

修士論文
新型 K/π 識別装置
Proximity focusing 型 エアロジェル RICH の開発研究

名古屋大学理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
高エネルギー物理学研究室
小酒井 良延

平成 17 年 1 月 27 日

概要

B中間子系でのCP非保存現象を探るBファクトリー実験では、希崩壊事象の検出や親B中間子のフレーバー同定のためにK中間子と π 中間子を識別することが欠かせない。そこで、「エアロジェル RICH」と呼ばれるチェレンコフ光を用いたリングイメージ型のK/ π 識別装置の開発研究を行った。

現在開発中のエアロジェル RICH は KEKB ファクトリー実験での使用を想定して Proximity focusing 型のジオメトリを採用しており、検出器はチェレンコフ光の輻射体であるシリカエアロジェルと位置分解能を持つ光検出器から構成される。運動量 4GeV/c の K/ π 両中間子を 4σ 以上で分離できる検出器を実用段階まで開発することが研究の目的であるが、Proximity focusing を採用することに伴う原理的な問題が粒子識別能力向上を妨げる原因となっていた。

RICH 検出器において粒子識別の能力を向上させるにはチェレンコフ放出角の決定精度、すなわち角度分解能を向上させる必要がある。そのためには薄い輻射体を使用してチェレンコフ光発生点の不定性を抑えなければならない(2cmのエアロジェルを用いた場合、角度分解能 14mrad)。これは、検出光子数を増加させるために厚い輻射体を使用することができないことを意味しており、大光量を容易に得ることができない。これまでの開発研究ではエアロジェルの透明度、光検出器の有効面積を改善し、検出光子数を約6個にまで増やしてきた。しかし、Proximity focusing の問題の根本的な解決には至っていなかった。

本稿では、この Proximity focusing の問題点を解決するために「デュアルラディエーター」という方法の議論を行った。これは、屈折率の異なるエアロジェルを二重に用いることにより、良い角度分解能を保ったまま輻射体を厚くして光量を増加させてトータルの RICH の性能を上げるというアイデアである。これは製作段階で屈折率をある程度調節してサンプルを作ることができるというエアロジェルの特徴を生かしたアイデアであり、輻射体にエアロジェルを用いている検出器のみが実現可能である。また、「デュアルラディエーター」の拡張としてさらに輻射体を多層化することも考えることができる。本稿ではこれを「マルチラディエーター」と呼ぶ。

デュアルラディエーターの原理が実機で予想通りに動作するか検証するため、プロトタイプを用いたビームテストを KEK PS $\pi 2$ と T1 ビームラインにて行った。その結果、角度分解能を損なうことなく検出光子数を増加させるという期待通りの動作を確認することができ、デュアルラディエーターの導入で従来より検出光子数は 40% 増加させて 9.6 個を得ることができた。さらに、マルチラディエーターの導入することによって角度分解能も向上させることに成功し、4GeV/c の運動量領域において K/ π を約 5.0σ で分離することが可能な検出器の実現に成功した。

本論文は、Proximity focusing 型エアロジェル RICH の問題点を解決する「デュアル、マルチラディエーター」の構想、そのビームテストによる検証についてまとめたものである。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	KEKB ファクトリー実験	3
2.1	標準理論における B 中間子系での CP 非保存	3
2.1.1	CKM 行列と CP 非保存	3
2.2	KEKB 加速器	4
2.3	BELLE 検出器	4
2.3.1	シリコン・バーテックス検出器 (SVD)	6
2.3.2	中央飛跡検出器 (CDC)	7
2.3.3	エアロジェルチェレンコフ検出器 (ACC)	7
2.3.4	飛行時間検出器 (TOF)	9
2.3.5	電磁カロリメーター (ECL)	9
2.3.6	K_L/μ 検出器 (KLM)	9
2.3.7	超前方カロリメーター (EFC)	10
2.4	BELLE K/π 粒子識別	10
2.4.1	K/π 識別の重要性	10
2.4.2	K/π 識別能力	12
第 3 章	Aerogel Ring Image Cherenkov counter (Aerogel RICH)	15
3.1	基本概念	15
3.2	原理と特徴	16
3.3	構造	17
3.3.1	シリカエアロジェル	17
3.3.2	光検出器	20
3.4	エアロジェル RICH の能力	20
3.4.1	角度分解能	22
3.4.2	検出光子数	23
3.4.3	K/π 識別能力	25
3.5	デュアル、及びマルチラディエーターの導入	27
第 4 章	シリカエアロジェルの光学的特性	29
4.1	透過率	29
4.1.1	測定方法	29
4.1.2	測定結果	29
4.2	屈折率	30
4.2.1	測定方法	30

4.2.2	測定結果	32
4.3	表面散乱	32
4.3.1	測定方法	32
4.3.2	評価方法	35
4.3.3	測定結果	35
第 5 章	ビームテストによる エアロジェル RICH の性能評価	38
5.1	実験目的と測定項目	38
5.2	ビームテストセットアップ	38
5.2.1	測定器系	39
5.2.2	光検出器及び読み出し回路系	40
5.3	データ解析	41
5.3.1	Event selection	41
5.3.2	ADC の補正	42
5.3.3	角度分解能と検出光子数の評価	44
5.4	実験結果	44
5.4.1	デュアルラディエーター・エアロジェル RICH の結果	47
5.4.2	マルチラディエーター・エアロジェル RICH の結果	49
5.4.3	その他ビームテストの考察	55
5.5	まとめ	58
第 6 章	結論	61
	謝辞	62

目次

2.1	ユニタリティー・トライアングル	4
2.2	KEKB 加速器	5
2.3	電子・陽電子衝突における微分断面積分布	5
2.4	BELLE 検出器	6
2.5	シリコン・バーテックス検出器	7
2.6	中央飛跡検出器	8
2.7	エアロジェルチェレンコフ検出器	8
2.8	飛行時間差検出器	9
2.9	電磁カロリメーター	10
2.10	$K_L\mu$ 検出器	11
2.11	フレーバータギング	12
2.12	BELLE K/π 識別能力	13
2.13	B 中間子の 2 体崩壊における運動量分布	14
3.1	チェレンコフ輻射	16
3.2	Proximity focusing エアロジェル RICH 構成図	17
3.3	Proximity focusing エアロジェル RICH の原理	18
3.4	HERMESS Aerogel RICH	18
3.5	LHCb Aerogel RICH	19
3.6	シリカエアロジェルの構造	20
3.7	光電子増倍管 H8500	21
3.8	角度分解能のエアロジェル厚依存性	23
3.9	角度分解能の運動量依存性	23
3.10	検出光子数のエアロジェル厚依存性	24
3.11	検出光子数の透過長依存性	24
3.12	検出光子数の運動量依存性	25
3.13	角度分解能 (1トラック) のエアロジェル厚依存性	26
3.14	1トラック当たりのチェレンコフ角分布	26
3.15	デュアルラディエーター	28
3.16	マルチラディエーター	28
4.1	分光光度計	30
4.2	透過率の波長依存性	31
4.3	フラウンフォーファー法による屈折率測定	32
4.4	屈折率の波長依存性	33
4.5	屈折率波長依存性によるチェレンコフ角の分散	34

4.6	表面散乱測定の設定アップ	35
4.7	表面散乱測定レーザーの強度分布	36
4.8	レーザー光強度の角度分布	36
4.9	エアロジェルの枚数と表面散乱の関係	37
5.1	測定器系の設定アップ	39
5.2	Flat panel PMT アレイ	40
5.3	エアロジェル RICH 試作器	40
5.4	アナログメモリーを用いた読み出し回路	41
5.5	アナログメモリーコントローラーによる制御信号	42
5.6	ガスチェレンコフカウンターを用いたカット	43
5.7	エアロジェルチェレンコフカウンターを用いたカット	43
5.8	MWPCを用いたカット	44
5.9	ADC 補正	45
5.10	ADC shaping time 補正	45
5.11	1トラック当たりのヒット	46
5.12	チェレンコフ角再構成手法	46
5.13	1光子あたりのチェレンコフ角分布と検出光子数	47
5.14	Focusing 型エアロジェル RICH の結果	50
5.15	Defocusing 型エアロジェル RICH の結果	50
5.16	Focusing 型デュアルラディエーターの運動量依存性	51
5.17	Defocusing 型デュアルラディエーターの運動量依存性	51
5.18	Defocusing 型デュアルラディエーターについての考察	52
5.19	マルチラディエーター	52
5.20	Focusing 型マルチラディエーターの結果	54
5.21	1トラックあたりの角度分解能 (Focusing 型マルチラディエーター)	54
5.22	マルチラディエーターによる Focusing のずれ	55
5.23	1cm のエアロジェルを用いた場合の結果	56
5.24	エアロジェルの屈折率非一様性による誤差	57
5.25	実験の再現性	58

表 目 次

2.1	粒子識別に必要な崩壊モードと運動量領域	12
3.1	物質の屈折率	19
3.2	浜松ホトニクス H8500 の性能	21
5.1	デュアルラディエーターと従来型の比較 (Focusing 型)	48
5.2	デュアルラディエーターと従来型の比較 (Defocusing 型)	48
5.3	Defocusing 型マルチラディエーターの結果	53
5.4	トラッキングによる誤差	57
5.5	角度分解能	57

第1章 序論

現在、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構において B ファクトリー実験が行われている。この実験は、B 中間子の CP 対称性の破れを検証することを目的に開始された実験で、KEKB という非対称エネルギー電子・陽電子衝突型加速器を用いて B 中間子と反 B 中間子を大量に生成し、BELLE という検出器群でその崩壊 2 次粒子の情報を捕えている。2001 年夏に $B \rightarrow J/\psi$ 崩壊における CP 対称性の破れが発見されたが、現在までのデータで得られている CP 非対称度の値は標準理論の予想値と極めて良く一致し、小林・益川モデルによる CP 非保存の描像の正しさが確立されたと言える。今後は、 $B \rightarrow \pi\pi$ 崩壊やペンギン崩壊 ($B \rightarrow \phi K_S, B \rightarrow K^* \gamma \dots$) などの希崩壊事象における CP 対称性の破れを測定し、小林・益川理論の更なる検証だけでなく、標準理論を越える新しい物理を示す現象の探索を行うことが興味深い。

CP 対称性の破れは、宇宙が構成される過程で反粒子が消滅したことを説明する Sakharov の 3 原則の一つである。実験的証拠としては 1964 年に Cronin、Fitch らによって行われた中性 K 中間子の研究によって示された。中性 K 中間子には K_L 、 K_S が存在し、それぞれ $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (CP=-1 の固有状態)、 $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (CP=1 の固有状態) に崩壊することが当時知られていたが、新たに $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ という CP=+1 の固有状態への崩壊が確認され、CP 対称性が破れていることが発見された。その後、小林・益川理論の提唱、チャーム、ボトム、トップクォークの発見によって、CP 対称性の破れが標準理論の枠内で自然に説明できるようになるが、実験による裏付けがなされるには B ファクトリー実験の結果を待たなければならなかった。標準理論を確立した小林・益川理論の検証に成功したと言う点で、B ファクトリー実験の意義は大きい。KEKB ファクトリーでは、2003 年夏に積分ルミノシティ 260fb^{-1} を達成し、現在も順調にデータが蓄積されている。この高統計を用いて希崩壊現象における CP 対称性の破れを測定し、標準理論を越える新しい物理の探索が今後の B ファクトリー実験に期待されていることは先に述べた通りである。

B ファクトリー実験では、B 中間子のフレーバー同定や希崩壊事象の探索に高い粒子識別装置が重要な役割を担っている。 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 、 $B^\pm \rightarrow D^0 K^\pm$ の崩壊は、後述する小林・益川行列のユニタリ性から表現されるユニタリティー・トライアングルの内角 ϕ_2 、 ϕ_3 を測定できるため、標準理論の検証に重要な崩壊モードであるが、その精密測定のためには高い K/π の識別能力が要求される。同じくユニタリティー・トライアングル ϕ_1 の測定にはフレーバータギングと呼ばれる親 B 中間子のフレーバー同定が欠かせない。その際には B 中間子のセミレプトニック崩壊から来る荷電レプトンや、カスケード崩壊 ($b \rightarrow c \rightarrow s$) から来る K 中間子をシグナルとして使用する。荷電レプトンの同定には電磁カロリメーターやミュオン検出器が大きな成果を挙げている。それに比べ、荷電 K 及び π 中間子の識別は両者が質量差の小さいハドロンであるために高度な技術を要する。

$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊の再構成には $3.8 \text{GeV}/c$ までの運動量領域での K/π 識別が要求される。また、 $B^\pm \rightarrow D^0 K^\pm$ 崩壊の再構成には $3.5 \text{GeV}/c$ までの運動量領域で K/π 識別が要求される。現在の BELLE 検出器における粒子識別は ACC (Aerogel Cherenkov counter)、TOF (Time of Flight)、CDC (Central Drift Chamber) によるエネルギー損失を用いて行っているが、運動量領域 $3 \text{GeV}/c$ 以上になると十分な識別能力があるとはいえない。この問題が B 中間子の希崩壊事象を効率的に検出する妨げとなっており、BELLE 検出器の改良が急務の課題となっている。

そこで、BELLE 検出器のアップグレード (具体的には閾値型のチェレンコフカウンター:ACC のアップグレード) を目指して $4\text{GeV}/c$ 以上の運動量領域で K/π が識別可能な「エアロジェル RICH」と呼ばれるシリカエアロジェルを輻射体に用いた新しいリングイメージ型チェレンコフ検出器の開発が行われている。この検出器は、チェレンコフ放出角を直接求めることによって粒子識別を行うという新しいアイデアの検出器で、閾値型のチェレンコフカウンターを超える高い粒子識別能力が期待できる。また、シリカエアロジェルを用いることによって、特に数 GeV/c までの運動量領域で高い粒子識別能力が期待でき、高バックグラウンド環境下においても有利であると考えられる。本稿は、B ファクトリー実験での使用を想定したこのエアロジェル RICH の開発研究についてまとめたものである。本稿で議論しているエアロジェル RICH は空間制約の厳しいコライダー型実験に対応できるよう、Proximity focusing 型のジオメトリを採用していることが大きな特徴である。このため、BELLE 検出器に搭載することが可能となり、B 中間子系での CP 非保存現象の研究に対する決め手となることが期待できる。

以下に、本稿の構成を説明する。第 2 章では KEKB ファクトリー実験について説明をする。標準理論における B 中間子系での CP 非保存現象について述べた後、KEKB 加速器と BELLE 検出器について説明する。第 3 章では今回開発研究を行った Proximity focusing 型エアロジェル RICH について述べる。検出器の原理、特徴、構成を述べた後、これまでの開発研究で明らかとなった検出器の基本性能と性能向上を目指す上での問題点、その問題を解決するために導入した「デュアルラディエーター」という新しいアイデアについて説明する。第 4 章ではチェレンコフ輻射体として使用するシリカエアロジェルの光学的特性を調べるために行った実験とその結果を示す。本章では透過率、屈折率と輻射体を多層化する際に問題となりうるエアロジェル表面での微小散乱の測定を行っている。第 5 章ではエアロジェル RICH のプロトタイプを用いて行ったビームテストについて述べる。検出器の動作原理の確認と K/π 識別能力の評価を行っている。第 6 章で結論を述べる。

第2章 KEKBファクトリー実験

KEKBファクトリー実験は、B中間子のCP対称性の破れを検証することを目的に1999年に開始された。B中間子のCP対称性の破れは、小林・益川モデルによって理論的に説明することができる。本章では、第1節で標準理論におけるB中間子系でのCP対称性の破れについて説明する。第2、3節ではそれぞれKEKB加速器とBELLE検出器の概要について説明する。第4節ではCP対称性を測定するために大切なBELLE検出器での粒子識別について説明する。

2.1 標準理論におけるB中間子系でのCP非保存

2.1.1 CKM行列とCP非保存

CP対称性の破れは1964年に中性K中間子の崩壊によって初めて観測された。この破れを理論的に説明したのが小林誠と早川敏英である。小林・益川は、電弱相互作用におけるクォークの固有状態と質量の固有状態とが一致せず、複素位相角を持った結合定数で結ばれていれば3世代のクォークでCPの破れが説明できることを示した。2つの固有状態を結びつけるユニタリティー行列(小林・益川行列) V_{KM} を以下のように書ける。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ub} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cb} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{tb} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

また、Wolfensteinによる表示を用いて以下のように書ける。

$$V_{KM} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

この行列の各要素は、ある世代から他の世代への遷移確率を表している。式(2.1)、(2.2)より、第1世代から第3世代への遷移を表す V_{td} 、 V_{ub} の要素には虚数部が含まれていることがわかる。この複素位相がCP対称性の破れを説明してくれるのである。

小林・益川行列のユニタリー性から、各要素には次式のような関係が成立する。

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0 \quad (2.3)$$

式(2.3)より、複素平面上にユニタリティー・トライアングルと呼ばれる図のような三角形を作ることができる。この三角形を用いてCP対称性の破れと小林・益川行列の複素位相の関係を幾何学的に理解することができる。このユニタリティー・トライアングルの内角は、小林・益川行列の各要素を用いて

$$\phi_1 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \phi_2 \equiv \arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \phi_3 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \quad (2.4)$$

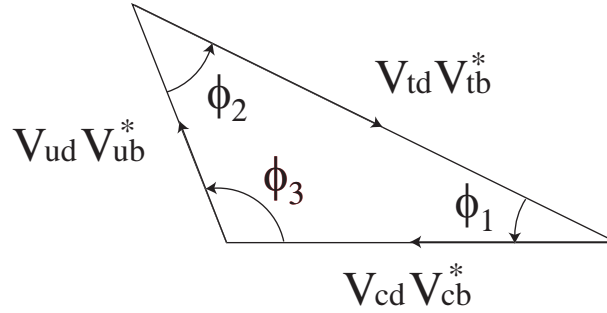


図 2.1: ユニタリティー・トライアングル

のように表される。B 中間子系での標準理論における CP 非保存現象は、ユニタリティー三角形の 3 つの辺、3 つの内角の測定などを行うことにより検証される。

2.2 KEKB 加速器

KEKB 加速器の外形を図 2.2 に示す。KEKB 加速器は B 中間子の大量生産を目的とした、電子・陽電子衝突型加速器であり、周長 3016m の巨大な構造になっている。効率的に高統計の B 中間子を得るために、重心系のエネルギーを $\Upsilon(4S)$ の共鳴状態である $\sqrt{s} = 10.58\text{GeV}/c$ に設定している。電子と陽電子は線形加速器でそれぞれ $8.0\text{GeV}/c$ と $3.5\text{GeV}/c$ に加速され、リングに入射される。電子・陽電子のエネルギーを非対称に設定している理由は、 $\psi(4S)$ に $4.5\text{GeV}/c$ の運動量を与え、生成される B 中間子対に $2\text{GeV}/c$ 程度の運動量を持たせることによって生成点から崩壊点までの飛行距離を $200\mu\text{m}$ 程度にまでブーストするためである。KEKB 加速器のリングは電子蓄積リング (High Energy Ring ; HER) と陽電子蓄積リング (Low Energy Ring ; LER) の 2 つからなっている。各リングは FUJI、NIKKO、OHO と呼ばれている 3 つの領域で直線になっており、RF という加速装置を用いてシンクロトロン放射によって減少したビームのエネルギーを補っている。両リングは TUKUBA で交差しており、電子と陽電子はこの点 (Intereaction Point : IP) で 11 mrad の角度を持って衝突する。角度を持って衝突することにより、衝突後のビーム粒子をそれぞれのパイプに分けることを容易にすると共に、異なった点での別の粒子束との衝突を避けることができ、ビームの安定化を計ることができる。

2004 年 1 月から、KEKB 加速器はデータテイクを中断することなく線形加速器から連続的にビームを入射させる、continuous injection と呼ばれるモードに突入した。このモード下では、ビーム粒子の損失を効率的に補うことができるため、積分ルミノシティーを従来比で 30% 多く蓄積することが可能になった。KEKB 加速器は 2004 年 10 月までの時点でピーク・ルミノシティーとして $1.39 \times 10^{34}\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ (世界最高) を達成している。積分ルミノシティーとしては 308.727fb^{-1} を達成しており、アメリカの B ファクトリー実験の加速器 (PEP-II) の性能を凌駕している。

2.3 BELLE 検出器

図 2.4 に BELLE 検出器の全体像を示す。BELLE 検出器は、B 中間子の様々な崩壊二次粒子を検出するための検出器群になっている。以下の能力が要求される。

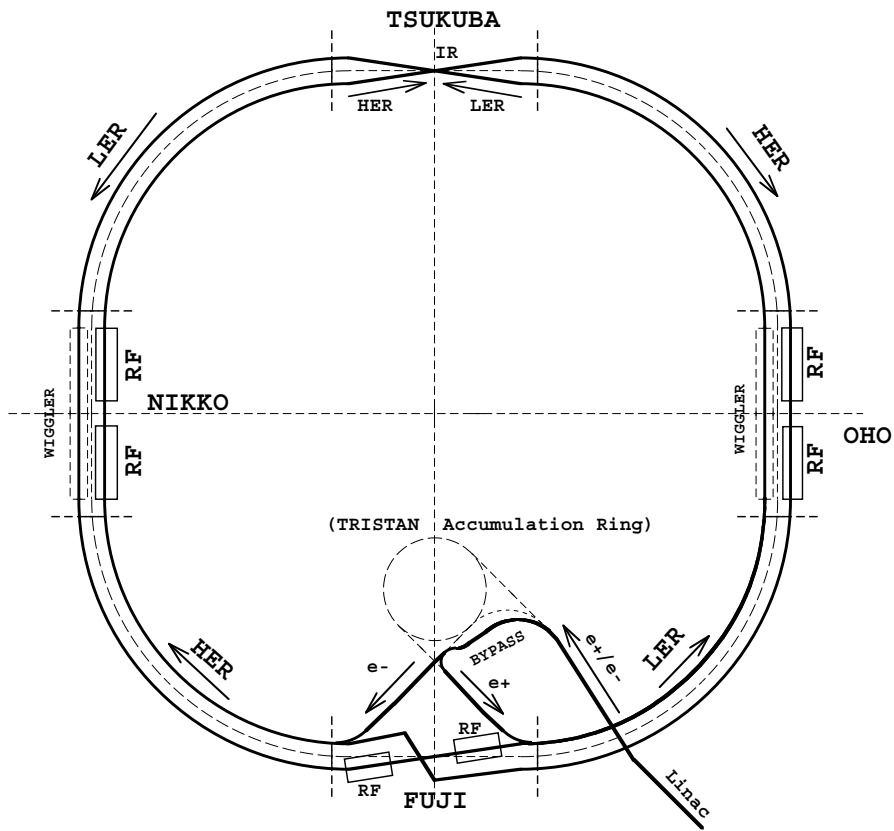


図 2.2: KEKB 加速器

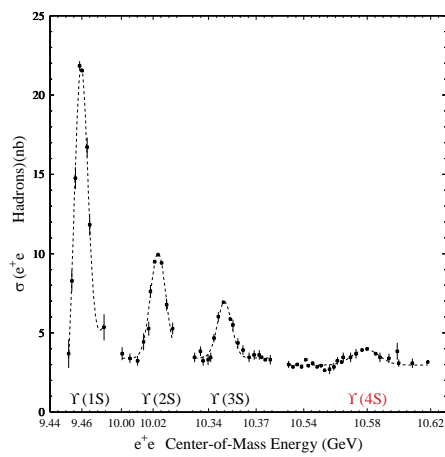


図 2.3: 電子・陽電子衝突における微分断面積分布

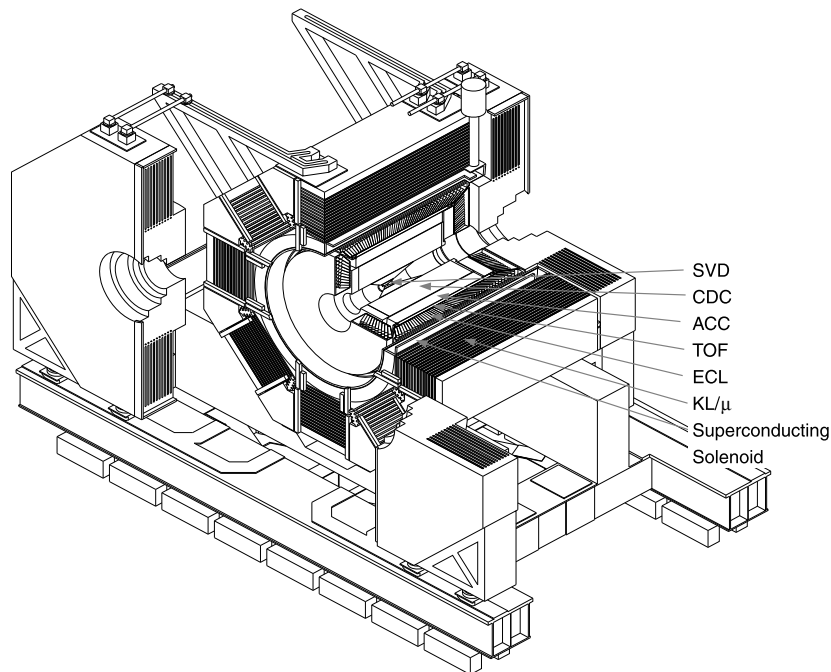


図 2.4: BELLE 検出器

1. B 中間子の崩壊点を平均崩壊長の 50% ($< 100\mu\text{m}$) 以上の精度で測定する。
2. 多岐に及ぶ終状態粒子を正しく識別できる。
3. $\Upsilon(4S)$ のブースト方向に対応した広い検出領域。
4. 高ルミノシティに対応できる高速なトリガー、データ収集システム。

BELLE 検出器は数種類の検出器から構成されており、ビーム衝突点を囲むように円筒形に配置されている。円筒形の側面部分を barrel 部、その両端を endcap 部と呼ぶ。ビームパイプのすぐ外側にはシリコン・バーテックス検出器 (SVD) が位置しており、B 中間子の崩壊点の測定を行っている。その外側に位置しているのが中央飛跡検出器 (CDC) であり、荷電粒子の飛跡測定を行っている。更に外側にはエアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC)、飛行時間測定器 (TOF) が配置されており CDC で測定されるエネルギー損失の情報と併せて粒子識別を行っている。電磁シャワーをおこす γ と電子は電磁カロリメーター (ECL) で検出している。ECL の外側には超電導ソレノイドが設置されている。 μ と K_L 中間子は、吸収体である鉄と RPC を並べた最外層の K_L/μ 検出器 (KLM) で識別する。

2.3.1 シリコン・バーテックス検出器 (SVD)

SVD はシリコンマイクロストリップ検出器 (DSSD) と呼ばれる半導体検出器を複数層にわたって円筒状に設置したもので、BELLE 検出器の中でビームの衝突点に最も近い最内層に位置し、粒

子の崩壊点を高精度で測定している。荷電粒子が検出器内を通過すると、シリコンストリップ中で約 2 万の電子・ホール対が生成される。逆バイアス電圧をかけることによって電子・ホール対はドリフトし、粒子の通過位置に該当するシリコン・ストリップに信号が検出される。シリコンストリップのサイズは長さ 57.7mm、幅 33.5mm、厚さ 300 μm で、その両面に幅 6 μm の電極が 25 μm 間隔で張り付けてある。SVD の位置分解能は宇宙線事象や 2 光子事象を用いた解析から求めることができ、約 80 μm という高い精度を実現している。

2003 年夏に SVD は SVD2 に改良された。図 2.5 は SVD2 に改良される以前の SVD の構造を示している。

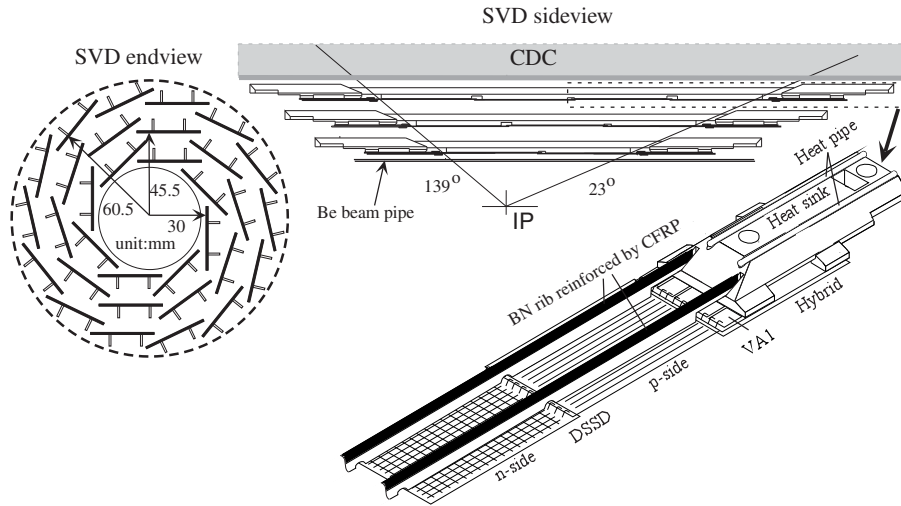


図 2.5: シリコン・バーテックス検出器

2.3.2 中央飛跡検出器 (CDC)

CDC は SVD の外側に位置し、内径 102mm から外径 880mm までの領域を覆っている飛跡検出用のドリフトチェンバーである。センスワイヤに直径 30 μm の金メッキタングステンワイヤを、フィールドワイヤに直径 126 μm のアルミニウムワイヤを使用している。充填ガスには He-C₂H₆ (50/50) を使用することによって物質量を低下させ、クーロン多重散乱の効果を抑えている。半径 294mm より内側の inner part と呼ばれる部分は非対称な構造になっており、 $17^\circ < \theta < 150^\circ$ の領域を覆っている。さらに内側の 102mm $< r < 128$ mm の領域には small cell drift chamber が設置されている。これは、2003 年夏にカソードストリップチェンバーに変わって導入されたもので 5.0mm \times 5.4mm という従来の 1/2 サイズのセル構造を持っている。

CDC はソレノイド電磁石によって作られた 1.5T の磁場中で荷電粒子の飛跡を 3 次元で検出し、その運動量を測定する。SVD による崩壊点の情報も用いることにより、運動量測定分解能は

2.3.3 エアロジェルチェレンコフ検出器 (ACC)

ACC はチェレンコフ光の発光体にシリカエアロジェルを用いた閾値型のチェレンコフ光検出器で、高運動量領域 (1.2GeV/c ~ 3.5GeV/c) での K/ π 識別を行っている測定器である。チェレンコ

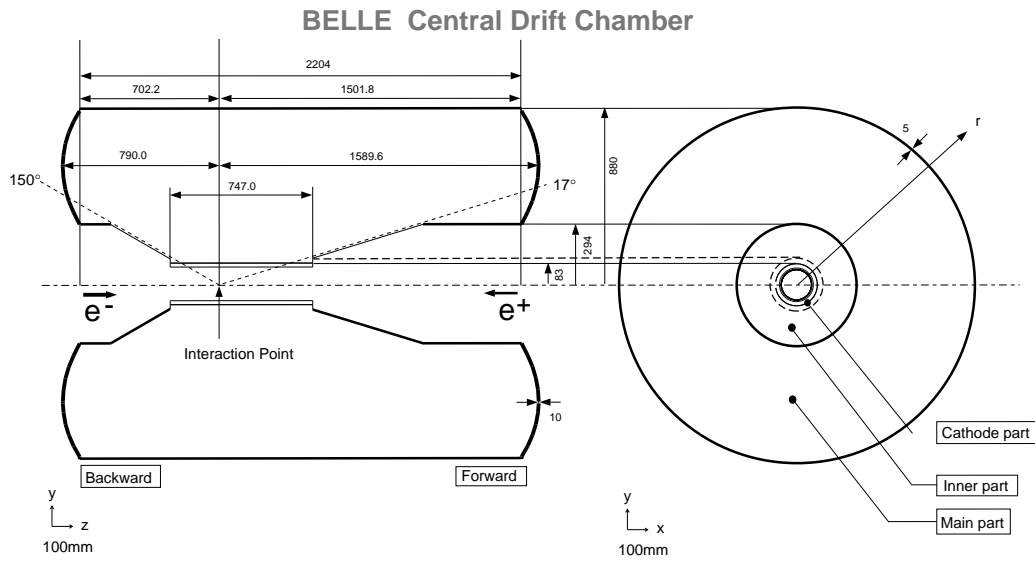


図 2.6: 中央飛跡検出器

フ光の発光条件が $\beta > 1/n$ (β : 荷電粒子の速度、 n : エアロジェルの屈折率) であることを利用して、適切にエアロジェルの屈折率を選択すれば K 中間子に対してチェレンコフ光を発光せず、 π 中間子のみチェレンコフ光を発光する運動量領域を作ることができる。

ACC は CDC の外側に位置しており、barrel 部と endcap 部の両方に設置されている。ビーム衝突点からの角度に応じてエアロジェルの屈折率を 1.010 ~ 1.028 の範囲で選択している。endcap 部の ACC は一様に屈折率 1.03 のエアロジェルを用いている。ACC の構造は図 2.7 に示す。

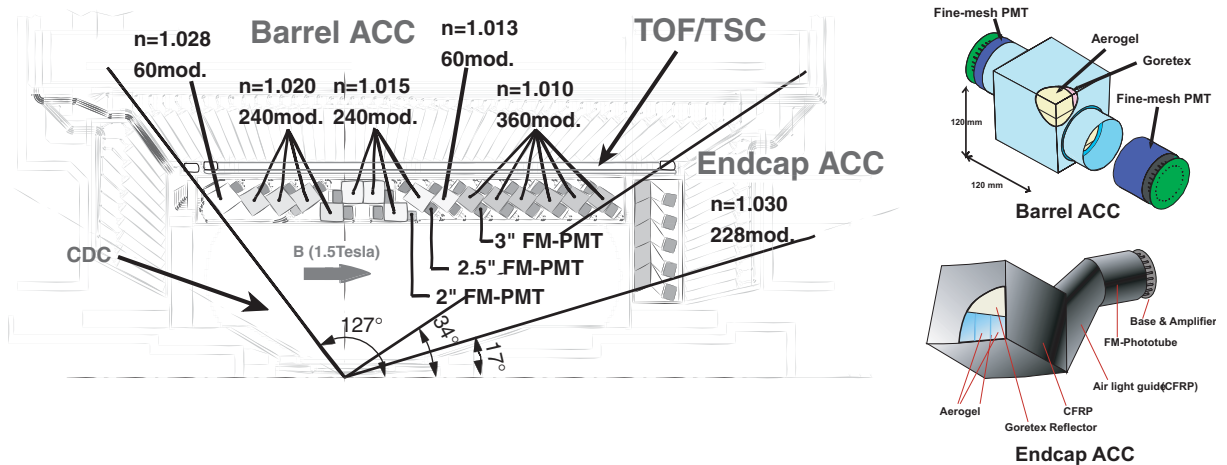


図 2.7: エアロジェルチェレンコフ検出器

2.3.4 飛行時間検出器 (TOF)

TOF は、barrel 部の ACC の外側に位置している $1.2\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域で K/π を識別している測定器である。また、BELLE 検出器全体の読み出しのためのトリガー信号も提供している。荷電粒子がビーム衝突点から TOF を通過するまでおよそ 1.2m の距離の飛行時間を 100ps の時間分解能で測定することによって K/π の識別を行う。

TOF はプラスチックシンチレーターを用いたシンチレーションカウンターである。検出器の構造を図 2.8 に示す。128 本の両側読み出しのシンチレーションカウンター (TOF) と、64 本のトリガー信号生成用のシンチレーションカウンター (TSC) で構成されている。TOF は $40\text{mm} \times 60\text{mm} \times 2550\text{mm}$ の、TSC は $5\text{mm} \times 120\text{mm} \times 2630\text{mm}$ の直方体のシンチレーターを用いており、 $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の測定可能領域を持つ。

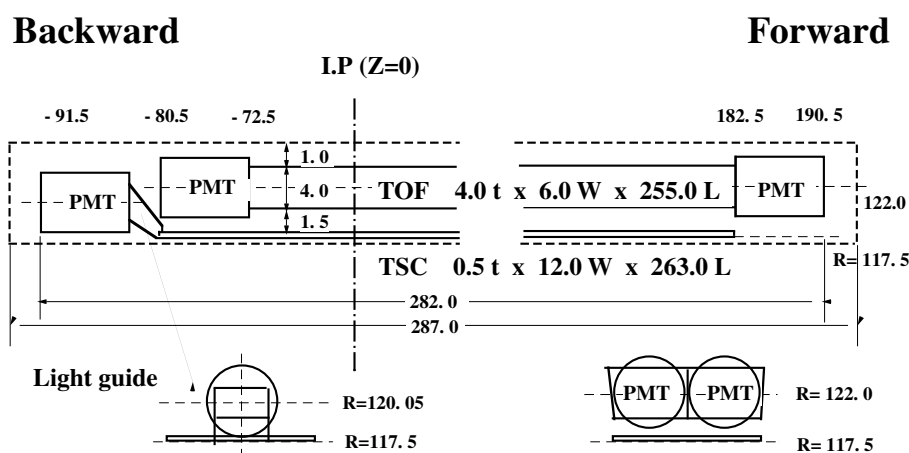


図 2.8: 飛行時間差検出器

2.3.5 電磁カロリメーター (ECL)

ECL は電磁シャワーを利用して光子と電子の全エネルギーを検出する測定器である。輻射体に充分厚いシンチレーターを使用すれば、光子、電子・陽電子は輻射体内で全エネルギーを損失するので、これを検出することによって粒子の全エネルギーを測定する。電磁シャワーの形状、飛跡の有無、検出エネルギーの比を調べることによって電子及び光子を同定することができる。

ECL の構造を図 2.9 に示す。この検出器では $30\text{cm} \times 5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ のタリウム活性化ヨウ化セシウム (CsI) をシンチレーターとして使用する。電磁シャワーをおこす粒子は電子と光子のみである。CsI の結晶は barrel 部、endcap 部双方に設置されており、 $12^\circ < \theta < 155^\circ$ の測定可能領域を持つ。

2.3.6 K_L/μ 検出器 (KLM)

KLM は、BELLE 検出器の最外部に位置する測定器で、 $0.6\text{GeV}/c$ 以上の K_L 粒子と μ 粒子の検出を行っている。高抵抗平行板 (RPC) と鉄板とのサンドイッチ構造になっており、鉄板を通り抜けた粒子の飛跡を RPC で検出する。

BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER

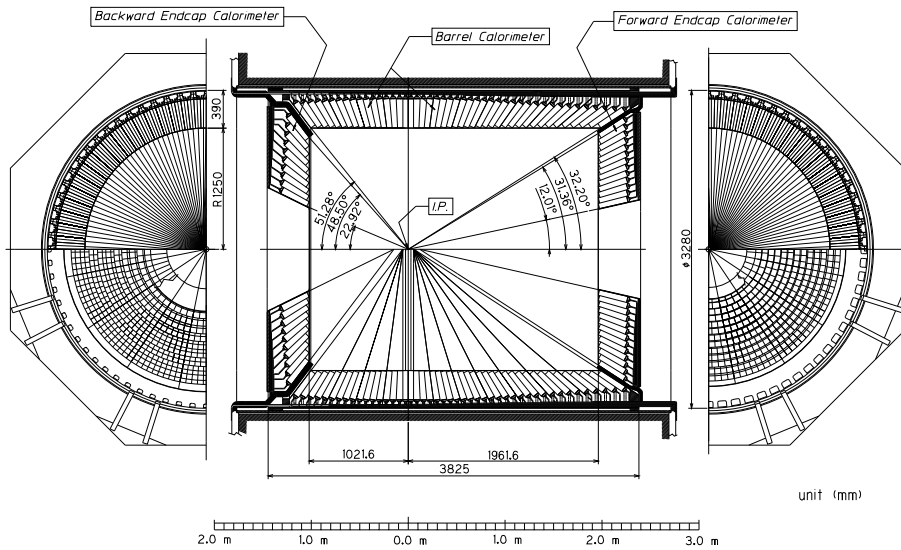


図 2.9: 電磁カロリメーター

KLM の構造を図 2.10 に示す。KLM は barrel 部と endcap 部に別れており、barrel 部で RPC と鉄板の 15 層 × 14 層、endcap 部で 14 層 × 14 層の構造になっている。barrel 部で $45^\circ < \theta < 125^\circ$ 、endcap 部で $20^\circ < \theta < 45^\circ$ 、 $125^\circ < \theta < 155^\circ$ の測定可能領域を持つ。鉄板の厚さ (4.7cm) は、ほぼ全てのハドロンがシャワーを起こすように設定されている。RPC にはアルゴン、ブタン、HFC-134a ガスが 30:8:62 の割合で充填されている。貫通力の強い μ 粒子のみが鉄板を突き抜けて RPC に飛跡信号を残す。CDC で測定した飛跡情報を外挿し、KLM に残した信号とマッチングを行うことによって μ 粒子を同定する。

2.3.7 超前方カロリメーター (EFC)

EFC は、ECL の不感領域である超前方領域 ($6.2^\circ < \theta < 11.6^\circ$) 及び後方領域 ($163.3^\circ < \theta < 171.5^\circ$) に位置している電磁カロリメーターで、シンチレーターには $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) を使用している。結晶は合計 160 個あり、それぞれがビーム収束用のマグネット上に設置してある。EFC は光子、電子による電磁シャワーの測定の外、オンラインのルミノシティモニターや KEKB コントロールのためのビームモニターの役割も果たす。

2.4 BELLE K/ π 粒子識別

2.4.1 K/ π 識別の重要性

BELLE 検出器は B 中間子の多岐に及ぶ崩壊モードの終状態粒子を正しく識別するために、様々な検出器から構成されている。それらのうち、K 中間子と π 中間子の識別は ACC、TOF と CDC のエネルギー損失を用いて行なわれている。K/ π 粒子識別を行う理由は大きく分けて 2 つある。フレーバータギングと呼ばれる親 B 中間子の同定と、ユニタリティー・トライアングルの角度を求

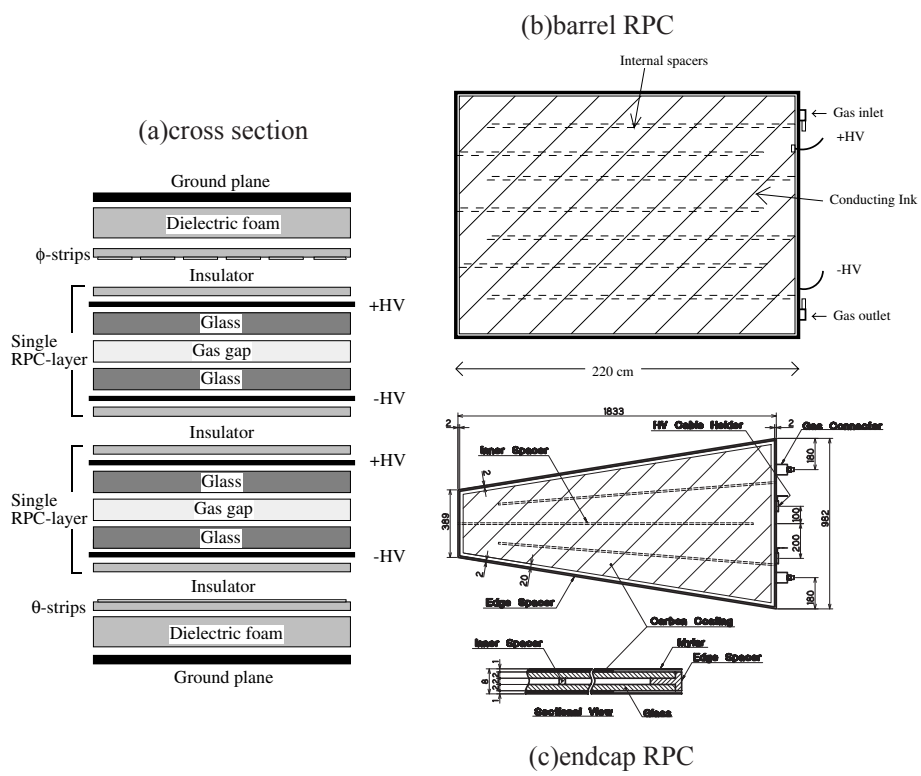


図 2.10: $K_L\mu$ 検出器

めるためである。

フレーバータギング

KEKB ファクトリー実験では、ある終状態が観測されたとしてもそれが B^0 から生じたのか \overline{B}^0 から生じたのかを知らなければ CP 対称性の破れは観測できない。一般に親が B か \overline{B} かを同定し、フレーバーを決定することをフレーバータギングと呼ぶ。フレーバータギングを行うには B^0 中間子のセミレプトニック崩壊、又はカスケード崩壊に注目する。セミレプトニック崩壊した場合にはレプトンの電荷を用い、カスケード崩壊 ($b \rightarrow c \rightarrow s$) した場合には主に K 中間子の電荷によってフレーバーを決定する。このことから、多数の π 中間子の中から K 中間子を効率良く見つけ出すことが重要であることがわかる。

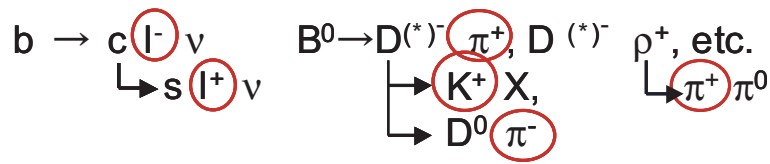


図 2.11: フレーバータギング。左図はセミレプトニック崩壊を示す。レプトンの電荷、及び運動量の情報を用いて親 B 中間子のフレーバー同定を行う。カスケード崩壊を起こす場合は K 中間子の電荷によって親 B 中間子のフレーバー同定を行う。右図のような多数のハドロンが生成されるカスケード崩壊では多数の π 中間子の中から K 中間子を効率良く見つけ出すことが重要となる。

ユニタリティー・トライアングルの内角、 ϕ_2, ϕ_3 の測定

ユニタリティー・トライアングルの内角、 ϕ_2, ϕ_3 を測定する場合にも K/ π 識別は欠かせない。 ϕ_2 を測定するには $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ に注目するが、 B^0 中間子はほぼ同程度の割合で $K^+ \pi^-$ にも崩壊する。 ϕ_3 の測定では $B \rightarrow DK$ と $B \rightarrow D\pi$ を区別する必要がある。これらのことから、KEKB ファクトリー実験において K/ π 識別が重要であることが言える。K/ π 識別が必要な崩壊モードと識別に必要な運動量領域、及びリジェクトするべき崩壊モードを表 2.1 に示す。

物理事象	崩壊モード	運動量 (GeV/c)	リジェクションモード
Tagging	$b \rightarrow c \rightarrow s$	$0.2 < p < 1.5$	
ϕ_1	$B \rightarrow J/\psi K_s$	-	-
ϕ_2	$B \rightarrow \pi\pi$	$1.8 < p < 3.8$	$B \rightarrow K\pi$
ϕ_3	$B \rightarrow DK$	$1.5 < p < 3.3$	$B \rightarrow D\pi$

表 2.1: 粒子識別の必要な崩壊モードと運動量領域

2.4.2 K/ π 識別能力

前節で述べた通り、K/ π の識別は B ファクトリー実験において非常に重要である。図 2.13 に、BELLE 検出器の K/ π 識別を行っている CDC のエネルギー損失、TOF、ACC の粒子識別能力を示す。これら 3 つの検出器は互いに識別能力の低い部分を補い、 $1.5 \text{ GeV}/c$ までの運動量領域では

TOF と CDC、 $1.1\text{GeV}/c$ から $3.5\text{GeV}/c$ までの高い運動量領域では ACC が主体で粒子識別を行う。これにより、その全運動量領域において 3.0σ 以上の識別能力がある。

ここで、BELLE 検出器を barrel 部と endcap 部にわけて考える。両者で決定的に違うことは、endcap 部には TOF が設置されていないことである。barrel 部において TOF は $1.5\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域で K/π 識別を行い、主にフレーバータギングに有用な情報を得ているが、endcap 部では空間的制約が大きく、ACC と TOF の両者を搭載するのは困難であった。その解決策として、endcap 部には屈折率 1.03 のシリカエアロジェルを用いた ACC を搭載することにより、フレーバータギング用の K/π 識別のみに絞ることにした。

図 2.13 に $B \rightarrow \pi\pi$ における π 中間子の運動量とビーム軸からの角度 θ との関係を示す。 $\theta < 40^\circ$ の領域で $3.5\text{GeV}/c$ を上回る高運動量の π 中間子が飛来する。endcap ACC の領域はビーム軸から $17^\circ < \theta < 34^\circ$ であるため、この領域で π を識別できないことは $B \rightarrow \pi\pi$ 崩壊の検出効率に関して問題である。このように、現在の BELLE 検出器での K/π 識別能力は高運動領域において十分ではない。KEKB ファクトリー実験でより精密に CP 対称性の破れを測定するためには高運動領域における BELLE 検出器の K/π 識別能力を向上させることが必要となる。

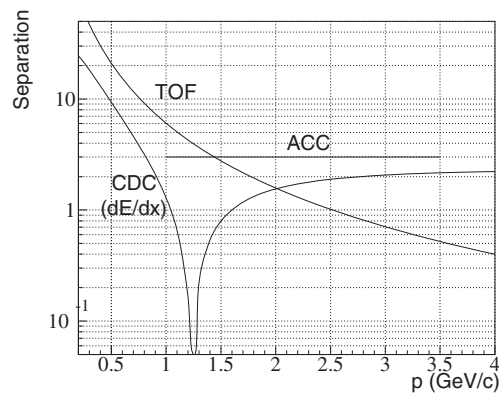


図 2.12: BELLE K/π 識別能力

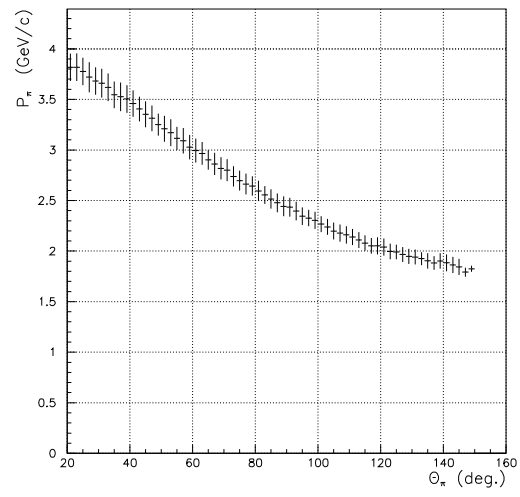


図 2.13: B 中間子の 2 体崩壊における運動量分布

第3章 Aerogel Ring Image Cherenkov counter (Aerogel RICH)

第2章で説明したように、現在 KEKB ファクトリー実験にて稼働している BELLE 検出器は十分な K/π 粒子識別を持ち合わせていない。本章では、BELLE 検出器のアップグレードを目的に現在開発している「エアロジェル RICH」と呼ばれる粒子識別装置について説明する。

3.1 基本概念

Aerogel Ring Image Cherenkov counter(エアロジェル RICH) は、輻射体にエアロジェルを用いたリングイメージ型のチェレンコフ検出器である。ここでは先ず、チェレンコフ光を用いたリングイメージ型検出器一般の粒子識別方法について述べる。

粒子識別は一般に、粒子の質量を測定することによって行う。しかし、直接質量を測定することはできないので、質量と相関のある観測量を測定することによって間接的に質量を求める。質量は、相対速度 β と運動量 p から

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (3.1)$$

の関係式を用いて求めることができる。運動量 p については

$$p(\text{GeV}/c) = 0.3 \times B(T) \times R(m) \quad (3.2)$$

の関係式を用いて精度良く測定できる。 B は磁場、 R は曲率を表している。以上のことから相対速度 β を精密測定することが粒子識別を行う場合に重要であるといえる。

チェレンコフ光によるリングイメージを用いた粒子識別は間接的に β を測定することによって粒子識別を行う。荷電粒子が屈折率 n の媒質中を、 $\beta > 1/n$ の速度で通過したときチェレンコフ輻射と言われる電磁輻射が起きる。これは、粒子が媒質中を通過することによって非対称分極が誘発され、媒質が時間的に変化する電気二重極を持つことによって起こると考えられる。このチェレンコフ光は

$$\cos \theta_c = 1/n\beta \quad (3.3)$$

で与えられる放出角 θ_c の方向に放射される。そのため、この θ_c を精度良く測定することは粒子の速度 β を精度良く測定することと同義であることがわかる。このように、チェレンコフ光の放出角(チェレンコフ角)を精密測定することによって粒子を同定することができる。また、粒子1事象に対して発生するチェレンコフ光子数 N は

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} d\lambda \quad (3.4)$$

と表される。 α は微細構造定数、 L は粒子が媒質中を通過した距離、 λ は発生した光子の波長 [nm] である。このため、入射粒子 1 事象に対して複数点においてチェレンコフ角 θ_c の測定ができ、測定精度を上げることができる。

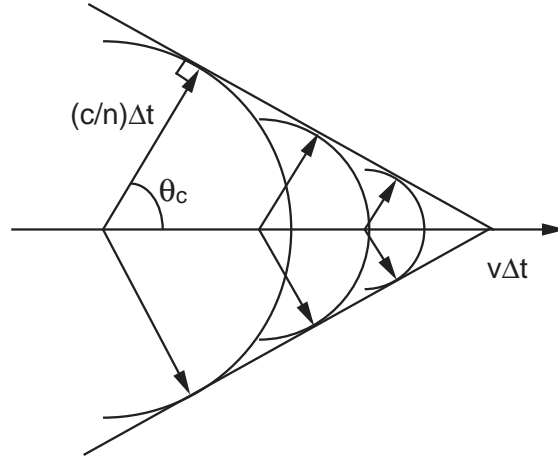


図 3.1: チェレンコフ輻射

3.2 原理と特徴

Aerogel Ring Image Cherenkov counter (エアロジェル RICH) の構成図を、図 3.2 に示す。検出器は、輻射体であるシリカエアロジェルと光検出器から構成されている。荷電粒子がエアロジェルに入射すると、そこでチェレンコフ輻射が起きる。チェレンコフ光は円錐表面状に発生するので、その後方に位置分解能を持つ光検出器をスクリーン状に配置することによってリングイメージを観測する。図 3.2 のように、リングイメージの半径を r 、チェレンコフ光発生点からスクリーンまでの距離を L とすると、チェレンコフ角 θ_c は、

$$\theta_c = \tan^{-1} \left(\frac{r}{L} \right) \quad (3.5)$$

の関係から求めることができる。このようにして直接求めたチェレンコフ角の情報から粒子を同定する。

エアロジェル RICH には DESY の HERMES 実験で実用化されているものがあり、また、CERN で計画中の LHCb 実験でも設置が予定されている。これらの検出器は光学系に集光ミラーを用いており、それによって輻射体内でのチェレンコフ光放出点の不定性によるチェレンコフリングのぼやけ (光検出器上で得られる像の太さ) を抑えることができる。このため、厚い輻射体を用いて容易に多光量が得ることが可能である。しかし、集光ミラーを用いると検出器の規模が大きくなってしまい、空間制約の厳しい一般的なコライダー型実験での使用は困難である。

KEKB ファクトリーでの使用を想定しているエアロジェル RICH は、BELLE 検出器の endcap 部と呼ばれる奥行き 28cm の領域で動作することが要求されている。このような非常に厳しい空間制約が要求されるため、集光ミラーを排した Proximity focusing 型と呼ばれるジオメトリーを採用した。この Proximity focusing 型 (図 3.3) エアロジェル RICH では、シリカエアロジェルから光検出器までの距離 L を 20cm と設定している。チェレンコフリングのぼやけの大きさは、式 (3.5) の

r の不定性の大きさ (Δr とする) として説明することができる。 Δr の大きさが同一であるならば、 L がより大きい程 θ_c の不定性を抑えることができる。これは、「粒子種の違いによる θ_c を測定する精度が向上する」ということと同義であるため、「 L を大きくすることによって高い検出器の能力を得ることができる」という結論に結び付く。Proximity focusing 型検出器の問題点は、 L が小さいために光検出器上でのチェレンコフリングがぼやけてしまうことである。そのため、比較的薄い輻射体を用いることによってリングのぼやけを抑える。Proximity focusing 型の導入によって検出器全体が非常にコンパクトとなり、BELLE 検出器 endcap 部で稼働する粒子識別装置の設計をすることができる。

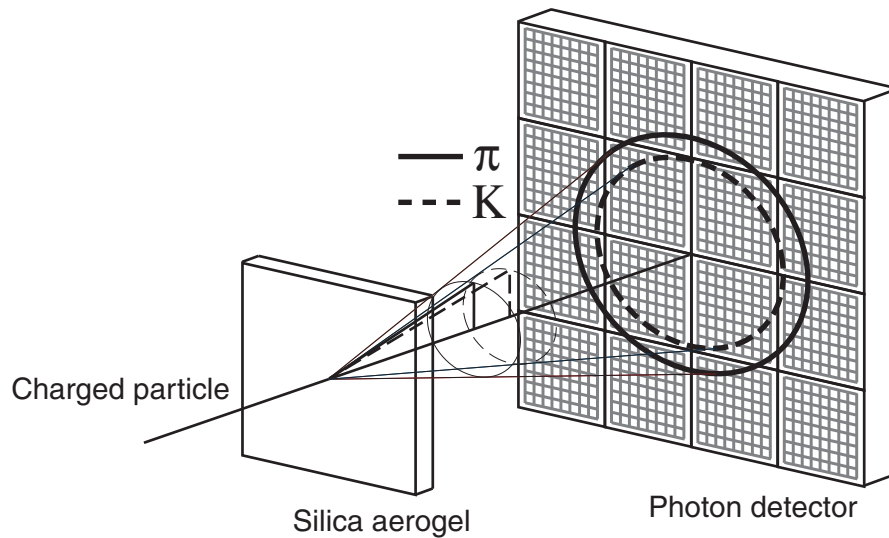


図 3.2: Proximity focusing エアロジェル RICH 構成図。シリカエアロジェルをチェレンコフ光の輻射体として使用し、その後方に位置分解能を持つ光検出器を配置する。スクリーン状に配置された光検出器でチェレンコフリングを観測し、その放出角を直接計算する。チェレンコフ放出角は(運動量が同一である場合) 粒子種によって異なるため、粒子識別が可能となる。K、及び π 中間子に注目した場合、 π 中間子のチェレンコフリングは K 中間子のものに比べ大きくなる。

3.3 構造

3.3.1 シリカエアロジェル

シリカエアロジェルはチェレンコフ光の輻射体として用いる。リングイメージ型の粒子識別装置では粒子間のチェレンコフ角の差が大きいほどその能力が向上するので、 $4\text{GeV}/c$ 付近の運動量領域で K/π 識別を行う場合には 1.03 程度の低屈折率を持つ物質が最適である。表 (3.1) に、様々な物質の屈折率を示す。1.03 という屈折率は固体と気体の中間に位置している値であり、この値を実現できるものはシリカエアロジェルのみである。

シリカエアロジェルの構造は二酸化珪素がシクロヘキサン結合 (O-Si-O) したシリカ粒子の集合体である。シリカ粒子は、 SiO_2 分子が直径 $1\sim 2\text{nm}$ に集合した 1 次粒子と、1 次粒子が更に集合して最大で直径約 50nm になる 2 次粒子から形成されている。3 次元的にネットワークを組んだ微細な海綿状の構造をした固体であり、空孔部分が 90% 以上を占めている。この特異な構造のために、

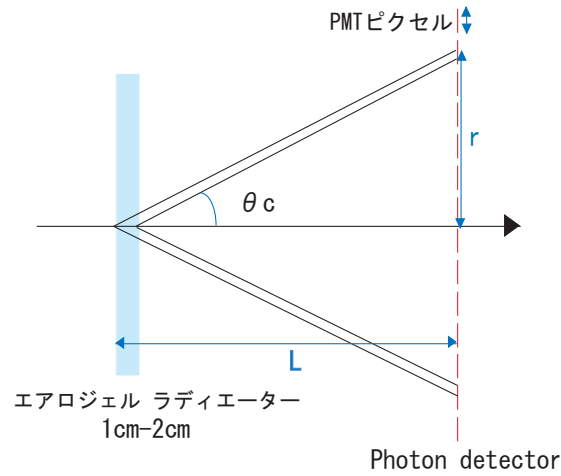


図 3.3: Proximity focusing エアロジェル RICH の原理。L はエアロジェルから光検出器までの距離、r 光検出器上でのチェレンコフリングの半径を示す。検出されるチェレンコフリングの半径にはエアロジェルの厚さによる誤差と光検出器のピクセルサイズによる誤差が含まれる。

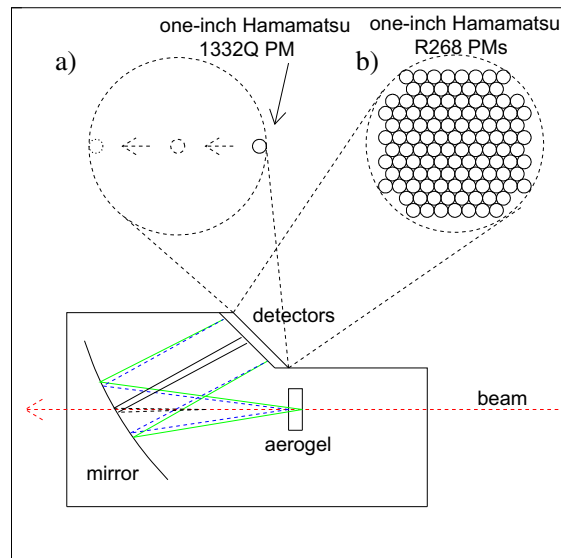


図 3.4: HERMESS Aerogel RICH

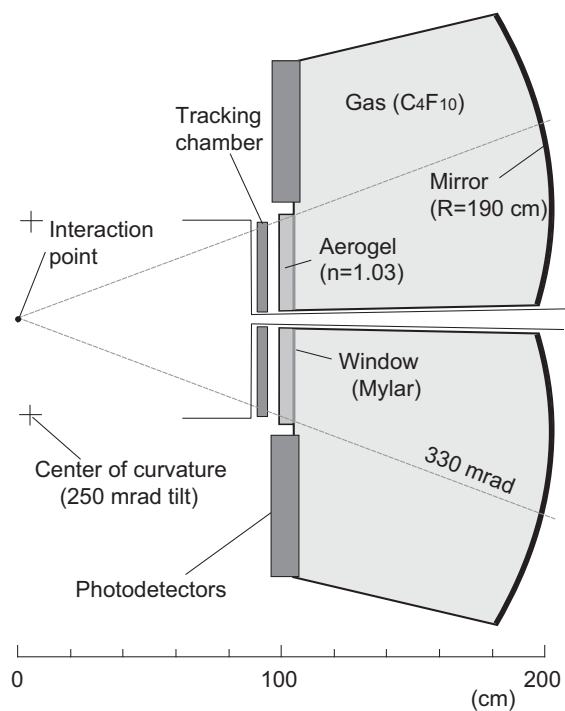


図 3.5: LHCb Aerogel RICH

物質		屈折率
固体	シリカエアロジェル	1.006 ~ 1.06
	ポリエチレン	1.58
	石英	1.47
液体	水	1.33
	水素	1.112
	ヘリウム	1.024
気体	二酸化炭素	1.000450
	イソブタン	1.001900
	空気	1.000292

表 3.1: 物質の屈折率

シリカエアロゲルは低屈折率、低密度の固体となっている。また、エアロゲル内ではレイリー散乱による光散乱の効果が大きいことも特徴の一つである。レイリー散乱は光の波長 λ に比べて十分に小さい粒子($\lambda/10$ 以下程度)を含む媒質中を光が通過する場合に起きる散乱で、シリカエアロゲルの2次粒子の大きさはちょうど可視光領域の波長の $1/10$ 程度になっている。

シリカエアロゲルの光学的特性については3章で詳細を説明する。

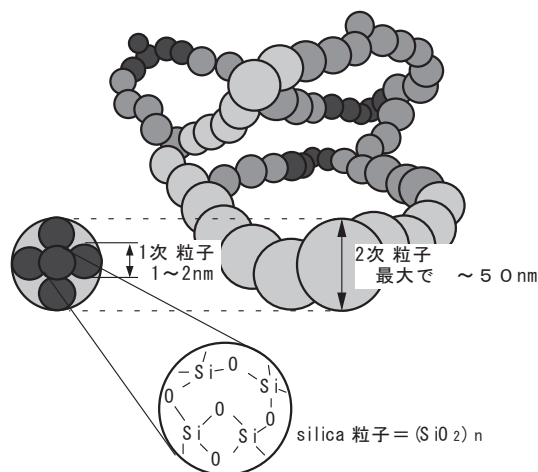


図 3.6: シリカエアロゲルの構造

3.3.2 光検出器

Proximity focusing 型のエアロゲル RICH に用いる光検出器には以下に挙げる能力が要求される。

1. 1光子検出が可能であること
2. 5mm 程度の位置分解能を持つこと
3. 光検出の有効面積が充分であること

これらの条件を満たす光検出器として浜松ホトニクス社製 H8500 Flat pannel multi anode PMT を選んだ。この光検出器は 5.8mm の位置分解能を持っており、1光子の検出が可能である。また、90%という高い光検出の有効面積を持っており、チェレンコフ光を効率良く検出することができる。

ただし、H8500 は磁場中では動作をしないため、BELLE 検出器内で使用することはできない。エアロゲル RICH の BELLE 検出器への搭載を考えるにあたっては、磁場中で動作する光検出器として HAPD(Hybrid avalanche Photodiode) を開発中である。

3.4 エアロゲル RICH の能力

本節ではエアロゲル RICH にどれだけの粒子識別能力があるかこれまでのビームテストの結果を中心に説明する。

Parameter	Description	Unit
有感波長領域	300650	nm
最大感度波長	420	nm
光電面材質	Baialkali	-
窓	材質	Brosilicate glass
	厚さ	2.0
ダイノード	材質	Metal channel dynode
	段数	12
読み出しアノード数	64(8×8)	-
ピクセルサイズ/間隔	5.8×5.8/6.08	mm
有感面積	49×49	mm
大きさ	52×52×52	mm

表 3.2: 浜松ホトニクス H8500 の性能

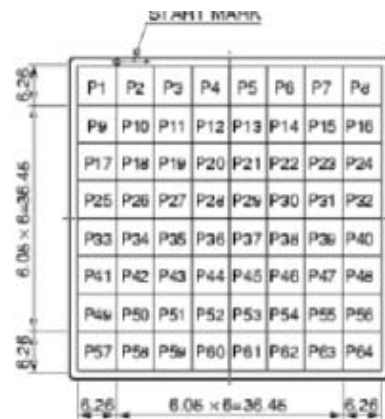
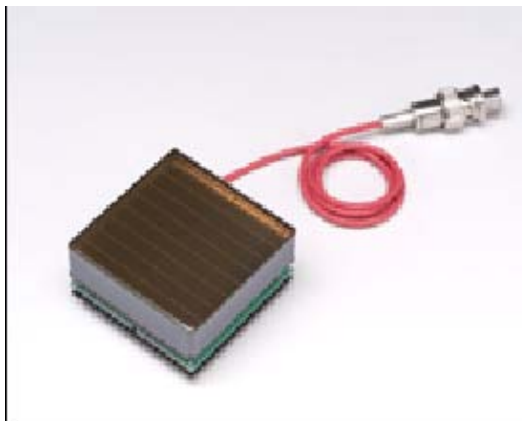


図 3.7: 光電子増倍管 H8500

3.4.1 角度分解能

1 光子に対するエアロジェル RICH のチェレンコフ放出角の決定精度 (角度分解能) はチェレンコフ光の発生点の不定性 (σ_{emit})、光検出器のピクセルサイズからくる誤差 (σ_{pixel}) によって主に決定される。寄与は小さいが、シリカエアロジェルの屈折率波長依存性 (σ_{chrom}) も角度分解能を悪化させる。以上のことから、エアロジェル RICH の角度分解能は

$$\sigma_{1photon} = \sqrt{\sigma_{emit}^2 + \sigma_{pixel}^2 + \sigma_{chrom}^2 + \sigma_{etc}^2} \quad (3.6)$$

で決定される。 σ_{etc} は、粒子の軌跡情報の誤差、運動量の誤差、エアロジェルの屈折率非一様性等で、エアロジェル RICH の原理上の問題以外が原因で角度分解能に寄与するものである。

ここで、角度分解能に寄与の大きい σ_{emit} と σ_{pixel} を見積もる。チェレンコフ放出角は式 (3.5) によって直接計算される。この場合、チェレンコフ光発生点の情報を得ることはできないので放出角度を計算する場合に光検出器からチェレンコフ光発生点までの距離 L にエラーが含まれてしまう。また、チェレンコフ光が検出される位置情報も光検出器のピクセルサイズ分の不定性を含んでいるのでチェレンコフリングの半径 r にもエラーが含まれる。チェレンコフ光発生点の不定性、光検出器のピクセルサイズからくる不定性はそれぞれ式 (3.5) の L 、および r の誤差であると考えらる。

$$\sigma_{emit}^2 + \sigma_{pixel}^2 = \left| \frac{\partial \theta_c}{\partial L} \right|^2 \Delta L^2 + \left| \frac{\partial \theta_c}{\partial r} \right|^2 \Delta r^2 \quad (3.7)$$

$$\sigma_{emit} = \frac{d \sin \theta_{ch} \cos \theta_{ch}}{l \sqrt{12}} \quad (3.8)$$

$$\sigma_{pixel} = \frac{A \cos^2 \theta_{ch}}{l \sqrt{12}} \quad (3.9)$$

となる。 d はエアロジェルの厚さ、 l は光検出器からエアロジェルの中心までの距離、 A は光検出器のピクセルサイズである。光検出器からシリカエアロジェルまでの距離を L とすると $l = L - d/2$ となる。このように、1 光子当りの角度分解能は、エアロジェルの厚さ d 、光検出器のピクセルサイズ A 、光検出器からエアロジェルの中心までの距離 l によって決定される。

図 3.8 に、角度分解能のエアロジェル厚依存性を示す。入射粒子は運動量 $3\text{GeV}/c$ の π^- 中間子である。Proximity focusing 型エアロジェル RICH では輻射体から光検出器までの距離 L を 20cm と小さく設定しているため、チェレンコフ光発生点の不定性が角度分解能に大きな影響を与える。エアロジェルの厚さの増大に伴う角度分解能の悪化は、このチェレンコフ光発生点の不定性の増大によるものであると考えられる。角度分解能の悪化を抑えるために L を大きくすることも考えられるが、BELLE 検出器の空間制約から不可能であるため、これまでの開発研究では薄いエアロジェル輻射体を使用することによって角度分解能の悪化を防いできた。次節で議論する検出光子数について考慮するとエアロジェル輻射体は厚いほうが望ましいが、Proximity focusing 型を採用する場合、1 光子当りの角度分解能が悪化してしまうので検出光子数を増加させるために厚いエアロジェルを用いることができない。この Proximity focusing 型を採用することによる原理的な問題が、現在検出器の性能を制限をしている。本稿では、この Proximity focusing 型の原理的な問題の解決のための議論に重点を置く。

図 3.9 には角度分解能の運動量依存性を示す。入射粒子は π^- 中間子で、エアロジェルは厚さ 20mm のサンプルを用いている。低運動量領域で角度分解能が著しく悪化しているが、これは multiple scattering の効果によって入射粒子の飛跡情報の誤差が増大するためで、Proximity focusing 型エアロジェル RICH の原理に起因するものではない。 $4\text{GeV}/c$ の π^- が入射した場合、1 光子当りの角度分解能は約 14mrad という値を実験から得ている。

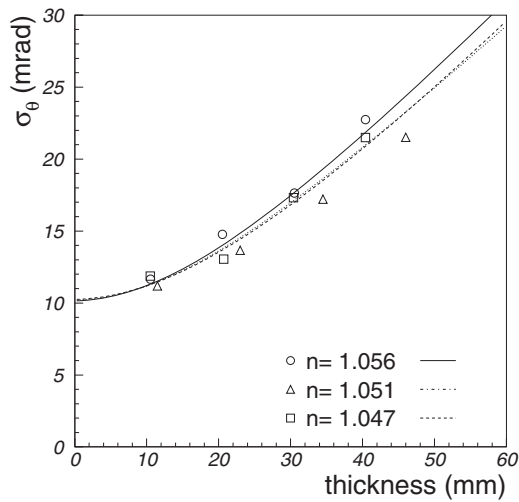


図 3.8: 角度分解能のエアロジェル厚依存性

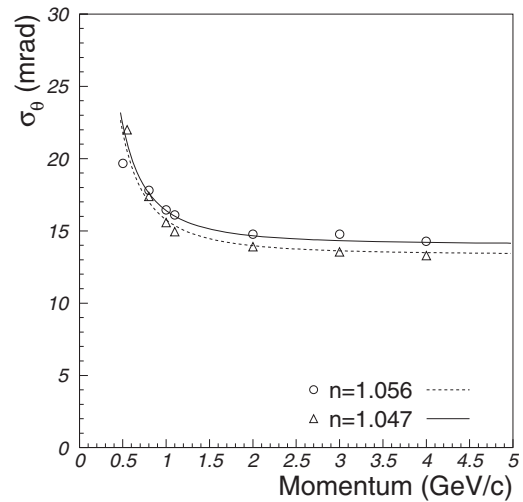


図 3.9: 角度分解能の運動量依存性

実験から得られた角度分解能について考察してみる。光検出器には H8500 を用いるので、ピクセルサイズ A は 5.8mm である。厚さ 20mm、屈折率 1.047 のエアロジェルを用いて 4GeV/c の π によるチェレンコフ放射角を測定した場合の角度分解能を計算すると、 $\sigma_{emit}=8.5\text{mrad}$ 、 $\sigma_{pixel}=8.0\text{mrad}$ となり、 $\sigma_{1\text{photon}}=11.7\text{mrad}$ となる。この計算値は実験値と自乗差で約 6mrad の違いがある。図 3.8 の曲線は、この 6mrad の寄与を offset としてフィットしたものである。先述したように、エアロジェルの厚さの増大に伴う角度分解能の悪化は、チェレンコフ光発生点の不定性の増大によるものであると考えられるが、実験値と計算値の 6mrad という食い違いの原因は明らかにされていない。考えられる原因としてはエアロジェルの表面状態の平坦度、屈折率の非一様性、屈折率の波長依存性などが挙げられる。本稿ではこれらのことについての議論も行う。

3.4.2 検出光子数

粒子識別に有用な情報を持つ光子を検出光子数と呼ぶこととし、その決定要因について述べる。検出光子数を増加させるためには以下のものが考えられる。

1. エアロジェル輻射体を厚くする
2. エアロジェルの透過率を向上させる
3. 光検出器の検出効率 (量子効率、収集効率、有効面積比) を上げる

1. では、チェレンコフ光の発光量そのものを増加させることが期待できる。また、粒子識別に有用な情報をもたらすのは、エアロジェル輻射体内で散乱することなく光検出器で受光される直進光のみであるので、2. によっても検出光子数の増加が期待できる。3. は、光検出の効率を向上させるものである。図 3.10 に検出光子数のエアロジェル厚依存性を示す。厚いエアロジェルを使用することによって検出光子数が増加していることがわかる。しかし、先述したようにエアロジェルを厚くすることは角度分解能の悪化にもなるため、検出光子数を増やしても検出器全体の性能の向上にはならない。そのため、これまでの開発研究では「エアロジェルの透過率の改善」と「光検出器の検出効率の向上」を重点的に行ってきた。

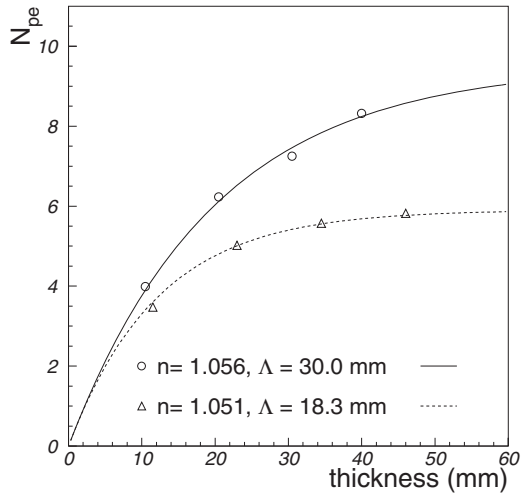


図 3.10: 検出光子数のエアロジェル厚依存性

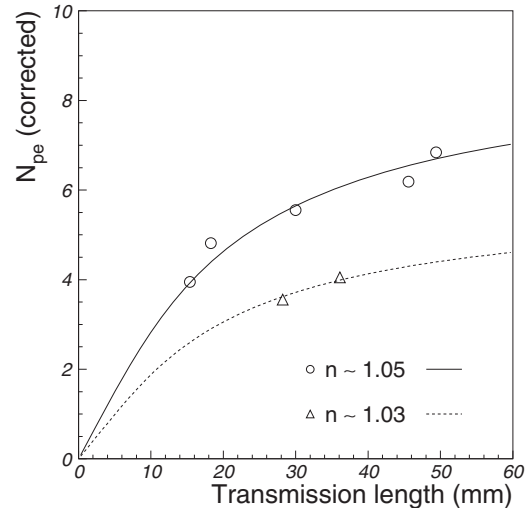


図 3.11: 検出光子数の透過長依存性

図 3.11 には検出光子数の透過長依存性を示す。厚さ 20mm のエアロジェルを輻射体を使用している。エアロジェルの透過長が向上するに従って検出光子数が増加していることがわかるが、その増加率は減少している。実際の開発では、当初約 15mm 程度 (400nm) であったエアロジェルの透過長を現在は良いサンプルで 45mm にまで改善させている。このとき、エアロジェル RICH のテスト検出器に H8500 を使用することによって 89% という高い有効面積比を得ている。

最後に、検出光子数の運動量依存性を図 3.12 に示す。屈折率 1.05 のエアロジェルを輻射体として使用している。入射粒子は π 中間子である。低運動量領域ではチェレンコフ光の発光量が減少しているため、検出光子数が低下している。1GeV/c 以上の運動量を持つ π に対して屈折率 1.05 のエアロジェルを用いると約 6 個のチェレンコフ光を検出することが可能であることがわかる。

ここで、エアロジェル RICH における検出光子数について考察し、まとめる。検出光子数は

$$N_{pe} = C \int_0^d \int \epsilon(\lambda) \lambda^{-2} \sin^2 \theta_c \exp(-x/\Lambda(\lambda) \cos \theta_c) d\lambda dx \quad (3.10)$$

$$\approx C' \sin^2 \theta_c \Lambda \cos \theta_c (1 - \exp(-d/\Lambda \cos \theta_c))$$

で算出することが予想される。 Λ は波長 400nm の光の透過長、 $\epsilon(\lambda)$ は PMT の量子効率である。各種のパラメータを代入して計算すると、比例定数 C' はおよそ 4.4 となり、この式は検出光子数のエアロジェル厚依存性、透過長依存性をよく再現していることがわかる。ここからさらなるエアロジェル RICH の性能向上を考えた場合、図 3.11 の結果からエアロジェルの透過率の改善による飛躍的な検出光子数の増加は期待できない。光検出器の検出効率向上に関して、既に 89% の有効面積比を達成しているのでこれ以降に飛躍的な向上は見込めない (量子効率、収集効率の向上も技術的に難しい)。厚いエアロジェルを使用することのみが残されているが、その場合チェレンコフ光発生点の不定性が増大して角度分解能が悪化するという Proximity focusing 型の原理的な問題が生じてしまう。Proximity focusing 型特有のこの問題を解決することはエアロジェル RICH の性能向上のための最重要課題である。

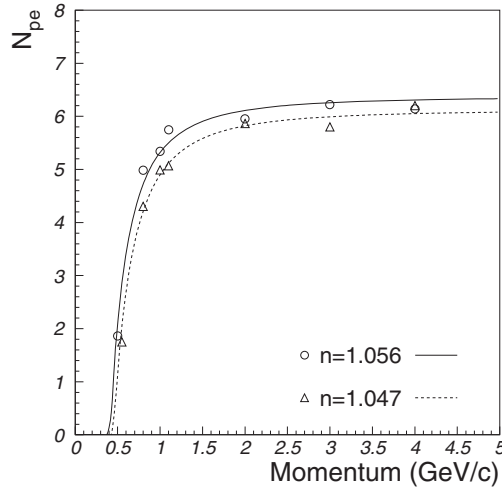


図 3.12: 検出光子数の運動量依存性

3.4.3 K/ π 識別能力

エアロジェル RICH の粒子識別能力 S を 1トラック当たりの角度分解能 σ_π, σ_K を用いて以下のように定義する。以下のように定義する。

$$S = \frac{\theta_\pi - \theta_K}{(\sigma_\pi + \sigma_K)/2} \quad (3.11)$$

θ_π, θ_K は π 及び K 中間子によるチェレンコフ角である。1トラック当たりの角度分解能は、1光子当たりの角度分解能 σ_π, σ_K と検出光子数 N_{pe} を用いて近似的に

$$\sigma_\pi = \frac{\sigma_{\theta_\pi}}{\sqrt{N_{pe}}}, \quad \sigma_K = \frac{\sigma_{\theta_K}}{\sqrt{N_{pe}}} \quad (3.12)$$

のように表される。エアロジェル RICH の性能を向上させるためには、角度分解能と検出光子数から決定される 1トラック当りの角度分解能の改善を行う。

図 3.13 に 1トラック当りの角度分解能のエアロジェル厚依存性を示す。やみくもに厚い輻斜体を用いると検出光子数は増加するが、1光子当りの角度分解能は悪化してしまうためトータルでの検出器の性能(トラック当りの角度分解能)を低下させてしまう。最適なエアロジェルの厚さはおおよそ 20mm であると思われている。最適化したエアロジェル RICH を用いて測定した K 及び π 中間子のチェレンコフ角分布の様子を図 3.14 に示す。 π の運動量は $4\text{GeV}/c$ である。 $4\text{GeV}/c$ の K を用いることはできなかったため、 $1.1\text{GeV}/c$ の π を用いることによって代用した (β は $4\text{GeV}/c$ の K に相当)。粒子識別能力を評価すると $S=4.2\sigma$ という結果が得られる。

このように、エアロジェル RICH の K/π 分離能力は現在の BELLE 検出器の能力を上回っており、目標の性能に近づきつつある。磁場中で使用可能な光検出器や読み出しエレクトロニクスの開発など、実用段階のに向けた研究は当然必要であるが、エアロジェル RICH の基本的な動作原理については正しい知見が得られている。

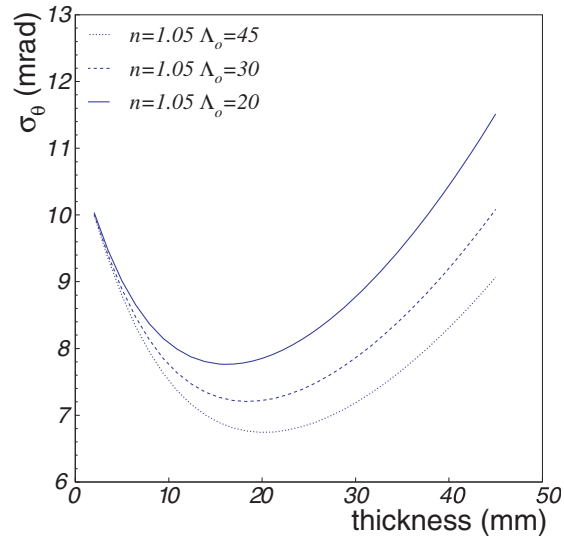


図 3.13: 角度分解能 (1トラック) のエアロジェル厚依存性

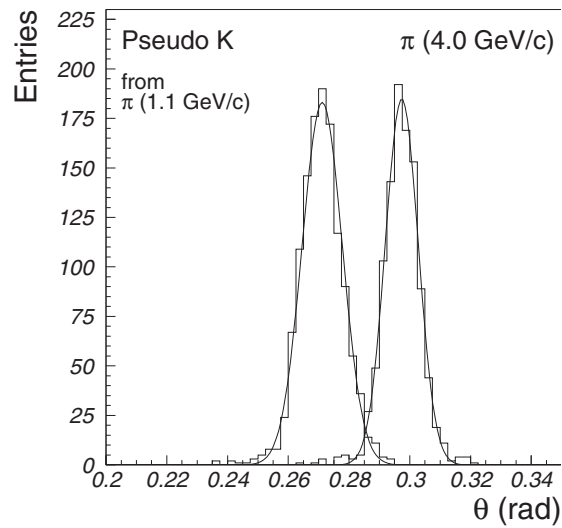


図 3.14: 1トラック当たりのチェレンコフ角分布

3.5 デュアル、及びマルチラディエーターの導入

図 3.13 は、Proximity focusing 型エアロジェル RICH はエアロジェル輻射体の厚さに関して角度分解能と検出光子数の両立ができないという問題点を示唆している。これは、検出光子数を増やすためにエアロジェルを厚くしても、角度分解能が低下してトータルとしての性能向上にはつながらないという問題である。この問題点を解決するために「デュアルラディエーター」という原理を導入する。デュアルラディエーターとは、屈折率の異なる輻射体を 2 重にして用いたもののことを言い、輻射体の組合せ方によって大きく 2 種類に分けられる。

Focusing 型

荷電粒子の入射に対して上流側に低屈折率の輻射体を設置し、下流側に高屈折率の輻射体を設置する。屈折率を適当に調節することによってチェレンコフ光の焦点を光検出器上に合わせるができるため、チェレンコフリングのぼやけを抑えることができる。このため、角度分解能を保ったまま輻射体を厚くして検出光子数を増加させることが可能となる。

Defocusing 型

荷電粒子の入射に対して上流側に高屈折率の輻射体を設置し、下流側に低屈折率の輻射体を設置する。上流側から発生するチェレンコフ光と下流側から発生するチェレンコフ光それぞれで完全に独立なチェレンコフリングを 2 つ作る。それぞれのリングはチェレンコフ光の発生点の不定性が、エアロジェル厚トータルの半分に抑えられている。入射粒子 1 トラックに対して実質的にチェレンコフ角を一度に 2 回測定することが可能となるため、粒子識別の精度を向上させることができる。

デュアルラディエーターのセットアップは図 3.15 に示す。エアロジェル RICH で輻射体として用いているシリカエアロジェルは、材料の調合比を変化させることによって比較的容易に屈折率を調節してサンプルを製作することができるため、「デュアルラディエーター」の原理を実現することができる。

デュアルラディエーターの原理を拡張して、輻射体をさらに多層化させることも可能である。これを「マルチラディエーター」と呼ぶ。マルチラディエーターにも Focusing 型と Defocusing 型の 2 種類がある。マルチラディエーターのセットアップを図 3.16 に示す。マルチラディエーターの Focusing 型は、屈折率の異なるエアロジェルの層を更に増やし、よりきめの細かいフォーカスを行う。マルチラディエーターの Defocusing 型では、完全に独立なチェレンコフリングを 2 つ作り、それぞれをフォーカスする。角度分解能の良い 2 つのリングが得られるため、デュアルラディエーターの Defocusing 型より高い粒子識別の能力が期待できる。

本研究では、エアロジェルの屈折率可変性を使った「デュアル (マルチ) ラディエーター」という新しい RICH 光学系の開発に取り組んだ。エアロジェル輻射体の多層化によって RICH の性能が向上するか、1 光子当りの角度分解能と検出光子数について評価をする。

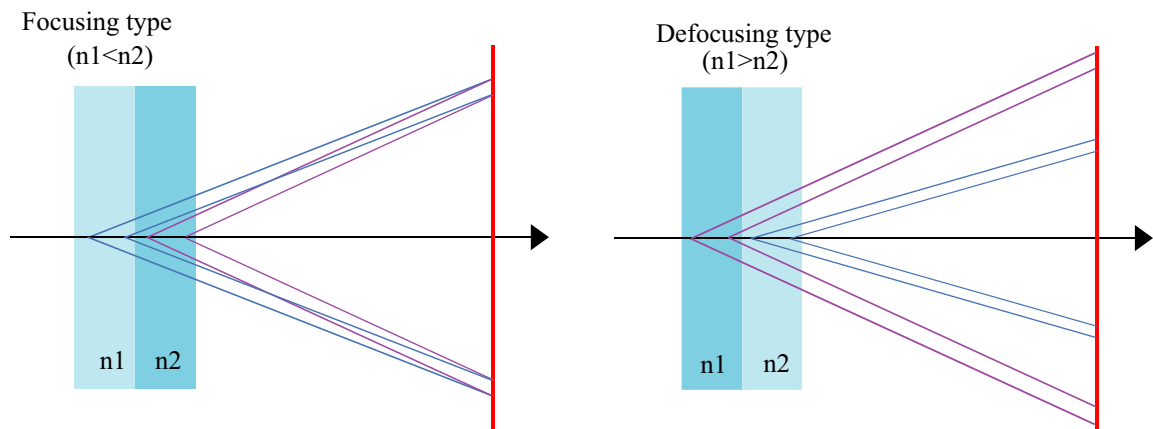


図 3.15: デュアルラディエーターのセットアップ図。Focusing 型デュアルラディエーター (左) と Defocusing 型デュアルラディエーター (右)。両タイプ共に、デュアルラディエーターは「角度分解能の悪化を防ぎながら輻射体を厚くして検出光子数を増やす」というコンセプトに基づいている。Focusing 型では、入射粒子に対して上流に低屈折率の、下流側に高屈折率のエアロジェルを設置し、チェレンコフリングのフォーカスを行う。Defocusing 型では、入射粒子に対して上流に高屈折率の、下流側に低屈折率のエアロジェルを設置し、完全に独立なリングを 2 つ作る。

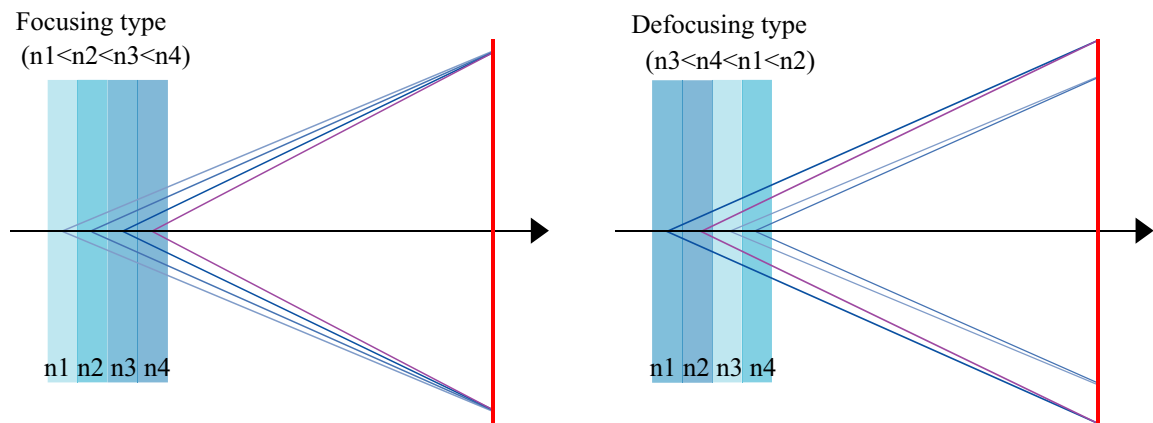


図 3.16: マルチラディエーターセットアップ図。Focusing 型マルチラディエーター (左) と Defocusing 型マルチラディエーター (右)。Focusing 型ではエアロジェルの更なる多層化を行い、3 重、4 重のフォーカスを行う。輻射体を厚くした場合の角度分解能の悪化はデュアルラディエーターよりも強く抑えることが可能である。Defocusing 型では 2 つできるチェレンコフリングをそれぞれフォーカスすることによって、各々のリングの角度分解能を向上させる。それぞれのリングの角度分解能は、デュアルラディエーターよりも改善されることが期待でき、粒子識別能力が向上する。

第4章 シリカエアロジェルの光学的特性

輻射体として用いるシリカエアロジェルの光学特性は、RICH の性能を決定する要因の一つであるのできちんと理解しておく必要がある。本章ではまず、シリカエアロジェルの透過率と屈折率の測定結果について述べる。また、前章で述べたデュアルラディエーターを導入する際にはシリカエアロジェルを輻数枚重ねた輻射体を使用するため、エアロジェル表面の平坦性に起因する微小散乱を正しく評価する必要がある。本章ではこの散乱を表面散乱と呼ぶこととし、独自の方法で行った測定についても述べる。

4.1 透過率

シリカエアロジェルは、構成粒子がであるシリカ粒子のサイズが約 50nm である。このため、エアロジェル内での光の減衰 (散乱) はレイリー散乱が主要過程となる。荷電粒子がエアロジェルを通過するとチェレンコフ光を発生するが、粒子識別に有用な情報をもたらすものはレイリー散乱されずに光検出器で検出される直進光のみである。Proximity focusing 型のエアロジェル RICH では、比較的薄いエアロジェルを用いるため、直進光を充分得るためにエアロジェルの透過率を向上させることが特に重要となっている。本節では、このエアロジェルの透過率の測定方法と結果について述べる。

4.1.1 測定方法

エアロジェルの透過率は分光光度計 (日立製 U-3210) を用いて測定した。入射光源には重水素ランプとハロゲンランプを用いており、190nm ~ 900nm までの波長領域で透過率を測定することができる。

図 4.2 に分光光度計の仕組みを示す。入射光源はモノクロメーターで単色化され、さらにミラーで試料光と対照光に分けられる。試料光は試料ホルダーに置かれたエアロジェルを通過して積分球に入射し、光検出器によって検出される。各波長領域で対照光と試料光の強度の比を測定することによって、透過率の波長依存性を調べることができる。

4.1.2 測定結果

分光光度計を用いて透過率を測定した結果を図 (4.2) に示す。測定波長領域は 200 ~ 800nm とした。測定結果は、式 (4.1) でフィットした。

$$\frac{T(\lambda)}{T_0(\lambda)} = A \exp\left(-\frac{C}{\lambda^4}\right) = A \exp\left(-\frac{d}{\Lambda(\lambda)}\right) \quad (4.1)$$

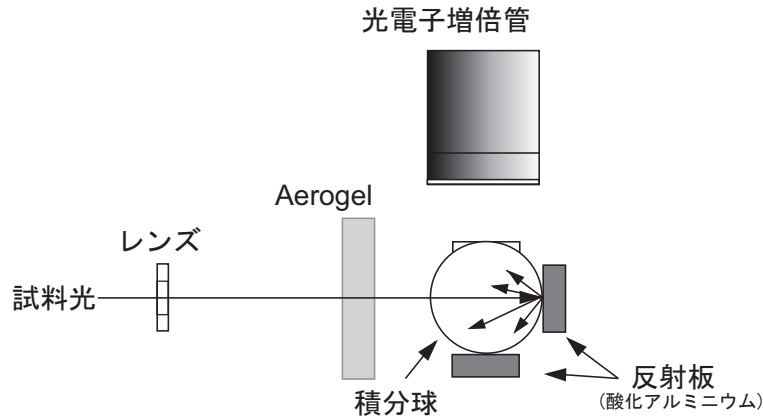


図 4.1: 分光光度計

式 (4.1) の第 3 式は、透過長 Λ を用いて式変形したものである。d はエアロジェルの厚さである。この透過長は、

$$\frac{1}{\Lambda(\lambda)} = \frac{1}{\Lambda_{scatt}(\lambda)} + \frac{1}{\Lambda_{abs}(\lambda)} \quad (4.2)$$

のように散乱長 Λ_{scatt} と吸収長 Λ_{abs} の両方の寄与によって決定されるものである。吸収効果が有為な場合は、式 (4.1) の第 2 式は有効な近似とはならず、図 (4.2) のフィットがずれる。測定値に対するフィットのずれは低波長領域で大きくなっているが、その他の領域では良く一致している。エアロジェル中ではレイリー散乱が支配的で吸収の効果は小さいことがわかる。

4.2 屈折率

シリカエアロジェルはその特異な構造から低密度、低屈折率の固体となっている。本節ではその屈折率の波長依存性を測定した結果を述べる。屈折率の波長依存性は、エアロジェル RICH の角度分解能に影響するのでその効果を見積もることが本節の目的である。

4.2.1 測定方法

エアロジェルの屈折率はフラウンフォーファー法を用いて測定する。測定の様子を図 4.3 に示す。セットアップは、赤 (632.8nm)、緑 (543.5nm)、青 (405nm) の 3 種類のレーザーとターンテーブル、及びスクリーンからなる非常にシンプルなものである。エアロジェルからスクリーンまでの距離を L とする。レーザーをエアロジェル角に当て、スクリーンに投影された屈折光の変移 d から屈折角 ϕ を求める。屈折によるスクリーン上でのレーザー光の変位を d とすると、ターンテーブルを回転させてエアロジェルへのレーザー光の入射角を変化させた場合に、変位 d が最小となる入射角が存在する。この最小変位角を α とすると、エアロジェルの屈折率 n は、式 (4.3) で表される。

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{x_{min}}{L} \right), \quad n = \frac{\sin \left(\frac{\delta + \alpha}{2} \right)}{\sin \left(\frac{\delta}{2} \right)} \quad (4.3)$$

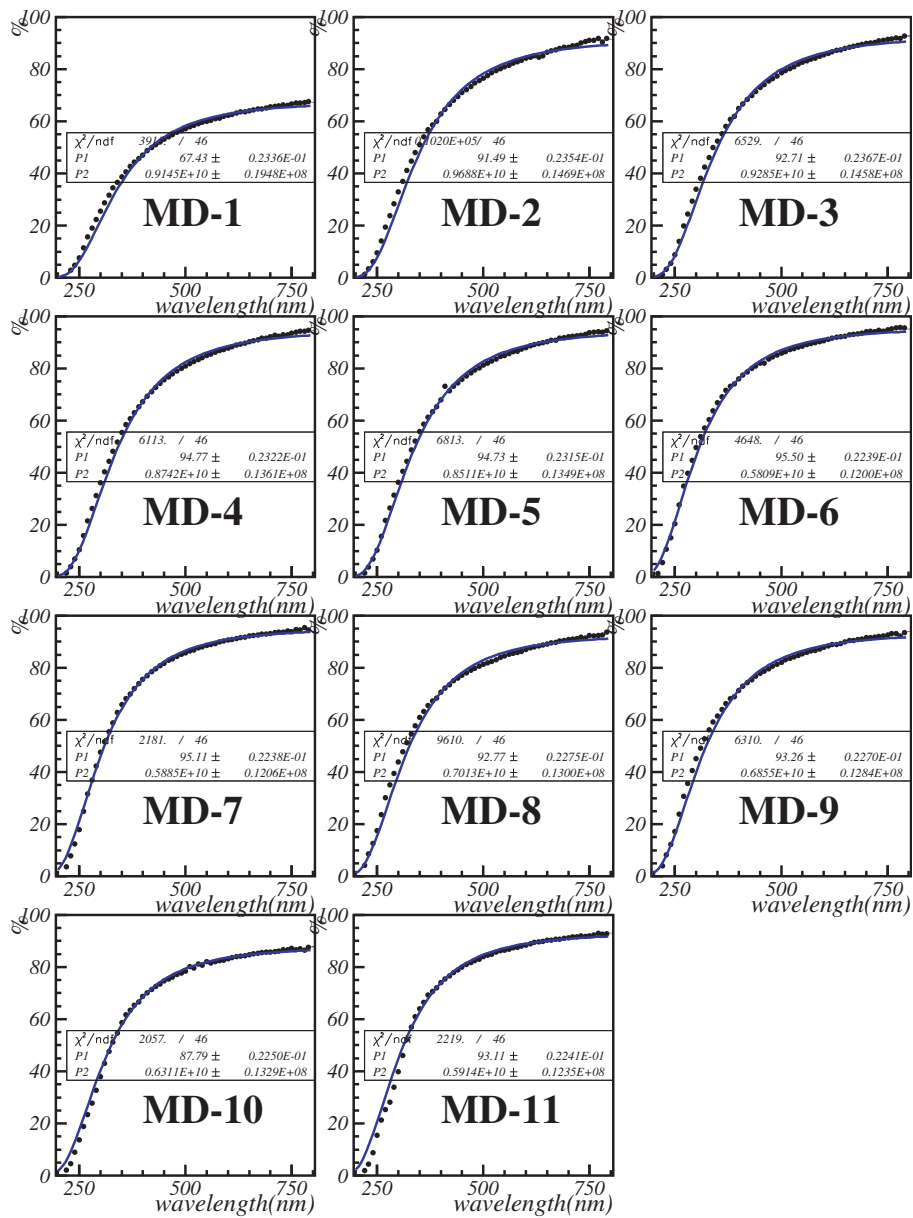


図 4.2: 透過率の波長依存性

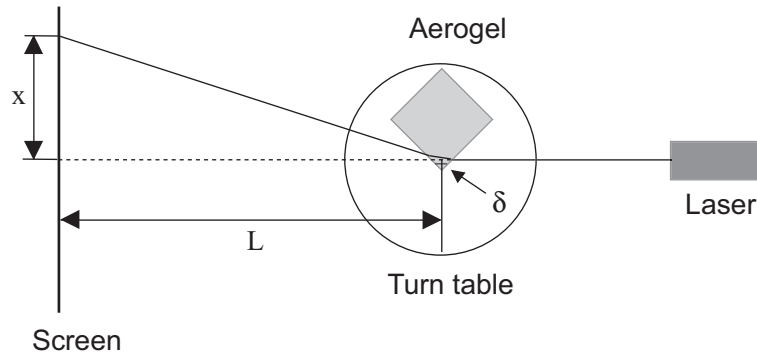


図 4.3: フラウンフォーファー法による屈折率測定

4.2.2 測定結果

屈折率を測定した結果を図 4.4 に示す。エアロジェルの構成要素は SiO_2 と空気なので、その屈折率波長依存性は石英 (n_{SiO_2}) と空気 (n_{air}) で決まると考えられる。図の直線は、シリカエアロジェルの屈折率依存性は石英、及び空気の屈折率波長依存性が $A:1 - A$ の割合で寄与していることを仮定してフィットを行った。

$$n_{\text{aerogel}}(\lambda) = An_{\text{SiO}_2}(\lambda) + (1 - A)n_{\text{air}}(\lambda), \quad A = \frac{n_{\text{SiO}_2}(\lambda_0) - n_{\text{aerogel}}(\lambda_0)}{n_{\text{SiO}_2}(\lambda_0) - n_{\text{air}}(\lambda_0)} \quad (4.4)$$

エアロジェルの屈折率は低波長領域で急激に大きくなっている可能性がある。図 4.5 は、屈折率の波長依存性 (図 4.4) によるチェレンコフ角分布の分散を示す。この評価にはシリカエアロジェルの透過率、光検出器 H8500 の量子効率が考慮されている。透過率、屈折率の異なる様々なサンプルについて計算してみた結果、およそ 2mrad 程度であることがわかる。

4.3 表面散乱

エアロジェル中を光子が通過する場合には、レイリー散乱や屈折以外にエアロジェルの表面状態 (平坦性) に伴う散乱を起こす可能性がある。RICH を考える場合、このような散乱が大きいとチェレンコフ角の情報を失ってしまうため、粒子識別の能力を低下させてしまう可能性がある。散乱の仕方によって、角度分解能を悪化させたりバックグラウンドを増加させたりする効果が考えられる。このエアロジェルの表面での散乱をここでは簡単に表面散乱と呼ぶこととし、その散乱角と散乱確率を求める。

4.3.1 測定方法

表面散乱測定のセットアップを図 4.6 に示す。エアロジェルにレーザーを入射させて、その散乱の様子を測定することによって表面散乱を評価する。レーザー光は、エアロジェル後方に設置してある直径 $50\mu\text{m}$ のピンホールを張り付けたフォトダイオード (以下 PD) で検出する。PD は可動ステージに固定し、実験中は xy 方向に動かしてレーザー光の強度分布を測定する。シリカエアロジェルも可動ステージ上に固定し、レーザー光の入射位置も変えられるようにする。

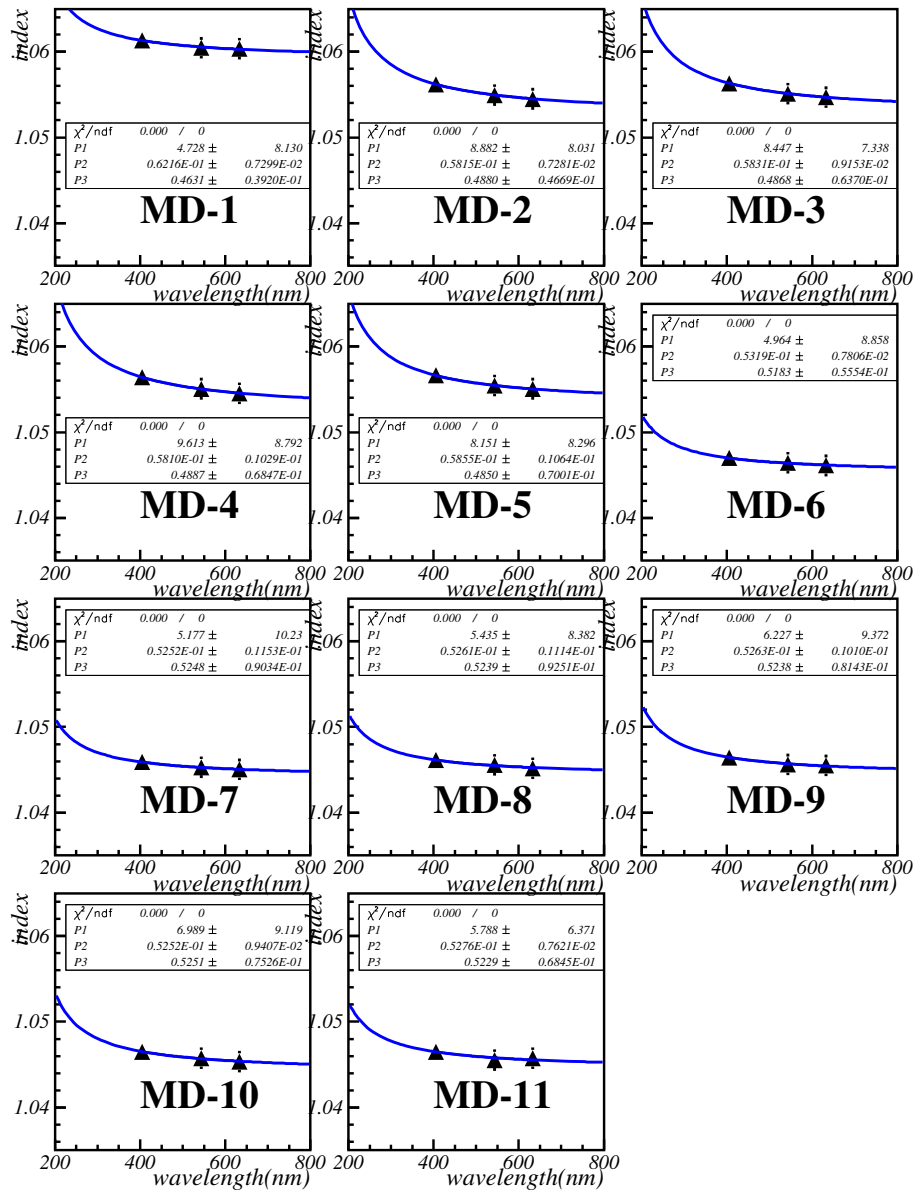


図 4.4: 屈折率の波長依存性

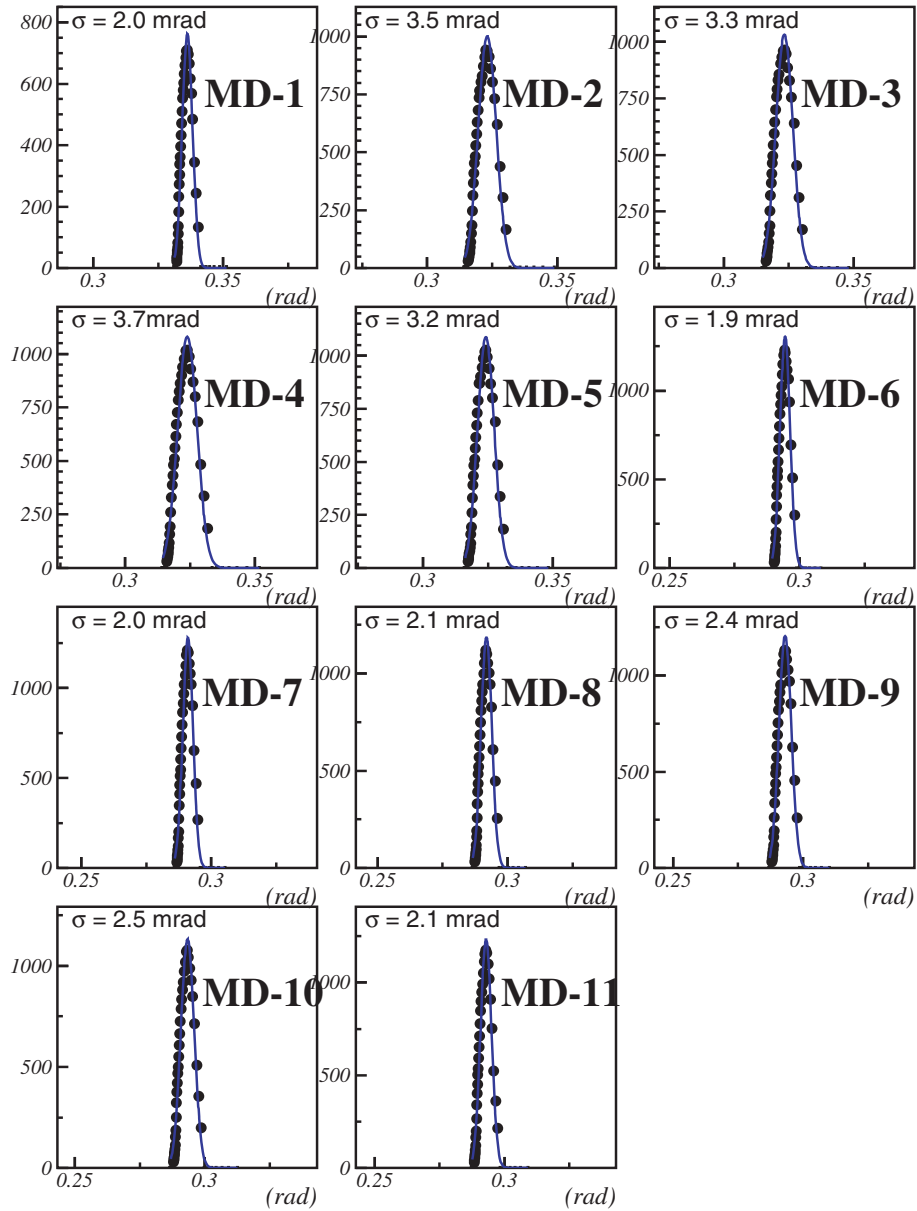


図 4.5: 屈折率波長依存性によるチェレンコフ角の分散

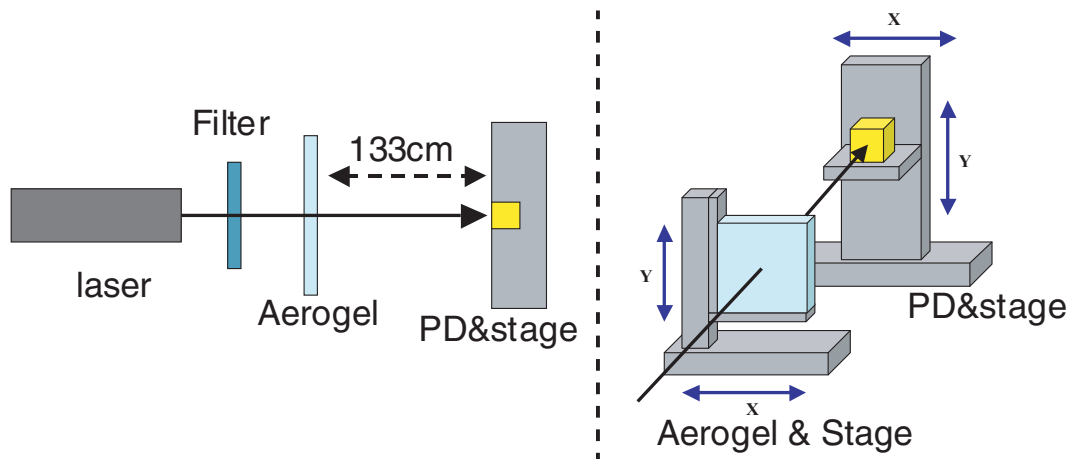


図 4.6: 表面散乱測定のためのセットアップ。真上から見た図 (左) とレーザー進行方向から見た図 (右)。エアロゲルとフォトダイオード (PD) はステージに載っており、 xy 方向に動かすことが可能。PD を xy 方向に動かしてレーザーの広がりを測定する。

PD は $200\mu\text{m}$ 毎に動かして、 xy 平面の $5\times 5\text{mm}$ の領域でレーザー光の強度を測定する。図に表面散乱によるレーザー光の様子を示す。このように、表面散乱の様子はレーザーの入射位置によって大きく異なる。平均的な表面散乱の効果を定量的に評価するため、レーザーの入射位置を変えながら計 9 点でデータテイクを行いそれらの平均値を用いてレーザー光の強度分布を作成する。

4.3.2 評価方法

表面散乱によるレーザーの強度分布の様子を図 4.7 に示す。散乱角の情報はこの強度分布を元に三角関数を用いて再構成して求める。レーザー光の最大強度が測定された点を中心とし、強度分布を 0.1mrad 毎のリング状に分割する。ここから分割された各リング内の強度分布を足し合わせて角度毎のレーザー光強度分布を作る。但し、リングによって分割された領域の面積は外側であるほど大きくなるため、リング毎に足し合わせた強度はその領域の面積で割って補正する。

図 4.8 にレーザー光強度の角度分布を示す。表面散乱による散乱角は、この分布をガウス関数でフィットした場合の標準偏差として評価する。レーザー光強度の角度分布には、表面散乱以外にレーザー光そのものの広がりも含まれているため 2 つのガウス関数でフィットする。こうしてレーザー光の広がりの効果をキャンセルしてテール部分の広がりを調べる。また、フィットして得られたピークの高さをそれぞれ直進透過したレーザー光の強度、散乱光の強度とする。

4.3.3 測定結果

表面散乱の測定結果を図 4.9 に示す。エアロゲルの枚数と表面散乱の散乱角、及び散乱光の強度の関係を測定した。エアロゲルの枚数を増やす毎に散乱角が増大し、散乱光の強度も増大している。表面散乱の散乱角は、エアロゲルを 1 枚置いた場合で 1mrad 以下でありエアロゲル RICH の角度分解能にはほとんど寄与しないことがわかる。3 枚までエアロゲルを増やすと表面散乱の散乱角は最大で 3mrad 程度まで増大するが、それでもエアロゲル RICH の角度分解能 (約

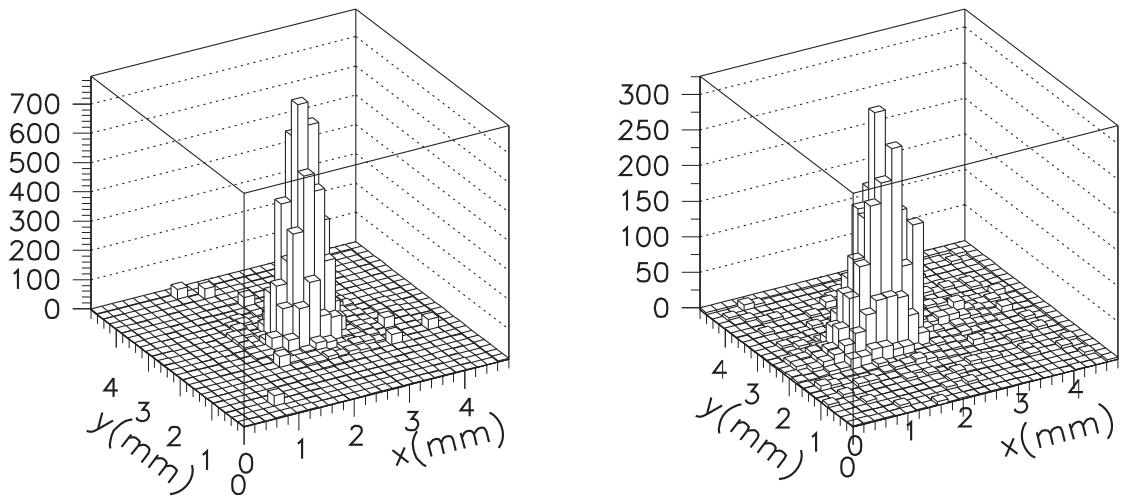


図 4.7: 表面散乱測定のためのレーザーの強度分布。エアロジェルを置いていない場合のレーザーの広がり(左)と、厚さ 10mm のエアロジェル一枚置いた場合のレーザーの広がり(右)の強度分布を示す。

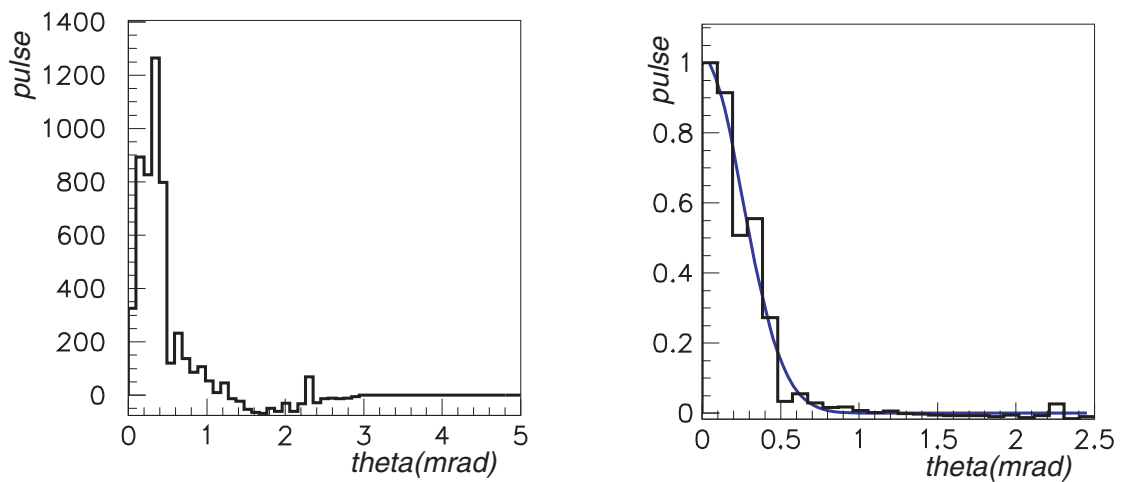


図 4.8: レーザー光強度の角度分布。レーザー光の広がり強度分布を、最大強度が測定された点を中心として 0.1mrad 毎の散乱角分布として評価した。左:面積で補正する前の図、右:面積で補正した後の図(最大強度を 1 に規格化)。データは厚さ 10mm エアロジェルを 1 枚置いて測定したものを使用。

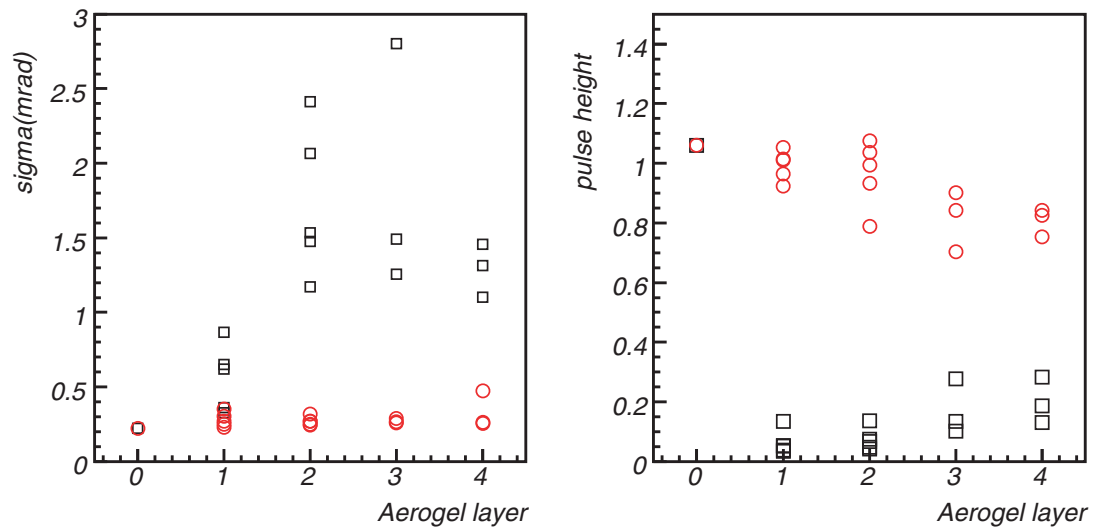


図 4.9: エアロジェルの枚数と表面散乱の関係。左図はエアロジェルの枚数と表面散乱の散乱角の関係。○は表面散乱の散乱角、□はレーザー光そのものの広がりを示す。右図はエアロジェルの枚数と散乱光の強度の関係。○は表面散乱の散乱強度、□は散乱されなかったレーザー光の強度。

14mrad) と比較するとその寄与は小さいことがわかる。

この実験から、エアロジェル表面における光散乱は、エアロジェル輻射体の多層化によって RICH の角度分解能の悪化はさせるほど大きなものではないことがわかった。

第5章 ビームテストによる エアロジェル RICH の性能評価

本章では 2004 年に茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にて行った、エアロジェル RICH 試作器のビームテストの結果を述べる。実験は 2004 年 3 月と 6 月の 2 回行っている。前者は KEK の 12GeV/c PS π^2 ビームライン、後者は T1 ビームラインにて行った。Proximity focusing 型 エアロジェル RICH の原理については基本的な理解は既に完了しているので、本章では特にデュアル、マルチラディエーターの原理に重点を置いて議論する。

5.1 実験目的と測定項目

本実験の目的は、エアロジェル RICH の原理から予想されるチェレンコフ光の角度分解能と検出光子数を実現させることができるか確認することである。特にデュアル、及びマルチラディエーターの原理についての測定に重点を置く。その結果からどれだけの K/π 分離が期待できるか評価する。

測定項目を以下に挙げる。

1. デュアル、マルチラディエーターの原理の確認

デュアル、マルチラディエーターの原理を正しく実現できるかを調べる。具体的には、角度分解能を保ったまま輻射体を厚くして検出光子数を増やせるか (Focusing 型)、シャープな 2 重のチェレンコフリングを観測できるか (Defocusing 型) を調べる。

2. 入射粒子の運動量依存性

入射粒子の運動量を変化させながら実験を行う。これによって、エアロジェル RICH の有用な運動量領域がどれだけかを調べる。

3. 輻射体の屈折率の組合せの比較

本実験では、屈折率の異なるエアロジェルを複数種類組み合わせ合わせて輻射体を形成する。どのような屈折率の組合せが良いか Focusing 型、Defocusing 型の両方について調べる。

5.2 ビームテストセットアップ

実験は 2004 年 3 月と 6 月に行った。前者は KEK の 12GeV/c PS π^2 ビームライン、後者は T1 ビームラインにて行っている。ビームには π^- 中間子を使用した。

5.2.1 測定器系

実験のセットアップを図 5.1 に示す。ビームの上流からトリガーカウンター 1(T1)、ガステレンコフカウンター 1(GC1)、ガステレンコフカウンター 2(GC2)、トリガーカウンター 2(T2)、エアロジェルチェレンコフカウンター (AC)、ポジショニングカウンター (P1)、多線式比例係数管 1(MWPC1) の順に並んでおり、続いて RICH テスト検出器が設置してある。その後方には多線式比例係数管 2(MWPC2)、ポジショニングカウンター 2(P2)、トリガーカウンター 3(T3) を置く。

- トリガーカウンター (T1 T2 T3)

ビームの通過に同期した信号を作り、エアロジェル RICH にトリガー信号を提供する。トリガーカウンターは合計で 3 基あり、すべてプラスチックシンチレーションカウンターを用いている。T1 と T3 の coincidence をとり、さらに T2 との coincidence をとるロジックになっており、RICH のすぐ上流の T2 でタイミングを合わせている。

- ガステレンコフカウンター (GC1 GC2)

π^- ビーム中に混入する電子の除去を行う。ガスには CO_2 を使用し、圧力はおよそ 2atm に設定している。電子の混入は低運動量の π^- ビームを使用する場合に問題となる。

- エアロジェルチェレンコフコフカウンター (AC)

π^- ビーム中に混入する μ^- と、 π^+ ビーム中に混入する proton の除去を行う。屈折率 1.03 のエアロジェルを用いた閾値型カウンターである。

- 多線式比例係数管 (MWPC1 MWPC2)

入射粒子の飛跡測定を行う。MWPC は RICH の前後に 2 基設置してあり、それぞれのカソード読み出しを行って入射粒子の位置情報を得る。こうして得られた位置情報は粒子の飛跡情報として RICH の解析に使用する。

- ポジショニングカウンター (P1V P1H P2V P2H)

ポジショニングカウンターは $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 100\text{mm}$ の角柱シンチレータを用いたシンチレーションカウンターで、これを十字に組み合わせて使用する。2 本で一組のポジショニングカウンターを、RICH を挟んで前後に設置する。MWPC にトラブルが起きた場合に入射粒子の飛跡を測定するバックアップとして用いることができる。

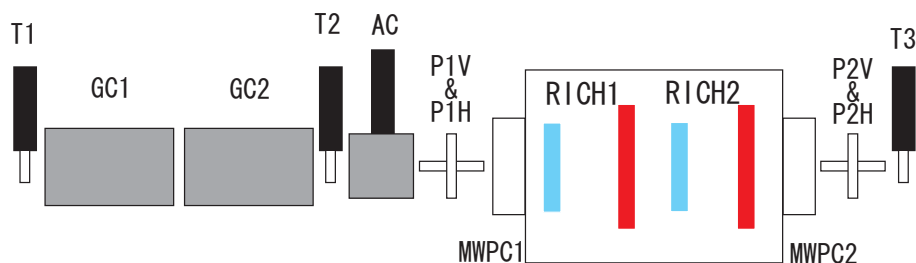


図 5.1: 測定器系ののセットアップ

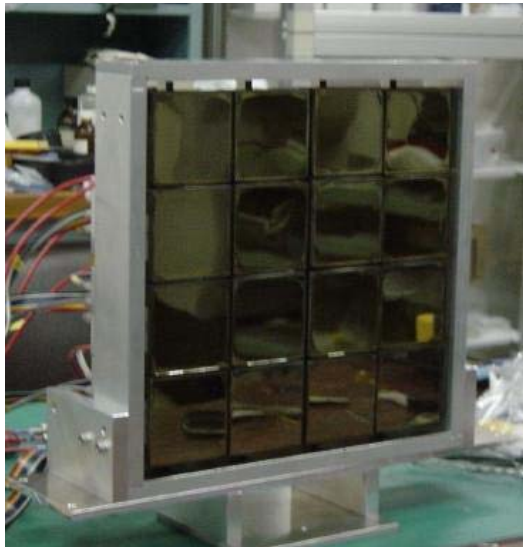


図 5.2: Flat panel PMT アレイ

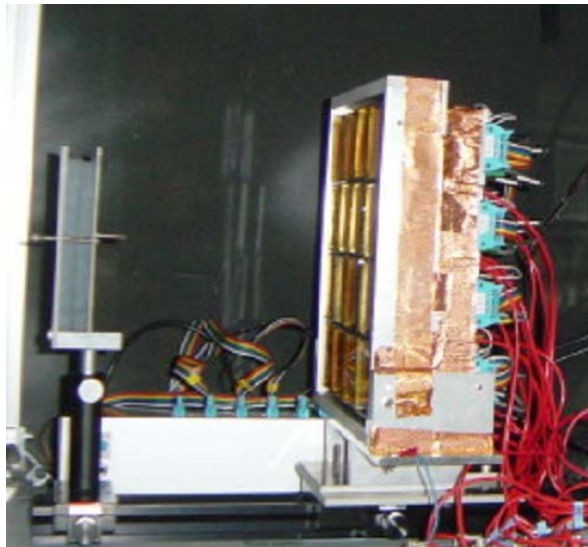


図 5.3: エアロジェル RICH 試作器

5.2.2 光検出器及び読み出し回路系

- Flat panel multi-anode PMT (Hamamatsu H8500)

エアロジェル RICH 試作器の光検出器には、浜松ホトニクス社製 Flat panel multi-anode PMT (Hamamatsu H8500) を使用する。この PMT は、64 チャンネル (8×8) の読みだしが可能であるマルチアノードで、約 90% という高い有効光電面積比を実現しているため、Proximity focusing エアロジェル RICH の読み出しに適している。ピクセルサイズは 5.8mm である。この Flat panel multi-anode PMT を 4 × 4 のアレイ状に配置してチェレンコフリングを検出する。読み出しチャンネルの総数は 1024 チャンネルである。

- アナログメモリーを用いた信号処理系

多チャンネルの読み出しを効率良く行うためにアナログメモリーを使用した。アナログメモリーは、1 つのチップで 32 チャンネルの信号を処理することができる。1 μ s 毎に 32 チャンネルの前置増幅を行い、そのデータを 8 個分 (8 μ s の間) メモリーに蓄えておくことができる。

図 5.4 に、アナログメモリーを用いた読み出し回路系の全体図絵を示す。Flat panel multi-anode PMT からの信号は、4PMT 毎に数珠つなぎされ、計 256 チャンネルを 1 ユニットとしてアナログメモリーコントローラによって制御される。コントローラは、トリガー信号を受けると各ユニットに制御信号を送る。に送られると、コントローラは PMT4 つ (256 チャンネル) に制御信号を送る。制御信号に合わせてアナログメモリーに蓄えられていたデータが Flash ADC に送られ、そこで AD 変換が行われる。アナログメモリーコントローラによる制御信号は、図 5.5 に示す。

- DAQ

DAQ のトリガー信号には T1 \otimes T2 \otimes T3 のコインシデンスを使用する。また、アナログメモリーコントローラから出力される BUSY 信号と I/O register から出力される Software veto 信号をトリガー信号の veto に使用する。データ信号の AD 変換は、アナログメモリーコントローラから送られてくる ADC control pulse に合わせて AD 変換される。

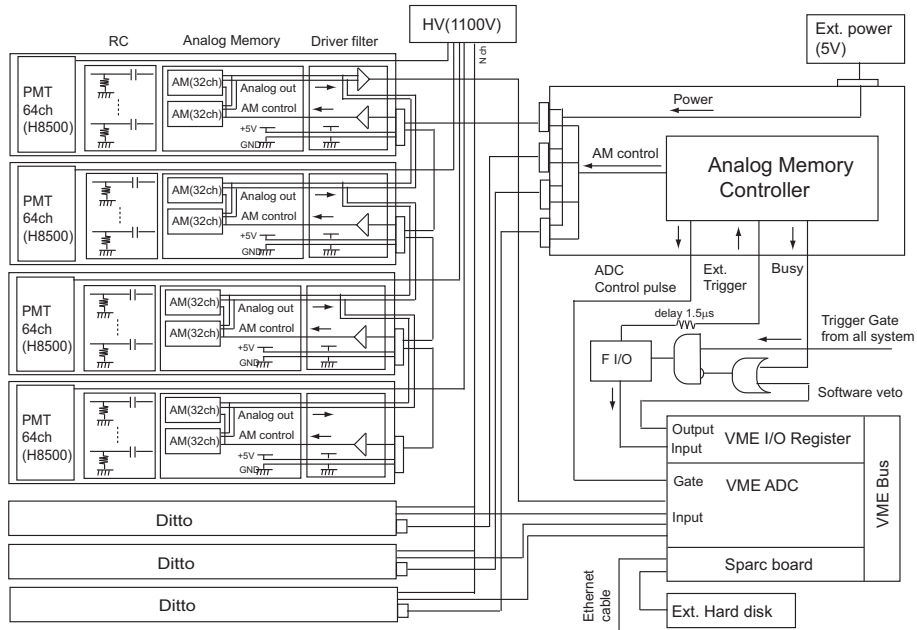


図 5.4: アナログメモリーを用いた読み出し回路。読みだし回路系はアナログメモリーコントローラーによって制御される。トリガーカウンターからの信号 (Ex. Trigger) がアナログメモリーコントローラーに入力されると、アナログメモリーをコントロールするパルス (AM control 信号) が発生し、送信される。AM control 信号に従ってアナログメモリーに蓄えられていたデータが出力 (Analog out) されて Flash ADC に送られる。Analog out 信号は ADC control pulse 信号をトリガーとして Flash ADC で AD 変換される。

5.3 データ解析

5.3.1 Event selection

ガスチェレンコフカウンターを用いたカット

低運動量のビームを使用する場合、 π^- ビーム中に μ^- 、電子が含まれている。ガスチェレンコフカウンターの情報を用いて電子の除去を行う。ガスチェレンコフカウンターの ADC 分布を図 5.6 に示す。

エアロジェルチェレンコフカウンターを用いたカット

π^+ ビームを使用する場合、ビーム中に proton が含まれている。エアロジェルチェレンコフカウンターの情報を用いて proton の除去を行う。エアロジェルチェレンコフカウンターの ADC 分布を図 5.7 に示す。

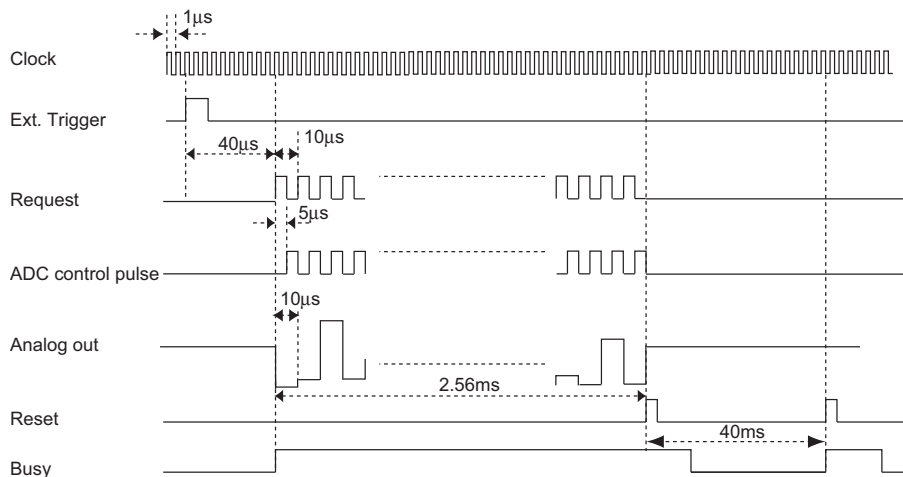


図 5.5: アナログメモリーコントローラーによる制御信号。外部からトリガー信号 (Ext. Trigger) が入力されるとアナログメモリーをコントロールするパルス (Request 信号) が発生する。Request 信号に従って、アナログメモリーに蓄えられたデータが出力される。この時出力される信号 (Analog out) が Flat panel PMT 256ch 分の信号であり、その電圧値が PMT の出力に対応している。Request 信号と逆周期で発生する信号 (ADC control pulse) は Analog out を読み出すためのトリガー信号であり、Flash ADC に送られる。アナログメモリーコントローラーからは Busy 信号も発生しており、読み出し回路の veto 信号として使用される。

MWPC を用いたカット

データ解析を行うためにビーム粒子のトラッキングを行う。そのため、全データのうち MWPC に Hit があったもののみを使用する。MWPC の有感面積は約 $3\text{cm} \times 3\text{cm}$ である。また、データの質を上げるためにカソード TDC とアノード TDC にカットを加える。カソード TDC の和からアノード TDC $\times 2$ を差し引き、得られたピークのイベント以外の部分をカットする。

5.3.2 ADC の補正

RICH の読みだし系には各種のノイズが含まれており、そのままでは解析に使用できない。以下に、ADC 値に加える補正について解説する。各種の補正の結果は図 5.9 に示す。

1. ADC shaping time 補正

Flat panel PMT からの信号をアナログメモリーが正確に出力するには、回路系の時定数によって決まる有限な時間が必要である。しかし、DAQ のレートが速いために信号読み出しのための十分な時間を確保できない。この回路系の時定数による問題をソフトウェア上で補正する。

2. common noise 補正

アナログメモリーから出力される信号は、イベント毎のグラウンドのふらつきが大きく、single photon の値に比べて無視できない。このふらつきのチャンネル間共通成分 (common noise) を補正する。具体的には 8 チャンネルずつ ADC の平均を計算し、その平均値を各チャ

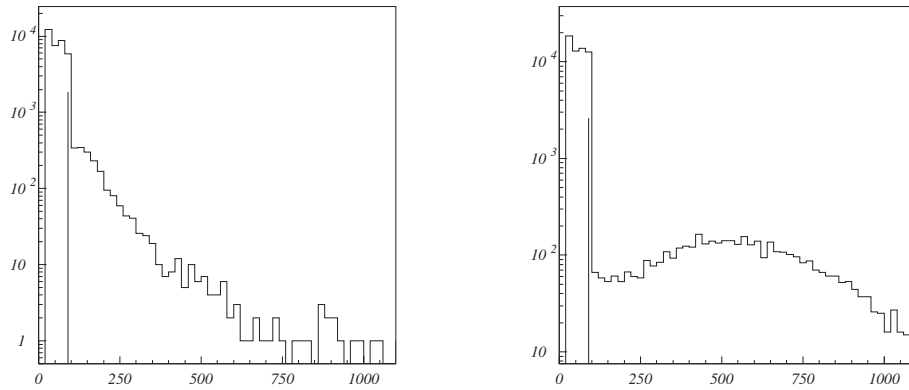


図 5.6: ガスチェレンコフカウンターを用いたカット。-3GeV/c のビームによるガスチェレンコフカウンターの ADC 分布 (左) と-0.8GeV/c のビームによるガスチェレンコフカウンターの ADC 分布 (右)。

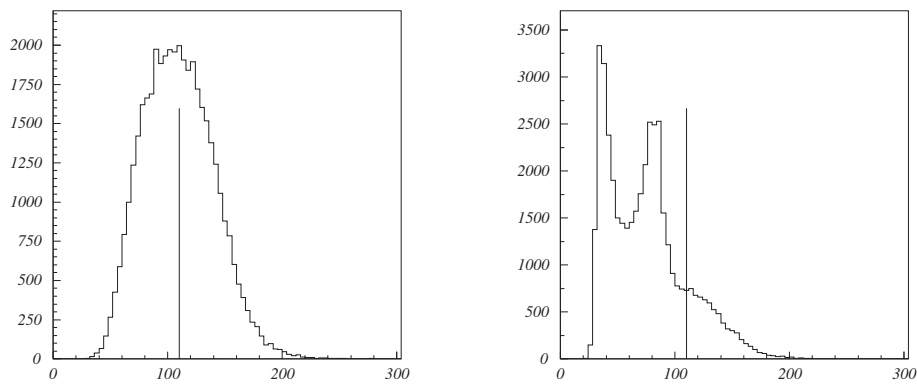


図 5.7: エアロジェルチェレンコフカウンターを用いたカット。-4GeV/c のビームによるエアロジェルチェレンコフカウンターの ADC 分布 (左) と+4GeV/c のビームによるエアロジェルチェレンコフカウンターの ADC 分布 (右)

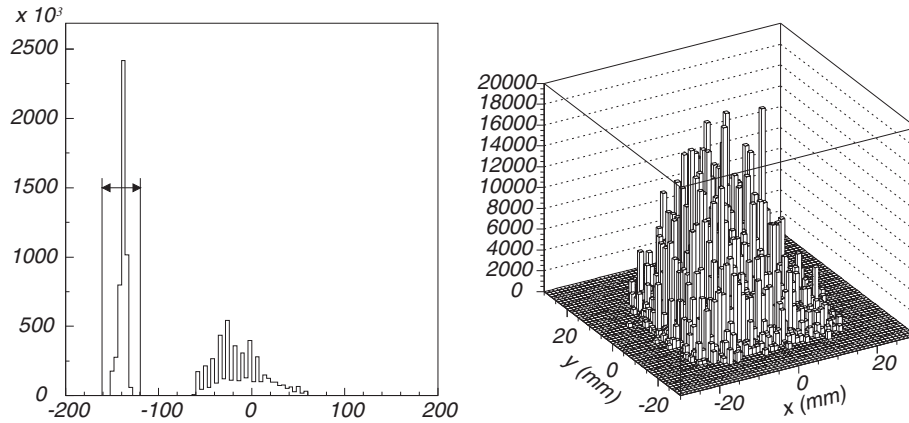


図 5.8: MWPC を用いたカット。カソード TDC の和からアノード TDC を差し引いたもの (左) と
 ビーム粒子が MWPC に入射時の位置情報 (右)

ンネルの ADC から差し引くことによって補正する。

3. Pedestal 補正

各チャンネルの ADC の値には Pedestal が含まれているのでこれを差し引く。

5.3.3 角度分解能と検出光子数の評価

1トラックあたりに検出されるチェレンコフ光の様子を図 5.11 に示す。予想されるチェレンコフリング上で複数個の光子が検出されている。それぞれのリングの中心は MWPC による入射粒子の軌跡情報を用いて求めている。リング中心のヒットは、入射粒子が PMT の窓材をたたいて出したチェレンコフ光による。リングから大きく外れているヒットは、レイリー散乱とノイズによるバックグラウンドと考えられる。

チェレンコフ角の情報は PMT のヒットのあった位置情報とトラッキング情報から再構成する。正確にチェレンコフ放出角を求めるためにチェレンコフ光がエアロジェルから空気中へ出るときと、空気中から PMT の窓材に入射するときの屈折についても考慮する (図 5.12 参照)。1 光子に対する角度分解能を求めるには、このチェレンコフ角分布をガウス分布と一次関数で fit する。そして得られた標準偏差 σ を角度分解能とする。以後、角度分解能という言葉は 1 光子に対する角度分解能という意味で使用する。

1トラックあたりの検出光子数は、(レイリー散乱を起こしていない直進光として) チェレンコフ角の平均値から $\pm 3\sigma$ 以内のものをカウントして求める。次に、先の fit 関数を用いて $\pm 3\sigma$ 以内でのシグナル・ノイズの比を計算する。この比を考慮して、1トラックあたりの検出光子数を算出する。

5.4 実験結果

図 5.13f に典型的な Run の 1 光子当りのチェレンコフ角分布、および検出光子数の分布を示す。屈折率 1.047、透過長 45mm、厚さ 20mm のエアロジェルを輻射体に使用している。特に断りが無

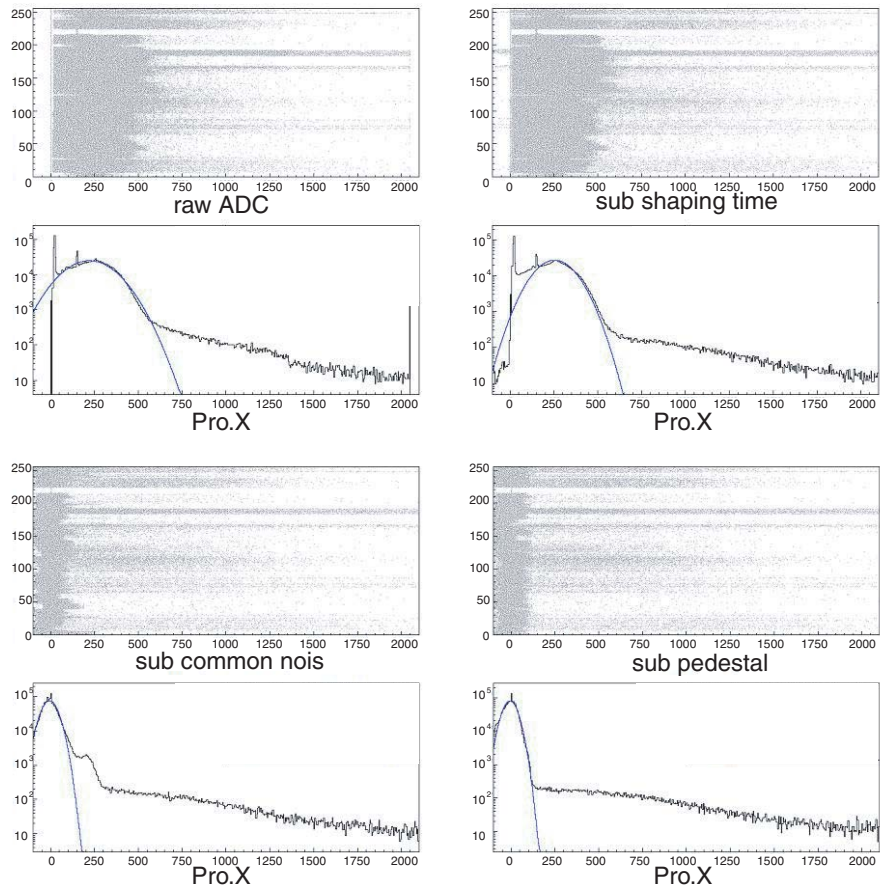


図 5.9: ADC 補正の様子。左上、右上、左下、右下の順に、補正前の ADC、ADC shaping time 補正、common nois 補正、Pedestal 補正の結果を示す。上段の図は縦軸に PMT のチャンネル、横軸に ADC 値をとっている。下段の 4 つのプロットは上段の結果を横軸方向に射影して 256ch 分の ADC 値を積算したものである。補正を加える毎に signal と Pedestal が良く分離できるようになっている。

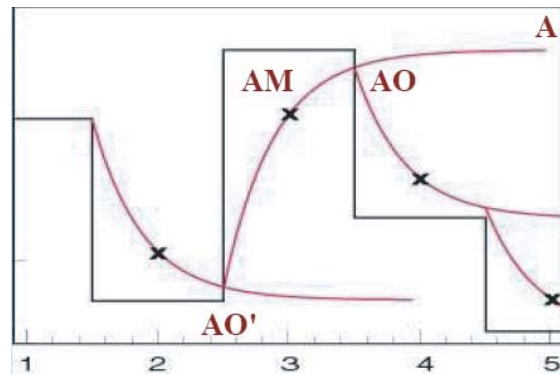


図 5.10: ADC shaping time 補正の概念図。

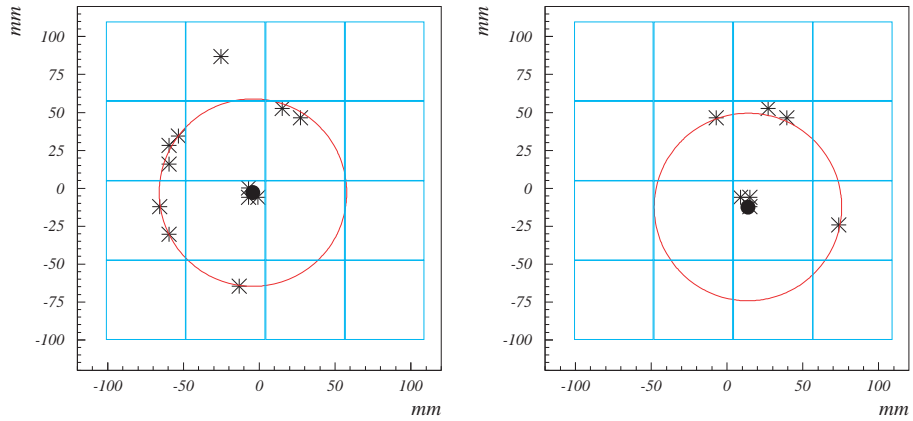


図 5.11: 1トラック当たりのヒットの様子。リングの中心は MWPC の飛跡情報から求めている。リング付近にあるヒットは粒子識別に有用な情報を持つチレンコフ光であると考えられる。大きくリングから外れているヒットはレイリー散乱を起こしたチレンコフ光、もしくは PMT のノイズであると考えられ、バックグラウンドとなる。リング中心ののヒットはビーム粒子が PMT のガラス窓に入射して発生したチレンコフ光によるもの。

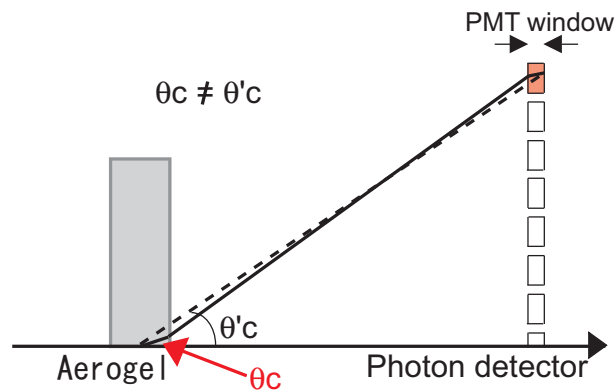


図 5.12: チェレンコフ角再構成手法。チェレンコフ光が発生した点 (モンテカルロシミュレーションを用いて計算) とヒットのあった PMT ピクセルの位置から三角関数を用いて算出した角度は、チェレンコフ角を再構成する上でエアロジェル 空気中 PMT 窓材と通過して行くチェレンコフ光の屈折を考慮していない。正確にチェレンコフ角を再構成するためにこの屈折の補正を入れる。

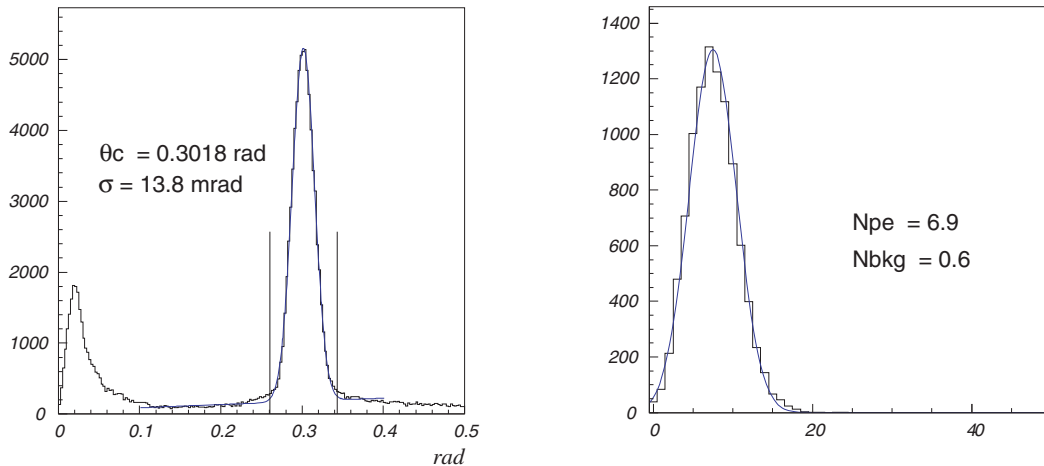


図 5.13: 1 光子あたりのチェレンコフ角分布 (左) と検出光子数 (右)。エアロジェルは屈折率 ($n=$)1.046、透過長 ($\Lambda=$)45mm、厚さ ($d=$)20mm のものを使用。左図の縦線で区切った領域がチェレンコフ角分布のピークから $\pm 3\sigma$ の領域。右図はその $\pm 3\sigma$ の領域に入ったイベント数を 1トラック毎に評価したもの。チェレンコフ角分布のフィットの情報からバックグラウンド (Nbkg) を差し引いて検出光子数 (Npe) を評価している。

い場合、屈折率と透過長は 400nm の光についての値とする。角度分解能 13.6mrad、検出光子数 6.4 という結果を得た。

5.4.1 デュアルラディエーター・エアロジェル RICH の結果

Focusing 型デュアルラディエーターの結果

始めに、デュアルラディエーター・エアロジェル RICH の測定結果について説明する。Focusing 型のデュアルラディエーターとして屈折率 1.047、透過長 45mm のエアロジェルと屈折率 1.056、透過長 27mm のエアロジェルを用いた輻射体を形成した。低屈折率のエアロジェルをビームに対して上流側、高屈折率のエアロジェルをビームに対して下流側に設置する。いずれのエアロジェルも厚さ 20mm のものを用いており、合計で輻射体の厚さは 40mm である。図 5.14 に実際のビームテストの結果を示す。また、デュアルラディエーターと従来型の RICH の比較結果を表 5.1 に示す。角度分解能は 14.4mrad、検出光子数 9.6 という結果を得た。この値を従来型のエアロジェル RICH と比較してみる。角度分解能に関しては 13.8mrad から 14.4mrad となり、デュアルラディエーター・エアロジェル RICH のほうがやや悪くなっている。この悪化は、Focusing の焦点が完全に合っていない為に起きている。従来型のエアロジェル RICH では、輻射体を 40mm にまで増やすと角度分解能は 20mrad 程度まで悪化することを考慮すると、角度分解能の悪化は防げていると考えて問題は無い。検出光子数に関しては、輻射体を厚くすることによって 6.9 個から 9.6 個にまで増加させることに成功している。以上のことから Focusing 型のデュアルラディエーターの正しい原理が確認されたことがわかる。ここで、1トラック当りの角度分解能 ($\sigma_{\theta}/\sqrt{N_{pe}}$) を評価すると、4.8mrad という値が得られた。従来型のエアロジェル RICH では 1トラック当りの角度分解能は 5.4mrad であるので、Focusing 型のデュアルラディエーターによる性能の改善が見られる。

RICH	チェレンコフ角	角度分解能	検出光子数
Dual radiator	0.3021	14.4	9.6
Single (upstream)	0.3041	13.8	6.9
Single (downstream)	0.3409	17.2	7.5

表 5.1: デュアルラディエーターと従来型の比較 (Focusing 型)

Defocusing 型デュアルラディエーターの結果

Defocusing 型のデュアルラディエーターとして屈折率 1.057、透過長 27mm のエアロジェルと屈折率 1.027、透過長 mm のエアロジェルを用いた輻射体を形成した。低屈折率のエアロジェルをビームに対して下流側、高屈折率のエアロジェルをビームに対して上流側に設置する。図 5.15 に実際のビームテストの結果を示す。また、デュアルラディエーターと従来型の RICH の比較結果を表 5.2 に示す完全に分離した 2 つのチェレンコフリングをはっきりと確認することができる。角度分解能は内側のリングで 14.4mrad、外側のリングで 15.1mrad という値が得られた。検出光子数は内側のリングで 5.2 個、外側のリングで 2.1 個となった。角度分解能は、それぞれのエアロジェルを単独で使用して測定した場合と同等の値が Defocusing 型デュアルラディエーターでも得られている。検出光子数は、外側のリング (上流側のエアロジェル) のものが小さくなっている。これは、下流側のエアロジェル中で散乱したためであると考えられる。量リングの合計の検出光子数は、従来型のエアロジェル RICH を上回っているため、Defocusing のデュアルラディエーターも有用であることがわかる。

RICH	チェレンコフ角	角度分解能	検出光子数
Dual (upstream)	0.3493	14.8	2.2
Dual (downstream)	0.2578	14.3	5.4
Single (upstream)	0.3411	14.6	7.0
Single (downstream)	0.2422	16.0	4.5

表 5.2: デュアルラディエーターと従来型の比較 (Defocusing 型)

運動量依存性

先に説明を示した Focusing 型と Defocusing 型のデュアルラディエーターの角度分解能、検出光子数の運動量依存性を測定した。結果を図 5.16 ~ 5.17 に示す。Focusing 型、Defocusing 型どちらのデュアルラディエーターも従来型の RICH とよく似た振る舞いをしていることがわかる。注目すべき点は低運動量領域で角度分解能が悪化していることである。角度分解能の悪化は multiple scattering の効果の寄与であると考えられる。また、Focusing 型デュアルラディエーターの場合、フォーカスの焦点のずれが低運動領域で大きくなっていることも角度分解能の悪化に寄与している。

考察

- 角度分解能 (Focusing 型デュアルラディエーター)

Focusing 型デュアルラディエーターにおいて、フォーカスのずれによって角度分解能が悪化していると考えられる。このずれは Focusing 型デュアルラディエーターに使用したエアロ

ジェルを上流側、下流側の別々に単独で使用した RICH を用いて検出されるチェレンコフリングを調べることによって見積もることができる。このずれについての議論は、後程マルチラディエーターについて考察するときに行うのでここでは割愛する。

- 角度分解能 (Defocusing 型デュアルラディエーター)

Defocusing 型デュアルラディエーターでは、チェレンコフリングが 2 重であるため、各々のリングが近接しすぎていると正しく評価できない。図 5.17 に、屈折率の組合せを変えながら 2 つのチェレンコフリングの角度分解能を評価した結果を示す。これによると下流側エアロジェルから発生したチェレンコフリングの角度分解能は従来型のシングルラディエーターのものと同様な変化は無い。しかし、上流側エアロジェルから発生したチェレンコフリングの角度分解能はシングルラディエーターのものに比べると悪化している。上流側エアロジェルの屈折率を高くするに従い、角度分解能の悪化は減少している。このため、Defocusing 型デュアルラディエーターでは 2 つのチェレンコフリングをある程度分離する必要があることがわかる。但し、上流側エアロジェルの屈折率を高くしすぎるとエアロジェル RICH の能力自体が低下してしまう恐れがある。

- デュアルラディエーターでの検出光子数について

デュアルラディエーターでは上流側で発生したチェレンコフ光は下流側のエアロジェルを通過中に散乱する。上流側のみ、下流側のみエアロジェルを使用した RICH で実験を行った場合の検出光子数をそれぞれ N_1 、 N_2 とすると、デュアルラディエーター RICH で検出できるチェレンコフ光の総量 N_{pe} は

$$N_{pe} = N_1 \exp(-d_2 / (\cos\theta_1 \Lambda_2)) + N_2 \quad (5.1)$$

と予想される。 d_2 、 Λ_2 は下流側エアロジェルの厚さ、下流側エアロジェルの透過長である。この関係式を元にデュアルラディエーターで検出されるチェレンコフ光について考えてみる。

Focusing 型のデュアルラディエーターでは表 5.1 より $N_1 = 6.9$ 、 $N_2 = 7.5$ であることから $N_{pe} = 10.1$ となり、実験結果とよく一致していることがわかる。

Defocusing 型のデュアルラディエーターについても同様に考えてみる。図 5.18 に結果を示す。これは、Defocusing 型デュアルラディエーターにおいて下流側エアロジェルを固定して上流側エアロジェルを変えた場合、上流側のエアロジェルからどれだけチェレンコフ光を検出できているかシングルラディエーターの場合と比較している。図の直線は透過長 18mm のエアロジェルを 20mm 通過した場合に予想されるチェレンコフ光の減衰量を示す。上流側エアロジェルから発生したチェレンコフ光は下流側エアロジェルの透過長に従って減衰していることがわかる。

5.4.2 マルチラディエーター・エアロジェル RICH の結果

Focusing 型マルチラディエーターの結果

デュアルラディエーターの応用としてマルチラディエーターを導入し、性能の更なる向上を目指す。Focusing 型のマルチラディエーターとして屈折率 1.046、1.051、1.057、1.061 のエアロジェルを用意した。これらのうち、屈折率 1.046 と 1.051 のエアロジェルを用いた 2 層型、屈折率 1.046、

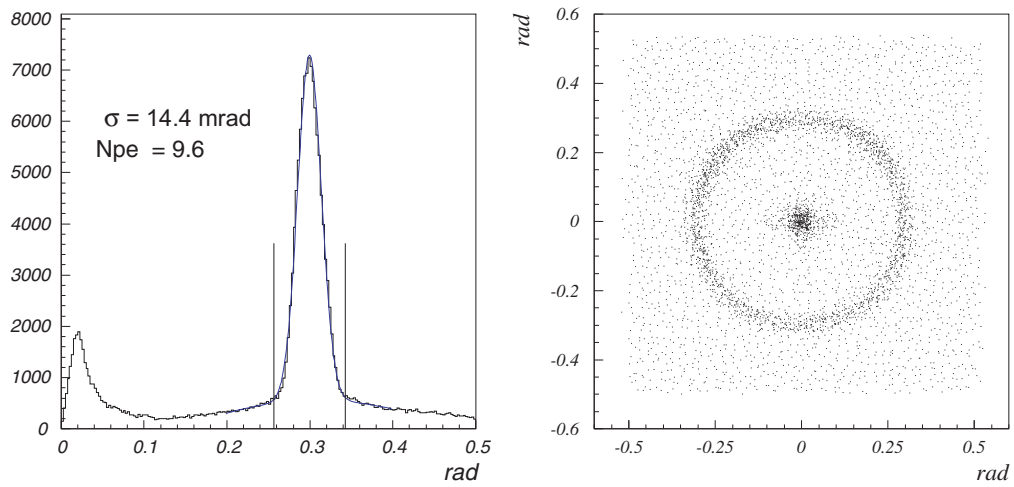


図 5.14: 4GeV/c の π^- ビームによる 1 光子当りのチェレンコフ角分布 (左) とリングイメージ (右)。屈折率の異なる 20mm のエアロジェルを 2 層にした Focusing 型デュアルラディエーターの輻射体を使用 ($n=1.046$ 、 $\Lambda=45\text{mm}$ と $n=1.056$ 、 $\Lambda=30\text{mm}$ の組合せ)。

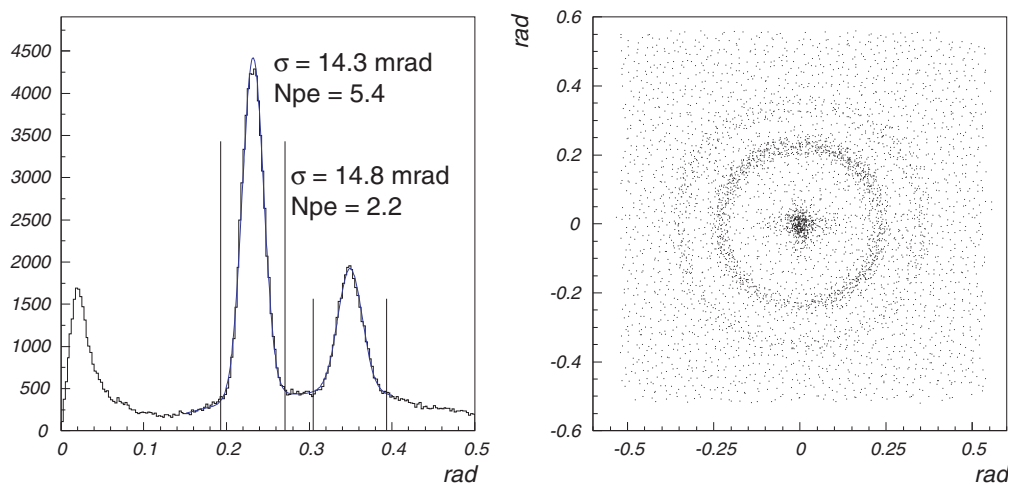


図 5.15: 4GeV/c の π^- ビームによる 1 光子当りのチェレンコフ角分布 (左) とリングイメージ (右)。屈折率の異なる 20mm のエアロジェルを 2 層にした Defocusing 型デュアルラディエーターの輻射体を使用 ($n=1.056$ 、 $\Lambda=30\text{mm}$ と $n=1.027$ 、 $\Lambda=18\text{mm}$ の組合せ)。

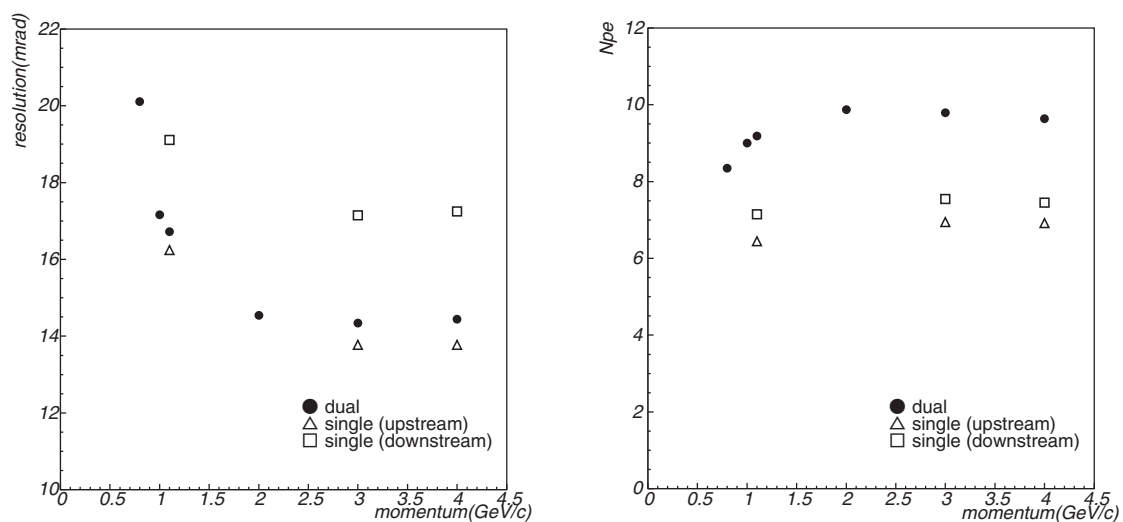


図 5.16: Focusing 型デュアルラディエーターの輻射体を使用した場合の角度分解能 (左) と検出光子数 (右) の運動量依存性。比較のためにデュアルラディエーターに用いたエアロジェルを従来型のシングルラディエーターとして測定したものも示す。

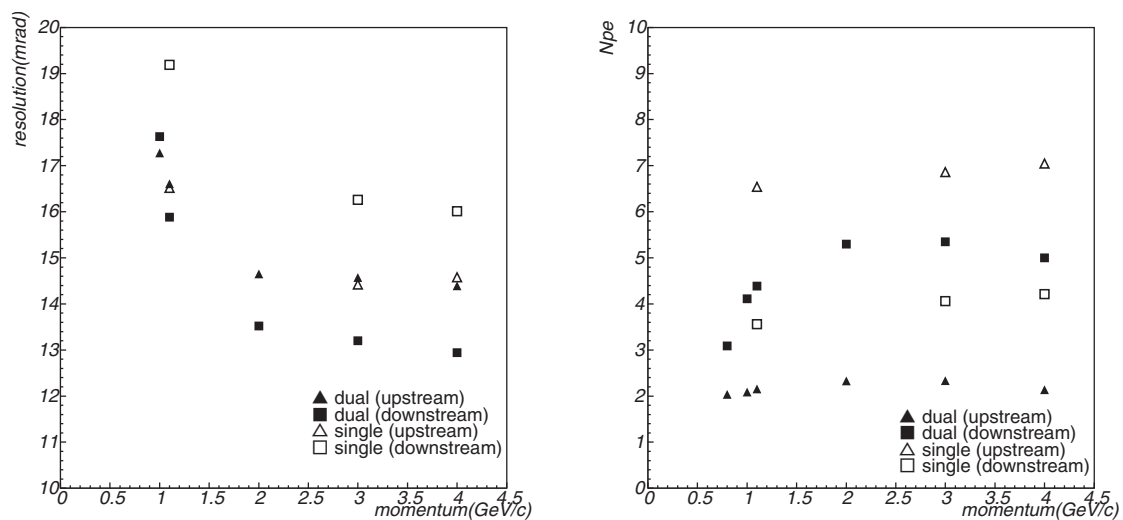


図 5.17: Defocusing 型デュアルラディエーターの輻射体を使用した場合の角度分解能 (左) と検出光子数 (右) の運動量依存性。比較のためにデュアルラディエーターに用いたエアロジェルを従来型のシングルラディエーターとして測定したものも示す。

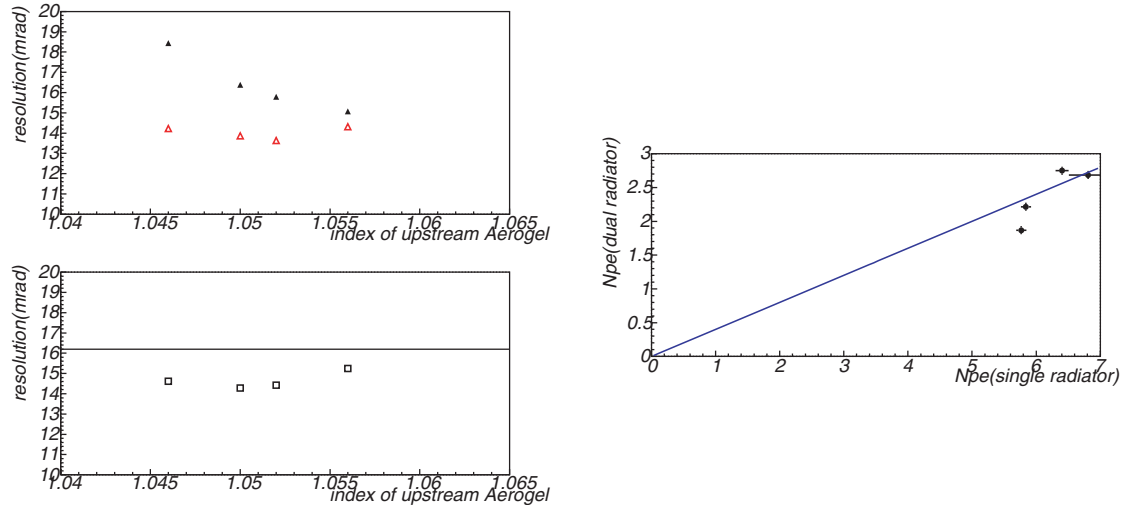


図 5.18: Defocusing 型デュアルラディエーターについての考察。左上図は Defocusing 型デュアルラディエーターに使用した下流側エアロジェルから発生したチェレンコフ光の角度分解能、左下図は上流側エアロジェルから発生したチェレンコフ光の角度分解能をシングルラディエーターの場合と比較している。右図は上流側エアロジェルから発生し、検出できた光子数をシングルラディエーターの場合と比較している。

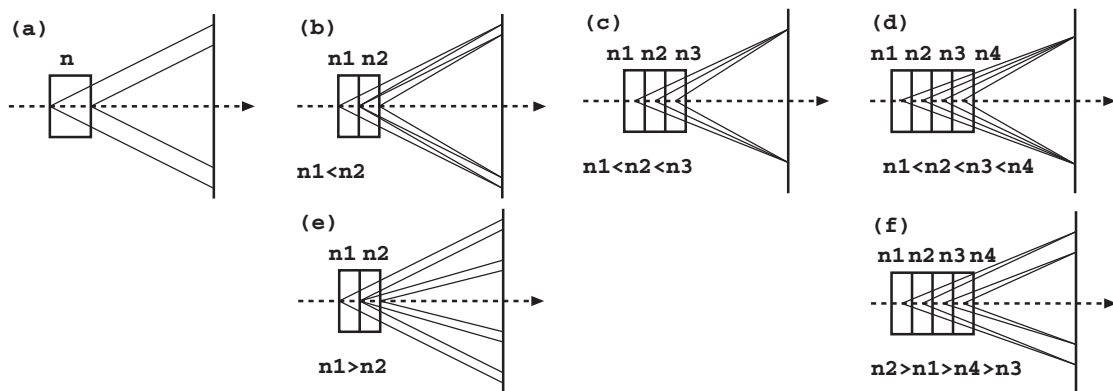


図 5.19: マルチラディエーター

1.051、1.057の3層型、屈折率1.046、1.051、1.057、1.061の4層型の3種類のマルチラディエーターを作成した。各エアロジェルの厚さは全て約10mmである。よって2層型で20mm、3層型で30mm、4層型で40mmの厚さになっている。これらマルチラディエーターの性能を従来型のシングルラディエーターと比較するために、屈折率1.046で厚さが10mm、20mm、30mm、40mmのエアロジェルも用意した。

図5.23に結果を示す。4GeV/cの π^- ビームを使用している。エアロジェルが厚くなるに従って検出光子数が増加している。これについては、シングルラディエーターの場合でもマルチラディエーターの場合でも有意な差は見られない。一方、角度分解能はエアロジェルが厚くなるに従ってシングルラディエーターでは大きく悪化している。しかし、マルチラディエーターにおいて角度分解能の悪化はごく僅かである。1トラック当りの角度分解能($\sigma_\theta/\sqrt{N_{pe}}$)について評価したものを5.21に示す。従来型のシングルラディエーターでは厚さ20mmの場合に一番良い値を得ていた。今回の実験ではそのセットアップで5.7mradという値を得たが、マルチラディエーターの導入によってこの値を更新している。最適値は3層型のマルチラディエーターを用いた場合で、1トラック当りの角度分解能として4.4mradという値を得た。

Defocusing型マルチラディエーターの結果

Defocusing型のマルチラディエーターとして、上流側から屈折率1.051、1.056、1.029、1.034のエアロジェルを並べた輻射体を作成した。このセットアップは、2層ずつFocusingを行いDefocusing型デュアルラディエーターにおける2つのチェレンコフリングの角度分解能の向上を狙ったものである。これについてはデュアルラディエーターのDefocusing型との比較を行った。屈折率は1.056と1.027の組合せである。結果を表5.3に示す。Defocusing型の2つのチェレンコフリングはマルチラディエーターの導入に従い、角度分解能が向上していることがわかる。

RICH	Inner ring	Outer ring
Dual-radiator	$\sigma_\theta = 15.0$ mrad Npe = 4.6	$\sigma_\theta = 14.6$ mrad Npe = 1.7
Multi-radiator	$\sigma_\theta = 13.7$ mrad Npe = 3.8	$\sigma_\theta = 13.0$ mrad Npe = 2.1

表 5.3: Defocusing型マルチラディエーターの結果

考察

図5.22に、Focusing型マルチラディエーターに用いたエアロジェルをそれぞれ単独で使用した場合に検出されるチェレンコフ光のリングを示す。これによると、Layer1(最上流のエアロジェル)からのチェレンコフリングに比べ、Layer2、Layer3からのチェレンコフリングは約1mm程度ずれている。このずれを角度に換算すると約4mradのずれになる。Layer4(最下流のエアロジェル)はLayer1から約2mmずれており、角度に換算すると約9mradのずれになる。実際には上流にあるエアロジェルから発生したチェレンコフ光ほど散乱する確率が大きくなり、検出光子数全体に占める割合としては小さくなる。このため、チェレンコフ角のずれ=角度分解能の悪化の関係が厳密に成立するわけではないが、角度分解能はやや悪化する。

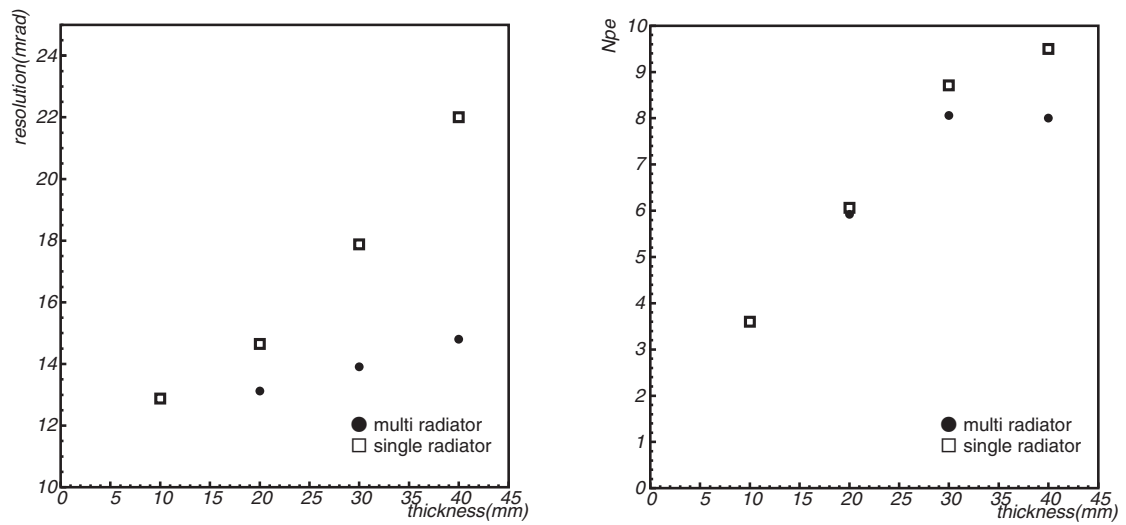


図 5.20: Focusing 型マルチラディエーターの結果。1 光子あたりの角度分解能 (左) と検出光子数 (右) のエアロジェル厚依存性。2GeV/c の π^- ビームを使用している。マルチラディエーターについては厚さ 20mm の 2 層型、30mm の 3 層型、40mm の 4 層型の Focusing 型を用いている。

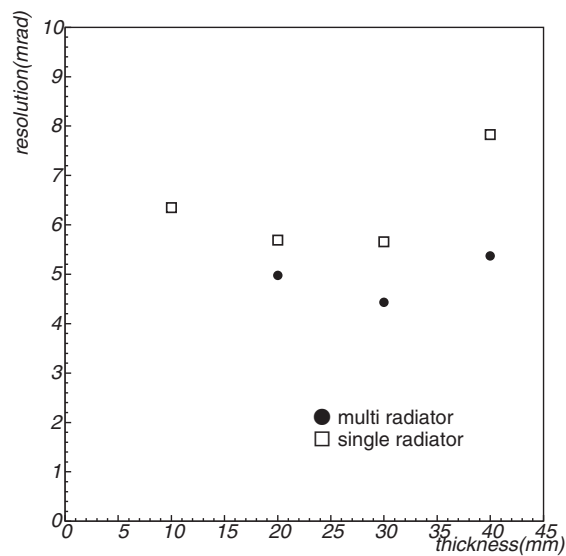


図 5.21: 1トラックあたりの角度分解能 (Focusing 型マルチラディエーター)。マルチラディエーターについては厚さ 20mm の 2 層型、30mm の 3 層型、40mm の 4 層型の Focusing 型を用いている。2GeV/c の π^- ビームを使用している。

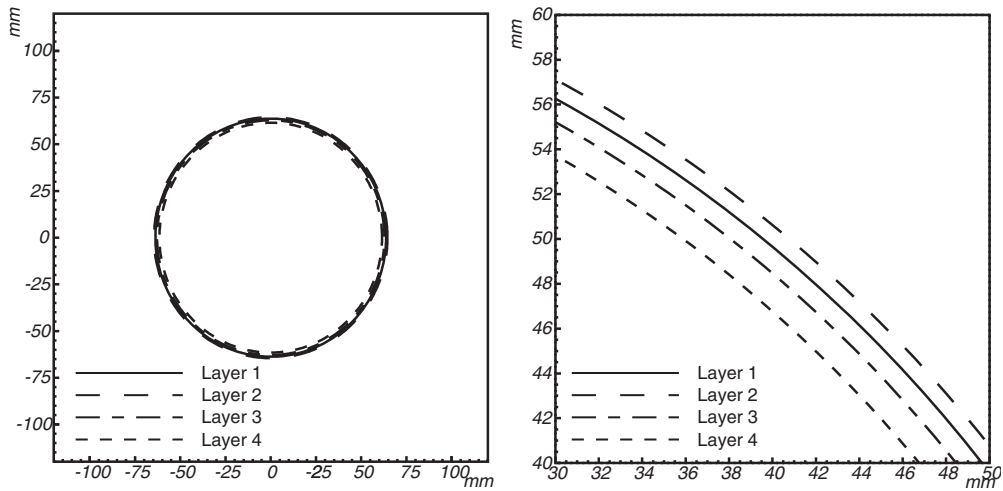


図 5.22: マルチラディエーターによる Focusing のずれ。Focusing 型マルチラディエーターに使用したエアロジェル各々のチェレンコフ光がどの位置に検出されるかを示す (MWPC によるトラッキングは行っている)。

5.4.3 その他ビームテストの考察

角度分解能について

ここでは、従来型であるシングルラディエーターのエアロジェル RICH に注目して角度分解能によような要因が寄与しているか議論する。考えられる要因を以下に挙げてみる。

- チェレンコフ光発生点の不定性
- 光検出器のピクセルサイズ
- 屈折率の波長依存性による誤差
- エアロジェルの屈折率非一様性による誤差
- エアロジェル表面での微小散乱
- トラッキングによる誤差

以上のものについて一つずつ考察を行う。これ以下の議論には、屈折率 1.046、透過長 45mm、厚さ 10mm のエアロジェルを用いた RICH の場合について行う。

1. チェレンコフ光発生点の不定性、光検出器のピクセルサイズ

角度分解能に対するチェレンコフ光発生点の不定性、光検出器のピクセルサイズの寄与は第 3 章の式 (3.8)、(3.9) から見積もることができる。エアロジェルの条件が屈折率 1.046、透過長 45mm、厚さ 10mm で、 $3\text{GeV}/c$ の π が入射した場合の $\sigma_{emp} = 4.3\text{mrad}$ 、 $\sigma_{pix} = 7.6\text{mrad}$ となる。

2. 屈折率の波長依存性による誤差

屈折率の波長依存性による誤差は第 4 章で評価した通り約 2mrad である。

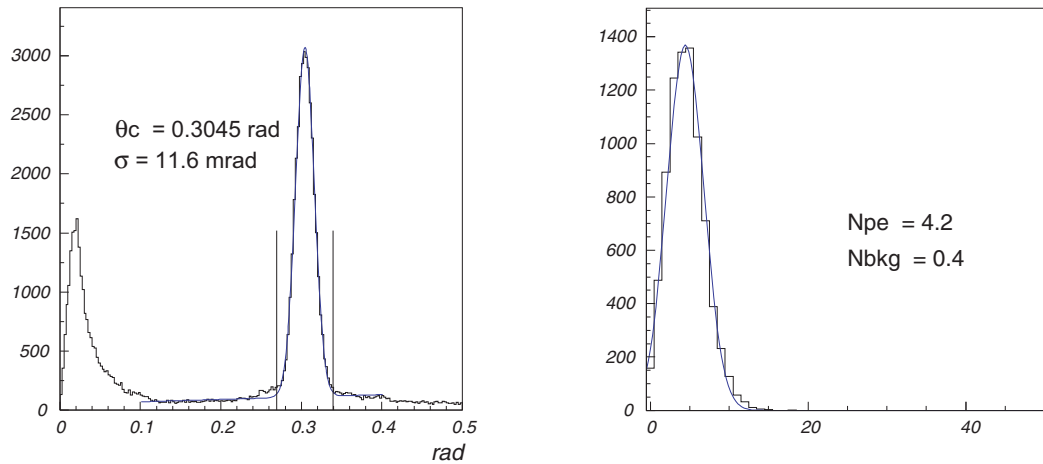


図 5.23: 厚さ 10mm、屈折率 1.046、透過長 45mm のエアロジェルを輻射体として用いた場合の結果。チェレンコフ角分布 (左) と検出光子数 (右)。

3. エアロジェル表面での微小散乱

エアロジェル表面での微小散乱についても第 4 章で評価した通り 1mrad 以下である。

4. エアロジェルの屈折率非一様性による誤差

エアロジェルの屈折率が一律でないと荷電粒子の入射位置によってチェレンコフ角が異なってしまう、角度分解能を悪化させることが考えられる。この効果を調べるため、MWPC の飛跡情報から荷電粒子の入射位置を 5mm 角毎に区切ってチェレンコフ角を評価した。結果を図 5.24 に示す。MWPC の有効面積 30mm×30mm を計 36 等分してこの領域でのチェレンコフ角の分散を評価した結果、およそ 0.8mrad という結果を得た。

5. トラッキングによる誤差

荷電粒子の飛跡情報は MWPC を用いて求めているが、これには multiple scattering によるエラーが含まれている。よって、このトラッキングの誤差による角度分解能の悪化について考える。multiple scattering による散乱角 θ_0 は

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} (1 + 0.038 \ln(x/X_0)) \quad (5.2)$$

より求められる。ここで p は運動量、 z は荷電粒子の電荷、 x は散乱をおこす物質の厚さ、 X_0 は radiation length である。表 5.4 に、トラッキングによる誤差を計算した結果を示す。散乱角は式 (5.2) から計算した。トラッキングの誤差は MWPC と Flat-panel PMT、暗箱、R5900-M16、エアロジェルの位置関係を考慮して計算した。全ての要素の自乗和をとって、トラッキングによる誤差は 2.5mrad という結果を得た。

ここまでの角度分解能に関するまとめを表 5.5 に示す。期待される角度分解能が 9.3mrad であるのに対して実験データは 11.6mrad であり、両者は一致しない。これ以外に、PMT やシリカエアロジェルの設置精度による寄与が考えられる。

実験の再現性

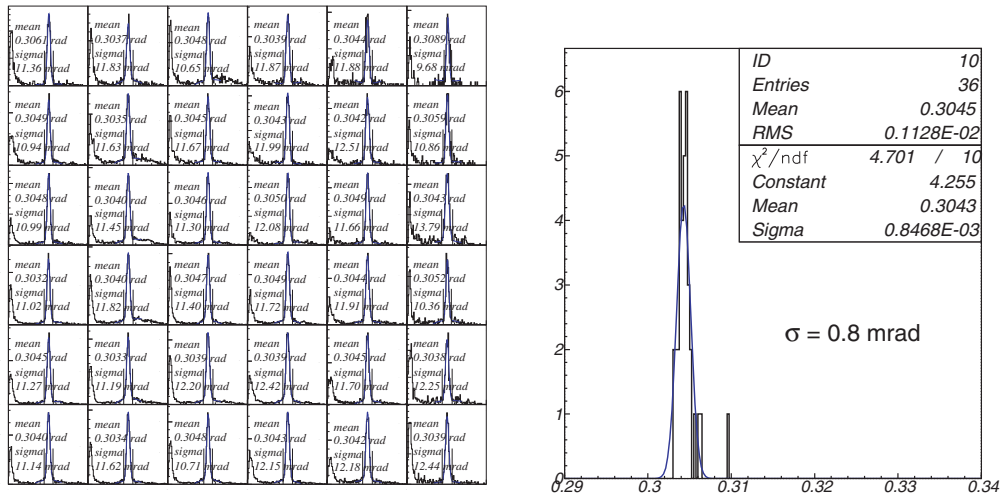


図 5.24: エアロジェルの屈折率非一様性による誤差左図はビーム粒子のエアロジェル入射位置を 5mm 四方毎に分割して再構成されたチェレンコフ角分布。右図はその再構成されたチェレンコフ角の分散を評価したもの。

	X_0 (g/cm ²)	(cm)	散乱角 (mrad)	トラッキングの誤差 (mrad)
Flat-panel PMT	12.84	1.43	3.00	2.09
暗箱	24.01	8.9	0.48	0.48
R5900-M16	12.86	1.43	2.50	0.73
シリカエアロジェル	29.83	150	0.37	0.34

表 5.4: トラッキングによる誤差

チェレンコフ光発生点の不定性	4.9 mrad
光検出器のピクセルサイズ	7.6 mrad
屈折率の波長依存性による誤差	2.0 mrad
エアロジェル表面での微小散乱	< 1 mrad
エアロジェルの屈折率非一様性による誤差	0.8 mrad
トラッキングによる誤差	2.5 mrad
Total	9.3 mrad
実験データ	11.6 mrad

表 5.5: 角度分解能

同一条件下で実験を行った場合、角度分解および検出光子数にどの程度の再現性があるかを調べた。結果を図 5.25 に示す。

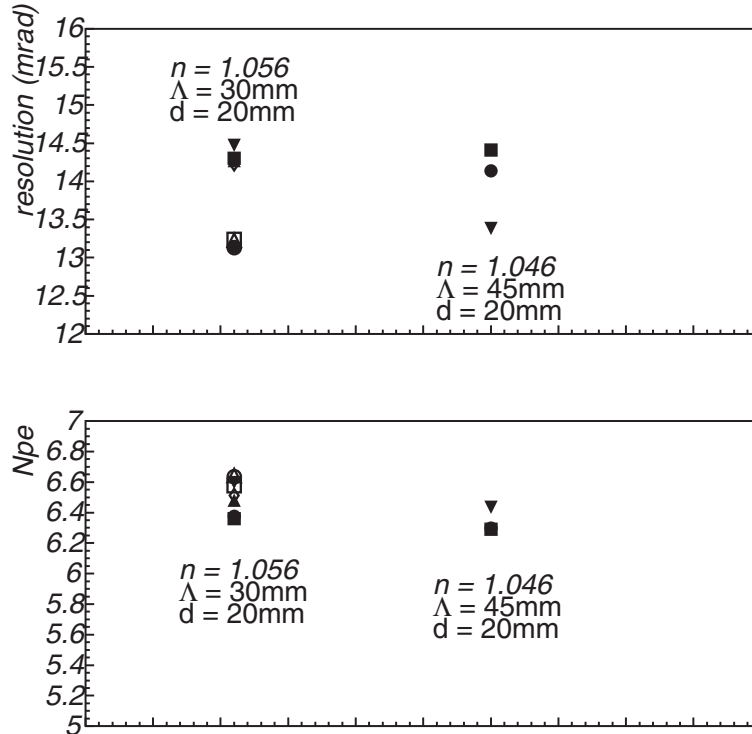


図 5.25: 実験の再現性。3GeV/c の π^- ビーム入射時の角度分解能 (上図) と検出光子数 (下図)。屈折率 $n=1.056$ 、透過長 $\Lambda=30\text{mm}$ 、厚さ $d=20\text{mm}$ のエアロジェルと $n=1.046$ 、 $\Lambda=45\text{mm}$ 、 $d=20\text{mm}$ のエアロジェルを用いた場合の 2 種類の結果を示す。

5.5 まとめ

デュアル、マルチラディエーターの導入について

π^- 中間子ビームを用いたデュアル、マルチラディエーター・エアロジェル RICH の性能評価を行い、角度分解能を保ったまま検出光子数を増加させるという原理の正しさが示された。3 層型で 30mm の Focusing マルチラディエーターを用いた場合、1 光子当りの角度分解能として 12.9mrad、検出光子数は 8.5 個という結果が得られた。従来までのシングルラディエーター・エアロジェル RICH では、輻射体が 20mm の時 1 光子当りの角度分解能は 14mrad 程度であることから、Focusing 型マルチラディエーターの角度分解能が非常に優れていることがわかる。原理的には 10mm のエアロジェルを用いたシングルラディエーター RICH と同程度 (約 11mrad) まで角度分解能を向上させることができるが、完全に Focusing できる屈折率を持つエアロジェルを用いることは実質的に不可能であるため、Focusing のずれが角度分解能に悪影響を与えている。

次に検出光子数について考える。シングルラディエーター時の検出光子数は 6 個程度であったので、マルチラディエーターでは検出光子数に関して約 40% の改善が見られる。また、マルチラディ

エーターで期待される検出光子数は、各層のエアロジェルを単独で用いた場合の光量と透過率から見積もることができ、その定式化に成功した。

Defocusing 型のデュアルラディエーターでは、完全に分離した 2 つのチェレンコフリングが観測された。数種類の屈折率の組合せを調べることによって、各リングの角度分解能を正しく評価するためにはおよそ 0.1rad 分離されたリングを作る必要があることがわかった。さらに、マルチラディエーターの導入によってその 2 つのリングはそれぞれ角度分解能が向上し、内側のリングで 13.7mrad、外側のリングで 13.0mrad という結果を得た。

検出光子数については Focusing 型と同様の方法を用いて Defocusing 型でも見積もることができる。2 つのチェレンコフリングから得られる検出光子数の総和は、透過率の良いエアロジェルを用意できれば 7 個以上が期待できる。

K/π 識別能力

K/π 識別能力は式 3.11 から見積もることができる。ここでは 3 層型の Focusing 型マルチラディエーターを用いた場合の、運動量領域 4GeV/c における K/π 識別能力を評価する。トラック当りの角度分解能は 4.43mrad と見積もられている。屈折率が 1 種類の輻射体を使用している場合は K/π によるチェレンコフ角の差は式 (3.1)、及び式 (3.5) から計算できる。Focusing 型マルチラディエーターで K/π によるチェレンコフ角の差を計算するにはまず、

$$r_i = L_i \tan \theta_{ci} \quad (5.3)$$

から計算される光検出器上でのリングの半径 r_i を計算する。 L_i は光検出器からエアロジェル中心までの距離、 θ_{ci} はチェレンコフ放出角である。次に、

$$\theta_i = \tan^{-1}\left(\frac{r}{L_1}\right) \quad (5.4)$$

に従って、最上流のエアロジェルからチェレンコフ光が発生したと仮定してチェレンコフ放出角を再構成する (θ_i)。 L_1 は、光検出器から最上流のエアロジェルの中心までの距離である。このように、全ての光子が最上流のエアロジェルから発生したと仮定してチェレンコフ角を再構成すると、その角度 θ_{recon} は

$$\theta_{recon} = \frac{N_1}{N_{total}} \exp(-(d_2/(\cos \theta_{c1} \Lambda_2)) \exp(-(d_3/(\cos \theta_{c1} \Lambda_3)) \theta_1 + \frac{N_2}{N_{total}} \exp(-(d_3/(\cos \theta_{c2} \Lambda_3)) \theta_2 + \frac{N_3}{N_{total}} \theta_3 \quad (5.5)$$

N_1, N_2, N_3 : 単独で用いた場合の検出光子数

d_1, d_2, d_3 : 厚さ

$\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3$: 透過長

$\theta_1, \theta_2, \theta_3$: チェレンコフ放出角

N_{total} : 検出光子数の総量

と予想される (添字はエアロジェルの layer 番号を示す)。ビームテストで用いた 3 層型マルチラディエーターの場合、式 (5.5) にパラメータを代入して計算すると 22mrad という結果が得られる。よって、4GeV/c での K/π 識別は 5.0σ でできることが期待できる。

最終的なデザインの選択について

ビームテストの結果から、デュアル、及びマルチラディエーター・エアロジェル RICH の有用性は示された。しかし、Focusing 型と Defocusing 型のどちらのデザインが K/π 粒子識別に優れているか、結論は出ていない。バックグラウンドの効果も考慮に入れた Focusing 型、Defocusing 型の統一的な粒子識別能力の評価方法の確立は今後の課題である。

第6章 結論

高輝度 B ファクトリー実験での使用を目的とした、新型 K/π 粒子識別装置 エアロジェル RICH の稼働特性を把握し、識別精度向上を目指した開発研究を行った。

先ず第一に、従来からエアロジェル RICH の問題として指摘されていた角度分解能と検出光子数を両立させることができないというジレンマを解決するために「デュアルラディエーター」という新しい検出器のデザインを考案した。輻射体に屈折率の異なるエアロジェルを 2 重にして使用することにより、チェレンコフ角分解能を保ったまま検出光子数を増加させ、粒子識別の能力を向上させようというアイデアである。同時に、デュアルラディエーターの原理を応用し、輻射体のさらなる多層化を行った「マルチラディエーター」というデザインも考案した。

多層構造をもつ輻射体を用いた場合にはエアロジェル表面での微小散乱が悪影響を与える恐れがあったため、レーザーを用いた独自の表面散乱実験を行いシリカエアロジェルの光学的特性を調べた。その結果、微小散乱は 1mrad 以下とエアロジェル RICH の角度分解能と比較して小さく、マルチラディエーター導入時の支障にはならないことを明らかにした。

そこで、デュアル (マルチ) ラディエーター・エアロジェル RICH の試作器を製作し KEK PS のビームラインにて性能評価試験を行った。デュアルラディエーター、及びマルチラディエーターの正しい動作原理を確認することができ、従来エアロジェル RICH の性能を上回る結果が得られた。エアロジェル RICH の性能向上は 3 層構造をもつマルチラディエーターを使用した場合にその最大成果が得られ、粒子 1 トラック当りの角度分解能 4.4mrad を実現した。このとき、 $4\text{GeV}/c$ の運動量領域で 5.0σ の K/π 粒子の識別が可能となる。

謝辞

本研究を行うにあたり多くの方に御協力、御指導頂きました。本研究の機会を与えて下さった大島隆義教授、飯嶋徹助教授、千代勝実助手、居波賢二助手に感謝致します。特に飯嶋徹助教授には、指導教官としてエアロジェル RICH の基本から解析、シミュレーションに至るまで研究の全般について多くのことを教えて頂きました。深く感謝致します。

BELLE ACC グループの共同研究者である高エネルギー加速器研究機構の足立一郎助手、西田昌平助手、東京都立大学の住吉孝行教授、千葉大学の河合秀幸助教授、東邦大学の小川了助教授、東京都立大学学振研究員の松本崇博氏には本研究の実験手法、解析に関する議論や助言、ビームテストでの多大な御協力を頂きました。深く感謝致します。

同じく BELLE ACC グループの共同研究者である千葉大学の海野祐士氏、小西正行氏、福島知一氏、総合研究大学の齋藤真一氏、内田祐美氏、東京都立大学の関貴之氏、山本俊悟氏、中川尊氏、東邦大学の太田晋造氏には研究の様々な面でお世話になりました。特に小西正行氏、山本俊悟氏、太田晋造氏にはエアロジェル・サンプルの製作と提供、ビームテストでの協力、解析に関する議論から日常生活まで大変お世話になりました。感謝致します

Jozef Stefan Institute の Peter Krizan 氏、Samo Koper 氏、Rok Pestonik 氏、Andrej Gorisek 氏、Sasa Fratina 氏にはビームテストでの協力や解析手法に関する議論や助言を頂き、深く感謝致します。

松下電工株式会社の横川弘氏にはエアロジェルの光学特性についての様々な議論やサンプルの製作、提供をして頂きました。深く感謝します。

名古屋大学 N 研の早坂圭司氏、佐藤功視氏、井門孝治氏、宮崎由之氏、岡部壮志氏、江成祐二氏、保久上隆氏、久保田隆至氏、鈴木政雄氏、富田光俊氏、中野裕章氏、青木康一氏、遠藤由里子氏、岸本直樹氏、芳野真弥氏、秋田幸範氏、馬塚優里氏には、研究室の生活において色々とお世話になりました。特に、早坂圭司氏、井門孝治氏、江成祐二氏、保久上隆氏には測定や解析手法に関する御指導を、久保田隆至氏、青木康一氏には研究に関する多くの議論を、鈴木政雄氏、馬塚優里氏にはエアロジェルの光学特性に関する最新のデータを提供して頂きました。感謝致します。

最後に、大学院での研究を快諾し支えてくれた家族に感謝の念を抱きつつ、謝辞とさせていただきます。

関連図書

- [1] R. De Leo et al., Nucl. Instrum. Meth.A 457(2001) 52-63
- [2] T.Iijima et al., Nucl. Instrum. Meth.A 502(2003) 231-235
- [3] T.Matsumoto et al., Nucl. Instrum. Meth.A 521(2004) 367-377
- [4] 須田龍慈 東京都立大学 博士論文 (1998)
- [5] 横川弘 九州大学大学 博士論文 (2003)
- [6] 大場隆人 中央大学 修士論文 (1998)
- [7] 岩本光弘 千葉大学 修士論文 (2001)
- [8] 田端岳彦 千葉大学 修士論文 (2002)
- [9] 江成祐二 名古屋大学 修士論文 (2001)
- [10] 馬塚優里 名古屋大学 卒業論文 (2005)