

グザイバリオン分光実験に用いる  
ビーム粒子識別用  
リングイメージングチェレンコフ検出器の開発

京都大学大学院理学研究科  
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室  
原子核・ハドロン物理学研究室

鈴木翔太

令和6年1月



## 概要

バリオンの基底状態の性質はクォーク模型によって非常に良く記述されるが、クォークモデルで予測されるバリオンの励起状態の中で実験的に発見されていないものが多く存在する。この問題を解決する一つとして2つのクォークの相関であるダイクォーク相関を導入した理論モデルが提唱されている。バリオン内部でのクォークの自由度を解明するにあたり、励起状態の性質についての詳細な測定実験が期待されている。 $u, d$ クォークより質量の大きい $s$ クォークを2つ含むグザイバリオンはダイクォーク相関を検証するために適したバリオン系の一つである。したがって、グザイバリオンの励起状態について精密分光実験を行うことで、バリオン内部の構造におけるダイクォーク相関を明らかにすることができると期待される。

グザイバリオン分光実験 (J-PARC E97 実験) では  $K^-$  ビームを液体水素標的に照射し、グザイバリオンの励起状態の質量スペクトルを測定する。グザイバリオンの質量を欠損質量法により求め、 $2.3 \text{ GeV}/c^2$  までの各励起状態の存在を  $5\sigma$  の有意性で確立し、各状態の質量を  $0.1 \text{ MeV}/c^2$  の精度で決定することが目的である。

J-PARC E97 実験は二次粒子ビームラインである  $\pi 20$  ビームラインにおいて実施する計画である。用いる  $K^-$  ビームの運動量は  $5.0\text{--}8.5 \text{ GeV}/c$  である。しかし、 $\pi 20$  ビームラインは粒子弁別の機能が無いため、バックグラウンドとなる  $\pi^-$  が  $K^-$  の 100 倍輸送される。したがって、粒子識別検出器による  $\pi^-$  と  $K^-$  の識別が必要不可欠となる。J-PARC E97 実験では  $\pi^-$  を  $K^-$  と間違える誤識別率 0.03 % 以下が要求される。本研究では飛行時間 (Time-Of-Flight) 法による  $\pi^-$  と  $K^-$  の識別が難しい  $5.0\text{--}8.5 \text{ GeV}/c$  の運動量領域でのビーム粒子識別用検出器としてリングイメージングチェレンコフ (Beam-RICH) 検出器の実機の開発を行った。

RICH 検出器はチェレンコフ光の放出角 (チェレンコフ角) を測定する検出器である。他の検出器によって測定された粒子の運動量と RICH 検出器によって測定されたチェレンコフ角を用いて粒子の速さを求めて、質量を計算することで粒子識別を行うことができる。先行研究においてエアロゲル、球面鏡、Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) アレイといった検出器要素の仕様決定、電子ビームを用いた実験によりチェレンコフ光の測定が行われた。

本研究で Beam-RICH 検出器の実機を製作に当たり、光学系を先行研究より改良して最適化を行い、チェレンコフ角を求める方法、粒子識別方法を新たに開発した。実機として新たに製作した Beam-RICH 検出器の性能評価試験を東北大学電子光理学研究センターにおいて陽電子ビームを用いて行い、チェレンコフ角の角度分解能の評価を行った。得られたチェレンコフ角の分布には原因のわからないテール成分があったが、ピーク部分では十分な角度分解能が得られた。ピーク部分の分解能を用いた  $\pi 20$  ビームラインでの粒子識別能として、全運動量領域において誤識別率 0.03 % 以下で  $K^-$  の検出効率 96 % 以上を達成した。また、チェレンコフ角の分布におけるテール部分の影響を考慮した場合においても誤識別率 0.03 % 以下の条件下で  $5.0\text{--}7.0 \text{ GeV}/c$  の運動量領域で  $K^-$  の検出効率 97 % 以上、 $8.5 \text{ GeV}/c$  で 80.4 % と評価することができた。グザイバリオン分光実験に用いるために必要な性能を得ることができた。

# 目次

<b>第1章 序章</b>	<b>9</b>
1.1 ハドロン構造	9
1.1.1 ハドロンとダイクォークモデル	9
1.1.2 グザイバリオンの励起状態	9
1.2 グザイバリオン分光実験 (J-PARC E97 実験)	11
1.2.1 J-PARC ハドロン実験施設	11
1.2.2 ハドロン実験施設拡張計画と $\pi$ 20 ビームライン	12
1.2.3 グザイバリオン分光実験	14
グザイバリオン生成反応	14
$\pi$ 20 ビームラインで用いる汎用スペクトロメータ	15
グザイバリオン分光実験で予想される欠損質量分布	16
1.3 本研究の目的	18
<b>第2章 Beam-RICH 検出器の設計及び製作</b>	<b>20</b>
2.1 チェレンコフ放射	20
2.2 リングイメージングチェレンコフ検出器	21
2.2.1 検出器要素	22
2.2.2 角度分解能	23
2.3 Beam-RICH 検出器開発の概要	26
2.3.1 先行研究	26
2.3.2 要求性能及び本研究における先行研究からの改善点	26
2.3.3 Beam-RICH に用いる検出器要素	27
エアロゲル	27
球面鏡	29
MPPC アレイ	30
2.4 GeoGebra, Geant4 を用いた Beam-RICH 検出器の設計	33
2.4.1 GeoGebra による配置の最適化	33
2.4.2 Geant4 による光検出面の配置の最適化	34
2.4.3 チェレンコフ角の導出手法	34
反射・屈折の計算	36
球面鏡での反射点の計算	37
点と直線の距離	37
2.4.4 Emission point error の最小化	38
2.4.5 MPPC アレイの配置の決定	41
2.4.6 設計段階での角度分解可能な内訳	41
2.5 Beam-RICH 検出器の製作	44
2.5.1 エアロゲル固定台	45

2.5.2	球面鏡固定台	46
2.5.3	MPPC アレイ 接続基板	46
2.5.4	接続基板固定台	47
<b>第 3 章</b>	<b>ELPH における性能評価試験</b>	<b>49</b>
3.1	性能評価実験の目的及び試験項目	49
3.2	ELPH の概要	49
3.3	実験セットアップ	50
3.4	読み出し回路	52
3.5	Time walk 補正	52
3.6	多重度の評価	55
3.6.1	TOF カット幅の決定	55
3.6.2	多重度のオーバー電圧 $V_{ov}$ 依存性	56
3.6.3	多重度のエアロゲル厚依存性	57
3.7	角度分解能のスキャン	58
3.7.1	観測された角度分布	58
3.7.2	設計上の角度分解能	59
3.7.3	光検出面の角度、球面鏡回転角依存性	60
3.7.4	エアロゲル厚さ依存性	61
3.7.5	ビームエネルギー依存性	62
3.7.6	トラッキング検出器間の距離依存性	63
3.8	考察・結論	64
<b>第 4 章</b>	<b>Geant4 による角度分解能の再現と <math>\pi 20</math> ビームラインにおける粒子識別能の評価</b>	<b>66</b>
4.1	Geant4 による分解能の再現	66
4.1.1	現時点で予想される最良の分解能の再現	66
4.1.2	小角度側のテール部分を考慮した分解能の再現	68
4.2	粒子識別の方法 “Global approach”	69
4.3	$\pi 20$ ビームラインにおける角度分解能	70
4.3.1	$\pi 20$ ビームラインの実験条件を再現するシミュレーション設定	70
4.3.2	小角度側のテールを考慮しない場合の角度分解能	71
4.3.3	小角度側のテールの影響を考慮した場合の分解能	72
4.4	小角度側のテールを考慮しない場合の粒子識別性能	74
4.5	小角度側のテールの影響を考慮した粒子識別性能	77
4.6	まとめ	79
<b>第 5 章</b>	<b>結論</b>	<b>80</b>
5.1	本研究のまとめ	80
5.2	今後の課題	81
<b>付 録 A</b>	<b>別の屈折計算</b>	<b>82</b>
	<b>謝辞</b>	<b>83</b>



# 目次

1.1	クォークモデルで計算されるグザイバリオンの質量	10
1.2	現在実験的に測定されているグザイバリオンの状態	10
1.3	ダイクォークモデルで計算された $2.0 \text{ GeV}/c^2$ までの $\Xi, \Omega$ の励起状態の質量	11
1.4	現在のハドロン実験施設	12
1.5	拡張後のハドロン実験施設の全体図	13
1.6	$\pi 20$ ビームラインの全体図	13
1.7	$\pi 20$ ビームラインにおいて供給できる各運動量におけるビーム強度	13
1.8	グザイバリオン分光実験で測定する反応	14
1.9	$\pi 20$ ビームラインで用いる汎用スペクトロメータの概略図	16
1.10	グザイバリオン分光実験で予想される欠損質量分布	17
1.11	$\Xi^{*0} \rightarrow \Sigma^+ + K^-$ の崩壊を測定した際の欠損質量分布	18
1.12	$\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^- + \pi^+$ の崩壊を測定した際の欠損質量分布	18
2.1	チェレンコフ放射の概念図	21
2.2	Belle II 実験で用いられている A-RICH の全体図	22
2.3	LHCb 実験の RICH1 の全体図	22
2.4	Belle II 実験で用いられている A-RICH の模式図	23
2.5	LHCb 実験の RICH1 の模式図	23
2.6	屈折率 $n = 1.02$ の場合の Pion, Kaon, Proton のチェレンコフ角	24
2.7	エアロゲルの屈折率	25
2.8	図 2.7 のエアロゲルを Kaon $8.5 \text{ GeV}/c$ が通過した際のチェレンコフ角	25
2.9	球面鏡を用いたチェレンコフ光の収束	25
2.10	先行研究における試作 Beam-RICH 検出器の設計図	27
2.11	エアロゲル (CBS4-3b)	28
2.12	CBS4-4a の透過率	29
2.13	透過率のフィッティングから推定した CBS4-4a の屈折率	29
2.14	球面鏡	29
2.15	球面鏡の反射率の波長依存性	30
2.16	MPPC の構成	31
2.17	MPPC アレイ (S13361-3050AE-04)	31
2.18	S13361-3050AE-04 の光検出効率の波長依存性	32
2.19	S13361-3050AE-04 の増幅率、クロストーク確率、光検出効率のオーバー電圧依存性	32
2.20	先行研究での光学系	33
2.21	エアロゲルの中心を $z = 50 \text{ cm}$ に配置した場合	33
2.22	球面鏡回転角 $10^\circ$ の光学系における収束点	34
2.23	チェレンコフ角の導出時の座標系	35

2.24	光の反射と屈折	36
2.25	球面と直線の交点	38
2.26	直線と点との距離	38
2.27	球面鏡回転角 $10^\circ$ 、陽電子ビーム $1 \text{ GeV}/c$ 、光検出面の回転角 $35^\circ$ の場合の 角度分布	39
2.28	球面鏡回転角 $10^\circ$ 、陽電子ビーム $1 \text{ GeV}/c$ の場合の Emission point error	39
2.29	球面鏡回転角 $15^\circ$ 、陽電子ビーム $1 \text{ GeV}/c$ の場合の収束点	40
2.30	球面鏡回転角 $15^\circ$ 、陽電子ビーム $1 \text{ GeV}/c$ の場合の Emission point error	40
2.31	陽電子ビーム $1 \text{ GeV}/c$ に対する MPPC アレイの配置	42
2.32	$K^-$ ビーム $5.0 \text{ GeV}/c$ に対する MPPC アレイの配置	43
2.33	陽電子ビーム $1.0 \text{ GeV}/c$ を用いた際の Chromatic error	44
2.34	各パーツを取り付ける Beam-RICH 土台	45
2.35	球面鏡回転角 $10^\circ$ での光学系の配置	45
2.36	球面鏡回転角 $15^\circ$ での光学系の配置	45
2.37	エアロゲル固定台	46
2.38	球面鏡固定台	46
2.39	MPPC アレイ接続基板	47
2.40	陽電子ビーム $1 \text{ GeV}/c$ 用の MPPC アレイの配置をした光検出面	47
2.41	$K^-$ ビーム $5 \text{ GeV}/c$ 用の MPPC アレイの配置をした光検出面	47
2.42	基準位置 (回転角 $0^\circ$ ) にある光検出面	48
2.43	$15^\circ$ 回転させた光検出面	48
3.1	ELPH の加速器、実験室の概要図	50
3.2	実験セットアップの概略図	51
3.3	ビーム下流から見た実験での検出器配置	51
3.4	Beam-RICH 検出器の遮光シートの内部	51
3.5	下流から見たトリガーシンチレータ T1, T2	51
3.6	ビームプロファイルモニターとトリガーシンチレータ T3	51
3.7	NIM-EASIROC	52
3.8	HR-TDC	52
3.9	Time walk と Time-Over-Threshold の概略図	53
3.10	MPPC の TOT と TOF の相関	54
3.11	Time walk 補正後の MPPC の TOT と TOF の相関	54
3.12	Time walk 補正前の TOF 分布	54
3.13	Time walk 補正後の TOF 分布	54
3.14	Time walk 補正後の全 MPPC チャンネルの TOF 分布	55
3.15	TOF カット幅 $10 \text{ ns}$ の場合の多重度	56
3.16	多重度とカット幅の関係	56
3.17	多重度の オーバー電圧 $V_{ov}$ 依存性	56
3.18	$V_{ov}=3 \text{ V}$ を基準としたチェレンコフ光に由来する多重度	57
3.19	各オーバー電圧におけるピークの多重度に対するチェレンコフ光に由来する 多重度の割合	57
3.20	チェレンコフ光由来の多重度のエアロゲル厚さ依存性	58
3.21	数値計算による検出光子数のエアロゲル厚さ依存性	58

3.22	チェレンコフ角の分布	59
3.23	暗電流の角度分布	59
3.24	暗電流の寄与を除いたチェレンコフ角の分布	59
3.25	球面鏡回転角 $10^\circ$ の場合の角度分解能の光検出面の角度依存性	60
3.26	球面鏡回転角 $15^\circ$ の場合の角度分解能の光検出面の角度依存性	60
3.27	100 mm 厚として使用した際のエアロゲル	62
3.28	角度分解能のエアロゲル厚さ依存性	62
3.29	CBS4-5a	62
3.30	CBS6-1d	62
3.31	1 光子あたりの角度分解能のビームエネルギー依存性	63
3.32	1 光子あたりの角度分解能のトラッキング検出器間の距離依存性	64
4.1	Geant4 による ELPH での実験の再現	67
4.2	G4OpticalSurface の UNIFIED モデルによる反射、屈折の概略図	67
4.3	$\sigma_\alpha = 0.075$ rad、30 mm 厚 (10 mm $\times$ 3 枚) の際の角度分布	68
4.4	$\sigma_\alpha = 0.075$ rad、100 mm 厚 (10 mm $\times$ 10 枚) の際の角度分布	68
4.5	エアロゲル 100 mm 厚での角度分布	69
4.6	$\sigma_\alpha = 0.14$ rad、100 mm 厚 (10 mm $\times$ 10 枚) の際の角度分布	69
4.7	$\pi 20$ ビームラインで想定されるビームプロファイル	71
4.8	小角度側のテールを考慮しない場合に $\pi 20$ ビームラインで想定される各粒子に対する角度分解能	72
4.9	5 GeV/ $c$ の $K^-$ 場合のヒットマップ	72
4.10	5 GeV/ $c$ の $\pi^-$ 場合のヒットマップ	72
4.11	8.5 GeV/ $c$ での $\pi^-$ , $K^-$ のチェレンコフ角の分布	73
4.12	小角度側のテールを考慮した場合に $\pi 20$ ビームラインで想定される $\pi^-$ に対する角度分解能	73
4.13	小角度側のテールを考慮しない場合の 5 GeV/ $c$ の $\pi^-$ , $K^-$ ビームに対する DLL( $K - \pi$ )	74
4.14	DLL( $K - \pi$ ) の値に対応した 1 イベントのヒットマップ	75
4.15	小角度側のテールを考慮しない場合の $\pi$ ビーム 5 GeV/ $c$ に対する誤識別率	75
4.16	小角度側のテールを考慮しない場合の $K^-$ ビーム 5 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率	75
4.17	小角度側のテールを考慮しない場合の $\pi$ ビーム 6 GeV/ $c$ に対する誤識別率	76
4.18	小角度側のテールを考慮しない場合の $K^-$ ビーム 6 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率	76
4.19	小角度側のテールを考慮しない場合の $\pi$ ビーム 7 GeV/ $c$ に対する誤識別率	76
4.20	小角度側のテールを考慮しない場合の $K^-$ ビーム 7 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率	76
4.21	小角度側のテールを考慮しない場合の $\pi$ ビーム 8.5 GeV/ $c$ に対する誤識別率	76
4.22	小角度側のテールを考慮しない場合の $K^-$ ビーム 8.5 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率	76
4.23	$\pi 20$ ビームラインで想定される $\sigma_\alpha = 0.075$ rad の場合の $K^-$ の検出効率	77
4.24	小角度側のテールを考慮した際の $\pi$ ビーム 5 GeV/ $c$ に対する誤識別率	77

4.25 小角度側のテールを考慮した際の $K^-$ ビーム 5 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率 . . . . .	77
4.26 小角度側のテールを考慮した際の $\pi$ ビーム 6 GeV/ $c$ に対する誤識別率 . . . . .	78
4.27 小角度側のテールを考慮した際の $K^-$ ビーム 6 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率 . . . . .	78
4.28 小角度側のテールを考慮した際の $\pi$ ビーム 7 GeV/ $c$ に対する誤識別率 . . . . .	78
4.29 小角度側のテールを考慮した際の $K^-$ ビーム 7 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率 . . . . .	78
4.30 小角度側のテールを考慮した際の $\pi$ ビーム 8.5 GeV/ $c$ に対する誤識別率 . . . . .	78
4.31 小角度側のテールを考慮した際の $K^-$ ビーム 8.5 GeV/ $c$ に対する $K^-$ の検出効率 . . . . .	78
4.32 $\pi$ 20 ビームラインで想定される $K^-$ の検出効率 . . . . .	79

# 表 目 次

1.1	シミュレーションで用いた $\Xi^*$ の生成断面積	17
2.1	使用するエアロゲルの仕様	28
2.2	球面鏡の仕様	30
2.3	MPPC S13361-3050AE-04 の構造	31
2.4	MPPC S13361-3050AE-04 電氣的、光学的特性	31
2.5	陽電子ビーム 1 GeV/ $c$ に対する 1 光子の角度分解能	44
3.1	本実験における設計上の 1 光子の角度分解能	60
3.2	本実験におけるエアロゲル 100 mm 厚での 1 光子の角度分解能	65

# 第1章 序章

## 1.1 ハドロン構造

### 1.1.1 ハドロンとダイクォークモデル

物質を構成する最も基本的な素粒子はクォークであると考えられている。したがって、物質の起源を明らかにするにはクォーク間の相互作用を記述する基本理論である量子色力学 (QCD: quantum chromodynamics) に基づいたハドロンの理解が必要である。クォークは6種類、ダウクォーク ( $d$ )、アップクォーク ( $u$ )、ストレンジクォーク ( $s$ )、チャームクォーク ( $c$ )、ボトムクォーク ( $b$ )、トップクォーク ( $t$ ) が存在する。原子核を構成する陽子 ( $p$ ) や中性子 ( $n$ ) のようにクォーク3個からなる複合粒子をバリオンと呼び、クォーク1個と反クォーク1個から構成される複合粒子をメソン (中間子) と呼ぶ。ハドロンはバリオンやメソンのようなクォークの多体系の総称である。これまでに数百のハドロンが見つまっているが、少なくとも基底状態についてはカラー、スピン、フレーバーの対称性を考慮したクォークモデルでよく記述される。しかし、クォークモデルで予言されているにもかかわらず、見つからない励起状態や予言と異なる質量をもつ状態がある。特に前者は Missing resonance problem と呼ばれ、今日のハドロン物理学の課題となっている。そこで、Missing resonance problem を解決するモデルの1つとして「ダイクォークモデル」[1] が考えられている。

ダイクォークモデルとはクォークの対がバリオン中の有効的な自由度となっているとする模型である。クォークはスピンとカラーを持つ。ダイクォークにおいて、スピンとカラーをそれぞれ合成すると

$$\text{スピン} \quad 2 \otimes 2 = 1(\text{反対称}) \oplus 3(\text{対称}) \quad (1.1.1)$$

$$\text{カラー} \quad 3 \otimes 3 = \bar{3}(\text{反対称}) \oplus 6(\text{対称}) \quad (1.1.2)$$

と表される。ダイクォークモデルにおいてダイクォークはスピンとカラーそれぞれを反対称とすることを仮定する。このクォークの対と残りの1つのクォークに対して波動関数を反対称とすることでバリオンを構成する。このようにハドロンを構成することで Missing resonance problem を解決することができる。しかし、ストレンジクォークより重いフレーバーについてのダイクォークモデルの正当性を確認されていない。これはそのような重いクォークを含むバリオンの実験情報が少ないためである。

### 1.1.2 グザイバリオンの励起状態

グザイバリオンは  $qss$  ( $uss$  または  $dss$ ) で表されるバリオンであり、 $u, d, s$  で構成されるバリオン8重項と10重項において  $Y = -1$  ( $S = -2$ ) のバリオンである。

グザイバリオンの励起状態はクォークモデルにおいて  $2.3 \text{ GeV}/c^2$  までで44個の状態があるとされている。しかし、実験的には存在が確実に確かめられていないものを含めても  $2.5 \text{ GeV}/c^2$  までで11個の状態しか観測されておらず、励起状態の実験データが不足している。

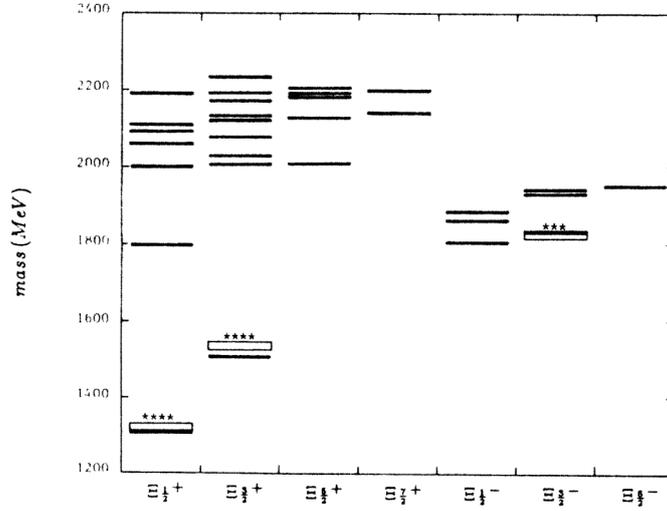


図 1.1: クォークモデルで計算されるグザイバリオンの質量 [2]

Particle	$J^P$	Overall status	Status as seen in —			
			$\Xi\pi$	$\Lambda K$	$\Sigma K$	$\Xi(1530)\pi$ Other channels
$\Xi(1318)$	$1/2^+$	****				Decays weakly
$\Xi(1530)$	$3/2^+$	****	****			
$\Xi(1620)$		*	*			
$\Xi(1690)$		***		***	**	
$\Xi(1820)$	$3/2^-$	***	**	***	**	**
$\Xi(1950)$		***	**	**		*
$\Xi(2030)$		***		**	***	
$\Xi(2120)$		*		*		
$\Xi(2250)$		**				3-body decays
$\Xi(2370)$		**				3-body decays
$\Xi(2500)$		*		*		3-body decays

図 1.2: 現在実験的に測定されているグザイバリオンの状態 [3]。\*\*\*\* は存在が確かめられており、\*の数が少なくなるほどエビデンスが弱くなっていく。

クォーク間のスピンの依存したカラー磁気相互作用は

$$V_{CS} = - \sum_{ij} \frac{\alpha}{m_i m_j} \frac{\lambda^a(i)}{2} \frac{\lambda^a(j)}{2} \vec{\sigma}(i) \cdot \vec{\sigma}(j) \quad (1.1.3)$$

と表され、クォークの質量の逆数に比例する。したがって、アップクォーク  $u$ 、ダウルクォーク  $d$  と比較して スtrenジクォーク  $s$  の方が質量が大きいため、グザイバリオンにおいて (1.1.3) 式から  $ss$  間の相互作用よりも、 $us, ds$  間の相互作用の方が強くなる。したがって  $us, ds$  間でダイクォークをなしていると考え、そのダイクォークについてカラーにおいて反対称 (3)、スピンにおいても反対称であると仮定をすることで図 1.3 で示される通り、Missing resonance が自然と禁止されることが分かっている [4]。したがって、グザイバリオンの励起状態について実験的に調べることでバリオン中のダイクォーク間の相関の存在を確かめることが期待される。

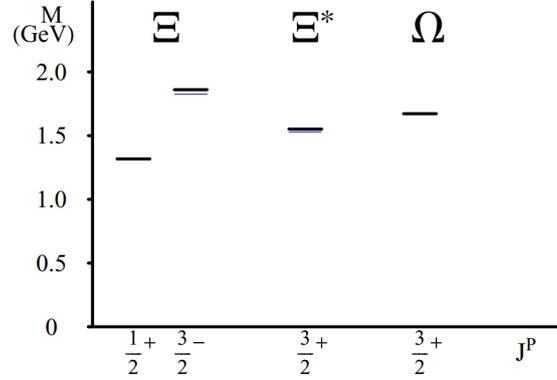


図 1.3: ダイクォークモデルで計算された  $2.0 \text{ GeV}/c^2$  までの  $\Xi, \Omega$  の励起状態の質量 [4]

## 1.2 グザイバリオン分光実験 (J-PARC E97 実験)

### 1.2.1 J-PARC ハドロン実験施設

大強度陽子加速器施設 (Japan Proton Accelerator Research Complex; J-PARC) のハドロン実験施設では 30 GeV まで加速された陽子ビームを用いて様々な実験が行われている。K1.8、K1.8BR、KL ビームラインでは 30 GeV の陽子ビームを T1 ターゲットに照射し、生成された  $\pi, K$  などの二次粒子を用いている。高運動量ビームライン (hiph-p) は 2019 年度に新設されたビームラインである。T1 ターゲットに向かう 30 GeV の一次陽子ビームの一部を取り出して直接使用できる。COMET ビームラインは 2022 年度に完成したビームラインであり、8 GeV の一次陽子ビームを用いるビームラインである。

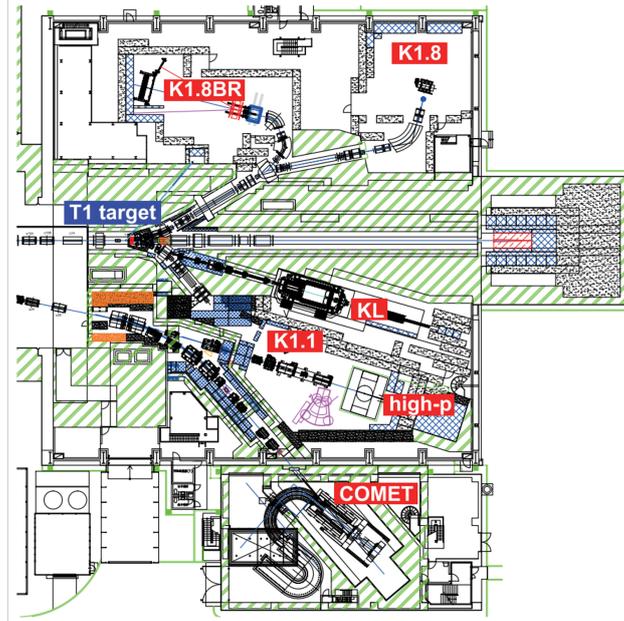


図 1.4: 現在のハドロン実験施設 [5]

### 1.2.2 ハドロン実験施設拡張計画と $\pi 20$ ビームライン

現在、ハドロン実験施設の拡張が計画されている。二次粒子生成ターゲットである T1 ターゲットの下流はビームダンプとなっているが、その位置に新たな二次粒子生成ターゲット、T2 ターゲットを設置し現在のビームラインとは特徴の異なるビームラインを新設する (図 1.5)。

ハドロン実験施設拡張と合わせて high-p ビームラインで二次粒子ビームを使用できるように改良する計画が進んでいる。二次粒子を使用できるようになった high-p ビームラインを  $\pi 20$  ビームラインと呼ぶ。 $\pi 20$  ビームラインでは現在 30 GeV の一次陽子ビームを取り出す分岐点に二次粒子生成標的を設置し、生成する二次粒子をビームラインに導いて使用する。図 1.6 で示されている Dispersive Focal Plane (ビーム位置とビーム運動量が強い相関をもつ場所) において 1 mm の位置分解能でビーム粒子の位置を測定することでビームの運動量を  $\Delta p/p \sim 0.1\%$  の分解能で決定できる。

今まで国内では二次粒子ビームの運動量として 2 GeV/c が最高であったが、 $\pi 20$  ビームラインでは負電荷ビームとして 20 GeV/c までの  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$  を用いることができるようになる。想定されるビーム強度は図 1.7 となっている。これにより、2.0 GeV/c<sup>2</sup> より重いグザイバリオンやチャームバリオンの生成が可能になる。これらの重いバリオンの閾値付近での生成は高励起の状態まで系統的に調べることができ、ハドロンの構造に重要な知見を与える。しかし、生成された二次粒子は静電セパレートなどで分離されずにそのまま輸送されるため、 $\pi^-$  以外の粒子を用いる際には 2 桁程度多い  $\pi^-$  を検出器によって識別し、除去する必要がある。

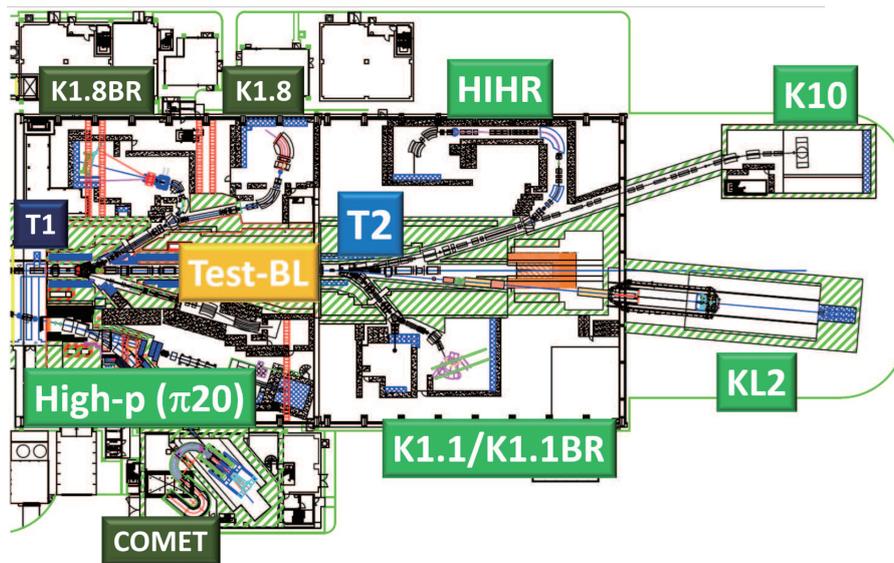


図 1.5: 拡張後のハドロン実験施設の全体図 [5]。T2 標的を設置し、新しいビームラインを新設 (HIHR, K10, KL2, K1.1/K1.1BR) する。

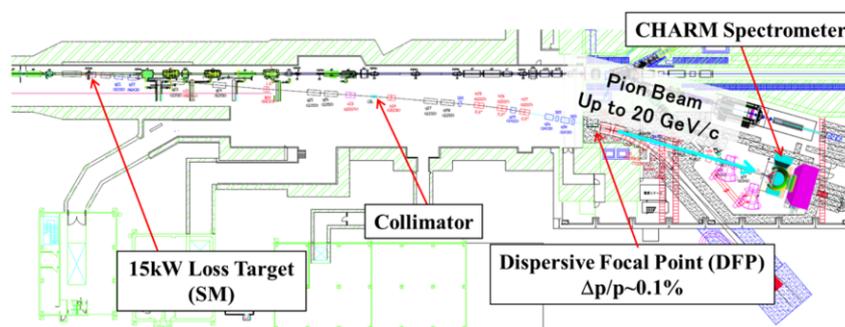


図 1.6:  $\pi 20$  ビームラインの全体図 [5]

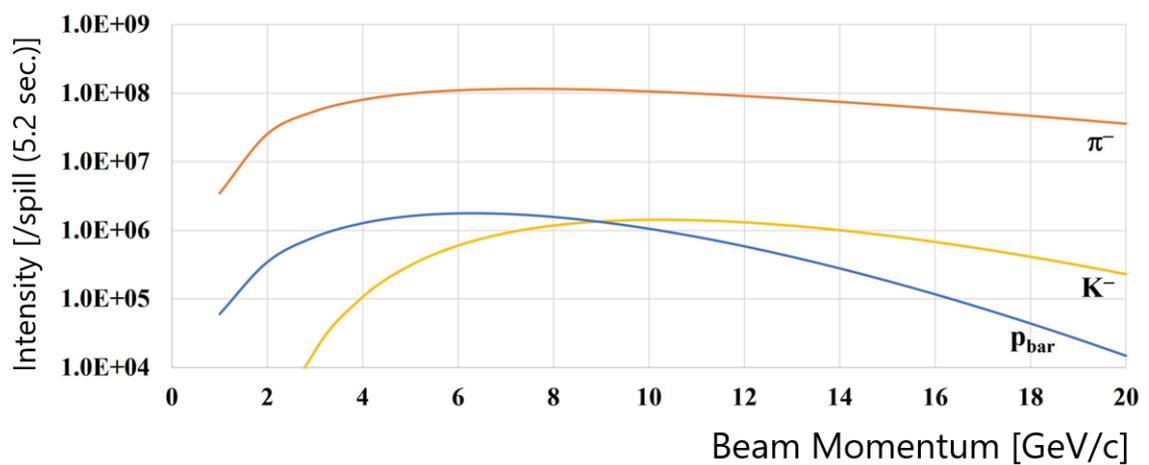


図 1.7:  $\pi 20$  ビームラインにおいて供給できる各運動量におけるビーム強度 [5]

### 1.2.3 グザイバリオン分光実験

我々は  $\pi 20$  ビームラインにおいてグザイバリオン分光実験 (J-PARC E97 実験) を計画している [6]。グザイバリオン分光実験では、厚さ  $4 \text{ g/cm}^2$  の液体水素標的を用いた  $K^-p$  反応を通じて  $2.3 \text{ GeV}/c^2$  までの  $\Xi^*$  の質量分布を欠損質量法を用いて測定する。実験によって、系統的な励起状態の測定を行い、加えてエキゾチック状態と考えられる  $\Xi(1690)$  の存在や missing resonance の有無を調査する。

#### グザイバリオン生成反応

実験では  $5.0 - 8.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  ビームを用いた  $\Xi^*$  の生成反応

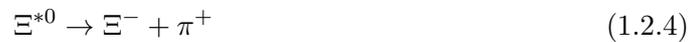


を測定する (図 1.8)。 $\Xi$  の励起状態の生成には  $5.0 \text{ GeV}/c$  で可能だが、将来的な研究発展のために  $\Omega$  生成が可能な  $8.5 \text{ GeV}/c$  でのデータ取得も計画中である。

(1.2.1) 式の生成反応での  $K^{*0}$  はさらに崩壊率 67% で



に崩壊する。 $K^+, \pi^-$  の運動量は  $0.8 - 2.3 \text{ GeV}/c$  である。グザイバリオン分光実験では (1.2.1) 式での  $K^{*0}$  からの崩壊粒子の運動量とビーム粒子の  $K^-$  の運動量から  $\Xi^*$  の欠損質量を求める。また、 $\Xi^{*0}$  からの崩壊粒子も測定する。 $\Xi^{*0}$  は



の崩壊確率があると考えられている。このように  $\Xi^{*0}$  からの崩壊粒子  $K^-, \pi^+$  を測定することで欠損質量分布におけるバックグラウンドを低減することができる。

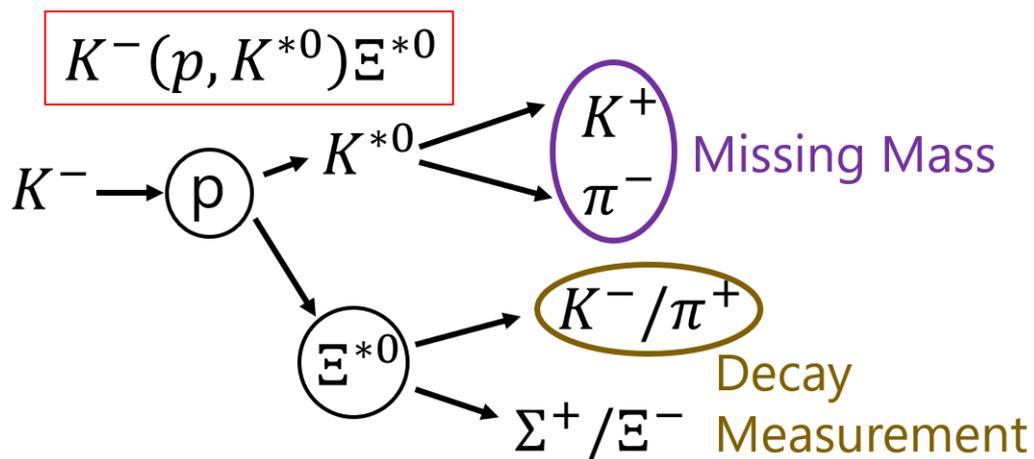


図 1.8: グザイバリオン分光実験で測定する反応

## $\pi$ 20 ビームラインで用いる汎用スペクトロメータ

図 1.9 に  $\pi$ 20 ビームラインで用いる汎用スペクトロメータを示す。欠損質量を測定するためにはビーム粒子と散乱粒子の種類と運動量を測定する必要がある。汎用スペクトロメータはターゲット上流にビーム粒子測定用の検出器群、ターゲット下流に散乱粒子測定用の検出器群が配置されている。ビーム粒子測定用の検出器群はビームのタイミングを測定するタイミング検出器 (T0)、ビームのトラッキングを行うシンチレーションファイバー検出器、そして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で構成される。散乱粒子測定用の検出器群はターゲット下流を覆うように設置される。散乱粒子のトラッキングを行うシンチレーションファイバー検出器、Barrel ドリフトチェンバー (Barrel DC) がある。Barrel DC の後方には Time-Of-Flight を測定するための Resistive Plate Chamber が設置され、双極電磁石と組み合わせることで  $\Xi^*0$  の崩壊から生じる運動量の小さい散乱粒子を測定する。 $K^*0$  からの崩壊粒子  $K^+$ ,  $\pi^-$  は前方に設置された検出器群で測定する。Drift Chamber で粒子のトラッキング、リングイメージングチェレンコフ検出器、閾値型チェレンコフ検出器、ミュオン検出器を用いて粒子識別を行う。

$\pi$ 20 ビームラインでは生成された二次粒子がそのまま輸送されてくるため、目的とするビーム粒子以外の粒子による様々な反応が発生する。また、別のビーム運動量を用いる様々な実験が計画されている。それらの測定で汎用スペクトロメータを用いるため、データストリーミング型データ収集系 (Streaming DAQ) を使用する。従来、検出器からの信号からトリガーを生成してデータの取得を行っていた。したがって、従来の DAQ では目的とする反応以外のトリガーは生成されずデータ取得ができないことがあった。しかし、Streaming DAQ を用いることでトリガーを用いずにデータを取得することができ、目的の反応以外にも同時に測定できることが期待される。

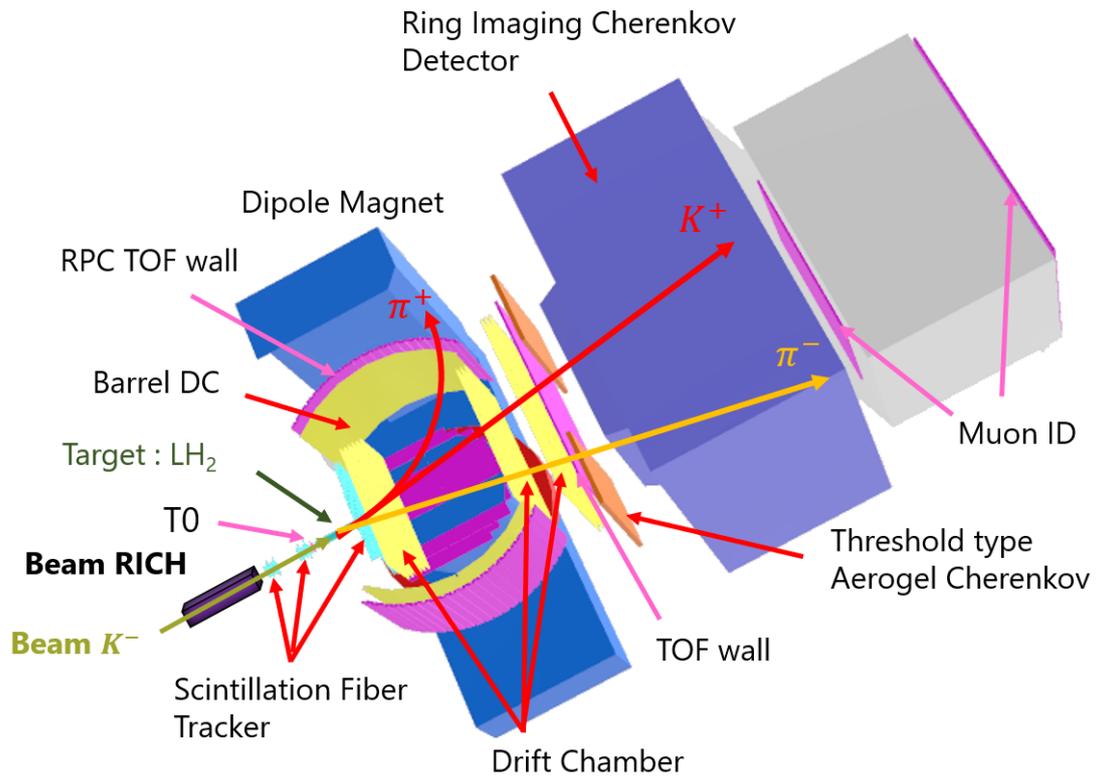


図 1.9:  $\pi 20$  ビームラインで用いる汎用スペクトロメータの概略図

### グザイバリオン分光実験で予想される欠損質量分布

グザイバリオン分光実験で予想される欠損質量分布を図 1.10 に示す。シミュレーションに用いた  $\Xi^*$  の状態やそれらの生成断面積は表 1.1 にまとめられている。(1.2.3), (1.2.4) 式で示される  $\Xi^*$  の崩壊確率をそれぞれ 0.1 とし、崩壊粒子を測定した際の欠損質量分布が図 1.11, 1.12 である。

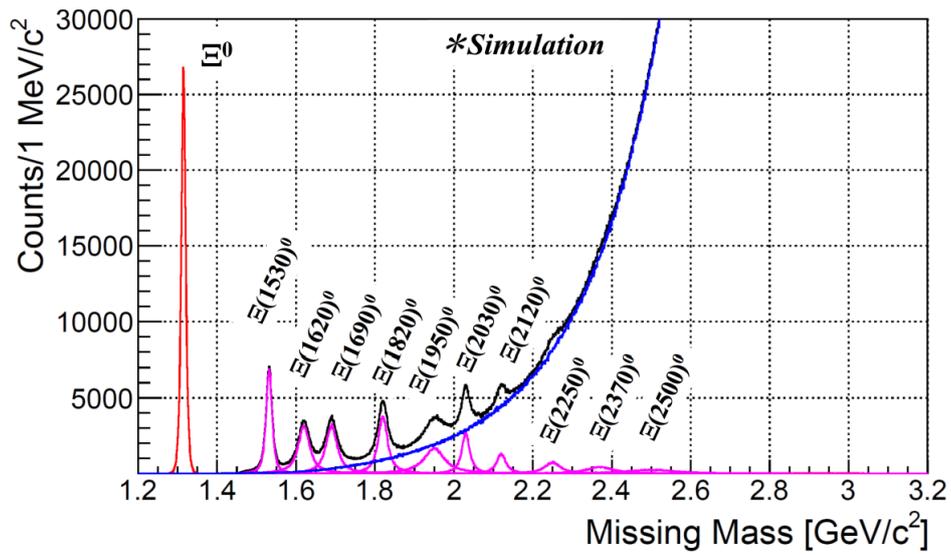


図 1.10: グザイバリオン分光実験で予想される欠損質量分布 [6]

表 1.1: シミュレーションで用いた  $\Xi^*$  の生成断面積

状態	推定断面積 ( $\mu\text{b}$ )
$\Xi(1320)$	2.0
$\Xi(1530)$	0.80
$\Xi(1620)$	0.80
$\Xi(1690)$	0.80
$\Xi(1820)$	0.80
$\Xi(1950)$	0.80
$\Xi(2030)$	0.48
$\Xi(2120)$	0.28
$\Xi(2250)$	0.28
$\Xi(2370)$	0.28
$\Xi(2500)$	0.28

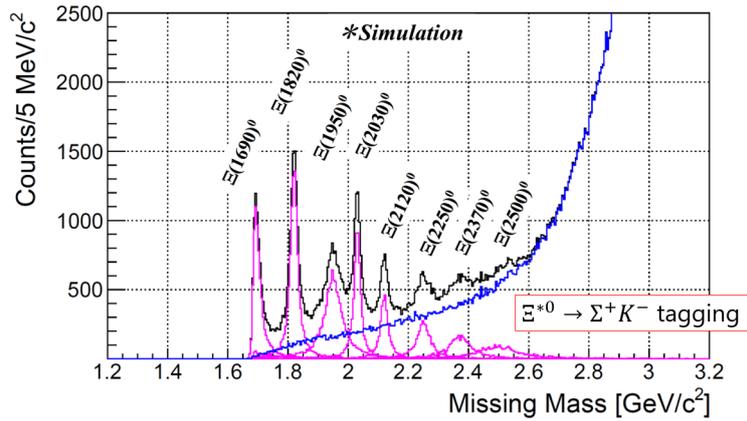


図 1.11:  $\Xi^{*0} \rightarrow \Sigma^+ + K^-$  の崩壊を測定した際の欠損質量分布 [6]

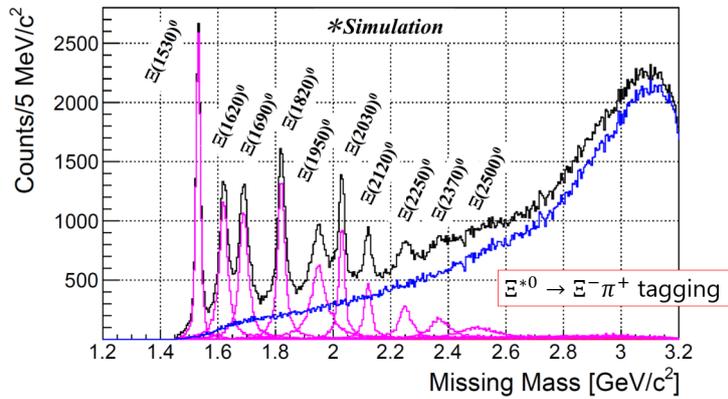


図 1.12:  $\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^- + \pi^+$  の崩壊を測定した際の欠損質量分布 [6]

### 1.3 本研究の目的

$\pi^0$  ビームラインでは生成された 2 次粒子が粒子分別されずに輸送される。図 1.7 で示されているように  $K^-$  の 100 倍近い  $\pi^-$  が輸送される。したがって、 $K^-$  ビームを用いるグザイバリオン分光実験を行うためには  $\pi^-$  を除去するための高い粒子識別能を有するビーム粒子用検出器が必要となる。そこで、我々は  $K^-$  を能動的に識別することができるビーム粒子識別用リングイメージングチェレンコフ検出器 (Beam-RICH 検出器) を開発する。これにより、グザイバリオンだけでなく、オメガバリオンやチャームバリオンなどこれまで実験情報の少ない重いバリオンの分光研究の道が開かれる。

先行研究 [7] において Beam-RICH 検出器のプロトタイプが製作された。チェレンコフ光の輻射体としてエアロゲルを使用し、球面鏡を用いた光学系でチェレンコフ光を測定する。チェレンコフ光を測定する光検出器として Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) アレイを用いる。その結果、先行研究において 1.0 GeV/c の電子ビームを用いてチェレンコフ光の検出光電子数 5 p.e. 以上、1 光子当たりの角度分解能 5.1 mrad を達成した。この先行研究の結果を基に、本研究ではグザイバリオン分光実験に用いる実機 Beam-RICH 検出器を開発した。エアロゲル、球面鏡、MPPC アレイは先行研究で用いたものと同じものを使用し、

光学系の最適化、新たなチェレンコフ角導出手法の開発を行った。また、広い運動量領域に対応可能な MPPC アレイの配置を考案し、実装した。本研究で開発した実機 Beam-RICH 検出器において、陽電子ビームを用いた性能評価試験でチェレンコフ角の角度分解能の評価を行った。新たな粒子識別方法を開発し、性能評価試験で得られた角度分解能を基にシミュレーションによる  $\pi$ 20 ビームラインにおける粒子識別性能の評価を行った。これにより、国内では初となる中間エネルギーにおける反射型 RICH 検出器の実験技術が確立された。

## 第2章 Beam-RICH 検出器の設計及び製作

リングイメージングチェレンコフ (RICH) 検出器を開発した例として LHCb 実験 [8] が挙げられる。LHCb 実験では 球面鏡を用いた反射型の RICH 検出器を散乱粒子を識別するために 2 台使用している。LHCb の RICH1, RICH2 はそれぞれ 1.5–10 GeV/c、10–50 GeV/c の運動量領域の粒子識別を行う。また、RICH1, 2 のアクセプタンスはそれぞれ 300 mrad (水平)×250 mrad (垂直)、120 mrad (水平)×100 mrad (垂直) であり、非常に大型の検出器である。一方で、反射型の RICH 検出器かつビーム粒子の識別に対して用いる例は世界でもほとんどなく、国内では初である。J-PARC のハドロン実験施設拡張計画後に展開される 5 GeV/c 以上のビームを用いる分光研究にはビーム粒子識別用検出器が非常に重要な鍵となる。このような背景から、本研究ではグザイバリオン分光実験において用いる 5.0–8.5 GeV/c の  $K^-$  を識別するため、反射型の RICH 検出器であるビーム粒子識別用リングイメージングチェレンコフ検出器 (Beam-RICH 検出器) の開発を行った。

基本的な設計として、輻射体にはエアロゲル ( $n = 1.021$ )、光検出器には Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) アレイを用いる。反射体として輻射体の厚さによるチェレンコフリングの広がりを小さくするために  $R = 1$  m の球面鏡を用いる。高感度でのチェレンコフリングの測定を行うため MPPC アレイを選択した。チェレンコフ光の測定に対して暗電流の影響が懸念されるが、設計の思想および性能については本章および 3 章で詳しく述べる。

### 2.1 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射 (Cherenkov radiation) とは、荷電粒子がある媒質を運動する際に荷電粒子の速さが媒質中の光速を超えた際に光が放射される現象である。すなわち、媒質の屈折率を  $n$ 、荷電粒子の速さを  $v$ 、光速を  $c$  とすると

$$v > \frac{c}{n} \Leftrightarrow \beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n} \quad (2.1.1)$$

を満たす場合にチェレンコフ光が放出される。この際、チェレンコフ光は

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1.2)$$

を満たす角  $\theta_c$  に放出される。この角度  $\theta_c$  をチェレンコフ角 (Cherenkov angle) と呼ぶ。

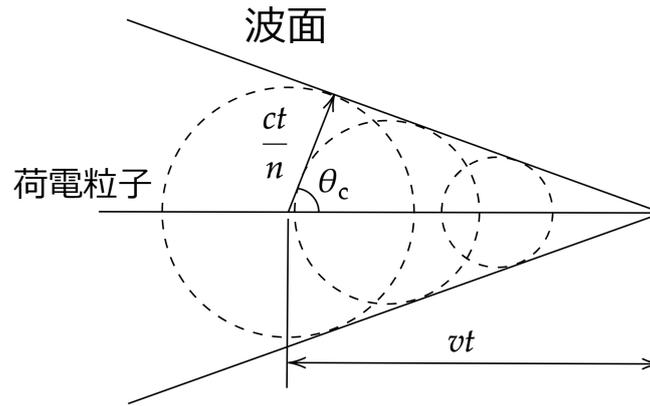


図 2.1: チェレンコフ放射の概念図

媒質単位長さあたり、チェレンコフ光の単位波長あたりに放出される光子数は

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (2.1.3)$$

と表される [9]。 $z$  は荷電粒子の電荷、 $\alpha$  は微細構造定数、 $\lambda$  は放出されるチェレンコフ光の波長である。一般に媒質の屈折率  $n$  は光の波長に依存する。

## 2.2 リングイメージング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 (Ring Imaging Cherenkov detector: RICH detector) は放出されたチェレンコフ光を測定し、チェレンコフ角を求めることで荷電粒子の  $\beta$  を (2.1.2) 式から求めることができる。

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta_c} \quad (2.2.1)$$

また、他の検出器を用いて荷電粒子の運動量  $p$  を測定することで荷電粒子の質量  $m$  を求め、粒子識別を行うことができる。 $\beta = p/\sqrt{p^2 + m^2}$  であるので、質量  $m$  はチェレンコフ角を用いて

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1} \quad (2.2.2)$$

と書ける。特に数  $\text{GeV}/c - 100 \text{ GeV}/c$  の粒子を識別するために用いられることが多く、Belle II 実験 [10, 11] や、LHCb 実験 [8] など様々な実験で用いられている。

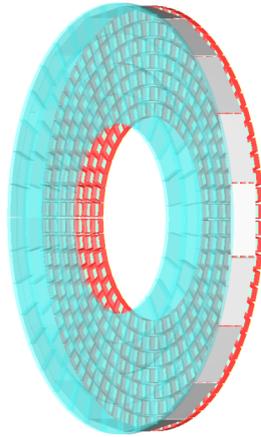


図 2.2: Belle II 実験で用いられている A-RICH の全体図 [10]

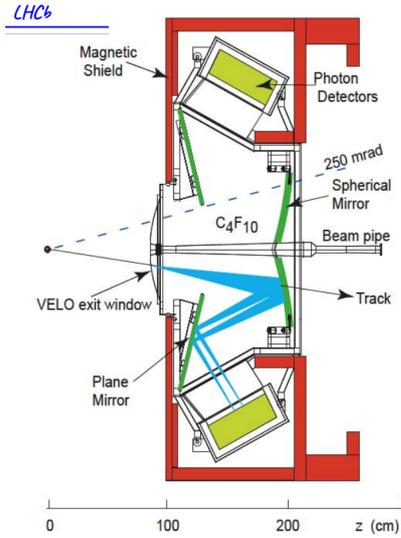


図 2.3: LHCb 実験の RICH1 の全体図 [12]

### 2.2.1 検出器要素

最も基本的な検出器要素として、チェレンコフ光を出す輻射体、チェレンコフ光を検出する光検出器がある。輻射体は粒子識別を行いたい粒子の質量、運動量に応じて屈折率を選ぶ必要がある。チェレンコフ光が放射される運動量の閾値  $p_{\text{th}}$  は (2.1.1) 式より

$$p_{\text{th}} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.2.3)$$

と表される。10 GeV/c 以下ではシリカエアロゲル (以下エアロゲルと呼ぶ) がよく用いられる。近年製造されているエアロゲルは疎水性のある固体であり取り扱いが比較的容易で、非常に密度が小さく屈折率も低くなっている。また、製造時にある程度屈折率を変化させることができ、 $n=1.006 - 1.14$  を製造することができる [13]。10 GeV/c よりも運動量の大きい粒子に対しては気体の輻射体を用いる。用いられる気体としては  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  ( $n = 1.0014$ )、 $\text{CF}_4$  ( $n = 1.0005$ ) があげられる [8, 14] <sup>\*A</sup>。しかし、上記の気体は非常に高い地球温暖化係数 (GWP; Global Warming Potential) をもつ。そのため、代替ガスとして気圧を上げた Ar ガスなどが考えられている [15]。

RICH に用いる光検出器は 1 光子を測定可能である必要がある。実際に用いられるものとして、Hybrid Avalanche Photo-Detector (HAPD)[16]、Multi anode Photomultipliers Tubes (MaPMTs)[8]、Mulpti-Pixel Photon Counter (MPPC) などが挙げられる。これらの光検出器では光検出効率、暗電流レート、大きさなどそれぞれ性能が異なるため、実験の要求に応じた物を選択をする必要がある。

また、(2.1.3) 式より、屈折率  $n$  が小さくなるに従い、輻射体の単位長さあたりに放出されるチェレンコフ光が少なくなるため、十分な光子数を観測するためには輻射体を厚くする必要がある。しかし、輻射体が厚くなることによりチェレンコフ光がつくるリングの幅が大きくなる。チェレンコフ光が輻射体のどの位置から放出されたかを測定できないため、リン

<sup>\*A</sup>屈折率はそれぞれ 1 気圧での値である。

グが幅をもってしまふことで直接角度分解能に影響を及ぼす。そのため輻射体を厚くする場合、同時にリングの幅を小さくする工夫が必要となる。リングの幅を小さくする工夫として以下の2つの方法があげられる。

- 異なる屈折率の輻射体を重ねる
- 球面鏡を用いる

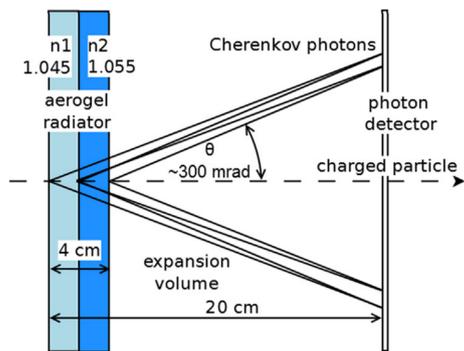


図 2.4: Belle II 実験で用いられている A-RICH の模式図 [11]

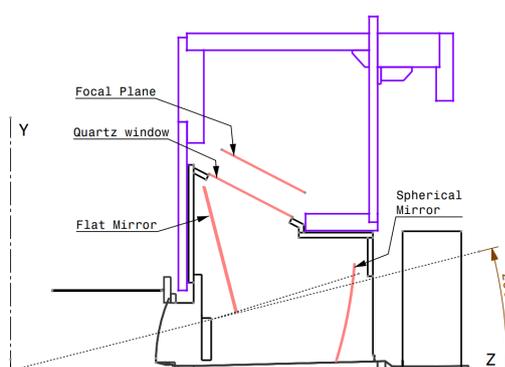


図 2.5: LHCb 実験の RICH1 の模式図 [8]

異なる屈折率の輻射体を重ねる場合、図 2.4 のように光検出器の位置においてそれぞれの輻射体からのチェレンコフ光が重なるように輻射体の屈折率を選択する。球面鏡を用いることでもリングの幅を小さくすることができる。光軸上から平行に出た光は球面鏡によりおおむね球面鏡半径の 1/2 の位置に収束される。この性質を利用することでチェレンコフ光を収束させ、リング幅を減少させることができる。そのため本研究開発では、球面鏡を用いる方法を採用した。

## 2.2.2 角度分解能

RICH 検出器では識別したい粒子が輻射体を通過した際に放射されるチェレンコフ光の角度を測定し、粒子識別を行う。そのため、粒子識別において十分なチェレンコフ角の角度分解能を得ることが必要不可欠となる。例えば、8.5 GeV/c の Pion、Kaon のチェレンコフ角の差は屈折率  $n = 1.02$  の条件においては、図 2.6 に示す通り約 7.8 mrad である。したがって、チェレンコフ角の差を何  $\sigma$  で分離できるかが粒子識別能の目安を決める。

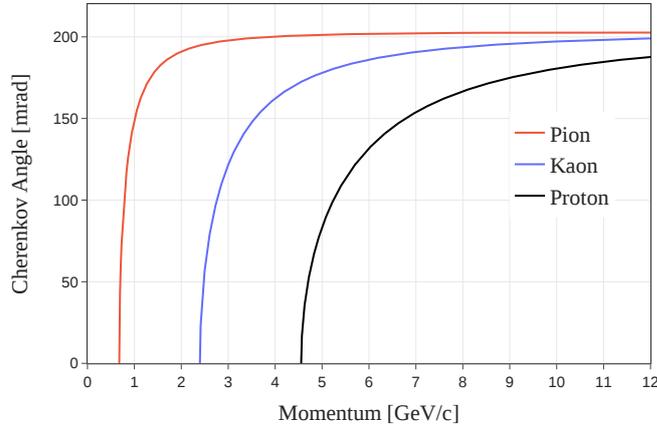


図 2.6: 屈折率  $n = 1.02$  の場合の Pion, Kaon, Proton のチェレンコフ角

チェレンコフ角の角度分解能に影響する要素として以下の4つがあげられる。

- Chromatic error :  $\sigma_{\text{chromatic}}$
- Emission point error :  $\sigma_{\text{emission}}$
- Pixel error :  $\sigma_{\text{pixel}}$
- Tracking error :  $\sigma_{\text{tracking}}$

Chromatic error は輻射体の屈折率が光の波長によって変化することによる収差 (色収差: Chromatic aberration) からもたらされる誤差である。特に、エアロゲルの屈折率  $n$  は図 2.7 のように可視光領域において single pole sellmeier equation

$$n^2 - 1 = \frac{a_0 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (2.2.4)$$

でよくあらわされる [14]。  $\lambda$  は光の波長、  $a_0, \lambda_0$  は物質に依存する定数である。図 2.8 に示す通り、放出されるチェレンコフ光の波長によってチェレンコフ角が異なるため、測定するチェレンコフ角の分布が広がる。

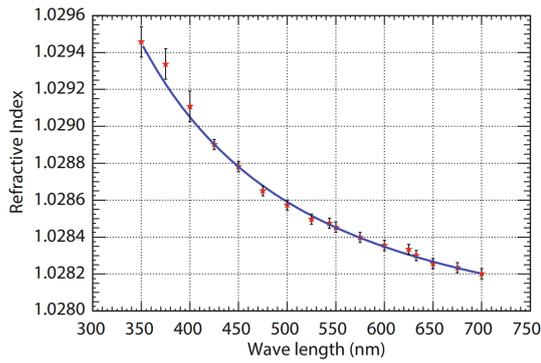


図 2.7: エアロゲルの屈折率 [14]。(2.2.4) 式でフィッティングし、 $a_0 = 0.05639 \pm 0.00004$ ,  $\lambda_0 = (83.22 \pm 1.25)$  nm である。

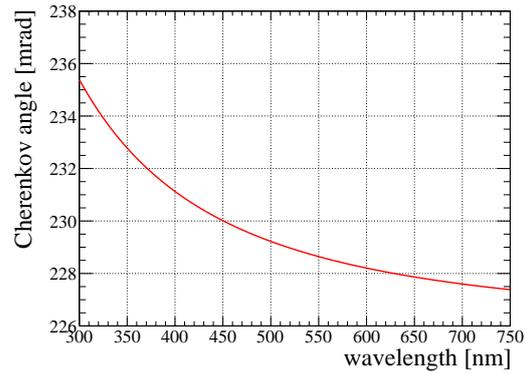


図 2.8: 図 2.7 のエアロゲルを Kaon  $8.5 \text{ GeV}/c$  が通過した際のチェレンコフ角。屈折率は (2.2.4) 式を用いて計算している。

Emission point error はチェレンコフ光が放射体のどの位置から放出されたかわからないことからもたらされる誤差である。チェレンコフ角を求める際にはチェレンコフ光が放射体中のある点から放射されたと仮定する。この仮定により求めたチェレンコフ角に放射体厚による影響が現れる。光子数を増加させるため、放射体を厚くすると Emission point error が大きくなっていく。また、球面鏡を用いて光を収束させることで Emission point error を小さくすることができるが、ゼロにすることはできない。図 2.9 で示されているように放射体から放出されたチェレンコフ光が球面鏡上で広がっている。この位置でチェレンコフ光を測定するとこの広がりが emission point error の原因となる。球面鏡で反射されたチェレンコフ光は光検出面付近で収束され、リング広がりが小さくなる。このように、球面鏡を用いることで emission point error を小さくすることができる。

球面鏡を用いる際には光検出器に直接荷電粒子が衝突しないようにするため、球面鏡を角度をつけて設置して、光検出器をビームなどから遠ざけるようにすることがある。しかし球面鏡を角度をつけて設置することによっても光の収束位置がずれ Emission point error が大きくなるため、最適な位置に設置する必要がある。

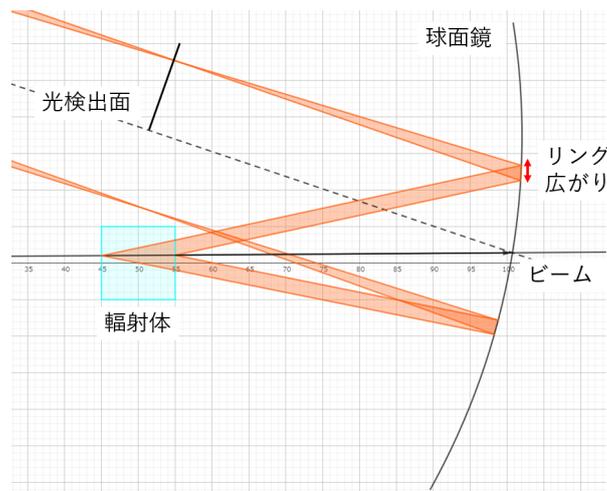


図 2.9: 球面鏡を用いたチェレンコフ光の収束

Pixel error は光検出器が有限の大きさをもっていることからもたらされる誤差である。チェレンコフ光が測定された際、光検出器の有感領域のどの位置で測定されたかは不明である。そのため、チェレンコフ角を計算する際のチェレンコフ光の検出位置は光検出器の有感領域のある点で代表して計算する。したがって、光検出器の大きさによる角度分解能への寄与が生じる。

Tracking error は粒子のトラッキングの角度分解能である。RICH において、識別したい荷電粒子のトラックを RICH とは別のトラッキング検出器を用いて求める必要がある。このトラッキングパラメータの誤差によってチェレンコフ角を求める際に仮定する放出点の位置に誤差が生じる。

以上より 1 光子の角度分解能は 4 つの誤差の二乗和を用いて

$$\sigma_{\text{1p.e.}}^2 = \sigma_{\text{chromatic}}^2 + \sigma_{\text{emission}}^2 + \sigma_{\text{pixel}}^2 + \sigma_{\text{tracking}}^2 \quad (2.2.5)$$

として表される。これら 4 つの寄与以外にも、ビーム粒子の多重散乱や、輻射体や球面鏡の境界面のミクロの粗さの影響などにより分解能が悪化する場合がある。

## 2.3 Beam-RICH 検出器開発の概要

### 2.3.1 先行研究

先行研究 [7] において各検出器要素の試験及びチェレンコフ光の測定、チェレンコフ角の角度分解能の評価が行われた。先行研究では、粒子識別後の  $K^-$  中の不純物率が Beam-RICH 検出器から標的までの間に崩壊する  $K^-$  と同等以下 (3%以下) となるように設計が行われた。用いられた検出器要素として、屈折率  $n = 1.021$  のエアロゲル、曲率半径  $R = 1 \text{ m}$  の球面鏡、3 mm 角 MPPC アレイ (4×4 チャンネル) がある。各検出器要素の詳細は 2.3.3 で述べる。これらを用いて  $\beta \sim 1$  の電子ビームに対し、検出光子数 5 p.e. 以上、1 光子の角度分解能 5.1 mrad を達成した。この結果は使用する MPPC が半分のテスト検出器によるものであり、数を倍に増加した際には 8.5 GeV/c の  $K^-$  ビームに対して検出光子数 10 p.e. 以上が達成できることが分かっている。

### 2.3.2 要求性能及び本研究における先行研究からの改善点

本研究では先行研究で用いた球面鏡、エアロゲル、MPPC を用いて、グザイバリオン分光実験で用いる実機を開発する。実機における  $\pi^-$  に対する要求性能は先行研究と同様のもの、つまり  $\pi^-$  を  $K^-$  と誤識別する確率を  $K^-$  の崩壊による  $\pi^-$  の混入率 3 % に対して同等程度以下にすることとした。したがって、 $\pi^-$  のビーム強度が  $K^-$  の 100 倍であるとし、本研究の要求性能は  $\pi^-$  の誤識別率 0.03 % 以下の条件での  $\pi^-$ ,  $K^-$  の粒子識別、特に  $K^-$  5.0 GeV/c に対する検出効率 95 % 以上とする。

先行研究からの改善点として以下のものを挙げる。

- 光学系の最適化
- 新たな角度変換の手法の開発
- MPPC アレイの増加 : 8 個 → 24 個

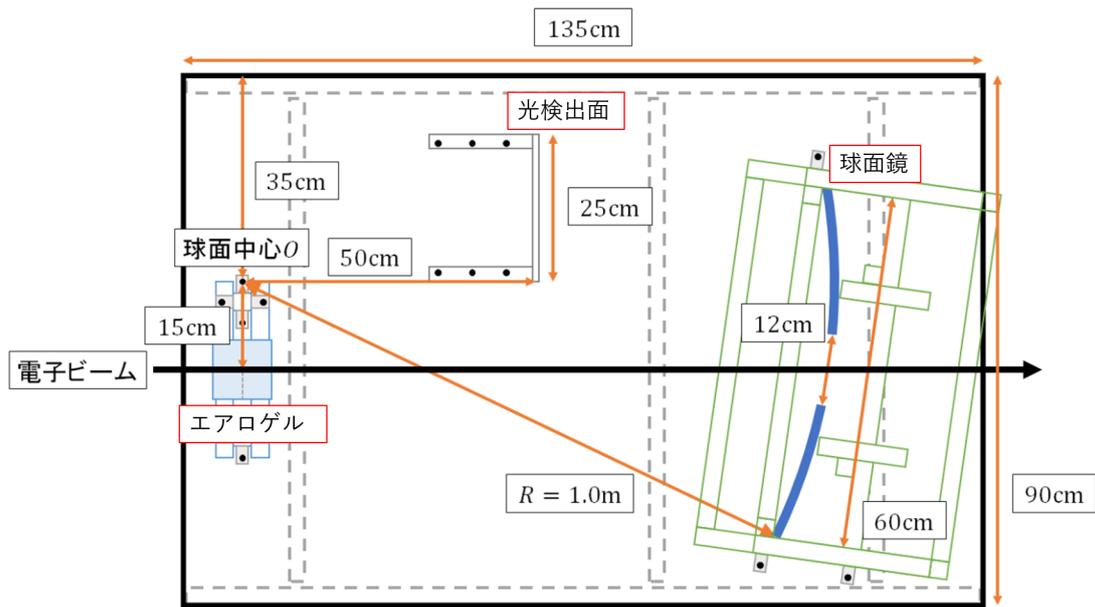


図 2.10: 先行研究における試作 Beam-RICH 検出器の設計図 [7]

光学系の最適化として、エアロゲルと球面鏡中心までの距離、球面鏡回転角、MPPC アレイを並べた光検出面の配置の最適化を行う。角度変換の手法として、ビームのトラッキングや球面鏡の回転角、MPPC の配置などを全て考慮した手法を開発した。詳細は 2.4.3 で述べる。また、MPPC アレイの数を増加させることでチェレンコフ光に対するアクセプタンスを大きくし、検出光子数を増加させる。

これらの改善を行い、本研究では角度分解能の評価に加えて、粒子識別の手法を開発し、5.0–8.5 GeV/c の  $K^-$  の検出効率、 $\pi^-$  の誤識別率を評価する。

### 2.3.3 Beam-RICH に用いる検出器要素

#### エアロゲル

エアロゲルは株式会社エアロゲルファクトリ<sup>\*A</sup>に製作依頼したものをを用いる。エアロゲルの仕様を表 2.1 に示す。100 mm 四方で厚さが 20 mm と 10 mm のものがある。全てを重ねて用いることで 100 mm 厚とすることができる。

<sup>\*A</sup><https://aerogel-factory.co.jp/>

表 2.1: 使用するエアロゲルの仕様 [17]。屈折率、透過長はそれぞれ  $\lambda = 405 \text{ nm}$ ,  $400 \text{ nm}$  での値である。

ID	屈折率	透過長 [mm]	厚さ [mm]
CBS4-3b	$1.0211 \pm 0.0001$	$39.3 \pm 0.6$	$20.2 \pm 0.3$
CBS4-4a	$1.0208 \pm 0.0001$	$40.6 \pm 0.6$	$20.3 \pm 0.2$
CBS4-4b	$1.0208 \pm 0.0001$	$40.4 \pm 0.6$	$20.3 \pm 0.2$
CBS4-5a	$1.0207 \pm 0.0001$	$40.4 \pm 0.6$	$20.5 \pm 0.3$
CBS4-6a	$1.0206 \pm 0.0002$	$38.4 \pm 1.1$	$10.4 \pm 0.2$
CBS4-6b	$1.0206 \pm 0.0002$	$38.9 \pm 1.1$	$10.3 \pm 0.2$
CBS4-6c	$1.0207 \pm 0.0002$	$37.8 \pm 1.1$	$10.3 \pm 0.2$
CBS4-6d	$1.0206 \pm 0.0002$	$38.1 \pm 1.1$	$10.3 \pm 0.3$

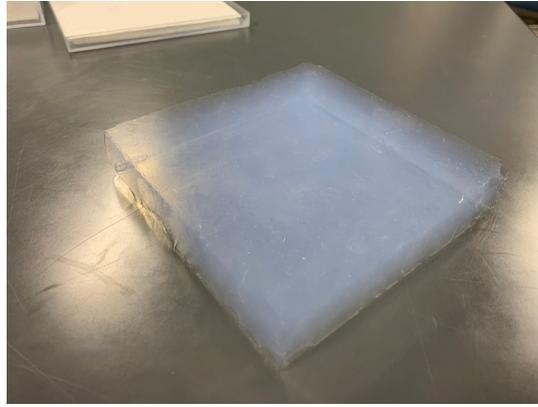


図 2.11: エアロゲル (CBS4-3b)

屈折率は  $\lambda = 405 \text{ nm}$  での値のみであり、図 2.7 のような他の波長での測定値がないため、透過率は  $190\text{--}800 \text{ nm}$  まで  $0.5 \text{ nm}$  刻みで測定したデータを用いて、エアロゲルの屈折率の波長依存性の推定を行った。

エアロゲル中で光が減衰する要因としてはレイリー散乱が支配的であり、透過率  $T$  の波長依存性を表す関数として

$$T(\lambda, t) = A \exp\left(-\frac{C}{\lambda^4} t\right) \quad (2.3.1)$$

がある [13]。  $A, C$  はフィッティングパラメータ、  $t$  はエアロゲルの厚さである。  $C$  は clarity coefficient と呼ばれる。しかし、(2.3.1) 式では  $190\text{--}800 \text{ nm}$  の範囲でのフィッティングがうまくできない場合がある。そこで別の関数 (2.3.2) 式を用いてフィッティングを行った [18]。

$$T(\lambda, t) = A \exp\left[-4\pi^4 B \frac{t}{\lambda^4} \left|\frac{n(\lambda)^2 - 1}{n(\lambda)^2 + 2}\right|^2\right] \left(n(\lambda)^2 = 1 + \frac{a_0 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}\right) \quad (2.3.2)$$

$A, B, a_0, \lambda_0$  はフィッティングパラメータであり、  $n(\lambda)$  はエアロゲルの屈折率である。エアロゲルの屈折率のデータは  $\lambda = 405 \text{ nm}$  での値のみであるので、  $\lambda = 405 \text{ nm}$  で測定値をとるように  $a_0$  を  $\lambda_0$  の関数と考える。

$$a_0 = n(405)^2 - 1 - \frac{[n(405)]^2 - 1}{405^2} \lambda_0^2 \quad (2.3.3)$$

したがって、エアロゲルの透過率の測定データを (2.3.2) 式でフィッティングすることで同時に屈折率の推定を行うことができる。Beam-RICH の設計、分解能評価の際に屈折率の波長依存性を用いる場合は、このフィッティングの結果を用いて行った。

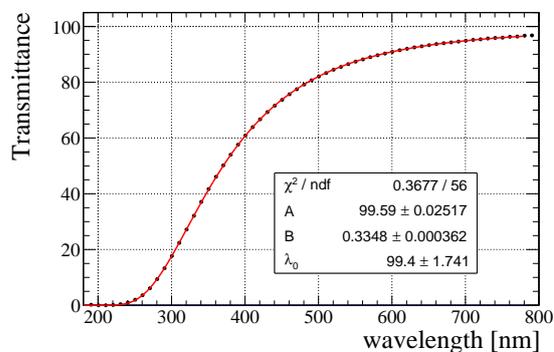


図 2.12: CBS4-4a の透過率 [17]。(2.3.2) 式でフィッティングを行った。

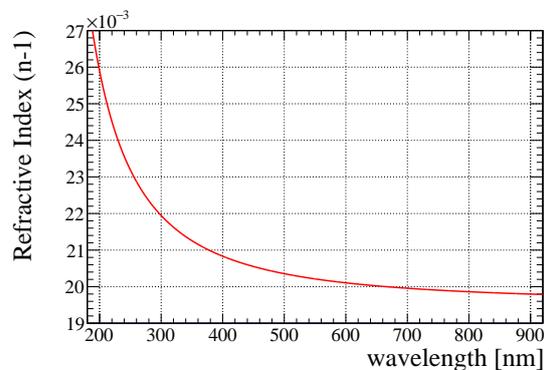


図 2.13: 透過率のフィッティングから推定した CBS4-4a の屈折率。 $a_0 = 0.0395006$ ,  $\lambda_0 = 99.402$  nm

## 球面鏡

球面鏡は国際商事株式会社に製作依頼したものを用いた。球面鏡の仕様を表 2.2 に示す。球面鏡の中心には直径 120.3 mm の穴が空けてあり、この部分をビームが通過するようにする。このようにすることでビームのエネルギー損失、角度広がりを生じずにビームを通過させることができる。球面鏡の反射率の波長依存性を図 2.15 に示す。データを 4 次関数でフィッティングし、設計、分解能評価に用いた。



図 2.14: 球面鏡

表 2.2: 球面鏡の仕様 [19]。反射率は  $\lambda = 400 \text{ nm}$ 、入射角  $30^\circ$  での値である。

基材	ソーダガラス
反射面	アルミコーティング
外径	599.8 mm
板厚	14 mm
穴径	120.3 mm
曲率半径	1005 mm
反射率	90.3 %

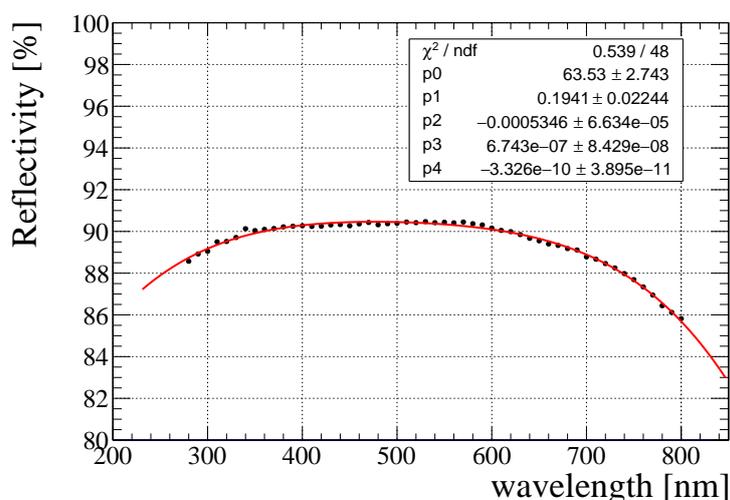


図 2.15: 球面鏡の反射率の波長依存性 [19]。入射角は  $30^\circ$ 、フィッティング関数は 4 次関数である。

## MPPC アレイ

光検出器には浜松ホトニクス製 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) アレイ、S13361-3050AE-04 を用いた [20]。MPPC は Silicon Photomultiplier (SiPM) と呼ばれる装置であり、低電圧で動作し高い増幅率をもつことが特徴である。ガイガーモード Avalanche PhotoDiode とクエンチング抵抗が複数並列接続されている (図 2.16)。ブレイクダウン電圧を超える電圧を印加することで光電子の発生時にガイガー放電が起き、十分に大きな出力信号として測定することができる。ブレイクダウン電圧を超えてかけた電圧をオーバー電圧  $V_{ov}$  と呼ぶ。オーバー電圧を増加させるに従い、光検出効率が增加すると同時に暗電流レート、クロストーク確率 (ガイガー放電を起こしたピクセルに近接しているピクセルもガイガー放電をする確率) が増加するため、実験要求に合わせてオーバー電圧を調整する必要がある。

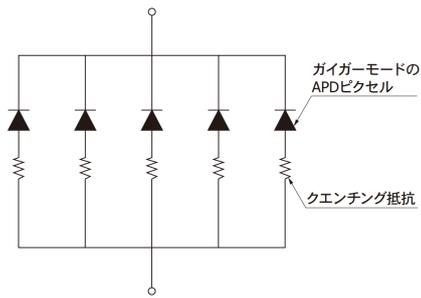


図 2.16: MPPC の構成 [21]

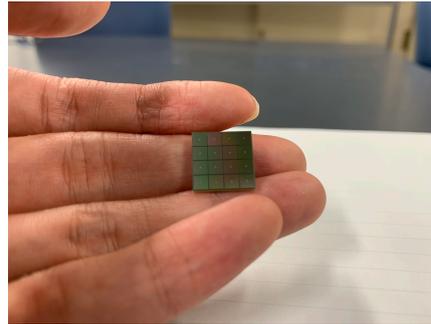


図 2.17: MPPC アレイ (S13361-3050AE-04)

表 2.3: MPPC S13361-3050AE-04 の構造 [20]

全体の寸法	13.0 mm 四方
チャンネル数	4 × 4
1 チャンネルの寸法	3.0 mm 四方
ピクセルピッチ	50 $\mu\text{m}$
1 チャンネル当たりのピクセル数	3584

表 2.4: MPPC S13361-3050AE-04 電氣的、光学的特性 [20]。それぞれオーバー電圧  $V_{\text{ov}} = 3\text{V}$  での値である。

ブレイクダウン電圧 $V_{\text{BR}}$	53 $\pm$ 5 V
増幅率	$1.7 \times 10^6$
暗電流レート	0.5 MHz
光検出効率	40 %
クロストーク確率	3 %

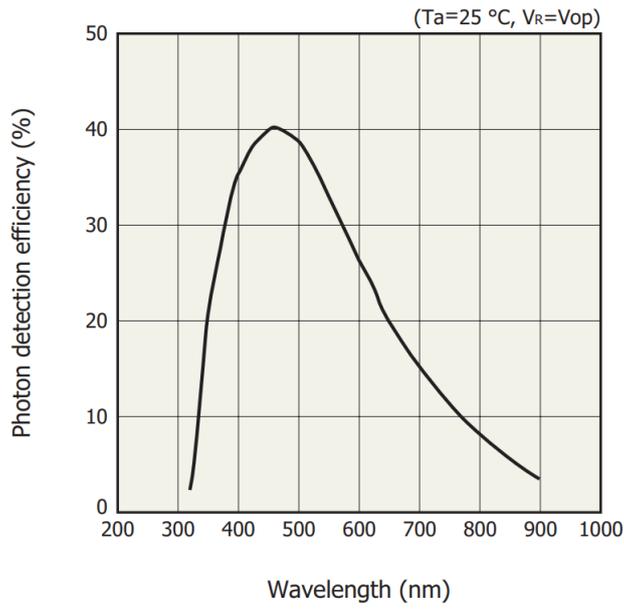


図 2.18: S13361-3050AE-04 の光検出効率の波長依存性 [20]

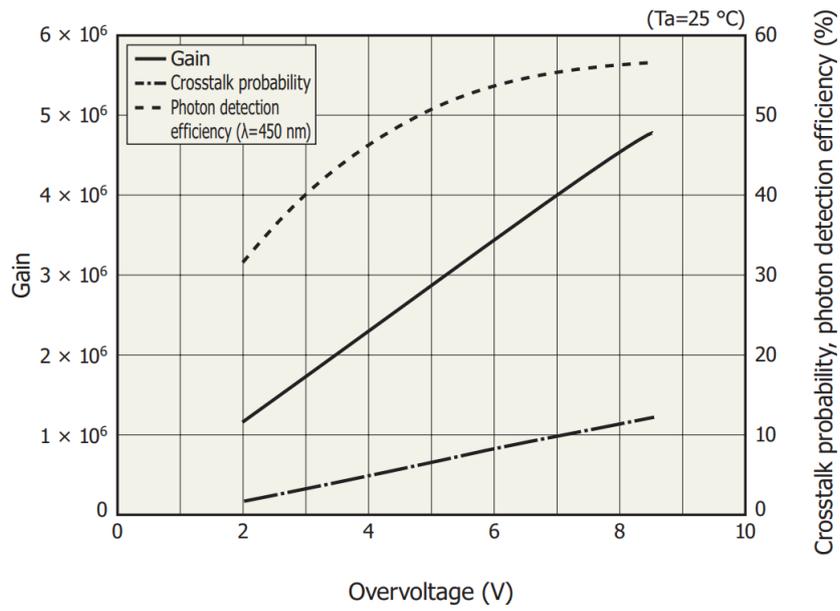


図 2.19: S13361-3050AE-04 の増幅率、クロストーク確率、光検出効率のオーバー電圧依存性 [20]

## 2.4 GeoGebra, Geant4 を用いた Beam-RICH 検出器の設計

### 2.4.1 GeoGebra による配置の最適化

各検出器要素の配置の最適化としてまず、GeoGebra<sup>\*A</sup> を用いた 2次元平面上での配置の検討を行った。GeoGebra は図形、関数の描画のみならず距離や角度の計算のような様々な解析も行うことができるフリーソフトウェアである。パラメータを用いてオブジェクトを動的に表示することができるため、設計を行う際に非常に有用である。

光学系の設計として光検出面をビームラインから遠ざけるため、球面鏡を図 2.20 のように  $y$  軸回り (紙面を貫く方向) に回転させる。球面鏡の回転角が大きくなるほど収差が大きくなり、Emission point error が大きくなると考えられるため光検出面をビームラインから十分遠ざけられる球面鏡角度として  $10^\circ$  を選択し、チェレンコフ光のリングの半分を光検出器で測定することとした。光検出面の位置はチェレンコフ光の収束位置に設置した。収束位置は球面鏡中心から球面鏡半径の  $1/2$  の距離の位置付近である。したがって、光検出面と球面鏡の相対位置はこの関係を満たす必要があるため、大きく変化させることはできない。一方で輻射体であるエアロゲルの位置は大きく動かすことができる。図 2.20, 2.21 はそれぞれ球面鏡回転角  $10^\circ$  の場合の光学系である。エアロゲルを球面鏡中心から球面鏡半径の  $1/2$  の距離に置くことにより、反射光が  $z$  軸 (横軸: ビームの入射方向) を球面鏡で反射させた線 (図 2.20, 2.21 での点線) に対して平行に近くなる。この光学系においては光検出面の位置が前後にずれた際にも測定されるチェレンコフ光のリングの大きさがほとんど変化しない。さらに、Beam-RICH 本体の横幅 (ビーム入射方向の大きさ) を小さくすることができる。したがって、本研究ではエアロゲルを球面鏡中心からおおむね球面鏡半径の  $1/2$  の距離、球面鏡中心から 505 mm の位置に配置する設計とした。

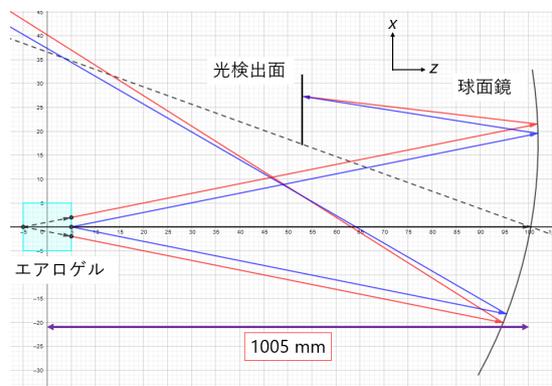


図 2.20: 先行研究での光学系

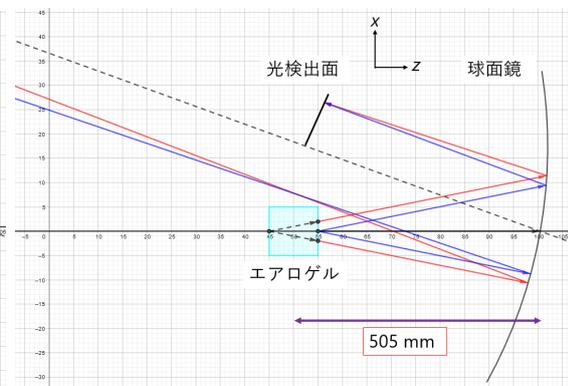


図 2.21: エアロゲルの中心を  $z = 50$  cm に配置した場合

光検出面の位置は前述の通り、チェレンコフ光の収束位置に置くことになる。 $x$  軸方向の収束位置は GeoGebra を用いて計算することができる。エアロゲルの透過長が 40 mm 程度であるため、エアロゲルの厚さを 50 mm として収束点を求めた。図 2.22 で示されているように、球面鏡回転角  $10^\circ$  の場合の収束点 F の座標は  $(z, x) = (563.4 \text{ mm}, 267.5 \text{ mm})$  である。この方法により、 $x$  軸方向の収束位置を求めることができるが、 $y$  軸方向 (紙面を貫く方向) の収束は  $x$  軸方向と同じようには収束しないので調べる必要がある。したがって、

<sup>\*A</sup><https://www.geogebra.org/?lang=ja>

GeoGebra で求めた配置を元に Geant4 を用いて、 $x$  軸方向の収差に加えて  $y$  軸方向の収差の評価を行う。これらの収差が主に Emission point error の評価となる。

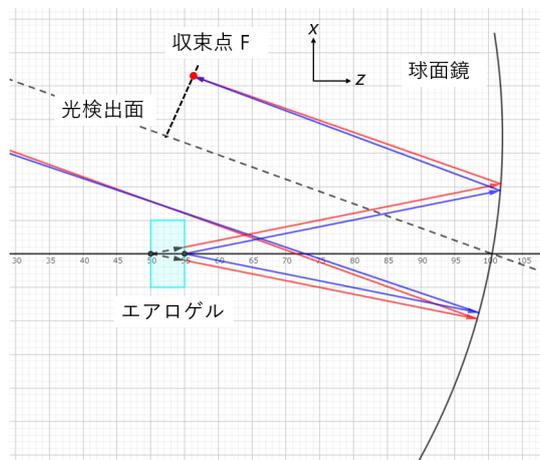


図 2.22: 球面鏡回転角  $10^\circ$  の光学系における収束点。収束点  $F$  は  $(z, x) = (563.4 \text{ mm}, 267.5 \text{ mm})$  である。

## 2.4.2 Geant4 による光検出面の配置の最適化

2.4.1 節でエアロゲルと球面鏡の相対位置、チェレンコフ光の収束点を求めた。 $x$  軸方向の収差が最小化されているとすれば、 $y$  軸方向の収差は光検出面の  $y$  軸まわりの回転角によって変化する。光検出面の回転角を変化させたときの角度分布の広がり、つまり Emission point error を評価するためには数値的に計算する必要がある。そこで Emission point error を評価するため、Geant4 によるシミュレーションを用いた。Geant4 によるシミュレーションから Emission point error を求める際には、光検出面でのチェレンコフ光の検出位置からチェレンコフ角を求める必要がある。先行研究においては光検出面上でのチェレンコフリングの半径から角度を計算していた。しかし、球面鏡の回転や光検出面の位置によってチェレンコフリングが円から歪む場合がある。そのため、チェレンコフリングの半径から角度を計算する場合には角度分布が広がってしまう。そこで、本研究では検出位置からチェレンコフ角への変換の手法を新たに開発した。新たに開発した手法では光の伝搬を計算することでエアロゲル表面での屈折、球面鏡での反射の効果を正確に取り入れ、直接チェレンコフ角を求めることができる。

## 2.4.3 チェレンコフ角の導出手法

変数として図 2.23 に示すような座標系において、輻射体後方の面上の点  $P(x^P, y^P, z^P)$  (2 変数) をとり、ビームトラック上の放出点から放出された光が点  $P$  を通る場合の光の軌跡を計算し、球面鏡で反射された光と検出点との距離を求める。この距離を最小化する点  $P$  を求めることでチェレンコフ光の放出角を計算することができる。

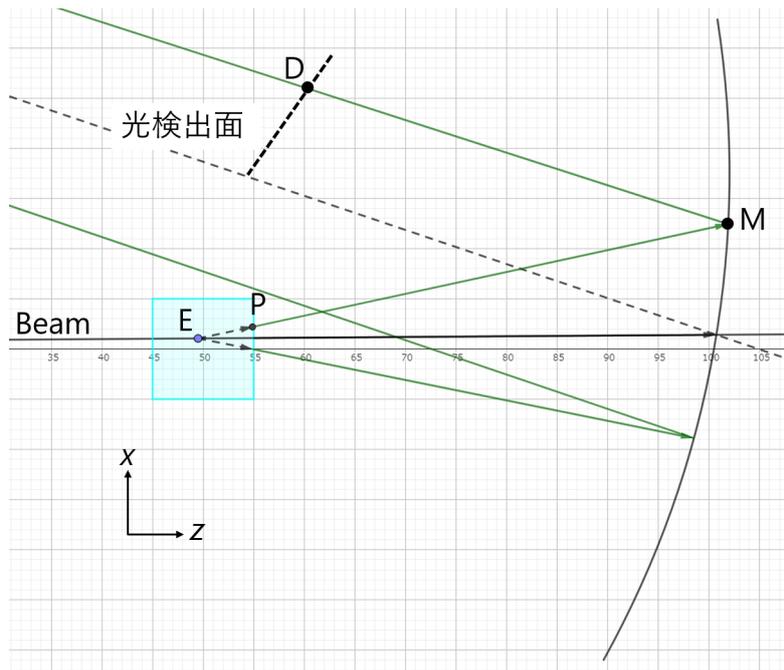


図 2.23: チェレンコフ角の導出時の座標系

実際の実験データを解析する場合を想定し、インプットパラメータは

- 放出点 E ( $x^E, y^E, z^E$ )
- 輻射体後方面の法線ベクトル  $n_{\text{norm}}$  ( $n_x, n_y, n_z$ )
- 境界面をなす物質の屈折率  $n_1, n_2$
- 球面鏡の中心  $M_0$  ( $x_0^M, y_0^M, z_0^M$ )
- 球面鏡半径  $R$
- チェレンコフ光の検出点 D ( $x^D, y^D, z^D$ )

の計 15 個である。放出点は Beam-RICH とは別のトラッキング検出器から引かれたトラック上の点である。

輻射体後方の面上の点 P ( $x^P, y^P, z^P$ ) (2 変数) をとり、光の軌跡を計算することでチェレンコフ角を求める。手順は以下の通りである。

1. 放出点と点 P を結ぶベクトル  $\mathbf{d}$  を計算し、規格化
2. 点 P における輻射体後方の面の法線ベクトル  $\mathbf{n}_{\text{norm}}$  と境界面をなす 2 物質の屈折率から屈折光の方向ベクトル  $\mathbf{d}_2$  を計算
3. 点 P を通り方向ベクトル  $\mathbf{d}_2$  の直線と球面の交点 M ( $x^M, y^M, z^M$ ) を計算
4. 球面中心と点 M を結んだ直線の方向ベクトル  $\mathbf{d}_M$  を求め、反射光の方向ベクトル  $\mathbf{d}_{\text{ref}}$  を計算
5. 点 M を通り方向ベクトル  $\mathbf{d}_{\text{ref}}$  の直線と検出点 D との距離を求める

6. 距離を最小とする点  $P$  を求め、そのときの方向ベクトル  $\mathbf{d}$  とビームの方向ベクトル  $\mathbf{d}_{\text{beam}}$  の内積からチェレンコフ角を求める

以下でそれぞれの計算の詳細を説明する。

### 反射・屈折の計算

反射、屈折は反射点、屈折点での境界面の法線ベクトルや屈折率を用いて書くことができる。

図のように、光が物質 1 の方から境界面に入射している場合を考える。

屈折点を  $P(x^P, y^P, z^P)$  とし、入射光の方向ベクトルを  $\mathbf{i}$  とおく。物質 1 の屈折率を  $n_1$ 、物質 2 の屈折率を  $n_2$ 、屈折点  $P$  における境界面の法線ベクトルを  $\mathbf{n}$  ( $\|\mathbf{n}\| = 1$ ) とする。

このとき、反射光の方向ベクトル  $\mathbf{l}$  は

$$\mathbf{l} = \mathbf{i} - 2(\mathbf{i} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} \quad (2.4.1)$$

である。屈折光の方向ベクトル  $\mathbf{f}$  は

$$\mathbf{f} = \frac{n_1}{n_2} \mathbf{i} + \left( \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 (1 - (\mathbf{i} \cdot \mathbf{n})^2)} - \frac{n_1}{n_2} (\mathbf{i} \cdot \mathbf{n}) \right) \mathbf{n} \quad (2.4.2)$$

と書ける。ただし、屈折の計算の際の法線ベクトルの向きは  $\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \geq 0$  となる向きとする<sup>\*A</sup>。

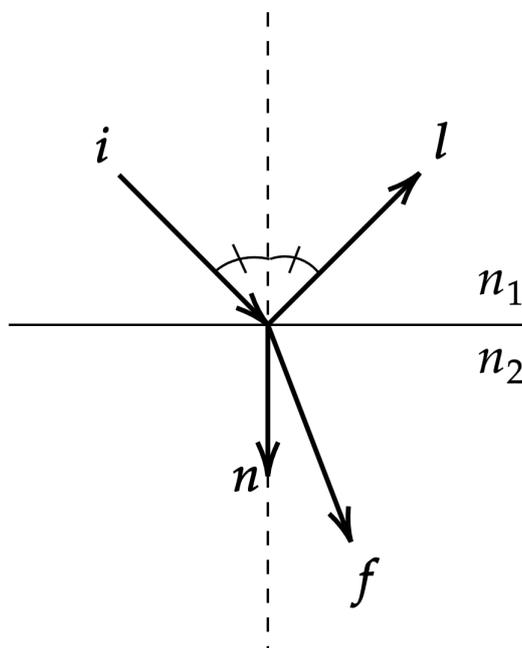


図 2.24: 光の反射と屈折

<sup>\*A</sup>反射の場合、法線ベクトルをとる向きはどちらでもよい。

### 球面鏡での反射点の計算

点 P ( $\mathbf{x}^P$ ) から方向ベクトル  $\mathbf{d}$  で放出された光が中心  $M_0$  ( $\mathbf{x}_0^M$ )、半径  $R$  の球面鏡で反射される場合を考える (図 2.25)。

光線上の点はパラメータ  $t$  を用いて  $\mathbf{x} = \mathbf{x}^P + t\mathbf{d}$  と表せ、球面の方程式は  $\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0^M\| = R$  と表される。したがって交点を求めるには

$$\|\mathbf{x}^P + t\mathbf{d} - \mathbf{x}_0^M\|^2 = R^2 \quad (2.4.3)$$

を  $t$  について解けばよい。よって、2.4.3 の解  $t_c^\pm$  は

$$t_c^\pm = \frac{-(\mathbf{x}^P - \mathbf{x}_0^M) \cdot \mathbf{d} \pm \sqrt{\|\mathbf{d}\|^2(R^2 - \|\mathbf{x}^P - \mathbf{x}_0^M\|^2) + \{(\mathbf{x}^P - \mathbf{x}_0^M) \cdot \mathbf{d}\}^2}}{\|\mathbf{d}\|^2} \quad (2.4.4)$$

となる。ここで、球面鏡での反射点は球面鏡中心  $M_0$  より下流側であるので、 $t_c^+$  を選ばばよい。したがって、反射点  $M$  ( $\mathbf{x}^M$ ) は

$$\mathbf{x}^M = \mathbf{x}^P + t_c^+ \mathbf{d} \quad (2.4.5)$$

と表される。

また、反射点  $M$  での球面鏡の法線ベクトル  $\mathbf{n}^M$  は球面鏡中心と反射点を結ぶベクトルとなるので

$$\mathbf{n}^M = \mathbf{x}_0^M - \mathbf{x}^M \quad (2.4.6)$$

となる。

### 点と直線の距離

点  $M$  ( $\mathbf{x}^M$ ) を通り、方向ベクトル  $\mathbf{u}$  の直線と点  $D$  ( $\mathbf{x}^D$ ) の距離  $d$  を求める (図 2.26)。

点  $D$  から直線におろした垂線の足を点  $H$  とおく。パラメータ  $k$  を用いて  $\overrightarrow{MH} = k\mathbf{u}$  とおくと、 $\overrightarrow{DH} = k\mathbf{u} - (\mathbf{x}^D - \mathbf{x}^M)$  となる。 $\overrightarrow{DH} \perp \overrightarrow{MH}$  より

$$\begin{aligned} (k\mathbf{u} - (\mathbf{x}^D - \mathbf{x}^M)) \cdot k\mathbf{u} &= 0 \\ \therefore k &= \frac{\mathbf{u} \cdot (\mathbf{x}^D - \mathbf{x}^M)}{\|\mathbf{u}\|^2} \end{aligned} \quad (2.4.7)$$

となる。したがって、距離  $d$  の 2 乗を計算すれば

$$d^2 = \|\overrightarrow{DH}\|^2 = \frac{\|\mathbf{u} \times \overrightarrow{DM}\|^2}{\|\mathbf{u}\|^2} \quad (2.4.8)$$

より

$$d = \frac{\|\mathbf{u} \times \overrightarrow{DM}\|}{\|\mathbf{u}\|} \quad (2.4.9)$$

と求まる。

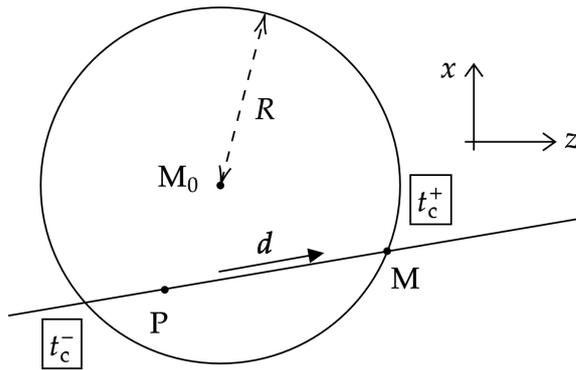


図 2.25: 球面と直線の交点

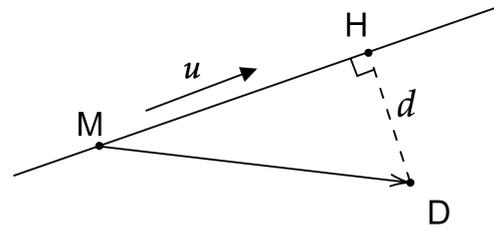


図 2.26: 直線と点との距離

#### 2.4.4 Emission point error の最小化

図 2.22 で示されている収束点  $F(z, x) = (563.4 \text{ mm}, 267.5 \text{ mm})$  を中心に  $y$  軸回りに光検出面を回転させた場合に Emission point error を最小とする回転角を Geant4 によるシミュレーションから求める。

Geant4 では各々の粒子に対して電子相互作用をはじめとする様々な相互作用をシミュレーションに入れるかどうかを選択することができる。したがって、Emission point error の評価の際には無関係の寄与を切り分けるように設定してシミュレーションを行った。ビーム粒子の相互作用を無くし、ビーム粒子のエネルギー損失や、多重散乱による角度広がりを無いシミュレーションを用いることで、Tracking error を 0 とした。また、輻射体であるエアロゲルの屈折率は MPPC の光検出効率が最大値をとる波長 450 nm での値を用いて、屈折率の波長依存性を入れないことで chromatic error を 0 とした。チェレンコフ光の観測点として光検出面上の正確な位置 (シミュレーションコードが返す位置の値) を用いることで Pixel error を 0 とした。3 章で述べる通り、東北大学電子光物理学研究センターにおいて陽電子ビームを用いた性能評価試験を行うため、ビーム粒子は陽電子 (運動量  $1 \text{ GeV}/c$ ) とした。このような Geant4 のシミュレーションで求められた角度分布が図 2.27 である。Emission point error は図 2.27 のような角度分布の二乗平均平方根 (root mean square) で評価する。球面鏡回転角  $10^\circ$  の際に光検出面の回転角  $5^\circ$  ずつを変えた際の Emission point error が図 2.28 である。

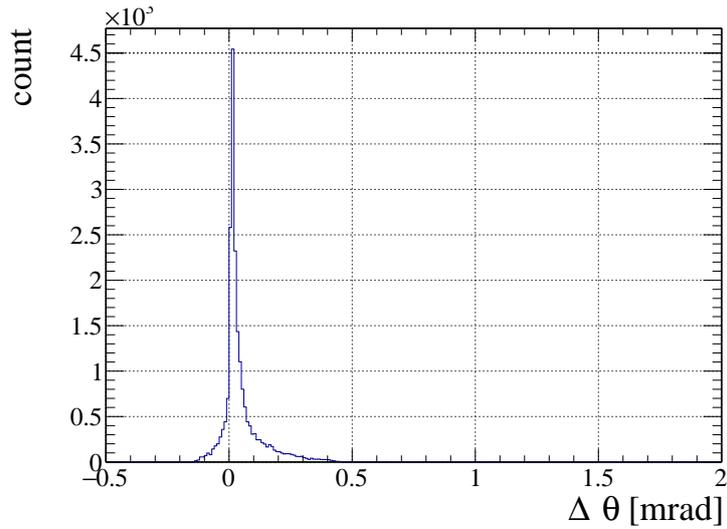


図 2.27: 球面鏡回転角  $10^\circ$ 、陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$ 、光検出面の回転角  $35^\circ$  の場合の角度分布

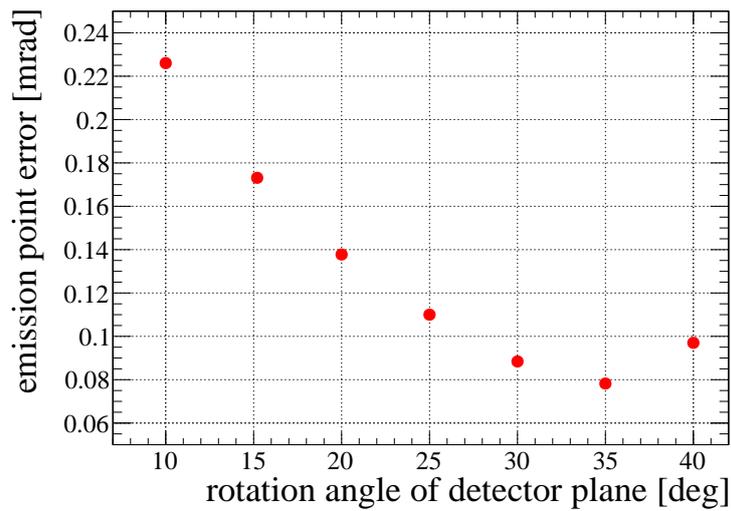


図 2.28: 球面鏡回転角  $10^\circ$ 、陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$  の場合の Emission point error

また、球面鏡回転角による収差の影響を調べるため球面鏡回転角  $15^\circ$  の場合の光学系も考えた。球面鏡回転角  $15^\circ$  の場合の光学系を図 2.29 に示す。収束点 F は  $(z, x) = (618.2 \text{ mm}, 336.4 \text{ mm})$  である。この光学系における球面鏡回転角  $15^\circ$  の際の Emission point error を図 2.30 に示す。

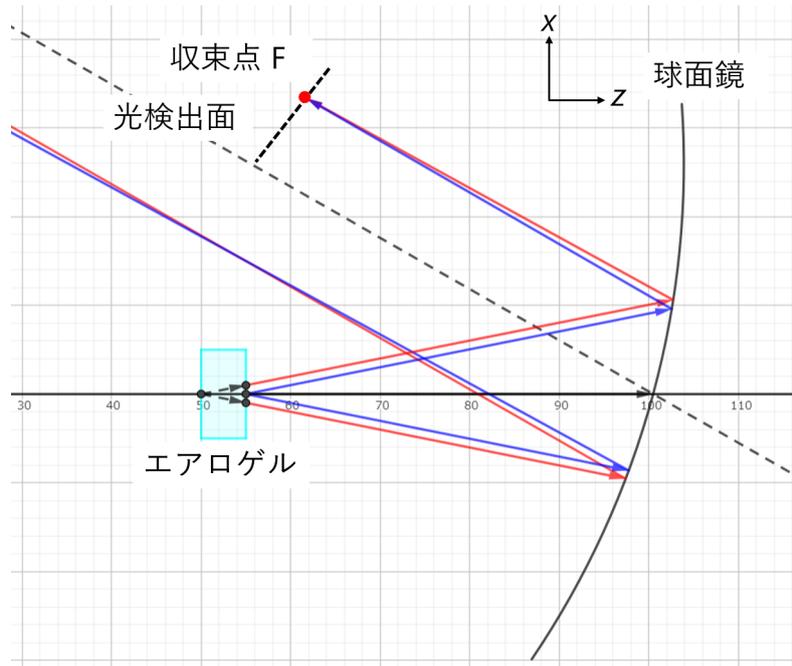


図 2.29: 球面鏡回転角 15°、陽電子ビーム 1 GeV/c の場合の収束点

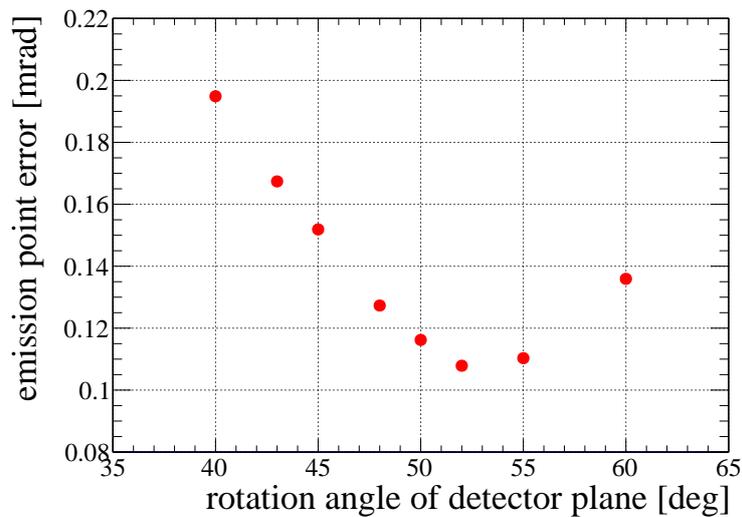


図 2.30: 球面鏡回転角 15°、陽電子ビーム 1GeV/c の場合の Emission point error

以上より、Emission point error を最小とする光学系を求めた。球面鏡回転角 10° の場合、

- エアロゲルと球面鏡中心の距離 : 505 mm
- チェレンコフ光の収束点 (光検出面の回転中心) :  $(z, x) = (563.4 \text{ mm}, 267.5 \text{ mm})$
- 光検出面の回転角 : 35°

球面鏡回転角 15° の場合、

- エアロゲルと球面鏡中心の距離 : 505 mm

- チェレンコフ光の収束点 (光検出面の回転中心) :  $(z, x) = (618.2 \text{ mm}, 336.4 \text{ mm})$
- 光検出面の回転角 :  $53^\circ$

と決定した。

#### 2.4.5 MPPC アレイの配置の決定

MPPC アレイはチェレンコフ光を測定するため、リング状に並べる。性能評価のための試験では陽電子ビーム ( $\beta \sim 1$ )、グザイバリオン分光実験では  $5.0\text{--}8.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  から放出されるチェレンコフ光を測定する。そのため、 $\beta$  の値に応じてチェレンコフリングの大きさが異なる。また、前述した4つの誤差の影響や、ビームラインごとのビームプロファイルの広がりなどによりチェレンコフ光のリング幅が広がる。したがって、チェレンコフ光のリングの大きさの違い、リング幅の広がりに対応した MPPC アレイの配置にする必要がある。

陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$  の場合のチェレンコフ光のリングの  $x$  軸方向の径はチェレンコフ光の波長  $450 \text{ nm}$  の際のエアロゲルの屈折率を用いた計算から  $100.5 \text{ mm}$  と計算される。 $y$  軸方向の径は 球面鏡回転の影響で  $x$  軸方向の径よりわずかに大きくなるが、リングの広がりよりも小さくなるため、配置決定の際には  $100.5 \text{ mm}$  の円として考えた。以上より、陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$  の場合の MPPC アレイの配置は図 2.31 とした。 $x$  方向に MPPC アレイを 2 つ並べて配置することでリング幅の広がりに対応した。各 MPPC アレイの  $y$  軸方向は  $3.0 \text{ mm}$  の隙間が空いており、並んで  $x$  軸方向の隙間は  $0.3 \text{ mm}$  である。これらの隙間は信号を読み出すケーブルの干渉や、工作精度による MPPC アレイ同士の干渉を防ぐために確保した。

また、グザイバリオン分光実験における  $5.0\text{--}8.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  によるチェレンコフリングは  $5.0 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  で  $87.7 \text{ mm}$ 、 $8.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  で  $96.0 \text{ mm}$  である。検出器の製作に当たり、MPPC アレイの  $x$  軸方向の移動、もしくは検出面全体の平行移動のみが可能であったため、陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$  に対応した MPPC アレイの配置と  $5.0 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  に対応した MPPC アレイの配置の 2 種類をとれるようにした。 $5.0 \text{ GeV}/c$  以外の運動量の  $K^-$  を用いる際には MPPC の配置は変えずに光検出面全体を平行移動することで対応できるようにした。したがって、光検出面の設計として図 2.31 と図 2.32 の 2 つの配置をとれるようにすることで、必要な領域を覆うことができる。

#### 2.4.6 設計段階での角度分解能の内訳

Emission point error は 図 2.27、Chromatic error は 図 2.33 に示した分布の二乗平均平方根 (RMS) で評価した。図 2.33 はエアロゲルの屈折率、透過率の波長依存性、MPPC の光検出効率の波長依存性、鏡の反射率の波長依存性を考慮した数値計算を用いてチェレンコフ角の分布を求めた。Pixel error は球面鏡の半径  $R$  を用いて

$$\sigma_{\text{pixel}} = \frac{\cos^2 \theta_c}{R/2} d \quad (2.4.10)$$

と表される [22]。 $\theta_c$  はチェレンコフ角、 $d$  は MPPC 1 チャンネルの 1 辺の長さ ( $3 \text{ mm}$ ) である。設計段階での陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$  のチェレンコフ角の角度分解能を表 2.5 に示す。

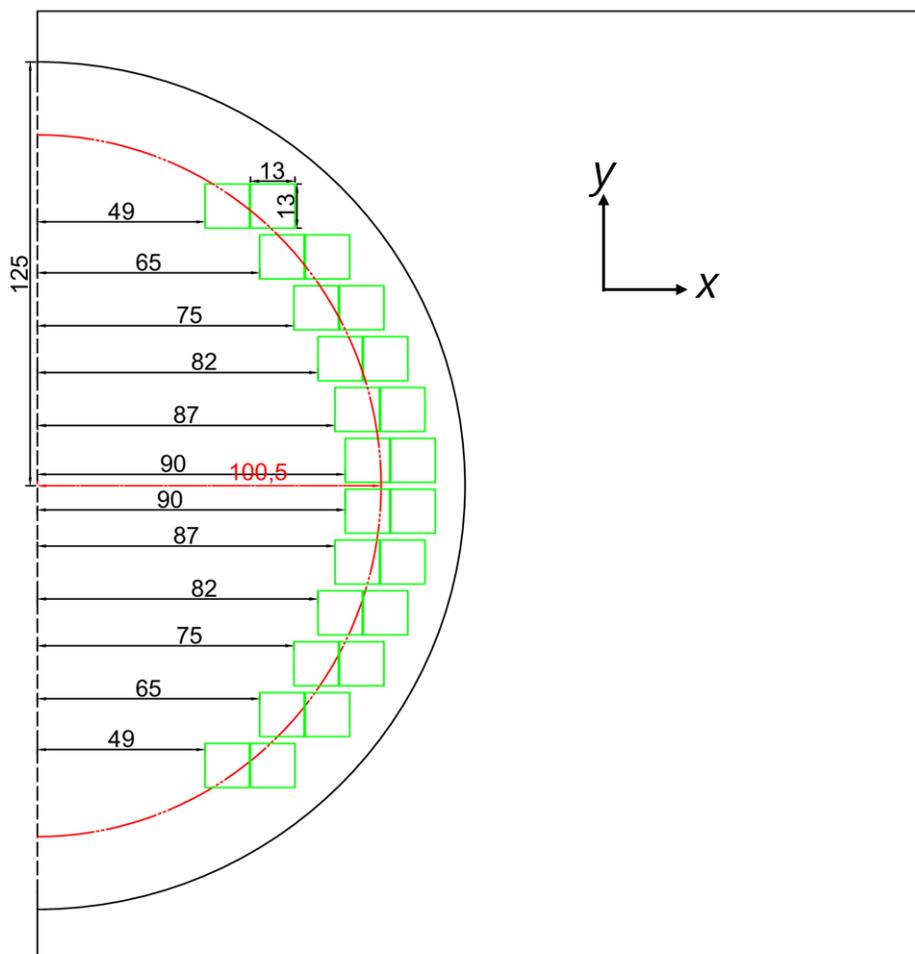


図 2.31: 陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$  に対する MPPC アレイの配置。寸法単位は mm であり、赤色のリングが陽電子ビーム  $1 \text{ GeV}/c$  によるチェレンコフリング。

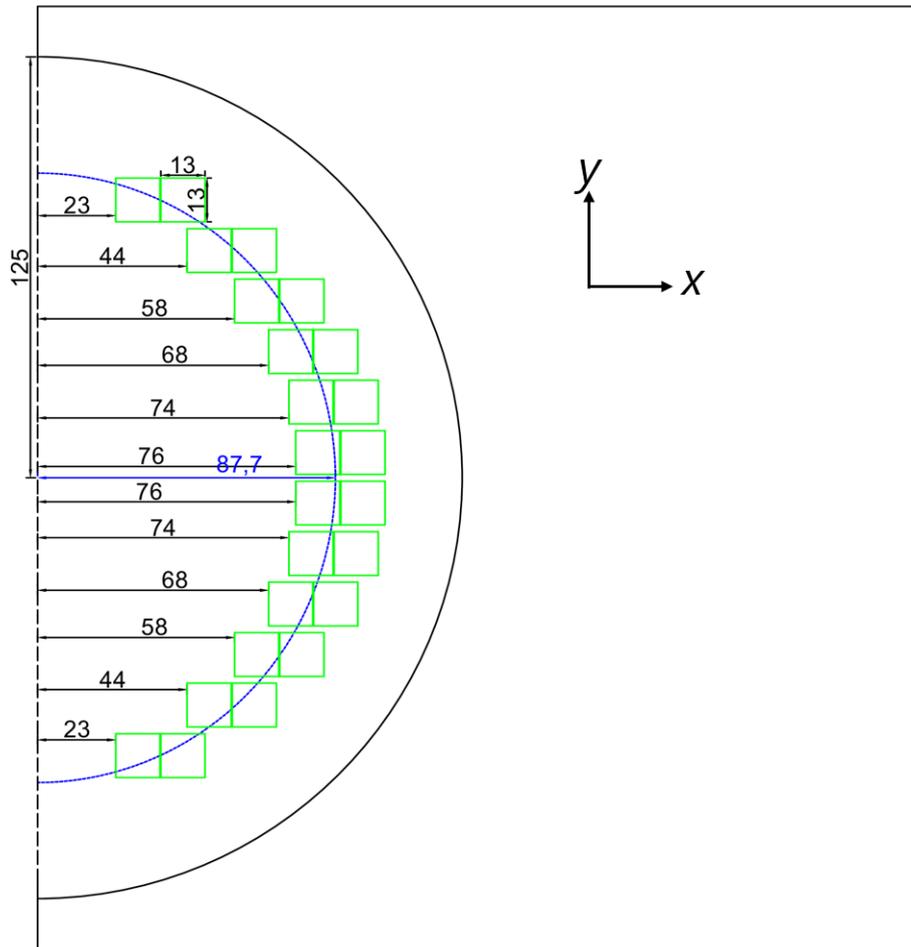


図 2.32:  $K^-$  ビーム  $5.0 \text{ GeV}/c$  に対する MPPC アレイの配置。寸法単位は mm であり、青色のリングが  $K^-$  ビーム  $5.0 \text{ GeV}/c$  によるチェレンコフリング。

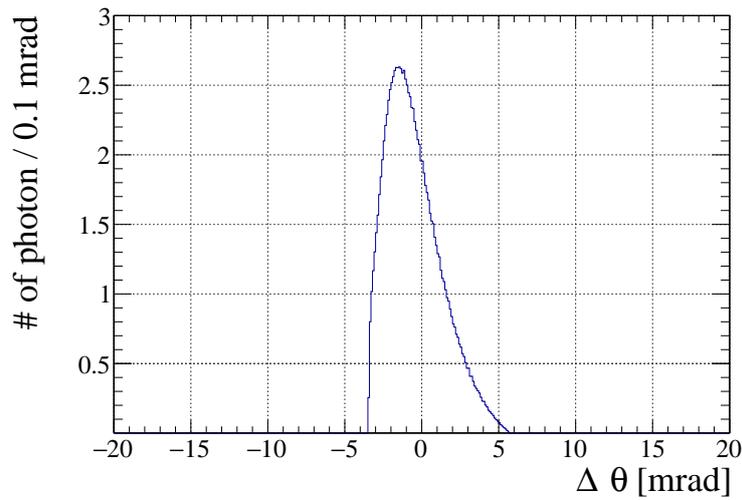


図 2.33: 陽電子ビーム 1.0 GeV/c を用いた際の Chromatic error

表 2.5: 陽電子ビーム 1 GeV/c に対する 1 光子の角度分解能  
設計段階での 1 光子の角度分解能 [mrad]

Emission point error	0.08
Chromatic error	1.78
Pixel error	1.64

## 2.5 Beam-RICH 検出器の製作

2.4 節で行った設計を元に Beam-RICH の各検出器要素の製作を株式会社エム・ライン<sup>\*A</sup>に依頼した。全体として散乱光などを反射させないために黒色の素材を用いており、球面鏡回転角 10°、15° のそれぞれでの光学系を試験できるような可動部を持つ設計とした。土台にはエアロゲル固定台、接続基板固定台の位置を決めるボスがある。また球面鏡固定台を設置し回転させることができる機構が備え付けられている。全形は 970 mm( $z$  方向)×990 mm( $x$  方向)である。

<sup>\*A</sup><http://www.moderation-line.co.jp/top.html>

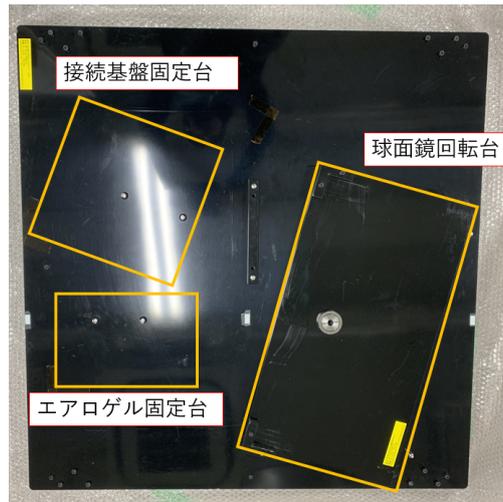


図 2.34: 各パーツを取り付ける Beam-RICH 土台。図中に示した位置に各パーツを配置する。



図 2.35: 球面鏡回転角  $10^\circ$  での光学系の配置

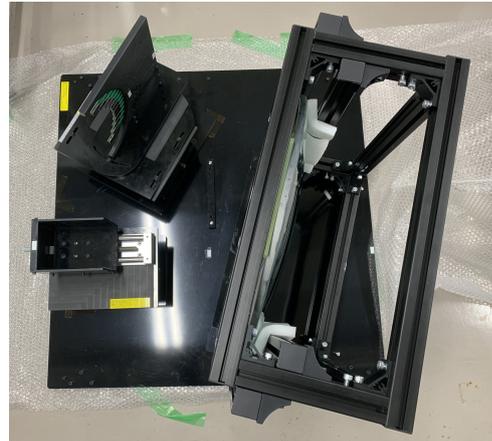


図 2.36: 球面鏡回転角  $15^\circ$  での光学系の配置

### 2.5.1 エアロゲル固定台

球面鏡中心から 505 mm の位置に配置する。エアロゲルを重ねて用いた際に、厚さに応じてエアロゲル中心を移動させられるようになっており、可動域は  $z$  軸方向に  $\pm 70$  mm である。また、下部にはジャッキが備え付けられており、 $y$  軸方向の位置を調整することができる。エアロゲルを入れる部分はエアロゲルよりも少し大きく、 $x, y$  方向 110 mm、 $z$  方向 150 mm である。散乱光などを吸収するため黒色のフェノール樹脂を用いている。

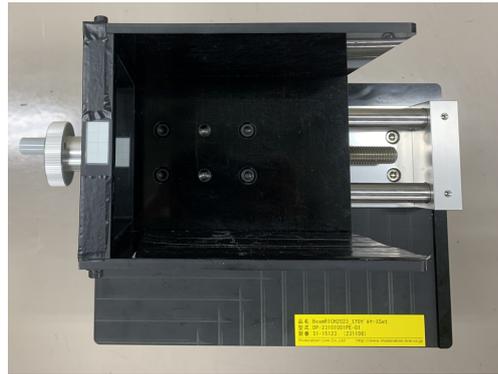


図 2.37: エアロゲル固定台。ビーム上流についているハンドルを回すことで  $z$  軸方向の位置を調整可能である。

## 2.5.2 球面鏡固定台

球面鏡の固定はアルミフレームによって行い、アルミフレームは土台に備え付けられた回転台の上に設置する。土台にはボスがあり、回転台がボスに当たる位置まで回転させることで回転角  $10^\circ$ 、 $15^\circ$  を実現する。球面鏡固定台には  $y$  軸方向の調整機構がないため、エアロゲル固定台や MPPC アレイ接続基板などの他の部分を球面鏡に合わせて調整する必要がある。



図 2.38: 球面鏡固定台

## 2.5.3 MPPC アレイ接続基板

MPPC アレイ (S13361-3050AE-04) の読み出しコネクタは SAMTEC ST4-20-1.00-L-D-P-TR であるため、接続基板側のコネクタには対応する SS4-20-3.00-L-D-K-TR を用いた。MPPC アレイ間の隙間は  $0.3\text{ mm}$ 、接続基板の幅は MPPC アレイと同じ  $13.0\text{ mm}$  である。読み出しケーブルの接続コネクタの両端に穴があけてあり、この位置にねじを通して位置を固定する。

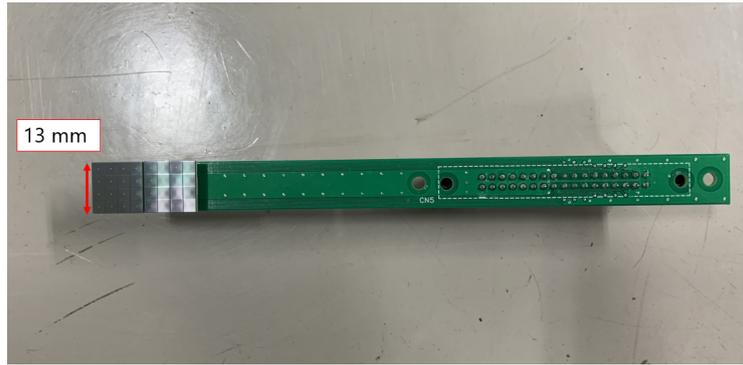


図 2.39: MPPC アレイ接続基板

#### 2.5.4 接続基板固定台

接続基板固定台は MPPC アレイ接続基板を図 2.31, 2.32 で示す配置に対応したねじ穴があいている。用いる状況に応じて接続基板の位置を変えることができる (図 2.40, 2.41)。また、接続基板固定台には回転と水平移動の機構が備わっている。くりぬかれた半円の中心から 100.5 mm の位置を中心に  $\pm 30^\circ$  の回転をすることができる。水平移動は回転させた方向に  $\pm 30$  mm 動かすことが可能である。



図 2.40: 陽電子ビーム 1 GeV/c 用の MPPC アレイの配置をした光検出面



図 2.41:  $K^-$  ビーム 5 GeV/c 用の MPPC アレイの配置をした光検出面



図 2.42: 基準位置 (回転角  $0^\circ$ ) にある光検出面。図中の矢印の方向に平行移動が可能である。



図 2.43:  $15^\circ$  回転させた光検出面

## 第3章 ELPHにおける性能評価試験

製作した Beam-RICH 検出器の性能評価試験を東北大学電子光理学研究センターにおいて、RICH 検出器で最も重要となる角度分解能の測定を陽電子ビームを用いて行った。複数の項目についてスキャンを行い、1光子の角度分解能に寄与する影響の評価を行った。性能評価試験の手法と結果について本章で述べる。

### 3.1 性能評価実験の目的及び試験項目

本研究で初めて Beam-RICH 検出器の実機を製作した。したがって、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陽電子ビームを用いて実機における初のチェレンコフ光の観測、角度分解能の評価を行うことが性能評価実験の目的となる。性能評価試験によって得られた測定値を Geant4 によるシミュレーションに反映させることで  $\pi 20$  ビームラインにおける粒子識別能の評価を行った。

性能評価実験における試験項目は以下である。

1. オーバー電圧  $V_{ov}$  依存性  
 $V_{ov}$  を大きくすることで、MPPC の光検出効率、暗電流レートが増加する。暗電流レートの増加は粒子識別に悪影響を及ぼすため、実験において最適な  $V_{ov}$  について調査する。
2. 光検出面の角度、球面鏡回転角依存性  
光学系を変えることで Emission point error が変化するが、Emission point error の値自体は小さいため、分解能への影響が小さいことを確かめる。
3. エアロゲル厚さ依存性  
エアロゲル厚さによる光子数の変化、エアロゲル表面粗さによる分解能への影響を調査する。
4. ビームエネルギー依存性  
多重散乱によるビームの角度広がりによる分解能への影響を調査する。
5. トリガーシンチレータの位置依存性  
トラッキング検出器間の距離を変化させ、ビームの角度分解能、多重散乱の影響を調査する。

### 3.2 ELPH の概要

図 3.1 に ELPH の加速器、実験室の概要図を示す。電子円形加速器 1.3 GeV ブースター・ストレージリング (BST リング) において電子ビームが最大 1.3 GeV まで加速・貯蔵され

る。BST リング中の電子ビームの軌道に炭素ファイバーを挿入することで制動放射によって 0.8–1.25 GeV の  $\gamma$  線が発生する。この  $\gamma$  線を GeV ガンマ照射室に輸送し、真鍮に当てることで電子・陽電子の対生成を行う。発生した電子・陽電子を双極電磁石 RTAGX によって曲げ、GeV ガンマ照射室のビームラインに供給する。実験を行った  $-23^\circ$  ラインでは 1 GeV まで陽電子ビームを用いることができる。

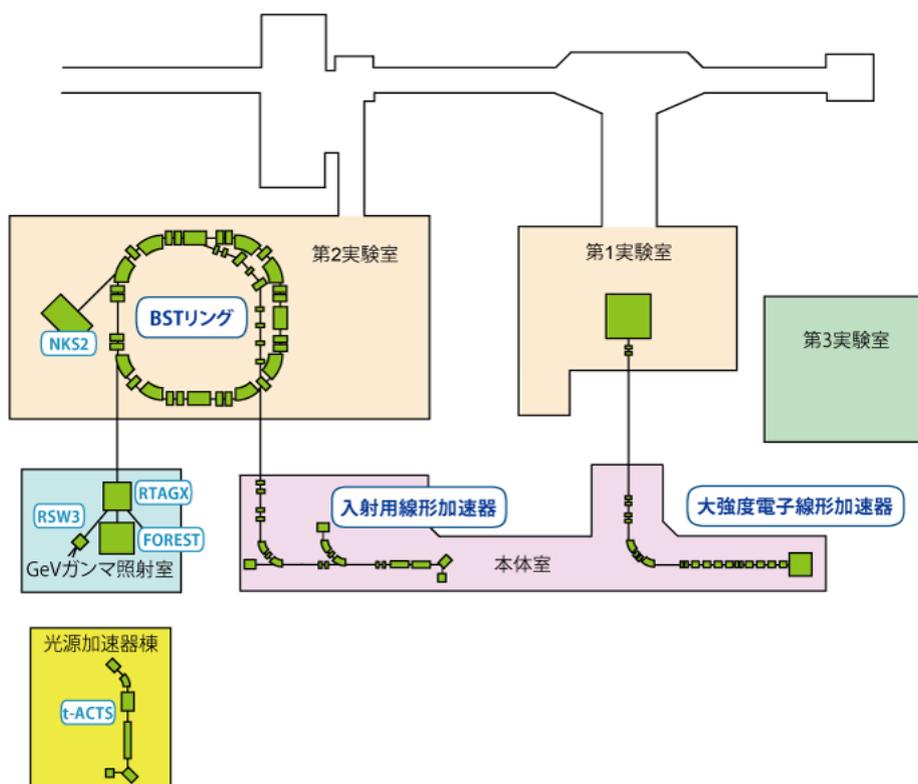


図 3.1: ELPH の加速器、実験室の概要図 [23]

### 3.3 実験セットアップ

図 3.2 に実験セットアップの概略図を示す。T1 と T2 はそれぞれ 3 mm 角で、T1 は 70 mm 長、T2 は 100 mm 長のトリガーシンチレータであり、T3 は 60 mm 角のトリガーシンチレータである。データ取得のトリガーは T1, T2, T3 のコインシデンスがとれた条件で行った。図 3.5 で示すように、T1 を鉛直方向、T2 を水平方向に設置してあり、ビームを 3 mm 角のサイズに絞ることができる。T3 はトラッキング用の検出器であるビームプロファイルモニターの下流に置いた (図 3.6)。エアロゲルはエアロゲル固定台に 1 cm 厚、2 cm 厚を並べて使用した。また、Beam-RICH の土台全体を遮光シートで覆い、遮光を行った。ビームプロファイルモニターは 3 mm 角のシンチレーションファイバーが XY 方向にそれぞれ 16 本並んでいる検出器である [24]。したがって、ビーム粒子が入射した際に信号が取得できたチャンネルを選ぶことで XY 方向それぞれ 3 mm の領域でビーム粒子の位置を測定可能である。

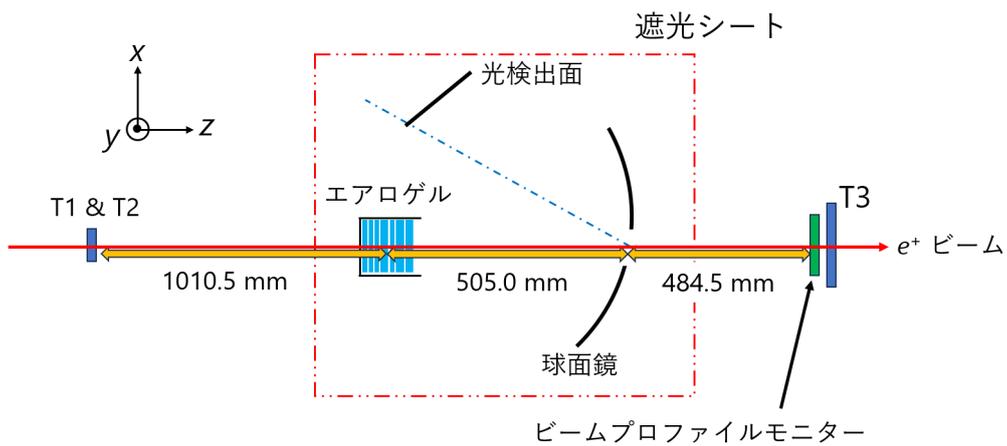


図 3.2: 実験セットアップの概略図

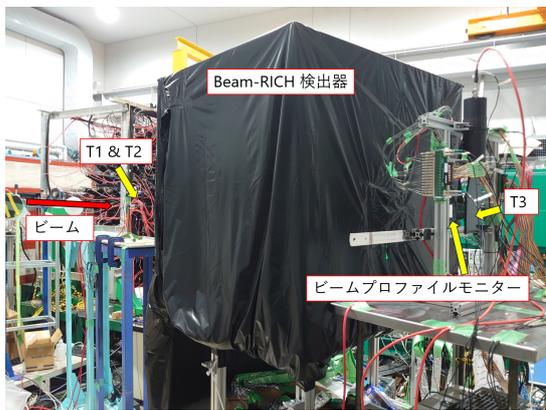


図 3.3: ビーム下流から見た実験での検出器配置



図 3.4: Beam-RICH 検出器の遮光シートの内部

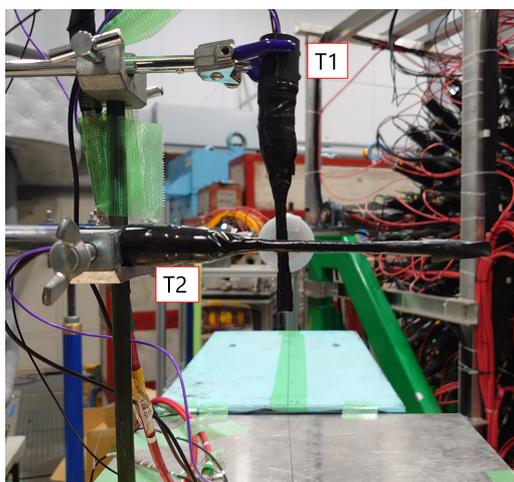


図 3.5: 下流から見たトリガーシンチレータ T1, T2

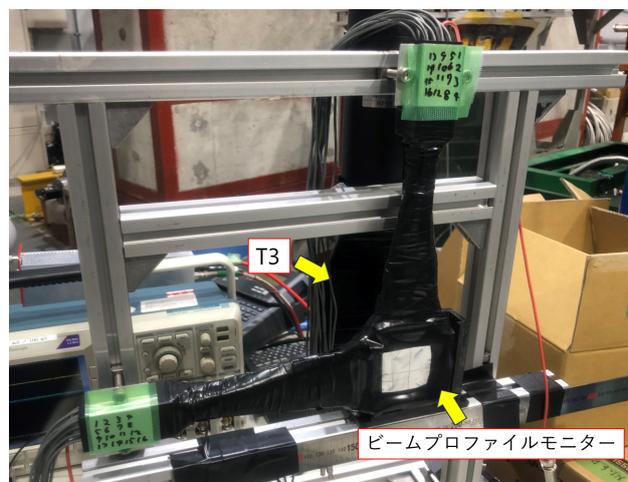


図 3.6: ビームプロファイルモニターとトリガーシンチレータ T3

### 3.4 読み出し回路

MPPC 信号の読み出しには NIM-EASIROC モジュール [25] を用いた。NIM-EASIROC モジュール 1 台で MPPC 64 Ch 分の信号を読み出すことができる。MPPC からの入力信号は EASIROC という ASIC によって 2 分割され、それぞれ異なる時定数で整形される。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する。TDC の時間分解能は数 100 ps である。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、MPPC のバイアス電圧を最大 4.5 V まで 8 bits 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、MPPC の各チャンネル毎に 1 光子の波高の半分 (0.5 p.e.) の位置になるように設定した。

トリガーシンチレータ及びビームプロファイルモニターの信号はディスクリミネーターを用いて Logic 信号にした後高時間分解能 TDC(HR-TDC)[26] を用いて読み出した。NIM-EASIROC 同様に 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、信号幅の情報を得ることができる。TDC の時間分解能は 20 ps である。モジュールの構成として、Hadron Universal Logic (HUL) Module に HR-TDC のメザニンボードが 2 台接続されている。メザニンボード 1 台で 32 Ch の読み出しが可能である。

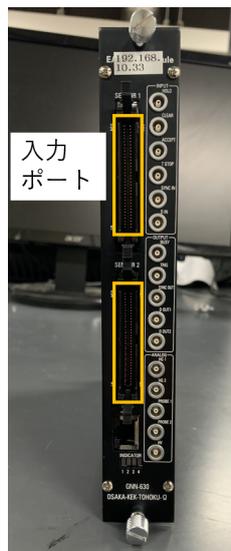


図 3.7: NIM-EASIROC

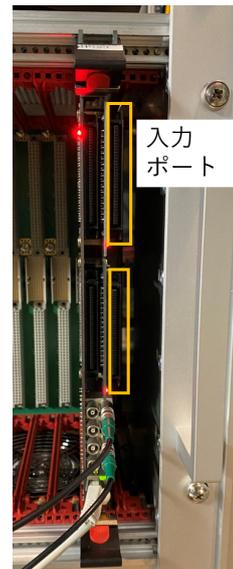


図 3.8: HR-TDC

### 3.5 Time walk 補正

E97 は TDC 情報しか使わないため、本研究では信号の時間情報 (TDC) のみを用いて解析を行った。検出器からのアナログ信号はある閾値 (Threshold) を超えた場合、立ち上がりの際に閾値を超えた時が leading edge、立ち下がり際で閾値を下回った時が trailing edge である。この leading edge と trailing edge の時間差を Time-Over-Threshold (TOT) と呼ぶ。

TOT はアナログ信号の波高情報に対応した情報をもつため、コインシデンスタイミング情報を得る際の time-walk の補正に使用した

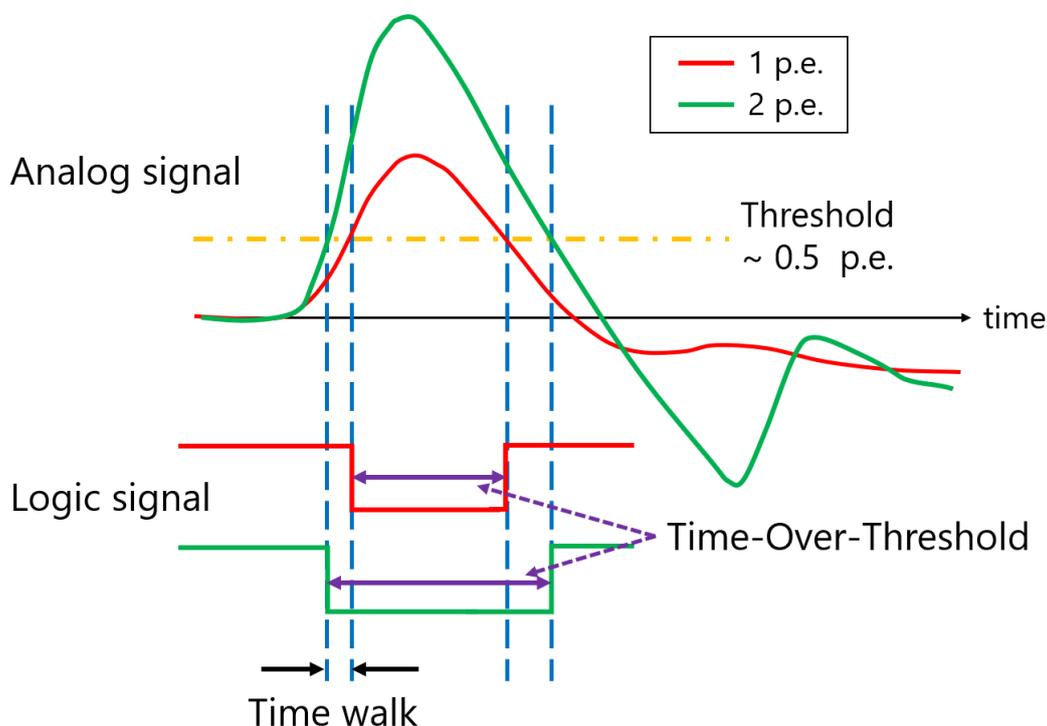


図 3.9: Time walk と Time-Over-Threshold の概略図。アナログ信号は本実験で測定される典型的な MPPC の波形である。

トリガーシンチレータ T2 と MPPC の信号との時間差、つまり飛行時間 (Time-Of-Flight) を図 3.12 に示す。ピーク部分がチェレンコフ光による信号と考えられる。TOF 分布が広がっているが、図 3.10 に示す TOF と TOT の相関から TOT が大きくなるほど TOF が小さくなるのがわかる。これは TOT が大きい信号ほど leading edge のタイミングが早くなるためである (図 3.9)。これを Time walk と呼ぶ。TOF 分布のピーク部分を選ぶことによりチェレンコフ光による信号を選び出すが、TOF 分布が広がっているとカット幅が広くなり、暗電流による信号が増加してしまう。したがって、なるべく TOF 分布のカット幅をするため Time walk 補正を行う。

MPPC の TOT を 5 ns 毎にカットした際の TOF 分布を作成し、10-35 ns ではシングルガウスでフィッティング、35-55 ns 以上ではダブルガウスでフィッティングを行いピーク位置を求めた。Time walk の補正関数は二次関数

$$f(\text{TOT}) = p_0 + p_1 \cdot \text{TOT} + p_2 \cdot \text{TOT}^2 \quad (3.5.1)$$

を用いて行った。35 ns 未満では補正関数を 1 個、35 ns 以上では補正関数を 2 つ用いた (図 3.10)。そして、それぞれのデータの TOT の値での補正関数の値を TOF から引き算することで Time walk 補正を行った (図 3.11)。図では TOF の原点を 0 にするようにオフセットを調整している。Time walk 補正前後の TOF 分布を 図 3.12, 3.13 に示す。これらの Time walk 補正をすべての MPPC チャンネルに対して行った。

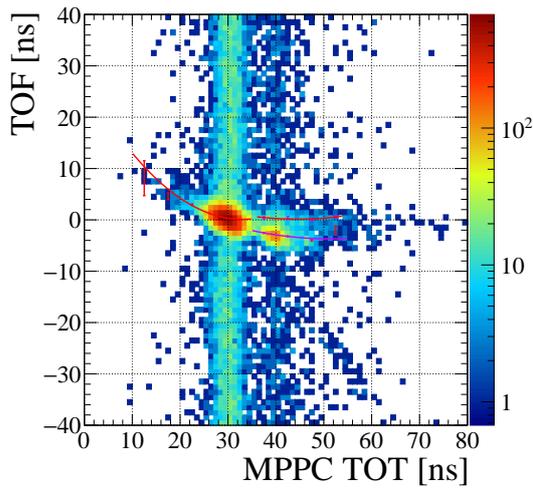


図 3.10: MPPC の TOT と TOF の相関。TOF の原点を 0 にするようにオフセットをのせている。

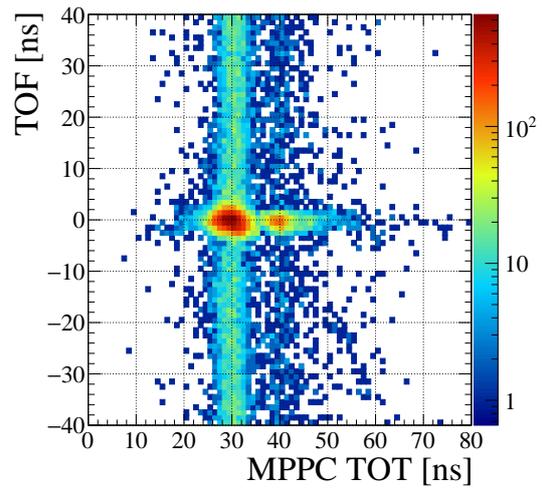


図 3.11: Time walk 補正後の MPPC の TOT と TOF の相関

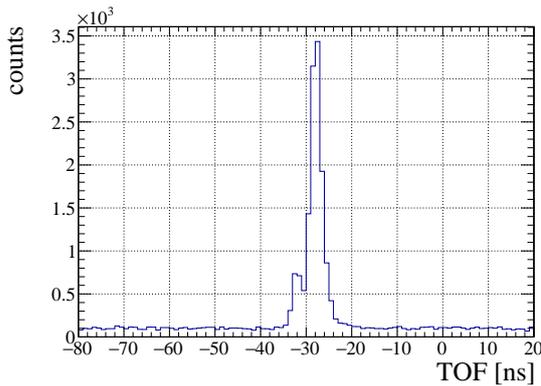


図 3.12: Time walk 補正前の TOF 分布

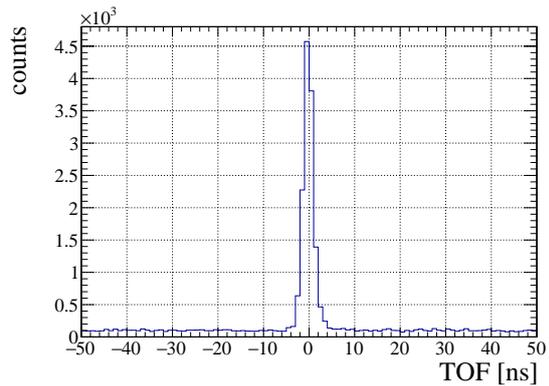


図 3.13: Time walk 補正後の TOF 分布

すべての MPPC の Time walk 補正を行った TOF 分布が図 3.14 である。ガウシアン+定数でフィッティングし、時間分解能  $\sigma = 1.228 \pm 0.001$  ns と求まった。

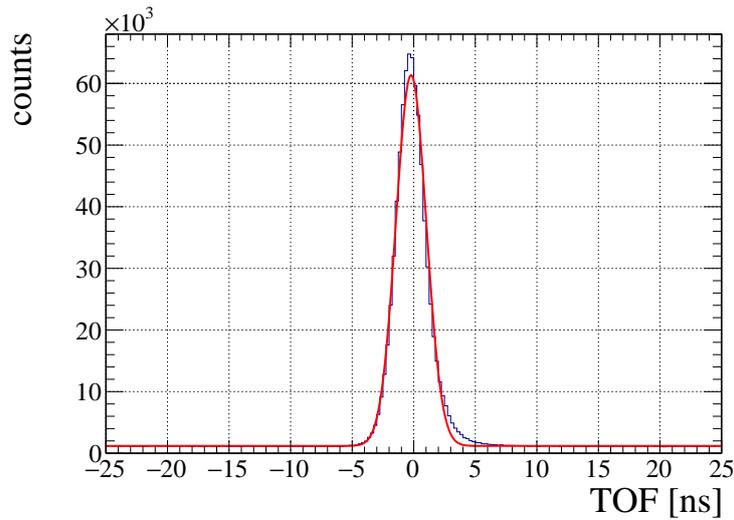


図 3.14: Time walk 補正後の全 MPPC チャンネルの TOF 分布。ガウシアン+定数でフィッティングを行った。

## 3.6 多重度の評価

### 3.6.1 TOF カット幅の決定

多重度は 1 イベントに何個のチャンネルから信号が検出されたかで定義する。チェレンコフ光に由来する信号を選び出すため、図 3.14 の TOF 分布を用いた。チェレンコフ光に由来する信号を漏らすことなく、かつ暗電流による信号をなるべく少なくするために TOF カット幅による多重度を調べた。TOF 0 ns を中心に  $\pm 1$  ns,  $\pm 2$  ns,  $\dots$ ,  $\pm 10$  ns の幅でカットした際のピーク部分の多重度と 20 ns 以上の範囲における同じカット幅での暗電流の多重度を求めた。TOF カット幅 10 ns の場合の多重度を図 3.15 に示す。多重度は実数に拡張したポアソン分布

$$P(x) = \frac{\lambda^x}{x!} e^{-\lambda} \quad (3.6.1)$$

でフィッティングを行った。チェレンコフ光に由来する信号の多重度を

$$\text{チェレンコフ光に由来する多重度} = \text{ピーク部分の多重度} - \text{暗電流の多重度} \quad (3.6.2)$$

として求めた TOF のカット幅を変化させた際の多重度を図 3.16 に示す。チェレンコフ光に由来する信号の多重度は TOF カット幅 10 ns で一定値となる。したがって、TOF カット幅 10 ns でチェレンコフ光に由来する信号を全て得ることができると考えられる。以下の解析において TOF のカット幅は 10 ns とする。

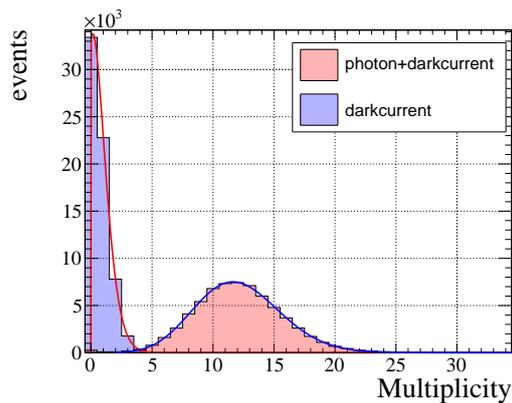


図 3.15: TOF カット幅 10 ns の場合の多重度。赤が -5-5 ns、青が 20-30 ns の範囲でカットしている。

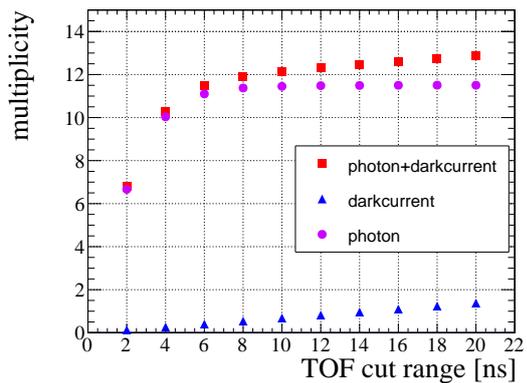


図 3.16: 多重度とカット幅の関係

### 3.6.2 多重度のオーバー電圧 $V_{ov}$ 依存性

2.3.3 節で述べた通り、オーバー電圧を大きくしていくことで光検出効率が上がるが、同時に暗電流のレートが高くなっていく。また、オーバー電圧を大きくしていくことで MPPC の信号の波高が大きくなる。閾値を 1 光子 (1 p.e.) の波高の最大値の 1/2 (0.5 p.e.) に設定したため、オーバー電圧を大きくするに伴い対応する閾値を大きくしている。チェレンコフ光に由来する信号の多重度は 3.6.1 節と同様に計算を行った。図 3.17 に TOF ピーク部分の多重度、暗電流の多重度、チェレンコフ光に由来する多重度を示す。

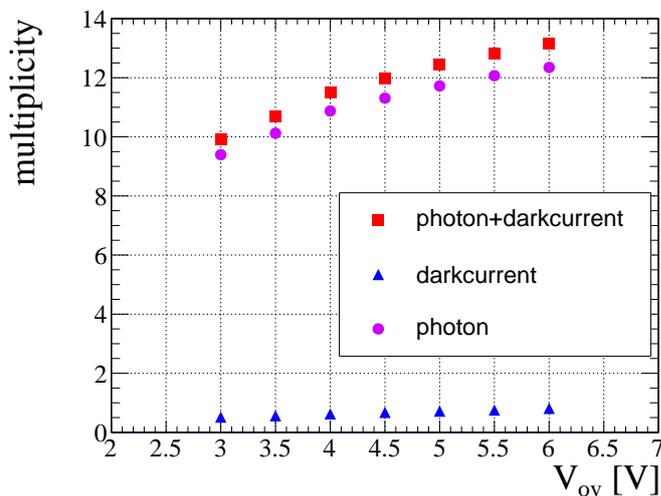


図 3.17: 多重度のオーバー電圧  $V_{ov}$  依存性

$V_{ov}=3$  V におけるチェレンコフ光に由来する多重度を 1 とした際の各オーバー電圧における多重度を図 3.18、各オーバー電圧におけるピークの多重度に対するチェレンコフ光に由来する多重度の割合を図 3.19 に示す。 $V_{ov}$  を大きくしていくと光検出効率が上がってい

くが、暗電流の増加により S/N 比が悪くなっていくことが分かった。そのため、アナログ信号にのってしまうグラウンドノイズより閾値が大きくなるまで閾値を上げられる電圧を選び、 $V_{ov}=4.5\text{ V}$  で測定を行うこととした。

また  $V_{ov}=4.5\text{ V}$  での暗電流による多重度  $0.677 \pm 0.003$  より  $V_{ov}=4.5\text{ V}$  での平均の暗電流レートは

$$\text{暗電流の多重度} = \text{総チャンネル数} * \text{暗電流レート} * \text{TOF カット幅} \quad (3.6.3)$$

より、 $0.176 \pm 0.001\text{ MHz}$  となった。

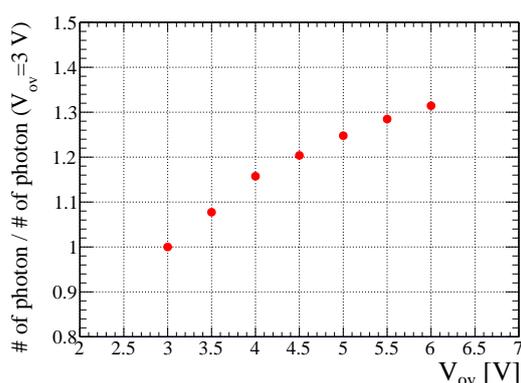


図 3.18:  $V_{ov}=3\text{ V}$  を基準としたチェレンコフ光に由来する多重度

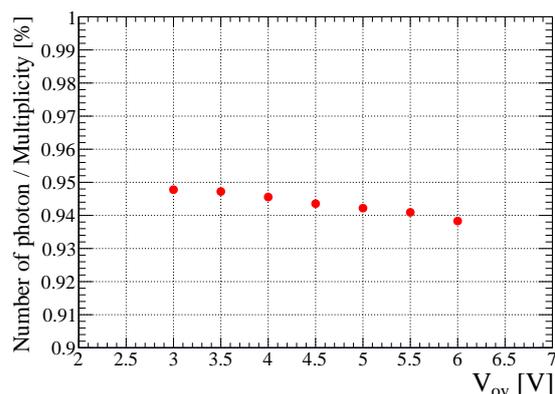


図 3.19: 各オーバー電圧におけるピークの高さに対するチェレンコフ光に由来する多重度の割合

### 3.6.3 多重度のエアロゲル厚依存性

エアロゲルの厚さを 2, 3, 5, 6, 8, 10 cm で変化させて多重度の評価を行った。図 3.20 に結果を示す。(2.1.3) 式で表されるようにチェレンコフ光は短波長の光が多く放射されるが、図 2.12 の通り、透過率が短波長側で低下する。したがって、エアロゲルを厚くしていくことで上流部分からでた短波長の光は検出されないが、長波長のチェレンコフ光によって検出光子数は緩やかに増加していく。屈折率、透過率、MPPC の光検出効率、球面鏡の反射率の波長依存性を考慮した数値計算で実験結果を良く再現がよく再現できた (図 3.21)。

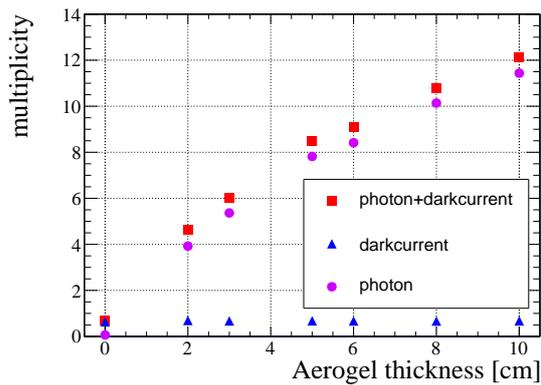


図 3.20: チェレンコフ光由来の多重度のエアロゲル厚さ依存性

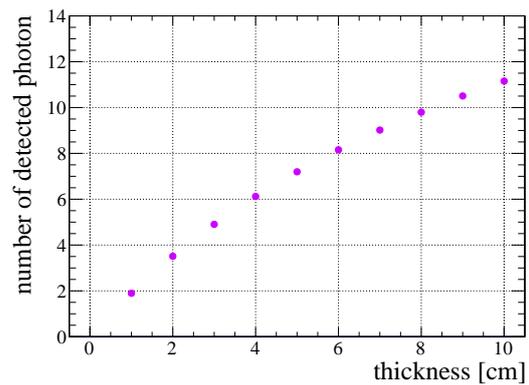


図 3.21: 数値計算による検出光子数のエアロゲル厚さ依存性。屈折率、透過率、MPPCの光検出効率、球面鏡の反射率の波長依存性を考慮している。

## 3.7 角度分解能のスキャン

### 3.7.1 観測された角度分布

エアロゲル厚さ 100 mm、ビームエネルギー 1060 MeV、トラッキング検出器間の距離 2006 mm、球面鏡回転角  $10^\circ$ 、光検出面回転角  $35^\circ$  の場合の暗電流を含めた角度分布と暗電流の角度分布をそれぞれ図 3.22, 3.23 に示す。チェレンコフ角を求める際にはビームのトラックの角度も考慮し、2.4.3 節で述べた方法を用いた。また、角度分布はイベント毎に平均をとったものではなく、分解能は 1 光子の分解能となる。図 3.22 から図 3.23 のヒストグラムを引くことで暗電流の寄与を除いたチェレンコフ角の分布を図 3.24 に示す。フィッティング関数はガウシアンである。ピーク部分の大角度部分はガウシアンでよくフィッティングできているが、185–195 mrad の領域でガウシアンからずれるテールが測定された。この小角度側のテールはエアロゲル 1 枚での測定や、各検出器要素の配置を変えたどの測定においても存在していた。また、Geant4 を用いて各検出器要素の配置を変えたシミュレーションを行ったが小角度側のテールは再現できず、この小角度側のテールの原因は不明である。以下の角度分解能のスキャンにおいてはテール部分を無視してピーク部分のみをガウシアンでフィットを行い、その  $\sigma$  で分解能の評価を行った。誤差はフィッティングのエラーを用いた。また、テール部分の影響を考慮した分解能として暗電流による寄与を除いた分布の二乗平均平方根 (Root Mean Square:RMS) を用いる。テール部分の粒子識別への影響については 4 章で評価を行う。エアロゲル 100 mm 厚での角度分布 (図 3.23) においてピーク部分のみのフィッティングから  $\sigma = 4.57$  mrad、RMS = 6.60 mrad となった。

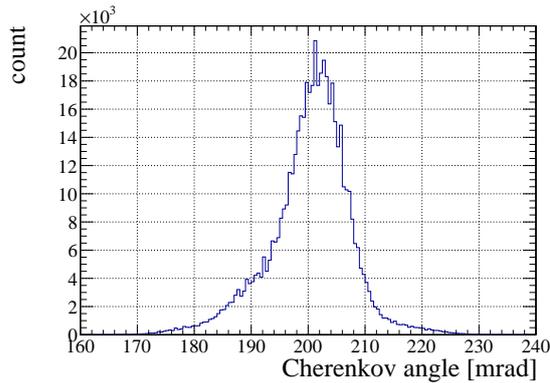


図 3.22: チェレンコフ角の分布。エアロゲル厚さ 100 mm、ビームエネルギー 1060 MeV、トラッキング検出器間の距離 2 m、球面鏡回転角  $10^\circ$ 、光検出面回転角  $35^\circ$  の場合の角度分布である。

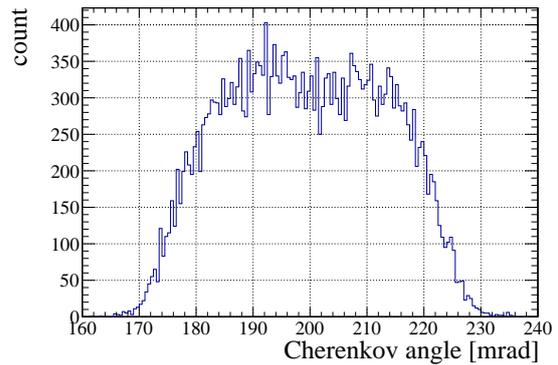


図 3.23: 暗電流の角度分布。エアロゲル厚さ 100 mm、ビームエネルギー 1060 MeV、トラッキング検出器間の距離 2 m、球面鏡回転角  $10^\circ$ 、光検出面回転角  $35^\circ$  の場合の角度分布である。

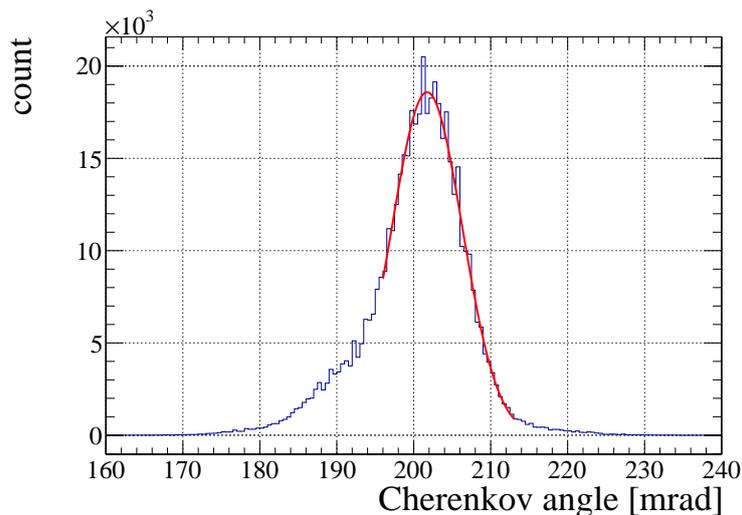


図 3.24: 図 3.22 から 3.24 を引き、暗電流の寄与を除いたチェレンコフ角の分布

### 3.7.2 設計上の角度分解能

本実験で用いたトラッキング検出器は  $x, y$  それぞれ 3 mm の精度で決定できるため、2 m 距離を離れた際の Tracking error は 1.50 mrad である。したがって、エアロゲル表面粗さの効果がなく、エアロゲルや空気での多重散乱の影響がない場合の設計上の角度分解能は表 2.5 の値を用いると 2.85 mrad となる。この値からの違いを各スキャン各スキャンによって測定し、分解能への影響を調査する。

Emission point error	0.08
Chromatic error	1.78
Pixel error	1.64
Tracking error	1.50
1 光子の角度分解能	2.85

### 3.7.3 光検出面の角度、球面鏡回転角依存性

光検出面の角度、球面鏡回転角を変化させることで、Emission point error を変化させる。Emission point error の値自体は他の error と比較し小さいため、分解能の変化は小さいと考えられる。

図 3.25, 3.26 にそれぞれ球面鏡回転角  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  の場合の角度分解能の光検出面の角度依存性を示す。測定条件はそれぞれの場合で

- 設計上の 1 光子の角度分解能 : 2.85 mrad
- ビームエネルギー : 777 MeV
- トラッキング検出器間の距離 : 2006 mm
- エアロゲル厚さ : 100 mm

である。球面鏡回転角  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  において Emission point error が最小となる  $35^\circ$  と  $53^\circ$  まわりで角度のスキャンを行った球面鏡回転角  $10^\circ$  において、角度分解能は光検出面の角度によらず一定である。一方、球面鏡回転角  $15^\circ$  の場合は球面鏡回転角  $10^\circ$  と比較して分解能が悪化している。また、球面鏡回転角  $15^\circ$  では光検出面の角度が大きくなっていくにつれて分解能が良くなっているが、Emission point error の変化では説明できない。この原因は特定できていない。

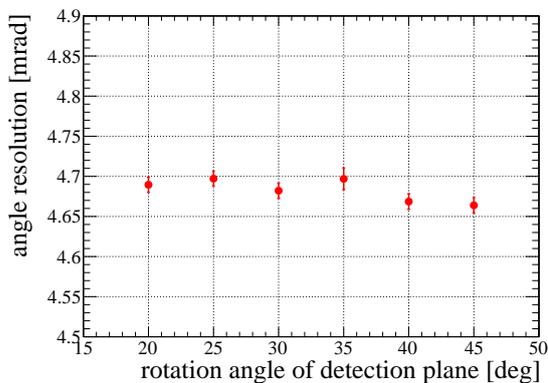


図 3.25: 球面鏡回転角  $10^\circ$  の場合の角度分解能の光検出面の角度依存性

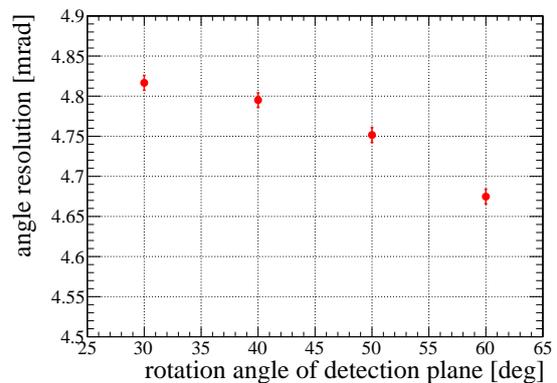


図 3.26: 球面鏡回転角  $15^\circ$  の場合の角度分解能の光検出面の角度依存性

### 3.7.4 エアロゲル厚さ依存性

エアロゲル厚さを変化させることでエアロゲル表面の粗さによる角度分解能への影響を調査を行った。角度分解能のエアロゲル厚さ依存性を図 3.28 に示す。測定条件は

- 設計上の 1 光子の角度分解能 : 2.85 mrad
- ビームエネルギー : 1060 MeV
- トラッキング検出器間の距離 : 2006 mm
- 球面鏡回転角 : 10°
- 光検出面の角度 : 35°

である。エアロゲルは上流から順に

- 10 mm (CBS4-6a)
- 10 mm (CBS4-6b)
- 10 mm (CBS4-6c)
- 20 mm (CBS4-4b)
- 10 mm (CBS4-6d)
- 20 mm (CBS4-4a)
- 20 mm (CBS4-5a)

と並べて使用し(図 3.27)、下流から順にエアロゲルを取り除きながら測定を行った。20 mm 厚で角度分解能が 4.38 mrad となっている青色の四角で表されている測定は CBS4-5a (20 mm 厚) 1 枚を用いた測定である。エアロゲルを重ねて使用することで分解能の悪化がみられたことからエアロゲル表面の通過回数に比例して分解能が悪化すると考えられる。したがって、表面のミクロな粗さによって屈折角が広がり、角度分解能の悪化原因となると考えられる。本試験に用いたエアロゲルでは特に 20 mm 厚を加えた際の分解能の悪化が大きくなっている。試験後にエアロゲル表面を確認した際、設置の作業でついたと思われる傷が確認され、特に CBS4-5a の表面には大きな傷があった(図 3.29)。20 mm 厚は過去の実験で良く用いられており、10 mm 厚と比較して表面の傷が多くなっていた。そのため、表面のミクロな粗さに加えて傷によって屈折角が広がったと考えられる。したがって、エアロゲルを設置する際には光が通過する面をなるべく傷つけないようにすることが重要であることが分かった。

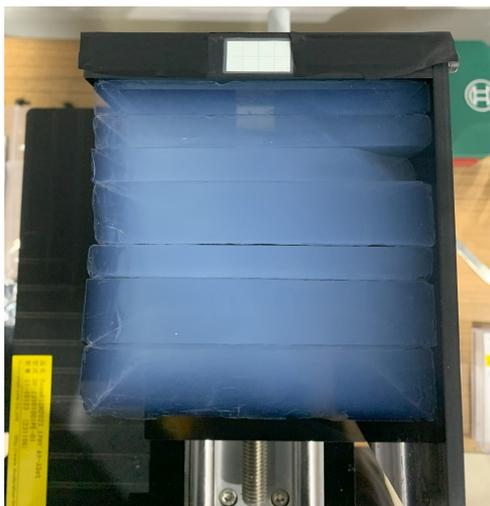


図 3.27: 100 mm 厚として使用した際のエアロゲル。上側がビーム上流である。

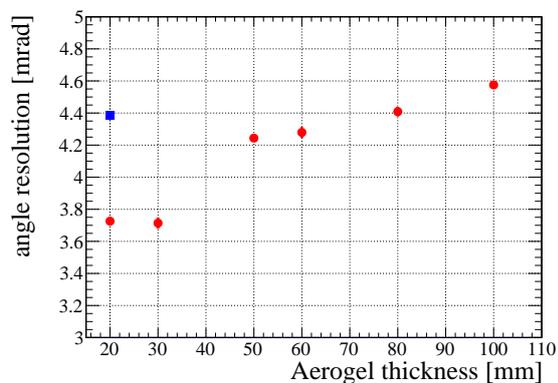


図 3.28: 角度分解能のエアロゲル厚さ依存性。青色の四角は 20 mm 厚のエアロゲル 1 枚での値である。

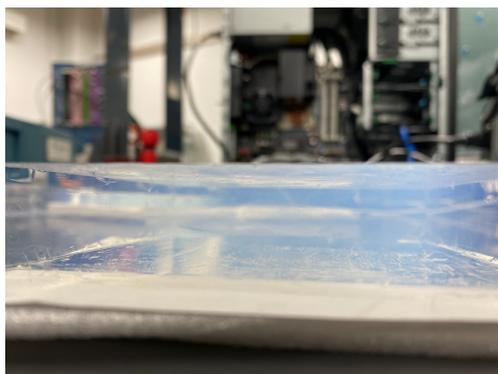


図 3.29: CBS4-5a。図 3.28 の青色の四角の測定で用いたエアロゲルで、底面部に傷が確認できる。

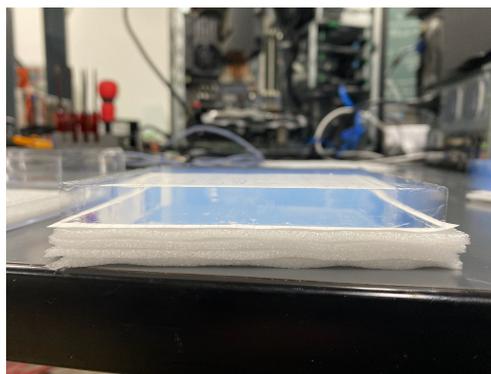


図 3.30: CBS6-1d。使用回数が少ないエアロゲルで、比較的傷が少ない。

### 3.7.5 ビームエネルギー依存性

ビームエネルギーを変化させることで多重散乱による角度分解能への影響を測定する。ビームエネルギーを 131, 264, 396, 526, 654, 888, 1060 MeV と変化させ測定を行った。その他の測定条件は

- 設計上の 1 光子の角度分解能 : 2.85 mrad
- エアロゲル厚さ : 100 mm
- トラッキング検出器間の距離 : 2006 mm
- 球面鏡回転角 : 10°

- 光検出面の角度：35°

である。角度分解能のビームエネルギー依存性を図 3.31 に示す。多重散乱による角度の広がり  $\theta_0$  は

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \log \left( \frac{x z^2}{X_0 \beta^2} \right) \right] \quad (3.7.1)$$

でよくあらわされる [27]。  $p, \beta c, z$  はそれぞれ荷電粒子の運動量、速さ、電荷であり、  $x, X_0$  はそれぞれ散乱体の物質の厚さと散乱長である。本試験で用いた電子ビームでは  $\beta \sim 1, z = 1$  であり、ビームエネルギースキャンにおいて  $x, X_0$  が一定であると考えられるため、  $\theta_0 \sim 1/p \sim 1/E$  となる ( $E$  はビームエネルギー)。測定された角度分解能においても  $\sigma \sim 1/E$  の関係がみられた。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \left( \frac{\sigma_1}{E} \right)^2} \quad (3.7.2)$$

でフィッティングを行い、  $\sigma_0 = 4.53 \pm 0.08 \text{ mrad}$ 、  $\sigma_1 = 1037 \pm 9 \text{ mrad} \cdot \text{MeV}$  の結果を得た。以上の結果から、多重散乱がない場合の角度分解能は  $4.53 \pm 0.08 \text{ mrad}$  と評価できた。

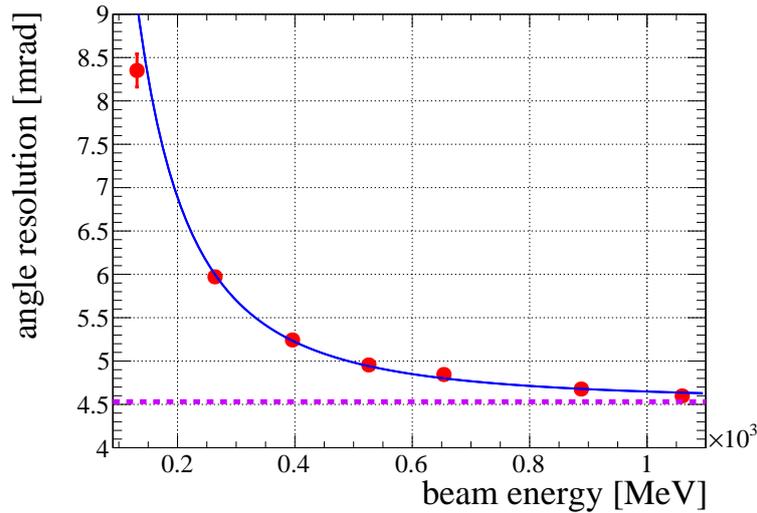


図 3.31: 1 光子あたりの角度分解能のビームエネルギー依存性。青線は  $\sqrt{\sigma_0^2 + (\sigma_1/E)^2}$  でのフィッティング曲線である。

### 3.7.6 トラッキング検出器間の距離依存性

トラッキング検出器間の距離を変化させることで Tracking error の変化、多重散乱の影響を確認する。上流のトリガーシンチレータ T1, T2 の位置を変えることでトラッキング検出器間の距離を変化させ測定を行った。測定を行ったトラッキング検出器間の距離は 3009 mm, 2509 mm, 2006 mm, 1505 mm の 4 点である。その他の測定条件は

- 設計上の 1 光子の角度分解能：2.85 mrad
- エアロゲル厚さ：100 mm

- ビームエネルギー：1060 MeV
- 球面鏡回転角：10°
- 光検出面の角度：35°

である。角度分解能のトラッキング検出器間の距離依存性を図 3.32 に示す。トラッキング検出器間の距離が小さくなるに従い、Tracking error が大きくなる効果がみられている。逆に距離が大きくなれば Tracking error が小さくなるが、空気による多重散乱の影響が大きくなり角度分解能が悪化すると考えられる。

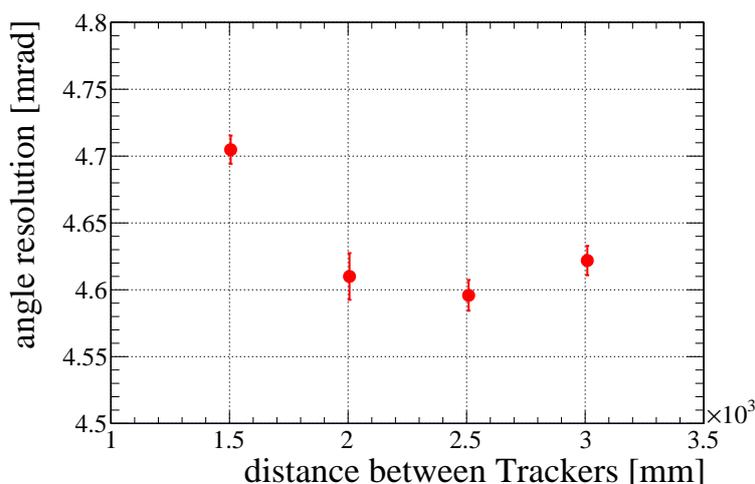


図 3.32: 1 光子あたりの角度分解能のトラッキング検出器間の距離依存性

### 3.8 考察・結論

ELPH における陽電子ビームを用いた性能評価実験を行い、角度分解能の評価を行った。角度分布において原因の特定できない小角度側へのテールが観測されたが、ピーク部分をガウシアンフィットすることで分解能を評価した。光検出面の角度を変えた測定により、分解能が大きく変化しないことを確認し、ビームエネルギーを変えた測定により多重散乱の影響を確認した。特に、エアロゲルを重ねることでエアロゲル表面粗さによる分解能の悪化が顕著にみられた。これらの各スキャンによって、分解能への影響を評価した。1 光子の角度分解能への寄与の内訳を表 3.2 に示す。本実験におけるエアロゲル 100 mm 厚での分解能は  $4.57 \pm 0.01$  mrad であり、(3.7.1) 式によるフィッティングの結果から多重散乱の影響を除いた角度分解能は  $4.53 \pm 0.08$  mrad である。したがって、その他の分解能悪化の影響として  $\sqrt{4.53^2 - 2.85^2} = 3.52$  mrad の寄与がみられる。

特に 3.52 mrad の寄与の中でもエアロゲル表面粗さによる角度分解能への影響が最も大きいと考えられる。エアロゲルの表面粗さは製造過程に起因する可能性もあるが、丁寧な取り扱いや重ね方の開発によって改善できる余地もあると考えられる。次章では本実験で得られた角度分解能に基づいて、シミュレーションによって  $\pi 20$  ビームラインにおける Beam-RICH 検出器の粒子識別性能の評価を行った。

表 3.2: 本実験におけるエアロゲル 100 mm 厚での 1 光子の角度分解能  
分解能 [mrad]

Emission point error	0.08
Chromatic error	1.78
Pixel error	1.64
Tracking error	1.50
多重散乱の影響	0.60
その他の影響	3.52
1 光子の角度分解能	4.57

## 第4章 Geant4 による角度分解能の再現と $\pi 20$ ビームラインにおける粒子識別能 の評価

性能評価試験で実機の角度分解能を評価することができたため、これを再現する Geant4 シミュレーションを製作し、 $\pi 20$  ビームラインにおける Beam-RICH 検出器の  $\pi, K$  の粒子識別性能を評価を行った。ELPH での実験の分解能を再現するようなエアロゲル表面の効果を Geant4 によるシミュレーションに取り込み、ビーム光学や粒子数比を考慮したシミュレーションを行った。LHCb において開発された手法 [28] を用いて粒子識別を行い、実験でのピーク部分の分解能を再現した場合の粒子識別性能を評価した。加えて、小角度側のテールが存在する場合の粒子識別性能についても評価を行った。

### 4.1 Geant4 による分解能の再現

Geant4 によるシミュレーションにおいて ELPH での実験で用いた各検出器の再現を行った (図 4.1)。上流のトリガーシンチレータ T1 & T2 は  $x, y$  方向 3 mm、 $z$  方向 6 mm のシンチレータ、下流のトリガーシンチレータ T3 は  $x, y$  方向 60 mm、 $z$  方向 10 mm のシンチレータとした。ビームプロファイルモニターは 3 mm 角、長さ 48 mm のシンチレータを  $x, y$  方向それぞれに 16 本並べ、有感領域が一致するようにした。MPPC アレイは浜松ホトニクス of データシート [20] を参考に同じの寸法のもを配置した。光検出効率についてはオーバー電圧  $V_{ov} = 4.5$  V で  $V_{ov} = 3$  V の 1.2 倍となることを考慮し、各波長でデータシート ( $V_{ov} = 3$  V) の値の 1.2 倍とした。暗電流レートについては全チャンネル共通で 3.6.2 節で求めた 0.176 MHz を用いた。エアロゲルの屈折率、透過率は 2.3.3 節で行ったフィッティングの結果を用いた。また散乱光を遮るため、エアロゲルの周りにケースを設置した。多重散乱は電子相互作用をシミュレーションに入れることで再現を行った。Geant4 においてチェレンコフ光は G4OpticalPhoton のクラスを用いて表現される。G4OpticalPhoton には物質境界面での反射、屈折や吸収、散乱を扱うことができる。特に物質境界面での反射、屈折については G4OpticalSurface を用いてパラメータ調整を行うことができる。反射、屈折のモデルとして UNIFIED モデルを用いる際には  $\sigma_\alpha$  というパラメータを用いて表面の粗さを表現することができる。図 4.2 に示す通り、 $\sigma_\alpha$  は平均的な表面からのマイクロな凹凸の影響を乱数によって表現する。特に屈折光では平均的な表面での屈折角から  $\sigma_\alpha$  によって屈折角が広がる。このモデルを用いてエアロゲルを重ねた際の分解能の悪化を再現した。

#### 4.1.1 現時点で予想される最良の分解能の再現

エアロゲル厚さを変化させて測定した際の分解能 (図 3.28) から現時点では 20 mm 厚のエアロゲルと比較すると 10 mm 厚のエアロゲルの方が分解能を悪化させにくいことがわかる。

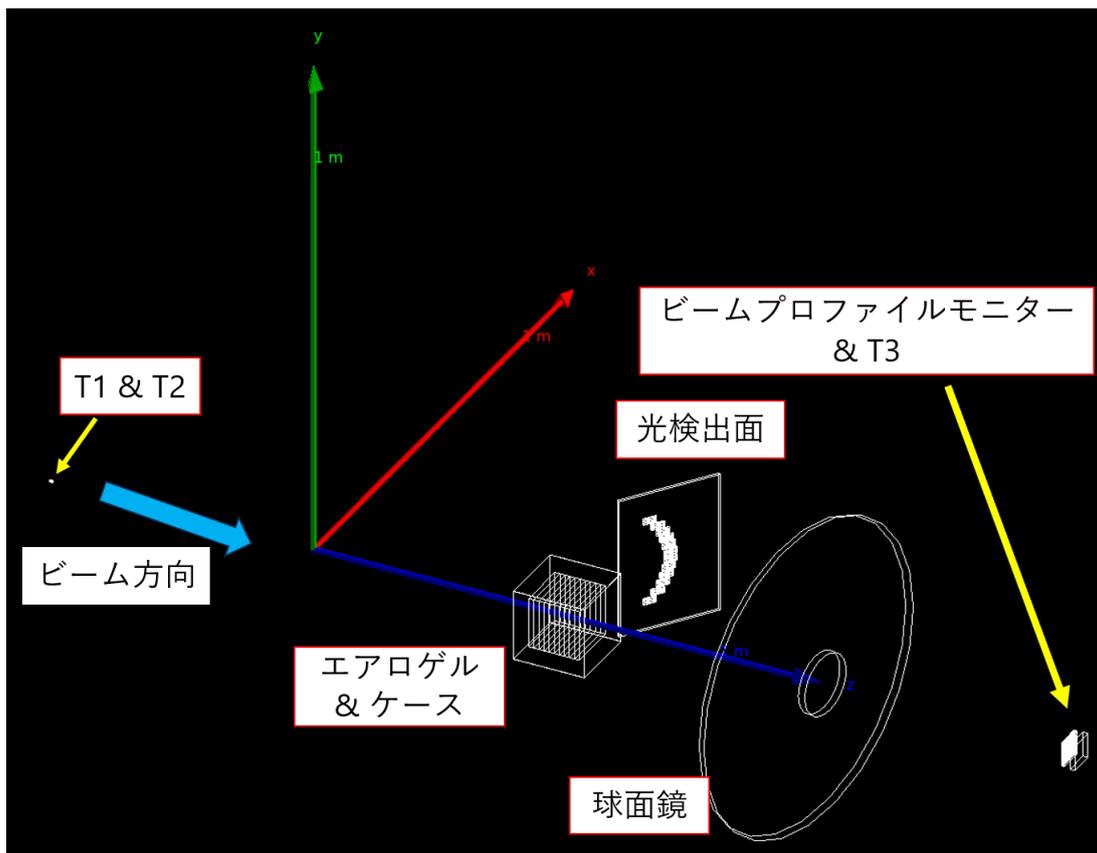


図 4.1: Geant4 による ELPH での実験の再現

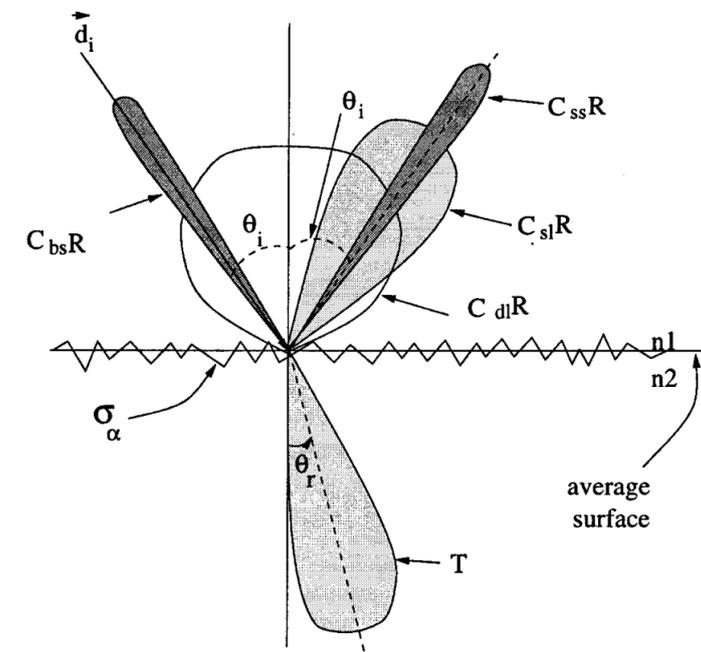


図 4.2: G4OpticalSurface の UNIFIED モデルによる反射、屈折の概略図 [29]。 $\sigma_\alpha$  は平均的な表面からのずれを表す。 $C_{ss}R$  が鏡面反射、 $C_{sl}R$  が表面の粗さにより広がった反射、 $C_{bs}R$  が後方反射、 $C_{dl}R$  が乱反射、 $T$  が屈折を表している。エアロゲル表面の粗さは通過した光の屈折角  $\theta_r$  の広がりに影響する。

そのため、現実的な分解能を良くする方法として 10mm 厚を 10 枚用いる方法を考える。

ここで多重散乱の寄与を除く分解能の悪化がエアロゲル表面の粗さ、つまり  $\sigma_\alpha$  の影響であると仮定する。30 mm 厚 (10 mm×3 枚) の場合の分解能 3.7 mrad を再現する  $\sigma_\alpha$  の値は  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad である (図 4.3)。この時のピーク部分のガウシアンフィットでの分解能は  $\sigma_\theta = 3.69 \pm 0.03$  mrad である。 $\sigma_\alpha = 0.075$  rad の値を用いて 100 mm 厚 (10 mm×10 枚) の場合の角度分解能を求めると  $\sigma_\theta = 4.33 \pm 0.02$  mrad である。エアロゲルを 10 枚用いると表面での散乱回数が増えるが、今回の 100 mm 厚での実験値  $4.57 \pm 0.10$  mrad と比較して 20mm 厚を用いる際より分解能が良くなる。したがって、エアロゲルを 100 mm 厚で用いる際の最良の分解能は 10 mm 厚を 10 枚用いる場合であると考えられる。以上より 10 mm 厚のエアロゲルを 10 枚用いるとして粒子識別性能の評価を行うこととした。小角度側のテールがない場合において、エアロゲルの表面の効果として  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad を用いて粒子識別性能の評価を行った。

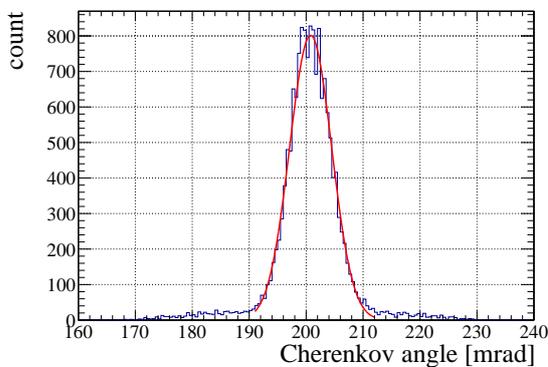


図 4.3:  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad、30 mm 厚 (10 mm×3 枚) の際の角度分布

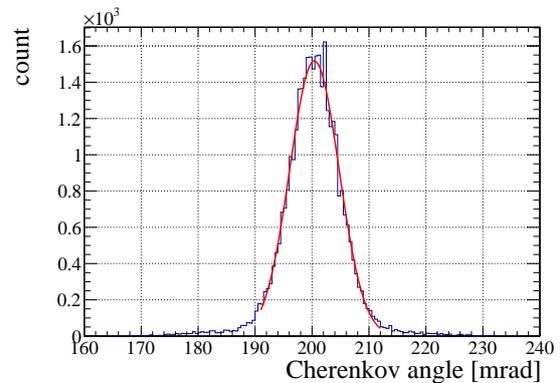


図 4.4:  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad、100 mm 厚 (10 mm×10 枚) の際の角度分布

#### 4.1.2 小角度側のテール部分を考慮した分解能の再現

小角度側のテール構造は測定条件によらず存在する。 $\pi^-$ ,  $K^-$  の識別において  $\pi^-$  の小角度側の角度分布が  $K^-$  の分布に重なってくる。そのため、 $\pi^-$  の誤識別率を 0.03 % 以下にする際には  $K^-$  の検出効率が低くなると考えられる。したがって、小角度側のテール構造による粒子識別性能への影響の調査が必要である。

テールはエアロゲルの厚さに依存しないため小角度側のテールの原因はエアロゲルの表面の粗さではないが、便宜的に  $\sigma_\alpha$  を変化させ 100 mm 厚での実験値  $\text{RMS} = 6.60$  mrad の値を再現する。100 mm 厚での実験値を再現するような  $\sigma_\alpha$  の値として  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad を選択し、その時の角度分解能は  $\sigma_\theta = 6.65 \pm 0.03$  mrad であった。その際の角度分布を図 4.6 に示す。 $\pi^-$  のテールの評価はこの角度分布の分解能を用いて行った。

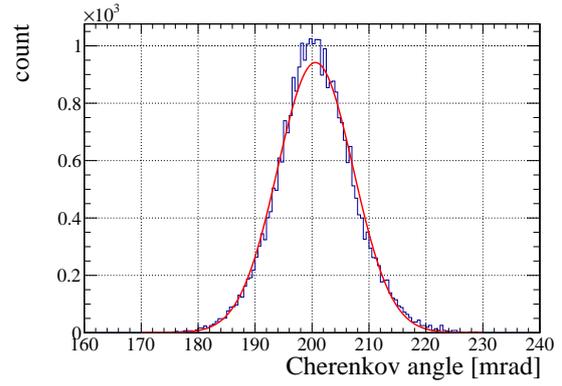
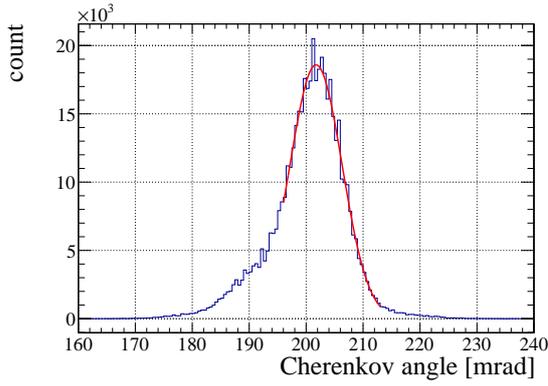


図 4.5: エアロゲル 100 mm 厚での角度分布    図 4.6:  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad、100 mm 厚 (10 mm×10 枚) の際の角度分布

## 4.2 粒子識別の方法 “Global approach”

粒子識別は 1 イベントで測定された角度分布を用いて行う。本研究では粒子識別の方法として LHCb において開発された “Global approach” [28] を用いる。Global approach では別の検出器からトラックが与えられた際に、トラックの粒子の種類の変えながら各チャンネルでの検出光子数の期待値を計算する。その期待値を用いて対数尤度を計算し、対数尤度の差からトラックの粒子の種類を求めることで粒子識別を行う。一般に各粒子に対する角度分解能がよくなるほど、真の粒子と他の仮定した粒子とで計算された対数尤度の差が大きくなり、識別性能が上がる。検出光子数の増加によっても対数尤度の差が大きくなる。以下に計算の概要を示す。光検出器の全チャンネル数を  $M^{\text{tot}}$ 、別のトラッキング検出器によって引かれたトラック数を  $N$  とする。各トラックの粒子の種類の変え  $\vec{h} = (h_1, h_2, \dots, h_N)$  を与えることで  $i$  番目 ( $i = 1, 2, \dots, M^{\text{tot}}$ ) のチャンネルで期待される検出光子数  $\nu_i(\vec{h})$  を計算することができる。

$$\nu_i(\vec{h}) = \sum_{j=1}^N a_{ij}(h_j) \quad (4.2.1)$$

ここで  $a_{ij}$  はチャンネル  $i$  で粒子を  $h_j$  と仮定した  $j$  番目のトラックから期待される検出光子数である。 $\nu_i$  を用いて event likelihood は

$$\mathcal{L}(\vec{h}) = \prod_{i=1}^{M^{\text{tot}}} \mathcal{P}_{\nu_i(\vec{h})}(n_i) = \prod_{i=1}^{M^{\text{tot}}} \frac{e^{-\nu_i(\vec{h})} \nu_i(\vec{h})^{n_i}}{n_i!} \quad (4.2.2)$$

と表される。 $n_i \in \mathbb{N} \cup \{0\}$  はチャンネル  $i$  で実験的に測定された検出光子数である。したがって、event likelihood の対数 (対数尤度; log-likelihood) を求めると、

$$\begin{aligned} \log \mathcal{L}(\vec{h}) &= \sum_{i=1}^{M^{\text{tot}}} \left[ -\nu_i(\vec{h}) + n_i \log \nu_i(\vec{h}) - \log n_i! \right] \\ &= -\sum_{j=1}^N \mu_j(h_j) + \sum_{i=1}^{M^{\text{tot}}} n_i \log \sum_{j=1}^N a_{ij}(h_j) - \sum_{i=1}^{M^{\text{tot}}} \log n_i! \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

となる。 $\mu_j = \sum_i a_{ij}$  は粒子を  $h_j$  と仮定した  $j$  番目のトラックから期待される全検出光子数である。また、 $\sum_i \log n_i!$  は粒子識別において対数尤度の差を用いるため、 $\vec{h}_j$  に依存しないため 0 としてもよい。 $a_{ij}$  はチャンネル  $i$  での検出効率  $\varepsilon_i$ 、粒子を  $h_j$  と仮定した  $j$  番目のトラックからチャンネル  $i$  に届く光子数  $b_{ij}$  を用いて  $a_{ij} = \varepsilon_i b_{ij}$  と書ける。 $b_{ij}$  は

$$b_{ij} = \lambda_i(h_j) \iint_{\text{pixel } i} d\theta d\phi f_{h_j}(\theta, \phi) \quad (4.2.4)$$

と書け、 $\lambda_i(h_j)$  は粒子を  $h_j$  と仮定した  $j$  番目のトラックから放出される全光子数、 $f_{h_j}$  は粒子を  $h_j$  と仮定した  $j$  番目のトラックから  $(\theta, \phi)$  方向に放出される確率である。1 チャンネルが十分に小さい場合には

$$\begin{aligned} b_{ij}(h_j) &\simeq \lambda_i(h_j) f_{h_j}(\theta_{ij}, \phi_{ij}) \iint_{\text{pixel } i} d\theta d\phi \\ &\simeq \lambda_i(h_j) f_{h_j}(\theta_{ij}, \phi_{ij}) \frac{4A}{R^2 \theta_{ij}^2} \end{aligned} \quad (4.2.5)$$

と近似できる。 $A$  は 1 チャンネルの面積、 $R$  は球面鏡の曲率半径であり、 $(\theta_{ij}, \phi_{ij})$  は  $j$  番目のトラックから見たチャンネル  $i$  の中心の  $(\theta, \phi)$  である。また、 $f_{h_j}(\theta, \phi)$  として以下の正規分布を仮定した確率を用いる。

$$f_{h_j}(\theta, \phi) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma(\theta)} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\theta - \theta_c(h_j)}{\sigma(\theta)} \right)^2 \right] \quad (4.2.6)$$

ここで  $\theta_c(h_j)$  は粒子を  $h_j$  と仮定した  $j$  番目のトラックのチェレンコフ角、 $\sigma(\theta)$  は角度分解能である。(4.2.6) 式を用いる際には  $\phi$  依存性はない。

以上のように計算された log-likelihood を最大化するような粒子の種類の仮定  $\vec{h}$  を求めることで粒子識別を行う。最大化する際に全ての粒子の組み合わせを計算すると、計算量が指数関数的に増加してしまう。したがって、最大化をする際には計算量を減らす工夫が必要となる。LHCb やグザイバリオン分光実験で最も多い粒子は  $\pi$  である。したがってまず初めに全ての粒子を  $\pi$  と仮定し log-likelihood を計算する。その後、1 つのトラックのみ粒子の種類の仮定を変え log-likelihood を計算する。それを  $N$  トラック分行い、最も log-likelihood を増加させた粒子の種類の仮定を特定し、以降の計算においてはそのトラックの粒子の種類の仮定を固定値とする。これを繰り返すことにより log-likelihood の最大化を行う。

## 4.3 $\pi 20$ ビームラインにおける角度分解能

### 4.3.1 $\pi 20$ ビームラインの実験条件を再現するシミュレーション設定

$\pi 20$  ビームラインでは 1 mm 幅のシンチレーションファイバーを用いたトラッキング検出器を使用する予定である。したがって  $\pi 20$  ビームラインを Geant4 で再現する際には  $x, y$  それぞれ 1 mm の精度で測定可能なトラッキング検出器を用いた。また、ビーム出口からターゲットの間に設置するため、 $z$  軸方向の大きさ制限がある。そのため、上流のトラッキング検出器を  $z = 0$  mm、下流のトラッキング検出器を  $z = 1500$  mm の位置に配置し、トラッキング検出器間の距離は 1500 mm とした。 $\pi 20$  ビームラインにおけるビームの広がりには図 4.7 のように計算されている。Geant4 によるシミュレーションではビーム粒子の初期条件として  $x, y$  は  $\sigma = 2$  cm のガウス広がり、 $x', y'$  は  $\sigma = 5$  mrad のガウス広がりを用い

た。ビームの運動量分解能は Dispersive Focal Plane に 1 mm の位置分解能をもつ検出器を設置し、 $\sigma_p/p = 0.1\%$  を実現する。したがって Geant4 によるシミュレーションには中心運動量に対し  $\sigma = 0.1\%$  の広がりを加えた。

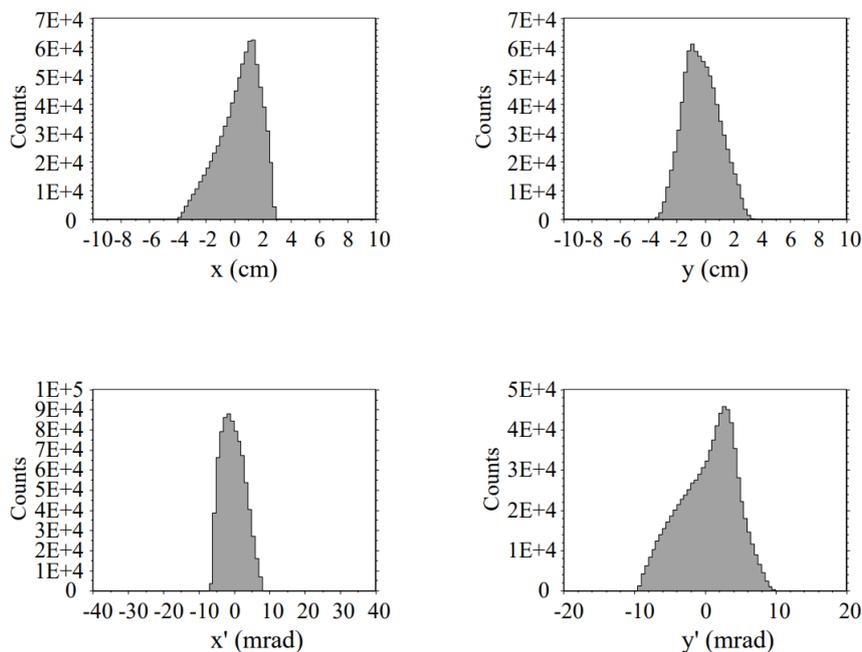


図 4.7:  $\pi 20$  ビームラインで想定されるビームプロファイル [5]

#### 4.3.2 小角度側のテールを考慮しない場合の角度分解能

エアロゲルの表面の粗さを表す量  $\sigma_\alpha$  を 0.075 rad とし、エアロゲルを 100 mm 厚 (10 mm 厚  $\times$  10 枚) で用いた際の各粒子に対する 1 光子の角度分解能を求める。5, 6 GeV/c のビームを用いる際には図 2.32 で示す MPPC アレイの配置を用いる。それぞれの運動量の  $K^-$  に対してアクセプタンスが大きくなるように光検出面を平行移動させる。また、7, 8.5 GeV/c のビームを用いる際には ELPH での実験でも用いた図 2.32 の配置を用いる。

各粒子に対する 1 光子の角度分解能を図 4.8 に示す。 $\pi, p$  に対する分解能が運動量によって上下するのは  $K$  のチェレンコフリングの測定に最適化して MPPC の位置を合わせていることによって  $\pi, p$  によるチェレンコフ光の一部がとれないためである (図 4.9, 4.10)。そのため、実質的な分解能が良くなっている。また、5 GeV/c、6 GeV/c の  $p$  ではチェレンコフ光が測定できない。そのため分解能の値を 0 mrad とした。これらの値を (4.2.6) 式の  $\sigma(\theta)$  に用いてそれぞれの粒子でシミュレーションを行ったデータから log-likelihood を計算した。

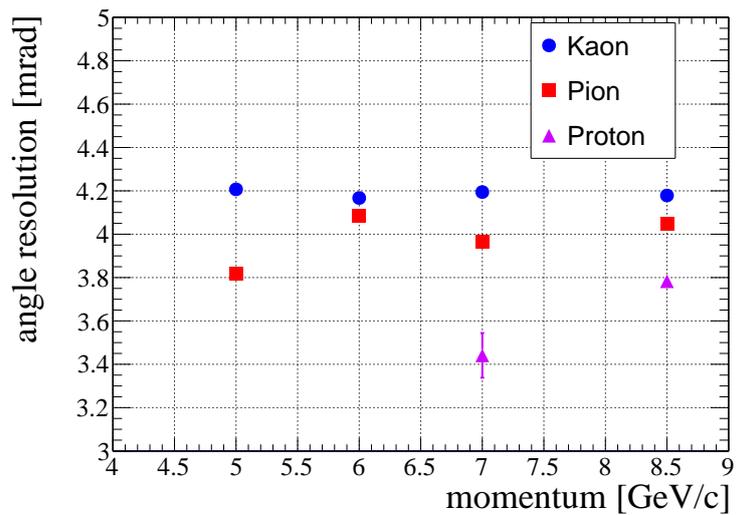


図 4.8: 小角度側のテールを考慮しない場合に  $\pi^0$  ビームラインで想定される各粒子に対する角度分解能

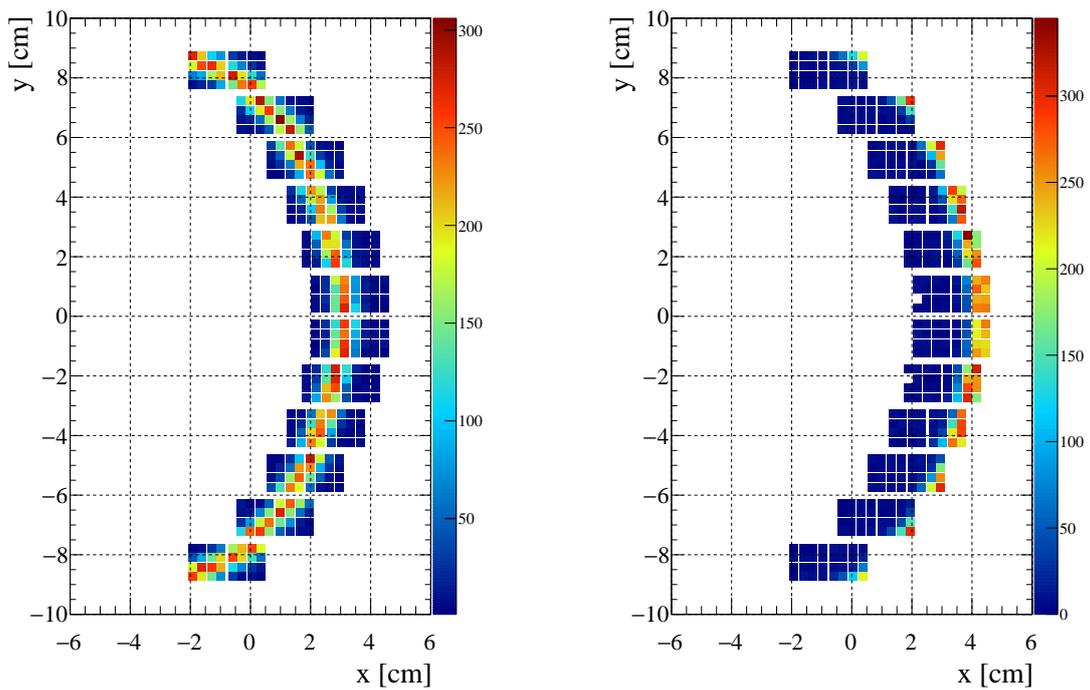


図 4.9: 5 GeV/c の  $K^-$  場合のヒットマップ 図 4.10: 5 GeV/c の  $\pi^-$  場合のヒットマップ

#### 4.3.3 小角度側のテールの影響を考慮した場合の分解能

実験で測定された角度分布においてピークより右側にはテール構造が見られなかったため、 $K^-$  のシミュレーションデータを作成する際には  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad を用いた。一方、 $\pi^-$  の角

度分布における小角度側のテールを評価する際には  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad の値を用いた。8.5 GeV/c における  $\pi^-$ ,  $K^-$  のチェレンコフ角の分布を図 4.11 に示す。 $K^-$  は  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad、 $\pi^-$  は  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad で行ったシミュレーションである。図 4.11 で示される通り、 $\pi^-$  の角度分布が広がり、 $K^-$  のピーク部分に重なってきている。 $\pi^-$  の角度分布の広がりによる粒子識別への影響を調査した。log-likelihood を計算する際の分解能には  $K^-$  は  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad、 $\pi^-$  は  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad での分解能を用いた。

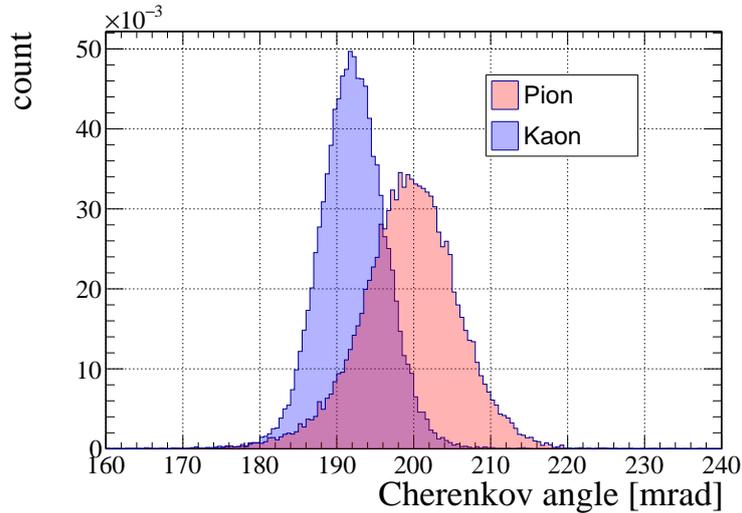


図 4.11: 8.5 GeV/c での  $\pi^-$ ,  $K^-$  のチェレンコフ角の分布。 $K^-$  は  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad、 $\pi^-$  は  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad でシミュレーションを行い、エントリー数で規格化している。

$\sigma_\alpha = 0.14$  rad での  $\pi$ 20 ビームラインにおける  $\pi$  に対する角度分解能を図 4.12 に示す。運動量によって分解能が上下するのは前述の通り、 $K^-$  のチェレンコフリングに合わせて MPPC を配置しているためである。

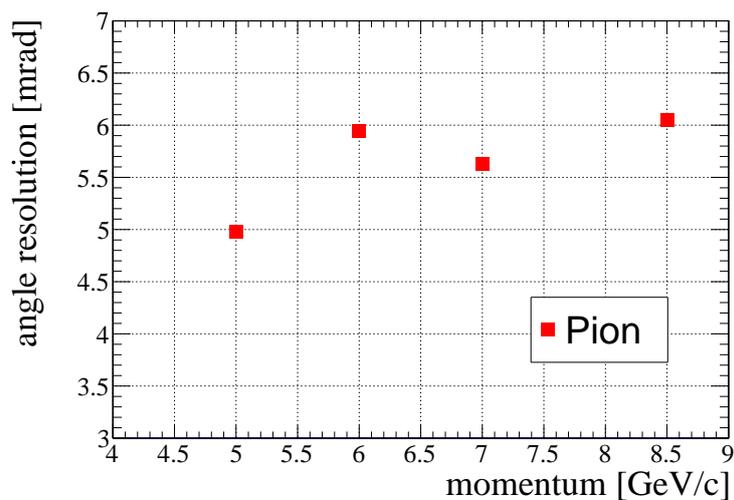


図 4.12: 小角度側のテールを考慮した場合に  $\pi$ 20 ビームラインで想定される  $\pi^-$  に対する角度分解能

#### 4.4 小角度側のテールを考慮しない場合の粒子識別性能

エアロゲルの表面の粗さを表す量として  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad を用いて、5.0, 6.0, 7.0, 8.5 GeV/c の  $\pi, K$  をビームとしたシミュレーションを行い粒子識別性能を評価した。図 4.8 で示される 1 光子の角度分解能を用いて log-likelihood を計算した。粒子識別を行う際にはそれぞれの粒子を仮定した場合の log-likelihood の差 DLL (Difference in Log-Likelihood) を用いる。このときある DLL のカット条件  $N$  を決め  $DLL(K - \pi) > N$  となる粒子を  $K$ 、 $DLL(K - \pi) < N$  となる粒子を  $\pi$  と識別する。5.0 GeV/c の  $\pi^-, K^-$  に対する  $DLL(K - \pi)$  を図 4.13 に示す。それぞれ横軸のどの部分でカットを行うかによって  $\pi^-$  の誤識別率 ( $\pi^-$  を  $K^-$  と間違える割合)、 $K^-$  の検出効率を求めることができる。それぞれの  $DLL(K - \pi)$  の値での 1 イベントのヒットマップを図 4.14 に示す。DLL( $K - \pi$ ) の値が -51.1、51.3 のヒットマップではそれぞれ  $\pi^-, K^-$  の予想されるリングイメージ付近にヒットが集中していることがわかる。一方で、DLL( $K - \pi$ )=3.45 のヒットマップでは  $\pi^-, K^-$  の予想されるリングイメージの両方にヒットがみられ、どちらの粒子が通過したかの判断が難しくなっている。Global approach ではこのようなヒットマップに対しても“ $\pi$ らしさ”、“ $K$ らしさ”を定量的に評価可能である。

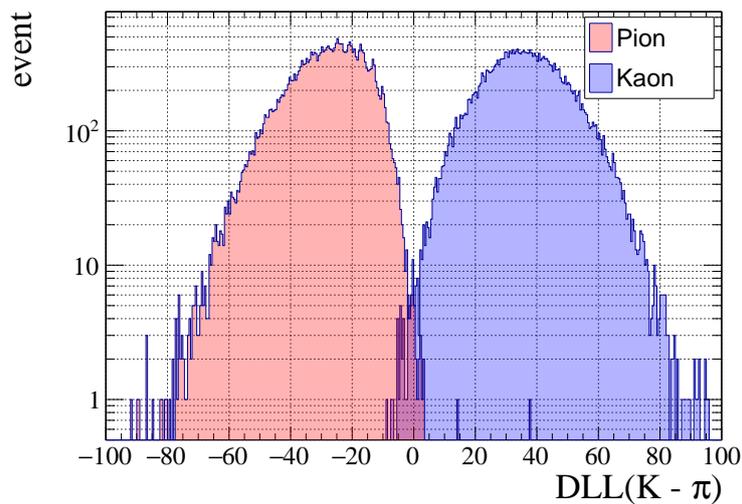


図 4.13: 小角度側のテールを考慮しない場合の 5 GeV/c の  $\pi^-, K^-$  ビームに対する  $DLL(K - \pi)$

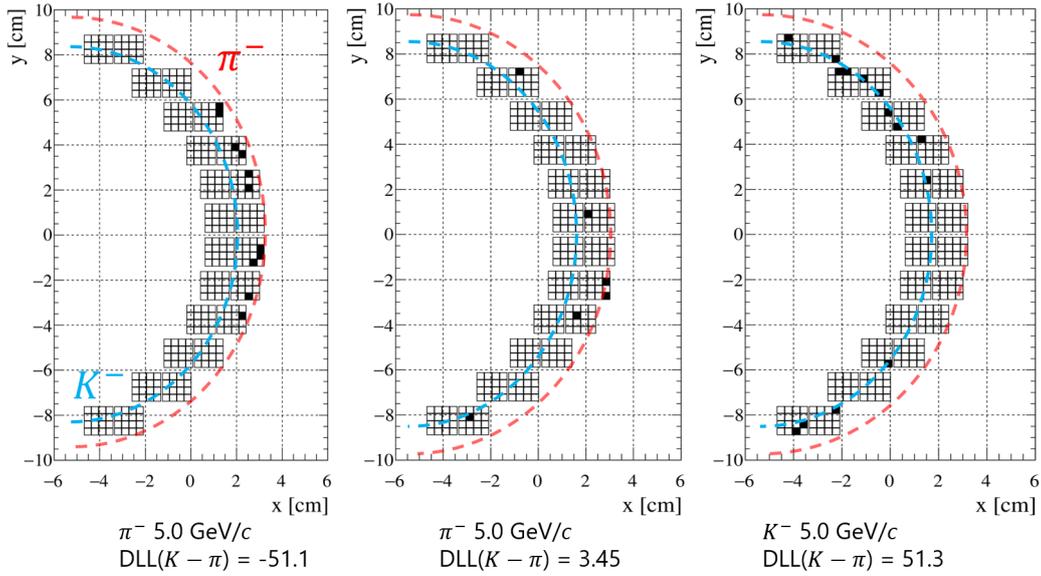


図 4.14:  $DLL(K - \pi)$  の値に対応した 1 イベントのヒットマップ

以下にそれぞれの運動量における  $DLL(K - \pi)$  のカットの値を変えた際の  $K^-$  の検出効率、 $\pi^-$  の誤識別率を示す。それぞれの図における紫の点線は要求性能である  $\pi^-$  の誤識別率 0.03 % 以下となるカットの値である。

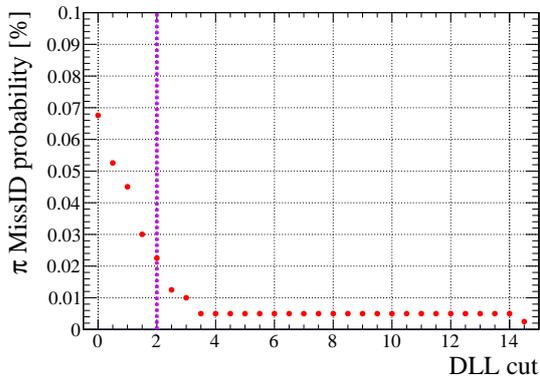


図 4.15: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $\pi$  ビーム 5 GeV/c に対する誤識別率

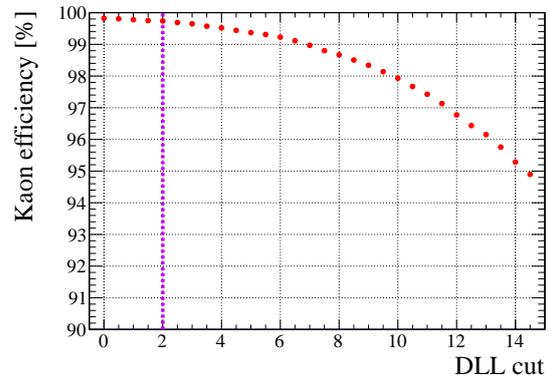


図 4.16: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $K^-$  ビーム 5 GeV/c に対する  $K^-$  の検出効率

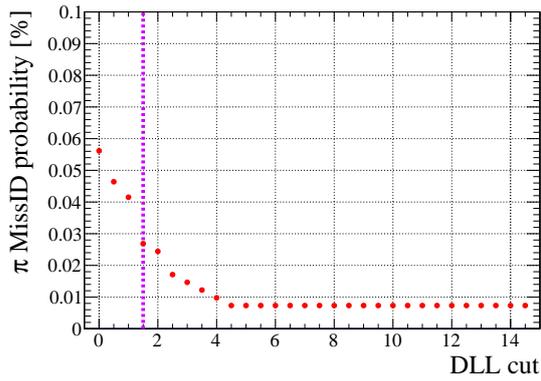


図 4.17: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $\pi$  ビーム  $6 \text{ GeV}/c$  に対する誤識別率

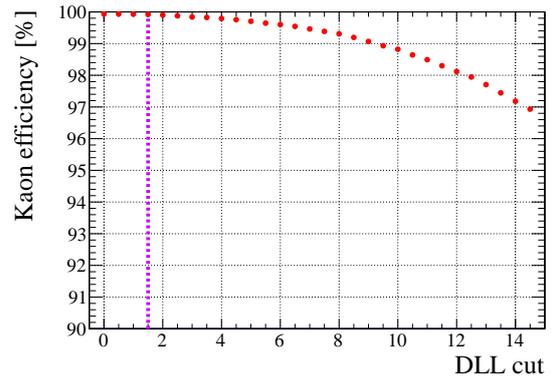


図 4.18: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $K^-$  ビーム  $6 \text{ GeV}/c$  に対する  $K^-$  の検出効率

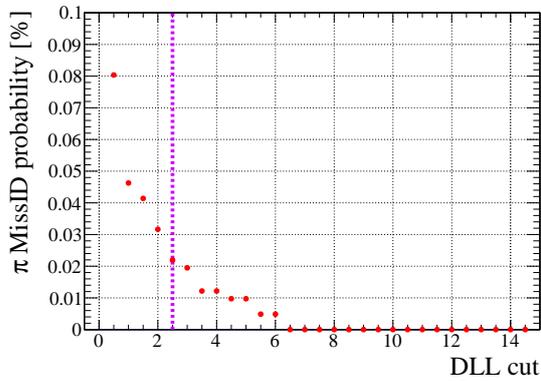


図 4.19: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $\pi$  ビーム  $7 \text{ GeV}/c$  に対する誤識別率

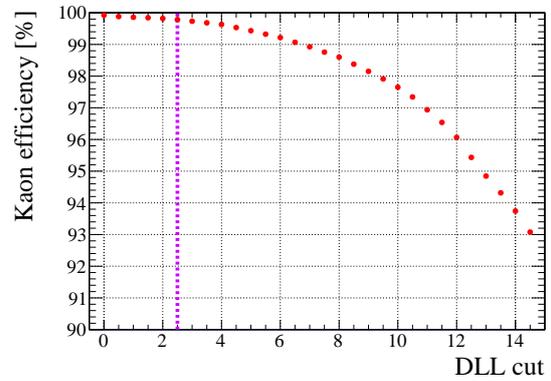


図 4.20: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $K^-$  ビーム  $7 \text{ GeV}/c$  に対する  $K^-$  の検出効率

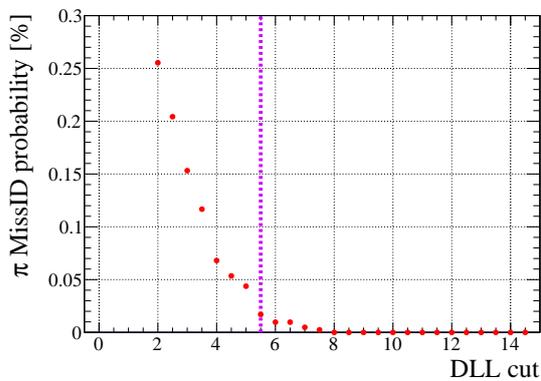


図 4.21: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $\pi$  ビーム  $8.5 \text{ GeV}/c$  に対する誤識別率

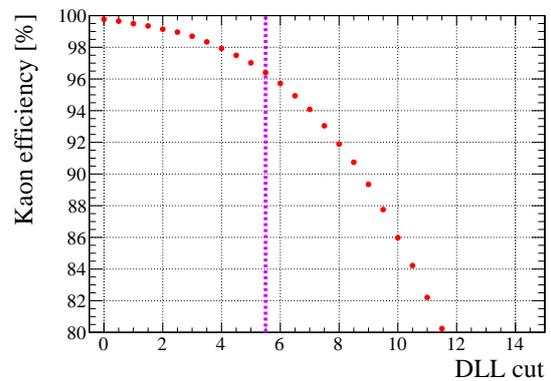


図 4.22: 小角度側のテールを考慮しない場合の  $K^-$  ビーム  $8.5 \text{ GeV}/c$  に対する  $K^-$  の検出効率

以上の計算から各運動量で  $\pi^-$  の誤識別率 0.03 % 以下となる際の  $K^-$  の検出効率を図 4.23 に示す。ELPH における実験から想定される最良の角度分解能において  $\pi^-$  の誤識別率 0.03 % 以下で 5.0, 6.0, 7.0 GeV/c の運動量では  $K^-$  の検出効率 99.5 % 以上、8.5 GeV/c においても 96.4 % を達成できることが分かった。

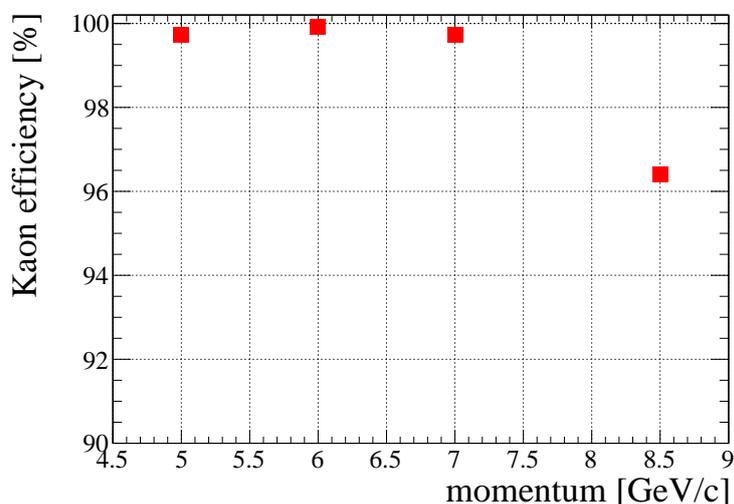


図 4.23:  $\pi$ 20 ビームラインで想定される  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad の場合の  $K^-$  の検出効率

#### 4.5 小角度側のテールの影響を考慮した粒子識別性能

$\pi^-$  の粒子識別を行うデータとして  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad の場合のシミュレーションデータを用いて小角度側のテールの影響を評価した。 $K^-$  の粒子識別を行うデータには  $\sigma_\alpha = 0.075$  rad を用いる。一方で、 $K^-$  ビームのデータに対して log-likelihood を計算する際の  $\pi^-$  の分解能は  $\sigma_\alpha = 0.14$  rad での値を用いた。 $\pi^-$  の分布を広げた際の DLL( $K-\pi$ ) のカットの値を変えた際の  $K^-$  の検出効率、 $\pi^-$  の誤識別率を示す。それぞれの図における紫の点線は要求性能である  $\pi^-$  の誤識別率 0.03 % 以下となるカットの値である。

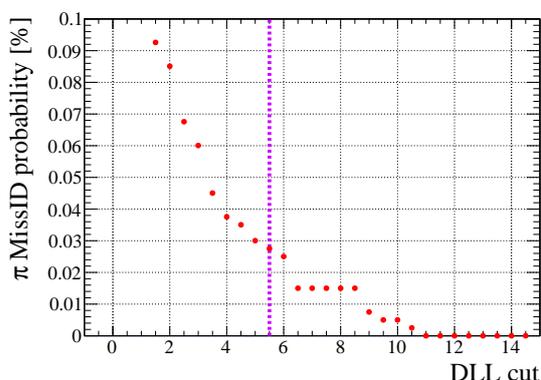


図 4.24: 小角度側のテールを考慮した際の  $\pi$  ビーム 5 GeV/c に対する誤識別率

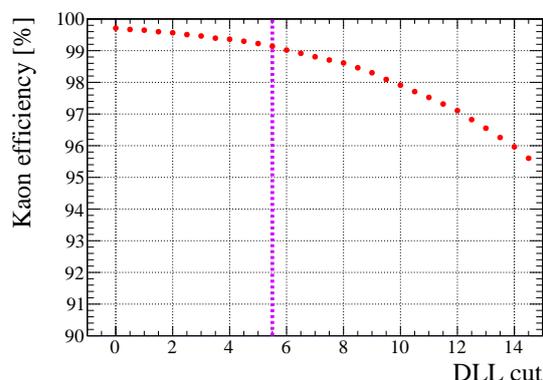


図 4.25: 小角度側のテールを考慮した際の  $K^-$  ビーム 5 GeV/c に対する  $K^-$  の検出効率

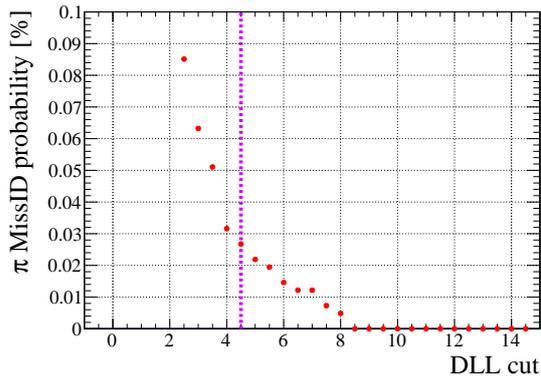


図 4.26: 小角度側のテールを考慮した際の  $\pi$  ビーム 6 GeV/c に対する誤識別率

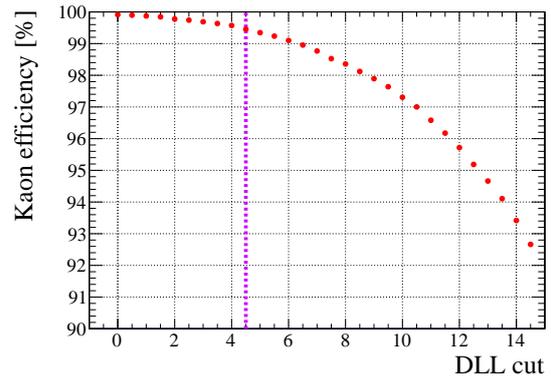


図 4.27: 小角度側のテールを考慮した際の  $K^-$  ビーム 6 GeV/c に対する  $K^-$  の検出効率

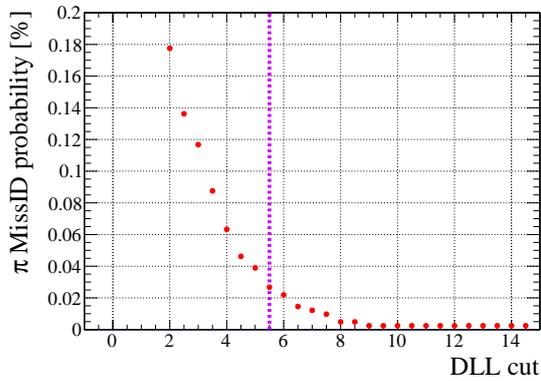


図 4.28: 小角度側のテールを考慮した際の  $\pi$  ビーム 7 GeV/c に対する誤識別率

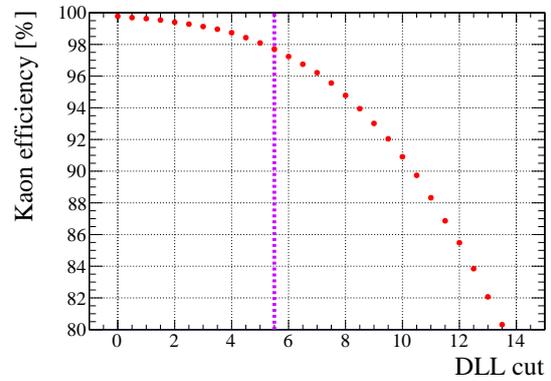


図 4.29: 小角度側のテールを考慮した際の  $K^-$  ビーム 7 GeV/c に対する  $K^-$  の検出効率

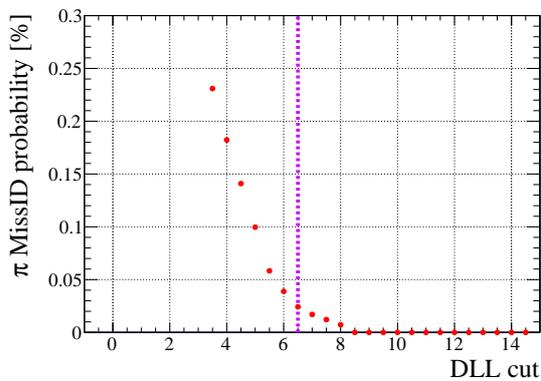


図 4.30: 小角度側のテールを考慮した際の  $\pi$  ビーム 8.5 GeV/c に対する誤識別率

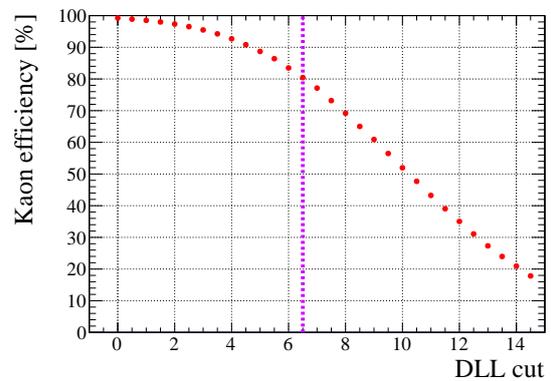


図 4.31: 小角度側のテールを考慮した際の  $K^-$  ビーム 8.5 GeV/c に対する  $K^-$  の検出効率

$\pi^-$  の角度分布における小角度側のテールの影響を考慮した場合の  $\pi^-$  の誤識別率 0.03 % 以下となる際の  $K^-$  の検出効率を図 4.32 に示す。小角度側のテールの影響を考慮した場合でも  $K^-$  の検出効率が 5.0, 6.0 GeV/c では 99 % 以上、7.0 GeV/c で 97.7 % を達成できた。8.5 GeV/c では検出効率が下がり 80.4 % となった。

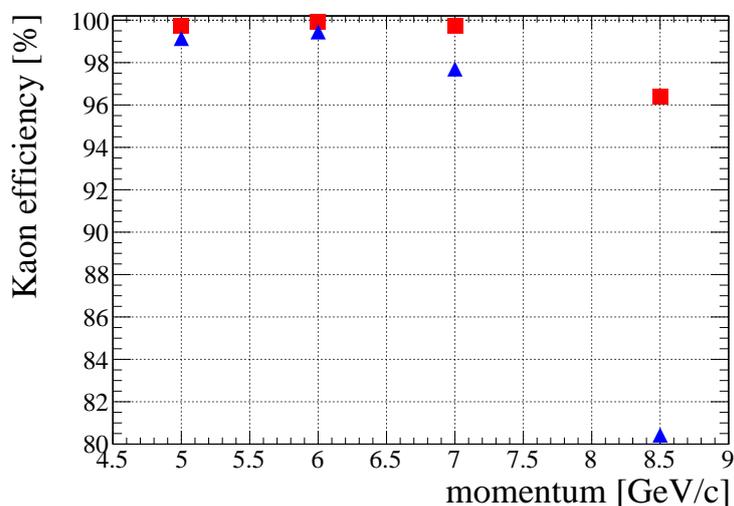


図 4.32:  $\pi^-$  ビームラインで想定される  $K^-$  の検出効率。青色の三角が  $\pi^-$  の小角度側のテールの影響を考慮した場合、赤の丸が図 4.23 のテールを考慮しない場合の値である。

## 4.6 まとめ

ELPH での性能評価試験で得られた角度分布において小角度側にテールが測定された。テールを考慮しない場合の粒子識別性能として全運動量領域で  $K^-$  の検出効率 96 % 以上を達成でき、グザイバリオン分光実験での要求性能を十分に満たしていることが分かった。一方、テールを考慮した場合の粒子識別性能では 5.0–7.0 GeV/c では  $K^-$  の検出効率 97 % 以上を達成できたが、8.5 GeV/c では 80.4 % となり高運動量では大きく検出効率が落ちることが分かった。グザイバリオン分光実験に対してはテールの存在に関わらず要求性能を満たすことが分かったが、オメガバリオンの生成が可能より高い運動量でのデータ取得についてはよりテールについての詳細な調査が必要であることが分かった。

## 第5章 結論

### 5.1 本研究のまとめ

本研究では J-PARC の  $\pi 20$  ビームラインにおいて計画されているグザイバリオン分光実験に用いるビーム粒子識別用リングイメージングチェレンコフ検出器 (Beam-RICH 検出器) の実機の製作、性能評価を行った。グザイバリオン分光実験では  $K^- + p \rightarrow \Xi^{*0} + K^{*0}$  反応を用いてグザイバリオンの励起状態の質量スペクトルの測定を行う。 $\pi 20$  ビームラインでは未分離の二次粒子が輸送される。 $K^-$  ビームを用いるグザイバリオン分光実験ではバックグラウンドとなる  $\pi^-$  が  $K^-$  の 100 倍輸送されるためビームの粒子識別が重要となる。そこで、Beam-RICH 検出器の要求性能は  $K^-$  の崩壊による  $\pi^-$  の混入率 3 % と同等程度以下つまり、 $\pi^-$  を  $K^-$  と間違えて識別する誤識別率を 0.03 % 以下で  $K^-$  5.0 GeV/c に対する検出効率 95 % 以上とした。

実機の製作において 5.0–8.5 GeV/c の  $K^-$ 、および 1.0 GeV/c の陽電子ビームのチェレンコフ光を測定できるように設計を行った。本研究で初めて製作した実機の性能評価試験を東北大学電子光理学研究センター (ELPH) の GeV ガンマ照射室  $-23^\circ$  ラインにおいて実施した。陽電子ビームを屈折率  $n = 1.021$  のエアロゲルに照射し発生したチェレンコフ光を球面鏡で収束させ MPPC アレイを用いて測定した。オーバー電圧  $V_{ov}$  依存性、球面鏡回転角・光検出面の回転角依存性、エアロゲル厚依存性、ビームエネルギー依存性、トラッキング検出器間の距離依存性について測定を行い、角度分解能に対する寄与の評価を行った。その結果、角度分解能の悪化に最も寄与したものはエアロゲル表面の粗さによる屈折光の広がりであることが分かった。今後エアロゲルを製作しなおしチェレンコフ光が通過する面に触れないようにインストールすることで、さらなる分解能の改善ができる可能性があることが分かった。また、測定された角度分布において測定条件に依存しない小角度側へのテールが確認されたが、このテールの原因は特定できなかった。

エアロゲル表面の粗さが角度分解能に寄与する主成分であることが分かったため、Geant4 によるシミュレーションで ELPH における実験結果を再現するパラメータを決定した。このパラメータを用いて  $\pi 20$  ビームラインを再現したシミュレーションを作成し、 $\pi^-$  の誤識別率を評価した。これにより実機の  $\pi^-$  の誤識別率と  $K^-$  の検出効率の運動量依存性を得ることに成功した。5.0–8.5 GeV/c の全運動量領域で  $\pi^-$  の誤識別率 0.03 % 以下の場合に  $K^-$  の検出効率 96 % 以上を達成できることがわかった。また、小角度側のテールの影響を考慮した際には 5.0–7.0 GeV/c で  $K^-$  の検出効率 97 % 以上、8.5 GeV/c で 80.4 % を達成できることが示された。角度分解能の改善の余地はあるが、グザイバリオン分光実験に用いる実機に必要な性能を得ることができた。また、10 GeV/c までの領域で RICH 検出器でビーム粒子に対して粒子識別を行う実験技術を確立した。

## 5.2 今後の課題

本研究で観測された角度分布の小角度側のテールの原因は不明である。測定条件によらずに観測され、角度変換の解析の際の検出器配置を変更した際にも存在した。したがって、各検出器の配置によるものではないと考えられる。原因特定のため各検出器要素について詳細な測定が必要である。原因と考えられるものとして、エアロゲルの劣化による透過率の変化、球面鏡の局所的な曲率半径のずれが挙げられる。また、エアロゲルを再度製作することで角度分解能の更なる改善が見込まれる。

本研究においてはビームレートに対する評価を行うことはできなかった。 $\pi^0$  ビームラインでは  $\pi^-$  のビームレートとして 30 MHz が想定されている。30 MHz の  $\pi^-$  に対してチェレンコフ光の当たるチャンネルでは 5 MHz の信号が測定されると試算される。グザイバリオン分光実験に用いる読み出し回路のレート耐性の試験を行う必要がある。読み出し回路の性能限界によって、 $\pi^-$  によるチェレンコフ光をすべて測定できない場合には  $\pi^-$  のチェレンコフ光をなるべく取らないように光検出面の位置をずらす必要がある。

## 付録 A 別の屈折計算

回転行列を用いた屈折計算を行う。数値計算上では計算量が多くなるため不採用とした。放出点 E から放出され、点 P を通る光の方向ベクトル  $\mathbf{d}$  は

$$\mathbf{d} = (x^P - x^E, y^P - y^E, z^P - z^E)^T \quad (1.0.1)$$

であり、 $\mathbf{d}_{\text{Axis}}$  は点 P における輻射体後方の面の法線ベクトル  $\mathbf{n}_{\text{perp}}$  を用いて

$$\mathbf{d}_{\text{Axis}} = \mathbf{n}_{\text{perp}} \times \mathbf{d} \quad (1.0.2)$$

と書ける<sup>\*A</sup>。ここで、 $\mathbf{d}_{\text{Axis}}$  は規格化 ( $\|\mathbf{d}_{\text{Axis}}\| = 1$ ) しておく。一般に 3 次元空間において、 $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)^T$  ( $\|\mathbf{n}\| = 1$ ) 周りの回転行列  $R(\theta)$  は

$$R(\theta; \mathbf{n}) = (1 - \cos \theta) \begin{pmatrix} n_x^2 & n_x n_y & n_x n_z \\ n_x n_y & n_y^2 & n_y n_z \\ n_x n_z & n_y n_z & n_z^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos \theta & -n_z \sin \theta & n_y \sin \theta \\ n_z \sin \theta & \cos \theta & -n_x \sin \theta \\ -n_y \sin \theta & n_x \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.0.3)$$

と書ける (Rodrigues の回転行列)。これを用いて屈折後の方向ベクトルを求める。入射角  $\theta$  は  $\mathbf{d}$ ,  $\mathbf{n}_{\text{norm}}$  を用いて、

$$\theta = \arccos \left( \frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{n}_{\text{norm}}}{\|\mathbf{d}\| \cdot \|\mathbf{n}_{\text{norm}}\|} \right) \quad (1.0.4)$$

と書けるので、屈折角  $\theta'$  は境界をなす 2 物質の屈折率を  $n_1, n_2$  とすると

$$\theta' = \arcsin(n_1 \sin \theta / n_2) \quad (1.0.5)$$

と求まる。したがって、屈折後の光の方向ベクトル  $\mathbf{d}_2$  は (1.0.3) を用いて、

$$\mathbf{d}_2 = R(\theta'; \mathbf{d}_{\text{Axis}}) \mathbf{d} \quad (1.0.6)$$

$$= R(\arcsin(n_1 \sin \theta / n_2); \mathbf{d}_{\text{Axis}}) \mathbf{d} \quad (1.0.7)$$

と書ける。

屈折点での面の法線ベクトルを (0,0,1) である場合を考えるとわかりやすい。入射光の方向ベクトル  $\mathbf{d}$  を

$$\mathbf{d} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)^T \quad (1.0.8)$$

とする。屈折により、 $(\theta, \phi) \rightarrow (\theta', \phi)$  となる。よって、

$$\mathbf{d}_2 = (\sin \theta' \cos \phi, \sin \theta' \sin \phi, \cos \theta')^T \quad (1.0.9)$$

である。つまり、法線ベクトルと入射光の方向ベクトルがなす平面内で、入射光の方向ベクトルを  $\theta' - \theta$  回転させたものが屈折光の方向ベクトルとなる。

<sup>\*A</sup>  $\mathbf{n}_{\text{perp}}$ ,  $\mathbf{d}$  の順番を交換すると  $\mathbf{d}_{\text{Axis}}$  の向きが逆になる。この場合、のちに記述する  $\mathbf{d}$  の回転角の符号を逆にする必要がある。

## 謝辞

本研究、本修士論文を執筆するにあたり大変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。指導教員である成木恵教授には毎週のミーティングで多くのアドバイスを頂きました。ありがとうございました。サイエンス連携センターの富田夏希特定助教には普段の研究生活から業者とのやりとり、実験での補助、文章の構成や発表練習などあらゆる場面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白鳥昂太郎助教には実験装置の取り扱い方、テスト実験、ミーティングでの助言などで非常にお世話になりました。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鈴木謙特任助教にはミーティングにおいて的確な助言を頂きました。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テスト実験の際にお手伝いいただき、非常に助かりました。ありがとうございました。

大阪大学理学研究科の戸田匡哉さん、原子核・ハドロン物理学研究室の小池諒太郎君、岡崎凜大郎君には ELPH でのテスト実験において1週間以上の間朝早くから夜まで共に作業を行っていただき、非常に助かりました。ありがとうございました。

最後に、ここまでの学生生活を支え、つらいときには常にそばに寄り添ってくださった両親に感謝を申し上げます。

## 参考文献

- [1] M. Anselmino *et al.*, “Diquarks,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 65, pp. 1199–1233, 4 Oct. 1993. DOI: [10.1103/RevModPhys.65.1199](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.65.1199). [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.65.1199> (cit. on p. 9).
- [2] S. Capstick and N. Isgur, “Baryons in a relativized quark model with chromodynamics,” *Phys. Rev. D*, vol. 34, pp. 2809–2835, 9 Nov. 1986. DOI: [10.1103/PhysRevD.34.2809](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.34.2809). [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.34.2809> (cit. on p. 10).
- [3] P. D. Group *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2020, no. 8, p. 083C01, Aug. 2020, ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104). eprint: [https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673740/rpp2020-vol12-2015-2092\\_18.pdf](https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673740/rpp2020-vol12-2015-2092_18.pdf). [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104> (cit. on p. 10).
- [4] E. Santopinto and J. Ferretti, “Strange and nonstrange baryon spectra in the relativistic interacting quark-diquark model with a gürsey and radicati-inspired exchange interaction,” *Phys. Rev. C*, vol. 92, p. 025202, 2 Aug. 2015. DOI: [10.1103/PhysRevC.92.025202](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.025202). [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.025202> (cit. on p. 11).
- [5] K. Aoki *et al.*, *Extension of the J-PARC Hadron Experimental Facility: Third White Paper*, 2021. arXiv: [2110.04462](https://arxiv.org/abs/2110.04462) [[nucl-ex](https://arxiv.org/abs/2110.04462)] (cit. on pp. 12, 13, 71).
- [6] M. Naruki *et al.*, *Cascade baryon spectroscopy at J-PARC high-momentum beamline*, [https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\\_2301/pdf/P97\\_2023-4.pdf](https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_2301/pdf/P97_2023-4.pdf), 2022 (cit. on pp. 14, 17, 18).
- [7] 梶川俊介, “J-PARC high-p ビームライン用リングイメージング型チェレンコフ検出器の開発,” M.S. thesis, 東北大学大学院理学研究科, 2020 (cit. on pp. 18, 26, 27).
- [8] LHCb Collaboration, “LHCb PID Upgrade Technical Design Report,” Tech. Rep., 2013. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/1624074> (cit. on pp. 20–23).
- [9] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed.* Berlin: Springer, 1994. DOI: [10.1007/978-3-642-57920-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2). [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/302344> (cit. on p. 21).
- [10] 西田昌平, *Belle II Aerogel RICH 検出器の建設と運転*, <https://www.jahep.org/hepnews/2019/19-2-2-arich.pdf>, 2019 (cit. on pp. 21, 22).

- [11] R. Pestotnik *et al.*, “The aerogel Ring Imaging Cherenkov system at the Belle II spectrometer,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 876, pp. 265–268, 2017, ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2017.04.043](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.04.043). [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217305181> (cit. on pp. 21, 23).
- [12] A. Sergi, *LHCb Upgrade of the RICH Detectors*, [https://indico.cern.ch/event/1094055/contributions/4932284/attachments/2506408/4306689/RICH2022\\_2022-09-12.pdf](https://indico.cern.ch/event/1094055/contributions/4932284/attachments/2506408/4306689/RICH2022_2022-09-12.pdf), 2022 (cit. on p. 22).
- [13] M. Tabata *et al.*, “Hydrophobic silica aerogel production at KEK,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 668, pp. 64–70, 2012, ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2011.12.017](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.12.017). [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211021899> (cit. on pp. 22, 28).
- [14] R. Forty and O. Ullaland, “Particle Identification: Time-of-Flight, Cherenkov and Transition Radiation Detectors,” in *Particle Physics Reference Library: Volume 2: Detectors for Particles and Radiation*, C. W. Fabjan and H. Schopper, Eds. Cham: Springer International Publishing, 2020, pp. 281–335, ISBN: 978-3-030-35318-6. DOI: [10.1007/978-3-030-35318-6\\_7](https://doi.org/10.1007/978-3-030-35318-6_7). [Online]. Available: [https://doi.org/10.1007/978-3-030-35318-6\\_7](https://doi.org/10.1007/978-3-030-35318-6_7) (cit. on pp. 22, 24, 25).
- [15] S. D. TORRE, *Long term experience with C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> in COMPASS RICH-1*, [https://indico.cern.ch/event/1094055/contributions/4932286/attachments/2508724/4311387/RICH2022\\_C4F10\\_dallatorre.pdf](https://indico.cern.ch/event/1094055/contributions/4932286/attachments/2508724/4311387/RICH2022_C4F10_dallatorre.pdf), 2022 (cit. on p. 22).
- [16] S. Nishida *et al.*, “Study of an HAPD with 144 channels for the Aerogel RICH of the Belle upgrade,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 610, no. 1, pp. 65–67, 2009, New Developments In Photodetection NDIP08, ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.051>. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209010122> (cit. on p. 22).
- [17] 株式会社エアロゲルファクトリ, “CBS4 Aerogel Info,” 2020 (cit. on pp. 28, 29).
- [18] S. Hříbalová and W. Pabst, “Modeling light scattering by spherical pores for calculating the transmittance of transparent ceramics – All you need to know,” *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 41, no. 4, pp. 2169–2192, 2021, ISSN: 0955-2219. DOI: [10.1016/j.jeurceramsoc.2020.11.046](https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2020.11.046). [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0955221920309456> (cit. on p. 28).
- [19] 国際商事株式会社, “球面鏡成績書,” 2020 (cit. on p. 30).
- [20] 浜松ホトニクス, データシート *S13361-3050* シリーズ, [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99\\_SALES\\_LIBRARY/ssd/s13361-3050\\_series\\_kapd1054e.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s13361-3050_series_kapd1054e.pdf) (cit. on pp. 30–32, 66).

- [21] 浜松ホトニクス, 技術資料/*MPPC*, [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99\\_SALES\\_LIBRARY/ssd/mppc\\_kapd9008j.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf) (cit. on p. 31).
- [22] 徳田恵, “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,” M.S. thesis, 大阪大学大学院理学研究科, 2023 (cit. on p. 41).
- [23] 東北大学電子光理学研究センター (ELPH), 研究施設概要, [https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/?id=kikai\\_00](https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/?id=kikai_00), 2022 (cit. on p. 50).
- [24] T. Ishikawa *et al.*, “A fast profile monitor with scintillating fiber hodoscopes for high-intensity photon beams,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 811, pp. 124–132, 2016, ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.12.027>. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215015983> (cit. on p. 50).
- [25] Open-it, 汎用 *MPPC* 読み出しモジュール, <https://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public> (cit. on p. 52).
- [26] Open-it, *Hadron Universal Logic Module*, <https://openit.kek.jp/project/HUL> (cit. on p. 52).
- [27] R. L. Workman *et al.*, “Review of Particle Physics,” *PTEP*, vol. 2022, p. 083C01, 2022. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097) (cit. on p. 63).
- [28] R. W. Forty and O. Schneider, “RICH pattern recognition,” CERN, Geneva, Tech. Rep., 1998. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/684714> (cit. on pp. 66, 69).
- [29] A. Levin and C. Moisan, “A more physical approach to model the surface treatment of scintillation counters and its implementation into DETECT,” *1996 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record*, vol. 2, 702–706 vol.2, 1996. [Online]. Available: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:17934043> (cit. on p. 67).