

2008 年度 卒業論文

TMC

～ 新型カロリメータの性能向上 ～

信州大学理学部物理科学科 4 年

高エネルギー研究室

05S2039K 矢口 瑛

目次

第 1 章 はじめに

第 2 章 実験装置内部の現象

- 2-1 光と物質の相互作用
- 2-2 制動放射
- 2-3 チェレンコフ光
- 2-4 Total absorption counter

第 3 章 実験装置

- 3-1 鉛ガラス
- 3-2 W L S
- 3-3 反射材、光学用ガラス
- 3-4 光電子増倍管 (P M T)

第 4 章 宇宙線の測定

- 4-1 実験方法
- 4-2 実験結果

第 5 章 まとめ

第1章 はじめに

概要と目的

TMC (Total Measurement Calorimeter) とは新型のサンドイッチ型カロリメータのことである。カロリメータとは主に高エネルギーを測定する装置で、最大の特徴は電荷を持たない粒子のエネルギーを測定できることである。電荷を持つ粒子については、磁場のなかでどの位曲がるかを測定することにより、その運動量 (ほぼエネルギーに同じ) を測定する事が出来る。これはカロリメータでは無く、飛跡検出器と呼ばれる測定器の仕事である。電荷を持たない粒子はそのままでは電磁相互作用をしないため、「シャワー」という現象を利用して粒子に電荷を与え、信号を検出し、粒子のエネルギーを測定する。(シャワーについては後述) 今まででのサンドイッチ型カロリメータはシンチレータと吸収層を交互に重ねたもので、吸収層には鉛や鉄などの密度の高い物質を使用し、その役割は粒子の運動を止めるだけにすぎなかった。新型のサンドイッチ型カロリメータでは吸収層に透明な鉛ガラスを用いることにより、粒子が吸収層に入射した際にその粒子が物質中の光速を超える速さで運動するとチェレンコフ光という光を放射する。チェレンコフ光は透明な物質中でしか観測できない。したがって、吸収層に鉛ガラスを用いることによりチェレンコフ光が観測できるようになるので、検出層で観測される信号とあわせてより精度の高い粒子のエネルギー測定をすることができる。

本研究では吸収層で用いられている鉛ガラスから放射されるチェレンコフ光の光量を増やすことを目的として行った。

第 2 章 実験装置内部での現象

2-1 光と物質の相互作用

光子（電磁波）のエネルギーは次式で与えられる。

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (2.1)$$

ここで、 h は Planck 定数、 ν は振動数、 λ は波長を示す。

線は原子核の励起のエネルギーが光子として放出されたもので、核の励起状態によって異なるが、そのエネルギー領域は数 keV から数 MeV にわたっている。また加速された電子の制動放射としても生成される。線と物質の相互作用は主に三つの過程が挙げられる。すなわち Compton 効果、光電効果、電子対創生である。

・ 線の吸収

線の吸収の度合は物質中の厚さを変化させ、それによる数の減少によってはかれる。いま I_0 個の線が吸収層の厚さ dx 通過した場合、その中での数の減少は dx および入射数 I_0 に比例する。したがって指数関数的に減少することになり、一般に d cm だけ通った後の数 I は次式で与えられる。

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (2.2)$$

この μ は線形吸収係数 (linear absorption coefficient) とよばれ、さらにその吸収の原因によって次のように分けられる。

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 \quad (2.3)$$

ここで μ_1, μ_2, μ_3 は光電効果 (photoelectric effect)、Compton 効果 (Compton effect)、電子対創生 (electron pair creation) による吸収係数を表す。線の吸収は荷電粒子の場合と異なって、一定の飛程以上透過しないということを定義することはできない。すなわち、ある長さ以上透過しない確率は幾らかということが定義できるだけである。線が $1/e$ に減少するまでの厚さを平均飛程といえる。この量は式(2.3)から明らかであるように $1/\mu$ となる。

厚さを g/cm^2 の単位で測った μ を質量吸収係数 (mass absorption coefficient) という。

() 光電効果

光電効果は光子が、原子内に束縛されている電子と相互作用をし、自分の全エネルギー $h\nu$ を電子に与え、電子は $h\nu - I$ だけの運動エネルギーをもって、原子の外に飛び出す現

象である。ここで I は問題となっている束縛電子の属している殻の電離ポテンシャルである。光電効果は光子エネルギーが I より少しで最も起こりやすく、光子エネルギーが増すと急激に減少する。このように電子の飛び出した原子は励起状態にあるため、基底状態に戻る場合には、X線を放出する。Heitler らによって光電効果の吸収係数 μ_1 が計算されているが、 $E_k \ll h\nu \ll mc^2$ (0.51MeV) のエネルギー領域では

$$\mu_1 \sim NZ^5 (h\nu)^{-\frac{7}{2}} \quad (2.4)$$

ここで N は原子数をあらわす。光電効果は鉛では 500keV 以下、アルミニウムでは 50keV 以下で大きい効果を示す。

() Compton 効果

エネルギー $h\nu_0$ の光子と自由電子との衝突過程にエネルギー保存則および運動量保存則を適用すると、散乱された光子のエネルギー $h\nu$ が求められ、式(2.5)のようにあらわされる。

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + (1 - \cos\theta) \frac{h\nu_0}{mc^2}} \quad (2.5)$$

ここで θ は入射光と散乱された光子とのなす角をあらわす。またはじめ静止していた電子が衝突後得た運動エネルギー E は、式(2.6)で与えられる。

$$E = h\nu_0 - h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{mc^2}{h\nu_0(1 - \cos\theta)}} \quad (2.6)$$

上式で電子の得る最大のエネルギーは $\theta = \pi$ の場合、すなわち散乱光子が 180° 後方に散乱され電子が入射光子方向に進む場合でその他は、

$$E_{\max} = h\nu_0 \frac{2h\nu_0/mc^2}{1 + 2h\nu_0/mc^2} \quad (2.7)$$

式(2.6)から明らかであるように $h\nu_0 \ll mc^2$ (0.51MeV) の場合には E は無視できるほど

小さいが、 $h\nu_0 \gg mc^2$ になると E は $h\nu_0$ に近づく。原子内の個々の電子はそれぞれ単独で散乱をうけられるので、Compton 効果による吸収係数 μ_2 は電子の数 Z に比例することがわかる。 μ_2 は量子力学的に計算され Klein-Nishina の式として知られている。 $h\nu_0 \gg mc^2$ の領域では

$$\mu_2 \sim \frac{NZ}{h\nu_0} \left(\log \frac{2h\nu_0}{mc^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.8)$$

式(2.8)より μ_2 は $h\nu_0$ に逆比例している。したがって μ_2 は $h\nu_0$ とともに強い小さくなることが期待される鉛およびアルミニウムの μ_2 は、鉛では 0.6~5MeV、アルミニウムでは 0.05~15MeV 間で主な寄与をしていることが示されている。

() 電子対創生

電子対創生は 線が原子核の近傍で消滅して、電子、陽電子の対が創生される過程である。この過程が起こるためには 線のエネルギーが電子対の全静止質量より大きくなければならない。すなわち $h\nu_0 \geq 2mc^2 = 1.02\text{MeV}$ が必要条件である。もちろん 線のエネルギーが 1.02MeV より大きい場合には、1.02MeV を超過したエネルギーは電子対の運動エネルギーに転化する。すなわち

$$E = h\nu_0 - 2mc^2 = h\nu_0 - 1.02 \text{ MeV} \quad (2.9)$$

μ_3 のくわしい計算によると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \mu_3 &\sim NZ^2(h\nu_0 - 2mc^2) & h\nu_0 &\geq 2mc^2 (\sim 1\text{MeV}) \\ &\sim NZ^2 \log h\nu_0 & h\nu_0 &\gg 2mc^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

式(2.10)は $h\nu_0$ が増すにつれて μ_3 は大体直線的に大きくなり、高エネルギー領域では $\log h\nu_0$ でゆっくり増大する。鉛の μ_3 は、鉛では大体 5MeV 以上で重要な役割を演じている。

() () () を総合した吸収係数 μ を図 2-1、図 2-2 で示した。定性的にいうと μ は原子番号 Z の関数で、低エネルギー領域では光電効果が重要で μ は Z^5 に比例する。エネルギーが大きくなると Compton 効果が主になり μ は Z に比例し、さらにエネルギーが大きくなると電子対創生が最も主要になり μ は Z^2 に比例することが明らかである。

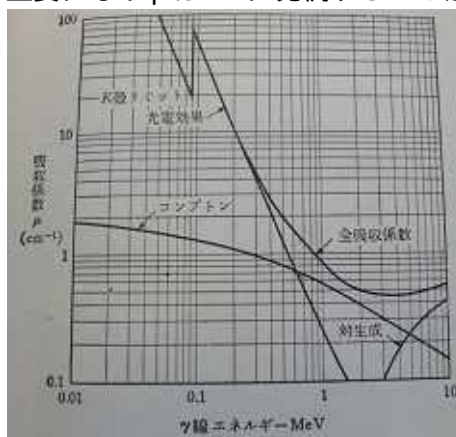


図 2-1 鉛中の 線の吸収

2-2 制動放射

古典理論電磁気学によると、加速を受けた電荷は $\frac{2e^2}{3c^3} \alpha^2$ の割合で光子を放出する。電子が原子核の近傍を通過する際、核の強い電場によって、大きな加速を受ける。したがって電磁波の形でエネルギーを失うことになる。この場合、加速の大きさは核電荷に比例し、質量に反比例するため、 $\sim \frac{Ze}{m}$ となる。したがって電磁波放出の割合は Z^2/m^2 に比例することが明らかである。Bethe、Heitler の詳しい計算によると、加速された電子が 1cm あたり失う放射によるエネルギー損失量は次式で与えられる。

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = -\frac{4r_0^2}{137} \cdot Z^2 E_0 N \log \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.11)$$

ただし、 E_0 は入射エネルギー、 N は物質中の原子密度、 r_0 は古典電子半径をあらわす。

放射過程によるエネルギー損失量は電子エネルギー E_0 と、 Z^2 に比例することが特長である。入射電子が放射過程によってエネルギーが $1/e$ に減少する長さを導入すると便利であるため、そのような長さ X_0 を定義する。この長さを放射距離とよぶ。定義より、

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (2.12)$$

となる。したがって、

$$\frac{1}{X_0} = 4Z^2 r_0^2 \frac{N}{137} \log \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.13)$$

である。電子のエネルギーが増大すると衝突過程によるよりも遥かに放射過程によるエネルギー損失が増大する。両者のエネルギー損失がほぼ等しいエネルギーを臨界エネルギーとよぶ。Bethe、Heitler による近似式として次の式が成立する。

$$\varepsilon \approx \frac{1600mc^2}{Z} = \frac{800}{Z} \quad (2.14)$$

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \approx \frac{E_0 Z}{1600mc^2} = \frac{E_0 Z}{800} \quad (2.15)$$

たとえば鉛中での 10MeV 電子の場合には、約 1 になる。すなわち二つの過程によるエネルギー損失量はほぼ同程度ということがわかる。10MeV を越すと放射過程によるものが重要になってくる。

2-3 チェレンコフ光

チェレンコフ光は1934年にチェレンコフによって発見され、フランクとタムによって理論的に解明された。この光は、荷電粒子の速度 βc が物質中での光の速さ c/n (n は物質中での屈折率)を超える際に放射される光である。この現象は、超音速ジェット機が発生する音の衝撃波と似た電磁気的な衝撃波である。

チェレンコフ光の発生条件は、

$$\beta c > \frac{c}{n} \quad (2.16)$$

であり、図のように衝撃波の波面は円錐形となり、粒子の進行方向に対して、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.17)$$

で決定される角度に光が放射されるという特徴を持っている。チェレンコフ検出器は、この二つの性質を利用する閾値型と微分型の二つに分けられる。前者の閾値型は、物質から放射されるチェレンコフ光の全体量を判別して、一定以上の速度を持った粒子の選別を行うものである。 $n-1$ の値は、気体では $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 、液体で0.1~0.2程度、固体では0.3以上のものが多い。したがって、 β の大きい粒子の選別には気体が、低速度の粒子の選別には固体の放射体がよく用いられる。

粒子の進行方向に垂直な面で切ってみると、ある点から放射されたチェレンコフ光は円周上に分布する。2次元的は位置情報のとれる光子検出器を用いることによってこの円の大きさを測定するタイプの検出器 (Ring-Image チェレンコフ検出器) が最近では使われるようになってきた。

高エネルギー電子が物質中を通過するときのエネルギー損失は主として密度効果を補正した衝突による損失と制動放射による損失である。チェレンコフ光によってもわずかではあるがエネルギーが失われる。チェレンコフ放射で失うエネルギー dW は、

$$\frac{dW}{dl} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \cdot \omega \cdot d\omega \quad (2.18)$$

である。 α は放射される光の角振動数、 e は電子の電荷、 z は荷電粒子の電荷を e 単位で測ったものである。 ω に対する制限はないから式(2.18)を見ると無限大になるように思うが、X線領域では $n < 1$ であるから、チェレンコフ放射は出ず有限になる。マイクロウェーブ領域では $n > 1$ であるからチェレンコフ放射が出ることから注意しなければならない。式(2.18)から波長 λ_1 、 λ_2 の間で放射される光量子数の数が導出される。

$$N = 2\pi\alpha/z^2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (2.19)$$

または、
$$N = 2\pi\alpha/z^2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)\sin^2 \theta \quad (2.20)$$

である。 $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ で微細構造定数 (fine structure constant) である。一例として 500KeV の電子が 1mm の水を通過するとき 4000 ~ 6000 の間で (可視光) 出す光量子数は、 $n = 1.33$ 、 $\beta^2 = 0.75$ から約 10 個である。これをみてもシンチレータの時に比べて光量が少ないことがわかる。

2-4 Total absorption counter

高エネルギーの γ 線または電子が物質中に入射すると、電磁シャワーが発生して、全エネルギーが損失される。Total absorption counter は、この原理を使って高エネルギーの γ 線または電子のエネルギーを測定するものである。物質の深さを放射距離を単位として測って t であらわし、臨界エネルギーを E_c とし、 t の所での電子の数を $n(t)$ とすると、入射電子または γ 線のエネルギー E_0 は

$$E_0 = \varepsilon \int n(t) dt \quad (2.21)$$

であらわされる。式(2.21)の右辺は電子の形で物質を通過した長さの総数に臨界エネルギーを乗じたものである。普通の物質中での電子のチェレンコフ放射の臨界エネルギーは、100KeV 前後の低いエネルギーであり、チェレンコフ放射の光量は電子の通過した長さに比例するから、物質中での電磁シャワーによって出たチェレンコフ放射の総量は入射電子または γ 線のエネルギーに比例することになる。いま 1GeV/c の電子の運動量を、10,000gauss の磁場で曲げて測定しようとするときには、曲率半径は 3cm 程度になり、かなり大きい磁石が必要になる。しかし total absorption counter を使うときには、図 2-3 より 15 放射距離程度の物質ですむことがわかるから、いかにこの測定器が手軽で便利であるかがわかる。また入射電子、 γ 線のエネルギーが大きくなればなるほど厚い物質が適当であることがわかる。普通鉛のたくさん入った鉛ガラス、または重金属の化合物（塩化第一タリウム）やその水溶液（ $Pb(NO_3)_2$ ）などを使う。

鉛ガラスを使った場合の検出器としての構造を図 2-4 に示す。光電子増倍管は 5"φ のものを一個ないしは数個使う。数個使うのはエネルギー分解能をよくするためである。鉛ガラスの周りに反射用のペイントを塗り、上方に光電子増倍管をつける。TMC では吸収層の代わりにこの total absorption counter を用いている。

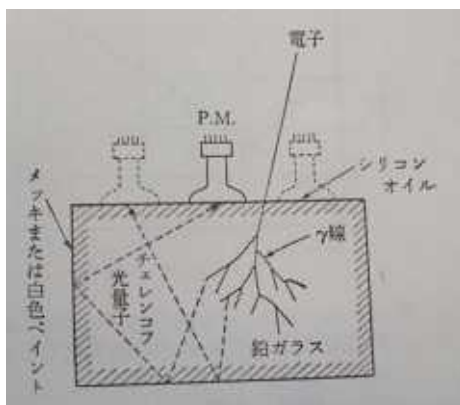


図 2-2 total absorption counter の構造

第3章 実験装置

3-1 実験装置の構造

ここでテストする装置は TMC の吸収層に当たる装置である。鉛ガラス、WLS、光電子増倍管からなる。これを下図のように組み合わせて測定する。

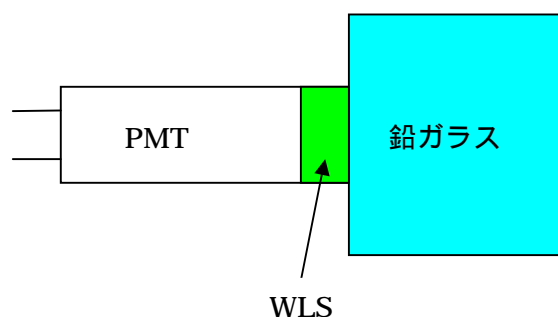


図 3-1 実験装置の構造

3-2 鉛ガラス

鉛ガラスはガラス中に鉛を混ぜたもので、透明かつ屈折率が高い。チェレンコフ光は透明な物質でしか観測できず、屈折率の高い物質中の方が粒子の速度が遅くても光を出すので、鉛ガラスは今回の測定に適している。今回使用する鉛ガラスについての詳細は後述。

3-3 W L S (Wavelength sifter)

今回の実験では鉛ガラスからチェレンコフ光を検出する。しかし、チェレンコフ光はシンチレーション光に比べて光量が少ないのが欠点である。この少ない光を効率よく光電子増倍管で検出するために W L S を使用する。チェレンコフ放射で出てくる光量子数の波長分布は $1/\lambda^2$ に比例する。このことは可視光領域よりも紫外領域にたくさんの光を出すことを意味している。一般に光電子増倍管は紫外領域での感度が良くない。したがって紫外領域の波長の光を受けて光電子増倍管の感度に合う波長の光に変換する蛍光体があれば、光電子増倍管の光電子増倍作用により有効な光量子数が増す。このようにある短い波長領域の光を受けて、それよりも長い波長の光を出す蛍光体のことを W L S という。

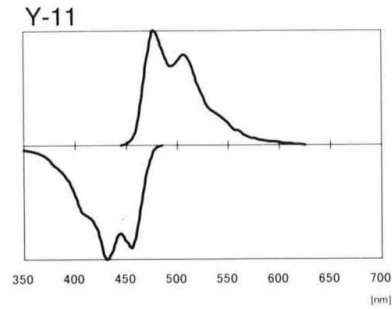
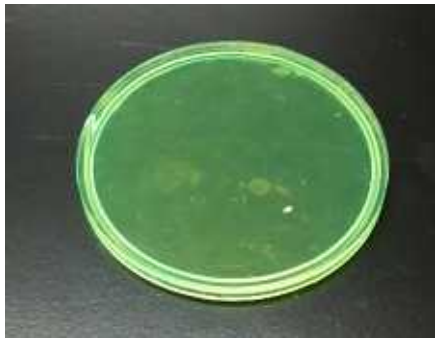


図 3-2 WLS (Kuraray Y-11) 図 3-3 Kuraray Y-11 の吸収スペクトル(図 3-3 の下側)と発光スペクトル(図 3-3 の上側)

3-4 光電子増倍管 (Photomultiplier Tube)

光電子増倍管は、光電面、収束電極、電子増倍部、陽極を真空管の中に収めた高感度の光センサである。光電面に光が当たると、光電面から真空中に光電子が放出され、その光電子は収束電極によって電子増倍部に導かれて、2次電子放出効果によって増倍される。この2次電子放出効果を利用して光電子を100万～1000万倍に増倍することにより、光電子増倍管は光センサの中でも際立った高感度を有し、高速時間対応特性などに優れた特性を備えている。シンチレーション光やチェレンコフ光のような微弱な光では、増倍度を非常に大きくする必要があるので、微弱な光を測定するためには光電子増倍管を用いる。

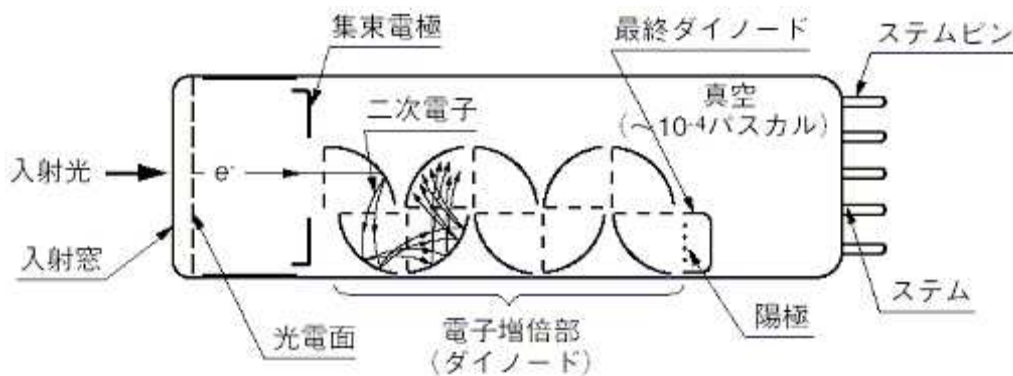


図 3-4 光電子増倍管の構造

第 4 章 宇宙線による測定

4-1 実験方法

宇宙線 (Cosmic ray) とは宇宙を飛び交う高エネルギーの放射線のことで、常時地球にも飛来している。宇宙からやってくる一次宇宙線と一次宇宙線が大気中の原子核と相互作用することによって生じた二次宇宙線がある。一次宇宙線の大部分が陽子で、他に α 粒子 (He の原子核) などが含まれる。二次宇宙線には、パイ粒子、 μ 粒子、電子、 γ 線、ニュートリノ、中性子などが含まれ、多くは大気中で吸収され減少する。地上に降り注ぐ粒子のうち高いエネルギーを持ったまま鉛ガラスを通過するのは μ 粒子とニュートリノで、このうち電荷を持つのは μ 粒子である。したがって、この μ 粒子が鉛ガラス中で放射するチェレンコフ光を測定する。装置の概要を図 4-1 で示す。

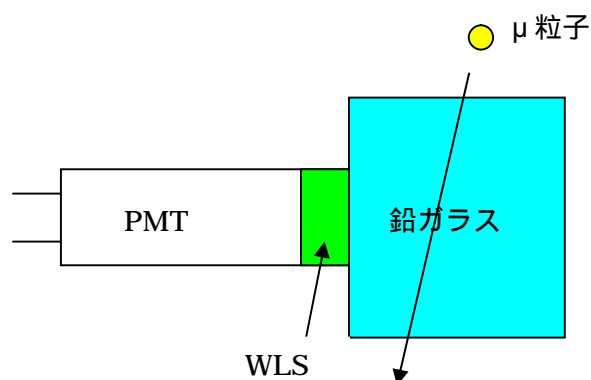


図 4-1 宇宙線測定装置概要図

測定は鉛ガラスからの信号によるセルフトリガーにて行った。使用したモジュールは以下の通りである。

- ・ 光電子増倍管に高電圧を供給する HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY
- ・ 定められた閾値を超える信号を受け矩形波を生成する DISCRIMINATOR
- ・ 矩形波の時間幅を調節する GATE GENERATOR
- ・ ゲートパルス内の信号を電荷量として積分しカウント数に置き換える ADC (Analog to Digital Converter)

配線の様子は図 4-2 の通りである。

鉛ガラスからの信号を二つに分けて片方でゲートを開き、もう片方の信号を積分して ADC を取っている。この場合ゲートを開かせている信号は、モジュールを通っておりもう

片方の信号よりも ADC に入れるタイミングがずれるため図 4-2 のように測定信号の方に遅延線を挟んでタイミングを合わせている。

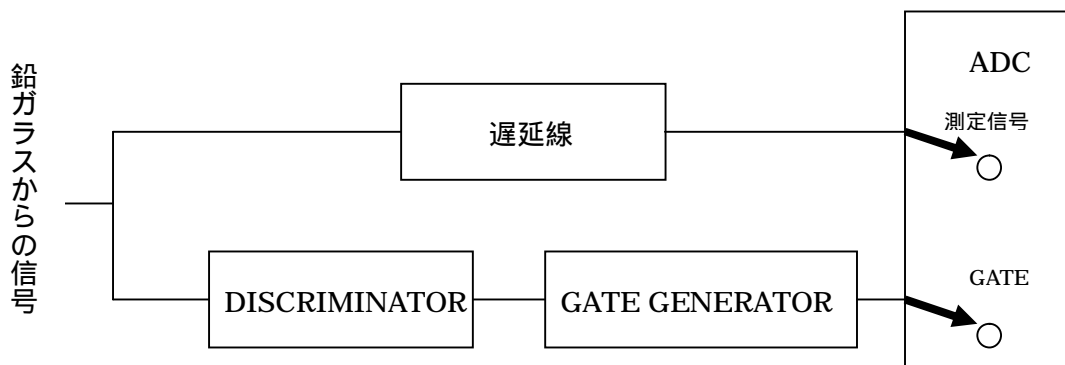


図 4-2 実験装置とモジュールの配線

4-2 実験結果

今回行う実験は鉛ガラスの大きさ、反射材の違いによる光量の変化を測定するものである。鉛ガラスは大きさの違うものを二種類用いた。図 4-3 にあるように二種類の鉛ガラスを配置し、チェレンコフ光の光量を測定する。

使用した鉛ガラスは図4-3にあるように小さい鉛ガラスと大きい鉛ガラスを使用した。使用した鉛ガラスの大きさは、小さい鉛ガラスのほうが直径7.5cm、高さ4cm、大きい鉛ガラスのほうが縦12cm、横13cm、高さ5cmである。ただし大きな鉛ガラスは12×13の面は研磨されていないことを考慮しなければならない。しかし光学用グリスを使用することで凹凸を埋めある程度のチェレンコフ光は観測できるものとする。今回装置に使用した鉛ガラスは鉛含有率約70%、屈折率約1.85、密度約5.6 g/cm³ である。

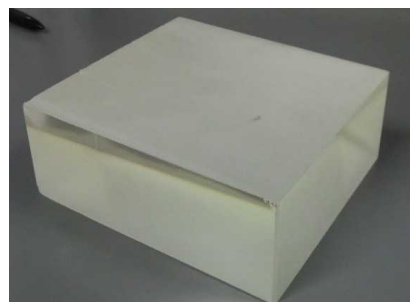


図 4-3 小さい鉛ガラス（左） 大きい鉛ガラス（右）

まず読み出し方法によってどのような変化が見られるかを測定する。方法は図 4-4 にあるように光電子増倍管を鉛直方向に立てて測定するものを縦読み出し、水平方向に置いて測定するものを横読み出しと区別し、測定を行った。

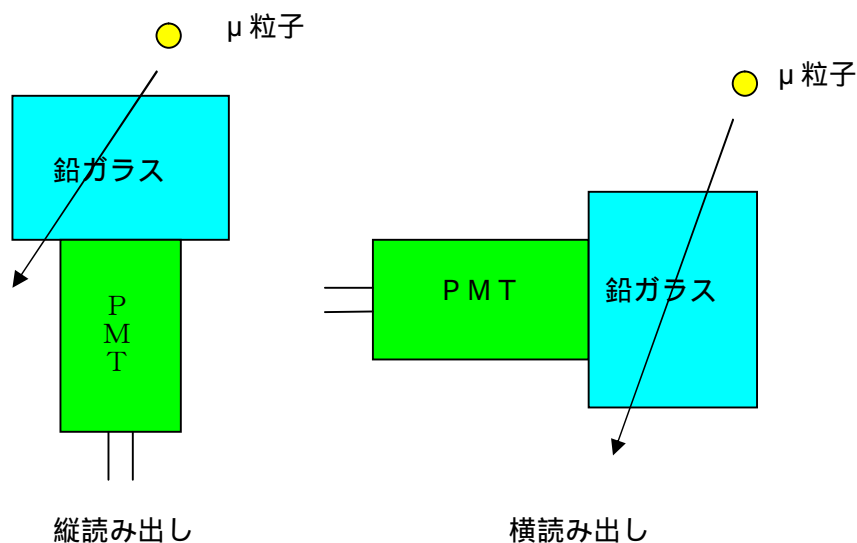


図 4-4 測定用配置の変化

チェレンコフ光を効率よく測定するため、鉛ガラスに光学用グリスを塗り、その上に反射材を巻いて、黒いビニールを被せて遮光した。使用した反射材はアルミ蒸着シート、kimoto 社製の反射材、光学用グリスは応用光研工業株式会社製の 6262A をしようした。アルミ蒸着シートの反射率は不明である。kimoto 社製の反射材の特長・性能については後述する。



図 4-5 左からアルミ蒸着シート、光学用グリス

以上の実験器具を組み合わせた実験装置の構造を図 4-6 で示す。

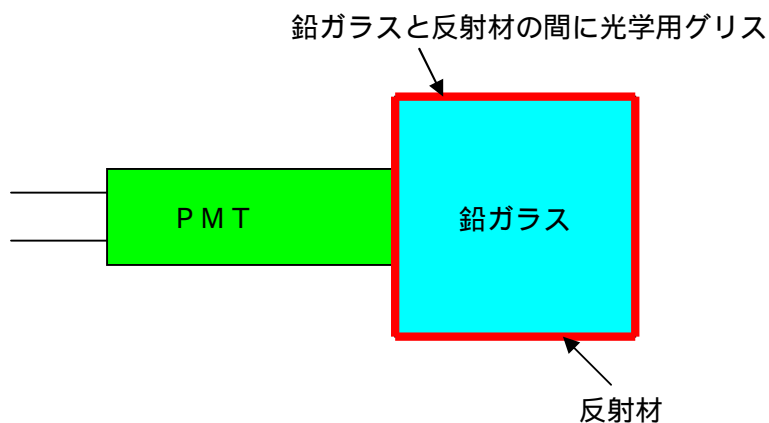


図 4-6 測定装置の構造

まず小さい鉛ガラスと大きい鉛ガラスはどの方法を取れば光量が大きくなるかを測定した。光量の大きさの評価はそれぞれの ADC を取り、mean を比べるというものである。

測定した方法は次の通りである。

- ・ 小さな鉛ガラスを縦読み出しで測定
- ・ 大きな鉛ガラス (5 × 12) を横読み出しで測定
- ・ 大きな鉛ガラス (5 × 12) を縦読み出しで測定
- ・ 大きな鉛ガラス (12 × 13) を横読み出しで測定
- ・ 大きな鉛ガラス (12 × 13) を縦読み出しで測定

この測定での High Voltage は 1470 [V]、Threshold は 20 [mV] で測定した。

ゲート幅は 100 [ns] に設定してある。

これより以下のヒストグラムの縦軸はイベント数、横軸は 0.25pc/ch である。

信号の ADC を取る際には、まず pedestal の ADC を取りその次に信号 ADC を取るという形を取っている。これ以下のヒストグラムでは本来の信号の ADC 分布から pedestal の ADC の mean を引いて本来の信号の mean の大きさを出し、それらを比較している。

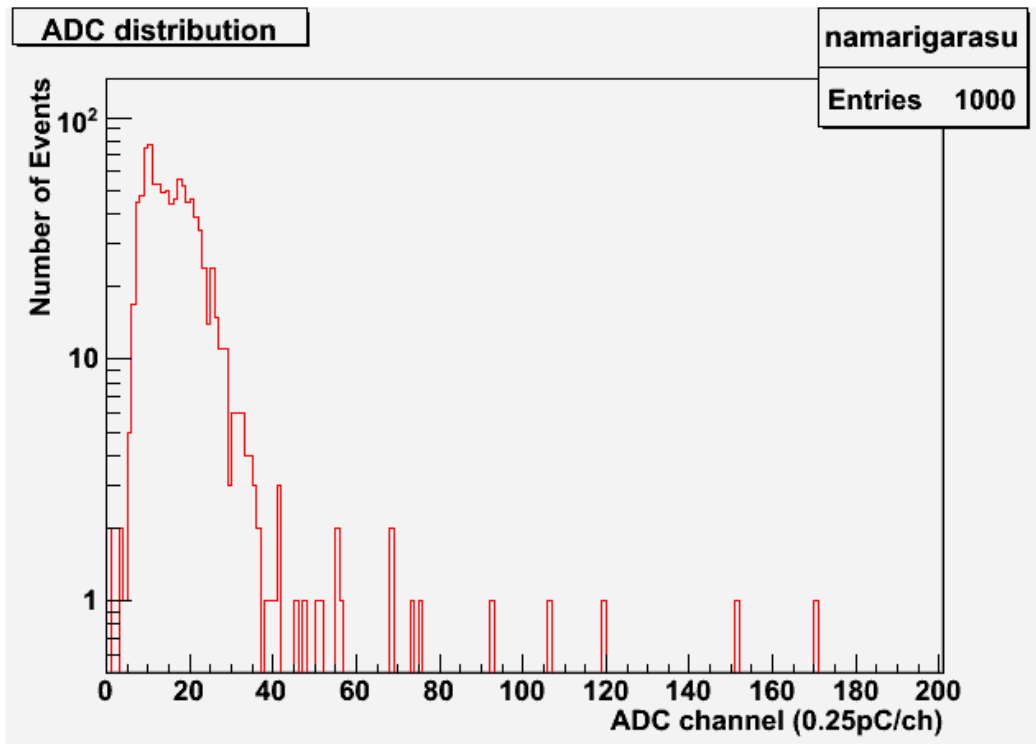


図 4-7 小さい鉛ガラス

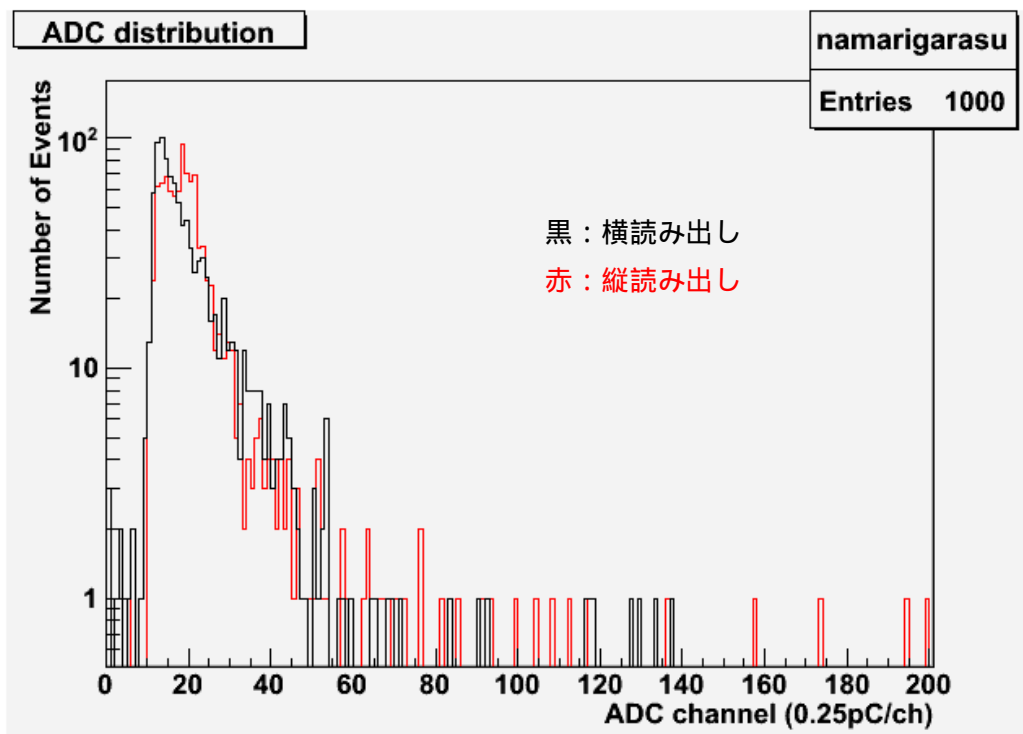


図 4-8 大きい鉛ガラス (5×12)

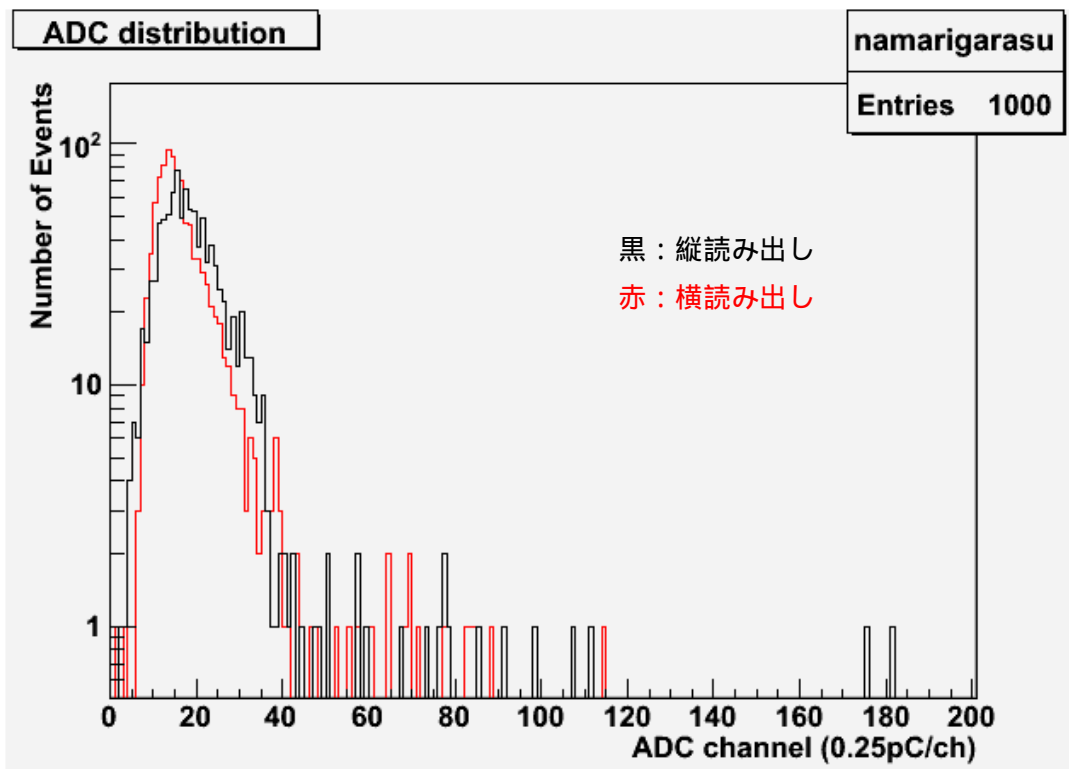


図 4-9 大きい鉛ガラス (12×13)

これらのデータの mean を比較すると、

測定方法	小さい鉛ガラス	大きい鉛ガラス (5×12) 縦読み出し	大きい鉛ガラス (5×12) 横読み出し
mean	17.16 ± 0.36	22.50 ± 0.53	21.14 ± 0.43
測定方法	大きい鉛ガラス (12×13) 縦読み出し	大きい鉛ガラス (12×13) 横読み出し	
mean	20.09 ± 0.39	17.97 ± 0.33	

以上の結果より大きな鉛ガラス (5×12) を縦読み出しすることが一番効率よくチェレンコフ光を観測することがわかった。割合としては小さい鉛ガラスと大きい鉛ガラス (5×12) 縦読み出しを比べると約 31% 増えている。

次に WLS を使用して光量の変化を測定する。これからの測定方法は読み出し方法で最も光量の大きかった大きい鉛ガラス (5×12) の縦読み出しを用いる。

次に読み出し方法として最も光量の大きかった大きい鉛ガラス (5×12) の縦読み出しを用いて、WLS (Wavelength sifter) を追加して測定してみる。

WLS を装着する位置は鉛ガラスと光電子増倍管の間に装着する。

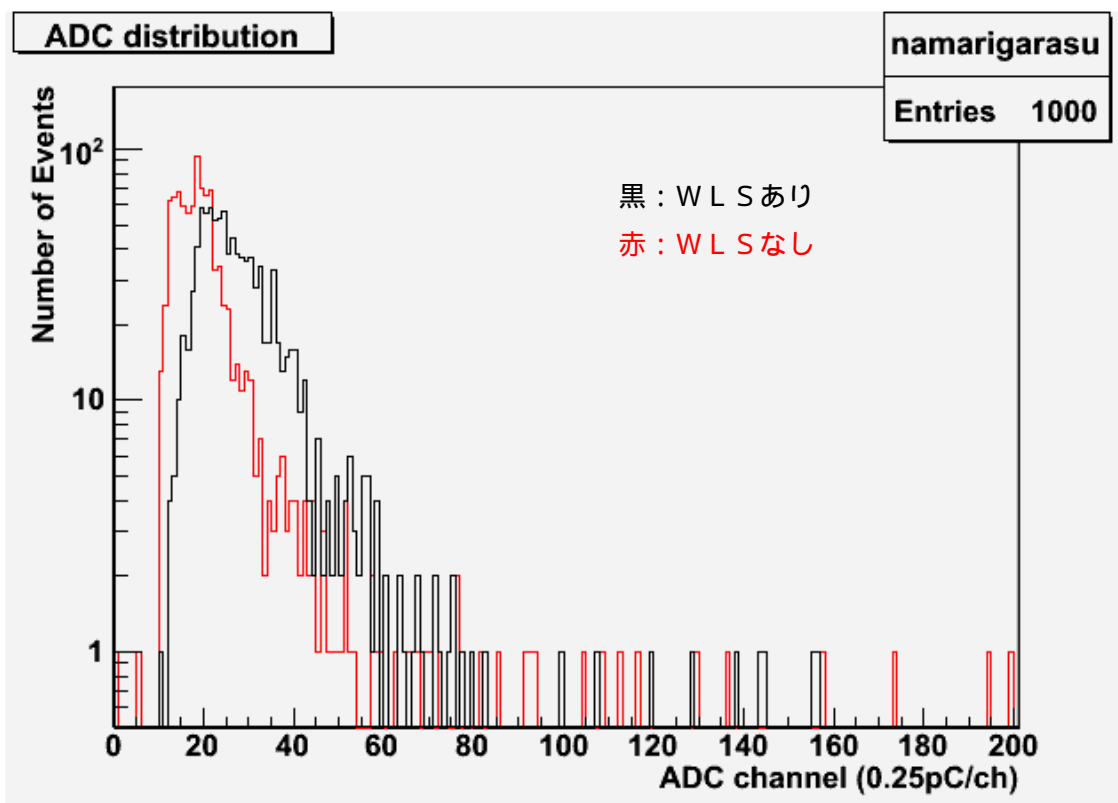


図 4-10 大きい鉛ガラス (5×12) WLS

WLS 有無	WLS なし	WLS あり
mean	22.50 ± 0.53	29.44 ± 0.46

以上よりWLS を装着した方が約 31%光量が多くなった。

次に使用する反射材を変更して光量の変化を測定する。使用する反射材は kimoto 社製のレフホワイト GR25DM である。



図 4-11 kimoto 社製の反射材 GR25DM

特長・性能は以下の通りである。(kimoto 社ホームページより引用)今回測定したチェレンコフ光は波長が約 390[nm]程度なので詳しい性能は載っていないが、おそらく 90%前後の反射率はあるものと考える。

波長	450[nm]	550[nm]	650[nm]
反射率	95.5%	98.4%	99.0%

次にアルミ蒸着シートと kimoto 社製の反射材とを測定・比較したヒストグラムを載せる。

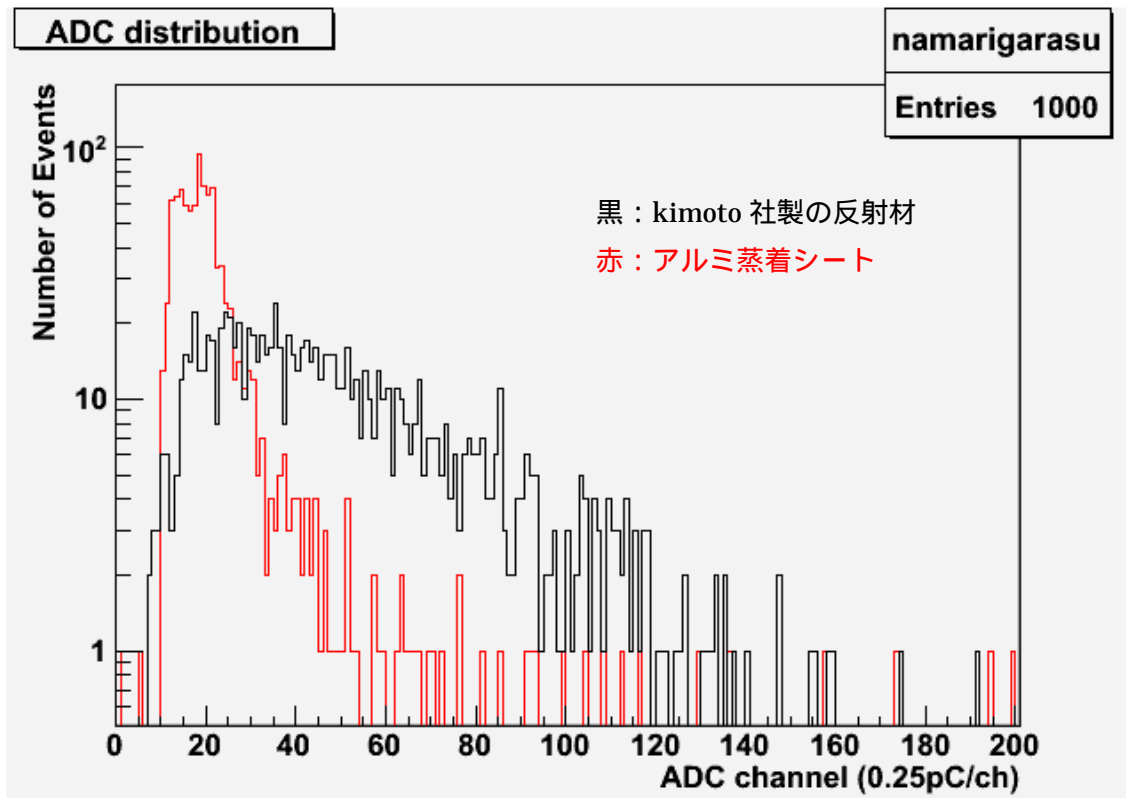


図 4-12 大きい鉛ガラス (5 × 12) kimoto 社製の反射材

反射材	アルミ蒸着シート	kimoto 社製の反射材
mean	22.50 ± 0.53	49.94 ± 0.92

図 4-12 より kimoto 社製の反射材を使用した場合には、アルミ蒸着シートを使用した場合に比べ約 122% 光量が増えることが確認できた。

次に kimoto 社製の反射材を使用し、WLS を使用したときと使用していないときの光量の差を測定した。

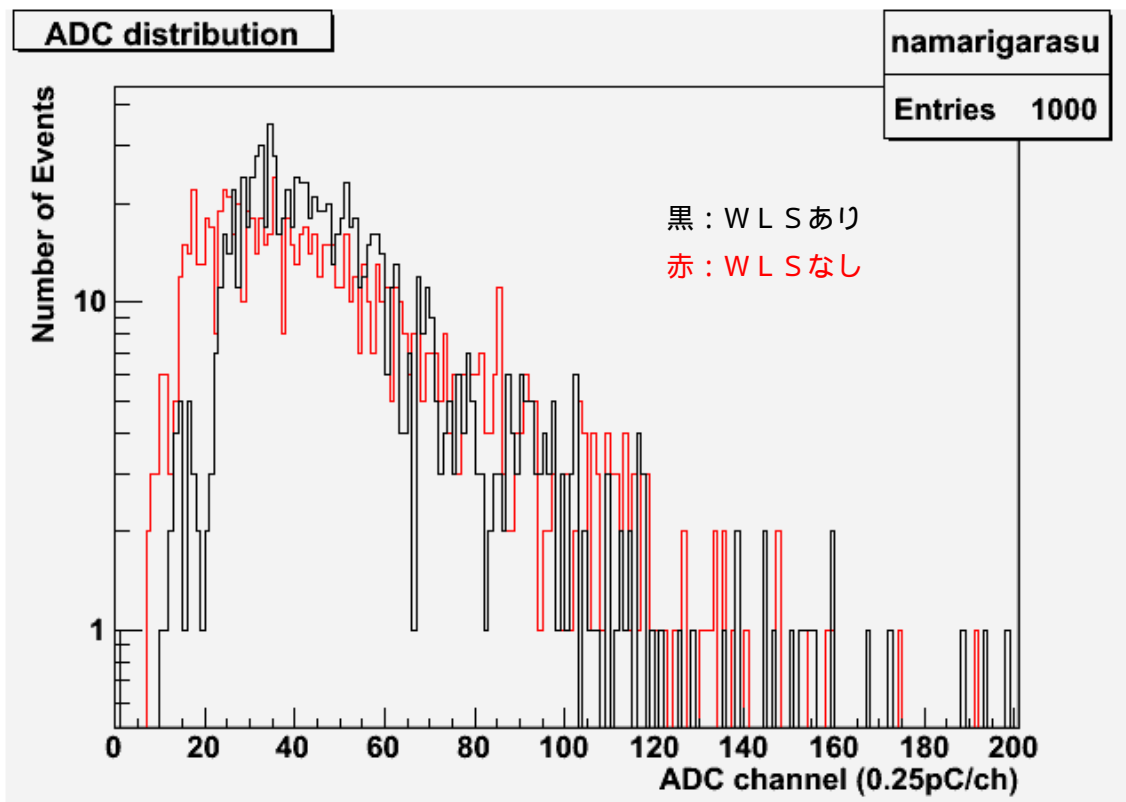


図 4-12 大きい鉛ガラス (5 × 12) kimoto の反射材 WLS

WLS 有無	WLS あり	WLS なし
mean	59.07 ± 0.81	49.94 ± 0.92

以上の結果から大きい鉛ガラス (5 × 12) kimoto 社製の反射材、WLS 使用時に一番光量が多いことが示された。

次に一番光量の大きい大きい鉛ガラス（5×12）、kimoto 社製の反射材、WLS 使用時という条件でWLSにWLS fiberを装着して光電子増倍管を鉛ガラスに直付けせずに外から読み出す方法を試してみる。装置図は以下の通りである。

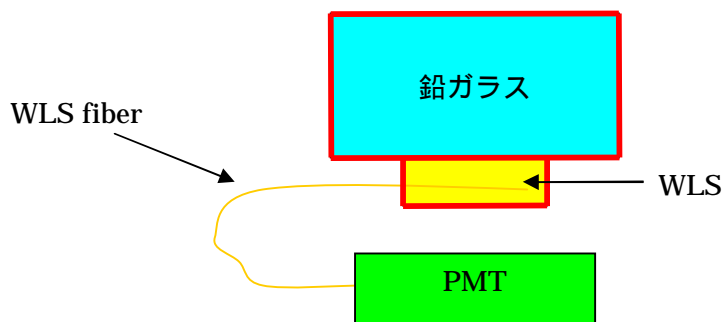


図 4-13 大きい鉛ガラス（5×12）kimoto の反射材 WLS
WLS fiber 読み出し

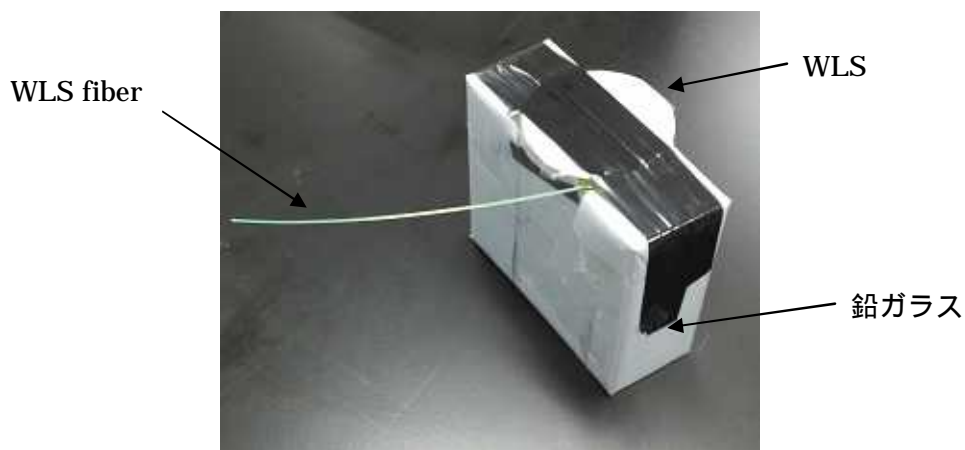


図 4-14 大きい鉛ガラス（5×12）kimoto の反射材 WLS
WLS fiber 読み出し 実際の装置

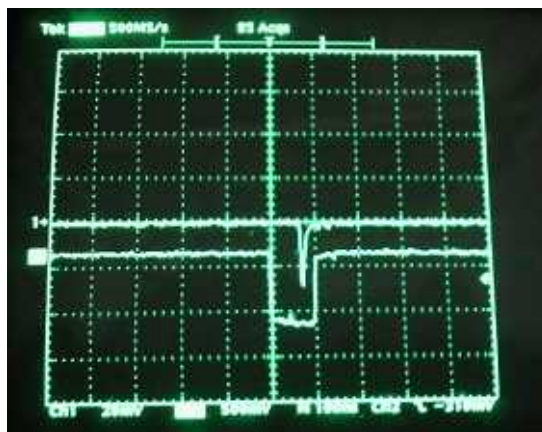


図 4-14 WLS fiber 読み出し時の光電子増倍管からの信号

図 4-15 の信号の大きさは、光電子増倍管からの信号は約 30 [mV]程度と読み取れる。ゲート幅は 100 [ns]に設定してある。

信号の大きさは十分な大きさを出しているので、この信号を用いて ADC を取ってみた。

図 4-15 がこのヒストグラムである。

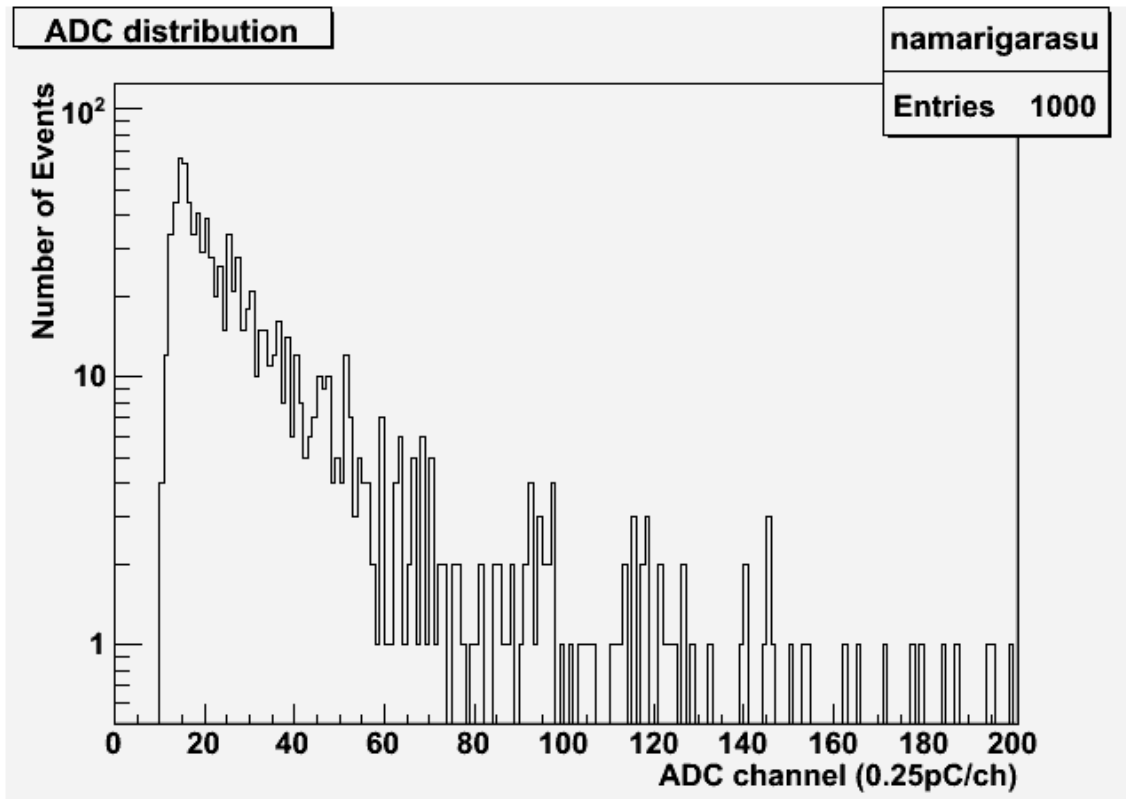


図 4-15 大きい鉛ガラス (5 × 12) kimoto の反射材 WLS + WLS

mean	39.90 ± 0.94
------	--------------

ヒストグラムの mean を光電子増倍管を直付けした場合と比較すると約 33%光量の大きさが減っているが十分な光量を得られていると考えられる。

第5章 まとめ

今回の研究では、鉛ガラスの大きさ及び反射材の違いによるチェレンコフ光の光量の大きさの依存性を測定した。条件を徐々に変化させていくにつれて光量が増えていることが図5-1から読み取れる。

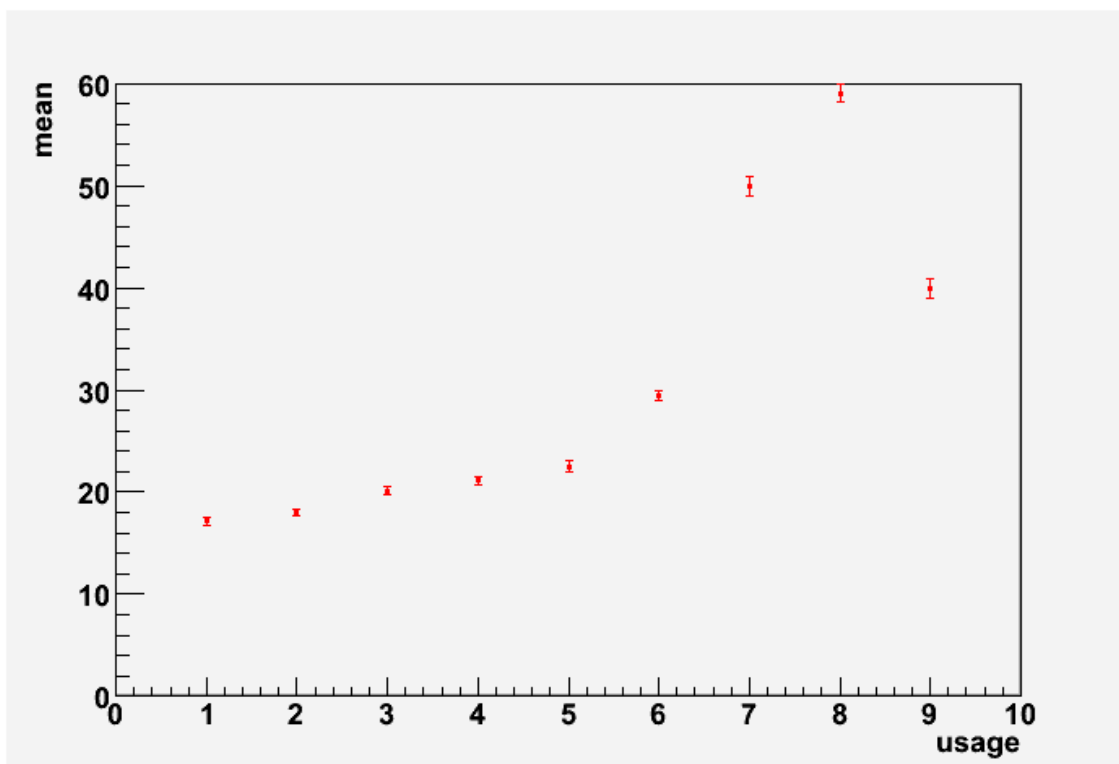


図5-1 測定方法によるチェレンコフ光の光量の変化

グラフの説明

- 1:小さい鉛ガラス
 - 2:大きい鉛ガラス(12×13)横読み出し 反射材(アルミ蒸着シート)
 - 3:大きい鉛ガラス(12×13)縦読み出し 反射材(アルミ蒸着シート)
 - 4:大きい鉛ガラス(5×12)横読み出し 反射材(アルミ蒸着シート)
 - 5:大きい鉛ガラス(5×12)縦読み出し 反射材(アルミ蒸着シート)
 - 6 大きい鉛ガラス(5×12)縦読み出し 反射材(アルミ蒸着シート)+WLS
 - 7:大きい鉛ガラス(5×12)縦読み出し 反射材(kimoto社製のシート)
 - 8:大きい鉛ガラス(5×12)縦読み出し 反射材(kimoto社製のシート)+WLS
 - 9:大きい鉛ガラス(5×12)縦読み出し 反射材(kimoto社製のシート)+WLS+WLS fiber
- グラフの点のバーはエラーバー。

数値を比較してみると、小さい鉛ガラス(アルミ蒸着シート)と大きい鉛ガラス(5×12、kimotoの反射材、WLS)の光量の変化は約3.4倍になっており後者のほうが非常に有用であることがわかる。またWLS fiberを用いた実験では光量が約33%減っていたが十分な光量を得ることができた。

鉛ガラスを光電子増倍管に直付けする際、鉛ガラスは重量が大きいため固定することがうまくできなかった。今回はグリスを接着面に塗り空気の層を無くすとともにグリスで固定していたため不安定になり光量が減っていた可能性がある。しかしWLS fiberで読み出すことにより安定的な光量を得ることができるようになったので測定精度は向上するものと考えられる。

またWLS fiberを使用することで光電子増倍管ではなく光の検出にMPPCを使用することが今後TMCを作製する際に可能になると考えられる。これによりTMC全体のサイズを小型化することが期待される。

今回のチェレンコフ光の測定ではセルフトリガーで信号のゲートを開いていたため鉛直方向からの宇宙線の μ 粒子だけでなく、水平方向からの μ 粒子も合わせて測定していたと考えられる。今後シンチレータを鉛ガラスの上下に設置してシンチレータの信号で宇宙線かどうか見極め、ゲートを開いて測定すれば測定精度は向上すると考えられる。

謝辞

本研究を行う上で、多くの方々に御指導、ご協力いただきましたことを深く御礼申し上げます。

竹下先生、とても興味深い研究テーマを与えてくださったこと、本研究を進めていく上での適切なご指導をいただきましたこと本当にありがとうございました。

長谷川先生、質問に伺った時いつもいやな顔一つせずわかりやすくご指導をいただきましたこと本当にありがとうございました。

小寺さん、ゼミにおいていつもの確なご指摘をいただきましたこと本当にありがとうございました。

院生の皆さん、実験室において実験器具の使い方などわからないことがあるとき丁寧に教えていただきましたこと本当にありがとうございました。

研究室の同士、一緒に研究を行うことができよかったです。ありがとうございました。

参考文献

- 1 . 三浦功、菅浩一、俣野恒夫 共著：物理学選書 7 放射線計測学 裳華房 (1960)
- 2 . 山崎文男著：実験物理学講座 26 放射線 共立出版 (1973)
- 3 . 永江知文、永宮正治 共著：裳華房テキストシリーズ-物理学 原子核物理学 (2000)
- 4 . 渡邊靖志著：新物理学シリーズ 33 素粒子物理学入門 培風館 (2002)
- 5 . 元木雅裕：TMC ~新型カロリメータの性能評価~ 信州大学 卒業論文 (2007)
- 6 . 株式会社きもと
<http://www.kimoto.co.jp/products/index.html>
- 7 . 株式会社浜松ホトニクス
<http://jp.hamamatsu.com/index.html>