

SPring-8 での GDH 和則検証実験における Large angle  
gamma detector の設計と試作検出器の性能評価

山形大学理学部物理学科 4 年  
クォーク核物理学研究室  
塩津 雄人  
上林 智亮

平成 19 年 3 月 12 日

# 目次

第1章	序論	1
1.1	GDH 和則	1
1.2	SPring-8	1
1.3	SPring-8 での GDH 和則検証実験	2
1.4	$\gamma$ 線検出器の設計	3
第2章	シンチレーション検出器原理	5
2.1	LAG 検出器読み出し過程	5
2.1.1	電子陽電子対生成	6
2.2	プラスチックシンチレータ	7
2.2.1	クーロン相互作用	8
2.2.2	制動放射	9
2.2.3	電離損失	9
2.3	反射材	10
2.4	Wave Length Shifter fiber(WLS ファイバー)	10
2.5	光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube = PMT)	11
2.5.1	増幅の仕組み	11
2.5.2	暗電流 (Dark Current)	12
第3章	PMT の性能評価	14
3.1	LAG 検出器で使用できる PMT の条件	14
3.2	多チャンネル分析器 (qVt) のキャリブレーション	15
3.3	PMT のノイズレートの測定	16
3.4	光子数の測定	17
3.4.1	光子数の測定のセットアップ	17
3.4.2	平均光電子数の計算	19
3.5	測定結果	21
3.6	Gain 測定	22
第4章	$\mu$ 粒子による検出器の性能評価	24
4.1	宇宙線	24
4.1.1	$\mu$ 粒子	24
4.2	実験概要	25
4.2.1	使用する実験器具	25
4.2.2	試作検出器	26

4.2.3	実験装置セットアップ . . . . .	27
4.2.4	トリガ PMT の検出効率の調整 . . . . .	28
4.3	予想される光子の数 . . . . .	29
4.4	測定結果 . . . . .	30
第 5 章	まとめ	36

# 目 次

1.1	GDH 和則実験セットアップ	2
1.2	LAG 検出器構成検出器	3
1.3	LAG 検出器全体図	4
2.1	試作検出器全容	5
2.2	検出器 (プラスチックシンチレータ部分) 断面	5
2.3	WLS ファイバーでの読み出しの過程	6
2.4	分子のエネルギー遷移	7
2.5	質量 $M$ と電荷 $Ze$ の高速荷電粒子が原子の電子と相互作用を起こす様子	8
2.6	X 線放射過程	8
2.7	マルチクラッド構造の様子	10
2.8	WLS ファイバー (BICRON BCF-91A) 内の光の進路 $n_1 = 1.59, n_2 = 1.49, n_3 = 1.42$	11
2.9	ヘッドオン型光電子増倍管 (ボックス型ダイノード) の断面図	11
2.10	ファインメッシュ型 PMT 断面図	12
2.11	二次電子放出の模式図	12
3.1	H6152-70(1[in])	15
3.2	H6614-70(2[in])	15
3.3	qVt 写真	15
3.4	キャリブレーションセットアップ回路図	15
3.5	Gate 信号の幅を固定し、 q-input 信号を 1[dB] ずつ減衰させた場合	16
3.6	q-input 信号を固定し、 Gate 信号の幅を 10[ns] ずつ変化させた場合	16
3.7	ノイズレート測定回路	16
3.8	LED 光を光電面に導く様子	18
3.9	photon 測定時の PMT のセットアップ	18
3.10	H6152 測定時の回路の写真	19
3.11	H6152-70 の photon 検出回路図	19
3.12	$N$ が小さい場合	20
3.13	$N$ が大きい場合	20
3.14	single photon 測定結果:(a)H6152 に 2200[V] 印加,(b)H6152 に 2400[V] 印加,(c)H6614 に 2200[V] 印加,(d)H6614 に 2400[V] 印加	21
3.15	Gain 曲線	22

4.1	宇宙線が降り注ぐ様子	25
4.2	BICRON BCF-91A の吸収スペクトルおよび発光スペクトル。	26
4.3	WLS ファイバー溝設計図	26
4.4	遮光の様子 (断面)	27
4.5	検出器テストのセットアップの様子	27
4.6	$\mu$ 粒子測定回路	28
4.7	トリガがかかる場合	28
4.8	トリガがかからない場合	28
4.9	検出効率測定結果	29
4.10	検出地点	30
4.11	実際のセットアップ状況	30
4.12	H6152 おける実験結果 (1850[V] 印加)	31
4.13	H6614 おける実験結果 (1850[V] 印加)	32
4.14	表 4.3 グラフ化	33
4.15	参考にした検出器 [8]	35

# 表 目 次

3.1	PMT の主要スペック値 . . . . .	14
3.2	H6614 のノイズレート . . . . .	17
3.3	H6152 のノイズレート . . . . .	17
3.4	各 PMT の Gain スペック値 . . . . .	22
3.5	Gain 数値データ . . . . .	23
4.1	H1161 スペック表 . . . . .	26
4.2	場所による平均光電子数の比較 . . . . .	33
4.3	場所による 1[MeV] あたりの平均光電子数 . . . . .	33
4.4	場所による検出効率 . . . . .	34

# 第1章 序論

大型放射光施設 SPring-8 において、Gerasimov-Drell-Hearn(GDH) 和則の検証実験が予定されている。この章では、GDH 和則と SPring-8 での GDH 和則検証実験についての概要を述べる。

## 1.1 GDH 和則

GDH 和則は、S.Gerasimov,S.D.Drell と A.C.Hearn らによって導出された核子スピンに関連する基本的な法則で、核子の光吸収全断面積のヘリシティ依存性と異常磁気モーメントとの間の関係式を以下のように示している。

$$\int_0^\infty d\nu \frac{\sigma_{J_z=3/2} - \sigma_{J_z=1/2}}{\nu} = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} (\kappa_{p,n})^2$$

$\nu$	: 実験室系での光子のエネルギー
$\sigma_{J_z=3/2}$	: 光子-核子系のヘリシティが 3/2 の場合の光子吸収断面積
$\sigma_{J_z=1/2}$	: 光子-核子系のヘリシティが 1/2 の場合の光子吸収断面積
$\alpha$	: 微細構造定数 $\cong 1/137$
$m$	: 核子の質量
$\kappa_p$	: 陽子の異常磁気モーメント = 1.79
$\kappa_n$	: 中性子の異常磁気モーメント = -1.91

この式の右辺は、陽子の場合 204[ $\mu b$ ]、中性子の場合で 234[ $\mu b$ ]となる。この和則は、ローレンツ不変、ゲージ不変、因果律、相対性、ユニタリティなどの一般的な原理を基礎にして、核子に対するコンプトン散乱の前方振幅を基に分散式や光学定理を適用して導き出されている。和則の導出において用いられている原理のほとんどが破れているとは考えられていないが、この理論では唯一「高エネルギー極限において前方コンプトン散乱のスピン依存性が消滅する」ということを仮定している。

## 1.2 SPring-8

SPring-8 は第 3 世代<sup>1</sup>大型放射光施設である。世界最高性能の放射光を利用することができ、物質科学・地球科学・生命科学・環境科学・産業などの分野で利用されている。

ここで作られる放射光の特徴は

- 軟 X 線から硬 X 線までの広いエネルギー範囲で世界最高輝度の放射光を発生させる事ができる。

<sup>1</sup>専用の加速器にアンジュレータ主体の挿入光源を多数設置できるように設計された施設のこと

- 挿入光源を多数設置でき（最大 38 台）、これらの光を同時に利用可能であること。
- 優れた指向性があること。
- 長い磁石列を持つ挿入光源の設置が可能であること。

というものである。

### 1.3 SPring-8 での GDH 和則検証実験

SPring-8 ではリング中を周回する 8GeV の電子に対して偏光されたレーザーを入射し逆コンプトン散乱させ、高偏極の Laser Electron Photon (LEP) を得ることができる。GDH 和則検証実験では、LEP at SPring-8 (LEPS) ビームラインを用い、光子エネルギーとして 1.8GeV から 2.8GeV までの円偏光  $\gamma$  線を使用する。

偏極標的としては 2.5T の超伝導ソレノイド磁石によって動的核偏極法 (DNP=Dyanmic Nuclear Polarization) 偏極させたポリエチレン標的を用いる予定である。ポリエチレン標的では陽子を偏極させる。この標的の利点として、室温で準備ができること、標的の厚みを正確に測定できるため、散乱断面積の決定の際、誤差を小さくできる事があげられる。円偏光  $\gamma$  線と標的との衝突によって生じたハドロンイベントを全方位 ( $4\pi$ ) わたって全て捉えることで、光吸収断面積を測定する。偏光  $\gamma$  線と偏極核子とのヘリシティに依存した光子吸収断面積の差 ( $\sigma_{J_z=3/2} - \sigma_{J_z=1/2}$ ) を測定することがこの実験の目標である。そのため、標的の正偏極・負偏極の場合の 2 通り測定し、その差を得ることで GDH 和則を実験的に検証する。GDH 和則実験の全体セットアップを図 1.1 に示す。

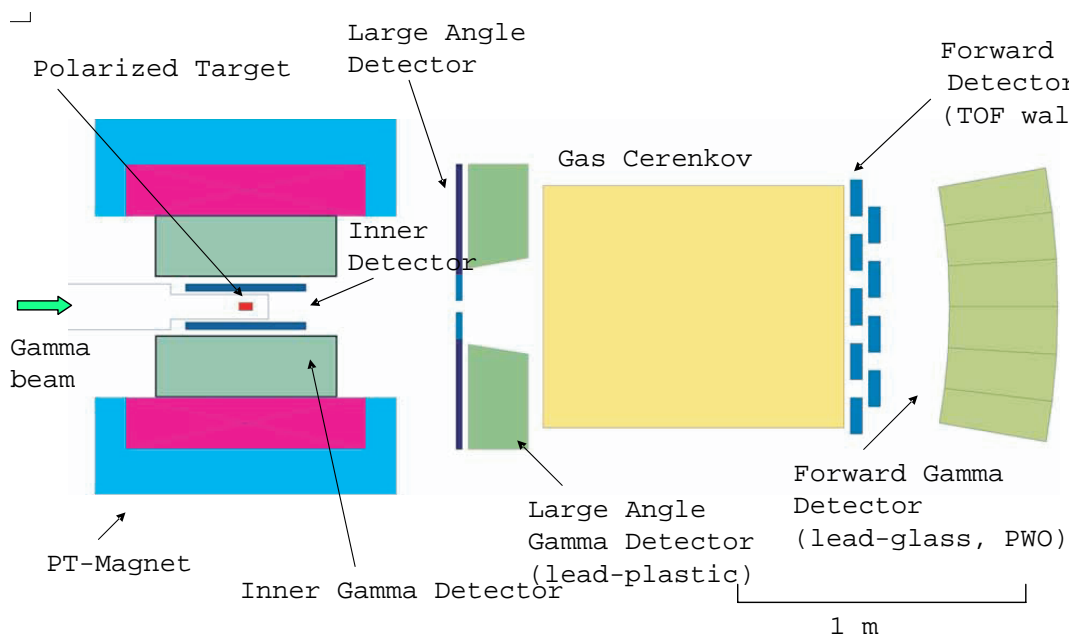
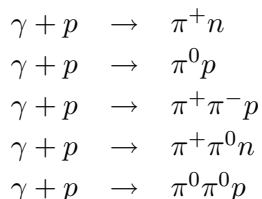


図 1.1: GDH 和則実験セットアップ

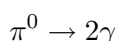


我々が担当している Large Angle Gamma(LAG) 検出器は  $\pi^0$  が生成されたことを低エネルギー領域で確認することを目的として製作される。

陽子の光子吸収反応には



などがある。 $\pi^0$  は生成されると崩壊し



となる。よって、 $\gamma$  線検出器は崩壊してできた  $2\gamma$  の内 1 つを検出できればよい。

## 1.4 $\gamma$ 線検出器の設計

$\pi^0$  が崩壊し放出される  $\gamma$  線を効率よく検出するために広角の検出器を作成する必要がある。その役割を担うのが LAG 検出器である。

LAG 検出器の作成には満たすべき条件がある。

- 検出器の  $\gamma$  線入射方向への厚さは 300[mm] 以下とする

セットアップ全体を考えた場合この検出器は高さが 1000[mm] となる事が確定されており、装置全体の質量は最大 1[t] 程度が見込まれている。この質量では検出器の自重で検出器が壊れかねない。よって以下のように分割し箱に入れ、検出器に負担のかからない形を採用するため箱の大きさも考え、厚さは 300[mm] 以下にする必要がある。そこで、鉛とプラスチックシンチレータのサンドウィッチ型検出器を考え、シンチレーション光を Wave Length Shifter(WLS) ファイバーで読み出すことにした。

LAG 検出器は図 1.2 のようなパーツを図 1.3 の様に組み立てたものである。

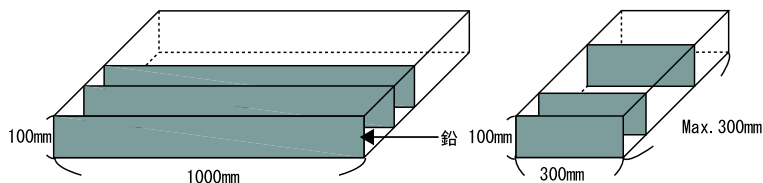


図 1.2: LAG 検出器構成検出器

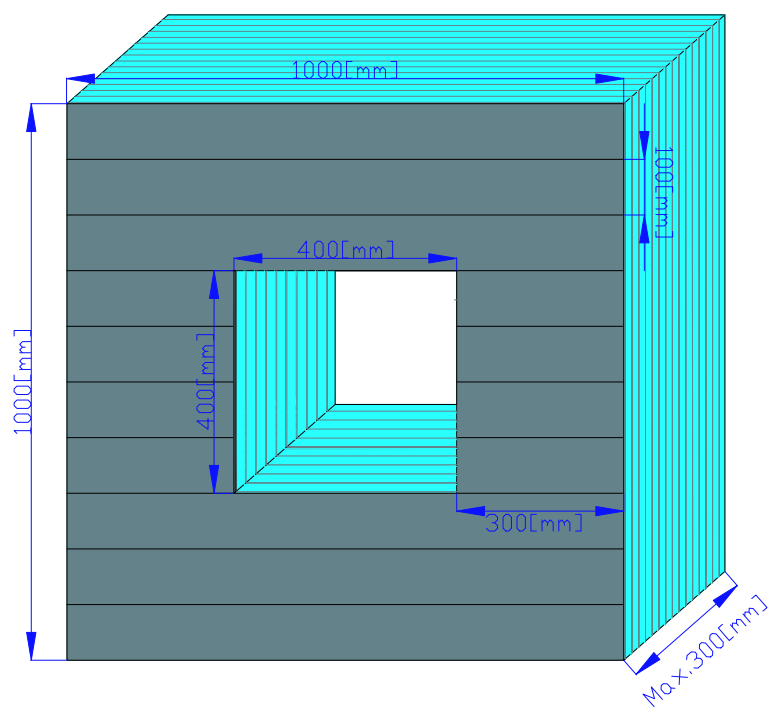


图 1.3: LAG 検出器全体図

## 第2章 シンチレーション検出器原理

GDH 和則実験に用いられる Large Angle Gamma(LAG) 検出器性能評価がの本研究の目的である。そこで図 2.2 のような LAG 検出器の一部を作り、評価する。本章では、検出器の各部の動作原理について説明する。

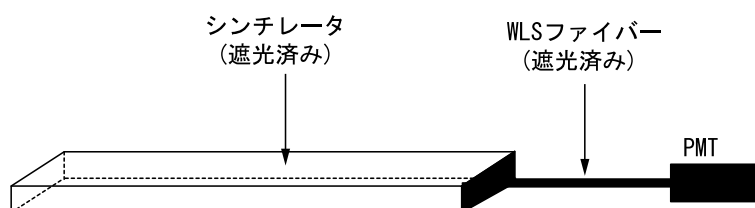


図 2.1: 試作検出器全容

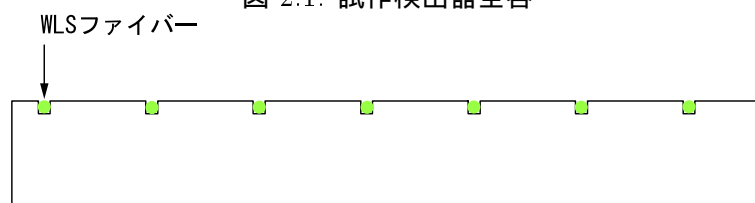


図 2.2: 検出器 (プラスチックシンチレータ部分) 断面

### 2.1 LAG 検出器読み出し過程

高エネルギーの $\gamma$ 線検出器では、密度の高い物質を使い電磁シャワーをおこさせ、生じた電子と陽電子を検出する。 $\gamma$ 線検出器には2種類在る。1つはNaI結晶や鉛ガラスなどを用いて生じた電子、陽電子によるシンチレーションあるいは、チェレンコフ光を観測するものである。

もう一方は電子、陽電子を検出するプラスチックシンチレータなどと高密度物質を交互に積層したサンドウィッチ型カウンターである。LAG検出器にはコスト、検出効率、エネルギー分解能という理由によりサンドウィッチ型カウンターを採用している。

本研究のサンドウィッチ型検出器は次のような過程で信号を読み出す。電磁シャワー中の電子、陽電子はプラスチックシンチレータ中でエネルギーを失い、シンチレーション発光する。このシンチレーション光は光量が少なく、シンチレータ内での光の減衰長も短い。

そこで、プラスチックシンチレータに Wave Length Shifter Fiber(WLSファイバー)を埋め込む事によりこの問題を解決する。シンチレーション光がWLSファイバーに入射すると吸収発光過程が行われ、ファイバー内で2次発光が起こる。

この光は、ファイバー内を伝搬し光電子増倍管 (PMT) まで導かれ、そこで読み出される。

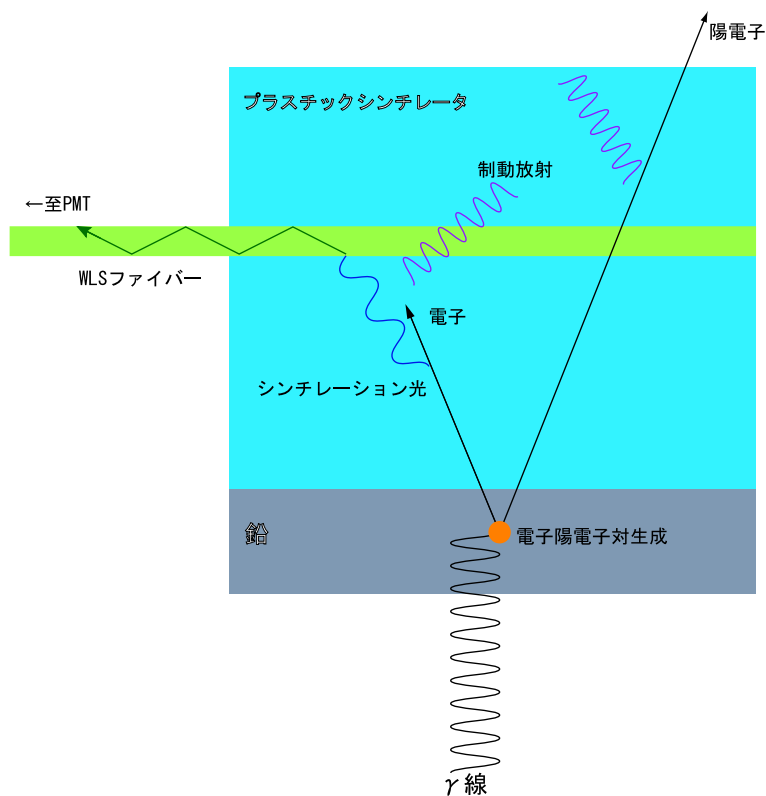


図 2.3: WLS ファイバーでの読み出しの過程

### 2.1.1 電子陽電子対生成

電子陽電子対生成は光子と原子核の間の相互作用である。光子が消滅し電子と陽電子の対が生成される。高エネルギー  $\gamma$  線 (1.022 [MeV] 以上) を検出する場合、対生成により発生した電子、陽電子をプラスチックシンチレータで捕らえる方法が一般的である。エネルギー保存則から電子と陽電子の運動エネルギーは、

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_\gamma - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_\gamma - 1.022[\text{MeV}] \quad (2.1)$$

$T_{e^-}$  : 電子の運動エネルギー  
 $T_{e^+}$  : 陽電子の運動エネルギー  
 $E_\gamma$  :  $\gamma$  線のエネルギー

となる。すなわち、得られる運動エネルギーは光子のエネルギーから電子と陽電子の静止質量を生成するのに必要なエネルギー 1.022[MeV] を引いた値になる。

対生成によって生成された電子、陽電子は、制動放射及び対消滅によって  $\gamma$  線を作る。これらの過程が臨界エネルギーに至るまで繰り返される現象を電磁シャワーと呼ぶ。

電子、陽電子のイオン化損失エネルギーをプラスチックシンチレーション検出器で測ることで、鉛とプラスチックシンチレータからなる構造が  $\gamma$  線検出器として動作する。

## 2.2 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータはプラスチック中に、シンチレーション物質を溶かしたものである。プラスチックシンチレータが採用された理由として、容器を必要としない点、劣化しにくい点、加工が容易であるなどの理由が挙げられる。

一般に、有機シンチレーション物質はある単一の分子が遷移することにより、シンチレーション発光が起こる。分子の原子核間隔と分子のエネルギー準位の関係を図 2.4 示す。 $A_0$  が分子の基底状態となっている。ここに、電子、陽電子等の荷電粒子が入射することにより、シンチレータ内の原子核や電子との電磁相互作用によって、エネルギーを与え励起状態 ( $A_0 \rightarrow A_1$ ) にする。点  $A_1$  はエネルギーが最低位置ではないので分子は格子振動によって熱エネルギーを放出して、点  $B_1$  に移動する。分子は ( $E_{B_1} - E_{B_0}$ ) に等しいエネルギーを放出して  $B_1$  から  $B_0$  に遷移する。このとき遷移に要する時間がプラスチックシンチレータの減衰時間となる。このときの光は 300[nm] 以下の紫外線で、POPOP 等の蛍光剤を混ぜることによって、波長がより長い光 (350[nm]~450[nm]) に変換され、PMT の感度波長に合った光を放つ。

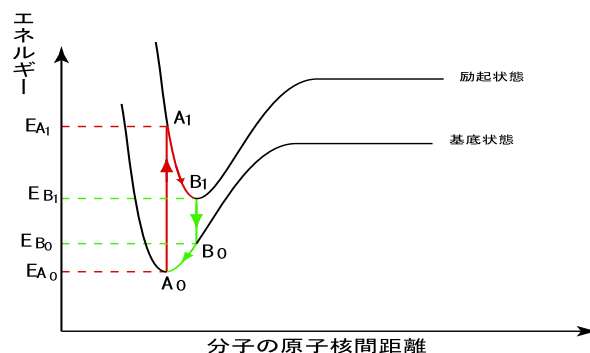


図 2.4: 分子のエネルギー遷移

荷電粒子が物質中を移動する過程で起こるエネルギー損失の原因

- 物質中での電子及び原子核とのクーロン相互作用 (電子の電離・励起)
- 電磁放射線 (制動放射) の放出
- 原子核との相互作用
- チェレンコフ放射光の放出

以上の 4 つの中で、チェレンコフ放射光、原子核との相互作用でのエネルギー損失は本実験にて無視できるエネルギー領域にあるため扱わない。

### 2.2.1 クーロン相互作用

1 個の荷電粒子がある物質中を移動する場合、その物質中の原子の 1 つを考える。図 2.5 に示すように高速の荷電粒子は原子の周りの電子や原子核と相互作用を起こしうる。

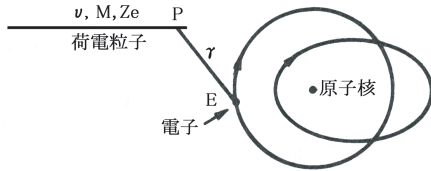


図 2.5: 質量  $M$  と電荷  $Ze$  の高速荷電粒子が原子の電子と相互作用を起こす様子

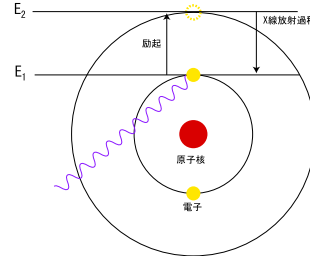


図 2.6: X 線放射過程

原子核の半径は  $R$  原子核約  $10^{-14}$ [m]、原子の半径は  $R$  原子  $10^{-10}$ [m] であるので、

$$\frac{1 \text{ 個の荷電粒子が電子と相互作用を起こす回数}}{1 \text{ 個の荷電粒子が原子核と相互作用を起こす回数}} = \frac{(R \text{ 原子})^2}{(R \text{ 原子核})^2} \quad (2.2)$$

$$= \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \approx 10^8$$

となる。この議論は原子の周りの電子との衝突の方が重要であることを示しているため、本節では、原子核との衝突は考えないこととする。

図 2.5 において、ある時刻に電荷  $Ze$  の粒子が点  $P$  に、電子が点  $E$  にあるとする。両者の距離を  $r$  とするとクーロン力は  $F = k(Ze^2/r^2)$  である。 $k$  は単位に依存する定数であるとする。ある期間にわたって電子に働くこの力の作用によって、移動している荷電粒子から束縛されている電子にエネルギー寄与されることがある。

原子から離れるに十分なエネルギーを電子が得たとき電離が起こり、

$$(KE)_e = (\text{粒子の付与したエネルギー}) - (\text{電離ポテンシャル}) \quad (2.3)$$

に等しい運動エネルギーを持つ自由電子になる。そのエネルギーが十分に高ければ他の原子を電離させる。この電子は物質と相互作用を起こしてその運動エネルギーを失い最後に停止する。

電離が起こると後に正電荷を持つイオンが残る。電子がより高いエネルギーを持つ軌道の空席のある状態に移るのに十分なエネルギーを得た場合に励起が起こる。この電子はまだ束縛状態であるが、エネルギー  $E_1$  の状態からエネルギー  $E_2$  の状態に移り、励起原子を作る。より低い状態に空席がある場合にはエネルギー状態  $E_2$  の電子は  $10^{-8} \sim 10^{-10}$ [s] 程度の時間内に低いエネルギー状態に移る。 $E_2$  から  $E_1$  に電子が落ち込む際にエネルギーの  $(E_2 - E_1)$  が X 線のかたちで放出される。

電離や励起をもたらす衝突は非弾性散乱という。物質中を移動する荷電粒子は原子核や電子と弾性散乱も起こす。この場合には入射粒子は運動エネルギーと運動量の保存則に従ってエネルギーを失う。弾性散乱は荷電粒子のエネルギー損失と検出においては重要なものではない。

### 2.2.2 制動放射

荷電粒子は加速又は減速する際に電磁放射線を放出し、その運動エネルギーを失う。この放射線放出現象を制動放射と呼び、制動放射による放射線は単一エネルギーではない。この放射線はゼロから粒子運動エネルギーに等しい最大値までのエネルギーを持っている。

この放射線の放出は量子力学のみではなく古典力学からも予想されるものである。これらの理論によると、加速された粒子はその加速度の2乗に比例した強度でエネルギーを放出する。電荷  $ze$ 、質量  $M$  を持つ荷電粒子が原子番号  $Z$  の物質中を移動する場合、荷電粒子と物質の原子核との間のクーロン力は  $F \sim zeZe/r^2$  になる。ここで  $r$  は2個の電荷間の距離である。入射荷電粒子の加速度は  $a = F/M \sim zZe^2/M$  であるので、放出され放射線強度  $I$  は

$$I \propto a^2 \sim \left[ \frac{zZe^2}{M} \right]^2 \sim \frac{z^2 Z^2}{M^2} \quad (2.4)$$

となる。この式は

1. 同じ媒質中を2つの電荷が移動する場合、他の条件が等しいとすると軽い粒子の方が重い粒子に比べ多量の制動放射が起る。
2. 原子番号の小さい物質よりも原子番号の大きい物質中を粒子が移動する場合の方が多量の制動放射線が起る。

ことを意味している。

制動放射線によるエネルギー損失の確率は、粒子の質量の二乗に反比例するため、制動放射が問題になるのは、電子や陽電子の様な軽い荷電粒子である。本実験に関係のある電子と陽電子について示す。

原子番号  $Z$  の物質中を動く運動エネルギー  $T$  の電子または陽電子では、制動放射放出によるエネルギー損失  $(dE/dx)_{\text{放射}}$  は電離・励起によるエネルギー損失を  $(dE/dx)_{\text{電離}}$  を用いて

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{放射}} = \frac{ZT(\text{MeV})}{750} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{電離}} \quad (2.5)$$

で表される。

### 2.2.3 電離損失

速度  $v$  の荷電粒子 (電荷  $z$ ) が、原子番号  $Z$  で  $N$  [個/ $\text{m}^3$ ] の物質を通過する際、荷電粒子は多数の原子から連続的にクーロン力を受け、極めて多数の電子と相互作用を起こす。それぞれの電子との相互作用が起る確率及び、原子の平均励起ポテンシャル  $I$  を失う確率は異なっている。そのため、個々の衝突についてのエネルギー損失を求めるのは困難である。そこで、物質中を通過する際、単位長さ辺りに失うエネルギーの平均値を計算し、これを電離損失とする。電子における電離損失の式は

$$\begin{aligned} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{電離}} [\text{MeV/m}] &= 4\pi r_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln \left( \frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2\gamma^2} \left[ \frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2 + 2\gamma - 1)\ln 2 \right] \right\} [3, P.125] \end{aligned} \quad (2.6)$$

それぞれの変数が示しているものは、 $r_0$ :古典的な電子の半径, $mc^2$ :電子の静止質量エネルギー, $\beta:v/c$ , $\gamma:1/\sqrt{1-\beta^2}$

前項で説明した制動放射によるエネルギー損失と電離損失を合計したものを阻止能と呼び、式は

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{阻止能}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{電離}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{放射}} = \left(1 + \frac{ZT}{750}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{電離}} \quad (2.7)$$

となる。

## 2.3 反射材

プラスチックシンチレータで発光したシンチレーション光の検出効率を上げるためには、光を反射するものでシンチレータを覆い光を漏らさずに光電子増倍管 (PMT) に到達させる必要がある。本研究で使用する反射材は白色の薄いシート状の PET 樹脂である。この PET 樹脂は、東レ社製 RW188(E60L # 188) という製品で、厚さは 0.188mm である。素材はポリエチレンテレフタレート (PET) に TiO<sub>2</sub> を添加したものである。

## 2.4 Wave Length Shifter fiber(WLS ファイバー)

WLS ファイバーを使用する利点として、次の事があげられる。プラスチックシンチレータは光の減衰長<sup>2</sup>が短く、およそ 1.7[m] である。これに対し WLS ファイバーはおよそ 4[m] で、この方法をとることにより、シンチレータだけの集光に比べて、条件にもよるが 2 倍近くの光量を得ることができる。さらに、WLS ファイバーの変換波長が PMT の受光感度付近に変換させ事により、光子を効率よく観測することができるようになる。

WLS ファイバーの発光過程はプラスチックシンチレータと同様に説明できる。シンチレータが発光し、その光を WLS ファイバーが吸収することにより、吸収した波長より波長の長い光を放射する。

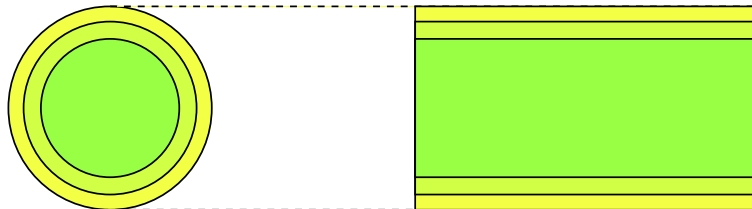


図 2.7: マルチクラッド構造の様子

本実験で使用する WLS ファイバーは BICRON 社製 BCF-91A という、マルチクラッド形状をしたものである。マルチクラッドは図 2.7 のように同心円状に 3 層の構造を持つ。それぞれの層は光の屈折率が異なっており、中心層から表面に向かうほど低い屈折率を持つ層となっている。この構造利点は、次のように説明できる。

<sup>2</sup>光の強度が  $\frac{1}{e}$  になる長さのこと



光は異なる屈折率を持つ媒質を進むとき、高い屈折率の媒質から低い屈折率の媒質のへは境界面に対して、より浅い角度に屈折されて進むので、ファイバー内で発光した光は全反射を起こしやすくなっているため、外に光が漏れにくく、より多くの光を伝搬させることができる。

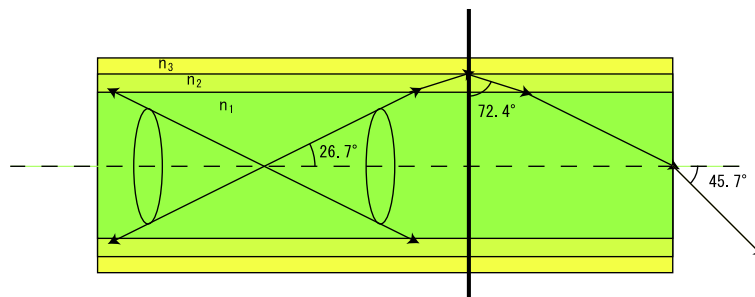


図 2.8: WLS ファイバー (BICRON BCF-91A) 内の光の進路  $n_1 = 1.59, n_2 = 1.49, n_3 = 1.42$

## 2.5 光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube = PMT)

光電子増倍管 (PMT) はシンチレーション検出器の一部をなしている。PMT は可視光の入射パルスによって光電面で生じた光電子を  $10^{-7}$  [s] 以内に、 $10^6$  倍以上に増幅する高速増幅器である。

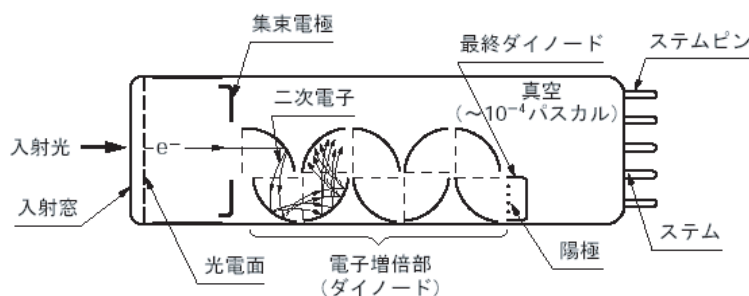


図 2.9: ヘッドオン型光電子増倍管 (ボックス型ダイノード) の断面図

### 2.5.1 増幅の仕組み

PMT は図 2.9 に示すように入射窓 (光電面)、内側に数個のダイノードを取り付け、真空排気したガラス管である。光子が入射すると、光電効果により光電面から、光電子が放出される。この電子は電界によってダイノードに導かれ、衝突し二次電子を放出する。そのため、地球の磁場でさえ電子の軌道に影響を及ぼし、gain 性能を低下させる。この影響を減らすため、周囲を  $\mu$  メタルと呼ばれる円筒で包む。二次電子の放出を各ダイノードで

繰り返すことにより、電子の数が増える。このようにして増幅した電子は最終的にアノード (収集電極) に集められ最終倍率をもたらす。

本実験で使用する PMT の増幅方法は以下の通りである。

- ファインメッシュ型

非常に細かいメッシュ状のダイノードを積み重ねた構造をしている。ユニフォミティ<sup>3</sup>と電子増倍係数のリニアリティに優れている。磁場のかかった状態では、ローレンツ力のため電子の動きが制限される。定常磁場中で電子の運動は、磁場を軸とした螺旋運動を行なう。その為、磁場方向と電子の読み出し方向を揃えると、光電子及び2次電子共に、磁場方向の運動をするので、磁場の影響を受けにくくなっている。

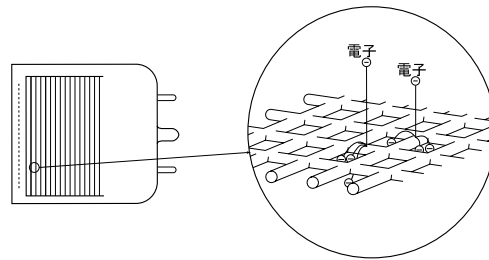


図 2.10: ファインメッシュ型 PMT 断面図

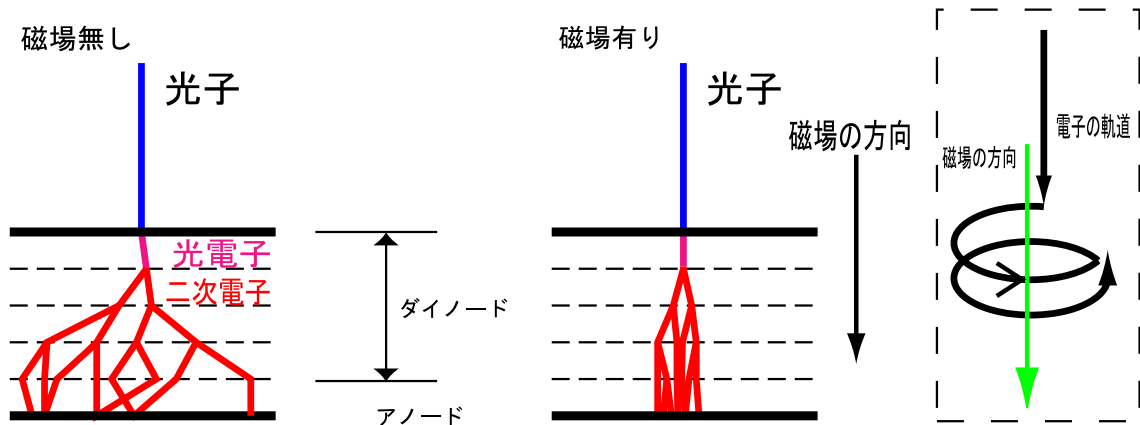


図 2.11: 二次電子放出の模式図

### 2.5.2 暗電流 (Dark Current)

PMT の重要なパラメータの 1 つに暗電流がある。暗電流は主に熱エネルギーを吸収した、光電面から放出された電子からなる。この過程は熱イオン放出と呼ばれ、この現象は

<sup>3</sup>光電面上の入射光の位置による感度の均一性をユニフォミティと呼ぶ。

光電面を冷却してやることにより減少する。

入射光が非常に弱い場合には暗電流の大きさが重要になる。そのため実験で使用する際、暗電流を考慮する必要がある。

## 第3章 PMT の性能評価

本章ではLAG 検出器で使用される予定のPMT について性能評価を行った結果を述べる。それぞれのPMT において single photon に対してどのような反応を示すか多チャンネル波高分析器 (qVt) を用いて計測する。計測されたデータより、PAW というソフトウェアを使用し、ヒストグラムを作成する。その後、平均光電子数を計算する関数 (fitting function) をヒストグラムに適用し平均光電子数を確認する。この値が1 付近であれば single photon に対する事象であるとする。

### 3.1 LAG 検出器で使用できるPMT の条件

LAG 検出器が設置される環境は、図 1.1 から分かるように、2.5[T] 高磁場の超伝導マグネットのそばである。そのため、通常のPMT は使用することができない。

次に、LAG 検出器はWLS ファイバーによる光の読み出しを行うという条件がある。シンチレータ1 層あたりWLS ファイバー 10 本 (予定) と設計されており1 つの検出器は20~30 層程度を予定しているので、1 検出器あたり200 本~300 のWLS ファイバーを用いることになる。

これらのことをまとめると以下のような条件となる。

- 高磁界でも使用できるファインメッシュ型のダイノードを使用した高磁界用PMT であること。
- PMT の光電面が200~300 本のWLS ファイバーを受け入れることのできるように、面積が200~300[cm<sup>2</sup>] 以上であること。

上記のことより、浜松ホトニクス社製PMT、H6614-70・H6152-70 が性能評価の対象となった。表 3.1 にこれらのPMT の主要データを載せておく。

	H6152	H6614
光電面直径	1[in]	2[in]
光電子増倍管モデルナンバー	R5505	R5924
最大印加電圧	+2500[V]	+2800[V]
ダイノード段数	15	19
増幅率	$5 \times 10^5$	$1 \times 10^7$

表 3.1: PMT の主要スペック値

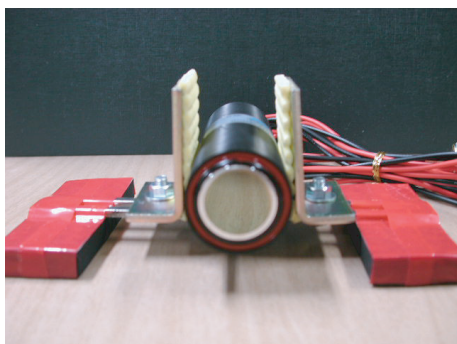


図 3.1: H6152-70(1[in])

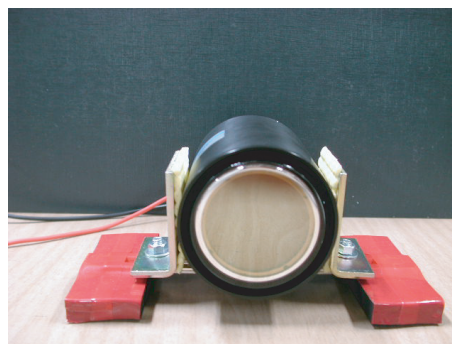


図 3.2: H6614-70(2[in])

### 3.2 多チャンネル分析器 (qVt) のキャリブレーション

本実験で使用する多チャンネル分析器はLeCroy社製3001である。この分析器は1024chの分析チャンネルを持ち、電荷、電圧、時間について分析することができる。PMTの性能評価は光電面からの平均光電子数を測定することより始まる。この分析器を用いて電荷量を測定することにより平均光電子数を解析するためのデータを得ることができる。

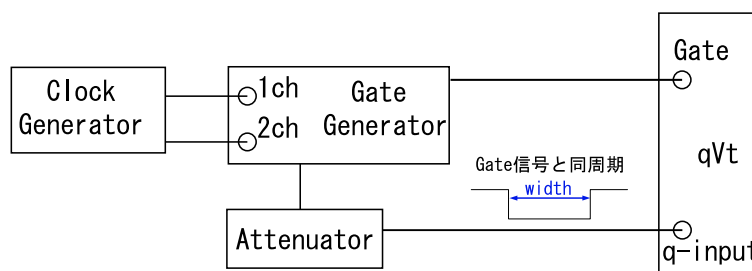


図 3.4: キャリブレーションセットアップ回路図

図 3.3: qVt 写真

平均光電子数を測定する際に重要になってくるのがPMT個々のgainである。PMTにも個体差というものがある。そのため、必ずしもスペックデータ通りとは行かない。

gainを測定するには、この分析器の1chあたりの電荷量を出す必要が出てくるため、キャリブレーションという作業が必要になってくる。この分析器のスペックデータでは、 $0.25[\text{pC}/\text{ch}]$ となっている。キャリブレーション作業において、q-input信号に対するピークチャンネル、ペダスタルピークチャンネルの差と(3.1)式で求められる電荷量を用いグラフ化し、傾きから1chあたりの電荷量を求める

$$\text{電荷量} [\text{pC}] = \frac{\text{q-input 信号の波高} [\text{mV}] \times \text{gate 信号の幅} [\text{ns}]}{50[\Omega]} \quad (3.1)$$

キャリブレーション方法は2つあり、

1. gate 信号の幅を固定し、q-input 信号を減衰させる方法
2. q-input 信号を固定し、gate 信号の幅を 200[ns]~400[ns] で変化させる方法

である。両方の方法でキャリブレーションを行い、その結果がスペックに近い値のデータを分析器の 1ch あたりの電荷とする。以下に 1,2 の方法で行ったデータを示す。

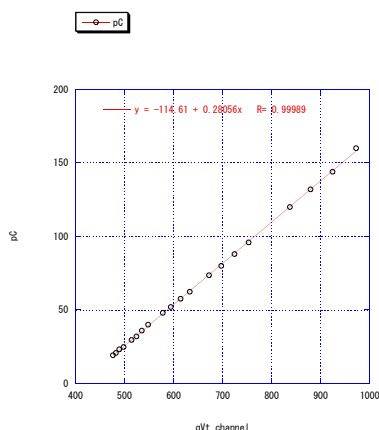


図 3.5: Gate 信号の幅を固定し、q-input 信号を 1[dB] ずつ減衰させた場合

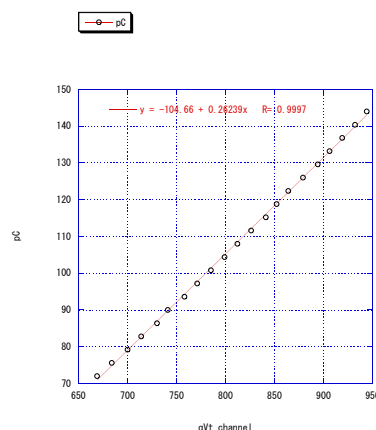


図 3.6: q-input 信号を固定し、Gate 信号の幅を 10[ns] ずつ変化させた場合

この結果より分析器の 1ch あたりの電荷量は、0.26[pC] であることが分かる。

### 3.3 PMT のノイズレートの測定

PMT の性能を評価する前に、PMT のノイズがどの程度計測されるか測定する。ノイズの量によってはデータ解析の際に誤差が大きくなり正しい結果を得ることができない事がある。よって事前にノイズレートを知る必要性がある。

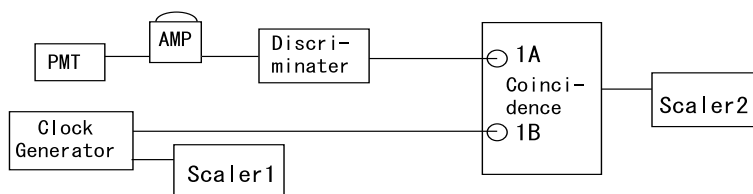


図 3.7: ノイズレート測定回路

今回、実施するノイズレート<sup>4</sup>の測定は discriminator の threshold を 25[mV] に設定し、500[Hz]、幅 200[ns] のクロック信号を出し、ランダムに起こる PMT のノイズによる信号

<sup>4</sup>クロック信号の幅の和、1[s] あたりに起こるノイズの数を指す

との同時計数により行われる。ノイズレートは (3.2) 式で求められる。

$$\text{ノイズレート} = \frac{\text{Scaler2 カウント数}}{\text{Scaler1 カウント数} \times \text{クロック信号幅}} \quad (3.2)$$

	2200[V] 印加	1850[V] 印加
計測時間	600[s]	600[s]
Scaler1 カウント数	299,745	300,171
Scaler2 カウント数	7	1
ノイズレート	116 個/[s]	16 個/[s]

表 3.2: H6614 のノイズレート

	2400[V] 印加	1850[V] 印加	1850[V] 印加 (AMP あり)
計測時間	600[s]	1500[s]	600[s]
Scaler1 カウント数	299,792	812,459	299,905
Scaler2 カウント数	30	0	1
ノイズレート	500 個/[s]	0 個/[s]	16 個/[s]

表 3.3: H6152 のノイズレート

表 3.2,3.3 に示す結果を得た。今回、threshold は下限値まで落として測定しているため、SPRing-8 で使う際に確認されるノイズより多数のノイズを検出していると思われる。

よって両方の PMT においてノイズに関する性能は十分満たされているものであるといえる。

## 3.4 光子数の測定

### 3.4.1 光子数の測定のセットアップ

今回は青色 LED を光源として使い、WLS ファイバーにより PMT の光電面まで光を導くことにより、実験を行う。WLS ファイバーはアダプタに支持されて光電面へ導かれ、シリコングリスを光電面に塗布し密着させる。その様子を図 3.8 に示す。

その後、PMT と光源である LED は完全に遮光するために暗箱へ収納し PMT のセットアップは完了する。図 3.9 で LED 光源を PMT に対して 90 °に向けているのは LED ユニットより漏れた光を直接観測しないためである。

図 3.11 に示した、H6152 の測定回路と H6614 を測定する回路は異なっている。これは、PMT の gain が異なるためである。表 3.1 のスペック値からも解るように、H6614 は H6152 に比べ 20 倍の gain を示している。このため H6152 は原理上、今回使用する多チャンネル分析器では single photon の計測ができない。よって、AMP を通す必要がある。H6614 の測定回路では AMP と Divider を除いたものとなる。

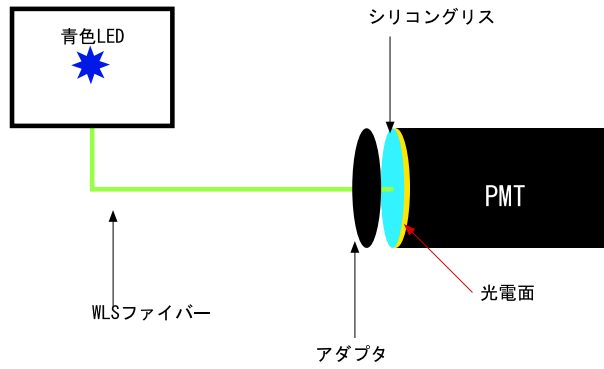


図 3.8: LED 光を光電面に導く様子

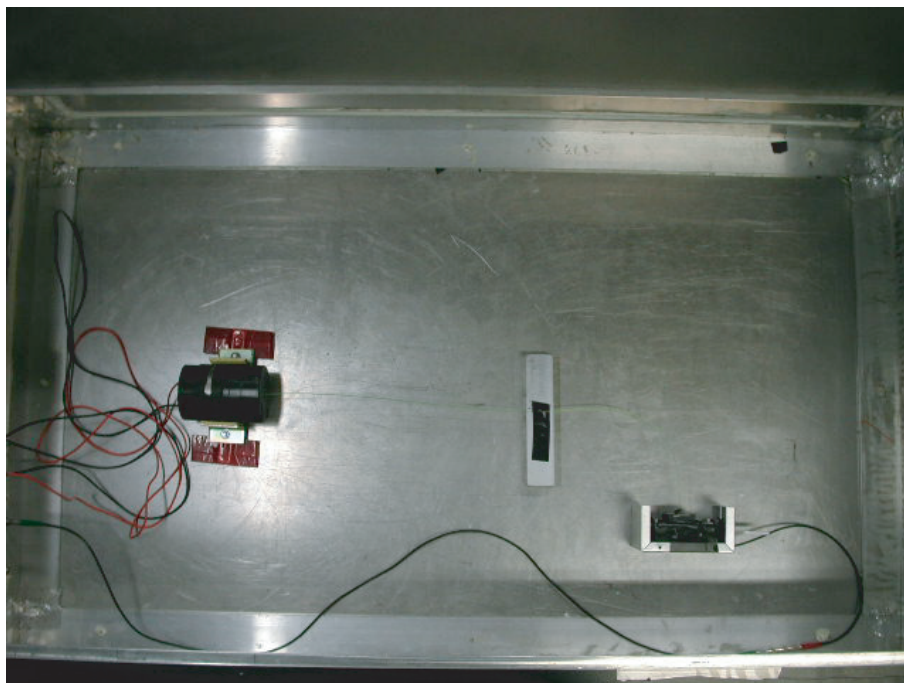


図 3.9: photon 測定時の PMT のセットアップ



計測手順としては、Gate Generator からの信号 (Gate 信号) に PMT からの信号が収まるよう Gate 信号に Delay や幅を変える作業が必要となる。Gate 信号に PMT の信号が収まれば、後は Clock Generator 及び Attenuator を操作し適当に調整した後、分析器によって電荷量を測定する。

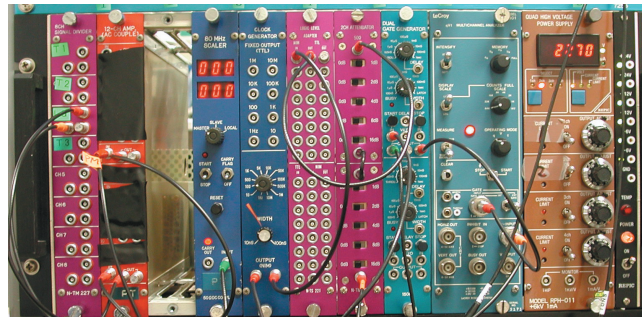


図 3.10: H6152 測定時の回路の写真

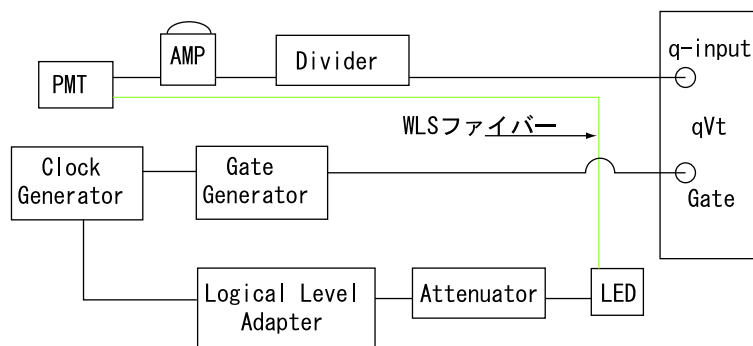


図 3.11: H6152-70 の photon 検出回路図

### 3.4.2 平均光電子数の計算

多チャンネル分析器で得たデータを PAW(Physics Analysis Workstation) というソフトウェアを使用しヒストグラムを作る。作成したヒストグラムに平均光電子数を計算する関数を適用し、平均光電子数を導出する。ヒストグラムに適用する関数を一般に fitting function と言う。

今回使用する fitting function は Pulse height spectrum の fitting から平均光電子数を求めるものである。

光電子数  $N$  の大小で、2つの関数を仮定し fitting を行う。 $N$  が小さい場合、図 3.12 から分かるように光電子によるピークがガウス分布をしている。分布の標準偏差を  $\sqrt{N}\sigma$

は  $N=1$  のピークの標準偏差) として、データを (3.1) 式の関数で fit した。

$$R(x) = A \sum_{N=1}^{N_{max}} \frac{e^{-\bar{N}} \bar{N}^N}{N!} \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}\sigma}} \exp \left\{ -\frac{(x - pN - q)^2}{2N\sigma^2} \right\} \quad (3.3)$$

$x$	: 多チャンネル分析器 channel 数
$A(P_1)$	: 規格化因子
$\bar{N}(P_2)$	: 平均光電子数
$\sigma(P_3)$	: 標準偏差
$p(P_4)$	: 各ピーク間隔
$q(P_5)$	: ペDESTALピークの channel

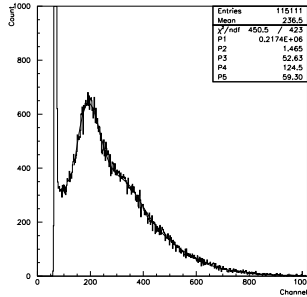


図 3.12:  $N$  が小さい場合

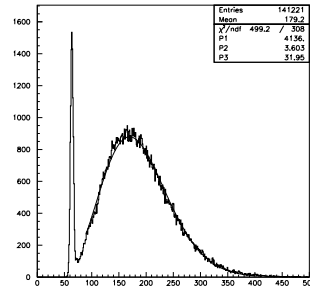


図 3.13:  $N$  が大きい場合

図 3.13 の様に、全体が 1 つのピークとなるような大きな  $N$  の時には次のような関数を用いて fit する。

$$R(x) = Ae^{\bar{N}} \bar{N}^{\frac{x-p}{p}} / \Gamma \left( \frac{(x-q)}{p} + 1 \right) \quad (3.4)$$

$x$	: 多チャンネル分析器 channel 数
$A(P_1)$	: 規格化因子
$\bar{N}(P_2)$	: 平均光電子数
$p(P_3)$	: 各ピーク間隔
$q(P_4)$	: ペDESTALピークの channel

fitting を行う際、 $\Gamma$  関数の代わりにその近似式

$$\Gamma(X+1) \sim \sqrt{2\pi X} X^X e^{-X} \left\{ 1 + \frac{1}{12X} + \frac{1}{288X^2} - \frac{139}{51840X^3} \right\} \quad (3.5)$$

を用いている。

ただしこの方法で光電子数を割り出せるのは、0.5~3 個である。これ以上の光電子数になると光電子数のピークが見えにくくなり誤差が大きくなるためこの方法では求めることができない。

### 3.5 測定結果

上記のような測定をした結果を以下に示す。

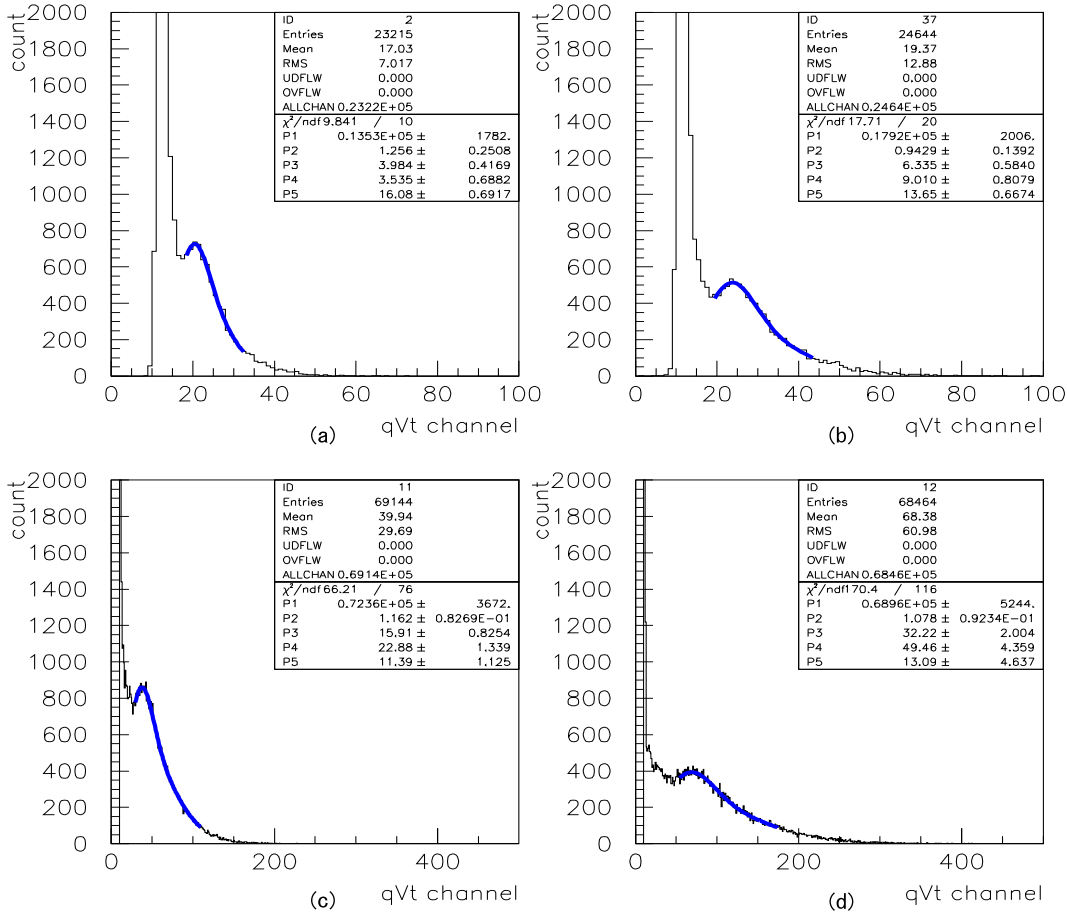


図 3.14: single photon 測定結果:(a)H6152 に 2200[V] 印加,(b)H6152 に 2400[V] 印加,(c)H6614 に 2200[V] 印加,(d)H6614 に 2400[V] 印加

以上のグラフより、どちらの PMT についても single photon を観測することができた。当初、予期されていた問題点は 2 つあった。1 つは、H6614 の暗電流の影響である。H6614 の暗電流は 2000[V] 以上の電圧をかけた際、ペDESTAL とピークの間にかけてノイズとして影響がでた。この影響は、single photon を測定する際にどれほどの支障になるかを検証した結果、影響は少なかった。

2 つ目に、H6152 の gain の低さである。gain の低さは AMP を通すことによりで簡単に解決することができ、その際回路によるノイズが影響することもなかった。それぞれの電圧に対する gain は以下の通りである。どちらの PMT も通常使用する電圧より高い電圧でテストを行っており、推奨使用電圧で使用した際はノイズの影響は少ない。このことは、H6614 において顕著に表れている。

実際の GDH 実験の際は閾値を 3~4 個の光電子に設定するため、どちらの PMT を使用しても同じような傾向の結果を得ることができる。

	2200[V]	2400[V]
H6152(AMP あり)	$6 \times 10^6$	$9 \times 10^6$
H6614	$2 \times 10^7$	$5 \times 10^7$

表 3.4: 各 PMT の Gain スペック値

### 3.6 Gain 測定

PMT の性能として重要な項目である gain はスペック表から読み取ることができる。しかし、対数表示で gain 曲線が示されているため誤差無く値を読み取ることは難しい。これでは fitting function の適用範囲外にある多数の光電子が観測された際に、光電子数の見積もりを立てることができない。よって gain 測定をする事には大きな意義がある。

gain 測定は以下の手順で行われる。

1. single photon の測定を印加電圧 50[V] 間隔で行う
2. 適当な光子数の測定を印加電圧 50[V] 間隔で行う
3. 1,2 で得たデータのペDESTALピークと光電子によるピークの間隔を測る
4. 3 の数値を利用して、2. の光子数が幾つであるかを計算する

以上の手順を踏むことにより gain を求めることができる。今回の測定にて求められた gain 曲線を図 3.14、数値データ表 3.5 に示す。

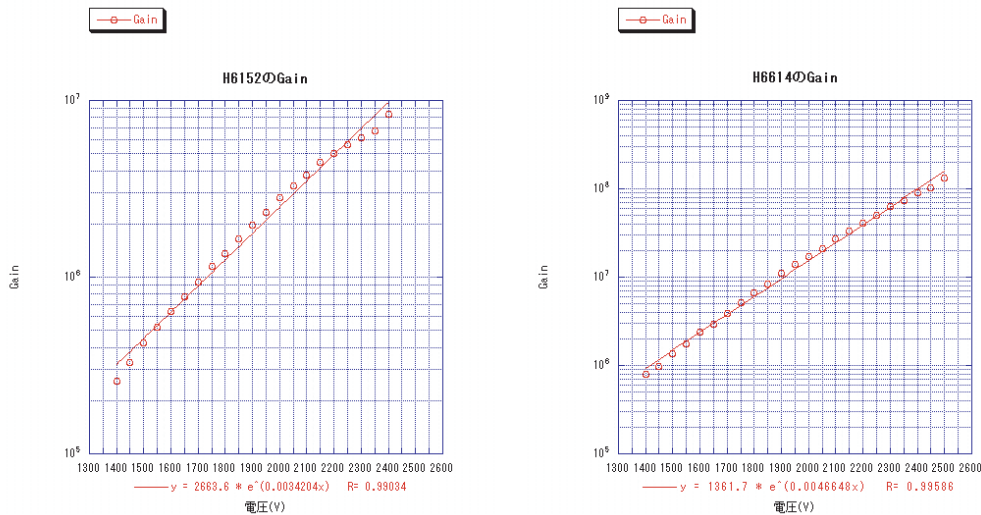


図 3.15: Gain 曲線

よって結果が示すことは、スペック表から読み取れる値よりも高い数値を全ての電圧に対して示している事である。よってスペック値よりも gain に関しては、良い性能を示し

電圧 [V]	型番		電圧 [V]	型番	
	H6152 の gain	H6614 の gain		H6152	H6614
1400	$2.59 \times 10^5$	$7.27 \times 10^5$	2000	$2.80 \times 10^6$	$1.60 \times 10^7$
1450	$3.30 \times 10^5$	$9.09 \times 10^5$	2050	$3.27 \times 10^6$	$1.94 \times 10^7$
1500	$4.24 \times 10^5$	$1.27 \times 10^6$	2100	$3.80 \times 10^6$	$2.49 \times 10^7$
1550	$5.18 \times 10^5$	$1.64 \times 10^6$	2150	$4.31 \times 10^6$	$3.05 \times 10^7$
1600	$6.36 \times 10^5$	$2.18 \times 10^6$	2200	$5.18 \times 10^6$	$3.76 \times 10^7$
1650	$7.77 \times 10^5$	$2.73 \times 10^6$	2250	$5.82 \times 10^6$	$4.65 \times 10^7$
1700	$9.42 \times 10^5$	$3.64 \times 10^6$	2300	$6.16 \times 10^6$	$5.85 \times 10^7$
1750	$1.15 \times 10^6$	$4.73 \times 10^6$	2350	$6.72 \times 10^6$	$7.31 \times 10^7$
1800	$1.37 \times 10^6$	$6.18 \times 10^6$	2400	$8.41 \times 10^6$	$8.94 \times 10^7$
1850	$1.65 \times 10^6$	$7.81 \times 10^6$	2450	No data	$1.04 \times 10^8$
1900	$1.98 \times 10^6$	$1.02 \times 10^7$	2500	Max.[V]	$1.33 \times 10^8$
1950	$2.33 \times 10^6$	$1.29 \times 10^7$	2550	No data	No data

表 3.5: Gain 数値データ

ていることになる。これが個体差なのか判断するには、少なくとも数組のPMTについて調査する必要がある。

## 第4章 $\mu$ 粒子による検出器の性能評価

本章では、宇宙線の大部分を占める  $\mu$  粒子を用いて試作 LAG 検出器を使用し、検出効率を求めたものである。

### 4.1 宇宙線

地球上には、宇宙から高エネルギーを持った原子核や素粒子が絶えず降り注いでいる。これらの粒子を宇宙線と呼ぶ。

宇宙では、超新星爆発や太陽表面の爆発などで発生した高エネルギー粒子がいつも飛び交っている。これらは一次宇宙線と呼ばれ、約 90% が陽子、約 8% が  $\alpha$  粒子、その他の粒子が 1% 程度含まれている。そのエネルギーは 500[MeV] 程度のものが大部分を占め、数 TeV に至るものも存在する。

一次宇宙線の到来頻度

p	1300Hz/m <sup>2</sup>
He	88Hz/m <sup>2</sup>
C,O	6Hz/m <sup>2</sup>

二次宇宙線の到来頻度

$\mu$	100Hz/m <sup>2</sup>
e	60Hz/m <sup>2</sup>
$\gamma$	10Hz/m <sup>2</sup>
p	1Hz/m <sup>2</sup>

一次宇宙線が大気圏に入射すると、高度数 10km で大気中の窒素や酸素などの原子と衝突し、核反応を起こす。核反応によって放射性同位元素の生成や中性子、陽子をはじき飛ばしたり、 $\pi$  中間子などの粒子を生成する。このように一次宇宙線の衝突で発生した二次粒子を二次宇宙線と呼ぶ。二次粒子はさらに原子核との相互作用で、新たな粒子を生成する。この連鎖反応をカスケードシャワーという。

二次宇宙線のうち、電子や  $\gamma$  線は大気中で吸収されて減少し、地中まで届くのは主に  $\mu$  粒子とニュートリノである。

#### 4.1.1 $\mu$ 粒子

$\mu$  粒子は  $\pi$  中間子や K 中間子が崩壊してできたものである。 $\mu$  粒子は第 2 世代のレプトンであり、二次宇宙線中の荷電粒子の 75% を占める。物質との相互作用が弱いため、そのほとんどは地上深くまで貫通する。 $\mu$  粒子の質量は 105[MeV/c<sup>2</sup>] であり、その寿命は 2.2[ $\mu$ sec] である。このような性質のある粒子を用いて検出器の性能を評価する。 $\mu$  粒子は地表において、1[cm<sup>-2</sup>min<sup>-1</sup>] の頻度で天頂から降り注ぐ。

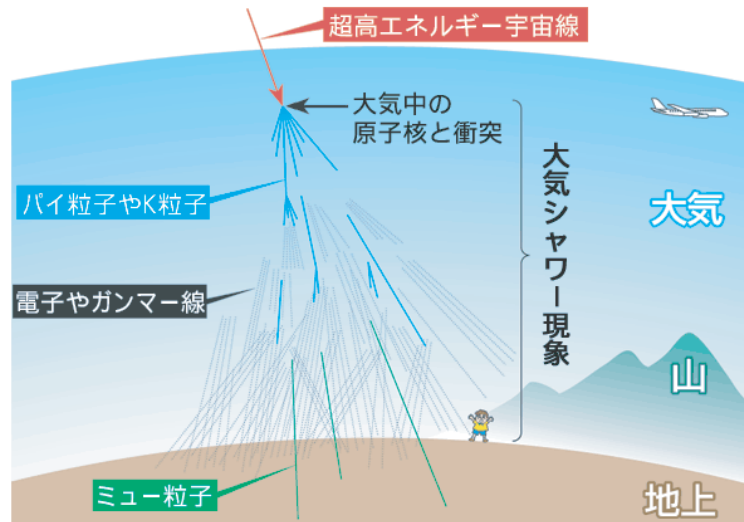


図 4.1: 宇宙線が降り注ぐ様子

## 4.2 実験概要

本実験で行うことは試作したシンチレーション検出器の検出効率を求めることである。 $\mu$  粒子が検出器を通過する際に起こるエネルギー損失を計算し、そのエネルギーに対するシンチレーション光の光子数を見積もる。見積もったシンチレーション光がWLSファイバーに吸収され、PMTに届き、幾つの光電子になるかを測定によって求める。その測定結果より、GDH和則検証実験において検出が予期される光電子の数と比較して検出効率を求める。このような実験を行うのはシミュレーションが非常に困難なためである。

### 4.2.1 使用する実験器具

使用する実験器具はPMT、シンチレータ、WLSファイバー、光学接着剤、シリコンゲリスとなっている。以下にそれぞれのスペックを示す。

#### (1) WLSファイバー

2章でも説明したがマルチクラッドのWLSファイバー BCF-91Aを使用する。吸収スペクトルと発光スペクトルを図4.2に示す。

#### (2) 光学接着剤

BICRON社製BC-600を使用する。特徴は400[nm]以上の波長に対し98%以上と高い透過性、硬化した際にほどよい柔軟性があるため異なる膨張係数を持つ物質との接着を行うことができる。物理特性としては、屈折率:1.56, 接着強度:125(kg/cm<sup>2</sup>)

#### (3) PMT

シンチレータ付きのPMT(H1161)を使用しトリガーPMTとする。本装置に使用されているシンチレータはプラスチックシンチレータであるが、型番が何になってい

るかは不明である。検出用PMTは前章で性能評価をした、H6614,H6152を使用する。以下にH1161の簡単なスペックを示す。

光電面直径	2[in]
最大印加電圧	-2700[V]
ダイノード段数	12
増幅率	$1.1 \times 10^6$
ダイノード構造	ラインフォーカス

表 4.1: H1161 スペック表

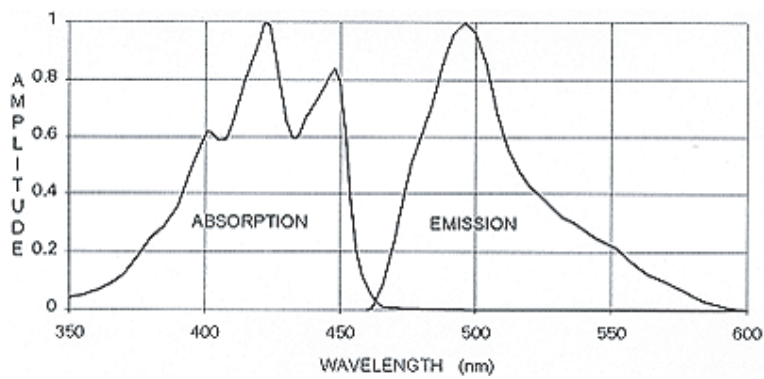


図 4.2: BICRON BCF-91A の吸収スペクトルおよび発光スペクトル。

#### (4) シンチレータ

クラレ社製のSCSN-38を使用した。

#### 4.2.2 試作検出器

今回、WLSファイバーによる信号の読み出しを行うため、場所によってシンチレーション光がどの程度WLSファイバーに吸収されるか知る必要がある。そのため、我々は間隔の違う配置をシンチレータ端に施した。寸法などは以下の通りである。その後、溝に光学接

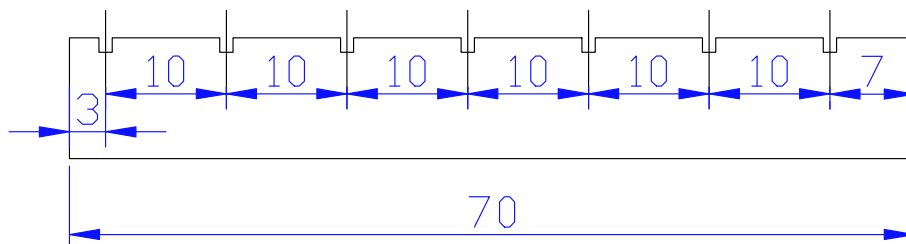


図 4.3: WLS ファイバー溝設計図



着剤を溝に流し込み WLS ファイバーを埋め込み、反射材でシンチレータを包み絶縁テープを上から貼り遮光を施す。

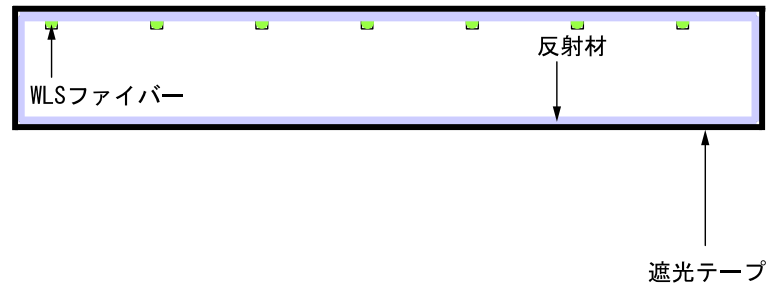


図 4.4: 遮光の様子 (断面)

#### 4.2.3 実験装置セットアップ

$\mu$  粒子 1 つに対するイベントを拾うため、トリガ PMT を用い 1 粒子が通り抜けたイベントのみ拾い、その信号を測定することにより光電子数をもとめ、検出効率を求めます。

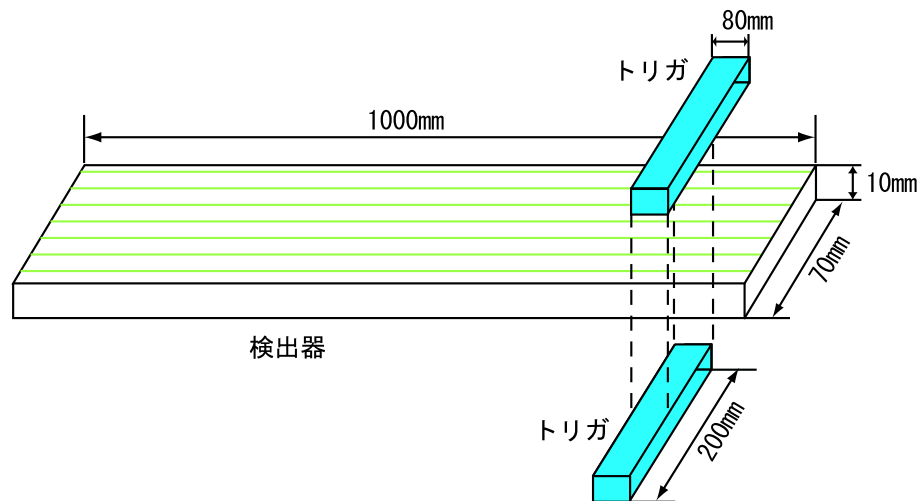


図 4.5: 検出器テストのセットアップの様子

検出器の上下にトリガ PMT で挟む事で  $\mu$  粒子の軌道を限定し、その軌道に入った粒子のイベントに対してトリガをかける。よって、 $\mu$  粒子 1 つに対するイベントを拾えるようになる。その様子を以下の図で示す。

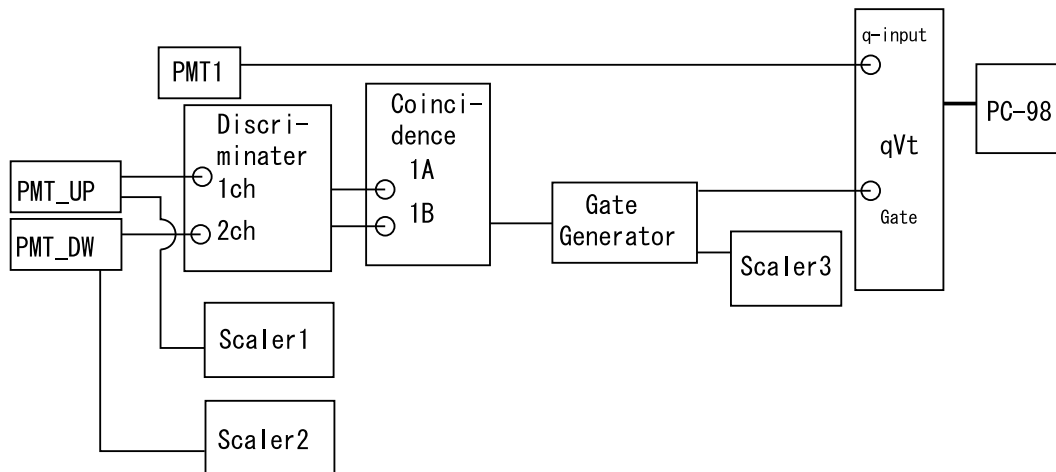


図 4.6:  $\mu$  粒子測定回路

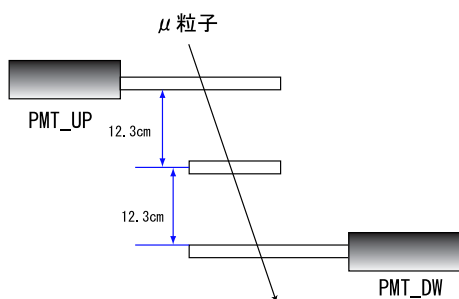


図 4.7: トリガがかかる場合

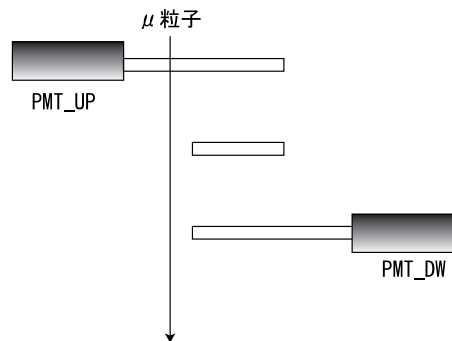


図 4.8: トリガがかからない場合

#### 4.2.4 トリガ PMT の検出効率の調整

効率よくトリガをかけるには、上下の PMT が同一の  $\mu$  粒子に対して反応することが望ましい。よってトリガ PMT を同一粒子に反応させるために、以下の手順を踏み調整を行う。

1. PMT の印加電圧を決める
2. ヒストグラムの形状の一致
3. カウント数の一致

今回はシンチレータ部分に  $\beta$  線源である  $^{90}\text{Sr}$  を設置し、2 分間測定した。結果として図 4.9 のヒストグラムを得た。

ヒストグラムから、両方の PMT について同チャンネルに反応があるため、異なった現象を検出しているわけではないことが解る。次にイベント数を考慮すると、上部の PMT が 36997 イベントに対し下部の PMT は 36364 イベントである。検出効率は上部 PMT を

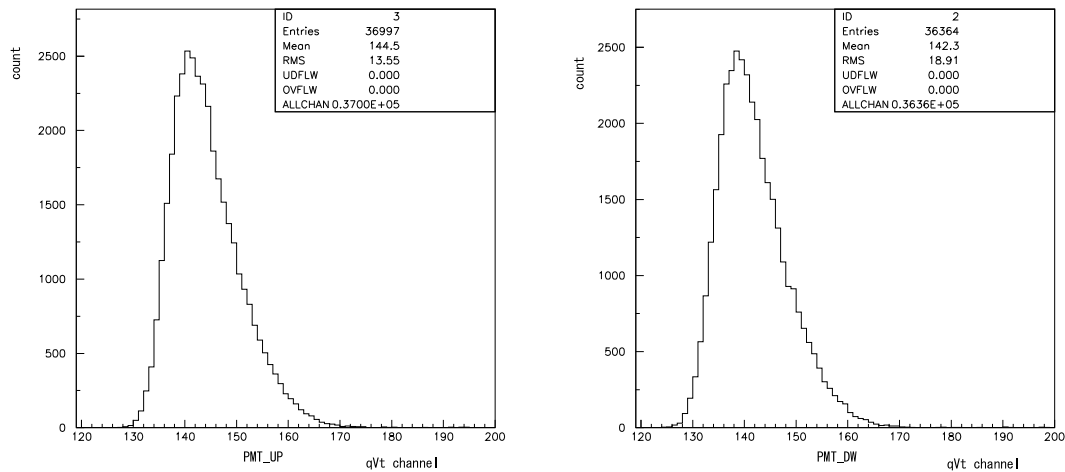


図 4.9: 検出効率測定結果

1 とした場合、下部 PMT は 0.98 である。以上より、同一の粒子に対して同じ反応を示していることが解る。このときの各装置の設定値は、Discriminator の閾値を 88[mV]、それぞれの PMT の電圧は PMT\_UP が-1500[V]、PMT\_DW は-1550[V] である。

### 4.3 予想される光子の数

到達が予想される  $\mu$  粒子の運動量は 1[GeV/c] である [6]。この運動量を持つ  $\mu$  粒子が厚さ 1[cm] のシンチレータにもたらすエネルギー deposit は (2.9) 式より求めることができる。 $\mu$  粒子は、強い相互作用をせず、静止質量が電子の 200 倍と重い粒子のため、制動放射でエネルギーを失うこともなく、検出器を通り抜けていく。よって (2.9) 式は電離損失による項を考えるだけでよいこととなる。

上記のことを考慮に入れた上で、(2.9) 式に必要な変数を考えていく。変数を考える場合、シンチレータの大部分を構成するポリスチレンは、炭素が成分 92% を占めているので、簡単のために炭素による寄与を考え計算することとする。N はポリスチレンの密度  $\rho = 1.056 \times 10^3$ [kg/m<sup>3</sup>] とアボガドロ数、炭素の原子量を考慮して  $N = \rho \frac{6.022 \times 10^{23}}{12 \times 10^{-3}} = 5.295 \times 10^{28}$  となる。I は炭素に対するイオン化エネルギーの文献値である、78[eV][3] を採用する。今、運動量が 1[GeV/c] としているのでそのときの  $\beta, \gamma$  は  $\beta = 0.994464, \gamma = 9.517$  と計算できる。これらの変数から計算できるシンチレータへのエネルギー deposit は

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{電離}} = 186.41[\text{MeV/m}] = 1.86[\text{MeV/cm}]$$

と計算される。

プラスチックシンチレータはエネルギー損失 100[eV] 毎に 1 光子を放出するので、上記のエネルギー損失に対して、18600 個の光子を  $\mu$  粒子が通過した際にシンチレータは放出する。この光子が、WLS ファイバーに吸収され PMT までたどり着く光子は数個から数十個であると予想される。このことから実際に検出される光子の数は  $10^{-7}\%$  程度であると考えられる。

#### 4.4 測定結果

以上のようなセットアップの後測定を行うが、ほとんどのシンチレータには長さがあるため、場所により光電子数に差がないかを調べる必要がある。よって、本検出器の5箇所について20時間測定しそれを比較する。なお、実際の実験で使用される電圧を使用して測定している。

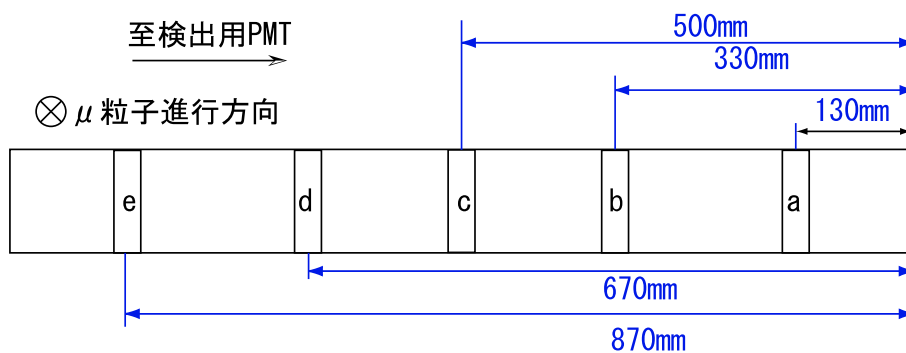


図 4.10: 検出地点

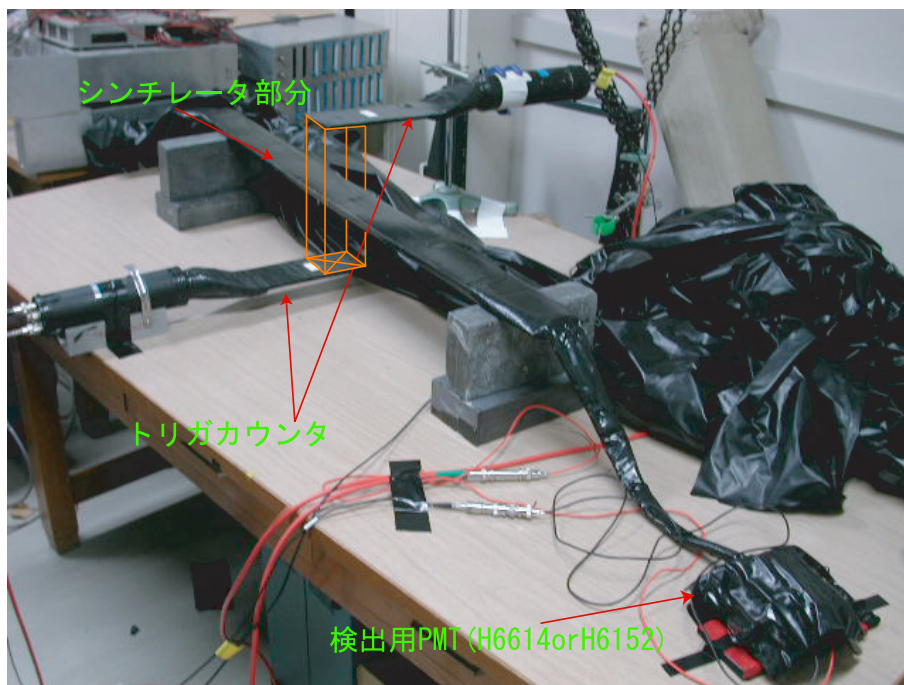


図 4.11: 実際のセットアップ状況

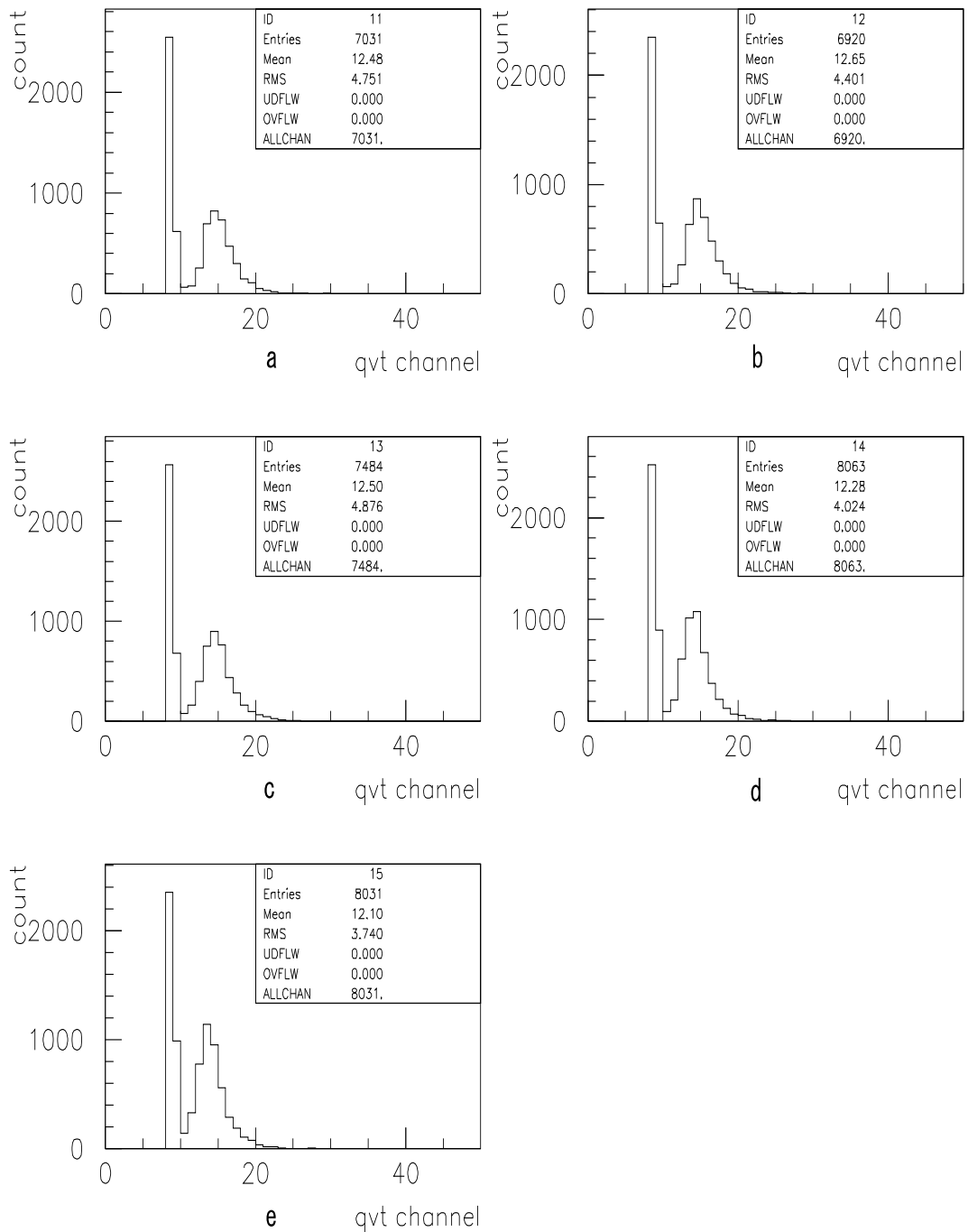


図 4.12: H6152 おける実験結果 (1850[V] 印加)

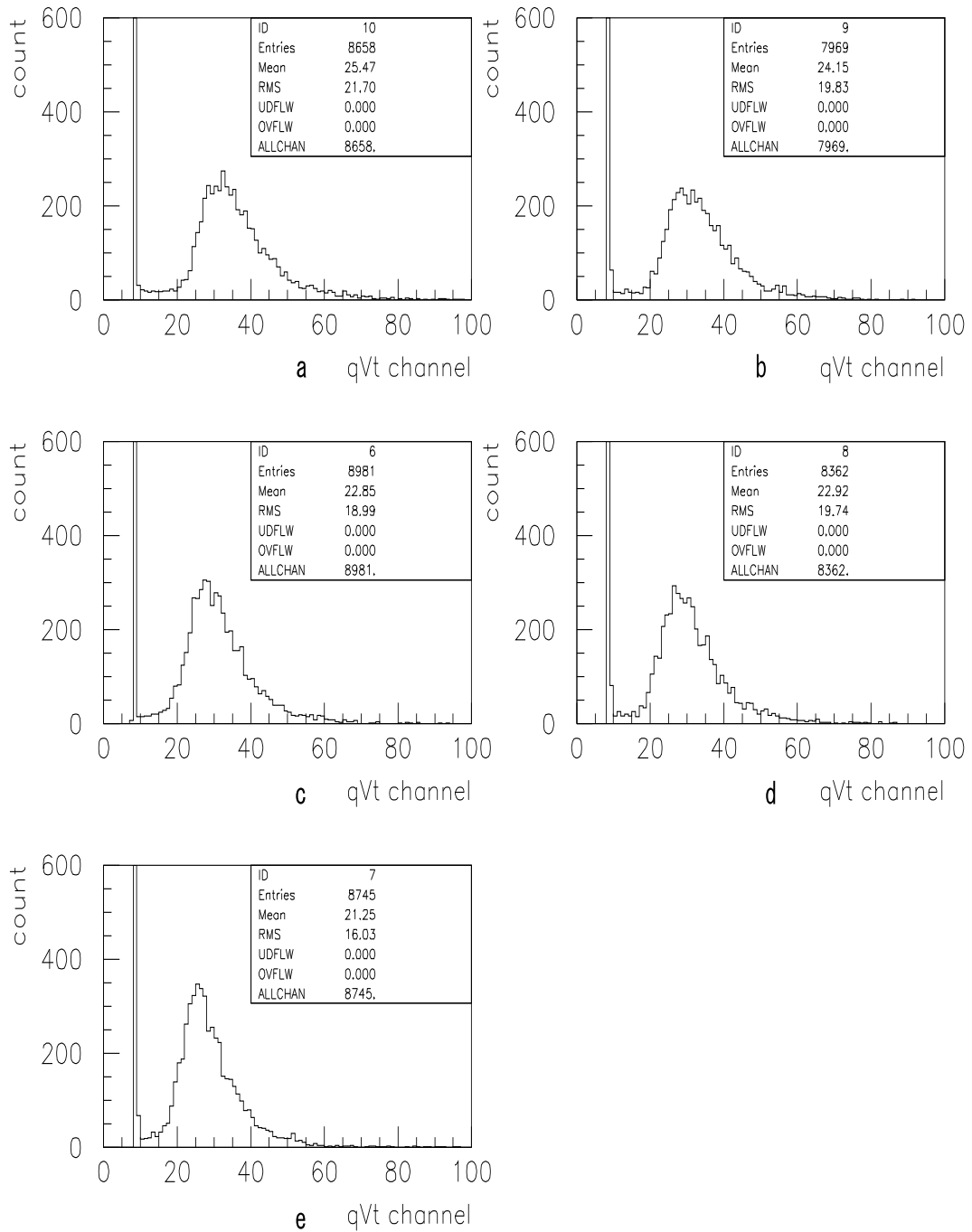


図 4.13: H6614 おける実験結果 (1850[V] 印加)

H6152 についての測定では、AMP を使用せず測定を行った結果多数の光子が来ていることが確認できたため、fitting function の適用範囲外である可能性がある。よって、今回はペDESTALピークと  $\mu$  粒子通過によるピークの間隔をグラフより読み取ることにし、平均光電子数を求め、それぞれの場所の 1[MeV] あたりの平均光電子数を示す。

場所	図 4.12 のピーク間隔 [ch]	平均光電子数	図 4.13 のピーク間隔 [ch]	平均光電子数
a	7	6.9	23	4.8
b	6	5.9	21	4.4
c	6	5.9	19	4
d	6	5.9	19	4
e	5	4.9	17	3.5

表 4.2: 場所による平均光電子数の比較

場所	H6152 での測定 [P.E./MeV]	H6614 の測定 [P.E./MeV]
a	3.7	2.6
b	3.2	2.4
c	3.2	2.2
d	3.2	2.2
e	2.6	1.9

表 4.3: 場所による 1[MeV] あたりの平均光電子数

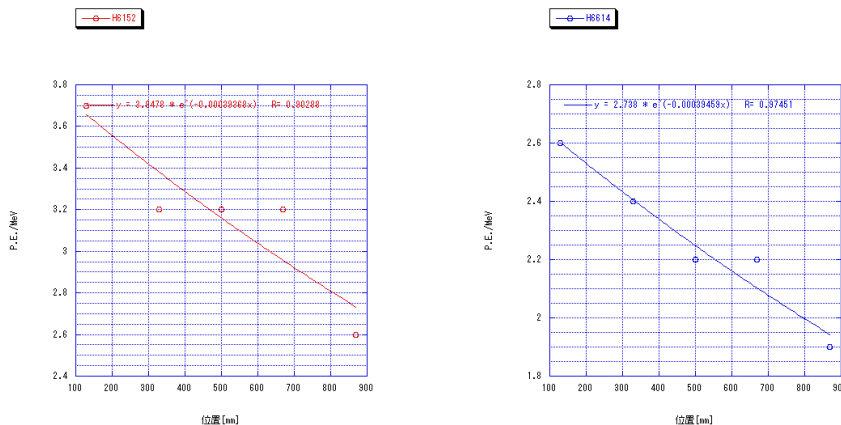


図 4.14: 表 4.3 グラフ化

以上の結果から、最終的に光電面に到達する光子の数は、光電子数に PMT 固有の量子効率を用いて計算すると、16~26 個となることが確認された。これはシンチレーション光の 0.09~0.14% が検出されていることに相当する。

この結果が妥当であるかどうかは、同じ仕組みの検出器において計算された式、及び変数を用いて判断する。式は以下のようにして与えられる。

$$N_{P.E.} = N_{ph}\eta_c\Omega_{1/2}(1 + \epsilon_R)A_{WLS}Q_{PMT} \quad (4.1)$$

変数の意味は下記の通りである。

$N_{P.E.}$	: 1[MeV] あたりの予期される光電子数
$N_{ph}$	: 発生が予想される光子数
$\eta_c$	: WLS ファイバーで二次放出された光子への変換効率
$\Omega_{1/2}$	: シンチレーション光をシングルクラッドの WLS ファイバーが捕らえる効率
$\epsilon_R$	: WLS ファイバーの反射効率
$A_{WLS}$	: WLS ファイバーの減衰率
$Q_{PMT}$	: PMT の量子効率

本実験における値を当てはめていくと これより求められる値は 2.3[P.E./MeV] 程度とな

$N_{ph}$	= 9300(実験値)
$\eta_c$	= 2.7% [8]
$\Omega_{1/2}$	= 5.4% (スペック値)
$\epsilon_R$	= 30% [8] マルチクラッドのため実際の値は高い値となることが予想される
$A_{WLS}$	= 0.79~0.97(実験値)
$Q_{PMT}$	= 23(H6152)or22(H6614)% (スペック値)

る。なお、この計算には一部論文値を参考にしている [8]。

以上のことより検出される事が予想される光電子数に対して実際に検出された光子電子数を以下の表にまとめる。

場所	H6152 において計算された光電子数	獲得光電子 計算された光電子数 = 検出効率 [%]	H6614 において計算された光電子数	獲得光電子 計算された光電子数 = 検出効率 [%]
a	3.4	108.6	3.3	79.8
b	3.3	98.7	3.1	77.4
c	3.1	103.9	2.9	74.6
d	3.0	108.1	2.8	77.7
e	2.8	92.9	2.7	71.0

表 4.4: 場所による検出効率



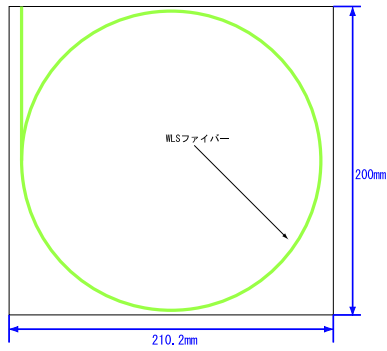


図 4.15: 参考にした検出器 [8]

PMT によって検出効率に差が生じたのは、光電面と WLS ファイバーの束を接着する際に原因があると思われる。H6614 の場合、光電面を傷つけないようにアダプタ (図 3.8 参照) に WLS ファイバーの束を通してから接着したため、光電面とファイバーの束に H6152 の場合より間隔が開き光子の損失が生まれることにより、検出効率が落ちたと考えられる。

参考にした式などから得た結果は本検出器の高い検出効率が見てとれる。しかし、この結果は図 4.12 に示した検出器の場合なので、精密に計算した際には、検出効率は少し下がることが見込まれる。

## 第5章 まとめ

SPring-8 で行う高エネルギー領域の GDH 和則検証実験において使用する LAG 検出器の設計を行った。その際に使用される PMT 及び試作検出器の性能評価を行ってきた。

### 使用した器具

- PMT  
浜松ホトニクス社製ファインメッシュ光電子増倍管
- WLS ファイバー  
BICRON 社製マルチクラッド Green shifter:シンチレーション光の集光と光ガイドとして使用
- シンチレータ  
クラレ社製プラスチックシンチレータ
- 接着剤  
BICRON 社製光学接着剤：WLS ファイバーのシンチレータの溝への接着に使用
- シリコングリス  
応用光研工業株式会社製シリコングリス:PMT の光電面と WLS ファイバーを密着させる際に使用

### 検出器設計

鉛とプラスチックシンチレータを使用したサンドウィッチ型検出器で、集光系は WLS ファイバーを使用した。今回使用した鉛は、硬鉛 4 種というアンチモン 4% を含む鉛を採用する。字のごとく通常の鉛よりも若干強度があり、大型の検出器となる LAG 検出器に適している。

本実験の結果から 1cm 間隔に WLS ファイバーを埋めることで検出効率は十分なものとなる。よって本番の高さ 100[mm] のシンチレータには 8 本埋め込む事により同等の性能が得られると考えられる。1 モジュールあたり 30 層にした場合 240 本のファイバーを PMT で読む必要がある。H6152 には最大 240 本のファイバーを接続することができる。よって本実験において値段の高い H6614 を使用する意義が薄れた。

#### 今後の課題

検出器としての性能評価はより精度の高い測定をし、 $N_{P.E.}$  を計算する必要があると考えられる。特に今回の実験では本番で使用する予定のシンチレータ、WLS ファイバーの資材調達することができなかった。今後は資材を調達した上で  $N_{P.E.}$  を求めるための定数の測定を要する。その際はファイバーからの距離など、より正確にその地点での性能を調べるために東北大学原子核理学学術研究施設を使用する予定である。

PMT も資材調達の関係で1組しか手に入れることができずこの性能が個体差なのか、全般に言えることなのかという事なのか判断することができなかつたため発注済みの PMT が到着次第、性能を再評価する必要がある。

最後に、検出器を入れる箱の資材調達先、加工時間、加工精度、強度計算などの検出器以外に必要な部分の調整も、見通しが立っていないため早急に建てる必要があると考える。以上のことから資材調達を迅速に行うことが、最大の課題であるといえる。

## 謝辞

卒業研究を行うにあたり、多くの方の支えがあり成し遂げられたことに御礼申し上げます。

加藤静吾先生、吉田浩司先生にはゼミや授業を通したご指導により実験を円滑に行うことができました。また、岩田高広先生、田島靖久先生は卒業研究を行う過程において、私の稚拙な質問に対して時間を割いて私が理解するまでゼミ等を通して教授していただきましたこと、適宜、実験計画を示していただき指導していただきましたことに感謝申し上げます。

研究室のメンバーである M2 の上野寛海さん、M1 の加藤泉さんには実験室での心構えなど、機器の取り扱いに対する基礎知識、M2 の宍戸智浩さん、野村卓美さん、M1 の田中昂さん、外山幸太さん、B4 の大泉智さんと滝口耕平君には日々の支えになっていただいたことに感謝申し上げます。

B4 の佐藤邦彦君、植松秀章君は実験が違うにもかかわらず相談にのっていただき私を実験中などにおいて支えていただきました。私のパートナーである上林智亮君には私の至らなさから来る状況に耐え、固定装置の開発、アダプタの設計・製作、検出器組立ての際に多くの知識をつぎ込んで製作していただき、大変お世話になりました。

この一年間に多くの今までに体験したことのない、貴重な体験をできたのも両親の支援があったことによるものが大きいと感じました。充実した日々を送らせていただきました皆さんに、深く感謝いたします。

クォーク核物物理学研究室 4 年  
塩津 雄人

## 関連図書

- [1] 森谷 昌輝, 『SPring-8 での GDH 実験に使用する Inner Gamma Detector の研究』, 山形大学 理工学研究科 2003 年度修士論文
- [2] 真木 晶弘, 『高エネルギー物理学実験』, 丸善株式会社,1997
- [3] ニコラス・ツルファニディス (阪井 英次 訳), 『放射線計測の理論と演習上巻』, 現代工学社,1983
- [4] ニコラス・ツルファニディス (阪井 英次 訳), 『放射線計測の理論と演習下巻』, 現代工学社,1983
- [5] Richard C. Fernow, 『Introduction to experimental particle physics』 CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS
- [6] American Institute of Physics, 『PHYSICAL REVIEW D PARTICLES AND FIELDS』, THE AMERICAN PHYSICAL SOCIETY,1996
- [7] 木村逸郎, 阪井英次, 『放射線計測ハンドブック』, 日本工業新聞社
- [8] I.Daito *etal*, 『A gamma ray detector with lead-scintillator tiles and WLS fiber readout for the experiment at SPring-8 to study the GDH sum rule』, 『Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 481』,2002,pp188-199
- [9] 藤野 智美, 岡田 知佳 『シンチレーションカウンターの基礎特性の研究とミューオンの寿命の測定』, 奈良女子大学 理学部物理学科 2005 年度学士論文