相対論的重イオン衝突実験 PHENIX のための
Aerogel Cherenkov Counter
プロトタイプの開発

筑波大学第一学群自然学類 物理学専攻

平成 13 年度卒業論文

980319 金野 正裕
980290 大木 俊和

指導教官：三明康郎 江角晋一

2002 年 2 月 4 日

目 次

第 1 章　序論 **1**

1.1 序 1

1.2 目的 2

第 2 章　基本原理 **3**

2.1 PID 3

2.2 Cherenkov 放射 3

2.3 Cherenkov 検出器 5

2.4 What is Aerogel ? 7

第 3 章　予備実験 -レーザー測定- **8**

3.0.1 屈折率の測定 8

3.0.2 透明度の測定 9

第 4 章　KEK-PS 実験 **13**

4.1 ACC プロトタイプの設計 · 製作 13

4.2 PMT calibration 16

4.2.1 光電子数の推定方法 16

4.2.2 光電子増倍管の較正 18

4.3 SetUp(T496) 21

4.4 実験結果 23

4.4.1 PID 23

4.4.2 実験の精度 25

4.4.3 ACC の出力波形 26

第 5 章　ACC プロトタイプの性能評価 **27**

5.1 検出効率 27

5.2 入射位置依存性 30

5.3 Aerogel の厚さ 32

5.4 角度依存性 32

5.5 反射材 33

5.6 補足 36

5.6.1 aerogel 層の向き 36

5.6.2 光電面の面積 36

第 6 章 まとめ **38**

謝辞
参考文献

第1章　序論

1.1　序

量子色力学 (QCD) は、原子核を非常に高温あるいは高密度におくと核子の殻から解放されたクォークとグルーオンが自由に空間を飛び回るクォーク · グルーオン · プラズマ (QGP) 状態に相転移すると予言する。QGP 状態は物質の未知の存在形態であり、QGP の物理的性質を知ることは人類の知見を大きく広げることになる。この QGP を実験室で生成しようとすれば、高エネルギー重イオン衝突がほとんど唯一の方法である。

QGP の実験的研究は、初期宇宙の解明にも重要な意味を持つ。標準的な宇宙論は、我々の宇宙もビッグバン直後数 μsec くらいには QGP 状態にあり、相転移を経て現在のハドロン相に変遷したという。

米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) では世界初の衝突型高エネルギー重イオン加速器 (RHIC) が建設され、2001 年 8 月には最高エネルギーである $\sqrt{S_{NN}} = 200$GeV の金原子核同士の衝突実験が行われた。これは反応中心部の数百 fm^3 の領域において 2-6 GeV/fm^3 ものエネルギーが達成されると予測されており、QGP 相転移に必要なエネルギー密度を十分に越えていると QCD の数値計算からも裏付けされている。

2000 年のデータ解析から、横運動量分布を中心衝突と周辺衝突で比較すると中心衝突では高横運動量成分が減少するという全く新しい現象が観測され、これは QGP 中の JetQuenching 効果ではないかと考えられている。JetQuenching は、高エネルギーのクォークやグルーオンが QGP 内を通過する際の輻射エネルギー損失により、高エネルギー jet の生成が抑制される現象である。横運動量分布の変化以外にも、高運動量領域における陽子・反陽子比等の粒子生成比の変化となって現れることが予測されている。RHIC-PHENIX 実験は QGP 生成の多種多様なシグナルを同時に測定することを目的としている。このような QGP 固有の現象を捉えるためにも、今後予定されている PHENIX のアップグレードにおいてハドロンの高運動量領域における粒子識別能力を高めることは重要となる。

PHENIX の測定器群では、飛行時間測定器 (TOF)、CO_2 やエタンを放射媒体としたリングイメージング · チェレンコフ検出器 (RICH) が既に稼働している。

RICH と同様にチェレンコフ放射に注目して高運動量領域の粒子識別をしようとすれば、閾値曲線から放射媒体に要求される屈折率は 1.005 ぐらいとなる。それぐらいの屈折率を持ち、なおかつ扱いやすい物質として Silica Aerogel が候補にあげられる。Aerogel チェレンコフ検出器はすでに、様々なところで実用化されている。

TOF 単独の P/K separation は 2.4GeV/c までであるが、Aerogel Cherenkov Counter(ACC) を付加することにより約 5Gev/c まで可能となる。さらに、5GeV/c までの K/P separation も ACC を付加することにより約 9GeV/c まで可能となる。このように、TOF と ACC を組み合わせることにより 10GeV/c までの π/K/P の粒子識別が可能となる.

1.2 目的

本研究の主目的は、PHENIX における ACC 開発の指針となる、閾値型チェレンコフ検出器の基本的デザインを獲得することである。

数 GeV/c 以上の高運動量領域の粒子識別では、荷電粒子の放出するチェレンコフ光を利用できる。閾値曲線から放射媒体に要求される屈折率は 1.005 ぐらいであり、高圧ガスと液体との間のこのような屈折率を埋める物質として、Silica Aerogel がある。KEK B-factory の BELLE 実験で用いられた Aerogel Cherenkov Counter(ACC) の実験結果を基に、チェレンコフ光を最大限集光できる光学系の構築を目指した。具体的には、チェレンコフ光の直接光と散乱光のどちらに注目した光学系が良いのかを決定する。

PHENIX が ACC に要求する条件

1. 十分な光量、10∼20 個の光電子数が得られること。 ビームの入射位置を変えたときも、十分な光量がえられること。
2. PHENIX における粒子多重度と立体角の関係より、カウンターの断面積が 20cm×20cm 以下であること。
3. 数 GeV/c の運動量域の荷電粒子を判別するために、放射媒体の屈折率は 1.005 程度までに低いこと。

を満足しながら、KEK B-factory の BELLE 実験で用いられた Aerogel Cherenkov Counter(ACC) の実験結果をふまえて、チェレンコフ光を最大限集光できる光学系の構築を目指した。具体的には、

1. 光学系の大枠を得るために、発生したチェレンコフ光の直接光、散乱光のどちらに注目した方が良いのかを決定する。
2. 設計段階で考慮すべき因子は何であるのか、それら因子の影響を調べる。具体的には、
   - Aerogel の屈折率
   - Aerogel 層の向き
   - 反射材
   - Aerogel-PMT 間のカップリング

などである。

第2章　基本原理

2.1　PID

PID とは Particle IDentification の略で日本語で” 粒子の同定” と訳される。粒子の飛跡や運動量を測定して核反応の運動学的解析を行う場合、求められた粒子の運動量や飛跡に対してそれぞれの粒子の種別すなわち電荷および質量を調べることが必要である。高エネルギー物理における複雑な多重粒子発生反応などの解析では、粒子識別が特に重要な役割を果たす。実験上の手法として種々の粒子識別法が存在する。PHENIX における主要な粒子識別装置 TOF,RICH について簡単に説明する。

TOF は、$\mathrm{p/k}/\pi$ などのハドロンを識別する装置である。粒子の運動量が同じ場合、質量の違いにより速度が異なるので、飛行時間を計測すれば粒子の選別が可能となる。次の関係から粒子の質量が決められる。

$$mc^2 = pc\sqrt{(\frac{1}{\beta})^2 - 1} \tag{2.1}$$

電子 · 陽電子の識別装置として、CO_2 やエタンをラディエーターとする RICH がある。この RICH は本質的に閾値型であり、リングイメージングの光学を用いてはいるが、チェレンコフリングの直径の測定で PID をするわけではない。数十 MeV 以上の電子が RICH のガス内で光るのに対して、ほとんどのハドロンは光らないことを利用して、電子識別を行う。

2.2　Cherenkov 放射

物質中を通過する荷電粒子の速度 v が、その物質中での光の位相速度 c/n より大きいとき、粒子の飛跡に沿って弱い光が発生する (目安は、シンチレー ション光の約 1 パーセント)。

$$\beta \geq \beta_{th} = \frac{1}{n} \quad \text{：チェレンコフ条件} \tag{2.2}$$

これをチェレンコフ効果という。Fig.2.1 に示すように

時間 t の間に荷電粒子が点 A から点 B に進むとき、A から出たチェレンコフ光は A を中心とする半径 $(c/n)\ t$ の球面上に到達する。ここで t は任意であるから、すべて

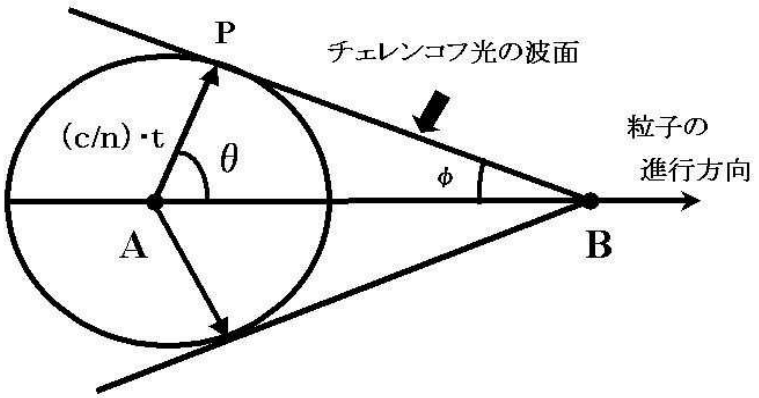

Fig. 2.1: Cherenkov cone

のチェレンコフ光はBを頂点とする半頂角θ_cの円錐面上に到達し、波面を形成することになる。流体力学のマッハ波と類似の現象と言える。

$$\theta_c = \cos^{-1}(\frac{1}{n\beta}) \tag{2.3}$$

$$\sim \sqrt{2\big(1-\frac{1}{n\beta}\big)} \qquad for\ small\ \theta_c \tag{2.4}$$

物質中に荷電粒子が入射すると荷電粒子のつくる電場によって物質が分極し、元に戻る際に放出する双極子放射と解釈できる(原理的には、磁気モーメントをもった中性粒子(例、中性子)でも放射は起こる。だが、それは無視できるほど小さい)。特に、$v > c/n$ のとき、粒子の飛跡の各点から出た光の位相が重なって円錐形の波頭ができる。

粒子の飛跡単位長さ当り、発生光子の単位エネルギー幅当りの発生光子数は、

$$\frac{d^2N}{dxdE} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} sin^2\theta_c = \frac{\alpha z^2}{r_e m_e c^2}\big(1-\frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\big) \tag{2.5}$$

$$\approx 370 sin^2\theta_c(E)\ \ eV^{-1}cm^{-1} \qquad (z=1) \tag{2.6}$$

もしくは、

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}\big(1-\frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\big) \tag{2.7}$$

実用的には、(2.5)に光の伝播途中の物質による減衰効果、光電子増倍管の量子効果を考慮した収光率を掛け $\beta\, n(E) > 1$ の範囲で積分する。入射荷電粒子のエネルギーならびに放射媒体の屈折率が大きいほど、光の放射量と放射角度は大きくなる。放射光のスペクトルは短波長領域に集中している。

チェレンコフ媒質選定の基準は光の良好な透過性と理想的にはシンチレーション成分を持たないことである。

2.3 Cherenkov 検出器

チェレンコフ検出器はチェレンコフ放射の一つかまたはそれ以上の性質を利用する。

- 放射のための閾値 β_{th} の存在。チェレンコフ条件 式 (2.2) によって決まるエネルギーの粒子を検出できるので、粒子識別のひとつの手段になる
- チェレンコフ · コーンの角度 θ_c の粒子速度依存性。ビーム軸に対してある角度、つまり、チェレンコフ角度で飛んでくる光子を検出すれば、通過粒子の速度についても知ることができる
- 発生光子数の粒子速度依存性。

原理的な依存性より、屈折率 n は、これらの量の調整を可能にする。どのような屈折率、その他の光学的性質をもった物質を放射媒体として使うかは個別の実験の目的による。本実験で用いる Silica Aerogel の屈折率は、1.007/1.015/1.020 であり、その光学的性質を調べることは本研究テーマの一部である。

発生した光子は光電子増倍管などの光検出器で光電子に変換された後、電気信号として読み出される。このタイプの検出器は高エネルギー物理において広く使用されている。

上記の性質の何に重点を置くかによって、チェレンコフ検出器を分類できる。

- 閾値型： 検出器が光る / 光らないが閾値 $\beta_{th} = 1/\mathrm{n}$ よりも、粒子速度が上か / 下かの情報を与える。ゆえに屈折率の異なった媒質を複数用意していれば、その光る / 光らないの論理演算で粒子識別ができる。Fig.2.2 は、その様子を表している。
- 微分型： 特定の光学系を用いて、ある速度 β_{th} に対応する角度の光だけを検出する。
- RICH ： チェレンコフ光を一つの面上に投影してリング状に結像させ、その直径から粒子の種類を知る。

PHENIX 検出器群において、TOF 単独の P/K separation は 2.4GeV/c までであるが、Aerogel Cherenkov Counter(ACC) を付加することにより約 5Gev/c までそれが可能となる。さらに、5GeV/c までの K/P separation も ACC を付加することにより約 9GeV/c まで可能となる。このように、TOF と ACC を組み合わせることにより 10GeV/c までの π/K/P の粒子識別が可能となる. (Fig.2.3 参照)

ACC が識別すべき運動量領域は、π/K separation について、2.4-5GeV/c で、K/P separation については、5-9GeV/c である。Fig.2.2 は、粒子ごとのチェレンコフ放射の閾値曲線 (上から、 p,k,π) である。式 (2.2) の右側の等値関係を運動量 P を変数にして書き直せば、

$$n = \sqrt{1 + (\frac{m}{p})^2} \tag{2.8}$$

Fig.2.2 を参照すれば、どちらの場合も aerogel に要求される屈折率は 1.005 程度となる。

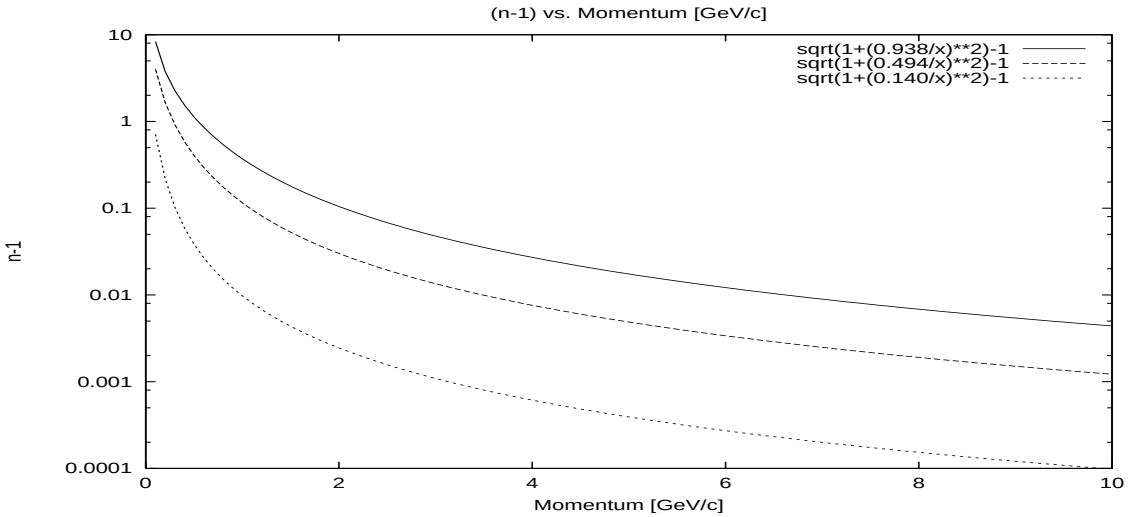

Fig. 2.2: 屈折率と運動量閾値の関係

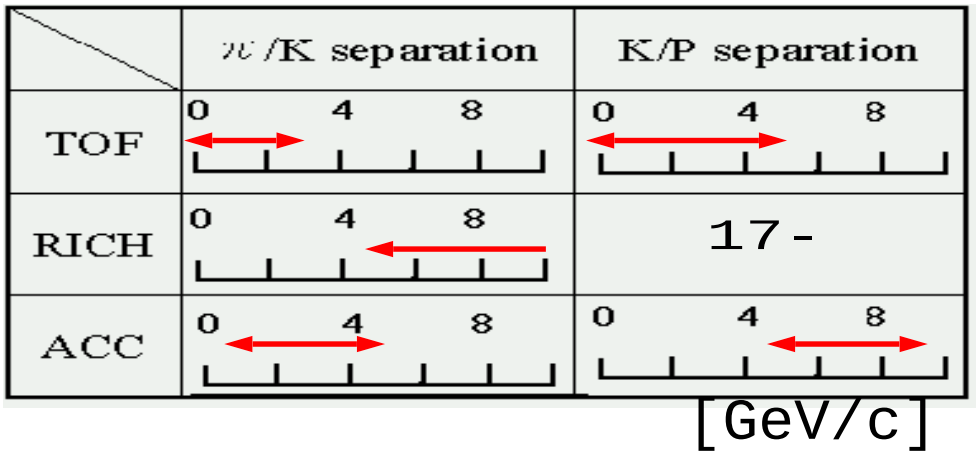

Fig. 2.3: PID Extention

2.4 What is Aerogel ?

silica aerogel は、固体でありながら屈折率の非常に低いユニークな物質である。高圧のガスと液体の間の屈折率の隙間を埋める屈折率を持つ。商用的には、$n = 1.006 \sim 1.07$ が実現されている。光の吸収はほとんど起こさないが、Rayleigh 散乱による散乱効果が著しいという光学的な性質をもつ。

SiO_2 のコロイド体で、その体積の約 95 パーセントは空気によって占有されている多孔性の物質である。SiO_2 のクラスターの大きさは 1-100nm であり、ナノメーター・スケールの構造を持つ。その多孔性故に熱伝導率は 0.005-0,010 $W\ m^{-1}\ k^{-1}$ と非常に低くなっている。密度は、一般的に 0.1-0.3g/cm^3 である。測定では、約 40mg/cm^3 であった。

過去において使われていた aerogel は水分を吸収してしまったせいで、数年の長期にみてその透明性が悪化していった。その後、aerogel の製造法の改良が進み、疎水性の安定なものが生まれるようになった。Hrubesh は屈折率の非常に低い aerogel がつくれる two-step method を開発した。KEK Belle グループは two-step method によるはじめての疎水性の aerogel を、aerogel 表面の状態を水酸基からトリメチル基に変えることで得た。

今回実験に使用した aerogel は、松下電工の製品 ssp-30D,sp-15,sp-20 である。

第3章　予備実験 -レーザー測定-

3.0.1　屈折率の測定

Aerogel の屈折率 n を最小偏角法を用いて測定した。

原理はスネルの法則である。光は屈折率の異なる二つの媒質 A、B の境界を通過する際、次式

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{n_B}{n_A} \qquad (\alpha : \text{入射角}、\beta : \text{屈折角}) \tag{3.1}$$

にしたがって屈折する。

測定では aerogel のコーナーにレーザー (670nm) を入射させた。レーザーは最初の向きからある角度 δ だけ、方向を変えて外に出てくる。その角度 δ は入射角 α 、頂角 ϕ、Aerogel の屈折率 n, および、周りの空気の屈折率 (約 1.0003) に依存している。

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{n}{n_{air}}, \quad \alpha' = \phi - \beta \tag{3.2}$$

$$\frac{\sin(\alpha')}{\sin(\beta')} = \frac{n_{air}}{n}, \quad \delta = \alpha - \phi + \beta' \tag{3.3}$$

特殊な場合として、頂角の二等分線について光路が対称になるとき、偏角が最小になる。

$$n = \frac{\sin((\delta+\phi)/2)}{\sin(\phi/2)} \qquad \phi : \text{コーナーの角度}、\delta : \text{最小偏角} \ (= d/L) \tag{3.4}$$

測定では、この最小偏角を計測し、この式 (3.4) を利用して Aerogel の屈折率 n を各サンプルごとに推定した。公称値と測定値が誤差の範囲で一致していることを確かめた。

サンプルの番号	公称値	測定値
1	1.007	1.007±0.002
2	1.015	1.018±0.002
3	1.015	1.017±0.003
4	1.020	1.020±0.001
5	1.020	1.020±0.001

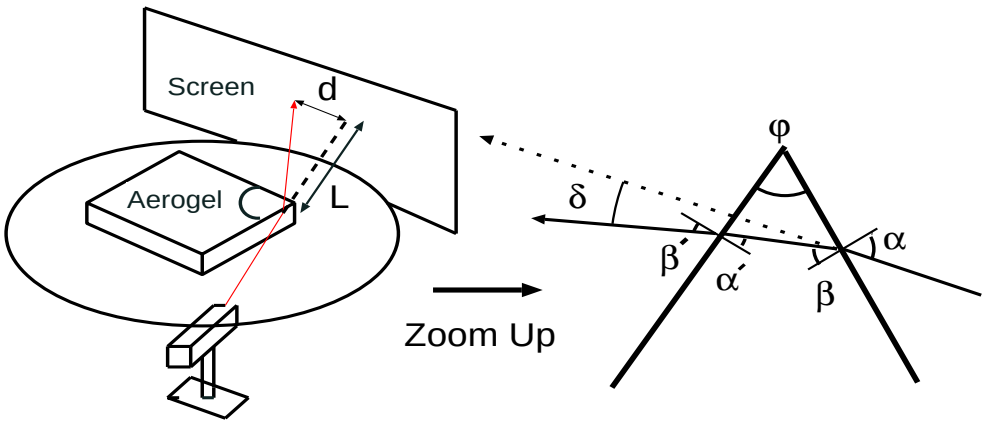

Fig. 3.1: 最小偏角法

3.0.2 透明度の測定

実験の SetUp を以下に示す。

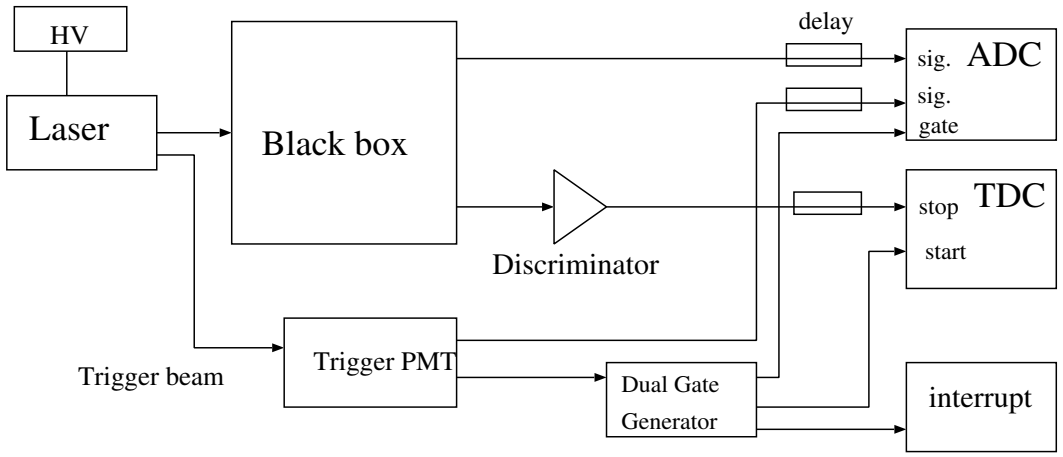

Fig. 3.2: 測定回路 (レーザー測定)

レーザー光源

- Picosecond Light Pulser(Hamamatsu photonics) :レーザーダイオードを用いたパルス光源。レーザーダイオードは電流だけでレーザー光を敏速に ON、OFF でき、バンドギャップ (1 - 2 V) 程度の電圧と数 10 mA 程度の電流で、数ないし数 10 mW 程度のレーザー出力が得られる。その効率は他のレーザーに比べて極めて高い。測定では 415 nm の波長を用いた。

- Picosecond Nd:YAG Laser(B.M.industries) :動作物質として $Y_3Al_5O_{12}$(Yttrium Aluminum Garnet の頭文字をとって YAG とよぶ) 結晶を用いる代表的な個体

レーザーの一つ。YAG は機械的に丈夫であり、光学的に均一な結晶が得られ、しかも蛍光線のスペクトル幅がかなり狭いなど、レーザー媒質の母体として大変に優れた性質を持っている。YAG レーザーの基本波は 1064nm であり、測定ではその高調波である５３２ nm と３５５ nm を用いた。

光電子増倍管

光電子増倍管 (PMT) は光パルスを電気信号に変換する装置である。動作原理は、光電面での光電効果によって発生した光電子を管内の真空高電圧中で加速し、ダイノードでの 2 次電子放出効果を利用して $10^6 \sim 10^7$ 倍の収集電荷を出力信号として得る。本実験では、ファインメッシュ型光電子増倍管 H6614 (Hamamatsu photonics) を用いた。主な仕様を以下に示す。

Tube diameter	2inch(51mm)
Standard applied voltage	2000V
Maximum applied voltage	2300V
Spectral response range	300nm∼650nm
Rise time	2.5ns
Transit time spread	0.44ns
Gain	1.0×10^7
Quantum Efficiency	$\sim 30\%$

透明度を測定するために Aerogel タイルを PMT の前に積み重ねていった。配置を以下に示す。

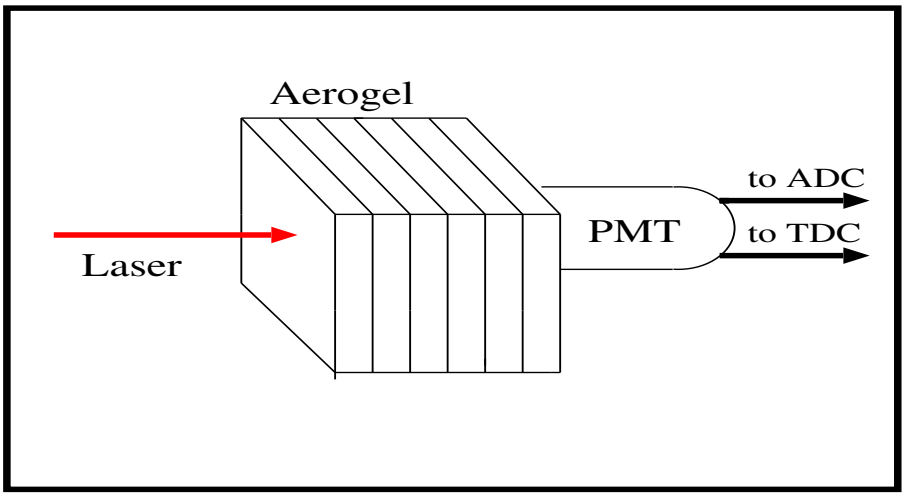

Fig. 3.3: blackbox

今回使用した YAG レーザーの発振強度は最大で数倍の揺らぎを持っていた。トリガー用 PMT の ADC と、散乱光計測用 PMT の ADC の相関を示す。はっきりとした

正の相関が見て取れる。このトリガー用 PMT の ADC にカットをかけることで、入射レーザーの強度の揺らぎを 15 パーセント程度以内に押さえた。

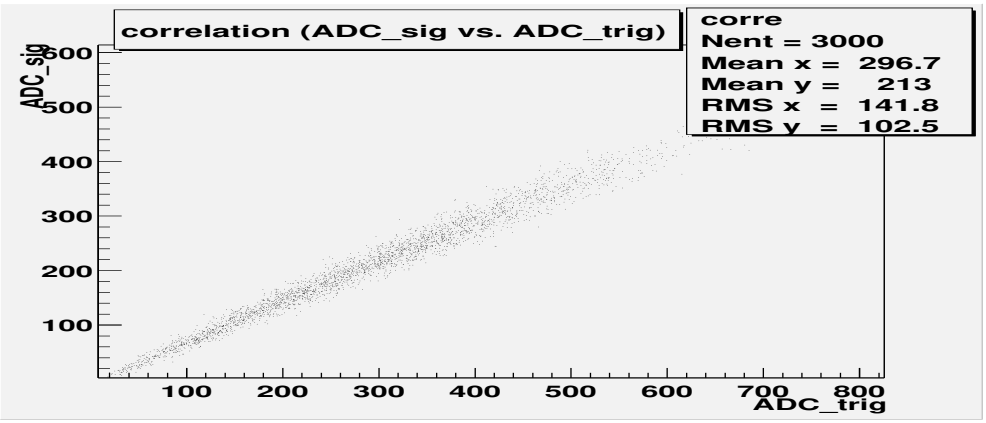

Fig. 3.4: トリガー用 PMT と計測用 PMT の ADC 相関

Fig.3.5 と Fig.3.6 は透過光量を波長と屈折率のそれぞれのパラメータから見たものである。透過光強度の減衰は指数関数的であるとわかる。

$$T = T_0 exp(\frac{-d}{\lambda}) \qquad \lambda; \text{透過長 } [cm] \text{、} d; \text{厚さ } [cm] \tag{3.5}$$

この測定結果より各波長と屈折率ごとに透過長 (cm) を求めたものが以下の表である、

波長 [nm]	屈折率		
	1.007	1.018	1.020
355	0.6	1.0	1.3
415	-	2.0	4.4
532	6.4	5.6	8.3

これらの透過長は Hunt の式 (3.6) でうまく fit することができる。

$$T = Aexp(-C\frac{d}{\lambda^4}) \tag{3.6}$$

つまり、Aerogel は光の吸収がほとんどなく Rayleigh 散乱が著しい物質であるといえる。短波長における透過長が 1 cm 前後と短いということはこれらの性質から Rayleigh 散乱によるものと言える。屈折率、波長ともに値の大きい方が透過長も大きくなっているのがわかる。

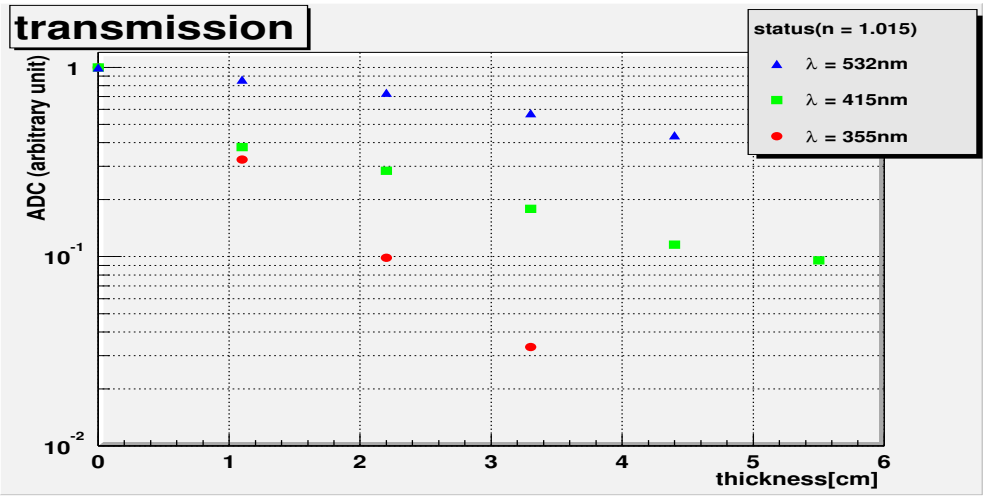

Fig. 3.5: 透過光量の波長依存性

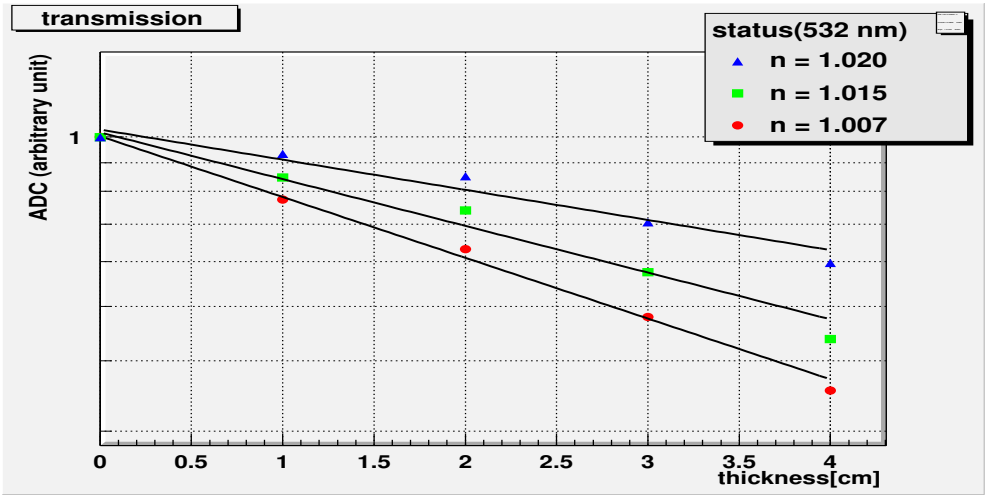

Fig. 3.6: 透過光量の屈折率依存性

第4章　KEK-PS実験

4.1　ACCプロトタイプの設計·製作

Aerogel Cherenkov Counte プロトタイプの設計を、原理面から考えていく。チェレンコフ検出器に必要なものは、チェレンコフ光を発生する放射媒体とその光を検出するための光検出器である。この開発においては、媒体として silica aerogel を光検出器として光電子増倍管を選んでいる。媒体が aerogel であることは、PHENIX 実験における粒子識別のための低屈折性の要請による。光電子増倍管の利用は、微弱な光の検出において一般的だからである。次に、具体的に考慮した因子を列挙する。

- Cherenkov 放射
- aerogel 内での光の散乱現象
- Aerogel と PMT の配置等の幾何学的な要素
- チェレンコフ検出器の構成部品 (光電子増倍管、反射材、反射鏡)

これらの因子を組み合わせることで、PHENIX 実験が ACC に要求する幾つかの条件をクリアするプロトタイプを設計する。

まず我々はカウンター設計の方針として、Aerogel 内で散乱されたチェレンコフ光をより多く検出するということを選んだ。チェレンコフ光はそもそも $1/\lambda^2$ に比例するという性質を持ち短波長域により多く放出される。また、aerogel 内では Rayleigh 散乱が大きく働き、放出された短波長の光子が長い距離 (オーダーとして１０ cm) を散乱されずに直進する確率は極めて低い。このことは、先の予備実験の結果からも実証されている。従って、散乱光を aerogel に吸収される前の早い段階で捕獲するという方針に到達した。ただ、プロトタイプ開発の段階では別の観点からの戦略も存在する。異なった特徴をもつ複数のカウンターを試作し、実際にビームテストを行い、それらカウンターの比較を通して ACC 開発にとって有益な情報を得るという戦略である。そのために、散乱光に着目するタイプ (以後、タイプ A と呼ぶ) とは別に、列挙した因子の一つである Cherenkov 放射の指向性に狙いを定めた直接光捕獲型のカウンター (タイプ B) も設計することにした。

次に、カウンターの形状を考えた。各プロトタイプの形状には、その構造がシンプルであり、かつ、そのタイプの特徴がよく反映されていることが要求される。そこで、タイプ A は $12\text{x}12\text{x}12\text{cm}^3$ の直方体で、側面に対向する形で二本の光電子増倍管

を取り付けるようにした。タイプ B はさらに二つのタイプに分れる。一つはビーム軸上に光電子増倍管を配置するもの (B 1 とする) で、荷電粒子ビームが PMT を直に貫通することになる。もう一つは、反射鏡を利用するもの (B 2) で、直接光の進路を曲げ光が PMT の光電面に収束するようにする。タイプ B には PMT を一本使うことにした。タイプ A で PMT を二本使用する理由は、カウンター形状の対称性を減らさないためである。タイプ B の B 1 は、直接光型として初めに考えつくものだが、PMT のガラス面を荷電粒子が通過する際に放出されるシンチレーション光と aerogel のチェレンコフ光が同時に観測されることになる。その影響は未知なので、荷電粒子が光電面を貫通せず、かつ、直接光を捕獲するタイプも用意しておく必要がある。それが、B 2 である。B 2 には、反射鏡という新しい要素がある。これには、平面鏡と放物面鏡を用意した。

次にカウンターのサイズを検討した。RHIC 加速器における重イオン衝突の粒子多重度と、個々のカウンターの占める立体角の検討より、各々のカウンターの断面積は２０ × ２０ｃｍ以下であることが要求される。さらに、aerogel の透過長が１０ cm 程度以下である (予備実験の結果) ことから、

カウンターのサイズとして、12x12x12cm^3 を選んだ。

Fig.4.1 にカウンターの概略を示す。

話を ACC の構成要素に移す。構成要素として、カウンター · ボックス、aerogel、光電子増倍管 (PMT)、反射材、反射鏡がある。

カウンター · ボックスは、上記に述べた形状をしており、材質として 2mm 厚のアルミニウムを使用した。

Aerogel は、三つの屈折率 1.007 / 1.015 / 1.020 を用意した。形状には、表面の粗さのため 1∼2mm の不均等がある。

サンプルの番号	屈折率	Size (縦、横、厚さ)
サンプル *1*	1.007±0.002	11.8　11.8　1.5
サンプル *2*	1.018±0.002	10.9　10.9　0.9
サンプル *3*	1.020±0.001	11.8　11.8　1.2

Aerogel Cherenkov Counter を製作するにあたり光電子増倍管に要求されることは

- 高い量子効率
- 単一光子弁別能力が高い
- 電流増倍率が高い
- 時間応答性が高い
- 磁場の影響を受けにくい

などがあげられる。これらの要求を踏まえて光電面の大きさの違う PMT、R6231 と R6233 (浜松フォトニクス) の 2 本を用意した。またこれらに磁場の影響を防ぐもの

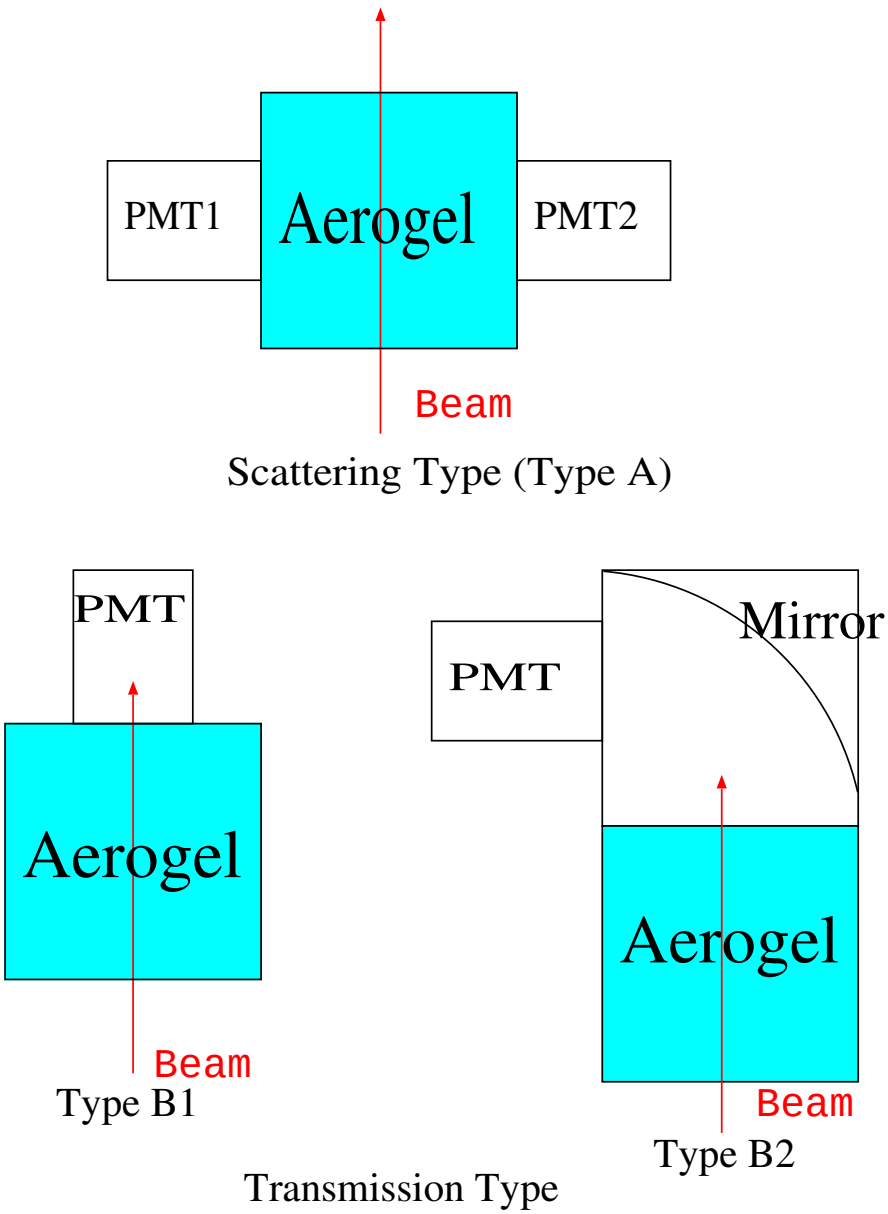

Fig. 4.1: Counter Box

として磁気シールドを取りつけた。以下に、使用した光電子増倍管のスペックをのせる。

	R6231	R6233
Tube diameter	2inch(51mm)	3inch(76mm)
Standard applied voltage	1000V	1000V
Maximum applied voltage	1500V	1500V
Spectral response range	300nm∼650nm	300nm∼650nm
Rise time	5.0ns	6.0ns
Transit time spread	11.7ns	12.2ns
Gain	2.7×10^5	2.7×10^5
Quantum Efficiency	$\sim 30\%$	$\sim 30\%$

カウンターボックスの内壁には、より高い集光性を確保するために乱反射材を張り付けた。本実験では以下の 3 種類の反射材を用意した。

- Tyvek
- Millipore
- Goretex

4.2 PMT calibration

4.2.1 光電子数の推定方法

光電子増倍管の統計的な考え方

ここでは光電子増倍管の光電陰極における電子の生成という無作為な現象について考えていく。入射光子は n 個の電子を出力として生じる。この出力電子の数の測定を N 回繰り返すとする。ここで N は大きな数とする。これら N 回の同じような測定によって、数 $n_i (i = 1, 2, \ldots, N)$ を得る。出力電子の平均の数は次式で与えられる。

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} n_i \tag{4.1}$$

ここで、平均値が $\bar{n}$ であるならば、ある測定で特定の値を得る確率 P(n) はポアソン分布で次のように与えられる。

$$P(n) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}} \tag{4.2}$$

このポアソン分布に関して、標準偏差と分散は、

$$\sigma^2 = \bar{n} \qquad \sigma = \sqrt{\bar{n}} \tag{4.3}$$

で与えられる。これまでは n が小さな値の場合のポアソン分布を議論してきたが多くの場合、$\bar{n}$ は非常に大きな値となりうる。このとき $\bar{n}$ を連続的な変数と考え、式 (4.2) は次式で近似できる。

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} e^{-(\bar{n}-n)^2/2n} \tag{4.4}$$

これは数値を求めるのに簡単である。さらに P(n) の変化は指数の $(\bar{n}-n)^2$ の項でほとんど決められる。特に分布の中心付近では $(\bar{n}-n)^2$ の項を除いて n を $\bar{n}$ で置き換えることができ、結果として

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{n}}} e^{-(\bar{n}-n)^2/2\bar{n}} \tag{4.5}$$

となる。この式は $\bar{n}$ を中心として対象であり、正規分布またはガウス分布と呼ばれている。標準偏差と分散はやはり式 (4.3) で求められる。

ガウス Fitting による計算方法

光電陰極での出力電子の数と ADC に入力して得られるデータの値とは比例関係にある。その係数を α としたとき、ADC から得られたデータの分布をガウスフィットさせたときの平均値 M_{ADC} と標準偏差 σ_{ADC} と光電子数 n との関係は、

$$M_{ADC} = \alpha n \qquad \sigma_{ADC} = \alpha\sqrt{n} \tag{4.6}$$

よって光電子数は次式より求めることができる。

$$n = \left(\frac{M_{ADC}}{\sigma_{ADC}}\right)^2 \tag{4.7}$$

TDC のオーバーフローによる計算方法

$\bar{n}$ が小さい場合、光電子が全く発生しない、つまり n=0 を観測する確率を無視できなくなる。その確率は式 (4.2) において n=0 とすると、

$$P(0) = e^{-\bar{n}} \tag{4.8}$$

となる。この確率が分かれば $\bar{n}$ を知ることができる。そのためには n=0 の測定回数 n_0 と n≠0 の測定回数 n_1 が分かれば、次式より P(0) が計算できる。

$$P(0) = \frac{n_0}{n_0 + n_1} \tag{4.9}$$

では、ここで n_0 と n_1 を測定するにはどうすればよいか。それには TDC とディスクリミネーターを使う。入射光ゼロで光電子増倍管に電圧をかけると、$\bar{n}$=1 に相当する熱電子が光電陰極から発生すると考えられている。その熱電子の波高より、光電子が発生するか、しないかを区別できるような閾値をとることができる。その閾値をディスクリミネーターに設定し、それからの出力を TDC の STOP 信号とすれば、ノイズ信号の場合は TDC が STOP されないため TDC の値はオーバーフローする。このオーバーフローしたイベント数を n_0、そうでないイベント数を n_1 とすれば良い。

よって求める光電子数 $\bar{n}$ は式 (4.8)、(4.9) より、

$$n = \ln\left(\frac{n_0 + n_1}{n_0}\right) \tag{4.10}$$

となる。

4.2.2 光電子増倍管の較正

PMT の線形性

まず、本研究で使用する光電子増倍管 R6231 と R6233 の線形性を確かめる。

PMT の印加電圧を変えながら ADC の値をプロットした。ND フィルターは OD=4.5 を使用した。Fig.4.2 にその結果を示す。

Fig.4.3 は観測された波高分布をポアソンフィットしたものである。

各光電子増倍管の特性を、印加電圧と光源の強さを変えながら測定した。

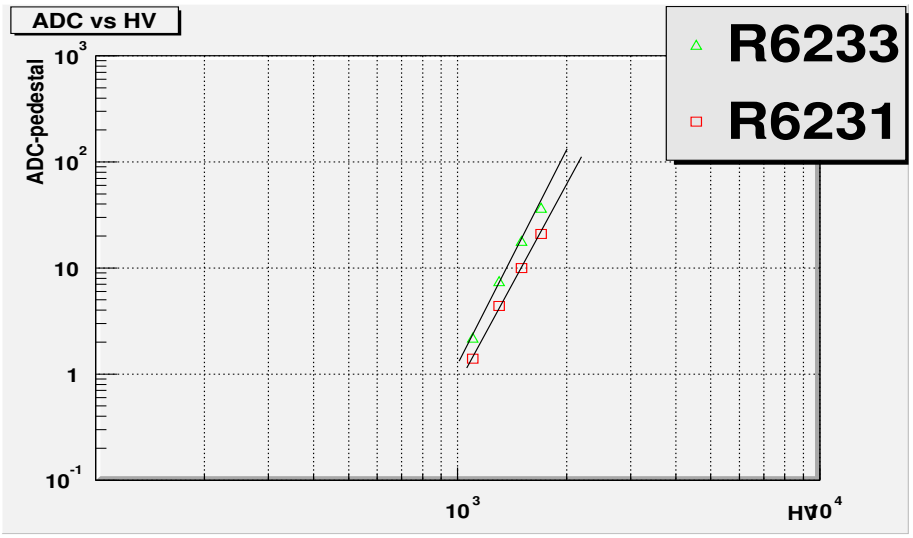

Fig. 4.2: PMT の線形性: ADC[ch] vs HV[V] (OD=4.5)

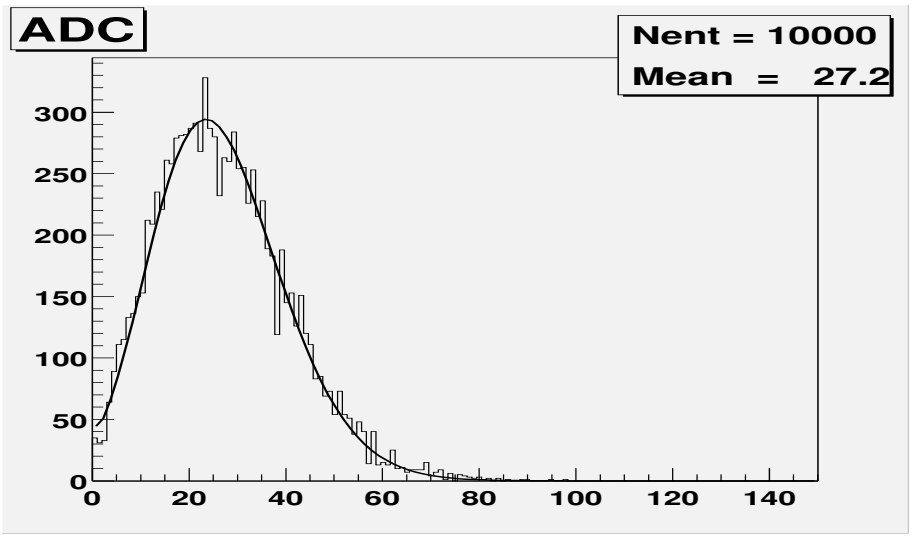

Fig. 4.3: 観測された波高分布 (4.2 pe)

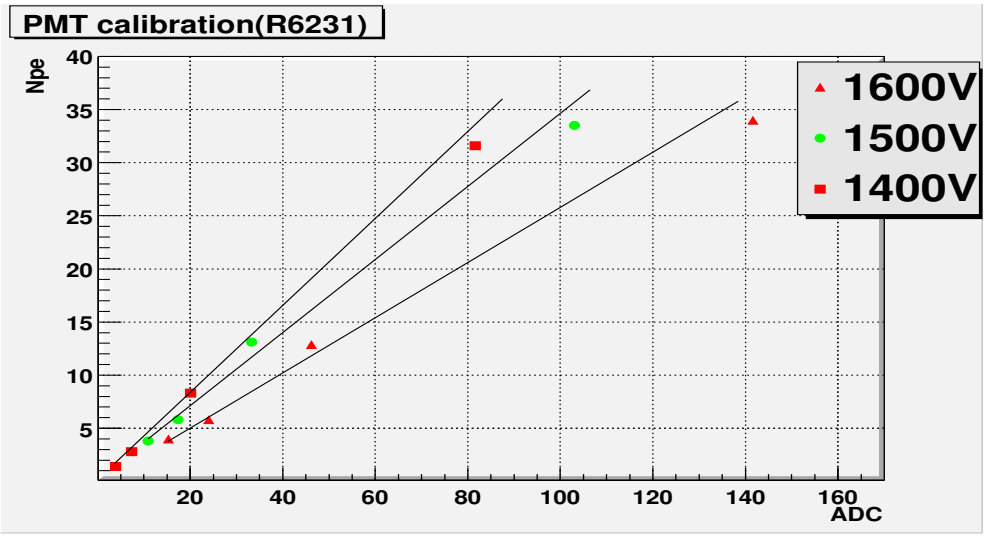

Fig. 4.4: 較正図 R6231 (光電子数 対 ADC 値)

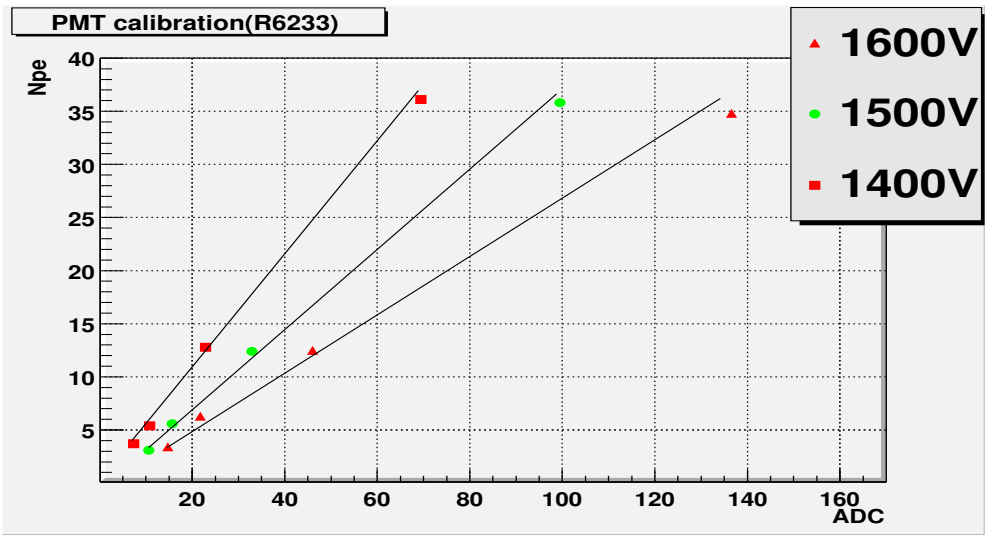

Fig. 4.5: 較正図 R6233 (光電子数 対 ADC 値)

4.3 SetUp(T496)

2001 年 12 月中旬、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の PS-π2 ビームラインにおいて、ACC 性能評価のためのテスト実験を行った。

実験の SetUp を Fig.4.6 に示す。 Fig.4.7 に測定回路図を示す。

π2 ビームライン

陽子加速器 (PS) で最大エネルギー (12GeV) にまで加速された陽子を金属のターゲットに衝突させ、二次粒子 (π 中間子、K 中間子、反陽子等) を発生させる。これらの二次粒子を磁場や電場を使い集め使用する。

カウンターの配置

３つの スタートカウンター (ST1、2、3) で粒子の飛行時間 (TOF) を測定し、ガスチェレンコフカウンター (GCC) では電子の識別をした。また、位置を決めるために ACC の前後にディファイニングカウンター (DF1、2) を置いた。

トリガー

ST1、ST2、DF 1 、DF2、でコインシデンスを、VETO でアンチコインシデンスをとり、それをトリガーにした。

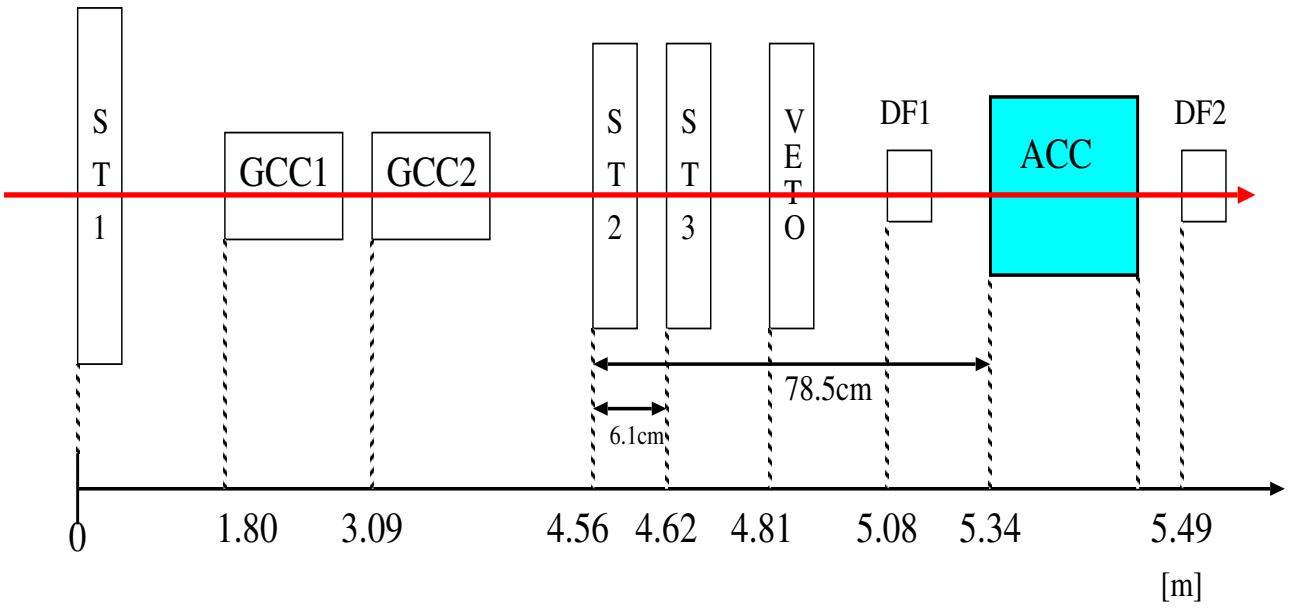

Fig. 4.6: Setup

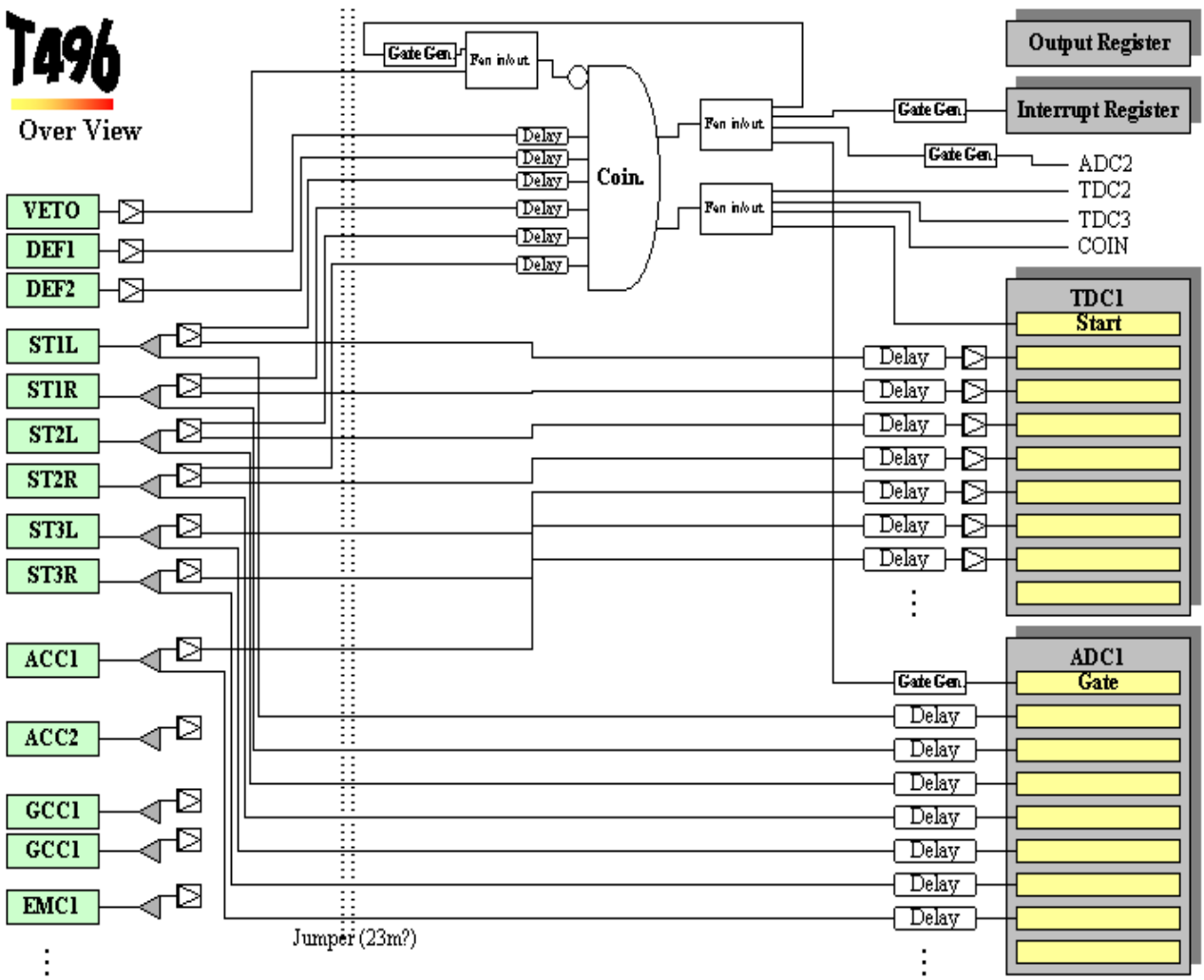

Fig. 4.7: T496 circuit

4.4 実験結果

4.4.1 PID

テストビームを用いて、Aerogel Cherenkov Counter (ACC) プロトタイプの粒子識別 (Particle IDetification ,PID) 能力を評価した。そのためには、ACC とは別の方法でテストビームの粒子識別をおこなって、その結果と ACC の結果を比較することが必要となる。その別の手段として、飛行時間測定法 (Time of Flight method , TOF) を利用した。原理は第二章の基本原理のところで説明してある。ここでは、具体的に数値を扱って TOF による PID について述べる。まず、TOF の計測のために 3 台のシンチレーション · カウンターを用意した。ビームライン最上流の一台をスタート · カウンター (ST1) として、ACC の直前にある残りの 2 台をストップ · カウンター (ST2,ST3) とした。飛行距離 L は、z をビームライン上の位置として、

$L = (z(ST2) + z(ST3))/2 - z(ST1) = 4.57 \pm 0.01 \ \ [m]$

である。飛行速度 βc は、運動量 p と質量 m から計算できる。

$$\beta = \frac{pc}{\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}} \tag{4.11}$$

この飛行距離 L と飛行速度 βc から、飛行時間 TOF を計算する。粒子種ごとの TOF の差 ΔTOF は、実際の測定における飛行時間分布のピーク間隔の予想値を与える。(下図に、π 中間子 / 陽子 / 重陽子について運動量ごとに示す。) これによって PID が可能となる。

運動量 [GeV/c]	ΔTOF π/p [nsec]	ΔTOF p/d [nsec]
1.0	5.5	11.5
2.0	1.6	4.1
3.0	0.7	2.0
4.0	0.4	1.2

Fig.4.8 は、運動量 3GeV/c における TOF と ACC の波高 (ADC) の二次元プロットである。(イベント数について、対数をとっていることに注意) 予想される位置に分布が集中しており、これより粒子の同定が行えたことになる。

Fig.4.9 は、TOF による粒子選別後の ACC の波高 (ADC) 分布である。波高分布の形から、チェレンコフ条件の閾値以上の π 中間子と閾値以下の陽子の区別が明快にできていることがわかる。π 中間子の分布において、光電子数は片読みで 1 3 個であった。

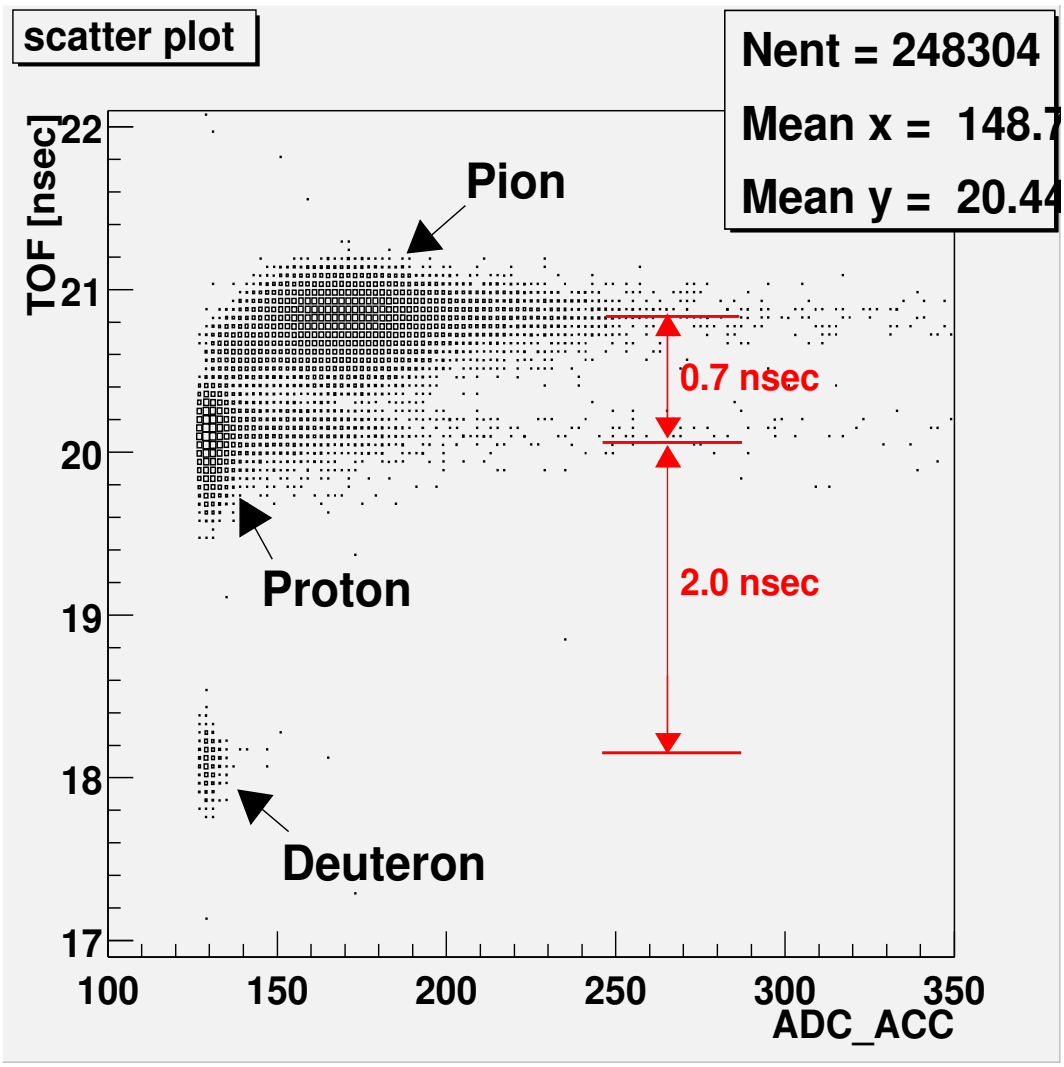

Fig. 4.8: TOF vs. ACC の波高 (3GeV/c)

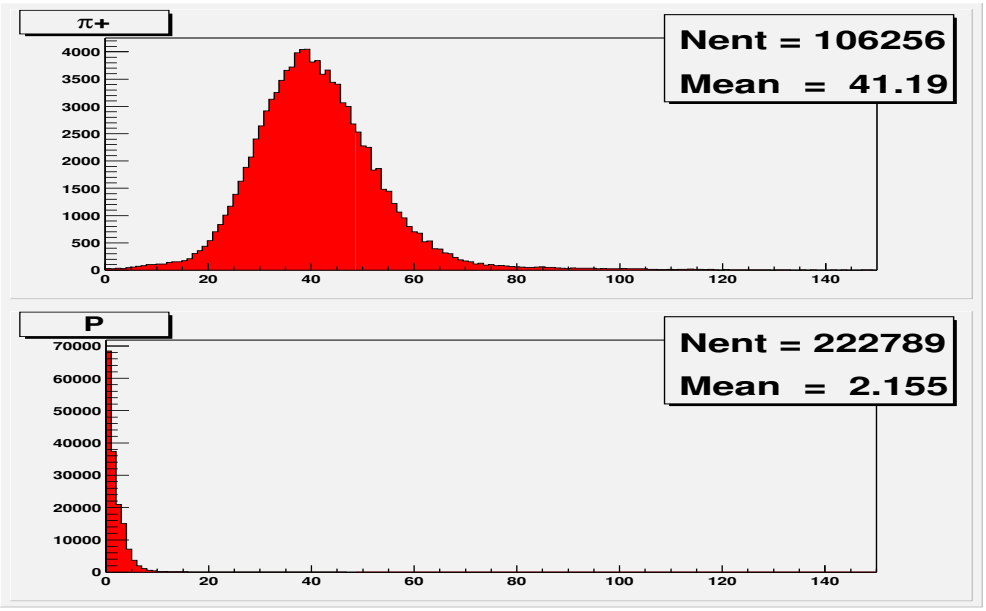

Fig. 4.9: 3GeV/c の π 中間子 (上) と陽子 (下) による ACC の波高分布,n = 1.017

4.4.2 実験の精度

ACC の波高分布を TOF による粒子識別の結果と比較することで、ACC プロトタイプは粒子識別可能であることが判明した。この識別能力が実際にチェレンコフ現象に因るものなのかを確認するために、チェレンコフ現象独自の性質を次に調べた。確実にチェレンコフ現象によって PID できていることを理解することは、チェレンコフ検出器としての信頼性を上げると同時に、自分達の ACC に対する理解を確なものにする。

理論的に予想されるチェレンコフ放射の飽和曲線は、

$$N = N_{max}(1 - \frac{1}{n^2}(\frac{m^2 + p^2}{p^2})) \tag{4.12}$$

のようになる。この式における屈折率 n と運動量 p の依存性と、実際の測定データとを比較してみる。それが、Fig.4.10 と Fig.4.11 である。図中の曲線は式 4.12 のもので、縦軸の絶対値についてのみをパラメータとして測定データを fit した。Fig.4.11 の方は、測定点とよく一致している。Fig.4.10 では、屈折率 n = 1.020 の点が fit の曲線から外れている。これは fit した曲線があくまでチェレンコフ放射のみを考慮していて、aerogel 内での散乱/吸収過程を含んでいないためと考えられる。屈折率の大きい aerogel の散乱長 · 吸収長が、屈折率の低い場合と比べて長いこと考えれば、外れた点が集光量の多い側にあることは納得がいく。この二つの測定結果より、ACC プロトタイプはチェレンコフ検出器として動作していることを確認できた。

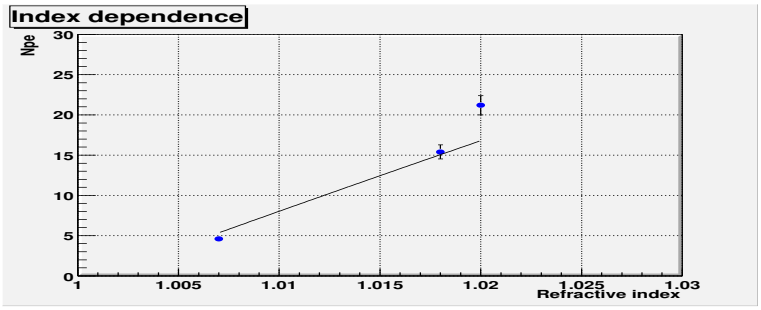

Fig. 4.10: 屈折率依存性 (π 中間子,3GeV/c)

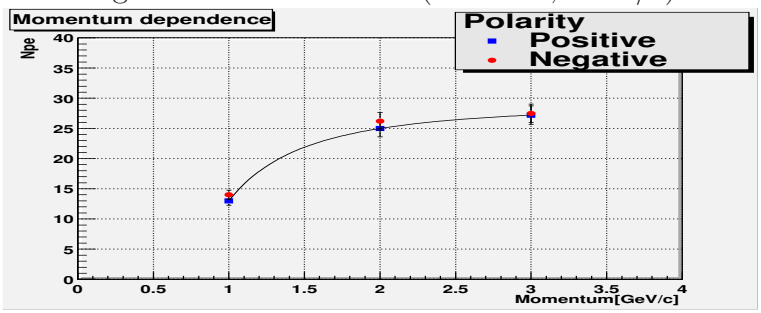

Fig. 4.11: 運動量依存性 (π 中間子,n = 1.017)

4.4.3 ACC の出力波形

オシロスコープで観測した ACC からの信号波形を Fig.4.12 に載せる。光電子数の少ないときの信号の特徴である波高の揺らぎが観測されている。(1500v , 平均光電子数 ∼7 個)

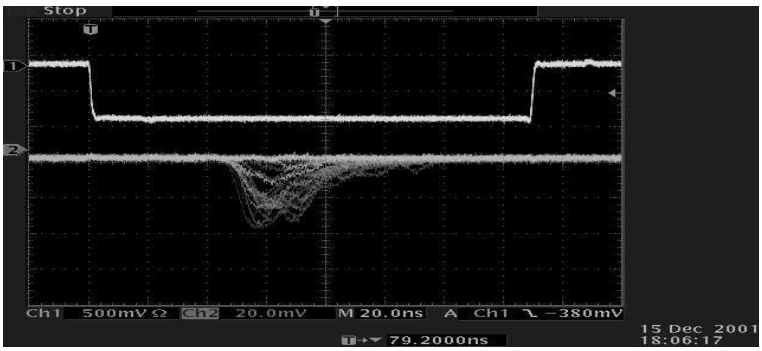

Fig. 4.12: ADC ゲート内に入る ACC からのパルス

第5章　ACCプロトタイプの性能評価

5.1　検出効率

ACC の性能を評価する上で重要な因子として、粒子識別能力と検出効率がある。4 章の「測定結果」の節において、ACC の粒子識別能力については説明した。この節では、ACC の検出効率について述べる。測定一般に言えることとして、望むべき信号と不必要なバックグラウンドが同時に検出される際、SN 比を高めることで測定全体の時間的な効率を上げることが行われる。その目的のために検出器からの出力に閾値を設ける方法がある。閾値以上の出力を信号とし、閾値以下の出力をノイズとして処理する。実際には、閾値以上の出力にもノイズが含まれ、閾値以下の出力に信号が含まれる。ただ、ある値に閾値を設定することで SN 比を最適にできる。

検出効率を求めるには、TOF によって粒子の同定を行った上で、ACC の波高分布 (ADC) に閾値を任意に設定する。トリガーされた全イベント数と ADC 分布の閾値以上のイベント数の比を、その閾値の検出効率とした。また、π 中間子の検出効率曲線と陽子の非検出効率曲線の交点が、最適な閾値を与えると考え、そのときの検出効率を最適検出効率とした。Fig.5.1 は、π 中間子の検出効率を示している。ビームの運動量が上がれば、検出効率も上昇していくことがわかる。Fig.5.2 は、陽子の非検出効率である。陽子はチェレンコフ条件の閾値以下の運動量なのでチェレンコフ光が発生することはない。そうであれば理想的には、ADC 分布は完全にペデスタルのみのはずである。実際には、複数の発生原因によるバックグラウンドが存在する。カウンターボックスの 2mm 厚のアルミニウムや aerogel 自体を荷電ビームが通過する際に放出される、δ 線 (高エネルギーの反跳電子) が aerogel を通過するときのチェレンコフ光や、カウンターの内壁を覆っている乱反射材のシンチレーション光がバックグラウンドとして考えられる。下表は、光電子数閾値と運動量を様々にとった時の、π 中間子の検出効率の変化を示している。

	運動量 [GeV/c]		
光電子数閾値	1.0	2.0	3.0
1	0.993	0.999	1.000
2	0.918	0.999	0.998
3	0.732	0.993	0.995
4	0.467	0.959	0.985

次に、光電子数閾値の最適化を考える。SN 比を高めようとすれば、π 中間子の検出効率曲線と陽子の非検出効率曲線の交点が、光電子数の最適な閾値を与えると考え

られる。その時の検出効率を最適検出効率とした。下表に、運動量ごとの最適検出効率を示す。(最適検出効率の誤差は、光電子数推定の際の系統誤差に起因し、その大きさは ± 0.001 である。)

運動量 $[GeV/c]$	最適検出効率	光電子数の閾値	平均光電子数
1.0	0.988	1.3	13.0
2.0	0.995	4.6	25.0
3.0	0.988	6.6	26.7

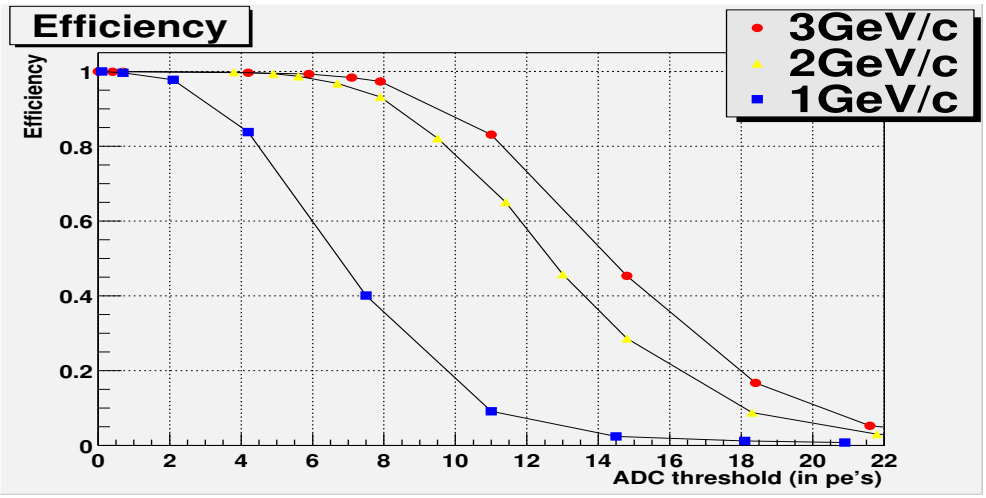

Fig. 5.1: π 中間子の検出効率

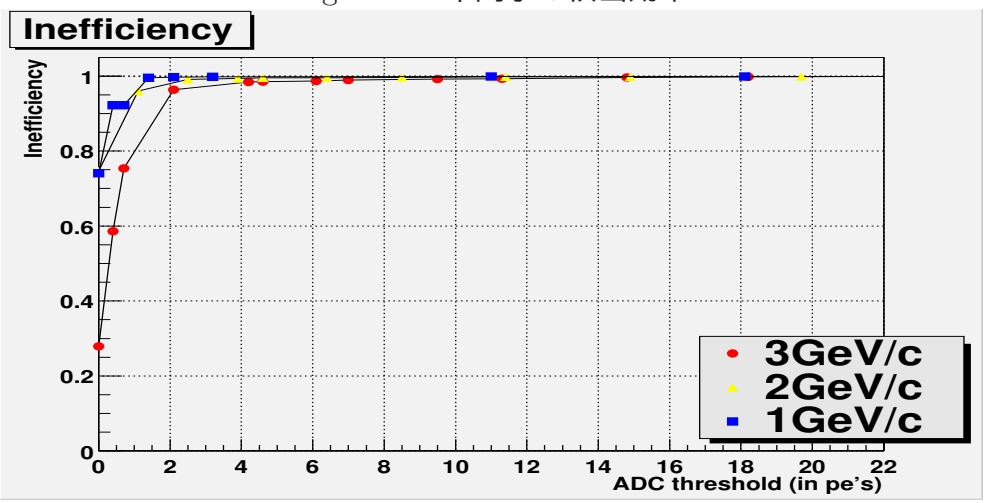

Fig. 5.2: 陽子の非検出効率

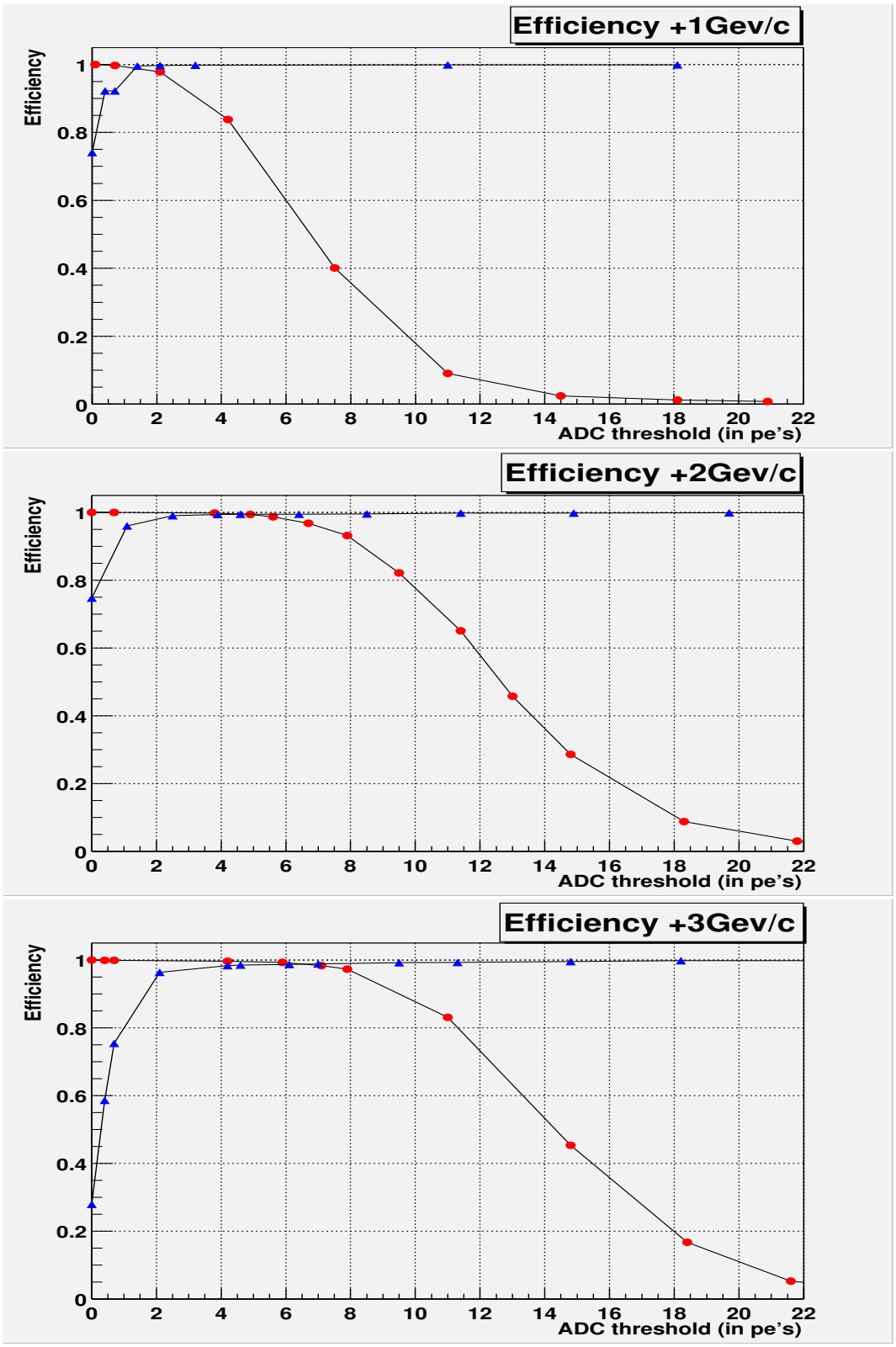

Fig. 5.3: π 中間子の検出効率 と 陽子の非検出効率 (1GeV/c(上), 2GeV/c(中), 3GeV/c(下))

5.2 入射位置依存性

チェレンコフ検出器の検出効率を高めるには、検出器の集光性を上げることが必要条件となる。ビームの入射位置が変化したとき、その集光性がどう変化するかはカウンターの設計において基本的な情報となる。ビームの入射位置を変えていった時の、カウンター Type A (n = 1.017 , Goretex) の光電子数の変化をプロットしたものを Fig.5.4 に示す。両読みの Type A の入射位置依存性は下に凸の形状で入射位置に大きく依存している。中心が光電子数最低値となっているので、中心位置の光電子数が集光性の指標となることがわかる。また、今回の実験では、カウンターの PMT 間の距離を１２ cm に固定したままで測定を行っていたので、PMT 間の距離が変化した場合に得られる光電子数がどうなるのかという情報が欠ている。そこで、中心位置での光電子数をこの入射位置依存性の測定データを利用して予測することにした。

各 PMT のカウントしている光電子数の変化に注目すると、それは PMT とビーム入射位置間の距離について指数関数的に減少していることがわかる。Fig.5.4 には、各 PMT について、指数関数で fit した曲線も示してある。

fit した曲線の関数形を基に、中心位置で得られるだろう光電子数を予測すると次のようになった。

$$N_{pe} = 34.9exp(-0.137L/2) + 34.7exp(-0.146L/2) \quad : Goretex \tag{5.1}$$

$$N_{pe} = 26.8exp(-0.180L/2) + 28.5exp(-0.183L/2) \quad : Tyvek \tag{5.2}$$

この関数形を測定点と共に Fig.5.4 に示してある。両側の PMT の増幅度が同じ程度であれば、PMT 両読みで中心位置で得られるだろう光電子数の変化もほぼ指数関数的に減少していくと言ってよい。この事実は、散乱型 Type A では、カウンターの断面積に限界値が存在することを意味している。その時の、減衰長は反射材の種類にも関係していて、測定に使用した二つの反射材では、Tyvek よりも Goretex の方が減衰長が長く集光性が高いことがいえる。

反射材	減衰長 [cm]
Tyvek	5.5 ±0.3
Goretex	70 ±0.3

fit した関数形からは別の情報も得られる。指数関数の exp() 部分ではなく、その前の絶対値部分である。この値は、中心位置の光電子数とは別の意味でカウンターの集光性の目安となる。つまり、PMT 間の距離に依存しない量である。

次に、入射位置依存性を、散乱型 Type A と直接光型 Type B とで比較してみる。(Fig.5.5 参照。反射材は Tyvek) 両読みの Type A の入射位置依存性は下に凸の形状で入射位置に大きく依存していると先に述べた。一方の直接光型 Type B は分布が上に凸で中心部が平坦であり、中心と端部との光電子数の比は約 2 倍もある。Type A の 1.5 倍よりその変化が大きい。ただし、ここで注意しておくべきことは、この位置

依存性はカウンターサイズが１２ cm 程度である場合の特徴であって、別のサイズにおいては異なった依存性をみせる可能性がある。

散乱光型 Type A は PMT を二本用いているので PMT 一本の Type B に比べて光量が多いのは予想できる。だが、分布全体を見ると Type A は Type B の二倍以上の光量を得ていることがわかる。散乱光型 Type A は、集光量の入射位置依存性の面で直接光型 Type B に比べて有利であるといえる。

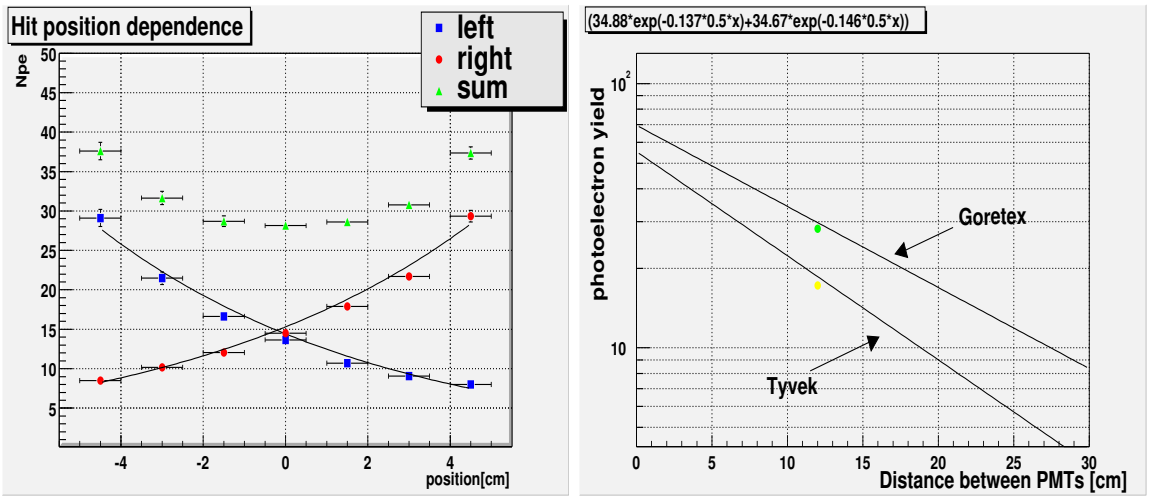

Fig. 5.4: 入射位置依存性 (Type A),Goretex

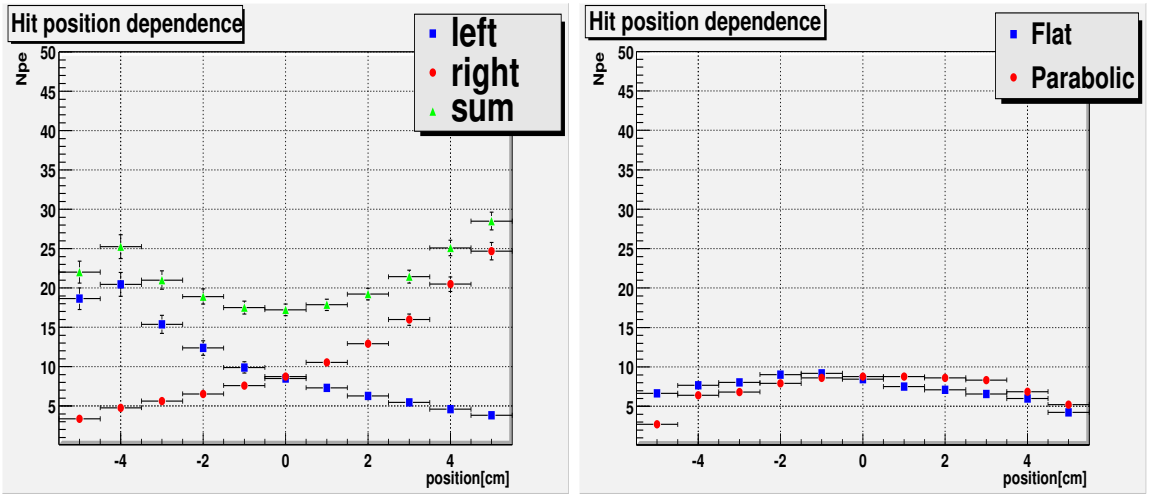

Fig. 5.5: 入射位置依存性 (左:Type A , 右:Type B),Tyvek

5.3 Aerogelの厚さ

放射媒体であるaerogel層の厚さを増せば、集光量が増えることは明らかである。それでも、その集光量の変化を定量的に知るには、実際に測定を行う必要がある。Fig.5.6はaerogelの厚さを変えていった時の、集光量の変化である。

厚さ２０ cm程度までは、Type Bのほうがより集光しているが、２０ cm程度を境にType Aが以後より多く集光していると考えられる。Type Bでは厚さ１０ cm程度から早期に飽和していくのに対し、Type Aでは直線的に増加していく領域が広い。Type Bでは、aerogelの厚さを増すことによる光電子数の増加がType Aほど期待できないことがわかる。予想される光電子数の飽和値は12個である。なぜ、このように厚さ依存性が異なるかを考える。直接光型Type Bの持つ飽和性は、aerogelの散乱・吸収効果によるものであり, 予備実験から理解している透過長のオーダーが１０ cm前後であるという事実と矛盾しない。Type Bは、あくまで直接光を拾うような光学系（反射鏡のこと）をもつので、散乱光がaerogelを通過して後部の空気層に出てきても、うまくその光を集光できないのである。一方のType Aの振る舞いからは、aerogel内では吸収よりも散乱による光量の減衰効果が大きいのだと推測できる。

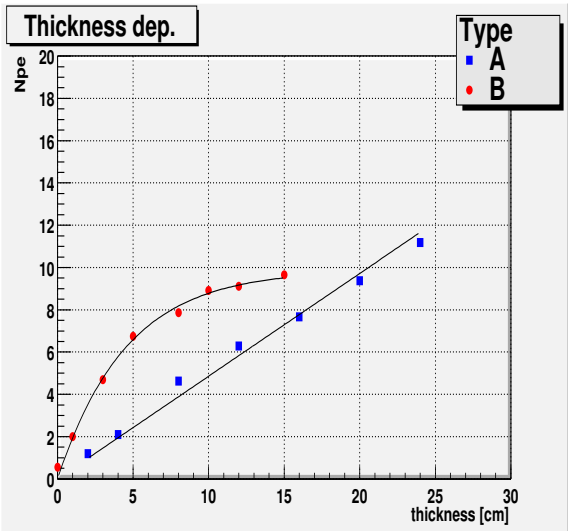

Fig. 5.6: Aerogelの厚さ依存性

5.4 角度依存性

入射位置依存性と同時に基本的な幾何学的情報として入射角度依存性がある。ビームがACC内のaerogelの中心を常に通過するように、aerogelの中心を回転中心として、測定をおこなった。回転はy軸まわりについてだけを考えた。この測定はType Bについて行っていないので、Type A単独の振る舞いについて考察していく。

Fig.5.7 が測定結果である。図中の丸い点が左側の PMT を、四角い点が右側の PMT を、三角点がその和を表す。三角点と併記してある $1/\cos[\theta]$ に比例した曲線は、集光量の変化が純粋に幾何学的な距離に比例するとした時に予想される曲線であり、縦軸の絶対値のみをパラメータとして fit したものである。大略は、荷電粒子の通過距離に光電子数が比例していることがわかる。

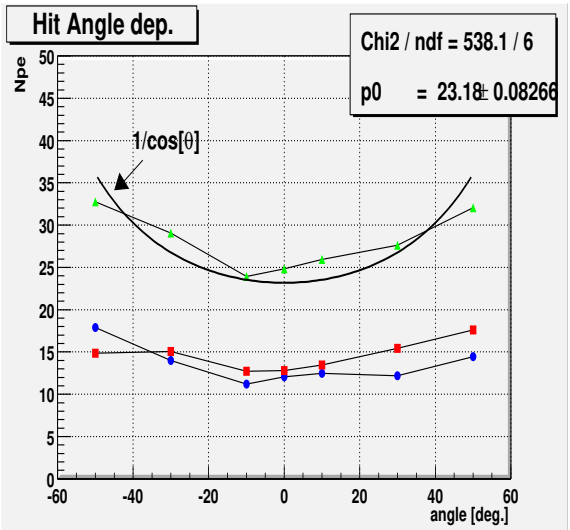

Fig. 5.7: 入射角度依存性 (Type A)

5.5 反射材

カウンターの内壁に張り付けた反射材は、aerogel 中で発生したチェレンコフ光をより多く光電子増倍管に誘導させる目的をもつ。その意味で、光を特定の方向に反射させるのではなく、乱反射させて aerogel 内に戻すように乱反射性の高い反射材とした。実験では、Tyvek,Millipore,Goretex という 3 種類の反射材を用意した。反射材の違いによって集光性がどれほどかわるのか、荷電粒子が通過する際にどの程度のシンチレーション光が発生するのかを測定によって比較した。

集光量には、反射材の反射率の大きさと反射率の波長依存性が関わってくる。下表は、散乱光型 Type A において、反射材以外は同一の条件 (PMT: R6233,1500v/ beam: 3GeV/c,π 中間子) で測定した反射材ごとの集光量を示す。PMT は両読みである。

反射材	PMT1 の光電子数	PMT2 の光電子数	光電子数の和
Tyvek	7.8	7.3	15.1
Millipore	8.2	9.7	17.9
Goretex	10.9	12.3	23.2

光電子数の推定では、統計誤差のほかに、光電子数の 5% 程度の系統誤差が存在する。この測定結果から、Goretex という反射材の集光性能が残り二つの反射材に比べて格段によいことがわかる。Goretex は、Tyvek の約 1.5 倍の集光量となっている。

もう一つの要素であるシンチレーション光の発光度の比較は次のようにおこなった。反射材１０枚を 2 cm x 10cm の短冊状にし、それをカウンター内に並べて 3GeV/c のビーム (主に、π 中間子、陽子) が貫通するようにする。このとき、aerogel はカウンター内にない。測定結果を表で示す。(ペデスタルは差し引いてある)

反射材	PMT1 の ADC 平均値	PMT2 の ADC 平均値
Tyvek	2.4	2.5
Millipore	1.0	1.3
Goretex	3.9	4.9
反射材なし (カウンターボックスのみ)	0.1	0.3

ADC 分布のペデスタルピークのわずかな上昇と、幅の広がりが観測された。測定条件が厳密に同じではないので、ADC 平均値の大きさ自体にはあまり意味がない。ただ、その値の大小関係に注目する。このシンチレーション光の発光度にも有意な差が見られ、Millipore paper の発光度が低いことがわかる。逆に、発光度の大きい反射材は Goretex である。その波高分布を Fig.5.9 に示す。

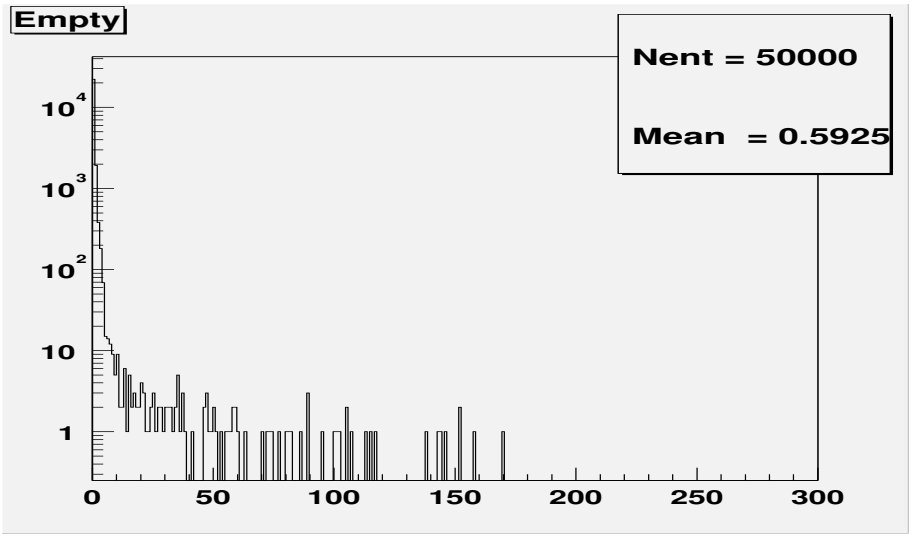

Fig. 5.8: Counter Box only

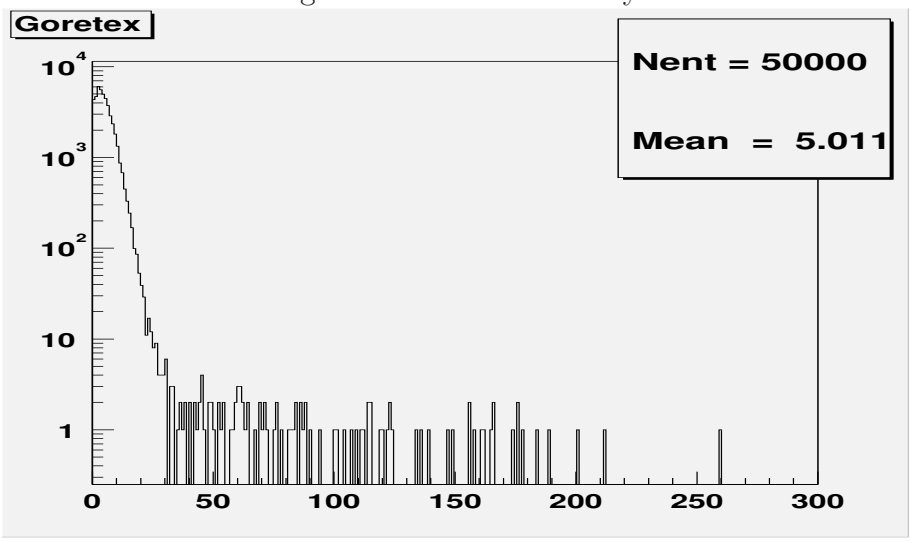

Fig. 5.9: Goretex paper (10 sheets)

5.6 補足

KEK におけるテスト実験には、ACC の様々なパラメータ依存性について定量性をもった測定を行い、ACC 開発での基本的な情報を得るという方針があった。その一環として、aerogel 層の向きと、光電面の面積の集光性について調べた。集光量を増やすのに、どのような事が関係しているのか。

5.6.1 aerogel 層の向き

ビーム軸に対して、Fig.5.10 に示すように 3 種類の配置がある。3GeV/c の π 中間子ビームに対する集光量は次のようになった。(実際の aerogel の枚数は 11 枚。12cm)

配置	PMT1 の光電子数	PMT2 の光電子数	光電子数の和
1	7.3	7.9	15.2
2	5.0	5.8	10.8
3	4.7	4.9	9.6

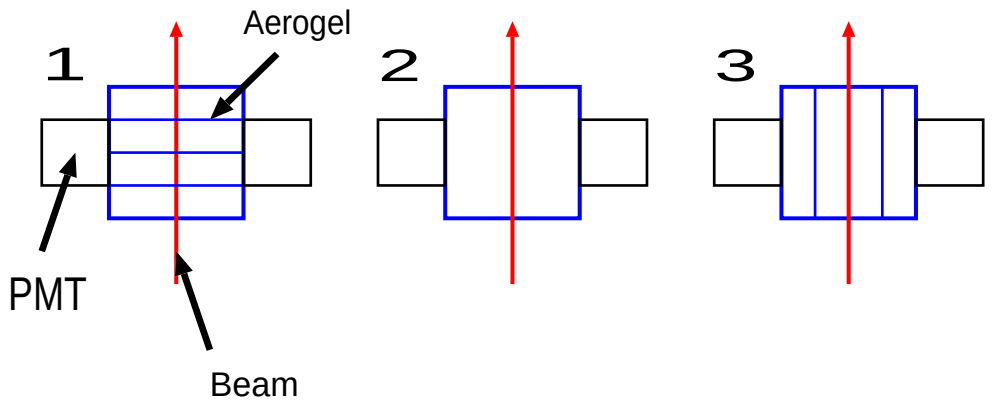

Fig. 5.10: aerogel 層の向き

5.6.2 光電面の面積

PMT の光電面の面積を変化させた場合の集光量変化。

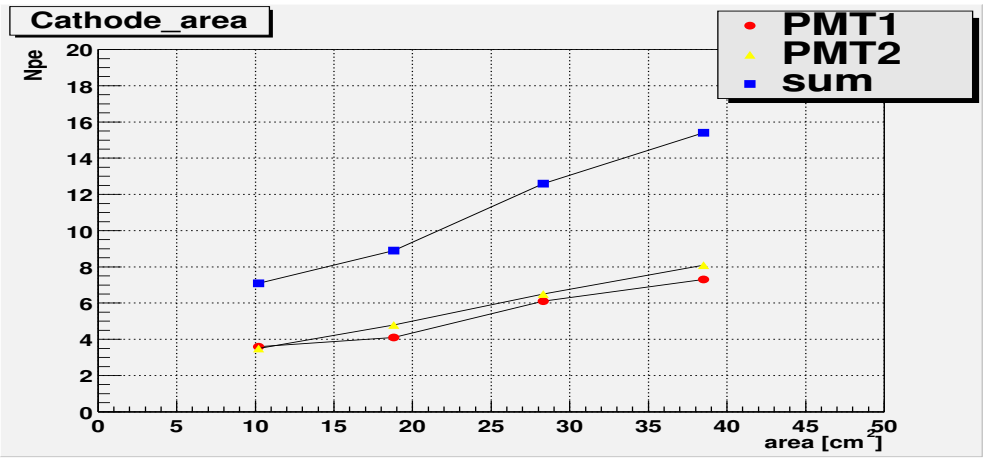

Fig. 5.11: 光電面面積の依存性

第6章　まとめ

- 屈折率が 1.015 の aerogel を用いた閾値型のチェレンコフ検出器のビームテストを KEK-π2 ビームラインでおこなった。今回製作した Aerogel Cherenkov Counter (ACC) は、3GeV/c の π 中間子ビームで PMT 両読みの散乱光型 Type A という条件で、光電子数にして平均 27 個の集光量を得、最適光電子数 (ADC) 閾値で 98.8% の検出効率を記録した。
- Aerogel の屈折率、カウンターの断面積、ビーム軸方向の長さ、PMT の本数、及び集光量の各量のどれを最適にするかで、散乱光型 Type A /直接光型 Type B の双方に長所/短所があり、個別の状況に応じて選択の余地がある。
- 集光量を上げる様々な因子 (Aerogel の屈折率、反射材の選定、UV-PMT の使用等) があることも定量的に測定し、確認した。

謝辞

本研究を行うにあたり、お忙しい中、多大な御指導 を頂いた三明康郎教授、江角晋一講師には深く感謝致します。

清道明男氏、鶴岡裕士氏、坂井真吾氏、団村絢子氏、神長誉人氏には卒業研究を進めるうえで様々な助言を頂きました。また、小野雅也氏、益井宙氏、黒木喜昭氏、高木敏志氏には本研究の最も重要であった KEK 実験の際にたいへんお世話になりました。最後になりましたが加藤純雄技官には計算機について多くのサポートをして頂きました。

皆様、誠にありがとうございました。

参考文献

[1] Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
William R.Leo / Springer-Verlag

[2] 原子核物理学
八木浩輔 / 朝倉書店

[3] 高エネルギー物理学
山本 祐靖 / 培風館

[4] 実験精度と誤差
N.C.Barford （酒井 英行 訳）/ 丸善株式会社

[5] 物理学辞典
/ 培風館

[6] 放射線計測の理論と演習
Nicholas Tsoulfanidis (阪井 英次 訳) / 現代工学社

[7] 放射線計測ハンドブック [第 2 版]
Glenn F. Knoll (木村 逸郎、阪井 英次 訳) / 日刊工業新聞社