

修士論文

BELLE実験における μ 粒子検出の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

五十嵐 喜則

平成 11 年

もくじ

1章	序	1
2章	BELLE 実験	3
2.1	BELLE 実験の目的	3
2.1.1	CP 対称性	3
2.1.2	CKM 行列	3
2.1.3	ユニタリティ三角形	5
2.1.4	B ファクトリー実験による CP の破れの測定	8
2.2	KEKB 加速器	14
2.3	BELLE 検出器	18
2.3.1	シリコン・バーテックス検出器 SVD	22
2.3.2	中央ドリフトチェンバー CDC	23
2.3.3	エアロジェル・チェレンコフカウンター ACC	24
2.3.4	飛行時間差測定器 TOF	26
2.3.5	CsI 電磁カロリメータ ECL	27
2.3.6	K_L^0/μ 検出器 KLM	28
2.3.7	超伝導ソレノイドコイル	29
2.3.8	トリガー、データ収集、解析システム	29
2.4	現在までの実験経過	31
3章	K_L^0/μ 検出器 KLM	32
3.1	検出器の概要	32
3.2	構造	35
3.2.1	Registive Plate Counter (RPC)	36
3.2.2	読み出しストリップ	37
3.3	BELLE 検出器へのインストール	37
3.4	配置	37
3.4.1	KLM のセクター番号	37

3.4.2	ローカル座標定義	38
4 章	K_L^0/μ 検出器 KLM の較正	40
4.1	目的	40
4.2	イベントセレクション	40
4.2.1	μ 粒子対生成反応	40
4.3	セクター位置較正	45
4.3.1	方法	45
4.3.2	結果	46
4.4	レイヤー位置較正	50
4.4.1	方法	50
4.4.2	飛跡の再構成	50
4.4.3	結果と補正による効果	53
4.5	検出器モジュールの検出効率	55
4.6	検出器モジュールの位置分解能	58
5 章	μ 粒子の同定	60
5.1	イベントセレクション	60
5.1.1	μ 粒子対生成反応	60
5.1.2	μ 粒子対の 2γ 生成反応	61
5.2	mu2 プログラム	64
5.2.1	同定方法	64
5.2.2	mu2 での μ 粒子同定のためのパラメータ	65
5.3	klmk プログラム	67
5.3.1	同定方法	67
5.3.2	klmk での μ 粒子同定のためのパラメータ	68
5.4	Kalman フィルタ	69
5.5	同定効率	71
5.5.1	同定効率の定義	71
5.5.2	μ 同定プログラムの検出効率	72
5.6	誤認率	77
5.6.1	誤認率測定に使用するイベント	77
5.6.2	誤認率の測定	79
5.7	検出効率と誤認率のまとめ	81
5.8	μ 粒子同定を用いたイベントの同定	81
5.8.1	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベント	81

5.8.2	μ 粒子の同定と J/ψ の不変質量	82
6 章	まとめと課題	86
付録 A	Kalman フィルタ	88
	謝辞	91

目次

2.1	ユニタリー三角形	7
2.2	V_{ub}/V_{cb} , $B - \bar{B}$ 混合及び K^0 中間子系における ε の実験結果から求められている $\rho - \eta$ の制限とユニタリー三角形	7
2.3	$B^+ \rightarrow \pi^0 K^+$ の (a) ツリー 及び (b) ペンギンダイアグラム	8
2.4	$B^0 - \bar{B}^0$ 混合ダイアグラム	9
2.5	$B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊図	12
2.6	$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ の (a) ツリー 及び (b) ペンギンダイアグラム	13
2.7	KEKB 加速器	14
2.8	CP 非対称度を測定するために必要とされる積分ルミノシティ	16
2.9	BELLE 検出器	18
2.10	BELLE 座標系の定義	20
2.11	SVD 検出器	22
2.12	CDC 検出器 の構造	23
2.13	ACC 検出器 バレル	25
2.14	ACC 検出器 エンドキャップ	25
2.15	TOF 検出器	26
2.16	ECL 検出器	27
2.17	BELLE トリガーシステム	30
3.1	KLM 検出器 Barrel 部分	32
3.2	KLM 検出器 Endcap 部分	33
3.3	KLM のセクター番号の定義	38
3.4	KLM バレル部のローカル座標定義	39
3.5	KLM エンドキャップ部のローカル座標定義	39
4.1	$e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ イベントのダイアグラム	41
4.2	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントの運動量分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))	42

4.3	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントの $\cos\theta$ 分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))	42
4.4	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントの ϕ 分布 (左) と θ vs. 運動量分布 (右) (実験室系)	42
4.5	$\mu^+\mu^-$ イベントの例	43
4.6	セクター位置情報を外挿した飛跡を使用して補正する方法	45
4.7	Barrel Forward Sector 0 での 外挿された飛跡とヒットの残差分布。左図はローカル座標系で Y 方向、右図は同じく Z 方向に対しての残差を示す。	47
4.8	Endcap Forward Sector 0 での外挿された飛跡とヒットの残差分布。左図はローカル座標系で Y 方向、右図は同じく Z 方向に対しての残差を示す。	47
4.9	各セクターのローカル座標 y, z 方向の残差平均の分布	48
4.10	バレル部分のセクターに関して設計位置からのずれの大きさを矢印で示したもの	49
4.11	エンドキャップ部分のセクターに関して設計位置からのずれの大きさを矢印で示したもの	49
4.12	レイヤー位置情報補正のための KLM での飛跡再構成	51
4.13	Barrel Forward Sector 0 Layer 00 での飛跡とヒットの残差分布	52
4.14	Endcap Forward Sector 0 Layer 00 での飛跡とヒットの残差分布	52
4.15	各レイヤーにおける残差の平均値の分布	54
4.16	位置補正後	54
4.17	検出器 バレル部 各層の検出効率。左図は前方向、右図は後方向	56
4.18	検出器 エンドキャップ部 各層の検出効率。左図は前方向、右図は後方向	56
4.19	エンドキャップ部のストリップ形状	58
4.20	各レイヤーの位置分解能 σ の分布	59
5.1	twophoton イベントのファインマンダイアグラム	61
5.2	twophoton イベントの運動量分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))	63
5.3	twophoton イベントの $\cos\theta$ 分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))	63
5.4	twophoton イベントの ϕ 分布 (左) と θ vs. 運動量分布 (右) (実験室系)	63
5.5	Kalman フィルタを用いた漸次的トラッキングの模式図	70
5.6	μ_2 を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率	73

5.7	klmk を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率	73
5.8	mu2 を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの極角度 vs. 検出効率	74
5.9	klmk を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの極角度 vs. 検出効率	74
5.10	mu2 を用いた twophoton イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率	75
5.11	klmk を用いた twophoton イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率	75
5.12	mu2 を用いた twophoton イベントでの極角度 vs. 検出効率	76
5.13	klmk を用いた twophoton イベントでの極角度 vs. 検出効率	76
5.14	K_s^0 粒子の質量	78
5.15	mu2 での π 粒子 誤認率 (シミュレーションと $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ イベント)	80
5.16	klmk での π 粒子 誤認率 (シミュレーションと $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ イベント)	80
5.17	μ 粒子の ID を要求しない場合の J/ψ の不変質量スペクトル	83
5.18	μ 粒子の ID を少なくとも 1 粒子に要求した場合の J/ψ の不変質量スペクトル	84
5.19	μ 粒子の ID を 2 粒子に要求した場合の J/ψ の不変質量スペクトル	84
5.20	BELLE における $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ イベントの例	85
A.1	Kalman フィルタの適用	89

表 目 次

2.1	CP の破れの見え方	5
2.2	KM 行列のパラメータ ρ, τ に関する情報 [1]	6
2.3	KEKB 加速器 主要パラメータ	17
2.4	BELLE 検出器各サブシステムの性能一覧	21
2.5	ECL のパラメータ	28
2.6	超伝導ソレノイドコイルの概要	29
3.1	KLM の主な仕様	34
4.1	KLM の検出モジュール既知の問題	57
5.1	運動量とレイヤーの関係	65
5.2	mu2 での χ^2 の許容最大値	66
5.3	klmk での χ^2 の許容最大値	68
5.4	K_s^0 の特徴	78
5.5	検出効率と 誤認率	81
5.6	J/ψ の特徴	82

1章 序

宇宙はビッグバンから始まった。これが現代の物理学の定説である。ビッグバンは非常に高温の状態が始まり、こうした状態では物質は存在し得ない。時間が経過し宇宙が膨張して温度が下るに従って、物質は粒子と反粒子の対を成して生成していったと考えられている。

しかし現在、この宇宙は『物質』で構成されており、反物質の量は存在するとしても物質に比べて極めて小さい。なぜこの世界は物質（核子と電子）で出来ており、反物質（反核子と陽電子）はほとんど存在していないのか。なにがこの不均衡を生じさせているのであろう。

粒子反粒子の生成において 10^{-9} 程度の揺らぎが存在すれば、現在の物質宇宙が作られるという。この揺らぎがあるとすれば、その原因はなんであろうか。

この問に対する一つの答えが『CP 非保存』という現象である。粒子と反粒子の間の関係には幾つかの対称性が存在する。CP 非保存とはこの対称性のうち、電荷 (Charge) と空間 (Parity) を同時反転した場合の対称性が破れているという状態を示す。これと『バリオン数非保存』が存在すると、粒子と反粒子の生成数に関しての対称性が破れることが知られている。

CP 非保存現象は 1964 年に中性 K 中間子の崩壊現象によって初めて測定された。1973 年、小林・益川はクォークが第 3 世代まで存在し、同時に世代混合があれば CP 対称性は破れることを予言した (KM 理論)。当時のクォークはまだ 3 種類 (u, d, s) しか見つかっていなかったが、その後 SLAC や BNL が c クォーク、Fermilab が b クォーク、CDF が t クォークを発見し、3 世代までのクォークが実際に発見されることになる。この過程で当然ながらそれを予言していた KM 理論への関心が高まっていった。現在の素粒子の標準模型において、CP 非保存は本質的な位置を占めている。

1980 年、三田らは KM 理論において B 中間子 (b クォークを含む中間子) 系の CP 非保存が K 中間子や D 中間子に比較して非常に大きく発現することを指摘した。また b クォークは長い寿命を持ち、 $B\bar{B}$ は状態の混合も大きいことが判明した。これは B 中間子の CP 非対称度が大きいことを示している。K 中間子では困難だった CP 非保存パラメータの測定が B 中間子では可能だと考えられる。

これは、B 中間子を用いれば KM 理論及び標準理論の検証が可能であることを示唆している。このため、B 中間子を利用して CP 非保存を測定するための実験が世界各国で計画され、あるいは実行されている。このうち、日本国内で行われている実験がつくばにある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の B ファクトリー実験である。

B ファクトリー実験は、その名の通り工場のように大量の B 中間子を発生させ、崩壊を測定することにより CP 非保存を測定しようと言う実験である。そのために非対称エネルギーの電子陽電子衝突型加速器を利用し、大きな運動量を持つ B 中間子を大量に生成させる。衝突点付近で崩壊する B 中間子を精密に測定するため、BELLE と名付けられた粒子検出装置を利用する。

B ファクトリー実験は国際共同実験である。世界 10 カ国、50 以上の大学/研究機関より多数の研究者が参加している。東北大学はこの実験に KLM グループとして参加し、青森大学、大阪市立大学、KEK、東北学院大学、バージニア工科大学、プリンストン大学と共に、 K_L^0/μ 検出器 (KLM) の開発研究及び製作に携わっている。

K_L^0/μ 検出器はその名の通り K_L^0 中間子と μ 粒子を検出するための装置である。 K_L^0 粒子は CP 非保存のパラメータである ϕ_1 の測定モードである $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ で生成される粒子である。 μ 粒子は B 粒子と \bar{B} 粒子の判別、及び B 中間子の稀崩壊モードの測定等に用いられる。特に $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ で生成される μ 粒子は CP 非保存の測定のためにも非常に重要な役割を果たす。

実験は 1999 年 4 月に開始され、2000 年 1 月現在までに $260pb^{-1}$ のイベントが収集されている。本研究では実際に動き始めた B ファクトリー実験において、KLM 検出器が設計通りの性能を満たしているかを検証し、その上で KLM 検出器の他に SVD, CDC, CsI, TOF 等の検出器を用いた実際の μ 粒子同定に関して、ソフト面、ハード面共に要求を満たしているかどうかを検証する。同時に必要なものに関しては改良を施すことを行った。

本論文の構成は、

- 第 2 章 BELLE 実験
- 第 3 章 K_L^0/μ 検出器 KLM
- 第 4 章 K_L^0/μ 検出器 KLM の較正
- 第 5 章 μ 粒子の同定
- 第 6 章 まとめと課題

となっている。

2章 BELLE実験

2.1 BELLE実験の目的

2.1.1 CP 対称性

自然界には幾つかの対称性が存在する。エネルギー・運動量保存則、ゲージ普遍性などは連続的変換に対する普遍性である。これに対し CPT と呼ばれる三つの変換は離散的変換である。

C (荷電共役) とは + と - の電荷を反転する操作であり、スピンの方向を変えずに粒子を反粒子に変える。C 変換によって電磁相互作用と強い相互作用はこの操作に対して不変である。P (空間反転) 変換はパリティ変換とも呼び、 (x, y, z) を (x', y', z') に入れ換える変換である。重力、電磁気力、強い相互作用はこの変換によって法則を変えない。T 変換は時間の方向を反転する操作である。

この三つの変換を同時に行った場合、C, P, T の各々の対称性が破れていても、CPT の積は不変であることが知られている。同様に CP を同時に変換した場合でも対称性は守られると考えられていた。

1964年、 $K^0 - \bar{K}^0$ の系において CP 対称性が非保存である場合が存在することが明らかになった。この原因として現在有力であるのが、小林・益川による理論である。

2.1.2 CKM 行列

小林・益川によれば自然界には最低 6 種類のクォークが存在し、その弱い相互作用は同じ電荷を持ったものが混合した状態を通して行われる [2]。弱い相互作用による反応の様子は次のラグランジアン \mathcal{L} によって表される。

$$\mathcal{L} = g/\sqrt{2} \sum_{i,j} \bar{\Psi}_i \{V_{ij} \gamma_\mu (1 - \gamma_5)/2\} \Psi_j W_\mu + H.C. \quad (2.1)$$

ここで Ψ_i は i クォークの波動関数、 V_{ij} は i クォークと j クォークの相互作用の大きさを表す。また、 $H.C.$ はハミルトニアン共役 (Hermitian Conjugate) を示す。

標準模型において混合を表す行列 V_{ij} が決まると、クォークの弱い相互作用における振舞が決まる。この行列 V_{ij} を小林・益川行列 (CKM 行列) と呼ぶ。

CKM 行列 V はクォークの 3 世代標準理論において弱い相互作用の結合度を表す。つまり d, s, c クォークに対してその混合状態 d', s', c' は CKM 行列 V を用いて

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ c' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ c \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

と関連づけられる。小林・益川理論において CP 非対称性は CKM 行列が複素数因子を持つことにより説明される。一般に $n \times n$ のユニタリティ行列では $2n^2$ の独立変数のうち $n(n-1)/2$ 個の混合角と $(n-1)(n-2)/2$ 個の位相自由度を持つ。V の行列要素の独立変数の数は 4 個、そのうち 3 つは混合角であり、残り 1 個が CP を破る位相である。

CKM 行列の便利なパラメータの取り方として Wolfenstein の提案したものがある [3]。それは各行列要素を $\lambda = \sin \theta_c$ (Cabbibo 角 : θ_c) で展開するもので、パラメータとして λ の他に A, ρ, η を使い、位相は次のようにとる。

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta + i\frac{1}{2}\eta\lambda^2) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - iA^2\eta\lambda^4 & A\lambda^2(1 + i\eta\lambda^2) \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

このパラメータの取り方は実数部分を $O(\lambda^3)$ 、虚数部分を $O(\lambda^5)$ までとっている。この形は λ の巾で行列要素の大きさを比較できるので便利である。

式 2.2 と 2.3 の行列成分を比較してみる。u, d, s, c クォークの崩壊現象の測定によって得られるパラメータは、ほぼ λ だけであることが分かる¹。行列要素 V_{cs} は第 3 項の複素数を含む項が小さすぎるため、測定には向いていない。従って A, ρ, η を調べるためには第 3 世代のクォーク、t, b クォークを含む現象の崩壊を測定する必要がある。

また図 2.1 を見ても b クォークによる CP の破れは s, c 等に比べ大きく、測定しやすいことが分かる。図 2.1 において A^2, λ^6, η は CKM 行列における Wolfenstein 近似の変数である。

¹K 中間子の場合には弱い相互作用の高次の効果があるので一概にこうは言えない

クォーク	主な崩壊 チェーン	中間子		全崩壊幅 (大きさの比)	CP 非対称の割合 ($A^2\lambda^6\eta$ /全崩壊幅)
		記号	粒子		
s	$s \rightarrow u$	K	K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0	λ^2	$A^2\lambda^4\eta \sim 2 \cdot 10^{-3}$
c	$c \rightarrow s \rightarrow u$	D	D^+, D^-, D^0, \bar{D}^0	1	$A^2\lambda^6\eta \sim 10^{-4}$
b	$b \rightarrow c \rightarrow s$ $\rightarrow u$	B	$B^+, B^-, B_d^0, \bar{B}_d^0,$ B_s^0, \bar{B}_s	$A^2\lambda^4$	$\lambda^2\eta \sim 0.05$

表 2.1: CP の破れの見え方

λ に関してはストレンジ粒子の崩壊 [4][5] や原子核の β 崩壊 [6]、チャーム粒子の生成 [7][8] 等からその値が分かっている。同様に A は $|V_{cb}|$ により決定されるため、 B 中間子のセミレプトニック崩壊及び B 中間子の平均寿命 τ_B 、 $Br(b \rightarrow cl\nu)$ の測定から求められている。式 2.5 に λ と A の現在までに分かっている値を示す。

$$\lambda = 0.221 \pm 0.002 \quad (2.4)$$

$$|A| = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.002 \quad (2.5)$$

ρ, η に関してはその関係式しか解っていない。 $b \rightarrow u$ 及び $b \rightarrow c$ 遷移より $|V_{ub}/V_{cb}|$ の値が求められており

$$|V_{ub}/V_{cb}| = 0.08 \pm 0.03 \quad (2.6)$$

$$\sqrt{\rho^2 + \eta^2} \leq 0.36 \pm 0.14 \quad (2.7)$$

の関係が得られている。これまでの実験等により ρ, η に関して得られている値を表 2.2 に示す。

2.1.3 ユニタリティ三角形

KM 行列はユニタリティ行列であり、各行列要素に対して次の関係を満たす。

$$\sum_i V_{ij}^* V_{ik} = \delta_{jk} \quad (2.8)$$

このうち、複素数因子をもつ V_{ub}, V_{td} を含む

Quantity	値	出典
$ V_{cb} $	$0.041 \pm 0.002 \pm 0.004$	S.Stone, "B Decays", Singapole, 1991
$ V_{ub}/V_{cb} $	0.085 ± 0.035	Includes recent CLEO result
M_t	$132 \pm 31 \pm 19 GeV$	LEP Collab., Phys. Lett. B276, 247(1992)
B_K	0.8 ± 0.2	Harris and Rosneer, Phys. Rev. D45, 946 (1992)
$ \epsilon_K $	$(2.268 \pm 0.023) \times 10^{-3}$	PDG
$Re(\epsilon'/\epsilon)$	$(14.5 \pm 5) \times 10^{-4}$	average of E731 and NA31
x_d	0.677 ± 0.104	CLEO, 1993 Report to the PAC, Jan. 1993
$f_B\sqrt{B_B}$	unconstrained	
τ_B	$1.40 \pm 0.04 psec$	E.Loci, UNK B-Factory Workship, Jan. 1993

表 2.2: KM 行列のパラメータ ρ, τ に関する情報 [1]

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0 \quad (2.9)$$

は、図 2.1 のように複素平面上で閉じた三角形を描く。これをユニタリー三角形と呼ぶ。ユニタリー三角形の 3 つの内角はユニタリー角と呼ばれ、次のように定義される。

$$\phi_1 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}^*V_{cb}}{V_{td}^*V_{tb}}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\eta}{\rho(\rho-1) + \eta^2}\right) \quad (2.10)$$

$$\phi_2 \equiv \arg\left(\frac{V_{ud}^*V_{ub}}{V_{td}^*V_{tb}}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\eta}{1-\rho}\right) \quad (2.11)$$

$$\phi_3 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}^*V_{cb}}{V_{ud}^*V_{ub}}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\eta}{\rho}\right) \quad (2.12)$$

$V_{ub}/V_{cd}, B - \bar{B}$ 混合及び K^0 中間子系における ϵ の実験結果から求められている $\rho - \eta$ の制限を図 2.2 に示す。また同図 2.2 に $V_{cd}V_{cb}^*$ で規格化されたユニタリー三角形を重ねて示す。この規格化によりユニタリー三角形の底辺は 1 になり、頂点の座標が (ρ, η) となる。図の 3 領域の共通部分 (allowed) が許容領域である。

CP 非保存が小林・益川の理論にしたがって生じているならば、実験によって得られたユニタリー三角形の内角及び各辺の長さを用いてユニタリー三角形を再構築することができる。実験の結果が三角形にならないとしたら、それは小林益川理論ではない新しい物理、つまり標準模型を越える物理学の存在を示唆する。

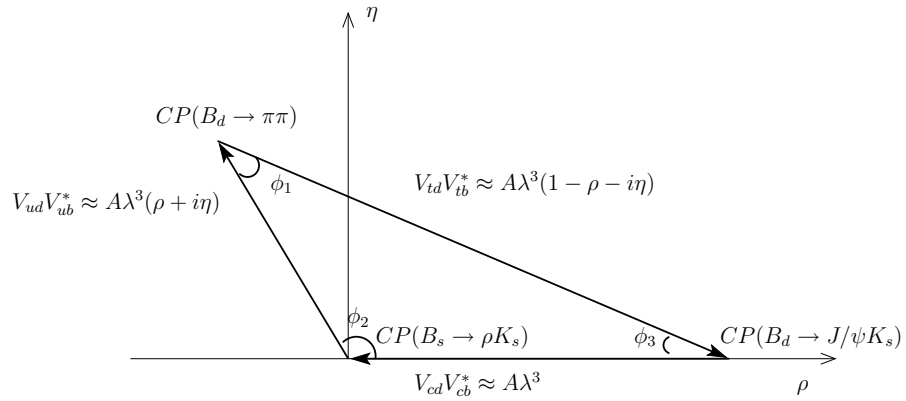


図 2.1: ユニタリー三角形

B ファクトリー実験はユニタリー三角形の内角及び各辺を独自に測定することにより、ユニタリー三角形を規定し小林益川理論を検証することを第一の目的としている。

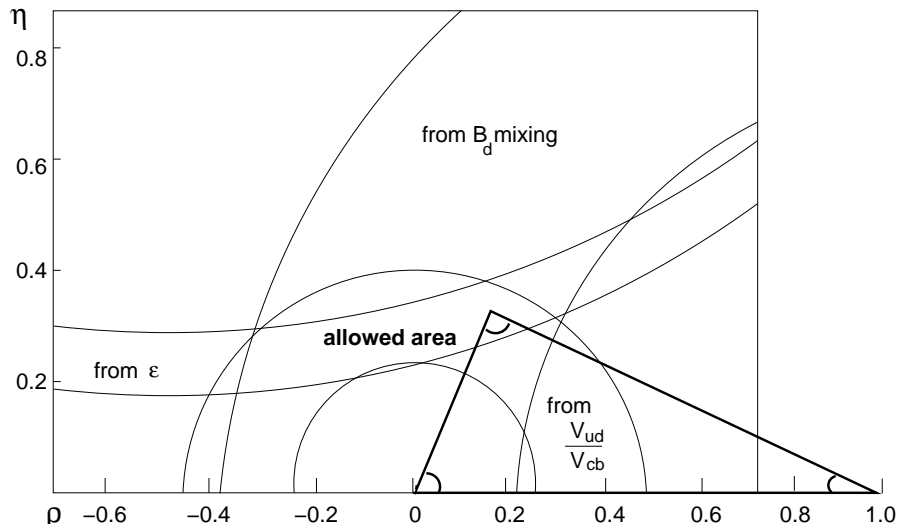


図 2.2: V_{ub}/V_{cd} , $B - \bar{B}$ 混合及び K^0 中間子系における ϵ の実験結果から求められている $\rho - \eta$ の制限とユニタリー三角形

2.1.4 B ファクトリー実験による CP の破れの測定

B 中間子崩壊の観測により期待される CP の破れを「直接的破れ」と混合による「間接的破れ」に分けることができる。

直接的 CP の破れ

$\Gamma(B \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$ である場合、即ち B がある終状態 f に崩壊する確率と、それを CP 変換した崩壊である \bar{B} が終状態 \bar{f} に崩壊する確率が異なる場合、CP の破れが観測される。こうした CP の破れを“直接的 CP の破れ”と呼ぶ。この現象は K 中間子系でも観測されており [9]、 B 中間子系では B^+ , B^- 及び B^0 の両方で観測可能であると予想されている。

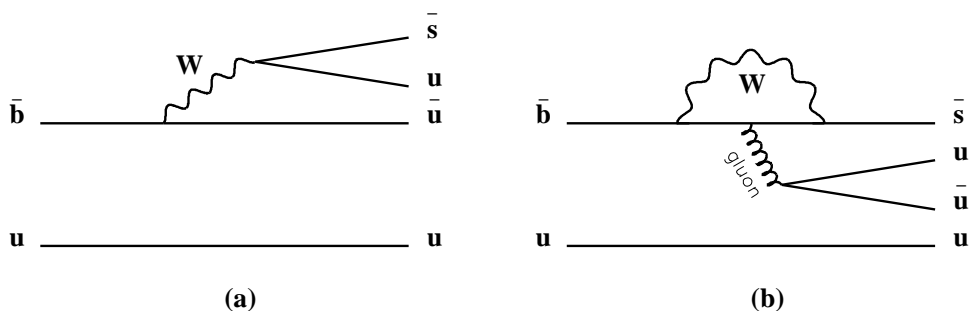


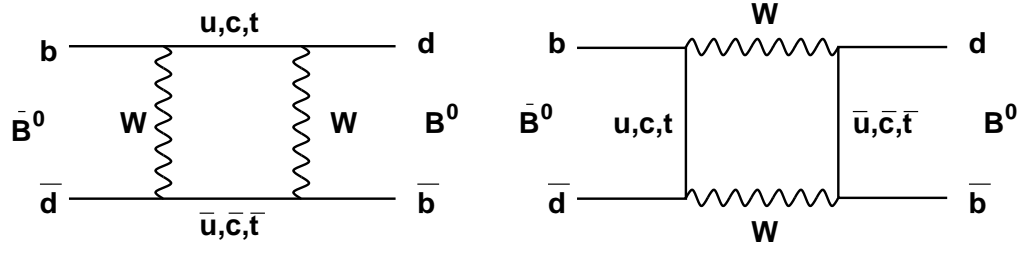
図 2.3: $B^+ \rightarrow \pi^0 K^+$ の (a) ツリー 及び (b) ペンギンダイアグラム

一つの例として $B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ を考える。この崩壊は少なくとも ツリー 及び ペンギン ダイアグラムと呼ばれる図 2.3 の様な二つの異なった崩壊ダイアグラムを経由することができる。この時、崩壊振幅は次のように書くことができる。

$$A(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) = |A_t|e^{i(\phi_t+\delta_t)} + |A_p|e^{i(\phi_p+\delta_p)} \quad (2.13)$$

$$A(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) = |A_t|e^{i(-\phi_t+\delta_t)} + |A_p|e^{i(-\phi_p+\delta_p)} \quad (2.14)$$

A, ϕ, δ の添字 t, p はそれぞれ tree もしくは penguin ダイアグラムのパラメータであることを示す。また $A_i (i = \phi, \delta)$ はそれぞれの崩壊振幅である。この崩壊振幅には二つの位相が現われる。弱い相互作用の位相である ϕ は KM 行列からくる CP 非対称パラメータであり、強い相互作用の位相である δ は強い相互作用の散乱効果より現われる。ここで崩壊幅は

図 2.4: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合ダイアグラム

$$\begin{aligned} \Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) &\sim |A(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+)|^2 \\ &= |A_t|^2 + |A_p|^2 + 2|A_t||A_p|\cos(\Delta\phi + \Delta\delta) \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) &\sim |A(B^- \rightarrow \pi^0 K^-)|^2 \\ &= |A_t|^2 + |A_p|^2 + 2|A_t||A_p|\cos(-\Delta\phi + \Delta\delta) \end{aligned} \quad (2.16)$$

のように見積もることができる。ここで $\Delta\phi \equiv \phi_t - \phi_p$, $\Delta\delta = \delta_t - \delta_p$ である。よって

$$\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) - \Gamma(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) \sim -2|A_t||A_p|\sin(\Delta\phi)\sin(\Delta\delta). \quad (2.17)$$

と書くことができる。これによって CP 非保存はそれぞれパラメータ $|A_t| \neq 0$, $|A_p| \neq 0$, $\sin(\Delta\phi) \neq 0$, $\sin(\Delta\delta) \neq 0$ を満たす場合に観測されることが分かる。

“直接的 CP の破れ” が観測されると、スーパーウィークのような理論は排除される。しかし標準模型のパラメータの決定には理論的不定性が残る。

間接的 CP の破れ

K 中間子で観測されたのと同様に、B 中間子でも B^0 と \bar{B}^0 の状態混合による CP の破れが観測されると予想される。この CP の破れを“間接的 CP の破れ”と呼ぶ。これは BELLE 実験において非常に重要な観測である。

B^0, \bar{B}^0 の崩壊振幅 \mathcal{A}_{CP} は次のように定義される。

$$\mathcal{A}_{CP} \equiv \langle f_{CP} | B^0 \rangle, \quad \bar{\mathcal{A}}_{CP} \equiv \langle f_{CP} | \bar{B}^0 \rangle \quad (2.18)$$

f_{CP} は CP の最終状態である。また、簡便のために $r_{f_{CP}}$ という値を次の様に定義する。

$$r_{f_{CP}} \equiv \frac{q \bar{\mathcal{A}}_{CP}}{p \mathcal{A}_{CP}} \quad (2.19)$$

$B^0 - \bar{B}^0$ 中間子系では $K^0 - \bar{K}^0$ と同様に図 2.4 の過程を介して混合を起こす。故に実験により実際に観測される B 中間子も時間発展で考える必要がある。観測される $B^0 - \bar{B}^0$ 系の時間発展は

$$|B_{phys}^0(t)\rangle = e^{i(M - \frac{i}{2}\Gamma)t} \{ \cos(\Delta Mt/2) |B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin(\Delta Mt/2) |\bar{B}^0\rangle \} \quad (2.20)$$

$$|\bar{B}_{phys}^0(t)\rangle = e^{i(M - \frac{i}{2}\Gamma)t} \{ i \frac{q}{p} \sin(\Delta Mt/2) |B^0\rangle + \cos(\Delta Mt/2) |\bar{B}^0\rangle \} \quad (2.21)$$

のように表される。ここで M 及び ΔM は、B 中間子の質量固有状態の質量 M_H, M_L を用いて

$$M = \frac{M_H + M_L}{2} \quad (2.22)$$

$$\Delta M = M_H - M_L \quad (2.23)$$

と表すことができる。また Γ は 2 つの質量固有状態間で差がないと仮定したときに崩壊幅であり、 p, q は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の大きさを表すパラメータである。これを用いて、崩壊振幅の時間発展は

$$\langle f_{CP} | B_{phys}^0(t) \rangle = \mathcal{A}_{CP} [g_+(t) + r_{f_{CP}} g_-(t)] \quad (2.24)$$

$$\langle f_{CP} | \bar{B}_{phys}^0(t) \rangle = \mathcal{A}_{CP} \left(\frac{p}{q} \right) [g_-(t) + r_{f_{CP}} g_+(t)] \quad (2.25)$$

と書くことができる。よって崩壊幅の時間発展は

$$\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\mathcal{A}_{CP}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |r_{f_{CP}}|^2}{2} + \frac{1 - |r_{f_{CP}}|^2}{2} \cos(\Delta Mt) - \text{Im}(r_{f_{CP}} \sin(\Delta Mt)) \right] \quad (2.26)$$

$$\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |\mathcal{A}_{CP}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |r_{f_{CP}}|^2}{2} + \frac{1 - |r_{f_{CP}}|^2}{2} \cos(\Delta Mt) + \text{Im}(r_{f_{CP}} \sin(\Delta Mt)) \right] \quad (2.27)$$

である。中性 B 中間子が CP 固有終状態 f_{CP} へ崩壊するとき、時間に依存する CP 非対称度 $\mathcal{A}_{f_{CP}}(t)$ を

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) \equiv \frac{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (2.28)$$

と定義する。式 2.28 及び式 2.28 より

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \frac{(1 - |r_{f_{CP}}|^2) \cos(\Delta Mt) - 2\text{Im}(r_{f_{CP}} \sin(\Delta Mt))}{1 + |r_{f_{CP}}|^2} \quad (2.29)$$

と書くことができる。 B_d^0 の場合には $|\Delta_{12}|$ は M_{12} に比べて非常に小さい。故に q/p は次のように近似することができる。

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{m_{12}^* - i\Delta_{12}^*/2}{m_{12} - i\Delta_{12}/2}} \sim \sqrt{\frac{m_{12}^*}{m_{12}}} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \equiv e^{-2i\phi_M} \quad (2.30)$$

ここで m_{12} と KM 行列要素の関係が $m_{12} \propto (V_{tb} V_{td}^*)^2$ であることを用いた。 ϕ_M は混合角であり、 ϕ_1 に相当する。“直接的 CP の破れ” が崩壊過程に関与しておらず、

$$\mathcal{A}_{CP} \sqrt{\mathcal{A}_{CP}} = \eta_f e^{-2i\phi_D} \quad (2.31)$$

η_f は最終状態 f_{CP} に対する CP の固有値であり、値として $\eta_f = \pm 1$ をとりえある。よって

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP} &= \eta_f \text{Im}(r_{f_{CP}}) \sin(\Delta Mt) \\ &= n_f \sin 2(\phi_M + \phi_D) \sin(\Delta Mt) \end{aligned} \quad (2.32)$$

と書き表すことができる。

ユニタリティ角の測定

$\mathcal{A}_f(t)$ と崩壊位相 ϕ_{CP} との関係は

$$\mathcal{A}_{f_{CP}}(t) = \sin 2\phi_{CP} \cdot \sin(\Delta M \cdot t) \quad (2.33)$$

である。ここで ΔM は中性 B 中間子の 2 つの質量固有状態の質量差である。すなわち適当な崩壊様式についてその崩壊の時間発展を観測すればユニタリー角 ϕ_i を測定することができる。BELLE 実験では各ユニタリー各に対して

$$\begin{aligned} \phi_1 : B^0 &\rightarrow J/\psi K_S \\ &B^0 \rightarrow J/\psi K_L \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\phi_2 : B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (2.35)$$

$$\phi_3 : B^0 \rightarrow D^0 K \quad (2.36)$$

等の崩壊モードで測定できると期待されている。但し ϕ_3 は式を用いず異なる解析方法により求められる。

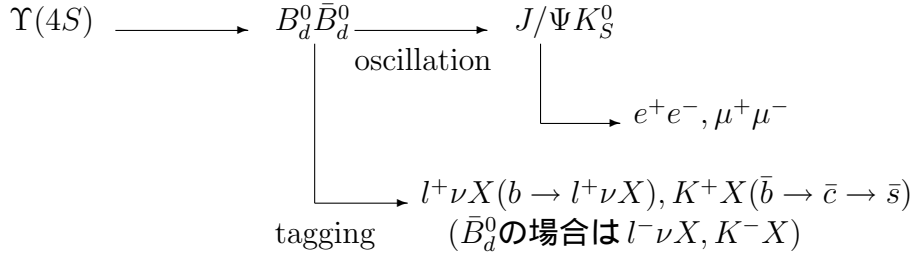


図 2.5: $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊図

例として図 2.5 に ϕ_1 測定モードである $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ の崩壊図を示す。

$\Upsilon(4S)$ の質量は $10.58 \text{ GeV}/c^2$ であり、 $B\bar{B}$ の質量の和 $5.28 \text{ GeV}/c^2 \times 2 \sim 10.56 \text{ GeV}/c^2$ とほぼ等しく、 $B\bar{B}$ にのみ崩壊する。このため B 中間子の研究には $\Upsilon(4S)$ の共鳴エネルギー近辺で行うのが好ましいと考えられる。しかし崩壊の時間発展を測定するためには B 中間子が生成後に適当な運動量を持つ必要がある。 $\Upsilon(4S)$ の静止系で生成された B 中間子は、 $\Upsilon(4S)$ とその崩壊後の $B\bar{B}$ の質量差が小さいために $0.34 \text{ GeV}/c$ 程度の小さな運動量しか持たない。これでは時間発展の測定は非常に困難である。

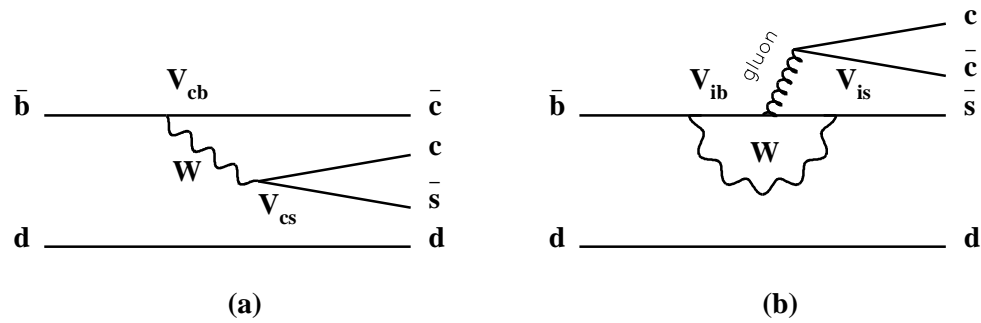


図 2.6: $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ の (a) ツリー 及び (b) ペンギンダイアグラム

このため、B ファクトリー実験では加速器を非対称型にし、電子と陽電子のエネルギーをそれぞれ 8.0 GeV , 3.5 GeV とすることで B 中間子に運動量を与え、この問題を解決している。

2.2 KEKB 加速器

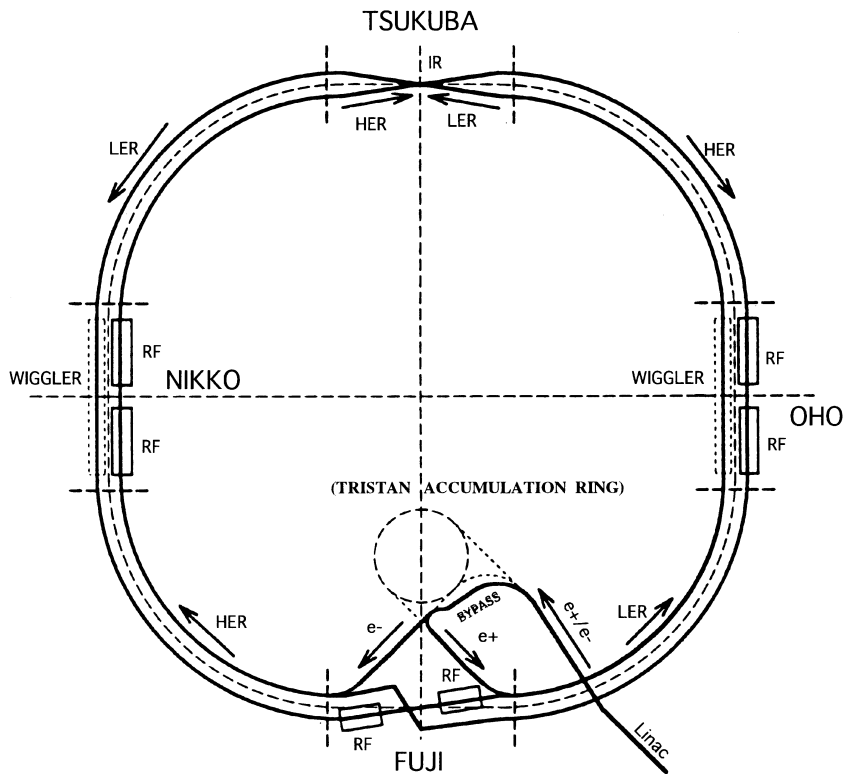


図 2.7: KEKB 加速器

図 2.7 に KEKB 加速器の概図を示す。非対称型加速器のビーム非対称度はローレンツ変換パラメータ γ で表される。

$$\gamma = \frac{E_- - E_+}{\sqrt{s}} \quad (2.37)$$

ここで E_- , E_+ はそれぞれ電子、陽子のエネルギーであり \sqrt{s} は重心系のエネルギーで $\Upsilon(4S)$ の質量 $10.58 \text{ GeV}/c^2 = E_- + E_+$ に等しい。時間発展を精度良く観測するためには γ が大きい方がよいが、検出器の有効領域や時間発展と関係のない崩壊モードの観測を考慮した場合には γ は出来るだけ小さい方が望ましい。図 2.8

は 3σ の精度で CP 非保存を観測するために必要な積分ルミノシティを γ の関数として表したものである。BELLE 実験では $\gamma = 0.42$ 、つまり

$$\begin{aligned} E_- &= 8.00\text{GeV} \\ E_+ &= 3.50\text{GeV} \end{aligned} \quad (2.38)$$

をビームエネルギーとする。これにより実験室系で約 $2.3\text{GeV}/c$ のエネルギーを持つ B 中間子を発生させることが出来る。

CP 非保存を測定するのに適した崩壊モードの分岐比は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 程度であり、十分な精度でユニタリー角を測定するためには大量の B 中間子の崩壊イベントが必要である。 ϕ_1 測定モードである $B^0 \rightarrow J/\psi K_S(K_L)$ では、積分ルミノシティに対して $30 \sim 100\text{fb}^{-1}$ のイベントが必要であると見積もられている。

こうした要請があるため、KEKB では目標ルミノシティを年間で 100fb^{-1} 、すなわち $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ とする。これは B 中間子の年間生成量にして約 10^8 個に当たる値である。この値は非常に大きく、トリスタンの 250 倍にもあたる。このため、KEKB には様々な新しい技術が用いられる。

衝突型加速器の性能はルミノシティと呼ばれるパラメータによりあらわされる。ルミノシティ L は、反応断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R が $R = L\sigma$ であるように定義される値であり、次元として (長さ) $^{-2} \times$ (時間) $^{-1}$ を持ち、単位を $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ とする。

$$L = 2.2 \times 10^{34} \xi (1+r) \left(\frac{EI}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (2.39)$$

衝突型加速器のルミノシティ L は式 2.39 であらわされる。ここで E はエネルギー (GeV)、 I は蓄積電流 (アンペア) である。また ξ はビームビームチェンシフト²、 β_y^* は衝突点で垂直方向 (y 方向) にどれだけビームを絞るかという値である。KEKB におけるこれらの具体的な数値は表 2.3 に示す。

KEKB の特徴として、非対称なエネルギーのビームを用いることがあげられる。同エネルギーの電子と陽電子を衝突される場合には、同じリング内で二つの粒子を逆方向に回すことができる。だが KEKB のようにエネルギーが非対称の場合には電子と陽電子で別々のリングが必要である。 8.0GeV のエネルギーの電子を加速するリングを HER (High-Energy Ring)、 3.5GeV のエネルギーの陽電子を加速するリングを LER (Low-Energy Ring) と呼ぶ。2本のリングは全長 3km の旧 TRISTAN トンネル内に並べて設置される。

²衝突時に働くビームビーム力の力を表す値

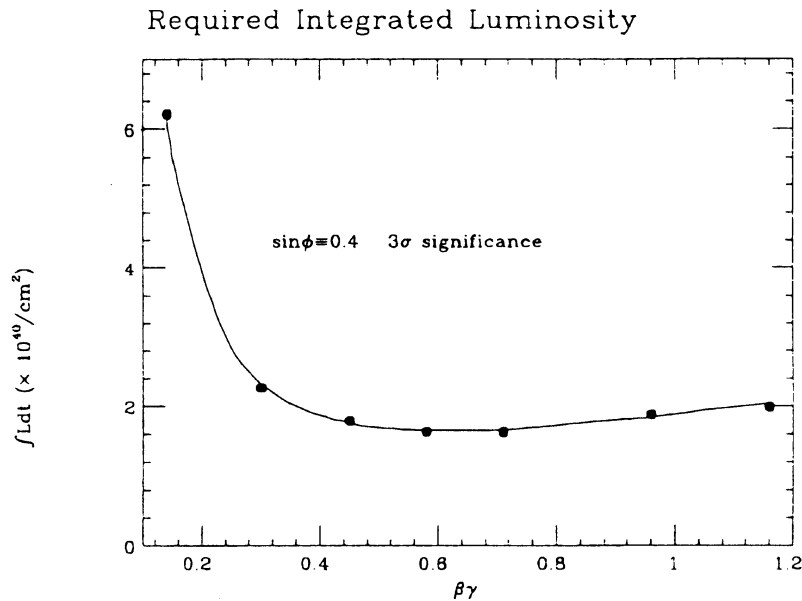


図 2.8: CP 非対称度を測定するために必要とされる積分ルミノシティ

KEKB の衝突点は筑波実験ホールの一カ所だけで、そこに BELLE 検出器が設置されている。筑波実験室ホールの反対側にある富士実験ホール近くで線形加速器 (LINAC) からのビームがリング内に入射される。LER と HER の周長を等しくするために、富士においてリングが交差させられている。LER の加速 RF 空洞は富士に、HER は大穂と日光に設置されている。

b-factory の年間要求ルミノシティは 100fb^{-1} を目標としている。これを実現するため、貯蔵リングを用いずに電子線形加速器から直接主リングに入射する方法をとっている。これにともない電子線形加速器も 8GeV に増強されている。陽電子生成のため標的に当る電子のビームは 4GeV である。また入射バンチ数は 5,000 バンチ、ビームカレントは LER で 2.6 A、HER で 1.1 A となる。バンチ間隔は約 60 cm、ビームの大きさは $(x, y, z) = (200\mu\text{m}, 4\mu\text{m}, 1\text{cm})$ である。表 2.3 に KEKB 加速器の主要パラメータをまとめる。

名称	値	LER	HER	単位
エネルギー	E	3.5	8.0	GeV
円周	C	3016.26		m
ルミノシティ	L	1.0×10^{34}		$cm^{-2}s^{-1}$
交差角	θ_x	± 11		$mrad$
チューンシフト	ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
IP での β 関数	$\beta x^*/\beta y^*$	0.33/0.01		m
ビーム電流	I	2.6	1.1	A
自然バンチ長	σ_z	0.4		cm
エネルギー幅	$\sigma E/E$	7.7×10^{-4}	7.8×10^{-4}	
バンチ間隔	sB	0.6		m
1 バンチ当り粒子数		3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
放射	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
シンクロトロン tune	ν_s	0.01 ~ 0.02		
ベータトロン tune	ν_x/ν_y	45.52/45.08	46.52/46.08	
Momentum compaction factor	α_p	$1.0 \times 10^{-4} \sim 2.0 \times 10^{-4}$		
エネルギー損失 / turn	U_o	0.87	4.8	MeV
RF 電圧	V_c	5~10	10~20	MV
RF 周波数	f_{RF}	508.887		MHz
ハドロン数	h	5120		
Energy damping decrement	$T_o/\tau E$	2.5×10^{-4}	5.9×10^{-4}	
曲率半径	ρ	15.3	76.6	m
磁石長	L_b	0.86	4.3	m

表 2.3: KEKB 加速器 主要パラメータ

2.3 BELLE 検出器

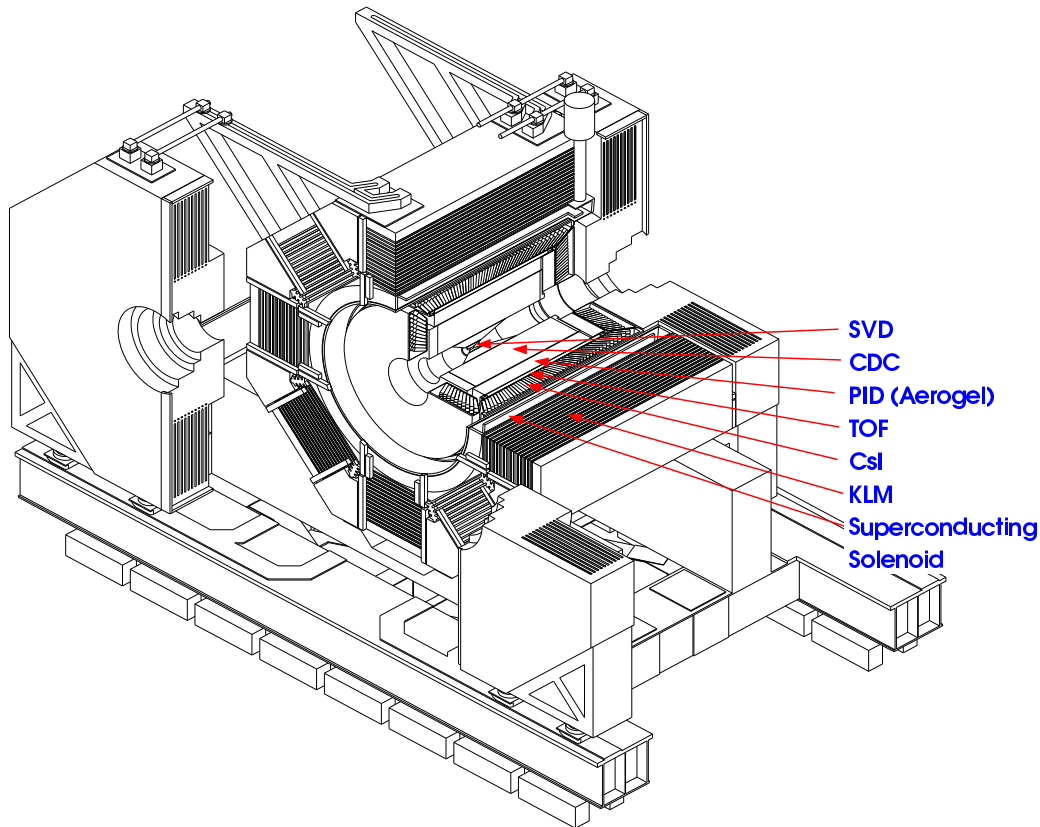


図 2.9: BELLE 検出器

B 中間子による CP の破れの最も典型的なものは、B 中間子が $J/\psi K_s^0$ へ崩壊する確率と \bar{B} 中間子が $J/\psi K_s^0$ に崩壊する確率の比として現れる。しかしこの違いは B 中間子の寿命よりも充分長い時間にわたって均らしてみたのでは消えてしまう。

B 中間子の崩壊を十分に測定するため、KEKB 加速器は電子と陽電子のエネルギーが非対称である衝突型加速器を用いる。これを測定するため、検出器も衝突点に対して非対称な構造になっている。具体的には衝突点 (IP) が検出器中央より高エネルギー (e^-) 側に寄った構造であり、 $\Upsilon(4S)$ から生成される B 中間子は、生成点より前方に走った後に崩壊する。

CP の破れを測定するためには、 B 中間子と \bar{B} 中間子の対のそれぞれを時間変化と共に観測し、その違いを追跡する必要がある。この観測を様々な終状態について非常に高精度かつ効率よく行うことが求められる。そのため BELLE 検出器には以下のような特徴が要請される。

- B 中間子の崩壊点を少なくとも平均崩壊長の $1/2$ よりも良い精度で測定できること (KEKB では $\leq 95\mu\text{m}$ 程度) [10]
- π^\pm, π^0, K_S, K_L などの多岐に及ぶ終状態粒子を正しく判別するための粒子の識別能力を持つこと
- γ 線を伴う B 中間子の崩壊を測定するための高性能なカロリメータを持つこと
- 効率良く興味ある事象を判別して取り込むトリガーシステムと大量のデータを処理することが可能な高速のデータ収集システムを持つこと

これらの要請を満たすため、BELLE 検出器の構造は以下のように構成される。Be (ベリリウム) 製のビームパイプ周辺に崩壊点検出のためのシリコン・バーテックス検出器 (SVD) が配置される。その外側の中央ドリフトチェンバー (CDC) は SVD と共に荷電粒子の飛跡を検出する。CDC の外側にエアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC) と飛行時間差測定器 (TOF) が配置され、CDC の dE/dx 情報と合わせて粒子識別を行なう。TOF の外側には電子識別及び γ 線検出のための CsI 電磁カロリメータ (ECL) が置かれ、それを取り囲むように 1.5 Tesla の磁場を発生させる超伝導ソレノイドが配置される。最外部に当たるソレノイドの外側には、内部の検出器では検出されない K_L^0 粒子の検出及び μ 粒子の識別を行なうための K_L^0/μ 検出器 (KLM) が、リターンヨークを兼ねた鉄の内部に配置される。

図 2.9 に BELLE 検出器の構造を示す。BELLE 検出器の外観は一辺約 7m の立方体で、総重量は約 2,000 トンになる。ビーム軸の電子進行方向に z 軸をとり、それに垂直な天頂方向を y 軸、右手系水平方向を x 軸とする。衝突点 (Interaction Point : IP) に原点が置かれ、方位角 ϕ と天頂角 θ は図 2.10 のように定義される。

以下、BELLE 検出器 を構成するそれぞれの検出器について説明する [11] [12] [13]

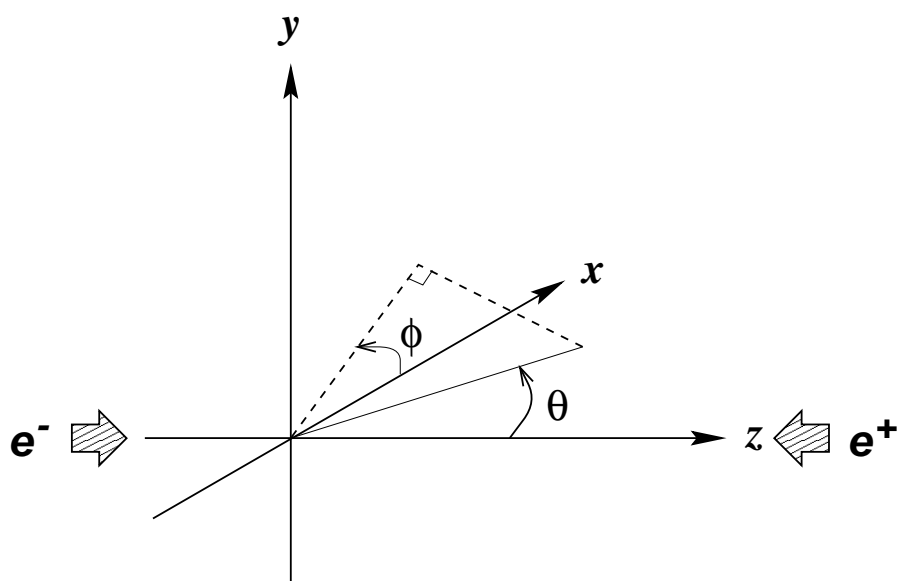


図 2.10: BELLE 座標系の定義

表 2.4: BELLE 検出器各サブシステムの性能一覧

サブシステム	種別	特徴	読み出し	性能
SVD	両面 シリコン ストリップ	厚さ 300 μm , 3 層 $r = 30.0 - 60.5 \text{ mm}$ $23^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$	ϕ : 40960 z : 40960	$\sigma_{r\phi} \leq 10 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 7-40 \mu\text{m}$ $\sigma_{\Delta z} \sim 80 \mu\text{m}$
CDC	ドリフト ワイヤー チェンバー	アノード : 50 層 カソード : 3 層 $r = 8.5 - 88 \text{ cm}$ $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$	A: 8.4 K C: 1.7 K	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1400 \mu\text{m}$ $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 5.3\%$
ACC	$n \simeq 1.01$ シリカ エアロジェル	$\sim 12 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$ blocks 960/228 (Barrel/Endcap) FM-PMT readout	< 2188	$N_{p.e.} \geq 6$ K/π $1.3 < p < 3.6 \text{ GeV}/c$
TOF	シンチレータ	128 ϕ セグメント $r = 120 \text{ cm}$, 2.5 m-long	128 \times 2	$\sigma_t = 100 \text{ ps}$ K/π 最大 1.2 GeV/c
CsI	CsI(Tl) クリスタル	Towered structure $\sim 6 \times 6 \times 30 \text{ cm}^3$ crystals Barrel: $r = 125 - 162 \text{ cm}$ Endcap: $z =$ -102 and +196 cm	6624 1152(f) 960(b)	$\sigma_E/E =$ $0.67\%/\sqrt{E} \oplus 1.8\%$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ cm}/\sqrt{E}$ E in GeV
KLM	高抵抗 電極板 検出器	15/14 層 (Barrel/Endcap) (47mm Fe + 44mm 空隙) 空隙毎に 2 枚の RPC Barrel: z and ϕ strips Endcap: θ and ϕ strips	21856 16128	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30mr$ for K $\sigma_t =$ 数 ns 1% hadron fakes

2.3.1 シリコン・バーテックス検出器 SVD

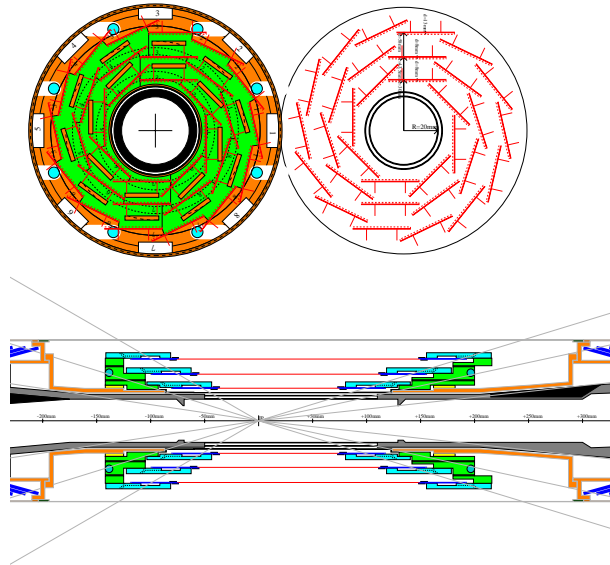


Figure 1: Detector configuration

図 2.11: SVD 検出器

5

B 中間子の崩壊によって CP 対象性の破れを測定するためには、B 中間子とその反粒子である反 B 中間子とが同一の固有状態に崩壊するときの崩壊時間分布の違いを精密に測定する必要がある。BELLE 実験では崩壊の時間情報は二つの B 中間子の崩壊点の相対位置から得られる。すなわち B 粒子の生成点と崩壊点の位置情報が非常に重要になる。KEKB では B 中間子は平均 $200\mu\text{m}$ 飛行して崩壊するため、崩壊点検出精度としては $100\mu\text{m}$ 程度が求められる。同時に粒子のエネルギー損失や多重散乱などを少なくする必要があるため、ビームパイプ、SVD の物質量は出来るだけ小さい方が望ましい。

$$\Delta t \sim \frac{\Delta z}{c\beta\gamma} = \frac{z' - z}{c\beta\gamma} \quad (2.40)$$

z, z' はそれぞれ B, \bar{B} の崩壊点での z 座標である。

以上の要求を満たす崩壊点検出器として BELLE 検出器で採用されているのがシリコン・ストリップ検出器 (DSSD : Double-sided Silicon Strip Detector) である。

SVD は 3 層の検出起草をビーム軸周りに 8 角形に並べた構造をしており [14]、読み出しストリップのピッチは $r-\phi$ ストリップで $50\mu\text{m}$ 、 $r-z$ ストリップで $84\mu\text{m}$ となっている。これにより z 方向の分解能がシミュレーションで $\delta z \sim 105\mu\text{m}$ 程度になることが分かっている。また θ 方向の検出可能領域は $23^\circ < \theta < 140^\circ$ である。

2.3.2 中央ドリフトチェンバー CDC

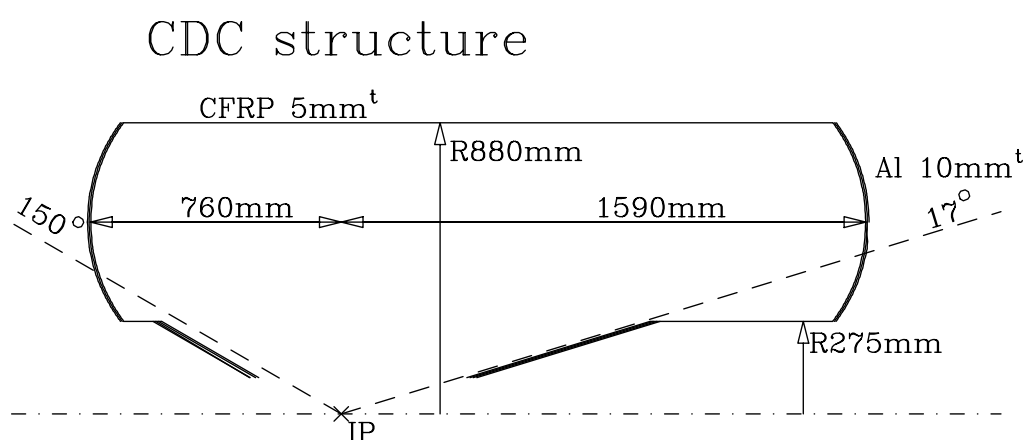


図 2.12: CDC 検出器 の構造

荷電粒子の飛跡検出のために SVD のすぐ外側に配置されているのが中央ドリフトチェンバー (CDC : Central Drift Chamber) である。CDC は荷電粒子の飛跡を再構成することにより運動量の測定及びエネルギー損失 (dE/dx) の測定による粒子識別を行なう。BELLE 検出器には超伝導ソレノイドコイルにより 1.5 T の磁場がかけられているため、荷電粒子はその運動量に応じて螺旋状の飛跡を描く。この飛跡から運動量を測定することができる。エネルギー損失は粒子の種類に依存せずその速さ ($\beta = v/c$) のみで決まる。運動量及びエネルギー損失が分かれば粒子を同定できる。

CDC の構造は内径 8cm、外径 88cm、長さ 250cm の円筒形をしている。中央部は加速器構造上の理由から円錐形になっている。内部は 3 層のカソードワイヤと 50 層のアノードワイヤで構成される。アノードワイヤは軸方向に平行な axial ワイヤとそれに対して角度をもって張られた stereo ワイヤで構成される。この stereo ワ

イヤによって z 方向の位置測定が可能になっている。CDC の内部ガスは高精度の運動量及び dE/dx の測定、また物質量が小さいことなどの要請からヘリウム : エタン = 1 : 1 の混合比のガスが用いられる。

検出可能範囲は θ 方向に $17^\circ < \theta < 150^\circ$ である。現在までのテストの結果得られている CDC の性能は

$$\begin{aligned} \text{空間分解能} &\sim 143\mu m \\ \frac{\sigma(p_t)}{p_t} &= 0.25\%p_t \oplus 0.39\% \\ \frac{dE}{dx} \text{分解能} &= 5.2\% \end{aligned}$$

であり、デザインをほぼ満たしている。

2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター ACC

ACC は主に 1.2 GeV/c 以上の高い運動量での π/K 識別のために用いられる。シロカ (Si_2O) エアロジェルによる閾値形チェレンコフカウンターである。

荷電粒子が物質中を通過するとき、速度がその物質中の光の伝搬速度 (= 真空中の光速 / 屈折率) を越える場合、つまり

$$n < \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.41)$$

ならば荷電粒子からコーン状に光が発生する。この放射をチェレンコフ放射と呼び、光をチェレンコフ光と呼ぶ。この発角度は荷電粒子の速度に依存するので、ラジエータとなる物質から光のコーンを検出することによって速度を知り、粒子識別に利用することができる。

ACC は主に 1.2 GeV/c 以上の高い運動量の π/K 識別を目的としているため、その屈折率は π ではチェレンコフ光を発生するが K では発生しないような値に調整され、チェレンコフ光の有無でその識別を行う。 n の値は 1.010 ~ 1.020 のものを用いる。エアロジェルの大きさはバレル部で $12 \times 12 \times 12 \text{cm}^3$ 、エンドキャップ部で $12 \times 12 \times 10 \text{cm}^3$ の大きさである。1つのエアロジェルをバレル部では2つ、エンドキャップ部では1つの光電子増倍管を用いてその光量を測定する。これらの検出器により、バレル部は $33.7^\circ < \theta < 120.8^\circ$ 、エンドキャップ部は $13.6^\circ < \theta < 33.4^\circ$ の領域をカバーする。

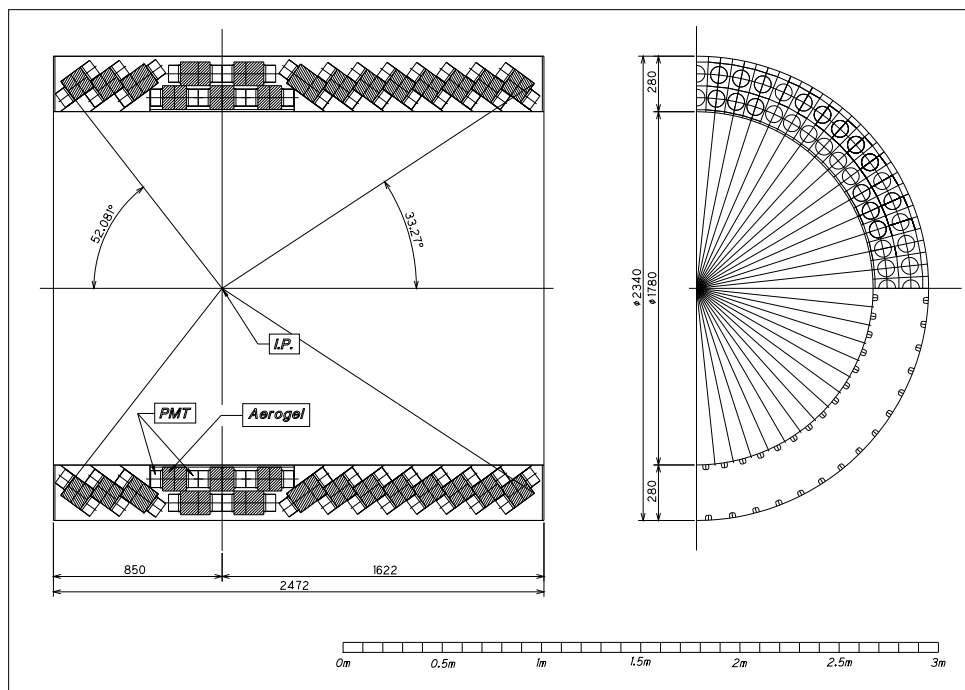


図 2.13: ACC 検出器 バレル

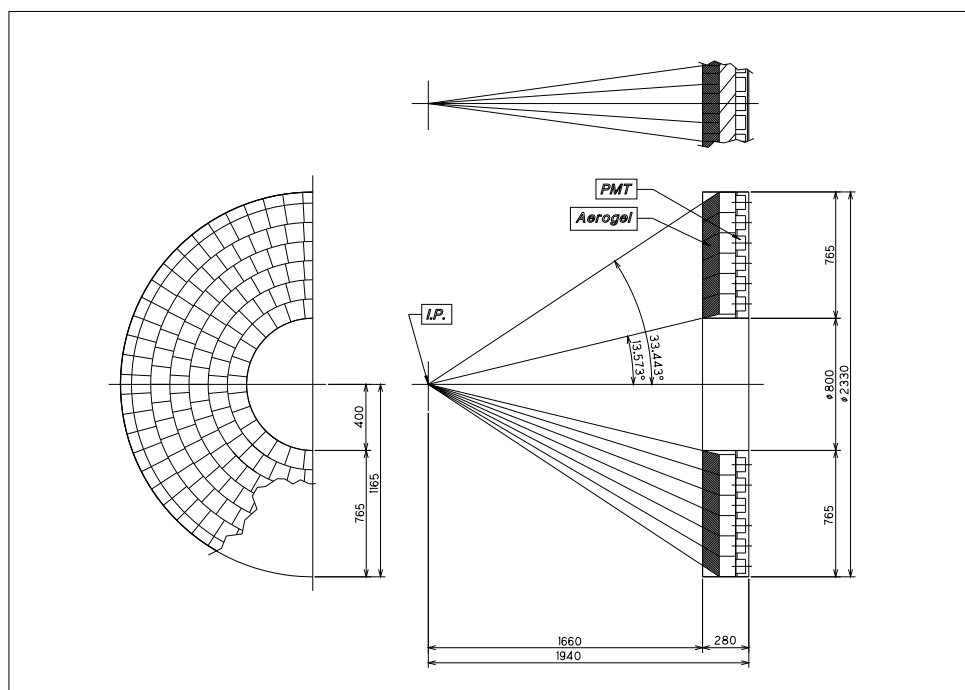


図 2.14: ACC 検出器 エンドキャップ

2.3.4 飛行時間差測定器 TOF

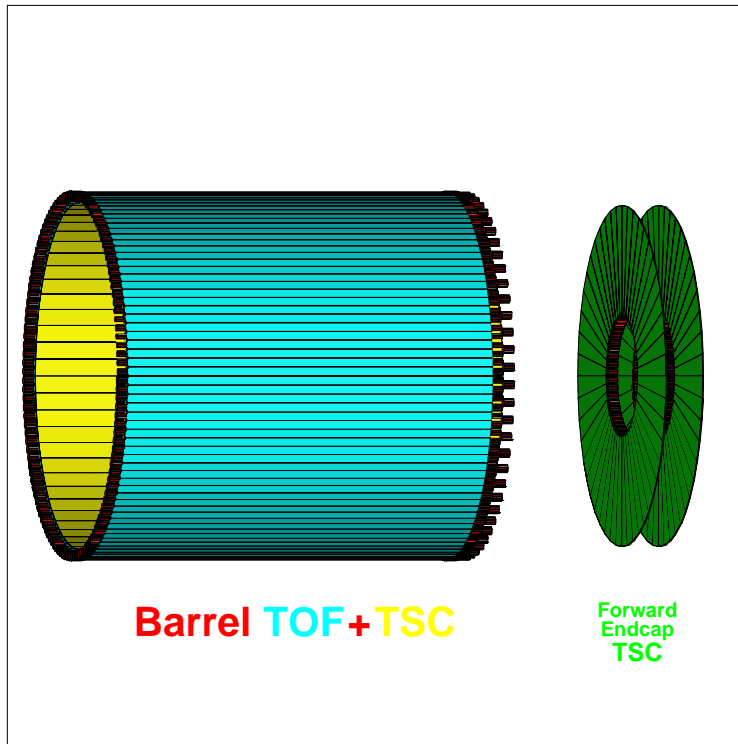


図 2.15: TOF 検出器

TOF はプラスチック・シンチレータを用いた検出器で、飛行時間の測定により粒子の識別を行うことを主な目的としている。CDC によって運動量 p が求まっている場合に

$$T = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.42)$$

であることより、飛行距離 L と 時間 T が測定されれば粒子質量 m を計算することができ、粒子の同定を行うことが可能である。

BELLE 実験における TOF モジュールは 2 つの TOF シンチレータと 1 つの TSC (Thin Scintillation Counter) から構成される。TOF シンチレータは $4 \times 6 \times 255 \text{cm}^3$ のサイズの両端に 2 インチの FM-PMT (Frequency Mode - Photo Multi Tube) が

取り付けられる。TSC は CsI カロリーメータ及び CDC のトリガに用いられるシンチレータであり、 $0.5 \times 120 \times 263 \text{cm}^3$ のシンチレータに 2 インチの FM-PMT が 1 つ取り付けられる。

このモジュール 64 個が ACC と ECL の間、ビーム軸から 1.2 m の地点に円登場に配置され、TOF サブシステムを構築する。受け入れ幅は $33.7^\circ \leq \theta \leq 120.8^\circ$ となる。

2.3.5 CsI 電磁カロリメータ ECL

BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER

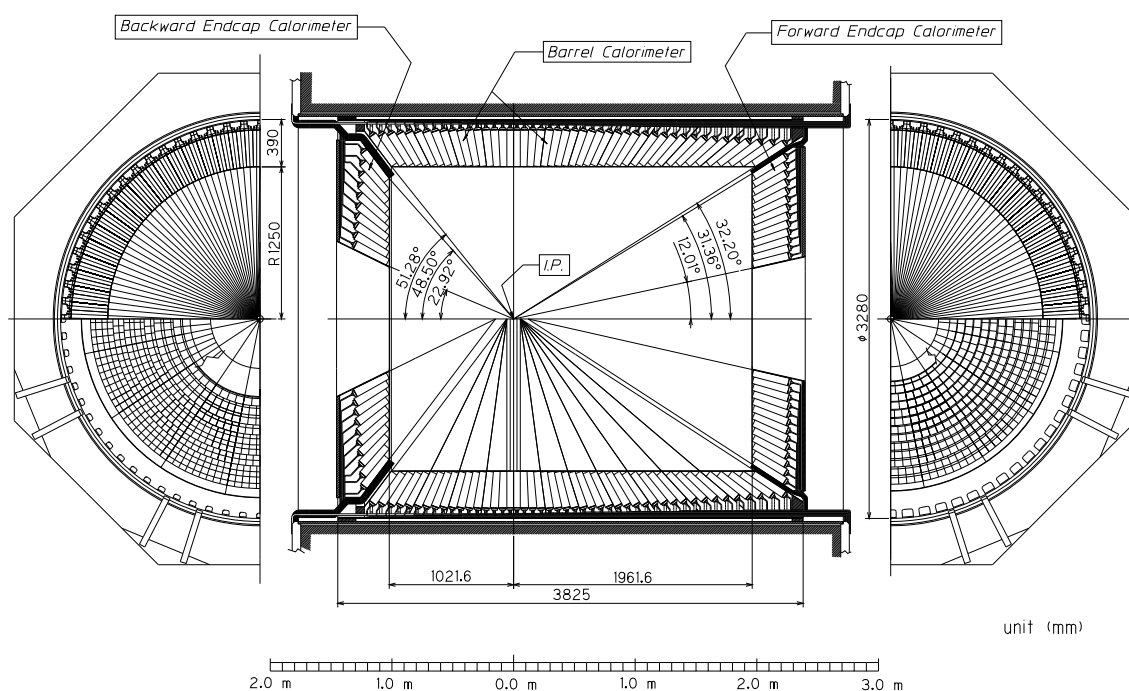


図 2.16: ECL 検出器

ECL は光子 (γ) 及び電子 (e) のエネルギーの検出を主な目的としたサブシステムである。 γ や e が物質に当たると、電子 (e) の電磁シャワーを引き起こす。ここで生成した電磁シャワーを検出することによってエネルギーの測定を行う。B 中間子崩壊から生成される γ のエネルギーは $20 \text{MeV} \sim 3 \text{GeV}$ 程度になるが、ルミノシティ

表 2.5: ECL のパラメータ

	θ coverage	θ seg.	ϕ seg.	# of crystals
Forward Endcap	$11.7^\circ - 31.5^\circ$	13	48 - 128	1168
Barrel	$32.2^\circ - 128.7^\circ$	46	144	6624
Backward Endcap	$130.8^\circ - 158.3^\circ$	10	64 - 144	1024

測定などのために Bhabha 散乱を測定するので、更に 8GeV までの測定が必要となる。非常に広いエネルギー領域をカバーする。

この要請を満たすために ECL には CsI (Tl) 結晶の検出器が選択された。大きさは配置される場所によって形状と共に最があるが、平均として前面 $5.5 \times 5.5\text{cm}^2$ 、後面 $6.5 \times 6.5\text{cm}^2$ 長さ 30cm となる。結晶 1 つに対しての IP からの見込み角は最大 2.5° である。

このような結晶をバレル部及びエンドキャップ部に計 9,000 本、総重量にして約 43 t 配置する。バレル部分はビーム軸から半径 1.2m の一にあり、エンドキャップは IP から $z = 2.0\text{m}$ と $z = -1.0\text{m}$ の位置に配置される。受け入れ角度は $17.0^\circ \leq \theta \leq 150.0^\circ$ である。図に示されるように、バレルとエンドキャップの間には内部検出器のケーブル通路用の小さな隙間が存在し、前方で 32° 付近に約 1° 、後方で 129° 付近に約 3° のギャップがある。以上を表 2.5 にまとめた。

2.3.6 K_L^0/μ 検出器 KLM

KLM は BELLE 検出器の最外部に配置され、内部の検出器で検出できない K_L^0 粒子、及び物質透過率の高い μ 粒子の識別を行う。構造として、鉄の吸収層と薄い検出器のサンドイッチ構造になっており、一種のハドロンカロリメータとして機能する。鉄の層の厚さは 47mm 、検出器の配置されるギャップは 44mm あり、これがバレル部分で鉄 14 層及び検出器 15 層、エンドキャップ部分では同 14/14 層となっている。

K_L^0 粒子は寿命の長い中性粒子であるため、ECL やソレノイドコイル、KLM の鉄の層等で K_L^0 が物質と強い相互作用を起こして崩壊し、発生するハドロンシャワーを測定することで観測を行う。 μ 粒子は π 粒子などと比べて物質透過性が高いことを利用し、CDC 等の内側の検出器で検出された荷電粒子の軌跡を KLM 検出器まで外挿し、飛跡を μ 粒子として計算したときに実際に得られたヒットポイントと一致するかどうかを比較し、同定を行う。

KLM の位置分解能は、設計では $1 \sim 2\text{cm}$ 程度と見込まれている。実際の値など K_L^0/μ 検出器についての詳しい情報は第 3 章、及び第 4 章で詳しく述べる

2.3.7 超伝導ソレノイドコイル

Cryostat	Inner Radius	min 1.7 m
	Outer Radius	max 2.0 m
	Total Length	max 4.44 m
Nominal Magnetic Field		1.5 T
Cool Down Time		$\leq 6\text{days}$
Quench Recovery Time		$\leq 1\text{day}$

表 2.6: 超伝導ソレノイドコイルの概要

ドリフトチェンバー等で荷電粒子の運動量及び電荷を測定するためには、測定系全体に磁力がかかっている必要がある。光速に近い速度で走る粒子を曲がって運動させるために、BELLE には非常に強力な超伝導ソレノイドコイルが用意されている。その概要を表 2.6 に示す。この電磁石により、BELLE 検出器には 1.5 T の一様磁場がかけられ、測定に用いられる。

2.3.8 トリガー、データ収集、解析システム

BELLE で生成されるイベントは、B 中間子対の生成事象のみでも十数ヘルツ、他の様々な物理過程を含めると実際に測定しなければいけない物理事象は 100 ヘルツ近いものになる。これと同時に、数倍に比するバックグラウンドが発生する。したがってバックグラウンドをリアルタイムで破棄できなければデータの取り込みが追い付かない。

そのため、興味ある事象を正確に効率よく選びだすためのパイプライン構造を持つトリガー系が選択される。図 2.17 にトリガーシステムの概要を示す。前出している様々なサブシステム、カロリメータ、ドリフトチェンバ、シンチレーションカウンタなどのサブトリガーシステムからの情報は Global Decision Logic (GDL) に集められる。GDL はその情報を元に事象中の粒子のエネルギー、飛跡、時間情報を

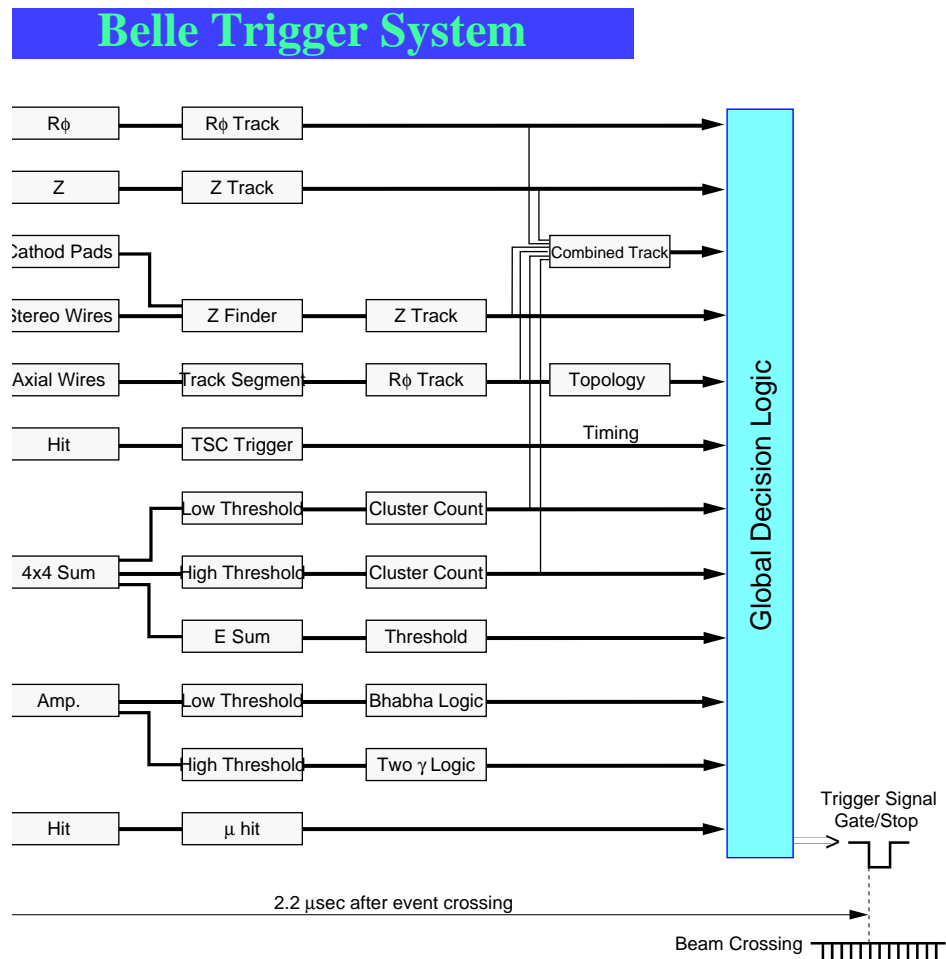


図 2.17: BELLE トリガーシステム

組み合わせることで「本物」の候補となる事象だけを短時間内に選別する。

判定時間は約 $2\mu s$ であり、この間全ての情報は各種信号遅延素子上に保持される。取り込まれるデータ量は $15MB/s$ と予想され、これに対処するために分散型のデータ収集系が用いられる。更に高速の処理能力を持つ並列計算機ファームを用いた事象の再構築と不要な事象の削除が行われ、選別されたデータが記憶装置に記録される。

2.4 現在までの実験経過

b-factory 実験は 1999 年 5 月に開始された。2000 年 1 月現在まで、1999 年の 5 ~ 8 月及び 10 ~ 12 月に物理測定を目的とした実験が行われ約 260pb^{-1} の積分ルミノシティが得られている。得られたハドロニックイベントは約 75 万イベントである。

3章 K_L^0/μ 検出器 KLM

3.1 検出器の概要

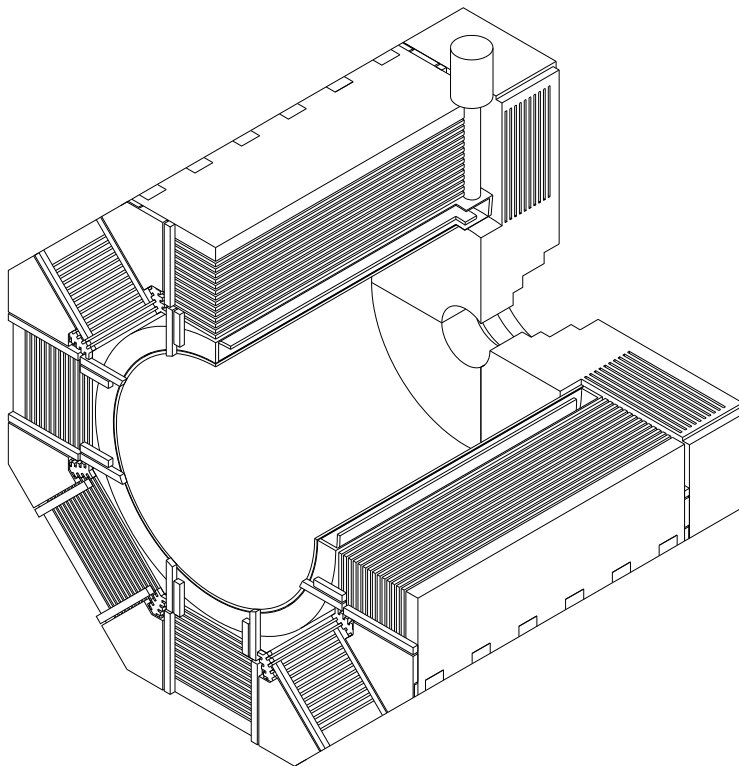


図 3.1: KLM 検出器 Barrel 部分

K_L^0/μ 検出器 KLM は BELLE 検出器において K_L^0 粒子及び μ 粒子の検出と粒子識別を行うことを主目的としたサブシステムの 1 つであり、BELLE 検出器の最外部に設置される。

K_L^0 粒子はユニタリティ三角形の ϕ_1 測定モードである $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ の崩壊モードにより生成されるため重要であり、CP 測定に直接関わる粒子である。

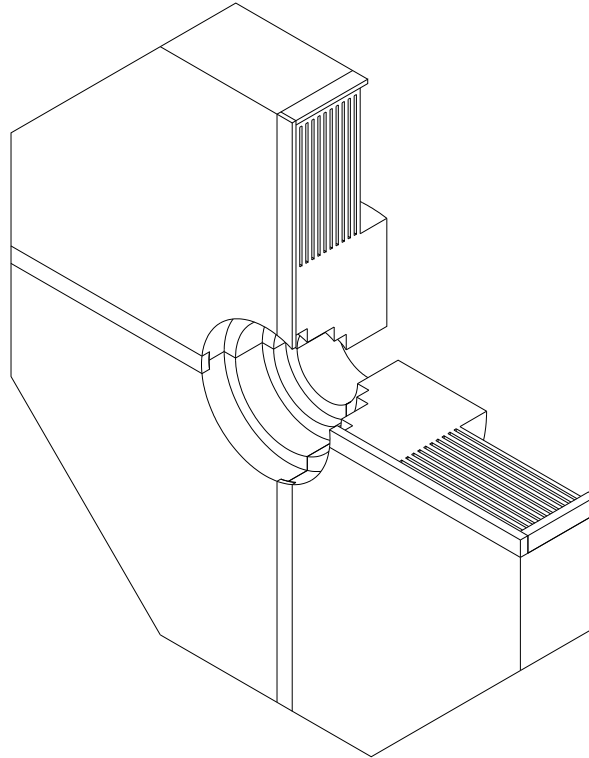


図 3.2: KLM 検出器 Endcap 部分

B factory 実験で生成される K_L^0 の平均寿命は $\tau \approx 5.17 \times 10^{-8} s$ であり、 K_S^0 の $\tau \approx 0.89 \times 10^{-10} s$ と比べても非常に長い。また中性粒子であるために直接の検出は出来ない。このため、 K_L^0 の検出は物質との強い相互作用を利用して行う方法が考えられる。そのために KLM では反応を起こすための物質としての鉄のヨーク部分と、検出を行うための薄い検出器の層を交互に配置したサンドウィッチ型の構造をとる必要がある。

μ 粒子は B 中間子崩壊現象の多くのモードで生成される。特に $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ の崩壊モードで生成される μ 粒子は前述した K_L^0 の崩壊モードとあわせ、KLM で測定される非常に重要なモードである。

μ 粒子の検出と識別は B と \bar{B} の判別や、B 中間子の稀崩壊モードの測定のために非常に重要な役割を果たす。このため、 μ 粒子の検出には高い検出効率と粒子同定の純度が必要である。また、広い運動量範囲での検出が可能であることが要求される。

高い純度を確保するために、もっとも混同されやすい μ 粒子と π 粒子の判別を行うことも重要である。 μ 粒子は物質中で電磁相互作用による電離損失をするのみであるのに対し、ハドロンである π 粒子は強い相互作用をする。KLM ではこれを

利用して識別を行うことが可能である。実際の解析においては CDC で再構成された荷電粒子の飛跡を KLM 領域まで外挿し、KLM で検出した荷電粒子の通過点による飛跡と比較することにより同定を行う。これについては第 5 章で詳しく述べる。

図 3.1 及び図 3.2 に KLM のバレル部、エンドキャップ部の概観を示す。KLM は RPC (高抵抗電極板カウンター) と鉄のサンドウィッチ構造になっている。これは中性粒子である K_L^0 が強い相互作用によって鉄と反応し、荷電粒子を生成、それがクラスターとして KLM により検出されると期待されるためである。

KEKB はレプトン衝突型加速器であるため、イベントレートは $\sim 200Hz$ 程度とそれほど高くない。KLM を通過する荷電粒子のレートは宇宙線のレート ($\sim 0.01Hz/cm^2$) よりも低く、 e^+e^- により生成される全粒子を考えても $\sim 1 \times 10^{-4}Hz/cm^2$ ほどである。そのため検出器としてはそれほど高レートのイベント検出ができなくともよい。

K_L^0 は物質中で強い相互作用によって鉄と反応して荷電粒子を生成、それがクラスターとして KLM により検出される。 K_L^0 検出のために要求される位置分解能は $5cm$ (角度分解能で $30mrad$) 程度で充分であるという結果がシミュレーションにより得られている。 μ 粒子はクーロン散乱が主であるため飛跡の広がりが小さく、CsI (\sim 鉄鋼約 $30cm$ に相当) と KLM の 14 層分 ($\sim 66cm$) の鉄を通過したときには、運動量 $2GeV/c$ 以上で $\leq 5cm$ の拡がりを持つ。多層での飛跡検出が可能であるため $5cm$ 程度の分解能の検出器であってもその再構成には問題がないと考えられる。

KLM としては、極方向の角度 θ で $25^\circ < \theta < 145^\circ$ の範囲をカバーしている。しかしエネルギーの高い μ 粒子はエンドキャップ部の外層のモジュールによって検出が可能であるので、実際には $17^\circ < \theta < 158^\circ$ の範囲で検出を行うことが可能である。

	Barrel	Endcap
# of Sector (forward / backyard)	8 / 8	4 / 4
# of Layer	14	13
# of Strips (ϕ / θ)	48 / 48	96 / 48
Thickness of iron	47mm	

表 3.1: KLM の主な仕様

3.2 構造

KLM は BELLE 検出器の最も外側に配置され、筒状のバレル部と両端のエンドキャップ部で構成される。吸収材の鉄はソレノイドコイルのフラックスリターンヨークを兼ねているため、検出器の配置及び磁場漏れを無くすことを配慮にいてその形状と構造が決定された。吸収材の鉄の層の厚さは 47mm 、検出器が入れられるギャップ部分は 44mm あり、検出層をバレル部で 15 層、エンドキャップ部で 14 層持つため、総面積約 1800m^2 に及ぶ範囲をカバーする。[15]

KLM に性能をみたく検出器として選択されたのが RPC (Resistive Plate Counter) である。RPC はその構造上、非常に薄く大面積かつ自由な形状のものを比較的安価に製造可能であり、更に信号が大きいためアンプを必要とせず、信号読み出し回路もシンプルな構成にできるというメリットがある。

KLM の RPC 検出器部分はモジュールと呼ばれる単位で構成される。バレル部は 8 角形の形状で、8 セクターで構成される。各セクターは 15 層の RPC 検出器を持ち、各層毎に 2 RPC モジュールで構成される。モジュールは長方形で長さ 220cm 、幅 $151 \sim 267\text{cm}$ (最内層 ~ 最外層)、厚さ約 3.9cm である。エンドキャップ部のモジュールは扇形をしており、前方/後方どちらもそれぞれ 4 セクターで円形を構成する。各セクターは 14 層の RPC モジュールをもつ。その内円/外円半径は $130.5/331\text{cm}$ 、厚さ約 3.9cm である。

1 つの RPC モジュールは 2 層の RPC と 2 枚 1 組の読み出し用銅製ストリップ及び絶縁フォームをアルミニウム性のフレームにいた形で構成される。バレル部分は RPC 1 層分を 1 枚の大きな長方形の RPC で構成するため、1 モジュールあたり RPC が 2 枚必要で、合計 240 モジュール、480 RPC を必要とする。エンドキャップ部は 5 枚の台形の RPC を並べて RPC 1 層分の扇形を構成するため、1 モジュールあたり RPC が 10 枚必要で、合計 112 モジュール、1120RPC を必要とする。RPC2 層で 1 モジュールを構成するこの構造をスーパーレイヤーと呼んでいる。これは RPC を重ねることで高い検出効率を得ることを目的とする構造である。

2 枚の読み出し用ストリップは、バレルでは z ストリップと ϕ ストリップ、エンドキャップでは θ ストリップと ϕ ストリップの組となる。この呼称は BELLE の座標系と一致させたものである。バレル、エンドキャップ共に 1 モジュールで粒子の通過位置を検出することが可能である。位置分解能が 5cm 程度で良いことから、ストリップ幅も 5cm と広めに取ることができる。故に巨大な面積を覆っているにもかかわらず、ストリップ数はそれほど多くならずに済んでいる。

実際にはデータ収集系システムの設計上の都合によりストリップ数は 12 の倍数であることが望まれたため、バレル z は内側の 6 層分が 36 本、外側 9 層が 48 本、エ

エンドキャップ θ は 48 本、 ϕ は 96 本とされている。読み出しストリップの本数は総計で 37984 本である。バレルのストリップは全て細長い長方形で、 z ストリップは幅 4.5cm 、 θ ストリップは $4.3 \sim 5.5\text{cm}$ である。エンドキャップでは θ ストリップが幅 3.6cm の同心円状であり、 ϕ ストリップは放射状で幅は 内側/外側で $1.86/4.76\text{cm}$ となっている。[16]

3.2.1 Registive Plate Counter (RPC)

KLM には RPC と呼ばれる高抵抗電極板カウンターが用いられる。RPC とは高電圧を印加した極板内に、アルゴンガスとフレオンなどのクエンチガスを流し、ガスが荷電粒子の通過により引き起こされた電離を電子雪崩でストリーマーまで増幅し、信号として取り出す平行平板スパークカウンター的一种である。

現在の RPC の原型は 1980 年代にイタリアの Santonico らが開発したものである [17]。この検出器の特徴として

- 得られる信号の波高が 数 100mV と高いためにアンプを必要としない
- 時間分解能が 数 ns と良い
- 製作が容易で大型の物や自由な形状の物が作れる
- 材料費が安価である

等が挙げられる。現在の BELLE 実験ではガラス板を高抵抗電極板として使用している。このガラスはフロートガラスと呼ばれるもので、バレルで 2.6mm 、エンドキャップで 1.8mm のものを使用する。ガラスを選択した理由として、ベークライトでは吸湿性があるため反りなどの変形を起こし易く、抵抗値が大きく変化し、PPC 動作の長期安定性がないため、大型の RPC の作成には向かないと考えられたこと、ガラス表面は鏡面であり、材質として長期安定性を得られる可能性が高いことなどを考えたものである。ガラスは体積抵抗率が $10^{12}\Omega \cdot \text{cm}$ で、レートとして $0.1\text{Hz}/\text{cm}^2$ まで測定可能である。この性能は KEK B ファクトリー実験で生成される粒子のレート程度であれば問題なく測定可能である。

RPC 用の混合ガスとしてアルゴン (Ar)/ブタン/フレオン HFC134a (CH_2FCF_3) を用いている。これらのガスの混合比は東北大学及び東北学院大学の研究グループによって詳細に研究が行われ、非可燃性ガスとなる $30 : 8 : 62$ の混合ガスを用いている [18]。ブタンには約 70% の安価なノルマルブタン ($CH_3CH_2CH_2CH_3$) と約 30% のイソブタン ($(CH_3)_3CH$) の混合したブタンシルバー (Butane-silver) が用いられる。

3.2.2 読み出しストリップ

RPC 内部で発生したストリーマにより RPC の外側に配置した読み出しストリップに電荷が誘導され、信号として検出される。このため、正極側のストリップには負の、負極側のストリップには正のパルスが発生するので両面からの読み出しが可能である。ゆえに異なる方向のストリップを両面に配置することで粒子の通過位置を測定することができる。ストリップはインピーダンスを適切に取れば電送線の役割を果たすため、長いストリップであっても信号の波形や時間情報の損失が少なく信号を送ることができる。

3.3 BELLE 検出器へのインストール

KLM は BELLE 検出器中で最も大きな検出器である。検出器の鉄のヨーク部分には検出モジュールが差し込まれる隙間があり、実際のインストールの際にはモジュールをそこに押し入れる形でセッティングが行われる。このため、各モジュールでは設計に対して数 mm から 1 cm 程度の設置位置のずれが生じることが予想される。

実際に BELLE 検出器に挿入された KLM で実験を行うときに、このずれを測定しデータベースとして使用することで解析を行う際に較正を行う。

3.4 配置

3.4.1 KLM のセクター番号

前述した通り、KLM は BELLE 検出器の最外部に位置し、超伝導コイルよりも更に外側の位置になる。検出器は図 3.1 及び 3.2 のように、Barrel 部分と Endcap 部分に分かれており、それぞれが前方向 (Forward) と後方向 (Backward) に区別される。さらに Barrel は 8 つ、Endcap は 4 つのセクターという単位で検出器がインストールされている。

図 3.3 に示すように、各セクターには番号が割り振られる。図で手前側が BELLE 検出器前方向、奥側が後方向である。図の Z 軸の方向が e^- ビームの進行方向になる。

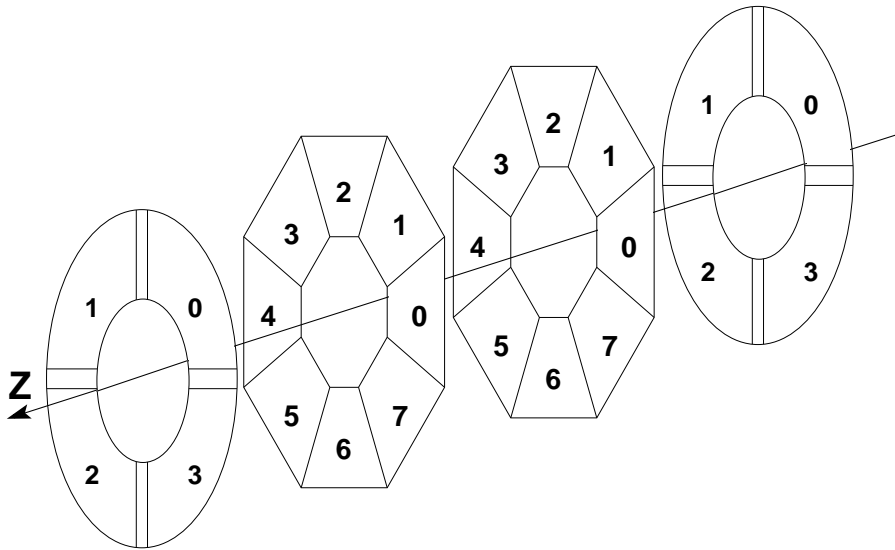


図 3.3: KLM のセクター番号の定義

3.4.2 ローカル座標定義

KLM では、ローカルでのアライメント測定や検出効率の測定を容易にするために、BELLE 座標系とは別にローカルの座標系を設定して利用している。3.4.1 で述べている通り、KLM はセクター単位で管理されている。ローカル座標はこの各々のセクターに対して定義を行う。

図 3.4 に示す通り、Barrel 部分ではビーム軸方向と平行に z 軸をとり、検出器平面と垂直方向を x 軸、 x - z 平面と直行する方向を y 軸とする。

図 3.5 の様に Endcap 部分では 検出器平面と垂直方向、つまりビーム方向を x 軸とし、検出器平面にそって y 軸と z 軸を定める。

つまり検出器平面での位置の設計との差異はローカル座標の y - z 平面で表わすことができる。

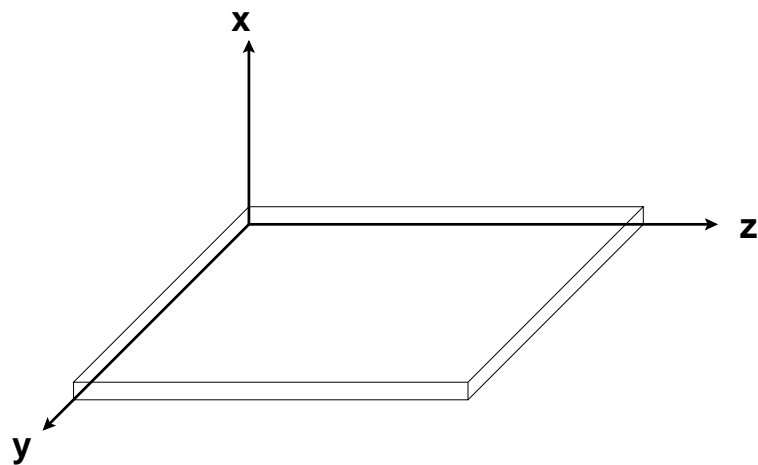


図 3.4: KLM バレル部のローカル座標定義

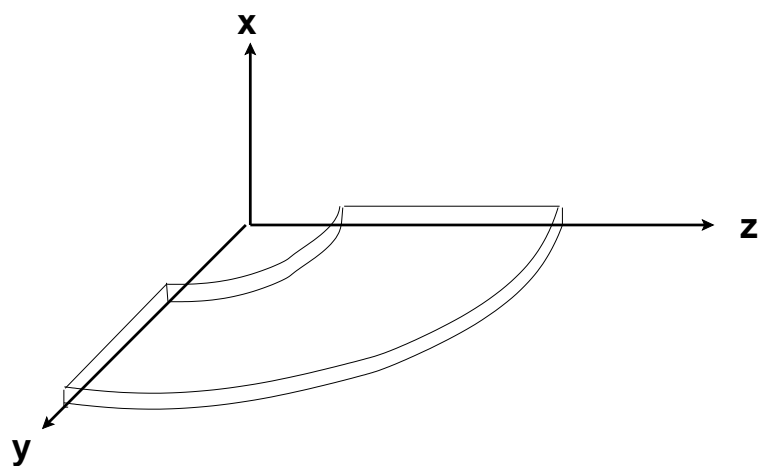


図 3.5: KLM エンドキャップ部のローカル座標定義

4章 K_L^0/μ 検出器 KLM の較正

4.1 目的

BELLE 実験は 1999 年 5 月末より物理測定が実際に開始された。現在 2000 年 12 月までに、既に 280pb^{-1} のイベントが収集されている。本研究では、12 月末までに得られたイベントを基にして KLM の実験における性能についての測定を行い、検討する。

KLM による測定を精度良く行うためには、収集されたデータより求められた位置と、実際にインストールされたモジュールの位置とを比較し、その差分を修正する必要がある。そのためにセクター毎の補正及びセクター内部の各レイヤー毎の位置補正を行う。

4.2 イベントセレクション

位置情報の補正には KLM の全層を突き抜け、ほぼ直線的な飛跡をえがく高い運動量の粒子が望ましい。低い運動量の荷電粒子は、CDC で得られた飛跡からの外挿に際して、途中の物質や KLM の検出器内でのエネルギー損失、多重散乱のため円運動からのズレが大きく、飛跡に対してフィッティングが正確に求められないなど粒子の位置の不確実性が高いためである。ここでは以下の高い運動量を持つ μ 粒子を含むイベントを用いて解析を行う。

4.2.1 μ 粒子対生成反応

図 4.1 に $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 反応のファインマン図を示す。このイベントは入射ビームの e^+e^- が軽い μ 粒子対を生成するイベントであるため、運動量が大きく、またノイズとなる粒子も存在しない。図 4.5 にイベントの例を示す。

e^+e^- の入射エネルギーはそれぞれ 8.0GeV 及び 3.5GeV であり、 μ 粒子の質量は $105.65\text{MeV}/c^2$ 程度と小さい。生成される $\mu^+\mu^-$ 粒子対の運動量は重心系では図

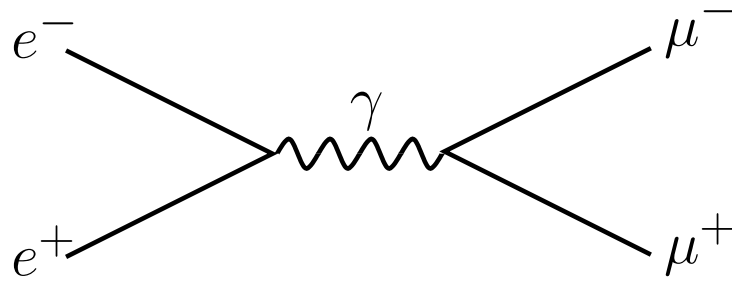


図 4.1: $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ イベントのダイアグラム

4.2 の左図に示すように約 $5.4 \text{ GeV}/c$ 程度、また実験室系では図 4.2 の右図に示す通り約 $3.0 \text{ GeV}/c$ から $8.0 \text{ GeV}/c$ の領域に限定される。

ここで用いられる $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントのセレクション条件は以下の通りである。

- ECL で測定されるエネルギーの合計が 2.0 GeV 以下
(e, γ はエネルギーの大部分を ECL で失うのに対し μ 粒子は最小電離エネルギー程度しか失わないため、 e, γ の排除に用いる)
- 観測される飛跡の本数が 2 本 (ハドロンイベントを除くため)
- 2 本の飛跡の成す角度 θ が CM 系で $176^\circ < \theta < 184^\circ$
- CM 系での運動量が $4.8 \text{ GeV}/c < |p_{cm}| < 5.6 \text{ GeV}/c$

実際のデータに対してこの条件を課して得られたイベント数は約 24 万イベントである。この条件により選びだされたイベントの、実験室系と e^+e^- ビーム重心系での運動量分布、及び θ と ϕ の角度分布を図 4.2 ~ 図 4.4 に示す。 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでは運動量と角度 θ に強い相関があるのが図 4.4 右より分かる。

4章 K_L^0/μ 検出器 KLM の較正

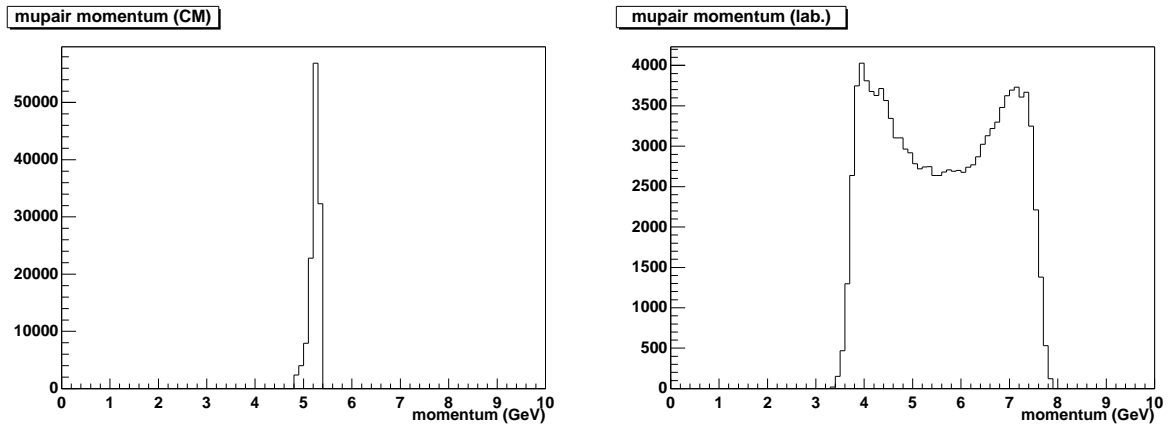


図 4.2: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントの運動量分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))

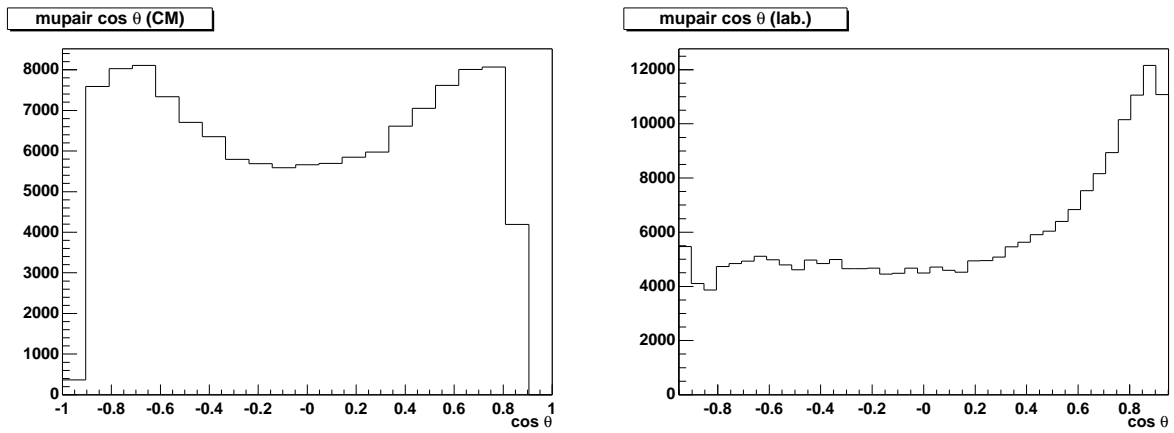


図 4.3: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントの $\cos \theta$ 分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))

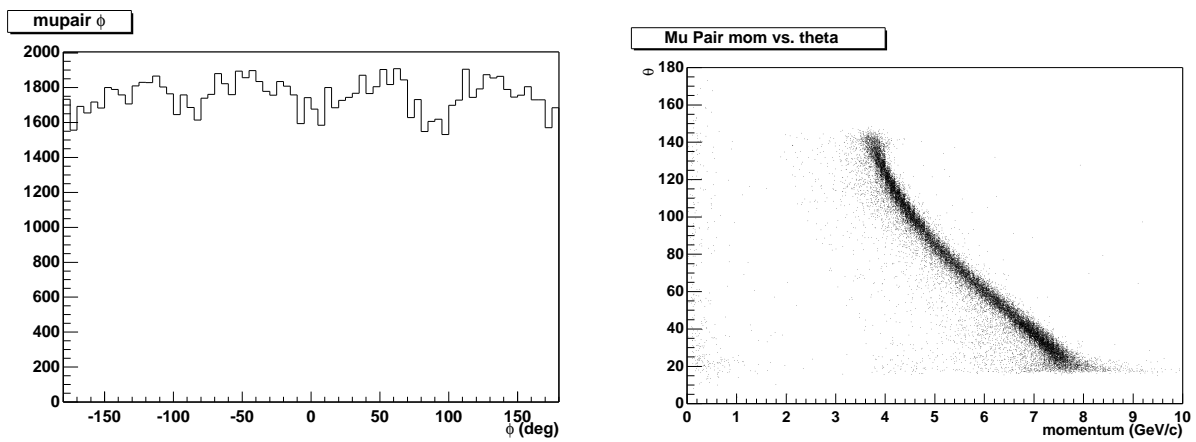
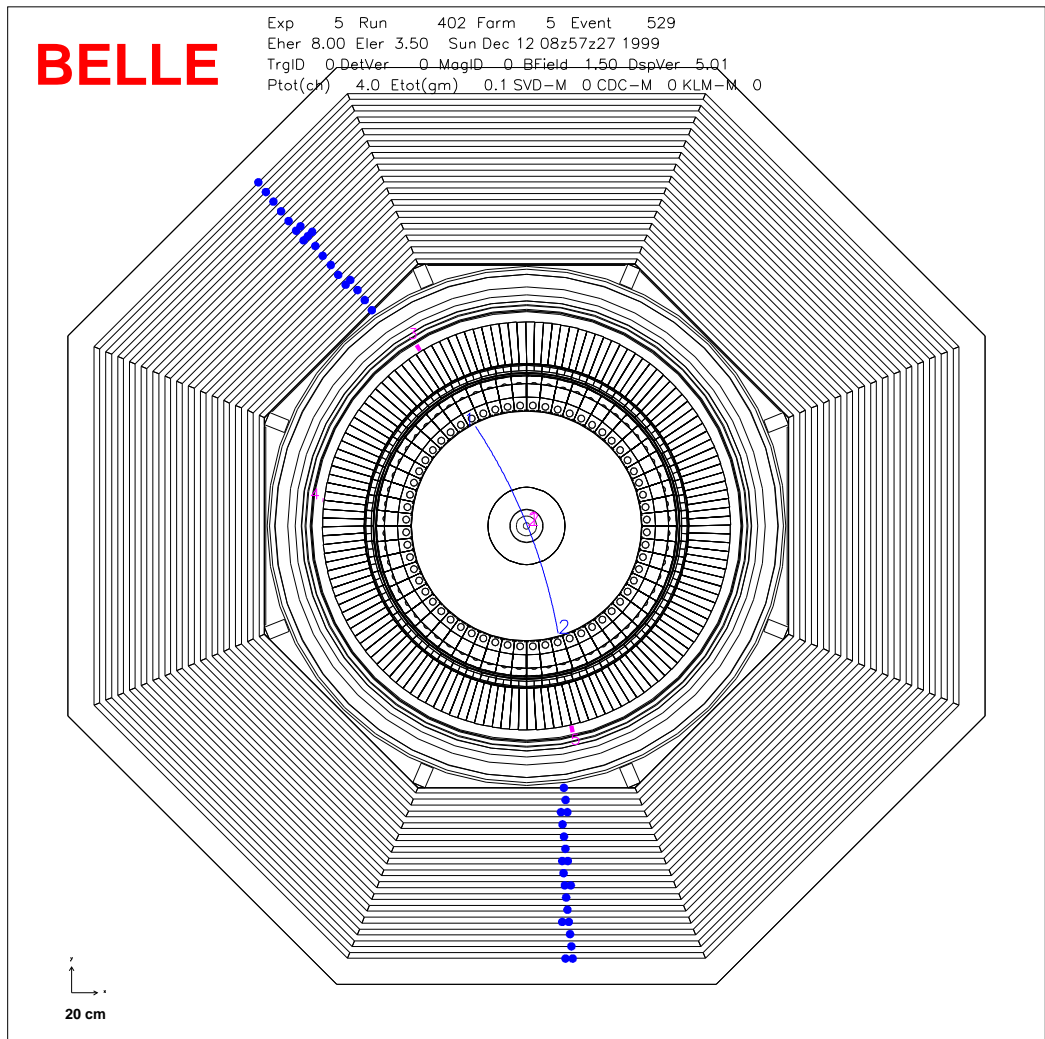


図 4.4: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントの ϕ 分布 (左) と θ vs. 運動量分布 (右) (実験室系)

図 4.5: $\mu^+\mu^-$ イベントの例

シミュレーションによる解析では、このセレクションの条件によって得られる μ 粒子の純度は 97% 程度と推定された。

重心系での運動量が $4.8\text{GeV}/c < |\vec{p}_{cm}| < 5.6\text{GeV}/c$ であるとき、実験室系での最低運動量は図 4.2 にあるように約 $3.5\text{GeV}/c$ である。BELLE ソレノイドはその内部に 1.5 T の均一磁場を与える。ソレノイド外部の KLM を含むリターンヨークでは、その磁場はほとんど漏れずに鉄のヨークを伝わる。ソレノイド内部と外部の半径はバレル部分で約 $1.8\text{ m} : 3.53\text{ m}$ であるので、断面積の比で $10.17\text{ m}^2 : 26.57\text{ m}^2$ となる。磁束密度が単純に面積比に比例するとして考えると、ソレノイド外部にかかる磁場の強さは平均で約 0.57 T 程度となる。

崩壊点付近で発生する μ 粒子の飛跡の角度が磁場に平行な極方向 θ で約 30° 程度とすると、運動量 \vec{p} の磁場と平行な成分は $|\vec{p}| \cos 30^\circ \sim 1/2|\vec{p}|$ 程度であり、磁場に垂直な運動量 \vec{p}_\perp (GeV)、磁場 B (T)、曲率半径 ρ (m) の関係は以下の式のようになる。

$$|\vec{p}_\perp| = 0.3B\rho \quad (4.1)$$

これを BELLE に当てはめた場合、運動量 $3.5\text{ GeV}/c$ の粒子に対して $\rho \sim 10\text{ m}$ となる。KLM の最内層から最外層までの長さは約 $L \sim 1.22\text{ m}$ であるので、この時 KLM で飛跡を直線と仮定したときのサジッター (sagitta) を η とすると、以下の関係が成り立つ。

$$(L/2)^2 + (\rho - \eta)^2 = \rho^2 \quad (4.2)$$

これを計算すると $\eta \sim 1.9\text{ cm}$ となる。この系統的偏差が測定時に影響すると考えられるが、この測定では $\mu^+\mu^-$ の対生成イベントを用いるため、誤差は電荷によって相殺され、ずれの測定の中心値は正しく求められると推測される。但し位置分解能を求める場合に、実際の値よりも分布の σ が多少広がって観測されると予想される。実際に測定されたこの広がりのおおきさは最大で 3 mm 程度であった。

4.3 セクター位置較正

4.3.1 方法

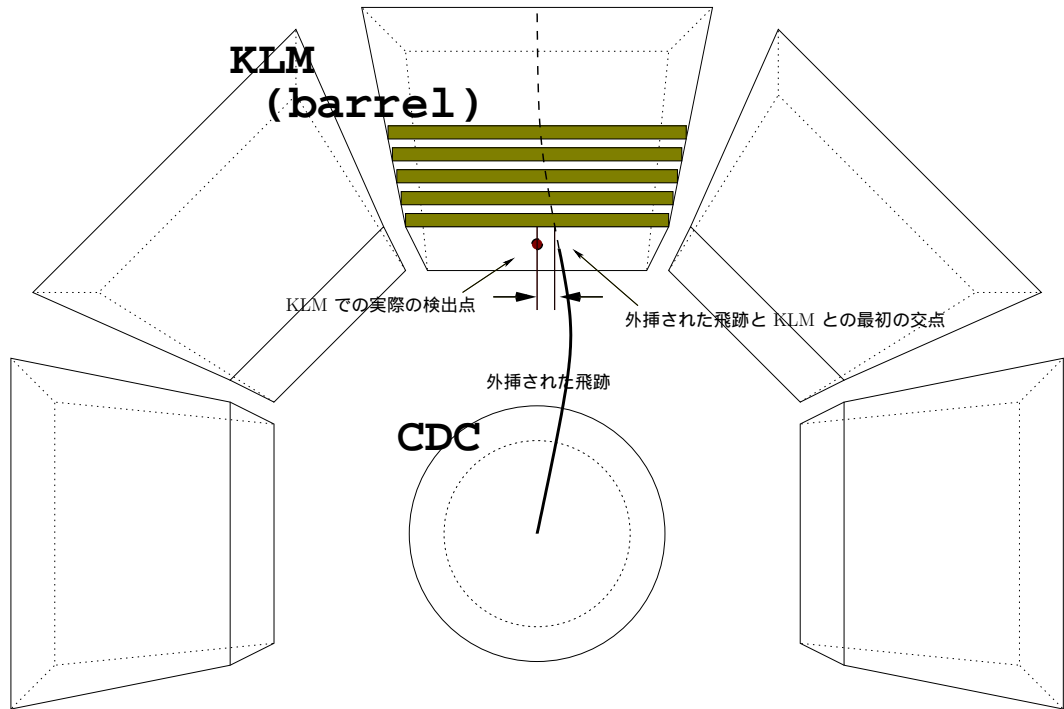


図 4.6: セクター位置情報を外挿した飛跡を使用して補正する方法

セクター位置の補正には CDC 等の内部の検出器により再構成された飛跡を用いる。この飛跡を外部に向かって外挿し、 K_L^0/μ 検出器の最内層に当たる第一層目のモジュールとの交点を求める。この点と、第一層で実際に測定された検出点との差分を求めることにより、内部検出器による飛跡に対しての K_L^0/μ 検出器の位置との差異を測定する。

KLM の第一層目に検出点が存在しない場合、もしくは検出点が外挿された飛跡に比べて大きくずれた位置 ($\leq 15 \text{ cm}$) にある場合には、その飛跡では差異の測定を行わない。そうでない場合には、図 3.4 及び 図 3.5 で定義された各々の検出モジュールでのローカル座標による差分の測定を行う。この模式図を図 4.6 に示す。

4.3.2 結果

セクター位置補正のための測定の一例を、図 4.7、図 4.8 に示す。

図 4.7 はバレル部前方のセクター 0 の残差分布を示す。ガウス分布でフィッティングすると、残差の平均値はローカル座標の y 方向で -1.25 cm 、 z 方向で -0.57 cm である。また σ の値は $\sigma_y = 1.54$, $\sigma_z = 1.88$ である。同様に図 4.8 はエンドキャップ部前方のセクター 0 での残差分布であり、平均値が $y = 0.05$, $z = -1.66$ 、 σ は $\sigma_y = 1.83$, $\sigma_z = 1.74$ である。

図 4.9 に、各セクターでの残差分布の平均値を y , z 方向に分けてプロットしたものを示す。セクターのズレが全セクターに関して約 $\pm 1.5\text{ cm}$ の範囲に収まっていることが分かる。

図 4.10 及び図 4.11 は残差分布の平均をセクターのズレの方向と大きさを矢印で、バレル部及びエンドキャップ部に関して図示したものである。基本的に KLM のセクター全体のズレは、検出器が鉄のヨークの隙間部分に挿入される構造のため、重力で下方向へとずれているのが分かる。

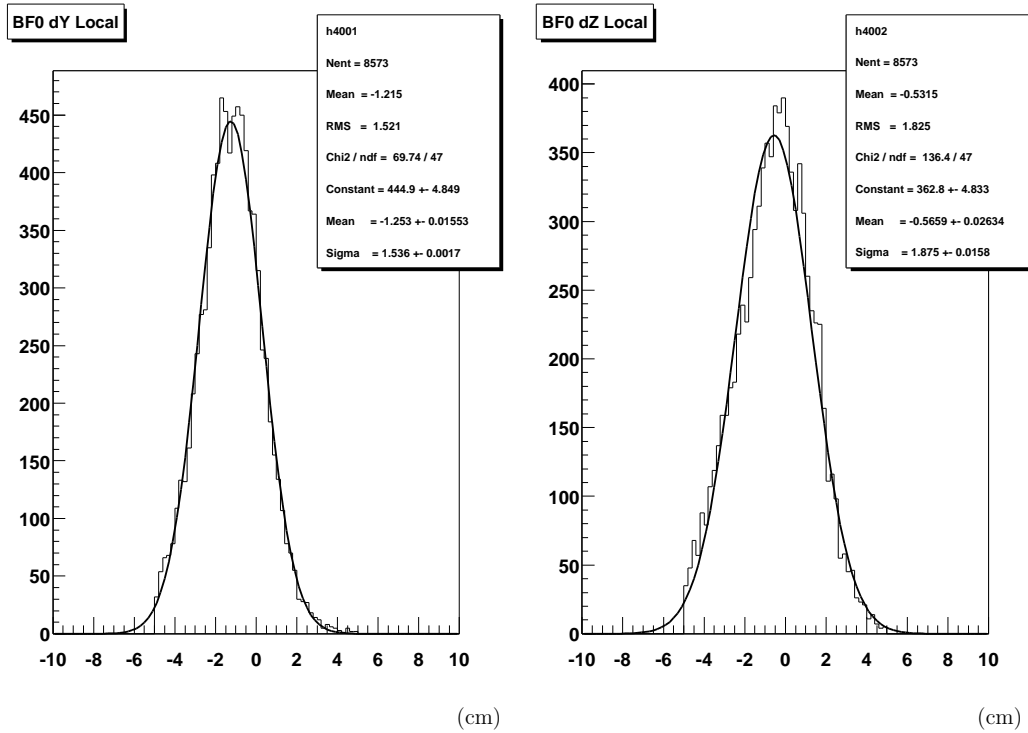


図 4.7: Barrel Forward Sector 0 での外挿された飛跡とヒットの残差分布。左図はローカル座標系で Y 方向、右図は同じく Z 方向に対する残差を示す。

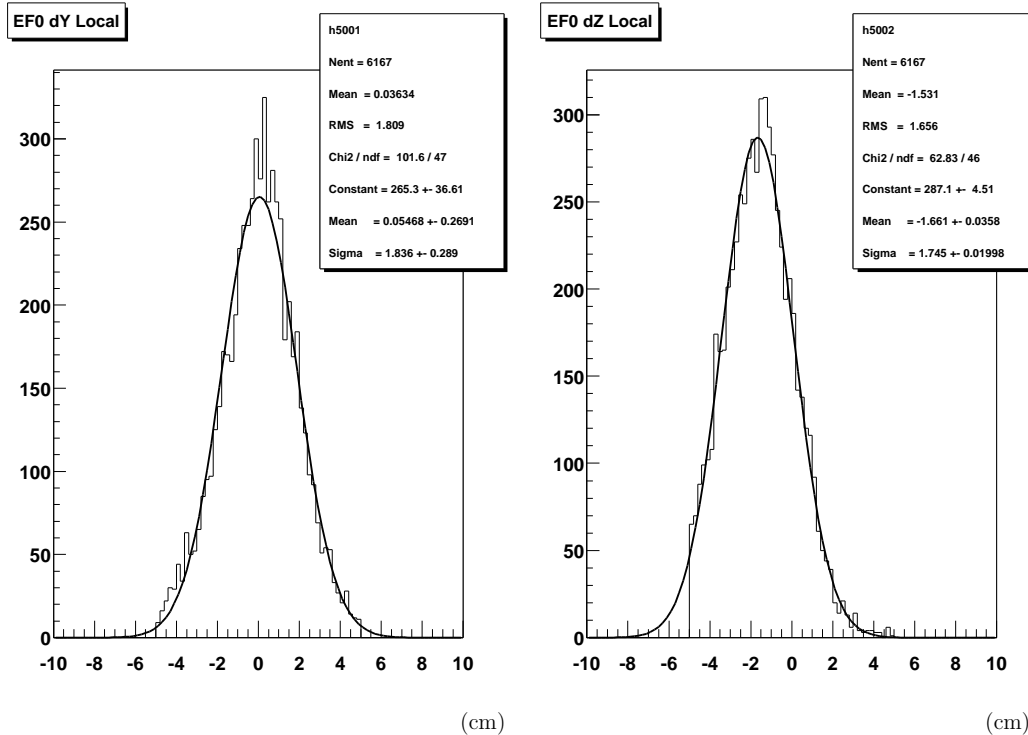


図 4.8: Endcap Forward Sector 0 での外挿された飛跡とヒットの残差分布。左図はローカル座標系で Y 方向、右図は同じく Z 方向に対する残差を示す。

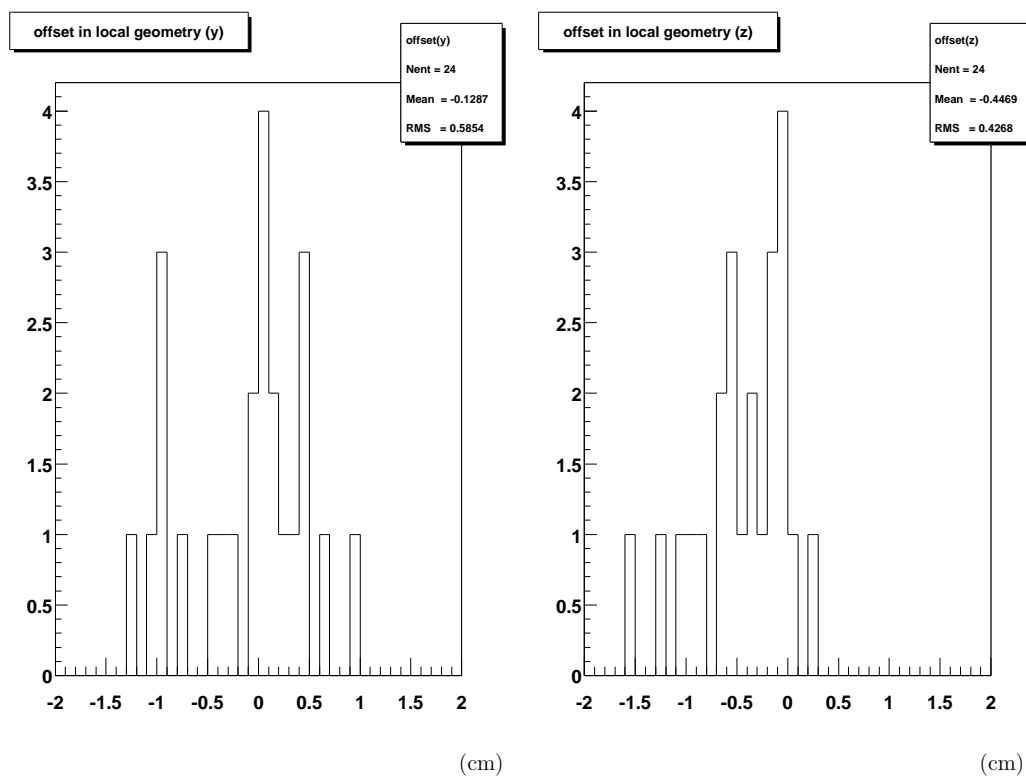


図 4.9: 各セクターのローカル座標 y, z 方向の残差平均の分布

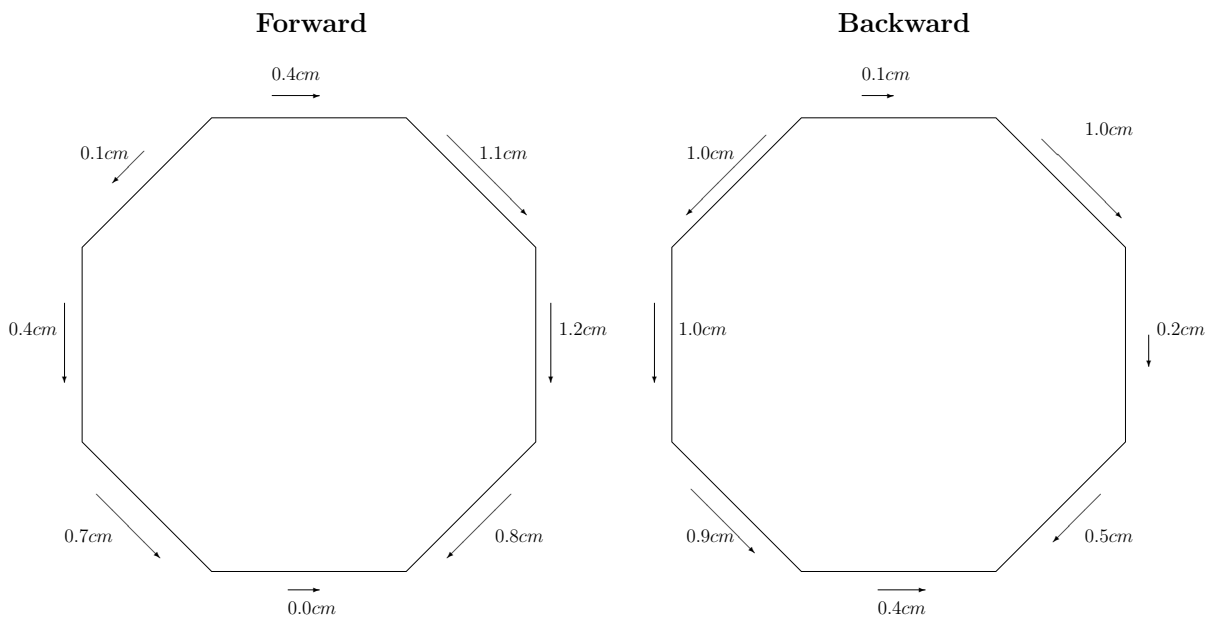


図 4.10: バレル部分のセクターに関して設計位置からのずれの大きさを矢印で示したもの

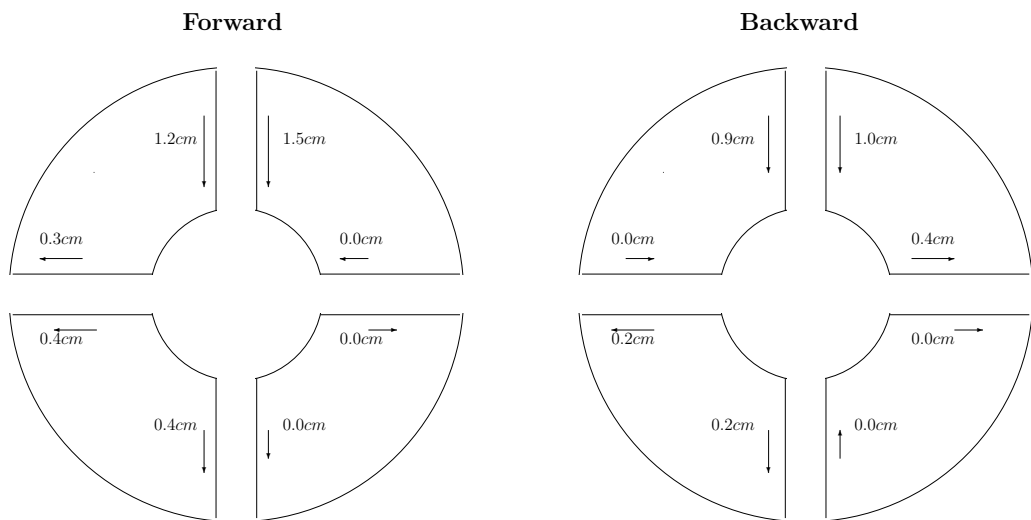


図 4.11: エンドキャップ部分のセクターに関して設計位置からのずれの大きさを矢印で示したもの

4.4 レイヤー位置較正

4.4.1 方法

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントにより生成された高エネルギーの μ 粒子 ($\geq 3.5 \text{ GeV}$) は、検出器内部をほぼ曲がらずに通過する。この飛跡を K_L^0/μ 検出器のみで測定し、直線による飛跡を引く。この飛跡に対して実際の KLM 上の検出点との差分を求め、これを各レイヤーの位置の補正情報として利用する。

4.4.2 飛跡の再構成

KLM での検出点のみでの飛跡の再構築には klmsat プログラムを用いる。klmsat は CDC や CsI などの他の検出器から得られる情報を用いず、KLM で得られた情報のみを基にして飛跡を再構成する。その手順を図 4.12 に示す。図において、各々の手順は以下のような行程である。

1. KLM で検出された実際の検出点のうち、最外層と最内層の点を選択して直線で結ぶ
2. 直線から一定範囲内 ($\leq 5 \text{ cm}$) 以内に入る検出点を全て選択する
3. 選択された検出点数を数える選択された検出点が一定数より少なかった場合 ($N \leq 4$ 層) には、最外/内層の他の検出点を利用して直線を引き直す
4. 選択された全ての検出点に対し、最小自乗法によるフィッティングを行い、飛跡を再構成する

このようにして再構成された飛跡と実際の検出点とを基にして、以下で KLM 各検出モジュールの位置補正、検出効率、位置分解能を決定する。

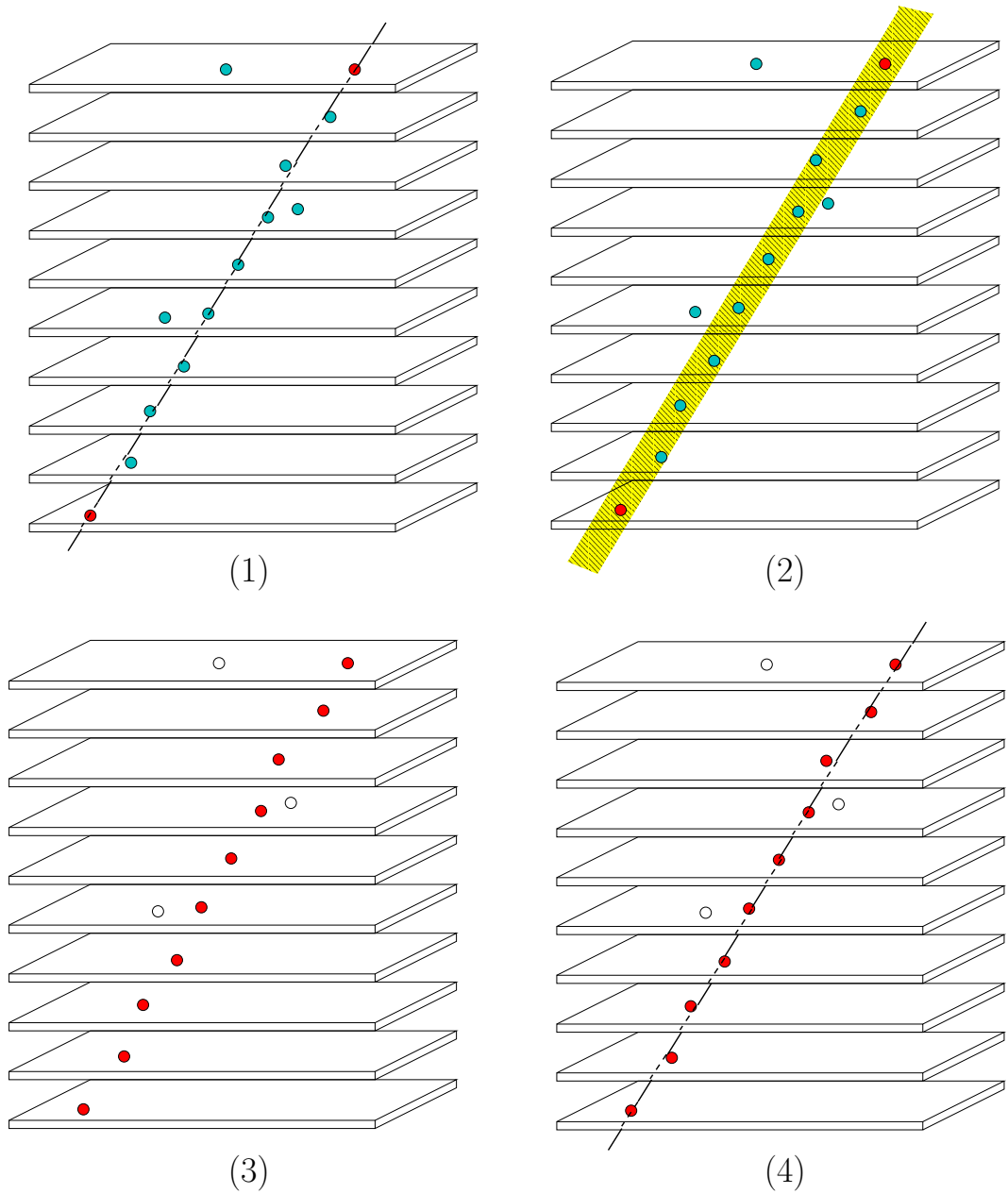


図 4.12: レイヤー位置情報補正のための KLM での飛跡再構成

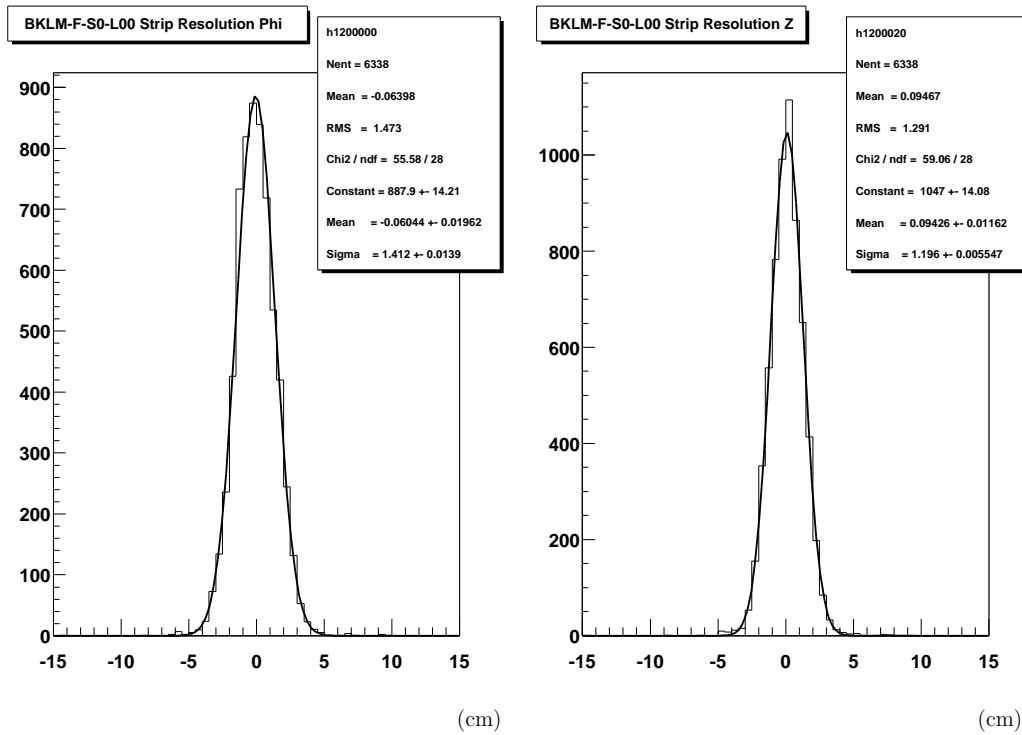


図 4.13: Barrel Forward Sector 0 Layer 00 での飛跡とヒットの残差分布。左図はローカル座標系で y 方向、右図は z 方向を示す

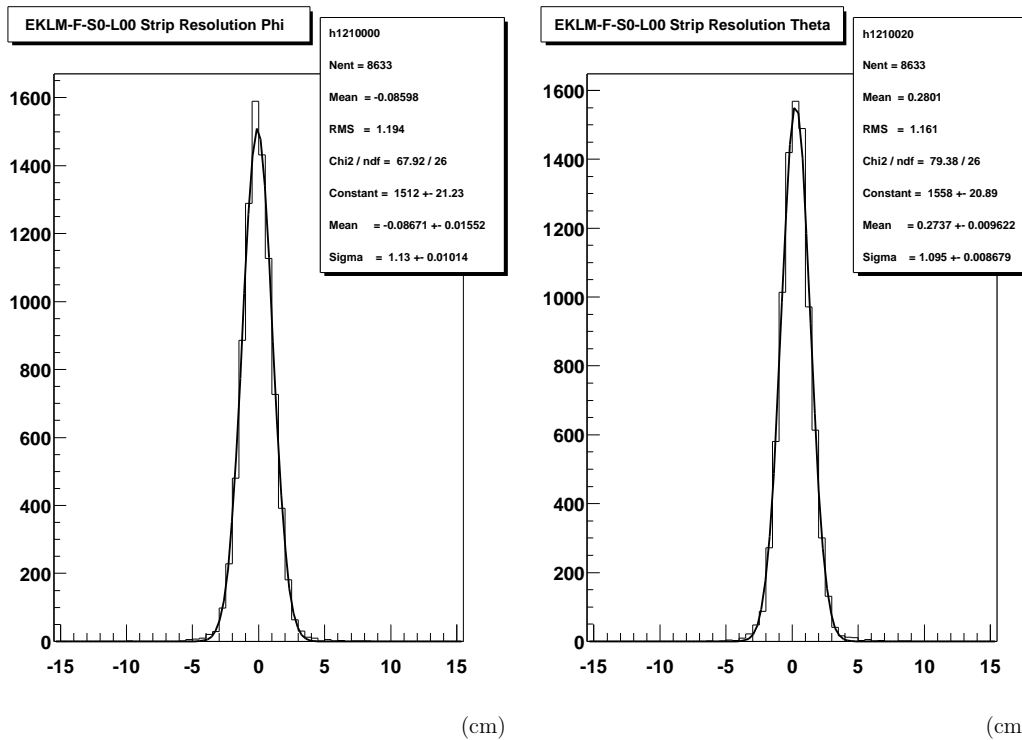


図 4.14: Endcap Forward Sector 0 Layer 00 での飛跡とヒットの残差分布。左図はローカル座標系で y 方向、右図は z 方向を示す

4.4.3 結果と補正による効果

図 4.12 の方法により、再構成した飛跡と実際の KLM 上の検出点との残差分布をとった。図 4.13 はバレル部前方セクター 0 の 0 層目についての、ローカル座標系で y 方向と z 方向の残差分布である。ずれの大きさとしては y 方向と z 方向、共に 0.1cm 以下であった。また、図 4.14 はエンドキャップ部前方セクター 0 の 0 層目について同様の分布を取ったものである。こちらでのずれの大きさは y 方向で 0.1cm 、 z 方向で 0.3cm 程度である。

図 4.15 は、図 4.13 や図 4.14 の様な残差分布から得られた平均値を全検出モジュールに関してヒストグラムにしたものである。ほとんどのモジュールに関し、設計位置からのずれは $\pm 0.5\text{cm}$ 以内に収まっており、ずれの大きいもので約 1.5cm 程度である。

以上の結果をデータベースとして利用し、位置情報の較正に用いる。この方法の較正では、測定点を利用して引いた飛跡を用いて測定点の残差を得るため、結果に揺らぎが生じる。故にここではトラッキングと較正を繰り返し、ずれの平均値が出来る限り小さくなるまで繰り返す。2000 年 1 月に収集された $\mu^+\mu^-$ イベントに対し、1999 年 12 月までに得られた情報で較正を行い、同様の測定を行った。その結果の残差分布の平均値を図 4.15 と同様にヒストグラムにしたものが図 4.16 である。ずれの大きさが約 0.1cm 程度に改善されていることが分かる。

この較正結果を用い、以下で検出モジュールの検出効率、及び位置分解能を求める。

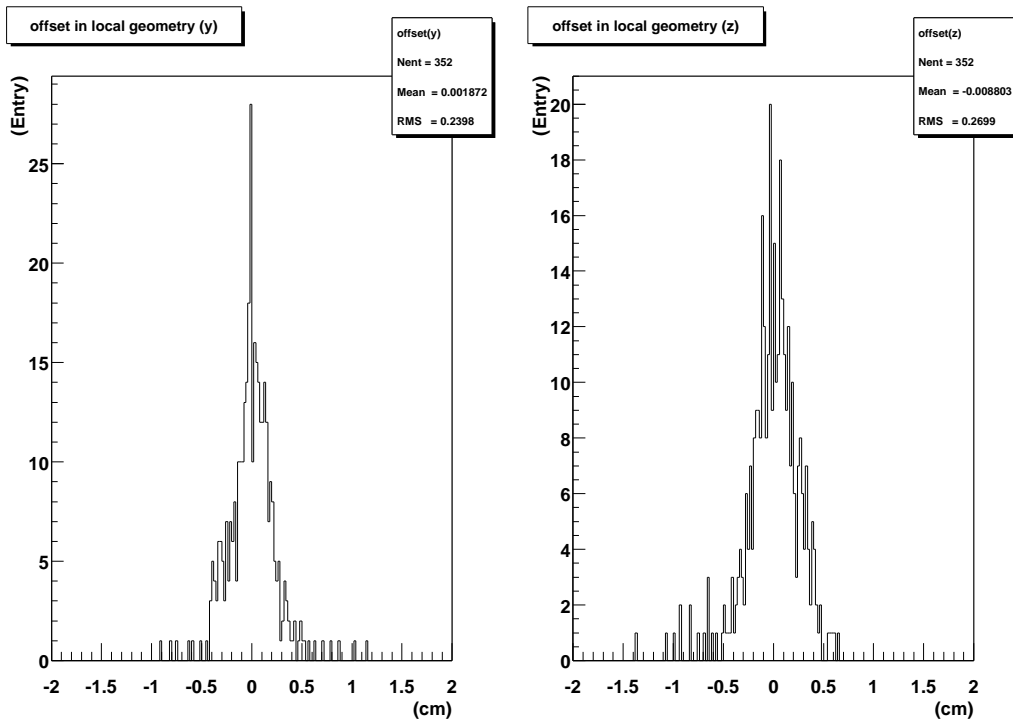


図 4.15: 各レイヤーにおける残差の平均値の分布

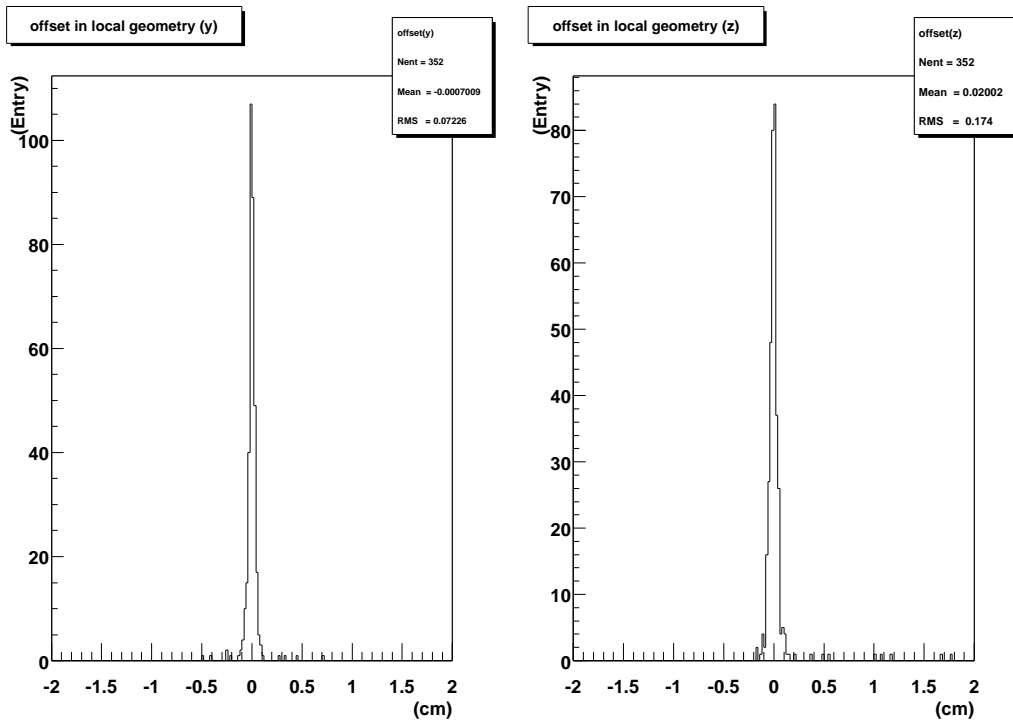


図 4.16: 位置補正後

4.5 検出器モジュールの検出効率

4.4.2 で説明した方法により、図 4.12 のように再構築した飛跡を用いて、KLM の検出モジュール自体の検出効率を求める。得られた飛跡が KLM の各検出層と交差する点を求め、その点の通過しているストリップから一定範囲内 (≤ 2 ストリップ) に実際の検出点が存在するかどうかによって計算を行う。

ここでの検出効率 ϵ は KLM の各層の検出モジュールを通過する μ 粒子による飛跡の数に対し、その μ 粒子が通過した飛跡から一定範囲内に KLM の実際の検出点があった数で計算する。定義は以下のようなになる。

$$\epsilon \equiv \frac{N_{\text{KLM モジュールでの実際の検出点}}}{N_{\mu \text{ 粒子の飛跡の KLM との交点}}} \quad (4.3)$$

このような方法で得られた KLM の各モジュールの検出効率を図 4.17 及び 図 4.18 に示す。図 4.17 はバレル部であり、右図が前方、左図が後方の検出効率を示す。同様に図 4.18 はエンドキャップ部の前方と後方の図である。各々の図において、横軸は検出層の番号であり、バレル部は内側の検出層から順に 0 ~ 14 までの 15 層、エンドキャップ部も同様に内側から順に 0 ~ 13 までの 14 層である。これに対し、縦軸が検出効率となっている。

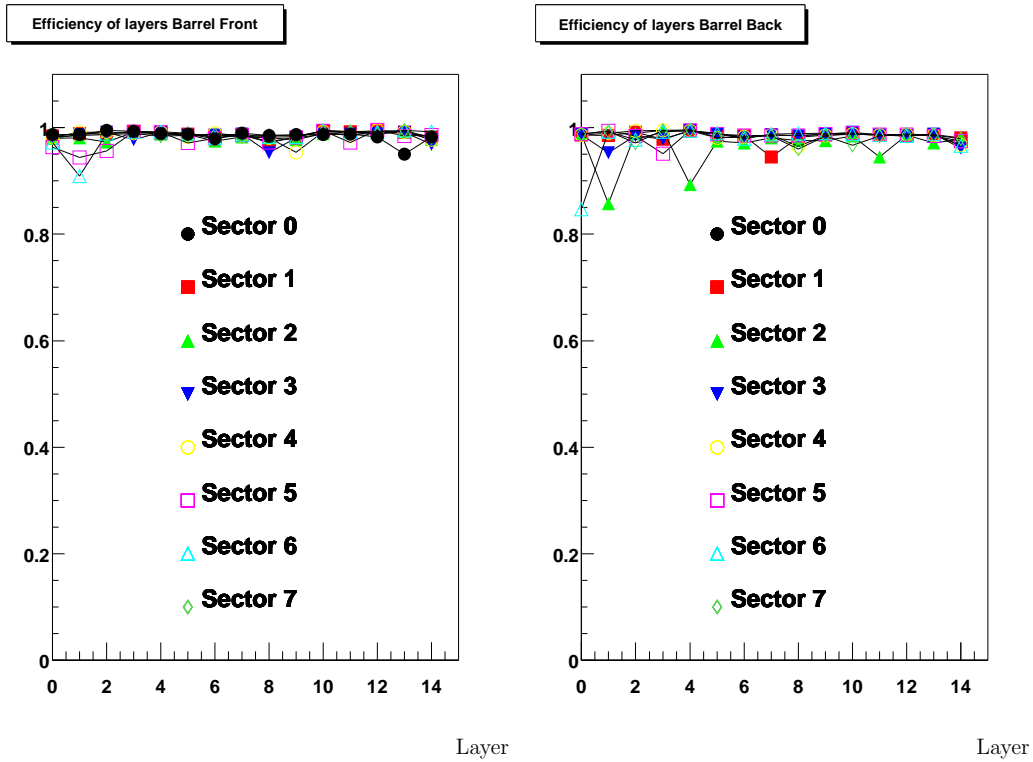


図 4.17: 検出器 バレル部 各層の検出効率。左図は前方向、右図は後方向

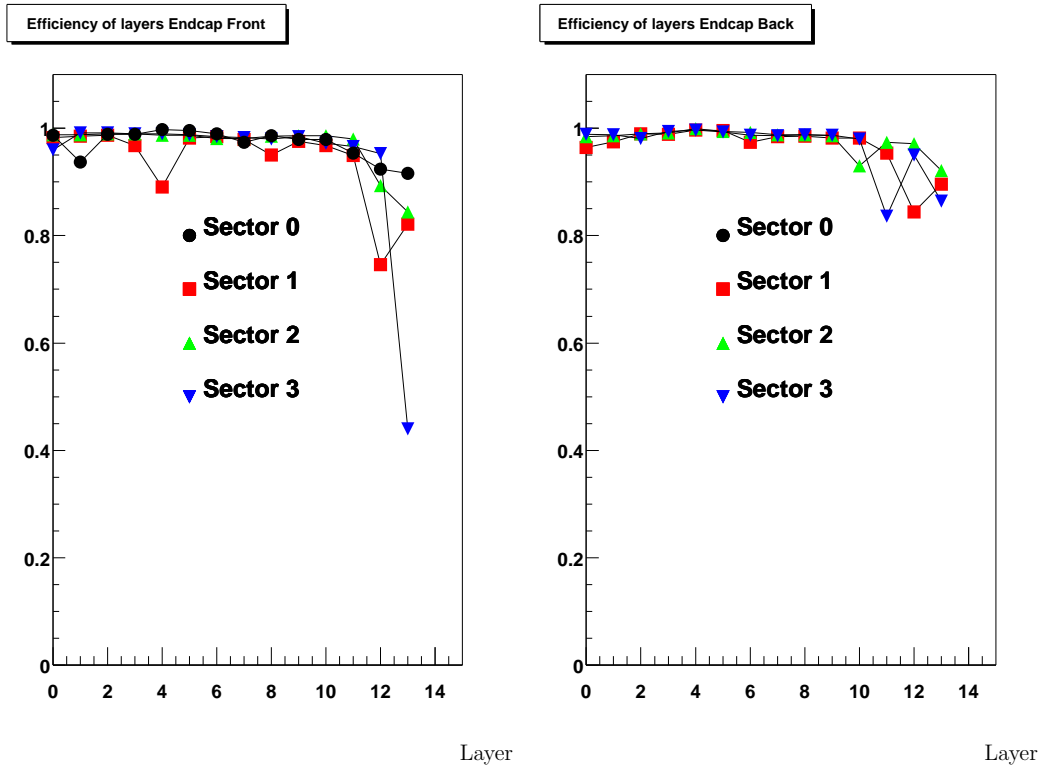


図 4.18: 検出器 エンドキャップ部 各層の検出効率。左図は前方向、右図は後方向

ほとんどの検出モジュールに関して、約 99% の高い検出効率を得られている。

しかし、幾つかのモジュールに関して検出効率の低いものが存在している。このうち、エンドキャップ部の外側のモジュール (11, 12, 13 層目) の検出効率の落ち込みは、ビームラインから漏れ出る e^+e^- ビームの放射光が全て遮断されていないために、エンドキャップ部の外側の層のモジュールに $\geq 0.2Hz/cm^2$ の放射光が漏れ込み、それによるノイズが発生しているためである。ガラス RPC の検出効率は $\sim 0.2Hz/cm^2$ のバックグラウンドで 80 ~ 70% に減少することがテストにより分かっており [11]、この結果もそれを裏付けるものになっている。これに関しては 2000 年夏の長期運転停止時にシールドの強化を行い、解決すると期待されている。

その他のモジュールの落ち込みに関して、表 4.1 に示すような問題が判明している。Bad Strip とは、読み出し用のストリップに不具合が発生しており、そのストリップからのデータが失われている状態を示す。HV trouble とは検出モジュールに用いられている RPC にかけている高電圧に不具合があることを示す。

		セクター	層	方向	ストリップ番号	原因
Barrel	Forward	0	13			HV trouble
		5	1			
		6	1			
	Backward	0	0	θ	0-12	Bad Strip
		1	7	z	28, 31, 44, 47	
		2	1			
		2	4			
		2	11	ϕ	25	
		3	1	z	08, 11	
Endcap	Forward	5	3		HV trouble	
		6	0	ϕ	many	Bad Strip
		6	0	ϕ	many	Bad Strip
	Backward	0	1			
		1	4			
		1	8			

表 4.1: KLM の検出モジュール既知の問題

4.6 検出器モジュールの位置分解能

KLM の信号読み出しストリップ幅はバレルの z ストリップは幅 4.5cm 、 θ ストリップは $4.3 \sim 5.5\text{cm}$ であり、エンドキャップでは θ ストリップが幅 3.6cm の同心円状、 ϕ ストリップは放射状で幅は内側/外側で $1.86/4.76\text{cm}$ となっている。図 4.19 にエンドキャップ部の読み出しストリップの形状を示す。

図 4.13 のバレルの例では位置分解能が $\sigma_\phi \sim 1.4\text{cm}$ 、 $\sigma_z \sim 1.2\text{cm}$ であり、図 4.14 のエンドキャップの例では、同じく $\sigma_\phi \sim 1.1\text{cm}$ 、 $\sigma_\theta \sim 1.1\text{cm}$ となっている。

全セクターの全ての検出層に関して測定された σ の分布を図 4.20 に示す。大部分の検出モジュールでは σ は約 1cm であり、大きなものでも 2cm 以下であることが分かる。

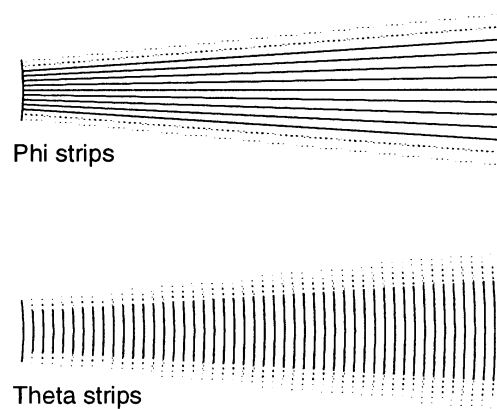


図 4.19: エンドキャップ部のストリップ形状

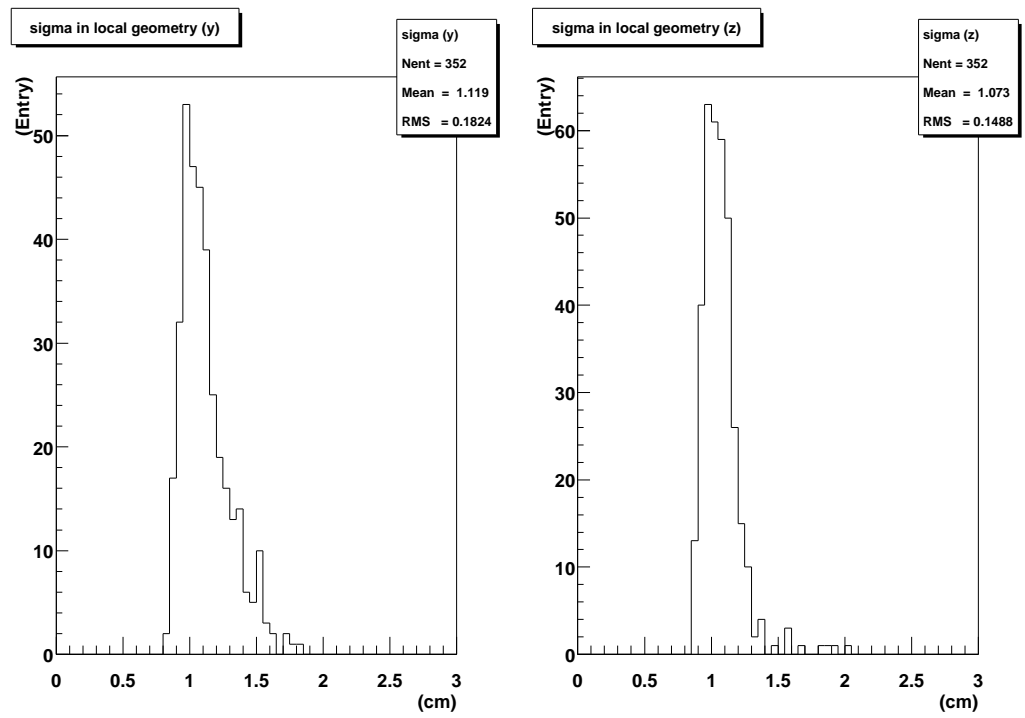


図 4.20: 各レイヤーの位置分解能 σ の分布

5章 μ 粒子の同定

μ 粒子の識別に用いられるプログラムには、現在 mu2 と klmk の 2 つが存在する。どちらのプログラムでも μ 粒子の識別には、レプトンである μ 粒子と、 π 粒子のようなハドロンとの飛程の差を用いている。 μ 粒子は物質中でクーロン相互作用のみを行いエネルギー損失が少ないため、飛程が長く散乱が小さい。これに対して π 粒子などは物質中での強い相互作用によって吸収されてしまうか、そうでないものも強い散乱を受ける。こうした特徴を利用してカットを行い、判別に利用する。

実際の方法としては CDC や SVD といった内部の検出器及び KLM を用いて飛跡の再構成を行い、実際の KLM の検出モジュール上で検出された検出点によって再構成された飛跡と、粒子を μ 粒子と仮定して構成した飛跡との比較において飛程及び χ^2 検定による飛跡の一致具合を調べることにより粒子識別を行う。

また、ここでは mu2 と klmk 2 つの独立した方法を用いて粒子同定を行うことにより、 μ 粒子の同定が正しく行われることを確認する。

5.1 イベントセレクション

μ 粒子の同定率の検証のため、使用するイベントは飛跡が μ 粒子によるものであることが保証されていなくてはならない。また、様々なエネルギー領域での検出効率などを測定するために、広いエネルギー範囲が必要である。これらを考慮し、本研究では以下のイベントを μ 粒子同定評価のために用いる。

- μ 粒子対生成反応
- μ 粒子対の 2γ 過程生成反応

以下に各々のイベントの特徴、及びセレクションの条件等について説明を行う。

5.1.1 μ 粒子対生成反応

入射ビームの e^+e^- の対消滅から $\mu^+\mu^-$ が生成されるイベントである。このイベントのダイアグラムは図 4.1 に示されている。また、セレクションするための条件

は第4章で示したものと同一のものを用い、約24万イベントの実験データを使用する。これと同時に $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントをシミュレータで20万イベント作成し、実データとシミュレーションでの検出効率の比較に用いる。

前述した通り、 $\mu^+\mu^-$ イベントは実験室系で約 $3.5 \sim 8.0 \text{ GeV}$ の高い運動量領域のみのイベントである。故にこのイベントによって検証されるのは、同運動量領域での μ 粒子同定性能ということになる。このエネルギー領域の μ 粒子は、ほぼ全てが KLM を突き抜けるため、主に χ^2 による同定となる。

5.1.2 μ 粒子対の 2γ 生成反応

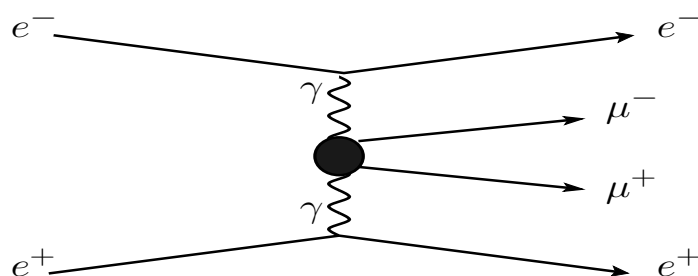


図 5.1: twophoton イベントのファインマンダイアグラム

μ 粒子対の 2γ 生成反応 (以下 twophoton イベント) とは、図 5.1 のファインマンダイアグラムに示すように入射ビームである e^+e^- が衝突点で互いに γ の放出を行い、それが μ 粒子対となる反応である。 e^+e^- は 超前/後方へ飛び去るため BELLE 検出器の測定範囲外のみを通過し、測定されない。このとき生成された μ 粒子対のみが、検出器内部を通過することで測定される。

エネルギーの多くを e^+e^- が持ち去ってしまうため、このイベントで生成される μ 粒子対のエネルギーは一般に小さい。従ってこのイベントにより低エネルギー領域での μ 粒子同定率の測定を行うことができる。

twophoton イベントを選びだすための条件として、以下の条件を用いる。

- 荷電粒子のトラックが 2 本存在し、電荷が $+-$ であること
- $Pt > 0.3 \text{ GeV}/c$
- $E_{sum} < 6 \text{ GeV}$

- $P_{sum} < 6\text{Gev}$
- $|dPt| < 0.2\text{GeV}$
- θ が $23^\circ < \theta < 150^\circ$ の範囲であること
- TOF で測定された 2 粒子の時間差が $5ns$ 以下であること

この条件を満たしたものを twophoton イベントとし、 μ 粒子同定率の測定に用いる。本研究でこの条件を満たしたイベント数は約 65,000 イベントである。この条件により選びだされたイベントの、実験室系と e^+e^- ビーム重心系での運動量分布、及び θ と ϕ の角度分布、運動量と θ の分布を図 5.2 ~ 図 5.4 に示す。また、同イベントをシミュレータで約 20 万イベント生成し、このうち KLM の検出層に到達した約 3 万イベントを比較のために用いる。

このイベントでは、 2γ から μ 粒子以外にもさまざまな粒子が生成される。 μ 粒子以外の粒子を取り除くため、電子や陽子の同定プログラムを用いて μ 粒子ではない粒子に同定されたイベントを取り除く。更に実際の同定効率測定では 2 本の荷電粒子の飛跡のうち、一方が μ 粒子であると同定されたときにもう一方が必ず μ 粒子であることを利用して μ 粒子の純度を確保する。

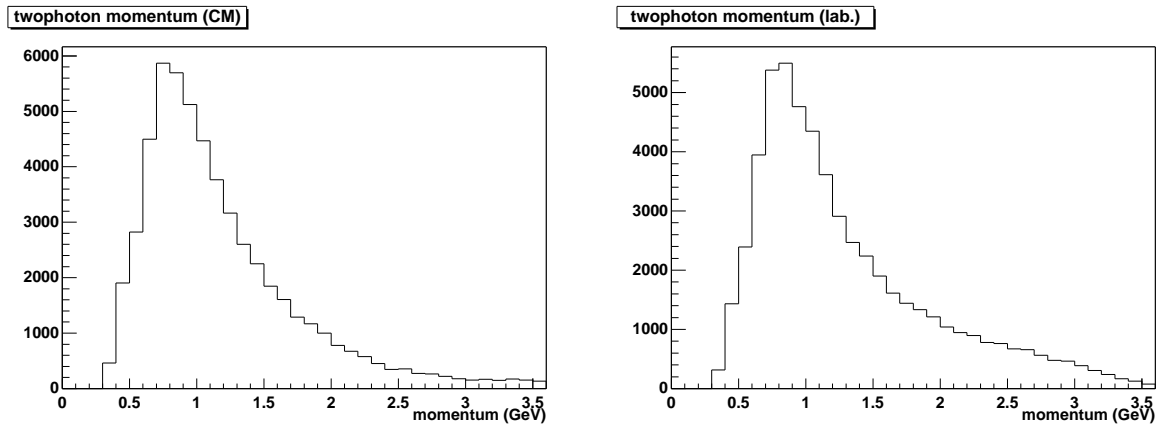


図 5.2: twophoton イベントの運動量分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))

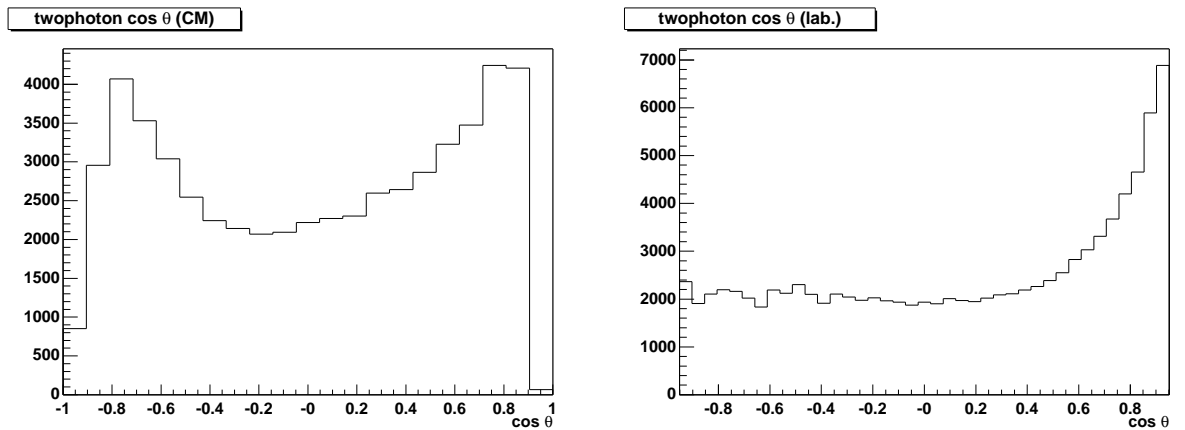


図 5.3: twophoton イベントの $\cos\theta$ 分布 (e^+e^- 重心系 (左) と 実験室系 (右))

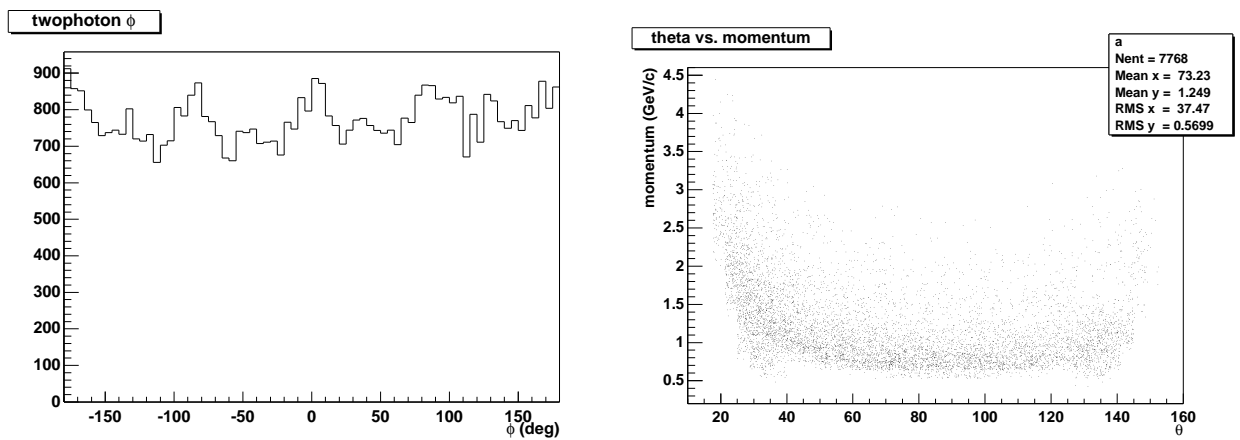


図 5.4: twophoton イベントの ϕ 分布 (左) と θ vs. 運動量分布 (右) (実験室系)

5.2 mu2 プログラム

前述した通り、BELLE における μ 粒子の同定には mu2 と klmk という二つの μ 粒子同定プログラムが存在している。mu2 はそのうちの一つであり、 μ 粒子を同定するためのプログラムである。

5.2.1 同定方法

mu2 では、内部検出器で再構成された飛跡を KLM へ外挿し、外挿された飛跡に KLM の検出点がどれだけ一致するかを検証し、 μ 粒子であるかどうかの同定を行う。

mu2 は まず最初に CDC で得られた飛跡を外挿し、外挿された飛跡が KLM に到達した時点で、最初に KLM の検出点と外挿された飛跡を用いた非常に緩い識別を行う。この時点で KLM の検出点により飛程を測定し、運動量から計算された飛程との比較を行う。ここで大きな違いがある場合には π 粒子ないしハドロンであると同定し、 μ 粒子同定の対象から取り除く。これは時間のかかる飛跡の再構築過程を、明らかに μ 粒子ではない飛跡に対しては行わないためである。

この再構成により排除されなかった飛跡は、次の段階の飛跡の再構成が行われる。次の段階では mu2 は検出点の選択と飛跡の修正を繰り返しながら、外挿された飛跡を KLM の内側から外側へと再構成し、更に外挿していく。飛跡が KLM の検出層と交差した場合、その周りに再構成された KLM の検出点を探す。この時、交差点から検出点間での距離を測定し、その値が予め定められた条件を満たしているかどうかを調べる。満たしている場合にはその検出点を用いて飛跡の修正を行う。

この時、飛跡の修正には Kalman フィルタという方法を用いる。Kalman フィルタについては 5.4 で述べる

この過程で、mu2 は μ を同定するための幾つかの値を計算する。 μ 粒子とハドロンを区別するための値として、mu2 は飛跡の吸収長及びトラッキングにおける検出点のばらつきを表す値である χ^2 を用いる。

その一つである吸収長の測定では、運動量とエネルギー損失から計算によって求められる飛跡の吸収長を pas という値で表す。またこの時実際に KLM により外挿された飛跡の検出点として検出された吸収長を pic という値で表す。

これら 2 つの pas, pic という値は飛跡の吸収長の計算値と実測値であるが、この吸収長の換算方法として“検出点が存在する層の数”と“検出点が存在する最外層のナンバー”の二種類の方法を用いる。これらは普通一致するはずであるが、検出層の存在しない KLM のギャップ部分を横切る飛跡などでは異なる値となって記録さ

れる。

加えて、外挿された飛跡と実際の検出点の位置の差分を χ^2 として計算し、これもまた記録される。これらの記録された情報を μ 粒子が同定される条件と比較することによって実際の μ 粒子の同定を行う。これらの値の評価方法に関しては以下で説明する。

5.2.2 mu2 での μ 粒子同定のためのパラメータ

mu2 では、運動量の範囲によって依存する μ 粒子同定のパラメータを予め決めておき、測定数値と直接比較することにより μ 粒子であるかどうかの同定を行う。用いられる数値として、前述した pas, pic, χ^2 がある。それらについて以下で詳しい説明と、実際に μ 粒子と同定する判断基準について説明する。

• 吸収長

KLM は各検出器層の間に 4.7cm の鉄の層が入っている。これにより、エネルギーの低い μ 粒子は層の途中でエネルギーを失い停止する。この時の μ 粒子の通過距離は運動量によりほぼ決定される。そのため、飛程を測定することで μ 粒子の同定に用いることができる。

mu2 では pas と pic という値を利用する。pas という値は外挿された飛跡の吸収長を運動量やエネルギー損失から計算した値である。これに対して pic は KLM で実際に検出される検出点が、検出層の何層目まで検出されるかという値であり、pas で計算された層まで飛跡を外挿し、その飛跡と検出層の交点のまわりに実際の検出点を探す。この RPC の検出点が無くなったところまでを粒子の通過したレンジと判断し、最後に検出点が見つかった層までの層数、及びそれを吸収長単位にしたものを記録する。

ただし KLM は各セクター間に空隙が存在するため、そこを通過した飛跡は検出点を残すことができない。

momentum (GeV)	$p < 1.0$	$1.0 < p < 1.5$	$1.5 < p$
計算された通過層数 (pas)	3	4	6
実際に検出点の測定された層数 (pic)	3	5	6

表 5.1: 運動量とレイヤーの関係

pas と pic を検出層の層数で表した数値と飛跡の運動量との関係を示したものが表 5.1 である。実際の検出点より得られた pas や pic が、対応する運動量での通過層数以上であれば、この条件を満たしたものとして扱う。また、pic と pas が一致しているかどうかも条件として用いており、pas の層数から pic の層数を引いた値が 1 層以下であることを要求している。条件を満たしている場合、次の χ^2 検定を行う。

• χ^2 検定

μ 粒子が計算上通るべきトラック上のヒットポイントと、実際に検出器で検出されたヒットポイントがどれだけ離れているかを示す数値として、 χ^2 を使用する。ここでの χ^2 の定義は式 5.1 のように定められる。

$$\chi^2 = \sum_i \sum_{k=\phi,\theta} \frac{(\vec{x}_k^{ext} - \vec{x}_k^{hit})^2}{(\sigma_k^{ext})^2 + (\sigma_k^{hit})^2} \quad (5.1)$$

ここで \vec{x}_{ext} は外挿された飛跡が KLM に残す検出点、 \vec{x}_{hit} は実際に検出器によって測定された検出点である。Reduced χ^2 は、 χ^2 を自由度 N 、ここでは飛跡の通過層数で割ったものである。

$$\chi_{reduce}^2 = \chi^2 / N \quad (5.2)$$

この値を表 5.2 と比較し、 χ^2 の値が該当運動量領域での表 5.2 の数値よりも小さい場合、 μ 粒子であると同定する。

運動量 (GeV)	$p < 1.0$	$1.0 < p < 2.5$	$2.5 < p$
$\chi_{reduced}^2$	2.2	$-0.25p + 2.15$	1.5

表 5.2: mu2 での χ^2 の許容最大値

5.3 klmk プログラム

KLM の検出点に対する飛跡の再構築に Kalman フィルタと呼ばれる数学的手法を取り入れた μ 粒子の同定プログラムである。Kalman フィルタは検出点を使用して飛跡を外挿する各々のプロセスで飛跡の補正を行う。これにより、外側の層に行くにつれて大きくなる偏差を小さくすることができる。

5.3.1 同定方法

klmk プログラムでの μ 粒子同定は以下のような手順を踏んで行われる。

1. 初期値としてのベクトルを Kalman フィルタにセットする
2. 測定点から次の測定点へと飛跡を外挿していく
3. 飛跡の状態ベクトルを実際の測定量によって更新していく
4. 飛跡と実際の測定点の比較により、 μ 粒子を同定する

klmk では、まず CDC によって再構成された飛跡の helix 変数を受け取る。helix とは均一磁場内での荷電粒子の振る舞いを記述するのに便利な表現方法のベクトルである。得られた値を SVD の検出点を用い、SVD において Kalman フィルタを適用して補正する。そうして飛跡を CDC 検出器の外側へ向けて外挿する。

こうして外挿した飛跡が KLM に到達したとき、この飛跡の KLM への到達点での位置と運動量のベクトルを、KLM の内部検出層への Kalman フィルタの初期値として用いる。helix を使用しないのは、KLM では磁場がリターンヨークである鉄を伝わるために RPC 検出層の内側では磁場の影響がほとんどないためである。

KLM に到達した飛跡を、次に検出器内部へと外挿していく。KLM は各検出層の間に 4.7mm の鉄の層があるため、単純な外挿を行うわけには行かず、エネルギー損失とクーロン相互作用による散乱を考慮する必要がある。また、内部検出器と異なって場所による磁場の不均一さも存在する。こうした事情のため、外挿には複雑な処理を行う必要がある。KLM に到達した飛跡のうちでも、内部まで進行しないもの、もしくは KLM の検出範囲に入らないものは取り扱わない。こうした処理を行うため、外挿処理には GEANT と呼ばれるプログラムを用いる。

klmk は外挿した飛跡が RPC の検出層と交差した場合、交差点の周りに実際の検出点を探す。検出点があった場合、その点の情報を用い Kalman フィルタによる飛跡の補正を行う。こうして補正の行われた飛跡は再び外挿が行われ、次の検出層へ

と外挿される。これを粒子が運動量を失って停止するまで繰り返し、飛跡を再構成する。

Kalman フィルタの数学的手法については 5.4 で詳しく述べる。

再構成の過程において、klmk は mu2 と同様に同定のためのパラメータを計算する。

5.3.2 klmk での μ 粒子同定のためのパラメータ

klmk では同定のための値として mu2 と同様に 飛程 及び χ^2 を用いる。 μ 粒子の同定のために使用される数値を表 5.3 に示す。

運動量 p の範囲	A	B	N
$p < 0.75$	1.8	0.0	2
$0.75 \leq p < 1.0$	1.7	0.0	1
$1.0 \leq p < 1.5$	1.5	0.8	1
$1.5 \leq p$	1.4	0.9	1

表 5.3: klmk での χ^2 の許容最大値

表 5.3 において、A は実際に検出点が検出された KLM の層数 (pic) から 計算上の飛跡の到達層数 (pas) を引いた結果が等しい場合、B はその結果が 1 である場合の、それぞれの χ^2 の受け入れの最大値を示している。つまり $0 < p < 1.0$ の運動量領域では、計算上の層数と実際の検出点の層数が一致しない場合には、必ず μ 粒子ではないと判断し、それ以外の場合では χ^2 の値が定められた数値よりも小さい場合に μ 粒子であると判断を行う。

また、N は検出点が飛跡によるものだと判断された層が最低何層あれば良いかという値である。 $p < 0.75 \text{ GeV}$ の低い運動量の領域では 2 層、それ以上の領域では最低 1 層の検出点があることを要求する。

N の層数及び A もしくは B の条件に対応する χ^2 の値が得られた場合、klmk は飛跡が μ 粒子の物であると同定する。

5.4 Kalman フィルタ

μ 粒子の同定を行う際、 μ 同定プログラムでは CDC から外挿された飛跡を KLM 内の各検出点によって更に再構成を行い外装する。この際、最適な飛跡を再構成するための手段として Kalman フィルタ [19, 20] を用いる。

Kalman フィルタは時系列の測定データを用いて未来の最適な推定値を予想 (prediction) するための手段であり、またフィルタリング (filtering) により、現在の最適な推定値を求める手段である。Kalman フィルタは現在の状態ベクトルと次の実データのみから推測を行う漸化的フィルタ (recursive filter) の一種である。

KLM の飛跡の再構成における Kalman フィルタ適用の流れは、図 5.5 に示す通り、以下のようになる。

1. 外挿された飛跡から、初期値としての状態ベクトルを得る
2. 得た状態ベクトルにより、次の測定点の予想を行う。Kalman フィルタによる飛跡の予想点から最も近い距離にある実際の検出点を選択し、飛跡の補正に用いる。実際の測定値による重み (Kalman ゲイン) でフィルタリングしたものを外側に向かって更に外挿する
3. 複数の検出点がある場合には、測定値の予想と比較して最も近いものを用いる
4. これを繰り返すことにより飛跡を再構成する

このようにして得られた飛跡は、各検出点毎に補正を受けたジグザグ状のものになる。

各々の段階における予想値の計算方法及びフィルタリングに関する詳しい話は付録 A で詳しい説明を行う。

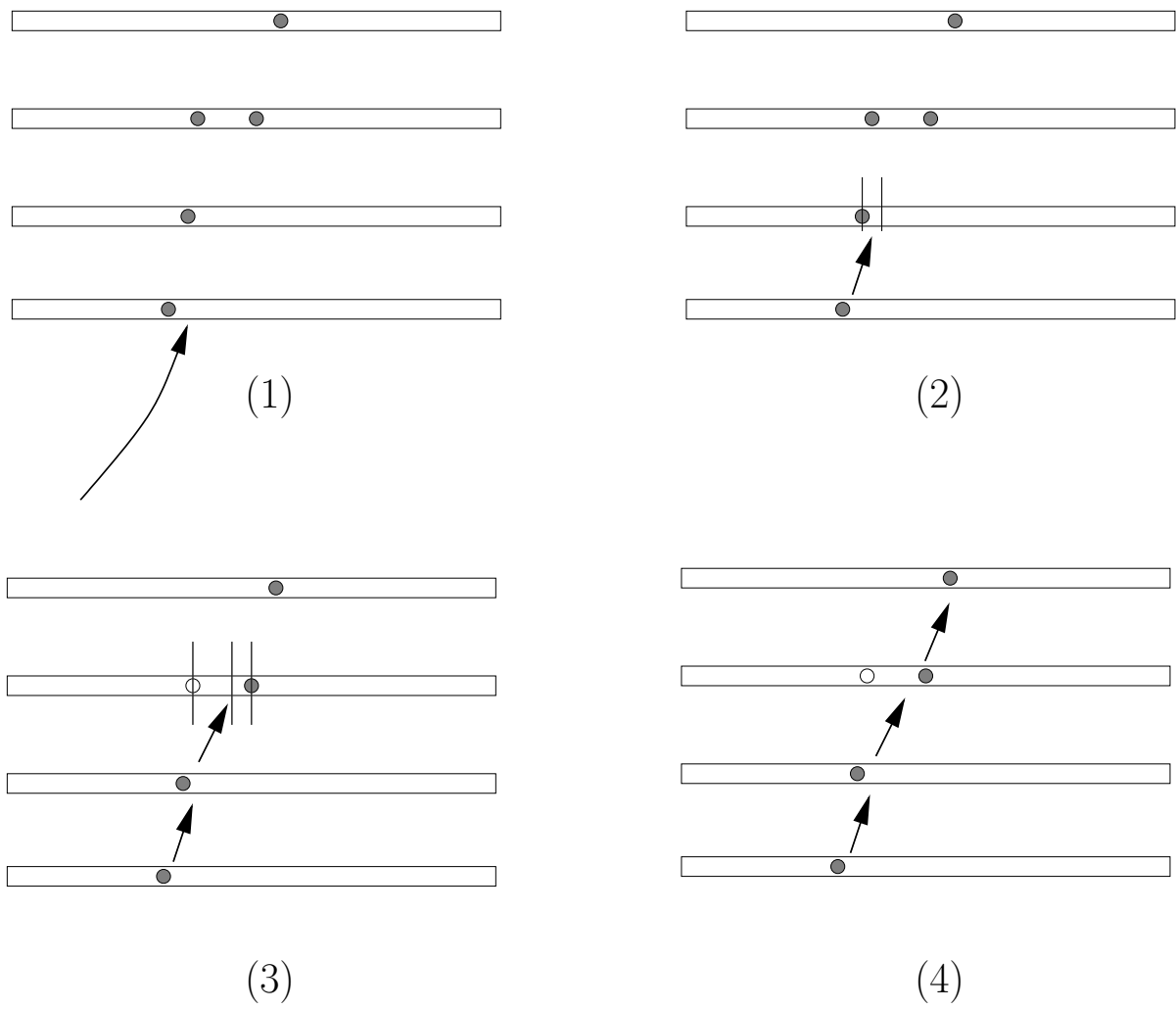


図 5.5: Kalman フィルタを用いた漸次的トラッキングの様式図

5.5 同定効率

μ 同定プログラムが正しい動作をしているのかを確認するため、ここではもともと μ 粒子であると判別されているイベントを用い、プログラムが μ 粒子を正しく同定できるかどうかの確認を行う。

5.5.1 同定効率の定義

同定効率 ε は、 μ 粒子による飛跡のうち、KLM 検出器に到達したもののみを選択し、それらの粒子が実際に μ ID プログラムによって μ 粒子であると同定された飛跡の数の割合として計算を行う。具体的な同定効率 η は、シミュレーション、 μ 粒子対イベント、及び μ 粒子対の 2γ 生成反応 (twophoton) イベントについて、それぞれ以下の式 (5.3), (5.4), (5.5) のように定義を行う。

- シミュレーション

$$\varepsilon_{Simulation} \equiv \frac{N_{\mu}(\text{同定数})}{N_{\mu}(\text{生成数})} \quad (5.3)$$

シミュレーションでは生成した粒子の内から μ 粒子のみを選択することができる。故にこれによって分母の純度を確保することができる。同定効率は生成された μ 粒子の数で実際に μ 粒子であるとプログラムが同定した粒子の数を割った値になる。

- μ 粒子対反応

$$\varepsilon_{ee \rightarrow \mu\mu} \equiv \frac{N_{\mu}(\text{同定数})}{N_{\mu}(\text{全ての } \mu \text{ 粒子対の数})} \quad (5.4)$$

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントで生成されるのは μ 粒子のみである。したがってこのイベント自体の純度を上げることで分母の純度を高くすることができる。このための条件として第4章の4.2.1を用いている。この時の μ 粒子の純度は 97% 程度である。

- μ 粒子対の 2γ 生成反応

$$\varepsilon_{twophoton} \equiv \frac{N_{\mu}(\text{もう一方の飛跡の同定数})}{N_{\mu}(\text{片方の飛跡が } \mu \text{ 粒子であると同定された数})} \quad (5.5)$$

μ 粒子対の 2γ 生成反応 (twophoton) イベントで生成された μ 粒子対は、 e^+e^- が運動量のほとんどを持ち去ってしまうために極めて低い運動量を持ち得る。こうした低い運動量の μ 粒子のうち、約 0.5GeV 以下の運動量の粒子ではそもそも KLM の検出層に到達する前に停止してしまうため、KLM による同定を行うことができない。こうした KLM に到達しない粒子は同定効率の測定には用いない。

このイベントでは、生成された μ 粒子対のうちの 1 本の飛跡が KLM で μ 粒子であると同定された場合、 μ 粒子の対生成であるため、もう 1 本の飛跡も μ 粒子である。純度を確保するためにこれを利用し、一方の荷電粒子が μ 粒子と同定されたときに、 μ 粒子であるはずのもう一方の飛跡が μ 粒子と同定されるかどうかを調べることによって検出効率を求める。

5.5.2 μ 同定プログラムの検出効率

図 5.6 ~ 5.13 に μ 粒子同定プログラム mu2 と klmk の検出効率を示す。図中の黒点が実際の実験データから解析したものであり、ヒストグラムはシミュレーションの結果である。

図 5.6 は μ 粒子対生成イベントを mu2 を利用して同定したときの検出効率と、検出された粒子の運動量を示す。同様に図 5.7 に klmk を利用したものを示している。

また図 5.8 及び図 5.9 は同様の検出効率を $\cos\theta$ に対して示したものである。角度分布を見ることによって検出器の範囲、バレル部やエンドキャップ部、及びその境界部分などの KLM の構造に対する検出効率を測定する。

図 5.10 から図 5.13 は、同様の図を twophoton イベントを用いて低運動量領域 ($0.5\text{ GeV} \sim 3.5\text{ GeV}$) での検出効率を示したものである。

約 $1.0\text{ GeV}/c$ 以下では CDC による飛跡再構成の精度が落ちるため、シミュレーションと実験データで得られた検出効率に差異が生じている。 $1.0\text{ GeV}/c$ 以上では mu2、klmk とともにシミュレーションと実験データが良く一致していることが分かる。

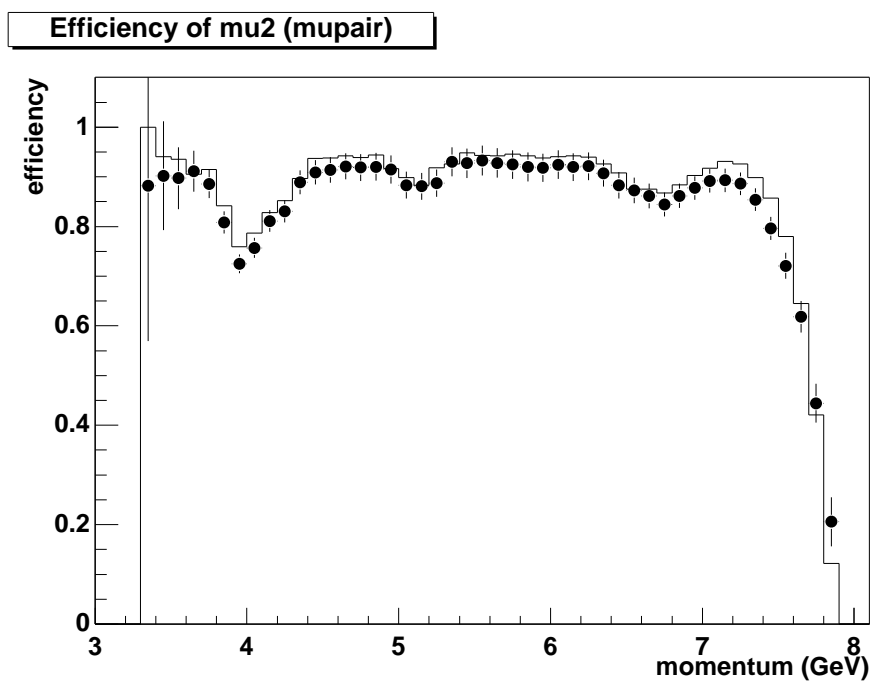


図 5.6: mu2 を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率

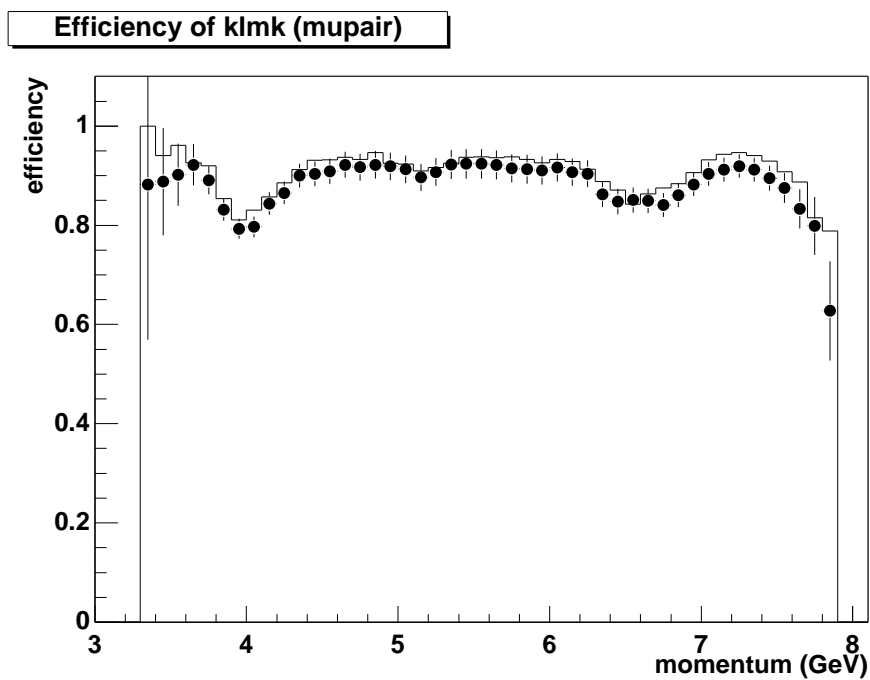


図 5.7: klmk を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率

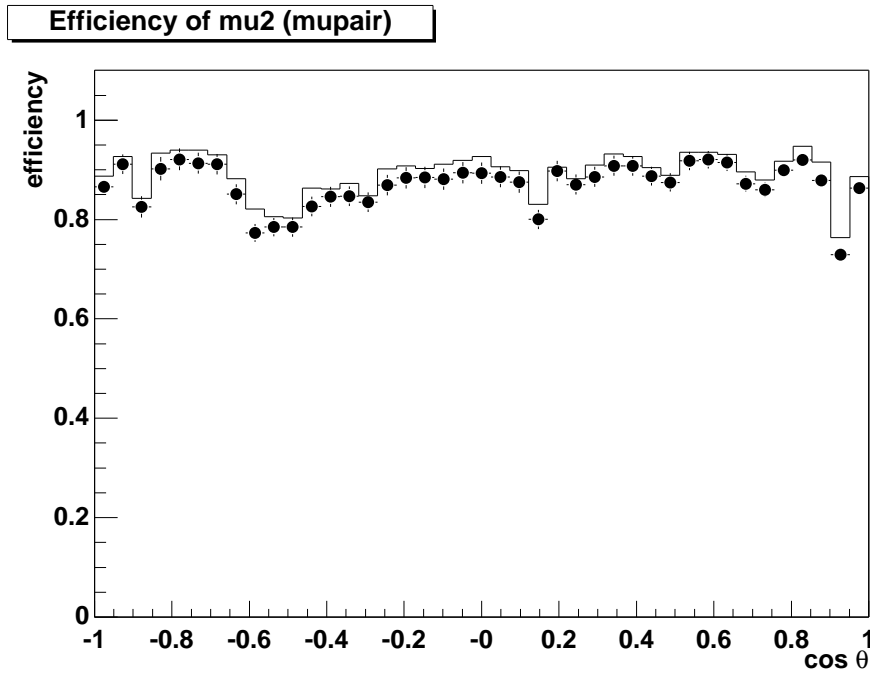


図 5.8: mu2 を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの極角度 vs. 検出効率

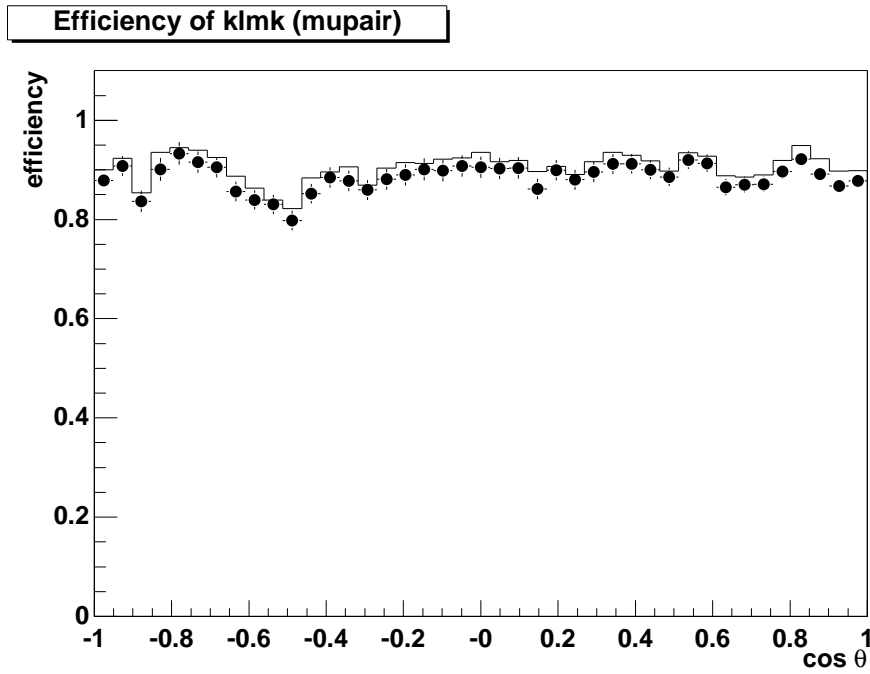


図 5.9: klmk を用いた $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベントでの極角度 vs. 検出効率

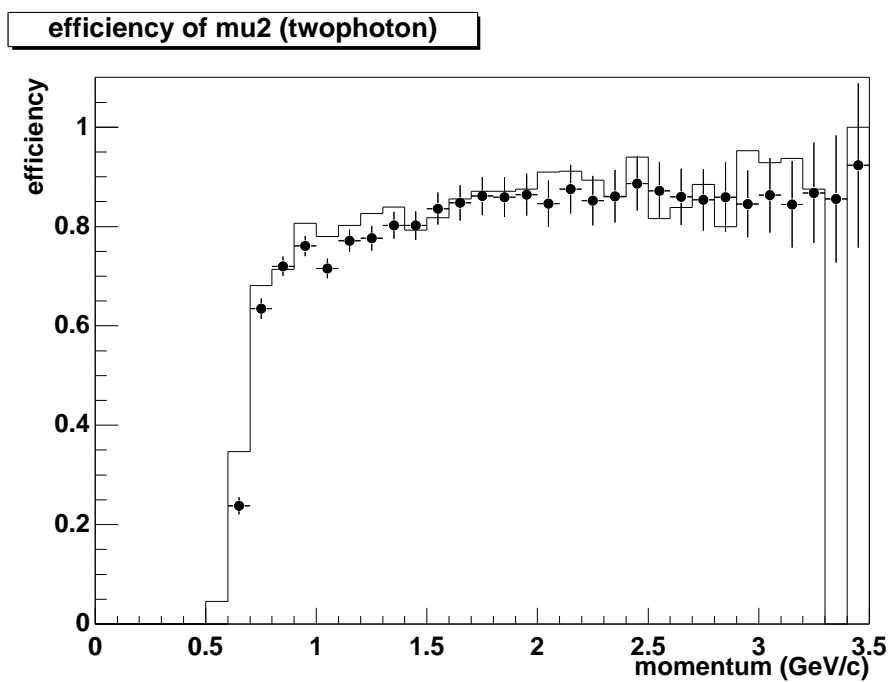


図 5.10: mu2 を用いた twophoton イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率

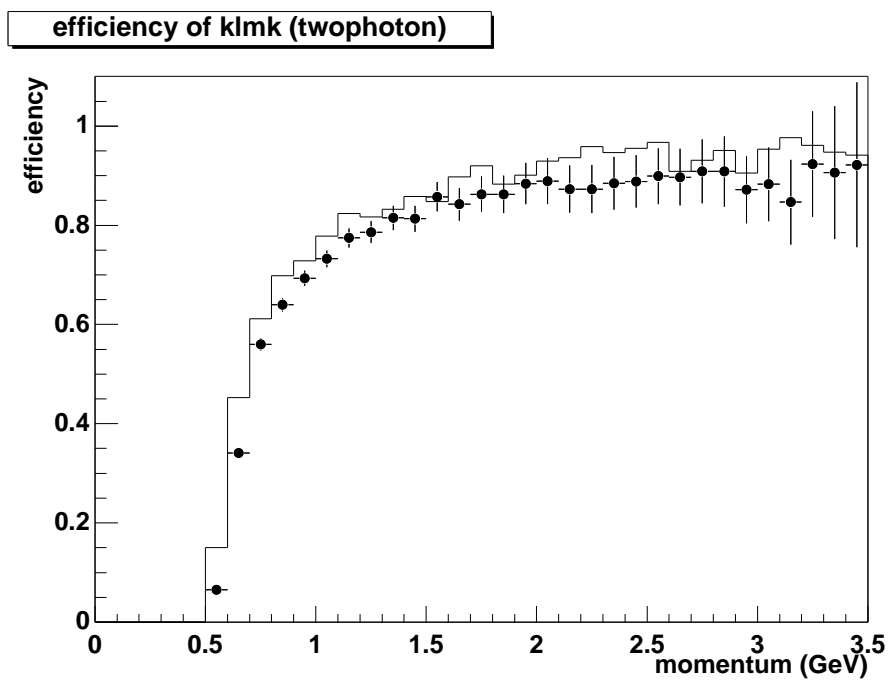


図 5.11: klmk を用いた twophoton イベントでの運動量 (実験室系) vs. 検出効率

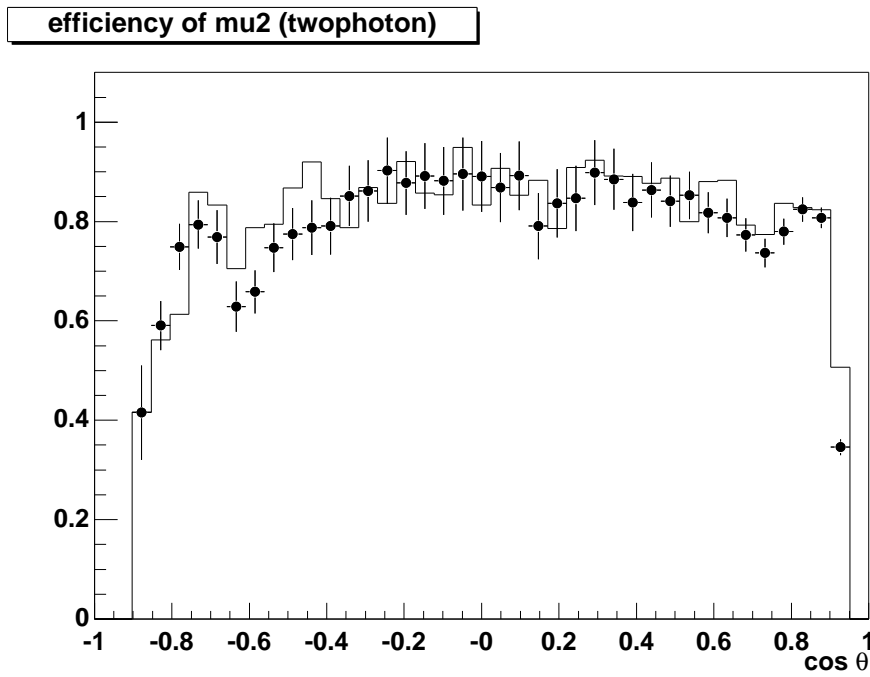


図 5.12: mu2 を用いた twophoton イベントでの極角度 vs. 検出効率

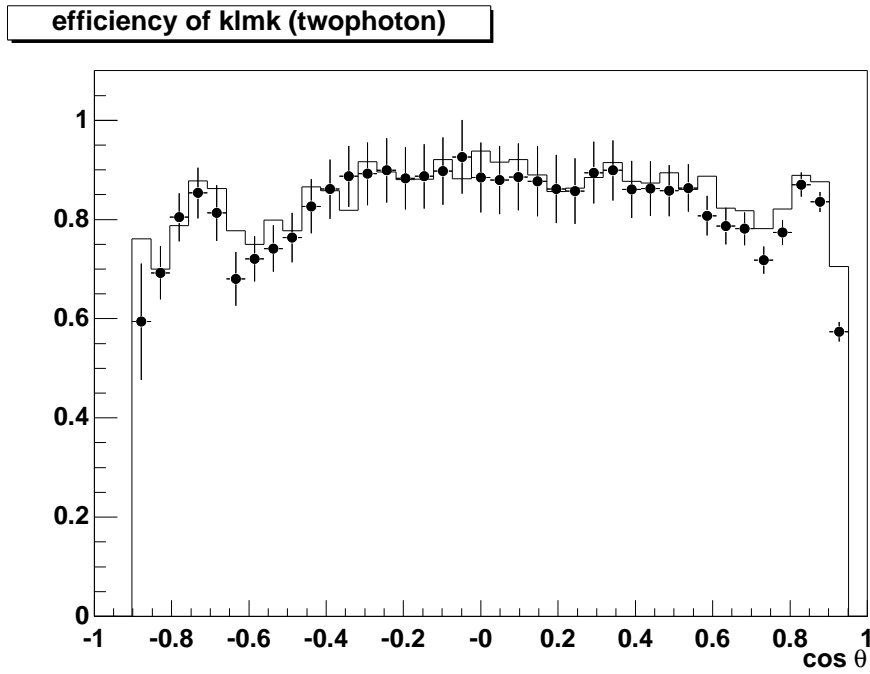


図 5.13: klmk を用いた twophoton イベントでの極角度 vs. 検出効率

μ 粒子対イベント、twophoton イベントどちらにおいても、mu2 及び klmk でシミュレーション結果と実際のデータによる結果は良く一致している。同定効率として、 $1.0 \text{ GeV}/c$ 以上では $80 \sim 90\%$ の値が得られている。

μ 粒子対イベントでは図 4.4 の右図に示すように、運動量と θ 角度分布に相関を持つ。図 5.6 及び図 5.7 の $4.0 \text{ GeV}/c$ 付近に見られる検出効率の落ち込みは、図 5.6 及び図 5.7 の $\cos \theta$ 分布における $\cos \theta \sim -0.6$ 付近の落ち込みに対応している。これはその角度方向に超伝導ソレノイドコイルの冷却のための液体窒素を注入するチムニーがあるため、バレル部の検出層の一部が欠損しているためである。図 5.12 及び図 5.13 の角度 $\cos \theta$ においても同様の傾向が見られる。

同様に $\cos \theta \sim 0.1$ に見られる小さな検出効率の落ち込みは、バレル部の前方向部分と後方向部分との繋ぎ目の検出層欠損部分に相当する。 $\cos \theta \sim -0.9$ 及び 0.8 付近はバレル部とエンドキャップ部との境界であり、同様に検出層が存在しない。こうした部分では μ 粒子の同定効率も低下が見られる。

図 5.10 及び図 5.11 において、運動量 0.5 GeV からの立ち上がり部分で、実験データがシミュレーションよりも低い検出効率を示している。この原因は CDC で飛跡を再構成するときの精度が低運動量領域で大きなエラーを含むためと判明している。

5.6 誤認率

誤認とは π 粒子、 K 粒子、その他の μ 粒子意外の粒子を誤って μ 粒子と同定してしまうことを指す。一般に μ 粒子などのレプトンの生成率は小さく、それに対して π 粒子などのハドロンは大量に生成される。従って μ 粒子を正しく同定するためには、 π 粒子などを誤って μ 粒子であると同定してしまう割合、つまり誤認を可能な限り小さく押さえるように工夫しなければならない。

5.6.1 誤認率測定に使用するイベント

誤認率はおよそ 1% 程度と低いため、その測定には誤認を起こす元のサンプルの純度が高いことが要求される。そのため、ここではシミュレータによるイベントと実験によるイベントとして、それぞれ次のものを使用して誤認率の測定に用いる。

- シミュレーションによる 1 粒子の π 粒子
- 実際の実験データから $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ イベント

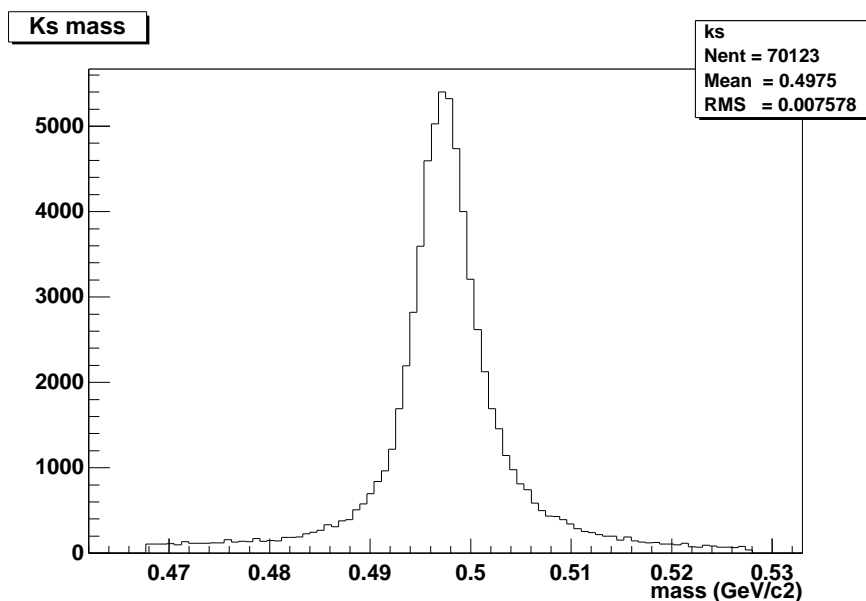
質量	497.672 (MeV/c^2)	
τ	0.8934	
主な崩壊モード	$\pi^+\pi^-$	68.61 %
	$\pi^0\pi^0$	31.39 %
	$\mu^+\mu^-$	3.2×10^{-7}

表 5.4: K_s^0 の特徴

実際の実験データから用いられる $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ イベントでの K_s^0 は、表 5.4 に示すように、ほぼ全てが π 粒子に崩壊し、約 70% が $\pi^+\pi^-$ へ崩壊する。このイベントをハドロニックイベントより選びだす条件は以下の通りである。

- V 型の崩壊をしている粒子であること
- 衝突点から見た崩壊点の位置の方向と崩壊点での運動量の方向の差が 15° 以下
- 生成された 2 粒子の生成点の z 方向の差が 1.0 cm 以下
- 崩壊先の粒子の描く螺旋起動の半径の最小値が 0.1 以上

これにより得られたイベント数は約 7 万イベントであり、そのうち KLM の検出範囲に入っている π 粒子のイベントは約 45,000 イベントである。この選択によって得られた K_s^0 の質量分布を図 5.14 に示す。これに対し、 K_s^0 の質量は $0.497\text{ GeV}/c^2$ である。このイベントによって得られた K_s^0 粒子の純度はシミュレーションにより 98% 以上、また μ 粒子の含有率は 0.02% 以下である。

図 5.14: K_s^0 粒子の質量

5.6.2 誤認率の測定

誤認率は、測定イベント中で生成された π 粒子のうち、KLM に到達した粒子を分母とする。その π 粒子のうち、誤って μ 粒子と識別されたものの割合を誤認率として計算する。

基本的には μ 粒子の検出効率の計算と全く同じであり、分母が π 粒子の数になっている。その定義を式 5.6 に示す。

$$\varepsilon_{fake} \equiv \frac{N(\mu \text{ 粒子と同定された数})}{N_{\pi}(\pi \text{ 粒子のなかで KLM に到達したものの数})} \quad (5.6)$$

こうして得られた誤認率を以下に示す。図 5.15 が mu2 によるもの、図 5.16 が klmk による誤認率である。横軸は π 粒子の運動量 (GeV/c^2) を示す。図においてヒストグラムはシミュレーションで生成した π 粒子を利用した誤認率であり、三角形は実際の実験で測定された $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ イベントにより生成された π 粒子を用いた誤認率である。

mu2 と klmk どちらにおいても、約 $1.0 GeV/c$ 以上での誤認率は実験とシミュレーションの両方で約 1 % 程度の値となっている。この値は KLM に要求された性能 [21] を満たすものである。また $1.0 GeV/c$ 以上の領域では、エネルギーの低い π 粒子が飛行中に崩壊して生成された μ 粒子 (decay in flight) による誤認が大きくなっているものと思われ、約 3 % 程度の誤認率になっている。0.6 GeV/c 付近では検出器に粒子が入ってこないため、誤認率も低い。

誤認の原因としては、 π 粒子の punch through が約 0.6 %、Decay in flight が ~ 2 % 程度入っている。これらが全て誤認となるわけではなく χ^2 によるカットなどによって大部分は取り除かれるため、それほど高い誤認率にはなっていない。

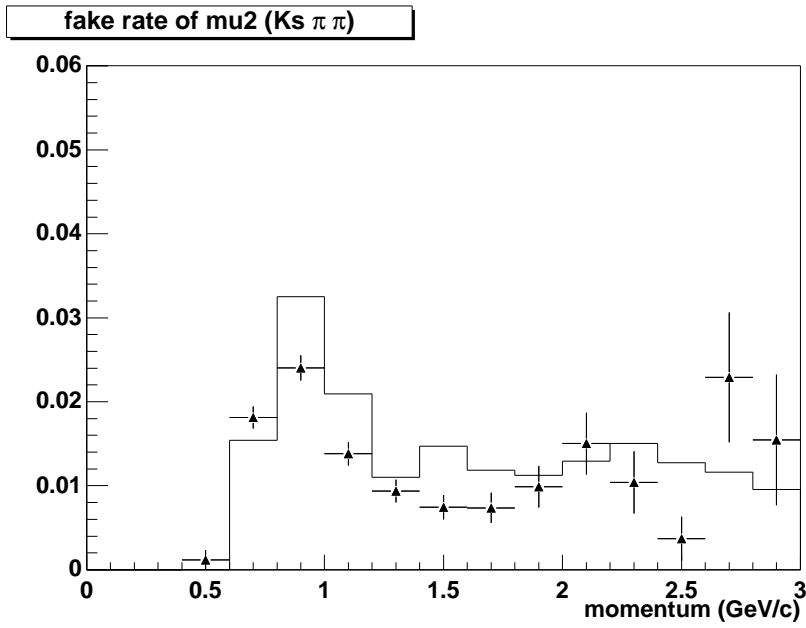


図 5.15: mu2 での π 粒子 誤認率 (シミュレーションと $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ イベント)

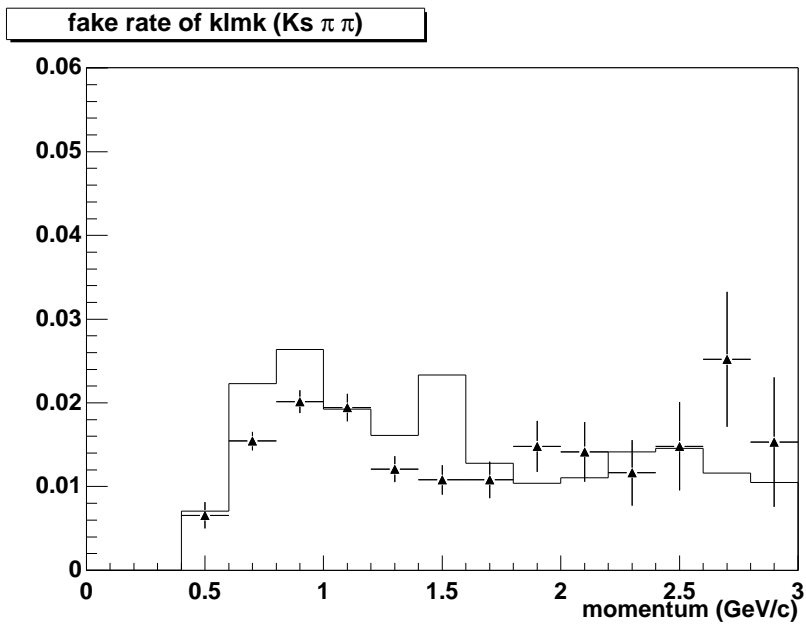


図 5.16: klmk での π 粒子 誤認率 (シミュレーションと $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ イベント)

5.7 検出効率と誤認率のまとめ

	同定効率				誤認率	
	$e^+e^- \rightarrow \mu\mu$		$2\gamma - \mu\mu$		$K_s \rightarrow \pi\pi$	π
	実験	MC	実験	MC	実験	MC
mu2	90%	92%	84%	85%	1.2%	1.4 %
klmk	90%	91%	85%	85%	1.3%	1.4 %

表 5.5: 検出効率と 誤認率

以上までに得られた検出効率と誤認率を表 5.5 にまとめる。表 5.5 の値は全運動量領域での検出数で計算された、 μ 粒子対生成イベント及び twophoton イベントでの μ 粒子同定プログラムの検出効率を示す。また、シミュレーションによる π 粒子の生成イベントと、実際の実験で得られた $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ イベントの解析により得られた誤認率をあわせて示している。

mu2、klmk とともに、 $0.5 \sim 1.0\text{GeV}/c$ 付近を除いてシミュレーションと結果は良く一致している。同領域での検出効率の落ち込みは CDC の飛跡再構成によるものであることが分かっている。同定効率としては $1.0\text{GeV}/c$ 以上で 80% 以上の値を得ており、KLM 及び μ 粒子同定の設計上の性能を十分満たしている。ただし検出器の繋ぎ目部分やソレノイドコイル冷却用液体窒素のパイプの通っているチムニー部分など、検出器の欠損がある部分では検出効率が多少低くなっている。

誤認率に関しても、 $1.0\text{GeV}/c$ 以上では $\sim 1\%$ 程度の数値になっている。この値は $B\bar{B}$ 判別に μ 粒子を使用する際にも十分な値である。 $1.0\text{GeV}/c$ 以下での誤認率の増加は、低エネルギー領域では飛行中に崩壊して μ 粒子となる π 粒子の割合が増加するためであると考えられる。

5.8 μ 粒子同定を用いたイベントの同定

5.8.1 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ イベント

実際に μ が含まれるイベントにおいて μ の同定が正しく行われているかどうかの確認を行う。検証のため、実際に測定によって得られたハドロニックイベントの

うちから、図 2.5 に示す CP 対称性の ϕ_1 測定モードで生成される J/ψ 粒子が 2 つのレプトンへ崩壊するモードのうち、 μ へ崩壊する $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ ($l = \mu$) イベントを用いて解析を行う。

質量	3.09688 (GeV/c^2)	
幅	85. (KeV/c^2)	
主な崩壊モード	$\mu^+\mu^-$	6.01 %
	e^+e^-	6.02 %
	Hadron	87.7 %

表 5.6: J/ψ の特徴

表 5.6 に J/ψ 粒子の特徴をまとめる。表に示す通り、 J/ψ 粒子は μ 粒子に約 6% の分岐比で崩壊する。1 つのイベントで生成された全ての粒子について、電荷が + と - の粒子に対して μ 粒子の質量 105.65 (MeV/c^2) を仮定し、運動量と仮定された質量から J/ψ の不変質量を計算する。この時、以下の 3 種類の方法を用いて質量スペクトルを求める。

1. 全ての荷電粒子の組み合わせに対して不変質量を計算する
2. 粒子の少なくとも片方が μ 粒子と同定されたものの組み合わせで不変質量を計算する
3. 2 粒子が両方とも μ 粒子と同定された粒子の組み合わせで不変質量を計算する

こうして得られた質量の分布を次節で示す。

5.8.2 μ 粒子の同定と J/ψ の不変質量

以下に示す図 5.17 ~ 図 5.19 は、 J/ψ の不変質量を前節のような条件で計算したものである。図において横軸は質量 (GeV/c^2) を示している。

図 5.17 は μ 粒子の同定を要求せずに、イベント中に存在している全ての + と - の荷電粒子について組み合わせで不変質量を計算したものである。この図では特徴的なピークなどはほとんど見られない。

図 5.18 は 2 つの荷電粒子のうち、少なくとも片方が μ 粒子と同定されていることを要求した場合である。約 $3.1 \text{ GeV}/c^2$ の個所に J/ψ のものと考えられるピークが存在しているのが分かる。このピークの 2σ の範囲において、バックグラウンドを除いたシグナルイベントの数は 183 イベントであった。

図 5.19 では + と - の荷電粒子 2 粒子ともに μ 粒子と同定されることを要求している。図 5.18 に対して、バックグラウンドがかなり減少していることが分かる。この図での 2σ 内のシグナルイベント数は 118 イベントである。

このように μ 粒子を同定することにより、質量分布において J/ψ 粒子のシグナルを得ることができた。このことより、逆に μ 粒子が正しく同定されていると考えることができる。

1 粒子同定でのシグナルイベント数に対し、2 粒子同定でのシグナルイベント数は約 64 % である。この値は μ 粒子の同定率に比べて低いが、ここで得られているのは KLM 検出器に入った粒子中の“同定効率”ではなく、生成された全ての μ 粒子に対する“検出効率”となるためである。ただしフィッティングにおいての誤差が約 10 % 以上存在するため、正確な値を求めるためにはフィッティングを改善するとともに更に統計を溜める必要があると考えられる。

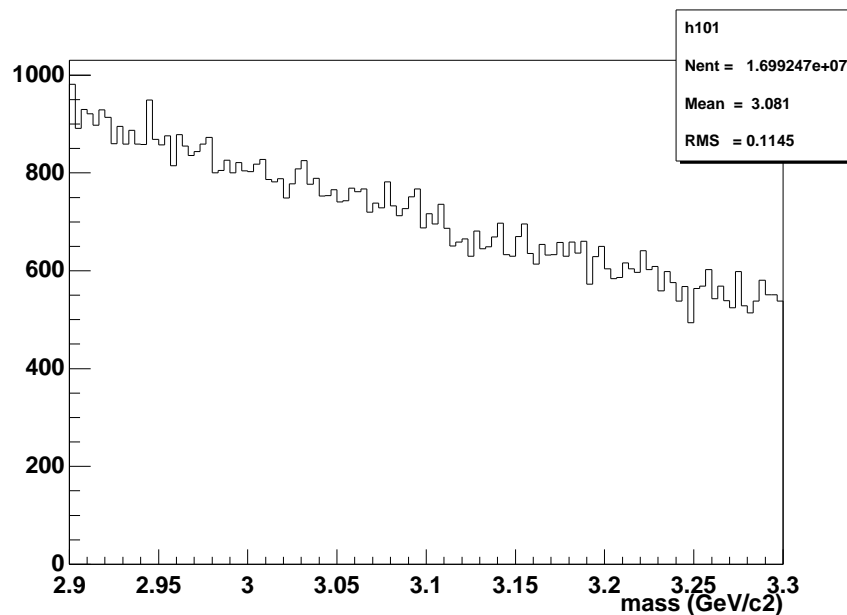


図 5.17: μ 粒子の ID を要求しない場合の J/ψ の不変質量スペクトル

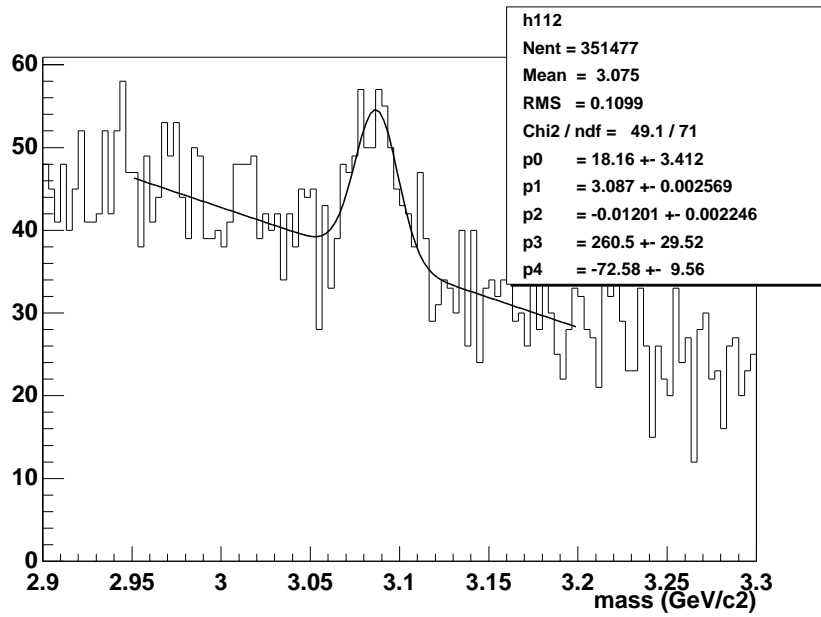


図 5.18: μ 粒子の ID を少なくとも 1 粒子に要求した場合の J/ψ の不変質量スペクトル

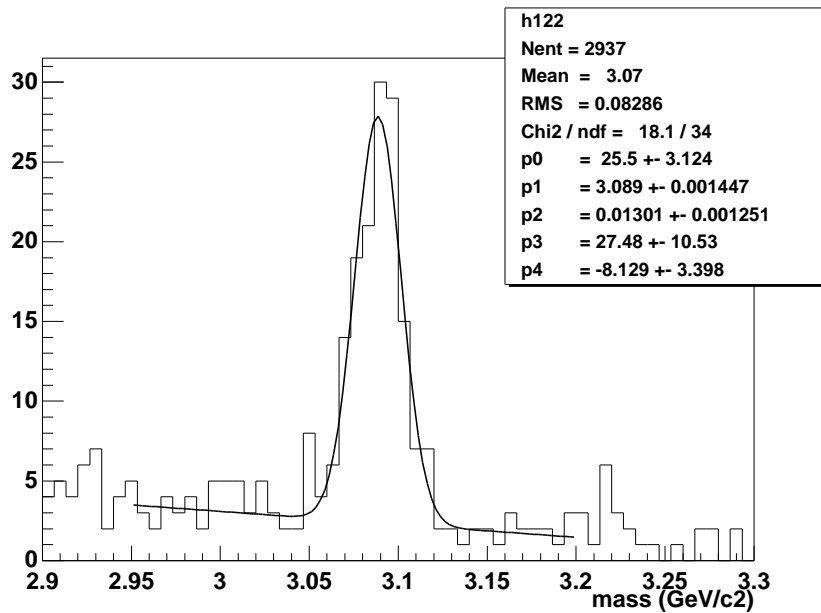


図 5.19: μ 粒子の ID を 2 粒子に要求した場合の J/ψ の不変質量スペクトル

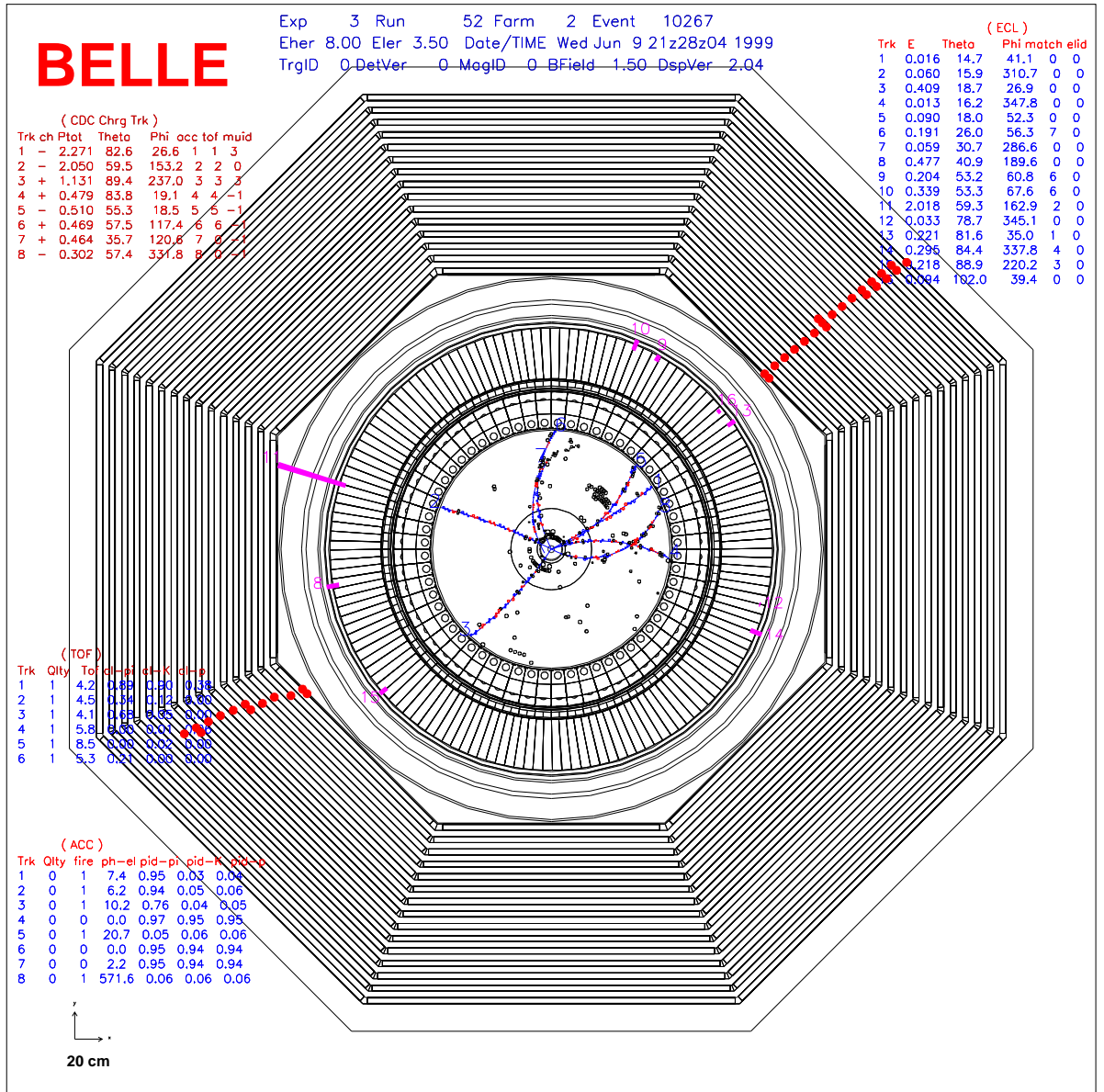


図 5.20: BELLE における $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ イベントの例

6章 まとめと課題

本研究で測定した KLM 検出器の性能として、以下のことが分かった。

- セクター位置較正
セクターのずれはバレル部、エンドキャップ部ともに 1.5 cm 以下
- 検出モジュール位置較正
検出モジュールのずれは、ほとんどのモジュールに関して 1.0 cm 以下。大きいものでも 1.5cm 以内
- 位置較正に関してはソフトウェア的に較正を行った
- 検出層の位置分解能は $\sigma \sim 1.0\text{cm}$
- 検出効率は $\sim 99\%$ だが、エンドキャップ外側など一部に低い検出効率の層がある。検出効率の低いモジュールの原因として、ビームトンネルからの放射光によるバックグラウンド、読み出しストリップの動作不良、RPC の動作不良などが挙げられる。

また、KLM を始めとする検出器によって測定された μ 粒子の同定効率は以下のようなになった

- 同定効率
高い運動量領域 ($3.5\text{ GeV} \leq p$ 、 μ 粒子対生成イベント) では
 - mu2 $\sim 90\%$
 - klmk $\sim 90\%$
- 低い運動量領域 ($p \leq 3.5\text{ GeV}$ 、 μ 粒子対の 2γ 過程生成イベント) では
 - mu2 $\sim 83\%$
 - klmk $\sim 84\%$

-
- π 粒子の誤同定率

mu2 \sim 1.2%

klmk \sim 1.3%

以上の値は KLM の要求性能を十分に満たしす値である。

- μ 粒子の同定によって J/ψ の質量のシグナルが求められた

– 1 粒子同定を要求した場合 183 イベント

– 2 粒子同定を要求した場合 118 イベント

のシグナルイベントを得た。

今後の課題として、以下のようなことが挙げられる。KLM 検出器に関しては

- BELLE 検出器のロールイン、ロールアウトやエンドキャップの開閉を行う際にセクター位置が変化する可能性が高いため、その度に位置の較正を行う必要があると思われる。
- ビーム放射光によるバックグラウンドノイズによってエンドキャップ外側の層、約 2 層での検出効率が約 80% まで落ち込んでいる。これを遮蔽するためには、鉄 (Fe) 2 層 \sim 10cm 程度の放射長に相当する物質により、トンネル出口をシールドすることが考えられる。これは鉛 (Pb) で \sim 3cm に相当する。2000 年夏の長期運転停止時にこうしたシールドの補強が行われる予定である。

また、 μ 粒子の同定効率の測定に関して

- μ 粒子同定プログラムである mu2、klmk の互いの優れた特徴を取り入れ、最終的には 1 つに併合を行うか、優れた方を利用するか検討を行う。
- 誤認率や J/ψ の測定などにおいて統計を溜めることにより統計精度の向上をはかる。

などが挙げられる。

付録A Kalman フィルタ

ここでは Kalman フィルタの適用に関する詳細を述べる。[19] [20]

時系列の推測において過去のある時点から現在までの測定データを用いて未来の最適な推定値を求めることを予想 (prediction) といい、現在の最適な推定値を求めることをフィルタリング (filtering) という。

Kalman フィルタは、この予想とフィルタリングによる最適な推定値を求める方法であり、現在の状態ベクトルと次の実データのみから推定を行う漸化的フィルタ (recursive filter) の一種である。

Kalman フィルタは、初期値としての状態ベクトルを必要とする。ある点 k での状態ベクトルを $\bar{\alpha}_k$ とすると、 $\bar{\alpha}_k$ は $p \times 1$ の状態ベクトルであり次のように書くことができる。

$$\bar{\alpha}_k = F_{k-1}\bar{\alpha}_{k-1} + w_{k-1} \quad (\text{A.1})$$

F_k^{k-1} は $k-1$ 番目の状態から k 番目の状態への状態ベクトルの移動を与える一次変換、 w_{k-1} はプロセスノイズである。プロセスノイズとはパラメータに変化を与える正規分布に従う物理過程のことであり、飛跡の再構成においては粒子の移動の際に生じる物質中でのエネルギー損失や多重クーロン散乱、多重散乱等がそれに当たる。

$\bar{\alpha}_k$ は状態であって実際に測定される量ではない。飛跡の k 点での状態ベクトル $\bar{\alpha}_k$ に対し、測定される測定点 \bar{m}_k との関係は次のようになる。

$$\bar{m}_k = H_k\bar{\alpha}_k + \epsilon_k \quad (\text{A.2})$$

H_k は $\bar{\alpha}_k$ を測定値 \bar{m}_k に変換する一次変換とする。また、 ϵ_k は測定誤差である。

ここで α_k^{k-1} を $\bar{\alpha}_k$ の最適推定値の予想 (predicted estimate) として定義する。これに対し α_k^k は $\bar{\alpha}_k$ を k 点で実際に得られる実測値 m_k を使ってフィルタリングを行った後の最適推定値 (filtered estimate) とする。

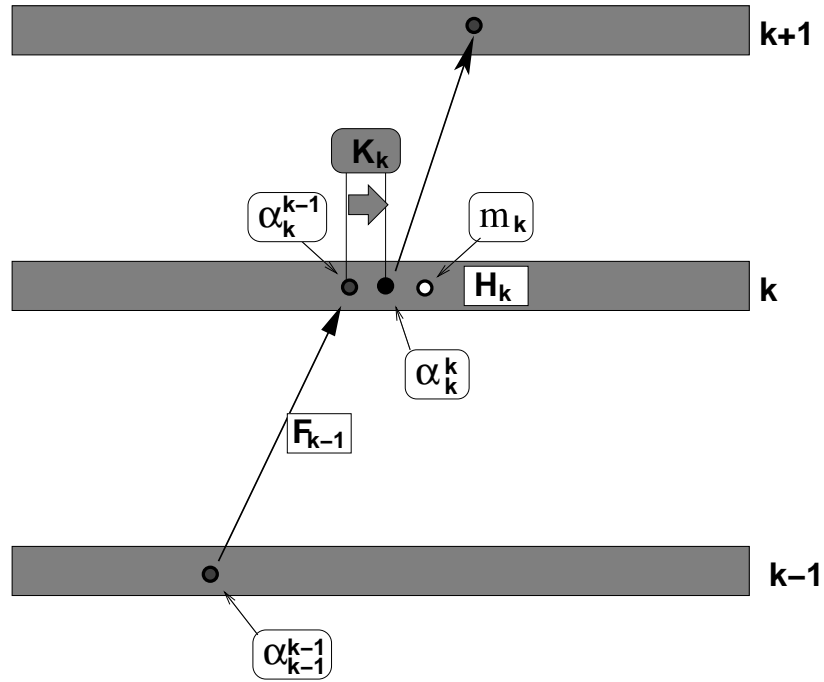


図 A.1: Kalman フィルタの適用

$$\alpha_k^k = K_k^1 \alpha_k^{k-1} + K_k^2 m_k \quad (\text{A.3})$$

ここで K^1 及び K^2 は任意の配列である。Kalman フィルタの k 点の“予測”は、 $k-1$ 点でのフィルタリングされた推定値 α_{k-1}^{k-1} の一次変換 F_{k-1} であり、次のように表すことができる。

$$\alpha_k^{k-1} = F_{k-1} \alpha_{k-1}^{k-1} \quad (\text{A.4})$$

これより α_k^k は次のように表すことができる。

$$\alpha_k^k = \alpha_k^{k-1} + K_k(m_k - H_k \alpha_k^{k-1}) \quad (\text{A.5})$$

この式は $k-1$ 点から予測された k 点の最適予測値 α_k^{k-1} に対し、 k 点の測定値 m_k を用いて次の最適予測値 α_k^k を算出している。式 A.4 と式 A.5 による予測とフィルタリングを繰り返すことで、飛跡を外挿することができる。

式 A.5 において、 K_k は Kalman ゲイン と呼ばれる量であり予想最適値を実際の観測点を利用して修正する際に重みとして働く。式 A.3 の K^1, K^2 と Kalman ゲイン K_k は次のような関係となる。

$$\begin{aligned} K_k^1 &= (I - K_k H_k) \\ K_k^2 &= K_k \end{aligned} \tag{A.6}$$

K_k は見積もられた値の偏差の自乗和が最小になるように決定される。つまり K_k は以下の式の条件を満たす。

$$\frac{\partial \text{Tr}(C_k)}{\partial K_k} = 0 \tag{A.7}$$

ここで $\text{Tr}(C_k)$ は k 点での $p \times p$ な誤差行列 C_k のトレースである。 K_k は H_k と C_k を用いて次のように表すことができる。

$$K_k = C_k^{k-1} H_k^T (V_k + H_k C_k^{k-1} H_k^T)^{-1} \tag{A.8}$$

ここで C_k^{k-1} は以下のように定義される。

$$C_k^{k-1} = F_{k-1} C_{k-1}^{k-1} F_{k-1}^T + Q_{k-1} \tag{A.9}$$

Q_{k-1} はプロセスノイズの分散である。故に k 点での誤差行列は

$$C_k^k = (1 - K_k H_k) C_k^{k-1} \tag{A.10}$$

となる。

謝辞

本論文の執筆にあたりましては研究室の方々を始め、B-factory 実験関係者の方々に御指導、御鞭撻、御協力をいただきました。この場をお借りいたしましてお礼申し上げます。

山口晃先生には BELLE 実験に参加する機会を与えていただくとともに、研究の内容や方針に関して様々なアドバイスをいただきました。無事に研究を終えることが出来ましたことを感謝いたします。阿部浩也先生には統計や物理的解釈などを教えていただきました。長嶺忠先生には解析方法からプログラム、物理に至るまで様々な面でのアドバイスをいただき、とても感謝しております。成田晋也さんには実際の μ 粒子の同定に関しての助言など、根幹に関わる部分を助けていただきました。根市一志さんには研究へ対する姿勢を教えていただきました。山鹿光裕さんには解析用プログラム等に関して助言をいただきました。皆様、本当にありがとうございました。

辛苦を共とした同期の皆。安土君、伊藤君、白崎君、田頭さん、田島君、渡辺君、本当にありがとう。研究以外にも様々なことを教えていただいた先輩方、そして後輩の皆さん、感謝しています。研究室のスタッフの方々には研究、その他様々な事柄に関して相談にのっていただきました。ありがとうございます。

KEK、青森大学、大阪大学、大阪市立大学、東北学院大学、バージニア工科大学、プリンストン大学のメンバーの皆様並びに BELLE の皆様方には大変お世話になりました。心より感謝いたします。

本当にありがとうございました。

2000年2月16日

五十嵐 喜則

参考文献

- [1] K. Abe. B meson factory and cp violation. -, -.
- [2] M.Kobayashi and T.Maskawa. -. *Progr. Theor. Phys.* 49, (1973)652.
- [3] L.Wolfenstein. -. *Physics Review Letter* 51, 1983.
- [4] H.Leutwyler and M.Roos. C25(1983)27. *Z.Phys.*, 1983.
- [5] M.Bourquin et al. *Z.phys.* C21(1983)27, 1983.
- [6] A.Sirlin. D35(1987)3423. *Phys.Rev.*, 1987.
- [7] H.Abramowicz et al. *Z.phys.* C15(1982)19, 1982.
- [8] C.Foudas et al. 64(1990)1207. *Phys.Rev.Lett.*, 1990.
- [9] KTeV Collaboration. Observation of direct cp violation in $k_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays. *PHYSICAL REVIEW LETTERS Volume 83, Number 1*, July 5, 1999.
- [10] BELLE Collaboration. Letter of intent for a study of cp violation in b meson decays. *KEK Report 94-2*, April 1994.
- [11] BELLE Collaboration. Belle progress report. *KEK Progress Report 96-1 H*, Maqrch 1996.
- [12] BELLE Collaboration. Belle progress report. *KEK Progress Report 97-1 H*, Maqrch 1997.
- [13] BELLE Collaboration. Belle technical design report. *KEK Report 95-1*, April 1995.
- [14] BELLE SVD Group. Technical design report of belle svd. *BELLE TDR*, October 1997.

-
- [15] 山鹿 光裕. Belle 実験のための k_l^0/μ 検出器の研究. Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, 1997.
- [16] K.Abe. Gas for klm detector. *KEK BELLE Note #145*, 1996.
- [17] R.Santonico et al. *Nucl.Instr. and Meth.* 187(1981)377, 1981.
- [18] 植木 誠. Study of gas mixture for glass rpc at belle experiment. Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, 1998.
- [19] R.Fruhwith. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *NIM A262(1987)444-450*, 1987.
- [20] 北條 高宗. Belle-svd におけるカルマンフィルタを用いた飛跡再構築プログラムの開発. Master's thesis, 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻, 1998.
- [21] BELLE KLM Group. Technical design report of belle klm. *BELLE TDR*, October 1997.
- [22] 難波 かおり. Belle 実験における b 中間子希少崩壊のシミュレーション研究. Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科, 1996.