修士論文

高精度17インチ光電子増倍管の性能計測研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

田頭 健司

平成11年

要 旨

現在素粒子物理学、宇宙物理学の分野において、太陽ニュートリノ欠損問題やスーパー神岡実験における大気ニュートリノ振動の発見など、ニュートリノ振動の証拠を示す実験結果が報告されている。

東北大学では、1997 年度にデータ収集を終えた神岡実験の実験室に新に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 (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) 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により、数 MeV 以下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。我々の用いる液体シンチレーターの場合、1Mev のエネルギー損失に対して約 190 光電子相当のシンチレーション光が発生する。このとき 1 つの光電子増倍管に到達する光は高々1 光電子相当光であり、これを検出する。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。

本研究での目的は、KamLAND 実験で用いる新型 17 インチ光電子増倍管の 10^{7} ゲインを与える印加電圧を決定すること、入射光量に対する出力曲線を得ることである。

KamLAND 実験でのイベントのトリガーはヒットした光電子増倍管の数によってかけるため、イベントの取りこぼしやノイズの混入を防ぐためには全ての光電子増倍管のゲインがそろっている必要がある。したがって今回は実際のシンチレーション光に近い波長のパルス光を用いて 10^{7} ゲインを与える印加電圧を測定した。ここで決定した印加電圧は KamLAND 実験において初期値として用いられる。

また高エネルギーイベントを検出するため光電子増倍管がどの程度の光量に対してまで出力が線型であるのか、大光量が入射した場合、どのような出力が得られるのかを測定し、入射光量に対する出力曲線を得た。これにより、光電子増倍管の出力電荷から発生したイベントのエネルギーを測定することができる。

本論文では、以上の測定を全ての光電子増倍管で行なった結果を述べる。測定の結果、全ての光電子増倍管で 10^{7} ゲインを与える印加電圧を得ることができた。また出力の線型性においては、入射光量が 500 光電子相当光までは線型性を保ち、数万光電子相当光でも出力は飽和せず、いまだ増加傾向にあることが分かった。これにより全ての光電子増倍管で入射光量に対する出力曲線を得ることができた。

目 次

第 1 章　序論 **7**
1.1　概要 7
1.2　物理的背景 8
1.2.1　ニュートリノ実験 8
1.2.2　原子炉反ニュートリノ 11
1.2.3　地球反ニュートリノ 15
1.2.4　太陽ニュートリノ 16
1.2.5　超新星ニュートリノ 18
1.2.6　宇宙初起源ニュートリノ 18
1.3　KamLAND 実験 19
1.3.1　位置 19
1.3.2　検出器 19
1.3.3　反ニュートリノ検出原理 23
1.3.4　KamLAND 検出器での反ニュートリノのイベント数 24
1.3.5　バックグラウンド 26

第 2 章　17 インチ光電子増倍管 **28**
2.1　検出原理 28
2.2　構造 29
2.2.1　入射窓ガラス、光電面の材質 30
2.2.2　ダイノード 31
2.2.3　ブリーダー回路 33
2.2.4　耐油構造 34
2.3　光電子増倍管の諸特性 35
2.3.1　量子効率 35
2.3.2　電流増幅率 35
2.3.3　陽極暗電流、暗パルス率 36
2.3.4　ピーク/バレー比 36
2.3.5　時間応答特性 37
2.3.6　カソードとアノード一様性 39
2.3.7　プリパルス、レートパルス、アフターパルス 40
2.3.8　磁場特性 42
2.3.9　入射光量に対する線型性 44
2.4　20 インチ光電子増倍管からの改良点のまとめ 44

第 3 章　1 光電子相当光による 10^7 ゲインを与える印加電圧の測定　46
3.1 概要 . . . 46
3.2 測定方法 . . . 46
3.3 測定装置 . . . 47
3.3.1 暗箱 . . . 47
3.3.2 光学系 . . . 49
3.3.3 エレクトロニクス . . . 50
3.4 測定準備 . . . 52
3.4.1 ADC と TDC の較正 . . . 52
3.4.2 測定系の増幅率 . . . 53
3.5 測定結果 . . . 53
3.5.1 時間特性 . . . 53
3.5.2 ピーク/バレー比 . . . 57
3.5.3 電流増幅率 . . . 61
3.5.4 パラメーターの決定 . . . 63
3.5.5 10^7 ゲインを与える印加電圧 . . . 65
3.6 まとめ . . . 66

第 4 章　入射光量に対する出力曲線の測定　67
4.1 概要 . . . 67
4.2 測定準備 . . . 67
4.2.1 測定装置 . . . 67
4.2.2 測定点の決定 . . . 70
4.2.3 レーザ光の安定性 . . . 71
4.3 測定結果 . . . 75
4.3.1 個々の光電子増倍管のリニアリティ . . . 75
4.3.2 モニターによる横軸の決定 . . . 80

第 5 章　まとめ　87

付 録 A ニュートリノ振動　88

付 録 B 1 光電子相当光　90

謝辞　93

図 目 次

1.1 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 . . . 10
1.2 日本国内の原子力発電所の分布図 . . . 12
1.3 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 . . . 13
1.4 原子炉のパワーフラックスの季節変動 . . . 14
1.5 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル . . . 15
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 . . . 17
1.7 ν_e の光度曲線とエネルギースペクトルの一例 . . . 18
1.8 KamLAND 実験の全体計画図 . . . 21
1.9 KamLAND 実験の検出器本体 . . . 22
1.10 遅延同時信号によるの検出原理 . . . 23
1.11 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 25

2.1 光電子増倍管の光の検出原理 (17 インチ光電子増倍管) . . . 28
2.2 17 インチ光電子増倍管 (R7250：シンチレーション光用) . . . 29
2.3 20 インチ光電子増倍管 (R3250：アンタイ・カウンター用) . . . 29
2.4 17 インチ光電子増倍管のダイノード構造の模式図 . . . 31
2.5 モンテカルロシミュレーションによる光電子の飛跡 . . . 32
2.6 1 光電子相当光に対するシミュレーション結果 . . . 32
2.7 17 インチ光電子増倍管で使用するテーパーブリーダー回路 . . . 33
2.8 17 インチ光電子増倍管のブリーダー部の耐油構造 . . . 34
2.9 17 インチ光電子増倍管の量子効率 . . . 35
2.10 1 光電子の波高分布 . . . 37
2.11 時間応答特性の概念図 . . . 37
2.12 相対的な電子走行時間拡分布 . . . 38
2.13 17 インチ光電子増倍管の立ち上がり時間、立ち下がり時間、電子走行時間 . . . 38
2.14 17 インチ光電子増倍管のカソード一様性 . . . 39
2.15 17 インチ光電子増倍管のアノード一様性 . . . 39
2.16 プリパルス、レートパルス、アフターパルスの概念図 . . . 40
2.17 プリパルスとレートパルス、アフターパルスの実測図 . . . 41
2.18 プリパルス、レートパルス、アフターパルスの分布 . . . 41
2.19 L.E.D 光のダイノードに対する照射位置 . . . 42
2.20 17 インチ光電子増倍管の磁場特性 (磁場方向：x 軸) . . . 43
2.21 17 インチ光電子増倍管の磁場特性 (磁場方向：y 軸) . . . 43
2.22 1300 本の 17 インチ光電子増倍管の特性値分布 (浜松ホトニクス) . . . 45

3.1 暗箱の形状とサイズ . . . 47
3.2 暗箱内で磁場を測定した位置と座標軸の定義 . . . 48
3.3 光学系の模式図 . . . 49
3.4 データ収集のブロックダイアグラム . . . 51
3.5 ADC と TDC のキャリブレーション結果 . . . 52
3.6 1 光電子相当光イベントの時間分布 . . . 54
3.7 1 光電子相当光に対する相対的な電子走行時間分布 . . . 55
3.8 全光電子増倍管の電子走行時間拡がりの分布 . . . 56
3.9 1 光電子相当光イベントの電荷分布と時間分布の関係 . . . 57
3.10 1 光電子相当光に対する波高分布 . . . 59
3.11 全光電子増倍管のピーク/バレー比の分布 . . . 60
3.12 全光電子増倍管の電流増幅率の分布 . . . 61
3.13 使用した印加電圧の分布 . . . 62
3.14 使用した印加電圧と得られた電流増幅率 . . . 63
3.15 印加電圧と出力電荷の関係 . . . 64
3.16 測定により得られた 10^7 ゲインを与える印加電圧 . . . 65

4.1 1/8 の ND フィルター 5 枚の減衰率 . . . 68
4.2 1/4 の ND フィルター 3 枚と 1/2 の ND フィルター 2 枚の減衰率 . . . 69
4.3 暗箱 1 の光電子増倍管と他暗箱の光電子増倍管の相関 . . . 72
4.4 暗箱 1 の光電子増倍管とモニターの光電子増倍管の相関 . . . 73
4.5 レーザーモニターと 17 インチ光電子増倍管の変動 . . . 74
4.6 ND フィルターにより決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (ログスケール) . . . 76
4.7 ND フィルターにより決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (リニアスケール) . . . 77
4.8 光電子増倍管の出力飽和 . . . 78
4.9 全光電子増倍管のリニアリティのプロット 1 . . . 79
4.10 モニター 1∼3 による横軸決定方法の概略図 . . . 80
4.11 モニター 1∼3 により決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (ログスケール) 81
4.12 モニター 1∼3 により決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (リニアスケール) . . . 82
4.13 平均の光電子数に対するリニアリティのプロット (ログスケール) . . . 84
4.14 平均の光電子数に対するリニアリティのプロット (リニアスケール) . . . 85
4.15 全光電子増倍管のリニアリティのプロット 2 . . . 86

B.1 信号計数率と 1 光電子信号である確率 . . . 91

表 目 次

1.1 原子炉反ニュートリノ振動実験の検出器の性能 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 12
1.3 太陽ニュートリノの最大エネルギーと平均エネルギー 17

2.1 17 インチ光電子増倍管 (R7250) の仕様規格 30
2.2 17 インチ光電子増倍管 (R7250) の電気的特性 (at 25°C) 30
2.3 ブリーダー回路中の抵抗値とコンデンサーの容量 33
2.4 図 2.20、図 2.21 中のマーク一覧 42

3.1 暗箱内の磁場の測定結果 48
3.2 窒素色素レーザー LN203C の規格 49
3.3 各チャンネルの電荷量/ADC カウント数と時間差/TDC カウント数 52
3.4 各チャンネルにおける測定系の増幅率 53
3.5 電子走行時間拡がり 54
3.6 ピーク/バレー比 58
3.7 パラメータ 63

4.1 20 点それぞれの測定点での ND フィルターとアテニュエイターの組み合わせ 70
4.2 レーザーモニターでの補正後に残るエラー 71

第1章　序論

1.1　概要

素粒子物理学は、素粒子の性質や相互作用さらに内部構造を研究し、最も基本的な物理法則を探究する学問である。素粒子物理学の実験による研究は、巨大な加速器を用いてより高いエネルギー状態を実現し、新しい現象を発見する加速器物理と、加速器を用いず検出器の高精度化、高感度化を行ない、より低いエネルギーでの稀な素粒子反応を検出する非加速器物理という両極端なエネルギー領域を開拓する実験方法を発展させてきた。その中で、素粒子物理、宇宙物理の両分野においてニュートリノに関する研究が特に重要な研究課題となっている。

現在、注目されているニュートリノの問題として、大気ニュートリノ異常と太陽ニュートリノ欠損問題があげられるが、ニュートリノは現在の素粒子標準理論では、質量ゼロ、電荷や磁気能率などの固有の性質を持たない粒子だと考えられている。しかし、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成功や、太陽ニュートリノの検出成功を経て、1998 年、神岡実験の性能を大幅に向上させたスーパー神岡実験において、大気ニュートリノの振動現象の発見というニュートリノが有限質量を持つという証拠が得られた。この発見により少なくとも 1 種類のニュートリノは有限の質量を持ち、しかも世代間には大きな混合があることが証明された。すなわち、他のニュートリノも有限の質量を持ち、互いに混合している可能性が予想され、ニュートリノのもう一つの である太陽ニュートリノ欠損問題の原因がニュートリノ振動であることが益々もっともらしくなってきた。このように、現在ニュートリノの研究は著しく発展し、その性質を解明することが素粒子物理学や宇宙物理学にとって重要な研究課題であり、現在も世界各国でニュートリノに関する研究が進められている。

東北大学では、1997 年度にデータ収集を終えた神岡実験の実験室に新に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により、数 MeV 以下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。

本研究では、KamLAND 実験の成否を左右する重要な実験装置である 17 インチ光電子増倍管の開発と性能特性の計測を行なった。主な目的は、パルス光が入射したときの 17 インチ光電子増倍管の特性を知ることである。KamLAND 検出器内で起こる物理現象に対して液体シンチレーターの発光はパルス光であり、この発光スペクトルと同様な光源を用いて、光電子増倍管の特性を知ることは重要である。そのためシンチレーション光と同様な波長約 420nm のパルス光を発振できるレーザーを

光源として、1 光電子相当光から数万光電子レベルの大光量を入射したときの光電子増倍管の出力を計測した。今回行なった測定の目的は、全光電子増倍管の電流増幅率をそろえるため、10^7 ゲインを与える印加電圧を決定すること、様々の光量の光が入射したときの入射光量に対する出力曲線を得ることである。

全ての光電子増倍管の増幅率をそろえておくことは、イベントのトリガーはヒットした光電子増倍管の数でかけるため、低エネルギーイベントの検出効率を上げるために必要なことである。決定した 10^7 ゲインを与える印加電圧は KamLAND 実験の際、初期値として用いられる。

また、ある一定以上の光量が光電子増倍管に入射したとき一般にその出力は線型的ではなくなる。そのため宇宙線 μ 粒子事象や、陽子崩壊事象など、数百光電子レベル以上のイベントが起こった場合、そのエネルギーを正しく測定するためには入射光量に対する出力曲線を知っておく必要がある。個々の光電子増倍管の出力曲線を得ることで発生したイベントのエネルギーを決定することができる。

本論文では、第 1 章では KamLAND 実験全体について述べ、第 2 章で KamLAND 実験で用いられる新型 17 インチ光電子増倍管の構造とこれまでに解っている様々な特性について述べる。第 3 章と第 4 章では今回行なった測定とその結果をまとめ、最後に第 5 章で本論文のまとめをする。

1.2　物理的背景

1.2.1　ニュートリノ実験

現在素粒子物理学、宇宙物理学の分野において、太陽ニュートリノ欠損問題やスーパー神岡実験における大気ニュートリノ振動の発見など、ニュートリノ振動の証拠を示す実験結果が報告されている。

太陽ニュートリノ欠損問題とは、太陽標準模型から計算されるニュートリノの検出数が予測値と比べて $1/3 \sim 1/2$ と少ないというものである [1]。この問題に対する解決案として次の 2 つが挙げられる。1 つは、太陽標準模型に不定性があるため、そもそも太陽から出てくるニュートリノの数が少ないということ、2 つめは、太陽を出発したニュートリノ (ν_{e}) が地球上の検出器に到達するまでに、その一部がニュートリノ振動によって異なるフレーバーのニュートリノ (ν_{μ}) に変化 (振動) するというものである。しかし、太陽内の核融合反応サイクルの中で最も基本的な過程であり、計算精度が高いとされている pp ニュートリノの測定値が予測値の 60%しかないことなど太陽標準模型の不備に帰することが困難な実験結果が得られている。

一方、大気ニュートリノ異常問題とは、一次宇宙線により地球上空の大気中で生成される電子型ニュートリノ (ν_{e}) とミュー型ニュートリノ (ν_{μ}) のフラックスの比の天頂角分布が予想値と異なっている現象である。大気ニュートリノの生成過程からフラックスの比は ν_{μ}: ν_{e}= 2 : 1 となるが神岡実験やスーパー神岡実験では、$\mathrm{R}(\nu_{\mu}/\nu_{\mathrm{e}}) \cong 0.6$ という値が観測されている。この問題もニュートリノ振動を考慮することで解決できる。

ここで、真空中でのニュートリノ振動について簡単に述べる (付録 A 参照)。もしニュートリノに質量があると、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 $(\nu_{\mathrm{e}},\nu_{\mu},\nu_{\tau})$ は一般に一致せず、異なった種類のニュートリノ $(\nu_{\mathrm{e}},\nu_{\mu},\nu_{\tau})$ が混じり合う。この結果、時間の経過につれてあるニュートリノが別の種類のニュートリノに変化し、その確率は時間とともに振動する。計算の簡略化のため、2 種類間のニュートリノ振動について考えると、その振動確率 P は、2 つのニュートリノの質量 $\mathrm{m}_1, \mathrm{m}_2$ の 2 乗差を $\Delta \mathrm{m}^2 = \mathrm{m}_1^2 - \mathrm{m}_2^2$ とおき、混合角が θ のとき、エネルギー E (MeV) をもって距離 L (m)

を飛行すると、

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

と表わされる。振動確率 P は 質量の 2 乗差 $\Delta \mathrm{m}^2$ と 混合角 θ で特徴づけられ、ニュートリノ振動に関する研究はこの 2 つのパラメータの相関で表わされる。

図 1.1 に、KamLAND 実験で探索可能なニュートリノ振動パラメータ領域と種々の振動実験の結果、および太陽ニュートリノ物質振動解を示す [2]。

図 1.1 中の黒塗りの領域は振動パラメータとして許される許容領域と、太陽ニュートリノの物質振動解である。実線で示されているのは、これまでの実験結果から 90% の信頼度で排除された領域であり、点線はこれから行なわれる実験で探索が期待される領域である。黒塗りの Kamiokannde の部分は大気ニュートリノ振動について許される領域であり、混合角は $\sin^2\theta \approx 1$、Δm^2 はおよそ $10^{-2} \sim 10^{-4}$ である。LSND の部分は LSND グループによってなされた実験結果である。この実験は、800 Mev 陽子加速器から出た陽子を標的に衝突させ、π^- 中間子を生成し、その崩壊に伴なって出てくる $\bar{\nu}_\mu$ を用いてニュートリノ振動の探索を行なっている。その結果、$\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_\mathrm{e}$ 振動によって転換した $\bar{\nu}_\mathrm{e}$ の検出に成功したというものである [3]。その後、π^+ 中間子の崩壊から発生する ν_μ を用いて $\nu_\mu \to \nu_\mathrm{e}$ 振動実験を行ない、有為な ν_e 事象を検出している [4]。この領域の振動パラメータの探索は、KARMEN-II[5] と BooNE[6] 実験で検証される予定である。Minos[7] や K2K[8] は Longbaseline 実験と呼ばれ、加速器を用いて高エネルギー $\pi^\pm$、$K^\pm$ 中間子の崩壊から生じる高エネルギーニュートリノを用いて振動実験を行なう。ニュートリノの飛行距離はそれぞれ、730km、250km である。一方、Bugey[9]、PaloVerde[10]、CHOOZ[11]、などは原子炉実験と呼ばれている。KamLAND 実験も原子炉実験である。これらの実験はニュートリノ源として原子炉から出てくる反ニュートリノを用いている。Palo Verde、CHOOZ、は $\nu_\mu \to \nu_\mathrm{e}$ 振動において Δm^2 の大きい領域を排除している。

ここで、過去に行なわれた実験、現在測定中および、将来予定されているいくつかの原子炉実験の検出器についてまとめる。式 (1.1) より、混合角 $\sin^2\theta$ が与えられると、ニュートリノ振動の振動確率は以下のとき最大になる。

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

したがって、$\Delta \mathrm{m}^2$ の小さい領域を探索するには、E/L が小さいほど有利である。つまり、より低エネルギーのニュートリノを検出し、またニュートリノの発生地点からより遠くに検出器を置いてニュートリノの飛行距離を長くしなければならない。表 1.1 に 4 つの原子炉実験の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 1.1: 原子炉反ニュートリノ振動実験の検出器の性能

現行の原子炉実験で最も $\Delta \mathrm{m}^2$ の感度が良いのは、CHOOZ 実験で、E $\sim$ 3 Mev、L $\sim$ 1000 m であるため、$\Delta \mathrm{m}^2 \sim 10^{-3}$ である。図 1.1 が示しているように、CHOOZ 実験では、神岡実験の大気ニュートリノ異常を説明する $\nu_\mathrm{e} \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動のパラメーター領域を排除している。

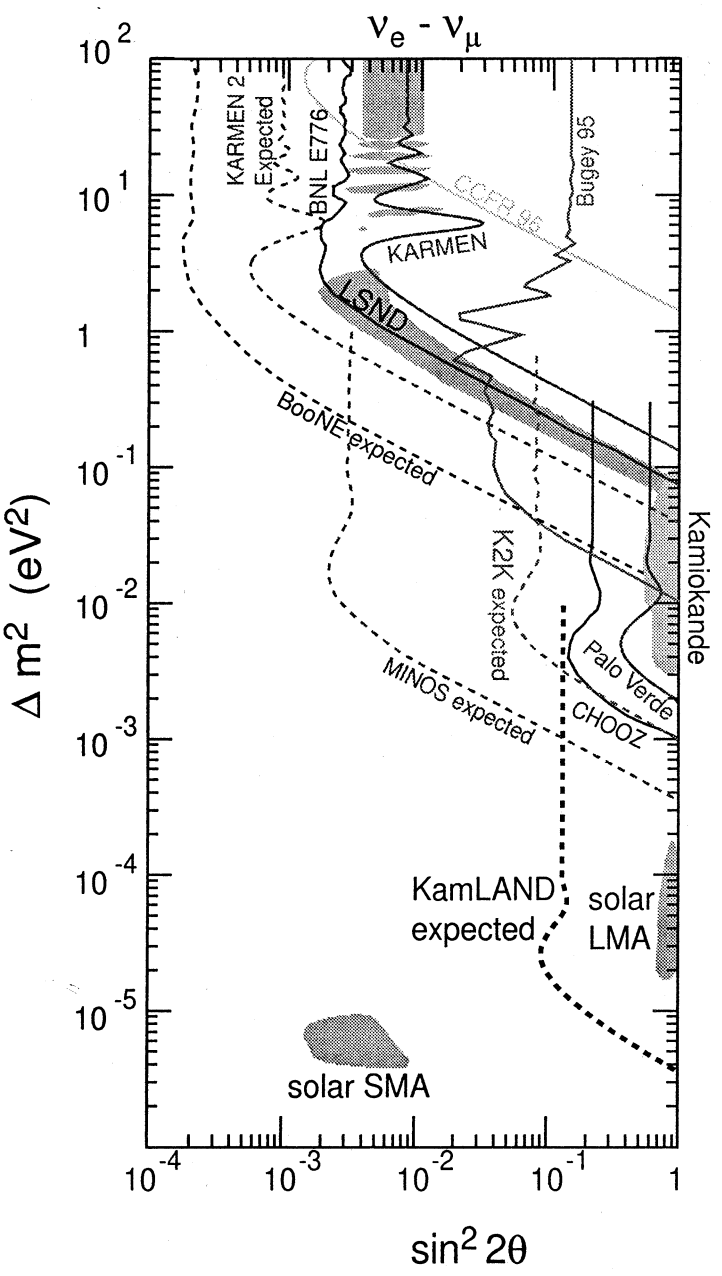

図 1.1: 種々の $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動実験による振動パラメータの 90%C.L. 排除領域と許容範囲、および太陽ニュートリノ物質振動解

表 1.1 の上記 3 つの実験に対し、KamLAND 実験では、ニュートリノの飛行距離が約 150 km、原子炉反ニュートリノの平均エネルギーが数 MeV であることから、$\Delta m^2 \sim 10^{-5}$ という他の実験に比べ、100 倍の感度までパラメータ領域を探索できる。KamLAND 実験での原子炉反ニュートリノの反応 □ 度は、有効体積内で、1 日 に約 1 イベント あり、数ヶ月で統計的感度が太陽ニュートリノ物質振動解の 1 つである大混合角解 (図 1.1 の solar LMA) をカバー出来ることになる。これは太陽ニュートリノ問題に対する始めての直接検証実験になる。

これまで、種々のニュートリノ振動実験について簡単に述べてきたが、次では、KamLAND 実験において検出を目指している種々のニュートリノについて述べる。

1.2.2 原子炉反ニュートリノ

ニュートリノ振動を直接測定するための方法の一つは、フラックスの解っているニュートリノを遠く離れたところで検出して、その数の減り具合を見ることである。原子炉は古くから、$\bar{\nu}_e$ の人工的発生源として実験に使用されてきた。なぜなら、人工的ニュートリノ発生源としては最もエネルギーが低いため、Δm^2 の小さい領域を探索でき、また、ほぼ 100% の割合で $\bar{\nu}_e$ が放出されているので、高い精度で $\bar{\nu}_e$ のフラックスを知ることができるからである。原子炉内での $\bar{\nu}_e$ の生成過程を述べる。

原子炉反ニュートリノは、放射性同位体 ^{235}U、 ^{238}U、 ^{239}Pu、^{241}Pu が核分裂を起こし、生じた娘核が β 崩壊する際に生成される。それぞれの反応過程は以下のとおりである。

$$^{235}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{A} + \mathrm{B} + 6.1\beta^- + 6.1\bar{\nu}_e + 202\mathrm{MeV} + \mathrm{xn} \tag{1.3}$$

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow ^{239}\mathrm{U} \rightarrow ^{239}\mathrm{Np} \rightarrow ^{239}\mathrm{Pu} \quad (\tau_{1/2} = 24,100\mathrm{year}) \tag{1.4}$$

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{C} + \mathrm{D} + 5.6\beta^- + 5.6\bar{\nu}_e + 210\mathrm{MeV} + \mathrm{yn} \tag{1.5}$$

$$^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow ^{240}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow ^{241}\mathrm{Pu} \quad (\tau_{1/2} = 14.4\mathrm{year}) \tag{1.6}$$

原子炉内の濃縮ウラン中に約 3% 含まれている ^{235}U は式 (1.3) より、遅い中性子により核分裂を起こし、$\bar{\nu}_e$ と平均 2.47 個の中性子を生成する。新たに生成された中性子が他の ^{235}U に吸収されればこの反応は連鎖的に反応を繰り返すことになる。これを連鎖反応と呼ぶ。

また、天然ウランに最も多く含まれている ^{238}U は遅い中性子では核分裂を起こさず、0.8MeV 以上の速い中性子によって核分裂を起こすことが可能である。^{238}U は式 (1.4) のようにある確率で中性子を吸収して ^{239}U になるが、これは β 崩壊して ^{239}Pu になる。^{239}Pu は核分裂を起こしやすいので、原子炉の燃料として使用することができる。

^{238}U から生成された ^{239}Pu は式 (1.5) のように遅い中性子により核分裂を起こし、^{235}U と同じように $\bar{\nu}_e$ と 中性子を放出する。また、^{239}Pu は式 (1.6) のように、中性子を連続して吸収し、^{241}Pu を生成することも可能である。^{241}Pu もまた、遅い中性子により核分裂を起こすことができる。

このように原子炉内では様々な核反応が絶え間なく起こっており、燃料であるウラン、プルトニウムなどの構成物質の割合が時間経過とともに変動する。この燃料構成は日々ごとに計算可能であり、また、総熱出力を原子炉から知ることができる。このため、数%の精度で、ニュートリノのフラックスを求めることができる [12]。

KamLAND 実験を行なう神岡を中心にした半径約 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 1.2 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。

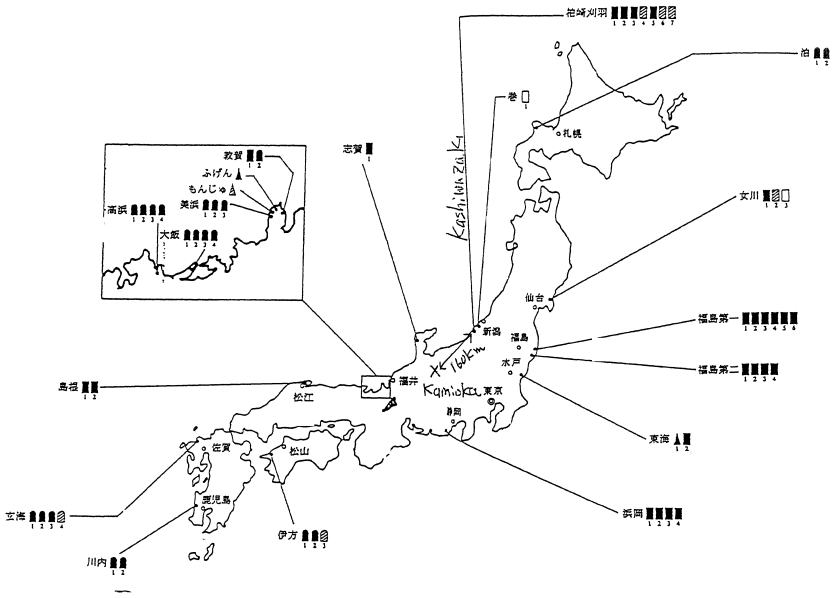

図 1.2: 日本国内の原子力発電所の分布図

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

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 [$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$] 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 1.3 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。

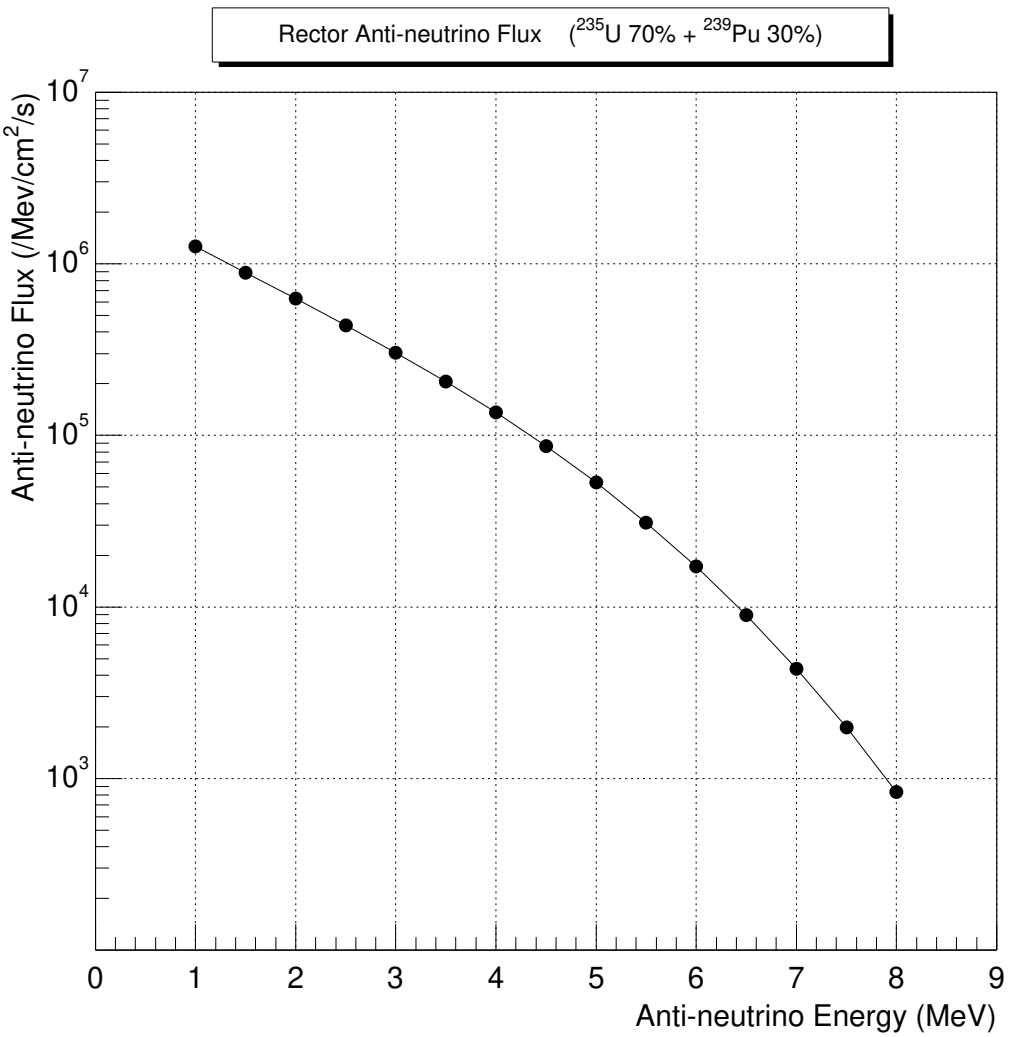

図 1.3: 日本全国の原子炉から神岡に到達する原子炉反ニュートリノフラックス。原子炉中の燃料は ^{235}U 70%、^{239}Pu 30% として計算した。(1997 年度の電気出力データをもとに計算)

また、日本の原子炉は年に 1 度メインテナンスを行なうため 2∼ 3 ヶ月原子炉を停止する。メインテナンスは電力需要のピークである夏場を過ぎた秋ごろに行なわれる傾向がある。このため、KamLAND 検出器に到達する原子炉反ニュートリノの数は明確な季節変動を示す。図 1.4 は過去 5 年間の各原子炉の運転記録をもとに計算したパワーフラックスの時間変化を示している。ここで、パワーフラックスとは $\sum_i P_i/(4\pi L_i^2)$ で表わされる量である。P_i、L_i は各原子炉の熱出力と距離を表わす。この季節変動は最大 20∼20%あり、これにより、バックグラウンドの評価を行なうことができる。

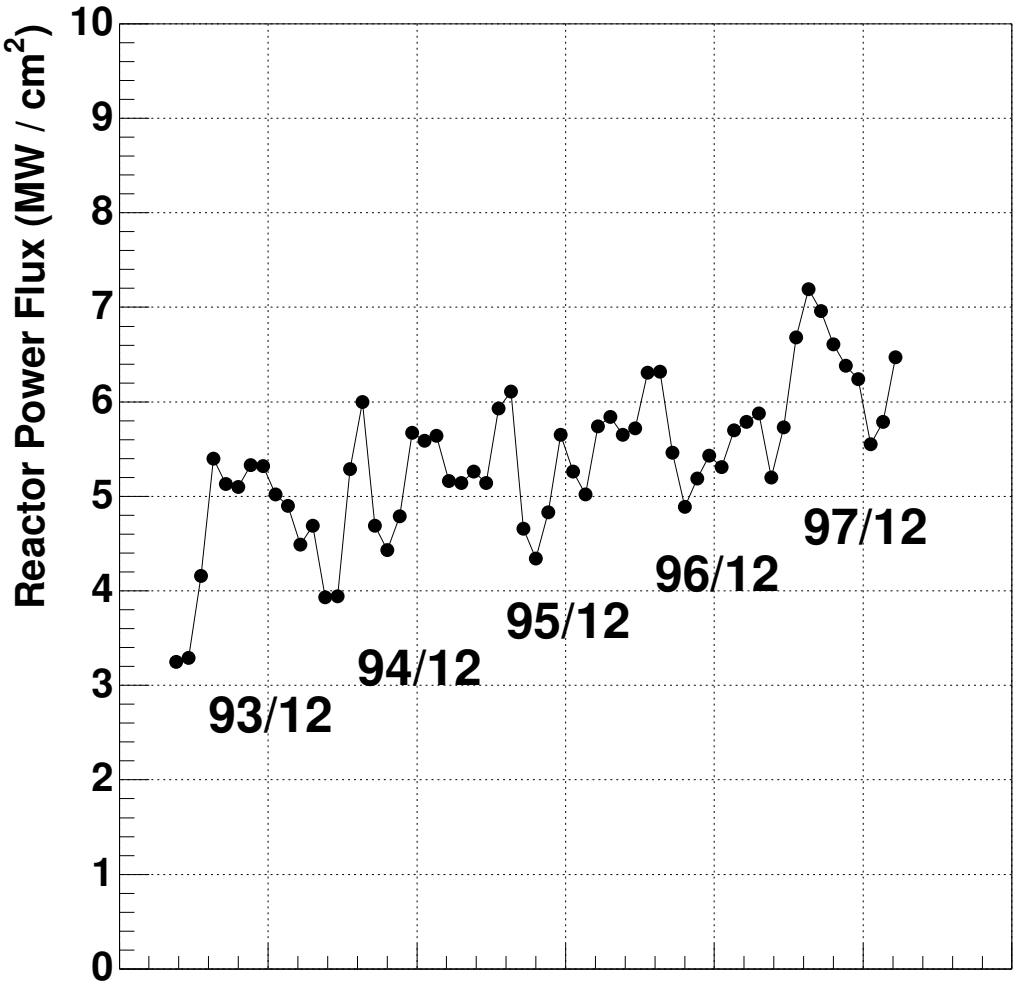

図 1.4: 原子炉のパワーフラックスの季節変動

1.2.3 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) は放射性物質の崩壊からくるものであり、うち 90% は ^{238}U と ^{232}Th の崩壊エネルギーからもたらされていると考えられている。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、今までこれらの元素の地球内部の分布を直接測定する方法はなかった。

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、はっきりと分かっていないが、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 [13]。

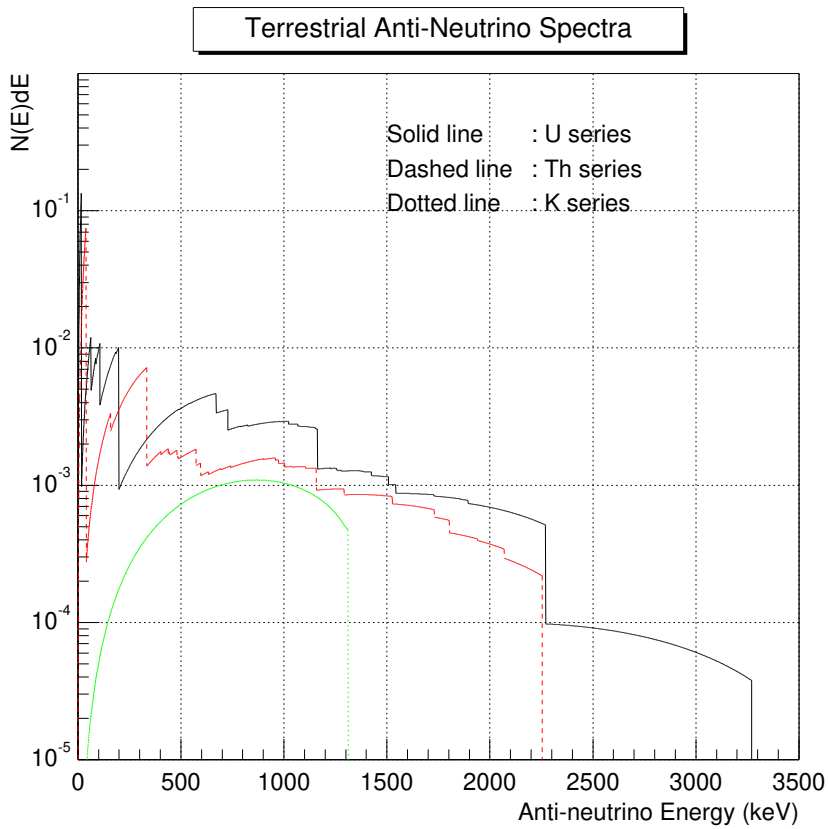

図 1.5: 地球反ニュートリノのエネルギースペクトル

1.2.4 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。

$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.7}$$

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^{-} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.8}$$

$$^{7}\mathrm{Be} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow ^{7}\mathrm{Li} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.9}$$

$$^{8}\mathrm{B} \rightarrow ^{8}\mathrm{Be} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.10}$$

$$^{3}\mathrm{He} + \mathrm{p} \rightarrow ^{4}\mathrm{He} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.11}$$

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、

$$^{13}\mathrm{N} \rightarrow ^{13}\mathrm{C} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.12}$$

$$^{15}\mathrm{O} \rightarrow ^{15}\mathrm{N} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.13}$$

$$^{17}\mathrm{F} \rightarrow ^{17}\mathrm{O} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \tag{1.14}$$

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 1.3 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 [14]。

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、hep ニュートリノに次いでエネルギーが高い ^{8}B ニュートリノと、単色の ^{7}Be ニュートリノの観測を目指している。^{8}B ニュートリノは、連続スペクトルであるがエネルギーが高いため放射性物質の影響が小さい 3.5 MeV 以上での観測が期待されている。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、^{8}B、^{7}Be の両方のニュートリノを同時に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。

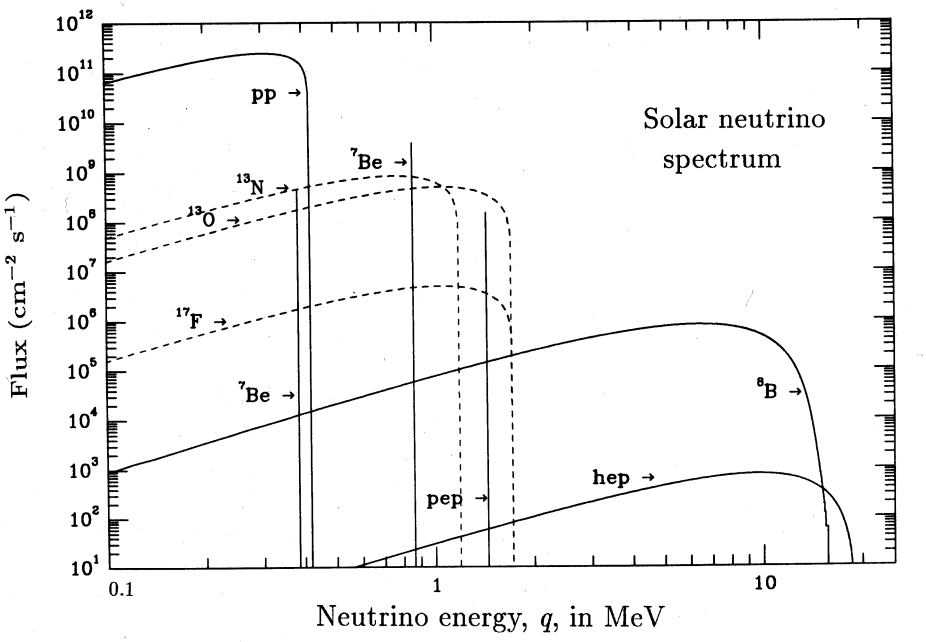

図 1.6: 標準太陽模型に基づく計算による太陽ニュートリノのエネルギースペクトル

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
^{13}N	1.199	0.707
^{15}O	1.732	0.997
^{17}F	1.740	0.999

表 1.3: 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 [14]。

1.2.5　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、

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{A(N,Z)} \rightarrow \nu_\mathrm{e} + \mathrm{A(N+1,Z-1)} \tag{1.15}$$

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{p} \rightarrow \nu_\mathrm{e} + \mathrm{n} \tag{1.16}$$

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{n} \rightarrow \nu_\mathrm{e} + \mathrm{p} \tag{1.17}$$

$$\mathrm{e}^- + \mathrm{e}^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu} \tag{1.18}$$

である。式 (1.15)、(1.16)、(1.17) のように原子核や核子による電子捕獲反応では、大量の ν_e が放出され、式 (1.18) 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 10ms 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。図 1.7 に ν_e の光度曲線とエネルギースペクトルの一例を示す [15]。

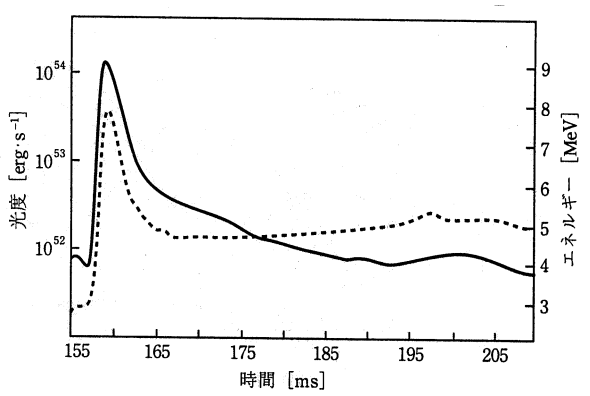

図 1.7: ν_e の光度曲線とエネルギースペクトルの一例

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。

$$\frac{dN_\nu}{dqdt} = \frac{c}{4}\frac{4\pi}{(2\pi\hbar c)^3}\frac{dq}{\exp(\beta(q-\mu))+1}4\pi r_\nu^2\frac{1}{4\pi D^2} \tag{1.19}$$

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。

1.2.6　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 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できると期待される。

1.3 KamLAND 実験

ここでは、KamLAND 実験に用いる検出器の各構成要素や、ニュートリノ反応の検出原理について述べる。

1.3.1 位置

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神岡鉱山の山頂直下約 1000m (2,700m.w.e : meter water equivarence : 水換算深度) に位置する。検出器は神岡実験で使用された空洞を利用して建設されている。地下に検出器を建設するのは、測定時、大きなバックグラウンドにな得る宇宙線 μ 粒子をできるだけ減らすためであり、KamLAND 検出器を設置する場所で、その強度は地表の約 10^{-5} 倍で 1.7×10^{-3} $[\mathrm{m}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$ 程度になる。

1.3.2 検出器

図 1.8 に KamLAND 実験全体の計画図を、図 1.9 に検出器の図を示す。我々の検出器で最も特徴的なのはニュートリノの検出のために水ではなく液体シンシレーターを用いていることでる。液体シンチレーターは水に比べ放射性不純物の混入量が少なく、また、チェレンコフ光に比べ同じエネルギー付与に対し放出される光子数が多いため、数 MeV 以下の低エネルギー反応を検出するのに適している。

検出器は、3 槽構造になっており、内側から順に、プラスチック製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オイル槽、超純水槽である。以下に検出器の主な構成要素について述べる。

液体シンチレーター槽

検出器の中心部には $1200\mathrm{m}^3$ の液体シンチレーターが直径 13m のプラスチック製の球形バルーン容器の中に入っている。KamLAND 実験で用いる液体シンチレーターは自作のものを用い、これまでの研究から発光量、粒子識別能力、透過率などの優れた液体シンチレータを開発した。その結果液体シンチレーターは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光透過率が高く、C/H 比も大きく電子型反ニュートリノ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ためにプソイドクメンを混ぜる。発光剤としては、PPO を用いている。最終的にはパラフィンオイル 80%、プソイドクメン 20%に PPO を 1.5 [g/l] 混ぜたものに決定した。

液体シンチレーターは球形のプラスチック製のバルーンの中に入っている。バルーンに要求される性能としては、中の液体シンチレータと外のパラフィンオイルの密度差および液面の高さによって生じる圧力差に耐えること、Rn の透過性が低いことなどである。バルーンは幅 1m のフィルムを高周波溶着して作成する。バルーンの強度を高めるためフィルム素材として 2 軸延伸ナイロン (ON) を用

い、バッファオイル槽からの Rn の侵入を防ぐため、最もガス透過性の小さい EVOH でそれをはさんだ多層膜を用いる。EVOH も 2 軸延伸のもの (XL) を使用する。多層膜の構成は、XL (15μm) / ON (25μm) / ON (25 μm) / XL (15μm) である。このフィルムの光透過率は、波長 400nm の光に対して 96%であり、また U、Th、^{40}K の含有量もそれぞれ、1.3×10^{-11}g/g、1.8×10^{-10}g/g、5.4×10^{-11}g/g と非常に優れている。

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 $3000\mathrm{m}^3$ 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。

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 30% 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 (Trasit TimeSpread :T.T.S)、1 光電子ピークの明瞭さを表す P/V 比は大幅に向上した。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。詳細は、第 2 章以降で述べる。

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。

純化装置

液体シンチレーター槽と超純水槽はそれぞれ純化装置とつながっている。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、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。

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。

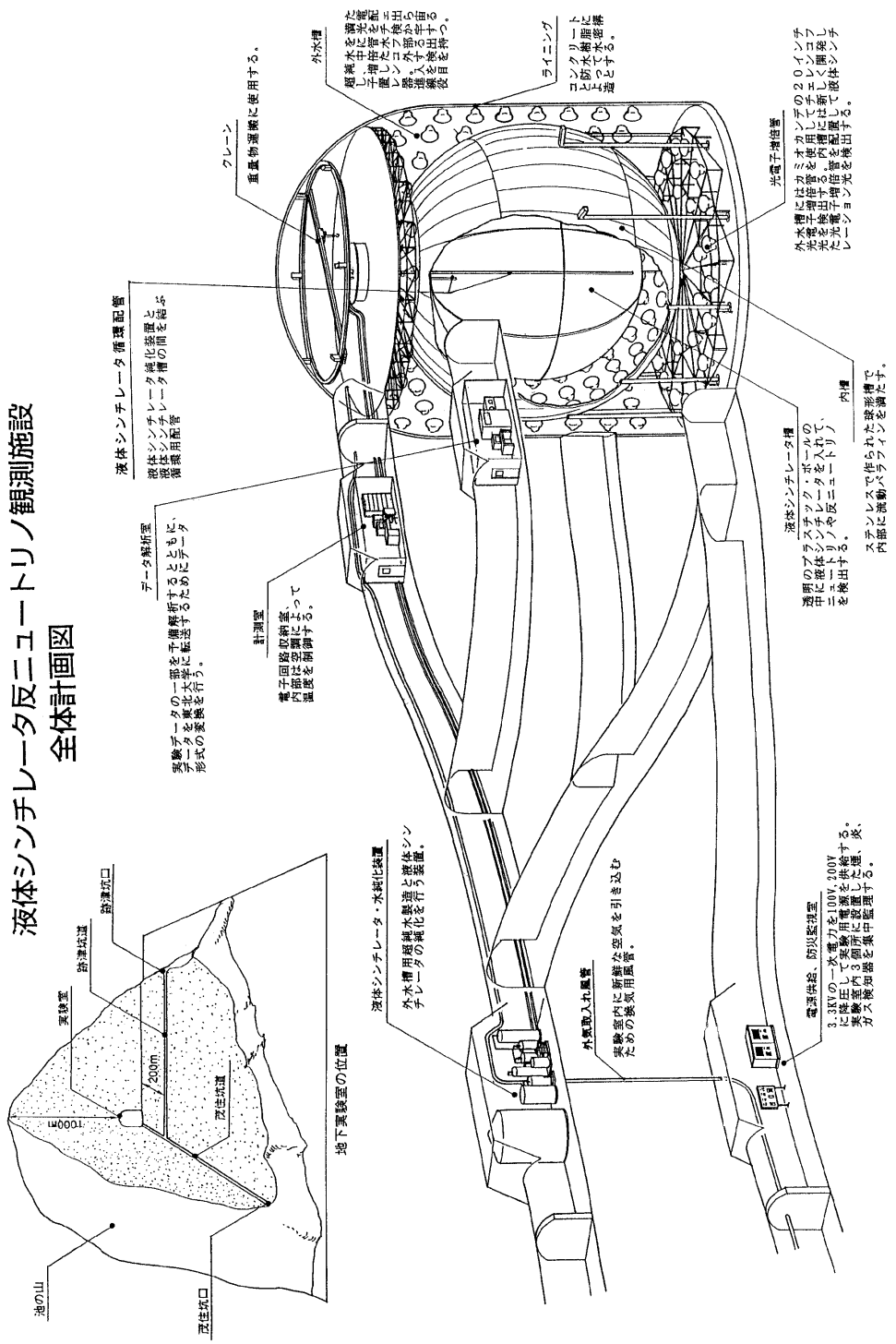

図 1.8: KamLAND 実験の全体計画図

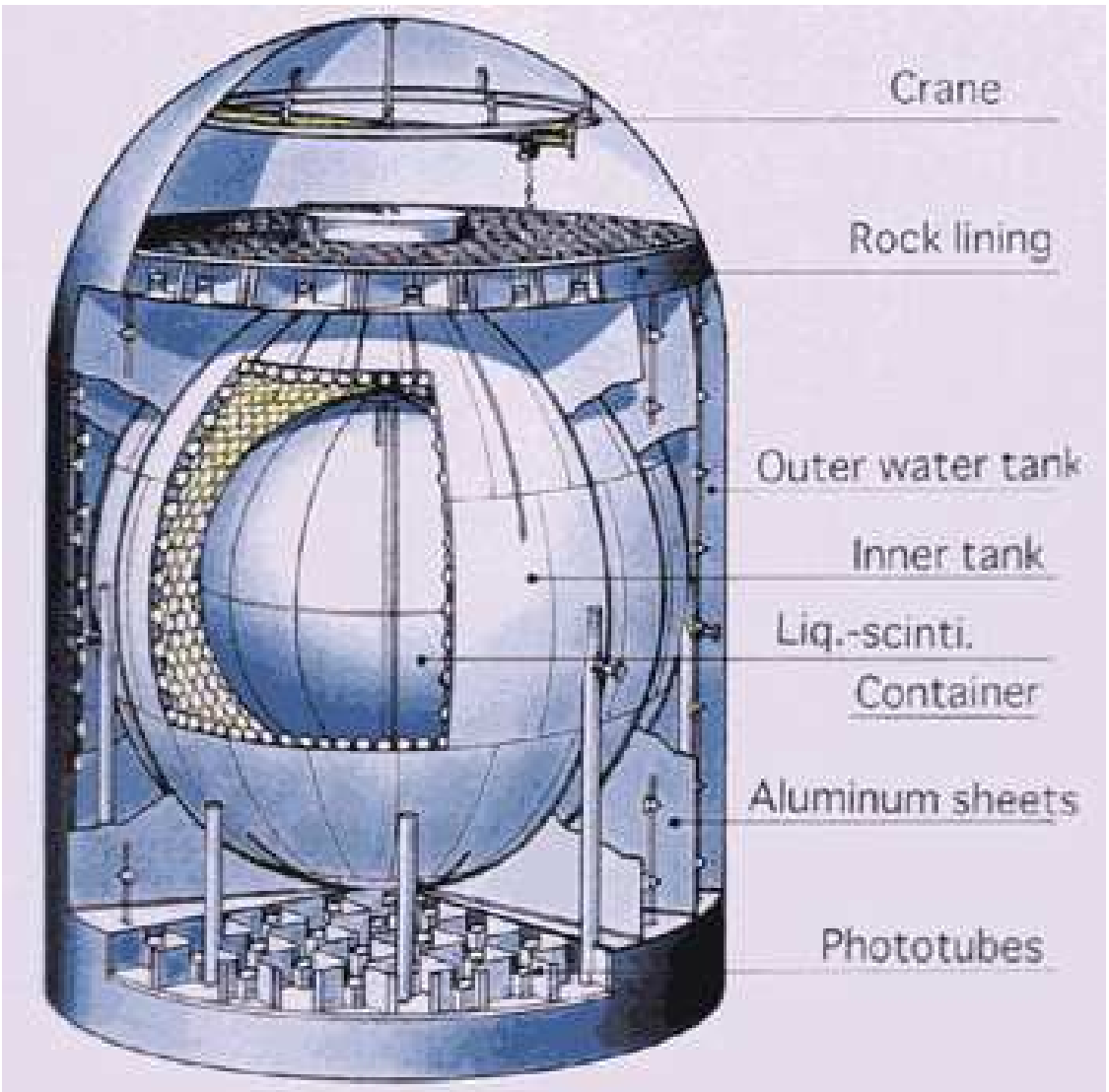

図 1.9: KamLAND 実験の検出器本体

1.3.3 反ニュートリノ検出原理

KamLAND 実験の目的である電子型反ニュートリノの主な反応は、逆 β 崩壊

$$\bar{\nu_e} + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.20}$$

であり、液体シンチレーター内で以下のような過程を経て遅延同時信号を発する。

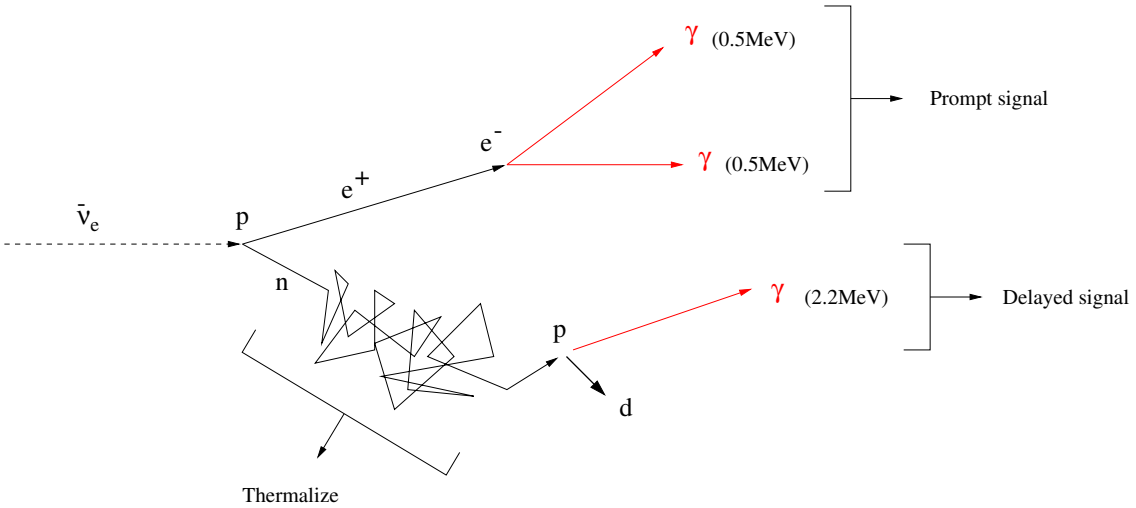

図 1.10: 遅延同時信号によるの検出原理

液体シンチレーター内に入射した電子型反ニュートリノ ($\bar{\nu_e}$) は液体シンチレーター中の陽子 (p) と逆 β 崩壊反応を起こし、陽電子 (e^+) と中性子 (n) を発生させる。この反応の断面積は、

$$\begin{aligned} \sigma(E_\nu) &= \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} p_e E_e & (1.21)\\ &= 9.5 \times 10^{-44}\ p_e(\mathrm{MeV})\ E_e(\mathrm{MeV})\ \ [\mathrm{cm}^2] & (1.22)\\ &= 9.5 \times 10^{-44} (E_\nu(\mathrm{Mev}) - 1.3)\sqrt{(E_\nu(\mathrm{MeV}) - 1.3^2) - m_e^2}\ \ [\mathrm{cm}^2] & (1.23) \end{aligned}$$

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、p_e、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 $\Delta M(\ =1.293\ \mathrm{MeV})$ とおくと、$E_e = E_\nu - \Delta Mc^2$ である。式 (1.23) 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 [16]。

生成された陽電子は、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 0.5MeV の 2 本の γ 線を発生する。陽電子は荷電粒子であるので、対消滅を起こすまでに運動エネルギー $(E_\nu - 1.8\mathrm{MeV})$ 分だけシンチレーション光を発する。また、γ 線はそれぞれ反対方向に平均 10cm 程飛行したあと、コンプトン効果と光電効果により 0.5MeV 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 $E_\nu - 1.8 + 2 \times 0.5 = E_\nu - 0.8$ MeV のエネルギーを放出する。この信号を 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の弾性散乱を繰り返し熱中性子化する。その後、平均 170μs 後約 30cm 離れた所で陽子に吸収され重陽子 (d) となり、その際 2.2MeV の γ 線を放出する $(n + p \rightarrow d + \gamma)$。これを delayed signal と呼ぶ。

つまり液体シンチレーター中に入射したしきい値 1.8MeV 以上の電子型反ニュートリノは式 (1.23) の断面積で陽子と反応し、$E_\nu - 0.8$MeV の prompt signal と 2.2MeV の delayed signal の 2 つの信号を平均 170μs の間隔で出す。この遅延同時信号によりバックグラウンドを著しく減少させることができる。信号の読み出しは prompt signal によって開かれた 500μs のゲートの中に delayed signal が生じ、遅延同時信号であると判断された場合に行なわれる。

1.3.4　KamLAND 検出器での反ニュートリノのイベント数

KamLAND 実験の主目的である原子炉反ニュートリノのイベント数を計算する。

反応断面積 $\sigma(E_\nu)$ は式 (1.23)、原子炉反ニュートリノのフラックス $\mathrm{F}_\nu(E_\nu)$ として図 1.3 のフラックスを用いる。検出器内の陽子の数を N_p とすると、反応 □ 度 N は、ニュートリノ振動を考慮すると、

$$\mathrm{N} = \sigma(\mathrm{E}_\nu) \times \mathrm{F}_\nu(\mathrm{E}_\nu) \times \mathrm{N_p} \times \left\{ 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta \mathrm{m}^2(\mathrm{eV}^2)\mathrm{L(m)}}{\mathrm{E(MeV)}} \right) \right\} \tag{1.24}$$

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、

$$\mathrm{N_p} = 6.02 \times 10^{23} \ / \ (1.00794 + 12.011 \ / \ \mathrm{r_{H/C}}) \times \mathrm{W} \tag{1.25}$$

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、$\mathrm{N_p} = 4.1 \times 10^{31}$ になる。

有効体積を 500 トン、検出効率を 100%として図 1.3 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 1.11 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 $\sin^2 2\theta = 0.7$、$\Delta \mathrm{m}^2 = 2 \times 10^{-5}$ 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。

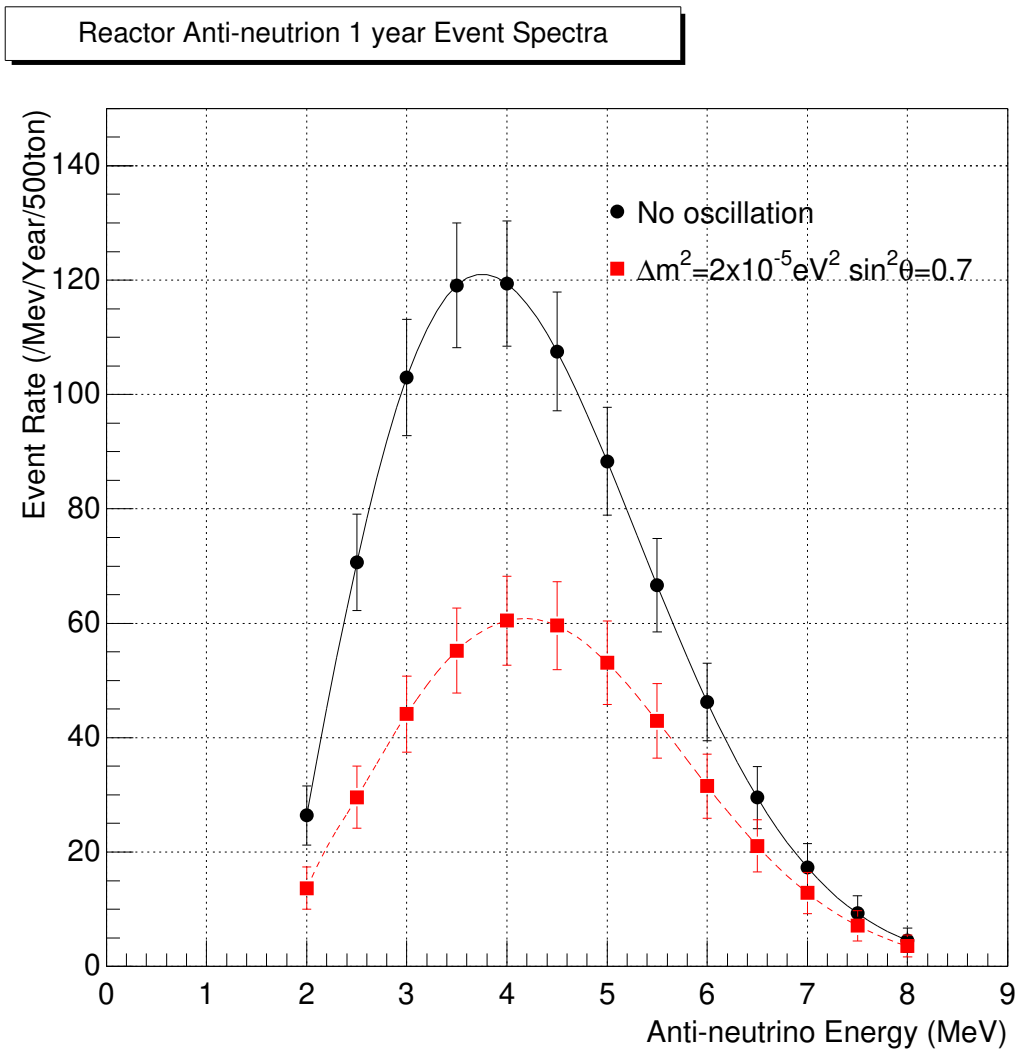

図 1.11: 原子炉反ニュートリノが KamLAND 検出器内で起こす 1 年間の事象のエネルギー分布。実線は振動がない場合、破線は太陽ニュートリノ物質振動解の 1 つである大混合角解 $\sin^2 2\theta = 0.7$、$\Delta m^2 = 2 \times 10^{-5}$ の場合に起こるスペクトルである。

1.3.5 バックグラウンド

低エネルギーニュートリノ反応を検出するために最も重要なことは、いかにバックグラウンドを減少させるかということである。主なバックグラウンド源としては、検出器内に混入している放射性同位体によるもの、宇宙線 μ 粒子によるものなどが挙げられる。

検出器内の放射性同位体

検出器の構成物質である液体シンチレーターや光電子増倍管などほとんどの物質には U、Th とその崩壊系列、^{40}K や、希ガスである Rn などが不純物として含まれている。これらの同位体は α 崩壊や β 崩壊を起こして安定な物質になる過程で、多数の α 線、β 線、γ 線、中性子を単発的に、もしくは連続して放出する。

第 1.3.3 節で述べた様に、ニュートリノ反応は prompt signal と delayed signal の遅延同時信号によって検出する。バックグラウンドとしては、開かれた $500[\mu\mathrm{s}]$ のゲート中に生じる偶発的なバックグラウンド (accidental background) と、U、Th の自発核分裂のように prompt、delayed singnal を連続して生成することによるバックグラウンド (correlated background) が考えられる。

偶発的なバックグラウンドのイベント数 $\mathrm{n_{acci}}$ $[\mathrm{s^{-1}}]$ は、検出器全体 $(1200\mathrm{m^3})$ における prompt signal の single rate を $\mathrm{n_p}$ $[\mathrm{s^{-1}}]$、delayed singnal のそれを $\mathrm{n_d}$ $[\mathrm{s^{-1}}]$ とし、2 つの信号の検出体積を $4\mathrm{m^3}$ とすると次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathrm{n_{acci}} &= \mathrm{n_p}/(1200/4) \times \mathrm{n_d}/(1200/4) \times 500 \times 10^{-6} \times 1200/4 && (1.26)\\ &= \mathrm{n_p} \times \mathrm{n_d} \times 1.7 \times 10^{-6}\ [\mathrm{s^{-1}}] && (1.27)\\ &= \mathrm{n_p} \times \mathrm{n_d} \times 0.14\ [/\mathrm{day}] && (1.28) \end{aligned}$$

例えば、^{238}U で計算してみる。^{238}U 崩壊系列の中には prompt signal の条件を満たす可能性があるものは、α 崩壊が 4 つ、β 崩壊が 4 つある。α 粒子の粒子識別能は 90%以上の確率であるはずなので、重みを 0.1、β 崩壊は連続スペクトルなので、2MeV 以上の 2 つの β 崩壊に対しては重みを 1、1MeV 程度の 2 つに対しては重みを 0.5 とする。すると、^{238}U が 1 つ崩壊すると prompt signal は 3.4 個生じる。delayed signal の条件を満たすものは 2 つの β 崩壊があるので、delayed signal は 1 個生じる。液体シンチレーター (1000t) 中の ^{238}U の混入量を $10^{-14}\mathrm{g/g}$ とすると、検出器全体では $10^{-5}\mathrm{g}$ になる。^{238}U 1g で 1.2×10^4 [Bq] あるので、prompt、delayed signal の single rate はそれぞれ、

$$\begin{aligned} \mathrm{n_p} &= 1.2 \times 10^{-5} \times 3.4 = 0.41 && (1.29)\\ \mathrm{n_d} &= 1.2 \times 10^{-5} \times 1.0 = 0.12 && (1.30) \end{aligned}$$

となる。したがって、式 (1.28) より全体でのイベント数は $0.007[/\mathrm{day}]$ になる。

correlated background の例として、^{238}U の自発核分裂を考える。この核分裂の確率は、5.45×10^{-7} であるから、^{238}U 1g では $6.5\ \times10^{-3}$ [Bq] である。すると、全体でのイベント数は、

$$10^{-14} \times 10^9 \times 6.5 \times 10^{-3} \times 86400 = 0.0056\ [/\mathrm{day}] \quad (1.31)$$

である。

Th、^{40}K、についてもその混入量を Th が $10^{-14}\mathrm{g/g}$、^{40}K が $10^{12}\mathrm{g/g}$ として計算すると、これら検出器内に混入している放射性同位体によるバックグラウンドは一日約 0.1 イベント程度になる。

宇宙線 μ 粒子

KamLAND 検出器は地下約 1000m に設置されるため、宇宙線 μ 粒子の強度は地表の約 10^{-5} 倍で液体シンチレーターやバッファオイル槽を通過する μ 粒子は、約 4.7Hz である。この μ 粒子は原子核粉砕反応や μ 粒子捕獲反応により検出器中の原子核と反応し、新しい原子核を生成する。こうして生成された核種の中には β 崩壊とともに中性子や β 線、γ 線を放出するものがある。その他、岩盤と反応した際に生成される中性子も検出器内に侵入してくる可能性もある。このようにして生成された中性子は検出器内で弾性散乱を繰り返し、熱中性子化して捕獲され、γ 線を放出する。これらは、ニュートリノ信号と区別できないため大きなバックグラウンドになる。

KamLAND 実験では、最外槽の水チェレンコフ・アンタイ・カウンターを用いて、検出器を通過する宇宙線 μ 粒子を計測し同定する。そして、μ 粒子の飛跡に沿って、半径 1m の以内の空間で 3 秒間の dead time を設けることによってこれらのバックグラウンドを取り除く。

第2章　17インチ光電子増倍管

KamLAND 検出器内では、液体シンチレーター中のニュートリノ反応などの素粒子反応によってシンチレーション光が生じる。この信号の計測には大口径の光電子増倍管を用いている。検出器の眼となる 1885 本の光電子増倍管は、液体シンチレーターとバッファオイルが収められているステンレス球形タンクの内壁に取り付けられる。検出器の中心部において 1MeV のニュートリノ反応が起こった場合に約 190 個の光電子信号が期待されるが、シンチレーション光は等方的に発生するため各光電子増倍管の受ける光量は 1 光電子相当光になる。したがって、光電子増倍管には、1 光電子相当光に対してその識別が可能であり、また、反応の正確な位置情報を得るために時間分解能の良いものでなければならない。ここでは、17 インチ光電子増倍管について、光の検出原理や、構造、光電子増倍管の性能を表す種々の特性など総合的なことについて述べる [17][18]。

2.1　検出原理

光電子増倍管 (Photomultiplier Tube : PMT) は、光センサの中でも特に高感度、高速応答な検出器で、大口径の光電子増倍管は 1 光電子相当光の微弱な光を検出できる。図 2.1 に光の検出過程を簡単に示す。光電面に入射した光はそこで光電効果を起こして真空中に光電子を放出する。放出された

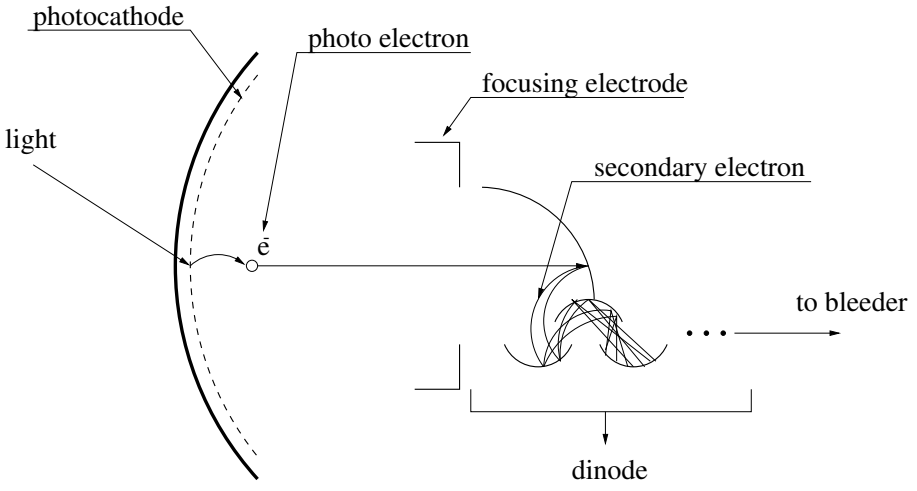

図 2.1: 光電子増倍管の光の検出原理 (17 インチ光電子増倍管)

光電子は収束電極によって電子増倍部 (ダイノード) に導かれ、二次電子の放出を繰り返すことによって増倍されていく。増倍された電子は、陽極に集められ電流分割回路 (ブリーダー) により出力信号として取り出される。光電面から放出された 1 個の光電子は最終ダイノードでは 10^7 個にまで増倍され信号として取り出される。この増幅率は印加電圧を変えることにより調節することができる。二次

電子放出効果による増倍であるため、高い感度を持ち、低ノイズであることが特徴的である。

2.2 構造

下図に KamLAND 実験で用いる光電子増倍管を示す。図 2.2 が新型の 17 インチ光電子増倍管であり、バッファオイル槽に 1295 本取りつけられるシンチレーション光用の光電子増倍管である。図 2.3 は主に純水槽に取り付けられるアンタイ・カウンター用の光電子増倍管であるが、シンチレーション光用としても 590 本用いる予定である。表 2.1 には 17 インチ光電子増倍管の仕様規格を表 2.2 には電気的特性を示す。

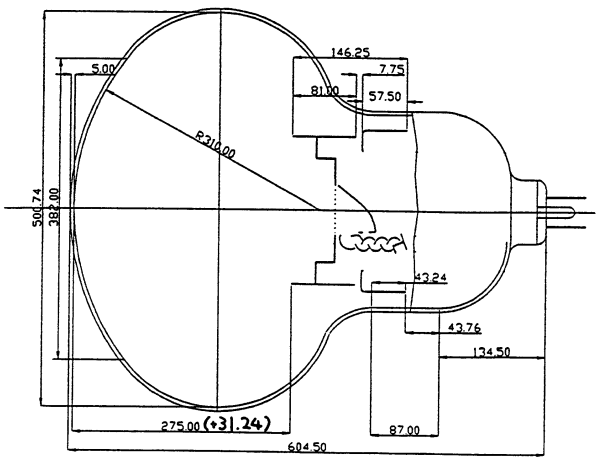

図 2.2: 17 インチ光電子増倍管 (R7250：シンチレーション光用)

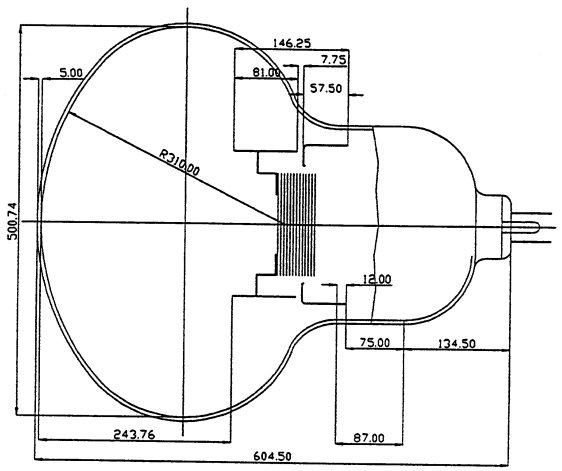

図 2.3: 20 インチ光電子増倍管 (R3250：アンタイ・カウンター用)

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
入射窓の材質	□ 硅酸ガラス
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 2.1: 17 インチ光電子増倍管 (R7250) の仕様規格

項目	略号 · 他	Min.	Typ.	Max.	単位
光電面量子効率		20	22	—	%
光電面ルーメン感度	SK	35	—	—	μA/lm
光電面青感度 (コーニング No.5-58)	SKb	6.5	—	—	μA/Blm
動作電圧 (増倍率 1×10^7 時)	Ebb	1500	—	2500	V
暗電流 (増倍率 1×10^7 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	ns
パルス立上り時間 (増倍率 1×10^7 時)		—	7	9	ns
電子走行時間 (〃)	T·T	—	110	130	ns
エネルギー分解能 (ピーク / バレー比)	P/V	1.8	2.5	—	
カソード光感度一様性 (410nm,5mmΦ,±60 °)		—	—	±10	%
遅延疑似パルス (0.15-30μs)		—	—	7	%

表 2.2: 17 インチ光電子増倍管 (R7250) の電気的特性 (at 25°C)

17 インチ光電子増倍管は 20 インチ光電子増倍管をベースにして改良したものであり、ダイノード構造とブリーダー回路以外の構造はまったく同じである。光電子増倍管の構造は大きく分けて 3 つの部分から成る。すなわち光を光電子に変換する光電面、光電子を増幅するダイノード (電子増倍部)、信号を読み出すブリーダー (電流分割回路) である。以下でそれぞれの構成要素について述べる。

2.2.1 入射窓ガラス、光電面の材質

光電子増倍管は入射窓だけでなく全体が厚さ 5mm 程度の □ 硅酸ガラスでできている。これは近赤外から約 300nm までの波長の光を通し、硬度、耐水圧の面でも優れている。

光電面はガラスの内側に半径 20 インチの領域に塗られている。光電面は入射光と光電効果を起こし、光電子を放出するという働きがある。そのため材質としては仕事関数の低いアルカリ金属を主成分とする化合物半導体が使用されている。17 インチ光電子増倍管では、バイアルカリ (Sb-K-Cs) を使用している。これは約 300∼500nm の波長領域の光に対して感度があり、また低ノイズであるという利点がある。

2.2.2 ダイノード

電子増倍部は光電面から放出された光電子を受け、二次電子を次々に放出して電子を増幅する装置であり、ダイノードと呼ばれる電極で構成されている。一般的に光電子増倍管の電子増倍部は数段のダイノードで構成され、用途、性能に合せ様々な構造をもつ。代表的な構造としては、ベネチアン・ブラインド型、ボックス型、ライン・フォーカス型ダイノードなどが挙げられる。

ボックス型は光電子の収集効率が良いため検出効率が高く、ユニフォミティにも優れている。ベネチアン・ブラインド型は大口径の光電子増倍管によく用いられる。光電面が大口径になると、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集中することが難しくなる。そのため、ダイノードの面積を大きくとれるベネチアン・ブラインド型がよく用いられる。しかし、このダイノードは二次電子捕獲効率が良くないため、時間応答特性及びエネルギー分解能には優れていない。ライン・フォーカス型は時間応答特性が極めて速く、時間分解能やパルスリニアリティ特性が優れている。

17 インチ光電子増倍管はボックス型 1 段とライン・フォーカス型 9 段で構成され (図 2.4)、20 インチ光電子増倍管ではベネチアン・ブラインド型を使用している。このダイノードの違いが 20 インチ光電子増倍管からの大きな変更点である。KamLAND 実験では遅延同時計数法を用いてニュートリノ反応を検出するので、光電子増倍管の性能としては特に時間分解能が重要である。なぜなら時間分解能の向上は、ニュートリノ反応が起きた位置の決定精度である位置分解能、パルス波形による粒子識別能の向上につながるからである。これらの向上は遅延同時計数法だけでなくバックグラウンドの減少にも重要な役割を果たしている。したがって、時間分解能の向上のため 17 インチ光電子増倍管のダイノードには、第一ダイノードとして収集効率に優れているボックス型を、後続の 9 段には高速時間応答特性を持つライン・フォーカス型を採用した。しかし、このダイノードの変更により、光電面周辺部の光電子収集効率と時間特性が十分ではなくなったため有効光電面は 17 インチに制限されている。図 2.5 に二次電子を追跡するモンテカルロシミュレーションの結果を、図 2.6 に 1 電子相当光に対するシミュレーション結果を示す。図 2.6 の左図はユニフォミティについての結果で、17 インチの光電面に対しては感度が一様であり、それより外側では感度がなくなっているのが分かる。実験では光電面の 17 インチより外側をマスキングして使用する予定である。中央の図は時間分解能の結果で、FWHM で 1.8ns と非常に良い結果が得られた。実際には、この値より大きくなる (経験的に約 $\sqrt{2}$ 倍) が、それでも 3∼4ns と非常に優れている。右図は波高分布の結果であるが、これも満足できる結果である。

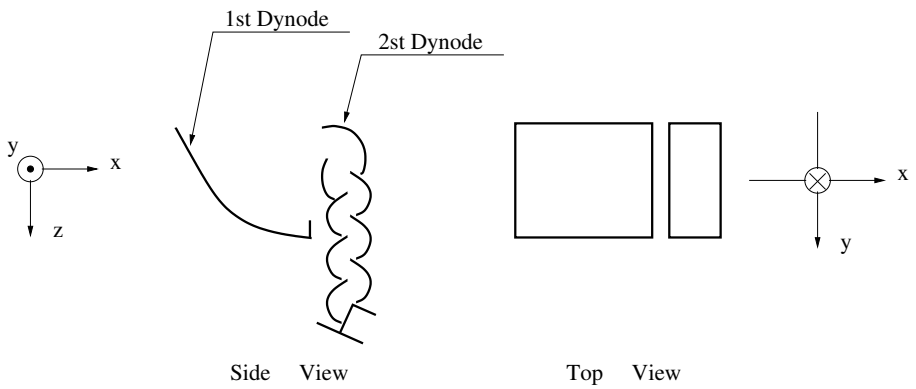

図 2.4: 17 インチ光電子増倍管のダイノード構造の模式図

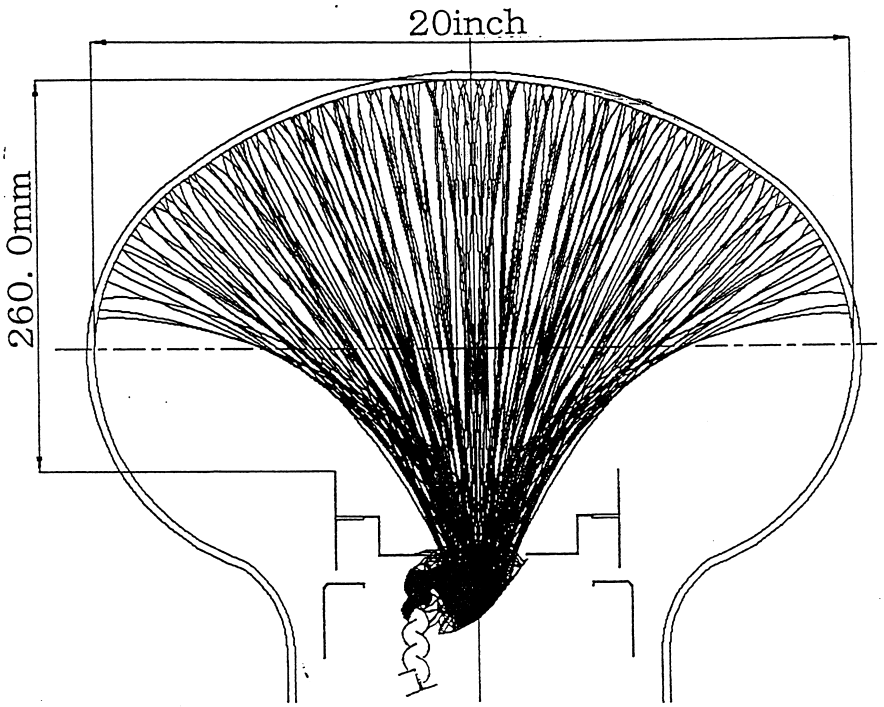

図 2.5: モンテカルロシミュレーションによる光電子の飛跡

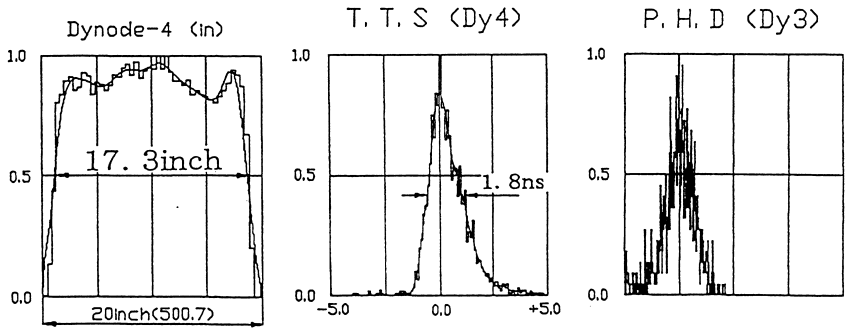

図 2.6: 1 光電子相当光に対するシミュレーション結果

2.2.3 ブリーダー回路

検出器を通過する宇宙線 μ 粒子やシャワー事象、核子崩壊事象などでは、光電子増倍管あたり数十から数百 p.e. 相当光の光量が期待される。このような大光量事象に対応するため、パルスリニアリティを向上させ、ダイナミックレンジを大きくすることが必要である。そこで、20 インチ光電子増倍管からのもう 1 つの変更点としてブリーダー回路の変更を行なった。

20 インチ光電子増倍管のブリーダー回路が、電圧配分が一定の等分割ブリーダー回路であるのに対し、17 インチ光電子増倍管のそれは、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ーブリーダー回路を使用している。段間電圧を固定したまま入射光量を大きくしていくとある所で出力の飽和が生じる。これは、電極間の電子密度が増大し、空間電荷の影響があらわれ電子流が妨げられるからである。しかし、電子密度が高くなる最終段付近の段間電圧を高く設定し、空間電荷の影響を受けにくくすることで出力の飽和を防ぎ、ダイナミックレンジを大きくすることができる。

図 2.7 に 17 インチ光電子増倍管で使用するブリーダー回路図を、表 2.3 にはそれぞれの抵抗値とコンデンサーの容量を示す。テーパーブリーダー回路の電圧分割比は 18.5 : 0.6 : 3.4 : 5 : 3.3 : 1.7 : 1 : 1 : 1: 2 : 3 : 4 であり、全体の抵抗値は 5..32 MΩ である。

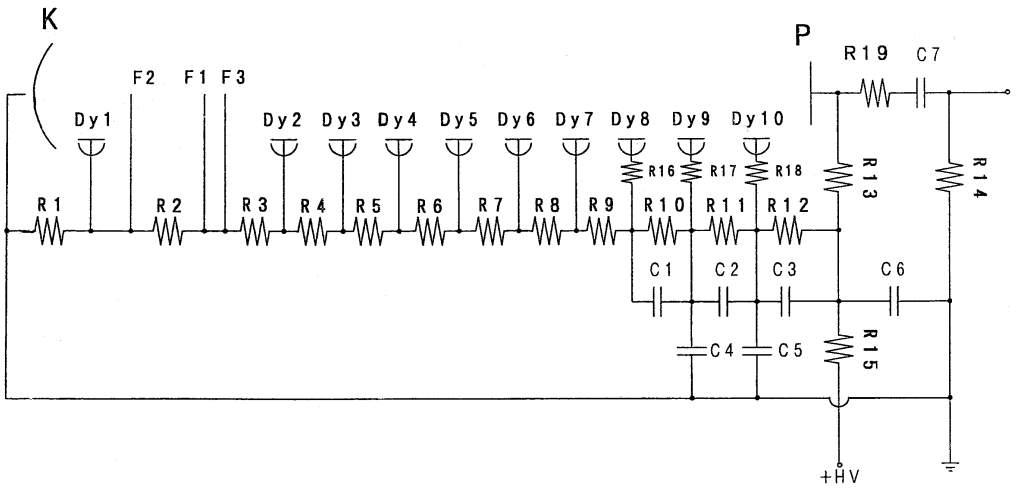

図 2.7: 17 インチ光電子増倍管で使用するテーパーブリーダー回路

PRT No.	REQ'D	Description	PRT No.	REQ'D	Description
R1	1	2.22 MΩ	R12	1	480 kΩ
R2	1	72 kΩ	R13	1	100 kΩ
R3	1	408 kΩ	R15	1	10 kΩ
R4	1	600 kΩ	R14, R16∼R18	4	50 Ω
R5	1	396 kΩ	R19	1	75 Ω
R6	1	204 kΩ	C1∼C3	3	10 nF
R7∼R9	3	120 kΩ	C4, C5	2	1000 pF
R10	1	240 kΩ	C6, C7	2	4700 pF
R11	1	360 kΩ			

表 2.3: ブリーダー回路中の抵抗値とコンデンサーの容量

2.2.4　耐油構造

17 インチ光電子増倍管はパラフィンオイル中に置かれるため、パラフィンオイルの品質を劣化させることなく、且つ放射性物質の含有量が基準を満たす材料を使用せねばならない。ブリーダー回路は塩化ビニール製の基盤の上に組まれており基盤全体を耐油性のエポキシ系の樹脂でかためてある。そしてそれをエポキシ系の接着剤とテフロンの O-リング、テフロンテープを用いてアクリルの容器で密閉してある。図 2.8 に 17 インチ光電子増倍管のブリーダー部の耐油構造を示す。

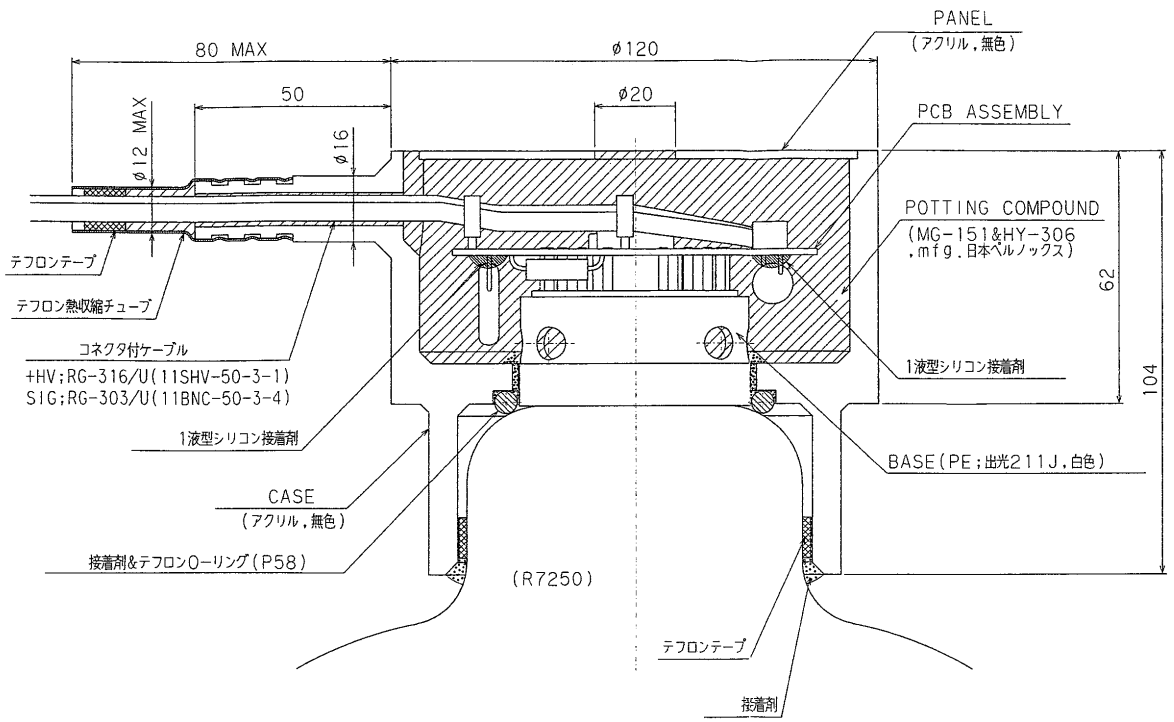

図 2.8: 17 インチ光電子増倍管のブリーダー部の耐油構造

2.3 光電子増倍管の諸特性

ここでは、光電子増倍管の性能を表す様々な特性について説明する。

2.3.1 量子効率

光電面に入射した光すなわちフォトンは光電面で光電効果を起こして光電子に変換されるが、その変換効率を表したものが量子効率である。量子効率 (QE) は光電面から出る光電子数を入射光子数で割った値で定義され通常パーセント $(\%)$ で表される。一般に量子効率は光電面の蒸着具合に大きく影響を受けるので個々の光電子増倍管によって異なる値をとる。図 2.9 に 17 インチ光電子増倍管の量子効率を示す。これは、1300 本の 17 インチ光電子増倍管のうち 65 本の抜取検査データをまとめたものである。実線は 65 本の平均値を表し、点線はそれぞれ最大値、最小値を表す。また、平均値から 1σ 離れた位置を破線で示す。図のように、$350\mathrm{nm}$ から $400\mathrm{nm}$ の波長領域での量子効率は約 22%である。

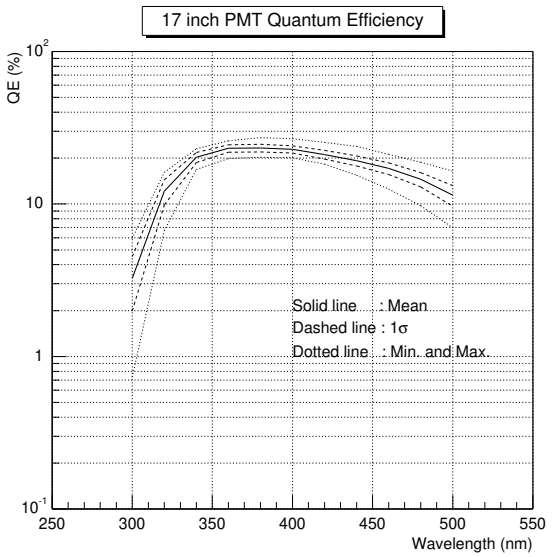

図 2.9: 17 インチ光電子増倍管の量子効率。実線は平均値を表し、点線は最大値、最小値を表す。破線は平均値から 1σ 離れた位置を表す。

2.3.2 電流増幅率

電流増幅率はある入射光束に対するカソードからの光電子流 (カソード電流)、とアノードからの出力電流 (アノード電流) の比として定義される。通常、入射光の光源としては色温度 $2856\mathrm{K}$ のタングステンランプを用いる。したがって、電流増幅率 G は、

$$\mathrm{G} = \mathrm{S_p}/\mathrm{S_k} \tag{2.1}$$

と定義される。ここで、$\mathrm{S_k}$ はカソードルーメン感度、$\mathrm{S_p}$ はアノードルーメン感度と呼ばれる。$\mathrm{S_k}$ は色温度 $2856\mathrm{K}$ のタングステンランプからの入射光束 $(10^{-5} \sim 10^{-2}\mathrm{lm})$ に対するカソード電流の大きさ

であり、S_p は光電面上の入射光束 $(10^{-10} \sim 10^{-5}\mathrm{lm})$ に対するアノード電流の大きさである。これらは、光電子増倍管の感度を表すものとして使われており、他にも青感度と呼ばれるものもある。青感度 (S_{kb}) は色温度 2856K のタングステンランプからの光に青フィルターを通したときのカソードルーメン感度である。

光電子増倍管に与える印加電圧 V と電流増幅率 G の関係は次のように導かれる。

各ダイノードの平均二次電子放出率を δ、段間電圧 E をとしたとき、

$$\delta = A \cdot E^{\alpha} \tag{2.2}$$

である。ここで、A は定数、α はダイノードの形、材質によって決まる値であり、ふつう 0.7∼0.8 の値をとる。したがって、N 段のダイノードを持つ光電子増倍管の電流増幅率 G は、

$$G = \delta^N = (A \cdot E^{\alpha})^N \simeq \left\{ A \cdot \left(\frac{V}{N+1} \right)^{\alpha} \right\}^N = K \cdot V^b \tag{2.3}$$

という式で表せる。ただし、K、b は、光電子増倍管ごとに定まる定数であり、17 インチ光電子増倍管の場合、$b = \alpha \cdot N = 6 \sim 8$ である。

2.3.3　陽極暗電流、暗パルス率

光電子増倍管は完全な暗中にあるときでも微少な電流を出力しており、この電流を陽極暗電流 (Dark current) という。また、この暗電流のうち 1 個の光電子が増幅されたときの出力波高値の 4 分の 1 の以上の数を暗パルス率 (Dark pulse rate) と定義する。この陽極暗電流に起因するノイズは光電子増倍管の検出能力を決める重要な要因である。陽極暗電流の主な原因は、光電面から放出される熱電子のよるものである。光電面やダイノードに使用されている材料は非常に仕事関数が低いため、室温でも熱電子を放出する。この熱電子がダイノードで増幅されて暗電流として出力される。しかし、この熱電子が複数同時に増幅される確率はあまり高くないので、ダークパルスの波高は 1 光電子の波高程度のものがほとんどである。

暗パルス率は光電子増倍管を製造したときが最も大きく、それ以後しだいに減少していく。また、暗パルス率は当然温度にも依存しており、光電面を冷却し熱電子の放出をおさえることで減らすことができる。KamLAND 実験においては、光電子増倍管は約 10°C の環境に置かれるため暗パルス率は数 KHz 程度になる予定である。

2.3.4　ピーク/バレー比

17 インチ光電子増倍管では、1 光電子のピークを確認することができる。光電子増倍管に 1 光電子相当光の光を照射してその波高分布を測定すると図 2.10 のようになる。左側の立ち上がっている部分がノイズ部分であり、300 チャンネル付近に 1 光電子のピークがはっきりと見えているのが分かる。このピークの明瞭さ、すなわちエネルギー特性を見る指標としてピーク/バレー比を用いる。これは 1 電子相当光の光に対して光電子増倍管から出力されるパルスの波高分布において、ピークの波高値と谷の波高値の比である。1 以上なら 1 光電子ピークが見えていることになる。図 2.10 のピーク/バレー比は 3.98 である。

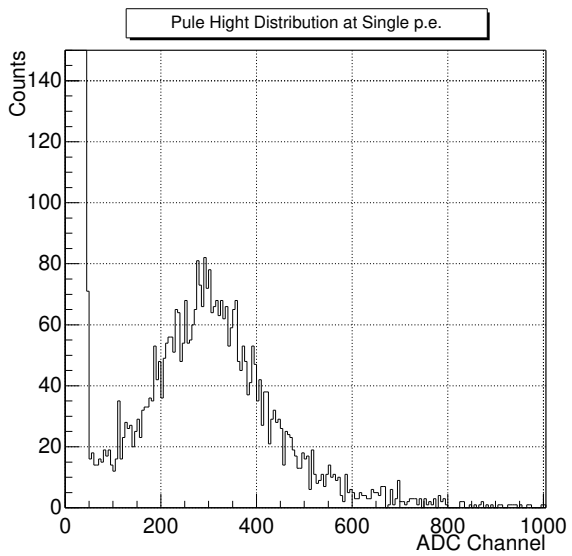

図 2.10: 1 光電子の波高分布

2.3.5 時間応答特性

パルス光を光電子増倍管に入射したときに、その出力波形がどれだけ忠実に入射光を再現しているかを示すものが時間応答特性であり、電子走行時間 (Transit Time : T.T)、電子走行時間拡がり (Transit Time Spread : T.T.S)、立ち上がり時間 (Rise Time)、立ち下がり時間 (Fall Time) などがある。図 2.11 にあるように電子走行時間とは、パルス光が光電面に入射してから、出力信号がピークに達するまでの時間のことであり、立ち上がり時間 (立ち下がり時間) とは、パルス光を入射したとき、出力信号がピーク値の 10%∼90% (90%∼10%) まで変化する時間のことである。また、電子走行時間は常に一定ではなく拡がりをもつ (図 2.12)。そのゆらぎを電子走行時間拡がりという。これは、1 つ 1 つの光電子の電子軌道の違いによるものであり、実験においてイベントの発生時間の決定精度を制限する重要な要因である。

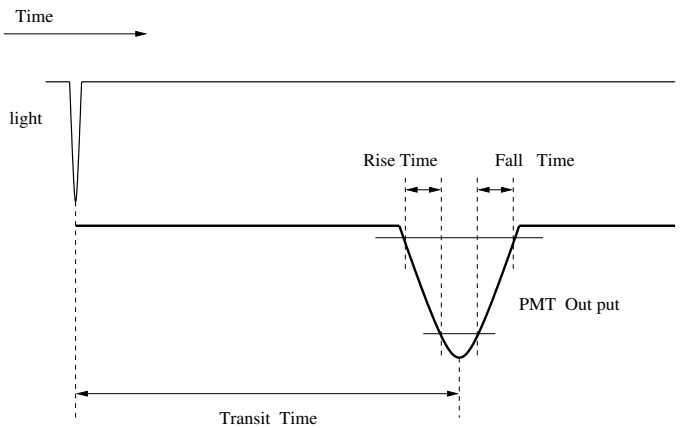

図 2.11: 時間応答特性の概念図

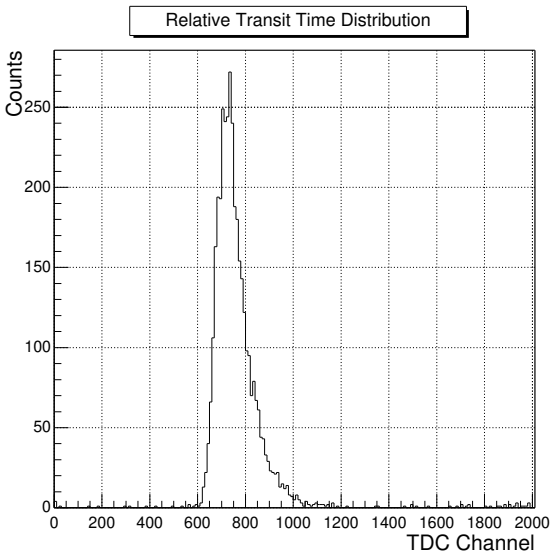

図 2.12: 相対的な電子走行時間拡分布

これらの値は、ダイノード構造や印加電圧により変化するものであるが、同じものでも個々の光電子増倍管に個性が表われる。17 インチ光電子増倍管の場合、立ち上がり時間は ∼6.5ns、立ち下がり時間は、∼15ns、電子走行時間は ∼110ns、電子走行時間拡がりは、∼3.5ns である。これらの値は 20 インチ光電子増倍管にくらべて非常に優れた値であるが、これはダイノード構造をボックス&ライン・フォーカス型に変更した結果であり、十分な時間分解能が得られている。図 2.13 に立ち上がり時間、立ち下がり時間、電子走行時間について、65 本の抜取検査データを示す。

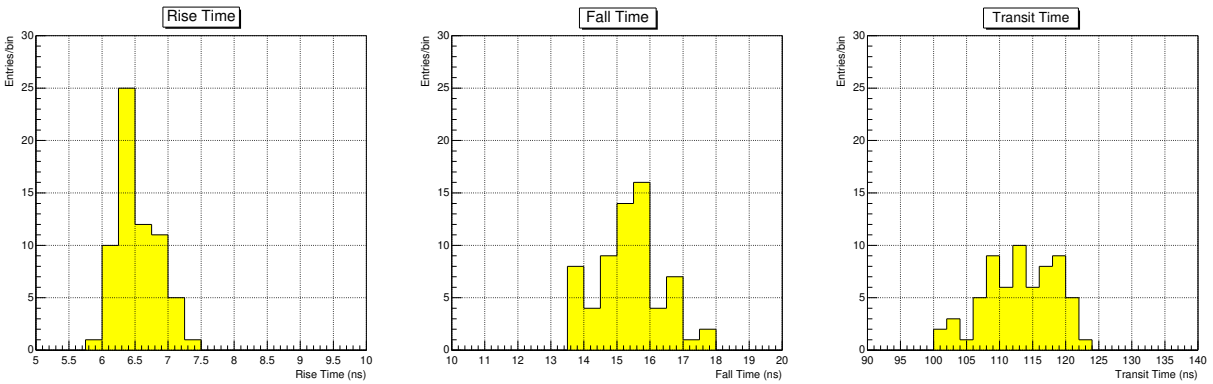

図 2.13: 17 インチ光電子増倍管の立ち上がり時間、立ち下がり時間、電子走行時間の分布。左図が立ち上 がり時間、中央図が立ち下がり時間、右図が電子走行時間の分布である。

2.3.6 カソードとアノード一様性

カソード一様性とは、光電面上の入射光の位置によるカソード電流の一様性のことであり、アノード一様性は、アノード出力の一様性である。これらは、光電面物質の蒸着均一性や、光電子の収束過程、二次電子の増幅過程での電子損失によるものであり、その結果として、入射光の位置による感度の不均一性が表われる。17 インチ光電子増倍管のカソード一様性を図 2.14 に、アノード一様性を図 2.15 に示す。これらは、点光源として P.L.P.(Pico sec Light Pulser : 410nm) を用いて x 軸、y 軸上からそれぞれ角度を変えて測定したものである。カソード電流は最大 20%、アノード出力は最大 10%程度の不均一性がある。

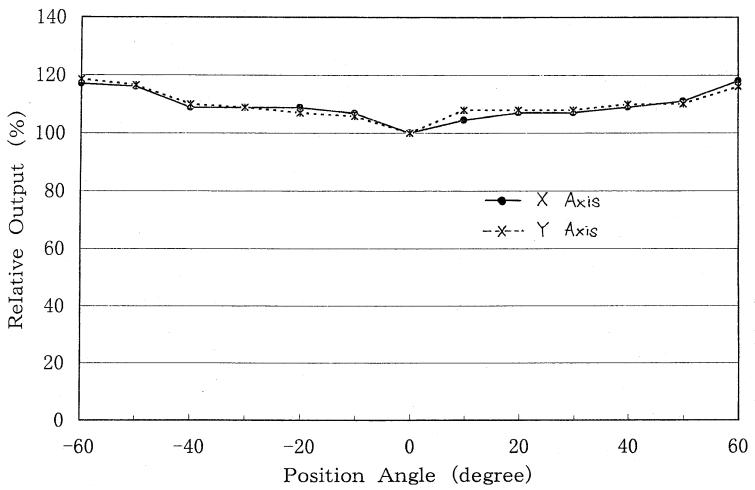

図 2.14: 17 インチ光電子増倍管のカソード一様性

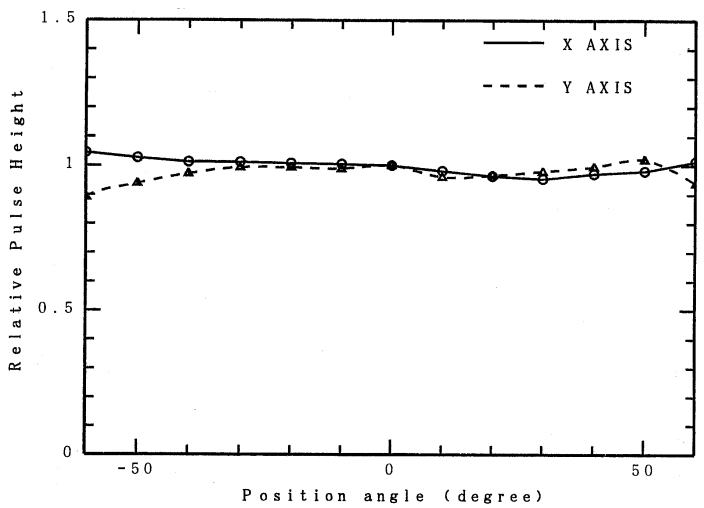

図 2.15: 17 インチ光電子増倍管のアノード一様性

2.3.7　プリパルス、レートパルス、アフターパルス

光電子増倍管の出力には正規の信号の他に次の 3 つの信号が観測される場合がある。図 2.16 にそれぞれの概念図を示す。

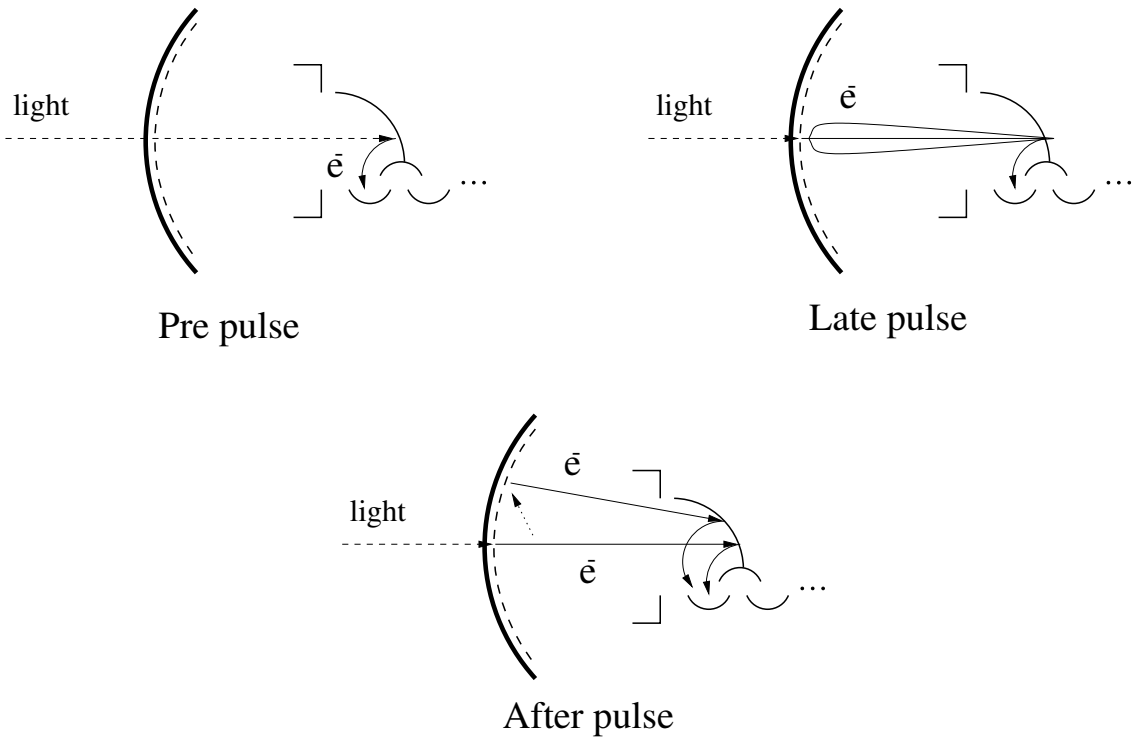

図 2.16: プリパルス、レートパルス、アフターパルスの概念図

プリパルス

まれに、光電子増倍管に入射した光は光電面と光電効果を起こさず、第一ダイノードで光電効果を起こして光電子を放出する。それが増幅されて出力される信号をプリパルスという。したがって、正規の信号より、光電子が光電面と第一ダイノードの間を走行する時間 ($\sim$55ns : 17 インチ光電子増倍管) だけ早く出力される。また、プレパルスの波高値は正規の信号の波高値の数分の一だと考えられる。なぜなら、例えば第一ダイノードで光電効果を起こした場合、正規の増幅過程より二次電子の増幅回数が 1 段減るからである。17 インチ光電子増倍管の場合、正規の信号に対してプレパルスの割合は約 1%である。

レートパルス

光電面で飛び出した光電子がはじめは第一ダイノードで二次電子を出さずに、弾性散乱を起こして光電面付近まで戻った後、再び集束電極により加速され第一ダイノードで二次電子を放出する。そ

れが増幅されて出力される信号をレートパルスという。したがって、正規の信号より、光電子が光電面と第一ダイノードの間を往復する時間 ($\sim$110ns) だけ遅く出力される。17 インチ光電子増倍管の場合、正規の信号に対してレートパルスの割合は約 4%である。

アフターパルス

光電子増倍管内部の残留ガスが光電子によりイオン化され、正イオンが光電面もしくは前段のダイノードと光電効果を起こして光電子を放出させることに起因するノイズをアフターパルスという。アフターパルスは比較的大きなノイズで、正規の信号より、数 μs 後に現われ、数十 μs の範囲に拡がっている。17 インチ光電子増倍管の場合、正規の信号に対してアフターパルスの割合は約 3%である。

図 2.17 にプリパルスとレートパルス、アフターパルスの実測図を示す。また、図 2.18 にプリパルス、レートパルス、アフターパルスについて、65 本の抜取検査データを示す。

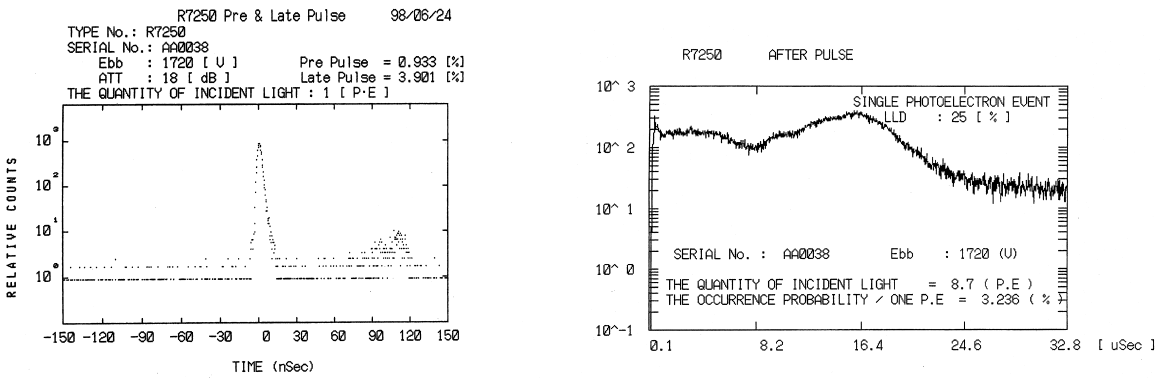

図 2.17: プリパルスとレートパルス、アフターパルスの実測図

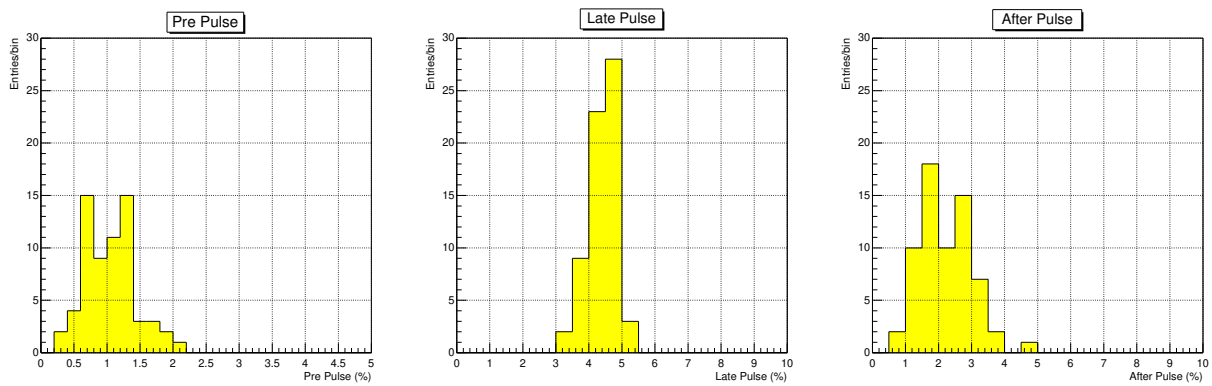

図 2.18: プリパルス、レートパルス、アフターパルスの分布。左図がプリパルス、中央図がレートパルス、右図がアフターパルスの分布である。

2.3.8　磁場特性

大口径の光電子増倍管では、光電面から第一ダイノードまでの距離が長いので、光電面から飛び出した光電子は外部磁場 (地磁気) の影響によりローレンツ力を受けその軌道が変化する。すなわち、光電子増倍管が強い磁場中にある場合、光電子が正常な軌道を取らず第一ダイノードを叩かないで素通りする場合があり、出力の低下を招くこと考えられる。

17 インチ光電子増倍管のダイノードは図 2.4 のように y 軸に対して非対称な構造であるため、光電子が x 軸方向に振られるような磁場すなわち y 軸方向の磁場に対して特に感度が低下すると思われる。

そこで、外部磁場を-150mG∼+150mG まで 20mG ごとに変化させ、L.E.D(波長 : 450nm) の光を光電面上に照射したときの出力変化を測定した。外部磁場の設定にはヘルムホルツコイルを用いた。L.E.D 光の照射位置と座標軸の定義は図 2.19 に、測定結果を図 2.20、図 2.21 に示す。図中のマークは表 2.4 に示すとおりである。また、全ての測定点は、磁場ゼロ、照射位置 M の点で規格化している。

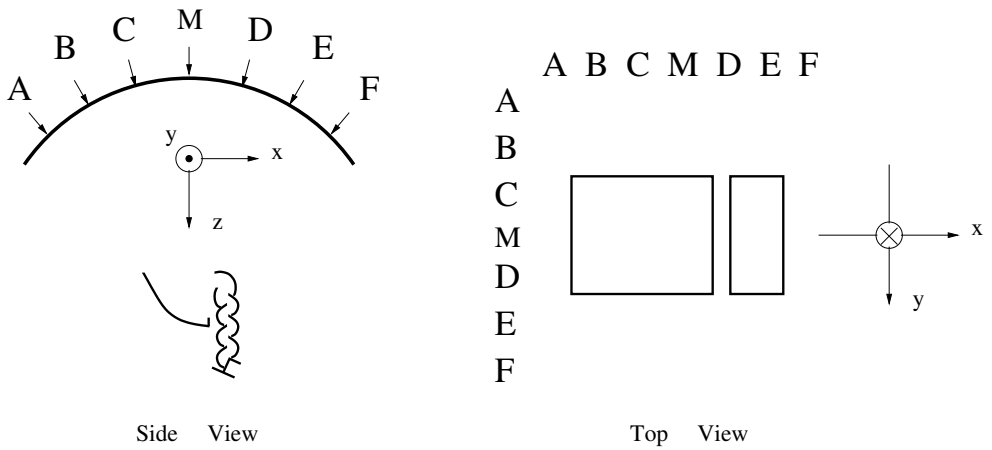

図 2.19: L.E.D 光のダイノードに対する照射位置

Mark	Point	Distance (inch)
○	Point A	-9.7
□	Point B	-6.7
△	Point C	-3.5
×	Point M	0
▲	Point D	+3.5
■	Point E	+6.7
●	Point F	+9.7

表 2.4: 図 2.20、図 2.21 中のマーク一覧

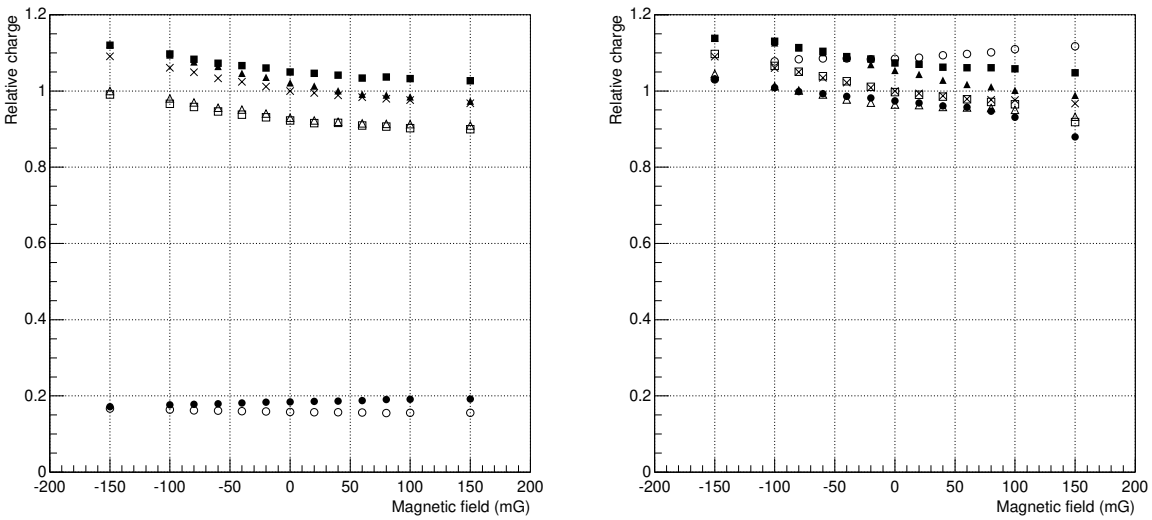

図 2.20: 17 インチ光電子増倍管の磁場特性。x 軸上に磁場をかけたもの。左図は照射位置を x 軸上で、右図は y 軸上で変化させた結果である。図中のマークは表 2.4 を参照。

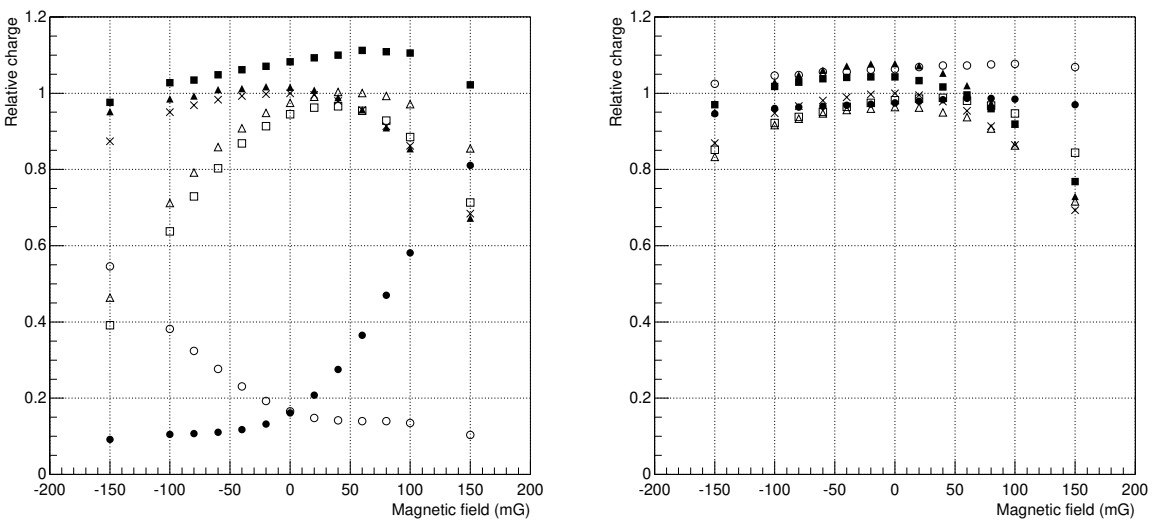

図 2.21: 17 インチ光電子増倍管の磁場特性。y 軸上に磁場をかけたもの。左図は照射位置を x 軸上で、右図は y 軸上で変化させた結果である。図中のマークは表 2.4 を参照。

測定の結果によると、y 軸方向 ±50mG の磁場中では、有効光電面内で最も感度の低下が大きいところで、約 8%の出力の低下が見られる。また、図 2.20、図 2.21 のそれぞれ右図の○、● の照射位置は有効光電面外なので影響はない。KamLAND 実験では検出器全体を磁気補償コイルで囲み、全ての光電子増倍管の位置での磁場を 50mG 以内におさえることができるので、磁場による影響は特にないと思われる。

2.3.9　入射光量に対する線型性

第 2.2.3 節でも述べたように、一般に光電子増倍管の出力は入射光量に対して線型であるが、ある値以上の光量をもつ光が入射した場合、出力の飽和が生じる。この線型性は、主としてブリーダー回路の電圧分割比により決まるものであるが、光電面での量子効率、二次電子の増幅過程にも依るため、その出力曲線は個々の光電子増倍管でばらつきがある。17 インチ光電子増倍管の出力に対する線型性は第 4 章で詳しく述べる。

2.4　20 インチ光電子増倍管からの改良点のまとめ

KamLAND 実験において、特に重要な光電子増倍管の時間分解能の向上のため、ダイノード構造を、初段にボックス型、後続の 9 段にライン・フォーカス型のダイノードを用いた。この最適化されたダイノード構造により、従来の 20 インチ光電子増倍管の優れた性能を失わずに 1 光電子信号の識別、時間分解能に優れた光電子増倍管が完成した。特に時間分解能を表す電子走行時間拡がりが、従来の $\sim$ 5ns から $\sim$3.5ns に大幅に向上した。しかし、この変更により、光電面周辺部の光電子収集効率と時間特性が十分でなくなったため、有効光電面を 17 インチに制限して使用する。

ブリーダー部分は、ダイナックレンジを拡げるため、テーパーブリーダー回路を使用する。また、抵抗値とコンデンサーの容量を適切に選ぶことにより、出力波形のリンギングや、大光量が入射したあとのオーバーシュートを防いでいる。

図 2.22 に製造された 1309 本の 17 インチ光電子増倍管の特性値分布と 635 本の SK20 インチ光電子増倍管の特性分布との比較を示す。20 インチ光電子増倍管のデータは 1309 本分に規格化してある。これらのデータは浜松ホトニクスにより製造時に測定されたものである。

図 2.22 によると、10^7 ゲインを与える印加電圧は少々高めになっているものの、T.T.S. では、5.4ns から 3.1ns、 P/V Ratio では、1.7 から 3.4 と従来の 20 インチ光電子増倍管と比較して性能が格段に向上しているのが分かる。また図の 10^7 ゲインを与える印加電圧は、第 2.3.2 節で述べたようにタングステンランプからの光を用いて測定されているが、一般に、連続光での測定とパルス光での測定では同じゲインを与える印加電圧が異なる値をとる可能性がある。KamLAND 検出器内でのシンチレーション光はパルス光であるため、光電子増倍管の印加電圧はパルス光で測定されたものを使うべきである。

本研究では、パルス光を用いた 1 光電子相当光による 10^7 ゲインを与える印加電圧測定と入射光量に対する線型性の測定を行なった。以下の章ではその測定方法、結果を述べる。

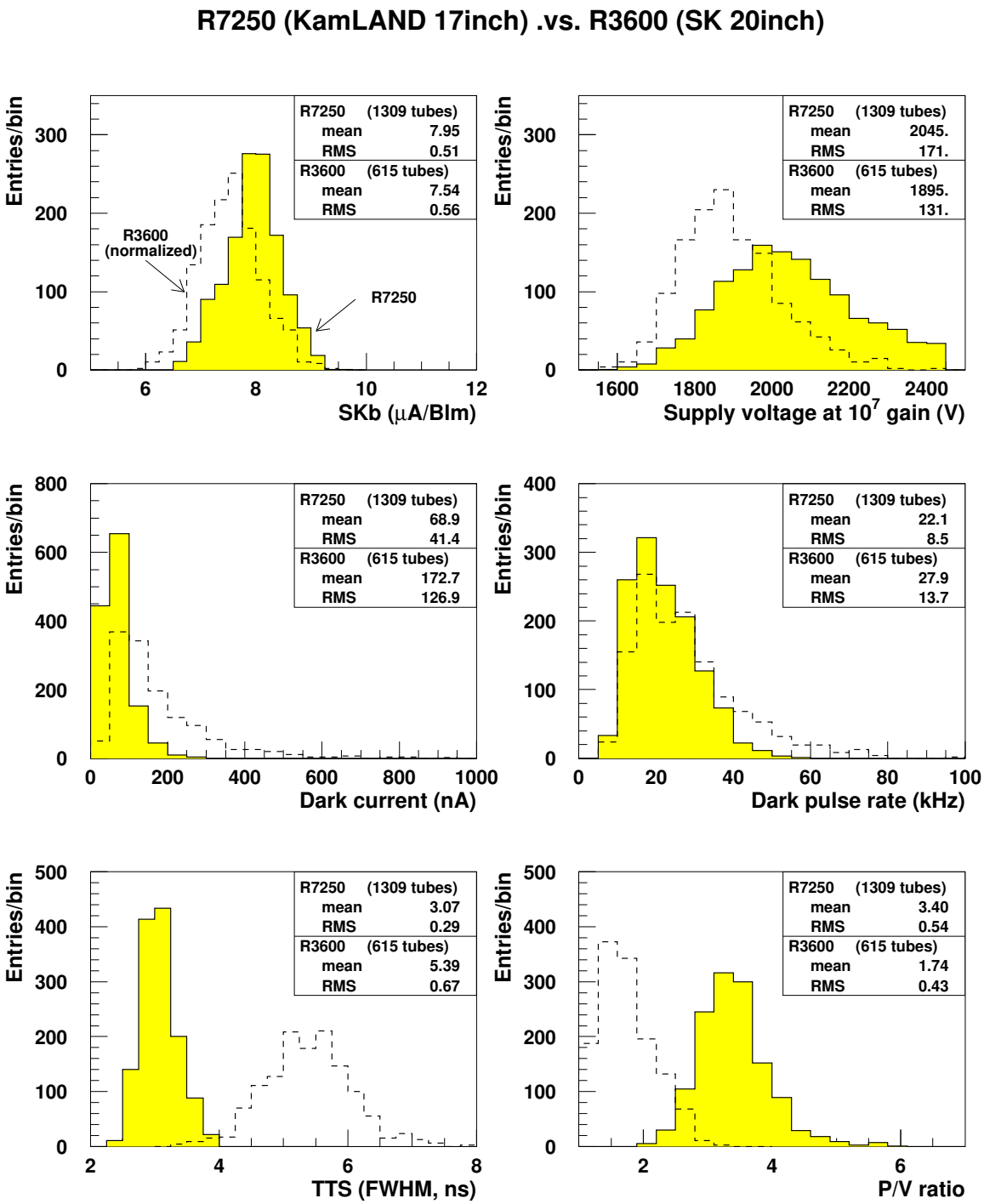

図 2.22: 1300 本の 17 インチ光電子増倍管の特性値分布。浜松ホトニクスが製造時に測定したものである。

第3章　1光電子相当光による10^7ゲインを与える印加電圧の測定

3.1　概要

KamLAND 実験の主な目的は低エネルギーニュートリノ反応を検出することである。我々の使用する液体シンチレーターでは、1MeV のエネルギー損失があった場合約 190 光電子相当光のシンチレーション光が発生するが、1 つの光電子増倍管に入射する光は高々1 光電子相当光である。イベントのトリガーはヒットした光電子増倍管の数によってかけるため、イベントの取りこぼしやノイズの混入を防ぐためには全ての光電子増倍管の電流増幅率 (ゲイン) がそろっていることが必要である。KamLAND 実験での実際の物理現象の検出はパルス光であるため、今回の測定では、パルス光源を用いて 1 光電子相当光に対する光電子増倍管の特性を調べた。そしてパルス光源により測定された 10^7 ゲインを与える印加電圧を決定する。

本研究では、測定する光電子増倍管が 1300 本と数が多いため、同時に 6 つの光電子増倍管について 1 光電子相当光の測定と入射光量に対する線型性 (リニアリティ) の測定を行なえる装置を製作した。これにより、1 電子相当光の微弱な光から数万光電子相当光の光までの測定を行なうことができる。測定は 8 月 28 日から 12 月 6 日まで 1 日に 4 セット計 24 本の測定を行なった。この章では、実験装置、1 光電子相当光と 10^7 ゲインを与える印加電圧の測定結果について述べる。

3.2　測定方法

暗パルス率が落ちつくのと高電圧の安定性のため、光電子増倍管を暗箱中に 1 時間放置したのち、測定を開始した。暗パルス率が約 20kHz 程度になるのを目安とした。入射光量を 1 光電子相当光としてその時の出力パルスについて ADC と TDC を用いて波高分布と時間分布を測定する。この分布から P/V 比と T.T.S を求めることができる。このときの光電子増倍管の印加電圧は浜松ホトニクスにより製造時に連続光を用いて測定された 10^7 ゲインを与える電圧値を初期値として使用する。入射光は光源として窒素レーザーを使用し、光ファイバーにより 17 インチの光電面に全面照射する。

10^7 ゲインを与える電圧値の測定は次のように行う。1 光電子相当光の測定後、入射光量を 100 光電子相当光程度に設定し同様に波高分布と時間分布を測定する。次に電圧値を 100V ずつ下げながら同様の測定を 5 回行なうことで印加電圧に対する波高分布の変化を測定する。

1 光電子相当光の測定から、この印加電圧での電流増幅率 G_0 は電圧値を V_0、波高分布のピーク値を Q、測定系の増幅率を A とすると、

$$G_0 = Q/Ae = K \cdot V_0^b \tag{3.1}$$

となる (式 (2.3) 参照)。ただし、e は素電荷 (1.6×10^{-19}[c]) である。

また、10^7 ゲインを与える電圧値 V は、

$$10^7 = \mathrm{K} \cdot \mathrm{V}^{\mathrm{b}} \tag{3.2}$$

と表されるので、両式の比をとると、

$$\mathrm{V} = \mathrm{V}_0 \left(\frac{\mathrm{G}_0}{10^7} \right)^{\frac{1}{\mathrm{b}}} = \mathrm{V}_0 \left(\frac{\mathrm{Q}}{\mathrm{Ae}10^7} \right)^{\frac{1}{\mathrm{b}}} \tag{3.3}$$

である。b の値は印加電圧に対する波高分布のカーブをフィットすることにより求まるので、式 (3.3) から 10^7 ゲインを与える印加電圧を求めることができる。

3.3 測定装置

3.3.1 暗箱

図 3.1 に光電子増倍管を入れる暗箱を示す。暗箱は、1 度に数多くの光電子増倍管を測定するために 6 個の暗箱で構成されている。また、光電子増倍管を設置する向きは入れ換えやすさを考えて縦向きにしてある。光ファイバーからの入射光は暗箱背面の下段から入射させたあと鏡で上方に反射させている。鏡の位置、傾きは、反射光が直径 17 インチの光電面に全面照射するように設定した。

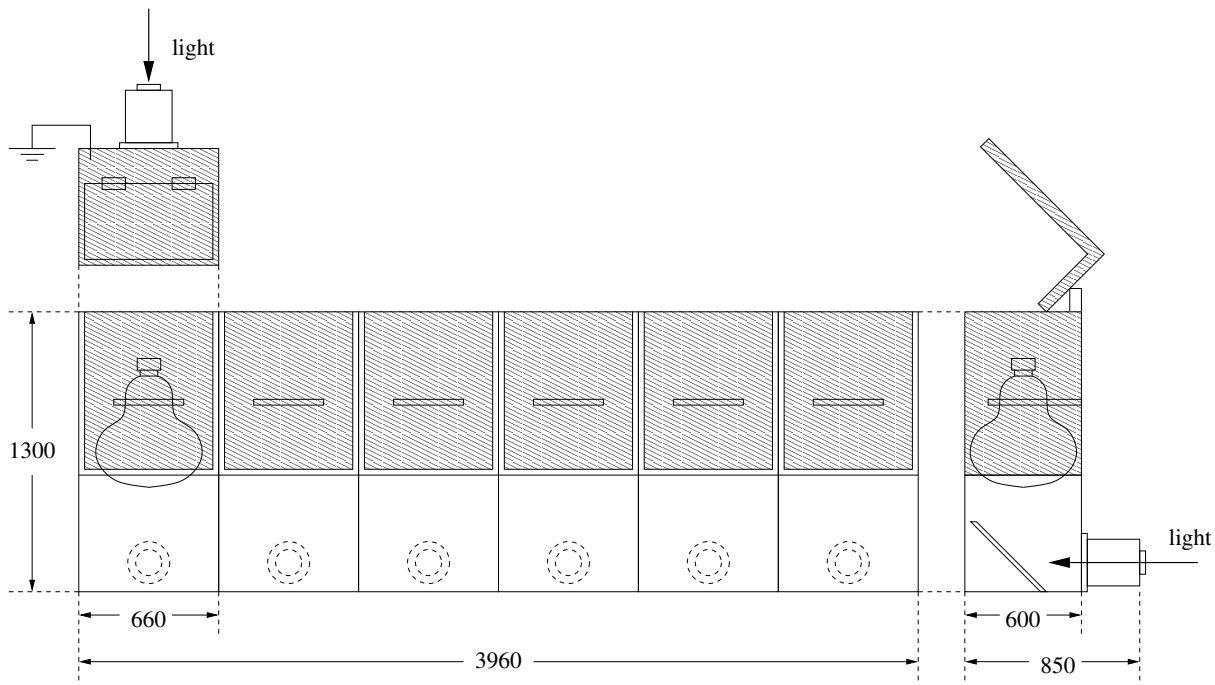

図 3.1: 暗箱の形状とサイズ。単位は (mm)。斜線部分がパーマロイを張ってある部分である。

前章の第 2.3.8 節でも述べたように地磁気や周囲の金属の残留磁場等、外部磁場を影響を考慮する必要がある。そこで、この外部磁場を取り除くため、暗箱全体を透磁率の低いパーマロイという金属で覆った。ガウスメーターを用いて暗箱内の水平面上の各点で磁場を測定したところ表 3.1 のように

なった。座標軸の定義と各点の位置は図 3.2 に示すとおりである。各点で磁場の大きさはほぼ 50mG 以内におさえられているので問題ないと考えられる。

暗箱を完全に閉じて光もれがあるかどうかチェックしたところ蓋の 間などから若干のもれがあったので測定中は暗箱全体を暗幕で覆うことにした。また、光電子増倍管の出力パルスにノイズがのることがしばしば見られた。これは、暗箱表面のパーマロイと光電子増倍管の電圧ケーブル、シグナルケーブルの接続部分が接触していたためであった。そこで、ケーブルと暗箱の接続部分を絶縁し、暗箱全体を接地することでノイズを落とした。

No.	Axis	A	B	C	D	E	F
1	x	-1	-62	-2	-17	-5	-2
	y	26	35	-35	22	42	56
2	x	-18	-57	-9	14	-14	-19
	y	36	40	-33	35	20	61
3	x	-12	-34	-3	-15	-11	-22
	y	40	34	14	43	3	63
4	x	-17	-47	-6	-27	16	-30
	y	36	36	-5	41	11	60
5	x	-9	56	1	17	8	-20
	y	34	28	-10	38	28	53
6	x	-5	1	20	17	-12	-8
	y	30	7	29	26	-5	35

表 3.1: 暗箱内の磁場の測定結果。単位は (mG)。座標軸、測定点 A∼F の位置は図 3.2 参照。

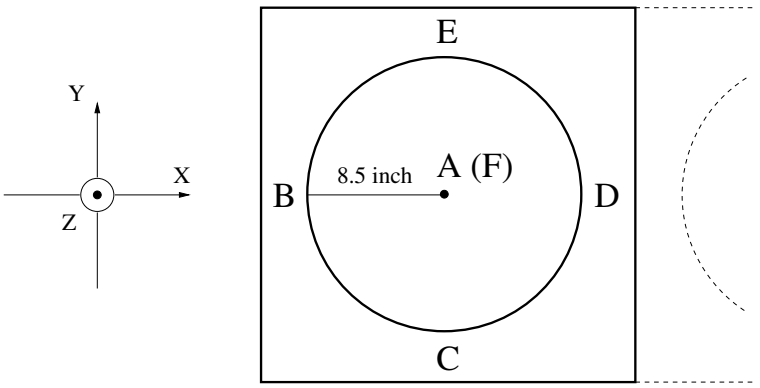

図 3.2: 暗箱内で磁場を測定した位置と座標軸の定義。点 F は Z 軸上の高さ 12.5cm の点であり、ちょうど第一ダイノード付近である。

3.3.2 光学系

パルス光を光源としたいため、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こと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。また繰り返し回数が大きいためデータ収集にかかる時間も短くできる。今回行なった測定は全て、発振波長 420nm、繰り返し回数は 40Hz で使用した。波長 420nm を選んだのは、この波長がシンチレーション光の波長に近く、このときのレーザー光のピークエネルギーが大きいためである。表 3.2 にレーザーの規格を示す。

Name	LN203C	LD2S
Spectral Output (nm)	337.1	357 - 710
Pulse width (FWHM, ps)	600	300 - 500
Energy/Pulse (μJ)	100	Dye Dependent
Repetition Rate (Max., Hz)	50	50

表 3.2: 窒素色素レーザー LN203C の規格

レーザーや積分球、ND フィルターなど入射光の光量調節のを行なうための装置を入れる暗箱を製作した。このシステムによって入射光量を調節し暗箱内の光電子増倍管にパルス光を送る。光学系の模式図を図 3.3 示す。

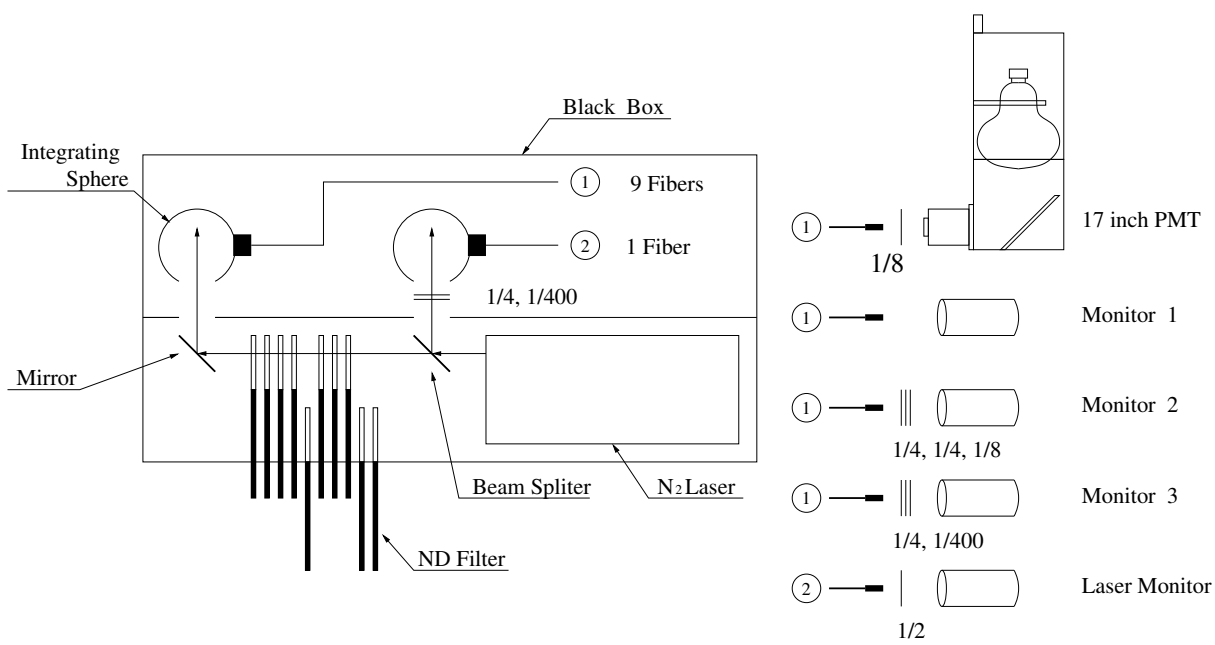

図 3.3: 光学系の模式図。

発振したレーザー光は、まずビームスプリッターで 2 つに分けられる。一方はそのまま積分球に入り、光ファイバーを通って 2 インチ光電子増倍管でモニターされる。この時の光量は積分球で百万分

の一程度に減光されている。そして、積分球直前と光電子増倍管の前の ND フィルターによって 100 光電子相当光に調節されている。この程度の光量付近では 2 インチ光電子増倍管の出力は線型であるのでレーザーの発光量のモニターとして使用できる。以下この 2 インチ光電子増倍管をレーザーモニターと呼ぶことにする。レーザーモニターはレーザー光の振らつきをモニターするのと同時にデーター収集のトリガーの役目を果たす。

分けられたもう一方の光は ND フィルターで減光された後、積分球に入り、6 本の 17 インチ光電子増倍管と 3 つの 2 インチ光電子増倍管に入射する。以下この 3 つの 2 インチ光電子増倍管を光量モニター 1∼3 と呼ぶことにする。光量モニター 1∼3 には 1 から 3 の順に大きな光量をモニターできるように直前の ND フィルターで調節している。これは暗箱内の ND フィルターによって 17 インチ光電子増倍管に入射する光量 (これは ND フィルターの減衰率から求めている) を変化させたとき、求めた入射光量の変化量と光量モニターの出力の変化量が一致しているかどうかを調べるためにある。これはリニアリティの測定時に必要であるので詳細は第 4 章で述べる。

また、ここで用いている光ファイバーは全て 100m である。これはレーザーが発振したときのノイズを防ぐためである。光ファイバーを長くすることで、ノイズよりも遅れて光が光電子増倍管に入射するため光電子増倍管の出力とノイズを分離することができる。

3.3.3　エレクトロニクス

データ収集のブロックダイアグラムを図 3.4 に示す。17 インチ光電子増倍管からの信号は 2 つに分けられ、一方は ADC に、他方は TDC のストップに送られる。TDC のストップ信号を作るディスクリミネイターのしきい値は、全ての光電子増倍管で波高値に対し同じレベルに設定するべきである。しかし初期値として用いる印加電圧で全ての光電子増倍管の増幅率がそろっているとは限らないため、個々の光電子増倍管で 1 光電子に対する波高値がばらつく可能性がある。したがって今回は最初に測定した 6 本の光電子増倍管の 1 光電子信号の波高値の 1/4 の平均値をとり、しきい値を一律-57.5mV とした。

光量モニター 1∼3 の信号はそのまま ADC に送られる。ADC のゲートと TDC のスタートはレーザーモニターのトリガーからゲートジェネレイターによって作られ、ゲート幅は 200ns とした。このとき、トリガーは 40Hz であるから暗パルス率を 20kHz とすれば、偶発的同時計数率は、

$$\frac{200\times10^{-9}\mathrm{s}\times40\mathrm{Hz}\times20\mathrm{kHz}}{40\mathrm{Hz}}\times100=0.4\% \tag{3.4}$$

である。測定は暗パルス率が 20kHz 程度になるのを待ってから行なっているので特に問題はないと考えられる。

1 光電子相当光に対する 17 インチ光電子増倍管からの信号は波高値で 4mV 程度と小さいので、アンプを用いて信号を増幅している。また、後のリニアリティ測定時に入射光量を大きくしたときのためにアテニュエイターを入れている。

全ての光電子増倍管からの信号はスケーラーに送り、暗パルス率を測定する。また、レーザーモニターとコインシデンスをとることにより計数率を測定できる。

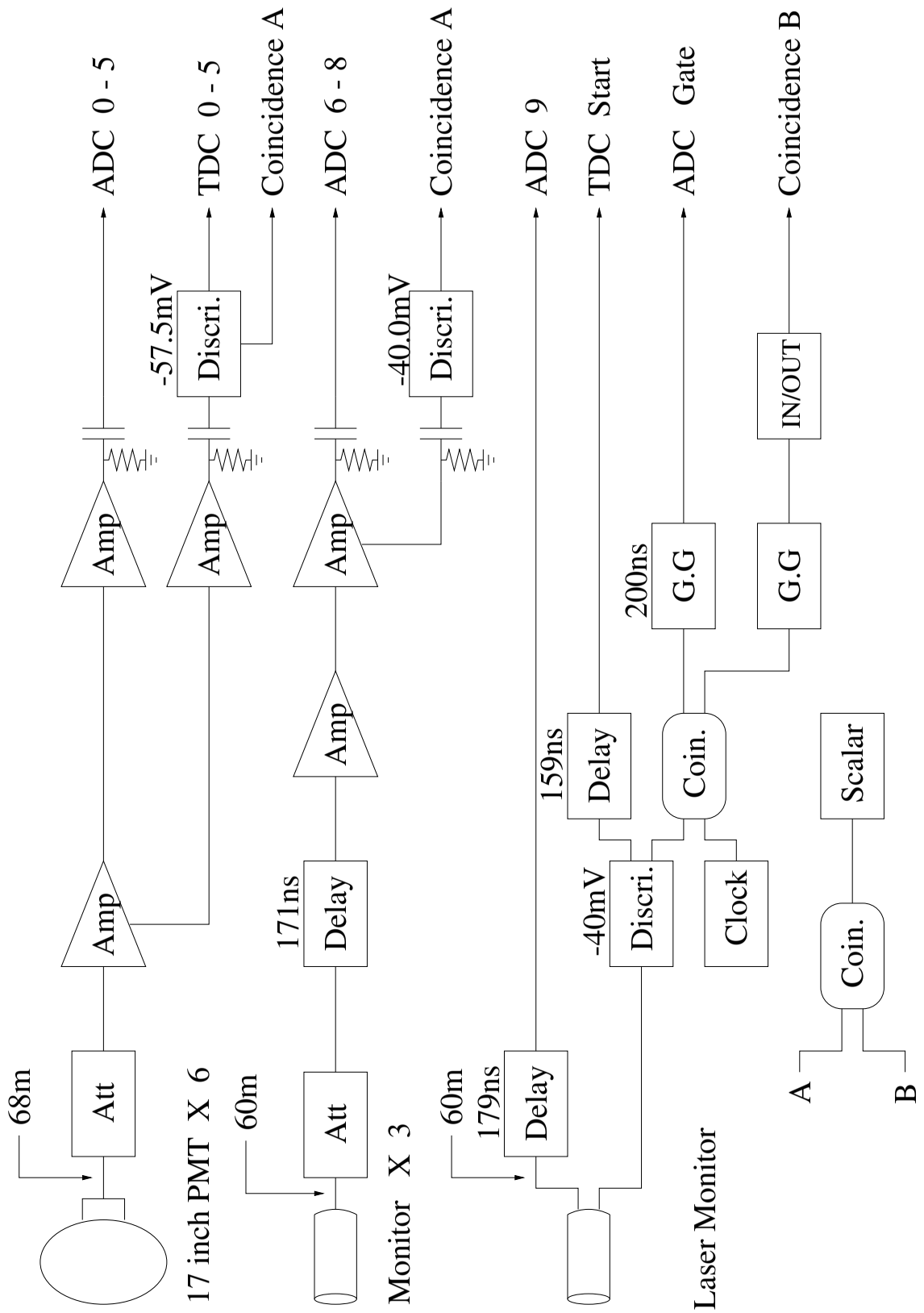

図 3.4: データ収集のブロックダイアグラム

3.4　測定準備

3.4.1　ADC と TDC の較正

今回使用した ADC の入力電荷量と ADC カウント数との関係と、TDC の時間差と TDC カウント数との関係をそれぞれ図 3.5 に示す。また使用した 0~9 チャンネルの結果を表 3.3 に示す。どちらも非常に良い比例関係にあることが分かった。

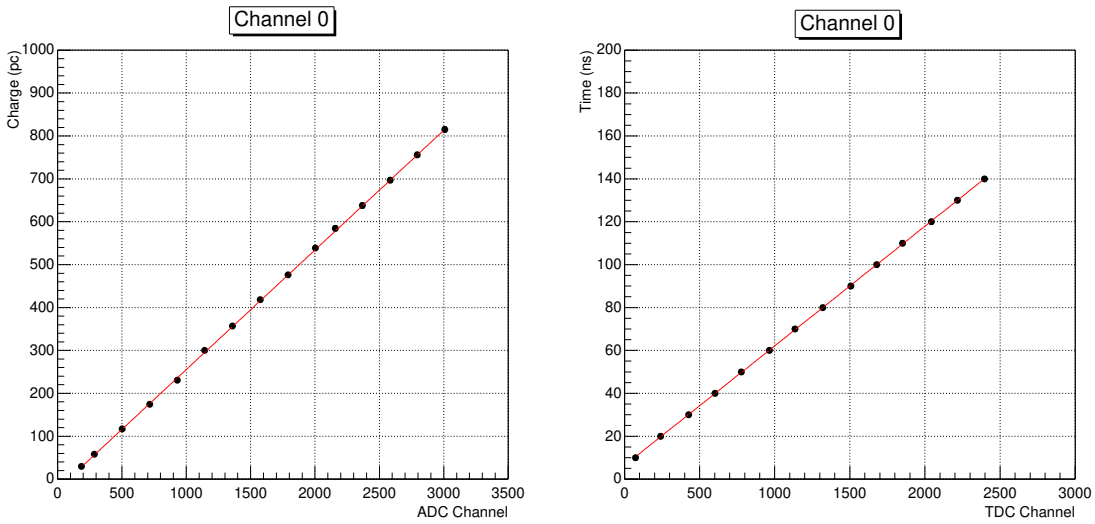

図 3.5: ADC と TDC のキャリブレーション結果。チャンネル 0 のみ示す。右図は入力電荷と ADC カウント数の関係、左図は時間差と TDC カウント数の関係。

ADC		TDC	
Channel	(pC/ADC counts)	Channel	(ns/TDC counts)
0	2.79×10^{-2}	0	5.58×10^{-2}
1	2.85×10^{-2}	1	5.53×10^{-2}
2	2.78×10^{-2}	2	5.51×10^{-2}
3	2.77×10^{-2}	3	5.57×10^{-2}
4	2.81×10^{-2}	4	5.56×10^{-2}
5	2.69×10^{-2}	5	5.55×10^{-2}
6	2.79×10^{-2}		
7	2.79×10^{-2}		
8	2.80×10^{-2}		
9	2.73×10^{-2}		

表 3.3: 各チャンネルの電荷量/ADC カウント数と時間差/TDC カウント数

3.4.2 測定系の増幅率

1 光電子相当光の波高分布のピーク値から電流増幅率を求めるために測定系の増幅率を測定した。測定方法は、光電子増倍管の出力パルスの代りに矩形波信号を測定系に入力し、入力前後で電荷量の比をとることで増幅率とした。入力する矩形波は、幅 20ns、波高値 20mV とした。 ここで得る測定系の増幅率には、アンプでの増幅率、光電子増倍管についている 40m のテフロンケーブルや測定系中のケーブルでの電荷損失などが含まれる。表 3.4 にそれぞれのチャンネルの増幅率を示す。

Channel	Amplification Factor
0	6.27 ×10
1	6.31 ×10
2	6.33 ×10
3	6.22 ×10
4	6.27 ×10
5	6.33 ×10

表 3.4: 各チャンネルにおける測定系の増幅率

3.5 測定結果

入射光量を 1 光電子相当光に設定し、光電子増倍管の出力の時間分布と波高分布を測定した。入射光量は、計数率がおよそ 7%になるように ND フィルターを調節した。以下に結果を述べる。

3.5.1 時間特性

図 3.6 に典型的な TDC の分布を示す。この測定では計数率が 7%程度であるため、光電子増倍管から 1/4 光電子レベル以上の出力を得たイベント数は約 3500 イベントであり、それ以外のイベントは TDC ではオーバーフローしている。図の 750 チャンネル付近のピークが 1 光電子相当光のイベントである。また、2700 チャンネル付近にもピークを確認できるが、このピークは正規のイベントに対して約 $(2700 - 750)$ [ch] $\times$ 0.056 [ns/ch] $\sim$ 109ns 遅れていることからレートパルスによるイベントであると考えられる。正規の信号から 50ns 以上遅れているイベントをレートパルスであると仮定したとき、その割合は正規の信号に対して約 4.2%であった。

1 光電子イベントの時間分布、つまり電子走行時間の分布はガウス分布ではなく、後ろにテールを引いた非対称な分布の形をしている。これはタイムウォークによるものであり、ディスクリミネーターのしきい値は常に一定であるため、同じ走行時間のイベントであっても波高値が低いほどディスクリミネーターからの信号は遅れてしまう。波高値が十分高ければこの差は無視できるほど小さいが、1 光電子レベルの信号では顕著に現われ図のようなテールを引いた分布になる。

この分布のばらつき、すなわち電子走行時間拡がりを知るために非対称ガウシアンを用いてデータをフィットする。フィットするデータは非対称ガウシアンの左右それぞれ 5σ 以内のイベントのみ使用

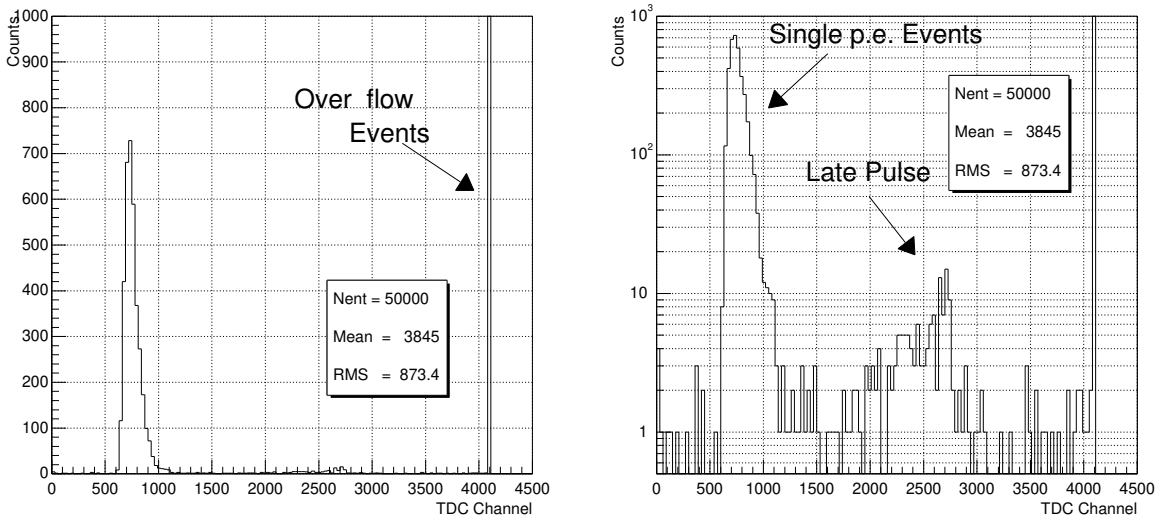

図 3.6: 1 光電子相当光イベントの時間分布。縦軸のスケールは左図がリニアスケールで右図がログスケールである。

した。電子走行時間拡がりは次のように定義される。非対称ガウシアンを、

$$\mathrm{G_{asym}}(x) = \begin{cases} \mathrm{A}\cdot\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mathrm{m}}{\sigma_1}\right)^2\right] & (x \le \mathrm{m}) \\ \mathrm{A}\cdot\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mathrm{m}}{\sigma_2}\right)^2\right] & (x \ge \mathrm{m}) \end{cases} \tag{3.5}$$

とおくとき、電子走行時間拡がりは σ で表わすと $\mathrm{T.T.S.}(\sigma) = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$ である。普通 FWHM で表すので、

$$\mathrm{T.T.S.\ (FWHM)} = \frac{1}{2}\left(\sigma_1 + \sigma_2\right)\sqrt{2\log 2} \tag{3.6}$$

である。

図 3.7 にあるセットの電子走行時間分布を示す。このセットの T.T.S. を表 3.5 にまとめた。また全光電子増倍管の T.T.S. の分布を図 3.8 に示す。

Serial No.	T.T.S (FWHM, ns)
AA0031	4.18 ± 0.09
AA0044	4.21 ± 0.10
AA0035	4.22 ± 0.10
AA0084	4.32 ± 0.09
AA0028	4.21 ± 0.09
AA0036	4.28 ± 0.09

表 3.5: 電子走行時間拡がり

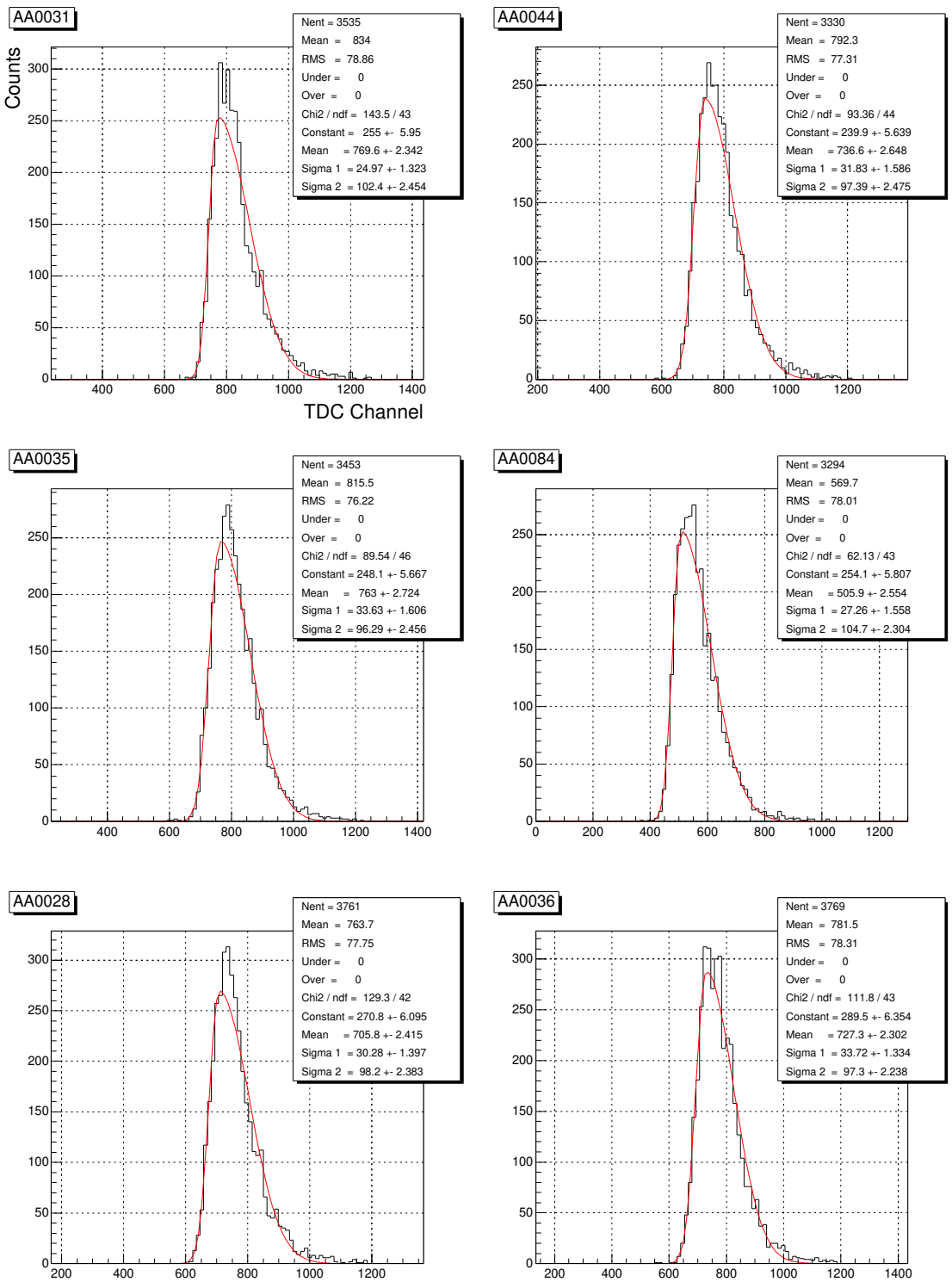

図 3.7: 1 光電子相当光に対する相対的な電子走行時間分布

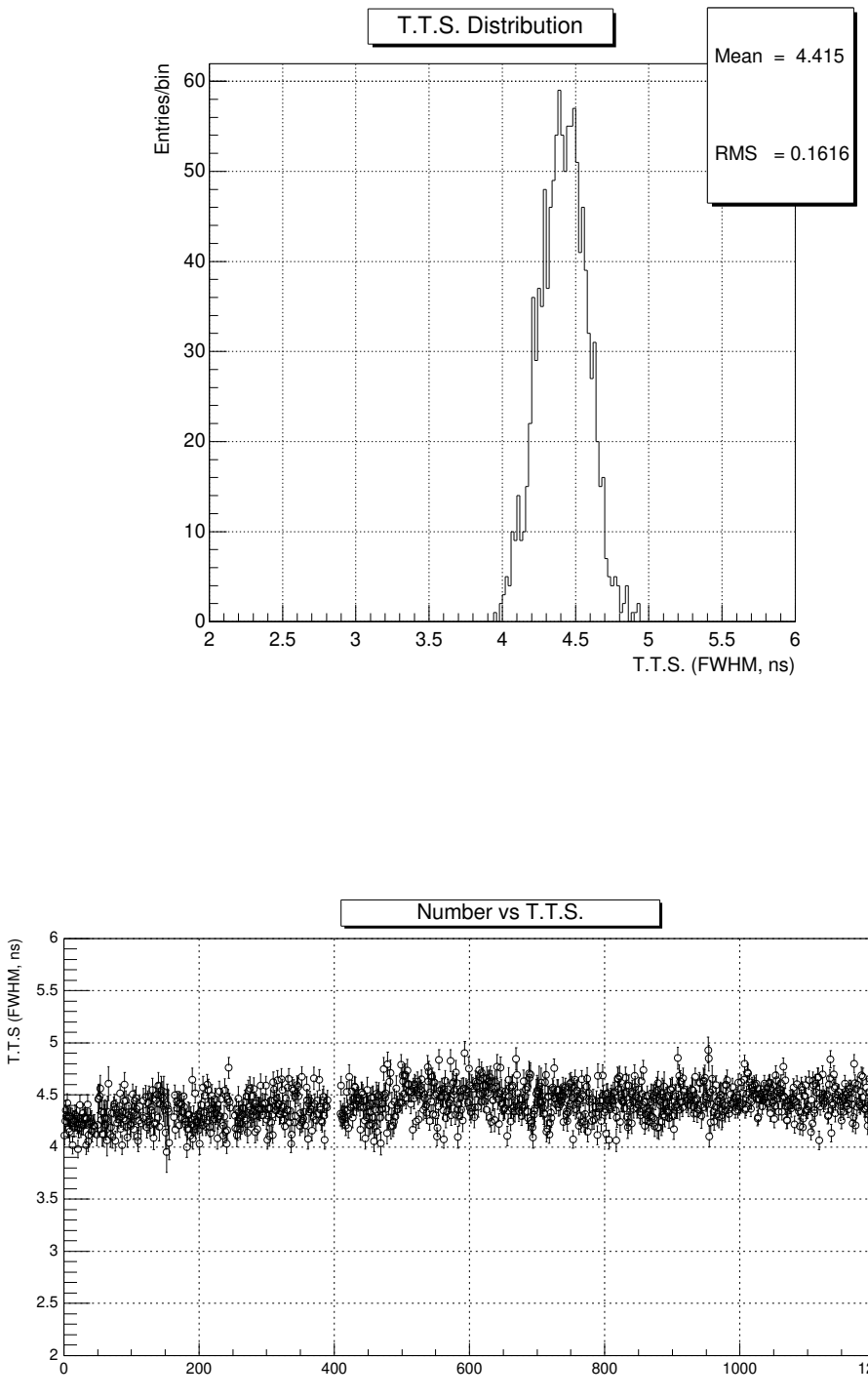

図 3.8: 全光電子増倍管の電子走行時間拡がりの分布。上図は横軸に電子走行時間拡がりをとったヒストグラム。下図は測定順に電子走行時間拡がりを示した。

全光電子増倍管の T.T.S. の分布は平均で 4.4ns と浜松ホトニクスでの値より 1ns 程悪い値が得られた。この原因の 1 つとしてはタイムウォークによるものと考えられる。これはしきい値を一定にとった場合、波高値の違いによって時間情報にずれが現われるということである。これを補正する方法としては、ノイズの少ない測定環境でディスクリミネーターのしきい値をもっと下げることができ、波形の立ち下がる寸前での時間情報を測定するか、もしくはイベント数をもっと増やして 1 光電子ピークのピーク部分のイベントのみを使用して時間分布をとればより正確な T.T.S. を得ることができると思われる。

3.5.2 ピーク/バレー比

次に 1 光電子相当光の電荷分布について述べる。図 3.9 に典型的な電荷分布と時間分布を示す。左図は電荷分布を、右図はそれに対応する時間分布を表わす。右図のように 1 光電子相当光に対する光電子増倍管の電荷分布は、ノイズ部分と信号であるポアソン分布による部分に分けられる。左図の左側の立ち上がっているところがノイズ部分であり、300 チャンネル付近のピークが 1 光電子イベントである。右図の実線で示した 1 光電子イベントの電荷分布は左図の実線のヒストグラムであり、ピークをつくっているのがわかる。また右図の黒塗りで示したレートパルスは左図の黒塗り部分のような電荷分布を示し、1 光電子イベントと同程度の電荷量を持つことがわかる。

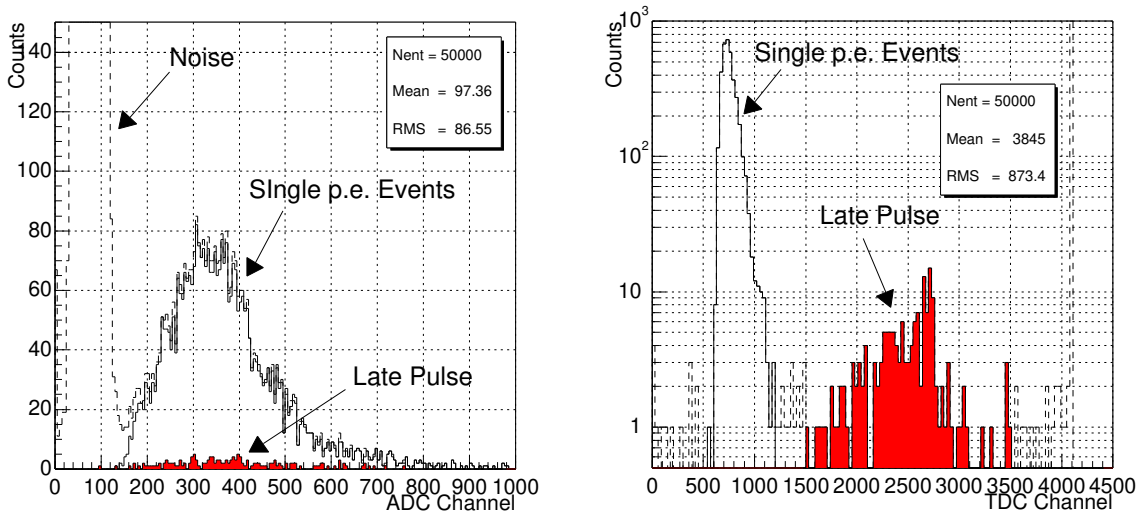

図 3.9: 1 光電子相当光イベントの電荷分布と時間分布の関係。左図が電荷分布で右図がそれに対する時間分布である。実線は 1 光電子イベントを表わし、斜線部はレートパルスを表わす。

ノイズ部分とピークによって作られる山と谷の比をピーク/バレー比と呼ぶ。ピーク/バレー比を求めるために次の関数を用いてデータをフィットした。

$$f(x) = f_{\mathrm{S}}(x) + f_{\mathrm{N}}(x) \tag{3.7}$$

$$= \mathrm{a}_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mathrm{a}_1}{\mathrm{a}_2}\right)^2\right] + \exp\left[\mathrm{a}_3 + \mathrm{a}_4 x\right] \tag{3.8}$$

a_0、a_1、a_2、a_3、a_4 はパラメーターである。信号を表す $f_S(x)$ は本来ポアソン分布を用いるべきであるが、イベント数が多いときはガウス分布で近似できる。またノイズ部分を表す $f_N(x)$ として指数分布を用いた。

図 3.10 にあるセットの電荷分布を示す。このセットのピーク/バレー比を表 3.6 にまとめた。また全光電子増倍管のピーク/バレー比の分布を図 3.11 に示す。

得られたピーク/バレー比は平均で 5.7 と非常に良い結果である。ピーク/バレー比は測定時のノイズ環境やフィットの方法にも若干影響があると思われるが、今回の測定では、最も悪い値でも 2 以上あり、1 光電子信号を明確に識別できることが分かった。

Serial No.	P/V Ratio
AA0031	4.66
AA0044	5.51
AA0035	5.19
AA0084	6.48
AA0028	4.04
AA0036	6.46

表 3.6: ピーク/バレー比

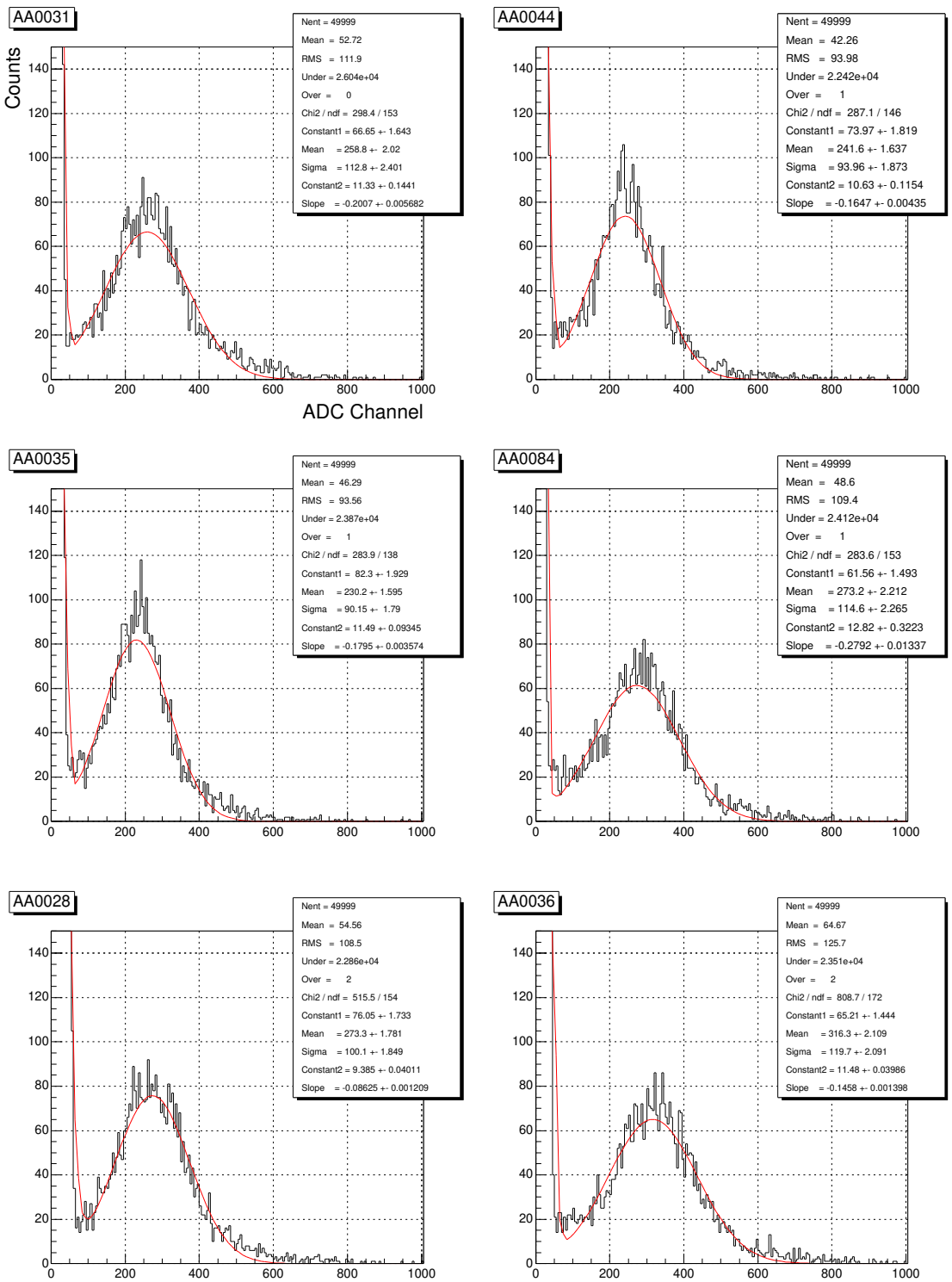

図 3.10: 1 光電子相当光に対する波高分布

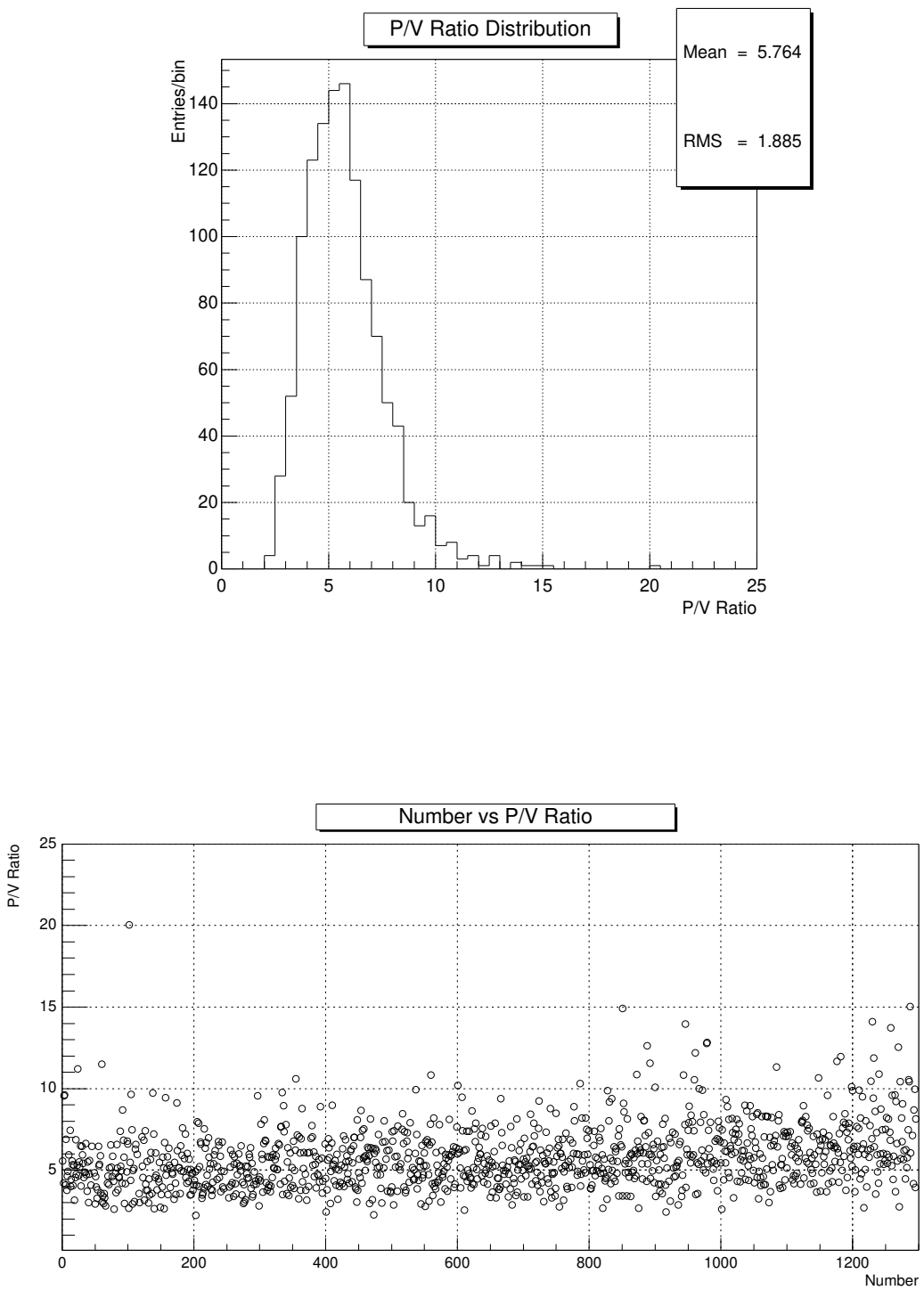

図 3.11: 全光電子増倍管のピーク/バレー比の分布。上図は横軸にピーク/バレー比をとったヒストグラム。下図は測定順にピーク/バレー比を示した。

3.5.3 電流増幅率

波高分布のピーク値の電荷量、測定系の増幅率から式 (3.1) より電流増幅率を求める。図 3.12 に全光電子増倍管について電流増幅率の分布を示す。

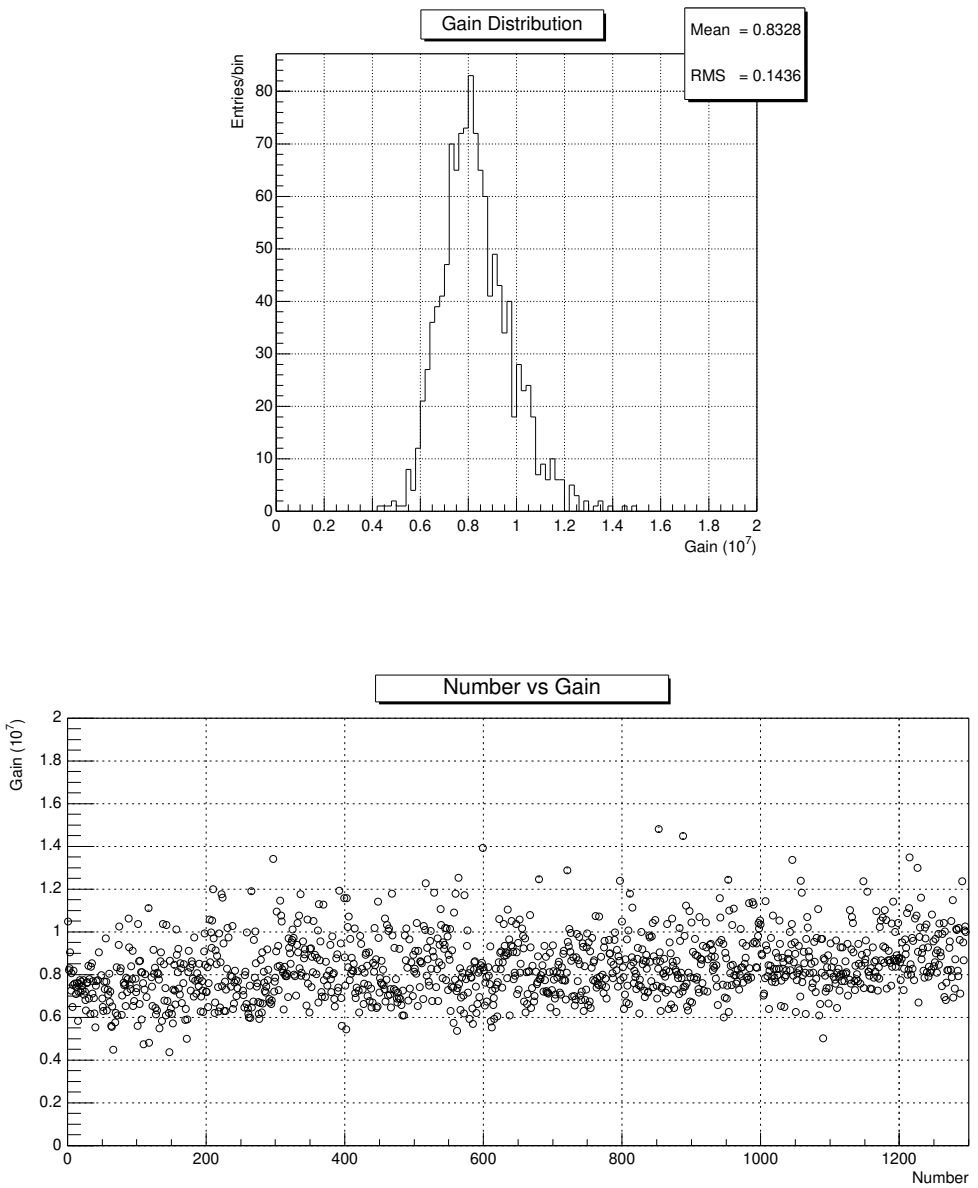

図 3.12: 全光電子増倍管の電流増幅率の分布。上図は横軸に電流増幅率をとったヒストグラム。下図は測定順に電流増幅率を示した。

得られた電流増幅率は平均で 0.83×10^7 であった。本来得られる電流増幅率は 1×10^7 であるはずだが今回の測定からは約 17%低い値である。測定時に使用した印加電圧は製造時に浜松ホトニクスにより測定された 1×10^7 ゲインを与える印加電圧である。しかし、これは光源色温度 $2856\mathrm{K}$ のタングステンランプの光を用いて測定されたものであり、連続光であるためパルス光で測定された印加電圧とは違う可能性があると予想されていた。測定した結果、電流増幅率は低い値を示している。そこで図 3.13、3.14 に示すように印加電圧と測定で得られた電流増幅率の関係を見てみる。これによると $100\mathrm{V}$ ごとの領域で見ると電圧値の下 2 ケタが 10~30 の範囲で数が少なく 0 のところに電圧値が偏っているのがわかる。式 (3.1) の b を平均的な 6.5 とすれば、$1970\mathrm{V}$ と $2000\mathrm{V}$ では約 10%の電流増幅率の違いが考えられる。

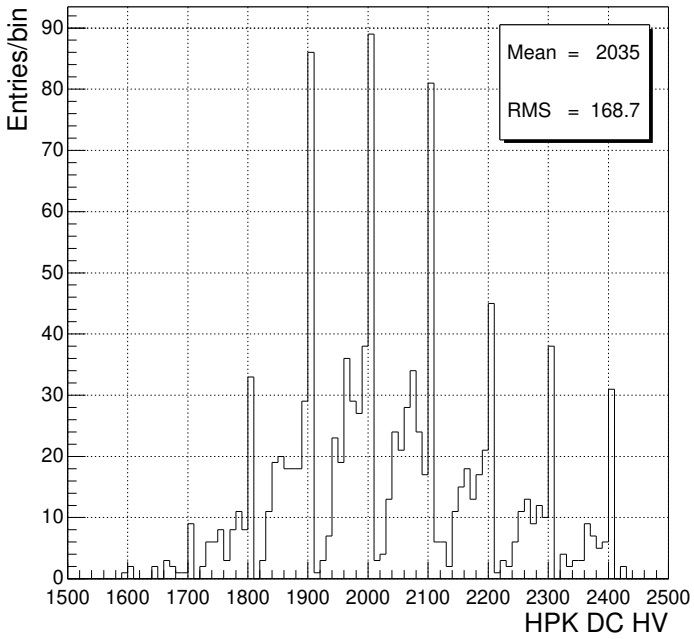

図 3.13: 使用した印加電圧の分布

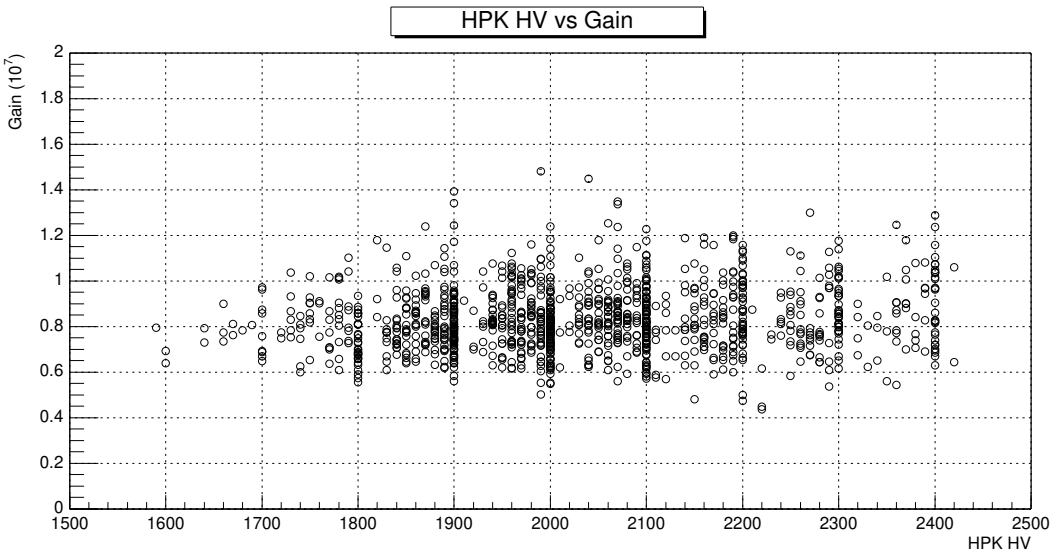

図 3.14: 使用した印加電圧と得られた電流増幅率。

3.5.4 パラメーターの決定

式 (3.3) のパラメーター b を決定する。出力電荷 (Q)、電流増幅率 (G)、印加電圧 (V) の間には、K、a、b を定数として、

$$\mathrm{Q} \propto \mathrm{G} = \mathrm{K} \cdot \mathrm{V}^{\mathrm{b}} \tag{3.9}$$

$$\log \mathrm{Q} = \mathrm{a} + \mathrm{b} \cdot \log \mathrm{V} \tag{3.10}$$

の関係がある。そこで 100 光電子レベルの入射光量において複数の印加電圧で電荷量を測定した。あるセットについて、このときの印加電圧と出力電荷の測定結果を図 3.15 に示す。横軸は印加電圧の対数、縦軸は出力の対数を表わす。5 回測定する間にレーザーの光量が変動することが考えられるが、この補正はモニター 1 の出力を用いて補正している。データを直線でフィットし式 (3.10) のパラメーター a、b を決定した。図 3.15 のセットのパラメーターを表 3.7 にまとめる。

Serial No.	a	Error	b	Error
AA0031	-42.5	0.276	6.47	0.0368
AA0044	-43.7	0.247	6.75	0.0334
AA0035	-43.6	0.261	6.69	0.0340
AA0084	-42.4	0.285	6.50	0.0379
AA0028	-42.1	0.276	6.48	0.0367
AA0036	-45.1	0.249	6.97	0.0335

表 3.7: パラメータ

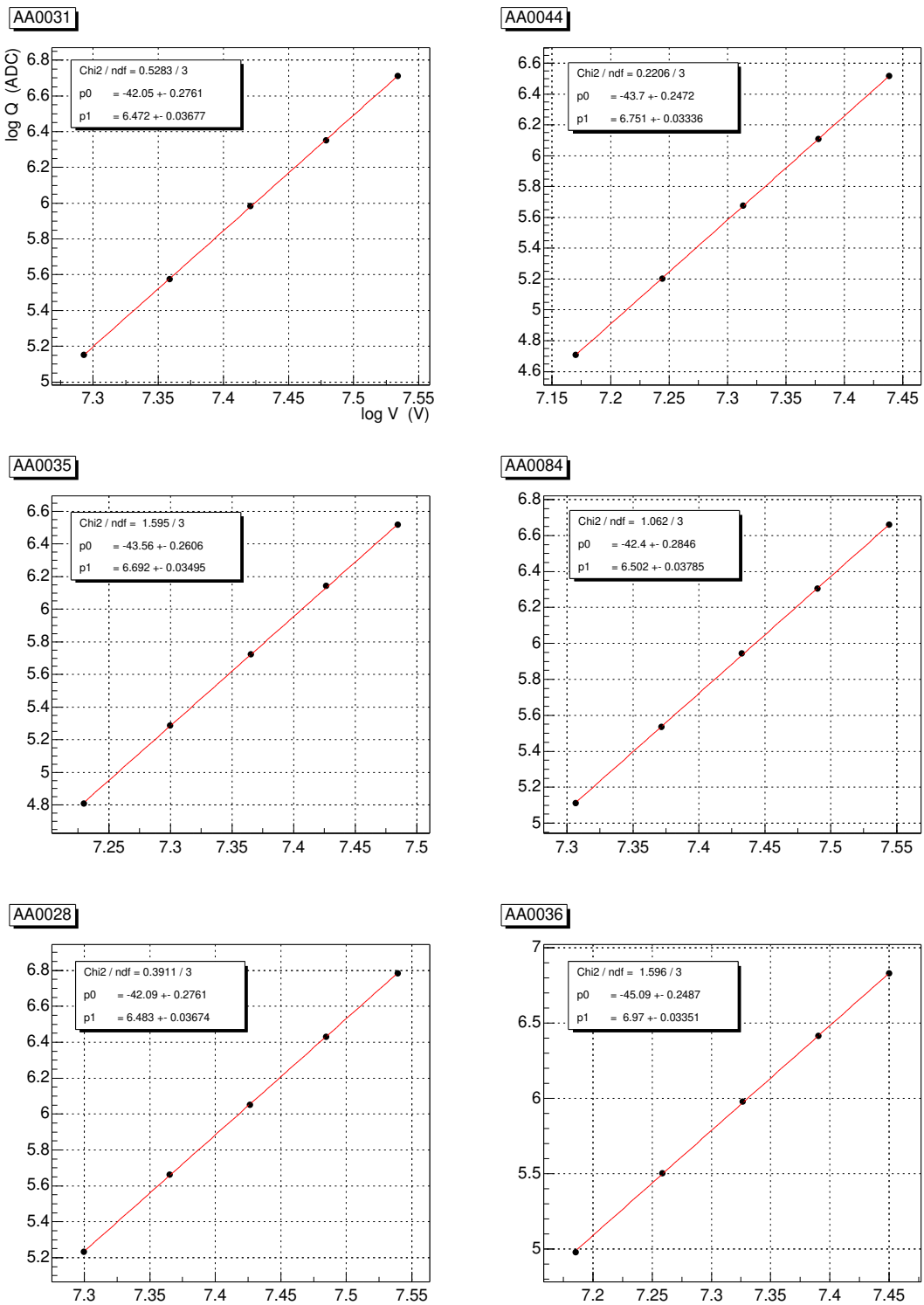

図 3.15: 印加電圧と出力電荷の関係。横軸は印加電圧値の対数、出力の対数である。

3.5.5 10^7 ゲインを与える印加電圧

前節までの測定により、初期値として用いた印加電圧での電流増幅率、パラメーター b が得られた。これらの値を用いて式 (3.3) から 10^7 ゲインを与える印加電圧を求めることがでる。図 3.16 に全ての光電子増倍管の 10^7 ゲインを与える印加電圧の分布を示す。

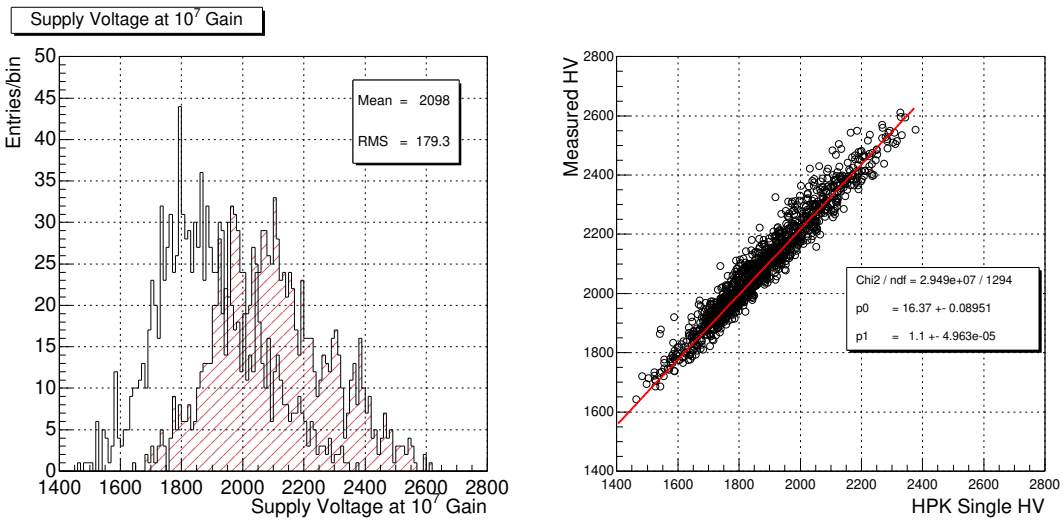

図 3.16: 測定により得られた 10^7 ゲインを与える印加電圧

左図の斜線のヒストグラムが今回の測定で得られた印加電圧の分布である。比較のため浜松ホトニクスでパルス光を用いて測定された印加電圧のヒストグラムも示す。右図は横軸に浜松ホトニクスでの印加電圧、縦軸に測定で得た印加電圧をとった相関図である。今回の測定により決定した 10^7 ゲインを与える印加電圧値はほぼ全ての光電子増倍管で約 200V 程度高い値になっているのが分かる。この違いは、両者の間には相関があることから、単に測定系の増幅率を低く見積もりすぎているということが考えられる。また、浜松ホトニクスでの測定は光電子増倍管の製造時にブリーダー回路をつける前に行なわれたものであり、その信号読み出しのブリーダー回路には 1 つのものを使用している。我々が測定を行なった時は個々の光電子増倍管のブリーダー回路を使用しているので回路中の抵抗値などのずれが影響していることも考えられる。

3.6　まとめ

この章では、電子走行時間拡がり、ピーク/バレー比、電流増幅率、10^7 ゲインを与える印加電圧値を測定した結果を述べた。

電子走行時間拡がりについては、平均 4.4ns であり、最も悪い値でも 4.9ns であった。実験前は平均 3ns 代であると期待していたが 1ns 程悪い結果を得た。しかし、今回の測定ではタイムウォークによる時間情報のずれを補正していない。したがって、よりノイズの少ない測定環境でしきい値を下げるか、もしくは、十分にイベント数を取り、電荷分布から 1 光電子ピークのピーク部分だけのイベントだけを用いて時間分布をとればもっと精度の高い測定ができると考えられる。今回の測定でのイベント数は 50000 イベントであり 1 光電子ピークは約 3500 イベントである。電荷分布の図から取り出すピーク部分のイベント数を約 1000 イベントであると仮定すると約 3 倍ほど イベント数を増せばフィットできると考えられる。

ピーク/バレー比は平均 5.7 と非常に良い結果を得ることができた。最も悪い値でも 2.2 であり、確実に 1 光電子レベルの光を検出できる。浜松ホトニクスでの測定値との違いは測定環境やフィットの方法に違いによるものだと考えらる。

電流増幅率は浜松ホトニクスで連続光を用いて測定された 10^7 ゲインを与える印加電圧値では、平均 0.83×10^7 ゲインと 17%低い値であった。したがって今回の測定で決定した 10^7 ゲインを与える印加電圧値は初期値よりも高い結果となった。また、この電圧値は浜松ホトニクスでパルス光により測定された印加電圧と比較しても高い値を示している。この原因としては測定系の増幅率を低く見積もりすぎているということが考えられるが、ブリーダー回路の違いも影響していると思われる。

第4章　入射光量に対する出力曲線の測定

4.1　概要

KamLAND 実験において、その検出器内では、宇宙線 μ 粒子事象やシャワー事象など数百から数千光電子相当光の発光を伴なう事象が起こる。これら大発光量事象のエネルギーを正しく測定するためには、このような大光量が光電子増倍管に入射したとき、どのような出力が得られるのかを測定し、入射光量に対する出力曲線を得ることが必要である。この出力曲線を全ての光電子増倍管について知ることにより、その出力電荷から高エネルギー事象が起こった場合のエネルギーを測定することができる。

この測定は前章の 1 光電子相当光の測定後、入射光量を変えて 20 点測定した。

4.2　測定準備

4.2.1　測定装置

測定系は第 3 章 3.3 節で示したとおりである。ここではまだ述べていない ND フィルターとアテニュエイターについて述べる。

アテニュエイター

データ収集の回路は、図 3.4 で示したとおり 1 光電子レベルの信号を ADC、TDC で測定するため常にアンプを用いて信号を増幅している。したがってリニアリティの測定時、大光量の信号を測定するためには、信号を減衰させる必要がある。そのためアテニュエイターを用いてそれぞれの光量での信号がアンプでさちらないように、また電荷量が ADC で測定できるレンジに合うようにアテニュエイターで合わせている。アテニュエイターはスイッチ式のもので 1dB から 31dB まで調節でき、6 本の光電子増倍管の信号ラインにそれぞれ 2 つずつ用いた。アテニュエイターの減衰率は次式で表わせる。

$$\mathrm{A(dB)} = 10^{\mathrm{dB}/20} \tag{4.1}$$

この減衰率の較正はクロックからの矩形波と ADC を用いてスイッチ 1 つずつについて行ない、矩形波の入力前後で電荷量の比をとることで減衰率とした。この測定をそれぞれのスイッチで 3 回行ないその平均値を用いることにする。

ND フィルター

入射光量の調節は図 3.3 中の 10 枚の ND フィルターによって行なう。使用した ND フィルターは市販されているもので、減衰率がそれぞれ 1/8 を 5 枚、1/4 を 3 枚、1/2 を 2 枚用いた。ND フィル

ターの減衰率ほ 1 枚ごとに個性があるので、組み合わせにより 1 光電子レベルの光から数万光電子レベルの光までを光電子増倍管に入射させることができる。また反射光の影響を防ぐため、それぞれの ND フィルターの光路以外の部分にカーボンフィルムを貼り、入射するレーザー光に対して角度を持たせて設置した。

ND フィルターの減衰率の測定は次のように行なった。

まず、10 枚の ND フィルターを 1 枚も入れない状態で光電子増倍管に入射する光量を、別の ND フィルターを積分球の前に置くことで 100 光電子レベルに設定する。これは、オシロスコープで光電子増倍管の波形を見ながら波高値が 200mV 程度になるように ND フィルターの組み合わせを選んだ。100 光電子レベルの光量では光電子増倍管の出力は入射光量に対して十分線型である。波高値を 200mV としたのは、1 光電子レベルの波高値が約 4mV であることと、光電子増倍管についているテフロンケーブル、測定系のケーブルでの波高値の減衰が約 50%であることを考慮したためである。次に ADC を用いてこの光量での電荷分布と 1 ∼ 10 の ND フィルターをそれぞれ入れた時の電荷分布を測定する。そしてそのピーク値の比を取ることで ND フィルターの減衰率とした。

個々の ND フィルターについて較正した結果を図 4.1 と図 4.2 に示す。測定は 6 本の光電子増倍管で同時に行なった。

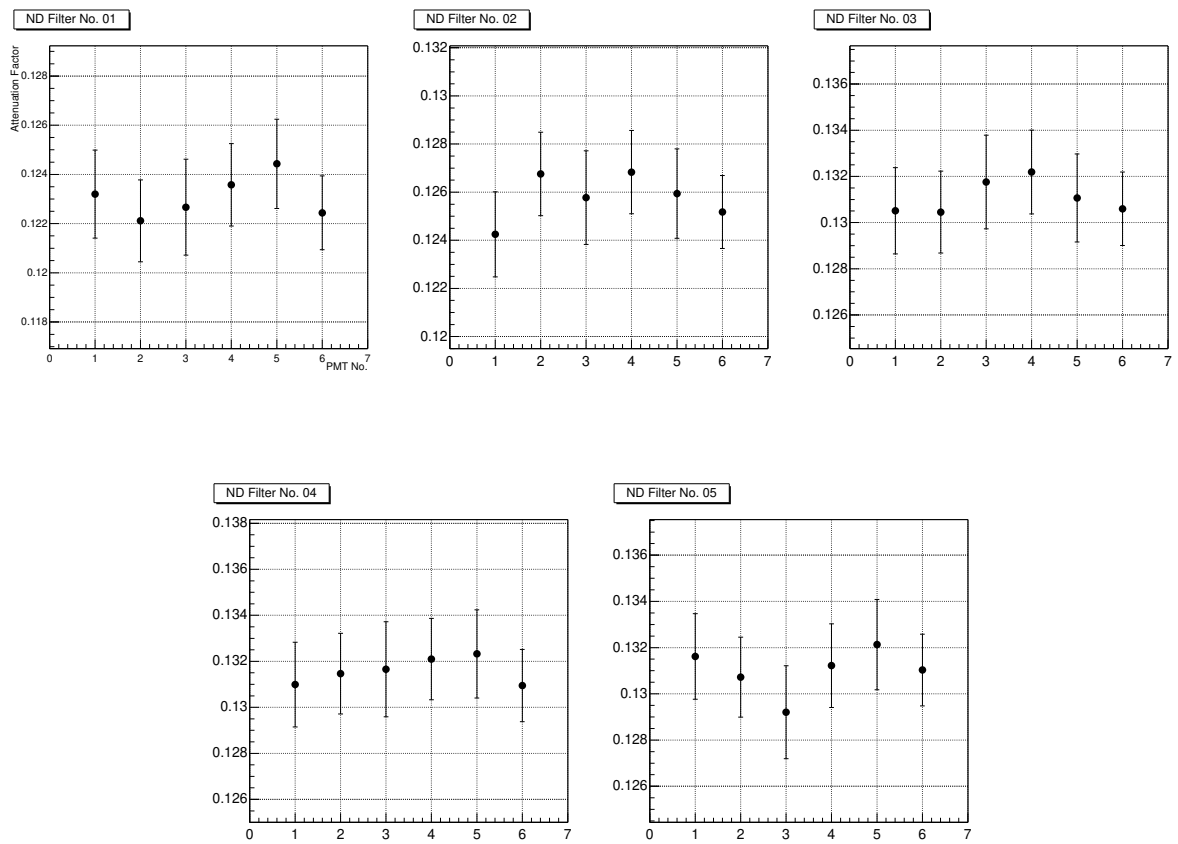

図 4.1: 1/8 の ND フィルター 5 枚の減衰率

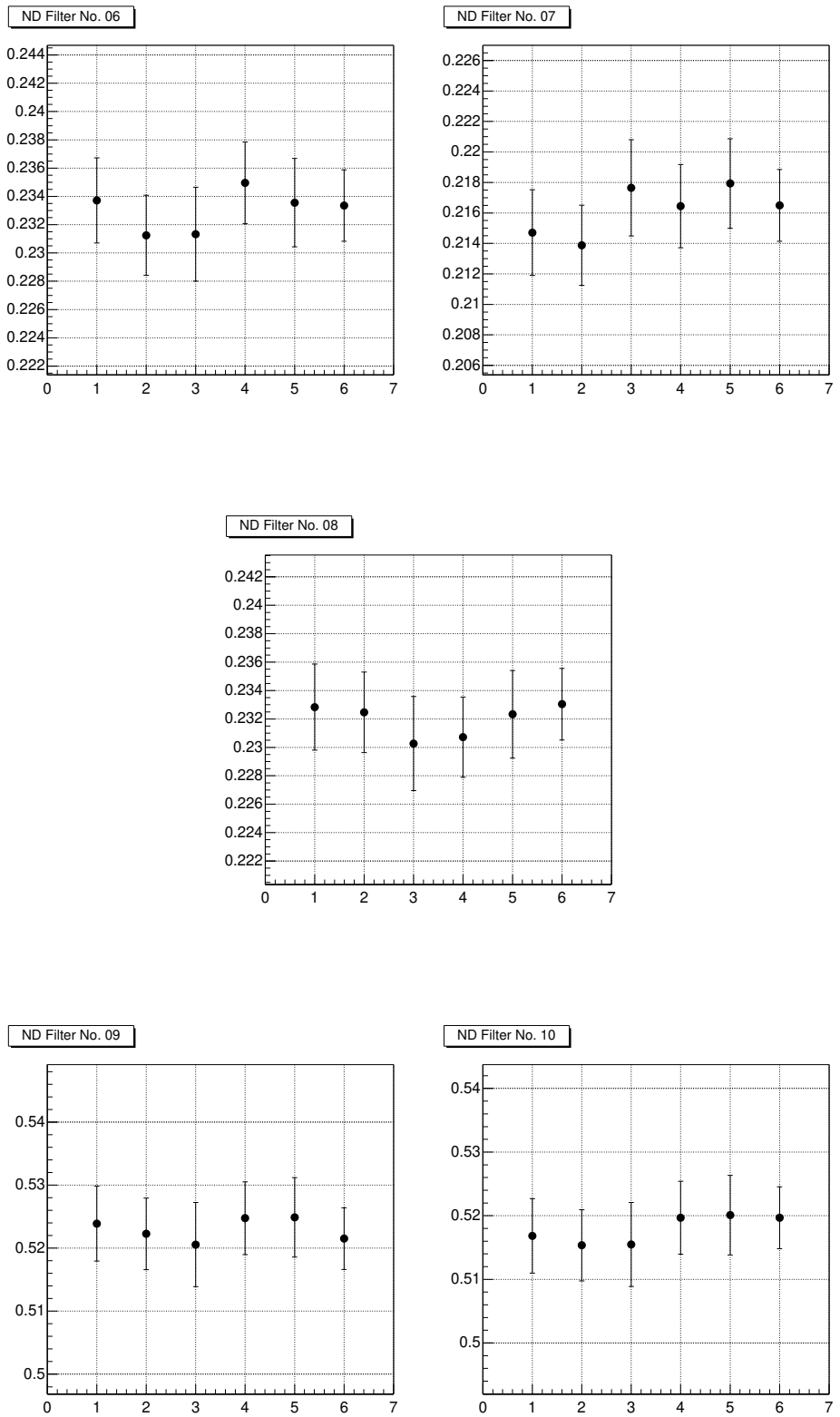

図 4.2: 1/4 の ND フィルター 3 枚と 1/2 の ND フィルター 2 枚の減衰率

4.2.2　測定点の決定

リニアリティの測定は 1 光電子レベルを含めて 20 点、光量を変えて行なった。それぞれの測定点での ND フィルターの組み合わせとアテニュエイターの値を表 4.1 に示す。

No.	ND Filter		Attenuator			
	No.	Attenuation Factor	17p̈mt	mon1	mon2	mon3
1	1∼4,6,7,8	$(1/2)^{18}$	0	0	0	0
2	1,2,3,4	$(1/2)^{11}$	8	28	0	0
3	1,2,3,6	$(1/2)^{11}$	8	28	0	0
4	1,2,3,9	$(1/2)^{10}$	20	41	0	0
5	1,2,3	$(1/2)^{9}$	20	41	0	0
6	1,2,6	$(1/2)^{8}$	34	51	10	0
7	6,7,8,10	$(1/2)^{7}$	34	51	10	0
8	4,5,9	$(1/2)^{7}$	34	51	10	0
9	6,7,8	$(1/2)^{6}$	44	55	21	0
10	4,6,9	$(1/2)^{6}$	44	55	21	0
11	7,8,10	$(1/2)^{5}$	44	55	21	0
12	4,9,10	$(1/2)^{5}$	44	55	21	0
13	7,8	$(1/2)^{4}$	50	58	32	8
14	4,9	$(1/2)^{4}$	50	58	32	8
15	7,10	$(1/2)^{3}$	50	58	32	8
16	4	$(1/2)^{3}$	50	58	32	8
17	7	$(1/2)^{2}$	53	58	43	18
18	9,10	$(1/2)^{2}$	53	58	43	18
19	10	$(1/2)^{1}$	53	58	43	18
20	—	1	55	58	49	24

表 4.1: 20 点それぞれの測定点での ND フィルターとアテニュエイターの組み合わせ。アテニュエイターの減衰率の単位は dB。

4.2.3 レーザ光の安定性

入射光量の調節は ND フィルターによって行なうが、レーザー自体の発光の変化によっても光量は変化すると考えられる。このレーザー自体の変動をモニターするために ND フィルターに入射する前にビームスプリッターでレーザー光を 2 つに分け、一方のレーザー光を 2 インチ光電子増倍管に入射している。レーザー光が変動した場合、ビームスプリッターで 2 つに分けられた光がどちらも同じ変動を示せば、このレーザーモニターでレーザー光の変動を補正できる。そこで、レーザー光の変動に対してのこのレーザーモニターの信頼性を調べた。

測定は、17 インチ光電子増倍管に入射する光を ND フィルターで 100 光電子レベルに調節し (ND フィルターの組み合わせは 1,2,6)、このときのレーザーモニターと 17 インチ光電子増倍管の電荷分布を測定した。この測定を 120 回繰り返し、17 インチ光電子増倍管の電荷分布のピーク値とレーザーモニターのそれの相関をとった。このとき光量モニター 3 には十分な光量が入射していないのでここでは無視する。図 4.3 に暗箱 1 の光電子増倍管と他の 5 本の光電子増倍管との相関を、図 4.4 に暗箱 1 の光電子増倍管と光量モニター 1∼2、レーザーモニターとの相関を示す。

図 4.3、図 4.4 が示しているように、17 インチ光電子増倍管どうしの相関とモニター 1、2 との相関も非常に良い。これは積分球に入った光を光ファイバーを用いて 6 本に分けてもそれぞれは同じ変動を示すということを表わしている。しかし、レーザーモニターとの相関は完全には一致していない。図からは、17 インチ光電子増倍管の変動分に対してレーザーモニターの変動分が小さくなっているように見える。この原因としては、ビームスプリッターの光量分割比が入射する光量によって違いがある、レーザーモニターには別の積分球を用いているためその個性が表われるということなどが考えられる。しかし、ここではそれは小さいとしてエラーとして見積もることにする。

図 4.5 に暗箱 1 の光電子増倍管の測定時間に対する変動の結果を示す。横軸は測定順序、縦軸は ADC のチャンネル数である。測定時間はトータル 4 時間である。また下図中の• はレーザーモニターで補正をしていないそのままの 17 インチ光電子増倍管のピーク値を表わし、○はレーザーモニターの補正を加えたピーク値を表わす。

図からレーザーの変動は数時間で 15%程度であるのが分かる。最初の測定のレーザーモニターのピーク値と後のそれぞれの測定でのピーク値の比を補正として 17 インチ光電子増倍管に加えると下図の○にようになる。レーザーモニターと 17 インチ光電子増倍管の変動分が完全に一致していれば補正後のグラフは統計誤差の範囲内で一致するはずである。しかし、上で述べたようにレーザーモニターとの相関は完全に一致しないので、多少の構造が残る。この測定により求めた 6 本の光電子増倍管ごとののピーク値に対するばらつきを表 4.2 にまとめる。そのばらつきはピーク値の 1%程度であり、以後この誤差を考慮する。

PMT No.	Error (%)
1	0.86
2	0.80
3	0.82
4	0.96
5	0.73
6	0.90

表 4.2: レーザーモニターでの補正後に残るエラー

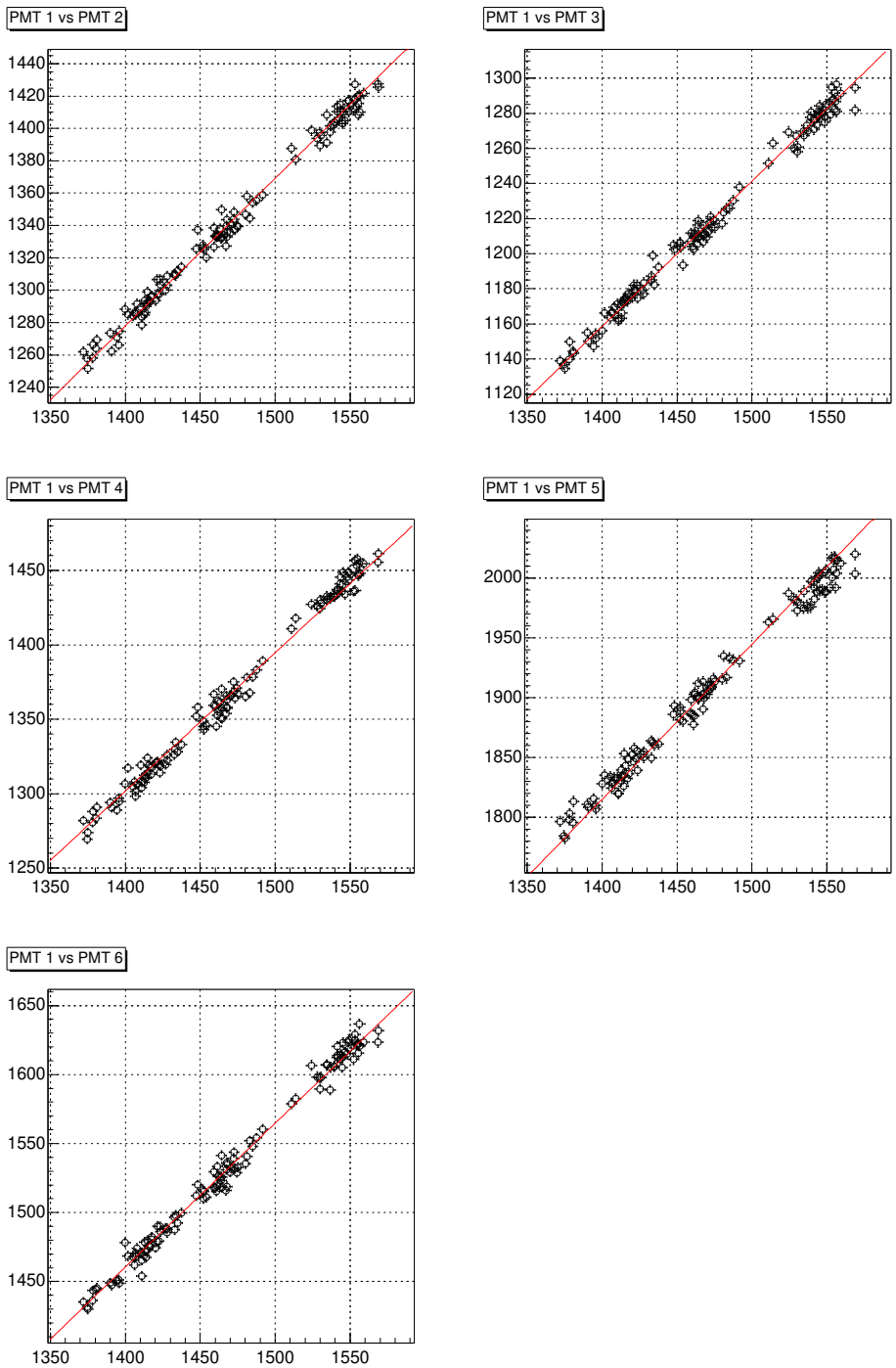

図 4.3: 暗箱 1 の光電子増倍管と他の暗箱光電子増倍管の相関。図中の直線は全ての点の傾きの均値を傾きとする原点を通る直線を表わす。

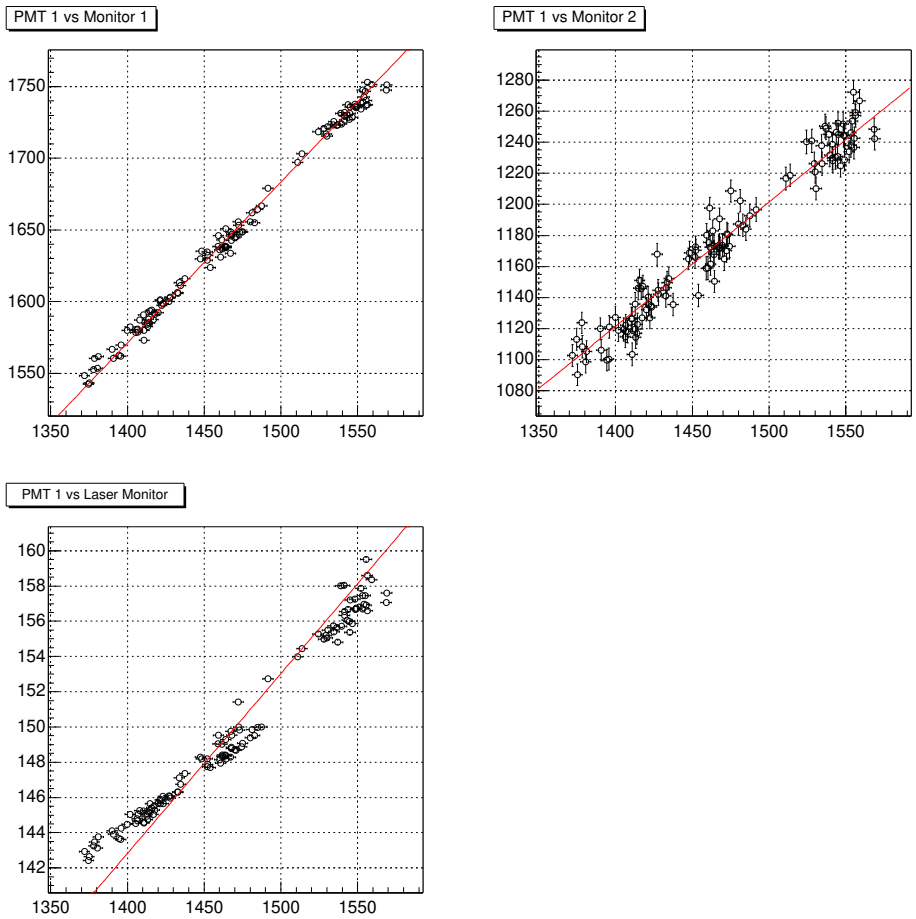

図 4.4: 暗箱 1 の光電子増倍管とモニターの光電子増倍管の相関。図中の直線は全ての点の傾きの均値を傾きとする原点を通る直線を表わす。

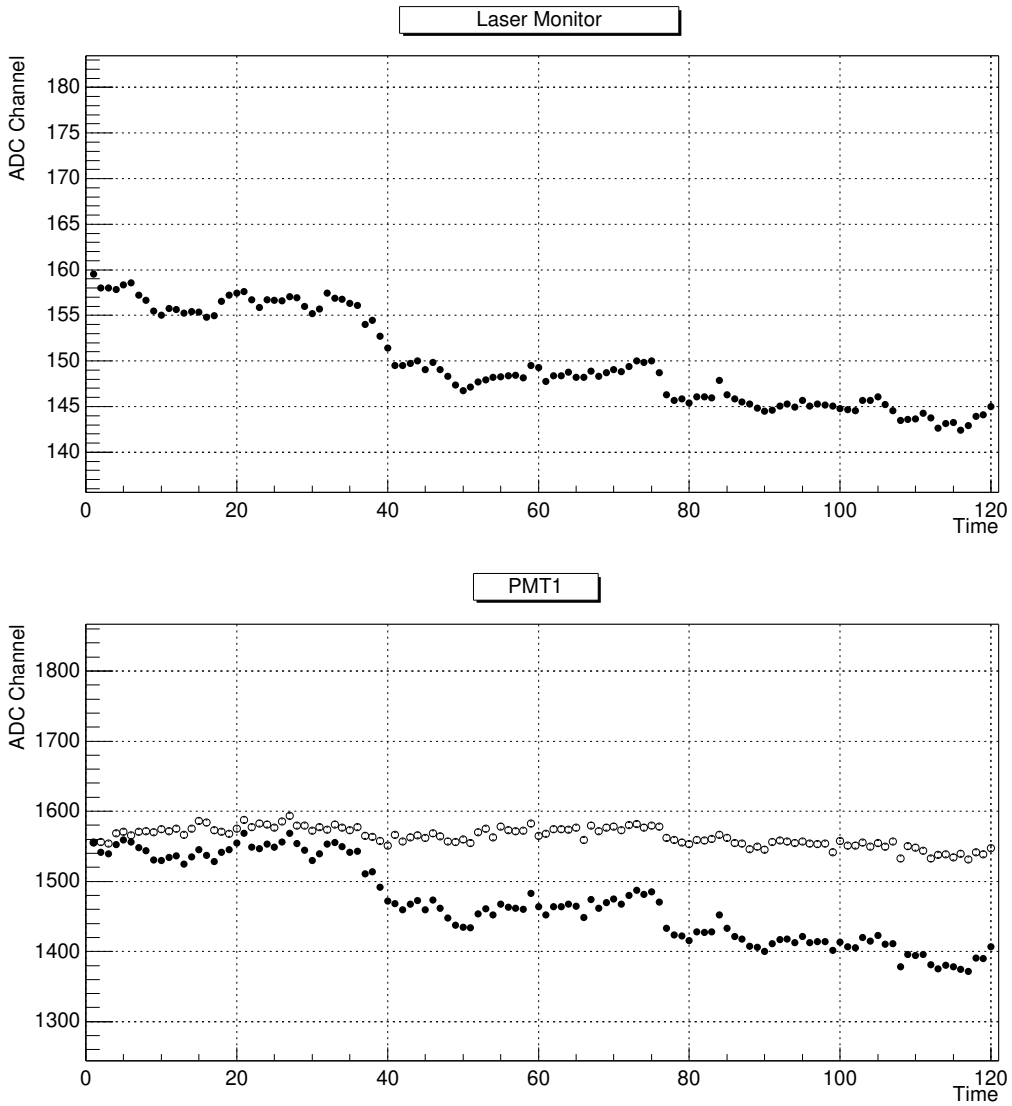

図 4.5: レーザーモニターと 17 インチ光電子増倍管の変動。上図はレーザーモニターの変動を示す。下図は暗箱 1 の 17 インチ光電子増倍管の変動を示し、● は補正前、○は補正後の値を表わす。

4.3 測定結果

リニアリティの測定では、入射光量に対する光電子増倍管の出力をプロットしてその線型性を調べる。そのため、入射光量を知る必要があるが、絶対光量を知ることは難しい。したがって、以下の 2 つの方法により、リニアリティプロットの横軸を決定する。

1. ND フィルターの減衰率を用いて放出された光電子数を横軸にとる。
2. 各測定点のモニター 1∼3 の電荷を横軸にとる。

第 4.3.1 節で 1 の方法を用いて個々の光電子増倍管のリニアリティを調べ、第 4.3.2 節では、モニターの電荷を絶対的な基準としてリニアリティプロットを構成する。

4.3.1 個々の光電子増倍管のリニアリティ

入射した光子の数 $\mathrm{N_{photon}}$ と光電面から放出された光電子の数 $\mathrm{N_{p.e.}}$ は、量子効率を η とすると、

$$\mathrm{N_{photon}} = \eta \cdot \mathrm{N_{p.e.}} \tag{4.2}$$

と表わされる。$\mathrm{N_{photon}}$ と $\mathrm{N_{p.e.}}$ は比例関係にあるので、横軸に光電子数をとることで、リニアリティのカーブをプロットできる。

各測定点での光電子数の決定は以下のように行なった。まず、1 光電子に対する電荷分布を測定し、そのピーク値を求める。その後入射光量を順に増やし各測定点での測定を行なう。6 番目の測定点では入射する光量が 100 光電子レベルであり、この付近の光量では十分線型であると仮定すれば、そのときのピーク値と 1 光電子レベルのピーク値の比をとることで、この測定点での光電子数が求まる。1 光電子レベル、6 番目の測定点でのピーク値をそれぞれ $\mathrm{P_1}$、$\mathrm{P_6}$、6 番目の測定点でかけているアテニュエイターの減衰率を $\mathrm{A_6}$ とすると、光電子数 $\mathrm{N_6}$ は、

$$\mathrm{N_6} = \frac{\mathrm{P_1}}{\mathrm{A_6 P_6}} \tag{4.3}$$

である。この 6 番目の測定点での光電子数を基準とし、残りの測定点での光電子数は、基準の光電子数と基準点との ND フィルターの減衰率の比から光電子数を決定する。つまり、$\mathrm{i(i = 1 \sim 20)}$ 番目の測定点での ND フィルターの減衰率を $\mathrm{F_i}$ とすれば、そのときの光電子数 $\mathrm{N_i}$ は、

$$\mathrm{N_i} = \mathrm{N_6} \times \frac{\mathrm{F_i}}{\mathrm{F_6}} \tag{4.4}$$

である。

以上の光電子数決定方法により、求めた 1 つのセットのリニアリティのプロットを図 4.6、図 4.7 に示す。図 4.6 はログスケールで、図 4.7 はリニアスケールで表わした。両図とも、横軸は放出された光電子数、縦軸はそのときの光電子増倍管の出力電荷である。

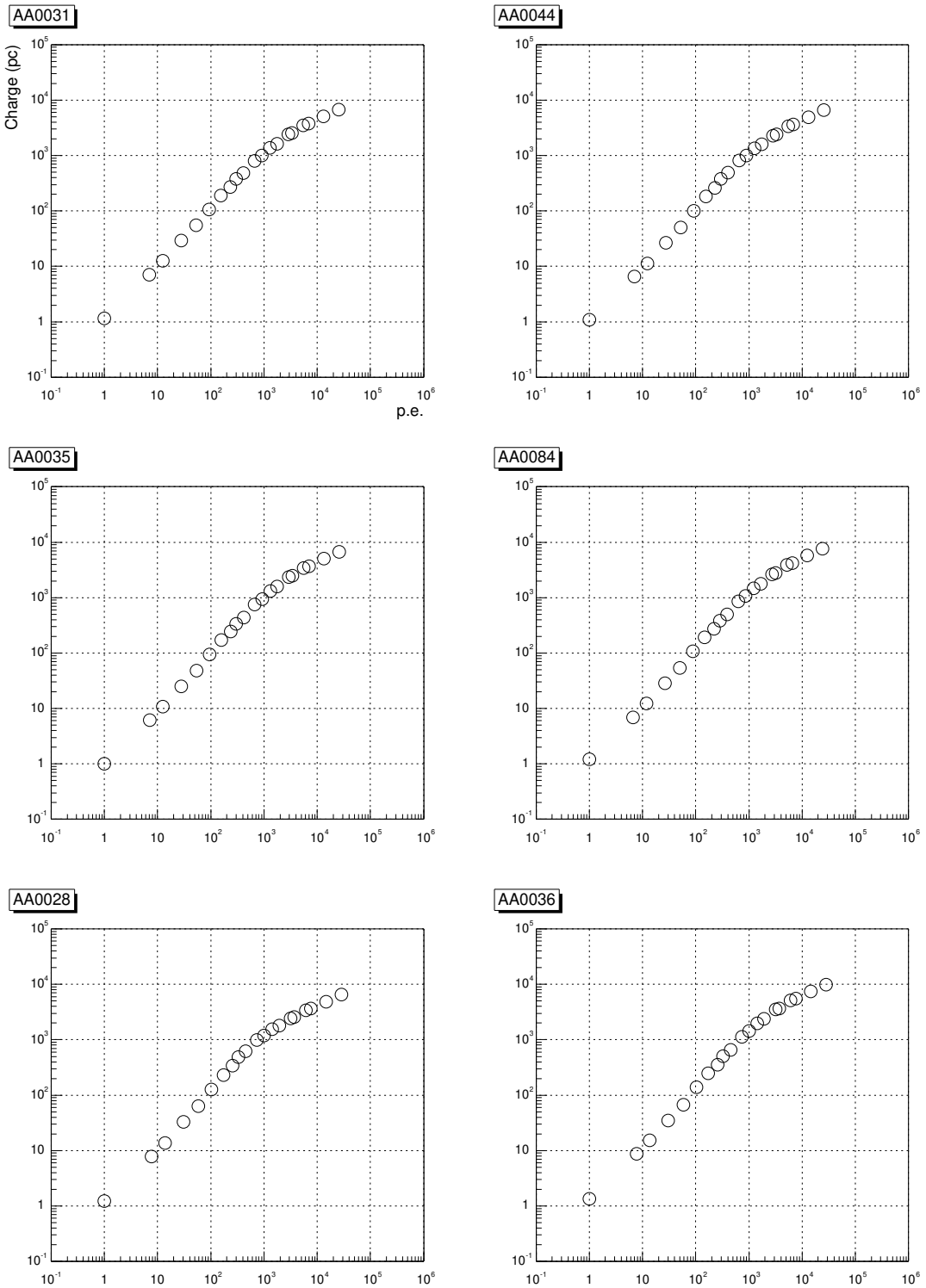

図 4.6: ND フィルターにより決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (ログスケール) 。1 つのセットについての結果を示す。

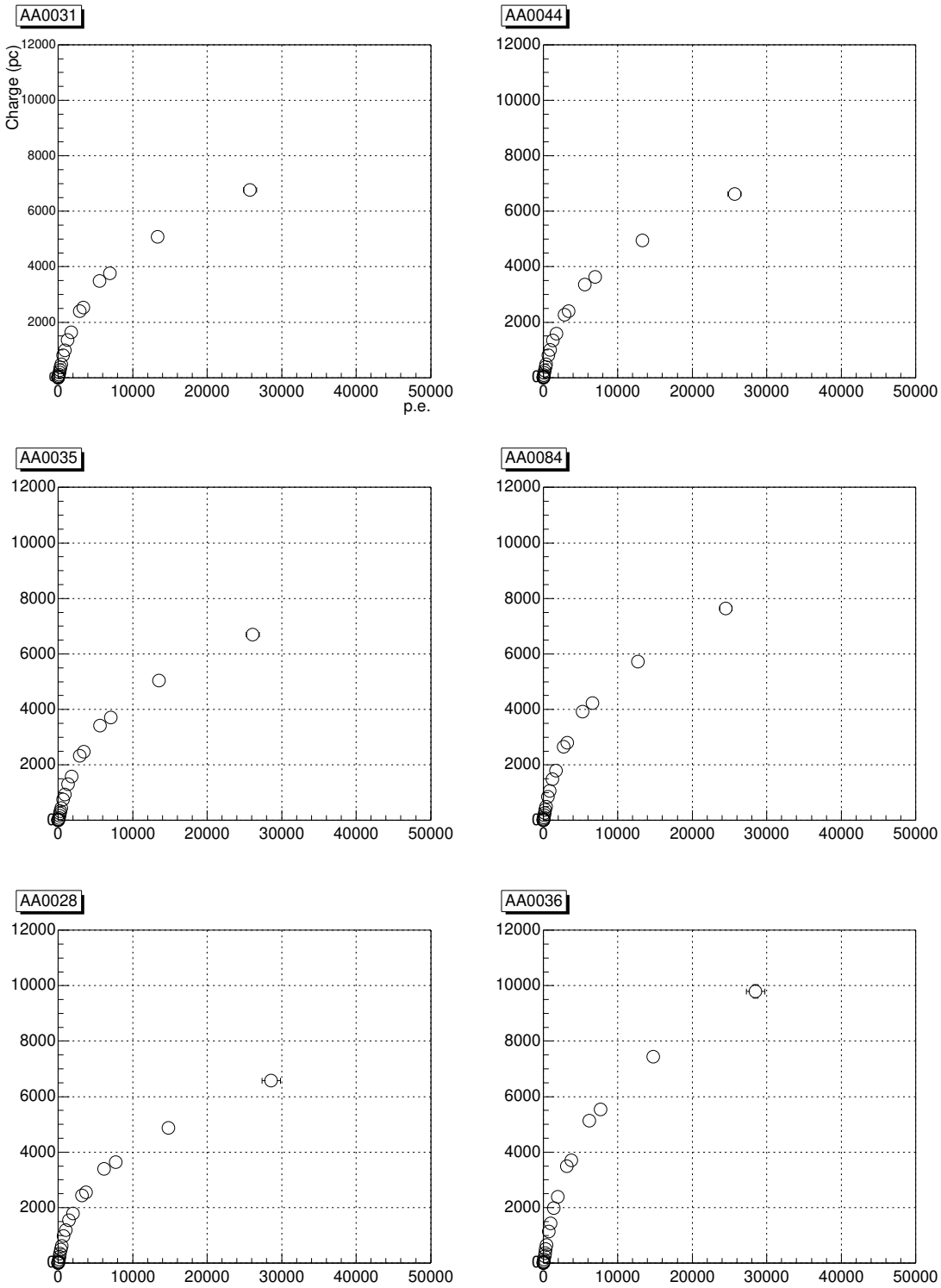

図 4.7: ND フィルターにより決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (リニアスケール)。1 つのセットについての結果を示す。

図 4.6 より、数百光電子までは、出力が線型であり、1 万光電子を越えても出力は線型的ではないものの飽和せずに増加する傾向にあることが分かる。またリニアスケールの図でよく分かるように出力のカーブは光電子増倍管ごとに個性が見られる。この出力カーブは 33 ページの第 2.2.3 節で述べたダイノード後段の空間電荷密度により決まっている。そのため、出力カーブの違いは個々の光電子増倍管の量子効率、ダイノードでの 2 次電子放出効率、加えた印加電圧の違いが表われている。

図 4.8 は出力が確実に線型であると思われる約 200 光電子までのデータを直線でフィットしたものである。1000 光電子レベルでは既に出力が線型ではなくなっている。図の光電子増倍管の 1000 光電子レベルでの出力の低下は約 10%である。

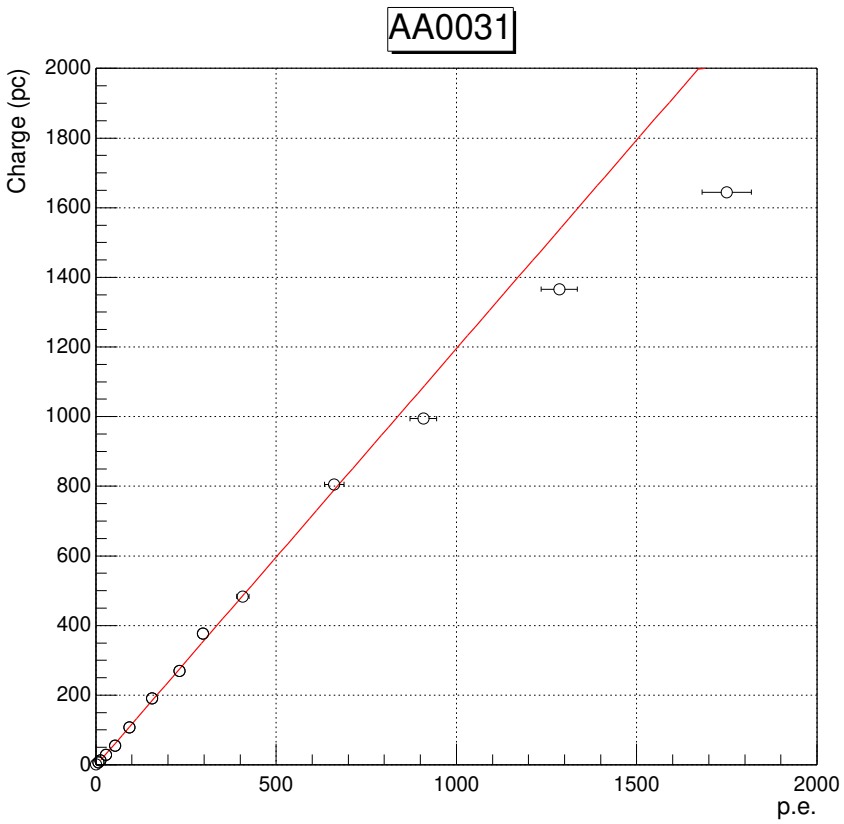

図 4.8: 光電子増倍管の出力飽和。

測定した全ての光電子増倍管のリニアリティのプロットをログスケールとリニアスケールで図 4.9 に示す。

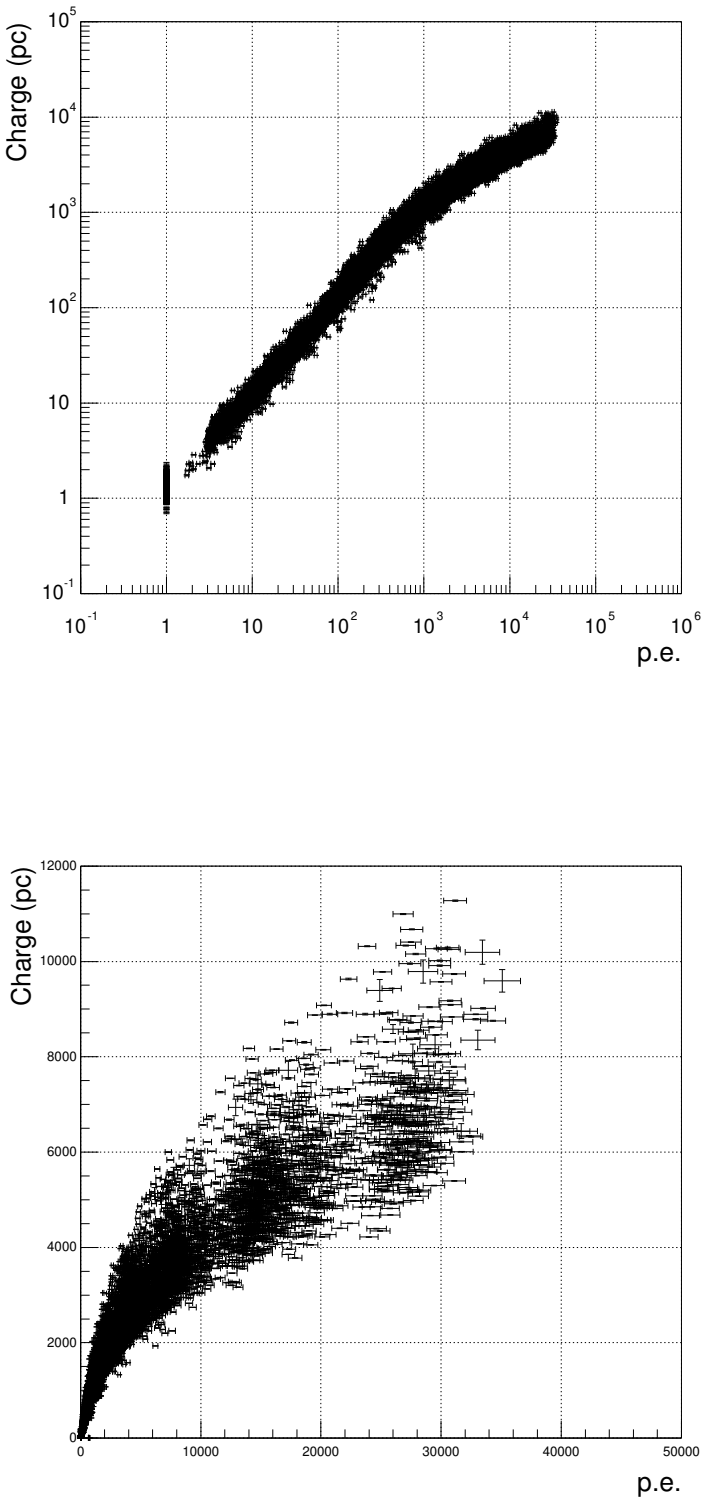

図 4.9: 全光電子増倍管のリニアリティのプロット 1

4.3.2　モニターによる横軸の決定

前節の光電子数を横軸にとる方法では、その決定に基準点での光電子数とあらかじめ測定した ND フィルターの減衰率を用い、個々の光電子増倍管のリニアリティを調べた。ここでは、全測定を通じて光量変化を測定しているモニター 1∼3 の電荷量を用いてこれを光量変化の絶対的な基準とする。その基準に従って前節のリニアリティプロットを再構成した結果について述べる。

モニター 1∼3 には 49 ページの図 3.3 に示したとおり、17 インチ光電子増倍管と同じ光を入射している。また、モニターの前には 1 から 3 の順に減衰率の大きな ND フィルターをかけている。これは、17 インチ光電子増倍管に入射する光を増加させていったとき、各光量の領域をモニターの 2 インチ光電子増倍管の出力が線型なところでその光量変化をモニターするためである。具体的には、モニター 1 は 5 番目の測定点まで、モニター 2 は 6 番目から 14 番目まで、15 番目以降はモニター 3 の出力が線型な領域にあるようにモニターの前の ND フィルターで光量を調節している (図 4.10 参照)。したがって、各領域での各モニターの出力が線型であると仮定すれば、その出力変化がそのままその領域での入射光量の変化を表わしている。したがってモニターの出力を横軸にとることで ND フィルターの減衰率によらず、17 インチ光電子増倍管のリニアリティプロットを作ることができる。

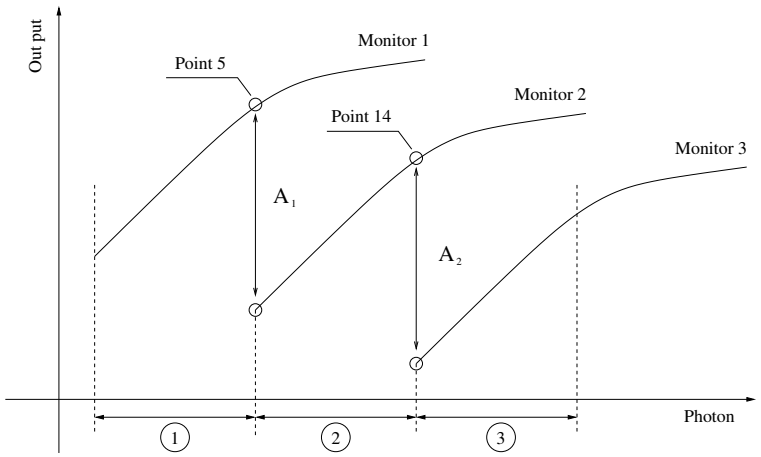

図 4.10: モニター 1∼3 による横軸決定方法の概略図

図の①∼③の 3 つの領域のつなぎは以下のようにして行なった。領域①と②のつなぎは、5 番目の測定点のモニター 1 と 2 の比をとり、それを A_1 とすると全測定における A_1 の分布の平均値をモニター 1 と 2 のスケールファクターとした。領域②と③のつなぎも 14 番目の測定点に対して同様にファクターを決めた。

このようにして、領域①ではモニター 1 の出力を横軸として 17 インチ光電子増倍管の測定値をプロットする。つぎの領域②では、モニター 2 の出力にファクター A_1 をかけた値、領域③では、モニター 3 の出力にファクター $A_1 \cdot A_2$ をかけた値を横軸にとり同様にプロットする。

図 4.11 と図 4.12 にその結果を示す。このように ND フィルターの減衰率を用いずにモニターの出力の測定値を用いてリニアリティのプロットができる。

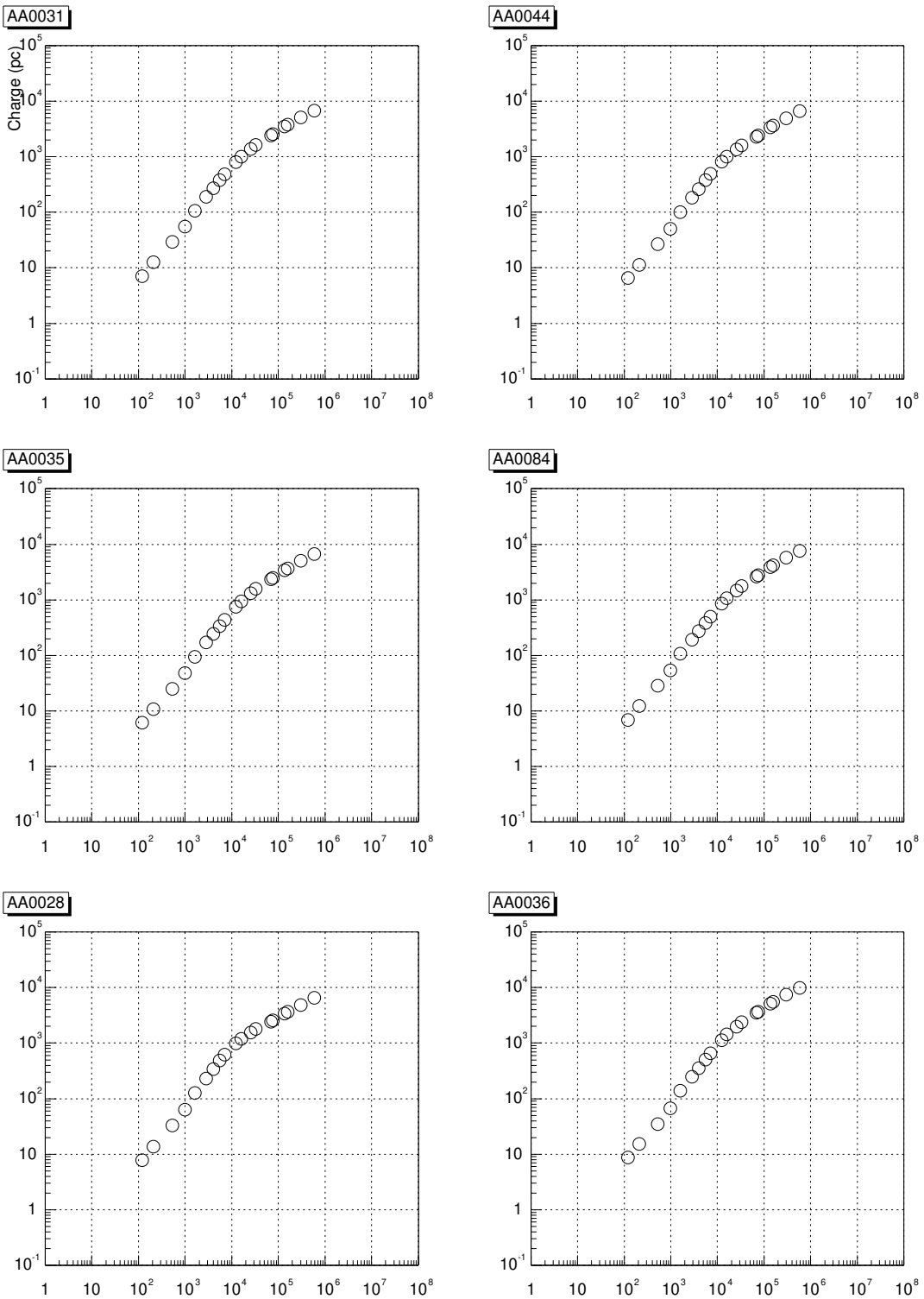

図 4.11: モニター 1~3 により決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (ログスケール)。

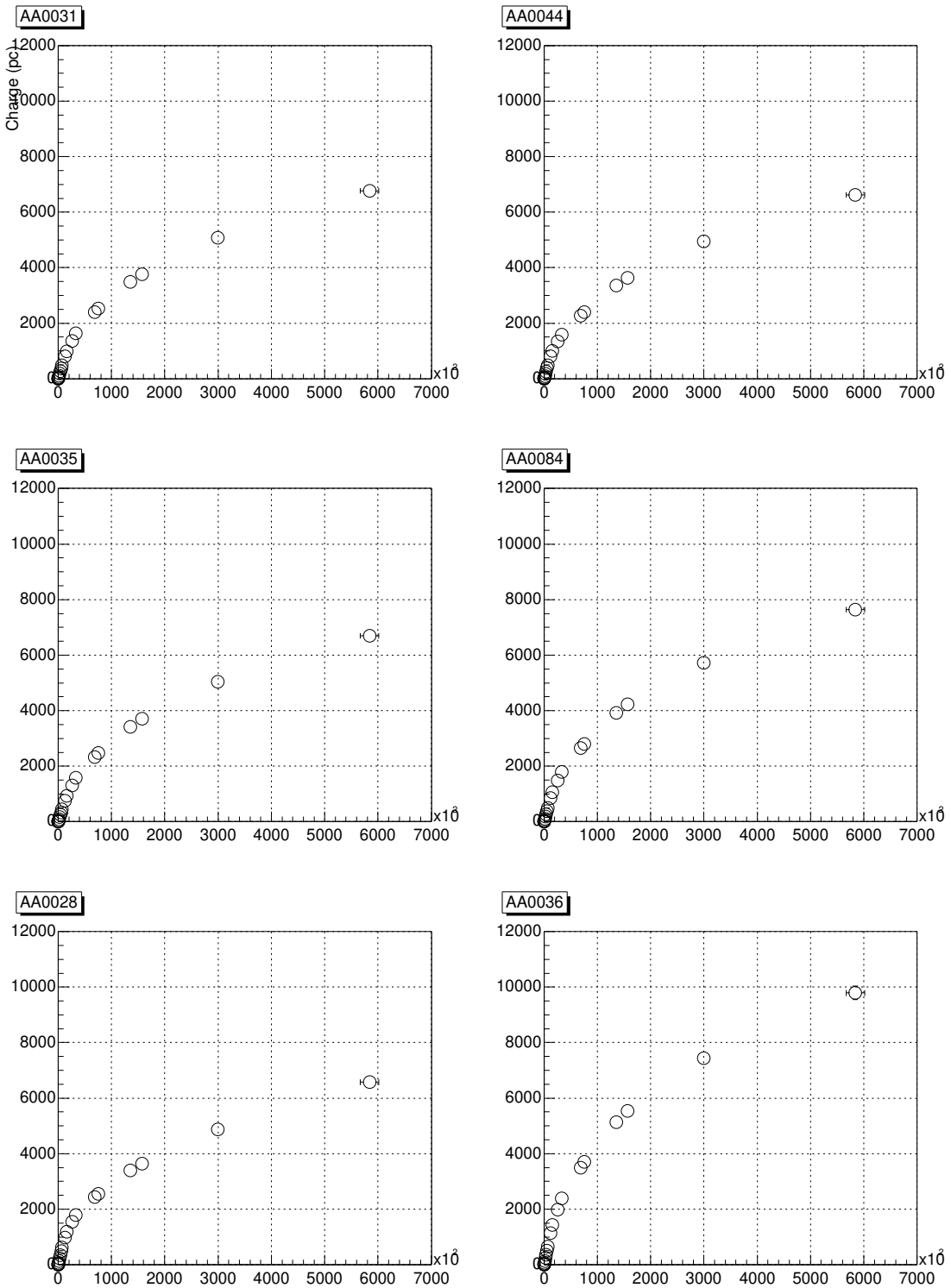

図 4.12: モニター 1∼3 により決定した光電子数に対するリニアリティのプロット (リニアスケール)。

次に横軸のモニターの出力を平均的な光電子数に直す。17 インチ光電子増倍管の出力が線型である基準点においてモニターの出力と 17 インチ光電子増倍管の出力は以下の関係がある。

$$\text{Monitor の出力値} \propto \text{17 インチ PMT の出力値} \propto \text{17 インチ PMT での p.e.数} \tag{4.5}$$

したがって、モニターの出力値と前節で決定した基準点での 17 インチ光電子増倍管の出力の比について全測定で分布をとる。そしてその平均値はモニターの出力値から 17 インチ光電子増倍管の光電子数を導く係数を表わしている。この係数により、今回の全測定において各測定点での平均的な光電子数を求めることができる。

この係数値を用いて図 4.11、図 4.12 を書き直したプロットを図 4.13、図 4.14 に示す。

測定した全ての光電子増倍管のリニアリティのプロットをログスケールとリニアスケールで図 4.15 に示す。

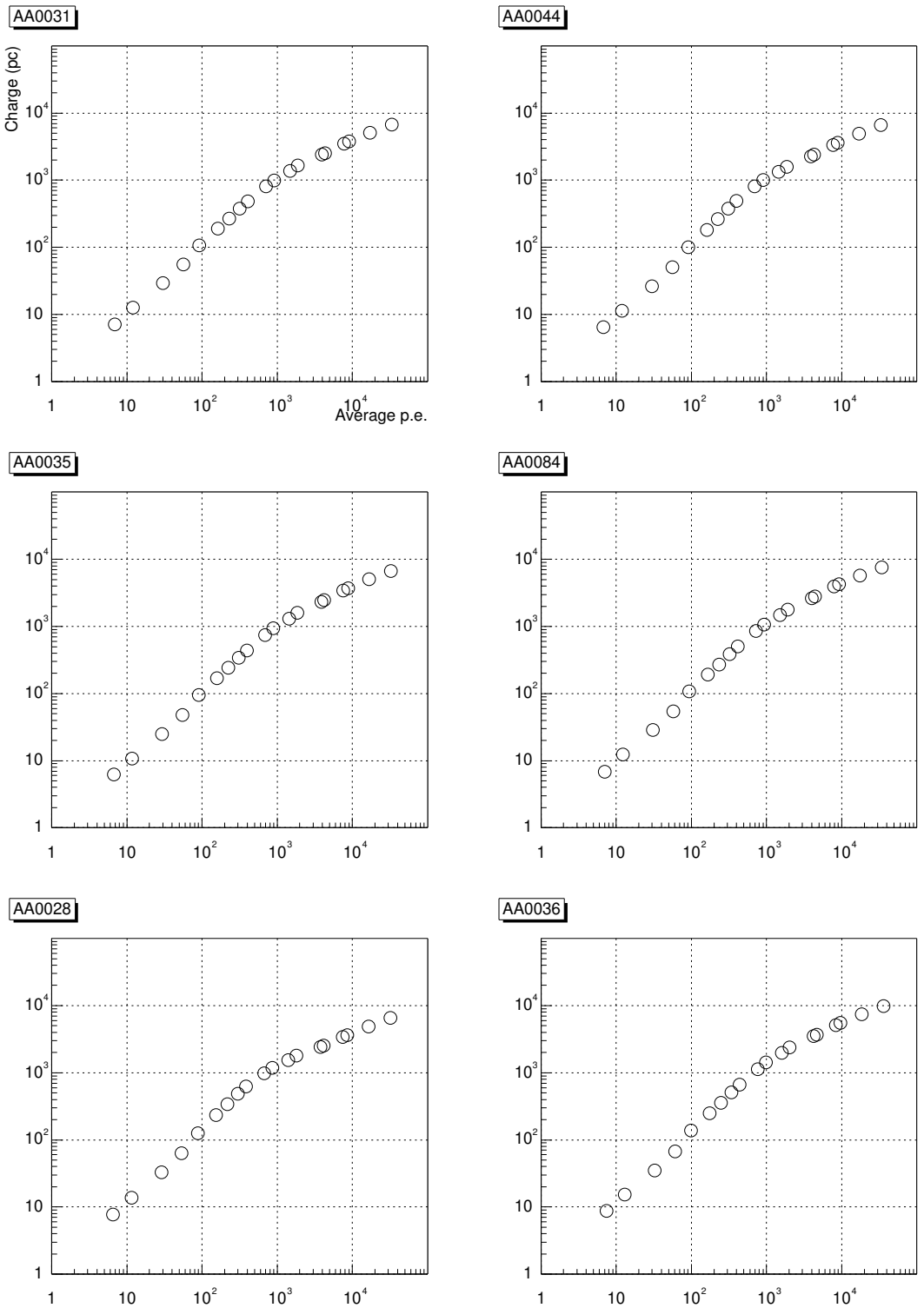

図 4.13: 平均の光電子数に対するリニアリティのプロット (ログスケール)。

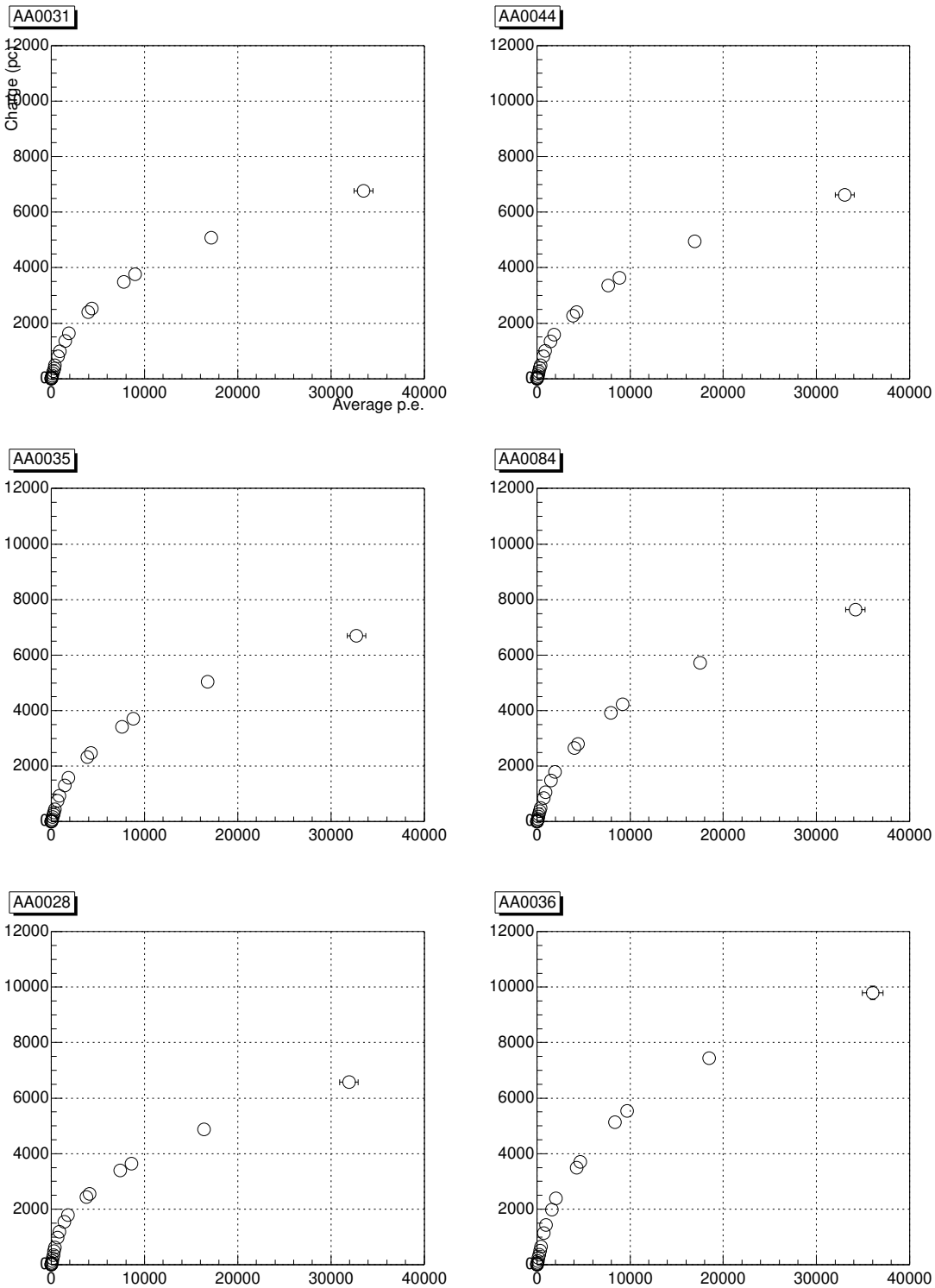

図 4.14: 平均の光電子数に対するリニアリティのプロット (リニアスケール)。

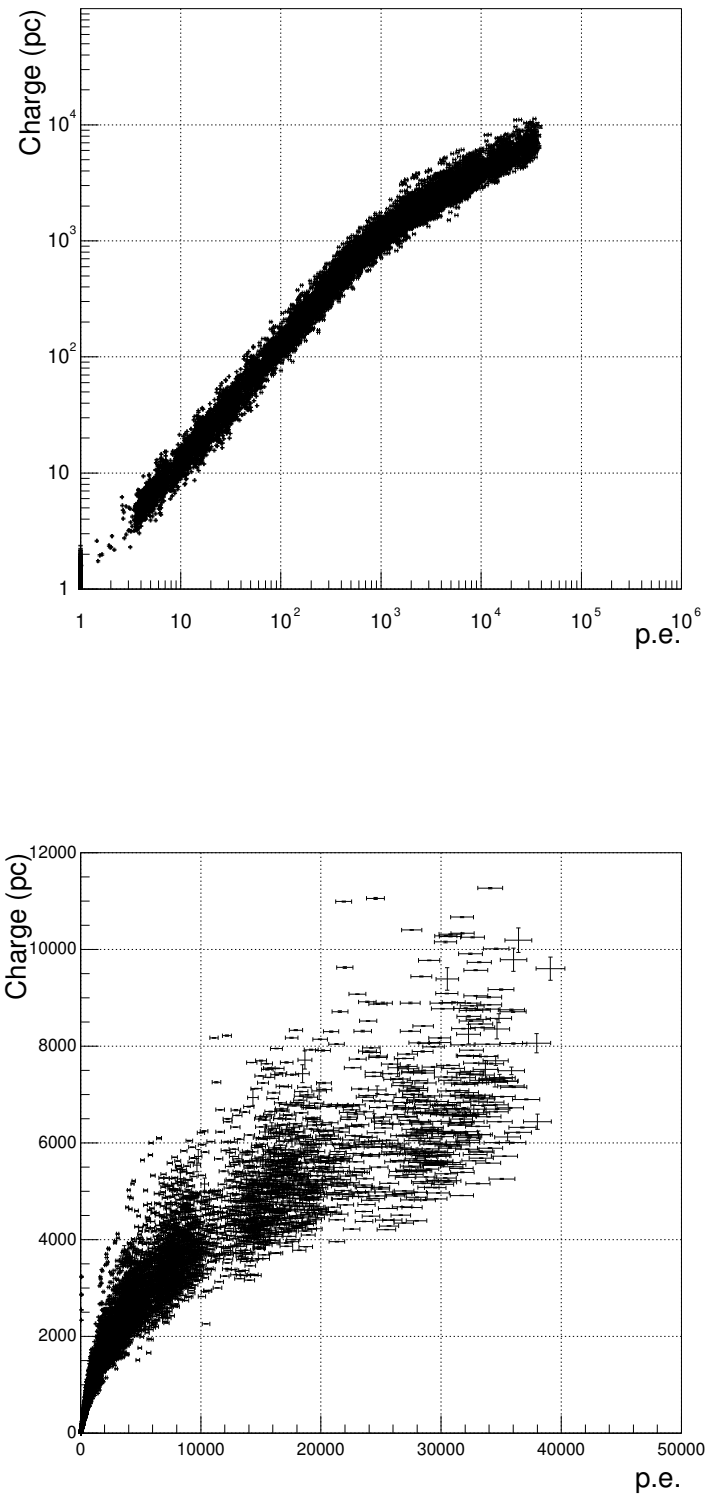

図 4.15: 全光電子増倍管のリニアリティのプロット 2

第5章　まとめ

今回の測定では 17 インチ光電子増倍管の増幅率を測定し 10^7 ゲインを与える印加電圧を求めた。初期値として用いた印加電圧では、得られた増幅率は全数の平均で 0.83×10^7 ゲインであり、10^7 ゲインを得るには印加電圧を高く設定しなければならない。また、パラメーター b の値を測定したことにより、個々の光電子増倍管で任意の電流増幅率の印加電圧を設定することができる。これにより KamLAND 実験で 17 インチ光電子増倍管を使用する際、初期値として用いる印加電圧値を知ることができた。

またリニアリティの測定により、17 インチ光電子増倍管の入射光量に対する線型性は、約 500 光電子レベルまでの光に対しては線型であることが分った。また 10000 光電子レベルの光に対してもその出力は飽和せずに増幅傾向にある。個々の光電子増倍管のリニアリティのカーブを得たことで様々なエネルギーの事象に対するエネルギー較正を行なうことができる。

本実験では測定する光電子増倍管の数が多かったため、必要なデータがそろっていないものもあった。これに関しては現在再測定中であり、実験前までには完全なデータが揃っていると思われる。

付 録A　ニュートリノ振動

ニュートリノの質量がゼロでない場合、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 $(\nu_{\rm e},\nu_\mu,\nu_\tau)$ は一般に一致せず、異なった種類 (フレーバー) のニュートリノ $(\nu_{\rm e},\nu_\mu,\nu_\tau)$ が混じり合う。この結果、時間の経過につれてあるニュートリノが別の種類のニュートリノに変化し、その確率は時間とともに振動する。一般的にフレーバーの固有状態 $\nu_f(f = {\rm e}, \mu, \tau)$ 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。

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

ここで、U_{fj} はクォークセクターの小林-益川行列に対応する混合行列である。

$|\nu_j\rangle$ はエネルギー E_j

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

をもつとき、時間とともに

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle {\rm e}^{-iE_j t} \tag{A.3}$$

のように変化する。

したがって、式 (A.1) より、時刻 $t = 0$ で弱い相互作用により生成された ν_f は時刻 t で、

$$|\nu_f(t)\rangle = \sum_j U_{fj}|\nu_j(t)\rangle \tag{A.4}$$

$$= \sum_j U_{fj}{\rm e}^{-iE_j t}|\nu_j(0)\rangle \tag{A.5}$$

となり、フレーバーの固有状態の時間発展の式は、

$$|\nu_j(t)\rangle = U_{fj}{\rm e}^{-iE_j t}U_{jf}^\dagger|\nu_f(0)\rangle \tag{A.6}$$

となる。

ここで、計算の簡略化のため 2 種類間のニュートリノ振動 $(\nu_{\rm e},\, \nu_\mu)$ について述べる。この場合、独立な混合行列要素はただ 1 個のみとなるので、混合角 θ を使って、混合行列 U は、

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

と表わすことができる。

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

$${\rm P}(\nu_e \to \nu_\mu) = |\langle\nu_\mu(0)|\nu_e(t)\rangle|^2 \tag{A.8}$$

であり、式 (A.6)、(A.7) を代入して計算すると、

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

$$= \frac{1}{2}\sin^2 2\theta\{1 - \cos(E_1 - E_2)t\} \quad (A.10)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{E_1 - E_2}{2} t \quad (A.11)$$

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.2) を使うと、

$$\mathrm{P}(\nu_e \to \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p} t \quad (A.12)$$

$$\approx \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(m)}{E(MeV)} \right) \quad (A.13)$$

が得られる。

以上のように、ニュートリノ振動とは混合があり、かつ質量差があってはじめて起こる現象である。

付 録B　1光電子相当光

光子が光電面に入射したとき、光電効果を起こして光子の数と波長に応じて光電子を放出するが、何個の光電子が飛び出したかを直接知ることはできない。しかし、このとき飛び出した光電子数はポアソン分布をしていると考えられる。ポアソン分布は二項分布の極限として得られ、平均値を μ、確率変数を n とすると、

$$P(X=n) = \frac{\mu^n}{n!}\exp(-\mu) \tag{B.1}$$

と表される。つまり、n はある事象で 1 回に飛び出す光電子数、μ を平均の光電子数と考えることができる。

また、信号計数率とは光の入射回数に対する光電子増倍管の出力回数であるので、信号計数率 R は式 (B.1) を用いると、

$$\begin{aligned} R &= 1 - P(X=0) && \text{(B.2)} \\ &= 1 - \exp(-\mu) && \text{(B.3)} \end{aligned}$$

である。このとき、得られた出力が 1 光電子の信号である確率は、

$$\begin{aligned} \frac{P(1)}{1-P(0)} &= \frac{\mu\exp(-\mu)}{1-\exp(-\mu)} && \text{(B.4)} \\ &= \frac{1-R}{R}\log\left(\frac{1}{1-R}\right) && \text{(B.5)} \end{aligned}$$

と表わされる。図 B.1 にこのプロットを示す。図のように計数率が 7%以下であれば、有効なデータのうち 96%以上が 1 光電子による信号であると言える。計数率は実際には波高値に対してあるしきい値を設定して計測するが、測定環境のノイズをできるだけ混入せず、かつ 1 光電子信号を落とさないように波高値の $1/4$ レベルのしきい値を用いることが多い。

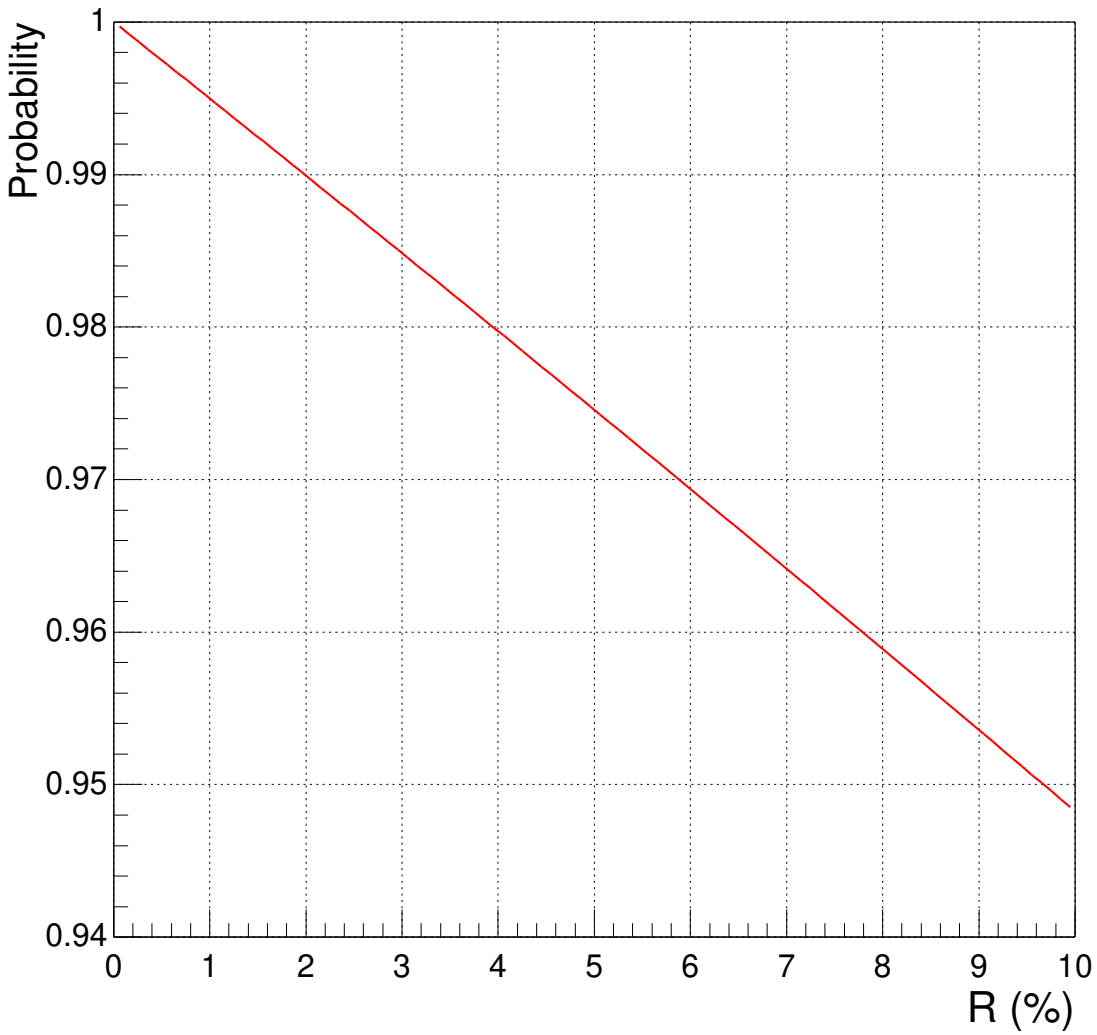

図 B.1: 信号計数率と 1 光電子信号である確率

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] C.Athanassopoulos et al., Phys.Pev.Lett.81(1998)1774

[4] C.Athanassopoulos et al., Phys.Pev.C58(1998)2489

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

[6] For information, see http://www.neutrino.lanl.gov/BooNE.

[7] E.Ables et al., P-875:A Long-baseline Neutrino Oscillation Experiment at Fermilab, Feb(1995)

[8] K.Nishikawa, Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)59(1997)289

[9] B.Achkar et al., Nucl.Phys.B434(1995)503

[10] Brian M. Cook (Cal Tech), Ph.D.Thesis. Development and Testing of a Detector to Study Neutrino Oscillations at Palo Verde (Scintillator,Positrons), (1996)

[11] M.Apollonic et al. , hep-ex/9711002(1997)

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

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

[14] 日本物理学会編「ニュートリノと重力波」裳華房

[15] 鈴木 英之 日本物理学会誌 Vol.43, No 2, 1988

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

[17] 三浦 功, 菅 浩一, 俣野 恒夫,「物理学選書 7 放射線計測学」裳華房

[18] 浜松ホトニクス「光 光電子増倍管 -その基礎と応用-」

謝辞

本論文執筆にあたり、多くの方々からの御指導、御鞭撻を賜わり、御協力を頂ききました。また本研究にあたり、実験データの収集において KamLAND 実験グループの皆様には朝早くから夜遅くまで貴重な時間をさいて頂き本当にありがとうございました。皆様のお力添えなくしては本研究は成り立ちませんでした。この場を借りて厚くお礼申し上げます。

鈴木厚人先生には、KamLAND 実験に参加する機会を与えていただきました。また指導教官として本論文をまとめるにあたりそのテーマ、校正など様々な面での御指導、助言を頂きありがとうございました。

白井淳平先生には、修士 1 年の頃何の知識もなかった私に実験に対する姿勢や方法など基礎的なことを御指導頂きました。本当にありがとうございました。

末包文彦先生には、KamLAND 実験全般、特に液体シンチレーターについての御指導頂きました。本当にありがとうございました。

井上邦雄先生には、本研究における解析方法や物理的なことについて貴重な助言を頂きました。本当にありがとうございました。

古賀真之さんには、本研究の実験初期の立ち上げから解析方法まであらゆる面で助けて頂きました。また研究以外の私生活の面でも大変お世話になりました。本当に感謝しています。

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から組み立てまで本当に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畠山衆一郎さん、Glenn Horton-Smith さん、三井唯夫さん、古野貢一郎さん、石原賢治さん、中村健悟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、沖和宏さん丸山和純さん、山鹿光裕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。

同期の安土哲君、五十嵐喜則君、白崎泰弘君には、コンピューターの苦手な私に様々な助言やアドバイス、本当にありがとうございました。また伊藤智希君、田島治君、渡辺秀樹君には物理だけでなく、いろいろな面で楽しませてもらいました。おかげで楽しい 2 年間を過すことができました。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 哉先生、成田晋也さん、技官の玉江京子さん、事務の猪股田鶴子さん、鈴木有実さん、蜂谷三香子さん、柿沼むね子さん、M1 の池田晴雄君、川口哲司君、丸藤裕仁君、木下英展君、半田史明君、 口格君、室野尚武君、吉田俊光君、渡部佳世さん、4 年生の伊藤和嘉子さん、中嶋亨君、前田達郎君、松尾公大君、 井栄二君、三上恵成君、遊佐洋右君、みなさんにはいろいろな面で大変お世話になり、おかげで楽しい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。

その他、この研究を通して、様々な人にお世話になりました。特に本田精機株式会社の皆様本当にありがとうございました。

最後に、遠くから常に私を支えてくれた両親と弟、妹に心から感謝します。