

修士論文

J-PARCにおける チャーム・バリオン分光実験用 リングイメージングチェレンコフ検出器の 粒子識別性能評価

大阪大学 大学院理学研究科 物理学専攻
徳田恵

2023年2月28日

概要

構成子クォークモデルでは記述できないハドロンの励起状態を記述するために、新しい有効自由度としてダイクォーク相関が考えられているが、ダイクォーク相関は実験的に確認できていない。バリオン中の1つのクォークを u , d と比べて重いチャームクォークにすることで軽いクォーク間のダイクォーク相関を観測することができると考えられている。したがって、チャームバリオンの励起状態を包括的に測定することで、ダイクォーク相関の存在を明らかにすることができると期待されている。

我々は、チャームバリオン分光実験 (J-PARC E50 実験) を J-PARC 高運動量ビームラインにおいて計画している。実験では、液体水素標的に $20 \text{ GeV}/c$ の π^- ビームを入射し、 $\pi^- + p \rightarrow D^{*-} + Y_c^{*+}$ 反応によってチャームバリオンの励起状態 (Y_c^{*+}) を生成する。 D^{*-} の崩壊終状態の2つの π^- と1つの K^+ 、そしてビーム π^- の四元運動量を測定することで missing mass spectroscopy により Y_c^{*+} の質量を測定する。 D^{*-} の崩壊粒子は $2-16 \text{ GeV}/c$ の広い運動量領域をもつ。この広い運動量領域で粒子識別を行うためにリングイメージングチェレンコフ (RICH) 検出器の開発を行った。

RICH 検出器では、シリカエアロゲル (屈折率 $n = 1.04$) と C_4F_{10} ガス (屈折率 $n = 1.00137$) の二種類の輻射体を使用し、発生したチェレンコフ光を球面反射鏡で光子検出面に収束してチェレンコフ角の測定を行う。光子検出面には、漏れ磁場の影響を避けるため光検出器として Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を使用する。MPPC の小さい面積の受光面で $2000 \text{ mm} \times 1000 \text{ mm}$ の光子検出面を覆う必要があるため、チェレンコフ光を集光するためのコーン型ライトガイドを開発した。MPPC とコーン型ライトガイドを使用したプロトタイプ検出器の性能評価のため、東北大学電子光理学研究センター (ELPH) においてテスト実験を行った。 $0.8 \text{ GeV}/c$ の陽電子を屈折率 $n = 1.04$ のシリカエアロゲルに照射して発生したチェレンコフ光を、曲率半径 3000 mm の球面鏡で反射させ、コーン型ライトガイドと MPPC を使用した光子検出面に収束してリングイメージを測定した。テスト実験の解析からコーンの集光性能と MPPC の暗電流の影響を評価した。これらの実測の結果を Geant4 を用いたモンテカルロ・シミュレーションで再現できるようにした後、実機における $\pi/K/p$ の粒子識別性能を評価した。MPPC の暗電流の影響で識別性能が悪化したが、解析においてチェレンコフ光が収束した領域周辺のチャンネル選択を行うことで暗電流の影響を低減し、識別性能の向上が可能であることが分かった。モンテカルロ・シミュレーションによって、実機で使用される輻射体のうちシリカエアロゲルのみを用い、シリカエアロゲルの識別運動量領域である $2-6 \text{ GeV}/c$ の π/K と $2-10 \text{ GeV}/c$ の K/p の検出効率が 99% 以上、誤識別率が 1% 以下になることがわかった。コーン型ライトガイドを装着した MPPC が実機でも使用可能であることが分かり、実際の製作を進めるための仕様決定ができた。

目次

第1章 序論	4
1.1 バリオンの構造	4
1.1.1 チャーム・バリオンにおけるダイクォーク相関	4
1.2 チャーム・バリオン分光実験 (J-PARC E50 実験)	5
1.3 高運動量ビームライン	6
1.4 チャーム・バリオン・スペクトロメータ	7
1.5 本研究の目的	7
第2章 リングイメージングチェレンコフ検出器	9
2.1 チェレンコフ放射	9
2.2 リングイメージングチェレンコフ検出器	10
2.2.1 リングイメージングチェレンコフ検出器の構成	10
2.2.2 輻射体	11
2.2.3 球面鏡	12
2.2.4 チェレンコフ光検出器	13
2.2.5 コーン型ライトガイド	13
2.2.6 先行研究による要求性能	14
第3章 プロトタイプ検出器の性能評価試験	16
3.1 テスト実験の目的	16
3.2 プロトタイプ検出器	16
3.2.1 輻射体	16
3.2.2 球面鏡	16
3.3 コーン型ライトガイド	19
3.3.1 光子検出面	23
3.3.2 MPPC	24
3.4 テスト実験の概要	27
3.5 実験セットアップ	28
3.5.1 球面鏡のアライメント	28
3.6 解析と結果	29
3.6.1 Time walk correction	29
3.6.2 イベント選択	34
3.6.3 多重度の評価	34
3.6.4 V_{ov} 依存性	34

3.6.5	暗電流の評価	34
第4章	モンテカルロ・シミュレーションによる実機の粒子識別性能評価	39
4.1	モンテカルロ・シミュレーションによるテスト実験の再現	39
4.1.1	シリカエアロゲル	40
4.1.2	球面鏡	40
4.1.3	MPPC	41
4.1.4	コーン型ライトガイド	41
4.1.5	球面鏡の角度の最適化	42
4.1.6	コーン型ライトガイドの反射率最適化	43
4.1.7	角度分解能の評価	44
4.2	実機シミュレーション	48
4.2.1	実機シミュレーションのセットアップ	48
4.3	解析と結果	49
4.3.1	チェレンコフ角の計算方法	53
4.3.2	暗電流・散乱なしでの評価	53
4.3.3	シリカエアロゲルによる散乱光の影響	58
4.3.4	暗電流を考慮した評価	60
4.3.5	チェレンコフリング周辺のチャンネルのみを使用した解析	62
第5章	結論	66
5.1	本研究のまとめ	66
5.2	今後の課題	67
付録A	セグメント位置依存による分離度への影響	68

目次

1.1	チャーム・バリオンの励起準位スペクトルの模式図	5
1.2	チャーム・バリオン生成反応の模式図	6
1.3	チャーム・バリオン・スペクトロメータの概略図	8
2.1	チェレンコフ放射の模式図	9
2.2	先行研究 [4] で設計した RICH 検出器	10
2.3	球面鏡を使用しない RICH 検出器の模式図	12
2.4	球面鏡を使用した RICH 検出器の模式図	13
2.5	コーン型ライトガイドの模式図	14
3.1	使用したシリカエアロゲルの写真	17
3.2	プロトタイプ検出器に使用した球面鏡の反射率の波長依存性	18
3.3	使用した球面鏡の写真と固定具の模式図	18
3.4	ライトコーンの深さを最適化するためのモンテカルロ・シミュレーション におけるセットアップの模式図	20
3.5	Al の反射率の波長依存性 [7]	20
3.6	平行光が入射した場合のライトコーンの深さに対する収率	21
3.7	光子が斜めに入射する場合のモンテカルロ・シミュレーションに用いたセッ トアップの模式図	21
3.8	光子が斜めに入射した場合のライトコーンの収率	22
3.9	実際に製作したライトコーン	23
3.10	実際の光子検出面の写真。左が 50 mm ライトコーンを使用した光子検出面、 右が 30 mm ライトコーンを使用した光子検出面。	23
3.11	50 mm ライトコーンの固定具	24
3.12	使用した MPPC の光子検出効率の波長依存性とオーバー電圧依存性	25
3.13	使用した MPPC (S13360-6075CS) の構造	25
3.14	MPPC の取り付け方法と基板への接続方法	26
3.15	ELPH の加速器の概要図	27
3.16	実験セットアップを上から見た概略図。	28
3.17	アライメント時の様子	29
3.18	time walk と Time-over-Threshold (TOT) の概略図	30
3.19	トリガーカウンターの TOT-TOF 相関	31
3.20	トリガーカウンターの時間差 $\text{TOF}_{T_2-T_1}$ 分布	31
3.21	上流のトリガーカウンターと MPPC の各チャンネルとの TOF_{T_1-MPPC} 分布	32

3.22 TOT と $TOF_{T1-MPPC}$ の相関	33
3.23 $TOF_{T1-MPPC}$ のカット条件	35
3.24 カット幅に対する多重度	35
3.25 多重度の V_{ov} 依存性	36
3.26 MPPC 全チャンネルの lt_{dc} 分布	37
3.27 3500 ns 幅でカットした際の暗電流の発生回数分布	37
3.28 $V_{ov} = 4V$ でのチャンネル毎の暗電流レートの分布	38
4.1 テスト実験を再現したモンテカルロ・シミュレーションのセットアップ	40
4.2 モンテカルロ・シミュレーションで再現した MPPC	41
4.3 モンテカルロ・シミュレーションで再現したコーン型ライトガイドを開口部から見た模式図	42
4.4 実験データとシミュレーションの光子検出面のヒットパターン	43
4.5 球面鏡の角度とヒットパターンの残差	44
4.6 実験データとモンテカルロ・シミュレーションの多重度分布	45
4.7 ライトコーン反射率に対する多重度	45
4.8 ライトコーンの工作精度による問題	45
4.9 実験データとモンテカルロ・シミュレーションのチェレンコフ角分布	46
4.10 実験データ (左) とモンテカルロ・シミュレーション (右) の多重度毎の角度分解能	47
4.11 暗電流がない場合のチェレンコフ角分布 (左) と多重度に対する角度分解能 (右)。	48
4.12 実機シミュレーションに用いたセットアップの概略図	49
4.13 実機シミュレーションの光子検出面	50
4.14 2.0 GeV/c の π/K のチェレンコフ角分布	52
4.15 2 GeV/c の π が 1 つ入射した際のヒットパターン	53
4.16 運動量 2 GeV/c (上) と 10 GeV/c (下) の場合の各粒子のチェレンコフ角分	55
4.17 暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の運動量に対する各粒子のチェレンコフ角	56
4.18 暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の運動量に対する分離度	56
4.19 暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の運動量に対する誤識別率	57
4.20 暗電流無し、シリカエアロゲルでの散乱ありの場合のチェレンコフ角分布	58
4.21 暗電流無し、シリカエアロゲルでの散乱ありの場合の誤識別率	59
4.22 2 GeV/c の π が 1 つ入射した際の暗電流を考慮したヒットパターン	60
4.23 暗電流を考慮した場合の運動量毎のチェレンコフ角分布	61
4.24 2.0 GeV/c での π/K の平均を取る前のチェレンコフ角の分布	63
4.25 解析に使用するチャンネルを絞った場合のチェレンコフ角分布	63
4.26 解析に使用するチャンネルを絞った場合の分離度	64
4.27 解析に使用するチャンネルを絞った場合の誤識別率	65
A.1 暗電流なし、シリカエアロゲルでの散乱なしの場合の運動量に対する各粒子の角度分解能	68

A.2	4.2 GeV/c、4.4 GeV/c、4.8 GeV/c、5.0 GeV/c の場合の p のチェレンコフ 角分布	69
A.3	4.2 GeV/c、4.4 GeV/c、4.8 GeV/c、5.0 GeV/c の場合の p のヒットパターン	71

表 目 次

2.1	$\pi/K/p$ の各輻射体でチェレンコフ放射が発生する運動量閾値	11
2.2	各輻射体の粒子識別を行う運動量領域	11
2.3	各粒子識別検出器で識別可能な運動量領域	14
2.4	バックグラウンドの増分を 5% に抑えるのに必要な識別効率・誤識別率 . . .	15
3.1	使用したシリカエアロゲルの各種パラメータ	17
3.2	プロトタイプ検出器に使用した球面鏡の特性	17
3.3	製作したライトコーンの仕様	22
3.4	使用した MPPC (S13360-6075CS) の基本情報	25
4.1	使用したシリカエアロゲルのパラメータ	40
4.2	暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の平均の誤識別率 (%) . . .	54
4.3	暗電流無し、シリカエアロゲルでの散乱ありの場合の平均の誤識別率 (%) .	58
4.4	解析に使用するチャンネルを絞り、暗電流を考慮した場合の平均の誤識別率	63

第1章 序論

1.1 バリオンの構造

ハドロンはクォークとグルーオンで構成される複合粒子である。構成子クォークモデルでは、バリオンは3つの構成子クォーク (以降クォークとする) で構成され、メソンは1つのクォークと1つの反クォークから構成される。これまでに観測されている数多くのバリオンの性質は構成子クォークモデルで説明できる。しかし、一部の励起状態や、エキゾチックハドロンと呼ばれるバリオンやメソン以外の構造を持つと考えられているハドロンの性質は従来の構成子クォークモデルでは説明が困難である。ハドロンの全体像について理解するためには、ハドロンを記述する新たな有効自由度の性質を解明する必要がある。新たな有効自由度の1つとして、2つのクォーク間の相関 (ダイクォーク相関) があり、励起状態の性質の理解にはダイクォーク相関も重要である [1]。しかし、ダイクォーク相関の存在は未だ実験的に確立できていない。

1.1.1 チャーム・バリオンにおけるダイクォーク相関

ダイクォーク相関とは2つのクォーク間の相関であり、3つのクォークで構成されるバリオンでは3対のダイクォーク相関が存在する。アップクォークやダウンクォークのみからなる軽いバリオンでは、この3対のダイクォーク相関は縮退しており1対のみを分離することは困難である。軽いクォークの1つが重いクォークに置き換わっているバリオンでは、ダイクォーク相関が運動学的に分離しているのではないかと考えられている。チャーム・バリオンは、アップクォーク、ダウンクォーク、ストレンジクォークらと比べて5倍程度の有効質量を持つチャームクォークを持つため、ダイクォーク相関が顕在化すると考えられている。図 1.1 に示すように、チャーム・バリオンではダイクォークとチャームクォークの相対運動状態である λ モードと、ダイクォークの内部励起状態である ρ モードに運動学的に分離し、アイソトープシフトと呼ばれる2つの励起モードを反映した状態が現れる。この2つの励起モードの励起エネルギー比は、

$$\frac{\hbar\omega_\rho}{\hbar\omega_\lambda} = \sqrt{\frac{3m_Q}{2m_q + m_Q}} \quad (1.1)$$

となる。ここで m_Q と m_q はそれぞれ重いクォークと軽いクォークの構成子クォーク質量である。重いクォークを含まず、3つのクォークが全て軽いクォークの場合は $m_Q = m_q$ であり (1.1) 式より励起状態のエネルギー比は1となる。つまり λ モードと ρ モードは縮退していることがわかる。一方で、1つの重いクォークの質量 m_Q が他のクォークの質量

m_q に比べ十分に大きい場合、(1.1) 式は

$$\frac{\hbar\omega_\rho}{\hbar\omega_\lambda} \rightarrow \sqrt{3} \quad (1.2)$$

となり、これらの励起モードが分離する。また、クォーク間のカラーสปิน相互作用はクォークの質量に反比例するため、軽いクォーク同士の相関は軽いクォークと重いクォークとの相関よりも強くなるため、図 1.1 において観測される励起状態はダイクォーク相関を強く反映すると考えられる。特にチャームバリオンの生成断面積や崩壊方式がダイクォーク相関の内部運動を反映すると考えられている。実験的に励起状態を系統的に生成し、各励起状態の生成率及び崩壊率を詳細に測定することで、軽いクォーク間のダイクォーク相関の存在が確立できると期待されている。

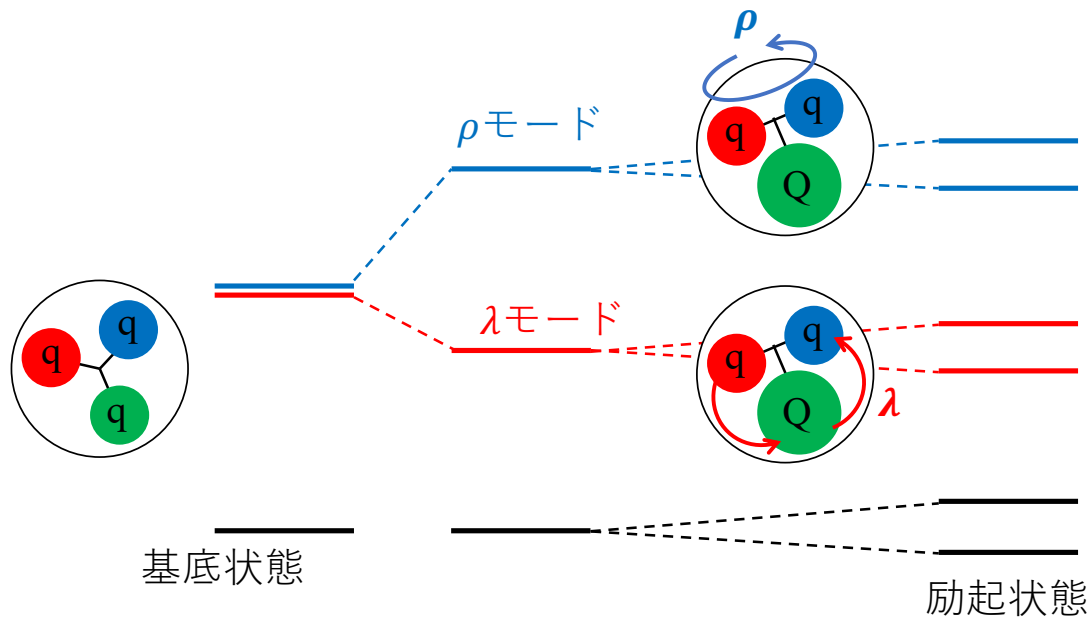


図 1.1: チャーム・バリオンの励起準位スペクトルの模式図。軽クォーク対と重いチャームクォークによって λ モードと ρ モードの縮退が解け、ダイクォーク相関を反映した励起状態が現れる。

1.2 チャーム・バリオン分光実験 (J-PARC E50 実験)

我々は、大強度陽子加速器施設 (J-PARC) のハドロン実験施設内にある高運動量ビームラインにおいてチャーム・バリオン分光実験 (J-PARC E50 実験) を計画している。実験では、 $20 \text{ GeV}/c$ の高運動量 π^- ビームを液体水素標的に照射し、生成されたチャーム・バリオンの励起状態を観測する。チャーム・バリオン (Y_c^{*+}) は (1.3) 式に示す反応によって

生成する。同時に生成される D^{*-} は (1.4) 式に示す崩壊モードにより、崩壊の終状態では 2つの π^- と 1つの K^+ に崩壊する。図 1.2 に生成反応の模式図を示す。これらの崩壊粒子と入射 π^- ビームの四元運動量を測定して、missing mass spectroscopy によりチャーム・バリオンの質量スペクトルを測定する。

$$\pi^- + p \rightarrow D^{*-} + Y_c^{*+} \quad (1.3)$$

$$D^{*-} \rightarrow \pi^- + \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- + \pi^- + K^+ \quad (1.4)$$

実験によって、チャーム・バリオンの基底状態から励起状態まで終状態に依らずに生成可能であり、ダイクォーク相関の解明に繋がる生成率と崩壊率の情報を得ることができる。

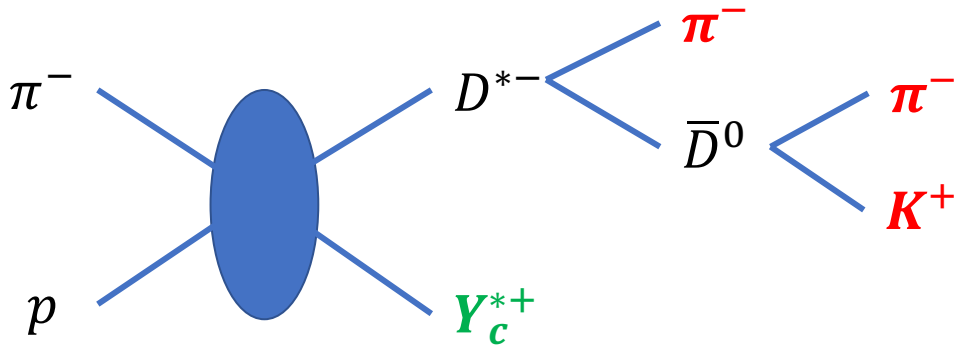


図 1.2: チャーム・バリオン Y_c^{*+} 生成反応の模式図。崩壊の終状態の K^+, π^-, π^- と入射ビームの四元運動量を測定することで、チャーム・バリオンの質量を得る。

1.3 高運動量ビームライン

チャーム・バリオン分光実験は、J-PARC ハドロン実験施設の高運動量ビームラインで実施する。高運動量ビームラインは既存の一次陽子ビームラインから陽子ビームを分岐して使用しているが、分岐部に二次粒子生成標的を置くことで生成される 20 GeV/c までの高運動量二次粒子を供給できるようにデザインされている。チャームバリオン分光実験では、20 GeV/c の高運動量かつビーム取り出し時間あたりで 30 MHz の大強度 π^- ビームを使用する。

1.4 チャーム・バリオン・スペクトロメータ

チャーム・バリオンの生成事象は液体水素標的の下流に建設するチャーム・バリオン・スペクトロメータによって測定する。図 1.3 に、チャーム・バリオン・スペクトロメータの概要図を示す。生成標的は 4 g/cm^2 の液体水素 (LH_2) を用い、アクセプタンスが最大となるよう、これをスペクトロメータ磁石付近に設置する。欠損質量を測定するためには、ビーム粒子と生成粒子を測定する必要がある。そのため、チャーム・バリオン・スペクトロメータはビーム粒子測定用と生成粒子測定用の検出器群で構成されている。ビーム粒子測定用の検出器群は、ビーム粒子を識別するためのリングイメージングチェレンコフ検出器、ビーム粒子の通過タイミングを測定するためのビームタイミング検出器、ビーム粒子の位置と角度を測定するためのシンチレーションファイバー検出器で構成される。高運動量ビームを用いた固定標的の実験の場合、 D^{*-} からの崩壊粒子だけでなく、 Y_c^{*+} からの崩壊粒子も前方へ放出される。前方への崩壊粒子を効率よく測定するため、生成粒子測定には双極磁石システムを用いる。ビーム粒子 (π^-) の運動量が $20\text{ GeV}/c$ の場合、 D^{*-} の崩壊粒子である \bar{D}^0 から崩壊した K^+ と π^- は $2\text{--}16\text{ GeV}/c$ の運動量分布を持つ。生成粒子はシンチレーションファイバー検出器、ドリフトチェンバー、閾値型チェレンコフ検出器、リングイメージングチェレンコフ検出器によって測定する。また、 D^{*-} からの低運動量の π^- と Y_c^{*+} からの崩壊粒子を広いアクセプタンスで測定するために、磁石内部のスペースにもタイミング検出器とドリフトチェンバーを設置する。

1.5 本研究の目的

チャーム・バリオン・スペクトロメータの最下流に置かれるリングイメージングチェレンコフ (RICH) 検出器は生成粒子を識別するための粒子識別検出器であり、粒子識別性能はチャーム・バリオンの検出感度を決定する。粒子識別検出器ではチャーム・バリオン生成事象を経て生成された粒子 π^- と K^+ を識別する必要がある。チャーム・バリオンの励起スペクトルに影響があるのは主に π^+ や p を K^+ と誤識別してしまう場合であり、 (π^+, π^-, π^-) や (p, π^-, π^-) のような終状態を持つバックグラウンド事象を終状態が (K^+, π^-, π^-) となるチャーム・バリオン生成事象と誤認すると、励起スペクトル中のバックグラウンドの原因となる。

先行研究 [4] で設計された RICH 検出器の識別性能では、誤識別によるバックグラウンドの増加を 5% 程度に抑えることができ、チャーム・バリオンの検出感度をほとんど悪化させることがなかった。本研究の目的は、実機と同じ検出器要素を持つプロトタイプ検出器のテスト実験を行い、シミュレーションにフィードバックをすることで RICH 検出器の粒子識別性能が十分かどうかを確認することである。RICH 検出器において光検出器として使用する Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) は検出面積が小さく、MPPC のみで光子検出面を構成することは難しいため、集光用のコーン型ライトガイドの開発を行った。製作したチェレンコフ光集光用のコーン型ライトガイドの集光性能と、MPPC の暗電流を考慮したモンテカルロ・シミュレーションを行い、 $\pi/K/p$ の粒子識別性能を調べた。

本論文の内容は以下の通りである。2 章では、RICH 検出器の目的・設計について述べる。3 章では、チェレンコフ光を集光するコーン型ライトガイドの設計と製作したプロトタイプ検出機の性能評価試験について述べる。4 章では、Geant4 を用いたモンテカルロ・

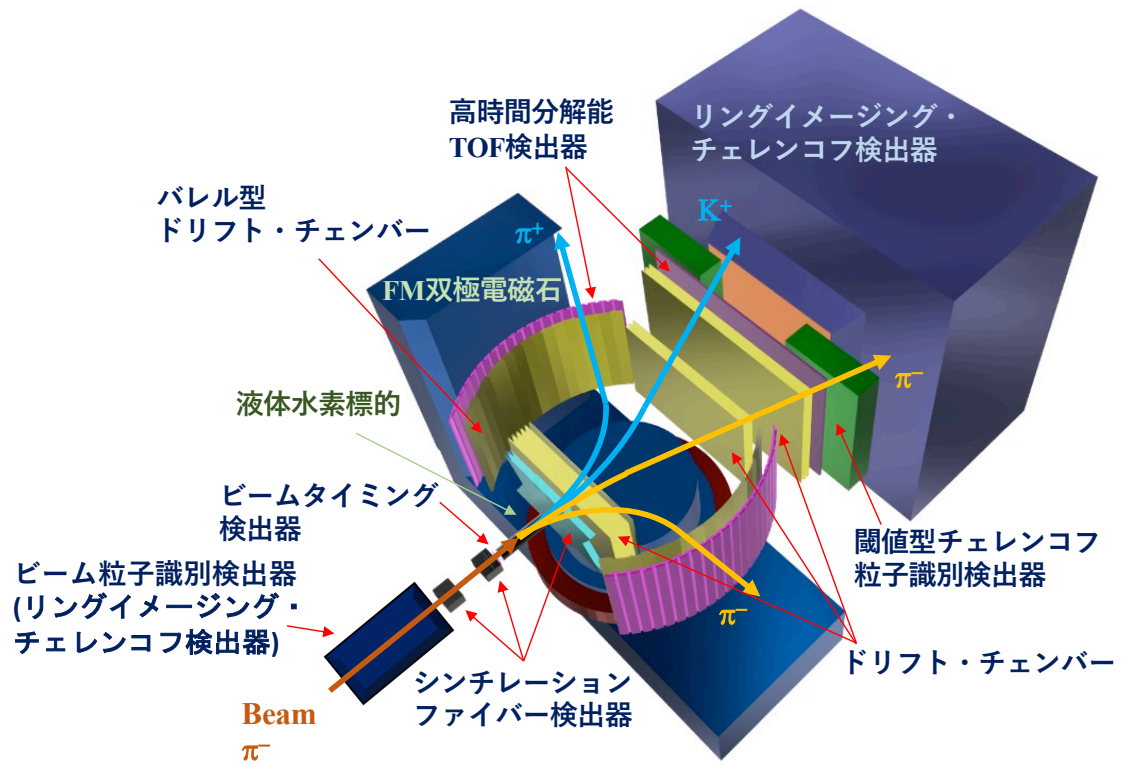


図 1.3: チャーム・バリオン・スペクトロメータの概略図。

シミュレーションのパラメータを調整し性能評価試験の結果の再現を行ない、製作したコーン型ライトガイドの集光性能を求める。その結果を用いて、実機のモンテカルロ・シミュレーションを行い $\pi/K/p$ の粒子識別性能について議論する。

第2章 リングイメージングチェレンコフ検出器

2.1 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射とは、荷電粒子が物質を通過する際に荷電粒子の速度がその物質中の光速を超えると光が発生する現象であり、発生する光をチェレンコフ光と呼ぶ。速度 β の荷電粒子が屈折率 n の物質中を通過する際に、チェレンコフ放射が発生する条件は (2.1) 式で表せる。

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

チェレンコフ光は図 2.1 のように円錐状に発生し、荷電粒子の入射方向から測ったチェレンコフ角 θ_c は (2.2) 式のように表せる。

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

輻射体から発生する単位長さ当たりのチェレンコフ光の数 dN/dx は (2.3) 式のように表される。

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi z^2 \alpha \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

ここで、 z は荷電粒子の電荷数、 α は微細構造定数、 λ は発生するチェレンコフ光の波長である。(2.1) 式から、荷電粒子の質量 m と輻射体の屈折率 n が既知の場合、チェレンコ

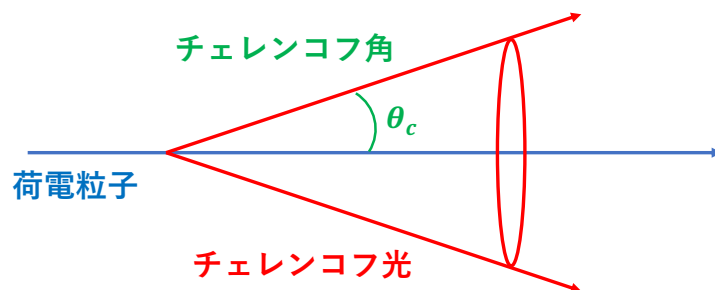


図 2.1: チェレンコフ放射の概念図。

フ放射が発生する荷電粒子の運動量の閾値 p_{th} は (2.4) 式のように表される。

$$p_{th} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.4)$$

したがって、荷電粒子の運動量が既知の場合、適切な屈折率 n の輻射体を用いることでチェレンコフ放射があるかどうかで荷電粒子の種類 (質量 m の範囲) が特定できる。このように、チェレンコフ放射の有無で粒子識別を行う検出器を閾値型チェレンコフ検出器と呼ぶ。

2.2 リングイメージングチェレンコフ検出器

チェレンコフ光を検出し、チェレンコフ角を測定することにより (2.2) 式から粒子の速度を求め、粒子識別を行うものをリングイメージングチェレンコフ検出器と呼ぶ。今回は、リングイメージング型のチェレンコフ検出器についての研究を行った。

2.2.1 リングイメージングチェレンコフ検出器の構成

図 2.2 に、先行研究 [4] で設計したリングイメージングチェレンコフ (RICH) 検出器を示す。この RICH 検出器では、シリカエアロゲルと C_4F_{10} ガスを輻射体として用いる。シ

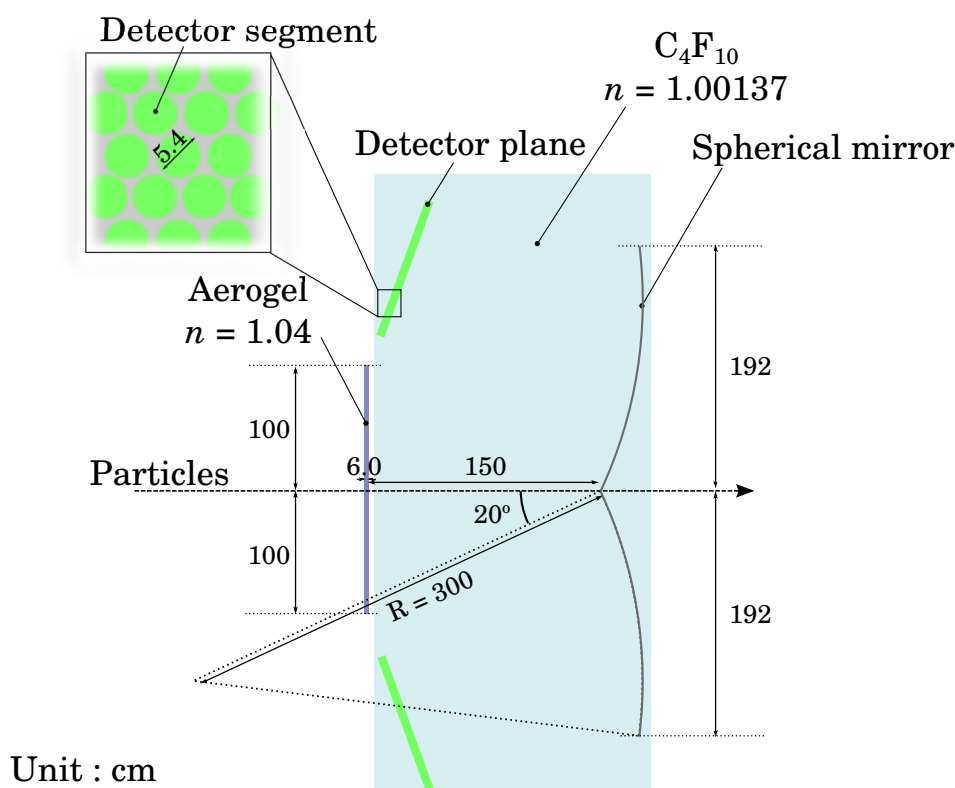


図 2.2: 先行研究 [4] で設計した RICH 検出器。

リカエアロゲルのサイズは生成粒子の分布によって決まっており、水平方向と垂直方向の大きさはそれぞれ $200\text{ cm} \times 250\text{ cm}$ となっている。また、シリカエアロゲルは C_4F_{10} ガスによる劣化や光学特性の変化を防ぐため窒素を充填した容器に入れ、 C_4F_{10} ガスの上流に設置する。 C_4F_{10} ガス領域のサイズは、球面鏡や光子検出面を囲うサイズとなる。光子検出面はチェレンコフ光を遮らないように上下方向にずらして配置し、発生したチェレンコフ光を下流の球面鏡で上下方向に反射して検出を行う。このとき、上下にずらす角度が大きいほど球面鏡による収差の影響が大きくなり分解能が悪化するため、光子検出面とシリカエアロゲルが干渉しない最小の角度である 20° だけ傾ける。光子検出面は Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を取り付けたコーン型ライトガイドを最密に並べて構成する。コーン型ライトガイドの直径は、角度分解能の要請から 5.4 cm 以下である。

2.2.2 輻射体

$2\text{--}16\text{ GeV}/c$ の広い運動量領域で $\pi/K/p$ の粒子識別を行うため、屈折率 $n = 1.04$ のシリカエアロゲルと屈折率 $n = 1.00137$ の C_4F_{10} ガスの2種類を輻射体として使用する。低運動量粒子の識別は主にシリカエアロゲルで、高運動量粒子の識別は C_4F_{10} ガスで行う。 $\pi/K/p$ について、各輻射体でチェレンコフ放射が発生する運動量閾値 p_{th} を表 2.1 に示す。また、各輻射体が粒子識別を担当する運動量領域は、発光の閾値や RICH 検出器の角度分解能から決まっており、その具体的な数値を表 2.2 に示す。先行研究でデザインした検出器では、輻射体の厚さはチェレンコフ光の発光量についての要請から決まっており、シリカエアロゲルは 60 mm 、 C_4F_{10} は 1500 mm となっている。

表 2.1: $\pi/K/p$ の各輻射体でチェレンコフ放射が発生する運動量閾値。

輻射体	n	p_{th}^π [GeV/c]	p_{th}^K [GeV/c]	p_{th}^p [GeV/c]
シリカエアロゲル	1.04	0.489	1.73	3.29
C_4F_{10}	1.00137	2.67	9.43	17.9

表 2.2: 各輻射体の粒子識別を行う運動量領域。

輻射体	π/K [GeV/c]	K/p [GeV/c]	p/π [GeV/c]
シリカエアロゲル	2–6	2–10	2–10
C_4F_{10}	3–16	10–16	10–16

2.2.3 球面鏡

球面鏡は、チェレンコフ光を反射させるだけでなく、収束させる目的がある。図 2.3 に球面鏡を使用しない RICH 検出器の模式図を示す。荷電粒子が厚い輻射体を通過する際に、チェレンコフ光の発生場所によって光子検出面でのリングサイズが変化するため、分解能が悪化する。RICH 検出器の輻射体の厚さはシリカエアロゲルが 60 mm、 C_4F_{10} が 1500 mm と大きいため、球面鏡による収束が必要となる。図 2.4 に、球面鏡を使用した RICH 検出器の模式図を示す。球面鏡は平行に入射した光を焦点面に収束する性質があるため、平行に発生するチェレンコフ光を 1 つのリングに収束する。球面鏡全体のサイズは、生成粒子の入射位置と入射角度、チェレンコフ角の最大値から決まっており、水平方向と垂直方向はそれぞれ 5410 mm×3840 mm となる。ただし、このサイズの球面鏡を製作することは難しいため、実際には 20 枚に分割した 1080 mm(水平)×950 mm(垂直) サイズの球面鏡を並べる。

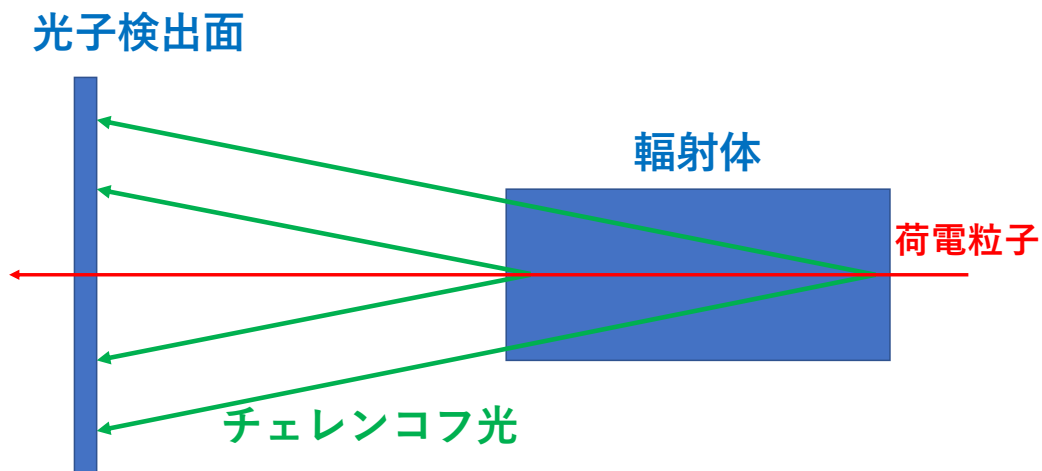


図 2.3: 球面鏡を使用しない RICH 検出器の模式図。荷電粒子が厚い輻射体を通過する際に、チェレンコフ光の発生場所によって光子検出面でのリングサイズが変化するため、分解能が悪化する。

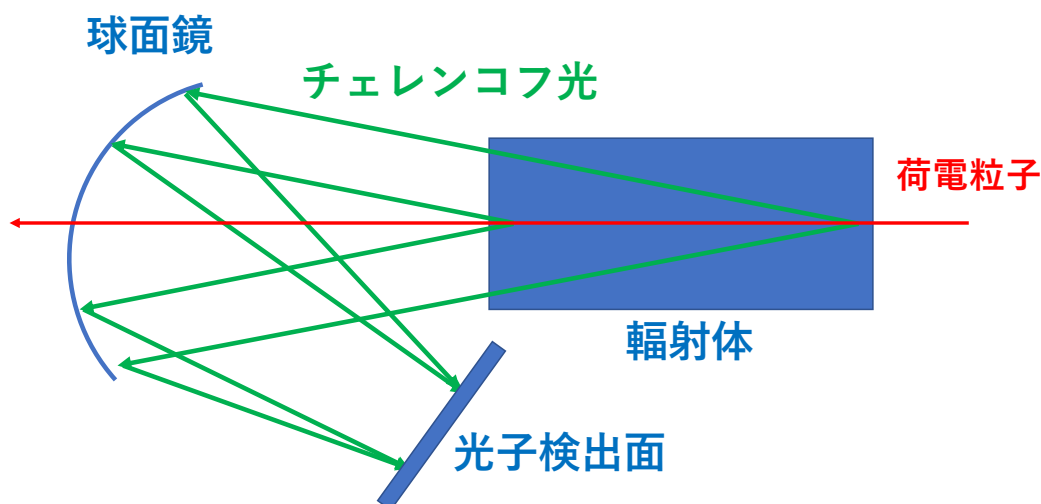


図 2.4: 球面鏡を使用した RICH 検出器の模式図。球面鏡は平行に入射した光を焦点面に収束する性質があるため、リングの幅を幅を小さくすることができる。

2.2.4 チェレンコフ光検出器

チェレンコフ光検出器として高い量子効率を持つ Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) [8] を使用する。RICH 検出器は磁気スペクトロメーターからの漏れ磁場中に設置するため、磁場の影響を受ける光電子増倍管 (PMT) ではなく磁場の影響を受けない MPPC を採用した。一方で、暗電流が多いことと受光面のサイズが小さいことが MPPC のデメリットである。暗電流とは熱励起によって MPPC に発生する信号で、1 光子が入射した際に発生する信号との区別はできない。RICH 検出器では主に 1 光子を測定するため、チェレンコフ角を測定する際に暗電流と区別ができない。暗電流が多いとリングの形状が判別し難くなり、本来のチェレンコフ角を求めることが難しくなる。この影響に関しては、第 4 章でモンテカルロ・シミュレーションの手法を用いて考察する。

2.2.5 コーン型ライトガイド

MPPC の検出面積は、現在最大のもので $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ であるのに対し、必要となる上下それぞれの検出面積は $2000\text{ mm} \times 1000\text{ mm}$ と大きく、MPPC を敷き詰めて検出するこ

とは製作コストの面から難しいため、集光用のコーン型ライトガイドを用いる光検出器の開発を行った。図 2.5 にコーン型ライトガイドの模式図を示す。コーンに入射してきた光子をコーンの出口部分に集光し、出口部分に MPPC を取り付けることで MPPC の検出面積の小ささを補う。コーン型ライトガイドの詳細な設計については第 3 章で述べる。

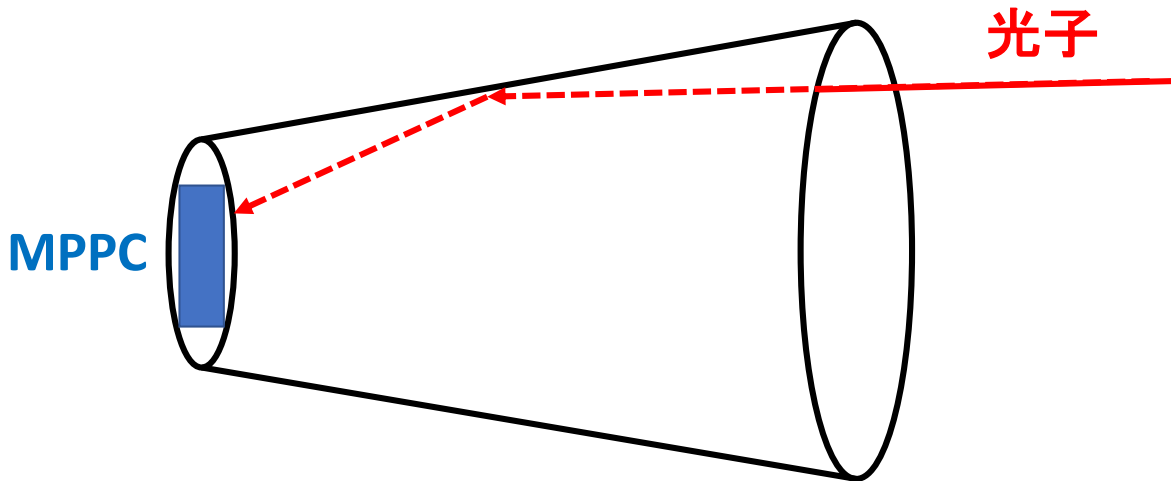


図 2.5: コーン型ライトガイドの模式図。チェレンコフ光を集光し、出口に MPPC を取り付けて検出する。

2.2.6 先行研究による要求性能

J-PARC E50 実験では、 $\pi/K/p$ の粒子識別検出器として TOF 検出器、閾値型チェレンコフ検出器と RICH 検出器を用いる。表 2.3 に各検出器が担当する運動量領域を示す。チャーム・バリオン励起状態の検出感度は、粒子識別検出器の識別性能によって決まる。

表 2.3: 各粒子識別検出器で識別可能な運動量領域。

	π/K [GeV/c]	K/p [GeV/c]	p/π [GeV/c]
TOF	0–2	0–4	0–4
閾値型チェレンコフ	2–4	-	-
RICH	2–16	2–16	2–16

主に π^+ や p を K^+ と誤識別することが原因となり、チャーム・バリオンの励起スペクトルにおけるバックグラウンドの増加を引き起こす。チャーム・バリオンの検出感度を高く保つためには、バックグラウンドの増加を抑えることが重要であり、バックグラウンドの増加を5%程度に抑えるのに必要な RICH 検出器での各粒子の識別効率・誤識別率を表に示す。ここで、識別効率と誤識別率の値はハドロン反応コード [13] を用いた生成粒子の運動量分布の重みつき平均となっている。発光量に閾値を設け、識閾以下の場合には識別不能 (No ID) となっている。本研究では、表 2.4 の性能を目標として RICH 検出器の研究開発を行った。

表 2.4: バックグラウンドの増分を5%に抑えるのに必要な識別効率・誤識別率(%)。

ID as	π	K	p
π	99.49	0.85	0.02
K	0.35	98.18	0.24
p	0.16	0.64	98.96
No ID	0.00	0.33	0.78

第3章 プロトタイプ検出器の性能評価試験

3.1 テスト実験の目的

実機の角度分解能の評価のため、実機と同じ検出器要素を持つプロトタイプ検出器を製作し、テスト実験を行って角度分解能を調査した [14]。また、第 3.3 章で述べるコーン型ライトガイドの集光性能と MPCC の暗電流の影響を実際の実験によって評価し、モンテカルロ・シミュレーションに実測値を反映させることで、実機における $\pi/K/p$ の粒子識別性能を評価することを目的とした。

3.2 プロトタイプ検出器

図 2.2 に示す RICH 検出器の一部を切り出した、同じ検出器要素を持つプロトタイプ検出器を製作した。各要素の詳細について順に説明する。

3.2.1 輻射体

プロトタイプ検出器では、輻射体として屈折率 $n = 1.04$ のシリカエアロゲルを使用した。使用したシリカエアロゲルの写真を図 3.1 に、各種パラメータを表 3.1 に示す。実験で使用したシリカエアロゲルはエアロゲルファクトリー [15] にて製作した。透過長が 50 mm を超える高透明度のシリカエアロゲルを使用した。製作したシリカエアロゲルは 150 mm × 150 mm の大きさで、厚さを変えた測定のために、10 mm、20 mm、25 mm 厚のものを製作した。シリカエアロゲルを設置する箱は散乱光を吸収するためにブラックテープで覆い、上流の空気からのチェレンコフ光を遮る遮光板を置いた。

3.2.2 球面鏡

実機では、曲率半径 3000 mm の球面鏡を用いてチェレンコフ光を反射・収束する。球面鏡が必要となる 5410 mm(横) × 3840 mm(縦) の面積を 1080 mm(水平) × 950 mm(垂直) の球面鏡 20 枚を並べることで覆うが、プロトタイプ検出器では 1 枚のみを使用した。表 3.2 に使用した球面鏡の特性を、図 3.2 に使用した球面鏡の各波長に対する反射率を、図 3.3 に使用した球面鏡の写真と固定具の模式図を示す。球面鏡は長方形のフレームに球面鏡の四隅と各辺の真ん中をストッパーで固定した。また、3.5.1 章で述べる球面鏡のアライメントは、フレーム背面に正三角形に配置した 3 本の調節ネジを出し入れしフレームごと方向を変えて行った。

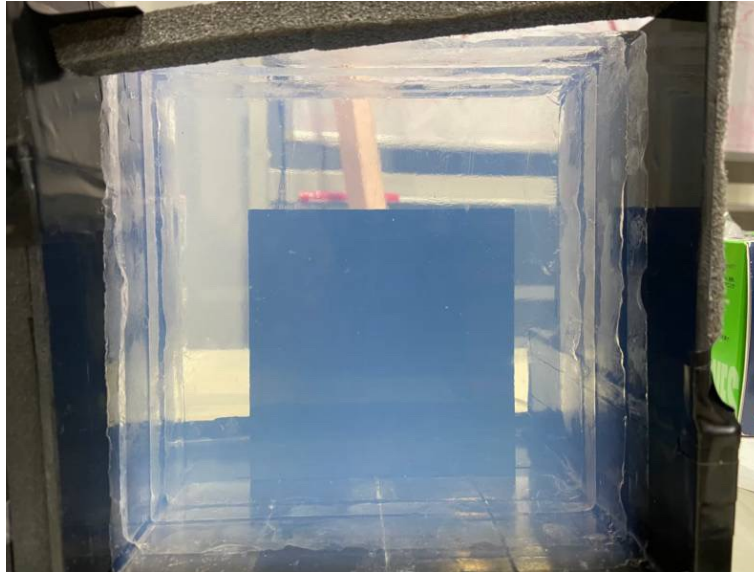


図 3.1: 使用したシリカエアロゲルの写真。写真は厚さ 50 mm とした場合。

表 3.1: 使用したシリカエアロゲルの各種パラメータ

型番	屈折率	厚さ [mm]	散乱長 (@400 nm) [mm]
TSA9-3	1.0400	20.7	54.0
TSA10-3	1.0395	10.8	55.0
TSA9-4	1.0397	21.0	58.0
TSA40-1	1.0416	24.9	51.5
TSA40-2	1.0412	25.0	50.6
TSA40-3	1.0412	25.0	50.4
TSA40-6	1.0411	25.0	50.4

表 3.2: プロトタイプ検出器に使用した球面鏡の特性 [7]。

横 [mm]	縦 [mm]	厚さ [mm]	曲率半径 [mm]	反射面	材質
1079.5	949.5	6.2	2982	アルミコート膜	テンパックガラス

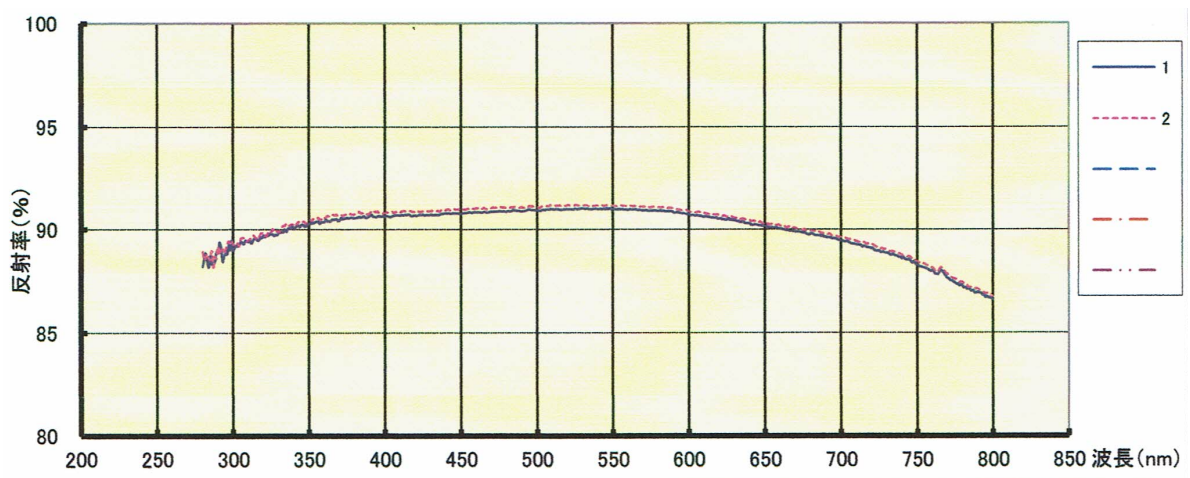


図 3.2: プロトタイプ検出器に使用した球面鏡の反射率の波長依存性 [7]。右上の凡例の番号は球面鏡上の測定位置を示す。

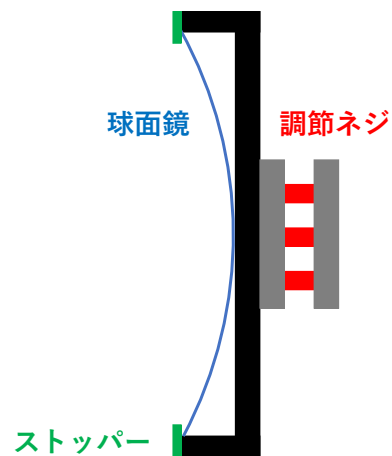


図 3.3: 使用した 1080 mm(水平) × 950 mm(垂直) の球面鏡の写真 (左) と固定具の模式図 (右)。

3.3 コーン型ライトガイド

今回の RICH 検出器では光検出器として MPPC を使用するが、MPPC は受光面の面積が小さく、MPPC を敷き詰めて大きな検出面を覆うのはコスト的に現実的でないため、コーン型ライトガイドを用いて集光を行う。本研究では、セグメントサイズによる分解能への影響を理解するため 2 種類のコーン型ライトガイドを製作した。

先行研究からセグメントサイズは 54 mm 以下が要求されているので、入口直径は 50 mm と、それより小さい 30 mm のライトコーンを製作した。チェレンコフ光子を MPPC の受光面に十分集光するため、コーンの出口直径はどちらも受光面が 6 mm 角の MPPC 受光面の対角線の長さと同じ 8.5 mm とした。各ライトコーンの深さを最適化するため、Geant4 [10–12] によるモンテカルロ・シミュレーションを行った。

モンテカルロ・シミュレーションでは、1.0 GeV/c の電子が 1500 mm × 1500 mm × 1500 mm のサイズの輻射体を通過した際のチェレンコフ光を想定した。チェレンコフ光がライトコーン入口に対して垂直に入射するように、空気の屈折率は $n = 1.000001$ とし、チェレンコフ角が 1.3 mrad と電子の飛跡に対してほとんど平行となるようにして、電子をライトコーン入口に対して垂直に照射した。ライトコーンの入口面に対して光子が一様に入射するように、電子の入射位置を 50 mm ライトコーンの場合は 50 mm × 50 mm の正方形、30 mm ライトコーンの場合は 30 mm × 30 mm の正方形内で一様に分布させた。図 3.4 の様にライトコーンにチェレンコフ光子を入射させ、入口と出口の赤く塗られた面積を検出面として入口と出口での光子数をモンテカルロ・シミュレーションにより調べた。ライトコーン内部でチェレンコフ放射が起きるのを防ぐため、ライトコーンの上流に設置した輻射体としての空気以外は屈折率を $n = 1.0$ とした。シミュレーション上はライトコーンは厚さ 1 mm の Al とし、入口は外側の直径がセグメントサイズに対応するため、外側の直径をそれぞれ 50 mm と 30 mm とした。出口は内側に MPPC を取り付ける必要があるため、内側の直径をともに 8.5 mm とした。また、Al の反射率は図 3.5 を参考に波長依存性を考慮して設定した [7]。ライトコーンによる光子の収率を (3.1) 式で定義し、ライトコーンの深さを変えながら調べた。その結果を図 3.6 に示す。

$$\text{収率} = \frac{\text{出口での光子数}}{\text{入口での光子数}} \quad (3.1)$$

ライトコーンを深くするにつれて収率は増加し、50 mm ライトコーンは 110 mm、30 mm ライトコーンは 31 mm 付近の深さで収率が飽和することが分かった。

ライトコーンに入射するチェレンコフ光は角度を持つ場合があるので、図 3.7 のように光子が検出面に対して角度を持って入射した場合の収率について調べた。光子を入口面内に対して一様に一様に入射させるため、電子の入射分布は 50 mm ライトコーンの場合は 50 mm × 50 mm の正方形、30 mm ライトコーンの場合は 30 mm × 30 mm の正方形内で一様とし、ライトコーン入口全面に入射するように、電子の入射角度に合わせて位置を調整した。シミュレーションでは図 3.6 で収率が飽和した値の付近でのライトコーンの深さで調べた。50 mm ライトコーンは深さ 110 mm、120 mm と 130 mm、30 mm ライトコーンは深さ 31 mm、32 mm と 33 mm でシミュレーションを行なった。その結果を図 3.8 に示す。角度が付いたチェレンコフ光に対しては収率が下がるが、ライトコーンの深さにはあまり依存しないことが分かった。一方で小さい入射角度の領域では、ライトコーンを多少深く

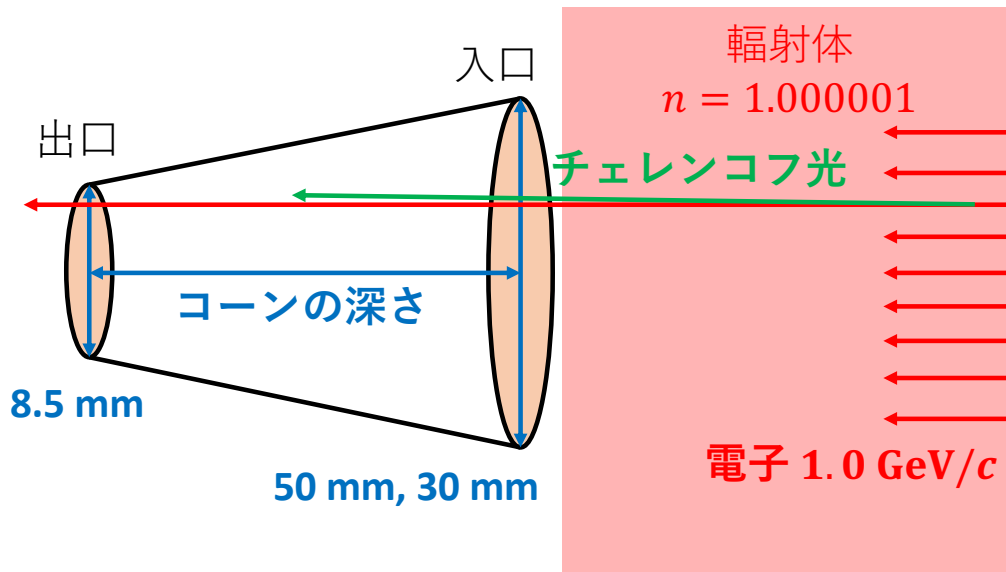


図 3.4: ライトコーンの深さを最適化するためのモンテカルロ・シミュレーションにおけるセットアップの模式図。ライトコーンの深さを変えながら収率を調査した。

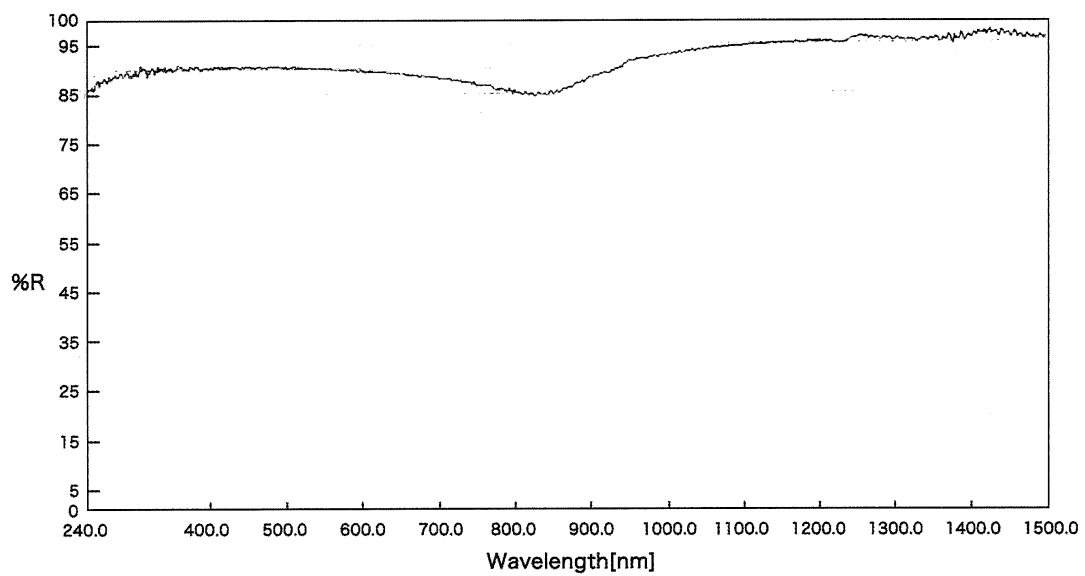


図 3.5: Al の反射率の波長依存性 [7]。

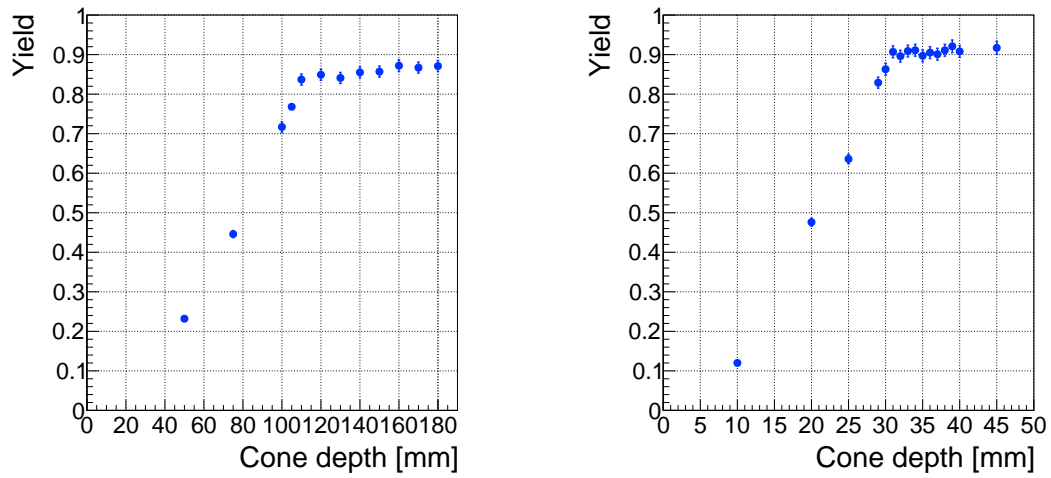


図 3.6: 50 mm ライトコーン (左) と 30 mm ライトコーン (右) に平行光が入射した場合のライトコーンの深さに対する収率。

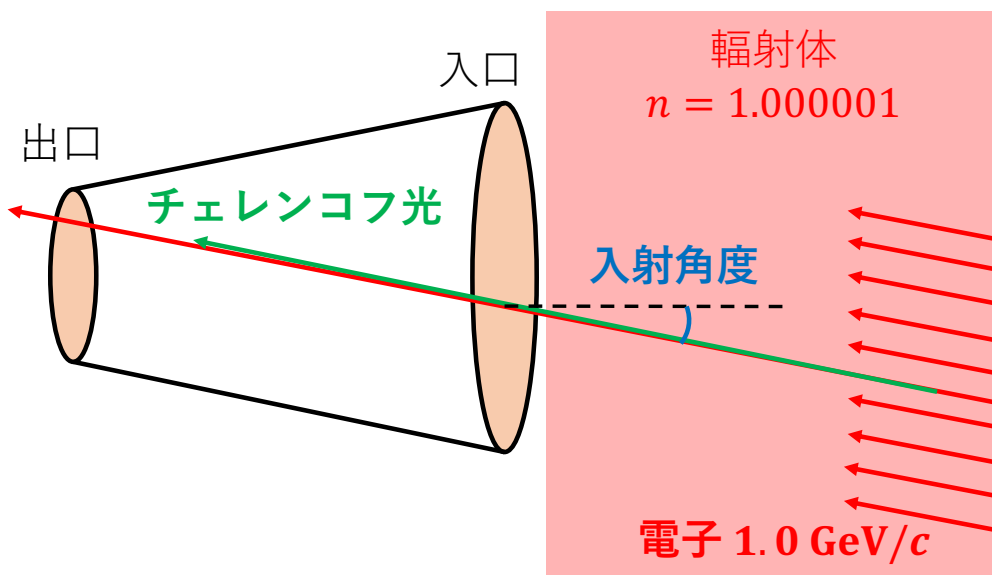


図 3.7: 光子が斜めに入射する場合のモンテカルロ・シミュレーションに用いたセットアップの模式図。光子の入射角度を変えながら収率を調べた。

することで収率が若干改善する傾向があったため、図 3.6 の深さと図 3.8 の入射角度の依存性を考慮し、ライトコーンの深さは図 3.6 で収率が飽和し始める深さよりも少し深くした。50 mm ライトコーンは深さ 120 mm、50 mm ライトコーンは深さ 33 mm を採用した。

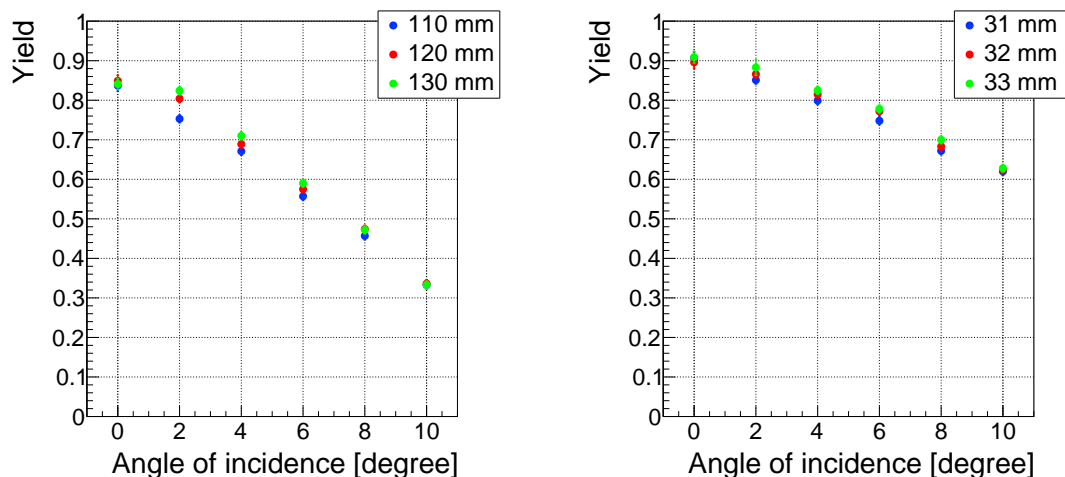


図 3.8: 光子が斜めに入射した場合の 50 mm ライトコーン (左) と 30 mm ライトコーン (右) のライトコーンの収率。50 mm ライトコーンでは深さ 110 mm (青)、120 mm (赤)、130 mm (緑) の収率。30 mm ライトコーンでは深さ 31 mm (青)、32 mm (赤)、33 mm (緑) の収率。

実際に製作したライトコーンの写真を図 3.9 に示す。プラスチック (アクリル) を削り出して肉厚 1 mm のライトコーンの型を作り、内側に厚さ 25 μm のアルミナイズドマイラーを差し込んで反射面とした。アルミナイズドマイラーはライトコーン内部の円錐と合うように、扇形に切ってから丸め、切れ目を反射面の裏側からセロハンテープで固定してから差し込んでいる。アルミナイズドマイラーはプラスチックのライトコーンに対して差し込むのみで、テープ等で固定はしていない。各ライトコーンの仕様を表 3.3 に示す。

表 3.3: 製作したライトコーンの仕様。

	入口外径 [mm]	入口内径 [mm]	出口外径 [mm]	出口内径 [mm]
50 mm ライトコーン	50	48	10.5	8.5
30 mm ライトコーン	30	28	10.5	8.5

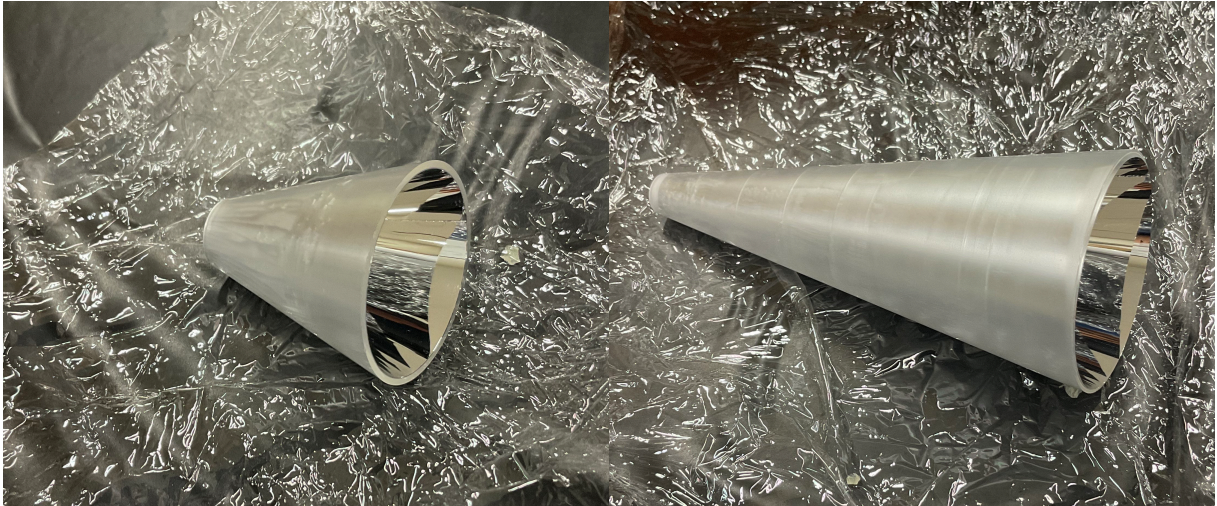


図 3.9: 実際に製作した 30 mm ライトコーン (左) と 50 mm ライトコーン (右) の写真。

3.3.1 光子検出面

図 3.10 に実際の光子検出面を示す。テスト実験ではチェレンコフ角の測定のためにチェレンコフリング周辺のみでの測定を行った。50 mm ライトコーンを使用する光子検出面ではチェレンコフリング周辺にライトコーン型ライトガイドと MPPC を配置し、30 mm ライトコーンを使用する光子検出面では 4 分割してチェレンコフリングを覆った。ライトコーン

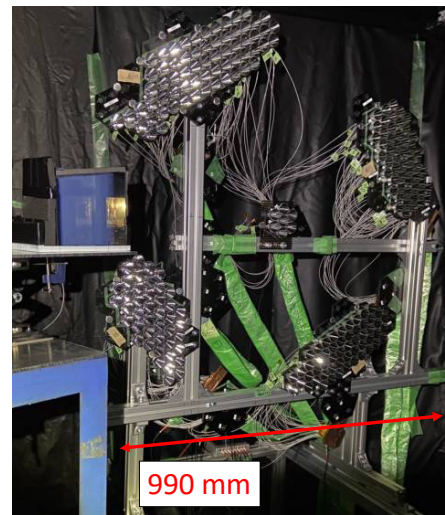
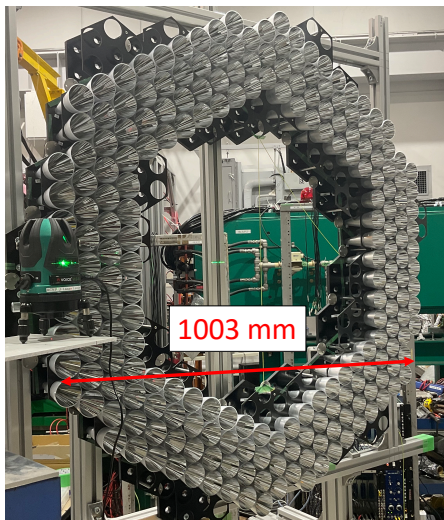


図 3.10: 実際の光子検出面の写真。左が 50 mm ライトコーンを使用した光子検出面、右が 30 mm ライトコーンを使用した光子検出面。

ンの固定は図 3.11 のように、7 個の穴が空いた正六角形の固定具 1 つに対して 7 個のライトコーンを差し込み両面テープで固定した。50 mm ライトコーンの固定具は、先端がふらつくのを防ぐため 2 段構造となっていてライトコーンの中間部分に支えがついている。30 mm ライトコーンは短いため、1 段で安定に固定できた。この正六角形の固定具を最密となるように並べて光子検出面を構成した。

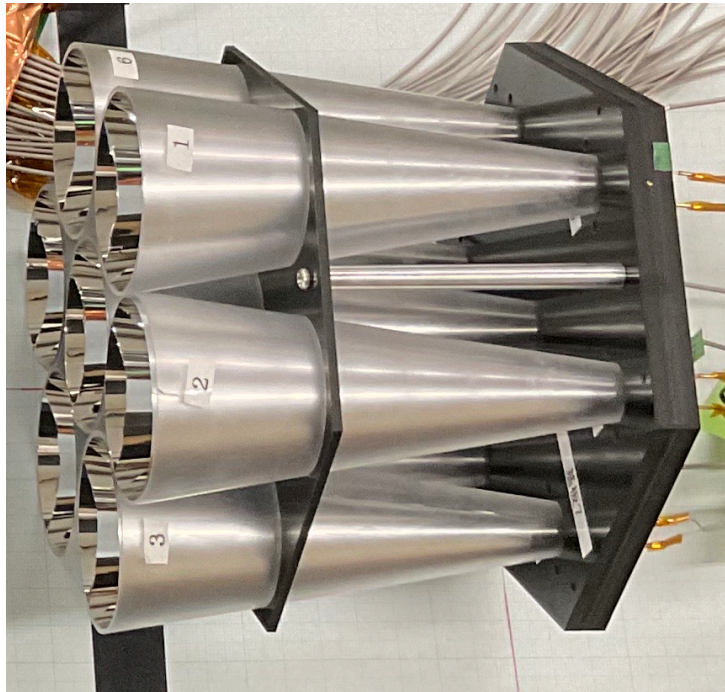


図 3.11: 50 mm ライトコーンの固定具。

3.3.2 MPPC

使用した MPPC は浜松ホトニクス製の MPPC (S13360-6075CS) で、基本情報を表 3.4 に、使用した MPPC の光子検出効率の波長依存性とオーバー電圧依存性を図 3.12 に、構造を図 3.13 に示す。ここでオーバー電圧 (V_{ov}) とは、(3.2) 式に示す MPPC の信号が出始める閾値となる降伏電圧 (V_{br}) と実際に印加するオペレーション電圧 (V_{op}) との差である。測定の際にはこの V_{ov} を基準に用いる。

$$V_{ov} = V_{op} - V_{br} \quad (3.2)$$

テスト実験のセットアップでは 50 mm ライトコーン、30 mm ライトコーンともに 216 個

表 3.4: 使用した MPPC (S13360-6075CS) の基本情報。

受光面サイズ	ピクセルピッチ	ピクセル数	開口率	窓材の材質
6 mm × 6 mm	75 μm	6400	82%	ライトコーン樹脂 ($n = 1.41$)

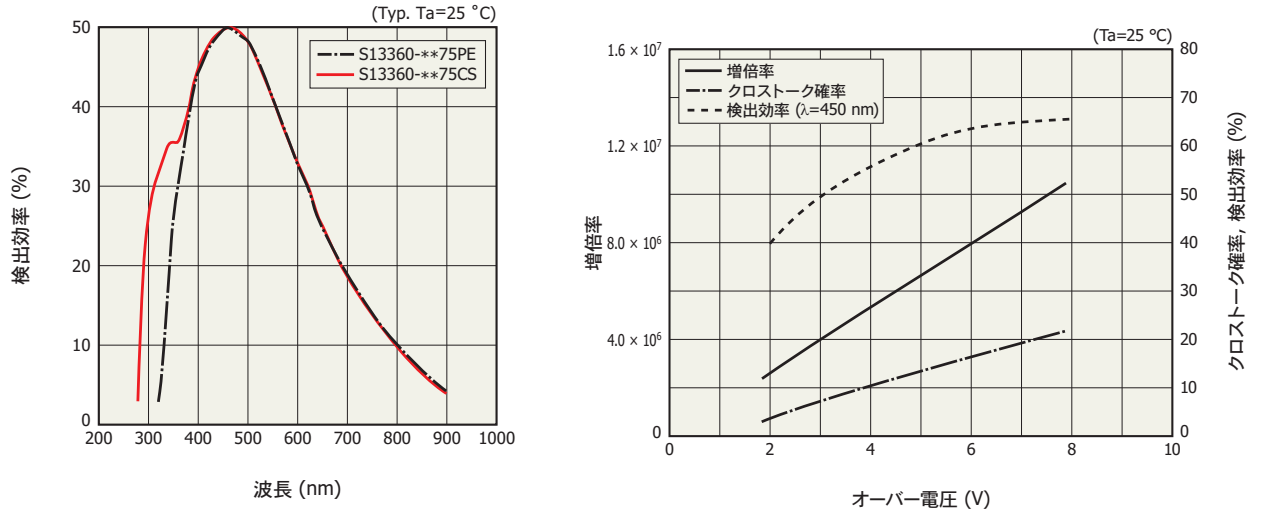


図 3.12: 使用した MPPC (S13360-6075CS) の光子検出効率の波長依存性 (左図の赤線) とオーバー電圧依存性 (右図の破線) [8]。

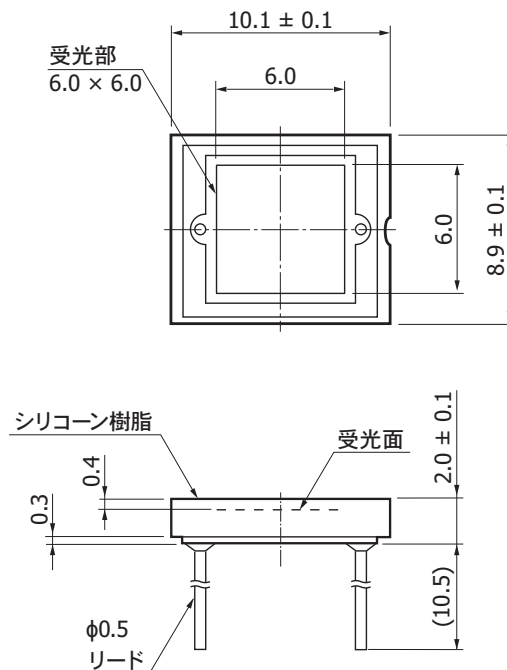


図 3.13: 使用した MPPC (S13360-6075CS) の構造 [8]。

のMPPCを使用した。 V_{op} はMPPCごとに個体差があるため、 V_{op} の順に32個ずつの7グループに分けた。図3.14にMPPCの取り付け方法と基板への接続方法を示す。MPPCはライトコーン固定具の背面にスポンジで押さえつけて固定した。その際に、MPPCの検出面がライトコーン出口に合うようにライトコーン入り口側から目視で確認しながらMPPCの位置を調節した。MPPCの信号読み出しと電圧の印加は同軸ケーブル(潤工社DFS020-50)を使用し、芯線をアノードに繋ぎ、シールドをカソードに接続した。MPPCのリード線との接続にはソケット(マックエイト社0.5φ用PD-14)を用いた。MPPCから伸ばした線は、グループ毎に基板につなぎ、更に基板から読み出し回路につないだ。MPPC

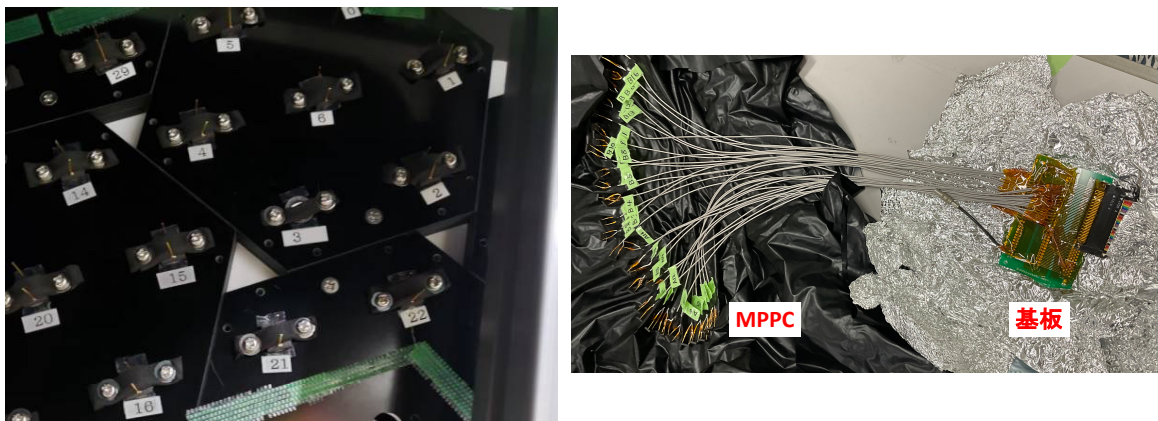


図 3.14: MPPC の取り付け方法 (右) と基板への接続方法 (左)。

の読み出しにはNIM-EASIROCモジュール[9]を用いた。NIM-EASIROCモジュールでは、EASIROCというASICによってMPPC信号を2分割して、それぞれ異なる時定数で整形する。速い時定数で整形した信号はディスクリミネータ信号として処理し、タイミング情報(TDC)として取得した。TDCは信号の立ち上がりと立ち下がり情報の両方を取得し、信号幅の情報も得ることができる。遅い時定数で整形した信号は、波高情報(ADC)を取得するために使用した。MPPCの電圧は基板から印加し、目的のオペレーション電圧になるように、NIM-EASIROCによって調整を行った。NIM-EASIROCではDAC値を調整することで、バイアス電圧を最大4.5Vまで8bitsの精度で設定できる。TDC情報を取得するためのディスクリミネータ閾値は、各グループ毎に1光子の波高の半分(0.5p.e.)の位置になるように設定した。

3.4 テスト実験の概要

2022年6月にプロトタイプ検出器のテスト実験を東北大学電子光物理学研究センター(ELPH)のGeVガンマ照射室において行った。GeVガンマ照射室のテストビームラインでは、角度拡がりの小さいビームを供給できるため、ビームの角度分布による分解能への影響を小さくでき、 $\beta \sim 1$ の陽電子ビームを用いることで一定のチェレンコフ角が測定できる。ELPHの加速器の概要を図3.15に示す。ELPHの加速器は、大強度電子線形加速器、シンクロトロン入射用電子線形加速器、電子円形加速器(BSTリング)で構成されている。シンクロトロン入射用電子線形加速器から入射された90 MeV/cの電子をBSTリングで最大1.3 GeV/cまで加速してリング中に貯蔵し、リング中の電子の軌道上に非常に細い炭素ファイバーを挿入することで制動放射により0.8–1.25 GeV/cの γ 線を発生させる。この γ 線を200 μm 厚のWコンバーターに当て、発生した陽電子を双極電磁石RTAGXで曲げ、0.8 GeV/cの陽電子を取り出してビームとして使用した。

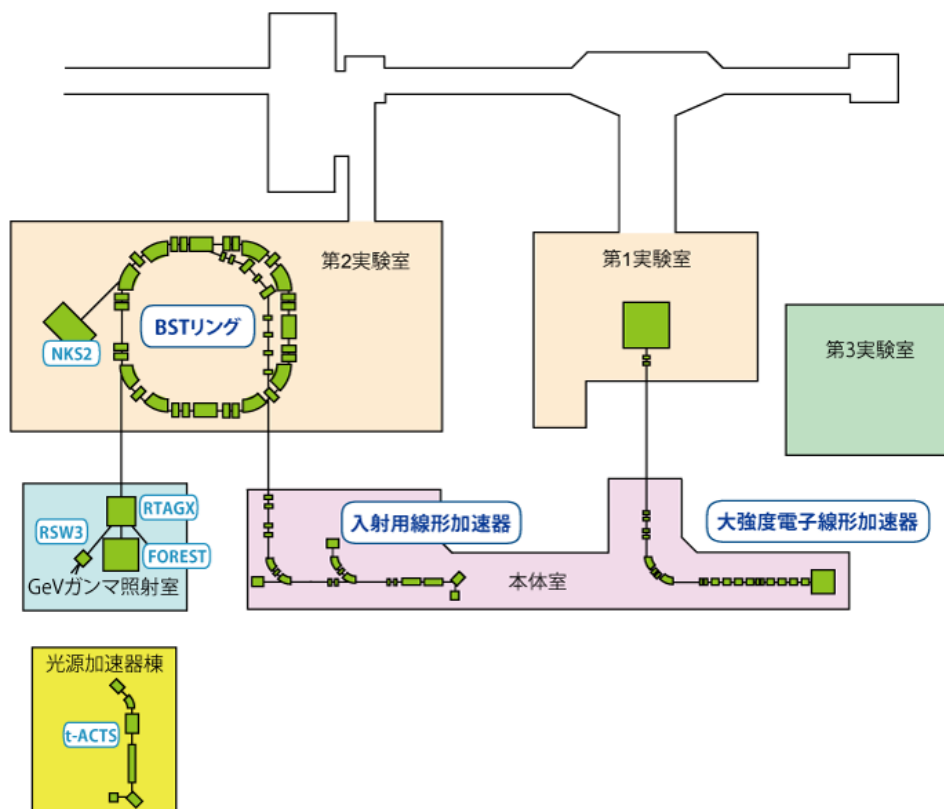


図 3.15: ELPH の加速器の概要図 [16]。

3.5 実験セットアップ

図 3.16 に実験セットアップの概略図を示す。0.8 GeV/c の陽電子をビームとして用いた。T1 と T2 のトリガーカウンターを 1385 mm 離して設置した。どちらも 10 mm × 10 mm × 5 mm のプラスチック・シンチレーターに 6 mm 角の MPPC (S13360-6075CS) を取り付けてデータ取得のトリガーとした。輻射体として表 3.1 に示す 3 つのシリカエアロゲルを並べて使用した。シリカエアロゲルの中心から 1500 mm 離れたところに球面鏡を設置し、光子検出面はビームに対して 21.4° 傾けた方向に球面鏡から 1500 mm の位置に設置した。また、T1 を除く実験セットアップ (図 3.16 の破線四角の部分) は、遮光シートで部屋を作って全体を覆った。

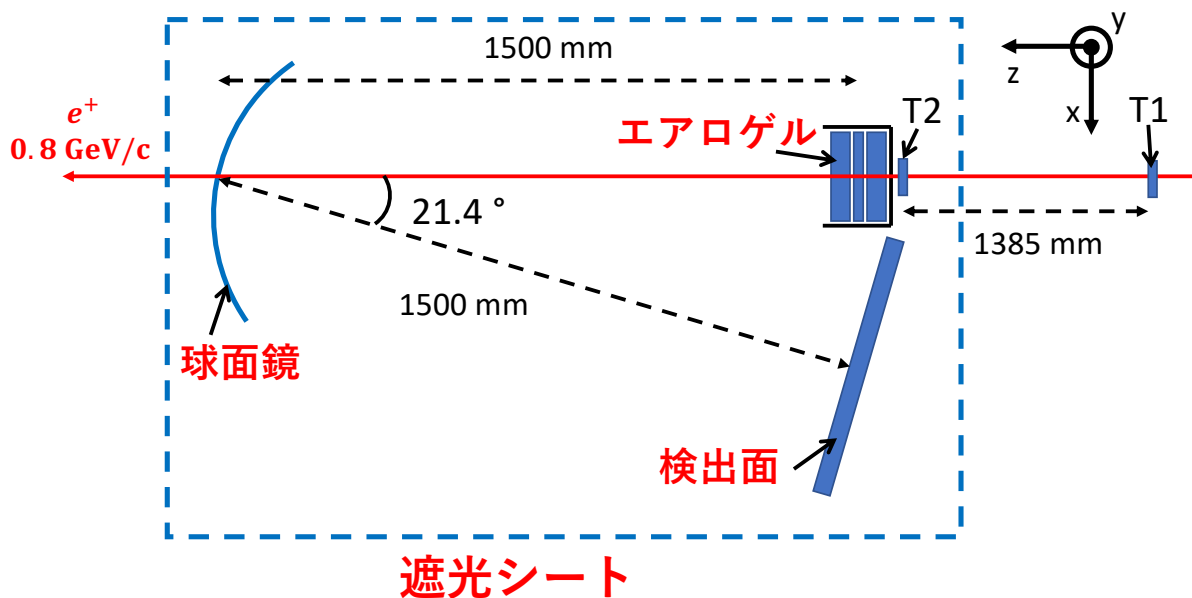


図 3.16: 実験セットアップを上から見た概略図。

3.5.1 球面鏡のアライメント

球面鏡を設置する際に、チェレンコフ光が光子検出面に反射するようにアライメントを行う必要がある。球面鏡のアライメントは、シリカエアロゲルを設置する場所にレーザー墨出し器を置き、鉛直・水平方向の光が鏡の中心にあたり、光子検出面の中心に反射するように行なった。図 3.17 にアライメント時の様子を示す。水平・鉛直方向の十字のレーザーをビームの飛跡と重なるように球面鏡に向けて出し、レーザー光を光子検出面に反射させた。反射してきたレーザー光が、光子検出面の中心と一致するように球面鏡の回転方向を調節した。球面鏡の回転については、3.2.2 節で述べた調節機構を用いて行った。

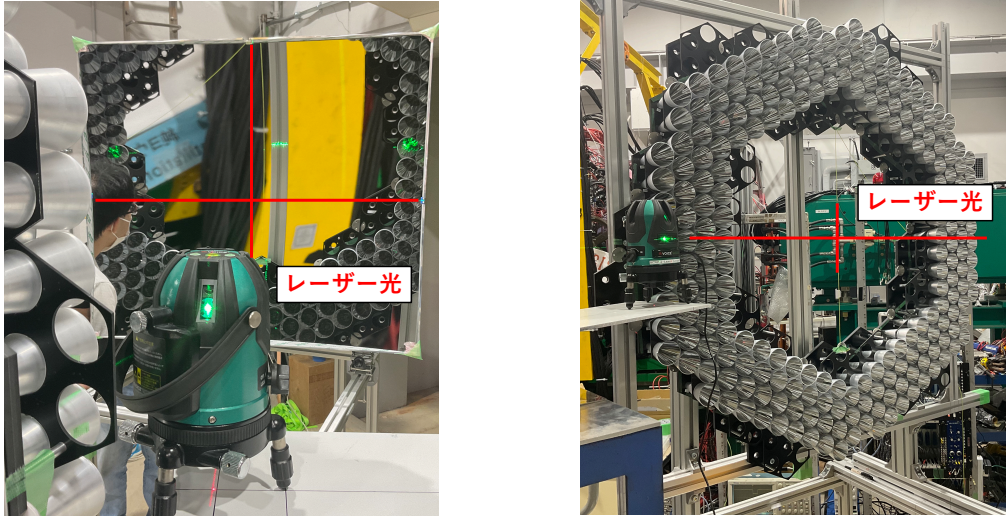


図 3.17: アライメント時の様子。赤線でレーザーの軌跡を強調した。

3.6 解析と結果

本研究では TDC のみを用いて解析を行い、コーン型ライトガイドの集光性能を調査するために、光電子数ではなくセグメントの Hit 数 (多重度) を用いた。多重度の評価のため、タイミングカウンターの時間差 (TOF) で同時計測イベントを選択した。まず上流のカウンター (T1) と下流のカウンター (T2) との時間差 TOF_{T2-T1} で同時計測イベントを選択し、その後 T1 と MPPC との時間差 $\text{TOF}_{T1-MPPC}$ で、チェレンコフ光のイベントを選択した。その際に、カット幅を狭くしてチェレンコフ光のイベント選択に対する暗電流の影響を少なくするため time walk 補正を行った。また、TDC 分布のピークから外れた部分を暗電流によるバックグラウンドとし、暗電流のレートを見積もった。

3.6.1 Time walk correction

暗電流による影響を少なくするため、Time-over-Threshold (TOT) を用いた time walk 補正を行った。図 3.18 に time walk と TOT の概略図を示す。Time walk の補正は、まずトリガーカウンターから行った。各トリガーの TOT とトリガー間の時間差 TOF_{T2-T1} の相関に対して、(3.3) 式を用いて補正を行った。

$$f(\text{TOT}) = \frac{p_0}{\sqrt{\text{TOT}}} + p_1 \quad (3.3)$$

図 3.19 に、補正前後の TOT と TOF_{T2-T1} の相関を、図 3.20 に補正前後の TOF_{T2-T1} 分布を示す。得られた TOF_{T2-T1} 分布は次章でのイベント選択に使用した。トリガーカウンターの time walk の補正後に、TOT と $\text{TOF}_{T1-MPPC}$ の相関を用いて各 MPPC の time walk 補正を行った。(3.4) 式の p_0 、 p_1 、 p_2 をパラメータとして TOT と $\text{TOF}_{T1-MPPC}$ の相関に対しフィッティングを行った。

$$f(\text{TOT}) = p_0 \cdot \text{TOT}^2 + p_1 \cdot \text{TOT} + p_2 \quad (3.4)$$

ただし、補正を行う前に $\text{TOF}_{T1-MPPC}$ のピークがゼロに来るようにオフセットを調節した。また、 $\text{TOT} < 80$ の場合は元の分布に相関が見られず、補正をすると相関を逆方向に

過剰に補正してしまうため、補正前と補正後の $\text{TOF}_{\text{T1-MPPC}}$ 分布を図 3.21 に、TOT と $\text{TOF}_{\text{T1-MPPC}}$ の相関を図 3.22 に示す。time walk 補正によって約 20 ns あった $\text{TOF}_{\text{T1-MPPC}}$ のピークの幅を約 10 ns 程度にでき、カット幅を小さくすることで暗電流の寄与を低減することができた。以降の解析では、time walk 補正を行った $\text{TOF}_{\text{T1-MPPC}}$ 分布を使用する。

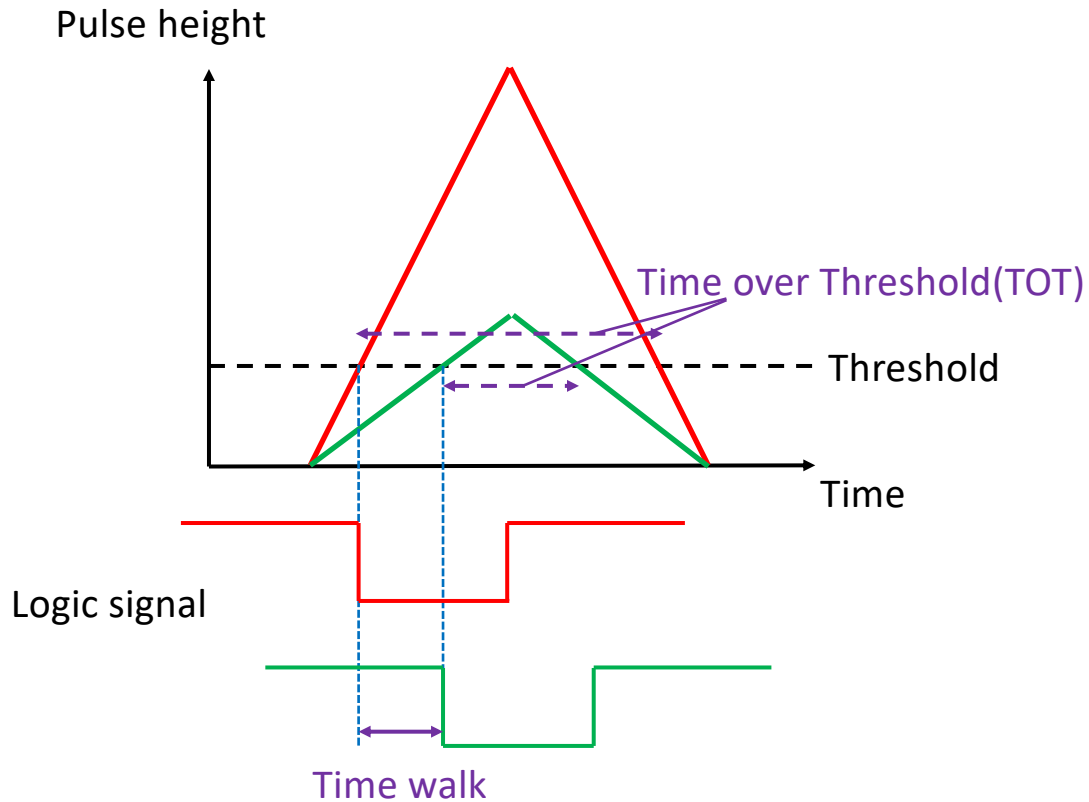


図 3.18: time walk と Time-over-Threshold (TOT) の概略図。アナログ信号の波高によって論理信号のタイミングに time walk が生じる。アナログ信号の立ち上がりと立ち下がりで閾値を超えたときのタイミングの幅を TOT と呼び、time walk の補正に用いた。

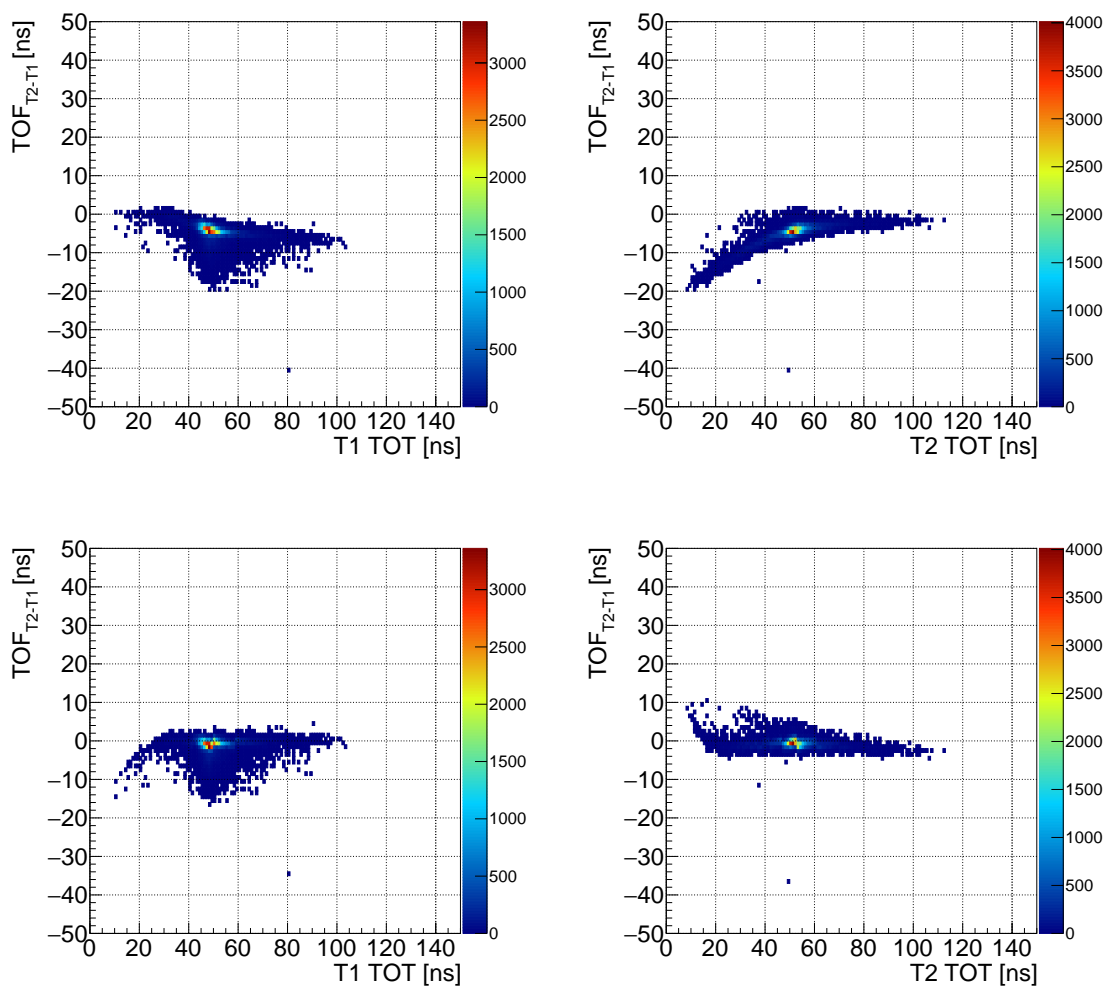


図 3.19: トリガーカウンターの TOT と TOF_{T2-T1} の相関。上段が補正前、下段が補正後。左が上流のトリガーカウンター、右が下流のトリガーカウンター。

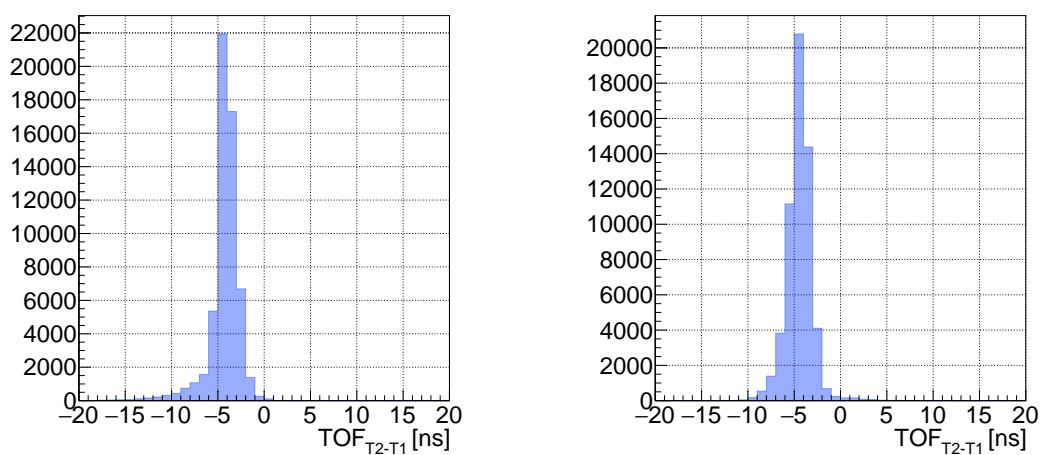


図 3.20: 補正前 (左) と補正後 (右) の T1 と T2 の時間差 TOF_{T2-T1} 分布。

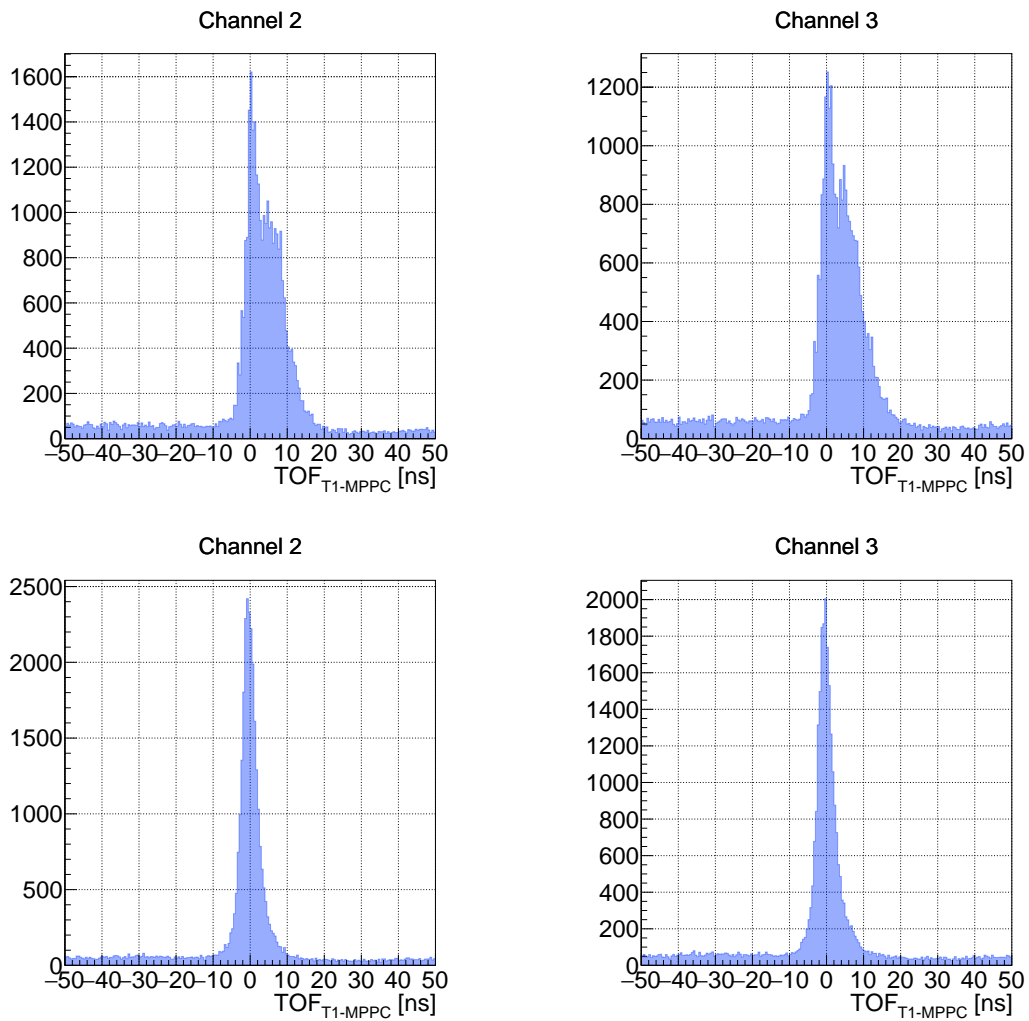


図 3.21: 上流のトリガーカウンターと MPPC の各チャンネルとの $TOF_{T1-MPPC}$ 分布。上段が time walk 補正前、下段が補正後のもの。

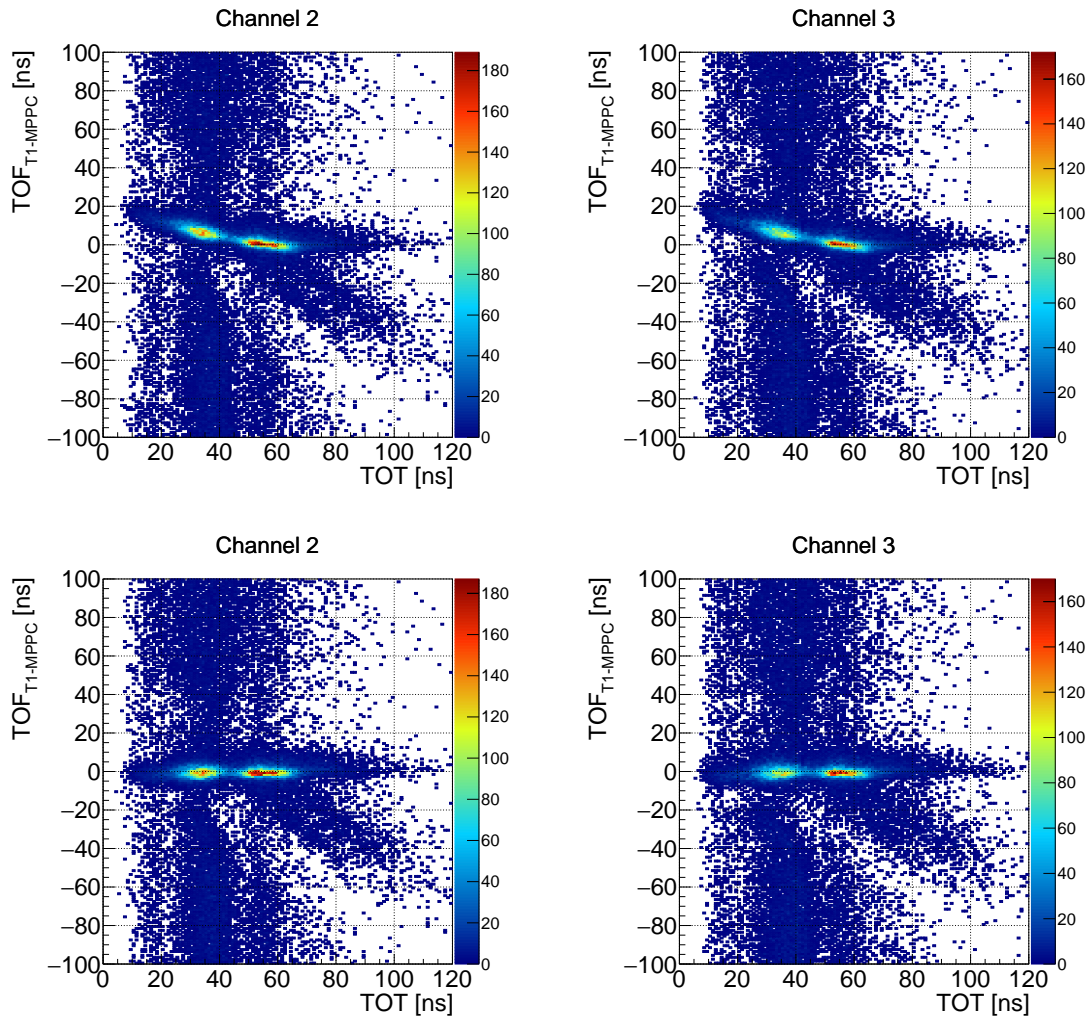


図 3.22: TOT と $\text{TOF}_{\text{T1-MPPC}}$ の相関。上段が time walk 補正前、下段が補正後のもの。

3.6.2 イベント選択

上流のトリガーカウンター (T1) と下流のトリガーカウンター (T2) の間で陽電子が反応を起こしたイベントを除去するために、図 3.20 に示す補正後の T1 と T2 の時間差 TOF_{T2-T1} を用いて使用するイベントの選択を行った。以降の解析では、 $-7\text{ ns} \leq TOF_{T2-T1} \leq -2\text{ ns}$ のイベントのみを使用した。

3.6.3 多重度の評価

イベント毎に何個の MPPC から信号が出たかを表す多重度の評価を行った。MPPC に光子が入ったかどうかの選択は、 $TOF_{T1-MPPC}$ を用いた。図 3.23 の様に、TOF 分布のピークから左右対称にカットした際に得られるイベント毎の多重度をピークの多重度、ピークを外した左右でピークと同じカット幅でカットし、左右の多重度の平均を暗電流の多重度とした。暗電流は時間的にランダムに発生するため、TDC 分布のバックグラウンドとなっている。このカットではピークの多重度にバックグラウンドである暗電流の多重度が含まれるために、(3.5) 式のように暗電流の分を差し引いたものを信号の多重度とした。

$$\text{信号の多重度} = \text{ピークの多重度} - \text{暗電流の多重度} \quad (3.5)$$

TOF のカット幅を 4 ns から 30 ns まで 2 ns ステップで変化させ、ピーク、暗電流、信号の多重度の変化を調べた。その結果を図 3.24 に示す。暗電流の発生確率はカット幅に比例するため、暗電流の多重度は、カット幅に比例している。信号の多重度は、カット幅 10 ns 付近で増加が緩やかになり、20 ns 付近で飽和している。このことから、20 ns のカット幅とすることで、チェレンコフ光による信号をほぼ全て得ることができる。実験データの解析では、信号の増加が緩やかになる 10 ns のカット幅を使用した。モンテカルロ・シミュレーションとの比較を行う場合は、ピークの裾に含まれる信号がカットされないよう、同条件での数の比較のために 20 ns のカット幅で行った。以後の第 4 章でのモンテカルロ・シミュレーションとの比較では 20 ns のカット幅を用いた。

3.6.4 V_{ov} 依存性

MPPC は電圧を上げると検出効率が増加するが、同時に暗電流も増加するため V_{ov} を変えてデータを取得することで最適な V_{ov} を調べた。図 3.25 にカット幅 10 ns での V_{ov} 毎のピーク、暗電流、信号の多重度を示す。暗電流は V_{ov} に対して単調増加するが、ピークは $V_{ov} = 4\text{ V}$ で飽和することがわかる。したがって、 $V_{ov} = 4\text{ V}$ のデータの解析結果を使用して、以後のシミュレーションに使用した。MPPC の検出効率は図 3.12 中の $V_{ov} = 4\text{ V}$ の値を波長依存性を考慮して使用した。

3.6.5 暗電流の評価

暗電流は時間的にランダムに発生するため、図 3.26 に示す lt_{dc} 分布のピークから外れたところでカットすることで暗電流のレートを見積もった。ここで、 lt_{dc} とはアナログ信号が threshold を超えたタイミングである。 $V_{ov} = 4\text{ V}$ のデータの lt_{dc} 分布におけるピークを外したカット幅 3500 ns で暗電流の発生回数 x を求め、(3.6) 式に示すポアソン分布で

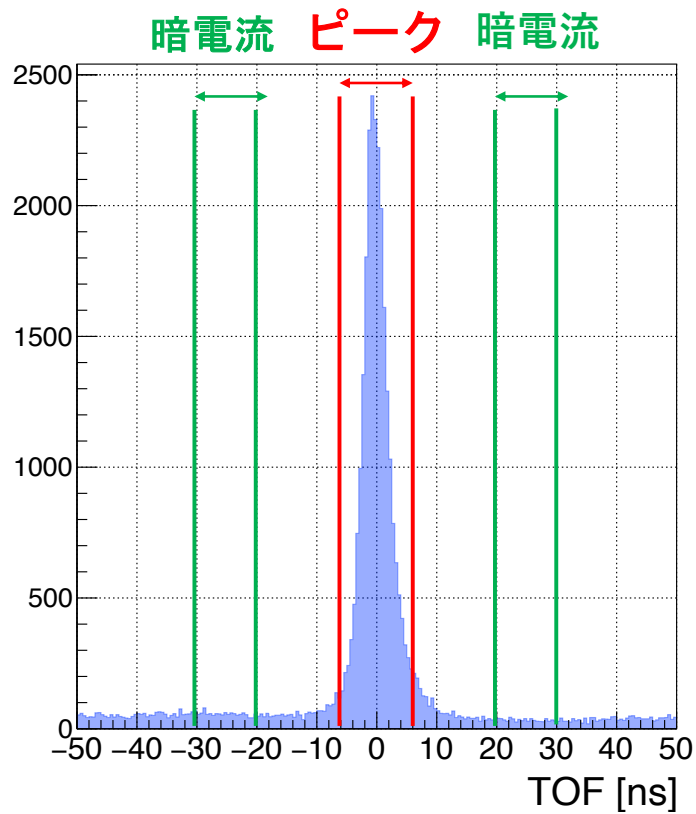


図 3.23: $TOF_{T1-MPPC}$ のカット条件。ピークを外したバックグラウンドを暗電流とみなした。

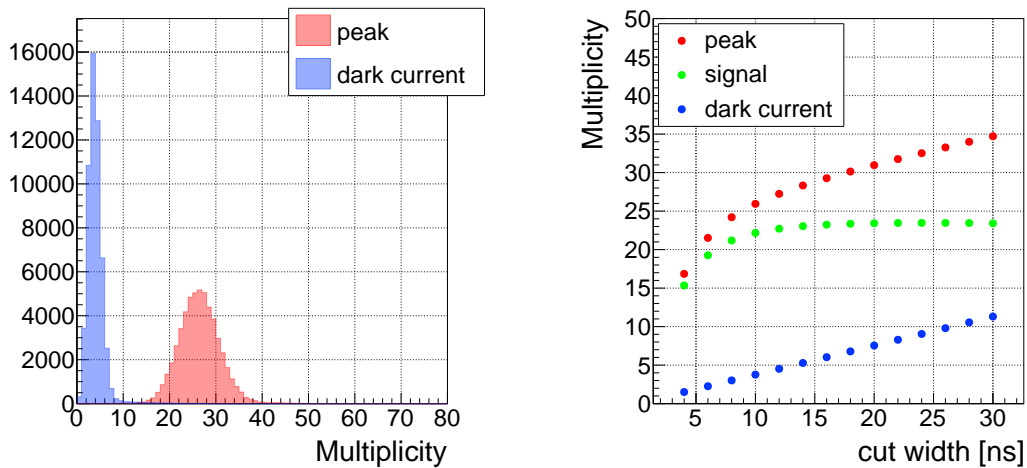


図 3.24: 左図はカット幅 10 ns の場合のピークと暗電流の多重度。右図はカット幅毎にピークと暗電流の平均値を求めプロットしたもの。信号はピークから暗電流の平均値を引いたものである。信号はカット幅 20 ns あたりで飽和することが分かる。

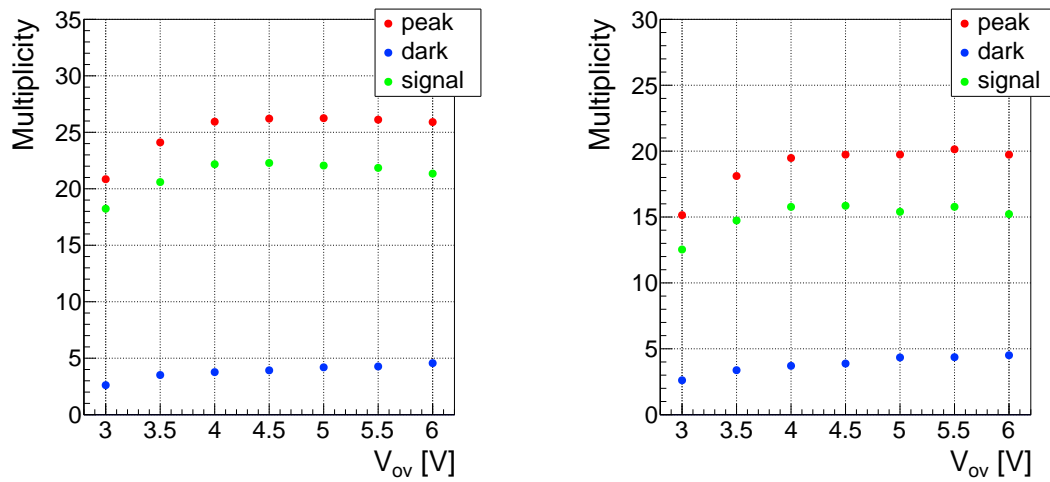


図 3.25: 50 mm ライトコーン (右) と 30 mm ライトコーン (左) の多重度の V_{ov} 依存性。

フィットを行い、チャンネル毎に暗電流の平均発生回数 λ を求めた。

$$P(x, \lambda) = \frac{\lambda^x e^{-\lambda}}{x!} \quad (3.6)$$

代表的なチャンネルでの暗電流発生回数の分布を図 3.27 に示す。ポアソン分布を用いたフィットの結果得られた 3500 ns 間の暗電流の平均発生回数 λ を用いて 1 秒当たりの平均発生回数を計算し、暗電流レートを求めた。その結果を図 3.28 に示す。

MPPC のカタログでは $V_{ov} = 3 \text{ V}$ で 2 MHz であり、 $V_{ov} = 4 \text{ V}$ でも図 3.28 の平均値と標準偏差から同程度の値の $1.95 \pm 0.18 \text{ MHz}$ となった。以降のモンテカルロ・シミュレーションにおいては、実測で得られた暗電流の値を用いてシミュレーションを行った。

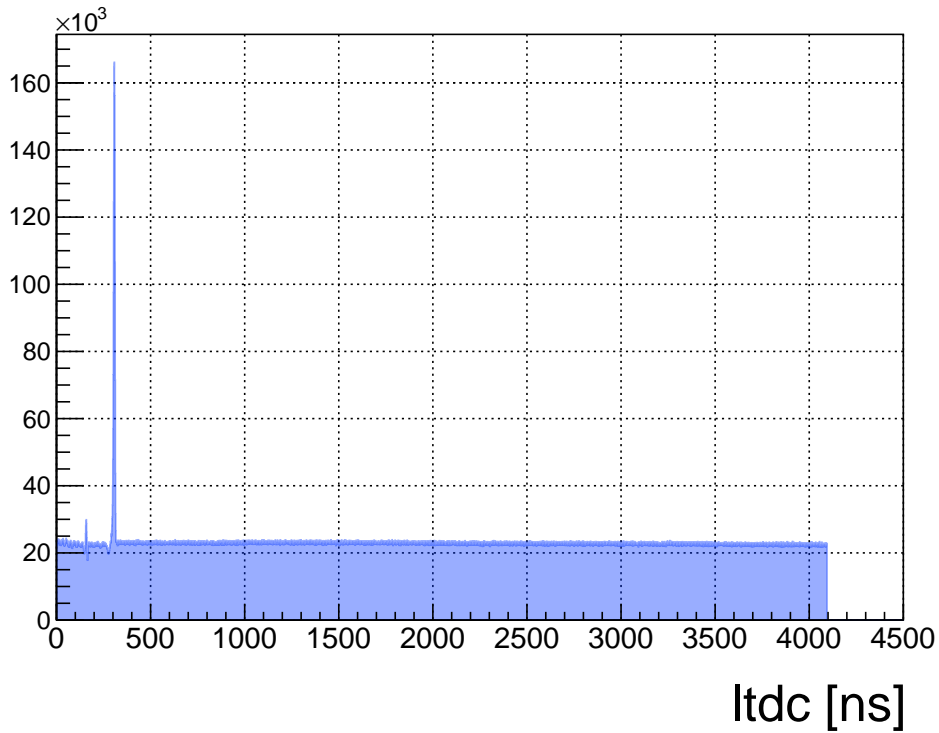


図 3.26: MPPC 全チャンネルの l_{tdc} 分布。

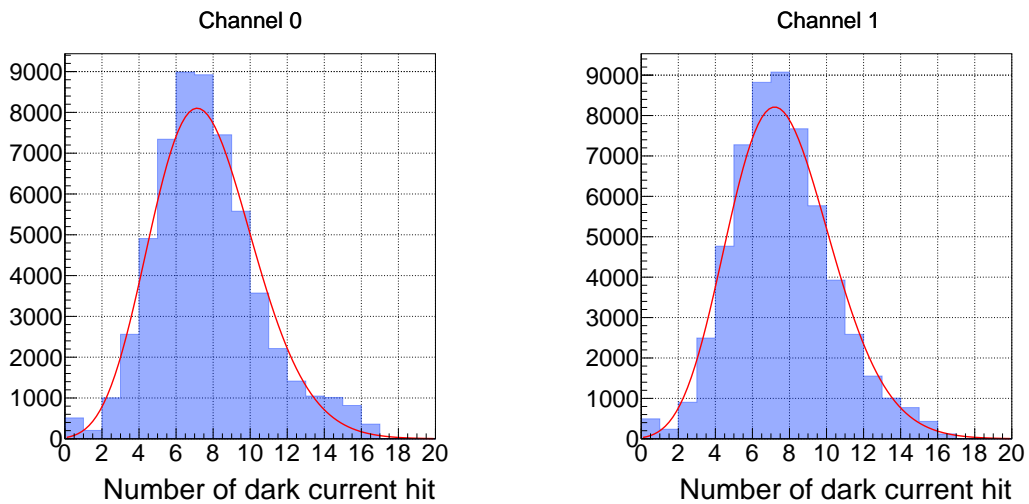


図 3.27: チャンネル0(左)とチャンネル1(右)の、3500 ns 幅でカットした際の暗電流の発生回数分布。(3.6)式でフィットし、チャンネル毎に平均発生回数を求めた。

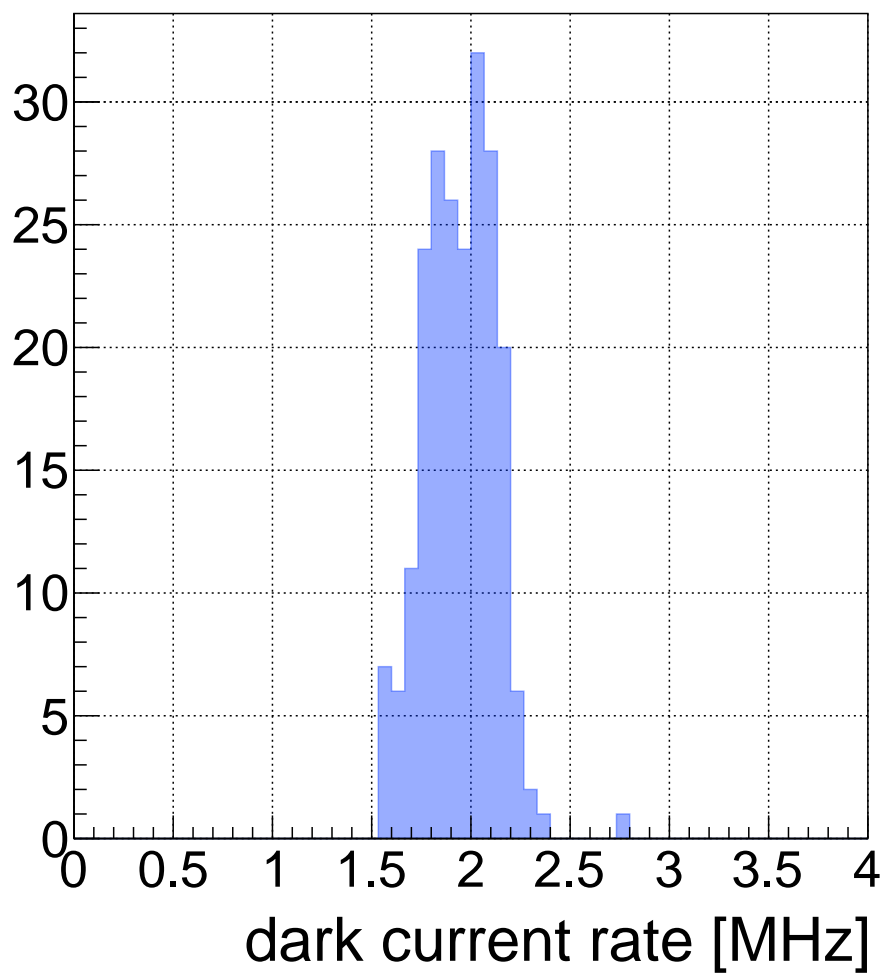


図 3.28: $V_{ov} = 4V$ でのチャンネル毎の暗電流レートの分布。

第4章 モンテカルロ・シミュレーションによる実機の粒子識別性能評価

コーン型ライトガイドの集光性能を調べるため、第3章で行ったテスト実験をモンテカルロ・シミュレーションで再現した。再現する際に、球面鏡の回転角度とコーン型ライトガイド内面のアルミナイズドマイラーの反射率をパラメータとした。この2つのパラメータは互いに関連しているため、お互いの最適化を繰り返し行った。本章のモンテカルロ・シミュレーションでは、3.6.5章で求めた暗電流のレートを用いて暗電流の影響も考慮した。モンテカルロ・シミュレーションで求めたコーン型ライトガイドの反射率を用いて、実機における粒子識別性能の評価を行った。

4.1 モンテカルロ・シミュレーションによるテスト実験の再現

製作したコーン型ライトガイドの集光性能を評価するため、Geant4を用いたモンテカルロ・シミュレーションによるプロトタイプ検出器の再現を行った。コーン型ライトガイドの集光性能を評価し、実機におけるライトコーン製作の仕様を決定する。

図4.1にモンテカルロ・シミュレーションにおけるセットアップの様子を示す。屈折率 $n = 1.04$ のシリカエアロゲルに $0.8 \text{ GeV}/c$ の陽電子を入射し、発生したチェレンコフ光をシリカエアロゲルの中心から 1500 mm 離して置いた球面鏡で反射させ、球面鏡からコーン型ライトガイドの先端が 1500 mm となるように光子検出面を設置した。クーロン多重散乱の効果を考慮するため、テスト実験に使用したプラスチックシンチレータと同サイズの $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ のプラスチック (ポリエチレン) をテスト実験と同じ位置に設置した。テスト実験時の測量から、光子検出面が光軸に垂直な位置から図4.1の向きで反時計回りに若干回転していたことがわかっており、 50 mm ライトコーンの光子検出面の場合は 2 mm 、 30 mm ライトコーンの光子検出面の場合は 3 mm シリカエアロゲル側のライトコーンが鏡側になるように回転させた。光子検出面についても 50 mm ライトコーンの光子検出面の場合に球面鏡から見て右方向に 4 mm 、下方向に 1 mm 中心からシフトしていたので、これらを位置のオフセットとした。ビームの角度分布についてはELPHのビーム幅とトリガー検出器の配置から水平方向の角度広がり $\sigma_x = 1.3 \text{ mrad}$ 、鉛直方向の角度広がり $\sigma_y = 1.4 \text{ mrad}$ としてガウス分布に従ったビームを入射させた [17]。空気の屈折率は $n = 1.000273$ とし、空気の散乱長は 400 nm で $2.29 \times 10^7 \text{ mm}$ としレイリー散乱が波長の4乗に比例して起こるとした。検出面の角度は実測では 21.4° となったが、球面鏡の角度については実測が行えなかったため、実験データのヒットパターンを再現するように最適な値を探した。

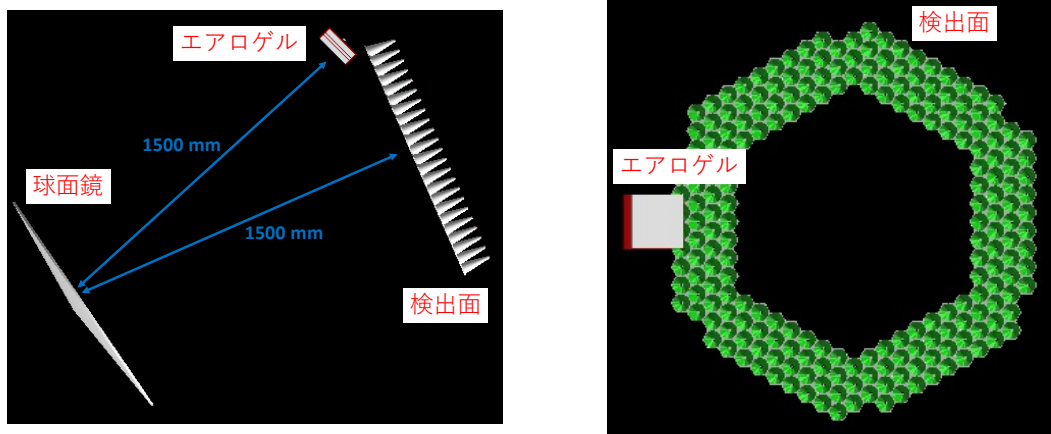


図 4.1: テスト実験を再現したモンテカルロ・シミュレーションのセットアップ。左が上から、右がビーム下流から見た図。

4.1.1 シリカエアロゲル

シリカエアロゲルはサイズ、屈折率、散乱長、吸収長を考慮し、実験と同様に3つのシリカエアロゲルを並べて厚さ 50 mm とした。シミュレーションで使用したシリカエアロゲルのパラメータを表 4.1 に示す。ビーム上流側からテスト実験で使用したシリカエアロゲル

表 4.1: 使用したシリカエアロゲルのパラメータ

型番	屈折率	厚さ [mm]	散乱長 (@400 nm) [mm]	吸収長 [mm]
TSA9-3	1.0400	20.7	54	5500
TSA10-3	1.0395	10.8	55	5500
TSA9-4	1.0397	21.0	58	5500

の型番 TSA9-3、TSA10-3、TSA9-4 の順にし、シリカエアロゲルの凹んだ形状を再現するために 1 mm の隙間を空けて並べた。屈折率は波長に依らず一定とした。吸収長は全てのシリカエアロゲルで波長に依らず 5500 mm とし、縦横のサイズは全て 146 mm × 146 mm とした。

4.1.2 球面鏡

球面鏡は、実測値の曲率半径 2982 mm、外径はシミュレーションに必要な範囲のみとし、直径 1009 mm の円とした。反射率は、図 3.5 を参考に波長依存性を考慮した。球面鏡の回転角度の初期値は、プロトタイプ検出器での設計でチェレンコフ光から見て光子検出面へ 20° の角度になるように回転して設置したが、最終的には後述する実験データを再

現する角度とした。

4.1.3 MPPC

MPPCは図 3.13 を参考に、受光面を 6 mm(横) × 6 mm(縦) × 1.3 mm(厚さ) のシリコンとし、受光面の上に窓材として 6 mm(横) × 6 mm(縦) × 0.4 mm(厚さ) のシリコンを設定した。窓材と受光面のシリコンの屈折率はともに $n = 1.41$ とし、受光面の吸収長は 0.001 mm として、入射したチェレンコフ光が完全に吸収できるように設定した。実際のモンテカルロ・シミュレーションで使用した MPPC を図 4.2 に示す。

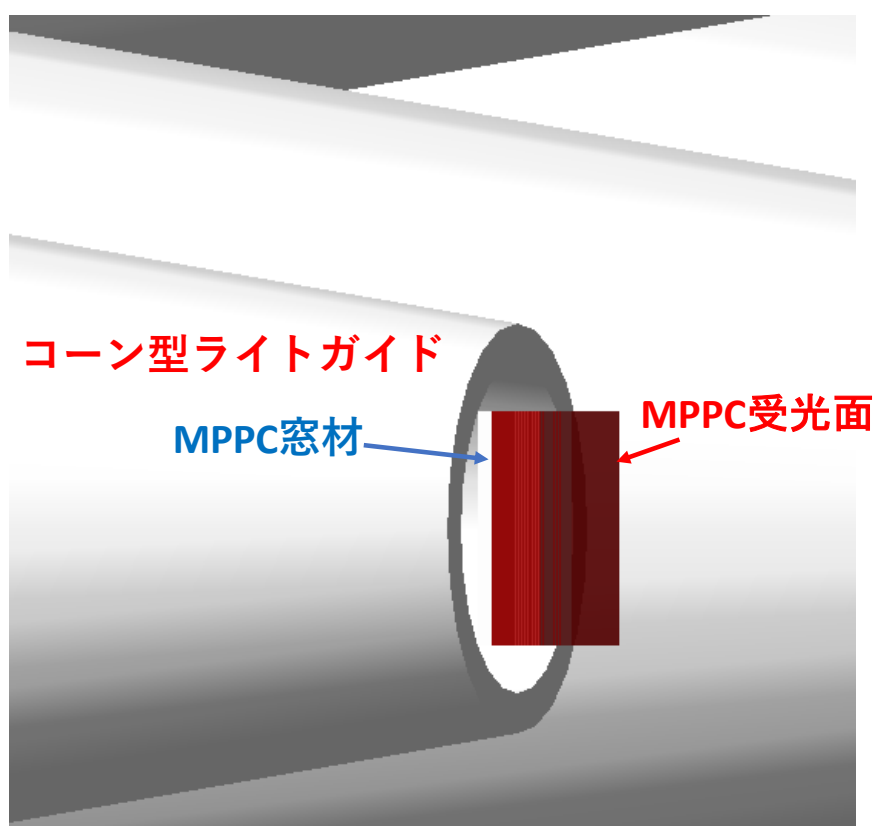


図 4.2: モンテカルロ・シミュレーションで再現した MPPC。受光面の表面に窓材を設定し、ライトコーン出口に配置した。

4.1.4 コーン型ライトガイド

図 4.3 にシミュレーションで再現したコーン型ライトガイドの模式図を示す。図のハニカム部分とライトコーン部分の材質はプロトタイプ検出器と同様にチェレンコフ光の散乱を抑えるために吸収長 0.001 mm のプラスチックとし、ライトコーンの内部に厚さ 25 μm

の Al を反射材として設置した。Al の反射率の波長依存性は図 3.5 の値を用いて設定した。ただし、反射率の絶対値はパラメータとして全体に定数をかけて変化させ、第 3.6.3 章で得られたテスト実験の多重度を再現するように決定した。

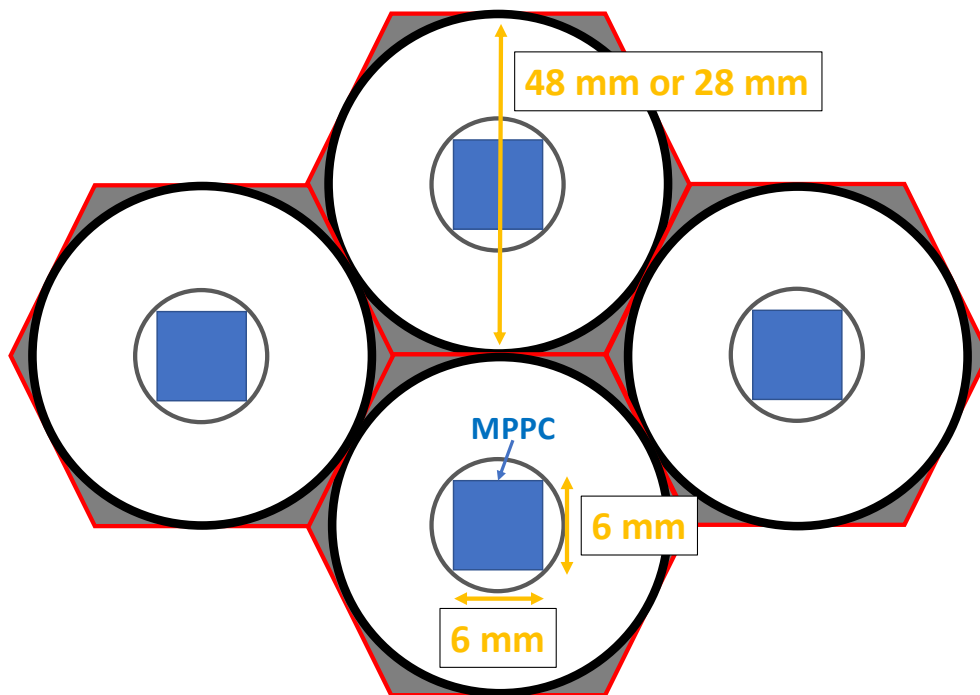


図 4.3: モンテカルロ・シミュレーションで再現したコーン型ライトガイドを開口部から見た模式図。

4.1.5 球面鏡の角度の最適化

テスト実験で実測した光子検出面の角度が 21.4° であったため、球面鏡の傾き角度はその半分の 10.7° 付近で 0.05° のステップで光子検出面のヒットパターンを確認し、実験データのヒットパターンと最も近くなる角度を採用した。比較に使用した実験データは信号と暗電流の多重度を再現するため、 20 ns のカット幅とした。MPPC の V_{ov} は 4 V として、図 3.12 の検出効率の波長依存性を用いた。コーン型ライトガイドの反射率は、次節で最適化した値を用い、実験データと多重度が一致するようにした。暗電流はチャンネル毎の暗電流を 20 ns のカット幅の実験データを再現するように設定した。次節でのコーン型ライトガイドの反射率と鏡の角度の最適化は、双方のシミュレーションを繰り返して行った。レート $R\text{ Hz}$ 、カット幅 T 秒のチャンネルの暗電流平均発生回数 λ は、(4.1) 式で計算

でき、この時の暗電流の発生確率 P_{dark} はポアソン分布を仮定すると (4.2) 式のように表される。

$$\lambda = RT \quad (4.1)$$

$$P_{\text{dark}} = 1 - \frac{\lambda^0}{0!} e^{-\lambda} \quad (4.2)$$

チャンネル毎に (4.2) 式で暗電流の発生確率を計算し、その確率を用いてイベント毎に暗電流の有無を判断した。全イベントでの多重度の和を N 、全イベント中で i 番目のチャンネルにヒットがあったイベント数を n_i とした時に残差 r を (4.3) 式のように定義し、 r が最小となる球面鏡の回転角度を求めた。

$$r = \sum_i \left| \left(\frac{n_i}{N} \right)_{\text{sim}} - \left(\frac{n_i}{N} \right)_{\text{exp}} \right| \quad (4.3)$$

ここで、sim はシミュレーションデータ、exp は実験データの値を用いたことを表す。図 4.4 に実験データと最適化されたシミュレーションによるヒットパターン、図 4.5 に球面鏡の傾き角度と残差の変化を示す。50 mm ライトコーンは 10.6° 、30 mm ライトコーンは 10.75° で残差が最小となった。50 mm ライトコーンを用いた光子検出面と 30 mm ライトコーンを用いた光子検出面で異なる角度となったが、光子検出面を取り換えた際に球面鏡のアライメントを再度行なっているため、球面鏡の傾き角度は異なる可能性がある。

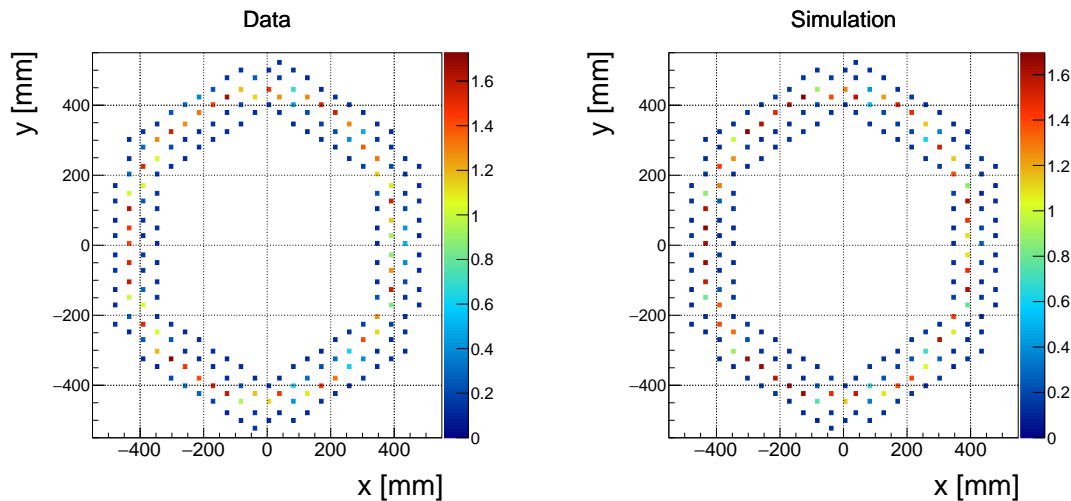


図 4.4: 実験データ (左) とシミュレーション (右) の光子検出面のヒットパターン。

4.1.6 コーン型ライトガイドの反射率最適化

コーン型ライトガイドの反射率を決定するため、再現したセットアップを用いて $V_{\text{ov}} = 4 \text{ V}$ の実験データと多重度の比較を行った。コーン型ライトガイドの反射率と球面鏡の角度の

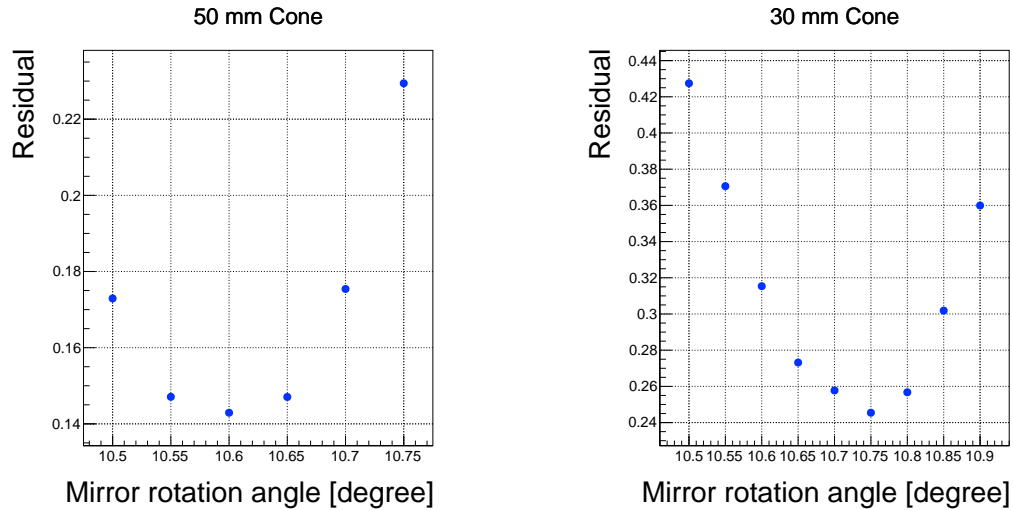


図 4.5: 50 mm ライトコーン (左) と 30 mm ライトコーン (右) の球面鏡の角度とヒットパターンの残差。

最適化は互いに関連しているので、シミュレーションを繰り返し行って最適値を得た。図 4.6 に実験データとシミュレーションでコーン型ライトガイドの反射率を 90% とした時の多重度を示す。シミュレーションの多重度の平均値が 42.01 ± 0.05 であるのに対し、実験データの多重度は 30.97 ± 0.02 と $73.7 \pm 0.1\%$ に低下していたため、実際に製作したコーン型ライトガイドの性能に何らかの原因があると考え、テスト実験での多重度を再現するように、コーン型ライトガイドの反射面の反射率を調整した。シミュレーションで、コーン型ライトガイドの反射率を変化させ、実験での多重度と一致する反射率を調べた。多重度への暗電流の影響は、20 ns の幅でカットしたデータを利用した。コーン型ライトガイドの反射率と球面鏡の角度の決定は互いに繰り返し行い最適な値を決定した。最終的な結果を図 4.7 に示す。ライトコーン反射面の反射率を、50 mm ライトコーン、30 mm ライトコーンどちらも 67.5% とした際に実験データに一致する多重度が得られた。本来 90% 程度である反射率が 67.5% と、75% の値となっていることになる。しかし、多重度が低下している原因としてライトコーンの反射面以外にも、図 4.8 に示すようなライトコーンの工作精度の問題が考えられるが、この影響については調査できていない。今回の解析では、多重度低下を全てライトコーンの反射率が原因であるとしたが、今後他の要因も調査する必要がある。

4.1.7 角度分解能の評価

モンテカルロ・シミュレーションによるテスト実験の再現の妥当性を確認するために、実機の粒子識別性能に直接影響する角度分解能の評価を行った。解析では、光子検出面の中心をリング中心とし、光子を検出した位置とリング中心との距離 r をリングの半径と考えリング半径と球面鏡の焦点距離 f から (4.4) 式を用いてチェレンコフ角 θ_c を計算した。

$$\theta_c = \tan^{-1} \left(\frac{r}{f} \right) \quad (4.4)$$

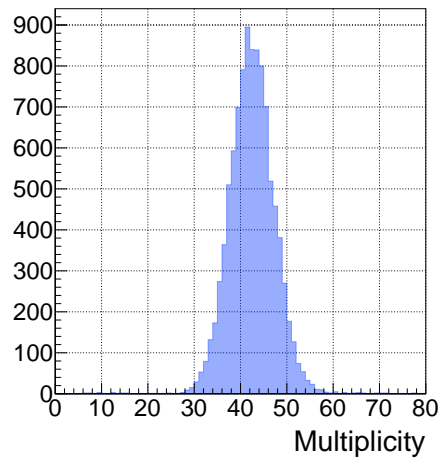
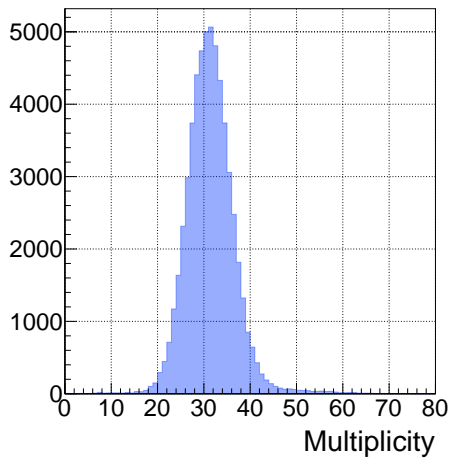


図 4.6: 実験データ (左) とモンテカルロ・シミュレーション (右) の多重度分布。実験データは 20 ns の幅でカットしており、モンテカルロ・シミュレーションでは 20 ns 分の暗電流を考慮している。

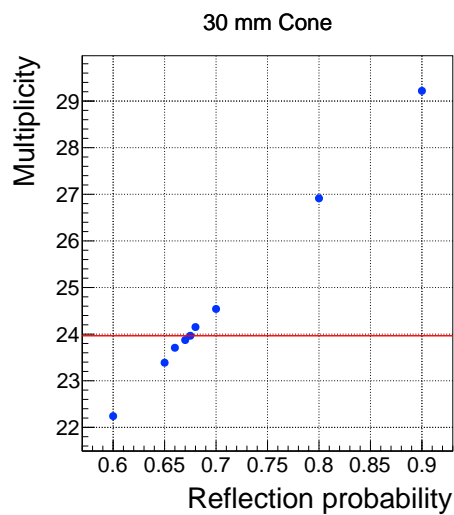
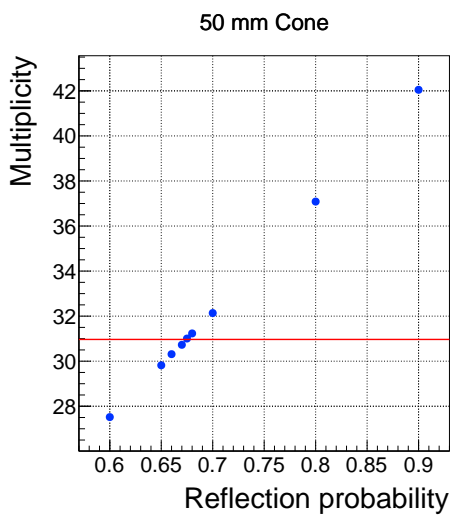


図 4.7: コーン型ライトガイド反射面のアルミナイズドマイラーの最大反射率を変化させた場合の多重度の値。左が 50 mm ライトコーン、右が 30 mm ライトコーンの場合。

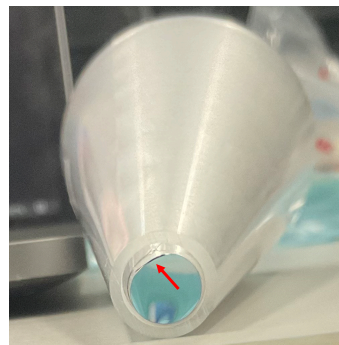
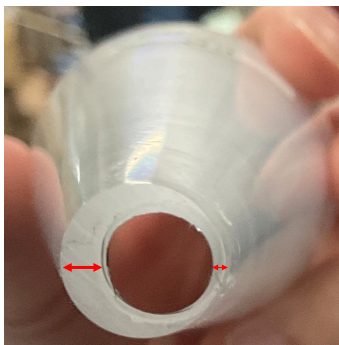


図 4.8: ライトコーンの工作精度による問題。左は穴の位置がずれている。右はアルミナイズドマイラーが浮いている。

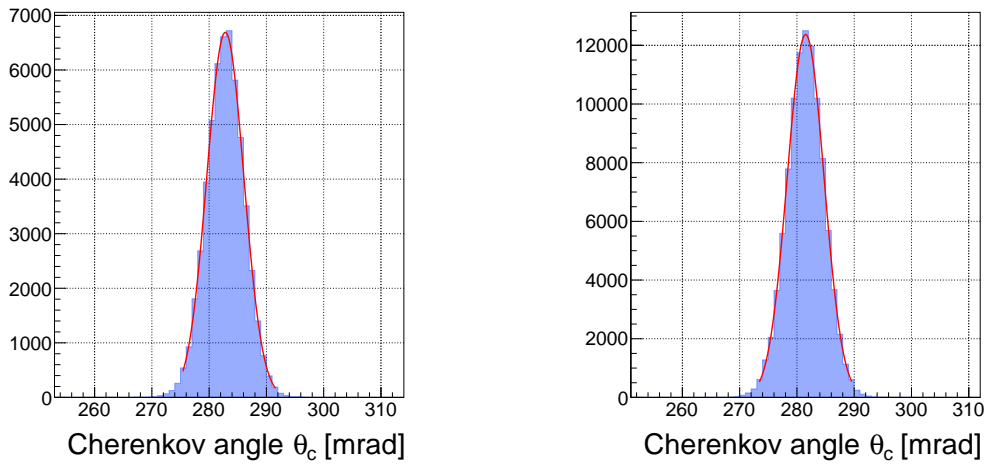


図 4.9: 実験データ (左) とモンテカルロ・シミュレーション (右) のチェレンコフ角分布。ガウス関数でフィットして σ を角度分解能とした。

その際に、光子を検出した位置は光子を検出したコーン型ライトガイドの中心とした。各イベントでヒットがあった全てのセグメントのチェレンコフ角を平均したものを、そのイベントでのチェレンコフ角とした。球面鏡で角度をつけてチェレンコフ光を反射させる場合、球面鏡を回転させた方向のチェレンコフリングが縮み、光子検出面では楕円になる。その場合、リング上の位置により半径の差が出るため、分解能が悪化する。この効果は詳しく対応関係を調べることで修正することができると考えられるが、球面鏡の回転角度が 20° 程度なら影響は比較的小さいため、今回は修正を行わずに円とみなして計算した。得られたチェレンコフ角分布に対してガウス関数でフィットを行い、 σ を角度分解能とした。テスト実験を再現したモンテカルロ・シミュレーションと、テスト実験のデータで求めた角度分解能を比較し、再現の妥当性を調べた。図 4.9 に実験データとモンテカルロ・シミュレーションのチェレンコフ角の分布を示す。それぞれガウス関数でフィットを行い、角度分解能を求めた。実験データの角度分解能 σ_{exp} は、 $\sigma_{\text{exp}} = 3.23 \pm 0.01$ mrad、シミュレーションデータの角度分解能 σ_{sim} は、 $\sigma_{\text{sim}} = 3.216 \pm 0.009$ mrad であり誤差の範囲で一致した。

チェレンコフ角の計算方法から、角度分解能 σ_θ は統計的に (4.5) 式の関係が成り立つ。

$$\sigma_\theta = \frac{\Delta\theta_{1\text{hit}}}{\sqrt{N}} \quad (4.5)$$

ここで、 $\Delta\theta_{1\text{hit}}$ は 1hit の場合の角度分解能、 N は多重度を表す。イベントを多重度でグループ分けし、多重度ごとに角度分解能を求めた。得られた多重度と角度分解能の分布に対して (4.5) 式でフィットを行い、 $\Delta\theta_{1\text{hit}}$ を求めた。その結果を図 4.10 に示す。フィッティングの結果から、実験データとモンテカルロ・シミュレーションによる $\Delta\theta_{1\text{hit}}$ はそれぞれ $(\Delta\theta_{1\text{hit}})_{\text{exp}} = 17.60 \pm 0.07$ mrad、 $(\Delta\theta_{1\text{hit}})_{\text{sim}} = 17.63 \pm 0.05$ mrad であり、誤差の範囲で一致した。

再現したモンテカルロ・シミュレーションを用いて、角度分解能の内訳の見積りを行っ

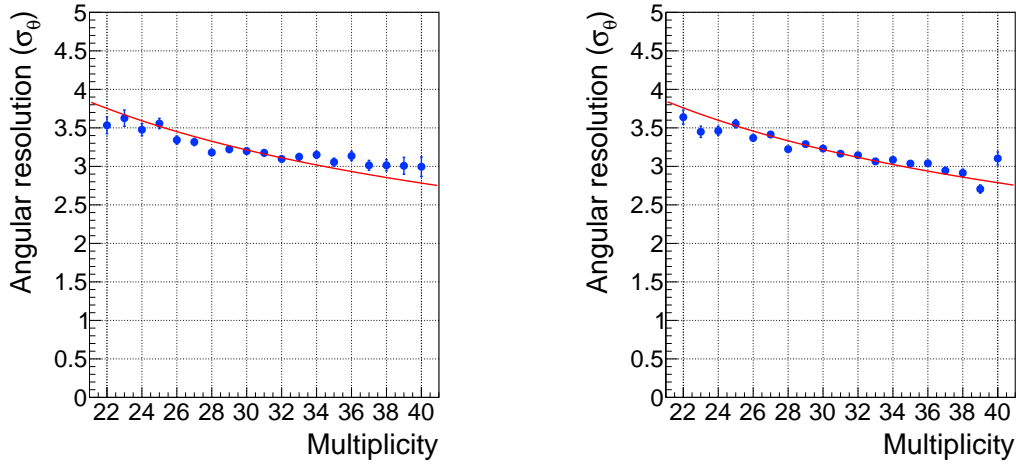


図 4.10: 実験データ (左) とモンテカルロ・シミュレーション (右) の多重度毎の角度分解能。

た。 $\Delta\theta_{1hit}$ は (4.6) 式に示す様に、いくつかの要素に分解することができる。

$$\Delta\theta_{1hit}^2 = \Delta\theta_{seg}^2 + \Delta\theta_{dark}^2 + \Delta\theta_{abe}^2 + \Delta\theta_{beam}^2 \quad (4.6)$$

$\Delta\theta_{seg}$ は有限のセグメントサイズによる角度分解能の悪化、 $\Delta\theta_{dark}$ は暗電流による角度分解能、 $\Delta\theta_{abe}$ は球面鏡の焦点が球面であるのに対し光子検出面が平面であることによる収差と、屈折率の波長依存性による収差 (色収差) で生じる角度分解能、 $\Delta\theta_{beam}$ はビームの角度分布から来る角度分解能を表す。50 mm ライトコーンの場合、位置分解能は $\Delta d = 12.5$ mm であり、角度分解能は位置分解能 Δd とチェレンコフ角 θ_c 、球面鏡の焦点距離 f を用いて (4.7) 式で表される。

$$\Delta\theta_{seg} = \frac{\cos \theta_c}{f} \Delta d \quad (4.7)$$

よって、セグメントサイズによる角度分解能は $\Delta\theta_{seg} \sim 7.7$ mrad と計算される。ビームによる角度分解能は、 $\Delta\theta_{beam} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \sim 1.9$ mrad である。暗電流による角度分解能 $\Delta\theta_{dark}$ は、再現したシミュレーションで暗電流がある場合とない場合で求めた 1hit の角度分解能を比較することで評価した。暗電流なしの場合のチェレンコフ角分布と多重度に対する角度分解能を図 4.11 に示す。暗電流なしの場合の 1hit の角度分解能 $(\Delta\theta_{1hit})_{noDark}$ は、 $(\Delta\theta_{1hit})_{noDark} = 9.57 \pm 0.03$ mrad となった。よって $\Delta\theta_{dark} = \sqrt{17.63^2 - 9.57^2} \sim 14.81$ mrad と求められた。収差による角度分解能は他の要素を引くことで、(4.8) 式の様に見積もった。

$$\begin{aligned} \Delta\theta_{abe} &= \sqrt{\Delta\theta_{1hit}^2 - \Delta\theta_{dark}^2 - \Delta\theta_{seg}^2 - \Delta\theta_{beam}^2} \quad (4.8) \\ &= \sqrt{17.63^2 - 14.81^2 - 7.7^2 - 1.9^2} \\ &\sim 5.3 \text{ mrad} \end{aligned}$$

実機的设计では球面鏡による収差と色収差をどちらも 4 mrad と仮定しており、 $\Delta\theta_{abe} = \sqrt{4^2 + 4^2} \sim 5.7$ mrad と想定していたため、 $\Delta\theta_{abe}$ の 5.3 mrad は想定内である。角度分解

能を各要素に分解することで、暗電流の影響が最も大きいことが分かった。今回のテスト実験ではチェレンコフリング周辺のみ光子検出面を配置したが、実機では全面を埋めるように配置するため、より暗電流の影響が大きくなると考えられる。したがって、目標の粒子識別性能を達成するためには暗電流への対策が必要であると考えられる。モンテカル

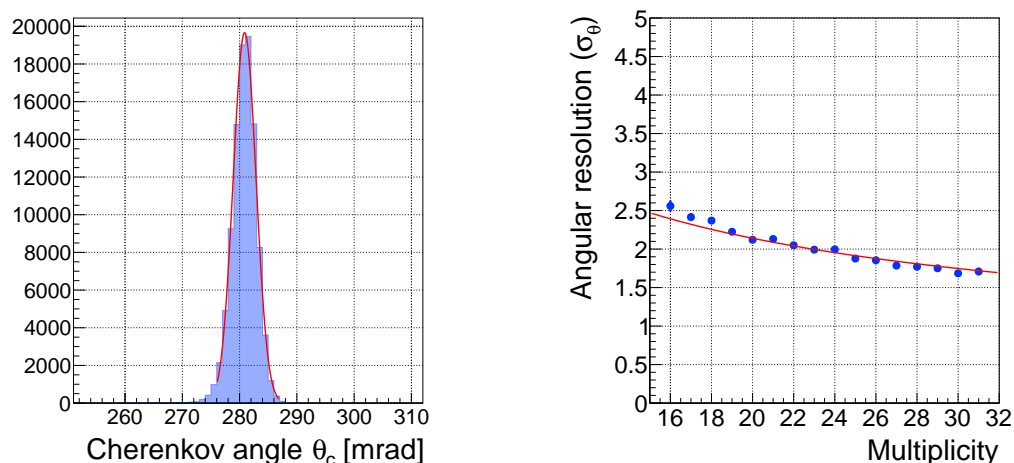


図 4.11: 暗電流がない場合のチェレンコフ角分布 (左) と多重度に対する角度分解能 (右)。

ロ・シミュレーションによる再現結果は、得られたプロトタイプ検出器の特徴を説明できていると考えられるため、得られたコーン型ライトガイドの反射率、暗電流レートをを用いて実機のモンテカルロ・シミュレーションを行い、 $\pi/K/p$ の粒子識別性能を評価する。

4.2 実機シミュレーション

実機では2–16 GeV/cの $\pi/K/p$ の識別が必要となる。チェレンコフ角は粒子の電荷に依存しないので、シミュレーションにおいて $\pi^+/K^+/p$ をビームとして入射し、識別効率を調べた。テスト実験で用いた輻射体はシリカエアロゲルのみであるため、シリカエアロゲルのみを用いたモンテカルロ・シミュレーションを行った。シリカエアロゲルでは、特に2–6 GeV/cの π/K 、2–10 GeV/cの K/p を識別する必要があるため、これらの運動量範囲での識別性能を調べた。

4.2.1 実機シミュレーションのセットアップ

図 4.12 に実機シミュレーションのセットアップの概略図を示す。球面鏡、光子検出面の設置回転角度はそれぞれ設計値の 10° 、 20° に設定した。球面鏡は曲率半径3000 mmとし、外径は1100 mm \times 1100 mmとした。光子検出面は第 4.1 章のモンテカルロ・シミュレーションと同様の50 mm ライトコーンとMPPCで構成したが、実機の配置とするため、図

4.13 に示すように 22 個 (縦) × 23 個 (横) のライトコーンを設置した。シリカエアロゲルの中心から球面鏡の表面、球面鏡の表面から光子検出面のライトコーン入口までの距離はどちらも球面鏡の焦点距離である 1500 mm とした。ビームは $2-10 \text{ GeV}/c$ の $\pi/K/p$ を $0.2 \text{ GeV}/c$ のステップで入射させた。その際に、J-PARCE50 実験に用いる飛跡検出器の角度分解能 1 mrad (σ) をビームの角度分布として設定した。コーン型ライトガイドの反射率は、4.1.6 章で決定した 67.5% とし、MPPC の検出効率とは $V_{ov} = 4 \text{ V}$ の値を使用し、暗電流のレートは $V_{ov} = 4 \text{ V}$ の場合の全チャンネルの平均値である 1.95 MHz とし、TOF のカット幅は 10 ns を想定して暗電流を発生させた。モンテカルロ・シミュレーションではシリカエアロゲルは 1 つの立方体とし、サイズは $146 \text{ mm} \times 146 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ 、屈折率は $n = 1.04$ 、散乱長は波長 400 nm に対して 55.0 mm でレイリー散乱の波長依存性を考慮して設定し、吸収長は波長に依らず 5500 mm とした。

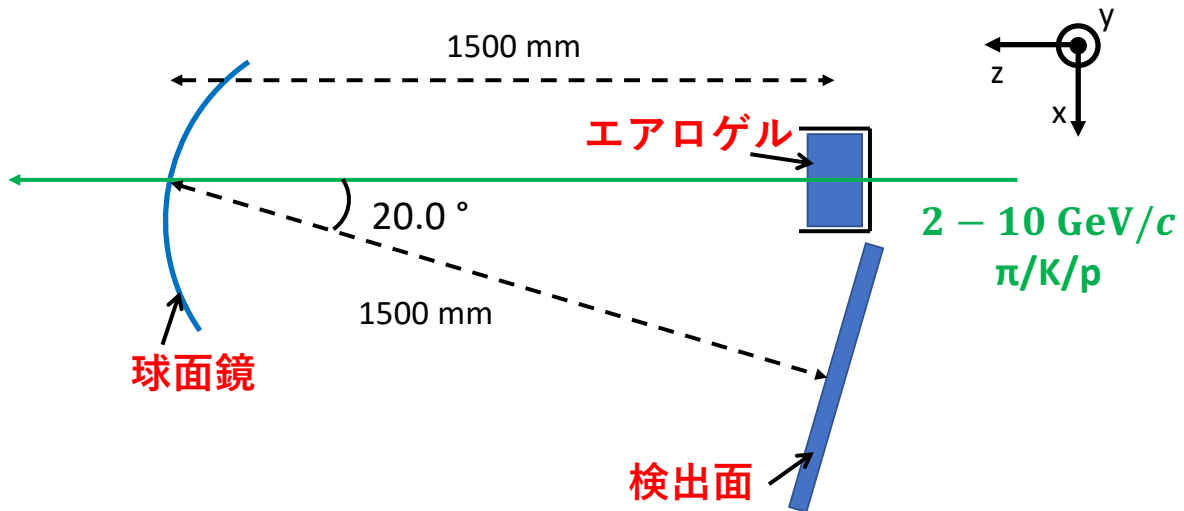


図 4.12: 実機シミュレーションに用いたセットアップの概略図。

4.3 解析と結果

実機の粒子識別性能を評価するにあたり、純粋なジオメトリによる角度分解能以外に暗電流と散乱されたチェレンコフ光による影響がある。暗電流は、光子検出面の全チャンネルに対してランダムに発生し、散乱光もある程度は規則性があるものの基本的には暗電流と同様に全チャンネルにランダムに発生する効果となる。ランダムなヒットがあると、中心から各チャンネルまでの距離から得られるチェレンコフ角を平均した値が得られるので、本来のチェレンコフ角がこの平均値よりも小さい場合は大きい値に、大きい場合は小さい値に計算されてしまう。そのため、チェレンコフ角の分布にテールができ、識別効率悪化の原因となる。実際に暗電流や散乱光によってチェレンコフ角分布にテールが発生

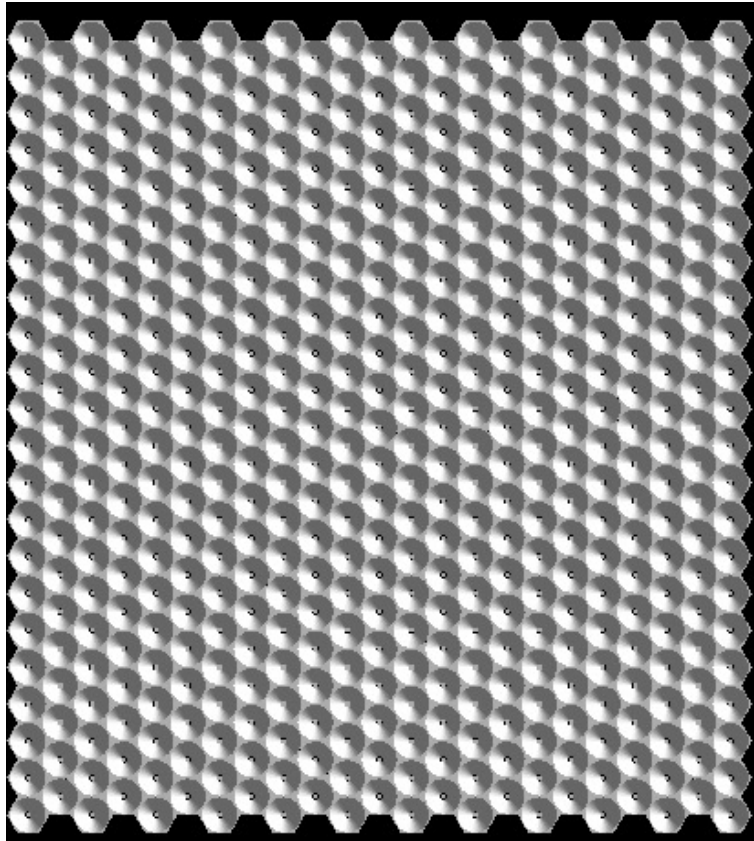


図 4.13: 実機シミュレーションの光子検出面を正面から見た様子。サイズは $10 \text{ GeV}/c$ の π のチェレンコフリングの直径 888 mm より 1 回り大きい 1003 mm (横) \times 1100 mm (縦) とした。

する様子を図 4.14 に示す。この影響を避けるためのチェレンコフ角の解析方法については、4.3.1 章で述べる。上段2つは暗電流がない場合で、下段は暗電流がある場合。左側の2つはシリカエアロゲルでの散乱が無い場合で、右側の2つはシリカエアロゲルの散乱を入れた場合。左上の暗電流とシリカエアロゲルの散乱どちらも無い場合は、 π/K どちらもチェレンコフ光によるピークがしっかり確認できる。少しテールがあるのは、空気による散乱光と考えられる。右上の暗電流が無く、シリカエアロゲルでの散乱が有る場合は、シリカエアロゲルの散乱光がランダムにヒットするため左上の分布よりもテールが大きくなっているが、 π/K どちらもチェレンコフ光によるピークは確認できる。左下の暗電流が有り、シリカエアロゲルでの散乱が無い場合はさらにテールが大きくなることでチェレンコフ光によるピークが光子検出面の平均値に近づいてしまっている。右下の暗電流、シリカエアロゲルでの散乱どちらも有る場合は、左下の場合よりもさらに光子検出面の平均値に近づいているが大きな違いはない。このことから、散乱光による影響は暗電流の影響に対して小さいことがわかる。また、このようなバックグラウンドがあることで各粒子の角度分布がそれぞれ光子検出面の平均値に近づいてしまい識別能力が悪化してしまう。そのため、解析に使用するチャンネルをチェレンコフ光が来るであろうものに絞ることで、これらのバックグラウンドの影響を低減し識別効率の改善を行った。

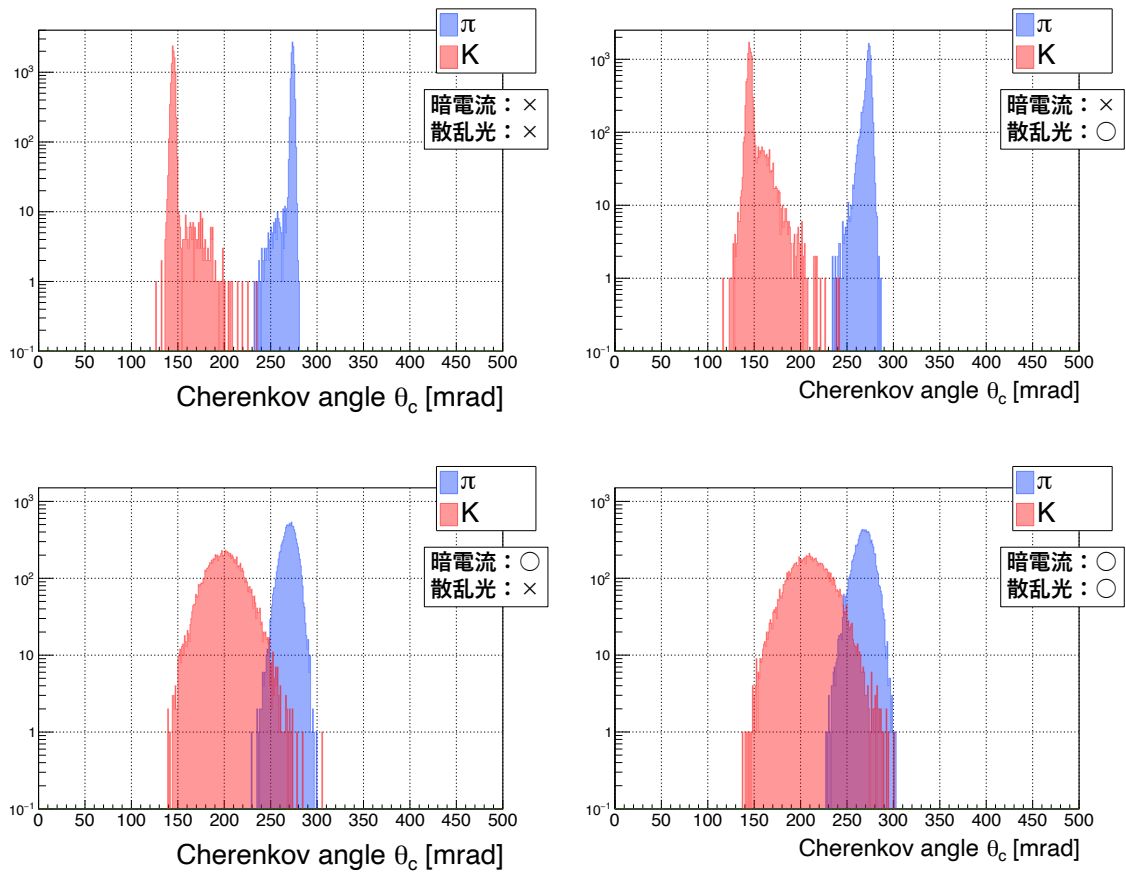


図 4.14: $2.0 \text{ GeV}/c$ の π/K のチェレンコフ角分布。縦軸は log 表示。

4.3.1 チェレンコフ角の計算方法

J-PARC E50 実験における RICH の解析では、RICH の上流に置かれる飛跡検出器によって運動量ベクトルを得る。その情報からチェレンコフリングの中心を計算し、光子の検出位置からチェレンコフ角を求める。更にスペクトロメータで得られた運動量の情報を識別に利用することができる。モンテカルロ・シミュレーションでは、上流の飛跡検出器でリング中心を決定した後の状況を想定し、入射した粒子からのチェレンコフ光の中心が光子検出面の中心と一致するとした。この際、入射粒子の角度分布は飛跡検出器の角度分解能である 1 mrad (σ) とした。チェレンコフ角 θ_c は (4.4) 式を用いて計算した。実験データの解析と合わせるため、多重度を使用する解析を行った。

4.3.2 暗電流・散乱なしでの評価

まず暗電流とシリカエアロゲルでの散乱がない状態での識別性能を評価した。図 4.15 に例として $2 \text{ GeV}/c$ の π が 1 つ入射した際のヒットパターンを示す。チェレンコフリングがはっきりと確認できる。

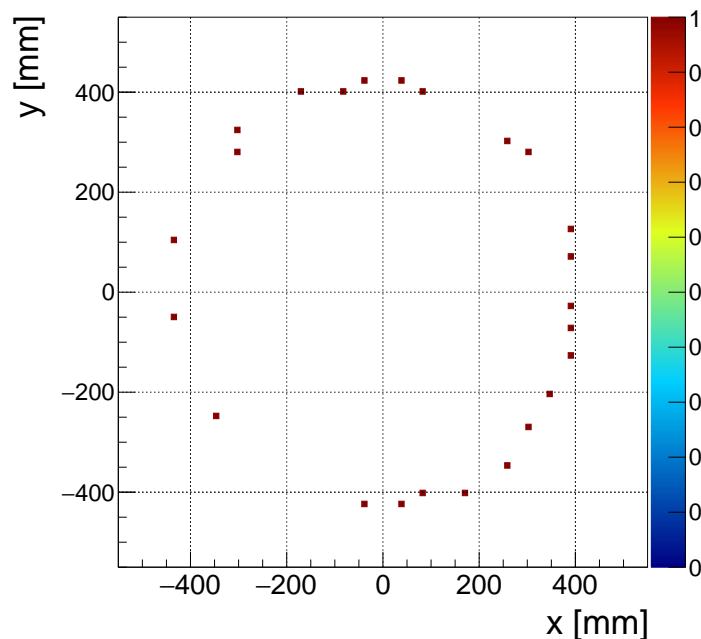


図 4.15: $2 \text{ GeV}/c$ の π が 1 つ入射した際のヒットパターン。

次に、(4.4) 式から計算した運動量 $2 \text{ GeV}/c$ と $10 \text{ GeV}/c$ の粒子のチェレンコフ角の分布を図 4.16 に示す。 $2 \text{ GeV}/c$ では π/K は十分に分離できているが、運動量が大きくなると

分布は近づき、10 GeV/c では π/K の分布のテールが重なっている。図 4.17 に運動量に対するチェレンコフ角の分布を示す。各粒子の各運動量でのチェレンコフ角分布をガウス関数でフィットし、その際に得られた中心値をチェレンコフ角、分布の σ をエラーバーとしてプロットしている。運動量が大きくなるにつれ、チェレンコフ角が近くなり識別が難しくなる。

各粒子の分布がどれだけ分離できているかを表すため、分離度の計算を行った。各粒子のチェレンコフ角分布に対してガウス関数でフィットを行い、チェレンコフ角分布の中心値と σ を求め、粒子 i, j それぞれのチェレンコフ角の中心値を θ_i, θ_j 、 σ を σ_i, σ_j とした時、粒子 i/j の分離度 x_{ij} を (4.9) 式で計算した。

$$x_{ij} = \frac{|\theta_i - \theta_j|}{\sigma_i + \sigma_j} \quad (4.9)$$

分離度の運動量依存を図 4.18 に示す。シリカエアロゲルによる粒子識別範囲となる 2–6 GeV/c の π/K 、2–10 GeV/c の K/p 、2–10 GeV/c の p/π について、全ての運動量領域において $x_{\pi K} > 5$ 、 $x_{Kp} > 5$ 、 $x_{p\pi} > 7$ の分離ができている。ここで分離度がスムーズに変化していないが、これは今回のシミュレーションセットアップ特有の問題であり、原因に関しては付録に記述する。最後に、求めた分離度を用いて粒子の誤識別率を調べた。 $\theta_i \leq \theta_j$ である粒子 i/j の識別を行う場合、閾値 θ_{thres} を分離度 x_{ij} を用いて (4.10) 式の様に計算し、解析により得られたチェレンコフ角が閾値以下なら粒子 i 、閾値より大きければ粒子 j とした。

$$\begin{aligned} \theta_{\text{thres}} &= \theta_i + x_{ij}\sigma_i \\ &= \theta_i + \frac{\theta_j - \theta_i}{\sigma_i + \sigma_j} \cdot \sigma_i \\ &= \frac{\theta_i\sigma_j + \theta_j\sigma_i}{\sigma_i + \sigma_j} \end{aligned} \quad (4.10)$$

粒子 X を粒子 Y と誤識別してしまう確率を P_X^Y とし、得られた誤識別率を図 4.19 に示す。この誤識別率の平均値を表 4.2 にまとめた。この条件では、表 2.4 の目標性能を得ることができなかった。図 4.18 に示すように、ガウシアン分布として十分分離できているが、バックグラウンドによるテールの影響で識別性能としては悪化してしまう。

表 4.2: 暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の平均の誤識別率 (%)。

ID as	π	K	p
π	98.30	0.01	0.35
K	0.94	99.20	0.39
p	0.76	0.79	99.26

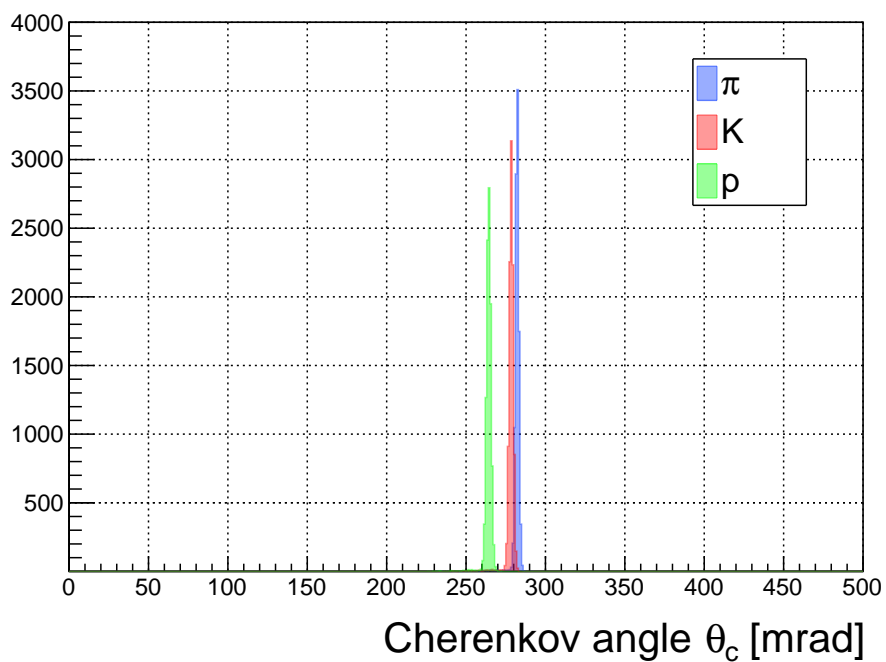
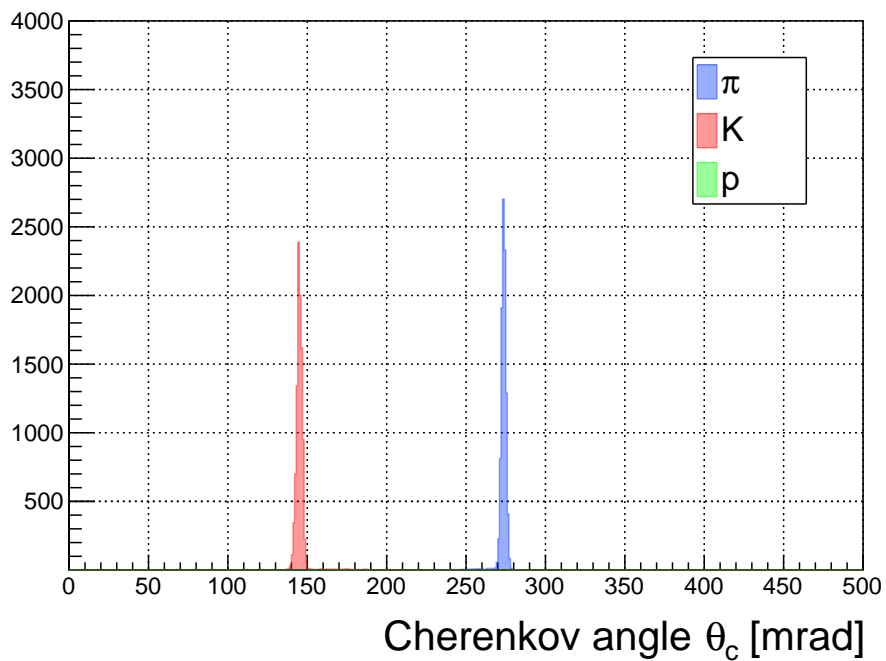


図 4.16: 運動量 $2 \text{ GeV}/c$ (上) と $10 \text{ GeV}/c$ (下) の場合の各粒子のチェレンコフ角分布。

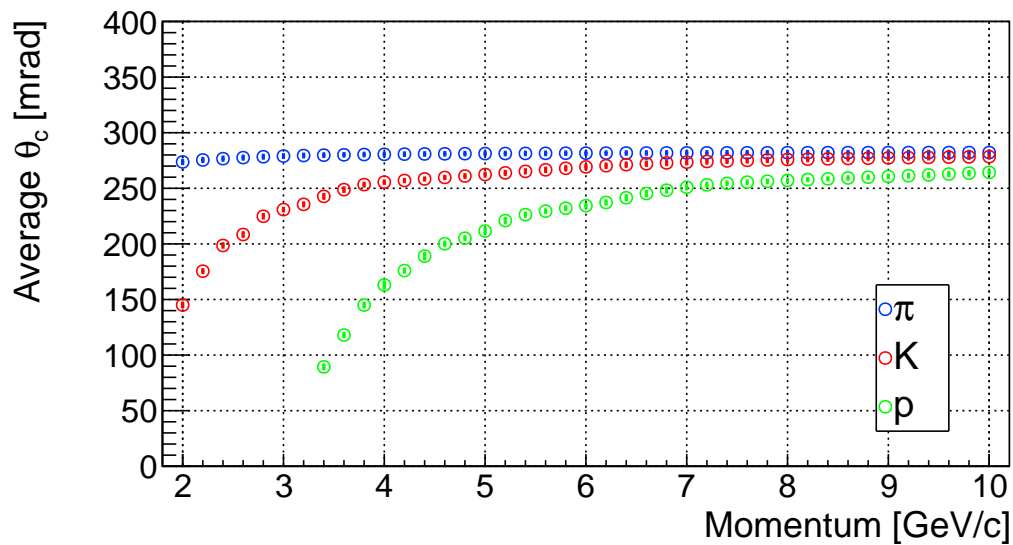


図 4.17: 暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の、運動量に対する各粒子のチェレンコフ角。

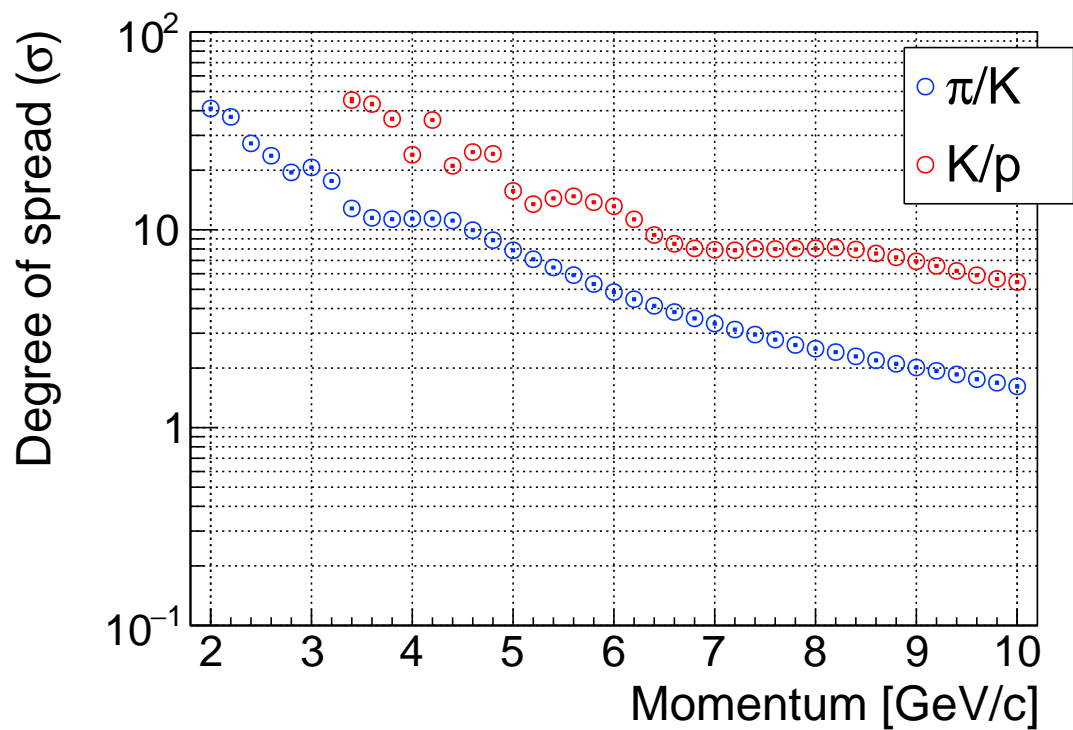


図 4.18: 暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の、運動量に対する各粒子の分離度。

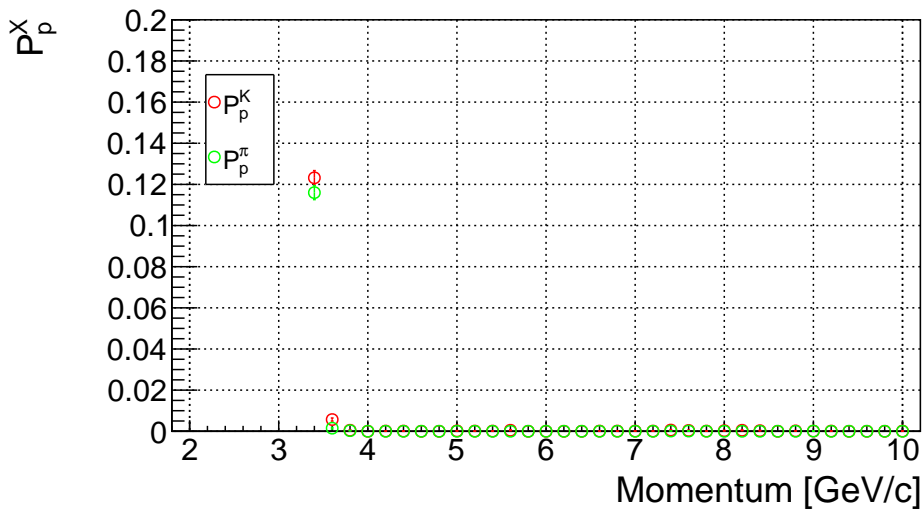
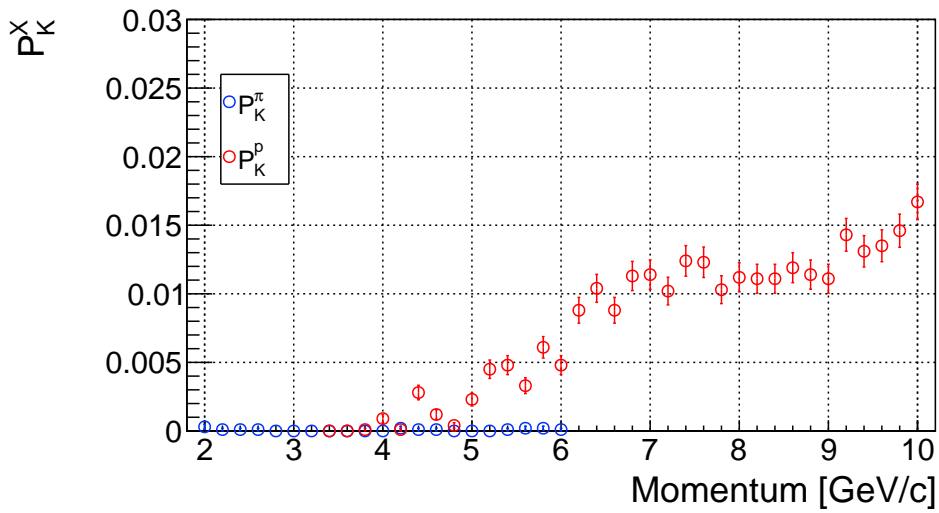
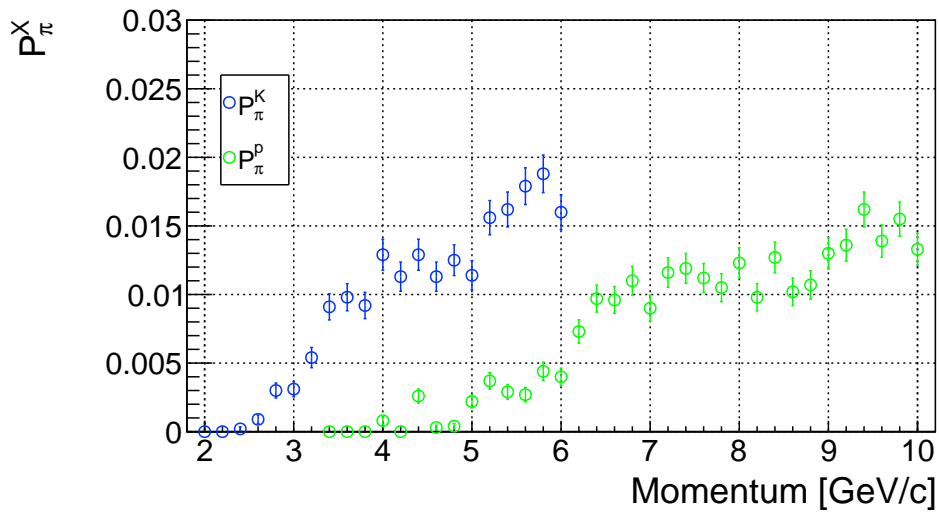


図 4.19: 暗電流とシリカエアロゲルでの散乱が無い場合の運動量に対する誤識別率。

4.3.3 シリカエアロゲルによる散乱光の影響

シリカエアロゲルの散乱を入れ、4.3.2章と同様の解析を行った。チェレンコフ角の分布を図 4.20 に、誤識別率を図 4.21 に示す。また、平均の誤識別率を表 4.3 にまとめた。シリカエアロゲルでの散乱があることで散乱光のバックグラウンドによるテールが大きくなり、識別性能は悪化する。

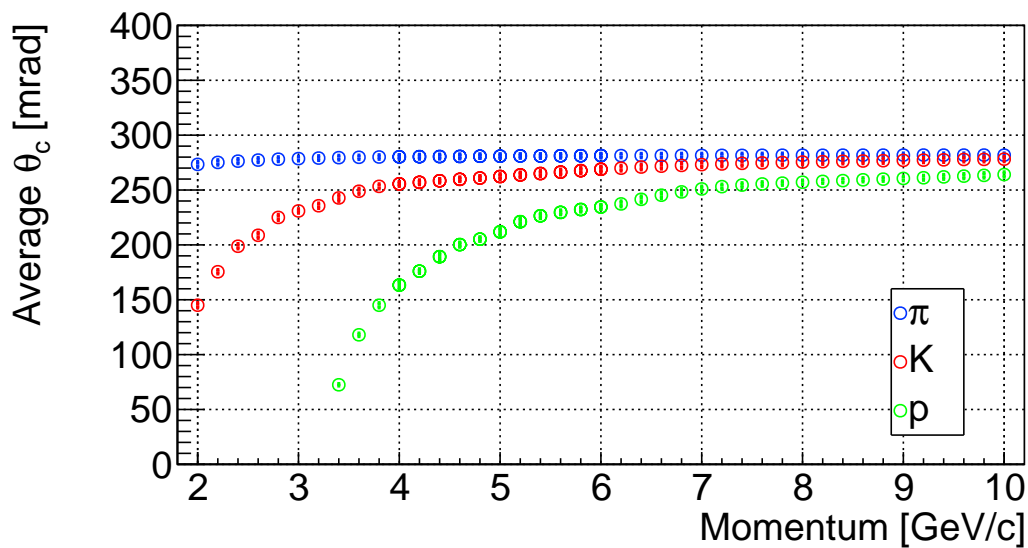


図 4.20: 暗電流無し、シリカエアロゲルでの散乱ありの場合のチェレンコフ角分布。

表 4.3: 暗電流無し、シリカエアロゲルでの散乱ありの場合の平均の誤識別率 (%)。

ID as	π	K	p
π	94.80	0.05	0.80
K	3.47	97.28	0.97
p	1.73	2.67	98.23

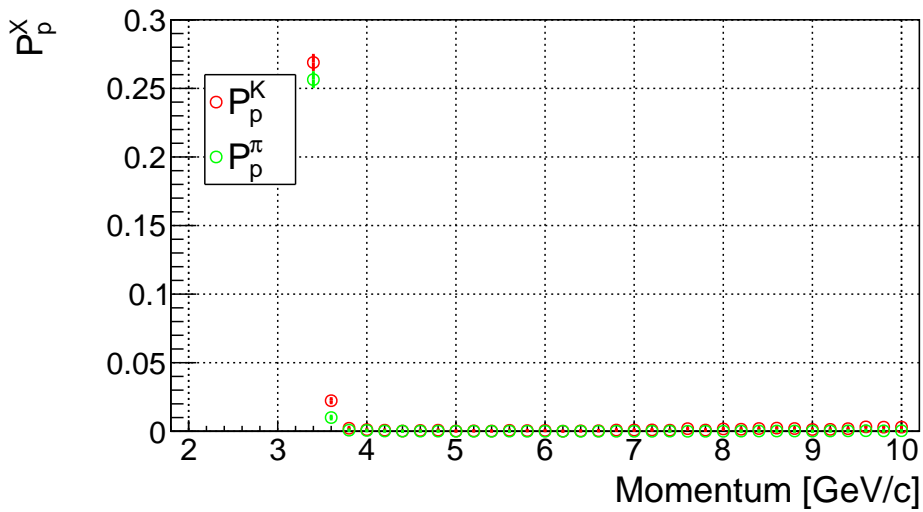
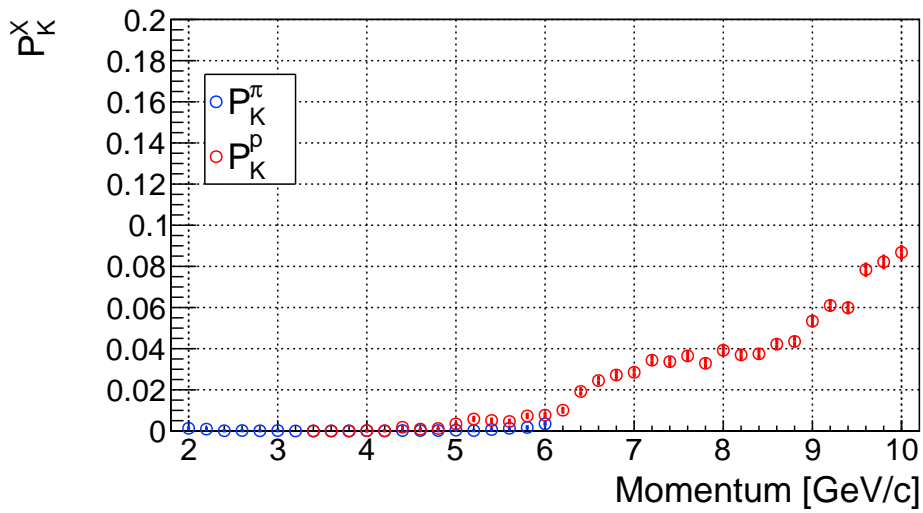
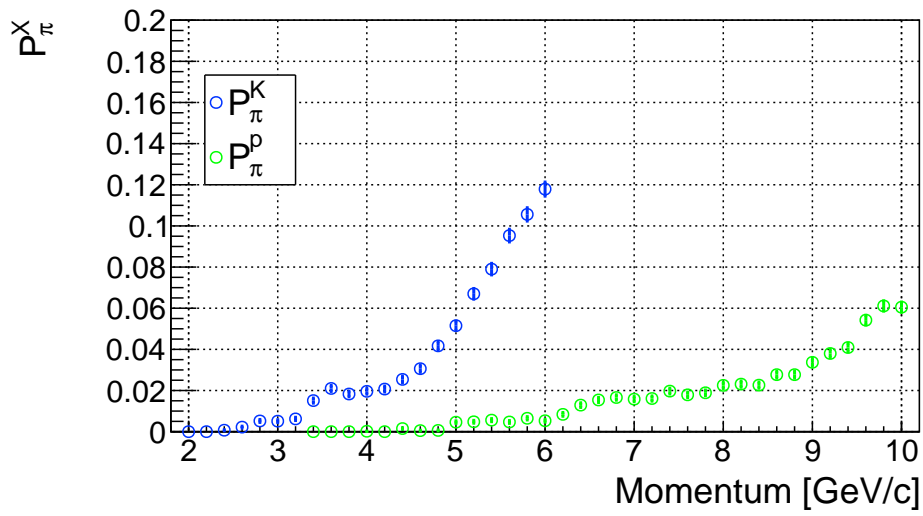


図 4.21: 暗電流無し、シリカエアロゲルでの散乱ありの場合の誤識別率。

4.3.4 暗電流を考慮した評価

散乱光に加え、暗電流を考慮した場合の解析を行った。暗電流は、3.6.5章で得られた $V_{ov} = 4\text{ V}$ での暗電流レート 1.95 MHz からカット幅 20 ns での平均発生回数を (4.1) 式を用いて計算し、(4.2) 式を用いて発生確率を計算し、その確率を用いてイベント毎、チャンネル毎に暗電流を発生させ、実際のチェレンコフ光と暗電流によるヒットを区別せずに同様の解析を行った。暗電流を考慮したヒットパターンを図 4.22 に示す。リング内部のチャンネルに明らかに暗電流によるチェレンコフ光以外のヒットが発生している。図 4.23 にチェレンコフ角の分布を示す。 p の $3.4\text{ GeV}/c$ 付近でのチェレンコフ角の増加は、チェレンコフリングが小さいため実際のチェレンコフ光がヒットするチャンネルが少なく、暗電流の影響で外側のヒットが増えてしまうためである。暗電流と散乱光を考慮した場合、特に暗電流の影響によって、ほとんどの運動量領域において 2σ 以上分離ができておらず、識別性能は大幅に悪化することがわかる。そこで、暗電流や散乱光による識別性能の悪化を低減する方法として、解析する際にチェレンコフリング周辺のチャンネルのみを使用することを考察した。

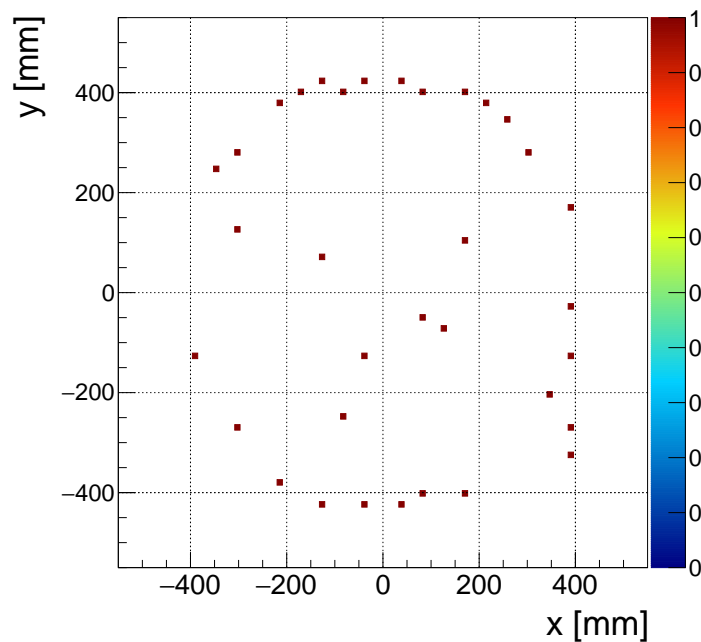


図 4.22: $2\text{ GeV}/c$ の π が 1 つ入射した際の暗電流を考慮したヒットパターン。暗電流によってチェレンコフリングから外れたチャンネルにもヒットがある。

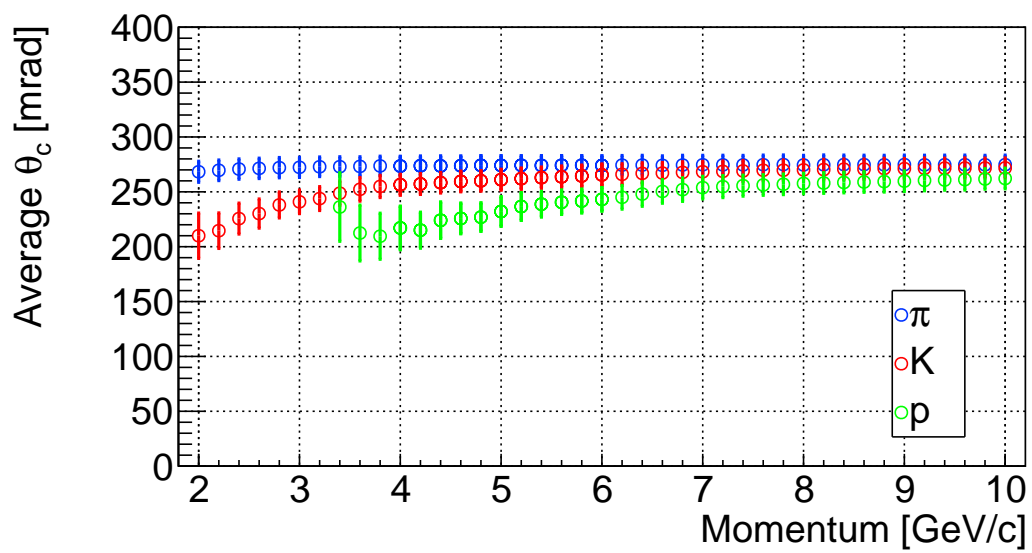


図 4.23: 暗電流を考慮した場合の運動量毎のチェレンコフ角分布。

4.3.5 チェレンコフリング周辺のチャンネルのみを使用した解析

チェレンコフ光以外の寄与である散乱光や暗電流による識別性能の悪化を抑制するため、チェレンコフリング周辺のチャンネルのみを使用した解析を行った。ここで、チャンネルを選択する際に実際のチェレンコフ角の値が必要となる。屈折率 $n = 1.04$ のシリカエアロゲルで発生した際のチェレンコフ角は、(2.2) 式よりと計算できる。その後、シリカエアロゲルと空気の境界で屈折を起こしチェレンコフ角が変化するが、空気の屈折率を n_{Air} 、シリカエアロゲルの屈折率を n_{AC} 、元のチェレンコフ角を θ_0 、屈折後の角度を θ_1 とすると、スネルの法則により

$$n_{\text{Air}} \sin \theta_1 = n_{\text{AC}} \sin \theta_0 \quad (4.11)$$

と表される。(4.11) 式より屈折後のチェレンコフ角を得られるが、球面鏡で反射させて光子検出面に収束させた際に水平方向にチェレンコフリングが縮み楕円となってしまう。そのため、最終的に光子が検出されるチャンネルから計算されるチェレンコフ角は θ_1 よりも小さくなってしまう。この楕円となる効果は詳しく対応関係を調べることで修正して円に戻すことができると考えられるが、今回はシミュレーションの結果得られたチェレンコフ角を用いてチャンネルの選択を行った。

チャンネル選択の際は暗電流なしのデータを使用し、チェレンコフ光が入射した各チャンネルのチェレンコフ角の平均を取る前の分布を調べた。その結果を図 4.24 に示す。この分布の平均値 (Mean) と標準偏差 (stdDev) を使用して、各チャンネルのチェレンコフ角 θ_{seg} が $\text{Mean} - 3 \times \text{stdDev} \leq \theta_{\text{seg}} \leq \text{Mean} + 3 \times \text{stdDev}$ を満たすチャンネルのみを解析に使用した。チャンネルを選択し、暗電流を考慮した場合のチェレンコフ角分布を図 4.25 に、分離度を図 4.26 に示す。使用するチャンネルを選択することで暗電流の影響が低減され、分離度が向上していることがわかる。図 4.27 に各粒子の誤識別率を示す。表 4.4 に各粒子の誤識別率の平均を示す。全ての粒子の識別において表 2.4 に示す性能を上回ることができた。したがって、適切にチャンネルを絞ることで目標性能を達成することができることがわかった。今回のモンテカルロ・シミュレーションではシリカエアロゲルのみを使用した。実機では C_4F_{10} ガスによる識別も更に使用できるため、図 4.27 の 5–6 GeV/c 領域の π/K や、10 GeV/c 付近の K/p の粒子識別性能は更に改善することが可能であると考えられる。ただし、実際のチャーム・バリオン励起スペクトルに対するバックグラウンドの増分を求めるためには今回求めた識別性能に加えて、チャーム・バリオン分光実験における生成粒子の運動量分布や、各粒子の生成数の比を考慮する必要がある。今回のモンテカルロ・シミュレーションでは入射した粒子がわかっている状態でその粒子のチェレンコフリングが来ると考えられるチャンネルのみに絞った解析を行ったが、実際の解析では粒子がわかっていない状態で解析を行う必要があり、暗電流や散乱光がバックグラウンドとして存在するヒットパターンから本物のチェレンコフリングを見つけたり、 $\pi/K/p$ のうちどの粒子が尤もらしいかを調べるような解析方法の確立が必要となる。

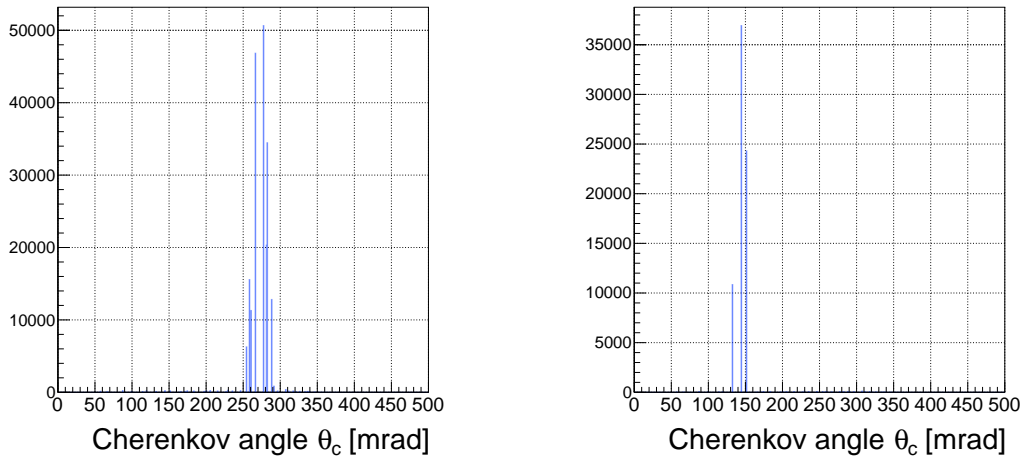


図 4.24: 平均を取る前のチェレンコフ角の分布。左が $2.0 \text{ GeV}/c$ の π 、右が $2.0 \text{ GeV}/c$ の K のチェレンコフ角分布である。暗電流は考慮していない。

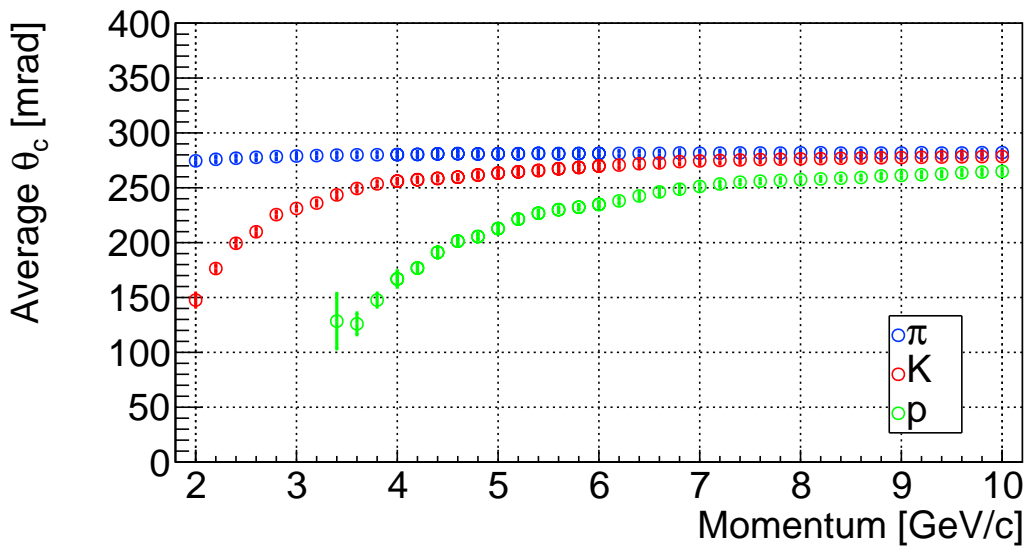


図 4.25: 解析に使用するチャンネルを絞った場合のチェレンコフ角分布。暗電流も考慮している。

表 4.4: 解析に使用するチャンネルを絞り、暗電流を考慮した場合の平均の誤識別率 (%)。

ID as	π	K	p
π	99.63	0.28	0.06
K	0.35	99.61	0.17
p	0.02	0.11	99.77

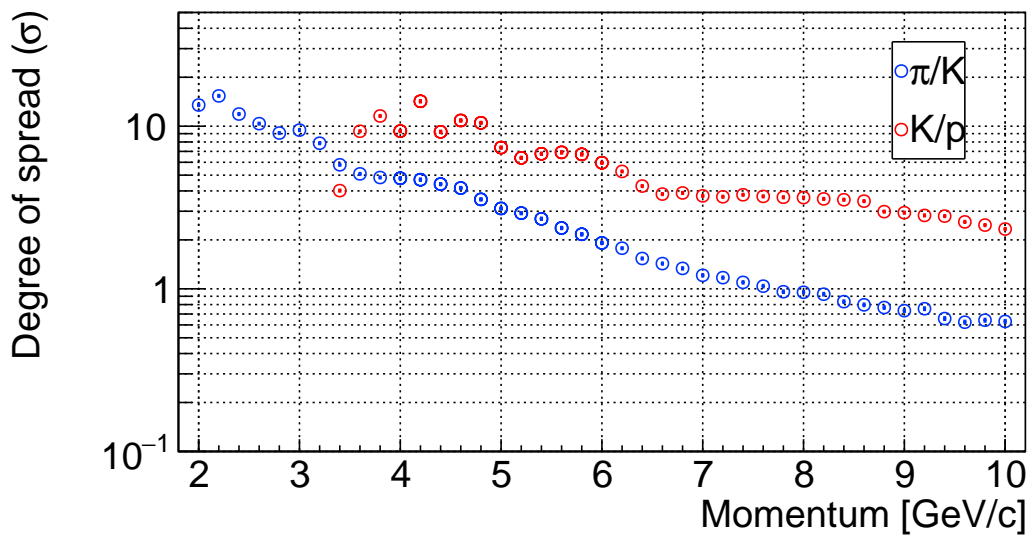


図 4.26: 解析に使用するチャンネルを絞った場合の分離度。暗電流も考慮している。青の点が π/K 、赤の点が K/p の分離度を表す。

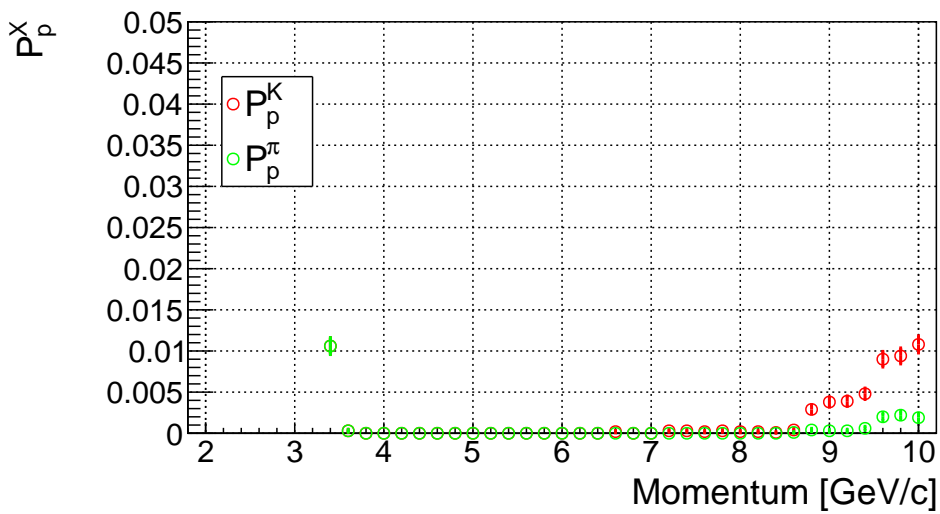
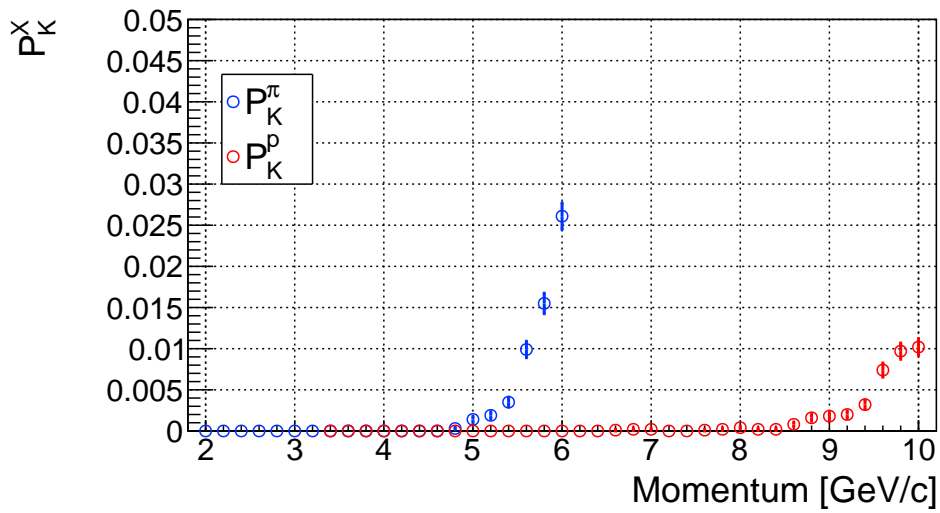
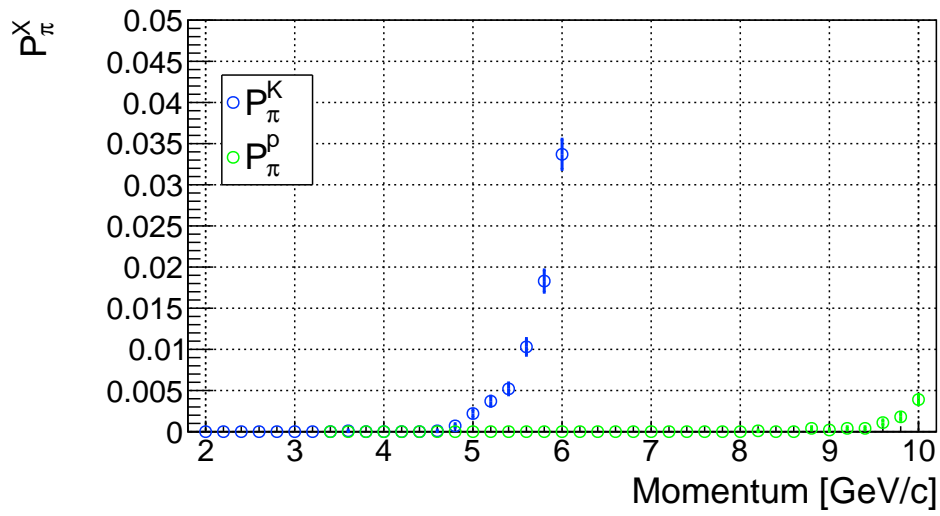


図 4.27: 解析に使用するチャンネルを絞った場合の誤識別率。

第5章 結論

5.1 本研究のまとめ

本研究では、チャーム・バリオン分光実験用の粒子識別検出器である RICH 検出器の粒子識別性能の評価を行った。RICH 検出器では、 $2-16 \text{ GeV}/c$ の $\pi/K/p$ の識別を行うが、主に π^+ を K^+ 、 p を K^+ に誤識別することがチャーム・バリオン励起スペクトルのバックグラウンドとなる。チャーム・バリオンの検出感度を高く保つには、誤識別によるバックグラウンドの増加を抑える必要があるため、実測値を反映させたモンテカルロ・シミュレーションを行い、実機の粒子識別性能の評価を行った。実機の角度分解能を評価するため、プロトタイプ検出器を製作した。プロトタイプ検出器は、輻射体として屈折率 $n = 1.04$ のシリカエアロゲル、曲率半径 3000 mm の球面鏡、光検出器として MPPC を使用した。実機では、 $2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ の光子検出面を覆う必要があり、MPPC を敷き詰めて光子検出面を構成することは製作コストの面から難しいため、集光用のコーン型ライトガイドを用いる光検出器の開発を行い、プロトタイプ検出器の光子検出面に使用した。

東北大学電子光理学研究センター (ELPH) の GeV ガンマ照射室において、製作したプロトタイプ検出器の性能評価試験を行った。 $0.8 \text{ GeV}/c$ の陽電子を屈折率 $n = 1.04$ のシリカエアロゲルに照射して発生したチェレンコフ光を曲率半径 3000 mm の球面鏡で反射させ、コーン型ライトガイドと MPPC を使用してリングイメージを測定した。この実験において、タイミング情報を用いた多重度や MPPC の暗電流の影響を評価した。Geant4 を用いたモンテカルロ・シミュレーションによりテスト実験の結果を再現し、コーン型ライトガイドの集光性能を求めた。モンテカルロ・シミュレーションで求めた多重度に対し、実験データの多重度は $73.7 \pm 0.1\%$ に低下していた。コーン型ライトガイドの集光性能と MPPC の暗電流の実測値を反映させたモンテカルロ・シミュレーションを行い、実機における $\pi/K/p$ の粒子識別性能を評価した。チェレンコフ光がシリカエアロゲル内で散乱された光子や暗電流は全チャンネルにランダムに発生するため、本物のチェレンコフリングに対するバックグラウンドとなり識別性能が悪化することが分かった。解析においてチェレンコフ光が球面鏡により収束した領域周辺のチャンネルを選択することで、暗電流や散乱光の影響を低減し、識別性能を向上できることが分かった。今回のシリカエアロゲルのみを使用した検出器の場合、 $2-6 \text{ GeV}/c$ の π/K 、 $2-10 \text{ GeV}/c$ の K/p の検出効率が 99% 以上、誤識別率が 1% 以下になると分かった。コーン型ライトガイドを装着した MPPC が実機でも使用可能であることが分かり、実際の製作を進めるための仕様決定ができた。

5.2 今後の課題

本研究で、今後改善の余地がある課題が分かった。本研究ではテスト実験における多重度低下の原因をコーン型ライトガイドの反射面の性能と仮定したが、今後、他の要因も調査し、実機のコーン型ライトガイド製作の際に改善することができれば識別性能を向上できると考えられる。球面鏡の影響で楕円になったチェレンコフリングを円に修正することで、角度分解能を向上することができる。MPPCの暗電流や散乱光がチェレンコフリングに対するバックグラウンドとなるため、識別性能を向上させるために解析において適切なチャンネル選択が必要となるが、今回の実機シミュレーションにおける解析では、入射した粒子が分かっている状態でチャンネル選択を行った。実際の解析では暗電流や散乱光がバックグラウンドとして存在するヒットパターンから本物のチェレンコフリングを見つけたり、 $\pi/K/p$ のうちどの粒子が尤もらしいかを調べるような解析方法の確立が必要となる。MPPCの暗電流発生確率はMPPCの周囲温度を下げることで低減することができるため、実機ではMPPCを冷却することも検討に値する。

付録A セグメント位置依存による分離度への影響

第4.2章の実機シミュレーションにおいて図4.18のように分離度の分布における急激な変動は、今回のモンテカルロ・シミュレーション条件特有の問題である。図A.1に示すように、各粒子の角度分解能は、運動量に依存して変動しており、これが分離度を悪化させている。この変動の原因を調べるために、暗電流なし、シリカエアロゲルでの散乱なしのデータを用いてふらつきの原因を調べた。図A.2に特にふらつきの大きい4.2–5.0 GeV/c付近での p のチェレンコフ角分布を示す。ガウス関数によるフィットに問題はないが、明らかに4.4 GeV/cと5.0 GeV/cでチェレンコフ角の分布が太くなっていることがわかる。図A.3にそれぞれ

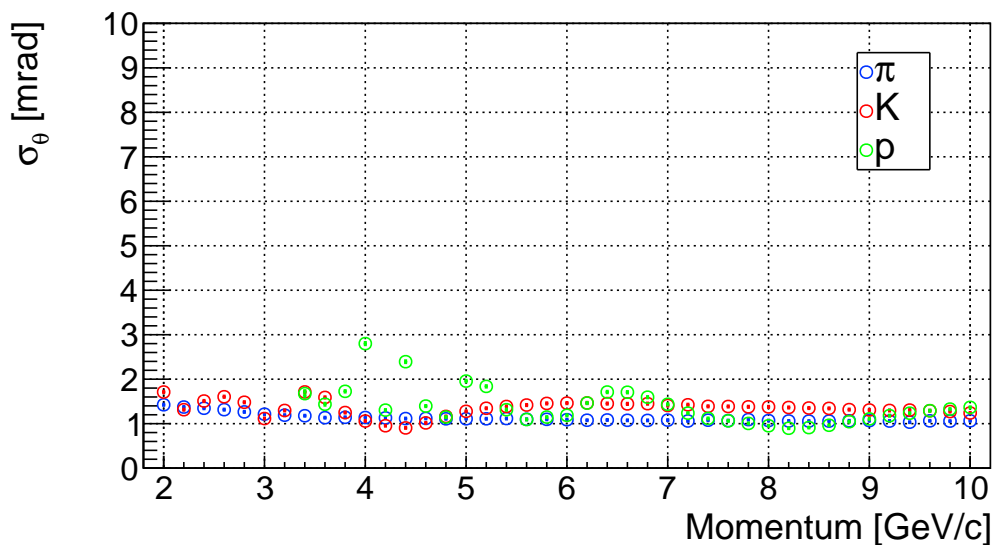


図 A.1: 暗電流なし、シリカエアロゲルでの散乱なしの場合の運動量に対する各粒子の角度分解能。青が π 、赤が K 、緑が p を表す。 π の角度分解能は運動量に対して単調減少しているが、 K と p はふらつきが見られる。

のヒットパターンを示す。ヒットパターンを見ると、分解能の良い4.2 GeV/c、4.8 GeV/cではほぼ左右対称となっているのに対し、分解能が悪化する4.4 GeV/cと5.0 GeV/cでは

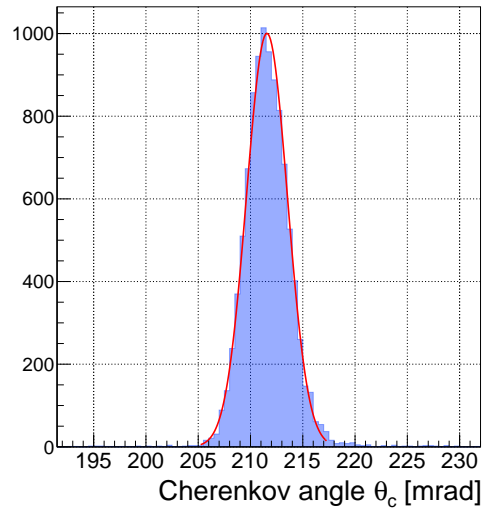
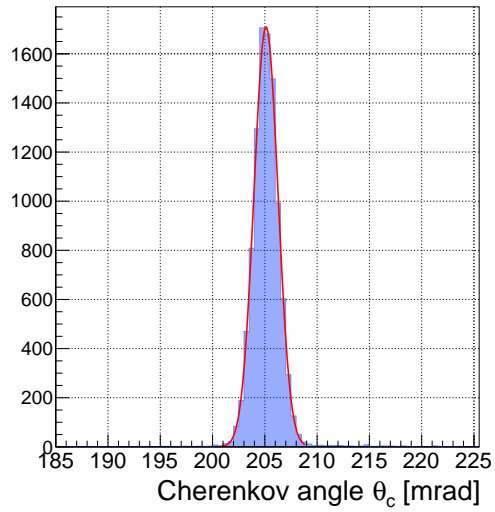
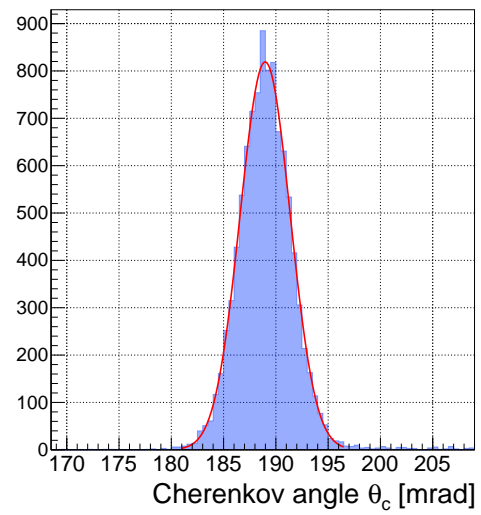
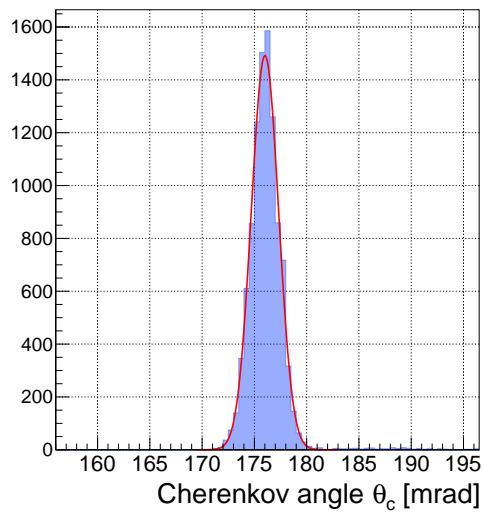


図 A.2: $4.2 \text{ GeV}/c$ (左上)、 $4.4 \text{ GeV}/c$ (右上)、 $4.8 \text{ GeV}/c$ (左下)、 $5.0 \text{ GeV}/c$ (右下) の場合の p のチェレンコフ角分布。

チェレンコフリングが明らかに左右非対称になっていることがわかる。これは、球面鏡の影響でチェレンコフリングの $+x$ 側が $-x$ 側よりもリング半径が縮んでしまう影響である。運動量が大きくなりチェレンコフリングが大きくなった際に $-x$ 側だけが1つ外側のセグメントに入ってしまうことで左右非対称になり角度分解能が一時的に悪化する。この状態から更に運動量が高くなりチェレンコフリングが大きくなると、 $+x$ 側も外側のセグメントに入るようになり、左右対称になり角度分解能が改善する。加えてチェレンコフリングが大きくなってくるとチェレンコフ光の入るセグメント数が増えるため、非対称なセグメントの影響は運動量が高い粒子では小さくなる。そのため、分離度の分布を見ると変動が見られるのは分離度が大きく識別に余裕のある領域であり、識別の難しくなる $6.0 \text{ GeV}/c$ 付近の π/K 、 $10.0 \text{ GeV}/c$ 付近の K/p では変動が見られないので、識別性能には影響しないと考えられる。今回のモンテカルロ・シミュレーションでは同じ運動量を持った粒子が毎イベント同じ(飛跡検出器の角度分解能である 1 mrad のばらつきはあるが) 飛跡で同じセグメントで検出するセットアップであるため、この不連続なセグメントによる影響が大きく出てしまっている。実機ではイベント毎に検出位置が変わるため今回のような分解能の変動は平均されならされると考えられる。

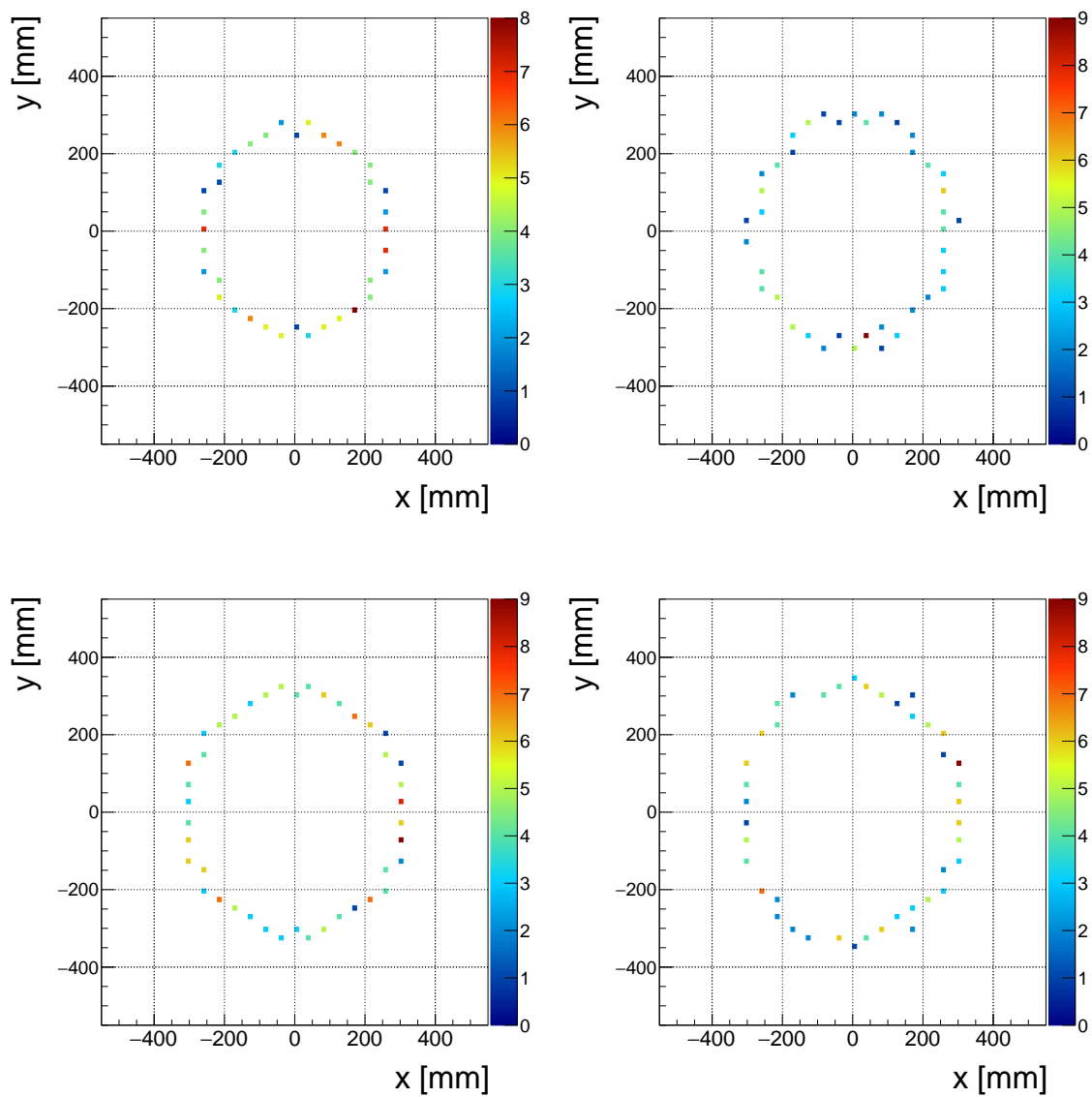


図 A.3: 4.2 GeV/c(左上)、4.4 GeV/c(右上)、4.8 GeV/c(左下)、5.0 GeV/c(右下) の場合の p のヒットパターン。

謝辞

本研究、本論文を執筆するにあたり多くの方にお世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。指導教員である阪口篤志教授には、毎週のミーティングでは多くの助言を頂き、発表練習や文章の校正もしていただきました。ありがとうございました。大阪大学大阪大学核物理研究センターの白鳥昂太郎助教には実験装置の扱いやテスト実験、解析、発表練習や文章の校正など何から何までお世話になりました。本当にありがとうございました。大阪大学核物理研究センターの野海博之教授には、このような研究機会を与えていただき感謝しています。川畑貴裕教授を始めとする川畑研究室のスタッフの方々には、発表の度に練習をさせていただきました。ありがとうございました。大阪大学各物理研究センターの石川貴嗣教授には、東北大学 ELPH での実験の際には大変お世話になりました。ありがとうございました。

川畑研究室ハイパーグループの先輩方にも大変お世話になりました。木村さんには学部生の頃にプログラミングのことを基礎から教えて頂きました。辰巳さんにはシミュレーションで分からないところを教えて頂きました。ハイパーグループの後輩の宇田君、林さんには ELPH のテスト実験の際に深夜まで作業を手伝って頂きました。川畑研究室の同期の木村容子さん、阪井俊樹君、高山元君、辻聖也君、戸田匡哉君、吉岡篤志君、氷見香奈子さんには親しくして頂き、よい大学院生活を送ることができました。ありがとうございました。

最後に、大学院への進学を支えてくださった両親に深く感謝します。

参考文献

- [1] M. Anselmino *et al.*, Rev. Mod. Phys. **65**, 1199 (1993).
- [2] H. Noumi *et al.*, J-PARC P50 proposal.
- [3] K. Shirotori *et al.*, “Charmed Baryon Spectroscopy Experiment at J-PARC ”, JPS Conf. Proc. 8 022012 (2015).
- [4] 山我拓巳, “チャームバリオン分光実験用粒子識別検出器の設計 ”, 2013 年度大阪大学理学研究科修士論文.
- [5] 赤石貴也, “チャームバリオン分光実験用ビームタイミング検出器の開発 ”, 2018 年度大阪大学理学研究科修士論文.
- [6] 辰巳凌平, “低屈折率エアロゲルを用いた閾値型のエアロゲル・チェレンコフ粒子識別検出器の性能評価 ”, 2022 年度大阪大学理学研究科修士論文.
- [7] 国際商事株式会社, 技術資料.
- [8] 浜松ホトニクス株式会社, 技術資料/MPPC.
- [9] 汎用 MPPC 読み出しモジュール, <https://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/MPPC-Readout-Module>
- [10] S. Agostinelliet *et al.*, “ Geant4 A Simulation Toolkit ”, Nuclear Instruments and Methods A **506** 250–303 (2003).
- [11] J. Allison *et al.*, “ Geant4 developments and applications ”, IEEE Trans on Nuclear Science **53** No. 1 270–278 (2006).
- [12] J. Allison *et al.*, “ Recent developments in Geant4 ”, Nuclear Instruments and Methods A **835** 186–225 (2016).
- [13] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba, “Study of relativistic nuclear collisions at AGS energies from p + Be to Au + Au with hadronic cascade model, ” Phys. Rev. C **61** 024901 (2000), arXiv:nucl-th/9904059.
- [14] 戸田匡哉, “J-PARC におけるチャームバリオン分光実験用リングイメージングチェレンコフ検出器の開発 ”, 2023 年度大阪大学理学研究科修士論文.
- [15] 株式会社エアロゲルファクトリ, <https://aerogel-factory.co.jp>.

- [16] 東北大学電子光理学研究センター (ELPH), <https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/>.
- [17] 石川貴嗣 in private communication.