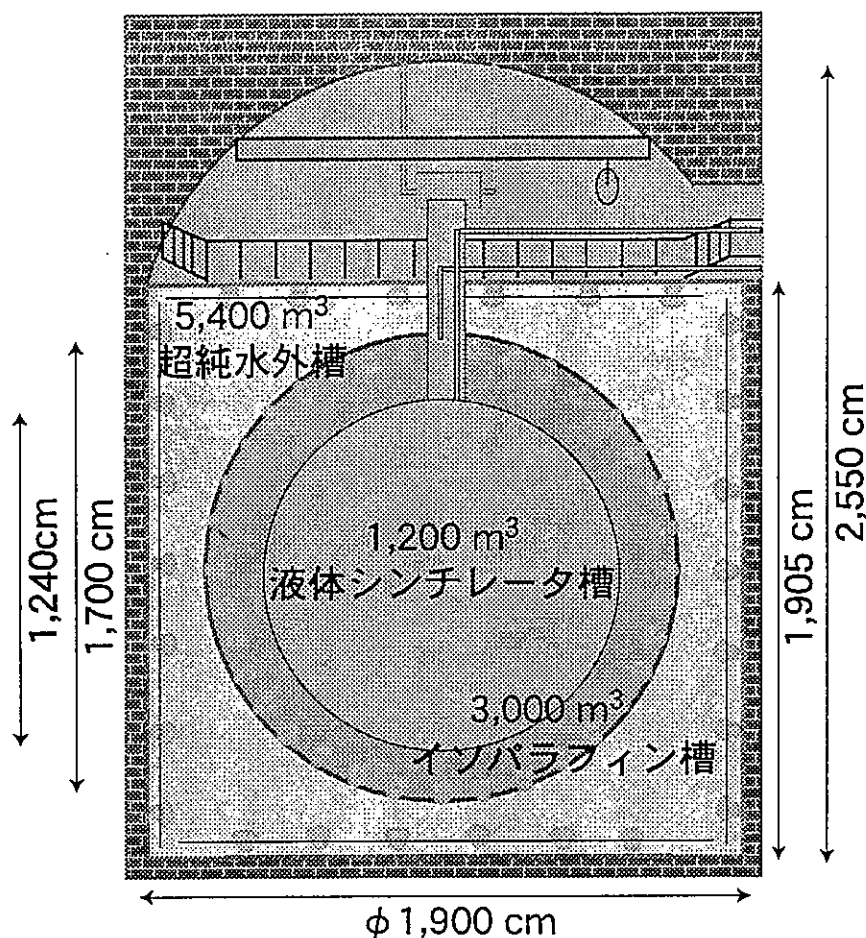


図 1.5: 検出器の概略図

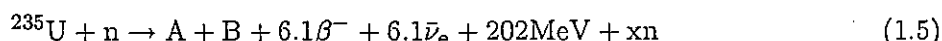
図 1.5 に検出器の概略図を示す。検出器の中心には直径 13m の液体シンチレーター槽がありバルーン容器で囲まれている。その外側にはイソパラフィンで満たされた直径 17m のステンレス槽があり、この槽の内側に 1,280 本の光電子増倍管が取り付けられてあり、液体シンチレーター内で発生した光を検出する。この光電子増倍管には、スーパー神岡実験で用いられた 20 インチ光電子増倍管を改良して得られた時間分解能の優れた 17 インチ光電子増倍管が使用される。1,280 本の光電子増倍管が全表面に対して覆う割合 (photon coverage) は約 25% となる。また、この槽に満たされているイソパラフィンには光電子増倍管中の放射性核種からの  $\gamma$  線や検出器外部の岩盤からの放射線の遮蔽などに利用される。さらにその外側には直径 19m、高さ 19.05m の円筒形の超純水槽がある。超純水槽もバックグラウンド除去の役割を果たしている。この外水槽の内側にも光電子増倍管が設置されていて、検出器外部から来る荷電粒子による事象 (大部分は宇宙線  $\mu$  粒子事象) を識別するためのものである。この識別には荷電粒子が媒質中を高速以上で飛行した場合に放出されるチェレンコフ光を検出する。液体シンチレーター槽と超純水槽からは管が出ていてそれぞれの純化装置につながっている。この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不純物を取り除く、また、同時に液体シンチレーター中に溶解した酸素も取り除く。

### 1.2.4 原子炉、地球反ニュートリノの検出事象数の見積り

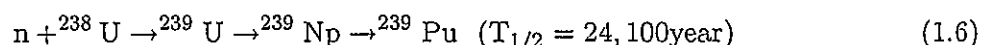
この章では、KamLAND 検出器の反ニュートリノ源となる、原子炉反ニュートリノと地球反ニュートリノのフラックスと検出事象数の見積りを行なう。

#### 原子炉反ニュートリノフラックス

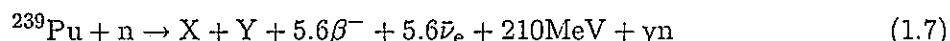
原子炉内の主な核分裂を起こす物質は  $^{235}\text{U}$  であり、この同位体の約 3% を占める。原子炉内では主に、以下の式 (1.5) のように  $^{235}\text{U}$  が熱中性子を吸収して核分裂を起こし、生じた娘核がベータ崩壊する際に反ニュートリノが生成される。



最も支配的な自然ウラン同位体である  $^{238}\text{U}$  は、0.8MeV 以上の高速中性子に対して核分裂を起こすことが可能である。また  $^{238}\text{U}$  は、式 (1.6) のように熱中性子の捕獲反応の後ベータ崩壊を 2 回繰り返して、核分裂性核種  $^{239}\text{Pu}$  を生み出す。

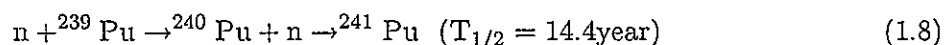


こうして生成した  $^{239}\text{Pu}$  は、式 (1.7) のように熱中性子により核分裂を起こし、原子炉の燃料となり得る。



このようにして核分裂一個あたり平均約 6 個の反ニュートリノが生じる。核分裂一個あたりに解放されるエネルギーは平均約 204MeV である。

また  $^{239}\text{Pu}$  は、以下の式 (1.8) のように熱中性子を連続して吸収し、 $^{241}\text{Pu}$  を生み出すことも可能である。



$^{241}\text{Pu}$  もまた、熱中性子により核分裂を起こすことが出来る。このようにして、原子炉内の燃料混合比は時間経過によって変動する。この効果を burn-up 効果と呼ぶ。

表 1.2 に、4 種の同位体について、核分裂あたりに解放されるエネルギーを示す [13]。神岡の検

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

表 1.2: 核分裂あたり解放されるエネルギー, in MeV[13]

出器に到達する反ニュートリノを生み出す原子炉は、柏崎、大飯、高浜、浜岡、敦賀など多数ある。図 1.6 に、その日本国内に存在する原子力発電所の分布図を示す。

また、それらの原子炉の熱出力と神岡までの距離をまとめると、表 1.3 のようになる。



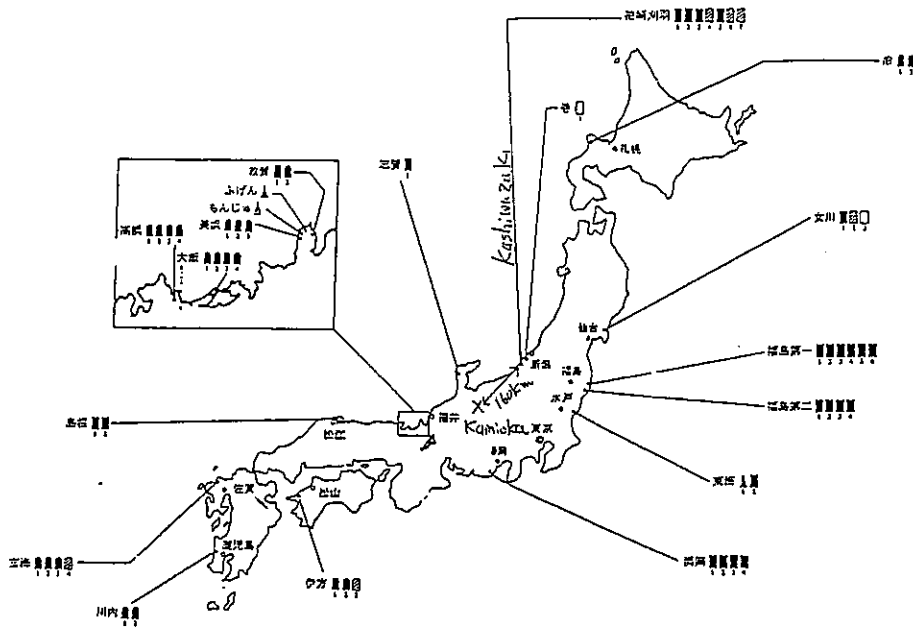


図 1.6: 日本国内の原子力発電所の分布図

reactor	power (GWth)	distance (km)	power flux (GW/cm <sup>2</sup> )
柏崎	24.5	160	$7.7 \times 10^{-15}$
大飯	13.7	190	$2.9 \times 10^{-15}$
高浜	10.2	210	$1.8 \times 10^{-15}$
浜岡	10.6	210	$1.9 \times 10^{-15}$
敦賀	4.5	150	$1.5 \times 10^{-15}$
志賀	1.9	97	$1.3 \times 10^{-15}$
美浜	4.9	165	$1.4 \times 10^{-15}$
福島第一	14.2	357	$8.9 \times 10^{-16}$
福島第二	13.2	351	$8.5 \times 10^{-16}$
東海	3.3	306	$2.8 \times 10^{-16}$
島根	3.8	414	$1.8 \times 10^{-16}$
伊方	6.0	560	$1.5 \times 10^{-16}$
玄海	6.7	770	$9.0 \times 10^{-17}$
女川	4.1	442	$1.7 \times 10^{-16}$
泊	3.3	804	$4.1 \times 10^{-17}$
川内	5.3	844	$5.9 \times 10^{-17}$

表 1.3: 日本国内の原子力発電所の熱出力と神岡までの距離

表 1.3 中の最後の欄は、原子炉からみた神岡検出器の立体角に熱出力をかけたもので、距離を  $L$  とすると、 $\text{GW}/(4\pi L^2)$  で表される量である。1995 年度の全国の原子炉運転効率の 77.21% を考慮して、神岡での全国の原子炉からくる全熱出力フラックスは  $1.5 \times 10^{-14} [\text{GW}/\text{cm}^2]$  となる。

従って、神岡での全ニュートリノフラックスは、

$$\begin{aligned} \text{neutrino flux} &= \frac{(\text{n/fission}) \times (\text{GW}/\text{cm}^2)}{\text{releaseE}(\text{MeV})/\text{fission}} \\ &= \frac{6 \times 10^9 \times 1.5 \times 10^{-14}}{1.6 \times 10^{-19} \times 200 \times 10^6} [\text{n}/\text{cm}^2/\text{s}] \\ &= 2.9 \times 10^6 [\text{n}/\text{cm}^2/\text{s}] \end{aligned} \quad (1.9)$$

となる。ここで、 $W=J/s$ 、 $J=1/1.6 \times 10^{-19} [\text{eV}]$  である。この結果を、エネルギースペクトルに直したグラフが図 1.7 である。核分裂当たり、単位エネルギー当たりのニュートリノのスペクトルは、 $^{235}\text{U}$  については、文献 [14] を、 $^{239}\text{Pu}$  については文献 [15] を参照した。

このとき、原子炉中の燃料は、 $^{235}\text{U}$  が 70%、 $^{239}\text{Pu}$  が 30% であると仮定した。計算されたニュートリノスペクトルに対しフィッティングすると [9]、

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \exp(14.529 - 0.53124 \times E_\nu - 0.045672 \times E_\nu^2) \quad (1.10)$$

となった。エネルギーの大きいところで多少ずれているが、1~3.5MeV までは 3% 以内、4~4.5, 6.5MeV では 6% 程度、5.5MeV で 10%、6.5MeV で 17%、8MeV では 97% となった。8MeV 程度のエネルギーでは 1 年間に数事象しか検出しない。そのため、今回はこのエラーを考慮しない。

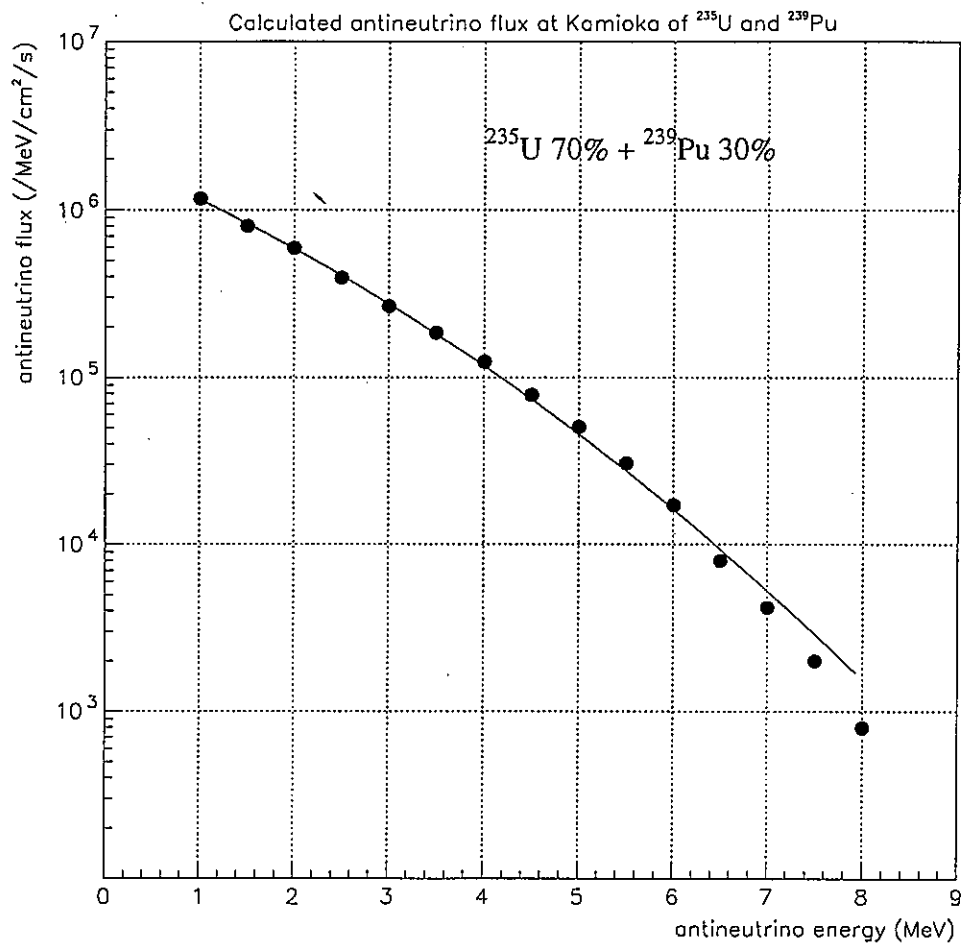


図 1.7: 原子炉中の燃料が、 $^{235}\text{U}$  70%と  $^{239}\text{Pu}$  が 30% であると仮定した場合の、全国の原子炉から神岡検出器に到達する反ニュートリノのフラックスの総和

## 地球反ニュートリノスペクトル

地球反ニュートリノは、地球内部に存在する放射性核種のベータ崩壊から生じる。



ここで、A、Zはそれぞれ原子番号と原子核の電荷をあらわす。主に寄与する放射性核種は以下の表 1.4 に示すように 4 つあり、 $^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  の中には崩壊鎖も含める [16]。表 1.4 は、地球表面に近いところに存在する放射性核種ごとの、地上に到達する反ニュートリノのフラックス量を示したものである。

Isotope	Integrated flux [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ]
$^{40}\text{K}$	$1.1 \times 10^7$
$^{87}\text{Rb}$	$4.6 \times 10^6$
$^{232}\text{Th}$	$3.5 \times 10^6$
$^{238}\text{U}$	$3.5 \times 10^6$

表 1.4: 地球表面から 100km 以内に存在する主な放射性同位体からのフラックス [16]

これを基に我々 KamLAND 検出器で検出できる地球反ニュートリノのイベント数を計算する。以下の図 1.8 に  $^{40}\text{K}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 、 $^{238}\text{U}$  から来る反ニュートリノのエネルギースペクトルを示す。

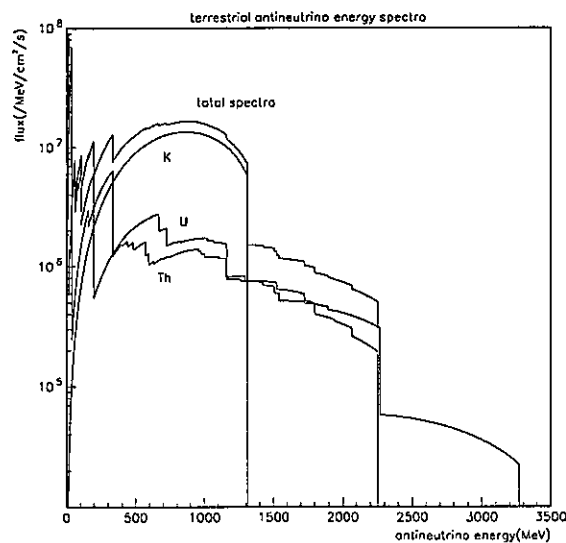


図 1.8: 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル

## 反ニュートリノの KamLAND 検出器での事象数

電子型反ニュートリノは液体シンチレーター中の陽子と逆ベータ崩壊反応を起こし陽電子と中性子を生じる。



この反応の断面積は

$$\sigma = 9.548 \times 10^{-44} \times (E_\nu - 1.3) \sqrt{(E_\nu - 1.3)^2 - m_e^2} \text{ [cm}^2\text{]} \\ (\text{エネルギーの単位は MeV}) \quad (1.13)$$

となる。反応の頻度は反ニュートリノフラックス  $F_\nu$ 、検出器内での陽子の数  $N_p$  に比例する。

$$N = \sigma \times F_\nu \times N_p \quad (1.14)$$

また、 $N_p$  は、液体シンチレーターの水素/炭素比、 $r_{H/C}$  と次の関係がある。

$$N_p/w = 6.02 \times 10^{23} / (1.00794 + 12.011/r_{H/C}) \quad (1.15)$$

$w$  は液体シンチレーターの重さであり、 $r_{H/C}=1.9$  の時、 $N_p/w=4.1 \times 10^{31}/500t$  になる。液体シンチレーターの総重量は 1,000 トンだが、有効体積を 500 トンとする予定であるため、500 トン当たりの陽子数に規格化する。これから、実際に検出される原子炉反ニュートリノと地球反ニュートリノを合わせたスペクトルは図 1.9 のようになる。また、丸印が原子炉と地球反ニュートリノを合わせた 500keV 幅に区切ったイベント数を表し、四角印が原子炉のみのイベント数を表す。誤差は統計誤差のみ記す。さらに、原子炉のみのスペクトルについてニュートリノ振動が、パラメーター  $\sin^2 2\theta=0.7$ 、 $\Delta m^2=10^{-5}$  として起こった場合のスペクトルを一点鎖線で示す。

これを積分すると 1 年間に有効体積 500 トン中の検出器で、約 390 イベント/年となり、原子炉反ニュートリノは一日約 1 イベント検出される。さらに、10 年間検出器を稼働すると、エラーは以下の図 1.10 のようになり、それぞれの事象を解析することが可能である。

ただし、この計算には宇宙線  $\mu$  粒子事象による 3s の dead time 効果を入れていない。もし、 $\mu$  事象の位置を同定できなければ、検出器の有効体積は 50% になる。また、検出器の効率は 100% と仮定している。

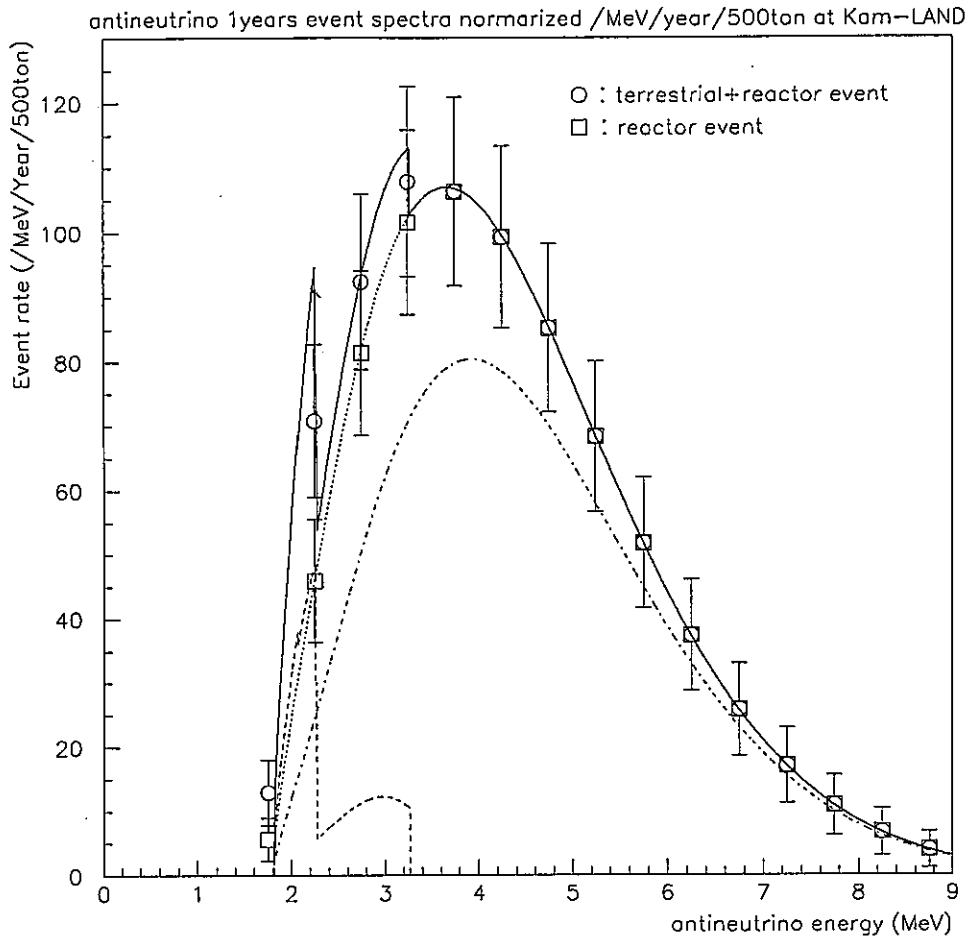


図 1.9: 原子炉反ニュートリノと地球反ニュートリノを合わせた神岡検出器内で起こる 1 年間の事象のエネルギー分布。太い実線が地球反ニュートリノと原子炉反ニュートリノの事象を合わせた分布で、破線が地球反ニュートリノを、点線が原子炉反ニュートリノの事象を表す。一点鎖線は、ニュートリノ振動が  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (0.7, 10^{-5})$  のパラメーターに従って起こる場合のスペクトルを示す。また、丸印は原子炉と地球反ニュートリノ事象を 500keV ごとに足し合わせて、単位 MeV 当たりの事象数に規格化した数を表し、四角は原子炉のみの事象である。また、誤差は統計誤差のみ記す。

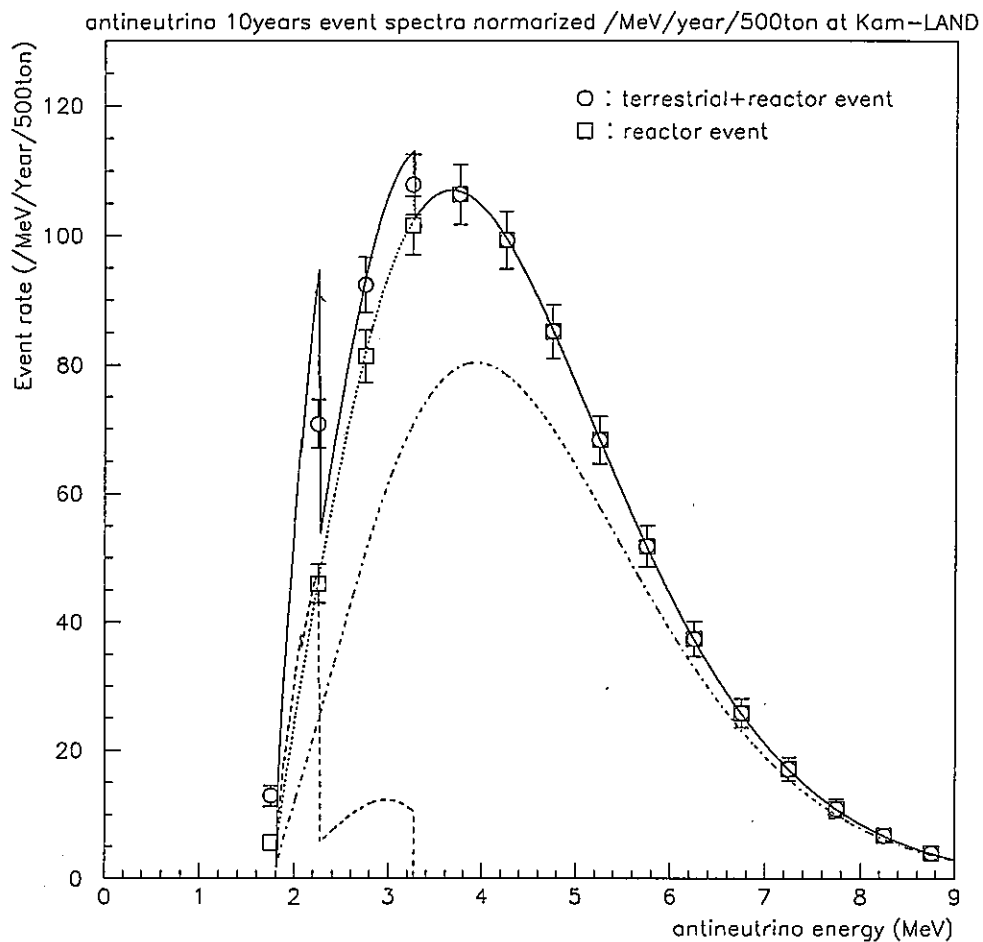


図 1.10: 原子炉反ニュートリノと地球反ニュートリノを合わせた神岡検出器内で起こる 10 年間の事象のエネルギー分布。太い実線が地球反ニュートリノと原子炉反ニュートリノの事象を合わせた分布で、破線が地球反ニュートリノを、点線が原子炉反ニュートリノの事象を表す。一点鎖線は、ニュートリノ振動が  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (0.7, 10^{-5})$  のパラメーターに従って起こる場合のスペクトルを示す。また、丸印は原子炉と地球反ニュートリノ事象を 500keV ごとに足し合わせて、単位 MeV 当たりの事象数に規格化した数を表し、四角は原子炉のみの事象である。また、誤差は統計誤差のみ記す。

## 第2章 新型17インチ光電子増倍管

### 2.1 17インチ光電子増倍管の開発の経緯

旧型20インチ光電子増倍管(PhotoMultiplier Tube・PMT)(R3600)は、スーパー神岡実験に使用することを目的として、浜松ホトニクス株式会社の協力の下に独自に開発が行なわれた。スーパーカミオカンデで使用されているこの20インチPMTは、神岡実験に使用されていた20インチPMT(R1449)を改良してできたものであり、その結果、高エネルギー分解能、高時間分解能、低雑音、耐磁場・耐水圧特性の優れたものであった。特に大きな改良点は、1光電子レベルの非常に微弱な光を見ることができたことと、1光電子レベルにおける時間分解能が6ns(FWHM)に向上したことである。現在、このPMT(R3600)はスーパーカミオカンデ内部に約11,000本が使用され、スーパーカミオカンデの重要な実験結果を導くのに大きく貢献している。

しかし、KamLAND実験においてより精度の高い実験を行なうためにはPMTの性能の向上が要求された。PMTの特性にはいろいろなものがあるが、特に重要な特性としてエネルギー特性と時間応答特性があげられる。エネルギー特性について要求されたことは1光電子レベルの非常に微弱な光をより正確に確認できることである。時間応答特性に関しては、ニュートリノ事象を検出した位置をできるだけ精度良く知るため時間分解能をできるだけ良くすることである。また、パルス波形により粒子の識別を行ないバックグラウンドを減らすためには、液体シンチレーターの発光特性をできるだけ正確に反映する必要があるので、時間分解能をできるだけ良くする必要がある。

時間分解能を良くするにはダイノードを工夫する必要がある。ダイノードには多くの種類があり構造やダイノードの段数などによって電流増倍率、時間応答特性、ユニフォミティ(Uniformity)特性、二次電子収集効率特性などが異なる。旧20インチPMT(R3600)のダイノードにはベネチアンブラインド型が使われている。その理由は光電面が20インチもの大口径になると各光電面から出た光電子の第一ダイノードまでの飛行時間を一定に保ちながら、且つ光電子を一点に収束することは難しく、ダイノード自体大面積をとれる構造が必要になるからであった。ここで、ダイノードの種類による一般的な性質について説明する。ラインフォーカス型は高速時間応答特性を有し、時間分解能やパルスリニアリティ特性が優れている。また、ボックス型は光電子の収集効率に優れているので検出効率が高くユニフォミティ特性に優れている。以下の表2.1はダイノードの種類による一般的な性質の違いを示す。

特性 ダイノード	時間特性上昇 時間 [ns]	パルスリニアリティ 特性 (2%) [mA]	ユニ フォミティ	収集 効率	特徴
ベネチアンブラインド	6~18	10~40	○	△	大口径に向く
ボックス	6~20	1~10	○	◎	高収集効率
ラインフォーカス	0.7~3	10~250	△	○	高速、高リニアリティ

表 2.1: ダイノード別特性例



以上の点から、新型 17 インチ PMT のダイノードには初段にボックス型、後続の 9 段にラインフォーカス型を用いることを条件にモンテカルロシミュレーションを行なった結果、光電面の 17 インチの部分のみを使用することで時間分解能を良く保てることがわかった。

この論文では、試作された数本の PMT について特性の測定を行なった結果について述べる。

## 2.2 17 インチ PMT の構造

ダイノード構造及び電流分割 (ブリーダー) 回路以外は旧 20 インチ PMT (R3600) と同じである。

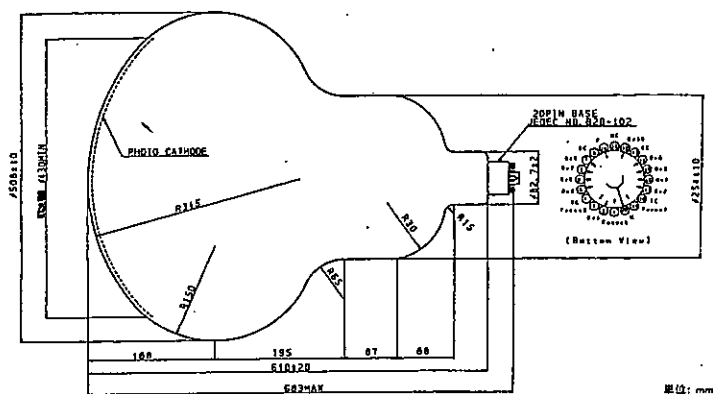


図 2.1: 17 インチ PMT

R7250

Bleeder Distribution

PRT No.	REQ'D	DESCRIPTION	PRT No.	REQ'D	DESCRIPTION
R1	1	2.22M $\Omega$	R11	1	360K $\Omega$
R2	1	72K $\Omega$	R12	1	480K $\Omega$
R3	1	480K $\Omega$	R13	1	100K $\Omega$
R4	1	600K $\Omega$	R15	1	10K $\Omega$
R5	1	391K $\Omega$	R16, R17~R18	4	50 $\Omega$
R8	1	204K $\Omega$	R19	1	75 $\Omega$
R7~R9	3	120K $\Omega$	C1~C3	3	10 nF
R10	1	240K $\Omega$	C4, C5	2	1000 pF
			C6, C7	2	4700 pF

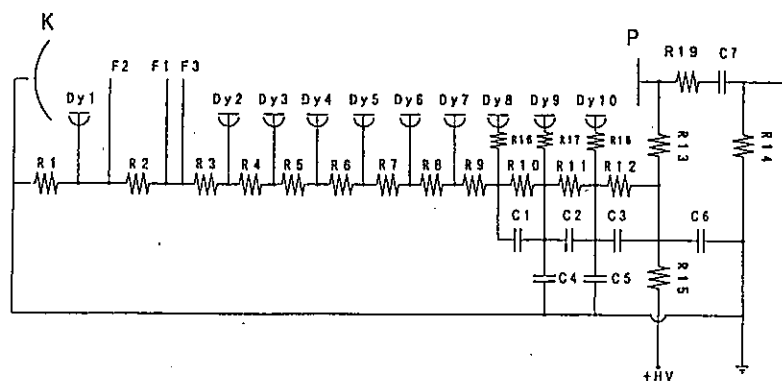


図 2.2: ブリーダー回路

旧 20 インチ PMT のダイノードがベネチアンブラインド型であるのに対して、新型 17 インチ PMT のダイノードは初段にボックス型、後続の 9 段にラインフォーカス型を用いている。

ブリーダー回路は章 4.3 で述べるようにいろいろと考慮した結果、図 2.2 のようなテーパブリーダー回路を使用することに決まった。旧 20 インチ PMT が等分割ブリーダー回路であるのに対して、最終段付近で前段から後段に向かって段間電圧を上げていくテーパブリーダー回路を使用する利点はダイナミックレンジを大きくとれることである。その理由は次の通りである。等分割ブリーダー回路で段間電圧を固定したまま光入力を増加していくと、電極間の電子密度が増大して空間電荷の影響が現れて電子流が妨げられるため、ある値で出力の飽和が生じる。この効果に対して、電子密度の高くなる最終の 2~4 段の電圧を標準電圧配分より高くなるように設定して電極間の電位勾配を高めると空間電荷の影響に打ち勝つので、パルス直線性 (リニアリティ) が向上しダイナミックレンジを大きくすることができる。

新型 17 インチ PMT の仕様規格を表 2.2、2.3 に示す。

光電面	20 インチ (508mmΦ)
有効光電面	17 インチ (430mmΦ)
ダイノード構造	ボックス 1 段、ラインフォーカス 9 段
光電面材料	バイアルカリ
感度波長範囲	300nm~650nm
最大感度波長	420nm

表 2.2: 17 インチ PMT(R7250) の一般定格

項目	略号・他	Min.	Typ.	Max.	単位
光電面量子効率			22		%
光電面ルーメン感度	SK	35	—	—	μA/lm
光電面背感度	SKb	5.5	—	—	μA/Blm
動作電圧 (増倍率 $1 \times 10^7$ 時)	Ebb	1500	—	2500	V
暗電流 (増倍率 $1 \times 10^7$ 時, 25°C)	Idb	—	—	1000	nA
暗パルス率 ( // )		—	—	80	kHz
時間分解能 ( // , 1pe, 全面) FWHM	TTS	—	3.5	4.3	ns
パルス立上り時間 (増倍率 $1 \times 10^7$ 時)				10	ns
エネルギー分解能 ( // )					1 光電子の波高確認ができる事
エネルギー分解能ピーク/バレー比	P/V	1.5	—	—	
カソード光感度一様性 (410nm, 5mmΦ, ±60°)				±10	%
遅延疑似パルス (0.1-30μs)				8	%
磁場特性 (100mG)					特性変化しない事

表 2.3: 17 インチ PMT(R7250) の電気的特性 (at 25°C)

## 2.3 PMTの諸特性

### 2.3.1 電流増倍率(ゲイン)

一般に光電子増倍管の印加電圧はタンゲステン光源(W\_lamp)の連続光を用いた直流増倍率(DC)から決定される。PMTの(直流電流的)ゲインは次式により与えられる。

$$G = S_p/S_k \quad (2.1)$$

ここで $S_p$ (アノードルーメン感度)は2856Kの色温度の光でPMTを照射したときのアノード電流と照射光量との比であり、 $S_k$ (カソードルーメン感度)は同様にカソード電流と照射光量との比である。

各ダイノードあたりの二次電子放出比 $\delta$ はダイノード間の電圧 $E$ の関数であり、次式で表される。

$$\delta = a \cdot E^k \quad (2.2)$$

ここで $a$ は定数、 $k$ はダイノードの構造・材質で決まり、ふつう0.7~0.8の値をとる。PMTのダイノードの数を $N$ 段とすると、等分割プリーダー回路の場合、電流増倍率 $G$ の印加電圧 $V$ に対する変化は次の式になる。

$$G = (a \cdot E^k)^N \simeq a^N \left( \frac{V}{N+1} \right)^{k \cdot N} = AV^{k \cdot N} = AV^b \quad (2.3)$$

ただし、 $A = a^N / (N+1)^{k \cdot N}$ 、 $b = k \cdot N$ とする。17インチPMTの場合 $b \simeq 5.5$ 程度である。

### 2.3.2 ダークパルスレート (Dark pulse rate)

これはPMTに光を照射しない状態でディスクリミネーターのしきい値を超えるパルスの頻度である。

### 2.3.3 波光分布

17インチPMTは波高分布において一光電子のピークを確認することができ、エネルギー特性を見る指標としてピーク/バレー比(P/V ratio)がある。P/V ratioとは一光電子相当光に対しPMTから出力されるパルスの波高分布におけるピーク波高値と谷となる波高値との比である。1以上なら一光電子ピークが見えていることになる。

### 2.3.4 時間応答特性

時間応答特性には、立ち上がり時間(Rise Time)、立ち下がり時間(Fall Time)、電子走行時間(Transit Time; TT)、電子走行時間のばらつき(Transit Time Spread; TTS)などがある。実験においてイベントの発生時間を決定する際、それぞれの入射光のパルスに対するTTSが制限を与えることになる。これは光電面から放出される光電子の初速度や放出角度が異なり、かつ光電面と初段ダイノードの間の電場が一様性を欠くために生じる。TTSはTTの時間的なばらつきを表すものであり、即ちPMTの時間分解能を決める要因となる。

## 2.4 17インチPMT(R7250)と20インチPMT(R3600)の違い

この章では17インチPMT(R7250)と20インチPMT(R3600)の違いをまとめる。表2.4に17インチPMT(R7250)と20インチPMT(R3600)の規格上の違いを示し、表2.5に浜松ホトニクス(株)が測定を行なった約500本の17インチPMT(R7250)と20インチPMT(R3600)の諸特性の違いを示す。図2.3は浜松ホトニクス(株)が行なった約500本の17インチPMT(R7250)と20インチPMT(R3600)の諸特性の測定結果である。

項目	17インチPMT(R7250)	20インチPMT(R3600)
有効光電面の大きさ	17インチ	20インチ
ダイノード	ベネシアンブラインド	ボックス1段、ラインフォーカス9段
パルス立上り時間	10ns以下	15ns以下
TTS(FWHM)	4.3ns以下	7.6ns以下
ピーク/バレー比	1.5以上	1.1以上
遅延疑似パルス(0.1-30 $\mu$ s)	8%以下	1%以下

表 2.4: 17インチPMT(R7250)と20インチPMT(R3600)の規格上の違い

項目	17インチPMT(R7250)	20インチPMT(R3600)	単位
光電面背感度 SKb	8.14	7.54	$\mu$ A/Blm
印加電圧(倍率 $1 \times 10^7$ 時)	2030	1900	V
暗電流	82.3	172.7	nA
暗パルス率	25	28	kHz
TTS(FWHM)	3.07	5.39	ns
ピーク/バレー比	3.32	1.74	

表 2.5: 17インチPMT(R7250)と20インチPMT(R3600)の諸特性の違い(浜松ホトニクス(株)の測定)

### R7250 (KamLAND 17inch) .vs. R3600 (SK 20inch)

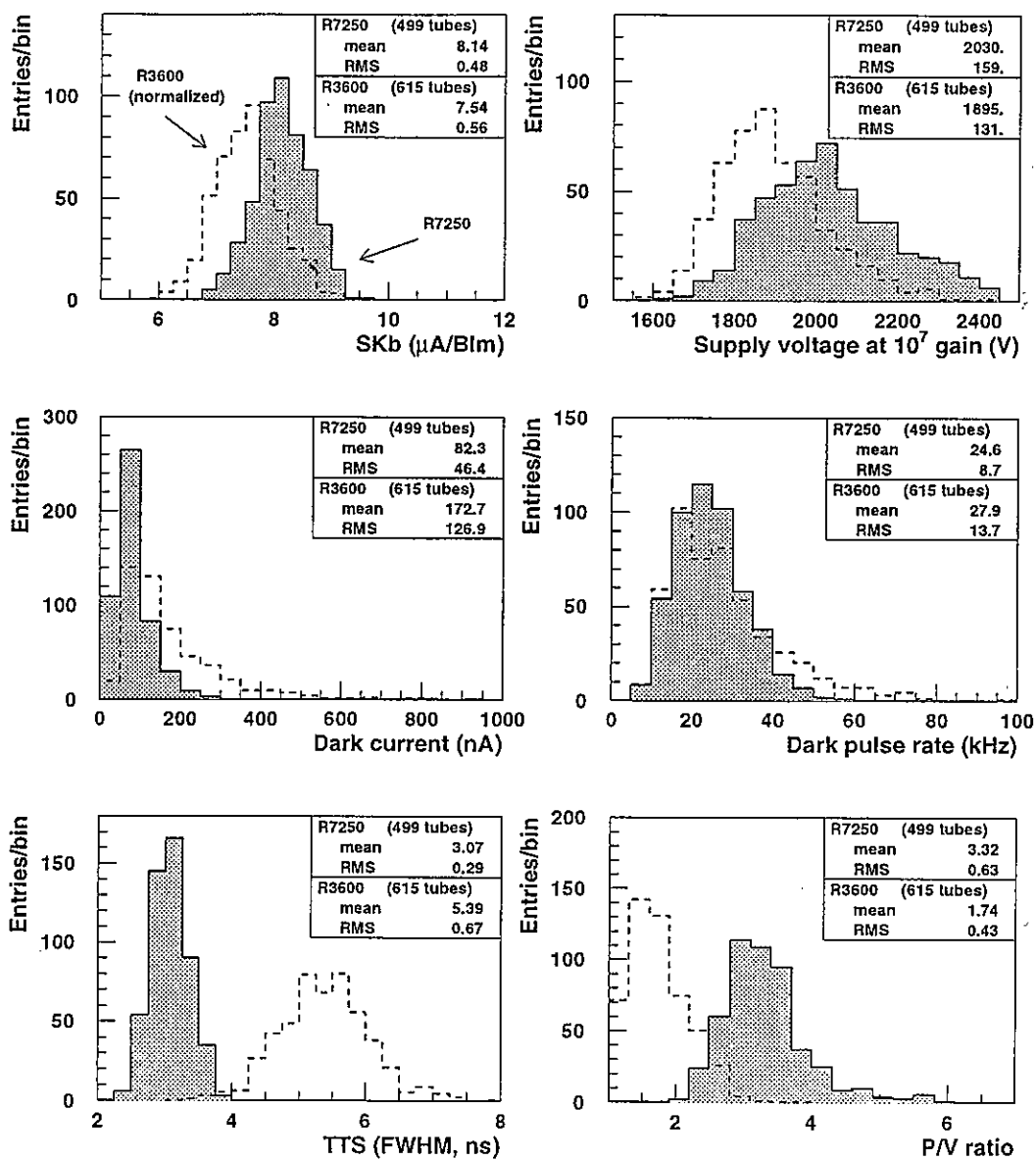


図 2.3: 浜松ホトニクス (株) の測定による 17 インチ PMT と 20 インチ PMT の諸特性

## 第3章 特性の測定

### 3.1 光電子数と信号計数率

ここで、光電子数と信号計数率の関係について簡単に述べておく。光子が光電面に当たったとき、じっさいに何個の光電子が飛び出すかを直接知ることはできないが、光電効果によって出て来る電子の数はポアソン分布をしていると考えられる。ポアソン分布とは二項分布の極限として得られ、母平均を  $m$ 、確率変数を  $k$  とすると次の式で表される分布をする。

$$P(X = k) = \frac{m^k}{k!} \exp(-m) \quad (3.1)$$

また、ポアソン分布の母分散は母平均に等しく、

$$\sigma^2 = m \quad (3.2)$$

である。これらの関係を  $k$  をある事象で 1 回に飛び出す光電子数、 $m$  を平均の光電子数とすることが出来る。

また、信号計数率とは光の入射回数に対する PMT の出力が得られた回数の比で定義されるが、これをポアソン分布を利用して次のように表すことができる。まず、式 (3.1) を用いて光電子が 1 個もでない確率を求めると次のようになる。

$$P(X = 0) = \frac{m^0 \times e^{-m}}{0!} \quad (3.3)$$

$$= e^{-m} \quad (3.4)$$

従って、PMT が信号を出力する確率、即ち信号計数率  $R$  は

$$R = 1 - P(X = 0) \quad (3.5)$$

$$= 1 - e^{-m} \quad (3.6)$$

となる。これより平均光電子数は計数率を用いて

$$m = -\ln(1 - R) \quad (3.7)$$

と表される。

計数率に対して光電子数が 1 個から 4 個までの各光電子数の割合は図 3.1 のとおりである。例えば、計数率が 10% 以下では光電子数が 1 個である確率が 90% 以上で、2 個である確率が 5%、それ以上の確率は極めて小さい。計数率が 10% 以下の光量を 1 光電子相当光とみなす。

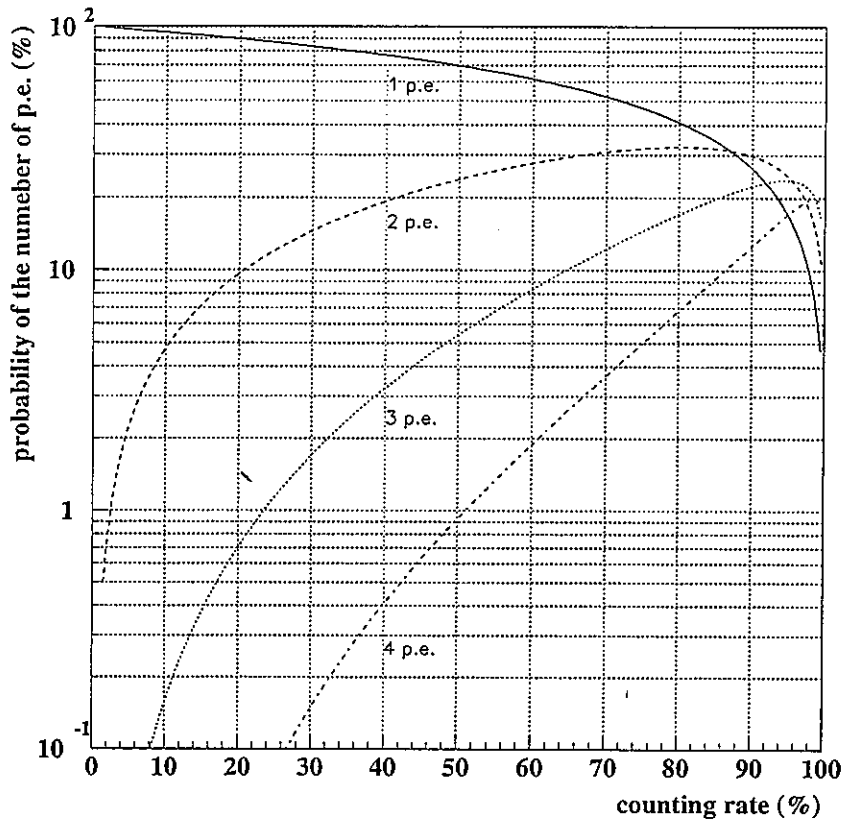


図 3.1: 計数率に対して光電子が  $n$  個である確率

## 3.2 測定装置

### 3.2.1 概要

測定の概略図を図 3.2 に示す。光源 (PLP、詳細は後で述べる) からの光は対物レンズで集光され、光ファイバー (径  $62.5/125\mu\text{m}$ 、長さ  $60\text{m}$ ) により 17 インチ PMT の入った暗箱に導かれる。その後 diffuser (パラフィン紙) を通過することで 1 光電子相当光となって直径 17 インチの光電面に全面照射される。PMT の入った暗箱を囲むようにヘルムホルツコイルが水平と垂直に巻かれ外部磁場を打ち消している。図 3.3 のブロックダイアグラムにより、出力光量 (ADC) およびタイミング (TDC) 情報は CAMAC ゲートウェイを経由し、PC-9801 により取得される。

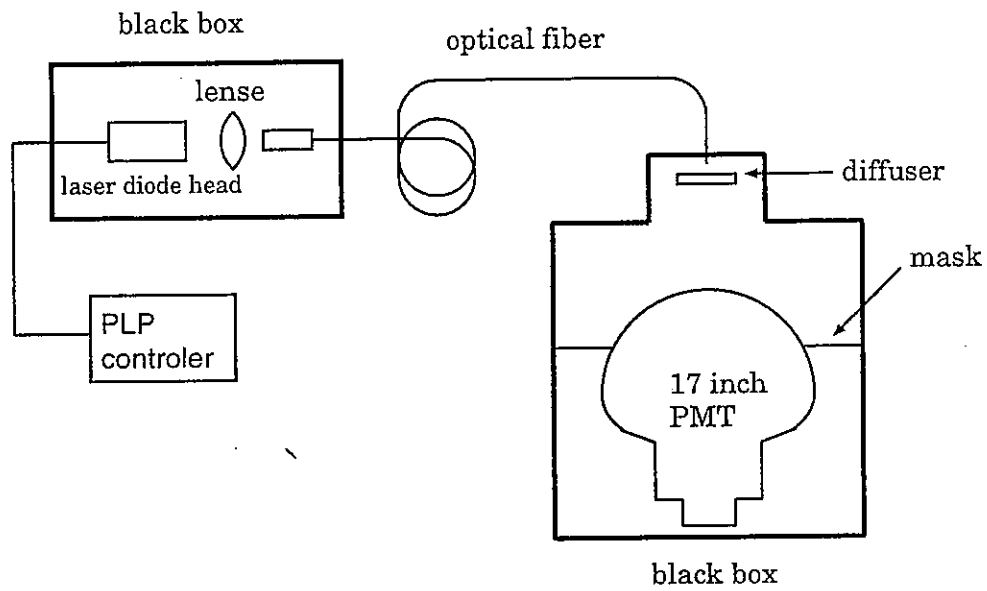


図 3.2: 測定の概略図

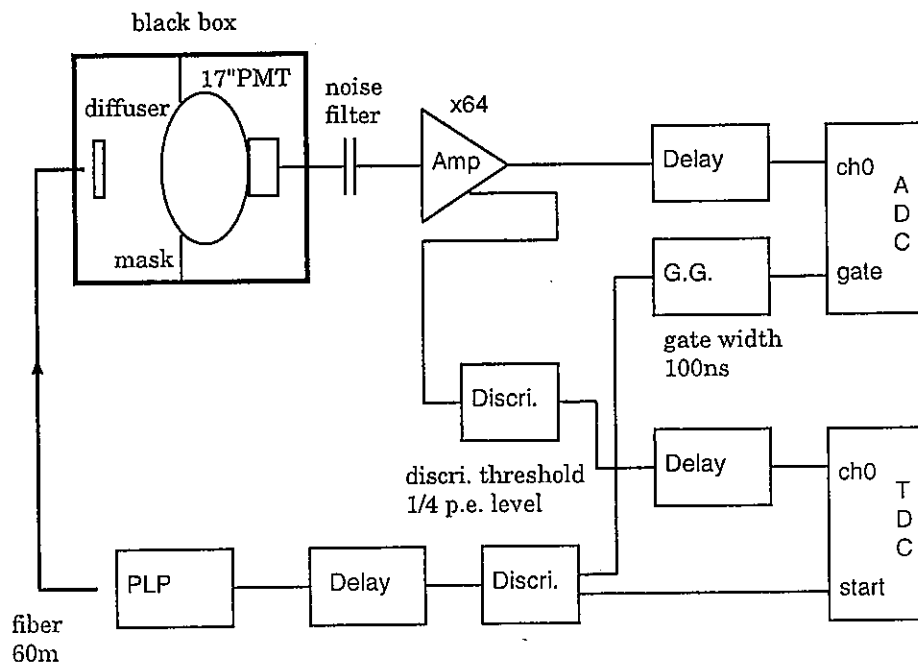


図 3.3: データ収集のブロックダイアグラム



### 3.2.2 光源

光源には浜松ホトニクス社製レーザーダイオードピコセックライトパルサー (PLP-01) を用いた。このレーザーは発光時間がFWHMで30psとPMTの時間分解能3~5ns(FWHM)に比べて非常に短く、PMTの時間分解能を調べるときレーザーの発光時間を無視できるという利点を持つ。また、発振波長は410nmでPMTの感度がもっとも良い領域である。レーザーの規格を表3.1にまとめた。

モデル名	PLP-01
種類	半導体レーザー
発光時間	50ps 以下
発振波長	410nm
周波数	1Hz~10MHz(可変)、シングルショット

表 3.1: 浜松ホトニクス社製レーザーダイオードピコセックライトパルサーの規格

### 3.2.3 磁気補償コイル

光電面と第一ダイノードの中間付近がコイルの中心となるように図3.4のようにコイルを配置した。水平方向と垂直方向に張ったヘルムホルツコイルにより光電面と第一ダイノードの中間付近が無磁場となるように電流を流した場合、PMTの端付近における磁場の強さは50mG以下になった。

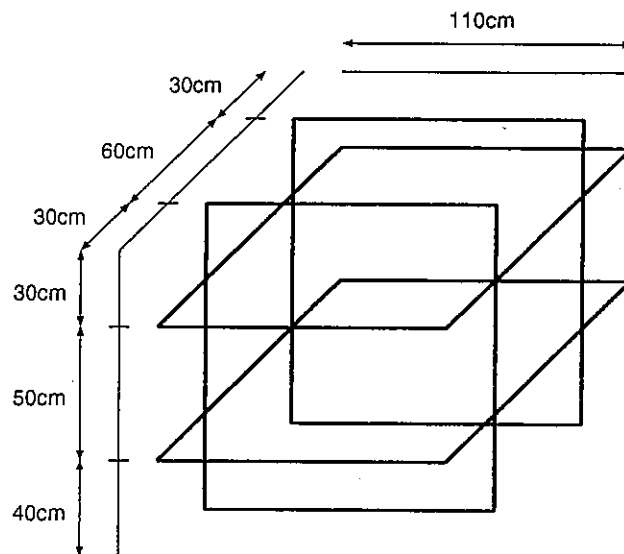


図 3.4: 磁気補償コイルの概略図

## 第4章 測定内容と結果

### 4.1 $10^7$ ゲインでの基本特性

#### 4.1.1 $10^7$ ゲインを与える印加電圧の決定

1 光電子ピークを用いることで  $10^7$  ゲインを与える印加電圧を決定した。

1 光電子の信号のピーク位置の電荷量を  $Q$ 、測定系の増幅率を  $A$  とすれば、1 光電子レベルの増倍率 (ゲイン)  $G$  は、

$$G = Q/Ae \quad (4.1)$$

となる。ただし、 $A$  の値は 64 であり、 $e$  は電子の電荷量である。

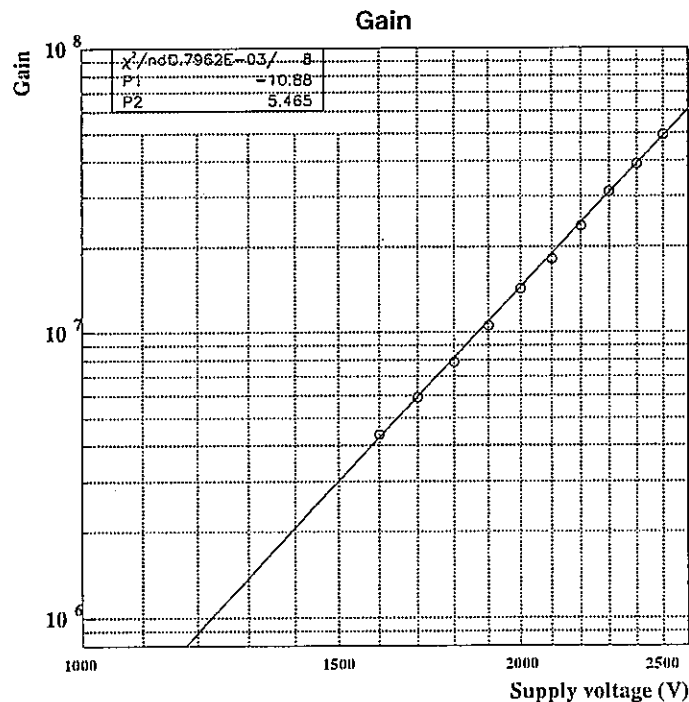


図 4.1: ゲイン : PMT-JK5903

図 4.1 は 17 インチ PMT-JK5903 に対して測定したゲインの結果であり、fitting により  $10^7$  ゲインを与える印加電圧は 1880V となり、ベキの値  $b$  は 5.5 となった。旧 20 インチ PMT のベキの値  $b$  が 8.5 であるのと比較して 17 インチ PMT では 5.5 と小さい。その理由は、初段のダイノードに対するプリーダー回路における電圧分割比が旧 20 インチ PMT では 8 であるのに対して、17

インチPMTでは18.5であり初段のダイノードで二次電子の数をかせいでいることによる違いであろう。

#### 4.1.2 1p.e. の信号の主な特性

前の章で得られた  $10^7$  ゲインを与える印加電圧を17インチPMT-JK5903に印加して、1光電子相当光を全面照射し、ディスクリミネーターのしきい値を0.25p.e.となる値にして、ダークパルスレイト、P/V ratio、Rize time、Fall time、TTSについて測定した。

図4.2は  $10^7$  ゲインでのディスクリミネーターのしきい値が0.25 p.e.となるように固定したときの印加電圧に対するダークパルスレイトの変化を表す。 $10^7$  ゲインの印加電圧1880Vでのダークパルスレイトは約20kHzで旧20インチPMTと同じくらいある。

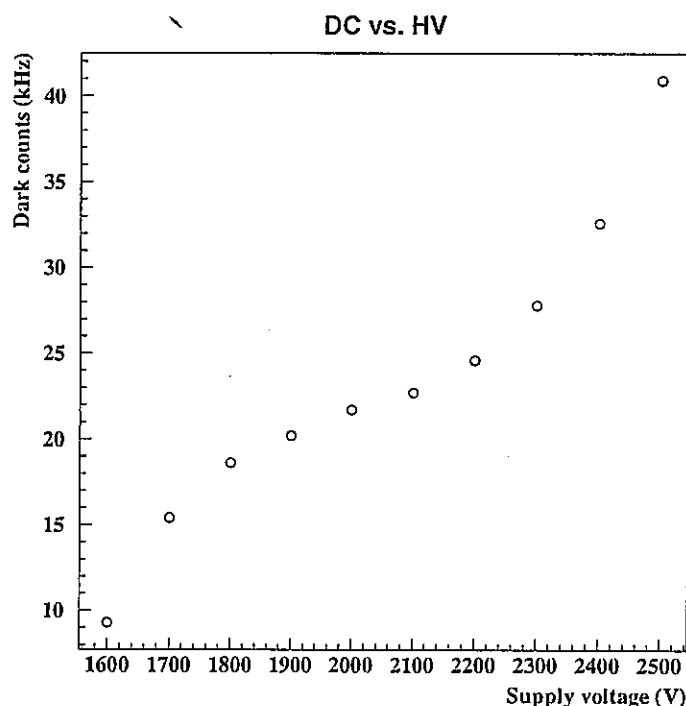


図 4.2: 印加電圧に対するダークパルスレイトの変化

#### エネルギー特性

図4.3は波高分布で、ADCの180チャンネルあたりに1光電子のピークがみえている。この波高分布にfitting(付録A参照)して得られたP/V ratioは3.3で、旧20インチPMTのP/V ratio(~2)と比較して良くなっている。

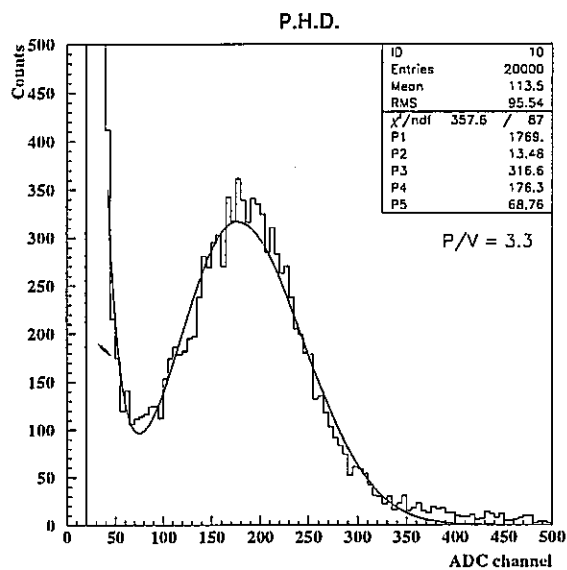


図 4.3: 波高分布 : PMT-JK5903

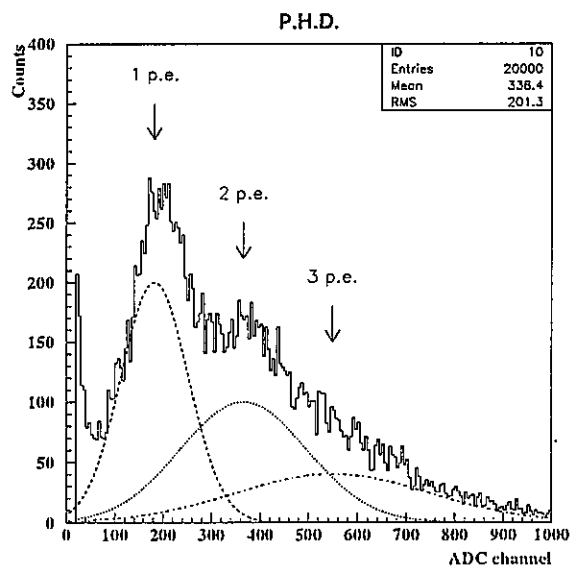


図 4.4: 計数率 78%のときの波高分布 : PMT-JK5903。点線は各光電子による波高分布を表すガウス分布で、測定データに合うようにパラメーターをとっている。

2光電子のピークが1光電子のピークと比べてどの程度みえるかを調べた。章3.1で述べたように光電子数と計数率の関係から計数率を高くすれば、PMTが信号を出力したときの2光電子の割合が大きくなる。そこで、レーザーからの光を集光するレンズの位置をずらし光ファイバーに入射する光量を調節することで計数率を78%にした。この計数率では1光電子の信号が40%、2光電子が30%、3光電子が20%の割合になり、各光電子の波高のピークはADCのチャンネル数で180ch、360ch、540chあたりになることになる。

図4.4に計数率78%のときの波高分布を示す。各光電子の信号はかなり重なっているが旧20インチPMTではわからなかった2光電子の信号の位置がわかる。

### 時間応答特性

図4.5の左図は測定系のアンプ(64倍)を通った後のPMTの出力波形をオシロスコープによって約100回について平均をとった波形である。Rise timeは6.5ns、Fall timeは15.8nsであり、出力パルスの幅(FWHM)は10nsである。一方、旧20インチPMTのRise time及びFall timeは共に10ns程度であり、出力パルスの幅(FWHM)は20nsであるのと比較して大きく改善されている。

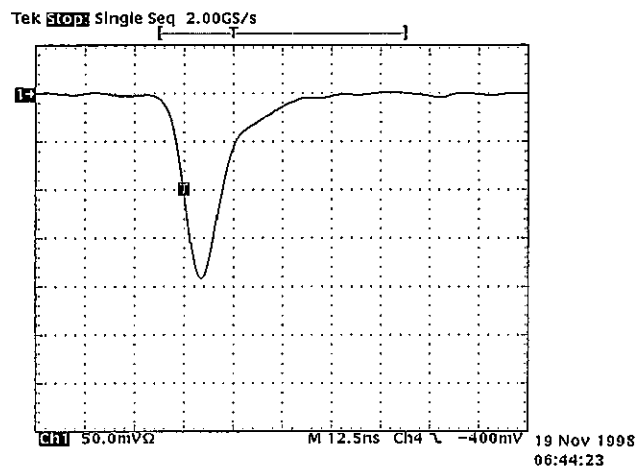


図4.5: 出力波形(縦軸は一マス50mV、横軸は一マス12.5nsである。): PMT-JK5903

図4.6の上図は時間に対する電荷の二次元プロットであり、下図は時間に対する $1/\sqrt{N \text{ p.e.}}$ の二次元プロットで図中の実線はcutした範囲を表している。補正前と補正後の相対的な電子走行時間の分布を図4.7に示す。非対称ガウス分布でfittingして得られた補正後のTTSは3.25ns(FWHM)で、旧20インチPMTのTTS(~6ns)と比較して大きく改善されている。

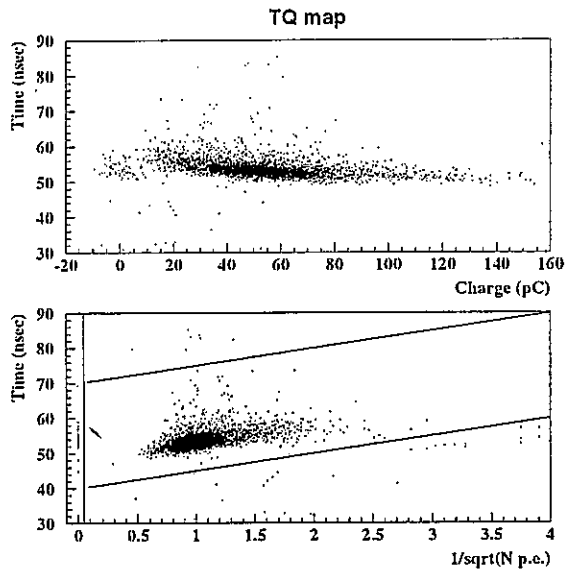


図 4.6: 上図が時間に対する電荷の二次元プロット、下図が時間に対する  $1/\sqrt{N \text{ p.e.}}$  の二次元プロット (実線は cut した範囲) : PMT-JK5903

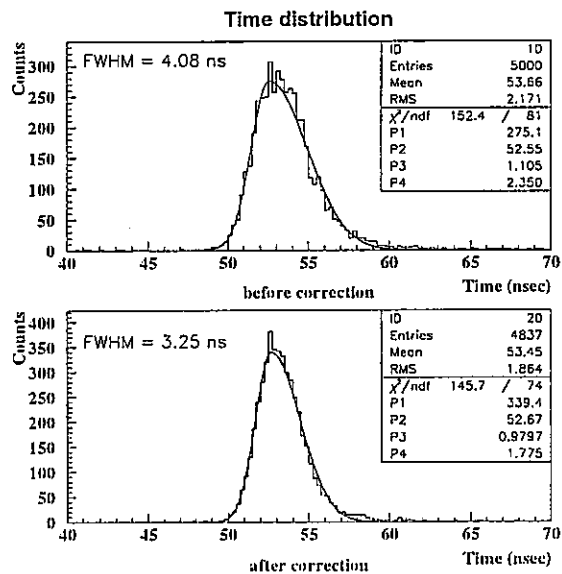


図 4.7: 上図が補正前の時間分布、下図が補正後の時間分布 : PMT-JK5903

図 4.8 は印加電圧に対する時間応答特性を示す。ただし、図中の相対的な TT は 2000V が 110ns になるようにとっている。1600V から 2500V の範囲の印加電圧値に対して、Rize time の変化は 2ns 程度、TT の変化は 35ns 程度、TTS の変化は 1.3ns 程度ある。

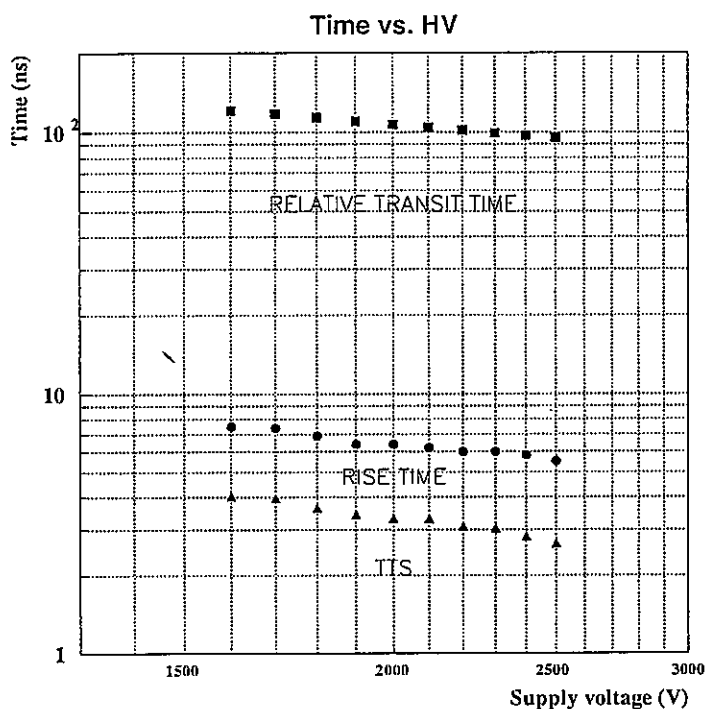


図 4.8: 印加電圧に対する時間応答特性

4 本の PMT についての各特性の測定結果を表 4.1 に示す。

PMT	b	HV [V]	ダークカウント [kHz]	Rize time [ns]	Fall time [ns]	TTS [ns]	P/V
JK5903	5.4	1880	15.1	6.5	15.8	3.25	3.3
JK5909	5.3	2140	25.4	6.1	16.5	3.23	3.0
JK5917	5.6	1920	15.5	6.2	14.6	3.33	3.2
JK5920	6.0	1870	12.8	6.3	15.8	3.42	3.3

表 4.1: 4 本の PMT の特性

### 4.1.3 プレパルスとレイトパルス

以前のスーパーカミオカンデで使われている 20 インチ PMT にもプレパルス (Pre pulse) とレイトパルス (Late pulse) が生じる問題があった。

図 4.9 にプレパルスとレイトパルスの模式図を示す。プレパルスとは、PMT に入射した光に対して光電面で光電子が飛び出さず、第一ダイノードで飛び出して後続の段のダイノードで増幅されて出力される信号のことである。従って、光電子が光電面と第一ダイノードとの間を走行する時間 ( $\sim 55\text{ns}$ ) の分だけ正規の信号より早く信号が出る。普通、第一ダイノードで数個の二次電子が出るのに対して第一ダイノードから一つしか出ないため出力される信号の大きさは数分の一だと思われる。レイトパルスとは、光電面で飛び出した光電子が第一ダイノードで二次電子を出さず弾性散乱して光電面付近まで戻った後、再び電場により加速されて第一ダイノードで二次電子を出した信号のことである。従って、光電子が光電面と第一ダイノードとの間を往復する時間 ( $\sim 110\text{ns}$ ) の分だけ正規の信号より遅く信号が出る。浜松ホトニクス (株) の測定ではプレパルスが 1%、レイトパルスが 5% ある。

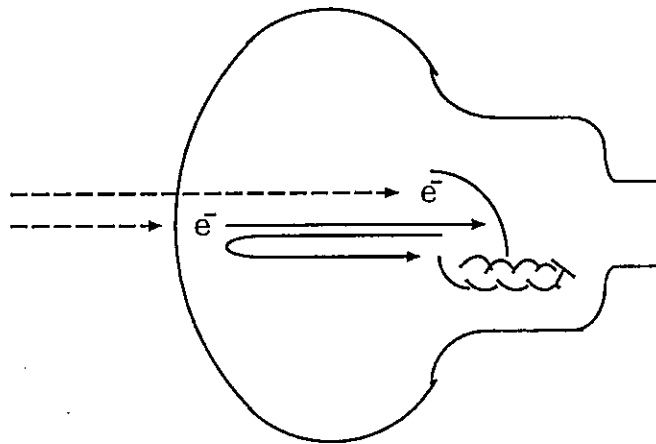


図 4.9: 上がプレパルスで、下がレイトパルスである。

測定方法において、PLP のトリガーで ADC のゲートを開いているので、プレパルスとレイトパルスがとれるように ADC のゲートの幅を  $250\text{ns}$  に広げて測定した。

図 4.10、図 4.11 はプレパルスについてで、それぞれ TQ の二次元プロット、時間分布と波高分布を表す。プレパルスの時間分布において  $150\text{ns}$  付近にみえるピークが正規の信号で、その  $55\text{ns}$  前付近にプレパルスはみられない。その理由として、プレパルスがディスクリミネーターのしきい値 ( $0.25\text{pe}$ ) を超えないくらい低い波高である可能性がある。図 4.12、図 4.13 はレイトパルスについてで、それぞれ TQ の二次元プロット、時間分布と波高分布を表す。レイトパルスの時間分布において、 $50\text{ns}$  付近にみえるピークが正規の信号で、 $100\text{ns}$  から  $160\text{ns}$  にかけてレイトパルスが広がって分布していることがわかる。正規の信号を  $40\text{ns}$  から  $80\text{ns}$  の間、レイトパルスの信号を  $100\text{ns}$  から  $200\text{ns}$  の間の信号と定義すると、レイトパルスの割合は 5% であった。また、正規の信号とレイトパルスの信号の波高分布を比較したのが図 4.13 の右図で、二つの分布はほぼ同じであ



り、レイトパルスの信号の大きさは正規の信号と同じであるといえる。このレイトパルスの信号が、パルス波形による粒子の識別にどの程度影響を与えるかは現在研究中である。

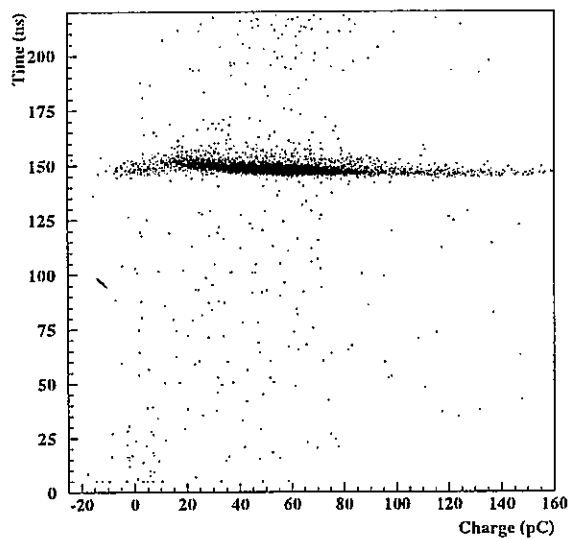


図 4.10: T-Q の二次元プロット

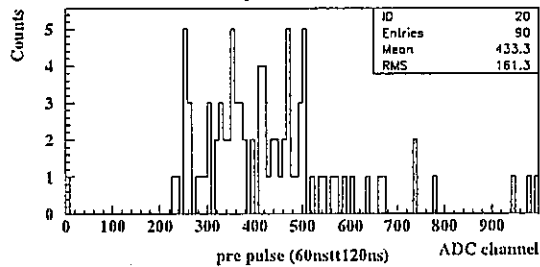
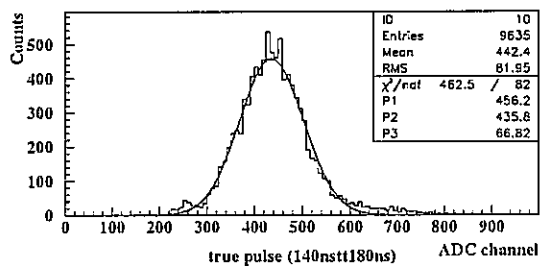
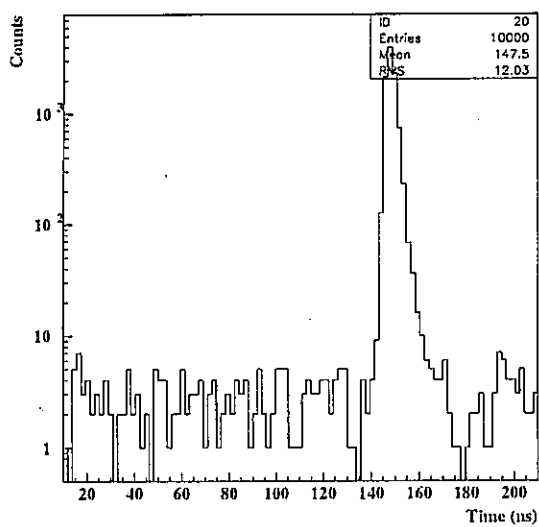


図 4.11: 時間分布と波高分布

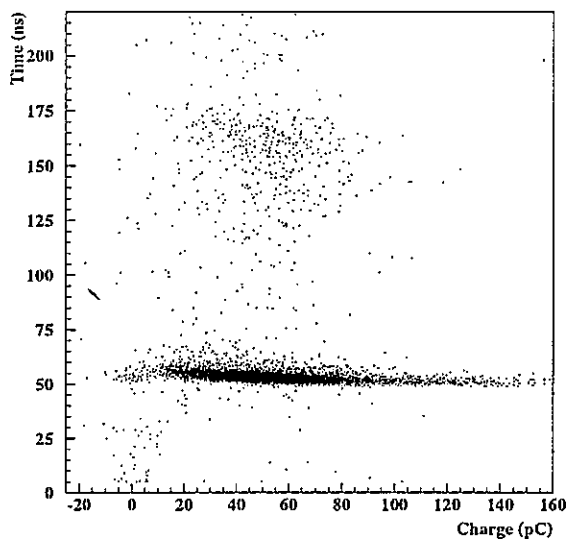


図 4.12: T-Q 二次元プロット

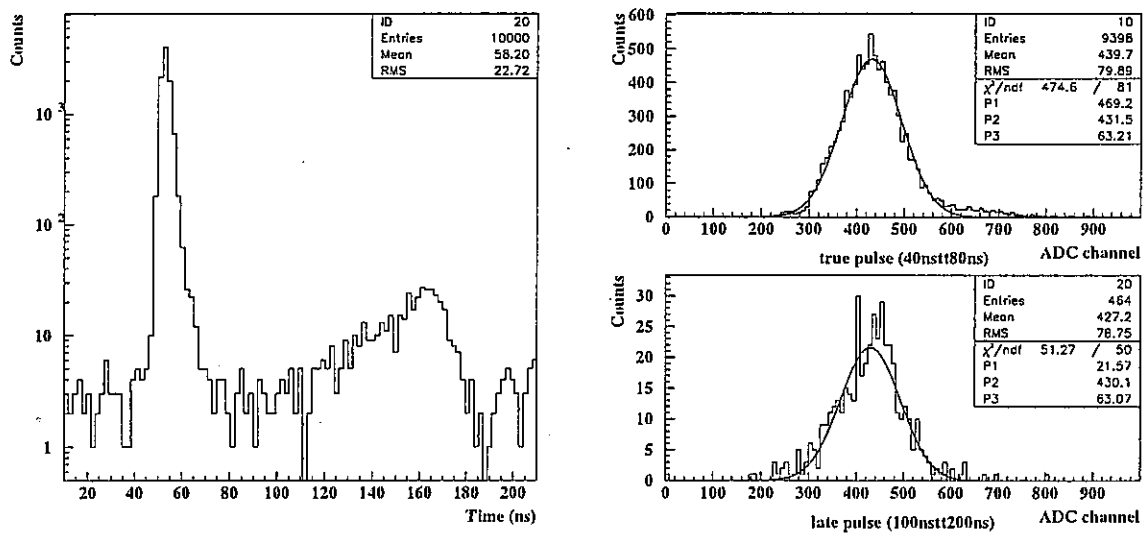


図 4.13: 時間分布と波高分布

## 4.2 磁場特性

これまでの測定では磁気補償コイルにより無磁場の状態で測定を行ってきた。KamLAND 実験では検出器の周囲に電流を流すことによって残留磁場を 50mG 以下にする予定である。そこで、17 インチ PMT は 50mG 以下の磁場でその性能が保たれることが必要である。磁気補償コイルに流す電流値を変えることで、磁場が時間応答特性と波高に関する特性に与える影響を調べた。使用した PMT は JK5903 で、 $10^7$  ゲインを与える印加電圧をかけた。また、照射する光は 1 光電子相当光・全面照射で、ディスクリミネーターのしきい値は 0.25 p.e. である。図 4.14 にダイノードに対する座標の定義を示す。

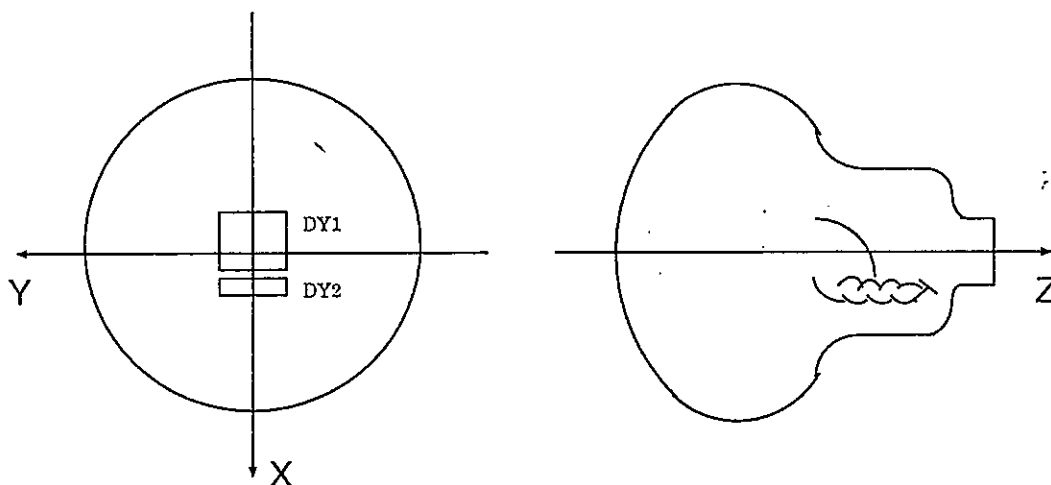


図 4.14: ダイノードに対する座標の定義

Y 軸方向の磁場に対して光電面から出た光電子は X 軸方向に力を受ける。図 4.15 は無磁場のときを基準に取った相対的な TT と TTS を示す。50mG 以内での TTS の変化は 2% 程度で影響ないといえる。

図 4.16 は無磁場のときを基準に取った相対的な計数率と相対的なゲインを示す。計数率の条件はディスクリミネーターのしきい値が 0.25 p.e. で TT の中心から  $\pm 25$  ns 以内の信号であることである。50mG 以内で計数率の変化は Y 軸方向で 10% あり、また X 軸方向で 3% あり、これは系統誤差程度である。従って、磁場の影響が少ない方向に PMT を取り付ける予定である。ゲインの変化は計数率の変化と関連していることがわかる。

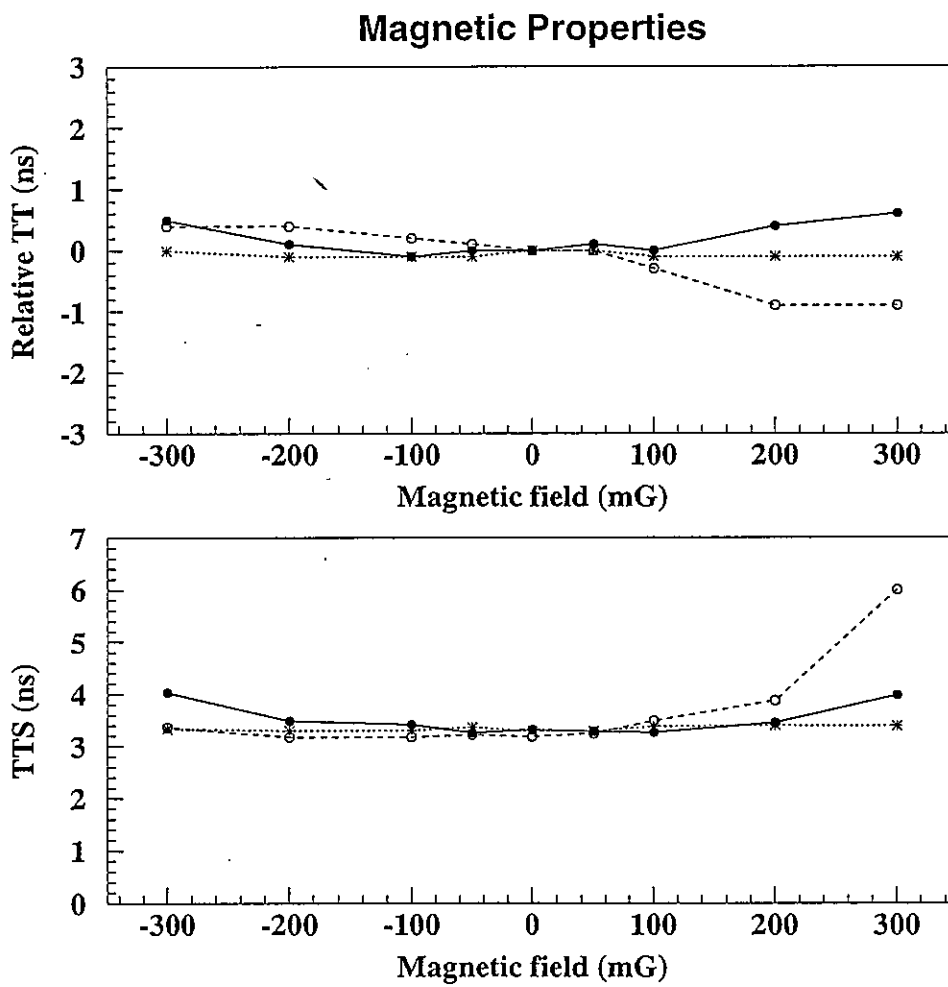


図 4.15: 磁場に対する相対的な TT と TTS。●は X 軸、○は Y 軸、\*は Z 軸を示す。

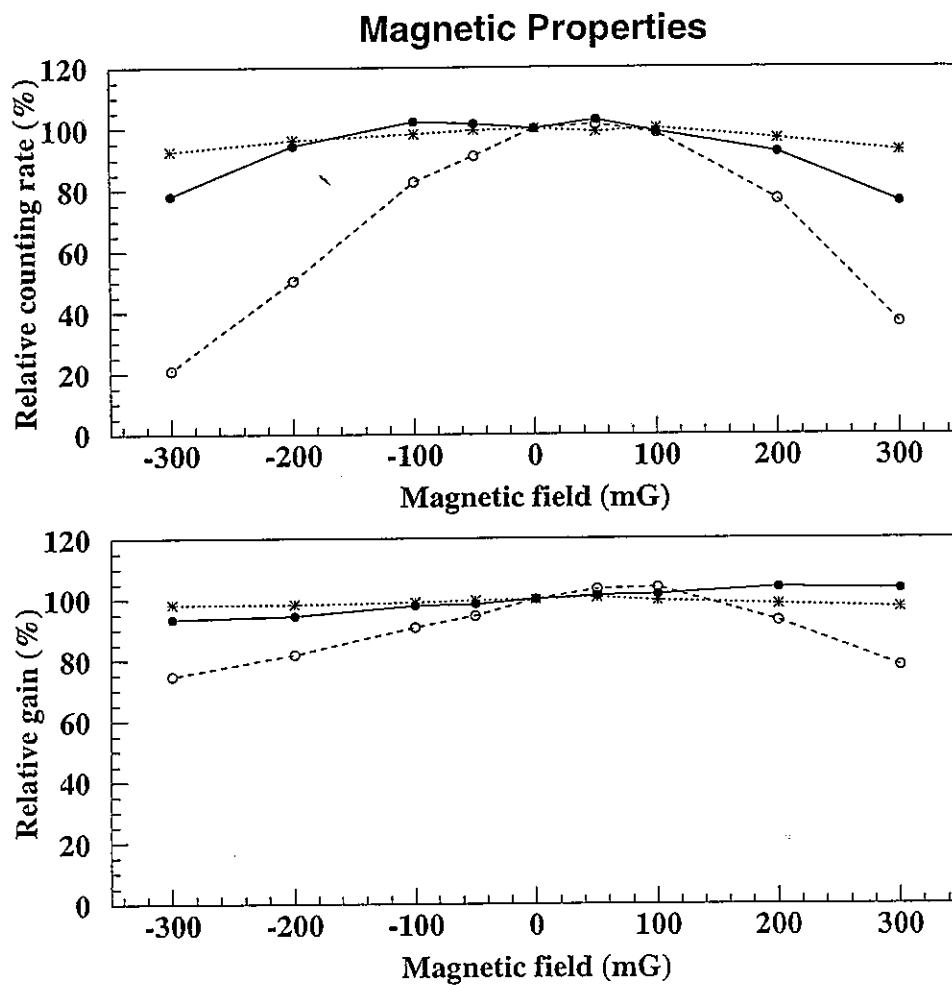


図 4.16: 磁場に対する相対的な計数率と相対的なゲイン。●は X 軸、○は Y 軸、\*は Z 軸を示す。

## 4.3 ブリーダー回路の仕様決定

### 4.3.1 リンギングの問題

図 2.2 のブリーダー回路において R19 が ない 場合、PMT の 出力 波形 に リンギング が 見 ら れ た の 対 して、R19 が ある 場 合 に は 出 力 波 形 に リンギング が 見 ら れ な っ た。こ れ は R19 を 付 け る こと で 浮 遊 容 量 と の マ ッ チ ン グ が と れ る た め と 思 わ れ る。

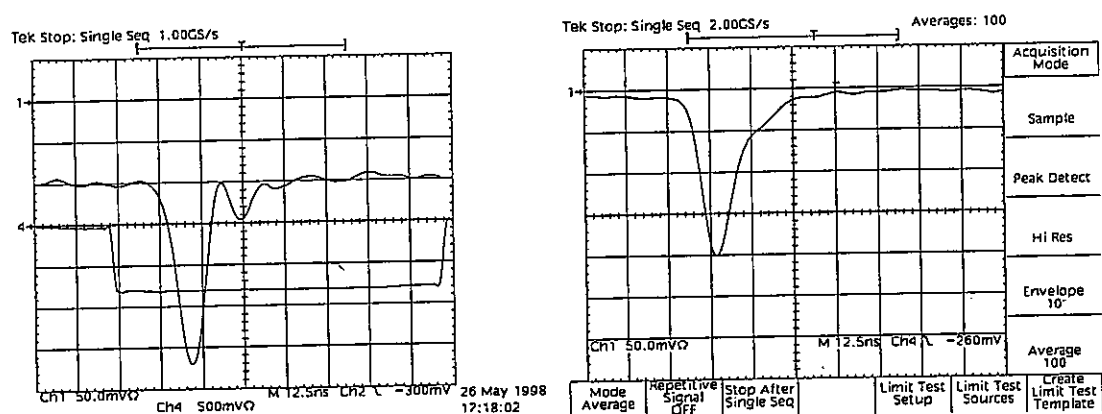
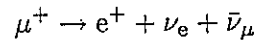
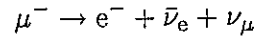


図 4.17: 左図は R19 が ない 場合、右図は R19 が ある 場 合 の 出 力 波 形。縦 軸 は 一 マ ス 50mV、横 軸 は 一 マ ス 12.5ns で あ る。

### 4.3.2 大出力時のオーバーシュートの問題

宇宙線  $\mu$  粒子が KamLAND 内部で崩壊すると平均  $2.2\mu\text{s}$  後に電子が放出される。



(4.2)

その崩壊電子のエネルギーは、最大  $53\text{MeV}$ 、平均  $37\text{MeV}$  であり、数十  $\text{MeV}$  領域のエネルギー較正に利用できる。1本あたりの PMT が崩壊電子から受け取る信号は 1 光電子レベルであり、波高にして  $3\text{mV}$  程度である。そこで、崩壊電子から受け取る信号をみるのが可能なのかを調べた。

17 インチ PMT に大光量 ( $1000\text{p.e.}$  以上) の光を入射したときの出力波形をオシロスコープの出力波形でみた。図 2.2 のブリーダー回路において R13 の抵抗  $10\text{k}\Omega$  のとき、波高で  $4\text{mV}$  程度、減衰時間で約  $50\mu\text{s}$  のオーバーシュートがあった。そこで、このオーバーシュートのパルス波高を減らすため、R13 の抵抗  $10\text{k}\Omega$  から  $100\text{k}\Omega$  に付け変えることで時定数を 10 倍にすることによりパルスの波高を 0.1 倍にした。

図 4.18、図 4.19 において左図は R13 の抵抗が  $10\text{k}$  オームのときの出力波形で、右図は  $100\text{k}$  オームのときの出力波形である。R13 の抵抗が  $100\text{k}$  オームのときはオーバーシュートは見られない。

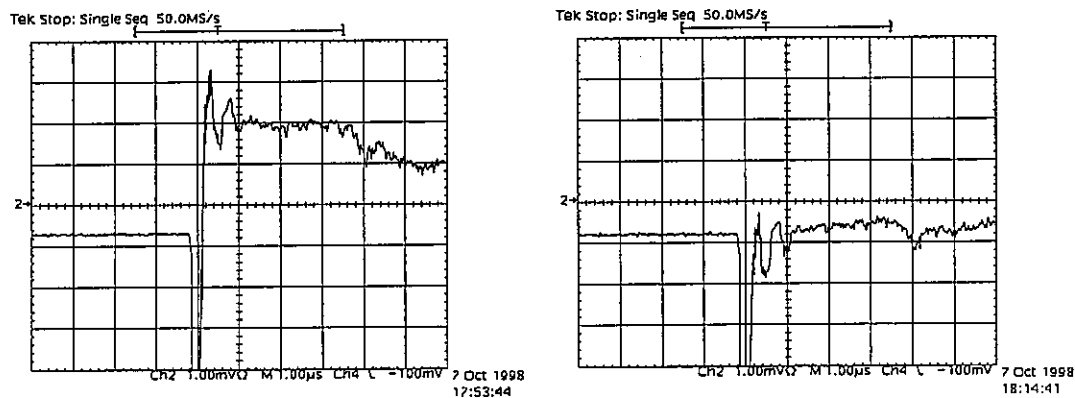


図 4.18: 左図は R13 の抵抗が  $10\text{k}\Omega$ 、右図は  $100\text{k}\Omega$  のときの出力波形。縦軸は  $1\text{mV}$ 、横軸は  $1\mu\text{s}$  である。



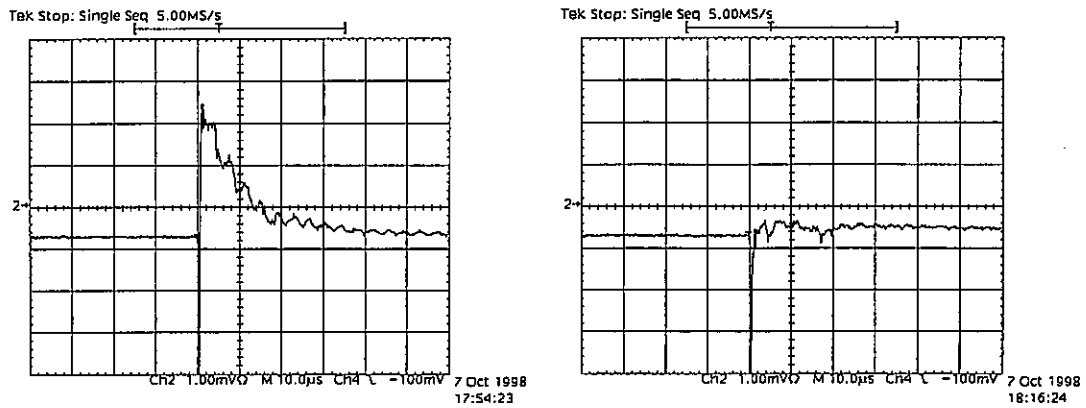


図 4.19: 左図は R13 の抵抗が 10k $\Omega$ 、右図は 100k $\Omega$  のときの出力波形。縦軸は一マス 1mV、横軸は一マス 10 $\mu$ s である。

#### 4.3.3 プリアンプ使用の是非

プリアンプを使うことにより PMT の出力波形に影響を与えることなくゲインを増幅することが出来る、即ち印加電圧を下げる事が出来る。その結果、リニアティをかせぐことが出来て高エネルギーの現象をとらえることができる。一方、印加電圧を下げることで、時間応答特性は悪くなる。しかし、リニアティを測定した結果、1,000p.e. まではリニアティが非常に良いことが分かったので、敢えてプリアンプを使う必要がないので使わないことになった。

## 第5章 まとめ

新型 17 インチ PMT は 1 光電子レベルの微弱な光に対して KamLAND 実験で要求される十分な波高と高い時間分解能が確認された。また、これらの特性に対して 50mG 以内での磁場の影響は数%程度あるが、磁場の影響の少ない方向に PMT を取り付けることで軽減される。ブリーダー回路の仕様決定に関して、出力波形のリングングはなくなり、また大出力時の出力波形のオーバーシュートを改善し宇宙線  $\mu$  粒子からの崩壊電子をクリーンな状態でみることができるようになった。

1998 年の春から量産が続けられている。

## 付録A

# 波高分布のフィッティングに使う関数

光電子増倍管の波高分布は、光電面に当たる光が十分弱いときには、ノイズの部分と1光電子相当のポアソン分布による部分とに分けられる。波高(ADCカウント)を $x$ として、前者を $f_N(x)$ 、後者を $f_\gamma(x)$ とすれば、波高分布 $f(x)$ は、

$$f(x) = f_N(x) + f_\gamma(x) \quad (\text{A.1})$$

で表される。

$f_N(x)$ として指数分布：

$$f_N(x) = a_1 \exp\left[-\frac{x - x_0}{a_2}\right] \quad (\text{A.2})$$

を用いることにする。ここで $a_1, a_2$ はデータによって定めるべき定数である。 $x_0$ はフィッティングに使う波高値の最小値である。(現在は、その点の高さが1光電子ピークの高さの2倍以下となるように決めている。)

$f_\gamma(x)$ としては本来はポアソン分布を用いるべきだが、イベント数が多いときにはガウス分布が良い近似になる：

$$f_N(x) = a_3 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - a_4}{a_5}\right)^2\right] w(x) \quad (\text{A.3})$$

ここで $a_3, a_4, a_5$ はデータによって定めるべき定数である。ただし、原点( $x=0$ )でゼロになるように重み関数：

$$w(x) = \begin{cases} \sin\left(\frac{\pi x}{2 a_4}\right) & (x < a_4) \\ 1 & (x \geq a_4) \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

を掛けている。(ポアソン分布に近付けるため。)

## 関連図書

- [1] 浜松ホトニクス株式会社、光電子増倍管と関連部品 (1990年10月)
- [2] B.Achkar et al., Nucl.Phys.B374(1996)243
- [3] C.Athanassopoulos et al., Phys.Pev.Lett.75(1995)2650
- [4] C.Athanassopoulos et al., nucl-ex/9709006(1997)
- [5] K.Eitel, hep-ex/9706023(1997)
- [6] E.Ables et al., P-875:A Long-baseline Neutrino Oscillation Experiment at Fermilab, Feb(1995)
- [7] K.Nishikawa, Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)59(1997)289
- [8] B.Achkar et al., Nucl.Phys.B434(1995)503
- [9] Brian M. Cook (Cal Tech), Ph.D.Thesis. Development and Testing of a Detector to Study Neutrino Oscillations at Palo Verde (Scintillator,Positrons), (1996)
- [10] M.Apollonic et al. , hep-ex/9711002(1997)
- [11] C.Rothschild et.al, Antineutrino Geophysics with Liquid Scintillator Detectors, nucl-ex/9710001 15 Oct(1997)
- [12] John N.Bahcall , Neutrino Astrophysics, Cambridge Univ.Press(1989)
- [13] Y.Declais et al., Phys.Lett.B338(1994)383
- [14] K.Schreckenbach et al., Phys.Lett.160B(1985)325
- [15] A.A.Hahn et al., Phys.Lett.B218(1989)365
- [16] L.M.Krauss, S.L.Glashow & D.N.Schramm, Nature310(1984)191

TOHOKU UNIVERSITY  
HIGH ENERGY PHYSICS GROUP

KamLAND-NOTE-99-6  
Mar 15, 1999



高精度大口径光電子増倍管の開発研究

( 修士論文発表会トラペコピー集 )

Kazuhiro Oki

*Tohoku University, Japan*

SENDAI 980-8578 JAPAN

高精度大口径光電子増倍管の開発研究

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

沖 和宏

平成10年度

## 発表の内容

1. KamLAND 実験
2. KamLAND 検出器
3. 17インチ光電子増倍管の設計
4. 17インチ光電子増倍管の特性計測
  - (1)  $10^7$ ゲインを与える印加電圧
  - (2) ダークパルスレイト
  - (3) 波高分布 (P/V ratio)
  - (4) 時間応答特性 (TTS)
  - (5) プレパルスとレイトパルス
  - (6) 磁場特性
  - (7) 出力波形
5. 結論

# 1. KamLAND 実験

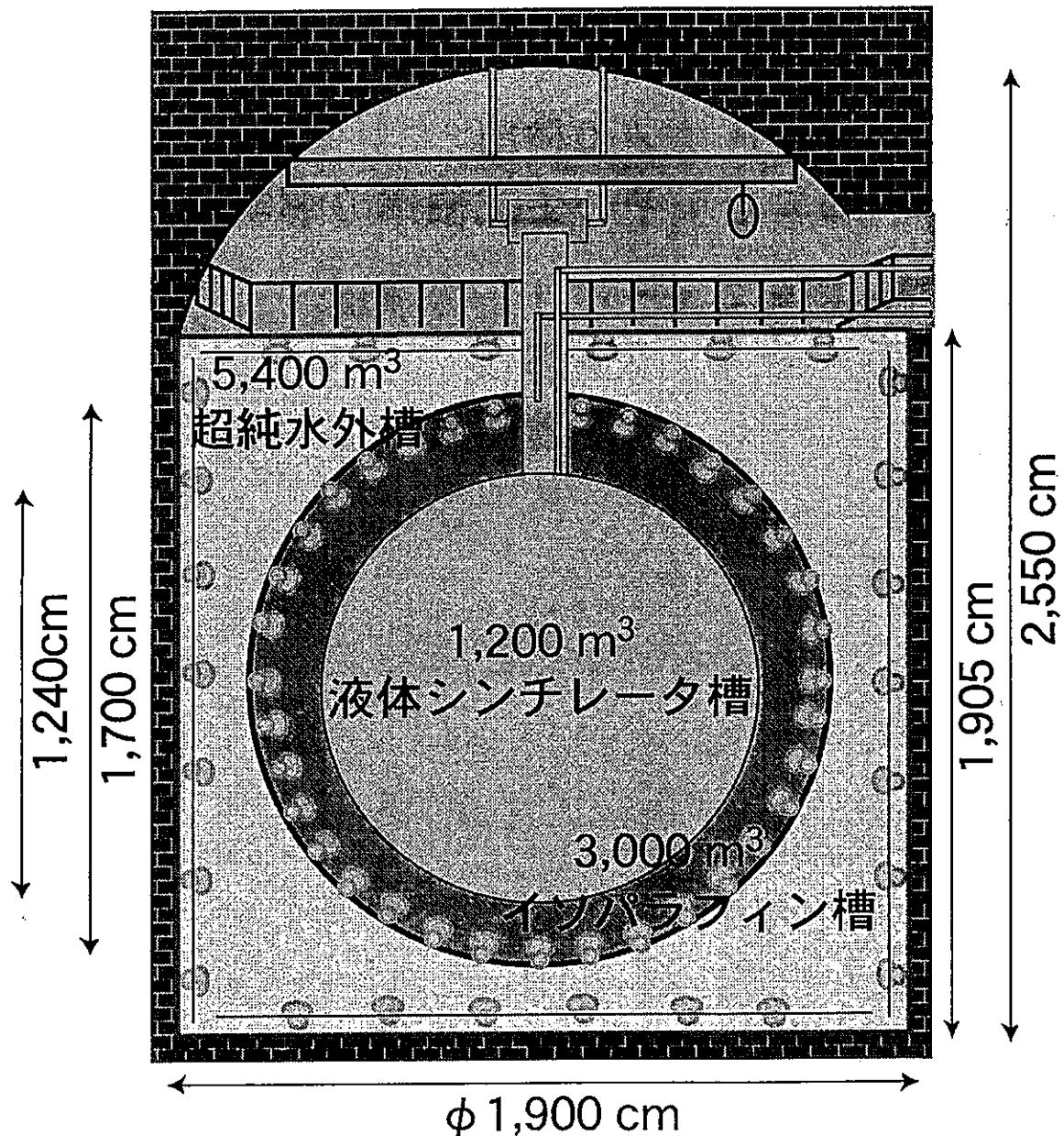
## KamLAND 実験の主な研究目的

- 原子炉反ニュートリノの検出  
ニュートリノ振動現象の探索
- 地球反ニュートリノの検出  
地球の内部エネルギー生成機構の解明
- $^8\text{B}$ 、 $^7\text{Be}$  太陽ニュートリノの検出  
太陽ニュートリノ欠損問題の解明  
及び、ニュートリノ振動現象の探索



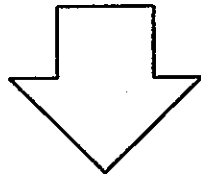
## 2. KamLAND 検出器

検出器の概略図



1,000トンの液体シンチレーター  
1,280本の17インチ光電子増倍管 (PMT)

- 数百 keV ~ 数 MeV 領域のニュートリノ反応を検出  
⇒ 1 光電子 / 1PMT
- バックグラウンドの削減が必要  
液体シンチレーター中の U、Th の崩壊  
外部から混入する n、 $\gamma$   
⇒ (n、 $\alpha$ ) / ( $\gamma$ 、e) の粒子識別が必要

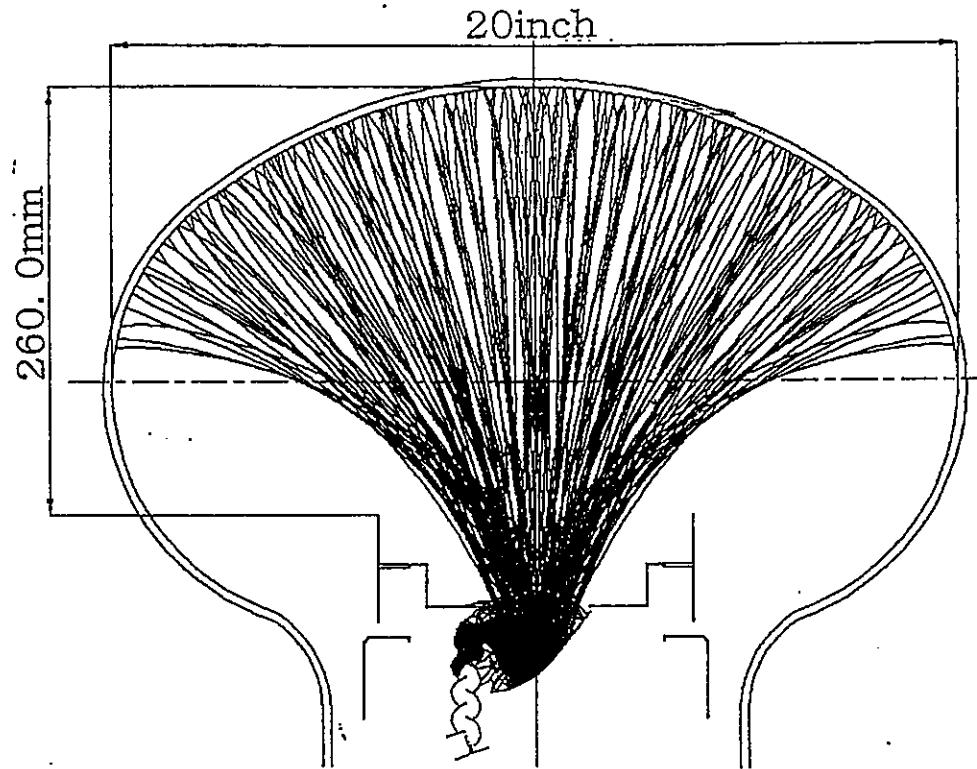


17 インチ光電子増倍管に要求される性能

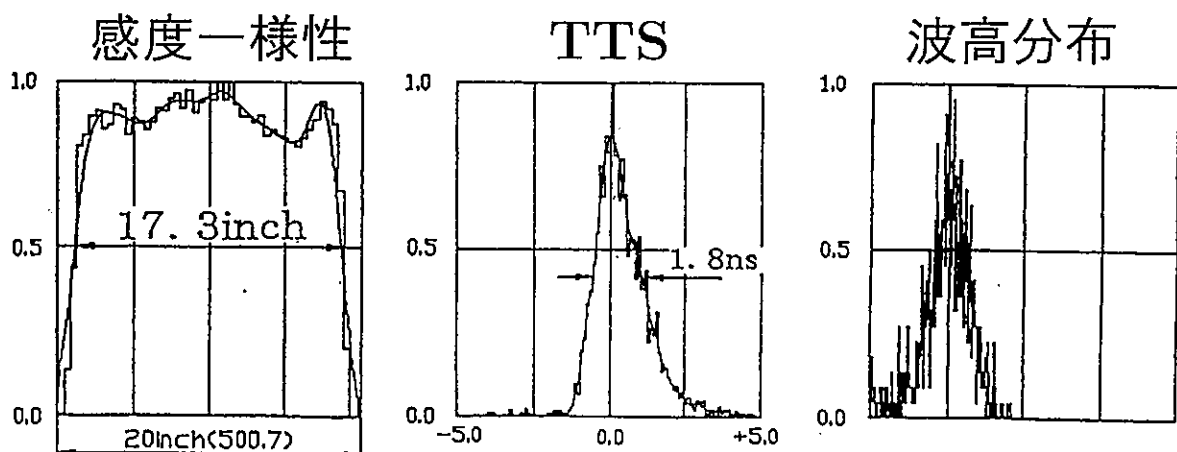
1.  $10^7$  ゲインの印加電圧が 2000V 程度であること
2. ダークパルスレイトが 80kHz 以内  
(使用時は数 kHz) であること
3. 1 光電子の波高が確認できること  
(P/V ratio > 1.5)
4. 1 光電子相当光に対する時間分解能 (TTS) が  
FWHM で 4.3ns 以下であること  
— バックグラウンド削減するため
5. プレパルスとレイトパルスがないこと  
— パルス波形により、(n、 $\alpha$ ) / ( $\gamma$ 、e) の粒子  
識別を行なうため

### 3. 17インチ光電子増倍管の設計

二次電子追跡プログラムによるダイノードの設計



1光電子相当光に対する予想図

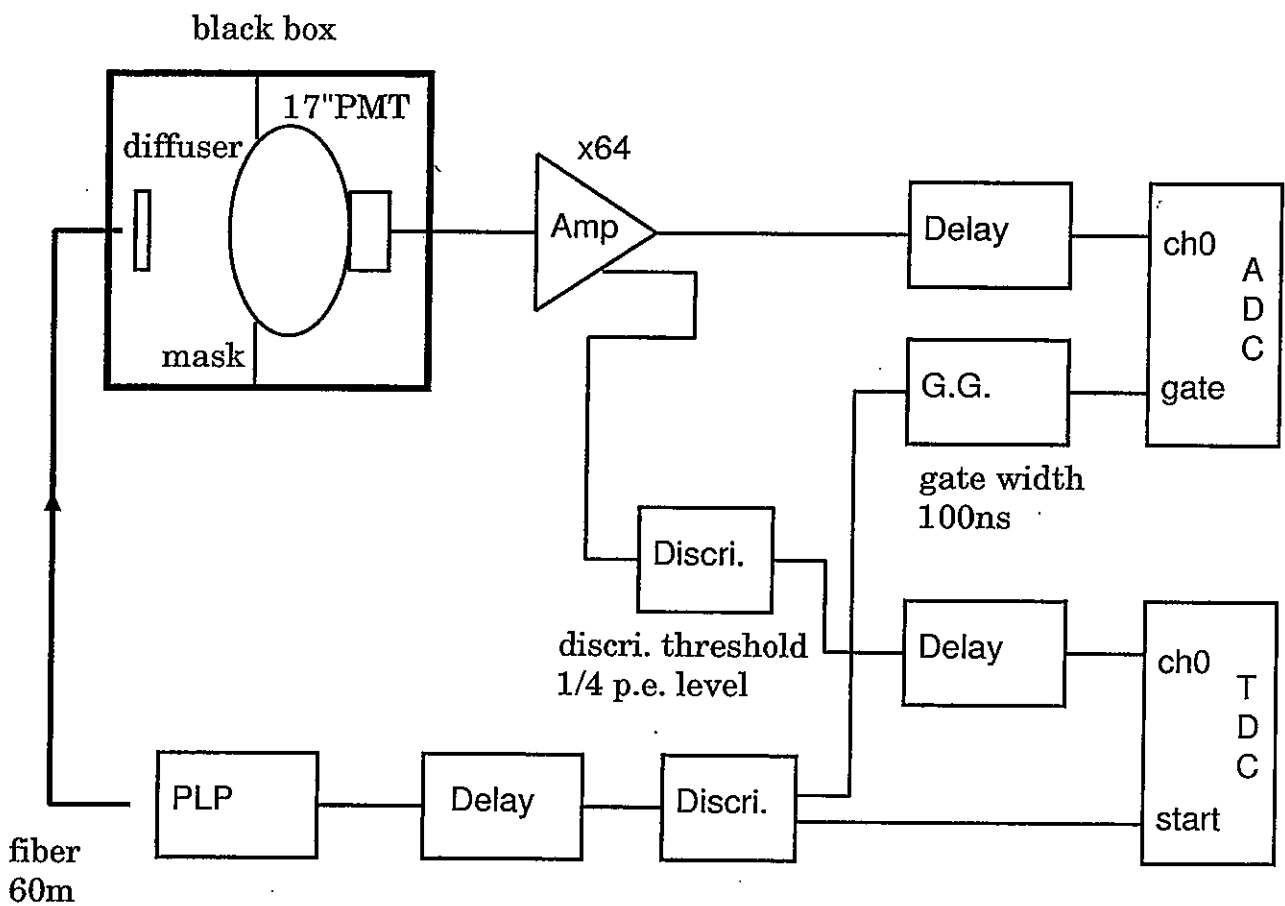


## 4. 17インチ光電子増倍管の特性計測

### 測定項目

- (1)  $10^7$ のゲインを与える印加電圧
- (2) ダークパルスレイト
- (3) 波高分布 (P/V ratio)
- (4) 時間応答特性 (TTS)
- (5) プレパルスとレイトパルス
- (6) 磁場特性
- (7) 出力波形

## 測定系のブロックダイアグラム



光源 — ピコセックライトパルサー (PLP)  
 波長 410nm, FWHM ~ 30ps

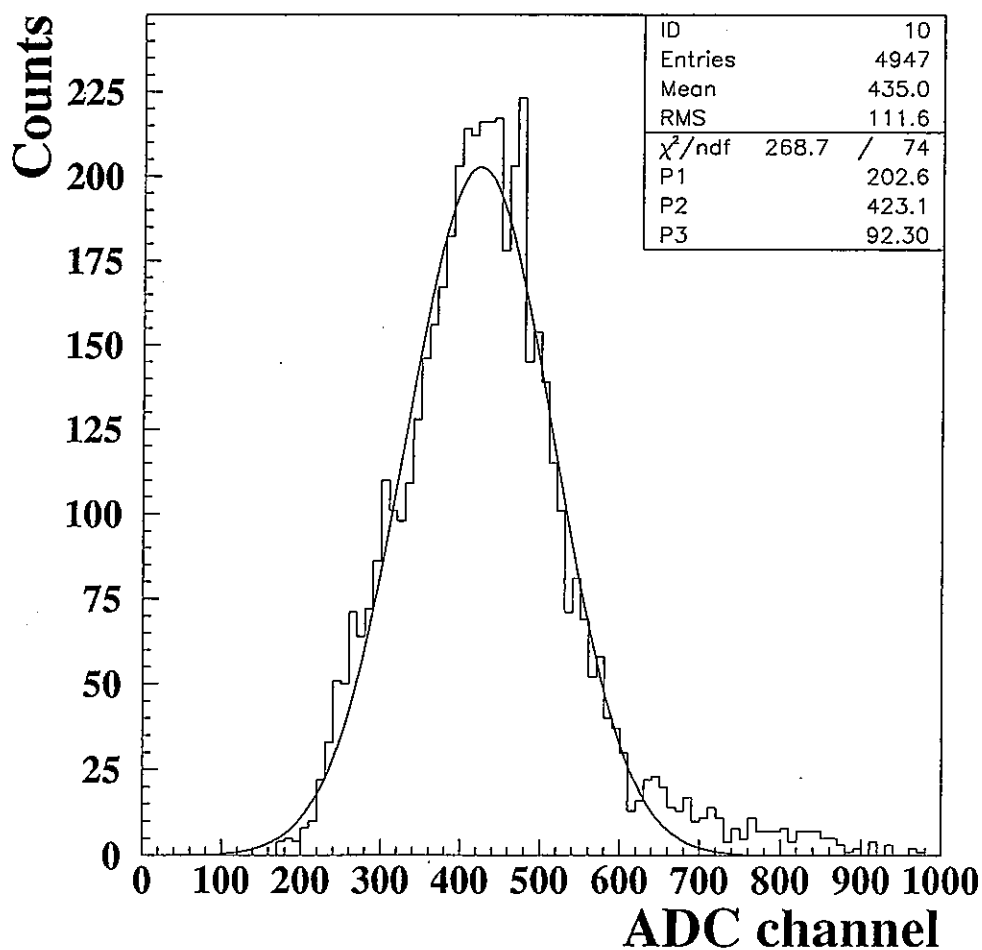
## (1) ゲイン

1光電子ピークを用いてゲインを決定する。

$$G = Q/Ae \quad (1)$$

ただし、 $Q$ は1光電子ピークの電荷量、 $A$ は測定系の増幅率、 $e$ は電子の電荷量である。

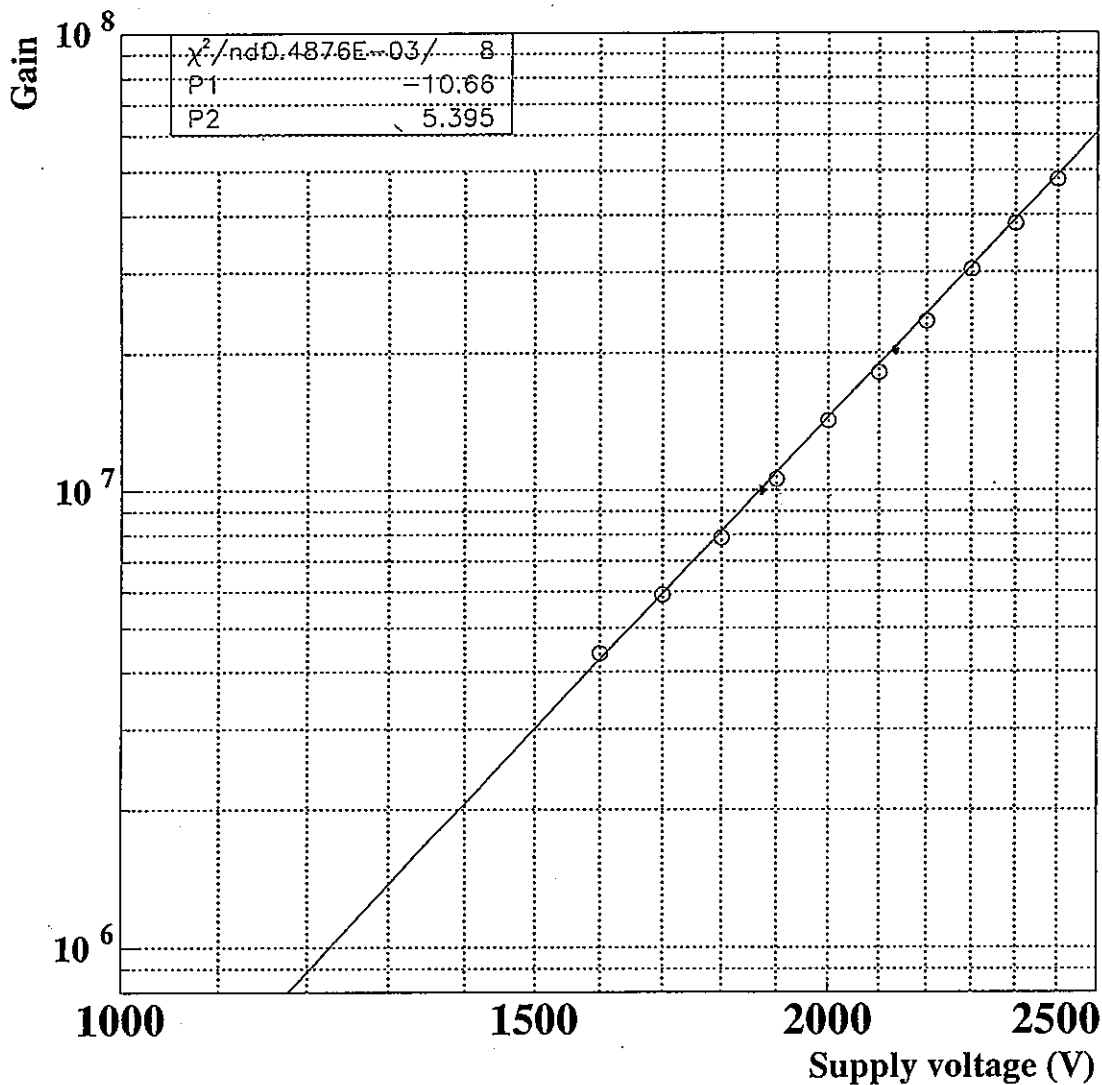
印加電圧 2000V 時の 1 光電子ピークの 波高分布



印加電圧 (V) とゲイン (G) には次のような関係がある。

$$G = aV^b \quad (2)$$

ただし、a,bは定数である。



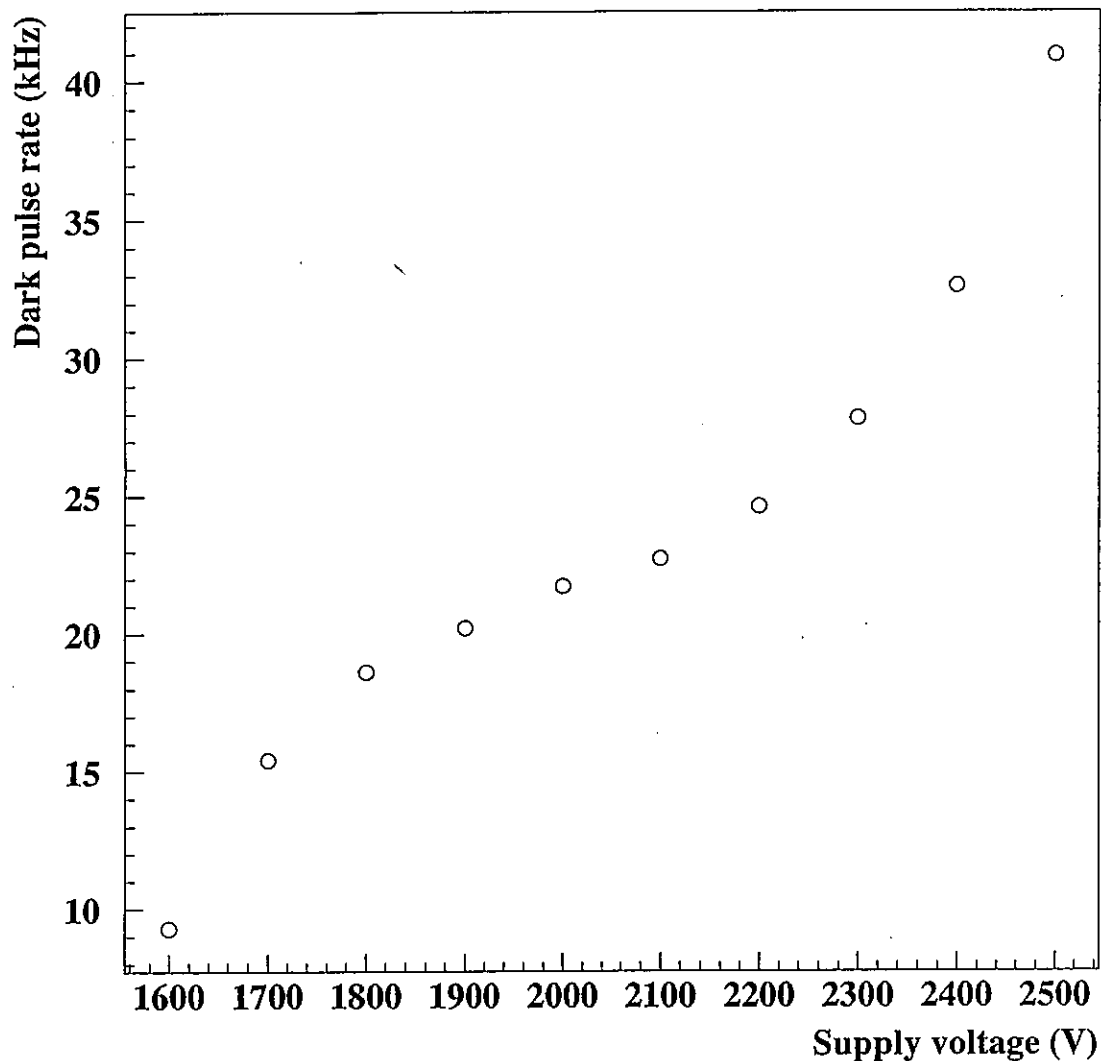
$10^7$  のゲインを与える印加電圧は 1880V である。



2000V 程度で、要求を満たしている。

## (2) ダークパルスレイト

印加電圧に対するダークパルスレイト



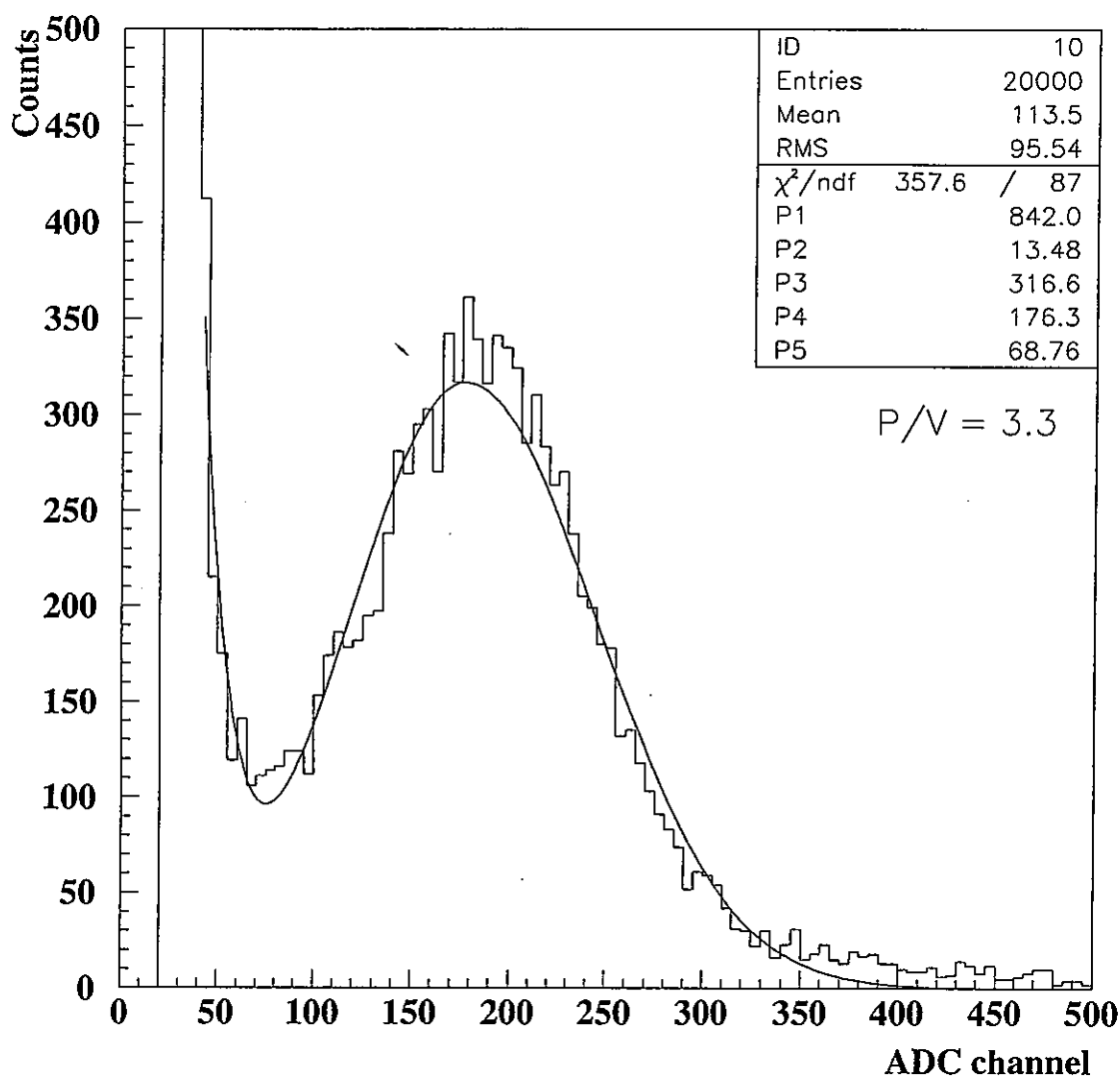
$10^7$  のゲインを与える印加電圧 (1880V) でのダークパルスレイトは 20kHz 程度である。



80kHz 以内で、要求を満たしている。



### (3) 1光電子相当光に対する波高分布

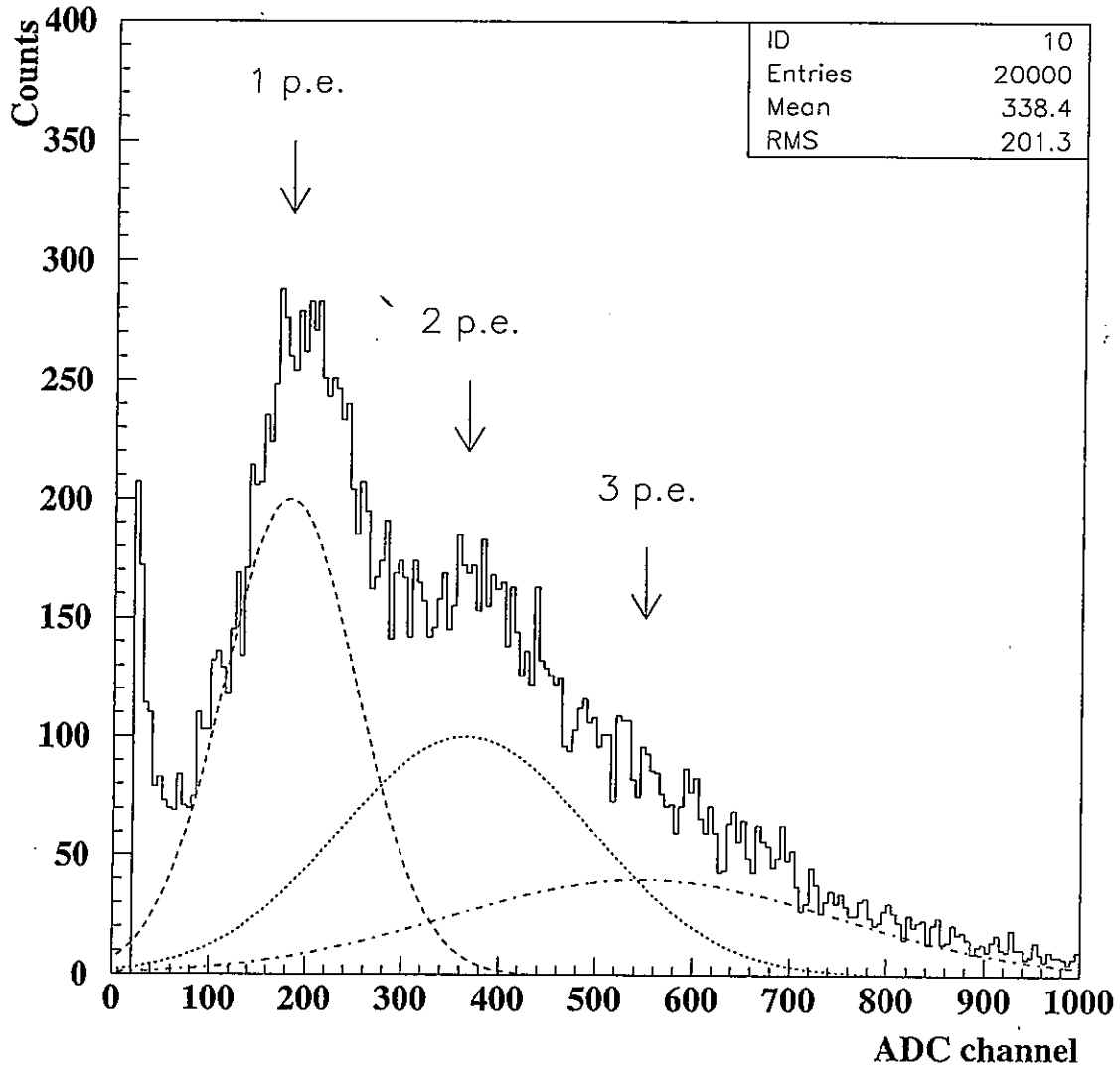


1光電子の波高が確認でき、P/V ratioは3.3である。



P/V ratio > 1.5で要求を満たしている。

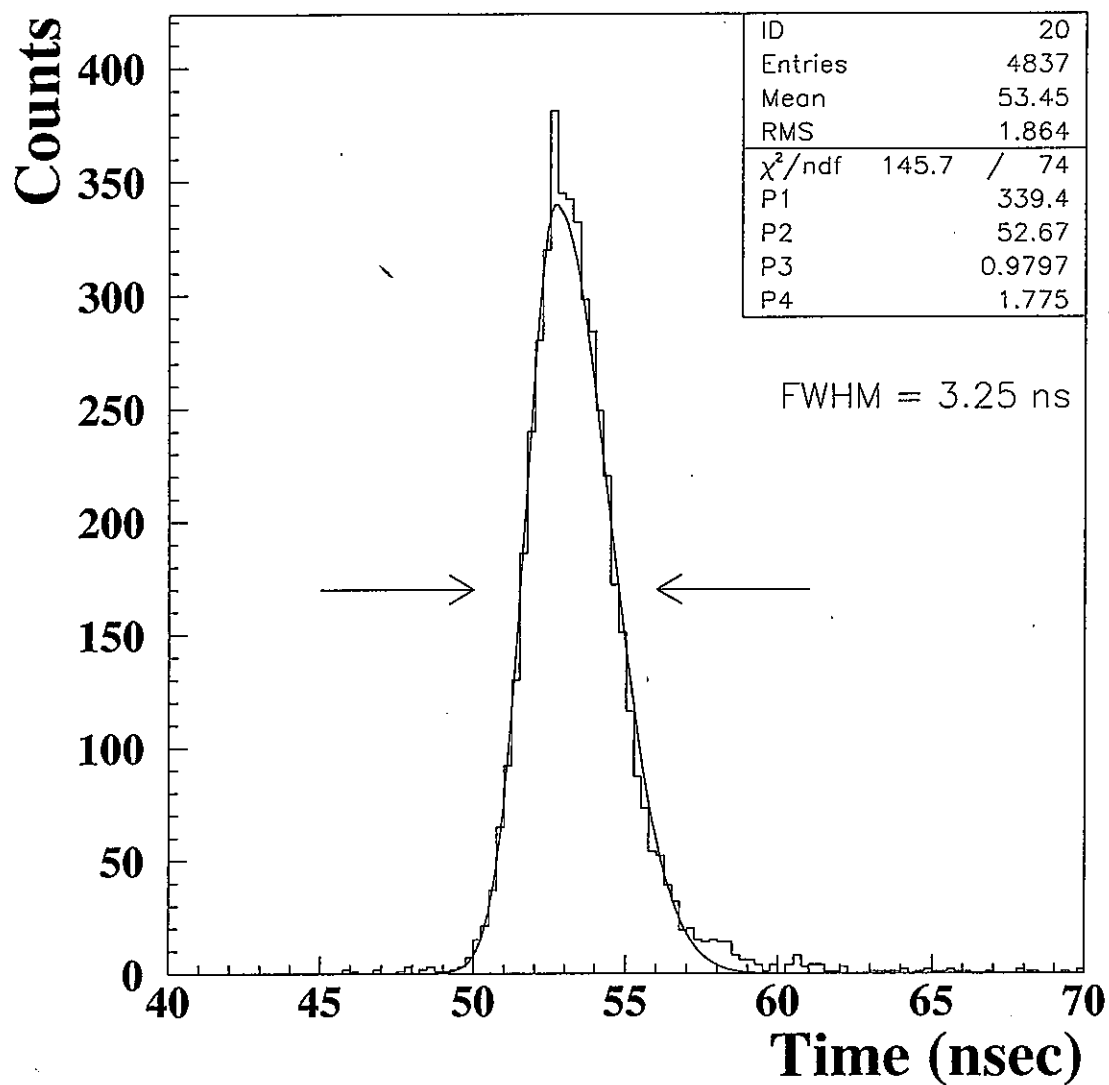
## 多重光電子相当光に対する波高分布



大口径光電子増倍管で初めて  
2光電子のピークが識別できた。

#### (4) 1光電子相当光に対する時間分解能

相対的な走行時間の分布



TTS(FWHM)は3.25nsである。

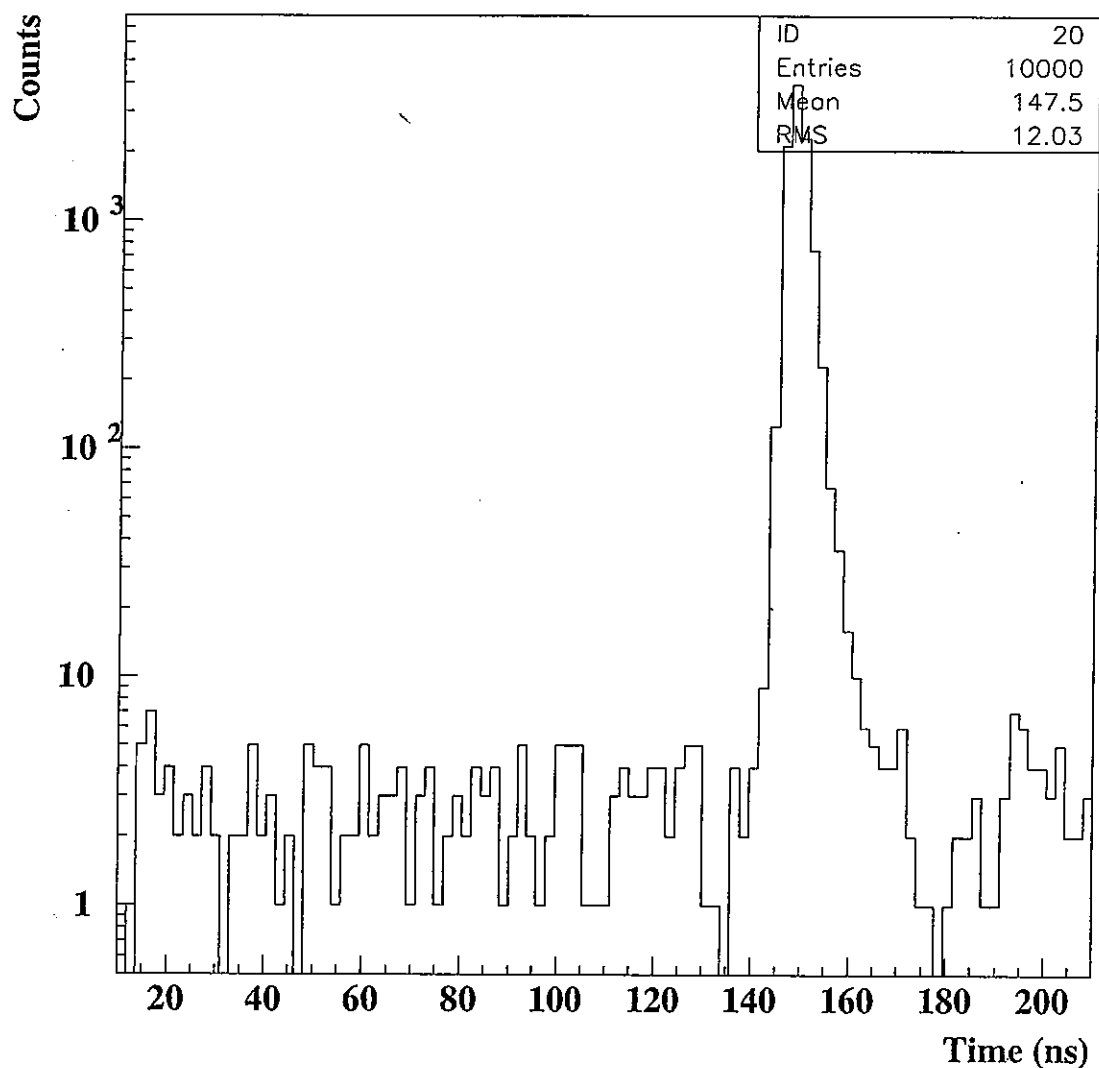


TTS(FWHM) < 4.3nsで、要求を満たしている。

## (5) プレパルスとレイトパルス

プレパルス

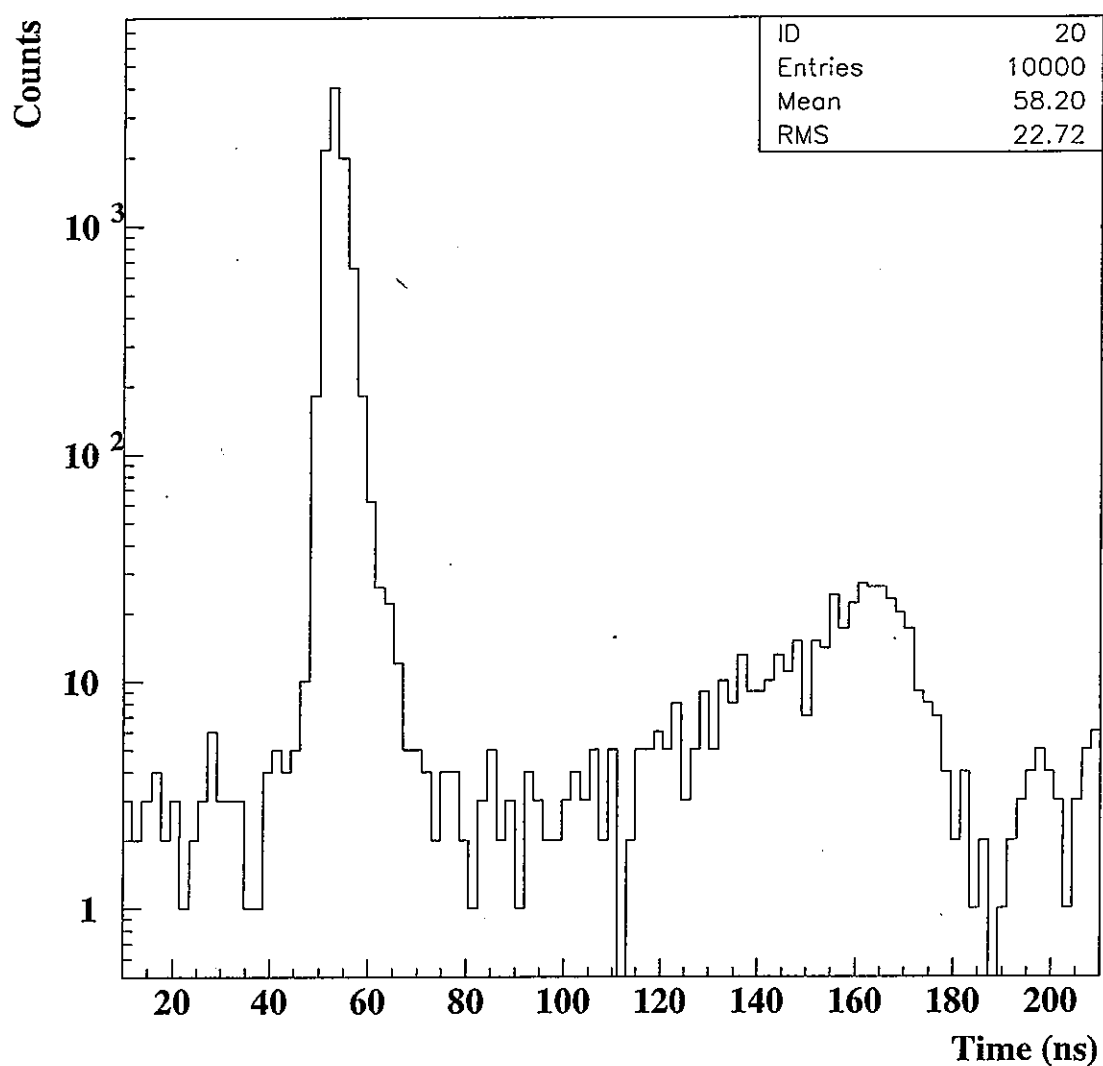
相対的な走行時間の分布



20”スーパーカミオカンデPMTでプレパルスがみられたが、17”PMTでは検出されなかった。

# レイトパルス

## 相対的な走行時間の分布

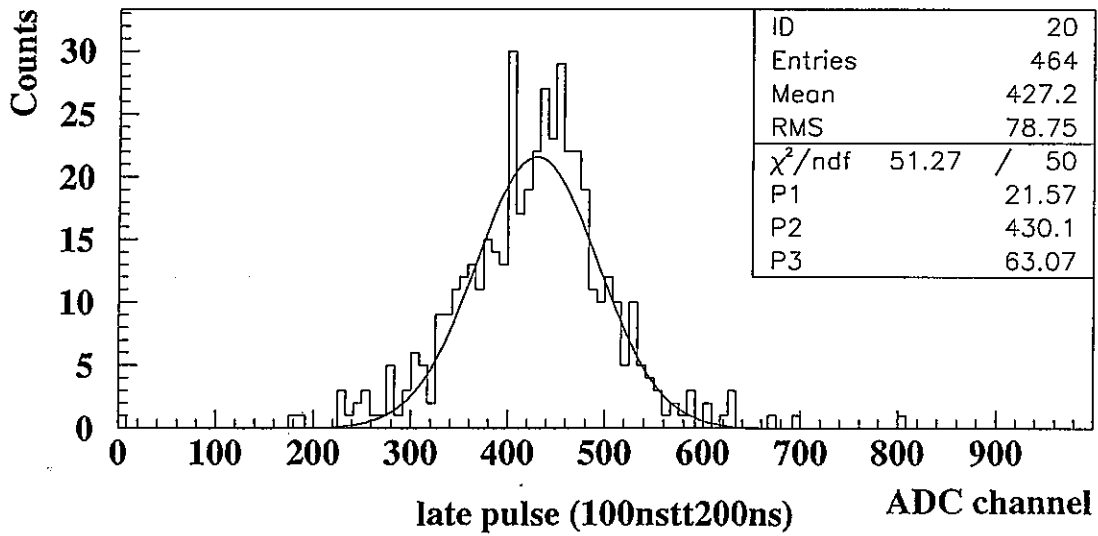
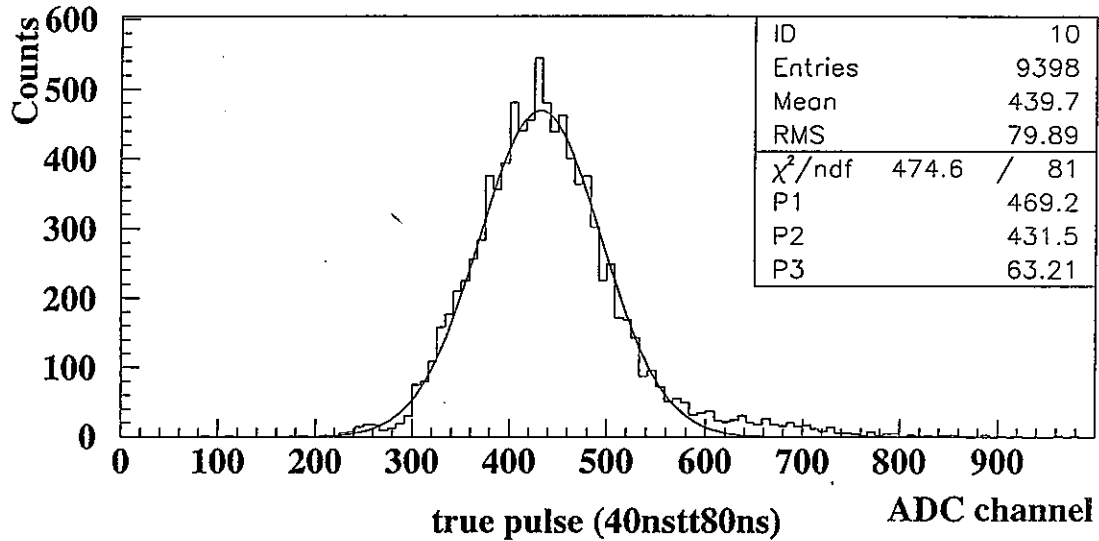


レイトパルスは5%程度ある。



これは粒子識別には大きな影響を与えない。

## メインパルスとレイトパルスの波高分布



メインパルスの波高 = レイトパルスの波高

## (6) 磁場特性

大口径の為に光電子の軌道は地磁気に影響される。

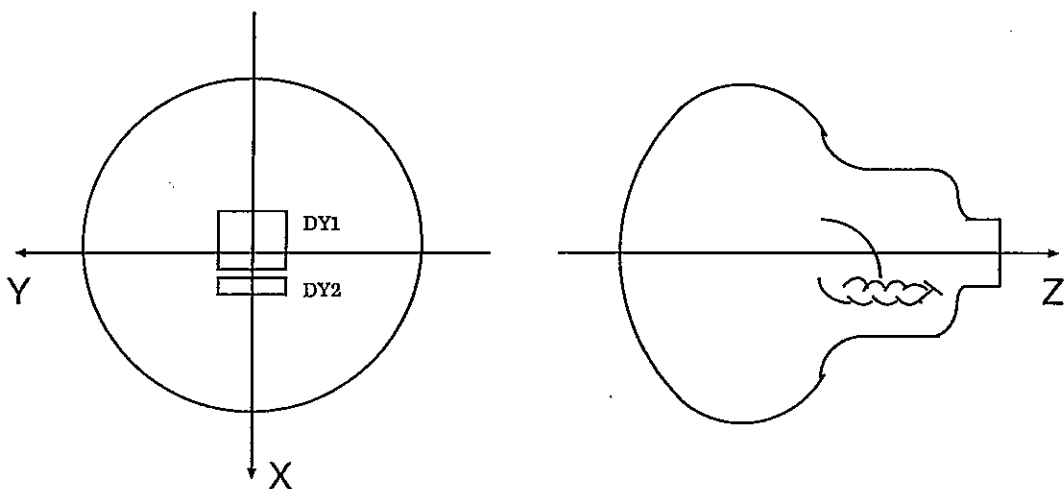


KamLAND実験では検出器全体を磁気補償コイルで  
囲み残留磁場を $\pm 50\text{mG}$ 以下に抑える。

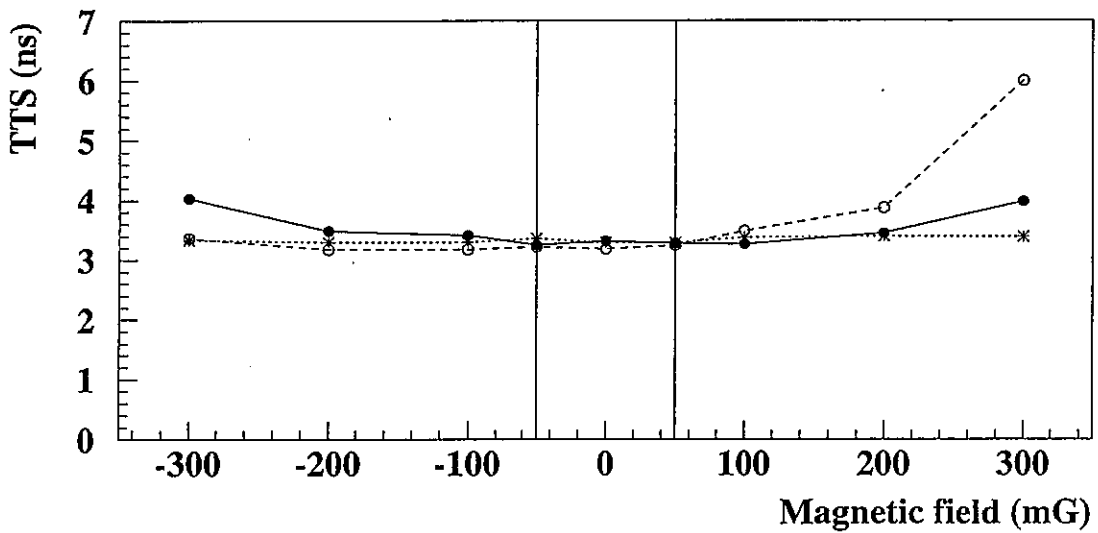
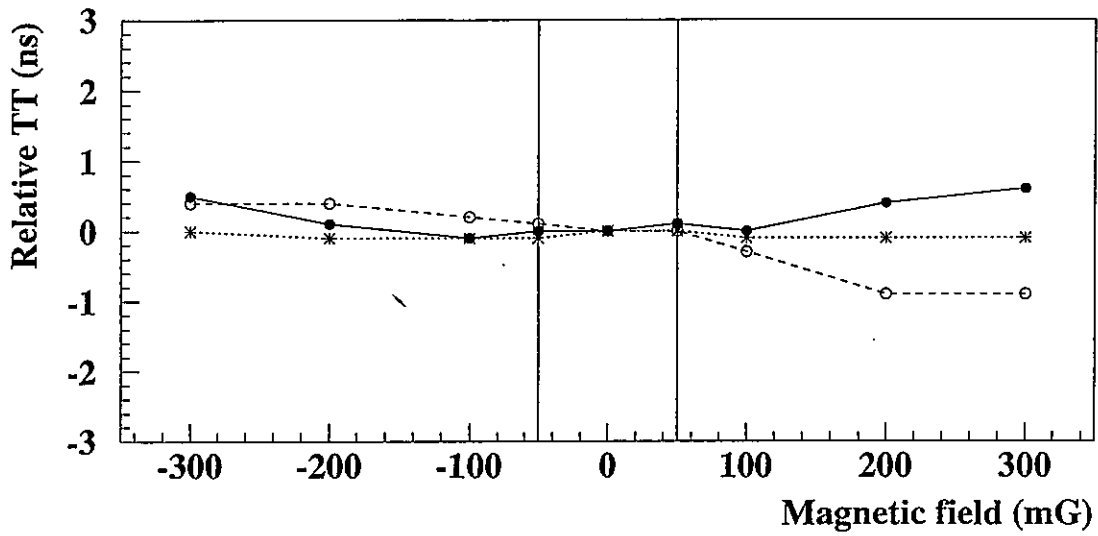


$\pm 50\text{mG}$ での光電子増倍管の磁場特性を測定した。

ダイノードに対する座標のとり方



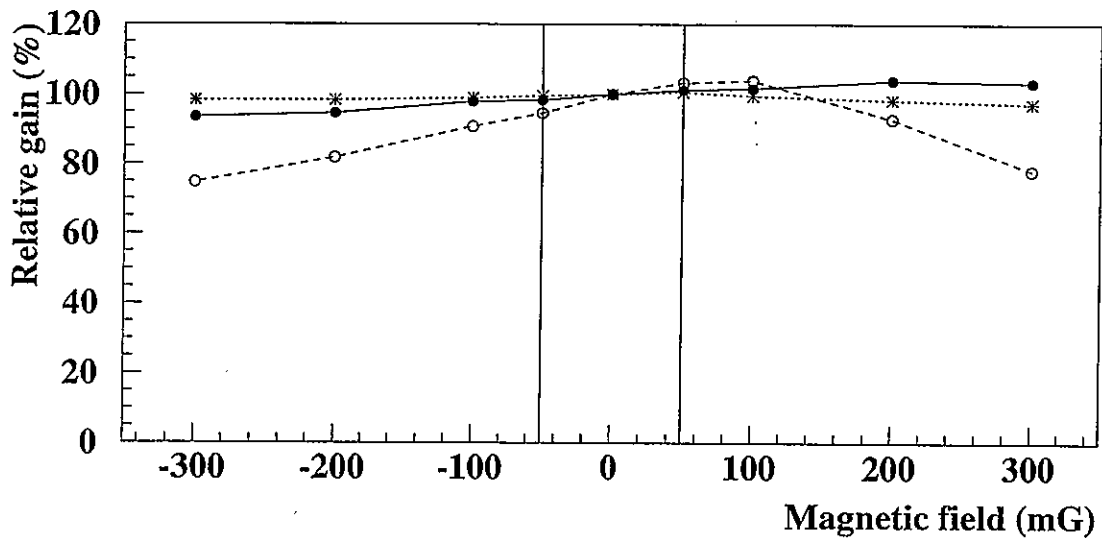
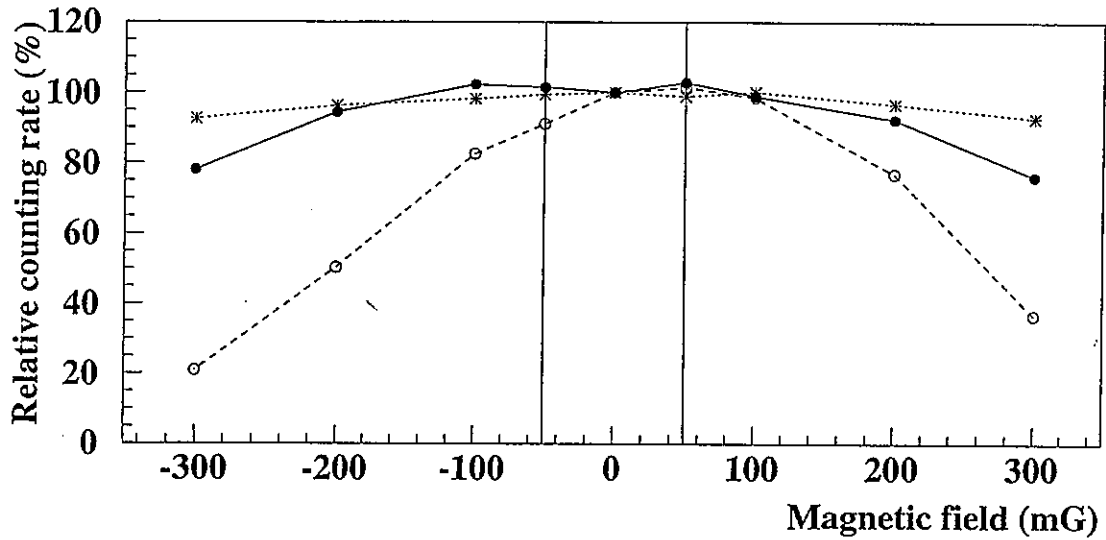
## 時間応答特性



50mG以内でのTTSの変化は2%程度なので影響ない。

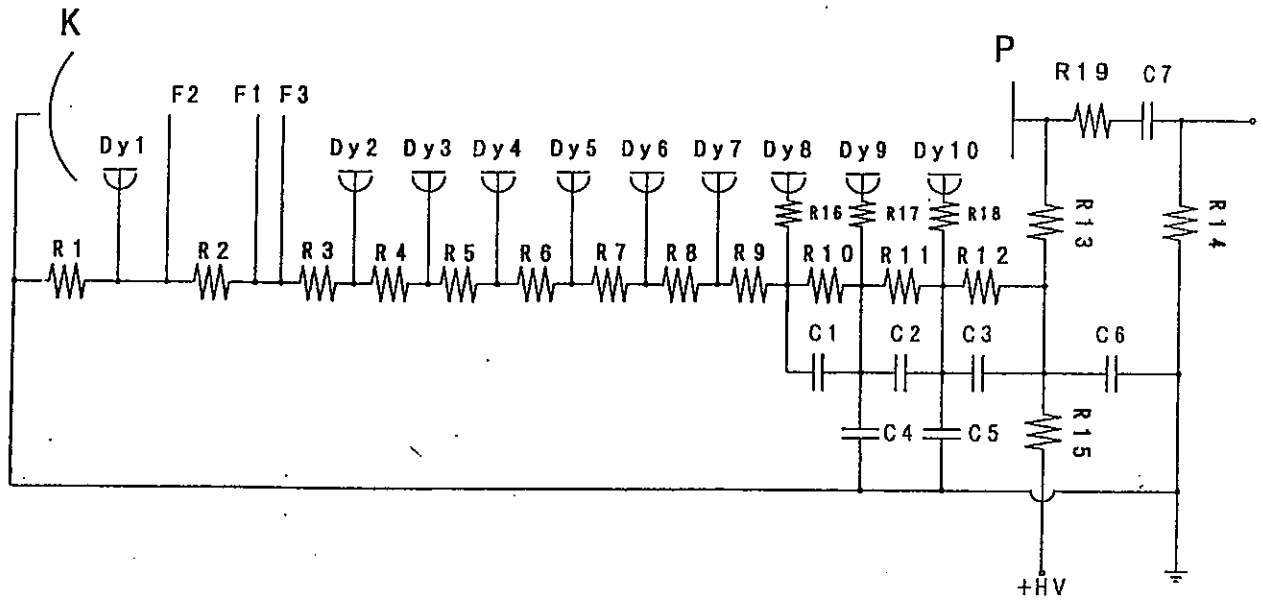


## パルス波高に関する特性



50mG以内での計数率の変化はY軸方向で10%ありX軸方向で3%あるが、磁場の影響が少ない方向にPMTを回転して取り付けるので問題ない。

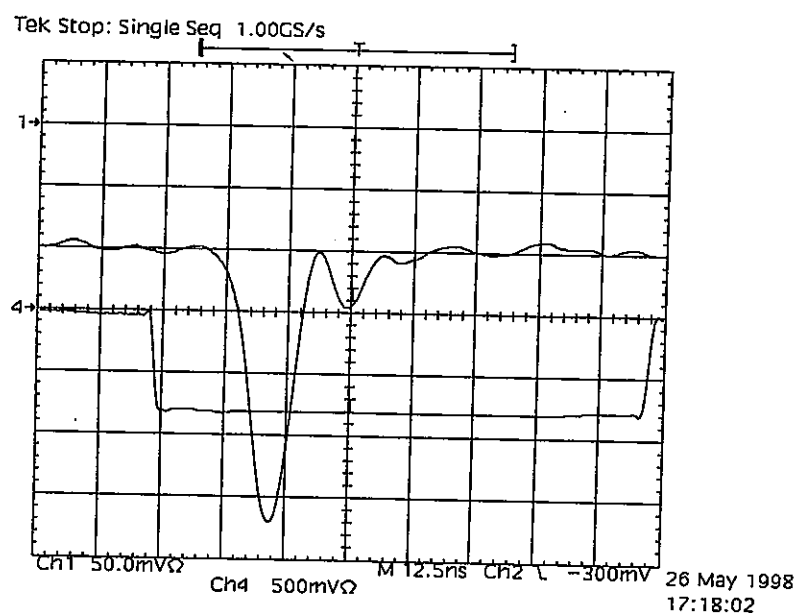
# KamLAND実験用ブリーダー回路図



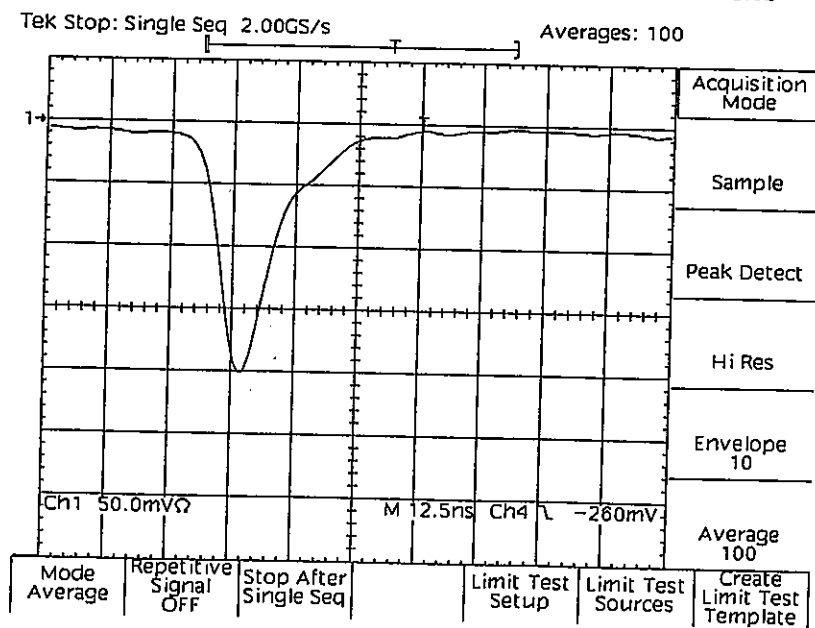
# (7) 出力波形

## ● リンギング対策

スーパーカミオカンデのブリーダー回路に  $75\Omega$  を加えることでリンギングをなくした。



改善前

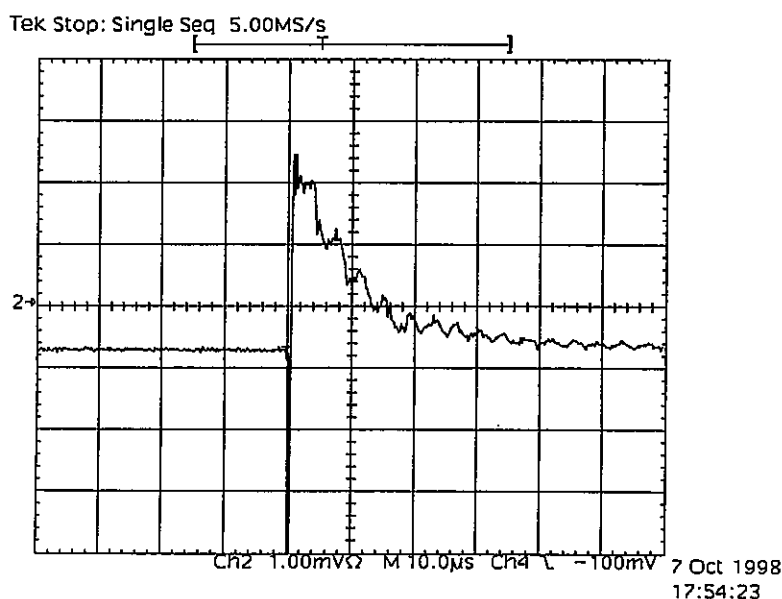


改善後

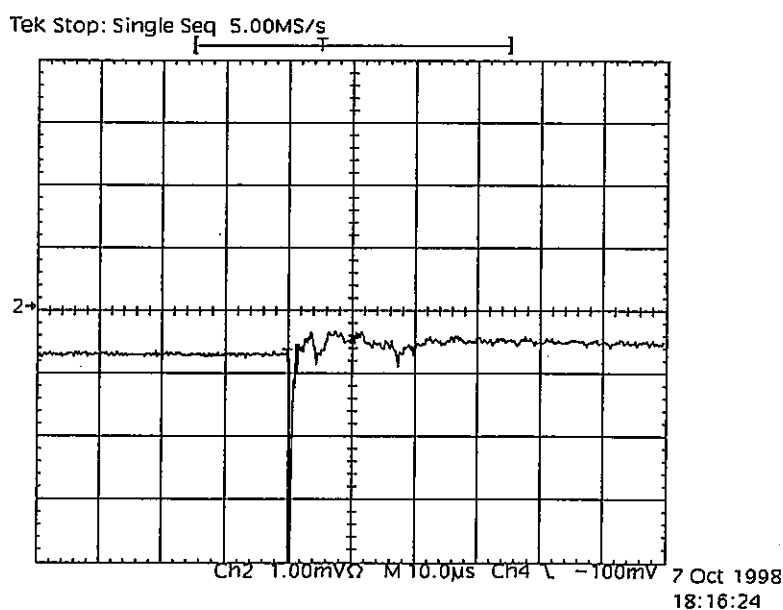
## ● 大出力時のオーバーシュート対策

宇宙線 $\mu$ 粒子がKamLAND内部で崩壊すると平均 $2.2\mu\text{s}$ 後に電子が放出される。この電子による信号はエネルギー較正に利用できる。

このため $\mu$ 粒子がつくるような大出力時のオーバーシュート波形をブリーダー回路の時定数を大きくすることで改善した。



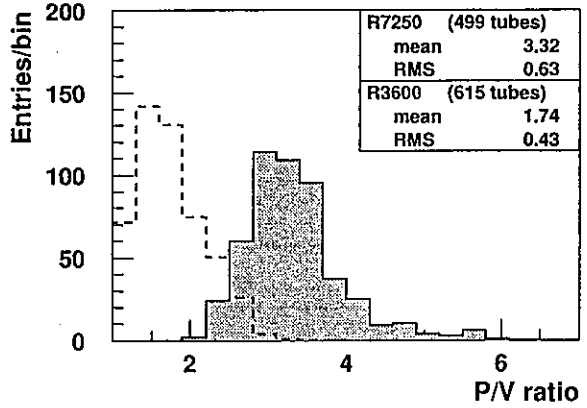
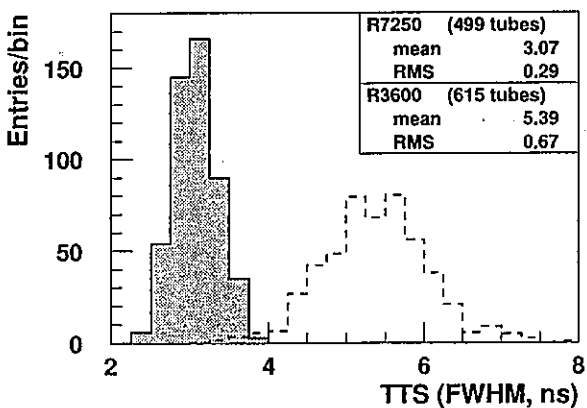
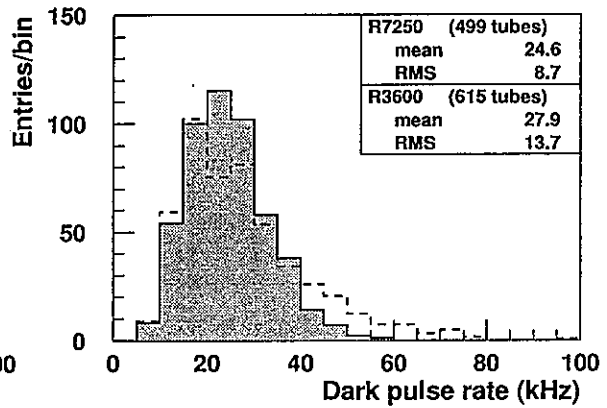
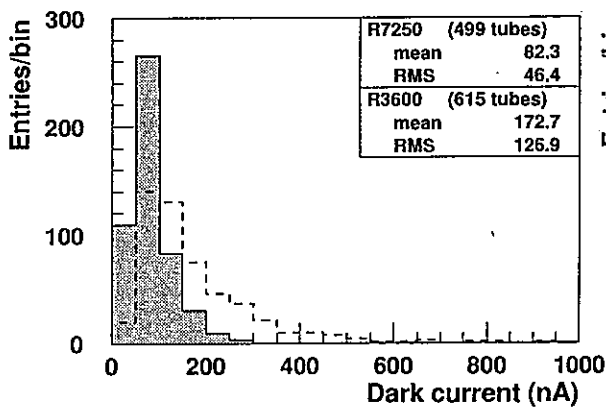
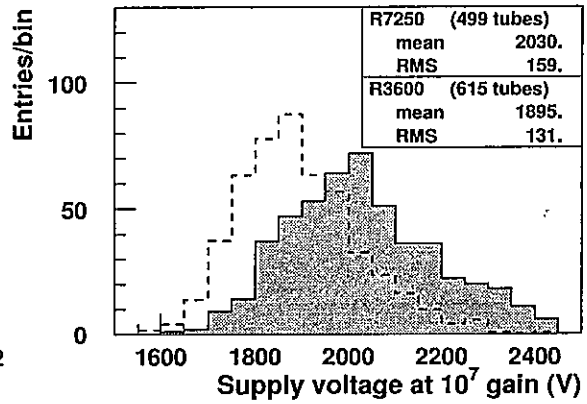
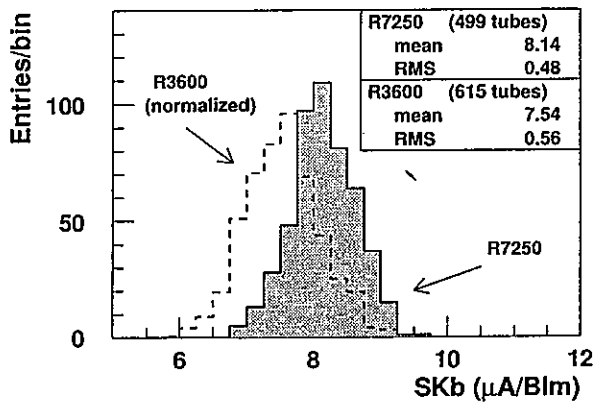
改善前



改善後

# 17インチPMTとSK20インチPMTとの性能比較

## 最初に製造された499本の性能



## 5. 結論

- 新型17インチPMTは1光電子レベルの微弱な光に対してKamLAND実験で要求される十分な波高と高い時間分解能が確認された。
- これらの特性に対して外部磁場は大きな影響を与えないことがわかった。
- ブリーダー回路に関して
  - 出力波形のリングングはなくなった。
  - 大出力時の出力波形のオーバーシュートを改善し、宇宙線 $\mu$ 粒子からの崩壊電子の信号をクリーンな状態でみることができるようになった。

現在、大量生産が続いている。