修士学位論文

$\mu \to e\gamma$崩壊探索実験用
液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻

素粒子物理国際研究センター
森 俊則 研究室所属

86057
小曾根 健嗣

2000 年 1 月

概要

2003 年に開始が予定されている $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験は、将来の大型加速器に先駆け、標準理論を超える新しい物理として考えられている大統一理論の検証を行なうことを目的としている。

近年、スーパーカミオカンデ実験で大気ニュートリノ振動が観測されたことにより、レプトンフレーバーが保存されていないという衝撃が世界を駆けめぐったことは記憶に新しい。これに対し、$\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験は、荷電レプトンにおけるレプトンフレーバーの非保存を解明することで、ニュートリノ振動とは別の角度からレプトンフレーバーの破れを検証するものである。現在開発している検出器は、μ 粒子の通常崩壊に対する $\mu \to e\gamma$ 崩壊の分岐比を $2 \sim 3$ 桁上回り、理論の予言する分岐比に迫ることのできる性能を有すると期待されている。その 1 つである液体キセノンガンマ線検出器については、昨年度のプロトタイプの実験により、$\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験での位置・エネルギー分解能に対し、それぞれ数 mm 以下、約 2%を達成可能であることが示され、非常に優秀な検出器であることが分かった。

本研究の目的は、これまで測定されていなかった液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能を評価することである。$\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験で膨大なバックグラウンドと $\mu^+ \to e^+\gamma$ 事象との識別を可能にするために検出器に要求される時間分解能は 150 psec(FWHM) であり、本研究により、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊で観測される 52.8 MeV のガンマ線に対してこの分解能を達成できるという確証を得た。ここではそれについて詳しく報告する。

目 次

1 序論 **1**

1.1 標準理論 1
1.2 超対称大統一理論 2
1.3 レプトンフレーバー保存則の破れと $\mu \to e\gamma$ 崩壊 3

2 $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験 **5**

2.1 概要 5
2.2 ビームとターゲット 6
2.3 ポジトロンスペクトロメータ 6
2.3.1 超伝導ソレノイド 7
2.3.2 ドリフトチェンバーシステム 7
2.3.3 ポジトロンタイミングカウンター 8
2.4 液体キセノンガンマ線検出器 9
2.5 感度 10
2.6 バックグラウンドと時間分解能 10
2.6.1 プロンプトバックグラウンド 10
2.6.2 アクシデンタルバックグラウンド 11

3 $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験用液体キセノンガンマ線検出器 **12**

3.1 シンチレーターとしての液体キセノン 12
3.1.1 シンチレーターの分解能 12
3.1.2 ガンマ線と液体キセノンの相互作用 12
3.1.3 液体キセノンのシンチレーション光 15
3.1.4 液体キセノンの諸特性 15
3.2 光電子増倍管 (HAMAMATSU R6041Q) 17
3.3 低温下での安定性 18
3.4 52.8 MeV ガンマ線に対する分解能 19
3.4.1 エネルギー分解能 19
3.4.2 位置分解能 20
3.4.3 時間分解能 20

4 予備実験 **21**

4.1 予備実験の目的 21
4.2 予備実験で測定する時間分解能 21
4.3 セットアップ 22
4.4 キセノンの液化 23
4.5 キセノンの純度 23
4.6 トリガー回路 24
4.7 TDC の線形性の測定 25
4.8 信号の波高と threshold の設定 26
4.9 予備実験の結果と解析 27
4.9.1 イベント選定 27
4.9.2 time walk 補正 28
4.9.3 予備実験での時間分解能 31

5 プロトタイプ実験 **32**
5.1 プロトタイプ実験の目的 32
5.2 ガンマ線に対する時間分解能 32
5.3 ガンマ線源 32
5.4 セットアップ 33
5.5 キセノンの純化と液化 35
5.6 PMT の較正 36
5.7 データ収集用回路 37
5.8 threshold level の設定 39

6 実験データの解析 **41**
6.1 光電子数による位置の推定 41
6.1.1 光量重心 41
6.1.2 モンテカルロシミュレーション 42
6.2 ガンマ線イベントとアルファ線イベントの識別 44
6.3 ガンマ線に対する時間分解能 45
6.3.1 イベントの選定 45
6.3.2 TDC の平均値を使った time walk 補正 46
6.3.3 ADC に対する threshold の設定 49
6.3.4 ガンマ線イベントに対する時間分解能 51
6.3.5 モンテカルロシミュレーション 54
6.3.6 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能の評価 56
6.4 アルファ線に対する時間分解能 58
6.4.1 アルファ線イベントとガンマ線イベントにおける波高の違い 58
6.4.2 イベントの選定 60
6.4.3 time walk 補正 61
6.4.4 アルファ線イベントに対する時間分解能 61
6.4.5 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能の評価 64

7 まとめと今後の課題 **66**
7.1 液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能 66
7.2 Large Prototype 67
7.3 $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験への展望 67

A sum module 回路 **68**

1 序論

1.1 標準理論

1900 年代は素粒子物理学の世紀であったと言っても過言ではない。この間、素粒子物理学は加速器の進歩とともに飛躍的に発展し、「素粒子標準理論」と呼ばれる輝かしい理論の完成を見た。現在の世界最高到達エネルギーは欧州素粒子物理学研究所 (CERN) にある電子・陽電子コライダー (LEP) の 202 GeV であり、このエネルギーレベルまでの実験データは、標準理論でよく記述されることが分かっている。現在の素粒子物理学の課題は標準理論の実験的な確証を得ることもそうではあるが、現行の標準理論を包括し、より高いエネルギースケールで成立するとされる新たな標準理論を探究することも大きな目標である。

自然界には電磁相互作用・強い相互作用・弱い相互作用・重力相互作用の 4 つの相互作用が存在し、これらの相互作用はいずれもゲージ理論と呼ばれる理論形式に従うとされている。

ここで、ゲージ理論について簡単にまとめておく。まず、現実の 4 次元時空とは別に内部空間というものを導入する。物理法則は座標系の選び方に依らないはずであり、並進や回転といった座標変換に対する物理法則は変わらないことを要請する。内部空間を考えることが役に立つのは物理法則が内部座標変換に対しても不変である場合である。時空の各点に対し独立な内部座標変換を行なうことを局所的ゲージ変換と呼び、これに対して物理法則が不変であるという要請をゲージ原理と呼ぶ。そこから導かれる理論がゲージ理論であり、ゲージ対称性の要請だけから理論が決定されるという著しい特徴をもつ。そして、ゲージ理論には質量が 0 でスピン 1 の場 (ベクトル場) が存在し、これをゲージ場と呼んでいる。力を媒介する場の正体はゲージ場であり、電磁相互作用では光子がそれに相当し、弱い相互作用の場合は、質量が約 80 GeV の $W^{\pm}$ 粒子と約 91 GeV の Z^0 粒子である。

電磁相互作用と弱い相互作用 (合わせて電弱相互作用) は素粒子のもつハイパーチャージとアイソスピンによって引き起こされ、$SU(2) \times U(1)$ 対称性に従うゲージ理論で記述される。一方、強い相互作用はクォークのもつカラー荷によって生じ、$SU(3)$ 対称性に従うゲージ理論で記述される。現在、標準理論と呼んでいるものは、電弱相互作用と強い相互作用をまとめた $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 対称性に従うものである。そして、上述した力の場 (ボソン) の他に物質場 (フェルミオン) としてスピン 1/2 のクォークとレプトンが三世代分含まれている。なぜ三世代であるかという謎は未だに手がかりがつかめていない。さらに、内在するパラメータの数は 20 近くもあり、アインシュタインの重力方程式のパラメータが万有引力定数ただ 1 つであることを考えると、真の統一理論とは言えない。

しかし、標準理論が素粒子物理学にもたらした影響は図り知れない。標準理論が従来の物質観に新しくもたらしたものは真空の概念である。標準理論によれば、実は真空とは無の空間ではなく、Higgs 粒子の詰まった力学的構造体である。したがって真空自身がエネルギーをもつことができ、Higgs 場は自己相互作用をもつので、真空は温度に応じてその相を変えることになる。初期宇宙の超高温状態から現在の極低温状態の間にはそうした相転移が起こっており、それに応じて素粒子の性質も変わるはずであり、これを対称性の自発的破れと呼んでいる。標準理論では、素粒子の本来の質量は 0 であるという立場をとり、現在の世界にある素粒子の質量とは後天的に負荷された力学的な性質であると見なしている。このような質量発生のメカニズムを Higgs 機構という。物質の根源要素であるフェルミオンはカイラル不変性によって、また、力を媒介するゲージボソンはゲージ不変性によって質量が 0 である論理的根拠を有するが、現実にはフェルミオンと電弱相互作用のゲージボソンには質量があり、不変性が破られているように見えている。そこで Higgs 機構を採用することにより、質量を獲得した素粒子群の相互作用をゲージ理論の枠組で記述することができる。

標準理論はこの 30 年の間、様々な精密検証に対し理論の予想通りの結果を出してきたが、まだ検証されていないものも存在する。残る大きな課題とは CP 非保存現象の解明と上で述べた Higgs 粒子の発見であり、今なお検証は行なわれている。近い将来には現在建設中の大型加速器が走行を開始する予定であり、新しい物理学への扉はもはや開かれている。

1.2 超対称大統一理論

現在までのところ、標準理論と明らかに矛盾する事実は実験データとしてはない。しかし、標準理論の欠点はいくつか指摘されており、標準理論のわずかな拡張でこれらの問題は解消できる。

標準理論は$\mathrm{SU}(3)\times\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)$ 対称性に従うと述べたが、3つの相互作用で共通なのはゲージ原理だけで、各々に対して異なる結合定数が必要になってくる。そこで、これらを単一ゲージ結合定数で記述する理論的試みが大統一理論である。単一の結合定数は単一の群に対応するため、大統一するには$\mathrm{SU}(3)\times\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)$を含む単一の群を探せば良いことになり、例えば$\mathrm{SU}(5)$と$\mathrm{SO}(10)$が相当する。$\mathrm{SU}(5)$模型は大統一のための最小の群であり、$\mathrm{SO}(10)$は$\mathrm{SU}(5)$の基本的な性質を継承し、かつ大統一されるスケールで左右対称性を回復するようなモデルである。大統一が成立するためにはスケールμに依存する3個の結合定数$\alpha_i(\mu)$があるスケールで一致しなければならない。$\mathrm{SU}(5)$模型のもとでは各α_iの発展は図1のように表され、一致する傾向にあることが伺える。

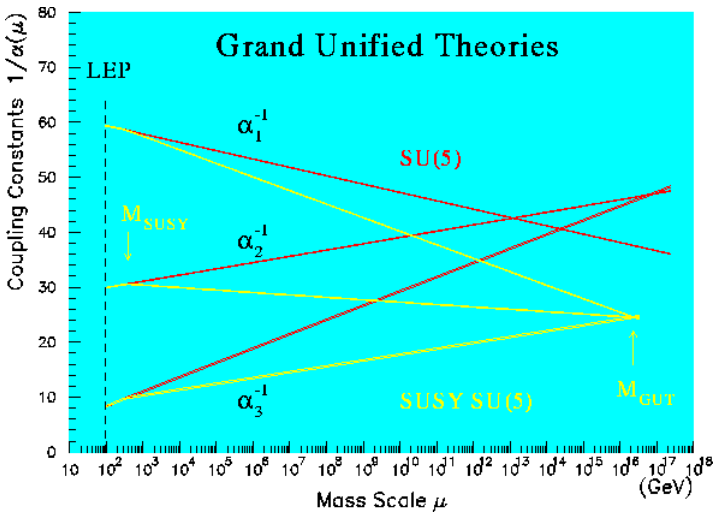


図 1: $\mathrm{SU}(5)$ と $\mathrm{SU}(5)$ SUSY 模型における大統一。$\mathrm{SU}(5)$ 理論に SUSY を組み込むことによって $\mu \sim 10^{15}$ GeV で大統一される。このエネルギーはプランクエネルギー $M_{pl}(=\sqrt{\hbar c/G_{Newton}}) \sim 10^{19}$ GeV よりは下であるので、将来、重力まで含める超大統一の可能性が残されている。

大統一理論には大統一する $O(10^{15})$ GeV と電弱統一の $O(10^2)$ GeV という2つのエネルギースケールが存在する。これらのスケールは13桁も離れており、非常にスケールの違う現象を同一理論の枠内で処理する必要がある。これを階層性の問題と呼んでいる。階層性の問題は全ての大統一理論に共通の欠点であり、そのままでは非常に不自然なパラメータの微調整でしか解消できない。また、Higgs 粒子の質量を考える場合、輻射補正の寄与は切断パラメータの2次に比例するが、この値は $\sim (10^{15}\ \mathrm{GeV})^2$ にもなる。Higgs の真空期待値は 250 GeV であるから、この寄与を相殺するメカニズムは26桁の精度の微調整を必要とし、しかも摂動の各次でこれを行なわなければならない。これは大統一理論であれば必ず直面する問題であり、大変不自然な解決方法である。

その間に対して自然な答えの出せる理論の1つが超対称性理論である。超対称性を導入した $\mathrm{SU}(5)$ 模型では 10^{16} GeV で3つの結合定数が合流することが分かる (図1)。超対称性は簡単に言えば物質場 (フェルミオン) と力の場 (ボゾン) とを結びつける対称性である。場の理論に特有の真空の無限大は、観測量ではないという理由で初めからなかったものとして扱われるが、ボソンが真空に正のエネルギーをもたらし、フェルミオンが負のエネルギーをもたらすことを考えると、超対称性のようにボソンとフェルミオンの間にきちんとした対称性があれば、これらの発散は著しく軽減されることが予想できる。したがって、前に述べた2次発散の補正項も超対称性の導入によりキャンセルされることになる。超対称性理論は実験的には確証がないものの、理論的には非常に魅力的である。

1.3 レプトンフレーバー保存則の破れと $\mu \to e\gamma$ 崩壊

超対称性ではボソンとフェルミオンが一つの粒子の異なる量子状態であるとされ、超対称性が自然界に存在しているならば、粒子にはそのパートナー (超粒子) が存在しなければならず、お互いの質量は等しくなる。しかし、現在では質量が縮退していないことは明らかなので、Higgs 粒子の質量との兼ね合いから超対称性は 1 TeV 付近で破れていなければならない。つまり、超対称性の破れの効果によって超粒子は異なった質量を持つことができるわけである。

レプトンにそれをあてはめて見ると興味深い結論が導かれる。超対称性理論では、レプトンはその超粒子であるスカラーレプトンとゲージーノ (超対称フェルミオン) と相互作用を持つのだが、超対称性が厳密に保たれていれば、この相互作用は通常のゲージ相互作用同様に普遍性を持ち、レプトンフレーバー保存が破れることはない。しかし、超対称性の破れによって、スカラーレプトンとレプトンの質量が等しくなくなると、レプトンと Higgs 粒子との湯川相互作用を対角化してもスカラーレプトンの質量行列は同時に対角化できるとは限らない。もしスカラーレプトンの質量の固有状態においてこの相互作用をみると、異なるフレーバーを持つレプトンとスカラーレプトンの間をつなぐ相互作用が生じるので、レプトンフレーバー保存は破れてしまう。

近年、スーパーカミオカンデ実験 [1] によって大気ニュートリノ振動が観測され、ニュートリノに微小な質量があり、ニュートリノ間の混合角は大きいという重要な結果を得るに至った。これはニュートリノにおいてレプトンフレーバーが保存されていないことを世界で初めて示したものであり、このように超対称粒子を直接発見することなく超対称性理論を検証することも可能である。ニュートリノ振動は、レプトンフレーバー保存の破れによって引き起こされるものであり、振動を起こすため右巻きニュートリノを新たに導入することで、ニュートリノに小さな質量を与えるシーソー機構で説明される。

話を一歩進めれば荷電レプトンにおいてもレプトンフレーバーが破れるように拡張できる。その例として $\mu \to e\gamma$ 崩壊 (図 2、図 3) が挙げられる [2]。この崩壊過程を解明できれば、ニュートリノ振動の起源である新しい物理に迫ることができる。$\mu \to e\gamma$ 崩壊を探索することの意義はレプトンフレーバーの破れや、ひいては SU(5) もしくは SO(10) 超対称性大統一理論をニュートリノ振動とは独立に別の角度から検証することにあり、この探索を通じてニュートリノ混合角の決定やシーソー理論の検証が可能となり、クォーク・レプトンの世代構造の起源を解明する糸口や、未知の超高エネルギーの世界に関する情報が与えられると期待される。

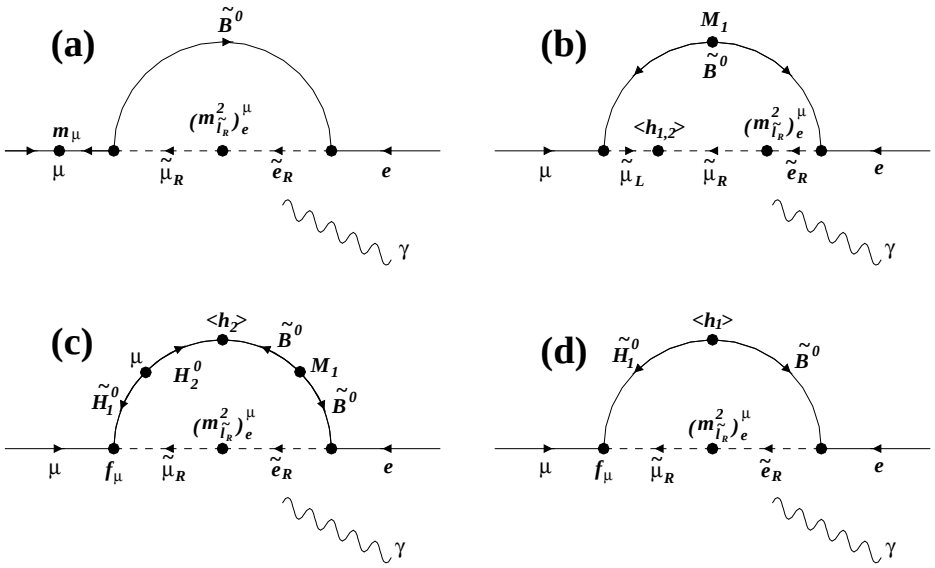


図 2: SU(5) SUSY モデルにおける $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の主要なダイアグラム。超対称性粒子は直接には観測にかからないが、輻射補正を通じて超対称性粒子の効果が現れる。

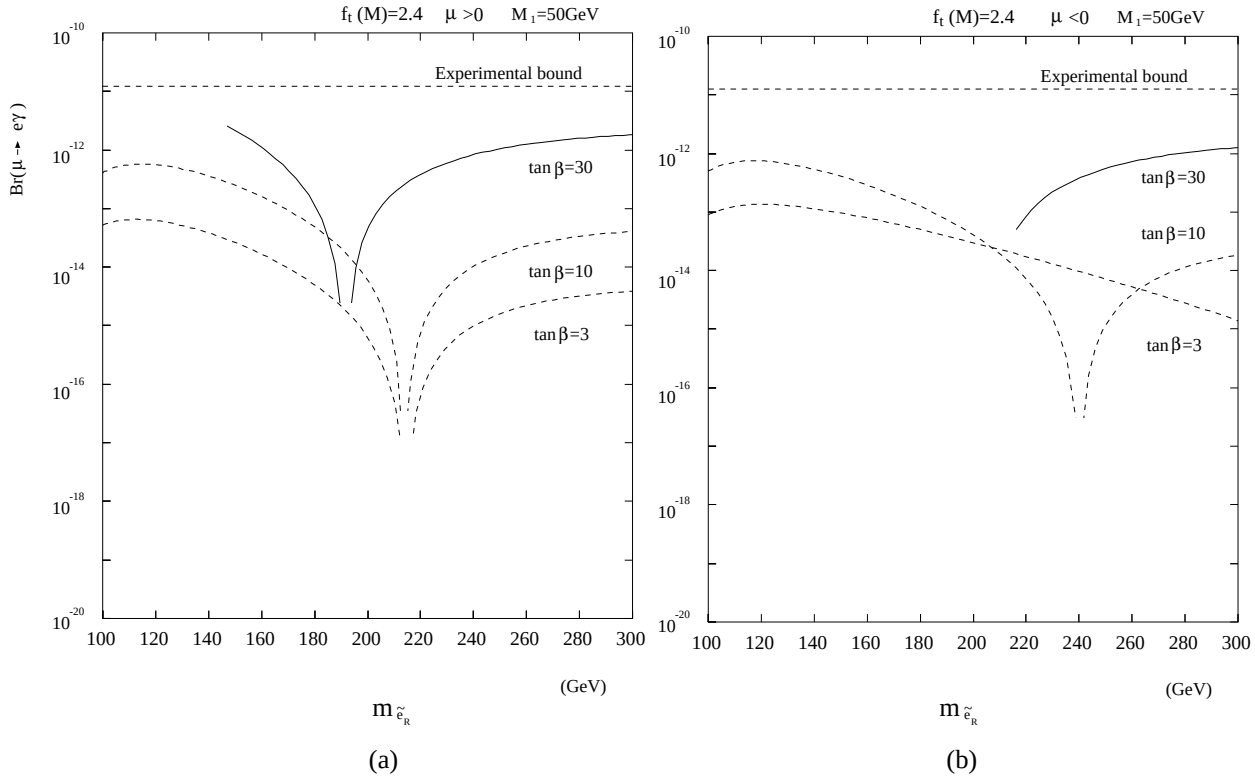


図 3: SU(5) SUSY 模型における $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の分岐比。SO(10) 超対称大統一模型では 10^{-13} から 10^{-11} と大きくなるとされている。図で $\tan\beta$ は Higgs の 2 つの真空期待値の比、M_1 は B 中間子の超粒子 $\tilde{\mathrm{B}}$ の質量、μ は Higgs 粒子の超粒子 Higgsino の質量であり、これらを決定することで超粒子の質量は輻射補正による発展結果として求まり、分岐比が導ける。

2 $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験

2.1 概要

我々の実験グループの目的は将来の大型加速器に先駆けて大統一理論の検証を行なうことである。実験はスイスのスイス国立 PSI(Paul Scherrer Institut) 研究所で行なうことが決定されており、レプトン数保存の破れる $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊を発見することが目標である。

$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の起こる上限値は Los Alamos Meson Physics Facility で行なわれた MEGA 実験 [3] によって上限値が与えられており、通常の μ 粒子の崩壊である $\mu \to e\,\overline{\nu_e}\,\nu_\mu$ (Michel 崩壊) に対する分岐比にして 1.2×10^{-11} (2000 年 1 月現在) であり、まだ標準理論を覆すにはいたっていない。

我々の実験グループは、この上限値を 2, 3 桁上回ることのできる実験を設計し、前述した理論の予想値に迫ることのできる実験を準備中である。現在、我々のグループはその検出器の試作器を製作して性能評価を行なっており、期待できる結果を出している。

ここで $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の探索が従来の検出器ではいかに難しいかについて述べておこう。μ 粒子をターゲット中で静止させた場合、2 体崩壊である $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊が起きる場合 e^+ と γ は等しく 52.8MeV のエネルギーを持って互いに逆向きに飛ぶ。従って、検出される e^+ と γ 線の位置とエネルギーとを同時に精密測定できさえすれば、それらが $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊によるものかどうか識別できる。ところがこれらの同時精密測定はそれほど容易ではない。通常、μ 粒子は圧倒的な割合で Michel 崩壊をするため、膨大なバックグラウンドから $\mu \to e\gamma$ 崩壊を見分けるには検出器に要求される分解能が必然と高くなり、感度を分岐比以下に抑えるのは至難の業である。

$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験 (以下 $\mu \to e\gamma$ 実験) で用いる検出器は、ガンマ線検出器とポジトロン検出器からなり、液体キセノンガンマ線検出器とポジトロンスペクトロメータ (図 4) が最も有力な候補である。これら 2 つの検出器はこれまでのものとは一線を画すものであり、それについてこれから順をおって述べることにする。

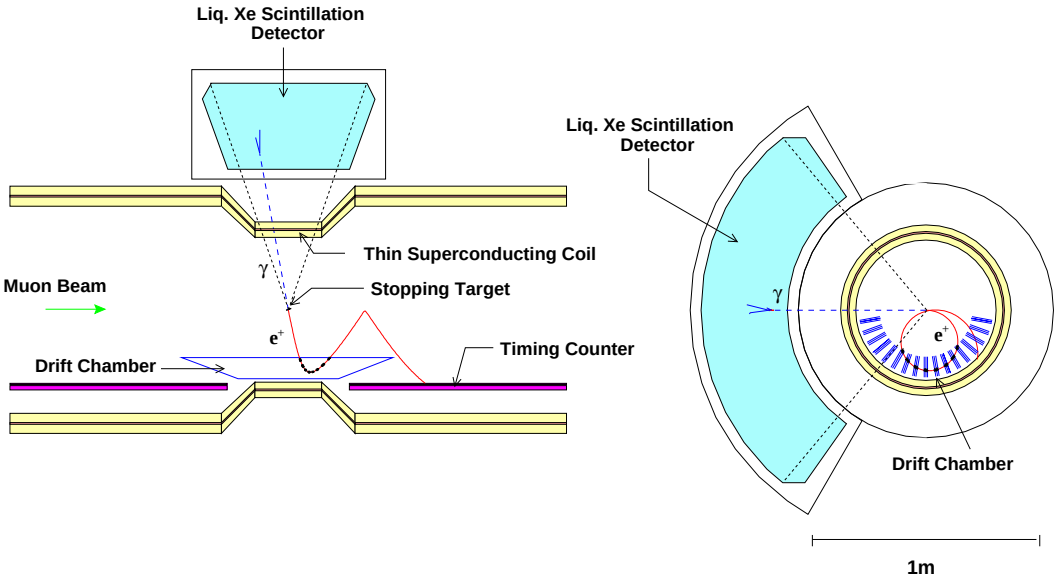


図 4: $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験で用いる検出器。液体キセノンガンマ線検出器とポジトロンスペクトロメータが最も有力視されている。

2.2 ビームとターゲット

スイスの PSI にある πE5 チャンネルは μ ビームとしては現在世界最高強度を誇り、$\mu \to e\gamma$ 実験には $8 \sim 10 \times 10^8 \mu/sec$ の強度のビームを供給できる [4]。また、低エネルギーの π^- ビームも供給できるので、

$$\pi^- p \to \pi^0 n$$
$$\hookrightarrow \gamma\gamma$$

という反応から生成されるガンマ線を液体キセノンガンマ線検出器の較正に使うことが検討されている。πE5 チャンネルの仕様は表 1 の通りである。

solid angle acceptance	150 msr
momentum range	20–120 MeV/c
length	10.4 m
momentum band (FWHM)	10%
momentum resolution (FWHM)	2%
horizontal emittance	15.3 cm·rad
vertical emittance	3.6 cm·rad
spot size	4×4 cm^2

表 1: πE5 ビームチャンネルの主な仕様。

2.3 ポジトロンスペクトロメータ

ポジトロンスペクトロメータは超伝導ソレノイドの中に配置された 17 枚のドリフトチェンバーとタイミングカウンターからなる (図 5)。膨大なバックグラウンドの中から $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊で発生する 52.8 MeV のポジトロンを検出するための画期的な設計がなされている。

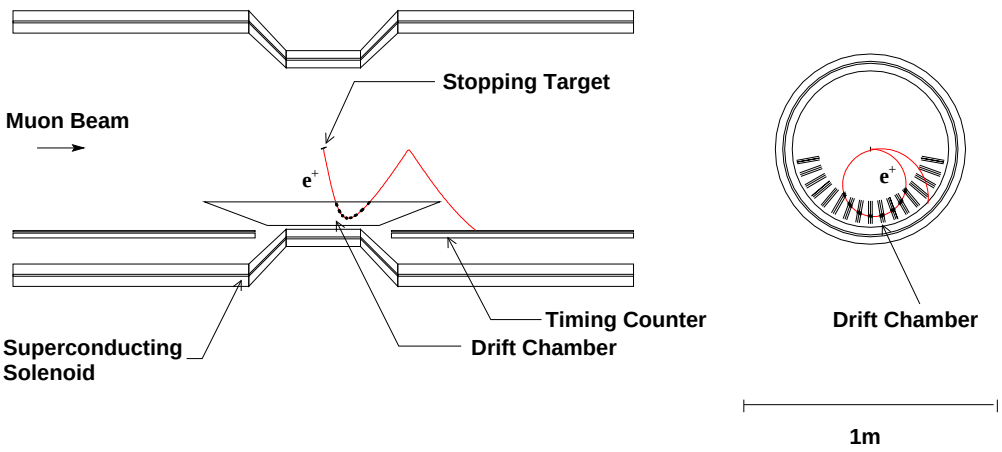


図 5: ポジトロンスペクトロメータの概観。図の左方向から来る μ^+ はターゲットで静止し、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の場合、ポジトロンはドリフトチェンバーを通過しながら特殊な磁場によるドリフトで速やかに掃き出され、1.5 回転した後にタイミングカウンターに達する。

2.3.1 超伝導ソレノイド

Michel 崩壊と $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊との決定的な差異は、Michel 崩壊で生じるポジトロンは 52.8 MeV 未満の運動量を持つということである。運動量の違いによってポジトロンの描く軌道が異なることをうまく利用し、両者を識別するのである。

ここで問題となるのは磁場である。MEGA 実験でそうであったように、一様な磁場の下ではポジトロンが掃引されにくいため、ワイヤーチェンバーのパイルアップが結果的に検出効率を下げてしまう事態が発生する。我々の設計ではその点を大いに考慮し、ターゲットから離れる方向に磁場を緩やかに小さくしていくことで、発生したポジトロンが速やかに掃引されるようにした。また、通過するガンマ線とコイルとの相互作用を低減するため、ソレノイドのコイルには非常に薄い材料を使い、BESS 実験 [5] でも採用されている超伝導電磁石を用いる計画である。

2.3.2 ドリフトチェンバーシステム

図 5 で見たようにドリフトチェンバーは $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊で back-to-back に生じるガンマ線と e^+ を液体キセノンガンマ線検出器と同時に捉えられるように下側に 17 個のセクターが配置されている。個々のセクターは 10° の間隔で配置されており、それぞれは互いに半分だけずれた 2 層のセルから成る (図 6)。使用する材料は低物質量を基本とし、ポジトロンの多重散乱を抑えている。使用する気体は 1 atm の 50% のヘリウムと 50%エタンの混合気体であり、放射長はおよそ 650 m と長く、ヘリウムにより多重クーロン散乱を最小限に抑えつつ、ヘリウムで電離損失が少なくなるところをエタンによって補っている。

ポジトロンの飛跡の z 方向 (ビーム方向) の位置は、センスワイヤーの両端で電荷量の比を測定すれば 1 cm 程度の精度で粗く求まる。各セクターの最外層にはバーニアパッドと呼ばれる薄いプラスチックフィルムが張られており、周期的なパターンでアルミニウムが蒸着されている (図 7)。このパッドは 3 つあり、それぞれパターンが異なるため、電子なだれによって電荷がそれらに誘起されると、3 つの出力パルスの比から位置を約 300 μm の精度で割り出すことができるが、パッドのパターンの周期は数 10 cm であるため、一意的には求まらない。そこで、センスワーイヤーの両端での電荷量の比から 1 cm の精度で z 方向の位置を粗く求めることで、z 方向の位置を決定できる。

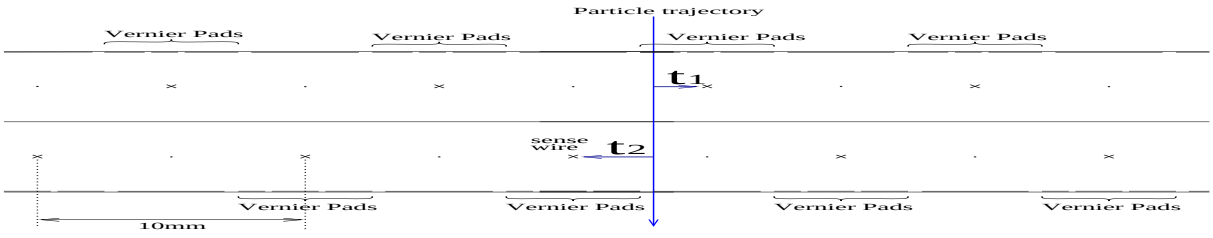


図 6: ドリフトチェンバーの断面図。

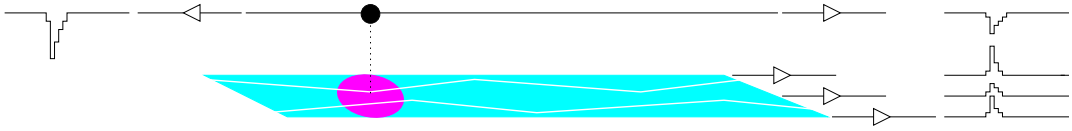


図 7: バーニアパッドの概念図。

2.3.3 ポジトロンタイミングカウンター

ポジトロンタイミングカウンター (図 8) ではポジトロンがカウンターに到達したタイミングを精密に測定する。このカウンターでのポジトロンと液体キセノンガンマ線検出器でのガンマ線とのタイミングを見ることで、バックグラウンドを $\mu^+ \to e^+\gamma$ イベントから識別する。

昨年、シンチレーター (BICRON BC-404) と光電子増倍管 (HAMAMATSU H6152-01MODX) で時間分解能を測定するビームテストが行なわれ、500 MeV がら 1 GeV の陽子と π^+ ビームを使ってシンチレーターの厚みによる違いや、ライトガイドでを付けた時の影響を測定し、シンチレーターの断面が 4 cm×4 cm である場合は、52.8 MeV のポジトロンに対して、約 40 psec の時間分解能が期待できることが分かった [6]。今後は、斜めからの入射や磁場による影響を調べるビームテストを計画しており、より現実的なセットアップで臨む予定である。

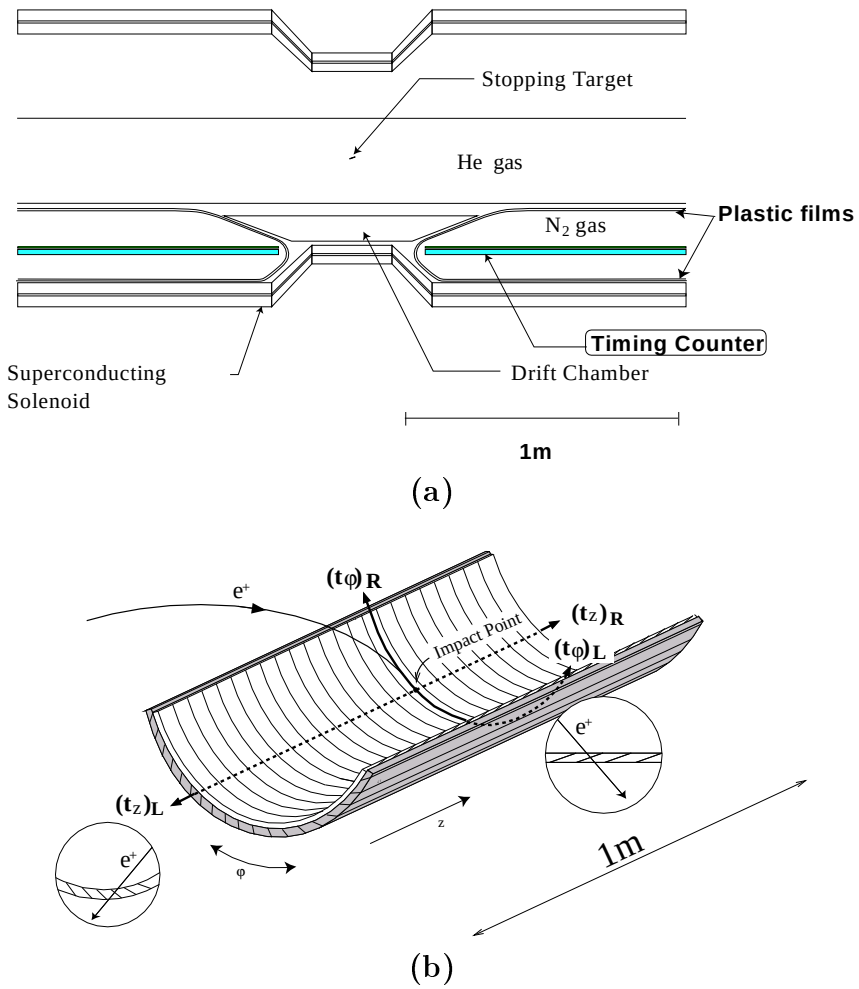


図 8: ポジトロンがタイミングカウンター内で発するシンチレーション光は表面反射を繰り返し φ 方向を伝わって PMT に入る。タイミングカウンターはタイミングを見る以外にも位置も測定でき、φ 方向と z 方向のシンチレーターの両端にはライトガイドを介して光電子増倍管が取り付けられており、PMT の信号の時間差 $(t_\varphi)_R - (t_\varphi)_L$ 及び光量から当たった位置が求まる。

2.4　液体キセノンガンマ線検出器

$\mu \to e\gamma$ 実験でガンマ線を検出するのが図 9 の検出器であり、液体キセノンとガンマ線の相互作用によるシンチレーション光を約 800 個の光電子増倍管により直接捉える。このように多数の光電子増倍管で同じイベントを測定することにより、位置・エネルギー・時間ともに高い分解能を得られることができると期待されている。

液体キセノンの優れた特性や光電子増倍管など検出器についての詳細は次章以降で述べる。

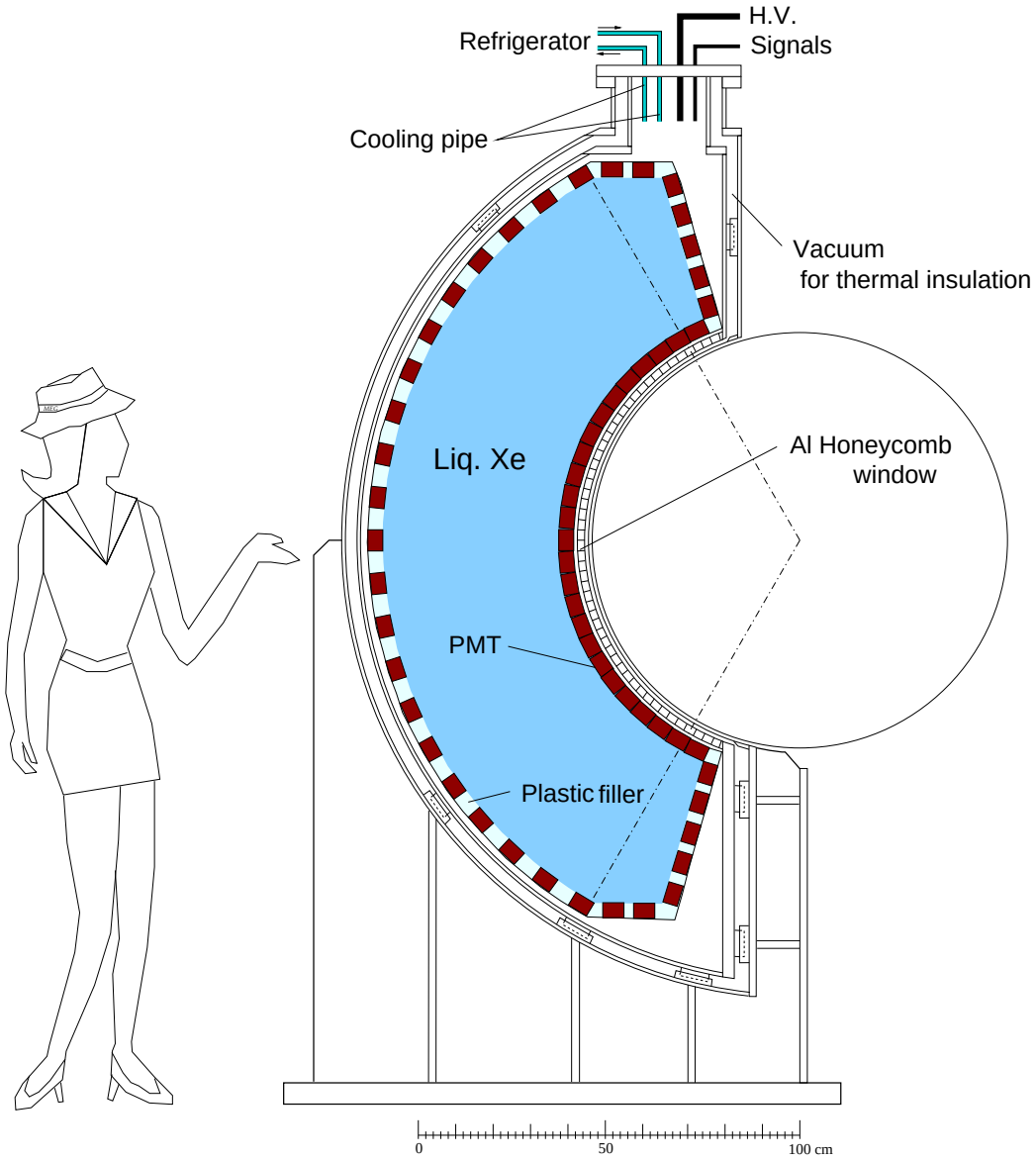


図 9: 液体キセノンガンマ線検出器の概略図。通称は”mini–Kamiokande” である。

2.5 感度

$\mu \to e\gamma$ 実験における検出器のイベントに対する感度は以下のように書ける。

$$B(\mu^+ \to e^+\gamma) = \frac{1}{N_\mu \cdot T \cdot (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{sel}} \tag{1}$$

N_μ: μ^+ 粒子の停止頻度, T: 測定時間,
Ω: 検出器の立体角, ϵ_e: 電子の検出効率,
ϵ_γ: ガンマ線の検出効率, ϵ_{sel}: イベント選別の効率.

シミュレーションによれば停止頻度は $N_\mu = 1 \times 10^8\ s^{-1}$ 程度であり、測定時間は T= 2.2×10^7 s と予定されている。また、検出器の立体角はターゲットから望む液体キセノンガンマ線検出器の立体角で決まり、$\Omega/4\pi = 0.09$ となる (図 4)。測定器の検出効率はシミュレーションにより実現可能な数値が求まっており、$\epsilon_e = 0.95$, $\epsilon_\gamma = 0.7$, $\epsilon_{sel} = 0.8$, の性能が達成されるとすると、期待される感度 B は

$$B = 0.94 \times 10^{-14}, \tag{2}$$

となり、現在の実験で得られている上限値を 2~3 桁上回ることが可能となる。

2.6 バックグラウンドと時間分解能

ここでは、これから説明で用いるパラメータを定義する。

検出器で観測されるポジトロンとガンマ線のエネルギーを E_e, E_γ とし、それらを μ 粒子の静止質量 m_μ で規格化し、

$$x \equiv \frac{2E_e}{m_\mu}, \qquad y \equiv \frac{2E_\gamma}{m_\mu}. \tag{3}$$

とする。ポジトロンとガンマ線を観測した時間差を $t_{e\gamma}$、検出されるポジトロンとガンマ線とのなす角を $\theta_{e\gamma}$ とする (back-to-back の場合は $\theta_{e\gamma} = \pi$ rad となる)。また、これらのパラメータに $\delta\theta_{e\gamma}$ のように前に δ をつけることで、1σ の分解能を表すことにする。δ ではなく Δ の場合は半値全幅 (FWHM) とする。

2.6.1 プロンプトバックグラウンド

$\mu \to e\gamma$ 実験における主なバックグラウンドは 2 種類ある。1 つは、プロンプトバックグラウンドと呼ばれているもので、μ 粒子の輻射崩壊 $\mu^+ \to e^+\nu_e\overline{\nu}_\mu\gamma$ から発生するしたがってポジトロンとガンマ線が共に 52.8 MeV になることはなく、$\mu \to e\gamma$ 崩壊との識別は検出器のエネルギー分解能と位置分解能だけに依存する。図 10(a) はシミュレーションにより、10^{14} 個の μ 粒子を輻射崩壊させ、$(\pi - \theta_{e\gamma}) < 8.4$ mrad であるイベントだけを選びだし、さらに 10 イベントの $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊を発生させたものである。丸で囲まれたイベントは $0.995 < x < 1.005,\ 0.99 < y < 1.01$ とした時に選び出されたもので、全て $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊である。

2.6.2　アクシデンタルバックグラウンド

もう 1 つは、アクシデンタルバックグラウンドと呼ばれるもので、Michel 崩壊などによるポジトロンとエネルギーの高いガンマ線が偶発的に同時観測されてしまうものである。

アクシデンタル・バックグラウンド B_{acc} は、

$$B_{acc} \propto \delta E_e \cdot \delta t_{e\gamma} \cdot (\delta E_\gamma)^2 \cdot (\delta \theta_{e\gamma})^2 , \tag{4}$$

で表される [10]。昨年度行なわれた液体キセノンガンマ線検出器のプロトタイプの実験での結果では、52.8 MeV のガンマ線に対してエネルギー分解能が数%のエネルギー分解能と数 mm の位置分解能が達成可能であることが分かった。この結果をふまえ、ΔE_γ〜1%, $\Delta \theta_{e\gamma}$〜8.4 mrad, とし、ポジトロン線検出器のエネルギー分解能を ΔE_e〜0.5%、ポジトロンとガンマ線を同時検出する時の時間分解能が $\Delta t_{e\gamma}$〜0.15 nsec という数値を達成できるとするならば、$B_{acc} = 5 \times 10^{-15}$ となり、検出器の感度以下に抑えられる (図 10(b))。

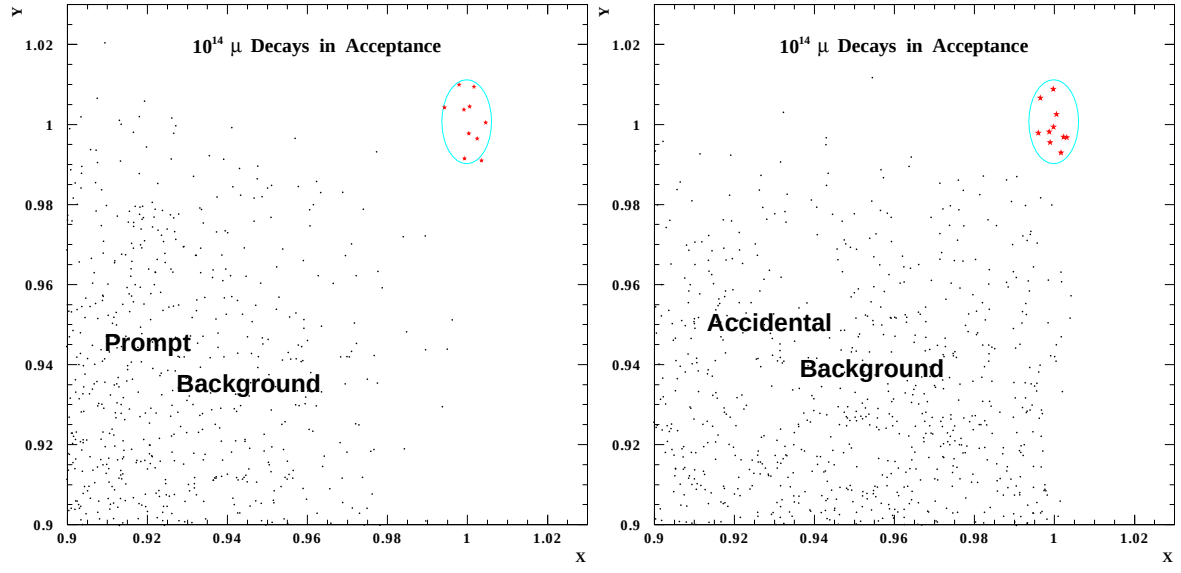
本論文のテーマは、52.8 MeV ガンマ線に対する液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能の評価であり、ポジトロン検出器とガンマ線検出器とでの時間分解能が

$$\Delta t_{e\gamma} = \mathbf{150}\ [\text{psec}], \tag{5}$$

となるかどうか検証することが目的である。ポジトロンについては 40 psec 未満の時間分解能で測定できることが分かっているので、液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能 σ_t は

$$\sigma_t \leq \sqrt{(150/2.35)^2 - 40^2} \sim \mathbf{50}\ [\text{psec}], \tag{6}$$

であれば良いことになり、以後これを目標値とすることにする。



(a)　(b)

図 10: (a) プロンプトバックグラウンドと $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊との識別。(b) アクシデンタルバックグラウンドと $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊との識別。丸で囲まれた部分が識別された $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊である。

3　$\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験用液体キセノンガンマ線検出器

3.1　シンチレーターとしての液体キセノン

3.1.1　シンチレーターの分解能

$\mu \to e\gamma$ 実験において検出器に要求される位置・エネルギー・時間分解能は既存の検出器で達成可能であるが、それを 3 つとも達成できる検出器は今までなかなか存在しなかった。

現在ではシンチレーター材料は数多く存在し、それぞれが長所を持っている。例えば、NaI(Tl) は W_{ph}(光子 1 個をつくり出すのに必要なエネルギー) にして 17.2 eV と高い発光効率を有し、エネルギー分解能に優れている。また、YAP は時間分解能に優れ、発光効率も比較的高く、分解能の面では $\mu \to e\gamma$ 実験に適したシンチレーターといえる。しかし、実際の検出器は大型であることが予想されるため、固体である NaI(Tl) や YAP の大きく均質な結晶を作ることは技術的には難しく、大型化して均一性を失うことによる分解能の低下は免れないという問題を抱えている。

$\mu \to e\gamma$ 実験で要求される分解能を達成でき、かつ均質に大型化が容易なシンチレーターとして最も有力な候補がキセノンである。

3.1.2　ガンマ線と液体キセノンの相互作用

ガンマ線は電荷を持たないため、物質を通過する時に直接電離や励起を起こさない。したがってガンマ線を検出する方法は、物質と相互作用した際に生じる 2 次粒子を検出する以外にない。

測定上はその相互作用のうち、これから述べる 3 つの過程が支配的になる。これらの過程で、全てのガンマ線はエネルギーの全部を電子に与え完全に消滅したり、一部を与えて大きな角度で散乱されたりする。そして、生成される高速電子は他の荷電粒子と同様、物質との電離衝突や原子の励起、制動放射を繰り返しエネルギーを失ってゆく。したがって、これらの 2 次電子により生成された電離電子などを測定してガンマ線を間接的に観測するわけである。

光電吸収

物質中で光子は原子と相互作用をして、その全エネルギーを原子中に束縛されている電子に与え、光電子を放出する。光電子を放出した原子はただちに束縛殻の空孔を埋めるが、この時特性 X 線もしくはオージェ電子を放出する。

光子のエネルギーが殻準位エネルギーであればより吸収されやすくなる。また、ガンマ線のエネルギーが低くなるにつれて相互作用確率が大きくなる。

コンプトン散乱

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量エネルギーよりも大きくなってくると、ガンマ線は原子中の電子と衝突してエネルギーを失うようになる。この過程では光子はあらゆる角度で散乱されるので、反跳電子のエネルギー分布は連続となる。

電子対生成

ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍 (1.022 MeV) を越えると、原子核のつくる電磁場との相互作用により消滅して電子と陽電子の対をつくる。陽電子は物質をわずかな距離を進み速やかに消滅する。この時つくられる 0.511 MeV のエネルギーをもった 2 個の消滅光子が検出対象となる。検出器の応答において電子対生成を含む場合はより複雑である。消滅光子が検出器外へ逃れることにより起こるシングルエスケープピーク、ダブルエスケープピークなどが顕著に現れ出し、高エネルギーでは光電ピークの反応断面積よりも大きくなることもある。

これらの過程の起こる確率はガンマ線のエネルギーと物質の違いによって変化する。液体キセノンとガンマ線の相互作用は図 11 [7] にまとめられる。

$\mu \to e\gamma$ 実験では 52.8 MeV 以下のガンマ線を検出するため、電子対生成が支配的な領域でのガンマ線を検出することになる。一方、5 章以降で述べる液体キセノンガンマ線検出器のプロトタイプ実験では、898 keV から 1836 keV のガンマ線源を使用しているので、液体キセノン中ではコンプトン散乱過程が支配的となる。

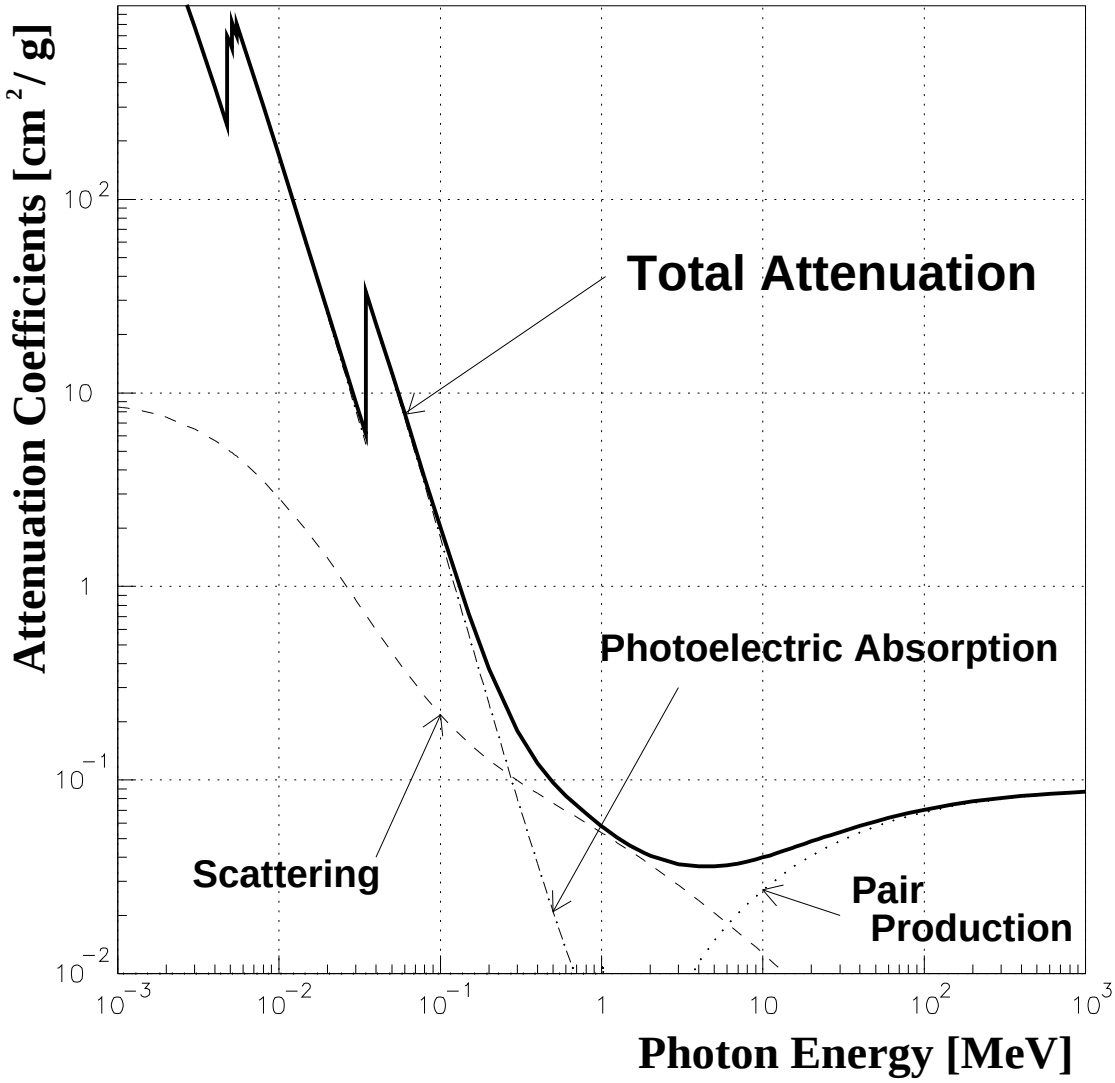


図 11: キセノン中とガンマ線の相互作用の全確率 (全質量減弱係数)。$\mu \to e\gamma$ 実験においては電子対生成が支配的となる。

次章以降で述べる実験では、アルファ線に対する時間分解能も測定したので液体キセノンに対するアルファ線に対するレンジを図 12 に載せておく [7]。

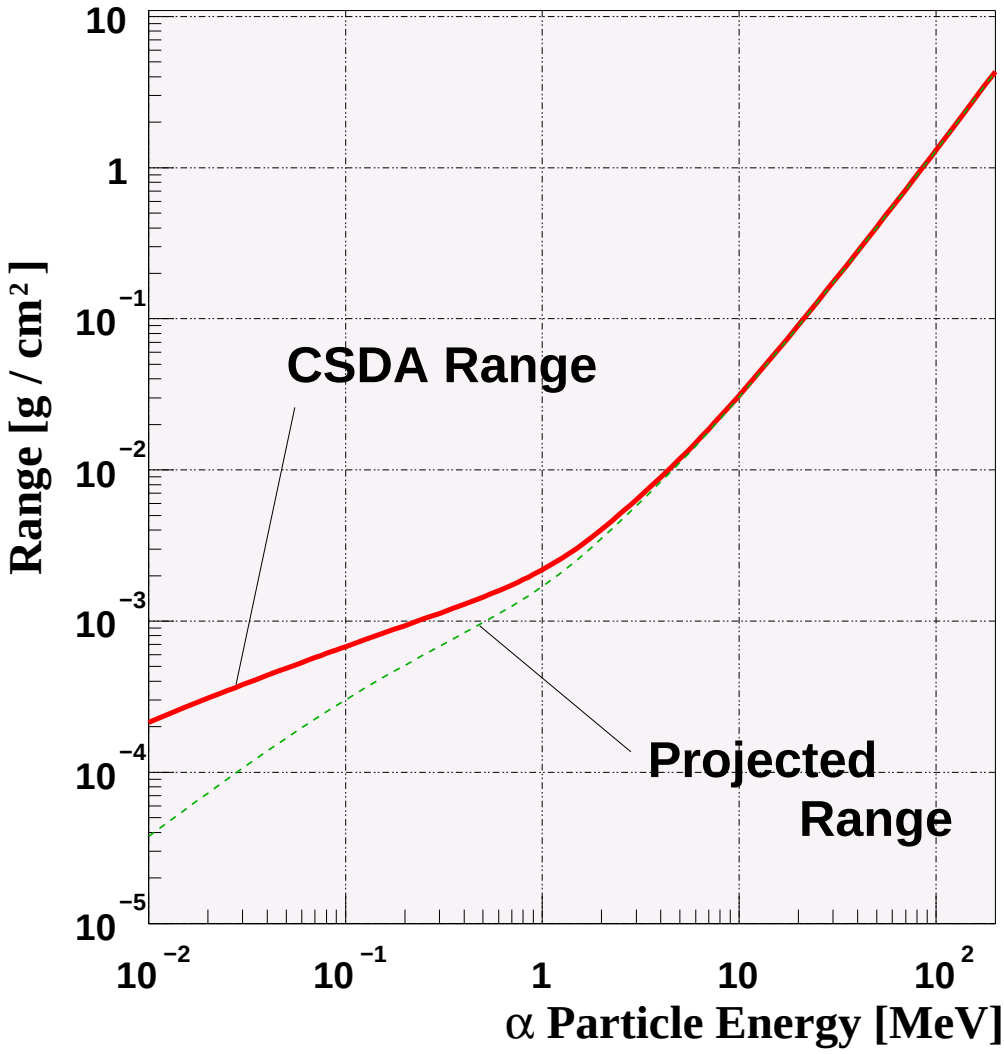


図 12: キセノン中でのアルファ線のレンジ。5.5 MeV のアルファ線源 ^{241}Am の場合、レンジは 0.013 g/cm^2 となり、液体キセノン (3.00 g/cm^3) 中でのレンジはおよそ 40 μm となる。また、図で CSDA(Continuous-Slowing-Down Approximation) Range は、粒子が物質中で静止する場合に良い近似となり、Projected range は物質を貫通する場合に良い近似を与えるもので、これから述べる実験には CSDA range による計算が適当である。

3.1.3 液体キセノンのシンチレーション光

荷電粒子により液体キセノン中に発生する光は直接蛍光である。この直接蛍光は二つの異なる生成過程からなり、励起光と再結合光に分かれることが知られている [8]。

励起光は

$$\mathrm{Xe} + \mathrm{Xe}^* \rightarrow \mathrm{Xe}_2^* \rightarrow 2\mathrm{Xe} + h\nu \tag{7}$$

という過程に従い、再結合光は以下の過程により放出される。

$$\mathrm{Xe}^+ + \mathrm{Xe} \rightarrow \mathrm{Xe}_2^+ \tag{8}$$

$$\mathrm{Xe}_2^+ + e \rightarrow \mathrm{Xe}^{**} + \mathrm{Xe} \tag{9}$$

$$\mathrm{Xe}^{**} \rightarrow \mathrm{Xe}^* \tag{10}$$

$$\mathrm{Xe} + \mathrm{Xe}^* \rightarrow \mathrm{Xe}_2^* \rightarrow 2\mathrm{Xe} + h\nu \tag{11}$$

上記のいずれにおいても、最終的には励起分子 (Xe_2^*) からの発光であり、これらのいずれの過程からの発光でも、中心波長 175 nm、半値幅 10 nm 程度の紫外光が発生する。液体キセノンの発光は再結合の時間を含めても、減衰時間が数 10 ns と比較的速いものである。

液体キセノンの $\mathrm{W_{ph}}$ は、1 MeV の電子の場合約 23.7 eV、アルファ粒子の場合は約 19.6 eV である。いずれの場合も電離に対する W 値（一つの電子、イオンを作るのに要するエネルギー）である 15.6 eV よりも大きい。これは、電子の場合は再結合を逃れたエスケープ電子が原因であると考えられている。

3.1.4 液体キセノンの諸特性

液体キセノンの諸特性を表 2 に示す。

Atomic Number	54
Mass Number	131.29
Density	3.00 g/cm^3
Boiling point	165 K
Melting point	161 K
Triple point(temperature)	161 K
Triple point(pressure)	0.805 atm
Triple point(density)	2.96 g/cm^3
Refractive index	1.56
Radiation length	27.7 mm
Crirical energy	10.5 MeV
Mollier radius	4.1 cm
Scintillation wave length	175 ± 5 nm (FWHM)
Energy per scintillation photon (52.8 MeV γ)	23.7 eV
Decay time(recombination)	45 ns
Decay time(Fast Components)	4.2 ns
Decay time(Slow Components)	22 ns

表 2: 液体 Xe の諸特性。

キセノンは常温・常圧の下では気体であるが、1 atm 付近の圧力で約 160 ∼ 170 K 程度の低温にすると液体となり (図 13)、その状態を保ったままでガンマ線の検出を行なうことになる。キセノンは液体での密度が 3.00 g/cm^3 と大きく、W_{ph} は 23.7 eV と、NaI(Tl) と比べてもひけをとらない。さらに、ガンマ線の場合、シンチレーション光の減衰時間が 45 nsec と比較的短く、イベントのオーバーラップが検出感度に効いてくる我々の実験には適していると言える。

また、キセノンを液化するためには約 −100°C に冷却・保温する装置が必要となってくるが、これまでの実験により実用的なレベルまで確立されている。これについては 5 章で述べる液化方法を参照されたい。

発光波長は真空紫外光であるため、可視光領域にしか感度のない一般的な光電子増倍管の入射ウィンドウでは大きく減衰してしまう。そこで、我々は石英（クォーツ）をウィンドウに使用し、液体 Xe 波長領域での紫外線透過率を落さない光電子増倍管を使うことにした。光電子増倍管については次節で詳しく述べる。

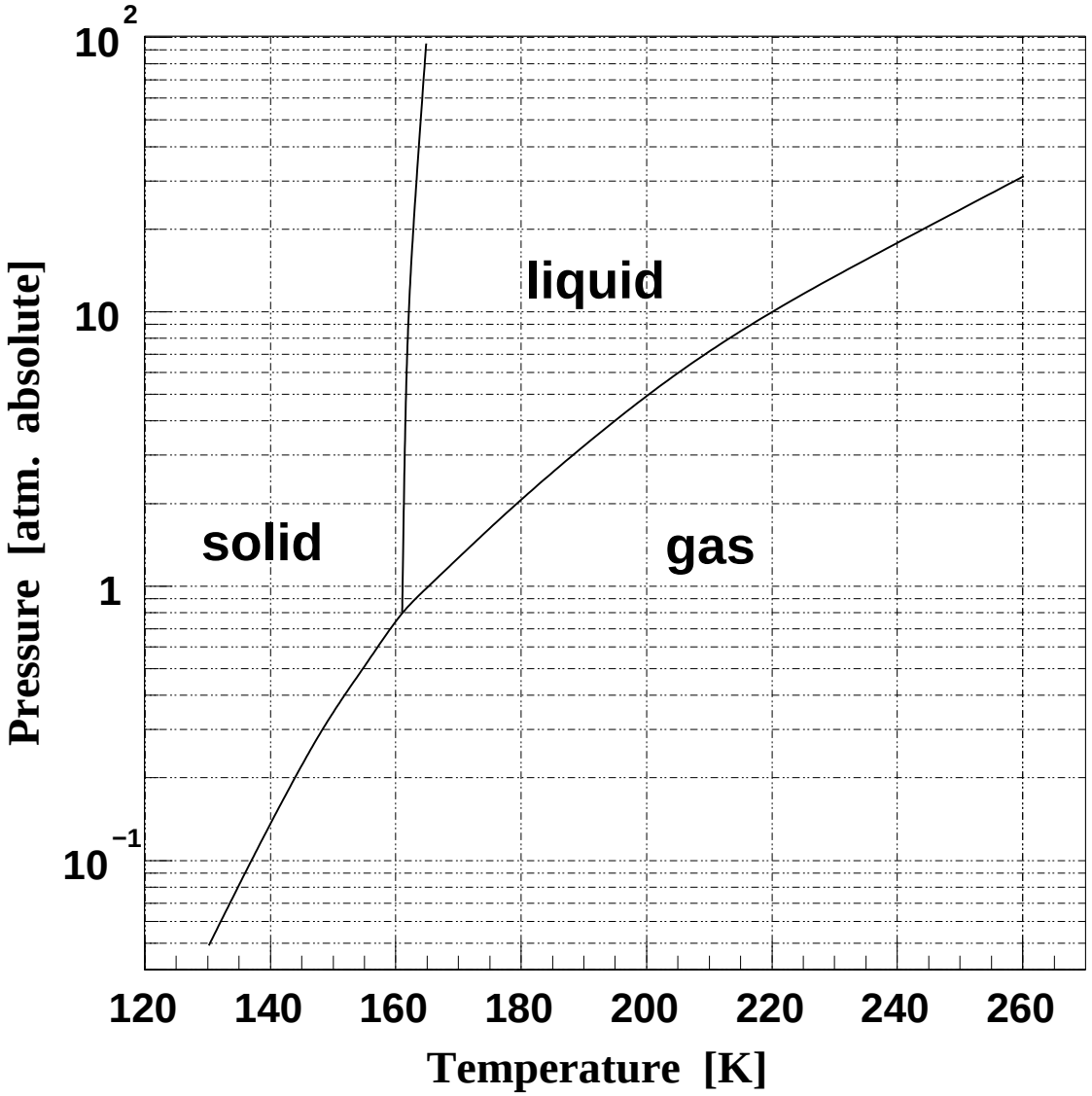


図 13: キセノンの相図。

3.2 光電子増倍管 (HAMAMATSU R6041Q)

液体キセノンのシンチレーターとしての特長は前節で述べたとおりであるが、それを生かすためにはシンチレーション光を測定する光電子増倍管につぎのような制約が加わる。

1つは、液体キセノンのシンチレーション光が 175 nm の真空紫外光であることから、その波長域に有感領域があることが重要となってくる。2つ目は $-100°$C 程度の低温下で安定動作が期待できることである。一般的な光電子増倍管は常温で動作させることが多く、50°C を越える高温や $-100°$C 付近ではあまり使われない。これら 2 つの問題は、例えば、ウェーブシフターウインドウなどを介して液体キセノンで発生するシンチレーション光を測定する方法をとれば同時に解決されるかのように見える。しかし、ウェーブシフターでの散乱や吸収による光量の減少や、それにともなう位置分解能の低下は免れない。

この例のように 2 つの要求を満たす光電子増倍管はこれまでなかなか見つからないでいた。そこで、浜松フォトニクス製の R6041 という光電子増倍管をもとに窓材に 175 nm 付近の透過性に優れたクォーツを使った R6041Q (以下この光電子増倍管を PMT と呼ぶ) を開発し、昨年度行なわれたエネルギー・位置分解能測定実験 [9] においても使用し、実績を積んでいる。PMT の回路図は図 14 に示す。

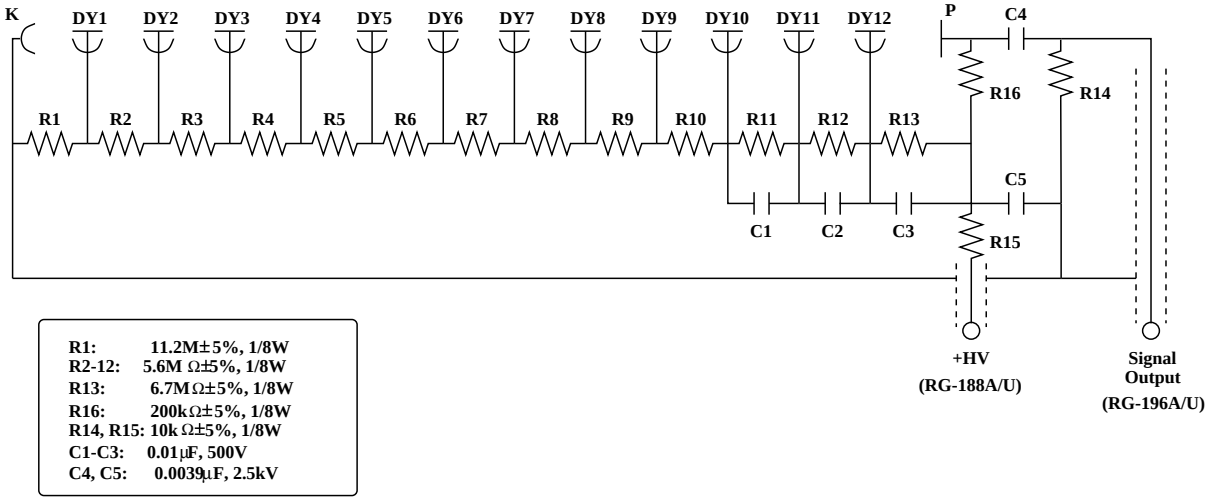


図 14: R6041Q の回路図。光電面に電圧をかけることで生じる電場により第一ダイノード (DY1) に入る電子数の統計を減らしてしまうため、印加電圧はプラスである。

R6041Q には次のような特長がある。

- メタルチャンネル型ダイノード (図 15) の採用により、増倍率（ゲイン）を確保しつつ、かつ縦方向に短く、物質量を低減することが実現されている。(図 15)
- 早い走行時間 (FWHM で 0.3 nsec) を有している。
- 光電面材料 Rb-Cs-Sb を使用し低温での光電面の面抵抗を抑えることで、量子効率の低下を防いでいる。
- 石英ウィンドウにより、有感波長領域を真空紫外光へと伸ばし、Xe のシンチレーション光 (波長 175nm) に対しても充分な感度が保証されている。
- 液体 Xe 温度 ($-110°$C)、3atm での動作が可能である。
- 表面不純物の発生が少なく、液体キセノンを汚さない。

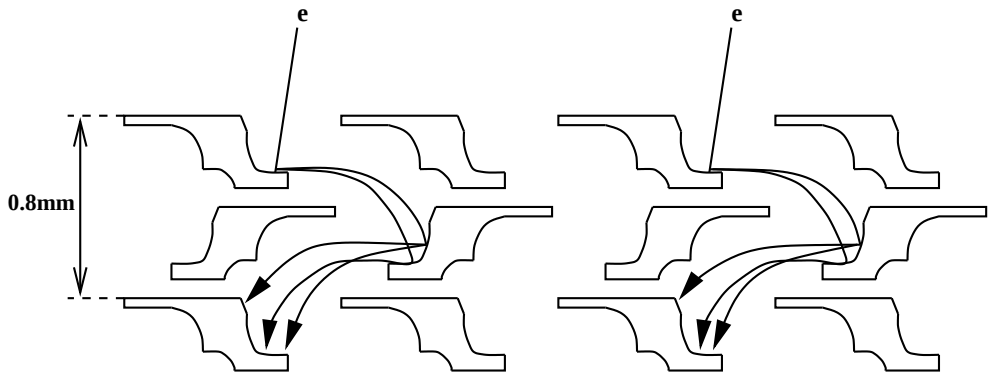


図 15: メタルチャンネル型ダイオードの構造。従来のダイノードに比べてダイノード間隔は狭くなっており、速い時間応答と高い増幅率を実現できる。ダイノードに入射した電子は位置を保ったまま増幅を繰り返すため位置検出にも使用でき、クロストークは少ない。また、$\mu \to e\gamma$ 実験で検出するガンマ線は PMT を通過するものもあり、縦方向に薄い構造が要求されるので、この構造が適している。

3.3 低温下での安定性

昨年度の実験の結果をもとに低温下での液体キセノンガンマ線検出器の安定性が伺い知ることができる。液体キセノン中でアルファ線のシンチレーション光を PMT で観測し、その光量の時間変化を見たのが図 16 である [9]。

横軸が 0 の時に液化が完了したことを示し、5 時間ほどで液体キセノンと PMT が安定状態に達し、それ以降もわずか 0.5 %のふらつきで安定であることが分かる。

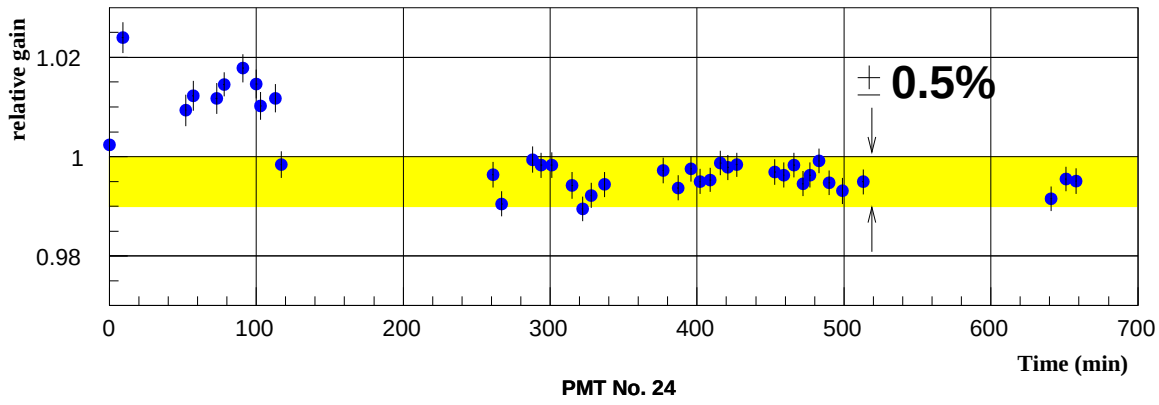


図 16: 液体キセノンガンマ線検出器の時間安定性。

3.4　52.8 MeV ガンマ線に対する分解能

3.4.1　エネルギー分解能

昨年度は液体キセノンガンマ線検出器のプロトタイプを実際に製作し、4 種類のガンマ線源を使用してガンマ線に対するエネルギー分解能を測定した。この検出器は 5 章で述べるものと同一であり、32 本の PMT で液体キセノンのシンチレーション光を測定した。図 17 はその結果であり、52.8 MeV ガンマ線に対しては約 2% のエネルギー分解能を持つことがわかった [9]。

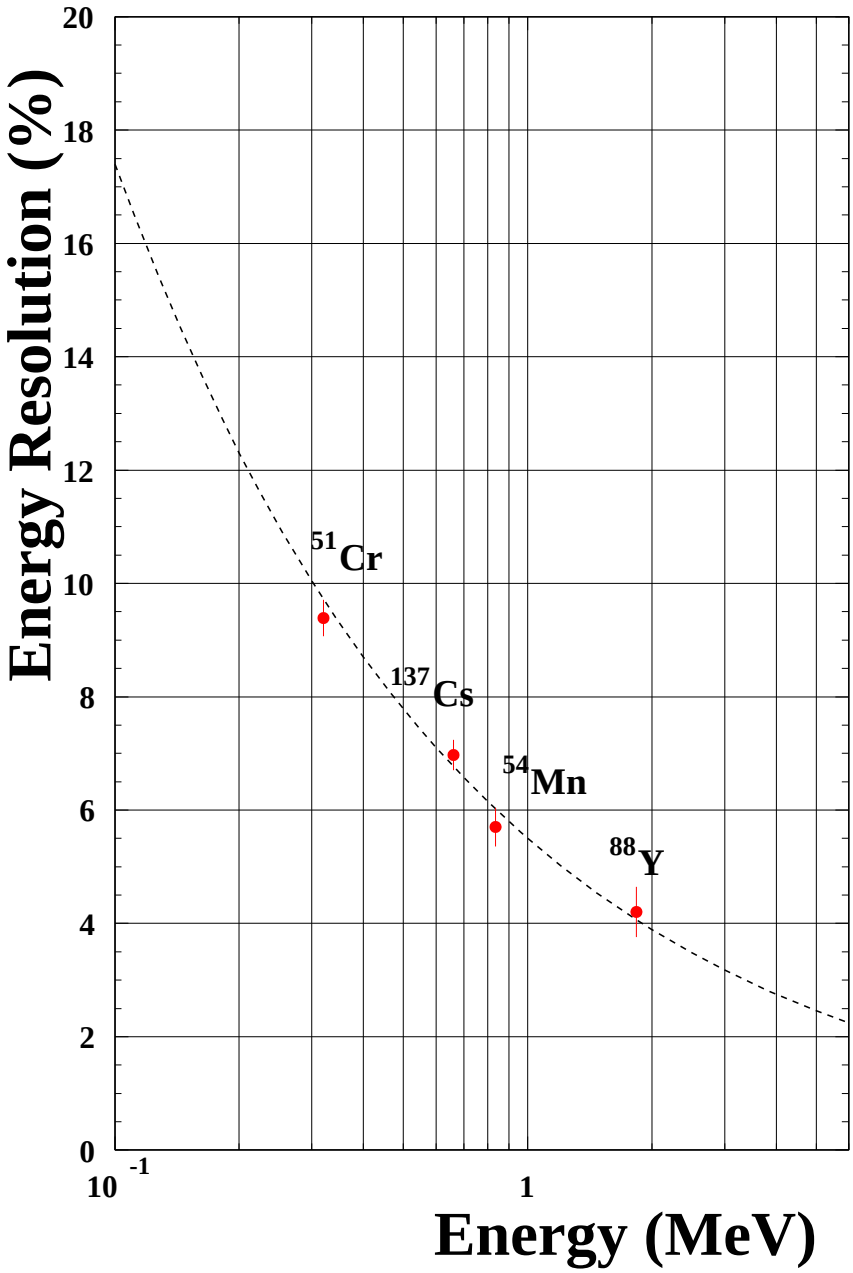


図 17: 液体キセノンガンマ線検出器のエネルギー分解能。昨年度の実験ではガンマ線源を用いて 52.8 MeV のガンマ線に対するエネルギー分解能を見積もった。破線は測定値の 4 点を $1/\sqrt{(\mathrm{Energy})}$ に比例するように fit して得られた曲線であり、52.8 MeV では約 2%となる。

3.4.2 位置分解能

昨年度の実験では位置分解能についても測定しており、結果は表 3 の通りである。これより 52.8 MeV ガンマ線に対しては数 mm の位置分解能を持つことがわかった [9]。

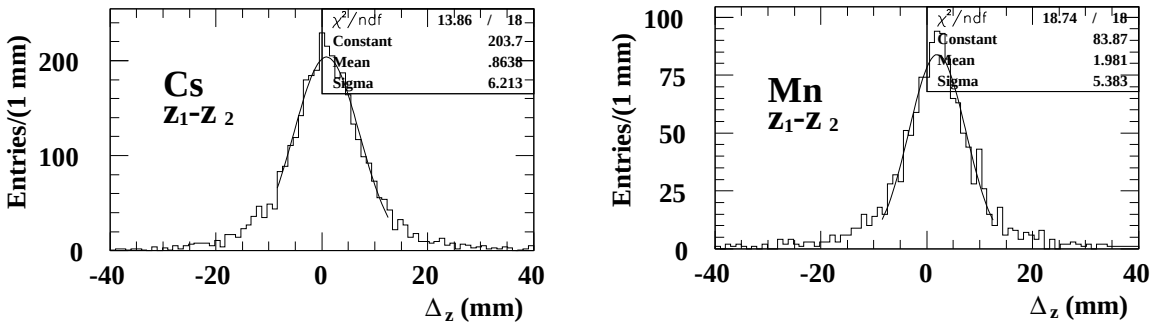


図 18: ^{137}Cs と ^{54}Mn ガンマ線に対する位置分解能測定。検出器を上下にわけ、各々で求めた位置の差 ($\Delta_z \equiv Z_1 - Z_2$) の分布から検出器全体の位置分解能が求まる。

ガンマ線源	ガンマ線のエネルギー (keV)	位置分解能 (mm)
^{51}Cr	320	7.3 ± 0.15
^{137}Cs	662	4.3 ± 0.11
^{54}Mn	835	4.0 ± 0.13
^{88}Y	1836	2.9 ± 0.04

表 3: 液体キセノンガンマ線検出器の位置分解能。

3.4.3 時間分解能

$\mu \to e\gamma$ 実験用液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能については次章以降で述べる実験によって測定がなされた。52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能を求めることで初めて液体キセノンガンマ線検出器の性能が理解できる。

4 予備実験

4.1 予備実験の目的

液体キセノンガンマ線検出器がガンマ線の検出器としての充分な潜在能力を有しており、エネルギー分解能と位置分解能については 52.8 MeV のガンマ線に対してそれぞれ約 2% 、数 mm の分解能が達成可能であり、この数値は $\mu \to e\gamma$ 実験の要求に応えていることは前章で述べた通りである。しかし、時間分解能に関しては測定がなされていないため、液体キセノンガンマ線検出器が果たして $\mu \to e\gamma$ 実験の要求する高い分解能を実現できるかどうか調べる必要があった。そこで、位置・エネルギー分解能を測定した時と同じ小型の液体キセノンガンマ線検出器 (以下プロトタイプと呼ぶ) を用いて 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能の評価を行なうことにした。その前準備として、本質的な時間分解能を測定するために非常にシンプルなセットアップで実験を行なうことにした。

4.2 予備実験で測定する時間分解能

測定で現れる検出器の時間分解能を σ_t とするなら次のような関係式で記述できる。

$$\sigma_t = \sqrt{(\sigma_{N_{pe}})^2 + (\sigma_{com})^2 + (\sigma_{pos})^2}. \tag{12}$$

ここで $\sigma_{N_{pe}}$ は個々の PMT から生じる光電子数 N_{pe} だけに依存する時間的な広がりであり、統計のみで決まるのなら $1/\sqrt{N_{pe}}$ と比例関係にある。σ_{com} はトリガーのジッターといった、全ての PMT に共通して同じだけもつ時間的なふらつきである。また、σ_{pos} はシンチレーター内でエネルギーを落とす場所の位置決定精度に依存するものであり、これら 3 つが独立であると仮定している。

ここでいう本質的な時間分解能とは、式 (12) で $\sigma_{N_{pe}}$ で表されるものであり、求めるためには σ_{com} と σ_{pos} を無視できるほど小さくする必要がある。σ_{com} に関しては複数本の PMT の TDC データ同士の差をとることでほとんど取り除くことができるため、最低 2 本の PMT のデータが必要になる。一方、σ_{pos} に関しては線源をアルファ線源とすることで無視できる程度まで落すことができる。例えば ^{241}Am を使う場合、5.5 MeV のアルファ線の液体キセノン中でのレンジは約 40 μm(約 0.2 psec に相当) であり、数 mm の位置分解能をもつ検出器にとっては点光源と見なせる。ところがガンマ線源となると、^{88}Y による 1836 keV ガンマ線では平均自由行程が 8 cm (約 0.4 nsec に相当) と長い。このようにガンマ線の代わりにアルファ線によるイベントを見ることでエネルギーを落とす位置は点と見なせる。

また、装置の大型化をすると、それに伴うノイズが発生したり PMT 間のクロストークが時間分解能に少なからず影響することが予想されるため、それらを軽減すべく最も単純なセットアップで行なうことにした。

以上の議論から、本質的な時間分解能の測定のためには以下の 3 つの事柄に留意して行なうことにした。

(1) 点光源とみなせるアルファ線源 ^{241}Am を使用する。

(2) 2 本の PMT を使って、それらの信号の差から時間分解能を求める。

(3) 実験のセットアップをできる限り単純化する。

4.3 セットアップ

2 本の PMT からなる検出器を作ることにすると図 19 のようになる。PMT は上側と下側 (以後、上側の PMT を PMT1、下側を PMT2 と呼ぶことにする) に設置されており、その中間にアルファ線源が取り付けられている。アルファ線源の位置に関しては次のようにして決めた。

(1) 2 本の PMT に同じ光量が入る。

(2) 光電子数はそれぞれの PMT に対して 600 個程度とする。

(3) 2 本の PMT を線源の固定具が遮らないようにする。

後述するように、昨年度の実験では LED(Light-Emitting Diode: 発光ダイオード) を液体キセノン中で光らせることで、その時の ADC(Analogue to Digital Converter) の測定値から PMT の増幅率と光電子数を計算によって求めており、この LED の結果とアルファ線源でのデータを照らし合わせることで 600 個の光電子数が期待できる位置にアルファ線源を配置することができた。PMT に入射する光量はアルファ線源が PMT を臨む立体角に比例するので、600 個の光電子数が期待できるアルファ線源の位置は簡単に求まる。

昨年度の実験では立体角が $0.028 \times 4\pi$ の時に光電子数はおよそ 250 個であったので、600 個にするためには立体角が $0.067 \times 4\pi$ にすればよいことになる。線源は、PMT に入射するシンチレーション光の影にならないように配置しなければならないので図 19 のようになった。

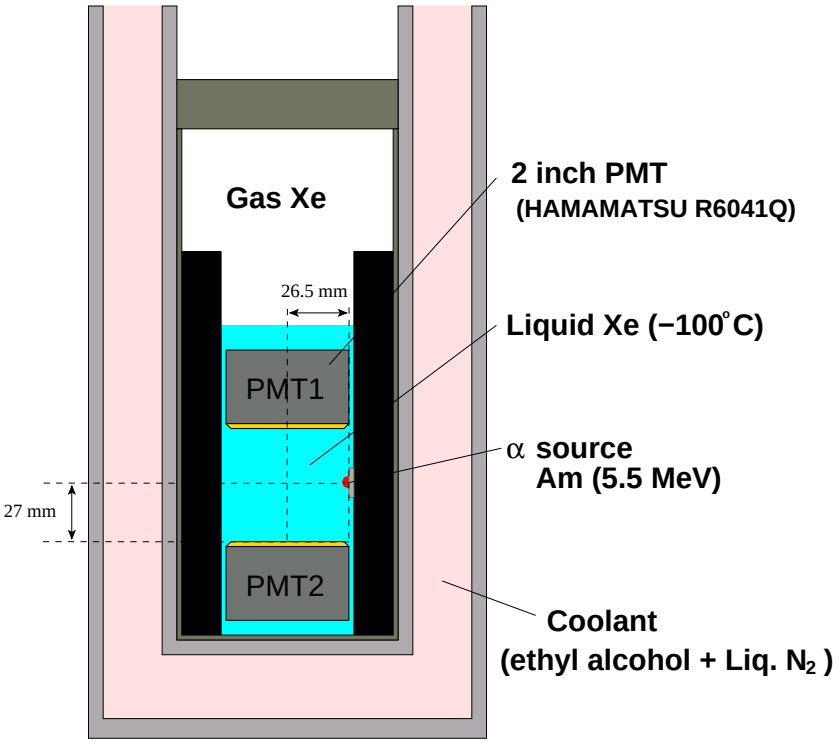


図 19: 予備実験のセットアップ。冷媒として液体窒素で冷却したエチルアルコールを使用し、キセノンを −100 °C に保っている。

4.4　キセノンの液化

予備実験では容器の大きさが小さいこともあり、エタノールに液体窒素を加えたもので容器ごと冷却することにした。キセノンはタンク内に液体に換算して 40 ~ 50 l ほど常時保管されており、バルブを開け容器の冷却を開始すると、容器とタンクとの温度勾配にしたがって図 20 のような経路で容器にたどり着く。容器は −100 °C 以下に冷却されているのでキセノンは次第に液化されていき、2 時間程度で PMT が完全に液体キセノンに浸かるようになる。

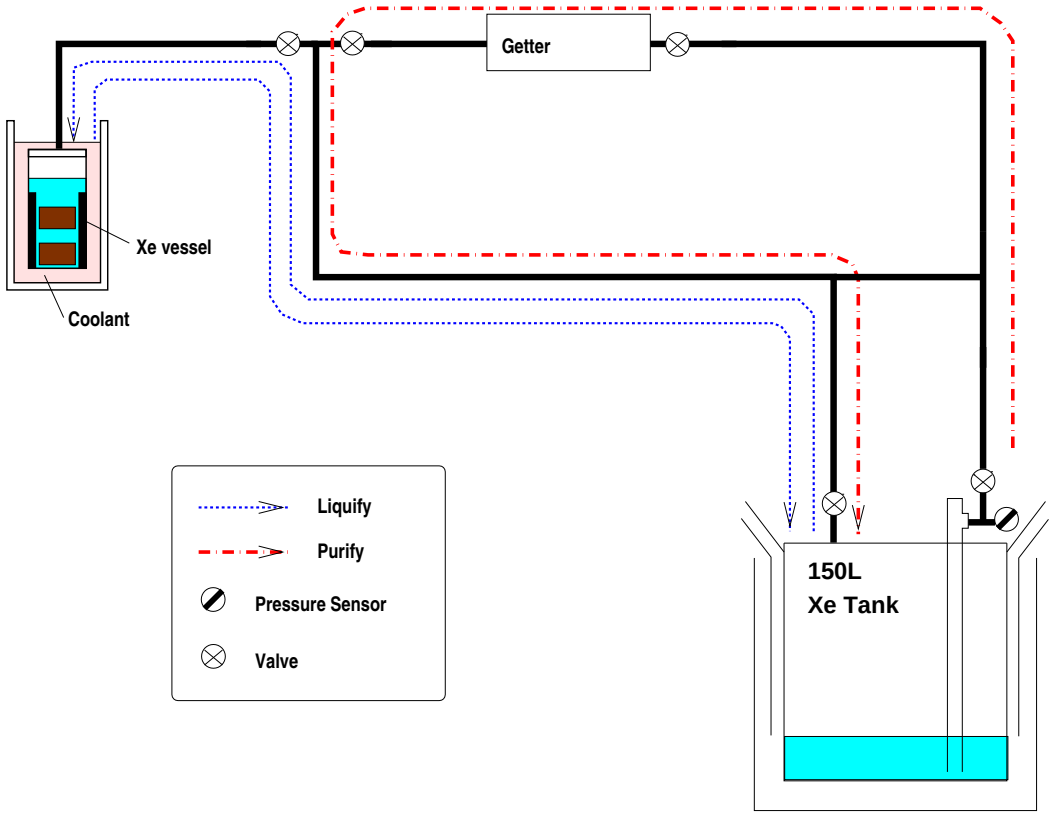


図 20: キセノンの純化と液化の流れ。

4.5　キセノンの純度

キセノン自身の純化は図 20 で掲げた純化ラインを循環することでなされ、内部に吸着剤 (Ti, Ba) を備えた Getter と呼ばれる装置をキセノンが何度も通過することで純度が高まっていく。実験はキセノンの純度を ppb 程度まで高めて行なわれたが、実際には純度は ppb もあれば十分なので純化に関して問題は無い。

一方、容器内にはそのままではもちろん不純物が存在するので一度高真空に引いてからさらに表面吸着分子を脱離させることが肝要である。図 20 で示したガス循環ラインの他に排気ラインが存在し、ガス循環ラインと容器をバルブで接続する前にターボ分子ポンプで 10^{-5} Torr から 10^{-6} Torr まで真空引きしておく。その後、ガス循環ラインの内壁に吸着した H_2O などの分子を脱離させるために 150 °C 程度で焼き出しを行ない、同時にポンプでそれらを排気する。高真空まで真空度を高めた後は、排気ラインを閉じ、ガス循環ラインとキセノン容器を接続させ、気体のキセノンを容器内に導入して冷却を始めれば、液化の完了を待つだけである。

4.6 トリガー回路

トリガー回路は図 21 の通りである。2 本の PMT からの信号をそれぞれ discriminator に入力し、設定した threshold を 2 本とも越えたイベントについてのみ ADC と TDC のデータを収集する。coincidence に入力されるシグナルは discriminator からの論理信号で、アルファ線イベントの時に PMT2 の信号は PMT1 の前後約 10 nsec の幅をもつように調節されている。

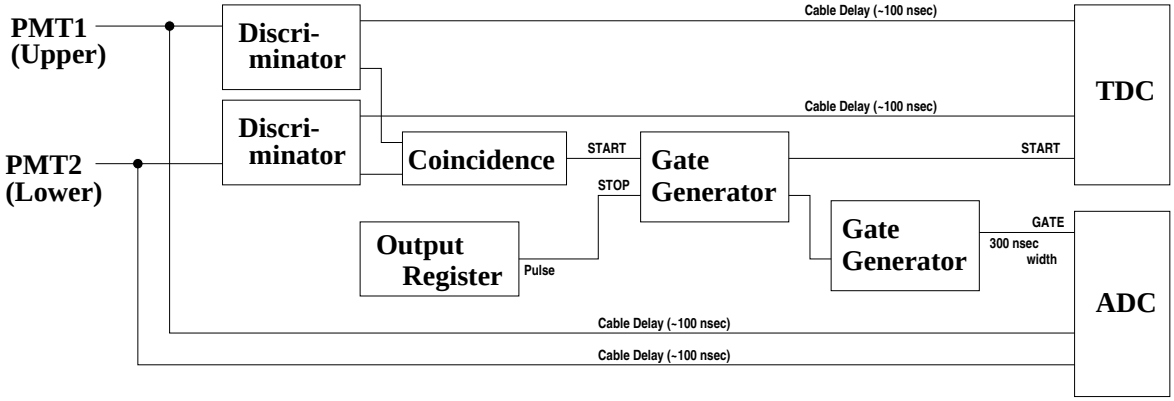


図 21: 予備実験のトリガー回路。2 本の PMT の coincidence をトリガーとする。

実験で使った主な CAMAC モジュールと NIM モジュールは以下の通りである。

- **TDC**
  製造元: PHILLIPS
  型番: 7186
  使用レンジ: 100 nsec, 4096 channel
  積分非直線性: 100 psec/100 nsec 未満
  微分非直線性: 25 psec 未満

- **ADC**
  製造元: LeCroy
  型番: 2249W
  レンジ: 500 pC, 2048 channel
  積分非直線性: ±0.05 %
  その他: 電荷積分型、AC–Coupling

- **discriminator**
  製造元: PHILLIPS
  型番: 708
  threshold:−10 mV から −1 V
  最大入力周波数:300 MHz
  タイミング法:leading-edge

4.7　TDC の線形性の測定

TDC は時間分解能測定に直接関わるものであるので、1 チャンネルが何 psec に相当するか (変換幅) を調べた。

時間の較正基準には time calibrator (ORTEC 462) を使用した。これはあるトリガー入力があるとその時から 10 nsec から 80 nsec まで (10 ±50 ppm) nsec おきに 1 回だけ常に同じ形のパルスを出力してくれるモジュールである。

測定に用いた回路は単純なもので、まずクロックから出力されたパルスの一方を time calibrator のトリガーとし、もう一方を TDC の START に入力する。このような方法で TDC の各チャンネルについて測定を行なった結果が図 22 である。この図では 1 つのチャンネルに対してしか示していないが、その他のチャンネルについても同様の結果が出た。

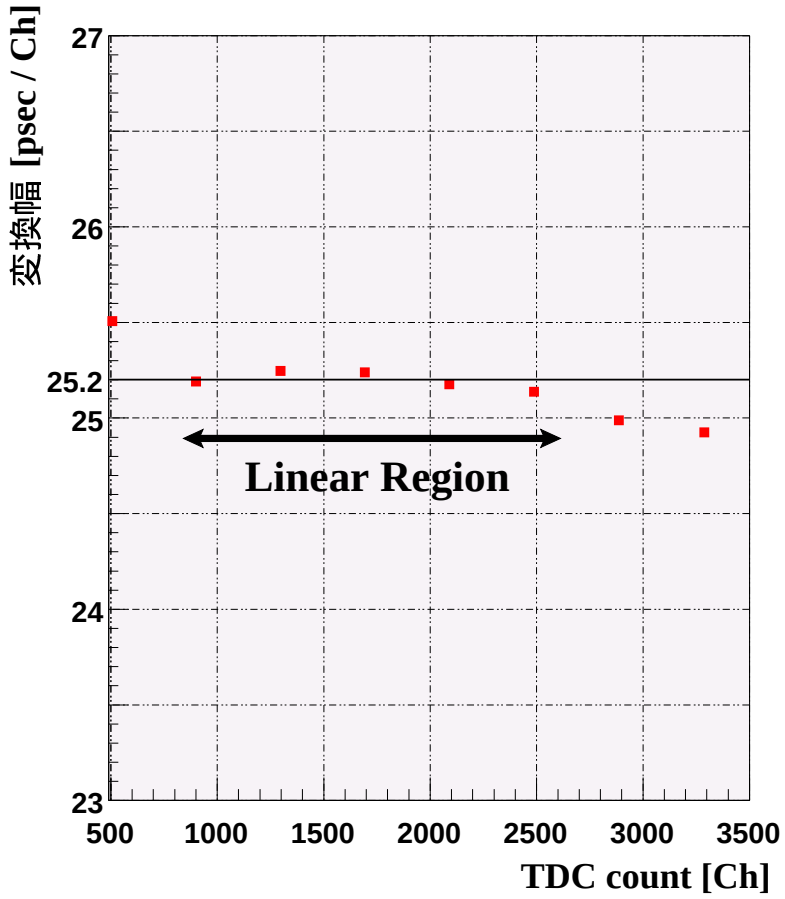


図 22: TDC (PHILLIPS 7186) の線形性。

以上の結果から、TDC への入力は 1000 チャンネルから 2500 チャンネルの間に来るようにタイミングを調節し、TDC のチャンネル幅から時間への変換には

$$1\ \mathrm{CH} = 25.2\ \mathrm{psec} \qquad (20\ \% \sim 65\ \%\ \mathrm{of\ range}), \tag{13}$$

を使うことにした。

4.8 信号の波高と threshold の設定

トリガーをかける時の threshold を決める前に 2 本の PMT の信号の波高を調整した。それぞれの PMT に入射する光量が等しくなるように線源を配したのだが、同じ電圧をかけた時に同じ pulse height の信号を出すかというとそうではなく、PMT の個体差により違いが生じる。そこで、オシロスコープを使って同時に 2 本の PMT の信号を出力させて波高が等しくなるように PMT の印加電圧を調節した。

次に、波高が揃った状態で最も時間分解能が良くなる電圧を選ぶことにした。TDC に入力された PMT1 側の信号を TDC_1 とし、PMT1 の信号を TDC_2 とすれば、印加電圧を変え、波高を変化させた時の $\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2$ の分布の広がりは図 23 の (a) のようになる。これより、波高の大きい方が時間分解能が良くなることが理解できる。以降の測定では、印加電圧を表 4 のように固定して行なうことにした。

最後に、に threshold の最適値を決定することにした。threshold を変化させた時の $\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2$ の分布の広がりを測定したところ、図 23 の (b) のようになった。この結果により -25 mV で本質的な時間分解能を測定することにした。

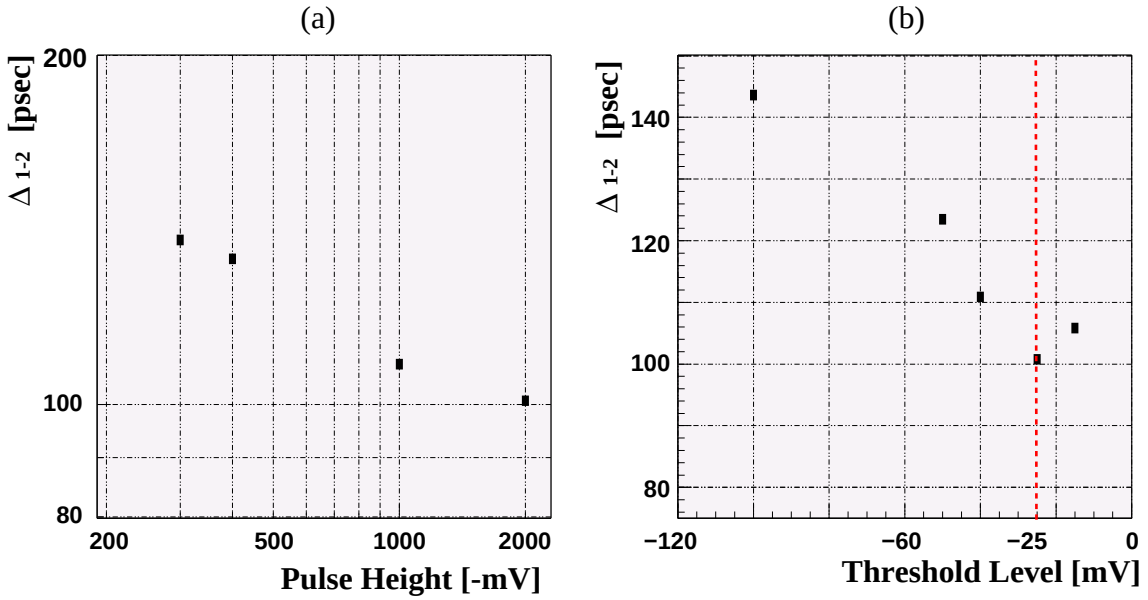


図 23: 波高と threshold の設定。(a) $\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2$ の分布の標準偏差 Δ_{1-2} が最小な時の波高で本質的な時間分解能を測定する。この時の threshold は -25 mV 固定であった。(b) 同様に Δ_{1-2} が最小な時の threshold で本質的な時間分解能を測定する。

PMT 番号	印加電圧 [V]
1 (Upper)	1290
2 (Lower)	1500

表 4: 予備実験での PMT の印加電圧

4.9 予備実験の結果と解析

4.9.1 イベント選定

予備実験で得られた ADC と TDC のデータを図 24 に示す。図の (a), (b) はそれぞれ PMT1, 2 の ADC データ (以降 ADC_1, ADC_2 と書く) であり、(c), (d) は TDC のデータ (同様に TDC_1, TDC_2 と書く) である。TDC_1 が TDC_2 より広がりが小さいのは、4.6 節で述べたように PMT1 の論理信号とそれより幅の広い PMT2 の論理信号との積で TDC のスタートをかけているからである。

(a) や (b) においてチャンネルの大きい方に現れているのが、アルファ線によるピークである。小さい方のは環境バックグラウンドと考えられる。従って、これ以降の時間分解能を求める際の ADC のカットとしては、

$$700 < \mathrm{ADC}_1 < 1300, \quad 600 < \mathrm{ADC}_2 < 1100,$$

のようにアルファ線によるピークを十分含むようにとることにする。なお、TDC に関しては何のカットもかけないことにする。

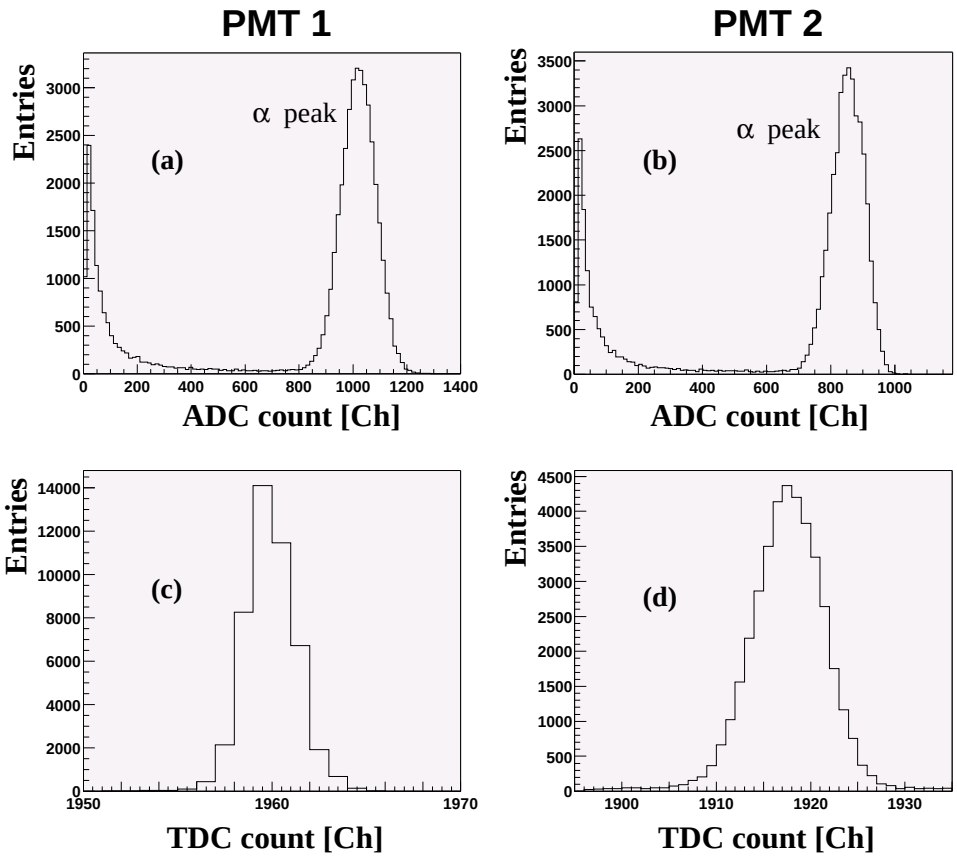


図 24: 予備実験での ADC と TDC データの分布。

初めにこのデータから $(\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2)/2$ の分布を見て時間分解能を求めてみる (図 25)。しかし、ここで得られる時間分解能は以下で述べるように leading-edge タイプの discriminator に起因する問題により、実際より時間分解能を悪く見積もっている。

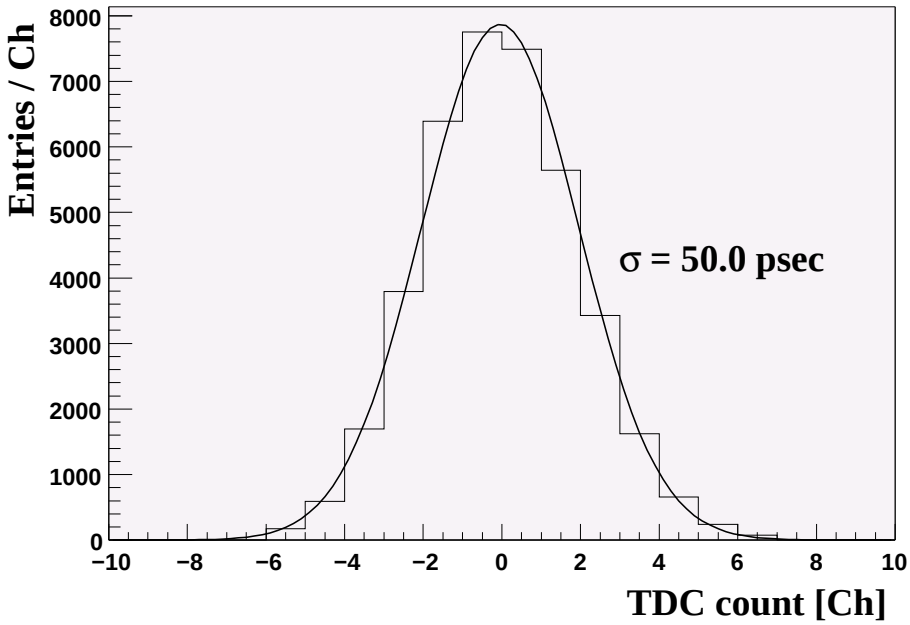


図 25: 補正前の時間分解能。横軸は $(\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2)/2$ であり、実際の検出器の時間分解能より悪く見えている。

4.9.2 time walk 補正

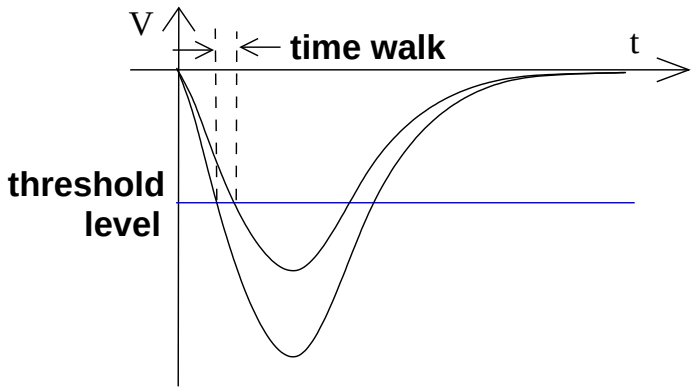


図 26: time walk の概念図。pulse height の違いから TDC の到着時刻が異なって見える。

図 26 のように、パルスの高さによって discriminator で設定した threshold をパルスが越える時間が異なってくる。この時間のずれを time walk と呼ぶ。したがって、TDC に入力される時間はパルスが低いほど遅くなるので、測定される時間分解能は、実際の時間分解能より time walk 分だけ余計な広がりを含ん

でいるので、実際より悪く見える。この time walk を取り除く方法がこれから説明する time walk 補正である。

time walk の程度はパルスの高さに応じて異なると述べたが、いまここで、これらの間に相関があると仮定する。パルスの高さを ADC の測定値で置き換えることにし、その読みを ADC とおき、TDC の測定値を TDC とおいて、

$$\mathrm{TDC} = C/\sqrt{\mathrm{ADC}} + t \qquad (C:\ \text{定数}), \tag{14}$$

のように TDC が ADC の読みの平方根の逆数に比例すると仮定する。ここで、t はパルスの立ち下がりの傾きが無限大である時、すなわち time walk が起こらない場合の TDC の値である。この式 (14) では TDC を ADC の平方根の逆数で 1 次近似しており、実際には 2 次、3 次と、より高次の展開も可能であるが、ここでは高次の項は無視できるほど小さいことにする。

予備実験では 2 本の PMT の信号の差から時間分解能を測定するので、式 (14) を 2 本の PMT1, 2 の信号に適用すると

$$\mathrm{TDC}_i = C_i/\sqrt{\mathrm{ADC}_i} + t_i \quad (i = 1, 2), \tag{15}$$

と書ける。ここで C_i は定数である。

求めようとしている時間分解能は $t_1 - t_2$ の分布の広がりであるので、

$$t_1 - t_2 = (\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2) - (C_1/\sqrt{\mathrm{ADC}_1} - C_2/\sqrt{\mathrm{ADC}_2}), \tag{16}$$

を見ればよい。式 (16) で現れる定数 C_1, C_2 を決定するには $\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2$ と $C_1/\sqrt{\mathrm{ADC}_1} - C_2/\sqrt{\mathrm{ADC}_2}$ の分布から fitting により同時に求めるのも 1 つの手であるが、自由度が多いぶん局所解に陥りやすい。そこでまず、式 (16) の右辺第 2 項の $1/\sqrt{\mathrm{ADC}_1}$ と $1/\sqrt{\mathrm{ADC}_2}$ の分布から ADC データでの 1, 2 の相関関係を求めることにする (図 27)。そうすると、式 (16) は次のように書き換えられる。

$$t_1 - t_2 = (\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2) - C_1(1/\sqrt{\mathrm{ADC}_1} - C_2/\sqrt{\mathrm{ADC}_2}). \tag{17}$$

ここで、式 (16) での C_2/C_1 を新たに C_2 とおいている。

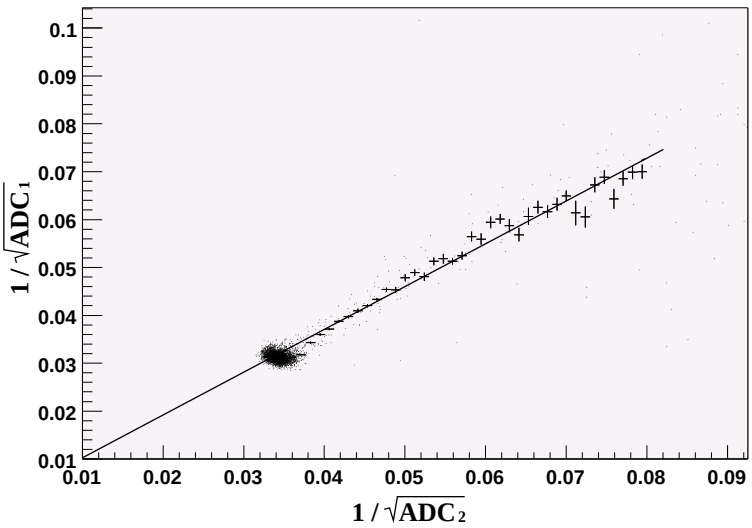


図 27: ADC データの相関。

図 27 で、$1/\sqrt{\mathrm{ADC}_1}$ と $1/\sqrt{\mathrm{ADC}_2}$ は正比例の関係にあるとして fitting を行なったところ、図 27 の傾きは 0.945 であった。1, 2 の ADC データの相関関係はこれで求まったので、$\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2$ と $1/\sqrt{\mathrm{ADC}_1} - 0.945/\sqrt{\mathrm{ADC}_2}$ の分布の傾きを求める。

この傾きは 1.45×10^3 となったが、実際に補正が最も良く行なわれているか調べなくてはならない。その結果を図 28 に示す。

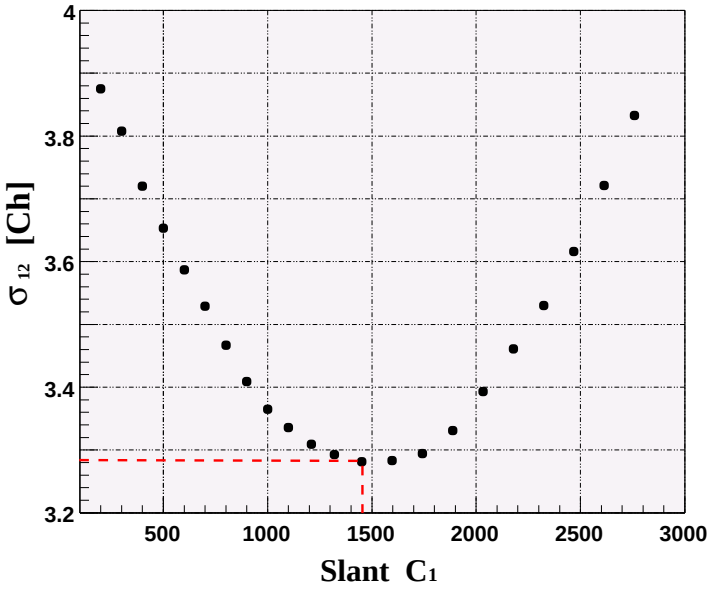


図 28: time walk 補正のチェック。

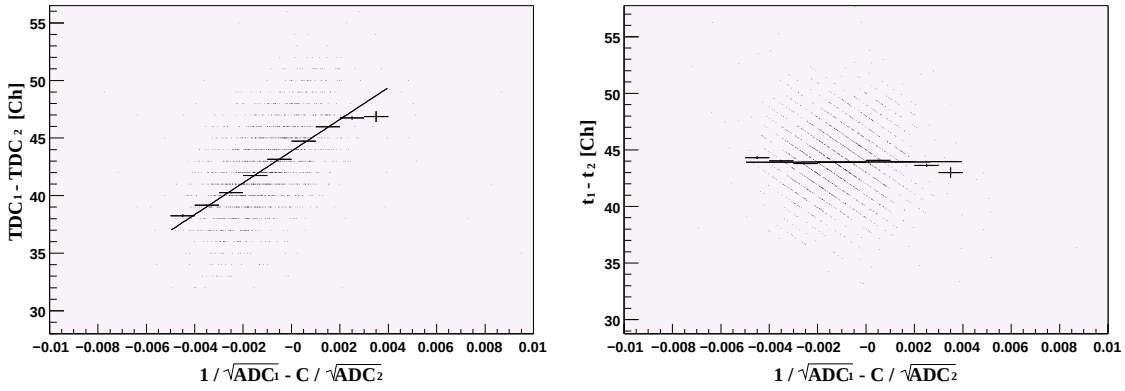
この図で横軸には式 (17) の傾き C_1 をとり、縦軸に $t_1 - t_2$ の分布を Gaussian で fit した時の σ をとっている。$C_1 = 1.45 \times 10^3$ の時に σ_{12} が最小となることが分かる。この時の補正の様子を図 29 に示す。これより、補正前 (a) では傾きが 1.45×10^3 であったものが、補正後 (b) ではほぼ 0 となっていることが分かる。

以上より、最終的には

$$t_1 - t_2 = (\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2) - (1.45 \times 10^3) \times (1/\sqrt{\mathrm{ADC}_1} - 0.945/\sqrt{\mathrm{ADC}_2}), \tag{18}$$

の分布の広がりを見れば時間分解能が求まる。

また、この time walk 補正では、$\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2$ 方向に拡大・縮小などの変換をすることなく平行移動しただけであり、$\mathrm{TDC}_1 - \mathrm{TDC}_2$ 方向の分散は補正前後で保たれていることに注意されたい。



(a) (b)

図 29: time walk 補正。(a) 補正前では 1.45×10^3 の傾きをもち、(b) 補正後にはほとんど 0 となる。

4.9.3 予備実験での時間分解能

$t_1 - t_2$ の分布の広がり σ_{12} は 1, 2 の本質的な時間分解能 σ_1, σ_2 を用いて次のように書ける。

$$\sigma_{12} = \sqrt{(\sigma_1)^2 + (\sigma_2)^2}.$$

ここで、PMT 間に個体差がなく一定の光量がどちらにも入射していると考えれば、$\sigma_1 \approx \sigma_2$ と書け、

$$\sigma_{12} \approx \sqrt{2}\sigma_1 \approx \sqrt{2}\sigma_2.$$

となり、$(t_1 - t_2)/\sqrt{2}$ の分布からは PMT1 本の時間分解能が求まり、$(t_1 - t_2)/2$ の分布からは PMT2 本を 1 つの検出器と見なした場合の時間分解能が分かる。

ここでは PMT2 本を 1 つの検出器と見た場合の時間分解能を求めてみる。time walk 補正後の $(t_1 - t_2)/2$ の分布を Gaussian で fit したものが図 30 である。また、この時の光電子数は 4.3 節で述べたように 2 つの合計で約 1200 個となる。

以上から、本質的な時間分解能は**光電子数が約 1200 個の時に 41.4 psec** であることが分かった。

ここで簡単に $\mu \to e\gamma$ 実験での 52.8 MeV のガンマ線に対する時間分解能を見積ってみることにする。$\mu \to e\gamma$ 実験で、52.8 MeV のガンマ線を観測して、PMT で観測される全光電子数が 20000 個 (後述するシミュレーションを参照) になったと仮定すると、$\sigma_{N_{pe}}$ が $1/\sqrt{N_{pe}}$ に比例するとして、$\sigma_{N_{pe}} = 10$ psec を得る。52.8 MeV のガンマ線が初めに液体キセノンと相互作用する場所の位置決定精度は 7 mm=35 psec である。 [10] これより 52.8 MeV ガンマ線イベントでの時間分解能を単純に求めてみると、

$$\sigma_t = \sqrt{35^2 + 10^2} = 36 \text{ psec}, \tag{19}$$

という結果になるが、後述するように実はアルファ線イベントとガンマ線イベントでは同じ光電子数を観測しても時間分解能に実測でおよそ 3 倍の開きがあり、仮に 3 倍としても

$$\sigma_t = \sqrt{35^2 + (3 \times 10)^2} = 46 \text{ psec}, \tag{20}$$

という結果を得る。また、52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能はガンマ線イベントによる時間分解能から見積もられるべきであり、これらのことについては次章以降のプロトタイプ実験で詳しく見ていくことにする。

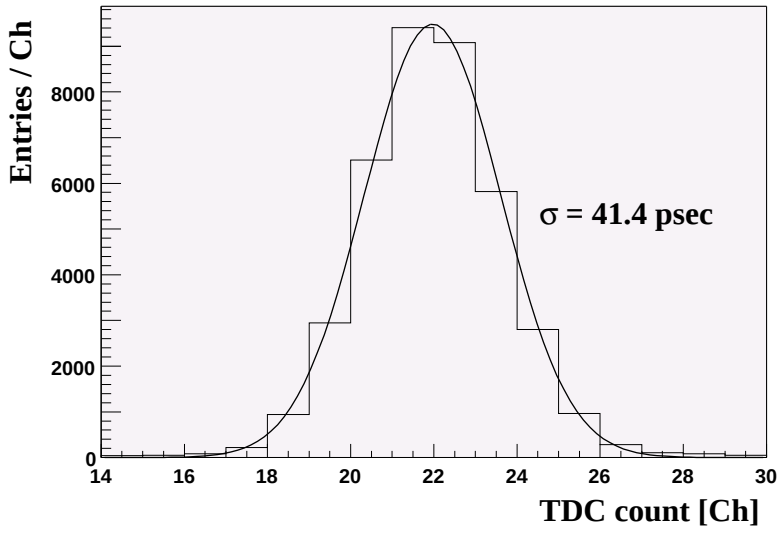


図 30: time walk 補正後の PMT2 本による時間分解能。

5　プロトタイプ実験

5.1　プロトタイプ実験の目的

本論文における目的は、52.8 MeV ガンマ線に対する液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能を評価することである。式 (6) で求めたように、アクシデンタルバックグラウンドを排除し、検出器の感度にして $B \sim 10^{-14}$ を期待するには、液体キセノンガンマ線検出器の 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能が 50 psec 以下であることが必要であり、以降の解析および考察ではこの数値が目安となる。

予備実験ではアルファ線源を用い、最小限のセットアップで液体キセノンと PMT の本質的な時間分解能を測定したが、3 章で述べた通り、アルファ線は液体キセノン中でのレンジが約 40 μm と、液体キセノンガンマ線検出器にとっては点光源と見なすことができた。しかし、実際に $\mu \to e\gamma$ 実験で観測するのはガンマ線であり、アルファ線のような荷電粒子と比べれば平均自由行程は数 cm から十数 cm と長く、次章で述べるようにアルファ線とガンマ線とではシンチレーション光の減衰時間に差があるのでこれらの時間分解能を単純に比較することはできない。

今回の実験では予備実験より PMT の本数を増やし、液体キセノン中でのシンチレーション光を可能な限り大きな立体角で捉え、そこで得られる時間分解能から $\mu \to e\gamma$ 実験で期待される時間分解能を評価する。

5.2　ガンマ線に対する時間分解能

測定で現れる時間分解能はアルファ線の時と同様に、式 (12) で表されるものとし、今回も時間分解能を N_{pe} の関数として表すことが第一の目標となる。ただし、ガンマ線の場合は σ_{pos} が無視できないほど大きいため、液体キセノン中でエネルギーを落す場所を推定し、イベントの選定をすることで初めて $\sigma_{N_{pe}}$ を評価できるようになる。

5.3　ガンマ線源

今回使用する線源は表 5 のとおりである。

プロトタイプ実験ではガンマ線源として ^{88}Y を使用し、アルファ線源には ^{241}Am を用いた。

ガンマ線源	エネルギー [keV]	線強度 [kBq]	半減期	全質量減弱係数 [cm^2/g]	平均自由行程 [mm]
^{88}Y	898, 1836	0.52	106.61 日	6.20×10^{-2}, 4.21×10^{-2}	53.76, 79.18
アルファ線源	エネルギー [keV]	線強度 [kBq]	半減期	全質量吸収係数 [cm^2/g]	レンジ [μm]
^{241}Am	5442, 5486	1.0	433 年	~ 0.013	~ 40

表 5: プロトタイプ実験で使用した線源。各線源のレンジは液体キセノン (密度 3.00 g/cm^3) 中におけるもので、エネルギーと全質量減弱係数との関係を表した図 11, 12 から求めた。

5.4 セットアップ

プロトタイプの外観図と展開図をそれぞれ図 31 (以下、この 32 本の PMT とそれを支える構造を PMT ホルダーと呼ぶ) と図 32 に示す。実際には PMT ホルダーは真空容器に入れられ、全体は液体キセノンに完全につかっている (図 33)。

アルファ線源とガンマ線源は図 31 の位置に取り付けられ、116 mm×116 mm×174 mm の有感領域における液体キセノンシンチレーション光を 32 本の PMT で捉えようというものである。32 本の PMT は全て内側を向くように取り付けられており、それぞれに番号がつけられ、いくつかをまとめてグループとしている (図 32)。以降の説明ではこの 1 ∼ 32 の番号とグループ名 Ring1∼3, Plate4, Plate5 を使うことにする。

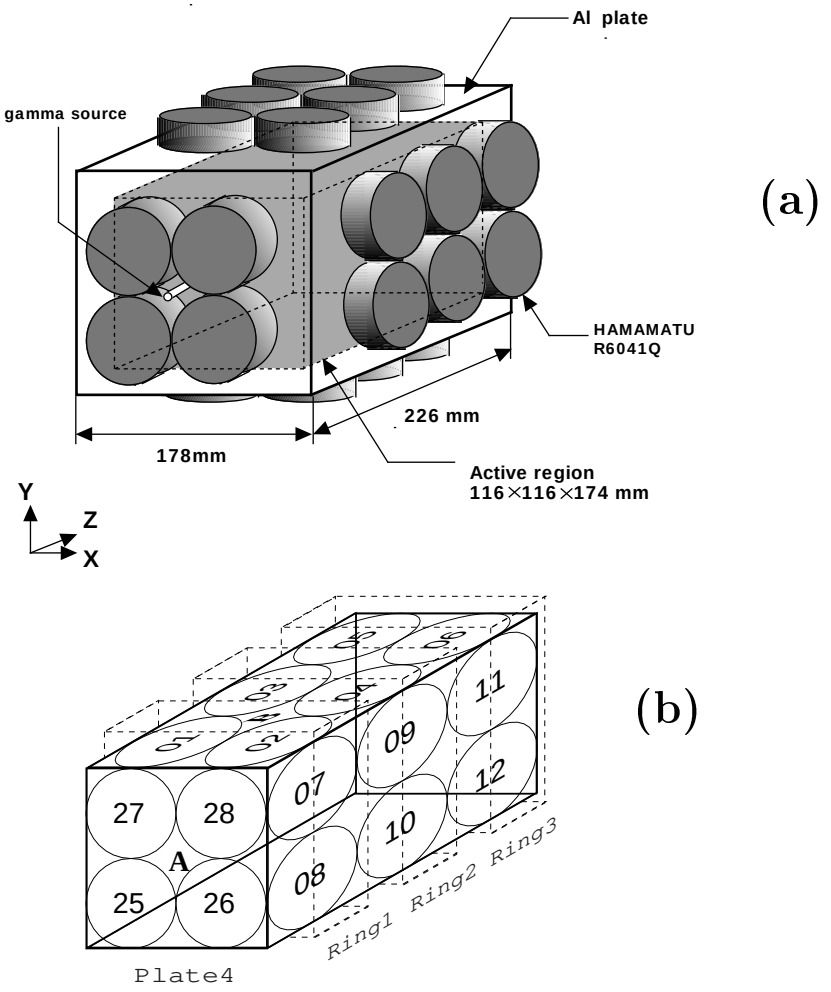


図 31: プロトタイプの外観と線源の位置内側の液体キセノンから発するシンチレーション光を 32 本の PMT で観測する。(a) 有感領域は 116 mm×116 mm×174 mm であり、この周りを 32 本の PMT で取り囲んでシンチレーション光を直接測定する。(b) に PMT の番号の対応を示す。

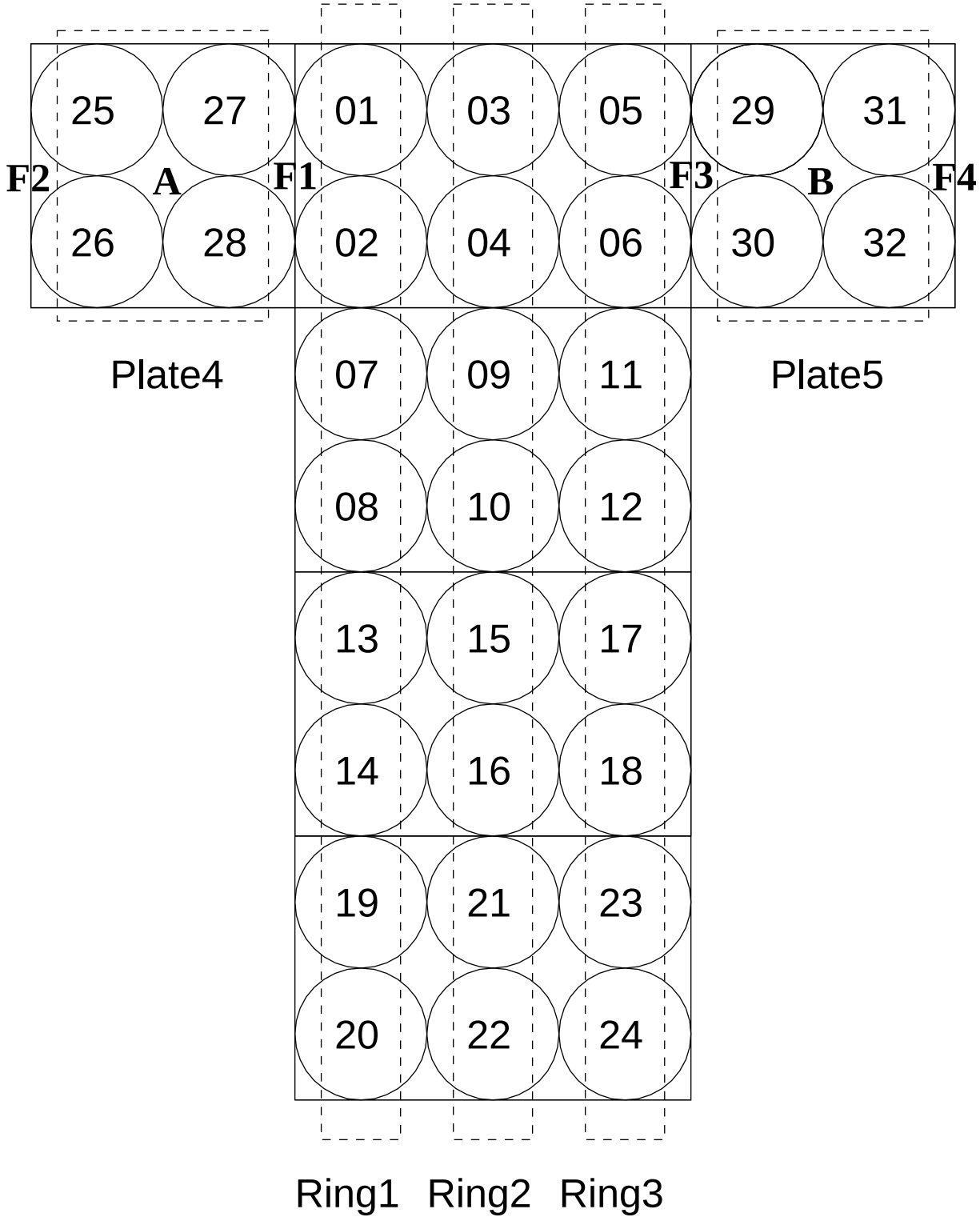


図 32: 液体キセノンガンマ線検出器の展開図。A, B は線源を設置した場所である。A にはガンマ線源 ^{88}Y を取り付け、B にはアルファ線源 ^{241}Am を付けた。32 本の PMT を 1 ~ 32 の番号で呼ぶことにし、Ring1~3, Plate4, Plate5 というグループ名を使うことにする。

5.5　キセノンの純化と液化

プロトタイプ実験におけるガス循環ラインの基本構造は予備実験の時 (図 20) と全く同じである。PMT ホルダーは図 33 に示すようなベッセルに収められており、ベッセルは 2 つの槽からなっている。内側の槽には液体キセノンと PMT ホルダーが入り、外側は断熱真空槽であり、液体キセノンの温度を安定に保たせることができる。

キセノンの液化作業の前に、ベッセルを真空に引いて容器内の不純物を取り除く。まずは内側の槽をターボ分子ポンプで $10^{-5} \sim 10^{-6}$ Torr 程度の真空度まで引いた後、ベッセル全体と排気ラインの焼き出しを行ない、表面の吸着分子を十分に脱離させる。そうした後、キセノン貯蔵タンクからベッセル中にキセノンガスを導入して液化を開始する。それと並行して外側真空も真空引きを行ない、7×10^{-6} Torr 程度にすれば液化の準備が整う。ここまでは予備実験と同じである。

キセノンの液化については予備実験の時と全く異なる。予備実験では冷却したエチルアルコールを冷媒としてキセノンの液化を行なったが、プロトタイプ実験では装置が大型化するため、同じ液化装置は使えない。ここでは冷媒に液体窒素を使用し、真空容器の上側のフランジに取り付けられた無酸素銅の冷却パイプに流すことによって気体キセノンを液化させる。液化終了後は容器内部の圧力をモニターし、それが 1.3 atm を超えないように液体窒素の流量を電磁弁で自動制御し、キセノンが液体である状態を維持させながら実験を行なった。

液化終了後、PMT に電圧をかければ数時間程度で PMT の出力および液体キセノンの温度は平衡状態に達し、安定した出力を得られるようになる (図 16)。

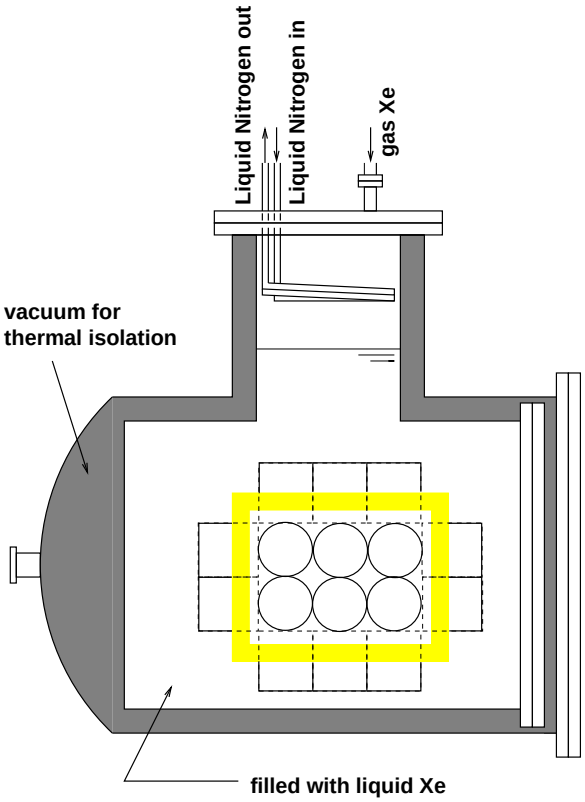


図 33: 真空容器の断面図。外側の断熱真空槽により内側のキセノン槽が低温に保たれる。

5.6 PMT の較正

液体キセノンに浸された PMT は −100°C という低温下で動作するため、常温とは違う振る舞いをする。−100°C では常温の 2 倍の増幅率が得られることが知られており [9]、温度により光電面の面抵抗が変化することに原因があると考えられている。低温下では光電面の面抵抗が大きくなるため、光電面と初段のダイノード間の電位差が大きくなり、初段で放出される二次電子数が増加して増幅率を高めているのである。

前節で述べたように、プロトタイプ実験ではキセノンの蒸気圧を見ることで液体窒素を流すタイミングを決めて冷却しているので、直接温度をコントロールしているわけではない。温度についても常時モニターは欠かさず行なっており、平衡状態にあるとはいえ、増幅率に与える影響は無視できないことから、約 30 分おきに較正を行なうことにした。

較正は高安定出力の青色 LED を用いて行なわれ、LED から発せられる光 ($\lambda_{\rm peak}$=450nm) を純粋石英光ファイバー (図 32 の F1∼ 4 の位置に設置) でベッセル内に導入し、PMT でその光を観測することにより、光電子数と ADC のカウント数の関係と、PMT の増幅率を見積ることができる。

ここで使用した純粋石英光ファイバーは、石英が 175 mm の波長の光を比較的損失なく伝送でき、コアとクラッドの機械的な構造により常温と −100° という温度差による破壊が少ないという理由で選定された。この純粋石英光ファイバーの特性を表 6 に示す。

屈折率分布	コア材料	コア径	クラッド径	外形	開口数	伝送損失 ($\lambda_{\rm LED}$=450)
ステップ	純粋石英	600(μm)	750(μm)	1.4(mm)	0.2	4.0×10^2(dB/km)

表 6: 純粋石英光 fiber の特性。

液体キセノン中に伝えられた光は等方的に一定量放出され、PMT に入射した光が量子効率に応じた数の光電子を叩き出すと、それらは増幅され電流となって ADC に入力されカウントされる。光子が光電子を叩きだし増幅される過程は確率過程であり、この場合は Poisson 分布に従う。実際には分布の期待値が大きいため Gauss 分布と見なせるので、LED による光を PMT で観測した時の ADC の分布は Gaussian で fitting でき、この時の期待値と分散は等しくなる。

以上をふまえれば、ADC 分布から PMT の増幅率と光電子数を見積れることができ、ADC 分布を Gaussian で fitting した時のピーク値を $\rm ADC_{peak}$、分散を σ^2 とし、$\rm N_{pe}$ を光電子数、G を PMT 全体の増倍率とすると、それぞれの関係は次式で表される。

$$\rm N_{pe} = (\frac{ADC_{peak}}{\sigma})^2, \tag{21}$$

$$\rm G = \frac{ADC_{peak} \times 0.25\ pC}{N_{pe} \times 1.6 \times 10^{-19}\ C}. \tag{22}$$

ここで 0.25 pC とは実験で使用した ADC の 1 チャンネルに対応する電荷量であり、1.6×10^{-19} は素電荷である。また、式 (21) を $\rm ADC_{peak}$ で割れば、ADC 1 channel あたりの光電子数が求まる。以上のような方法で全てのランで増幅率をモニターし、ADC 1 channel あたりの光電子数を求めていった。この時に設定した値を表 7 に示す。

増幅率	$(5\times\ 10^6) \pm 5\%$
ADC 1 channel あたりの光電子数	3.0 ± 5 %

表 7: PMT の較正における基準値

5.7 データ収集用回路

データ収集は、図 34 の回路を用いて行なわれ、ここで使われる ADC, TDC, discriminator は予備実験の時と同じものを使った。

トリガー生成には Apeendix 1 で示される sum module を使用した。この sum module は、入力インピーダンスが高く、ADC に入力される信号をほとんど減衰させることなく取り出すことができ、取り出された信号は内部で足し合わされ増幅した後、discriminator に出力され、設定した threshold 以上の場合はトリガー信号を生成する。

今回の実験では sum module を 3 つ用意し、Ring 1 から 3 までの信号の和をそれぞれでとり、ガンマ線によるイベントとアルファ線によるイベントを分けたり、同時にとることができるようにした。Ring 1, 2 は主にガンマ線によるイベントのトリガー生成に用いられ、Ring 3 はアルファ線に対するトリガー生成に使用された。この実験では次のようにトリガーをかけてデータ収集を行なった。

^{88}Y の強度は ^{241}Am に比べて小さく (表 5)、^{241}Am に対するイベントは光量が多く Ring 1 でも十分にトリガーがかかってしまう。一方、^{88}Y の平均自由行程は Ring 2 までの距離程度であるので、Ring 3 で ^{88}Y によるトリガーがかかることはほとんどない。したがって、ガンマ線によるイベントだけをとるには、Ring 1 と Ring 3 の PMT が同時によく光っているものを除けば、ガンマ線イベントだけを収集することができる。^{88}Y の 1836 keV ガンマ線は平均自由行程が 8 cm 近くにもなるので Ring 1 のかわりに Ring 2 を使ってももトリガーがかけられる。以上より、トリガーの生成方法は

(1) Ring 3 の和が設定した threshold 以下でかつ Ring 1 の和が設定した threshold 以上
(2) Ring 3 の和が設定した threshold 以下でかつ Ring 2 の和が設定した threshold 以上
(3) Ring 3 の和が設定した threshold 以上

の 3 通りで行なうことにした。(1) と (2) がガンマ線用のトリガーで、(3) がアルファ線に対するものである。

それぞれのトリガーにおける threshold や収集したイベント数については次節で詳しく述べる。

図 34: プロトタイプ実験でのデータ収集用回路。

5.8 threshold level の設定

図 35 に ^{88}Y イベント及び ^{241}Am のデータ収集時における Ring1, 2, 3 に対する threshold を示した。threshold は本来電圧で表されるが、全ての PMT の増幅率は 5×10^6 に揃えてあるため、定数をかけただけで光電子数に換算できる。図の (b), (c), (e) で縦軸にとっているのは光電子数であり、太線で示したのが光電子数に換算した threshold である。

図 35 の (a) は Ring3 の veto と Ring2 でトリガーをかけた時の全光電子数の分布であり、discriminator の threshold は最低レベルに設定してあるため、光量の低いイベントに対してもトリガーがかかってしまい、1836 keV のピークが低く見えている。(b), (c) はこの時のデータをもとに threshold を設定した時のプロットであり、(b) の太線は Ring1 の光電子数に対する threshold を示し、(c) の太線は Ring2 の threshold を示している。これらの threshold は 898 keV のピークを切らないように決定されている。

一方、(d) は Ring1 だけでトリガーをかけ、さらにアルファ線イベントとガンマ線イベントの割合が同程度になるように threshold を設定したものであり、アルファ線イベントに対する Ring3 の threshold を決定するだけの目的でデータ収集した時の全光電子数の分布である。この分布にはガンマ線イベントとアルファ線イベントが混在しているが、これを Ring3 の光電子数の和で見てみると、(e) のように明確に分離できることが分かる。これらを全光電子数の分布にあてはめて見てみると (a) や (d) に示した太線の位置に threshold が来る。

表 8 に、3 種類のトリガーで収集した時の threshold と収集したイベント数を示しておく。このうち、実際に解析に使用したのは、Ring3 で veto をかけて Ring2 でトリガーしたガンマ線イベントの全てのデータと、Ring3 トリガーで収集したアルファ線イベントのうちの 20 万イベントである。Ring1 でトリガーをかけたものについては、今回は解析しなかった。

トリガー	threshold(光電子数)	収集するイベント	収集したイベント数
Ring1 × Ring3-veto	300(Ring1), 1500(Ring3)	ガンマ線イベント	300,000
Ring2 × Ring3-veto	40(Ring2), 1500(Ring3)	ガンマ線イベント	800,000
Ring3	1500	アルファ線イベント	1,000,000

表 8: 3 種類のトリガーとそれに対する各 Ring の threshold と収集したイベント数。

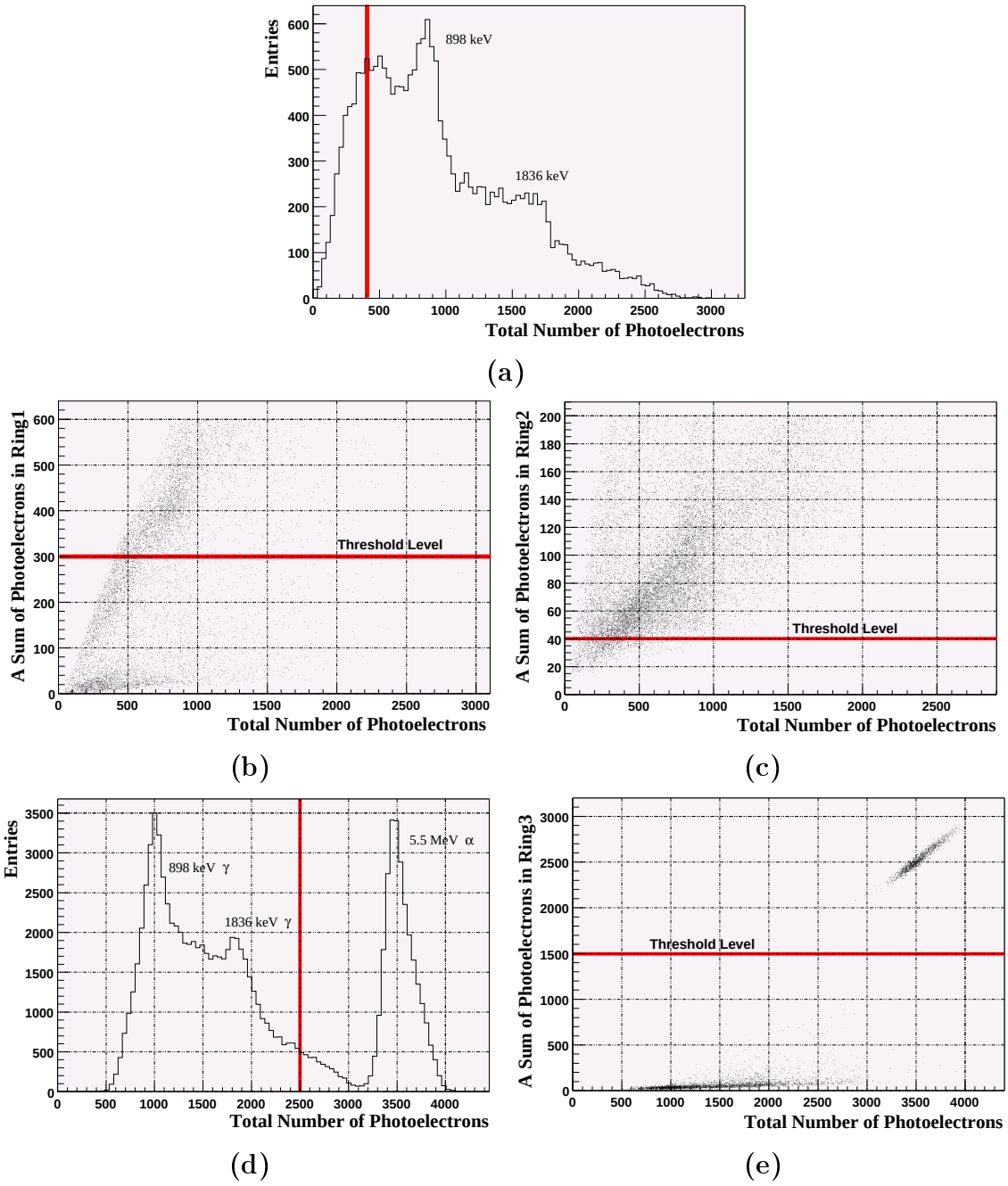


図 35: 各 Ring に対する threshold の設定。(a)~(c) は Ring3 の veto と Ring2 でトリガーをかけた時のもので、898 keV のピークを切らないように threshold を設定すると、(c), (d) のようになる。(d), (e) は Ring1 だけでトリガーをかけたもので、ガンマ線イベントとアルファ線イベントが混在しており、これから (e) のような threshold が設定できる。

6　実験データの解析

6.1　光電子数による位置の推定

6.1.1　光量重心

ガンマ線が実際にエネルギーを落した場所を正確に求めることは極めて難しい。しかし、32 本の PMT からなる検出器の全データを総合すれば、エネルギーを落した場所を見積ることは可能である。

以降の解析では次のような式で求められる座標 $(x,\ y,\ z)$ を液体キセノン中で最もエネルギーを落した場所と考えることにする。今後はこれを光量重心と呼ぶことにする。

$$N = \sum_{i=1}^{32} N_i, \tag{23}$$

$$x = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{32} x_i \cdot N_i, \tag{24}$$

$$y = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{32} y_i \cdot N_i, \tag{25}$$

$$z = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{32} z_i \cdot N_i. \tag{26}$$

ここで、N_i は i 番目の PMT で測定された光電子数を表し、N は 32 本で観測された光電子数の総和である。また、$(x_i,\ y_i,\ z_i)$ は i 番目の PMT のクォーツ面の中心位置である。光量重心を使うと、単純な計算により位置を見積ることができるという利点を持っているが、次のような問題を抱えている。

- PMT の位置をクォーツ面の中心で代表しているが、PMT に入射する光量はエネルギーを落した場所から望む立体角に比例する。
- 一箇所でエネルギーを落とさない場合は、それらの重心位置が光量重心とみなされる。
- PMT のクォーツ面やアルミ製の PMT ホルダーによる反射による影響を考えていない。(これによる影響は少ないと考えている。)

これらの問題が生じるのは、立体角ではなく距離で位置を求めようとしているためである。例えば、PMT のすぐ上でエネルギーを落す場合を考えてみる。そこがクォーツ面の真上ならそこから PMT を望む立体角は大きいが、そこからクォーツ面に平行にずれていくと立体角は急激に減少していく。これを光量重心の式にあてはめると、真上の場合、光量重心はクォーツ面の中心位置に引き寄せられるが、平行にずれていくと、最寄りの PMT からは見えにくくなるため、その他の PMT の位置にに引っ張られ、結果的には中心に引き寄せられて見える。

しかし、この光量重心による位置の推定は、光量重心がある領域内にある場合は確からしいものとなる。次節でシミュレーションによってその妥当性を示すことにする。

6.1.2 モンテカルロシミュレーション

プロトタイプ実験と同じように 32 本の PMT を配し、同じ幾何学的配置にガンマ線源を置き (図 32 で B の位置)、それによる各 PMT での光電子数をシミュレーションにより調べた。シミュレーションには EGS4(Electron Gamma Shower Ver. 4) を使用した。

このシミュレーションでは、ガンマ線が液体キセノンとの相互作用によって落とすエネルギーを計算し、液体キセノンの W_{ph} 値 23.7 eV から光子数を Poisson 分布に従うように生成させ、PMT にどれだけ入射したかを見た。入射するガンマ線のエネルギー E_γ は、^{88}Y と同じ 898 keV と 1836 keV にし、それぞれを別々に入射させて PMT の出力から全光電子数を求めたのが図 36 の上図である。そのうちの上側のヒストグラムが 898 keV のガンマ線のイベントであり、下側が 1836 keV ガンマ線によるものである。

一番下の図はプロトタイプ実験で実際に測定した、Ring2 でトリガーをかけた時の全光電子数の分布である。シミュレーションと実験とで全光電子数の分布を比べてみると、ピークの位置については実験を再現していることが分かる。シミュレーションで全光電子数の少ないところにある分布は、コンプトン散乱によって全部のエネルギーを落さずに検出器の外に出ていってしまったイベントと考えられ、実験データではそれらのイベントはトリガーにはかからないように threshold を設定してあるので現れていない。

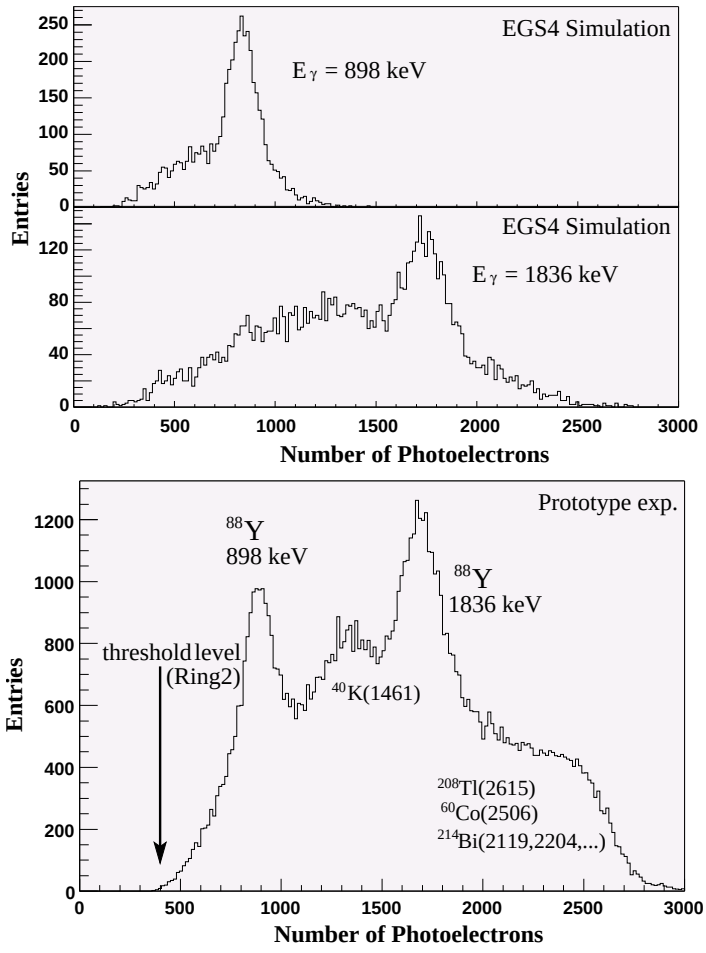


図 36: EGS4 による 898 keV, 1836 keV ガンマ線に対する全光電子数のシミュレーション。ピークの位置に関しては、シミュレーションが実験データを再現している。光電子数が 1300 から 1400 付近のピークや 2000 以降の部分は環境バックグラウンドによるものだと考えられる。

シミュレーションで得られた結果から、光量重心が実際にはどれだけの広がりを持っているか調べることにする。

1836 keV のガンマ線が入射した時に、エネルギーを初めに落していく場所と光量重心との関係を図 37 に示す。3 つの図のうち、x, y 方向に関しては、$|x,\ y| < 10$ mm の領域では光量重心による位置とエネルギーを初めに落す場所とが良い線形性を持っていることが分かる。一方、z 方向に関しても $|z| < 20$ mm の領域で良い線形性を保っているが、図で示される重心位置が -40 mm $< z < -20$ mm の領域では、実際には約 2.5 倍の広がりを持っていることが分かる。しかし、この領域内のイベントを選別して時間分解能を求める場合、実際の広がりを σ_{pos} としてよいかどうか現段階では定量的に言うことはできないが、σ_{pos} を小さくするには光量重心で領域を限定しなくてはならないことは分かる。

時間分解測定において、σ_{pos} の寄与をできるだけ小さくして σ_{Npe} だけを見ることは最も望ましいが、$|z| < 20$ mm の領域では極端にイベント数が減ってしまい、統計誤差が大きくなってしまう。よって、z 方向の光量重心によるイベントの選定は、光量重心で多少の広がりがあっても、より多くのイベント数をとるように行なうことにする。選んだ領域については後述する。

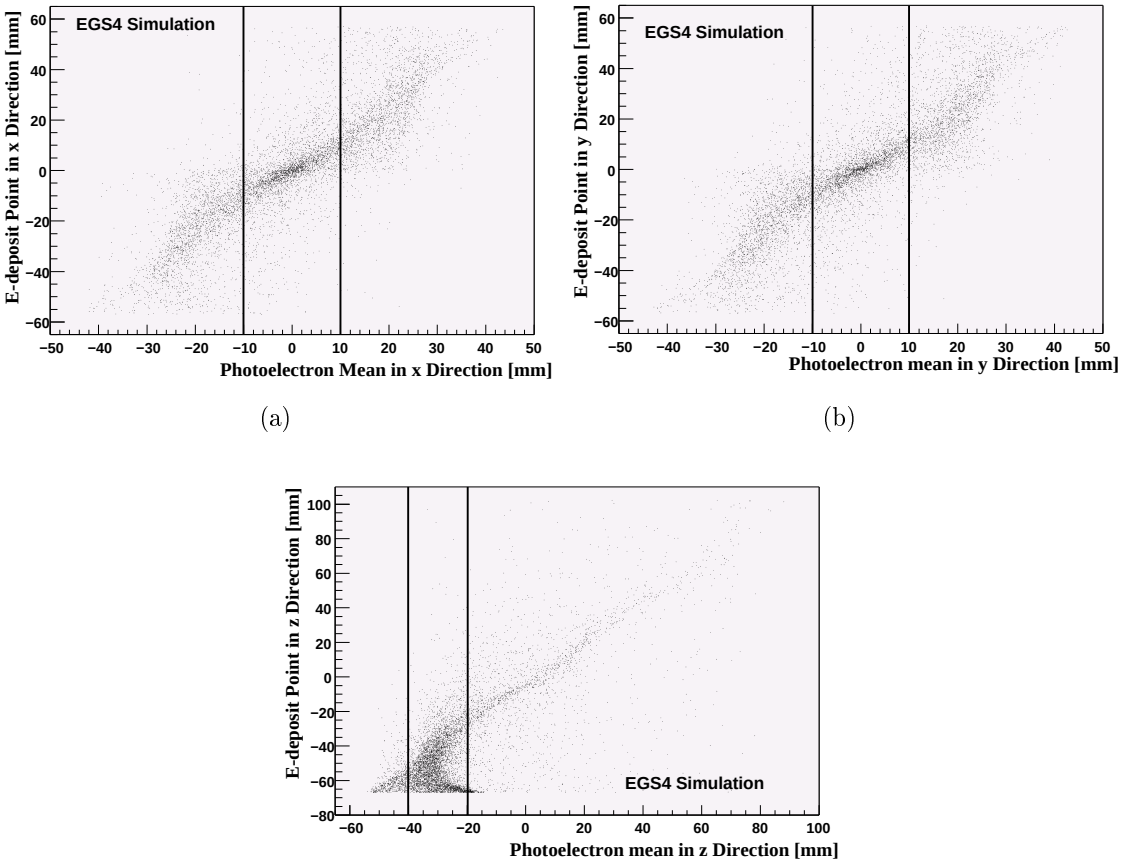


図 37: シミュレーションによる、1836 keV ガンマ線がエネルギーを初めに落していく場所と光量重心との関係。

6.2 ガンマ線イベントとアルファ線イベントの識別

ガンマ線イベントとアルファ線イベントとを識別するために、それらが混在したデータに対して、光量重心や全光電子数の分布について調べた。

図 38 は Ring1 だけでトリガーをかけ、threshold を微調節して、ガンマ線イベントとアルファ線イベントを同程度収集した時のものであり、図 35 の時と同じものである。ガンマ線イベントのトリガーにはアルファ線イベントを除くように Ring3 で veto をかけているが、実際にはトリガーにかかるアルファ線イベントもある。そこで、ガンマ線イベントとアルファ線イベントとを識別するために、それらが混在したデータに対して、光量重心や全光電子数の分布について調べることにした。

図 38 の (a) や (d) のヒストグラムではガンマ線イベントとアルファ線イベントがはっきりと区別できることが分かる。特に (d) で示す z 方向の光量重心の分布は 10 mm $< z <$ 40 mm の間に境界線を引くことで明確に識別することができる。以降の解析では、次に示す z 方向の光量重心による選定

・アルファ線イベント: $z > 20$ mm
・ガンマ線イベント: $z < 20$ mm

を施すことで両者の識別を行なうことにする。

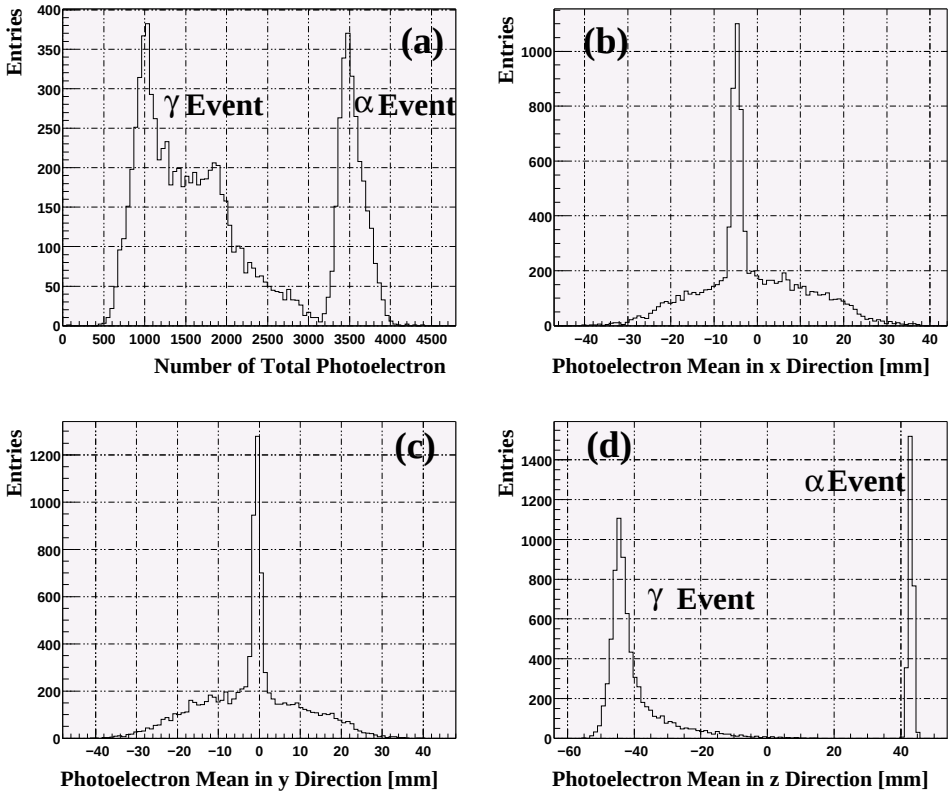


図 38: ガンマ線イベントとアルファ線イベントの識別。(a) は 32 本の PMT の全光電子数であり、3000 個付近にガンマ線イベントとアルファ線イベントの境界がある。(b) から (d) は光量重心で見た場合であり、x, y 方向では区別がつかない。z 方向に関しては、10 mm $< z <$ 40 mm の空白の領域を境に 2 つの独立な分布がある。これらは、放射線の平均自由行程とレンジや、モンテカルロシミュレーションの結果から考えると、図の左の分布がガンマ線イベントであり、右側がアルファ線イベントの分布だと分かる。

6.3　ガンマ線に対する時間分解能

6.3.1　イベントの選定

52.8 MeV ガンマ線の時間分解能を見積るためには、できるだけ高いエネルギーのガンマ線での時間分解能を測定することが望ましい。図 39 の (a) は横軸に全光電子数をとったものであり、鋭いピークは 898 keV と 1836 keV に相当する。今回は 898 keV のピークを使わずに 1836 keV のピーク以降の光電子数の多いイベントについて時間分解能を測定することにした。(a) に示した領域は 1836 keV のピークと環境バックグラウンドである ^{208}Tl (2615 keV), ^{60}Co (2506 keV), ^{214}Bi (2119, 2204, 2248, 2293 keV) によるガンマ線イベントが混ざっていると考えられる。

この時間分解能測定の目的は、52.8 MeV ガンマ線の時間分解能を見積ることであるので、このようにできる限り全光電子数の多いイベントを選ぶことにした。以降のガンマ線の解析は、図 39 で 2 本の太線で挟まれた領域のイベントを選びだし、そのデータから時間分解能を測定することにする。選定する領域は以下のとおりである。

$$-10 \text{ mm} < x,\ y < 10 \text{ mm},\ -40 \text{ mm} < z < -20 \text{ mm}, \tag{27}$$

$$1500 < \text{全光電子数} < 3000. \tag{28}$$

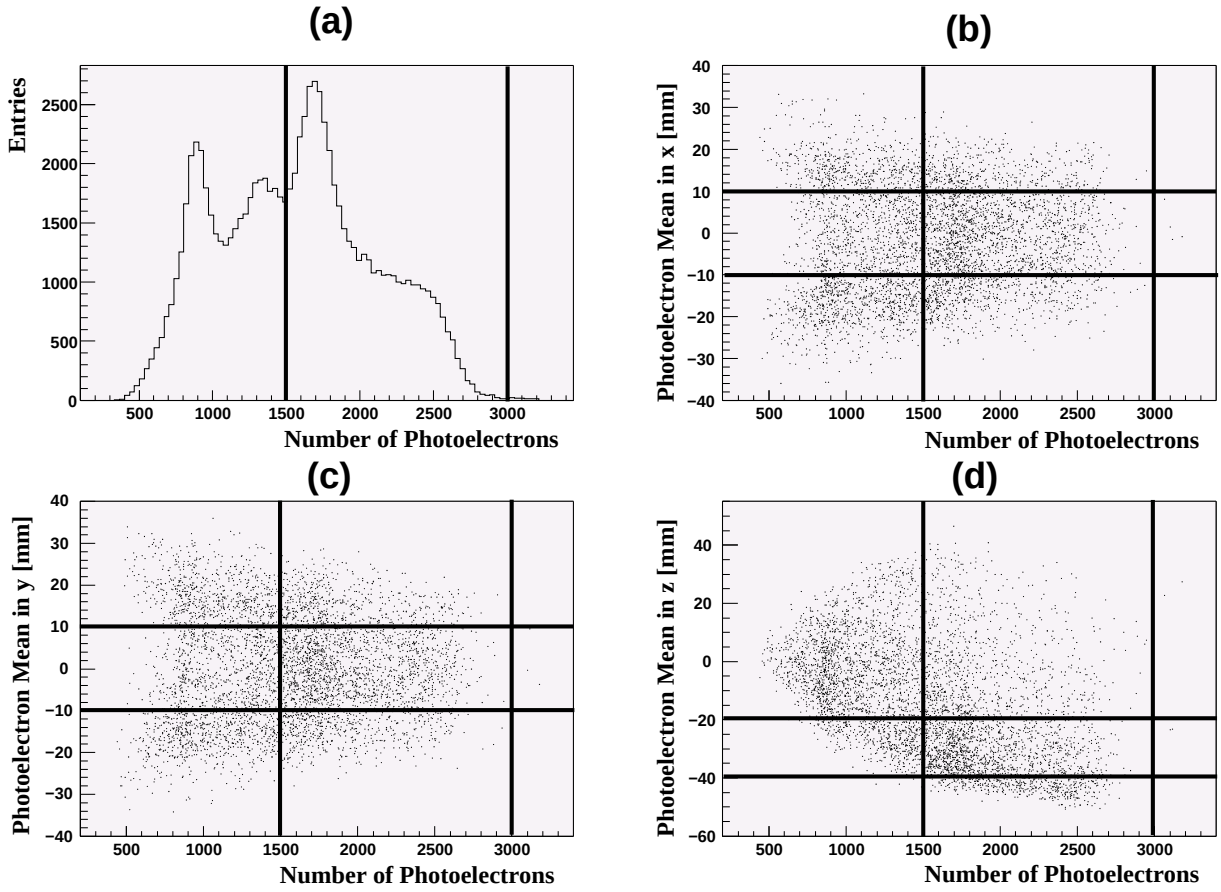


図 39: ガンマ線に対する時間分解能測定のためのイベントの選定。(a) では全光電子数が 2300 個から 3000 個あり、光量重心が -10 mm $< x, y < 10$ mm, -40 mm $< z < -20$ mm にあるイベントで時間分解能を求めることにする。

6.3.2 TDC の平均値を使った time walk 補正

予備実験で行なったような time walk 補正は、PMT が 2 本で、レンジの短いアルファ線イベントを見ている時には有効であるが、ガンマ線イベントの場合はそうとも言えない。ガンマ線イベントの場合はエネルギーを落す位置に広がりがあるため、ADC の値はエネルギーを落とした場所とその時の光量に依存する。したがって位置さえ決定できれば予備実験の時と同じように 2 本の PMT で ADC の相関をとって time walk 補正をかけることができるはずであるが、ここではもう少し利便性を備えた方法を使うことにする。

予備実験の時のように PMT のペアを作って補正をかける方法であると、$\mu \to e\gamma$ 実験では 1 イベントごとに同じように光っている PMT のペアを新たに作り直さなければならない。さらに、実験中に PMT が故障した場合に組合せを選び直すのは非常に手間のかかる作業である。問題は PMT のペアを作るというところにあり、それは σ_{com} をキャンセルさせてから time walk 補正をすることに起因している。これから説明する time walk 補正はもちろん σ_{com} をキャンセルさせてから行なうのであるが、$\mu \to e\gamma$ 実験においても適用できるように、いくつかの段階を反復して行なうことで σ_{com} の影響を低減させ、同時に time walk 補正をしていくことができるというものである。

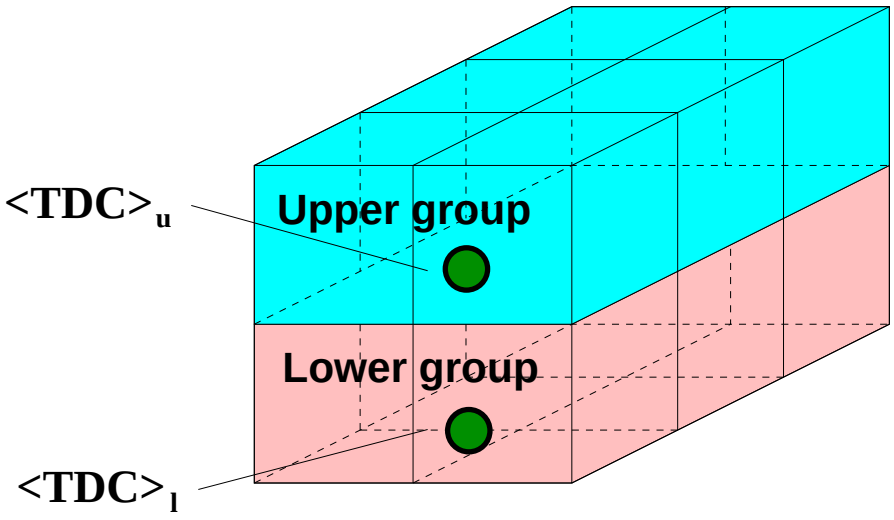


図 40: 検出器の分け方。

(1) 初めに検出器を上下 2 つのグループに分け、それぞれの TDC データの平均をとる。上側と下側の検出器の TDC の平均をそれぞれ $< \mathrm{TDC} >_u$, $< \mathrm{TDC} >_l$ (<> は PMT の数による平均を表す) とおくと、

$$< \mathrm{TDC} >_u \equiv \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} \mathrm{TDC}_i \ , \tag{29}$$

$$< \mathrm{TDC} >_l \equiv \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \mathrm{TDC}_i \ , \tag{30}$$

と書ける。ここで m, n は各グループに含まれる PMT の本数であり、最大は 16 となる。図 39 で選んだ領域に一番近いのは Ring1 と Plate4 であるので、今回はこの 12 本で時間分解能を見ることにする。この場合、$m = n = 6$ となる。残りの PMT に関しては、光量が相対的に少ないのでここでは使わず、アルファ線イベントでの時間分解能測定の時に使うことにする。

今の段階で式 (29), (30) に含まれる広がりは σ_{com} と 6 本分の $\sigma_{N_{pe}}$ と σ_{pos} である。また、この段階では TDC はまだ time walk 補正をしていないため、ADC の値に応じた広がりも含んでいることになる。

(2) 平均値 $<\mathrm{TDC}>$ から TDC データを引いたものには σ_{com} が含まれていないと考えれば、$1/\sqrt{\mathrm{ADC}}$ との相関から time walk 補正ができる。すなわち、

$$<\mathrm{TDC}> - \mathrm{TDC}_i = C_i/\sqrt{\mathrm{ADC}_i} + t_i \qquad (i = 1, \ldots, 12)\ , \tag{31}$$

から C_i を 12 本の PMT について決定する (図 41)。ここで注意しなければならないのは、上側のグループの TDC データは $<\mathrm{TDC}>_l$ から引き、下側は $<\mathrm{TDC}>_u$ から引かなければならないことである。このように自分とは独立な TDC の平均値を使えば、式 (31) の右辺は TDC_i から $<\mathrm{TDC}> \sim \sigma_{com}$ だけを引いたものとなる。しかし、ここで自分の含まれるグループの平均値を使ってしまうと、σ_{com} だけでなく TDC_i 自身も何割か引かれてしまうことになる。

(3) 各 TDC について C_i が求まるので $\mathrm{TDC}_i - C_i/\sqrt{\mathrm{ADC}}$ を新たに TDC_i で置き換える。

(4) (2) から (3) について 3, 4 回繰り返す。この過程で $<\ \mathrm{TDC}\ >$ も time walk 補正が効くため、より Gaussian に近い分布となる。

以上の反復試行を 4 回行なった結果が図 42 であり、1 回目で大幅に $<\mathrm{TDC}> - \mathrm{TDC}$ の広がりが小さくなり、3 回から 4 回で収束していくことが分かる。以降の解析には反復試行を 3 回行なった時の TDC の値を使うことにする。

このように、ここでの time walk 補正は、自分自身のデータのみで補正をかけるため、他の ADC との相関をとる必要が全く無い。さらに、PMT の増幅率が一定であるならここで得られた係数 C_i をそのまま使うことができ、ラン毎に TDC の平均をとって補正をかけてやる必要が全く無い。また、TDC の平均の計算に使用する本数が多ければ、time walk 補正が 1 本くらいうまく行なわれていなくても、平均化されることで影響は少なくなるので、式 (29), (30) での $m,\ n$ は大きい方が望ましい。

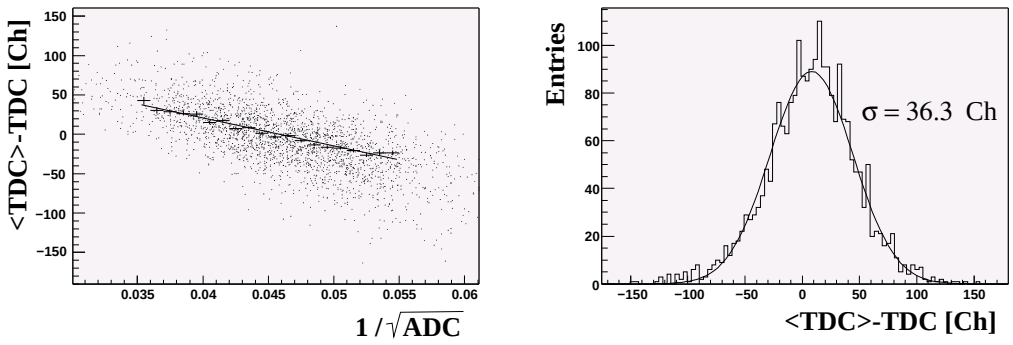


図 41: TDC の平均値を使った time walk 補正。(a) 補正前では < TDC > −TDC は 36.3 channel=915 psec の広がりがあるが、(b)3 回の補正の後では 562 psec となる。

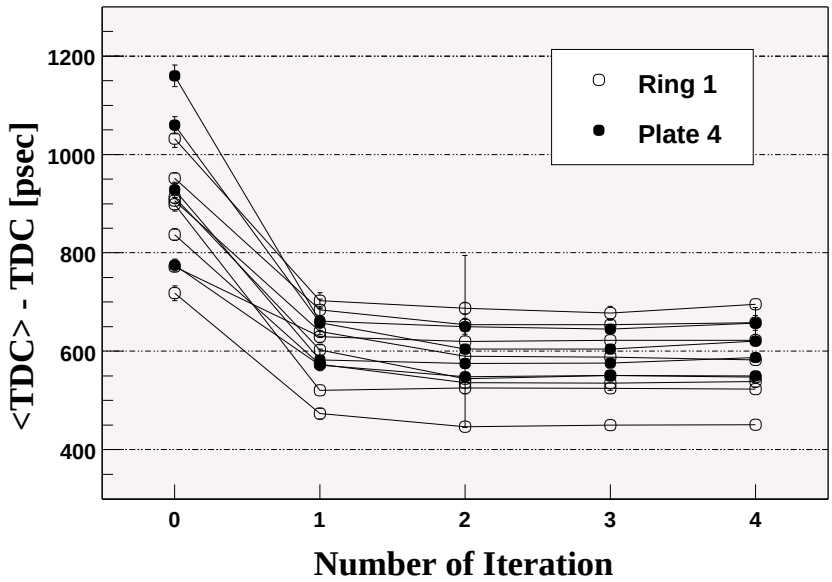


図 42: 1 回の試行で大幅に < TDC > −TDC の広がりが小さくなり、3 回から 4 回で収束していることが分かる。

6.3.3 ADC に対する threshold の設定

$\mu \to e\gamma$ 実験で液体キセノンガンマ線検出器は約 800 本の PMT を使用するが、イベント毎に解析をする際にそれら全てのデータを必ずしも使うわけではない。特に時間を求める際には、全ての PMT を使わないことが予想される。$\mu \to e\gamma$ 実験ではプロトタイプ実験のガンマ線より 20 倍以上もエネルギーが違うため、光量も 20 倍以上多くなるが、52.8 MeV ガンマ線と液体キセノンとが相互作用 (電子対生成が支配的) を起こす空間的な広がりは 10 数 cm と小さい。つまり、700 本以上の PMT が平均的に光るわけではなく、光量の多く入射する PMT は一部であり、それらの PMT だけで時間を測定することになる。これをプロトタイプ実験による時間分解能測定においても適用すると、より光量の多い PMT だけを選び、そうしたイベントだけで時間分解能を評価することと同義となる。

その時の光電子数の基準は次のようにすれば最もシンプルに決められる。すなわち、測定に使う全ての PMT の ADC がある threshold 以上のイベントだけを選ぶのである。今回は time walk 補正がなされた PMT は 12 本であるので、12 本の PMT からなる 1 つの検出器を考え、それら全ての ADC データがある threshold 以上のイベントだけで時間分解能を測定することにする。

時間分解能は

$$\frac{(\text{上側の 6 本の TDC の和}) - (\text{下側の 6 本の TDC の和})}{12} \tag{32}$$

の分布を Gaussian で fit した時の標準偏差 σ から求められる。ADC threshold を変えていった時の時間分解能を図 43 に示す。いずれの場合も各 threshold に対してその値以上の光電子数を各 PMT が測定していることを要求するので threshold が高くなるにしたがってイベント数が減少する。図ではおよそ 270 channel を境に分解能の中央値がふらつくとともにエラーバーが長くなり、イベント数が激減していることを示している。理想的には ADC の値が大きければ光電子数も多くなり分解能は良くなるはずであるが、32 本の全光電子数が 3000 個までの範囲を選別しているので、このような上限が発生する。

270 channel を ADC の threshold と決定する前に、このような選定でイベントの分布がどのように変わるか見ていくことにする。

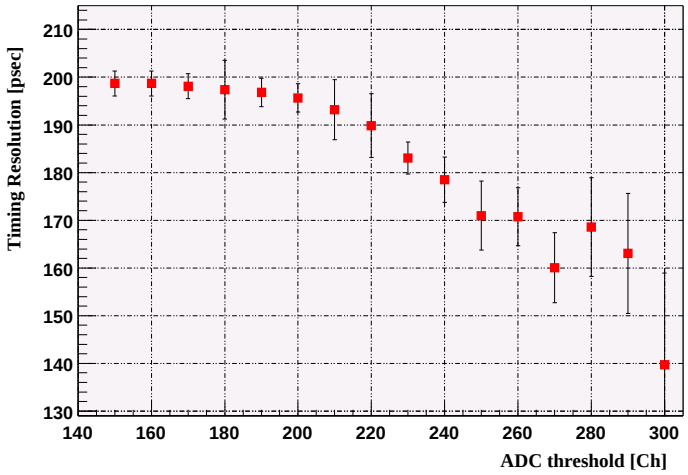


図 43: ADC threshold と時間分解能との関係。12 本の全ての ADC データが threshold 以上のイベントだけを選び時間分解能を求めた。threshold を上げていくと 270 channel あたりまでは時間分解能も良くなるが、それ以上ではイベント数の減少によりエラーバーが長くなる。なお、光電子数 1 個が ADC の 3 channel に相当する。

図 44 は ADC threshold を設定しない場合と 270 channel に設定した場合の分布の違いを示したものであり、ハッチのかかった方が ADC threshold を 270 channel としてイベントを選んだ後のものである。(a) は全光電子数を、(b) から (d) は光量重心のそれぞれ x, y, z を横軸にとったものである。ADC threshold を 270 channel とすると、全光電子数は約 2100 個以上のイベントのみになり、光量重心は -10 mm $< x,\ y <$ 10 mm であったものがその 2/3 ほどに狭くなり、z 方向に関しても Ring1 と Plate4 に近いイベントだけになる。こうして選ばれたイベントは $x-y$ 平面では中心に位置し、かつ z 方向には Ring1, Plate4 に近く、PMT に入射する光量の多いものであり、ガンマ線がエネルギーを落す位置の広がりが小さく、Ring1, Plate4 の PMT に平均的に多く光が入射するイベントを選んでいることになる。図 43 で ADC threshold の増加に伴い時間分解能も良くなっているのは、空間的な広がりが小さくなったことと平均光電子数の増加によるものだと考えられるが、1 cm = 50 psec 程度広がりが小さくなっても 12 本の時間分解能にはそれほど影響しないため、平均光電子数による寄与が支配的なはずである。

以降の解析では、ADC の threshold を 270 channel に設定し、プロトタイプ実験での時間分解能と $\mu \to e\gamma$ 実験での時間分解能の評価をすることにする。

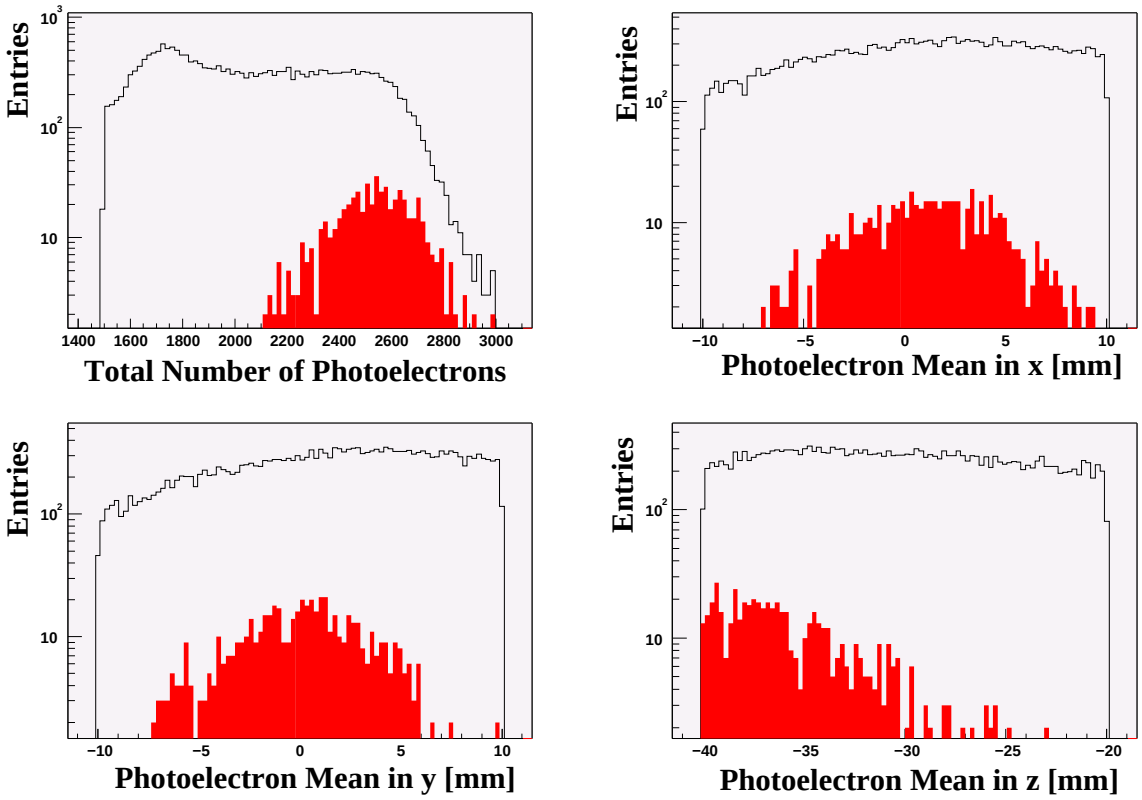


図 44: ADC threshold を 270 channel にした時の全光電子数と光量重心の分布。全光電子数と光量重心によって選定した時 (図 39) には 22,148 イベントあったが、ADC threshold による選定後は 569 イベントに減る。

6.3.4 ガンマ線イベントに対する時間分解能

次に 12 本以外でも同様に時間分解能を見ることにする。組み合せる数は 2, 4, 6, 8, 10 本とし、この時も ADC の threshold は 270 channel に設定し、ADC がそれ以上であるイベントだけで時間分解能を求めた。以降の解析では次の 2 つの方法で時間分解能を求めることにする。

(I) **時間分解能を全光電子数の関数で求める。**
(II) **時間分解能を 1 本あたりの平均光電子数と PMT の本数の関数で求める。**

(II) は全光電子数 N_{pe} を $N_{pe} =< N_{pe} > \times N_{\rm PMT}$ のように PMT1 本あたりの平均光電子数 $< N_{pe} >$ と PMT の本数 $N_{\rm PMT}$ とで分解したものであり、本質的には (I) と同じであるが、$\mu \to {\rm e}\gamma$ 実験では 1 イベント毎に PMT の光り方や、よく光の入射する PMT の本数が異なるため、2 つの別のアプローチで評価していくことにする。

(I) ここでは 2 本から 12 本の PMT を 1 つの検出器と見なし、時間分解能を求める。したがって、結果をまとめた図 45 では、横軸に光電子数の合計をとり、縦軸にその時の時間分解能 σ_t をとった。曲線は $\sigma_t = A/\sqrt{N_{pe}} + B$ ($A,\ B:$ 定数) で fitting したものであり、

$$\sigma_t = (6454.6 \pm 78.2)/\sqrt{N_{pe}} + (6.0 \pm 3.0)\ [\text{psec}], \tag{33}$$

という結果が得られた。

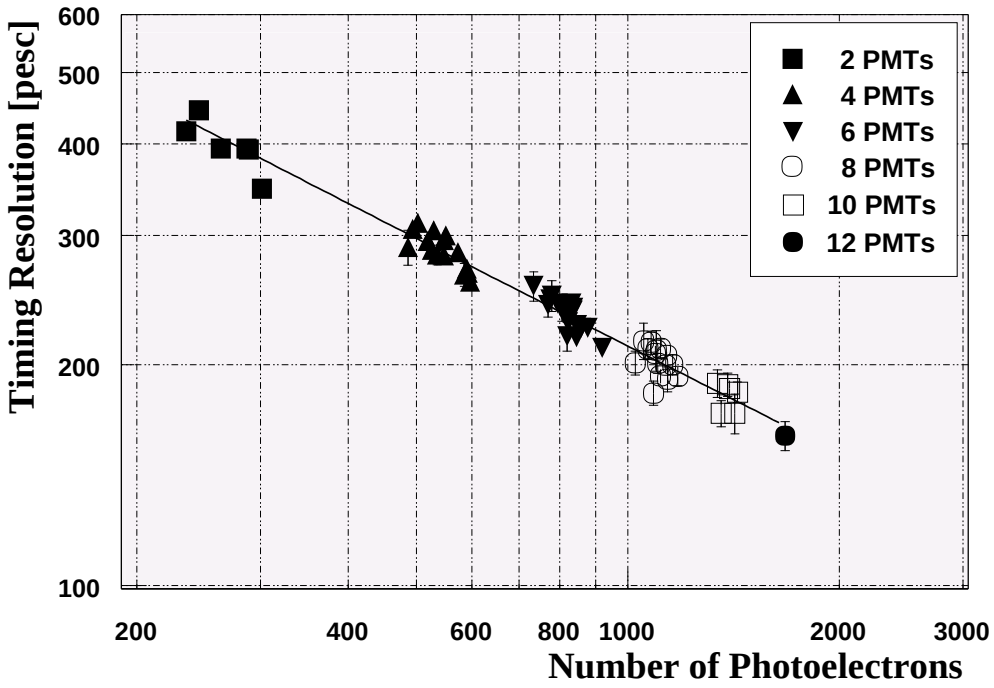


図 45: 光電子数の合計による時間分解能の違い。複数本の PMT を 1 つの検出器と考え、それらの光電子数の合計を横軸にとり時間分解能をみるとほぼ一直線上に並ぶことが分かる。

(II) 全光電子数 N_{pe} は

$$N_{pe} =< N_{pe} > \times N_{\rm PMT}, \tag{34}$$

のように PMT1 本あたりの平均光電子数 $< N_{pe} >$ と PMT の本数 $N_{\rm PMT}$ とに分解できるので、これら 2 つのパラメータで時間分解能を求めることにする。

図 45 の横軸を PMT の本数で割り、平均光電子数で表したものが図 46 である。これらの結果をそれぞれ

$$\sigma_t = A_i/\sqrt{< N_{pe} >} + B_i \quad (A_i,\ B_i:\ \text{定数},\quad i = 2,\ 4,\ \ldots\ ,10\ (\text{PMT の本数}))\ , \tag{35}$$

で fitting を行なう。こうすることで時間分解能は $< N_{pe} >$ だけの関数で表すことができる。

次に、図 45 の $< N_{pe} >$ が一定の直線 (図の太線) で断面をとると、PMT の本数と時間分解能の関係が得られる (図 47 を参照)。このプロットを

$$\sigma_t = C/\sqrt{N_{\rm PMT}} + D \quad (C,\ D:\ \text{定数}), \tag{36}$$

で fitting すれば、時間分解能を $N_{\rm PMT}$ だけで表したものとなる。これら 2 つの式をまとめて時間分解能を $< N_{pe} >$ と $N_{\rm PMT}$ の関数で表現するには、式 (35) の定数項 B_i と式 (36) の D を統一しなければならない。そこで、次のような仮定を導入する。

PMT の本数が十分大きい場合と、1 本あたりの光電子数が十分大きい場合は、どちらも時間分解能は同じ値に近づく。

この仮定に従って、式 (35), (36) の定数 $B_i,\ D$ が同じ値をとるまで反復して fitting を行なうと、$B_i = D = 3.8 \pm 3.0$ となる。この時 $C = 550.6 \pm 6.7$ となり、表 9 に掲げる結果を得る。それを図に示したのが図 46 と図 47 である。

PMT の本数 i	A_i
2	4627.6 ± 29.0
4	3313.5 ± 15.2
6	2687.2 ± 14.7
8	2344.7 ± 15.5
10	2114.0 ± 30.8

表 9: 式 35 での fitting の結果

10 本の時の結果を使うと次のようになる。

$$\sigma_t = \frac{6685.0 \pm 97.4}{\sqrt{N_{\rm PMT}}\sqrt{< N_{pe} >}} + (3.8 \pm 3.0)\ [\text{psec}]. \tag{37}$$

このように σ_t の結果で定数項に現れる値は 10 psec 以下であり、これには位置決定精度 σ_{pos} の寄与はあまり含まれないと考えられる。σ_{pos} も $\sigma_{N_{pe}}$ 同様、観測される全光電子数 N_{pe} に依存するはずであり、定数項よりむしろ $1/\sqrt{N_{pe}}$ の係数に含まれると考えられる。

これで 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能評価の準備は整ったので、52.8 MeV ガンマ線が液体キセノンガンマ線検出器中でどのような振る舞いをするか次節でシミュレーションを使って見ていくことにする。

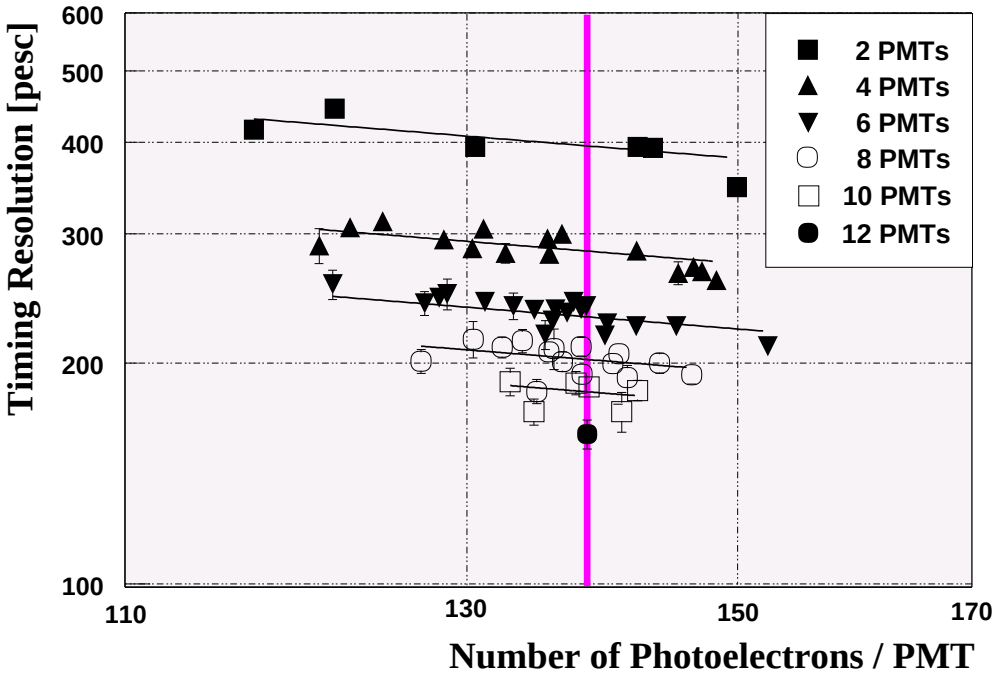


図 46: PMT の本数を固定した時の平均光電子数と時間分解能の関係。PMT が 12 本のプロットを通るように、平均光電子数が一定の時の断面をとると図 47 のようになる。

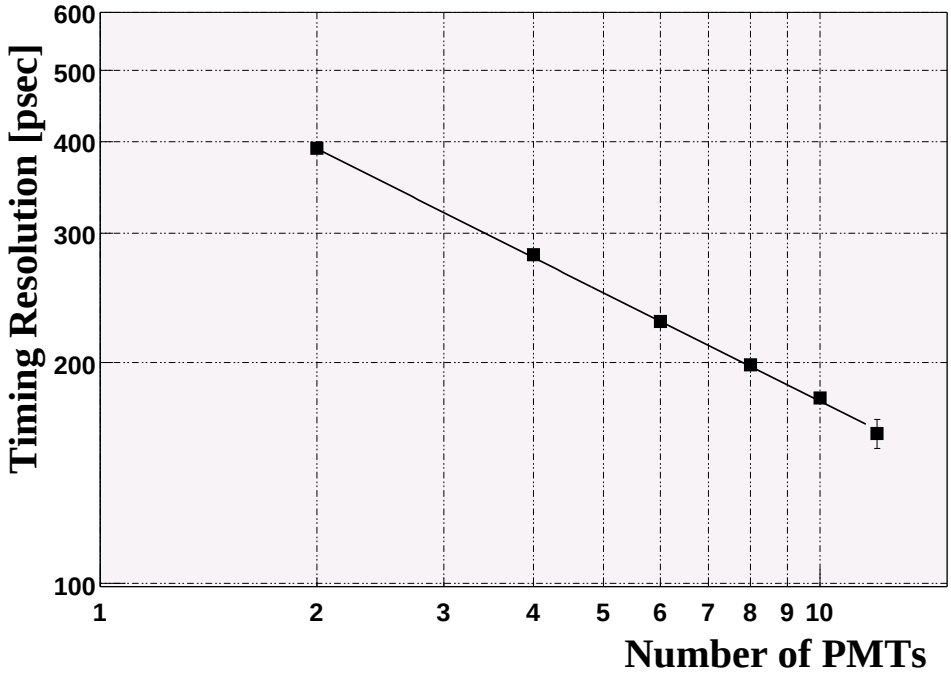


図 47: 平均光電子数を固定した時の PMT の本数と時間分解能の関係。図 46 において太線で断面をとるとこのプロットとなる。

6.3.5 モンテカルロシミュレーション

52.8 MeV ガンマ線に対する液体キセノンガンマ線検出器の応答を見るため、モンテカルロシミュレーションを行なった。シミュレーションには GEANT3(Detector Description and Simulation Tool GEANT 3.21) を用いて、ガンマ線と物質の相互作用やエネルギー損失を計算し、それに応じて光子を発生させて各 PMT に対してどれだけ光量が入射したかを計算した。

検出器は直方体 (PMT の大きさで $30 \times 16 \times 8$) とし、液体キセノンの周りを PMT が覆うようにし、最も大きい面は 30 個 $\times$16 個の PMT で敷きつめられ、その面に垂直に 52.8 MeV のガンマ線が入射するようにした。

図 48 にシミュレーションで得られたイベントの 1 例を示す。このように、52.8 MeV のガンマ線では、エネルギー落す位置の広がりは小さいため、入射する光量が多いのはその近辺の PMT だけである。実際の検出器では曲面上に PMT を配しているが、このように実際に観測する PMT は一部であるので、直方体でも同程度の結果になると考えられる。

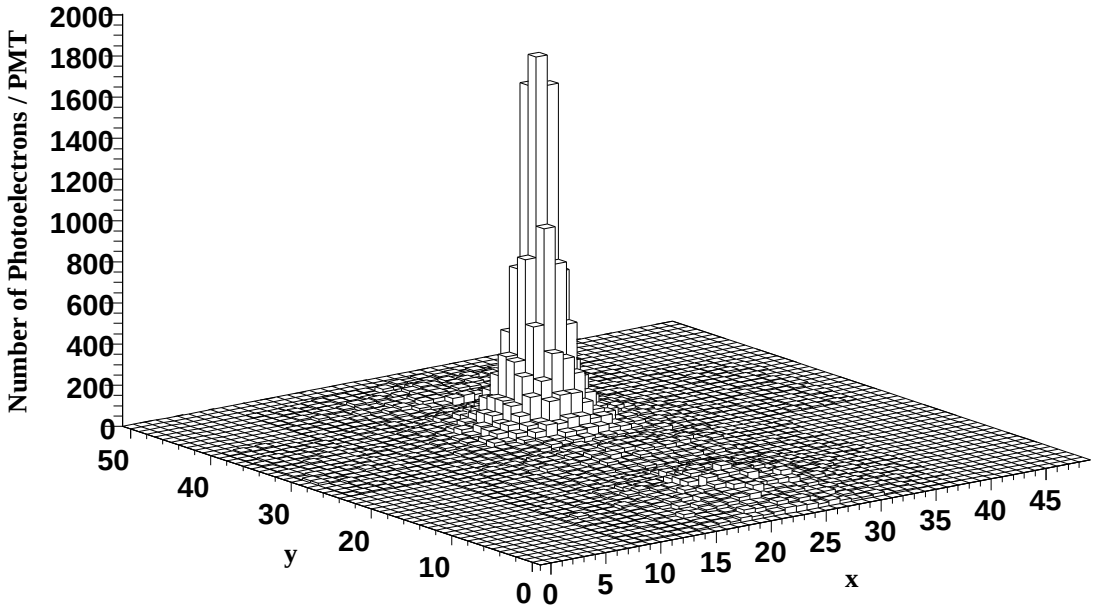
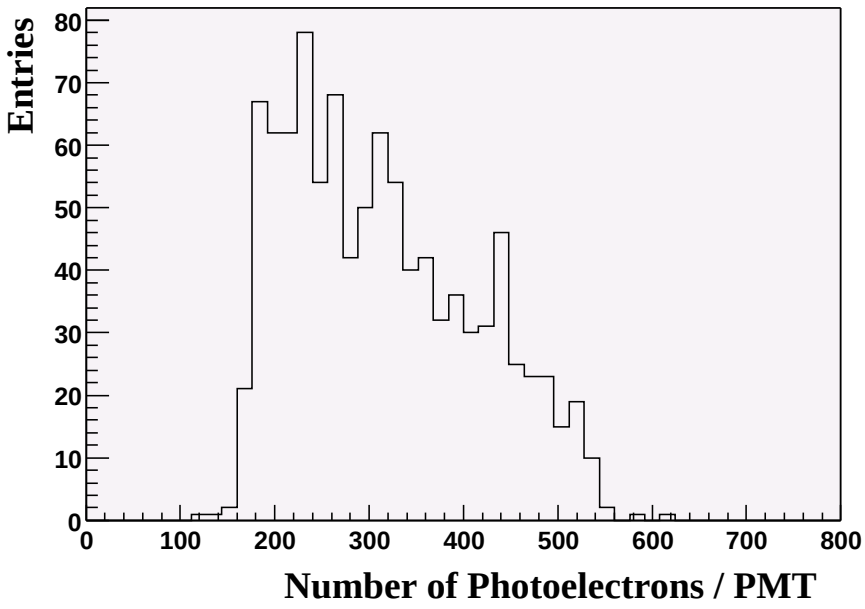
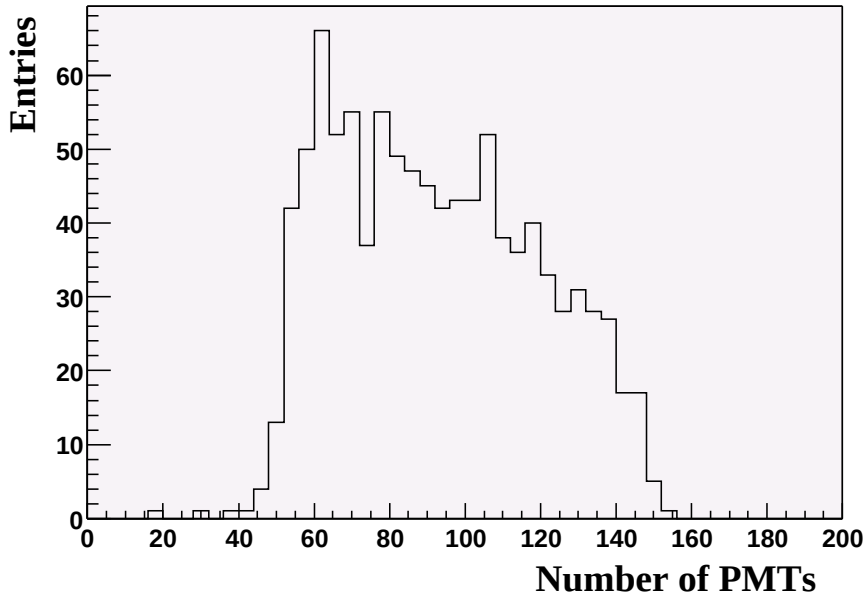


図 48: GEANT3 による 52.8 MeV ガンマ線に対する PMT の出力。縦軸は、検出器を平面に展開したときの PMT1 本あたりの光電子数を表す。

シミュレーションでは 52.8 MeV のガンマ線を 1000 回入射させ、各イベント毎に 90 個以上の光電子を出力する PMT を選んだ時の、平均光電子数の分布と PMT の数の分布は図 49 のようになった。図 48 からも伺えるが、90 個以上の光電子を観測する PMT の本数は 100 本前後と少ない。



(a)



(b)

図 49: 1 イベント毎に光電子数が 90 個以上の PMT を選んだ時の、(a) PMT1 本あたりの平均光電子数の分布と (b) PMT の数の分布。

6.3.6　52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能の評価

GEANT3 によるシミュレーションで 1 イベントにつき 90 個以上の光電子を出力する PMT を選び、それらの PMT の光電子数を合計すると図 50 のような分布になる。式 (33) で σ_t =50 psec として誤差も含めると、全光電子数に対して図で濃く塗られた範囲にくる。

この結果から、52.8 MeV ガンマ線での時間分解能はおよそ 50 psec であることが分かる。図 50 で全光電子数が少ないイベントの中には検出器内で 52.8 MeV のエネルギーを落しきれずに検出器の外へ逃げてしまったイベントが含まれるが、その場合はこのガンマ線が 52.8 MeV ではないとみなされる。

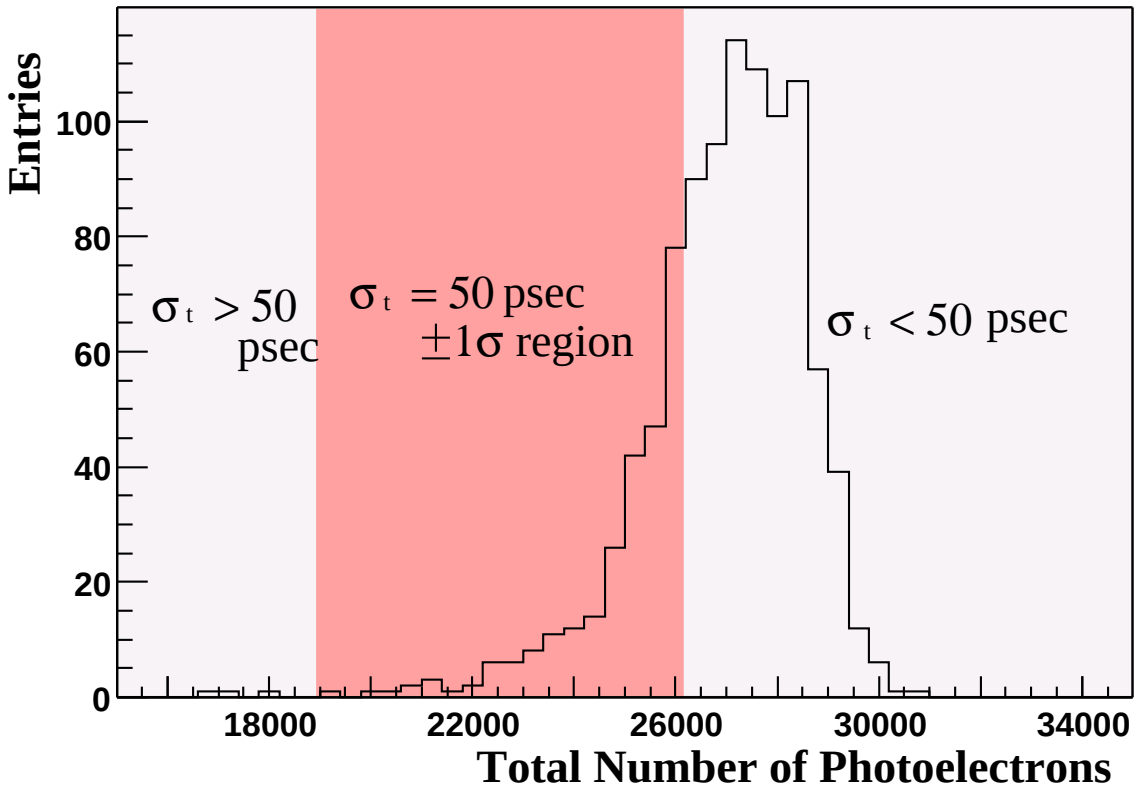


図 50: 1 イベント毎に光電子数が 90 個以上の PMT を選んだ時の全光電子数の分布における $\sigma_t = 50$ psec の領域。

GEANT によるシミュレーションで得られた図 49 と図 48 を 2 つの分布をまとめ、式 (37) で σ_t =50 psec とした時の曲線を重ねたのが図 51(a) である。(b) は 1 イベント毎に式 (37) に $< N_{pe} >$ と $N_{\rm PMT}$ を代入した時の時間分解能 σ_t の分布である。これより、ほとんどの $\mu^+ \to {\rm e}^+\gamma$ イベントは 50 psec 以下の時間分解能で測定することができ、先ほどの全光電子数から求めた結果とも合致している。

また、時間分解能が 50 psec より大きくなってしまうものの多くは、これもやはり検出器内で 52.8 MeV のエネルギーを落しきれずに検出器の外へ逃げてしまったイベントであるので実際には $\mu^+ \to {\rm e}^+\gamma$ 崩壊とは認識されないものである。

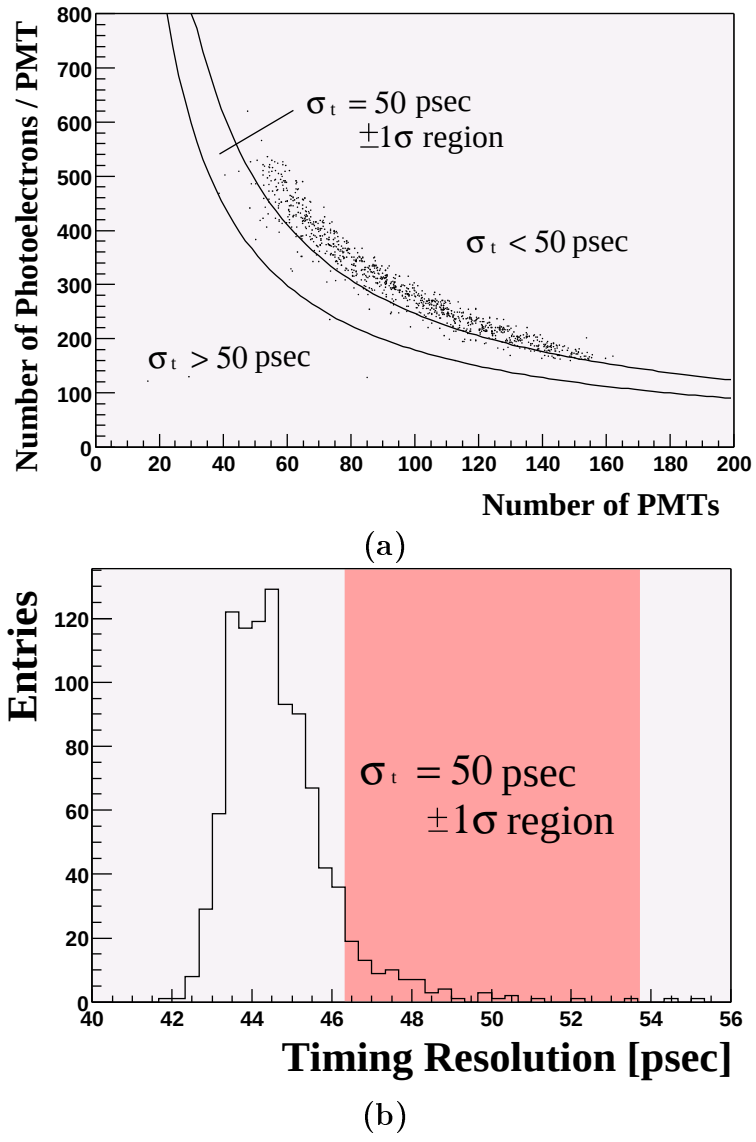


図 51: 52.8 MeV ガンマ線での検出器の時間分解能。検出器の 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能はおよそ 50 psec である。

6.4 アルファ線に対する時間分解能

6.4.1 アルファ線イベントとガンマ線イベントにおける波高の違い

アルファ線イベントとガンマ線イベントを比較するにあたって考慮しなくてはならないのが、アルファ線イベントとガンマ線イベントではシンチレーション光の減衰時間に差があるということである。

アルファ線に対するシンチレーション光とガンマ線に対するそれとでは、発光時間が異なる [11] ことが知られており、図 52 にその減衰時間の違いを示す。これによると、アルファ線イベントでの減衰時間が 4.5 nsec の速い成分と 22 nsec の遅い成分からなっているのに対し、ガンマ線イベントでは再結合光に対する 45 nsec という成分からなっている。

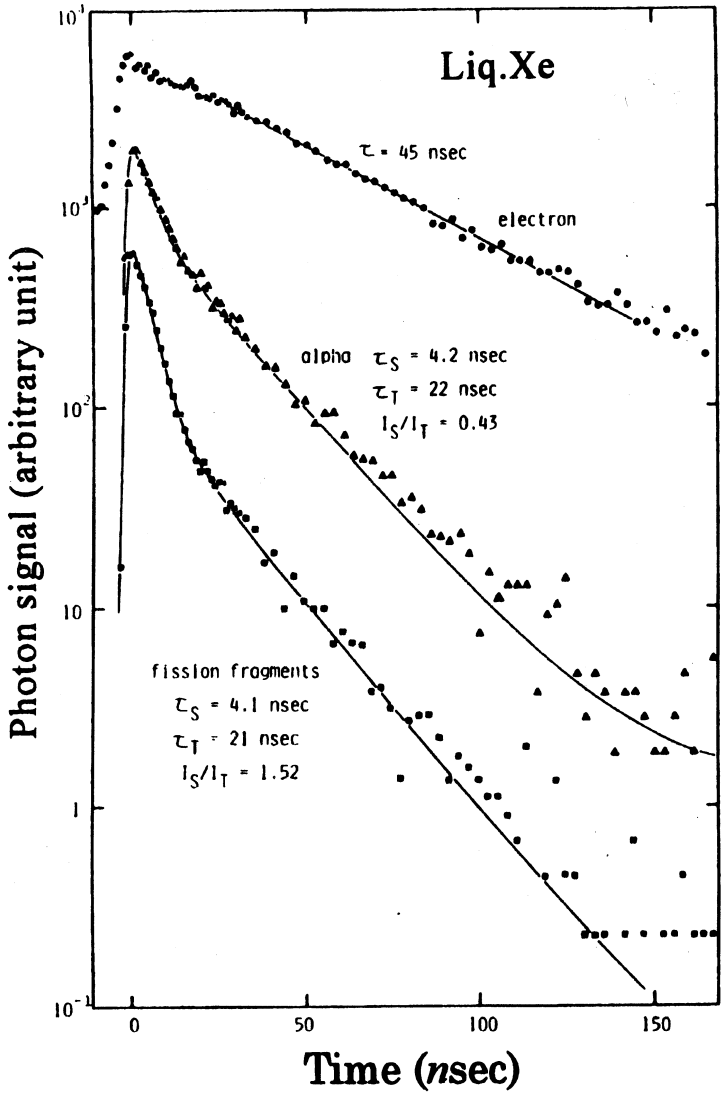


図 52: 液体キセノン中でのアルファ線、電子線、核分裂片入射に対する発光の時間変化。ガンマ線イベントは electron が相互作用に関わるため発光時間は 45 nsec であり、アルファ線イベントでは 2 成分 ($\tau_S = 4.2\ nsec,\ \tau_T = 22\ nsec$) からなる。

この事実から、PMT が出力するパルスの形を、図 53 のようにモデル化してみることにする。このモデルでは立上りの時間は 10 nsec に固定されており、時間に対して 1 次の関数で立ち上がるものとする。また、立ち下がりは指数関数的に減衰していくものとする。

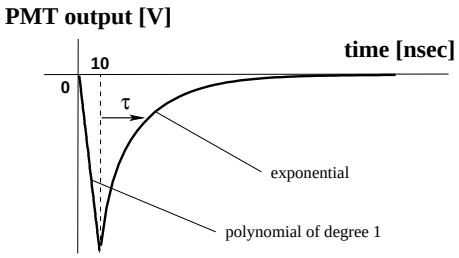


図 53: 液体キセノンの発するシンチレーション光のモデル波形。

図 52 から、減衰時間の速い成分と遅い成分の比が 1:0.43 であることが分かるので、アルファ線イベントの時の波形を時間 t で積分した値 Q_α は次のように書ける。

$$Q_\alpha = A\left[\frac{10}{2} + \frac{1}{1+0.43}\int_0^T dt\left\{\exp\left(-\frac{t}{22}\right) + 0.43\times\exp\left(-\frac{t}{4.2}\right)\right\}\right]. \tag{38}$$

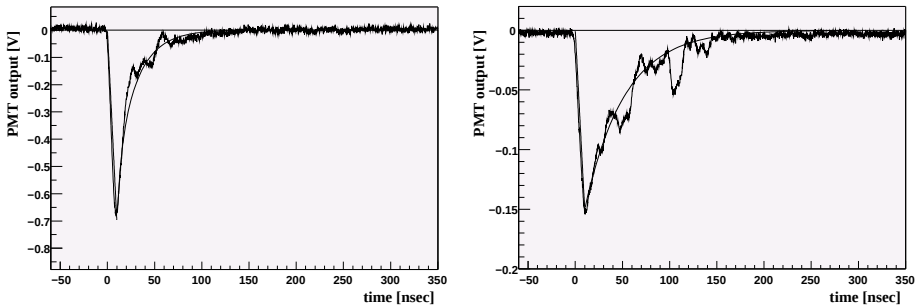
ここで、A は波高であり、T は立ち下がりから ADC のゲートの終りまでの時間である。また、ガンマ線イベントでも同様に、再結合過程による減衰時間 45 nsec を考慮すると、積分値 Q_γ は

$$Q_\gamma = B\left\{\frac{10}{2} + \int_0^T dt\ \exp\left(-\frac{t}{45}\right)\right\}, \tag{39}$$

となる。ここでは波高を B とする。

この Q_α と Q_γ が等しいとすると $A/B = 2.5$ となり、アルファ線イベントとガンマ線イベントとでは、同じ光量であっても立ち上りの傾きが 2.5 倍も違うことになる。したがって、それらのイベントによる PMT の出力が discriminator に入力されると、threshold を超えるタイミングも異なってくるのである。

実際にアルファ線イベントとガンマ線イベントにおいて PMT が出力したパルスに、このモデルを当てはめた時の様子を図 54 に示す。図 54(a), (b) はそれぞれアルファ線イベントとガンマ線イベントの場合であり、仮定したモデルがほど良く実測した波形と合致することが分かる。これからはこの波形の違いを考慮して解析を行なっていくことにする。



(a) **(b)**

図 54: 実際の波形とモデル化した波形。(a) がアルファ線イベントの波形であり、(b) がガンマ線イベントである。

6.4.2 イベントの選定

アルファ線イベントは空間的な広がりが小さいので、ガンマ線イベントのような光量重心による選定は行なわないことにする。全光電子数に対しては図 55 に示した領域のイベントを選ぶことにし、この領域を次の 3 つに分けてそれぞれで時間分解能を求めていく。また、今回は最もシンチレーション光の当たっている Ring3 の 8 本だけ使って時間分解能を求めることにする。Ring3 の次に入射する光量が多いのは Ring2 であるが、ここでは同程度の光量が入射する、Ring3 の PMT だけを使うことにする。

(1) 全光電子数が 3000 個から 3300 個
(2) 全光電子数が 3200 個から 3400 個 (ピークの部分)
(3) 全光電子数が 3400 個から 3900 個

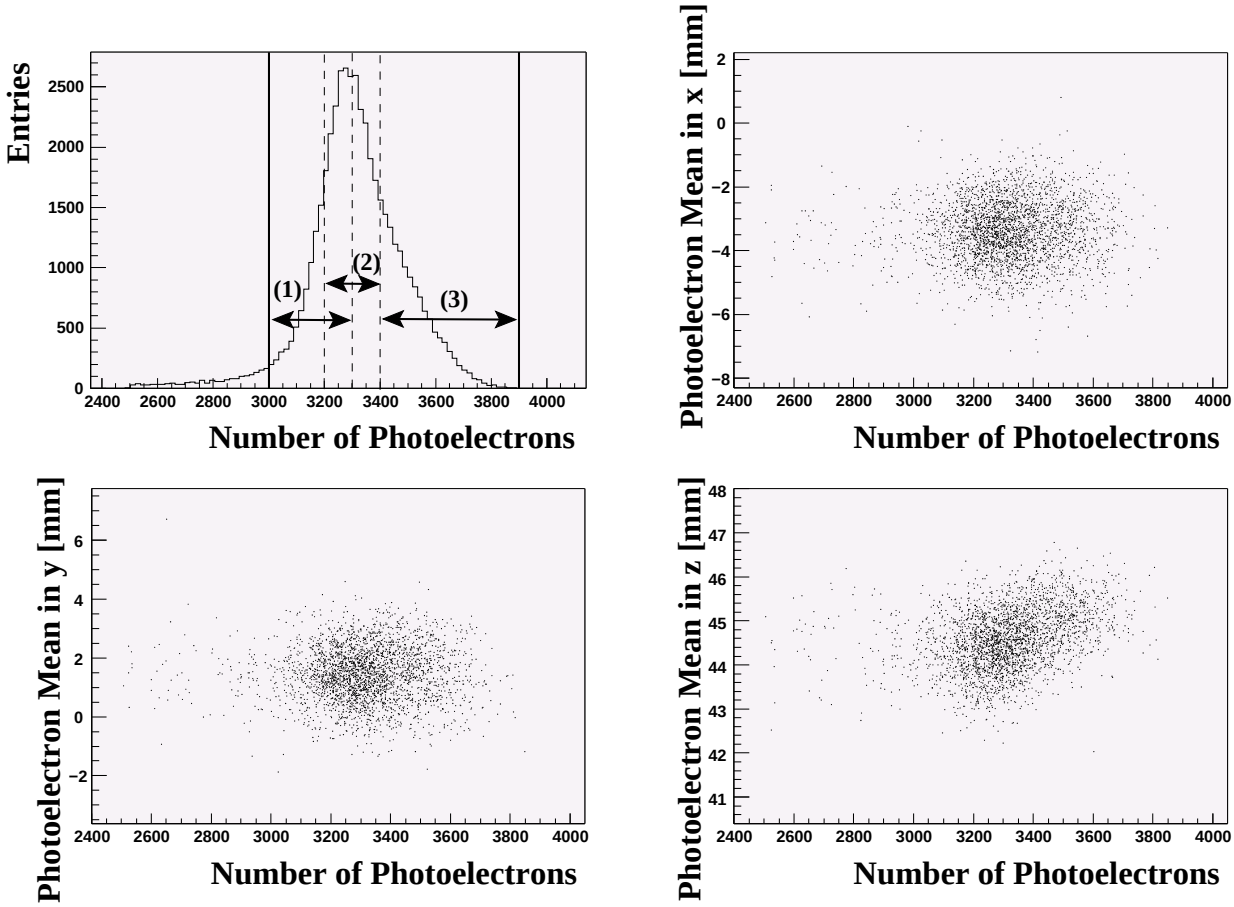


図 55: アルファ線イベントの選定。アルファ線が液体キセノンと相互作用する場所の空間的な広がりは小さいため、全光電子数による選定だけで十分である。

6.4.3 time walk 補正

ガンマ線イベントでの time walk 補正をした時の TDC と ADC の関係式は、本来ならここでもそのまま適用できるはずであるが、アルファ線イベントとガンマ線イベントでは減衰時間に差かあることから、アルファ線イベントのための関係式を求めなくてはならない。time walk 補正の方法はガンマ線イベントの時と全く同じであり、反復回数は 3 回とした。

6.4.4 アルファ線イベントに対する時間分解能

ADC の threshold の設定は、波高を考慮すれば 270/2.5 = 108 channel とすべきであるが、アルファ線のイベントの場合、Ring3 では 1 本の PMT の ADC の最低値はおよそ 600 channel であるため、例えば ADC の threshold を 500 channel に設定したとしても結果は変わらない。よって、500 channel までの間でどこを threshold としても同じであるのだが、ガンマ線イベントの対応を見ることがここでの目的なので、108 channel を threshold とした。また、アルファ線イベントに対してもガンマ線イベントと同様に、時間分解能を (1) 全光電子数のみ、(2) 1 本あたりの平均光電子数と PMT の本数で表すことにする。

(1) 結果を図 56 に示す。図に描かれた曲線は $\sigma_t = A/\sqrt{N_{pe}} + B$ (A, B : 定数) で fitting したものであり、

$$\sigma_t = (2242.2 \pm 0.4)/\sqrt{N_{pe}} + (1.58 \pm 0.01) \text{ [psec]}, \tag{40}$$

という結果になった。ここで現れる誤差は fitting の時の 1σ の統計誤差であり、系統誤差は含まれない。

また、定数項が負であるため、光電子数が極端に多い場合には式 (40) が適用できないが、次節で 52.8 MeV でガンマ線イベントを評価する時は、この式を適用して考えることにする。

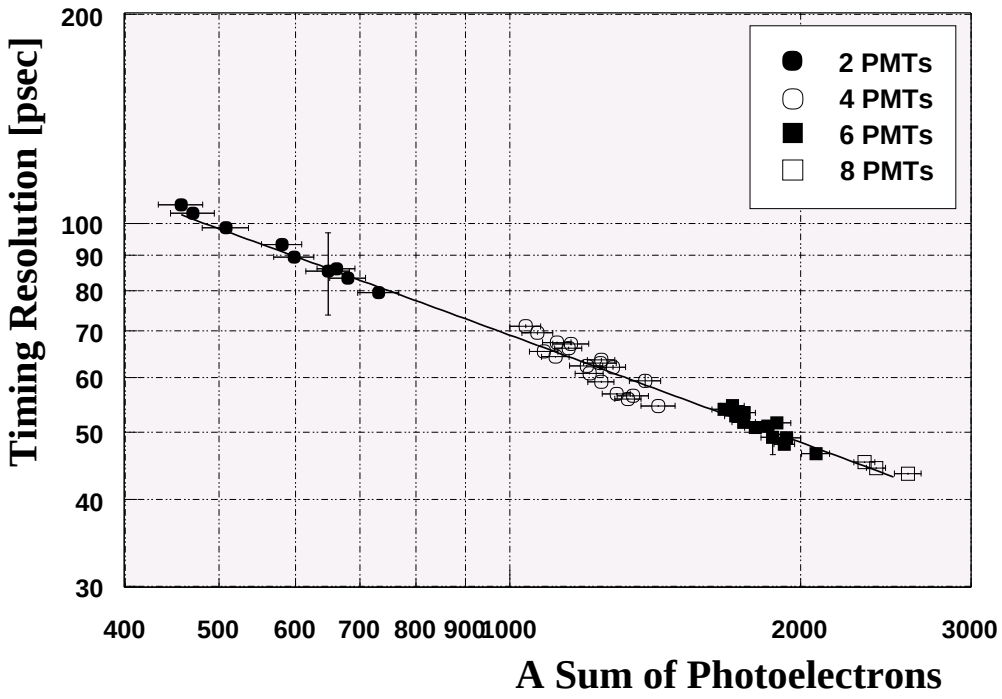


図 56: アルファ線イベントに対する全光電子数と時間分解能の関係。時間分解能が $1/\sqrt{N_{pe}}$ に比例すると考えると、図に描かれた曲線となる。

(2) 次に時間分解能を PMT1 本あたりの光電子数 $< N_{pe} >$ と PMT の本数 $N_{\rm PMT}$ の関数で表すことにすると図 57 のようになる。図の曲線は

$$\sigma_t = A_i/\sqrt{N_{pe}} + B_i \quad (A_i,\ B_i:\ \text{定数},\quad i = 2,\ 4,\ \ldots\ ,10\ (\text{PMT の本数}))\ , \tag{41}$$

でそれぞれ fitting を行なったものである。これを $< N_{pe} >= 270$ で断面をとったものが図 58 であり、図に描かれた曲線は

$$\sigma_t = C/\sqrt{N_{\rm PMT}} + D \quad (C,\ D:\ \text{定数}) \tag{42}$$

で fitting したものである。また、式 (41) と式 (42) に出てくる定数項は同じ数になるように fitting されている。

その結果、式 (42) での fitting に関しては $C = 117.3 \pm 0.1$ となり、$B_i = D = 1.5 \pm 0.0$ となった。その他のパラメーターは以下の通りである。

PMT の本数 i	A_i
2	1577.1 ± 0.1
4	1073.8 ± 0.2
6	893.32 ± 0.06
8	783.53 ± 0.05

表 10: 図 57 での fitting の結果

PMT が 8 本の時の結果を使って、アルファ線イベントに対する時間分解能の式を求めると

$$\sigma_t = \frac{2216.2 \pm 0.2}{\sqrt{N_{\rm PMT}}\sqrt{< N_{pe} >}} - (0.07 \pm 0.01)\ [\text{psec}]. \tag{43}$$

を得る。

以上の結果から 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能を見積もるわけだが、式 (43) と式 (37) や、式 (40) と式 (33) とを比べるとアルファ線イベントとガンマ線イベントでは $1/\sqrt{N_{pe}}$ の係数が 3 倍近くも異なっていることが分かる。これについては次節で見ていくことにしよう。

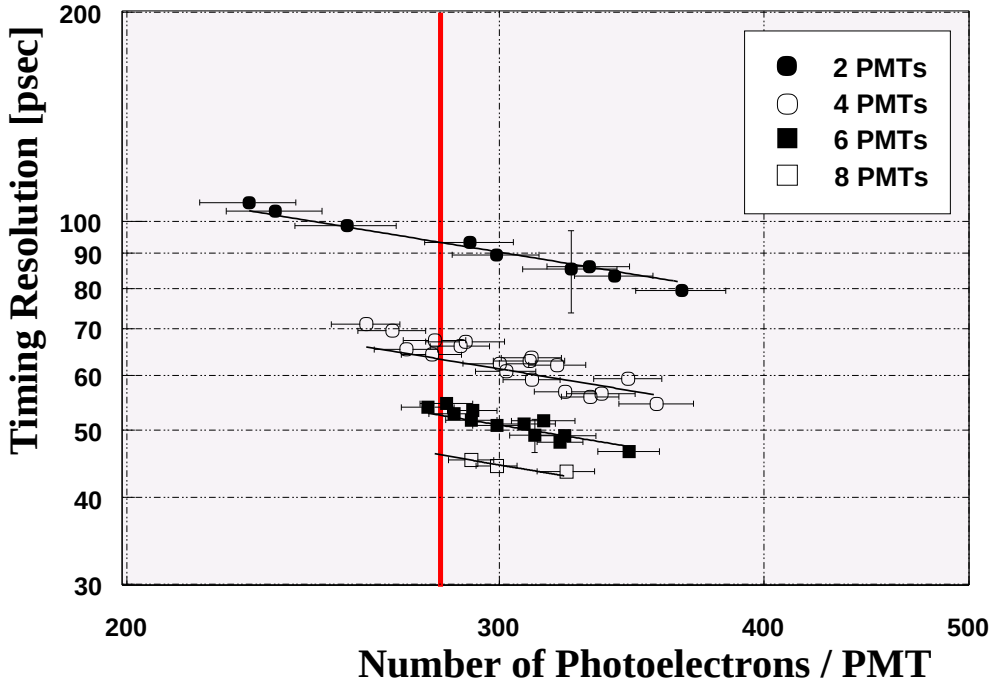


図 57: PMT の本数を固定した時の 1 本あたりの光電子数と時間分解能の関係。

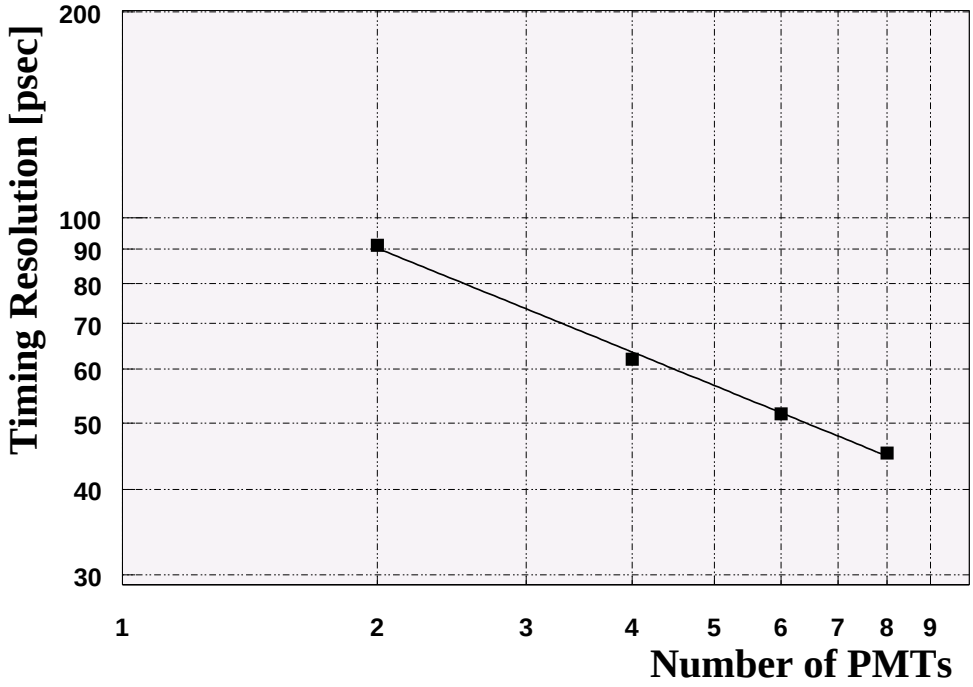


図 58: 1 本あたりの光電子数を固定した ($< N_{pe} >= 270$) 時の PMT の本数と時間分解能の関係。図 57 で全光電子数が 270 個の時の断面をとると、このプロットを得る。

6.4.5 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能の評価

52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能をアルファ線イベントの時間分解能から導き出すには、以下のようなガンマ線イベントとの違いを考慮しなければならない。

(i) 波高の違いによる時間分解能の差 $f_{\alpha\gamma}$
(ii) 液体キセノン中でエネルギーを落す位置の決定精度 σ_{pos}

アルファ線イベントとガンマ線イベントで波高に 2.5 倍の開きをもつことは前述したとおりであるが、時間分解能にはには 3 倍近くの開きがある。波高と時間分解能との関係は今のところ完全には理解できていないので、実測で得られた 3 倍という値を使って評価を行なうことにする。

また、(ii) の位置決定精度とは、ガンマ線が液体キセノンと相互作用を初めに起こす位置を決定する精度である。52.8 MeV ガンマ線は液体キセノン中では初めの相互作用で大半のエネルギーを落すため、相互作用した位置をその場所で代表してもかまわない。この位置決定精度を求める解析方法はまだ改善の余地があるが、ガンマ線が液体キセノンと相互作用を最初に起こす位置を決定する精度は、今のところ 7 mm(=35 psec) である [10]。

この 2 つの違いを

(1) まずは σ_t を $\sigma_{N_{pe}}(N_{pe})$ と σ_{pos} の関数で表すことにすると式 (40) は、

$$\sigma_t = \sqrt{\left\{ f_{\alpha\gamma} \times \left(\frac{2242.2 \pm 0.4}{\sqrt{N_{pe}}} - (1.58 \pm 0.01) \right) \right\}^2 + {\sigma_{pos}}^2} \text{ [psec]}. \tag{44}$$

のようになる。この式に $\sigma_{pos} = 35$ psec を代入し、$f_{\alpha\gamma}$ を実測での 3.0 もそれぞれ代入し、GEANT3 の結果をあてはめていくと図 59 のようになる。図の 2 本の直線は左から $\sigma_t = 55, 50$ psec のものであり、統計誤差の $\pm 1\sigma$ は線上に乗るほど小さい。このようにアルファ線イベントからは 50 psec の時間分解能は達成できないものの、55 psec は達成可能であることが分かった。

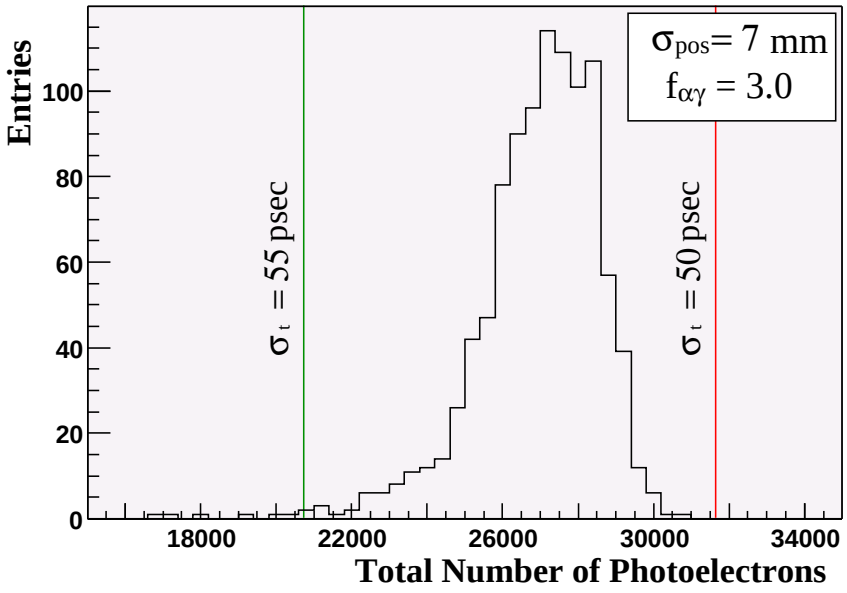


図 59: 位置決定精度 7 mm, $f_{\alpha\gamma} = 3.0$ として、全光電子数から推定した 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能。

(2) 同様に、式 (43) も σ_{pos} を使って書き直してみると、

$$\sigma_t = \sqrt{\left\{ f_{\alpha\gamma} \times \left(\frac{2216.2 \pm 0.2}{\sqrt{N_{\rm PMT}}\sqrt{< N_{pe} >}} - (0.07 \pm 0.01) \right) \right\}^2 + {\sigma_{pos}}^2} \ [\text{psec}]. \tag{45}$$

となり、これに $\sigma_{pos} = 35$ psec を代入し、$f_{\alpha\gamma} = 3.0$ の場合について、GEANT3 の結果に重ねて曲線を描いたのが図 60 である。それぞれの曲線において、上側にあるイベントが σ_t がより小さくなるので、イベントの大半が $\sigma_t = 50$ psec と $\sigma_t = 55$ psec の間にあることが分かる。なお、図の 3 本の曲線とも統計誤差である $\pm 1\sigma$ は線上に乗るほど小さい。

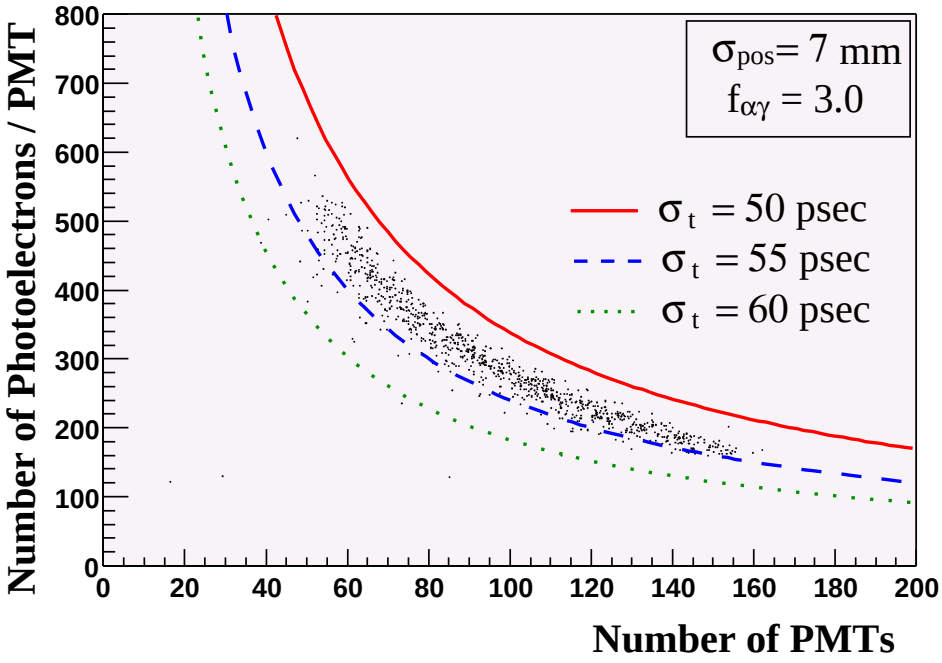


図 60: 位置決定精度 7 mm, $f_{\alpha\gamma} = 3.0$ として、平均光電子数と PMT の本数から推定した 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能。

以上の結果を総合すると、アルファ線イベントによって 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能を評価すると、位置決定精度が 7 mm の場合、ガンマ線イベントとの差を 3 倍と仮定すると、およそ 55 psec の時間分解能を達成できることが分かった。

7　まとめと今後の課題

7.1　液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能

今回のプロトタイプ実験によって、ガンマ線に対する液体キセノンと PMT からなる検出器の時間分解能が初めて測定された。プロトタイプ実験のガンマ線イベントの結果から $\mu \to e\gamma$ 実験での液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能が評価すると、およそ 50 psec の時間分解能で 52.8 MeV ガンマ線を測定できることが分かった。この結果と、ポジトロンタイミングカウンターでの時間分解能が 40 psec であるという結果を合わせて

$$\delta \mathbf{t}_{e\gamma} = \sqrt{\mathbf{40^2 + 50^2}} = \mathbf{64}\ [\mathrm{psec}], \tag{46}$$

となり、FWHM に換算して 150 psec と、$\mu \to e\gamma$ 実験で 10^{-14} の感度を実現するのに必要とされる時間分解能を達成していることが実験的に検証できた。また、GEANT3 による結果から分かるように、52.8 MeV ガンマ線イベントに対して実際に時間の測定に関わる PMT の本数は全体の 1 割から 2 割程度であるが、100 本前後の PMT でそれを見ていることになる。PMT1 本あたりに入射する光量は少ないのだが、このようにたくさんの PMT で観測することで分解能を高くすることが可能であるのが、この検出器の最大の特徴である。

以上の結果より、液体キセノンガンマ線検出器がエネルギー・位置・時間分解能の 3 つとも期待される数値をクリアしていることが分かり、優秀なガンマ線検出器であることが確認できた。

今後の重点課題は、ガンマ線イベントに対してさらなる解析を行なうことである。具体的には以下の通りである。

PMT の増幅率による時間分解能の違いの理解

本論文ではふれなかったが、同じ光量であっても PMT の増幅率によって時間分解能が異なることが分かっている。これは、アルファ線イベントとガンマ線イベントの波高の違いで生じる時間分解能の差との類推で解決できると思われる。

時間分解能と位置決定精度の関係の理解

位置決定精度が 7 mm であるというのは PMT の光電面と垂直な方向での決定精度の寄与が最も大きく、水平な方向に関しては 2.4 mm 程度であることがシミュレーションで分かっている。ここでの決定精度は光量で重みをつけた位置平均から求めたものであるので、改良の余地は十分にあると言える。

より現実に近い検出器でのシミュレーション

本論文でとりあげた GEANT3 によるシミュレーションでは検出器を直方体としていたが、実際は図 9 のように曲面上に PMT が配置されている。今後は実際に使用する形状の検出器でのシミュレーションを行なう。

アルファ線イベントの理解

アルファ線イベントとガンマ線イベントとの対応は完全に分かっていないので、これを理解することも重要な課題の 1 つである。アルファ線イベントは $\mu^+ \to e^+\gamma$ の検出には直接関係ないが、個々の PMT の較正に使うことを検討しているため、さらなる理解が望まれる。PMT の較正には液体より取り扱いが楽な気体のキセノンを使い、個々の PMT のユニフォーミティなどを調べることで位置分解能を高めようというもので、現在それについて研究を行なっている [12]。

7.2 Large Prototype

今あるプロトタイプをもっと大きくし、電子技術総合研究所で数 10 MeV のガンマ線を使った分解能評価実験 (ラージプロトタイプ実験) が来年初頭に予定されている。

電子技術総合研究所には最大 800 MeV のエネルギーを持った電子を 300 mA まで蓄積することのできる電子蓄積リング (TERAS) があり、このリング上で電子と 256 nm の波長のレーザーとが逆コンプトン散乱することで生じるガンマ線のコンプトンエッジの広がりを見ることで、エネルギー・位置・時間分解能を測定しようというのが、ラージプロトタイプ実験の第一の目標である。

これまでは最高 2 MeV 程度のガンマ線での分解能評価であったため、このエネルギー領域ではコンプトン散乱が支配的であったが、ラージプロトタイプ実験では最高 40 MeV のガンマ線を使用できることで電子対生成が支配的となり、より 52.8 MeV ガンマ線に近いデータが得られることになる。

現在この実験のために、さらに大きいプロトタイプ (図 61) を設計中であり、PMT の数は 32 本から 264 本と大幅に増え、$\mu \to e\gamma$ 実験で使用するものの 3 分の 1 から 4 分の 1 の大きさの検出器となる。

ラージプロトタイプ実験では、エネルギー・位置・時間分解能のより高いエネルギーでの測定はもちろんのこと、PMT の較正方法を確立したり、キセノンの液化や純化に関しても実際に $\mu \to e\gamma$ 実験で使える装置を作るなど、$\mu \to e\gamma$ 実験にそのまま移行できるような液体キセノンガンマ線検出器を作り上げる予定である。

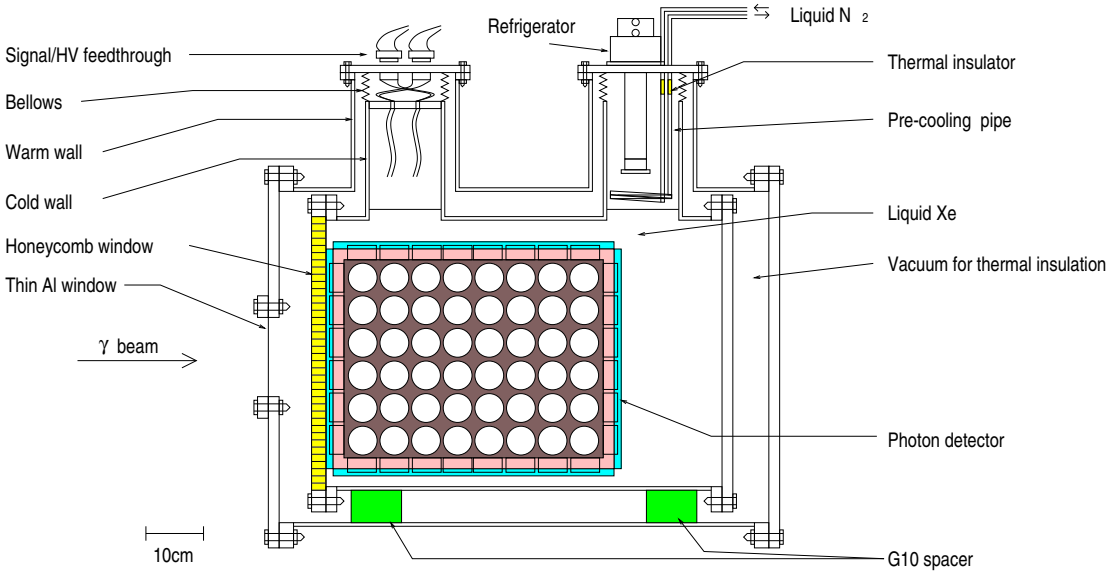


図 61: large prototype の概略図。

7.3 $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験への展望

今回の実験から、液体キセノンガンマ線検出器の 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能が $\mu \to e\gamma$ 実験で必要とされる目標値に到達可能であることが分かった。これにより、液体キセノンガンマ線検出器がエネルギー・位置・時間の 3 つに対して高い分解能を有する非常に優れた検出器であることが明らかになった。この画期的な検出器により、$\mu \to e\gamma$ 実験が我々を新しい物理へと導いてくれる期待は高まったと言える。

Appendix

A　sum module 回路

PMT のアナログ信号を Ring1 などのグループごとに足しあわせるための module を作成した。その回路図を図 62 に示す。この回路では最大 8 つのアナログ信号が入力でき、それらを足しあわせて出力するものである。また、実際には使用しなかったが簡単な discriminator も内蔵されている。

主な特徴としては、入力インピーダンスを高くすることでスルー出力の損失を低減させており、入力された信号はオペアンプを 1 度通ってから足し合わされるのでクロストークが少ない。また、高速・広帯域・ローパワー・電流帰還型のオペアンプを使用しているので、プロトタイプ実験以上の高レートの実験でも安定した動作が保証される。

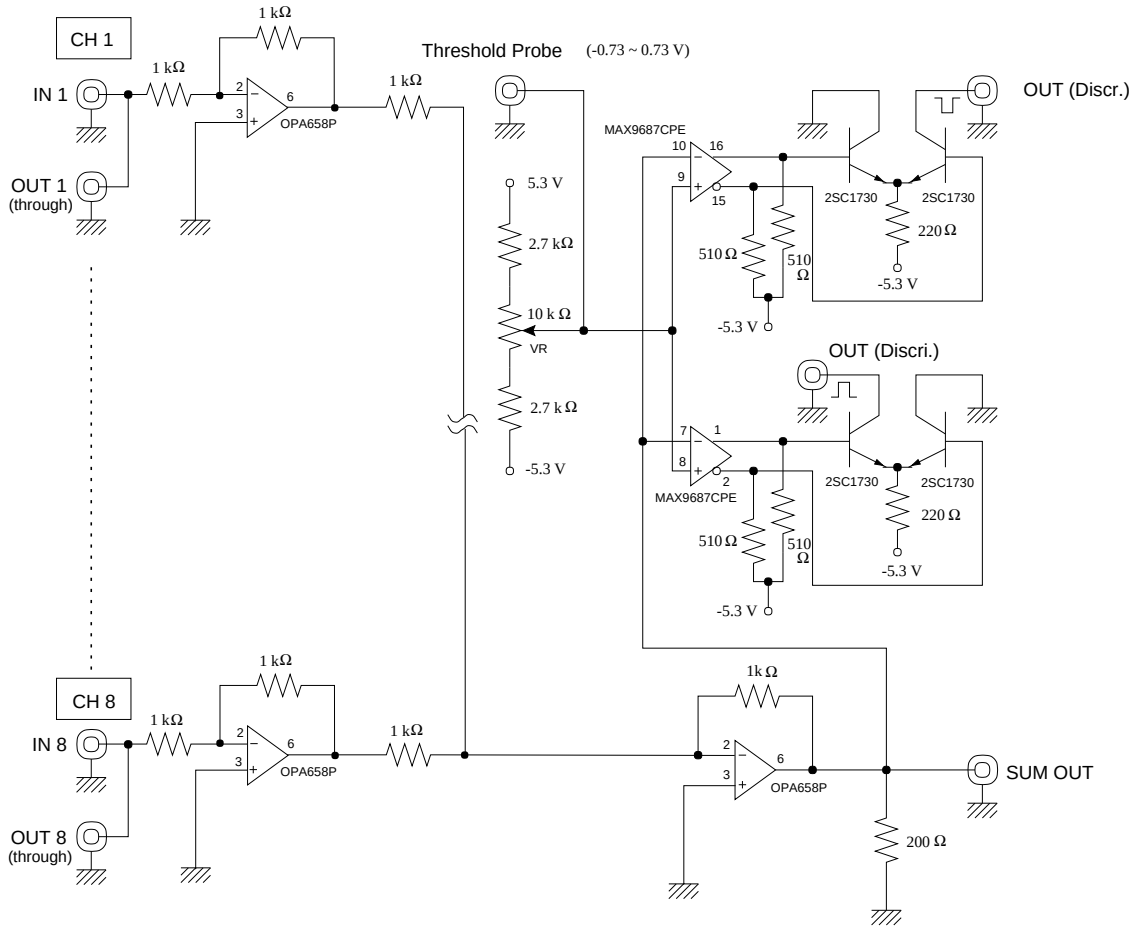


図 62: sum module の回路図。

参考文献

[1] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562;
Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. **B433** (1998) 9 and **B436** (1998) 33;
Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1158.

[2] J.Hisano,D.Nomura,KEK-TH-602,UT-828,hep-ph/9810479

[3] MEGA Collaboration, M. L. Brooks, *et al.*, hep-ex/9905013, submitted to Phys. Rev. Lett.

[4] A. Badertscher, D. Renker and L. Simons, PSI internal report (1989);
PSI Users' Guide, Accelarater Facilities.

[5] A. Yamamoto *et al.* IEEE Trans, MAG-24, No.2 (1998) 1421.

[6] 矢萩幸一, 修士論文 (2000)

[7] Photon Cross Sections Data Base, http://physics.nist.gov/PhysRefData/.

[8] 鈴木聡:日本物理学会誌 53(1998)181

[9] 宮沢俊之, 修士論文 (1999)

[10] T. Mori *et al*, Research Proposal to PSI(1999)

[11] T.Doke, K.Masuda, Nucl. Instr. and. Method A 420(1999)62-80

[12] 手嶋剛, 修士論文 (2000)

図 目 次

1 SU(5) と SU(5) SUSY 模型における大統一 2
2 $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の主要なダイアグラム 4
3 SU(5) SUSY 模型の予言する $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊の分岐比 4
4 $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験用検出器。 5
5 ポジトロンスペクトロメータの概観 6
6 ドリフトチェンバーの断面図 7
7 バーニアパッドの概念図 7
8 ポジトロン・タイミングカウンター 8
9 液体キセノンガンマ線検出器の概略図 9
10 バックグラウンドと $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊との識別 11
11 キセノン中とガンマ線の相互作用の全確率 (全質量減弱係数) 13
12 キセノン中でのアルファ線のレンジ 14
13 キセノンの相図 16
14 R6041Q の回路図 17
15 メタルチャンネル型ダイオードの構造 18
16 液体キセノンガンマ線検出器の時間安定性 18
17 液体キセノンガンマ線検出器のエネルギー分解能。 19
18 ^{137}Cs と ^{54}Mn ガンマ線に対する位置分解能。 20
19 予備実験のセットアップ 22
20 キセノンの純化と液化の流れ 23
21 予備実験のトリガー回路 24
22 TDC (PHILLIPS 7186) の線形性 25
23 信号の波高と threshold の設定 26
24 予備実験での ADC と TDC データの分布 27
25 補正前の時間分解能 (予備実験) 28
26 time walk の概念図 28
27 ADC データの相関 29
28 time walk 補正のチェック 30
29 time walk 補正 30
30 PMT2 本による時間分解能。 31
31 プロトタイプの外観と線源の位置 33
32 プロトタイプの展開図 34
33 真空容器の断面図 35
34 プロトタイプ実験でのデータ収集用回路 38
35 各 Ring に対する threshold の設定 40
36 EGS4 による 898 keV, 1836 keV ガンマ線に対する全光電子数のシミュレーション 42
37 シミュレーションによる first conversion point と光量重心との関係 43
38 ガンマ線イベントとアルファ線イベントの識別 44
39 ガンマ線に対する時間分解能測定のためのイベントの選定 45
40 検出器の分け方 46
41 TDC の平均値を使った time walk 補正 48
42 time walk 補正の回数 48
43 ADC threshold と時間分解能との関係 49
44 ADC threshold を 270 channel にした時の全光電子数と光量重心の分布。 50

45 光電子数の合計による時間分解能の違い 51
46 PMT の本数を固定した時の平均光電子数と時間分解能の関係 (ガンマ線イベント) 53
47 平均光電子数を固定した時の PMT の本数と時間分解能の関係 (ガンマ線イベント) 53
48 GEANT3 による 52.8 MeV ガンマ線に対する PMT の出力 54
49 光電子数が 90 個以上の PMT に関する分布 55
50 光電子数が 90 個以上の時の全光電子数の分布における $\sigma_t = 50$ psec の領域 (ガンマ線イベント) 56
51 52.8 MeV ガンマ線での時間分解能 57
52 液体キセノン中でのアルファ線、電子線、核分裂片入射に対する発光の時間変化 58
53 液体キセノンの発するシンチレーション光のモデル波形 59
54 実際の波形とモデル化した波形 59
55 アルファ線イベントの選定 60
56 アルファ線イベントに対する全光電子数と時間分解能の関係 61
57 PMT の本数を固定した時の 1 本あたりの光電子数と時間分解能の関係 (アルファ線イベント) 63
58 1 本あたりの光電子数を固定した時の PMT の本数と時間分解能の関係 (アルファ線イベント) 63
59 全光電子数から推定した 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能 64
60 平均光電子数と PMT の本数から推定した 52.8 MeV ガンマ線に対する時間分解能 65
61 large prototype の概略図 67
62 sum module の回路図 68

表 目 次

1 πE5 ビームチャンネルの主な仕様 6
2 液体 Xe の諸特性。 15
3 液体キセノンガンマ線検出器の位置分解能 20
4 予備実験での PMT の印加電圧 26
5 プロトタイプ実験で使用した線源 32
6 純粋石英光 fiber の特性 36
7 PMT の較正における基準値 36
8 3 種類のトリガーとそれに対する各 Ring の threshold と収集したイベント数 39
9 式 35 での fitting の結果 52
10 図 57 での fitting の結果 62

謝辞

本研究を進めるにあたり、適切な指導並びに助言を下さった素粒子物理国際研究センター所属、指導教官の森俊則助教授に深く感謝致します。そして、解析に行き詰まってしまった時にアドバイスや暖かい励ましのお言葉をかけて下さった折戸周治教授、真下哲郎氏、八島純氏に深く感謝致します。また、早稲田大学において液体キセノンについての貴重な情報をを下さいました道家忠義名誉教授、鈴木聡教授、そして実験に際して並々ならぬご支援をして下さった道家・菊池研究室の寺沢和洋氏、山下雅樹氏、沢田龍氏に心からお礼申し上げます。また、研究生活を共にし、実験など様々な面で協力していただいた手嶋剛氏、矢萩幸一氏、神谷好郎氏、西口創氏、そして素粒子物理国際研究センターの方々に心より感謝致します。最後に、本研究における実験や解析の方法についての鋭い指摘や助言を何度となく賜わり、最初から最後まで懇切丁寧に指導して下さいました三原智氏に深く感謝致します。