

2014年度
千葉大学大学院 理学研究科
修士論文

クリアファイバーを用いた
チェレンコフカウンターの開発

基盤理学専攻 物理学コース
13SM2111
雲越 大輔

目次

第1章	序論	1
第2章	チェレンコフカウンター	2
2.1	原理	2
2.2	主なチェレンコフカウンター	3
2.2.1	閾値型チェレンコフカウンター	3
2.2.2	RICH	4
2.2.3	DIRC	4
2.2.4	Time of Propagation(TOP) カウンター	5
2.3	クリアファイバーチェレンコフカウンター	6
2.3.1	閾値型ファイバーチェレンコフカウンター	6
2.3.2	ファイバー TOP カウンター	7
第3章	検出・計測機器	8
3.1	光電子増倍管	8
3.2	NIM 規格	9
3.3	エレクトロニクス	10
3.3.1	Discriminator	10
3.3.2	Gate Generator	10
3.4	データ収集・解析装置	10
3.4.1	CAMAC	11
3.4.2	ADC, TDC	11
第4章	シミュレーション	13
4.1	Geant4	13
4.2	シミュレーション	13
4.2.1	実験シミュレーション	13
4.2.2	π/K 識別	16
第5章	実験	21
5.1	電子光物理学研究センター	21
5.2	セッティング	21
5.3	結果と再シミュレーション	23

5.3.1	解析方法	23
5.3.2	実験データと再シミュレーション	23
第 6 章 結論		39
参考文献		44

第1章 序論

高エネルギー実験物理学では、最近の加速器の進歩・ビーム強度の大幅向上によって、従来では実験不可能であった稀反事象の研究が可能となり、粒子識別装置の重要性が増している。大型実験施設では、それぞれ異なる理論に基づいた粒子識別装置を設置し、お互いの結果を補完しあうことで稀反事象を高精度で識別している。このため、新たな理論で作られた粒子識別装置は常に開発が待たれている。

そこで本研究では、透明度の高い光ファイバーを用いて、類似する測定器が存在しない全く新規の2つのチェレンコフカウンターを開発した。

一つは、閾値型チェレンコフカウンターである。クリアファイバーに垂直に粒子が入射したら、全てのチェレンコフ光は全反射条件を満たさずに透過していってしまう。荷電粒子の入射角度がある角度を超えると一部のチェレンコフ光が全反射条件を満たして、光検出器まで到達する。この角度はファイバーのコアとクラッドの屈折率の比と粒子の速度で決まるので、ファイバー端でのチェレンコフ光の有無を観測することによって、粒子の速度に関する情報が得られ、閾値型チェレンコフカウンターとして用いることができる。

もう一つは、TOP(Time of Propagation)カウンターである。入射角度を更に大きくすると任意の粒子でチェレンコフ光がファイバー端まで伝播するが、その伝播速度は粒子の速度によって異なる。こういった伝播時間の測定による粒子識別装置のことをTOPカウンターという。その輻射体としてファイバーを用いることで伝達距離を引き伸ばすことが可能になり、大きな時間差が得られ、高磁場中でも使用可能である。

今回は東北大学電子光理学研究センターにて、制作したカウンターに陽電子ビームを照射し、その検出効率の角度依存性と距離依存性を調べ、検出器としての性能評価を行った。

第2章 チェレンコフカウンター

この章では、チェレンコフ光の発生原理、それを利用した主なチェレンコフカウンターについて説明し、それらを応用して制作した我々の検出器について述べる。

2.1 原理

チェレンコフカウンターとは高速荷電粒子が物質中を通過する際に発生するチェレンコフ光を利用して粒子識別を行う検出器である。チェレンコフ光とは、荷電粒子が屈折率 n の物質中を通過するとき、その速度 v が物質中の光の速度 c/n よりも速い速度であるときに発生する電磁波である。(式 (2.1))

$$\beta c > \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

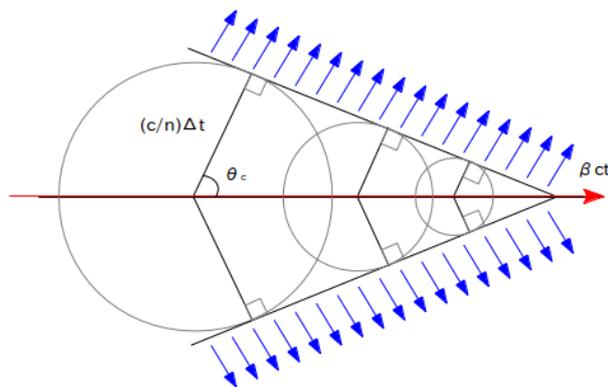


図 2.1: チェレンコフ光の発生

この時チェレンコフ光は、荷電粒子の進行方向に対して角度 θ_c の方向に発生し、 θ_c は式 (2.2) のように屈折率 n と $\beta (=v/c)$ で表される。 θ_c はチェレンコフ角と呼ばれる。また、発生するチェレンコフ光の光子数 N は、式 (2.3) のように表される。

$$\cos \theta_c = \frac{ct}{\beta n} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.2)$$

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.3)$$

式 (2.3) において、 α は微細構造定数、 L は粒子が物質を通過した距離、 λ は発生した光子の波長である。

このチェレンコフ光の発生原理を利用して荷電粒子識別を行うのがチェレンコフカウンターである。チェレンコフカウンターには、主に閾値型チェレンコフカウンターと RICH、TOP カウンター、DIRC 等がある。

2.2 主なチェレンコフカウンター

2.2.1 閾値型チェレンコフカウンター

式 (2.1) で示したようにチェレンコフ光の発生条件は、輻射体を通過する荷電粒子の速度 β と、輻射体の屈折率 n に依存している。この発生条件を粒子識別に応用したものが閾値型チェレンコフカウンターである。ある荷電粒子の運動量 p は、粒子の速度 β と質量 m によって式 (2.4) で表すことができる。

$$p = \frac{\beta m}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.4)$$

式 (2.4) に式 (2.1) で示されるチェレンコフ光の発生条件の関係式を代入すると、式 (2.5) が得られる。

$$p = \frac{\beta m}{\sqrt{1 - \beta^2}} > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.5)$$

ここで、式 (2.5) の両辺が等号で結ばれるときの運動量 p を、チェレンコフ光が発生する閾値運動量 $p_{threshold}$ と定義する。

$$p_{threshold} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.6)$$

式 (2.6) によって、屈折率 n の輻射体を通過する時、粒子の種類によってチェレンコフ光が発生する運動量領域に違いが生じる。この違いを用いることで識別する粒子のうち片方のみがチェレンコフ光を発生する条件を設定することが可能となり、チェレンコフ光の検出の有無から効率良く通過粒子を同定することが可能となる。

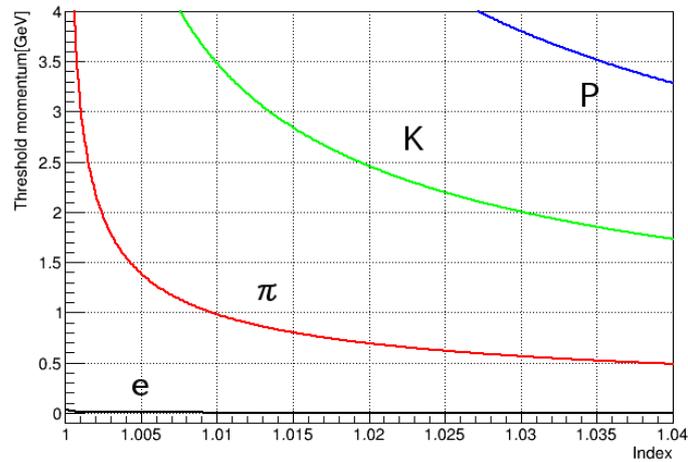


図 2.2: 屈折率と閾値運動量の関係

2.2.2 RICH

荷電粒子が放射体を通過する際に発生するチェレンコフ光は、粒子の進行方向に対し式 (2.2) で示したチェレンコフ角 θ_c を持つ。このチェレンコフ角は荷電粒子の速度 β と放射体の屈折率 n に依存しているため、 θ_c が精度よく測定できるのであれば、放射体の屈折率と合わせて式 (2.7) より通過荷電粒子の速度 β を決定できる。

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta_c} \quad (2.7)$$

この時、式 (2.7) と式 (2.4) から式 (2.8) を導き出せる。

$$m = p \sqrt{(n \cos \theta_c)^2 - 1} \quad (2.8)$$

式 (2.8) により通過した荷電粒子の運動量 p が判明していれば、チェレンコフ角 θ_c より粒子の質量 m が決定され、通貨粒子を同定することが可能になる。この原理を用いた検出器を Ring-Imaging Cherenkov detectors (RICH) と呼ぶ。(図 2.3)

2.2.3 DIRC

DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov light) とは、RICH の派生した検出器である。DIRC には透明度の高い放射体を用い、チェレンコフ光を放射させるだけでなく、全反射させることで内部を伝播させる。全反射であるため、チェレンコフ放射角は

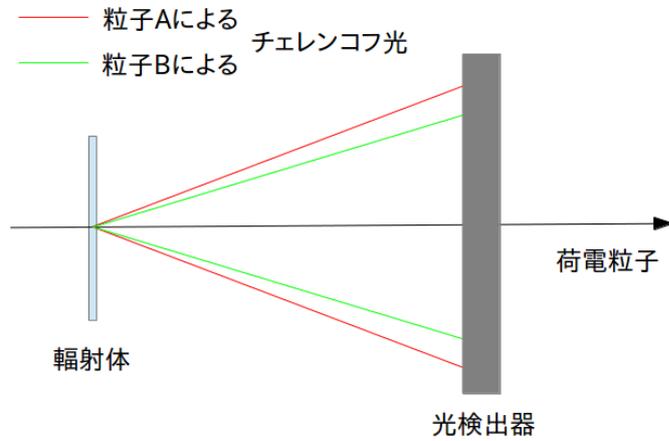


図 2.3: RICH

保存されたまま、端に取り付けてある検出器まで到達する。この検出器で x, y 座標と到達時間を測定することにより、イメージングを行い通過した粒子を同定する。

2.2.4 Time of Propagation(TOP) カウンター

TOP カウンターとは、荷電粒子が輻射体内に入射した際に発生したチェレンコフ光が、輻射体内で全反射を行うことでその放射角 θ_c を保存したまま伝播することを利用して、その伝播時間 (Time of Propagation) を使って粒子識別するものをいう。

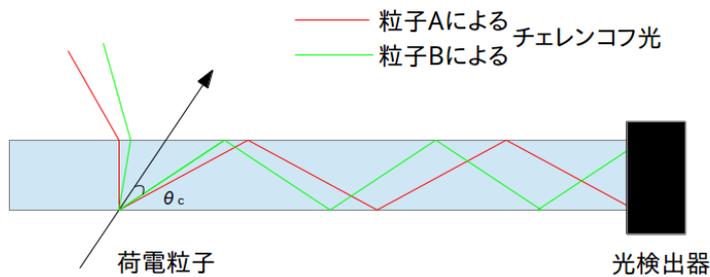


図 2.4: TOP カウンター。粒子ごとに放射角 θ_c が異なるので光の伝播時間差が生まれる。その時間差を測定することで粒子識別が可能になる。

2.3 クリアファイバーチェレンコフカウンター

2.3.1 閾値型ファイバーチェレンコフカウンター

光の全反射条件は式 (3.1) によって求められる。

$$\sin \theta_T = \frac{n_{out}}{n_{in}} \quad (2.9)$$

ただし、 n_{out} 、 n_{in} はそれぞれ境界外部と内部の屈折率である。式 (2.9) と式 (2.2) で示されるチェレンコフ角の関係式を用いると、荷電粒子から放出されたチェレンコフ光が輻射体内部を全反射する条件は式 (3.2) のように表される。

$$\theta_{in} > \theta_T - \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{out}}{n_{in}}\right) - \arccos\left(\frac{1}{\beta n_{in}}\right) \quad (2.10)$$

ここで、 θ_{in} は荷電粒子の入射角度である。この条件は β に依存しているため、識別したい粒子のうち片方のみが全反射する角度でカウンターを設置することで粒子識別することが可能である。

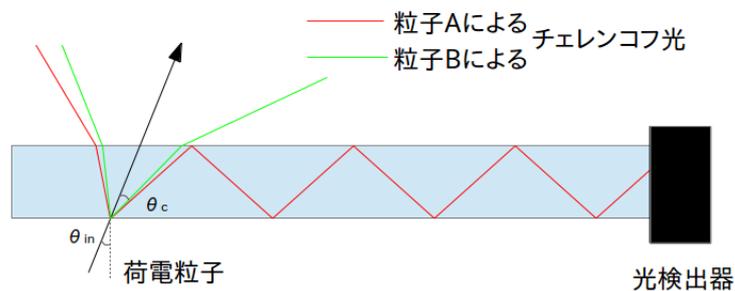


図 2.5: 異なる粒子の片方のみが条件を満たしていた場合、その粒子のチェレンコフ光のみが光検出器に到達する。

このカウンターに必要なものは、透明度が高く、境界面が限りなく平行に近い輻射体である。その輻射体として光ファイバーを採用したものが閾値型ファイバーチェレンコフカウンターである。使用するファイバーの候補は表 2.1 の 2 種類である。どちらのファイバーも伝送損失は 200dB/km(太陽光) である。

今回は、より安価に製作可能である三菱レイヨンのクリアファイバーを採用し制作した。想定しているカウンターの形状は図 2.6 のとおりである。このカウンターは検出する光の有無で識別を行うため、オンラインで粒子を判別できることが強みである。制作の際はファイバーの長さを短くし、より多くの光量を得られるようにすることで区別しやすく

	屈折率 (core)	屈折率 (clad)	値段 [円/km]	製作元
ESKA CK-40	1.49	1.42	30000	三菱レイヨン
multicladfiber	1.59	1.49(inner), 1.42(outer)	500000	Kuraray

表 2.1: ファイバーの候補

することを考えている。また、俵積みにする事で荷電粒子の通過する位置で光量に差が
できないようにしている。この俵積みにした2層を1つのファイバーシートとし、ファイ
バーシートを何層も積み重ねることで検出効率を上げることを考えている。

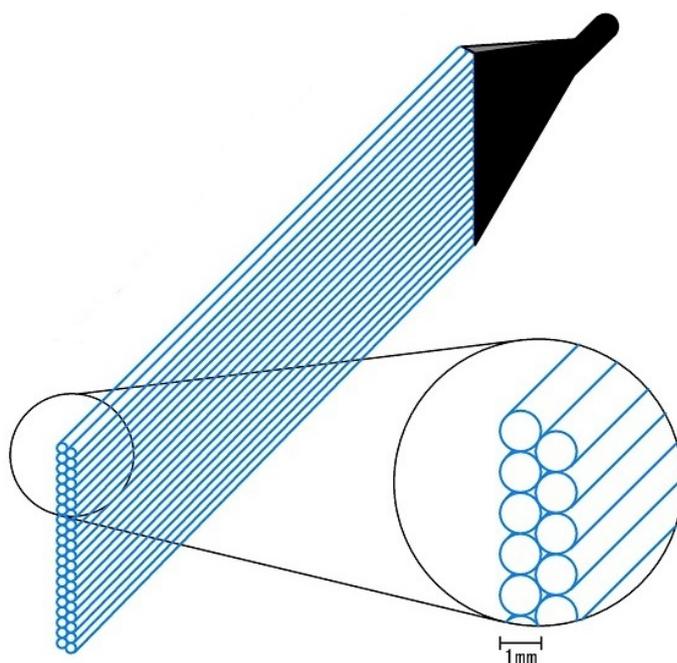


図 2.6: 閾値型ファイバーチェレンコフカウンターの模式図

2.3.2 ファイバー TOP カウンター

ファイバー TOP カウンターとは、閾値型ファイバーチェレンコフカウンター同様、十
分な透明度と平行度を持つファイバーを輻射体として制作した TOP カウンターである。
減衰長が長く、安価なファイバーを用いることで伝達距離を伸ばし、粒子毎の伝達時間差
を大きくすることが出来る。また、高磁場中の実験であっても長いファイバーを用いるこ
とで、磁場外でPMT(光電子増倍管)を使用することができる。

カウンターの基本的な形状は閾値型ファイバーチェレンコフカウンターと同様である。

第3章 検出・計測機器

この章では、今回の実験で用いた検出器、計測機器について述べる。

3.1 光電子増倍管

ファイバー内を荷電粒子が通過した時に発生したチェレンコフ光を検出するために使用されているのが光電子増倍管 (PMT:PhotoMultiplier Tube) である。PMT には大きく分けてラインフォーカス型とファインメッシュ型の2種類のタイプがある。

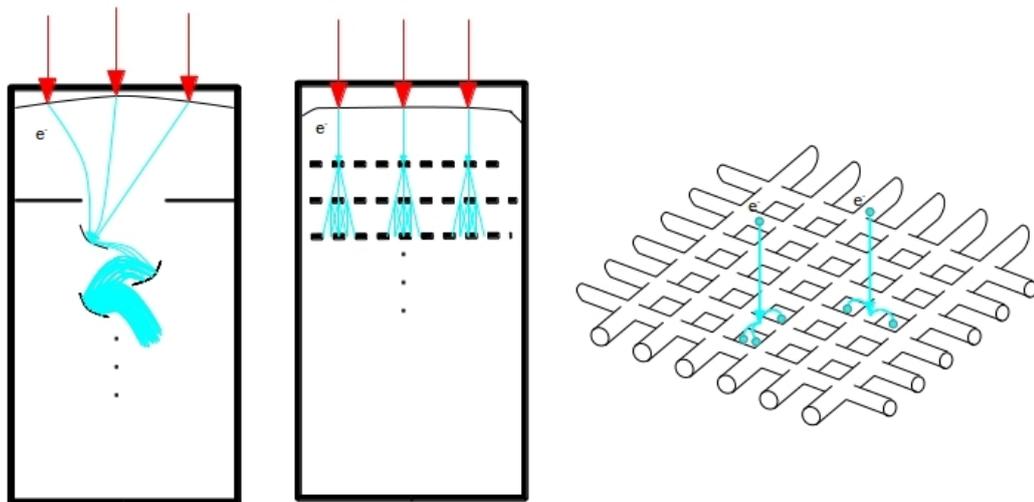


図 3.1: 左:増幅電子の軌道の模式図。左側がラインフォーカス型 PMT、右側がファインメッシュ型 PMT、右:ファインメッシュ型 PMT のダイオード構造の模式図

PMT の原理を説明する。PMT に入射した光子はまず光電陰極 (Photocathode) で光電効果を起こし、光電子と呼ばれる電子を叩き出す。この光電子は集束電極によって導かれながら、加速電圧で加速していき、第一ダイノードと衝突することによって2次電子を叩き出す。これがさらに加速され第二ダイノードと衝突し光電子を増倍していく。このよう

に光電子は電位差によって加速しながら電子増倍部で次々と増倍していき、最終的には数十万倍以上の数で陽極に到達し、これが信号電流として取り出されるという原理である。ラインフォーカス型のPMTは無磁場中の電子の軌道が想定されてダイノードが決まっているため、磁場中では光電子の増幅が期待通り行われない。

この欠点を改良したのがファインメッシュ型のPMTである。このPMTはダイノード部分が非常に細かいメッシュ状のものを非常に接近して積み重ねた構造に変えている。増幅された電子はメッシュの隙間を通り次の増幅段へと移動するため、電子が直線的な軌道を描く。そのため増幅電子の軌道を磁場の向きと一致させた状態にして設置した場合、高磁場中でも使用できるようになっている。

3.2 NIM規格

NIM(原子核計器測定基準)は、原子核・高エネルギー物理学のために初めて設置されたモジュールシステムであり、実験で使用される基本的なエレクトロニクスはNIM規格が使われている。使用するエレクトロニクスシステムは、必要なモジュールをNIMbinに取り付け、それらを用途に合わせてケーブルで繋ぐことによって作成される。このNIMシステムは、計器の交換などにおける適応性を持ち、非常に大きな利便性を与える。

図3.2に千葉大の実験で用いているNIMbinを示す。

このNIMbinにNIMモジュールを差し込み使用する。NIMモジュールは、高さ22.225cm、幅3.43cmが最小規格であり、その整数倍の幅のものもある。これらのモジュールの電源は、基本的に後部のbinに一致するコネクタから供給される。

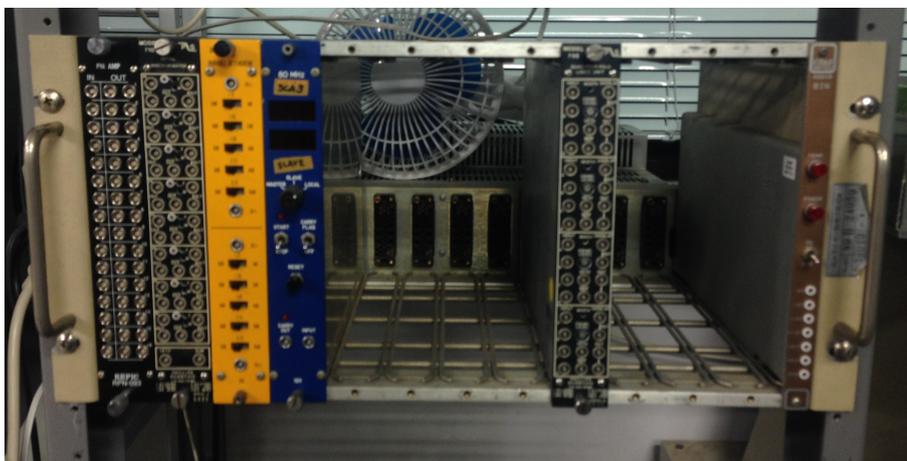


図 3.2: 研究室で用いている NIMbin の一つ

3.3 エレクトロニクス

実験で使用したエレクトロニクスについての説明を次に述べる。

3.3.1 Discriminator

設定した Threshold(閾値) を入力信号が超えた時にパルスを出力する装置である。閾値は、フロントパネルのポテンショメーターによって調節することができる。一般的に、Discriminator は PMT や他の検出器からの低い振幅のノイズを除去するために使用される。

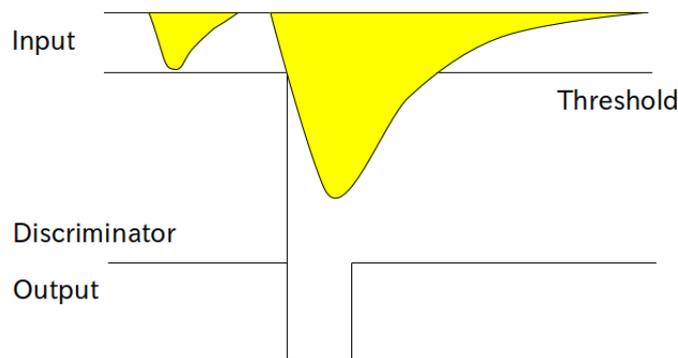


図 3.3: Discriminator

3.3.2 Gate Generator

入力信号の幅を数 nsec から数 sec の長さに変動させる装置である。また、信号を Delay させることも可能である。このパルス幅は、フロントパネルのつまみによって調節することができる。このモジュールを通したデジタル信号を Gate として ADC や TDC に用いることが一般的である。

3.4 データ収集・解析装置

本実験では、ADC や TDC に CAMAC 規格のものを用いた。これらの ADC、TDC は CAMAC コントローラの制御下にある。

3.4.1 CAMAC

CAMAC(Computer Automated Measurement and Control)とは検出器から得られたアナログ電気信号をデジタル量に数値化するエレクトロニクスの規格名である。計測や制御を目的とする装置を制作するのに、独立の単位機能を持つモジュール・ユニットを適当に組み合わせて構成することが行われる。このような複雑な装置を比較的単純なユニットの組み合わせで実現できる利点を持っている。特に高エネルギー素粒子実験のデータ取得(Data Acquisition(DAQ))で用いられる。

CAMACはコンピュータに繋がられ、CAMACコントローラを介し、個々のモジュールを制御する。この際にDATAWAYと呼ばれるバックプレーンを用い、モジュールの電力、アドレスバス、ステータスバス、コントロールバス、データバス等の管理を行なっている。



図 3.4: CAMAC

3.4.2 ADC, TDC

ADCとは、アナログ信号をデジタル信号に変換する装置である。原理として、ADCに入力された信号は、コンデンサに電荷として蓄えられる。コンデンサは一定の割合で放電され、入力電荷に比例する時間を与える。その時間は放電している間の発振器のパルス数を数えることで測定される。

ADCには基本、信号読み出しチャンネルとは別に Gate チャンネルが存在する。その Gate チャンネルに Gate パルスを入れることで、Gate が開いている間の信号の電流を積分した結果得られる電荷に対応する整数を出力する。ADCは Gate パルスが ON になっている間

の信号積分電荷を対応する整数に変換する。ADC が出力する数値は $1\text{count} = 0.25\text{pC}$ である。

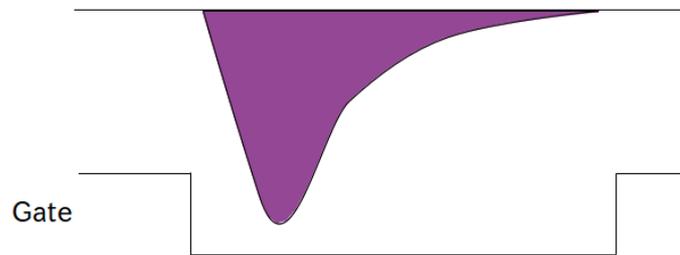


図 3.5: ADC における Gate パルスと読み出し信号の概略図

TDC とは、スタートシグナルからストップシグナルが入るまでの時間を測定する装置である。今回の実験で使用した TDC は、 $1\text{count} = 54\text{ps}$ である。

第4章 シミュレーション

4.1 Geant4

Geant4 は、素粒子が物質中で起こす複雑な振る舞いや反応を正確にシミュレーションする大規模ソフトウェアである。このソフトウェアは、高エネルギー物理学や宇宙物理学、原子核物理学、また医学においても不可欠なものとなっている。例えば、理論が予想する事象が実際にどのように観測されるかをシミュレートし、あらかじめその結果を予測することができると同時に、実験での観測結果と比較して何が起きているのかを検証するためにも用いられている。また、Geant4 は物理プロセスや検出器のジオメトリー、データ生成やその保存、視覚化等の多くのツールキットから構成されており、フレームワーク内にあるモデルの機能性を理解しやすく、自分の想定している実験に合ったモデルの生成と追加は、ほとんどの場合、元からあるモデルに手を加えることで実現できる。

4.2 シミュレーション

4.2.1 実験シミュレーション

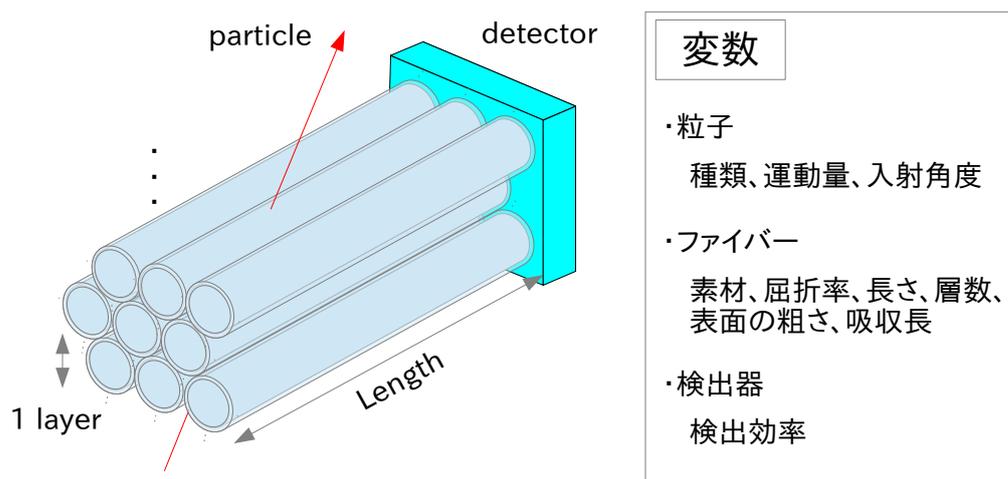


図 4.1: シミュレーション環境

今回、電子光物理学研究センター (第 5 章 5.1) にて制作したカウンターの性能評価実験を行ったが、事前準備としてどのような結果が見込まれるのかをシミュレーションで確認した。なお、以後のシミュレーションは Geant4 を用いて行っている。

閾値型ファイバーチェレンコフカウンターとファイバー TOP カウンターの実現可能かを知るためには、カウンターまで伝達されるファイバー由来のチェレンコフ光の有無、入射角度による伝達される光量の変化、距離による伝達される光量の変化、距離による到達時間の標準偏差 σ の変化、これら 4 つを知る必要がある。よってこのシミュレーションでは、光量のカウンター層数依存性、角度依存性、距離依存性の測定、 σ の距離依存性の測定を目的とした。

粒子	運動量 [GeV/c]	fiber 部の屈折率 (core)	fiber 部の屈折率 (clad)
e^+	0.47	1.49	1.42

表 4.1: 実験シミュレーションの共通条件

まず、光量のカウンター層数依存性を調べる。ファイバー長 30cm のカウンターに粒子が 30° の角度で入射するよう設置し、層数を変化させて光電子数の変化を確認した。(図 4.2) ファイバーは依積みで重ねているので荷電粒子が通過する物質厚と層数は比例関係にある。よって、平均光電子数が層数に比例していることは合理的な結果と言える。

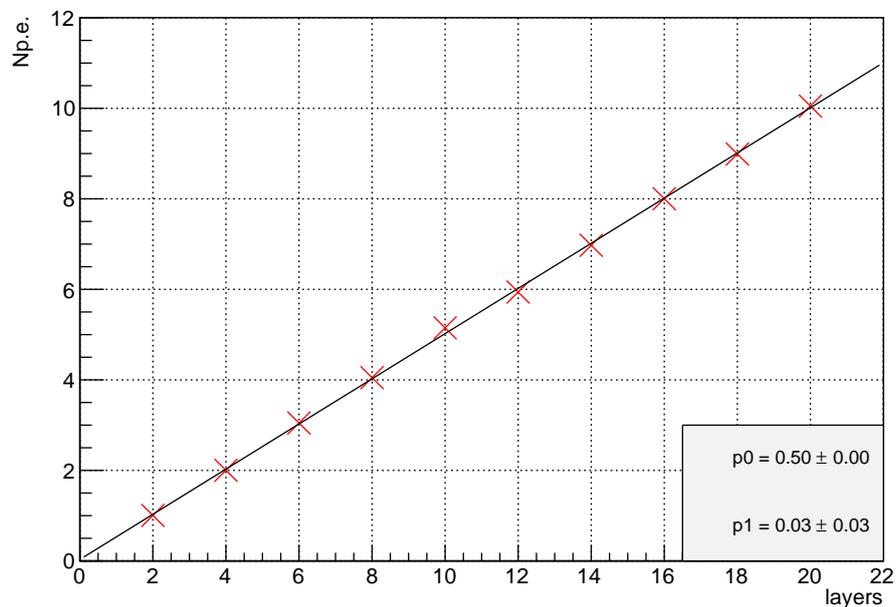


図 4.2: 層数ごとの平均光電子数。一次関数 (p_0 :傾き、 p_1 :切片) でフィッティングしている。

次に、光量の角度依存性を調べる。長さ 30cm のファイバーを依積みで 10 層に重ねたものを標的とし、粒子の入射角度を変化させて光電子数の変化を確認した。式 (2.10) から理論的にチェレンコフ光が全反射し伝達する範囲は図 4.3 の通りであり、24.5 °が閾値となっている。

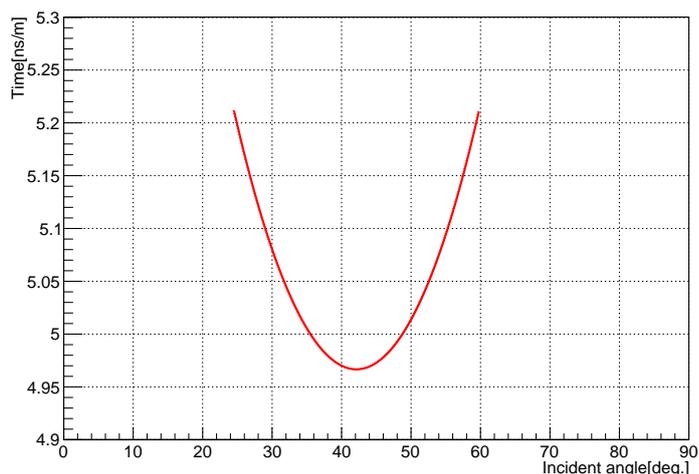


図 4.3: e^+ (運動量 470MeV/c) の理論的なチェレンコフ光の全反射範囲

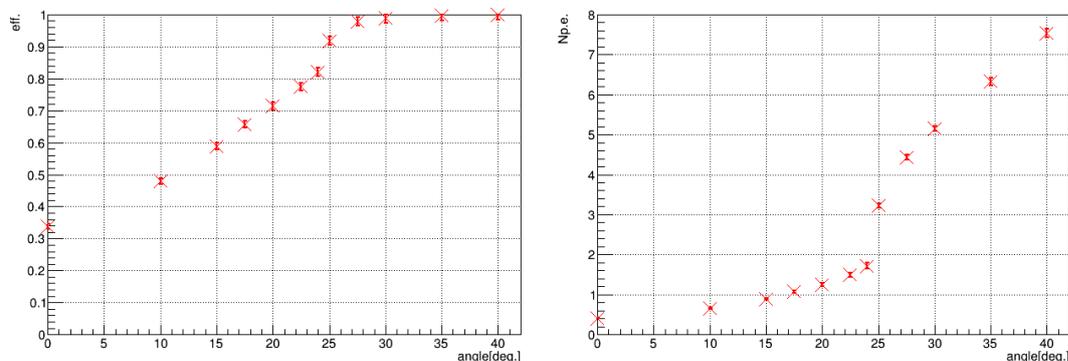


図 4.4: 左:角度ごとの検出効率、右:角度ごとの平均光電子数

図 4.4 から閾値付近で平均光電子数が落ちていることは確かである。しかし、閾値以下でも明らかに光電子が確認できている。式 (2.10) はあくまで平面状で条件を満たす角度であり、立体においては図 4.4 の範囲外でも全反射条件を満たすチェレンコフ光が僅かに存在しているためだと考えられる。実際の実験では、この光の影響がどの程度あるのかも確認する。

最後に、光量とチェレンコフ光の到達時間の標準偏差 σ の距離依存性を調べる。依積みで10層ファイバーを重ねたカウンターに粒子が30°の角度で入射するよう設置し、ファイバーの長さを変化させて光電子数の変化、到達時間の σ の変化を確認した。

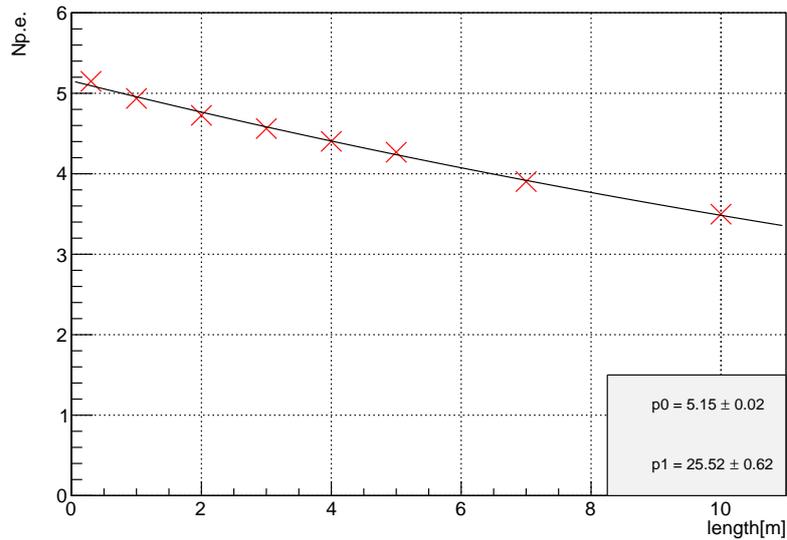


図 4.5: 距離ごとの平均光電子数とフィッティンググラフ ($p_0 * \exp(-\frac{x}{p_1})$)

指数関数的減衰を表す式 (4.1) より、このシミュレーションでの減衰長は25.5mである。

$$I(x) = I_0 * e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4.1)$$

伝達距離と伝達時間の σ は比例関係にあることが確認できた。(図 4.6) 切片の値は、光検出器の時間特性を反映している。

4.2.2 π/K 識別

識別が難しいとされる π/K を想定する粒子とし、我々のカウンターはどのような性能を示すのかを確認した。ファイバーの減衰率の設定は e^+ と同様である。

粒子	運動量 [GeV/c]	fiber 部の屈折率 (core)	fiber 部の屈折率 (clad)
π/K	1	1.49	1.42

表 4.2: π/K 識別シミュレーションの共通条件

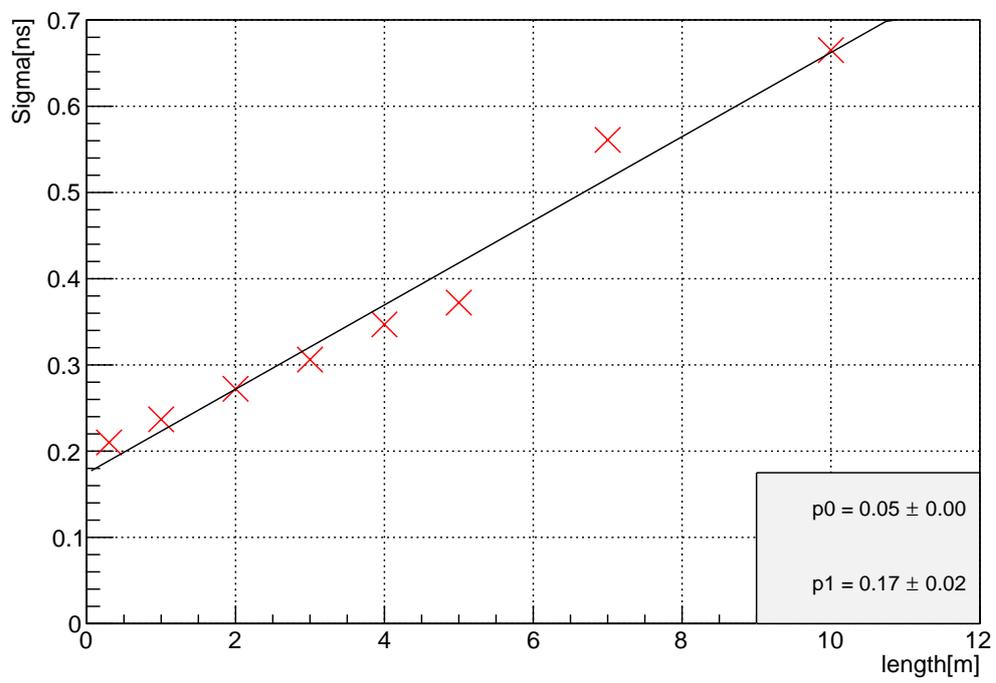


図 4.6: σ の距離依存性とフィッティンググラフ ($p0 * x + p1$)

まず、閾値型ファイバチェレンコフカウンターの性能を見る。30cm のファイバーを10層積みにしたものを標的とし、角度を変えながら粒子を当て、得られる平均光電子数がどのように変化するか確認した。

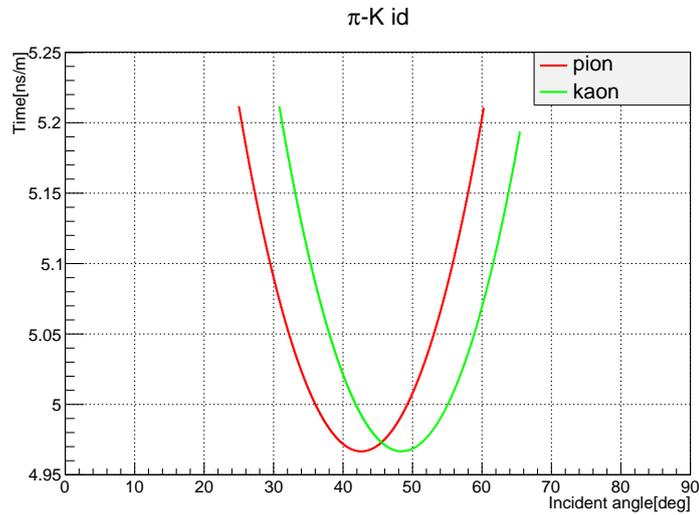


図 4.7: 運動量 1GeV/c の π /K の理論的なチェレンコフ光の全反射範囲

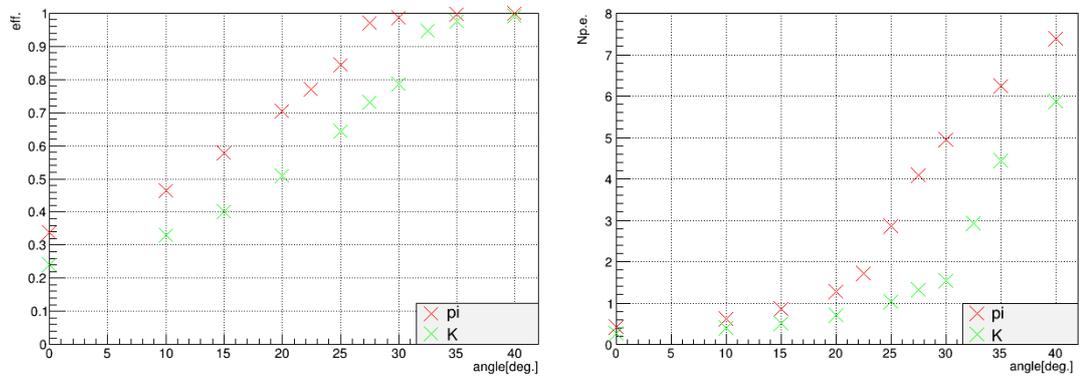


図 4.8: 左:角度ごとの検出効率、右:角度ごとの平均光電子数

e^+ 同様、閾値付近で $N_{p.e.}$ の変化の挙動が変わっている。ここで、最も平均光電子数の差が大きい 30° に着目する。 30° の平均光電子数の平均を閾値とし、それ以上を π に依るもの、それ以下を K に依るものと判断する。(図 4.8) K と正確に識別できる効率は 73%、 π と識別できる効率は 70%である。このカウンターを 3層重ね、2層以上が識別できた場合のみ、解析結果として識別できたとする。この場合の組み合わせは表 4.3 の通り

である。この時、hit となる効率は 82% となり、層を増やしていくことで、高精度の識別が可能になることがわかる。

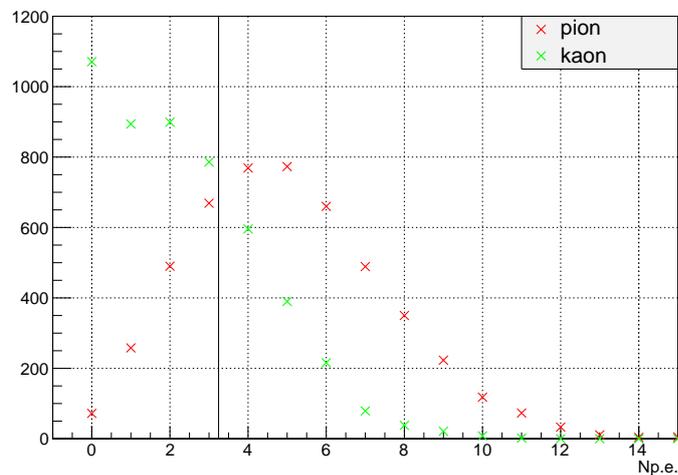


図 4.9: π/K の Np.e. 分布図。黒の実線が π/K の Np.e. の平均値を示している。

hit	no hit	解析結果
3	0	hit
2	1	hit
1	2	no hit
0	3	no hit

表 4.3: 識別結果の組み合わせ

次に、ファイバー TOP カウンターの性能を見る。10 層のファイバーを両方の粒子の全反射範囲に含まれる 35° で設置し、長さを変えることに依る π/K での到達時間のピークの差と、到達時間の標準偏差 σ がどのように変化するか測定した。

π/K の到達時間差は距離と比例関係にある。減衰長 25.5m のファイバーを 10m 伸ばして時間差 1.7ns 得られている。この値は一般的な PMT の時間分解能と比べて十分長いいため、粒子識別が可能であるという事が出来る。

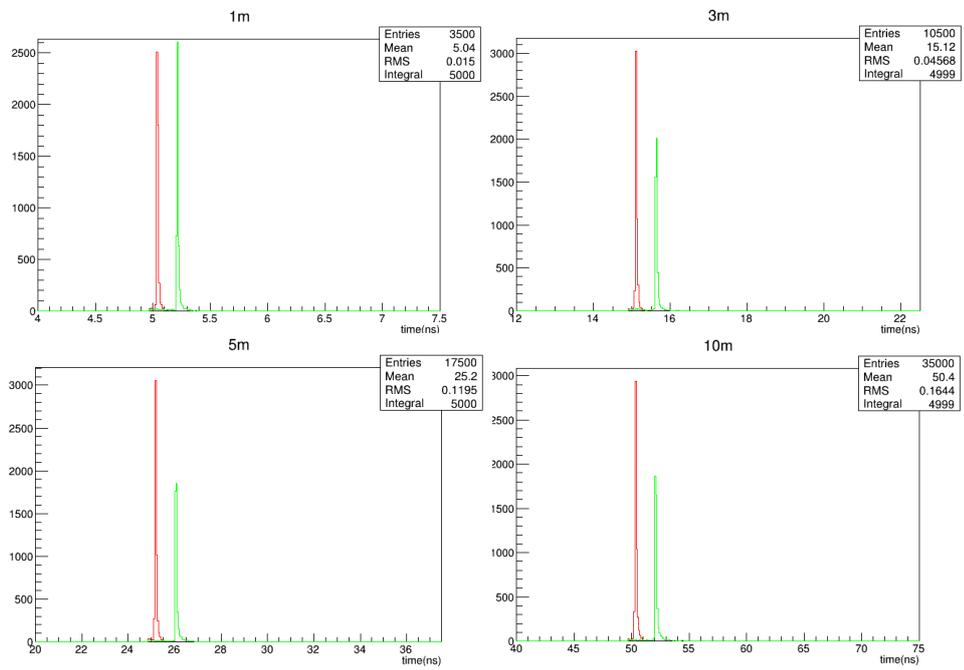


図 4.10: 距離ごとの到達時間分布

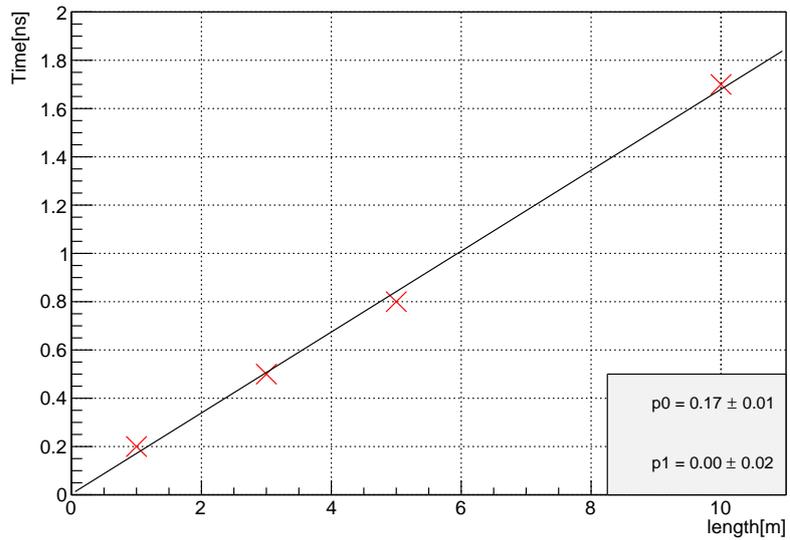


図 4.11: 距離ごとの到達時間差の変化

第5章 実験

本実験は、東北大学電子光物理学研究センターで行った。運動量 $470\text{MeV}/c$ の陽電子ビームを試作したカウンターに照射し、放射されたチェレンコフ光の伝搬速度や光量の角度依存性や距離依存性を調べた。また、実験結果を反映させ、再度シミュレーションを行った。

5.1 電子光物理学研究センター

実験は、東北大学電子光物理学研究センターの $\text{GeV}\gamma$ 照射室にて $470\text{MeV}/c$ の陽電子ビームを用いて行った。

電子光物理学研究センターには、線形加速器 (ライナック) と、ストレッチャーブースターリング (STB リング) と呼ばれる円形加速器の二つの加速器がある。熱電子銃から打ち出された電子を線形加速器で 150MeV に加速し、加速したパルス電子線を STB リングに入射する。STB リングで電子線を連続ビームに変換し、最大 1.2GeV まで加速させ、蓄積周回させる。周回電子をラジエータに当てることによって制動放射を起こし高エネルギー γ 線を発生させる。この γ 線を $\text{GeV}\gamma$ 照射室と呼ばれる実験室に導き、その最上流に設置してある金属箔に当て、電子・陽電子対生成を起こさせる。そのうちの陽電子を RTAGX 双極電磁石を用いて、 30° に運動量分析したものを鉛コリメータで絞り、ビームとして用いた。

5.2 セッティング

本実験のセッティングは図 5.1、図 5.2 の通りである。

Trigger1,2 と Trigger3,4 には PMT を使用し、有効面積 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ のシンチレータに両覗きの形でつけた。PMT への印加電圧は -1000V である。不適なイベントを極力減らすため、Trigger1,2 のシンチレータは地面に垂直に、Trigger3,4 のシンチレータは水平に設置している。この 4 つの trigger counter の AND でゲートを作ることとした。また、オフライン解析用に Trigger5 をカウンターに接する形で取り付けた。Trigger5 はこれまでの Trigger と同様、有効面積 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ のシンチレータに PMT を取り付けたものである。これは Trigger 用のシンチレータが有効面積 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ なのに対してカウンターの幅が 1.5cm ほどしかなく、trigger 信号が来ているにも関わらずカウンターにビームが当たっていないイベントを排除するためである。これらの Trigger には、 100ns の delay をかけている。

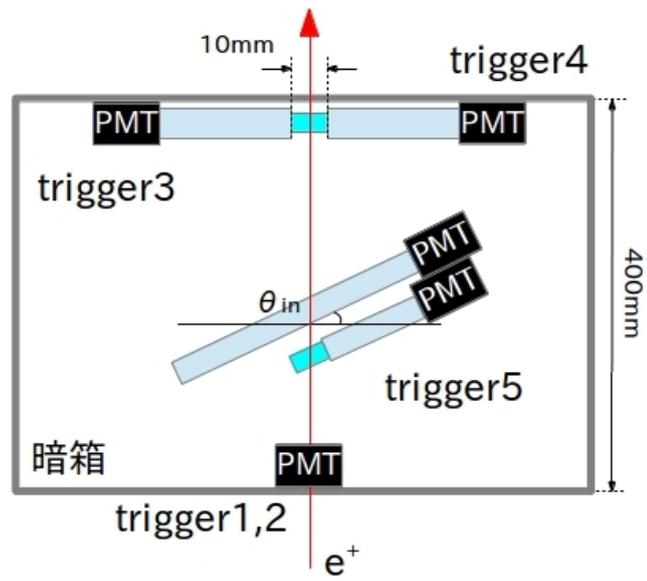


図 5.1: セッティング模式図

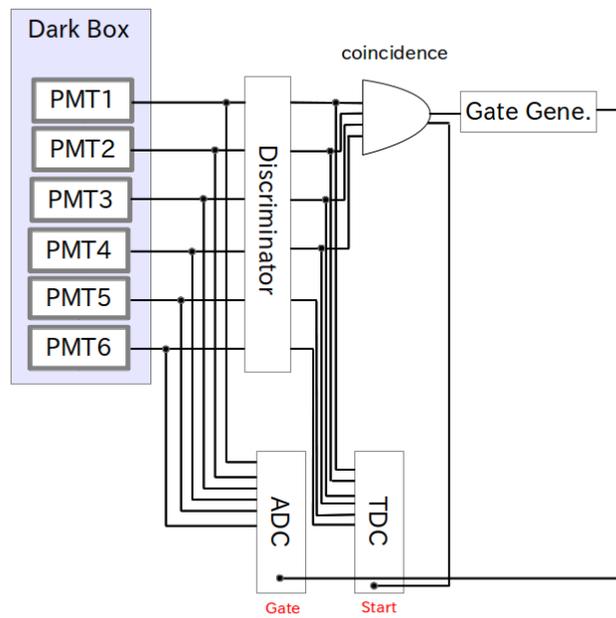


図 5.2: 回路図

カウンターは直径 1mm のファイバーを依積みで複数層重ねることで制作した。カウンターの一端を PMT に接続し、データとしてイベント毎に ADC、TDC 値を計測した。ファイバー長が 5m 以上のカウンターを測定する際は delay を変更し、17ns 遅らせている。



図 5.3: カウンターに使用した PMT。印加電圧-1300V で使用し、その際の Gain は 3.48×10^7 である。

5.3 結果と再シミュレーション

5.3.1 解析方法

解析の方法を説明する。ADC の場合、trigger 信号が来ているにも関わらず、カウンターから信号が来ないイベント (TDC データがオーバーフローしているデータ) を排除する。TDC の場合、Trigger1,2,3,4 の TDC データ (t_1, t_2, t_3, t_4) を用いて、カウンターの TDC データ (t) に時間原点の補正をかける。(式 (5.1))

$$t' = t - \frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4}{4} \quad (5.1)$$

5.3.2 実験データと再シミュレーション

まず、ファイバー長 30cm のカウンターを陽電子ビームが 30° で入射するよう設置し、カウンターの層数を変化させることで光量のカウンター依存性を調べた。

シミュレーション同様、カウンターの層数と平均光電子数が比例していることが確認できた。(図 5.4) これにより、ファイバーから、チェレンコフ光が発生し PMT まで伝播していることが確認できた。平均光電子数が増加したことにより、TDC の FWHM(半値幅) は層が増えるごとに減少している。

層数	2	6	10	18
eff	0.722	0.980	0.990	0.998
eff 誤差	0.006	0.007	0.007	0.007
$N_{p.e.}$	1.22	3.24	5.01	10.1
$N_{p.e.}$ 誤差	0.04	0.03	0.09	0.18

表 5.1: 層数ごとの検出効率と平均光電子数

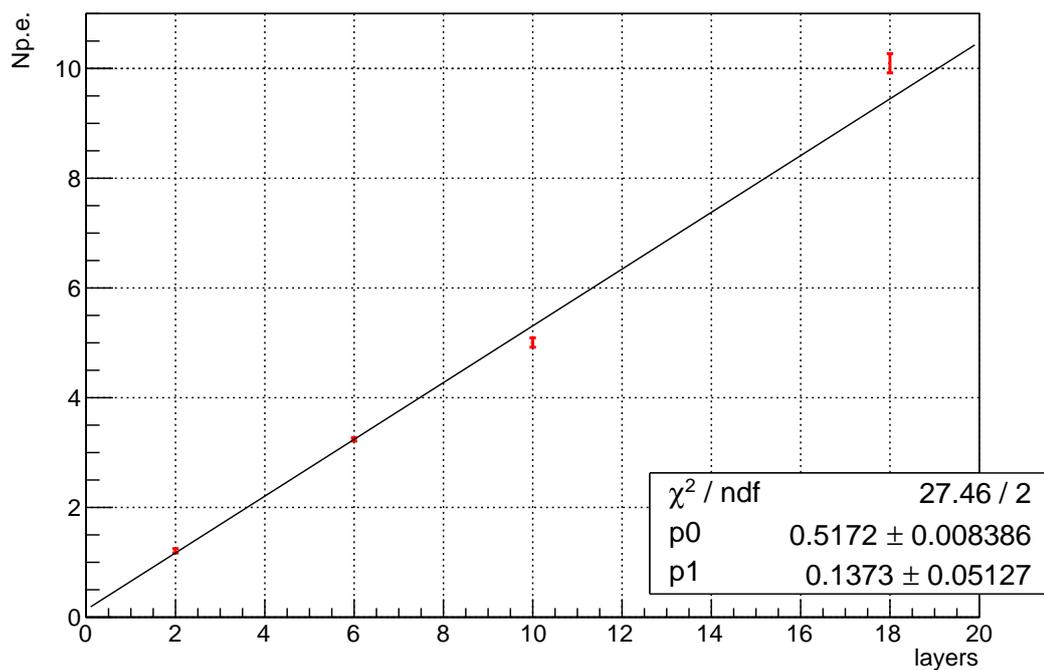


図 5.4: 平均光電子数のカウンター依存性。一次関数 (p0:傾き、p1:切片) でフィッティングしている。

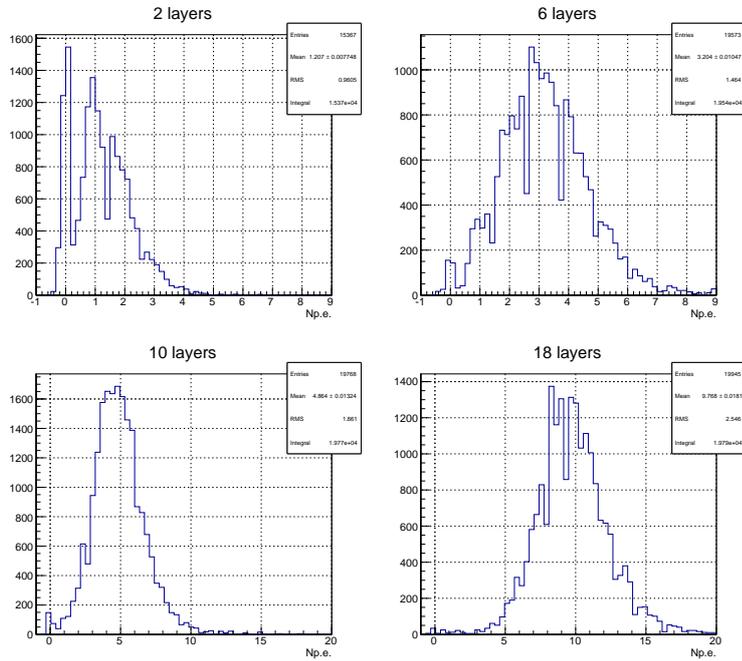


図 5.5: 層数ごとの Np.e. 分布

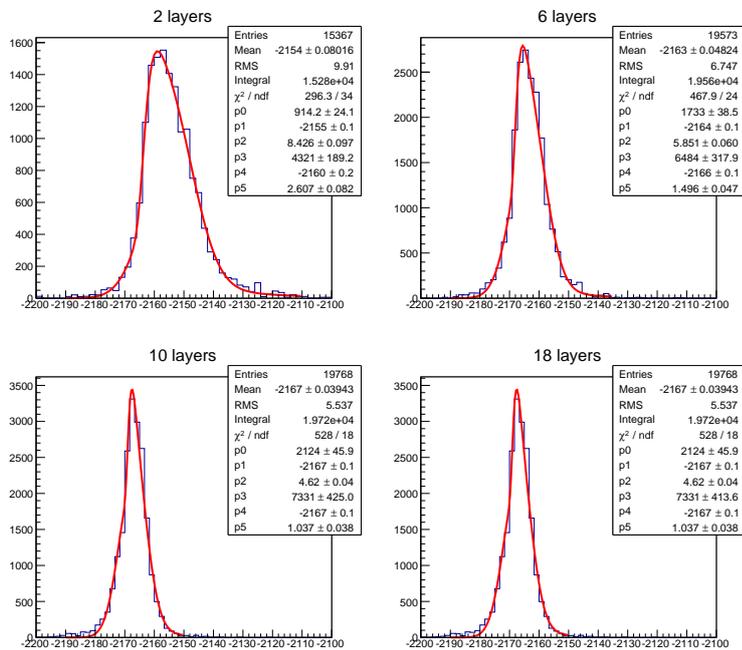


図 5.6: 層数ごとの TDC データとフィット関数 (ガウス関数 + ランダウ関数)

次に、ファイバー長 10m、10 層のカウンターを設置し、陽電子ビームの入射角度を変化させることで光量の角度依存性を調べた。

角度 [deg.]	0	10	15	18	20	22	25	30	40
eff.	0.050	0.058	0.127	0.201	0.338	0.609	0.849	0.943	0.989
eff. 誤差	0.002	0.002	0.003	0.003	0.004	0.006	0.006	0.007	0.007
$N_{p.e.}$	0.05	0.06	0.12	0.21	0.36	0.88	1.69	2.62	5.11
$N_{p.e.}$ 誤差	0.00	0.00	0.00	0.01	0.01	0.06	0.08	0.11	0.16

表 5.2: 角度ごとの検出効率と平均光電子数

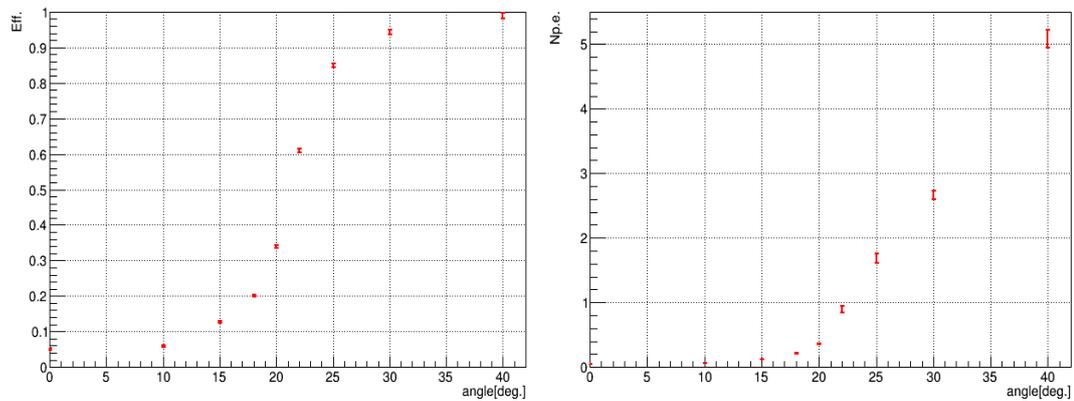


図 5.7: 左:検出効率の角度依存性、右:平均光電子数の角度依存性

式 (2.10) における閾値である 25 °付近から 15 °付近にかけて、検出効率が大きく落ち込んでいることがわかる。これによって、角度を変化させることで異なる粒子の検出効率に差をつけ、識別することが理論上可能であることが確認できた。しかし、明らかな差が出来るまで 10 °以上の変化を必要としている。この主な原因は、シミュレーションで確認した理論的閾値以下で伝達されるチェレンコフ光と考えられる。他に考えられる原因として空気層、knock-on-electron の影響とファイバー被膜部での全反射が考えられる。

図 5.13、図 5.14 を見てみると角度が浅くなるにつれて knock-on-electron の影響が大きくなっていることがわかる。knock-on-electron の影響を補正する。理論上閾値となっている 25 °のフィットにおける 1/10 値幅を基準値とし、それぞれの角度のフィットの最大値を取る値から基準値を引いた値が図 5.13、図 5.14 の緑線である。この緑線より右側の値のみを有効とした。ただし、0 °と 10 °に関してはガウスフィットで得られた標準偏差 σ を用いて、平均値から 3σ 右の位置に緑線を設定している。このように補正したものが図 5.8 である。補正後のプロットでも、落差が僅かにしか大きくならないため、knock-on-electron

の影響は小さいと言える。

角度 [deg.]	0	10	15	18	20	22	25	30	40
corrected eff.	0.005	0.010	0.072	0.151	0.309	0.594	0.842	0.939	0.988
誤差	0.000	0.001	0.002	0.003	0.004	0.006	0.006	0.007	0.007

表 5.3: 補正後の検出効率

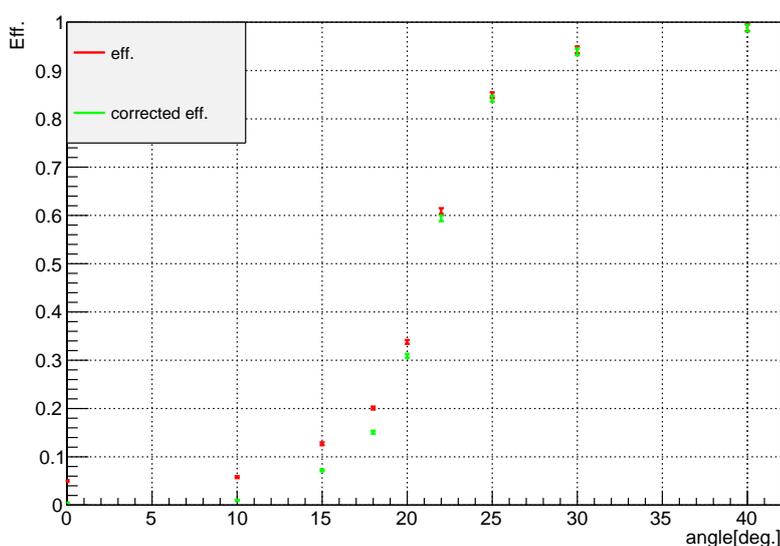


図 5.8: 補正した検出効率の角度依存性

また図 5.9 を見てみるとファイバー内部と被膜部の境界で全反射する範囲を示す青線だけでなく、被膜部と空気層の境界で全反射する範囲を示す緑線とも一致しているため、空気層との全反射で光が伝達されていると考えられる。

同時に、実験データを反映させ、再度シミュレーションを行った。(図 5.10) 実験前シミュレーションではグラフの形状が実験データと異なっていたが、ファイバーの波長ごとの光吸収率を細かく設定することで各数値において 85%以上の精度で再現することが出来た。このことから、波長ごとの光吸収率も閾値付近での $N_{p.e.}$ 変化を鈍くさせている一因であることが考えられる。

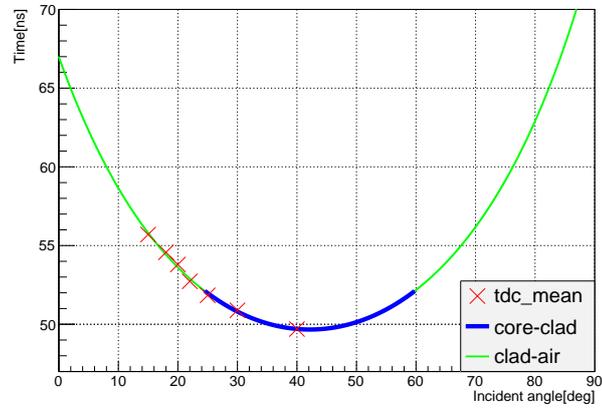


図 5.9: 角度による到達時間の理論値と実測値の平均値。青線:ファイバー内部と被膜部の境界で全反射する範囲、緑線:被膜部と空気の境界で全反射する範囲

角度 [deg.]	0	10	15	18	20	22	25	30	35	40
Np.e.	0.001	0.112	0.227	0.348	0.432	0.680	1.34	2.67	3.70	4.45
誤差	0.000	0.002	0.004	0.006	0.008	0.012	0.025	0.049	0.068	0.081

表 5.4: 再シミュレーションの Np.e.

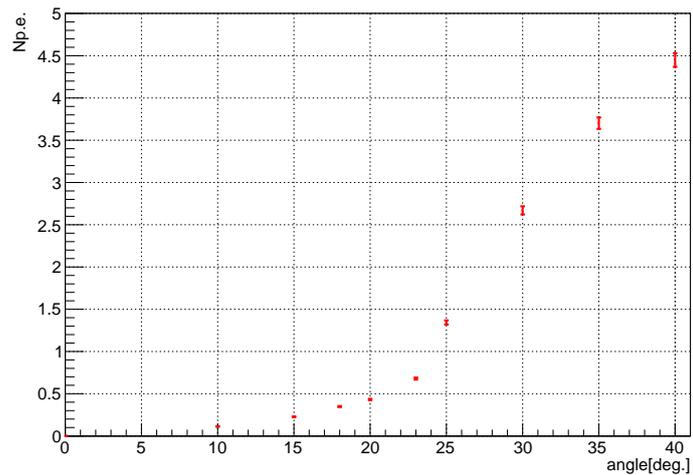


図 5.10: 再シミュレーション結果。平均光電子数の角度依存性

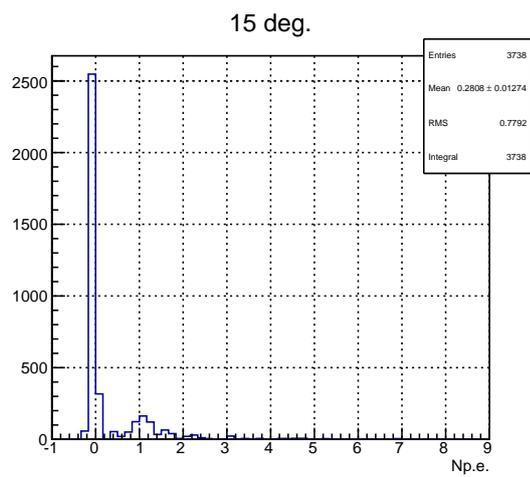
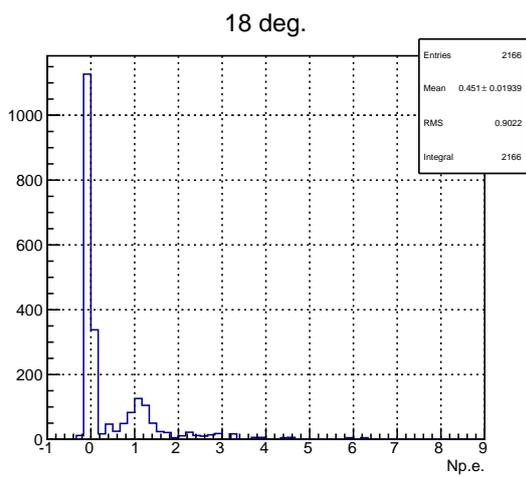
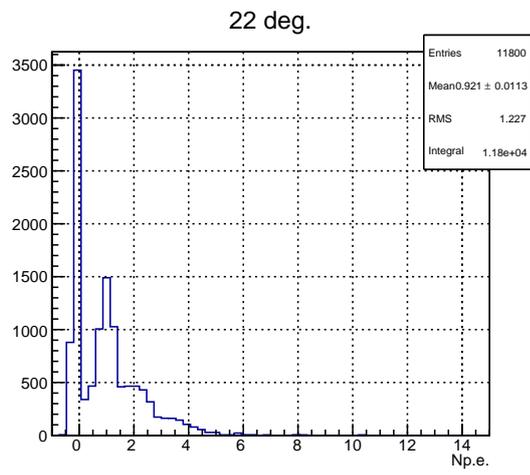
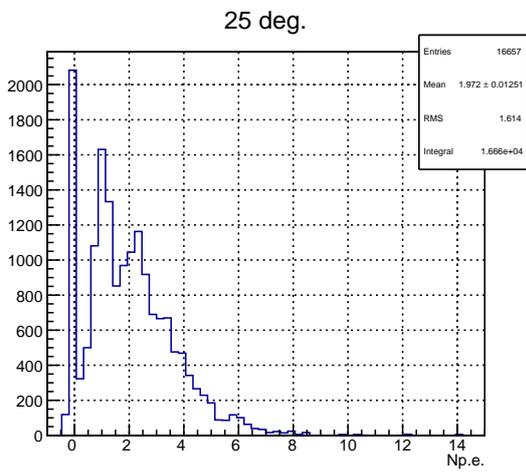
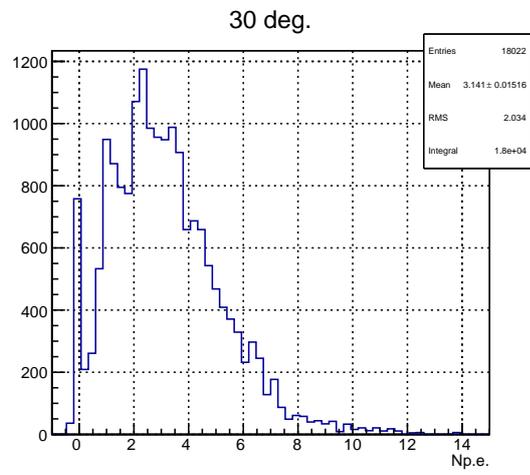
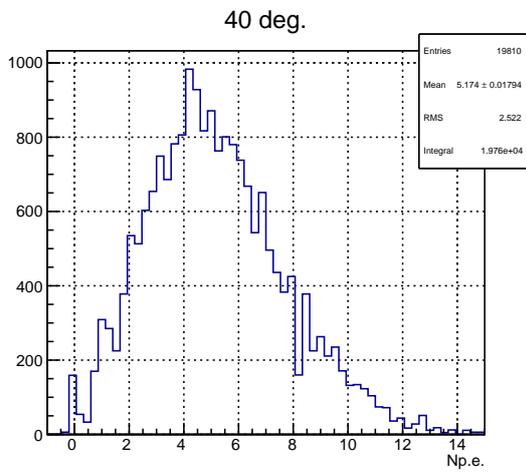


図 5.11: 角度ごとの Np.e. 分布 1

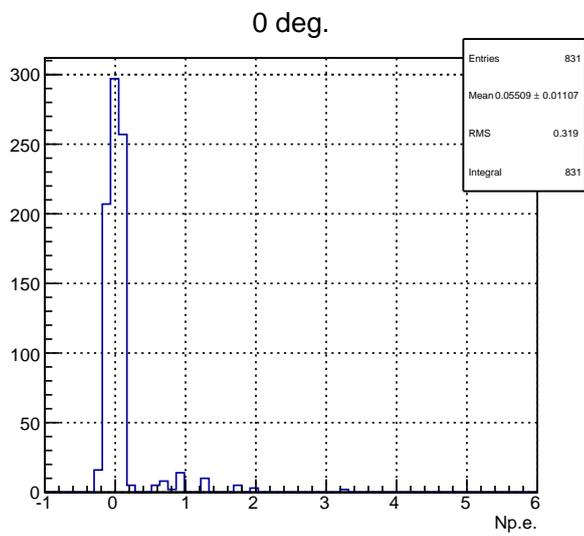
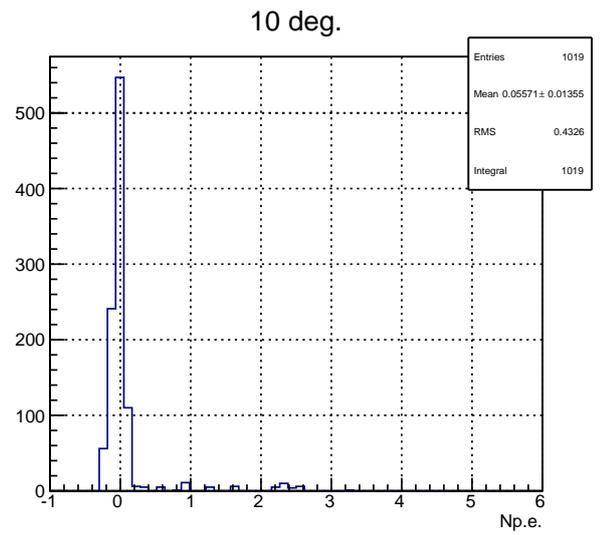
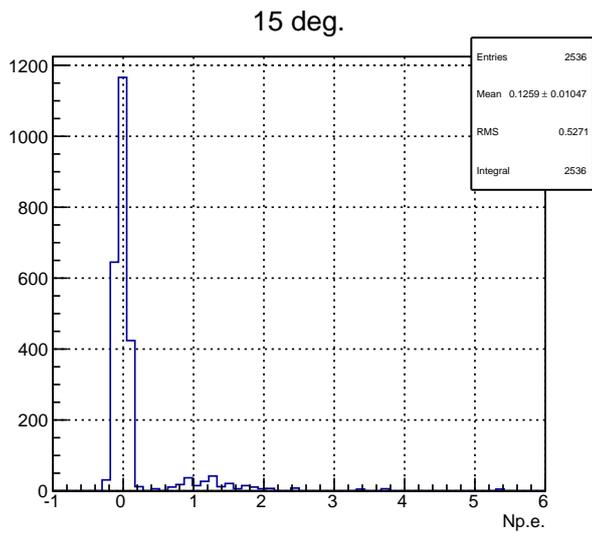


図 5.12: 角度ごとの Np.e. 分布 2

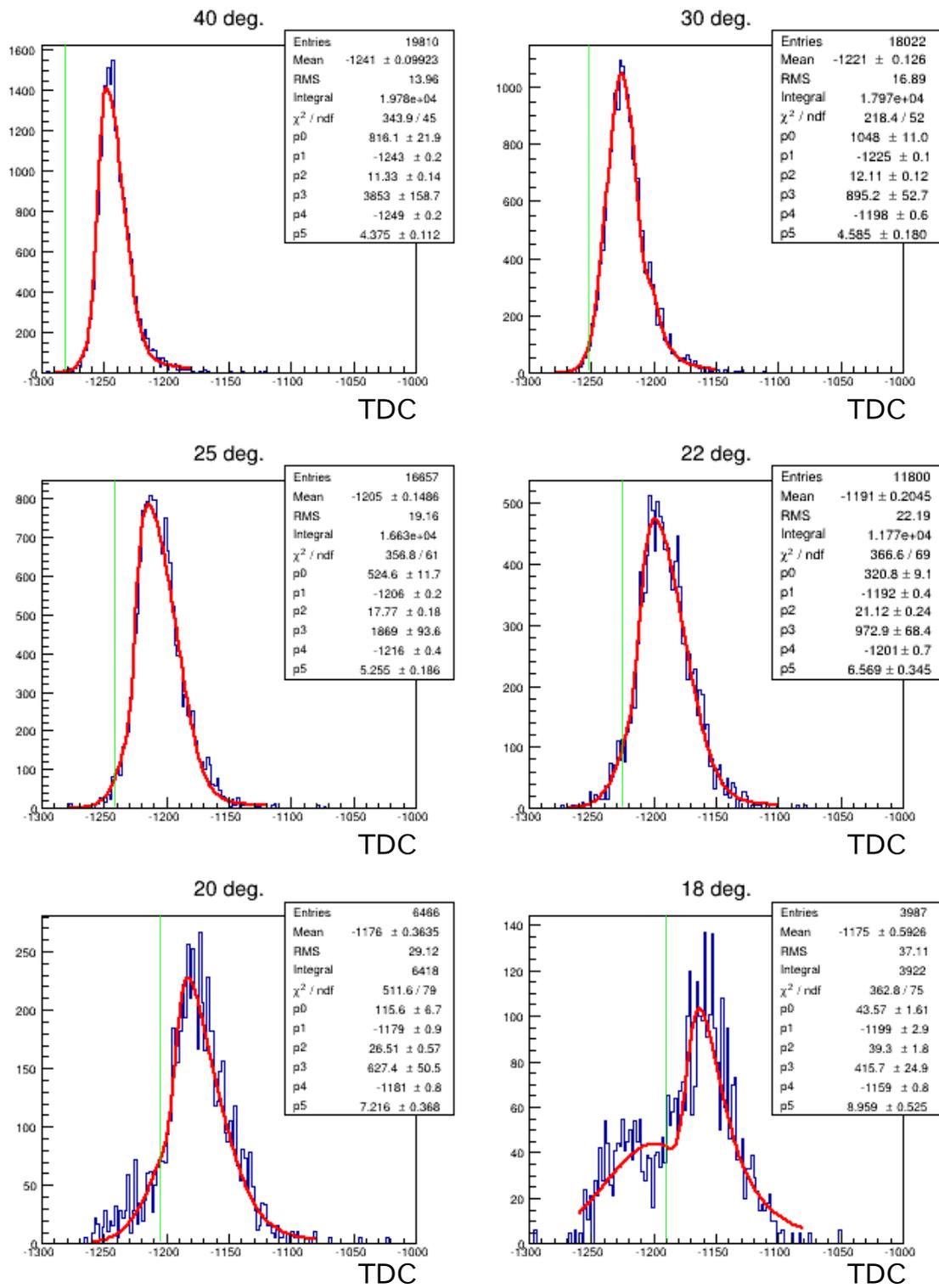


図 5.13: 角度ごとの TDC データとフィット関数 (ガウス関数 + ランダウ関数)¹

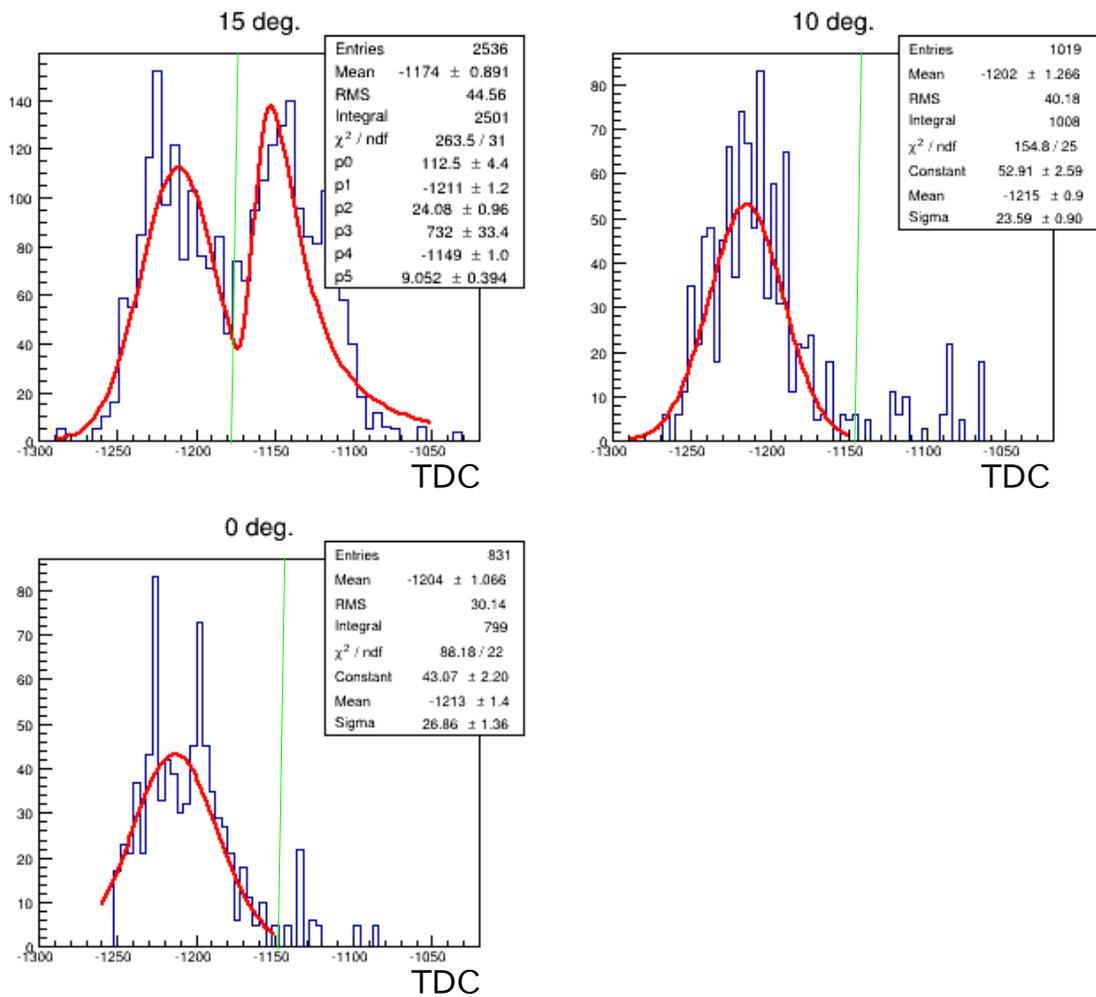


図 5.14: 角度ごとの TDC データとフィット関数 (ガウス関数 + ランダウ関数)²

次に、10層のカウンターを陽電子ビームが30°の角度で入射するように設置し、ファイバーの長さを変化させていくことで光量の距離依存性を調べた。

長さ [m]	0.3	5	10	15	20	25
eff	0.990	0.957	0.943	0.743	0.637	0.588
eff 誤差	0.007	0.007	0.007	0.006	0.006	0.005
$N_{p.e.}$	4.92	3.62	2.79	1.52	0.96	0.83
$N_{p.e.}$ 誤差	0.09	0.28	0.21	0.25	0.01	0.01

表 5.5: 距離ごとの検出効率と平均光電子数

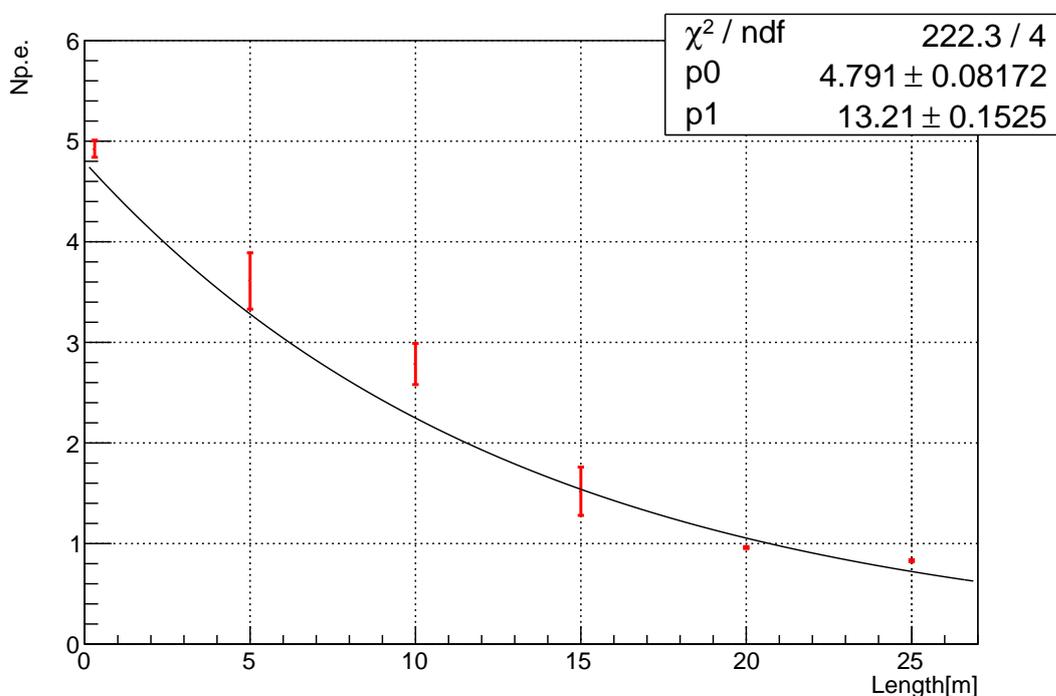


図 5.15: 平均光電子数の距離依存性とフィット関数 ($p_0 \cdot \exp(-\frac{x}{p_1})$)

図 5.14 の値から、今回使用したファイバーのチェレンコフ光に対する伝送損失 605dB/km という結果が得られた。公称の伝送損失と大きく値が異なる原因として、チェレンコフ光が短波長側の光であり、短波長の光に対するファイバーの光吸収率が高いことが考えられる。また、再シミュレーションを行ったが、ファイバーの波長ごとの光吸収率の設定、core と clad の境界面を理想平面から確率で光が散乱されるように設定することで各値において 97% 以上の精度で再現することができた。

長さ [m]	0.3	1	3	5	7	10	15	20	25
$N_{p.e.}$	5.52	5.13	4.30	3.69	3.25	2.67	1.80	1.21	0.90
誤差	0.10	0.09	0.08	0.07	0.06	0.05	0.03	0.02	0.02

表 5.6: Simulation における、平均光電子数の距離依存性

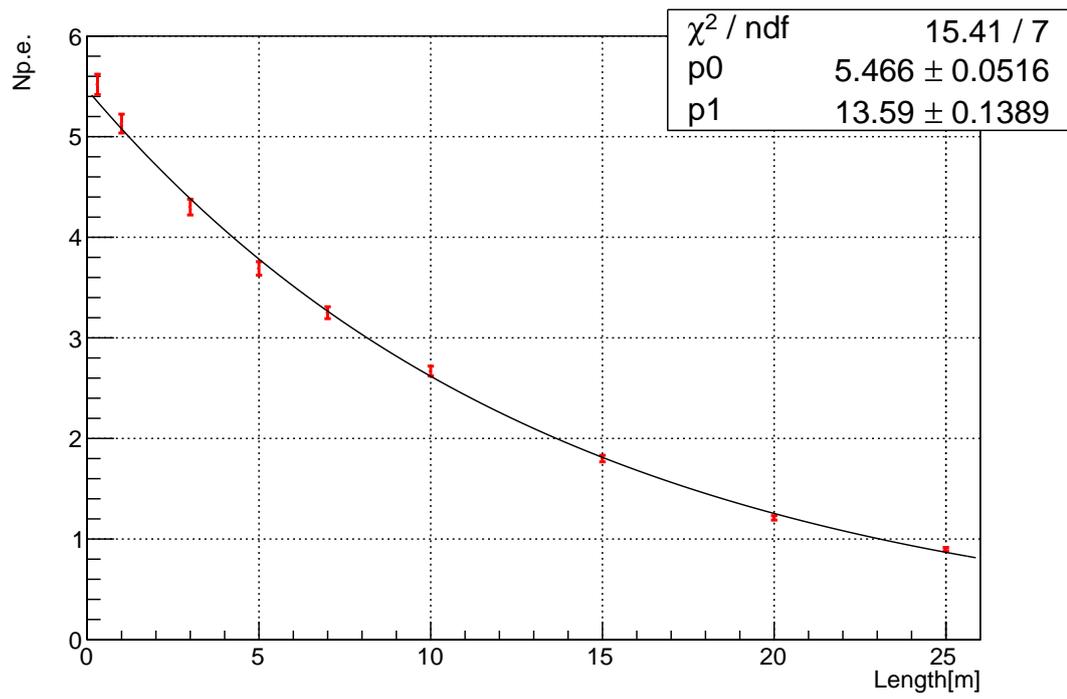


図 5.16: Simulation における平均光電子数の距離依存性とフィット関数 ($p_0 \cdot \exp(-\frac{x}{p_1})$)

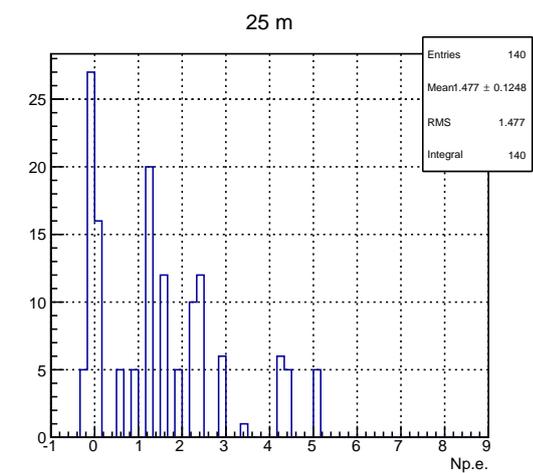
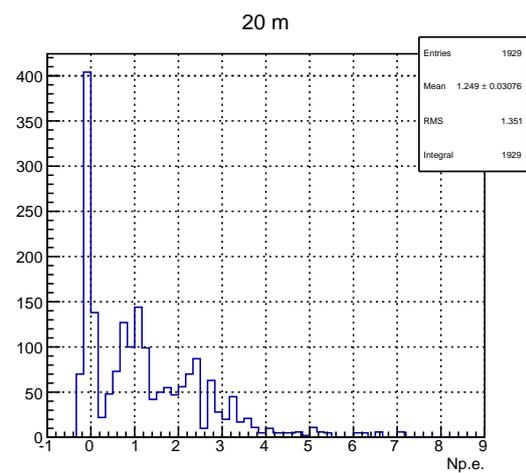
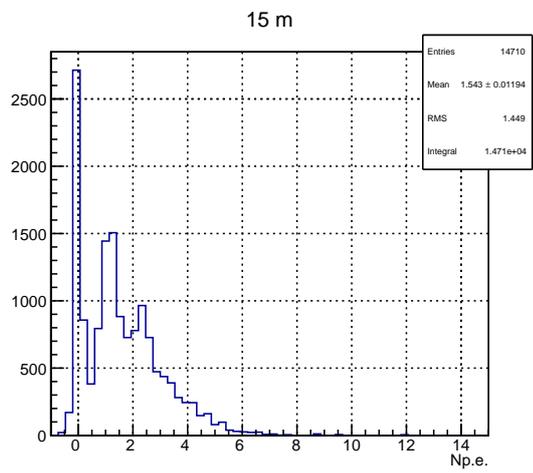
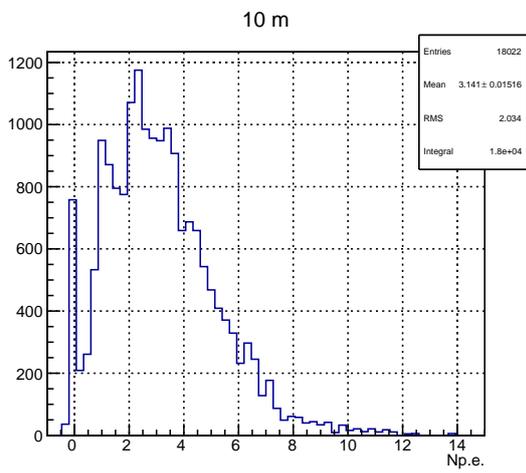
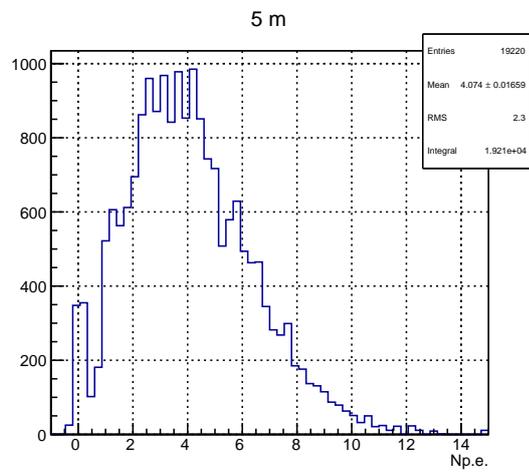
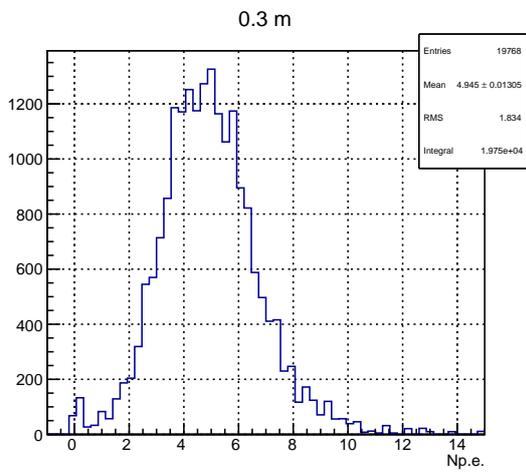


図 5.17: 距離ごとの Np.e. 分布

最後に、光の伝達時間の時間分解能の距離依存性は図 5.16 のようになった。フィット関数がガウス関数 + ランダウ関数のため、FWHM で評価している。

長さ [m]	0.3	5	10	15	20	25
FWHM[ns]	0.42	0.93	2.03	3.09	3.65	4.85

表 5.7: 距離ごとの伝達時間の FWHM

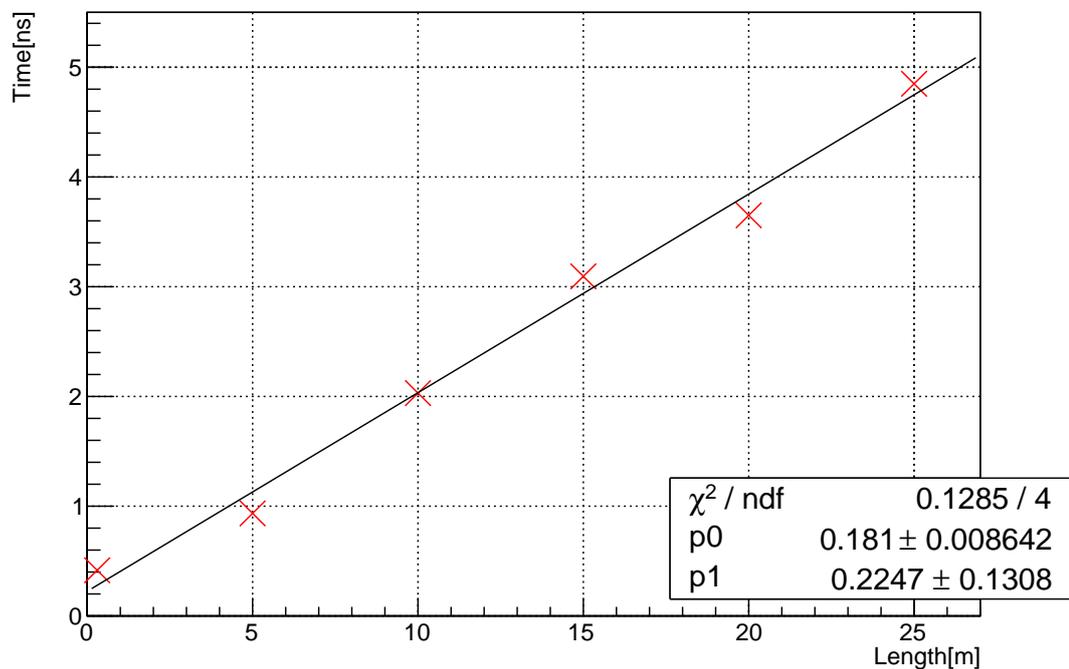


図 5.18: 伝達時間の FWHM の距離依存性。一次関数 (p0:傾き、p1:切片) でフィッティングしている。

距離が伸びていくにつれて、FWHM も大きくなっていることがわかる。また、PMT 等のような受光素子の分解能に比べて、ファイバーに依存する分解能の影響の方が大きいということがわかった。この結果は、再シミュレーションでも各値において 85% の精度で再現することが出来た。(図 5.19) これらの結果から、使用したファイバー自体の平行度や透明度が想定よりも悪く、ファイバー TOP カウンターとして使うには現実的な輻射体でないことがわかった。

長さ [m]	0.3	1	3	5	7	10	15
FWHM[ns]	0.16	0.25	0.55	0.96	1.47	2.00	2.69

表 5.8: Simulation における距離ごとの伝達時間の FWHM

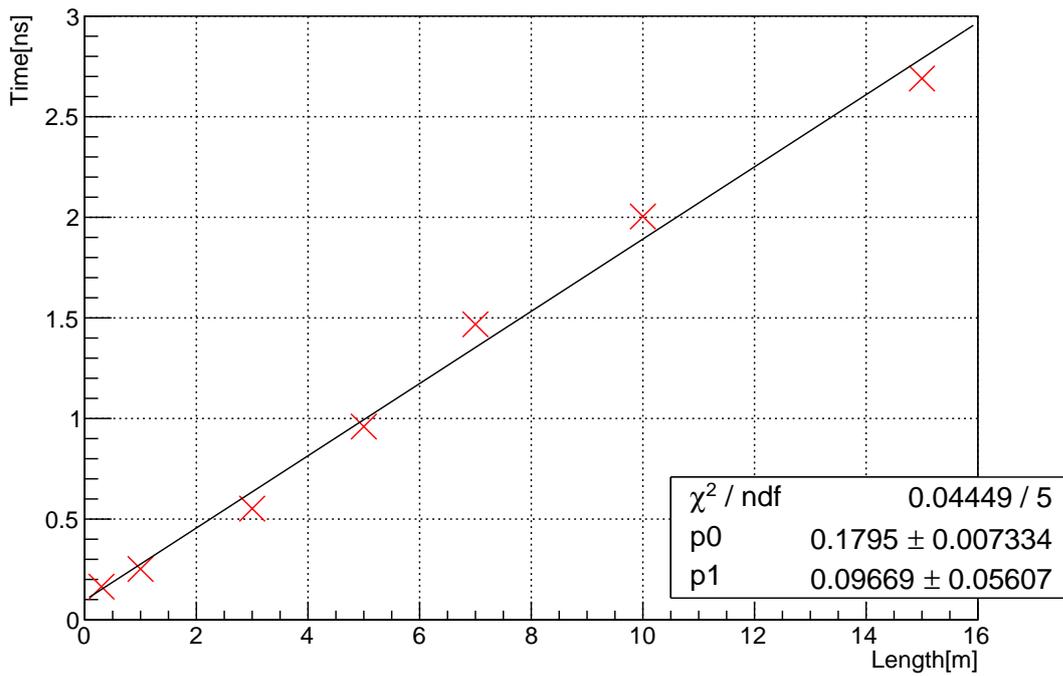


図 5.19: Simulation における伝達時間の FWHM の距離依存性。一次関数 (p0:傾き、p1:切片) でフィッティングしている。

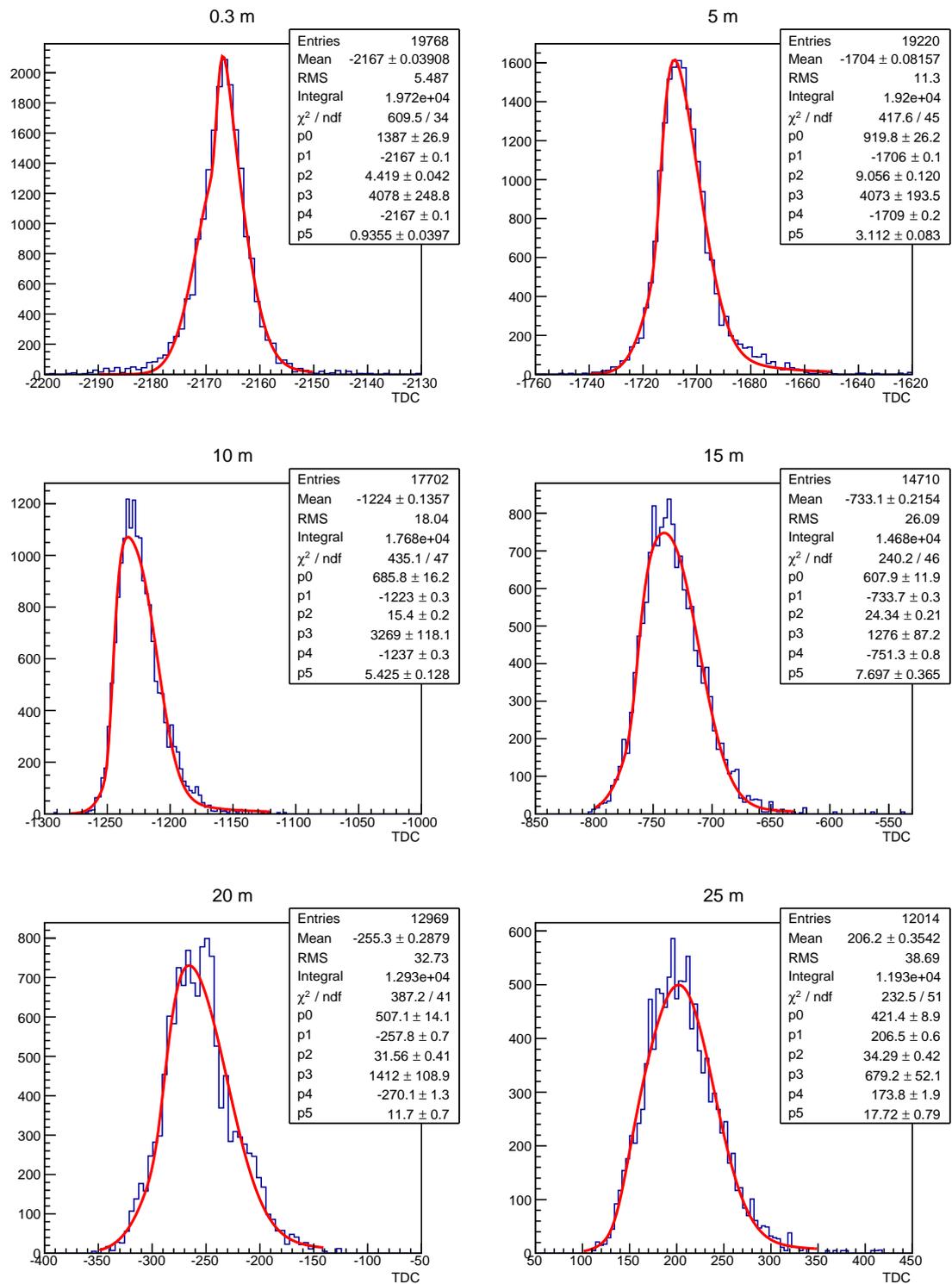


図 5.20: 距離ごとの TDC データとフィット関数 (ガウス関数 + ランダウ関数)

第6章 結論

本研究は、安価に調達可能なファイバーを輻射体とする、新たな機構のチェレンコフカウンターの開発を目的とした。しかし実験結果から、ファイバー TOP カウンターは現在のファイバーの性能では実現不可能なことがわかった。一方、閾値型ファイバーチェレンコフカウンターはそのままの形では識別能力が低いですが、変更を加えれば識別能力を向上させることができ、実現可能である。その2つの方法を以下に示す。

・方法1 - 複数のカウンターを用いる

表 5.3 の補正後の検出効率を、カウンターに粒子が当たったと判断する効率 e_{hit} とする。表 5.3 と表 5.2 の検出効率の差を、そのカウンターでは判断できない効率 $e_{unknown}$ とする。それ以外の効率を、カウンターに粒子が当たっていないとする効率 e_{nohit} とする。角度依存性の測定で使用したカウンターと同様のものを二つを用いて測定した場合、それぞれから得られた結果の組み合わせは表 6.1 の6通りである。この時、hit 数が no hit 数より多いものを解析結果としての hit、同数のものを unknown、少ないものを no hit と見なす。

hit	unknown	no hit	解析結果
2	0	0	hit
1	1	0	hit
1	0	1	unknown
0	2	0	unknown
0	1	1	no hit
0	0	2	no hit

表 6.1: 2つの識別結果の組み合わせ

この時、解析結果が hit、unknown、no hit となる効率はそれぞれ E_{hit} 、 $E_{unknown}$ 、 E_{nohit} として

$$E_{hit} = e_{hit} * e_{hit} + 2C_1 * e_{hit} * e_{unknown} \quad (6.1)$$

$$E_{unknown} = 2C_1 * e_{hit} * e_{nohit} + e_{unknown} * e_{unknown} \quad (6.2)$$

$$E_{nohit} = 2C_1 * e_{unknown} * e_{nohit} + e_{nohit} * e_{nohit} \quad (6.3)$$

式 (6.1)、式 (6.2)、式 (6.3) より、図 6.1 が得られる。

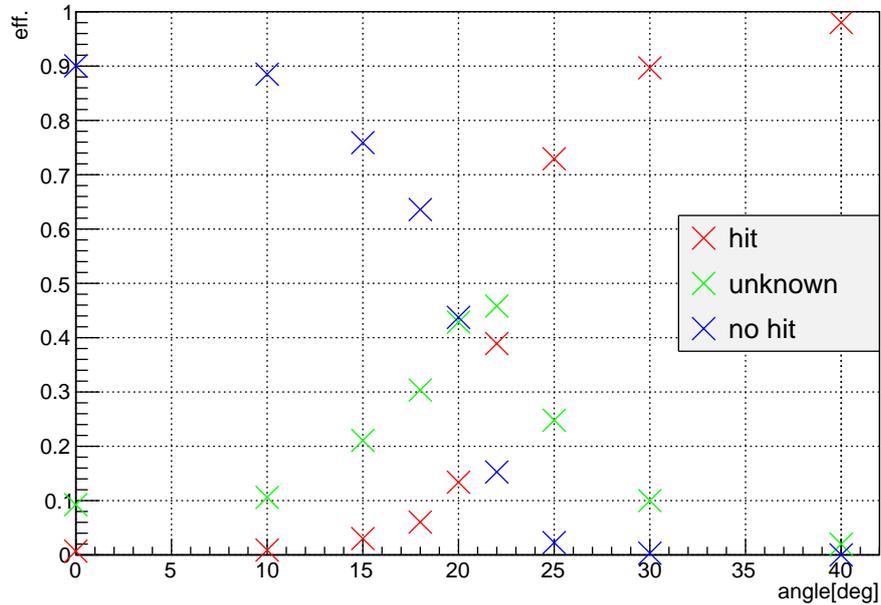


図 6.1: 2つの識別結果を用いた場合の hit、unknown、no hit の割合

カウンターを増やしていくと徐々に検出効率の落差が大きくなっていき、9つのカウンターを使った場合では25°から20°の変化で検出効率が97%から5%に変化するという結果が得られた。(図 6.2)

・方法2 - 角型ファイバーを用いる

式(2.10)の理論的閾値以下でチェレンコフ光が全反射し、PMTで検出できている原因をファイバーの円柱構造にあると考え、その作用を取り除くために角型ファイバーを用いてカウンターを制作する。その性能評価をGeant4でのシミュレーションで行った。条件の値は、Kuraray社製の角型シンチレーションファイバーを元にしてしている。

1辺の長さ (mm)	coreの屈折率	cladの屈折率	減衰長 (m)
1	1.59	1.49	13.2

表 6.2: シミュレーションの条件

まず、今回の実験と同様に470MeV/cの e^+ を入射させた。(図 6.3) Np.e.の明らかな変化が理論的閾値である19°付近で見られる。

同様に、1GeV/cの π/K でシミュレーションを行うと、20°~24°の間で運用することで粒子識別が可能であることがわかる。(図 6.4)

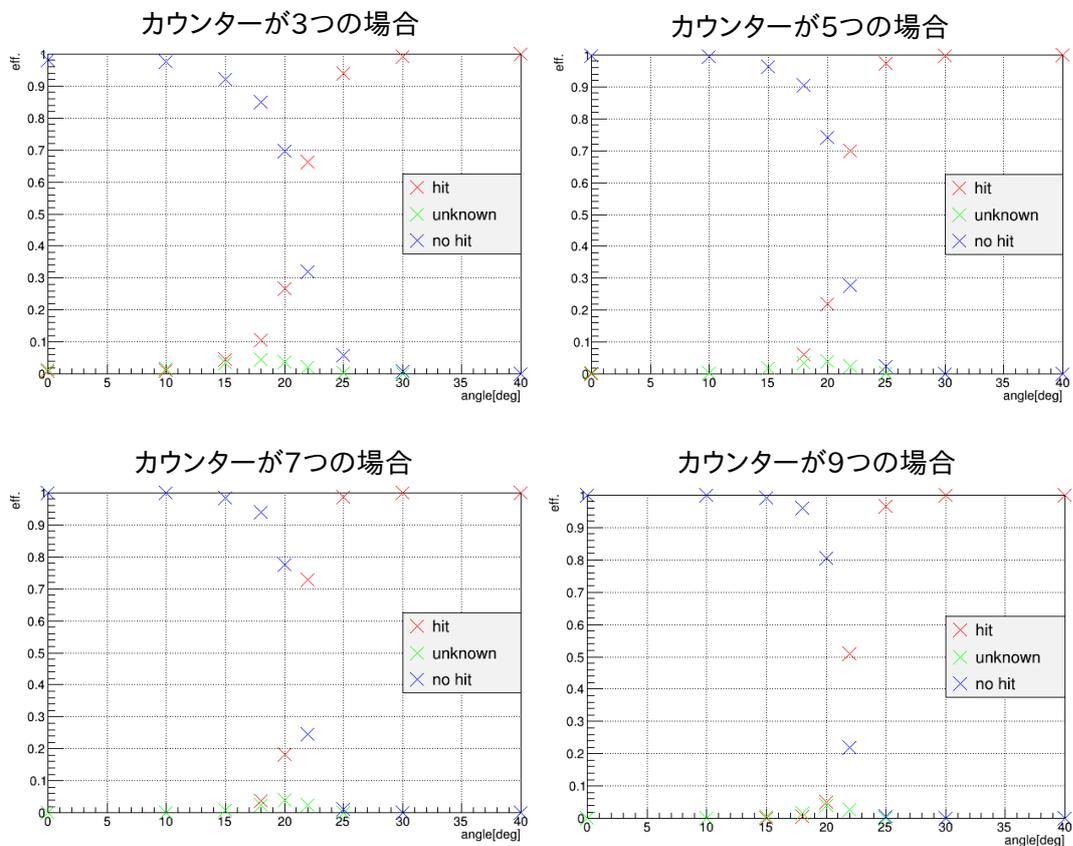


図 6.2: カウンター数ごとの検出効率のグラフ

角度 [deg.]	0	10	15	18	19	22	25	30
Np.e.	0.02	0.07	0.11	0.15	4.64	8.36	8.99	9.9
誤差	0.00	0.00	0.00	0.00	0.15	0.26	0.28	0.31

表 6.3: e^+ での Np.e. の角度依存性

角度 [deg.]	0	10	15	18	19	20	22	24	25	27	30	35
Np.e.(π)	0.00	0.12	0.09	0.15	0.87	6.60	8.06	8.58	8.93	9.27	9.69	10.8
誤差 (π)	0.00	0.00	0.00	0.00	0.03	0.21	0.25	0.27	0.28	0.29	0.31	0.34
Np.e.(K)	0.01	0.07	0.09	0.08	0.12	-	0.11	0.21	5.19	7.71	8.61	9.76
誤差 (K)	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	-	0.00	0.01	0.16	0.24	0.27	0.31

表 6.4: π /K での Np.e. の角度依存性

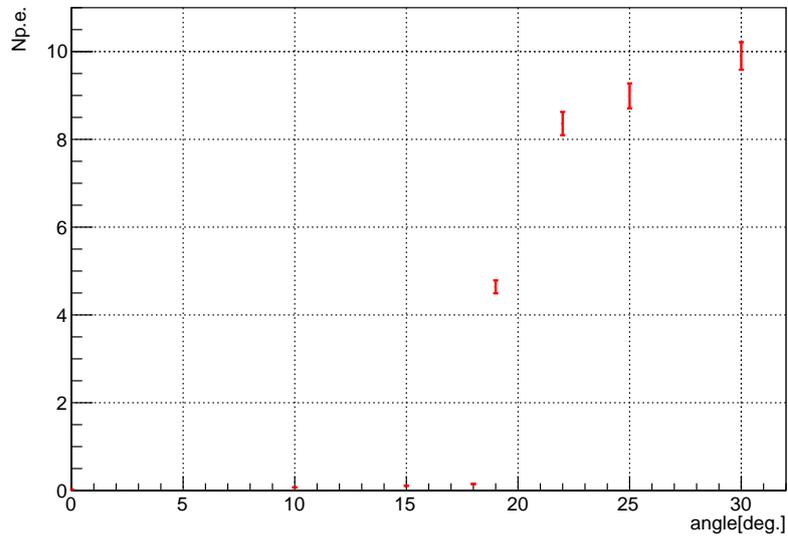


図 6.3: 角型ファイバーに e^+ を入射させた場合の Np.e. の角度依存性

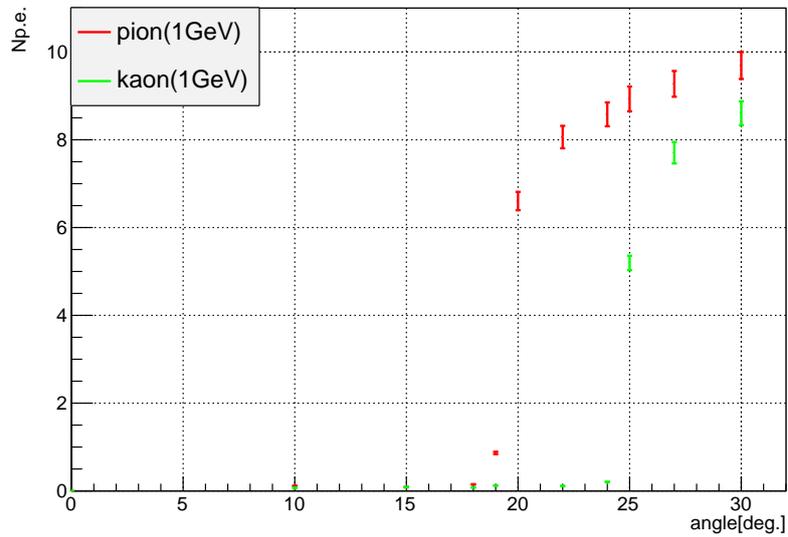


図 6.4: 角型ファイバーを用いた場合の π/K 識別

今後は、角型ファイバーで制作したカウンターを用いて、シミュレーションと同様の結果が得られるかの確認を行いたい。また、陽電子以外でのビームテストを行い、シミュレーションで2つの粒子を識別するために行なっている解析により得た値と実際の値がどの程度合致しているのか確認したい。同時に、今回の結果を反映させたより精度の高いシミュレーションでカウンターの性能評価を行なっていきたい。

参考文献

- [1] Particle Data Group, Chinese Physics C Vol.38, No.9 (2014) 090001
- [2] K.Nishimura, "The time-of-propagation counter for Belle II", Nucl. Instr. and Meth., A639 (2011) 177-180
- [3] K.Inami, "TOP counter prototype R&D", Nucl. Instr. and Meth., A639 (2011) 298-301
- [4] D.leith, "DIRC - the particle identification system for BaBar", Nucl. Instr. and Meth., A494 (2002) 389-401
- [5] 佐藤剛士, "電子陽電子除去用の $n=1.003$ シリカエアロゲルチェレンコフカウンターの開発", 修士論文、千葉大学、2012
- [6] Geant4, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [7] 電子光理学研究センター、<http://www.lns.tohoku.ac.jp/fy2011/index.php>

謝辞

本研究を行うにあたり、千葉大学粒子線物理学研究室の皆様には大変お世話になりました。

河合秀幸准教授には、本研究に参加する機会を与えてくださったことを深く感謝致します。吉田滋教授、間瀬圭一助教には本研究に関わる様々な助言を与えて下さり、深く感謝致します。

千葉大学粒子線研究室の新田宗孝氏、飯島周多郎氏、伊藤博士氏、大和久耕平氏、児玉諭士氏、韓樹林氏、上山俊佑氏、兼子菜緒見氏、小林篤史氏、井尻寛人氏、磯部晃氏には共に研究生生活を過ごす中で切磋琢磨し、有意義な時間を過ごせたことを感謝致します。

他研究室の友人達にも支えられ、研究できたことを深く感謝いたします。

最後に、自分の研究生生活を応援、援助して下さった家族に心から感謝を申し上げ、謝辞と致します。