

千葉大学大学院自然科学研究科
修士論文

Belle Silica Aerogel Čerenkov 検出器の
粒子識別能力の向上および
B 中間子の再構成に関する研究

2002年2月提出

理化学専攻
基礎物理学講座

齋藤 真一

千葉大学理学部自然科学研究科
修士論文

Belle Silica Aerogel Çerçkov Çerçkov Çerçkov
Çerçkov Çerçkov Çerçkov Çerçkov Çerçkov
Çerçkov Çerçkov Çerçkov Çerçkov Çerçkov

2002年2月提出

理学部
基礎科学研究科

—— 齋藤 真一

概要

KEK-B ファクトリー実験は、電子・陽電子衝突により生成される年間 10^8 もの $B\bar{B}$ 事象を大型粒子検出器 (Belle 検出器) で観測し、 B 中間子における CP 対称性の破れの謎を解明する事を目的としている。つまり物質のみで出来ているこの世界の創成を解き明かす実験であるといえる。 CP 対称性の破れを研究する上での重要な崩壊モードとして $B \rightarrow \pi\pi/K\pi$ 崩壊や $B \rightarrow DK/D\pi$ 崩壊があるが、これらの測定には高運動量領域での粒子識別能力が必要である。Belle 検出器の内部検出器、シリカエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) は、高運動量領域 ($1 \sim 3.5\text{GeV}/c$) での π/K 中間子の識別を行う。

一方、Belle 実験の物理解析では、 $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態から生成された $B\bar{B}$ 中間子対のうち片側の B 中間子を完全再構成したうえで、反対側の B 中間子の崩壊を詳細に調べることが今後興味深いのが、片側の B 中間子を再構成する上でも ACC を使った粒子識別は重要となる。

本論文では、ACC の解析ソフトウェアのうち、特に検出器シミュレータのチューニングに関する研究と、2001 年夏までに観測された約 30fb^{-1} のデータを使って行った B 中間子の完全再構成イベントの収量や純度に関する研究をまとめたものである。

目次

第1章 序	1
第2章 KEK-B ファクトリー計画	4
2.1 CP 対称性の破れ	4
2.2 KEK-B ファクトリー計画	5
2.3 KEKB 加速器	6
2.4 Belle 検出器	9
2.5 Belle 検出器における粒子識別の方法	11
第3章 Belle Aerogel Čerenkov 検出器	14
3.1 Čerenkov 検出器	14
3.2 Belle ACC	15
3.2.1 構造	15
3.2.2 カウンターボックス	17
3.2.3 データ収集	17
3.3 silica aerogel	19
3.4 Fine-Mesh 型光電子増倍管	20
3.5 likelihood 法を用いた粒子同定方法による KID performance	22
第4章 Monte Carlo シミュレータの調整	25
4.1 π/K 識別	25
4.2 乱反射材からの発光量	27
4.3 D^* の崩壊モード	27
4.4 tune の手法	28
4.4.1 光電子数	28
4.4.2 発光量の決定	29
4.5 結果	31
第5章 B 中間子の完全再構成	34
5.1 概要	34
5.2 リコンストラクションの方法	34
5.2.1 荷電粒子の選択	35
5.2.2 K 中間子の選択	36

5.2.3	π^0 中間子の選択	36
5.2.4	K_S 中間子の選択	39
5.2.5	D 中間子の選択	42
5.2.6	D^* 中間子の選択	43
5.2.7	$q\bar{q}$ の除去	44
5.2.8	$B \rightarrow D^{(*)}\pi$ 選択	44
5.3	yield および purity	46
5.3.1	yield、purity の計算方法	46
5.4	結果	49
5.5	D^+ の崩壊モードの追加	50
5.5.1	崩壊モードの種類	50
5.5.2	シグナル MC における不変質量分布によるカットの決定	50
5.5.3	結果	52
第 6 章 結論		53
謝辞		54
参考文献		55

目 次

1.1	B ファクトリーの全体図	2
2.1	ユニタリティ・トライアングル	5
2.2	ビーム衝突エネルギーに対する R 比	6
2.3	KEKB 加速器	7
2.4	正面衝突と有限角度衝突	8
2.5	KEKB 加速器のルミノシティ	9
2.6	Belle 検出器の断面図	10
2.7	dE/dx と ToF による π/K 分離性能	12
3.1	Čerenkov 光	14
3.2	閾値運動量と屈折率の関係	15
3.3	Belle 検出器の断面図	16
3.4	$B \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊による π 中間子の運動量と実験室系の角度	17
3.5	Barrel 部分のカウンターボックス	18
3.6	Endcap 部分のカウンターボックス	19
3.7	Line-Focus 型 PMT の断面図	20
3.8	Fine-Mesh 型 PMT の断面図	21
3.9	Fine-Mesh dynode の模式図	21
3.10	MC による K/π pulse height	23
3.11	ACC の likelihood 法による K サンプルに対する運動量 vs Prob(K) 分布	23
3.12	ACC の likelihood 法による π サンプルに対する運動量 vs Prob(π) 分布	23
3.13	ACC の likelihood 法による K サンプルに対する ACC の運動量 vs Prob(K) 分布	24
3.14	ACC の likelihood 法による π サンプルに対する ACC の運動量 vs Prob(π) 分布	24
3.15	ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する Probability 分布 (ACC·TOF· dE/dx)	24
3.16	ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する ACC の Probability 分布 (ACC·TOF· dE/dx)	24
4.1	MC データと実験データに対する K efficiency および π fake rate	26
4.2	D^* と D の質量差の分布	27
4.3	屈折率 $n=1.010$ のカウンターボックスにおける光電子数分布	28
4.4	各屈折率、運動量領域での光子数に対する光電子数の割合	29
4.5	goretex からの発光量の運動量依存性	30
4.6	発光量の候補	32

4.7	ACCにおける K efficiency および π fake rate	33
5.1	B 中間子の完全再構成の一例	35
5.2	r, θ 平面における dr および z 軸に対する dz	35
5.3	荷電トラックの dr および dz 分布	37
5.4	荷電トラックに対する L_K ratio の分布	37
5.5	γ のエネルギー分布	38
5.6	π^0 候補トラックの不変質量分布	39
5.7	K_S 選別に用いる観測量の模式図	40
5.8	K_S 候補のカット定数の分布	41
5.9	K_S 候補の不変質量の分布	41
5.10	D 候補の不変質量分布	42
5.11	D^* 候補の dm 分布図	43
5.12	K_S シグナルとバックグラウンドの $\cos \theta_t$ および $\cos \theta_B$ 分布	45
5.13	m_{bc} 、 ΔE の二次元分布	45
5.14	B 候補の ΔE 分布および beam energy constrained mass 分布	46
5.15	各崩壊モードごとの m_{bc} 分布 および その yield、purity	47
5.16	追加した D^+ 崩壊モードごとの D^+ の不変質量	51
5.17	シグナル MC における D^+ の不変質量	51
5.18	追加した D^+ 崩壊モードによる $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ モードの m_{bc}	52

表 目 次

3.1	各カウンターの屈折率と PMT の口径	16
3.2	物質の屈折率	20
4.1	MC データと実験データに対する K efficiency および π fake rate	25
4.2	屈折率別の運動量領域の区分 K efficiency	29
4.3	各屈折率、運動量領域での最適な光子数 K efficiency	30
4.4	test1~test4 の MC データにおける K efficiency および π fake rate	31
5.1	解析に用いた崩壊モード	36
5.2	K_S 選別に用いるカット定数	40
5.3	各崩壊モードごとの yield および purity	48
5.4	再構成された B 中間子数	49
5.5	再構成された B の全 $B\bar{B}$ イベントに対する割合	49
5.6	追加する D^+ の崩壊モード	50
5.7	D^+ 崩壊モードごとのカット定数	52
5.8	追加した D^+ 崩壊モードごとの \bar{B}^0 の yield および purity	52

第1章 序

近年、高エネルギー物理学の実験が世界各地で精力的に行われている。実験に必要な測定機器の進歩は素粒子物理学の様々な理論の検証を可能にしてきた。現状では理論が実験による検証を上回っており、未解決の問題を多く抱えている。その中でも最近注目を集めている話題として CP 対称性の破れの問題がある。

1932年に陽電子が発見されて以来、粒子には必ず反粒子が存在することがわかっている。しかも宇宙創成の初期段階では粒子と反粒子は同量だったと考えられている。しかし、生物から天体に至るまで現在の宇宙に存在する“物質”は粒子で構成されており、反粒子で構成された“反物質”が存在する徴候はない。これは粒子と反粒子は対等ではなく CP 対称性の破れがあり、そのために僅かに残った粒子によって現在の宇宙は形成されていると考えられる [1]。

CP 対称性の破れの実験的証拠は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 [2]。中性 K 中間子には、 K_L , K_S が存在し、それぞれ、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ という $CP = -1$ の固有状態と、 $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ という $CP = +1$ の固有状態に崩壊することが当時知られていた。しかし、この実験において 10^{-3} 程度という僅かな確率ながら、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証拠を発見した。この発見以降、様々な実験と研究が試みられたが、 K 中間子の崩壊以外では CP 対称性の破れは発見されておらず、 CP 対称性の破れに関する謎は未だに残っている。

標準模型において CP 対称性の破れは、小林・益川理論によって記述される [3]。小林・益川理論によると、 B 中間子のある崩壊過程では、 K 中間子の場合の100倍程度の CP 対称性の破れが予想されている [4]。 B 中間子において CP 対称性の破れを観測するには B と \bar{B} が同じ CP 固有状態に崩壊する現象を観測する必要があり、その崩壊モードのひとつに $B \rightarrow J/\psi K_S$ がある。 B と \bar{B} のこの崩壊過程の時間依存性の違いを測定すれば、小林・益川理論の検証を行える。しかし、 $B \rightarrow J/\psi K_S$ などの小林・益川理論の検証に重要となる崩壊モードの分岐比は 10^{-4} 以下であり、実際に観測するのは容易ではない。そこで、 B 中間子を大量に作り出し CP 対称性の破れを研究する B ファクトリー計画が、つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で始まった [5]。この $B \rightarrow J/\psi K_S$ 崩壊モードによる結果は今年度の夏までに解析されており、 CP 非対称性を示すパラメーター ϕ_1 に対し大きな値を報告し、新聞、雑誌などの紙面を賑わせたのは記憶に新しい。

KEK- B ファクトリー計画では、衝突エネルギー 10.58 GeV の非対称電子・陽電子衝突型加速器 KEKB を用いて年間 10^8 以上の $B\bar{B}$ 事象 (B 中間子とその反粒子の崩壊) を作り出し、その崩壊過程を大型粒子検出器 Belle で観測する [6]。 B ファクトリーの全体図を図 1.1 に示す。現在、KEK B ファクトリー実験は、様々な国々(日本、アメリカ、韓国、中国、ロシアなど。)から構成された国際共同実験グループ Belle Collaboration によって行われている。

この実験で測定しようとしている B 中間子の寿命は、 $\tau \approx 1.6 \times 10^{-12}$ sec 程度と非常に短く、現在ある測定機器では崩壊の時間差の測定が困難である。そこで、崩壊するまである程度の距離を飛ばして、衝突点から崩壊点までの距離を測定することで、 $B\bar{B}$ の崩壊時間の差を求めるという方法を採用。KEKB 加速

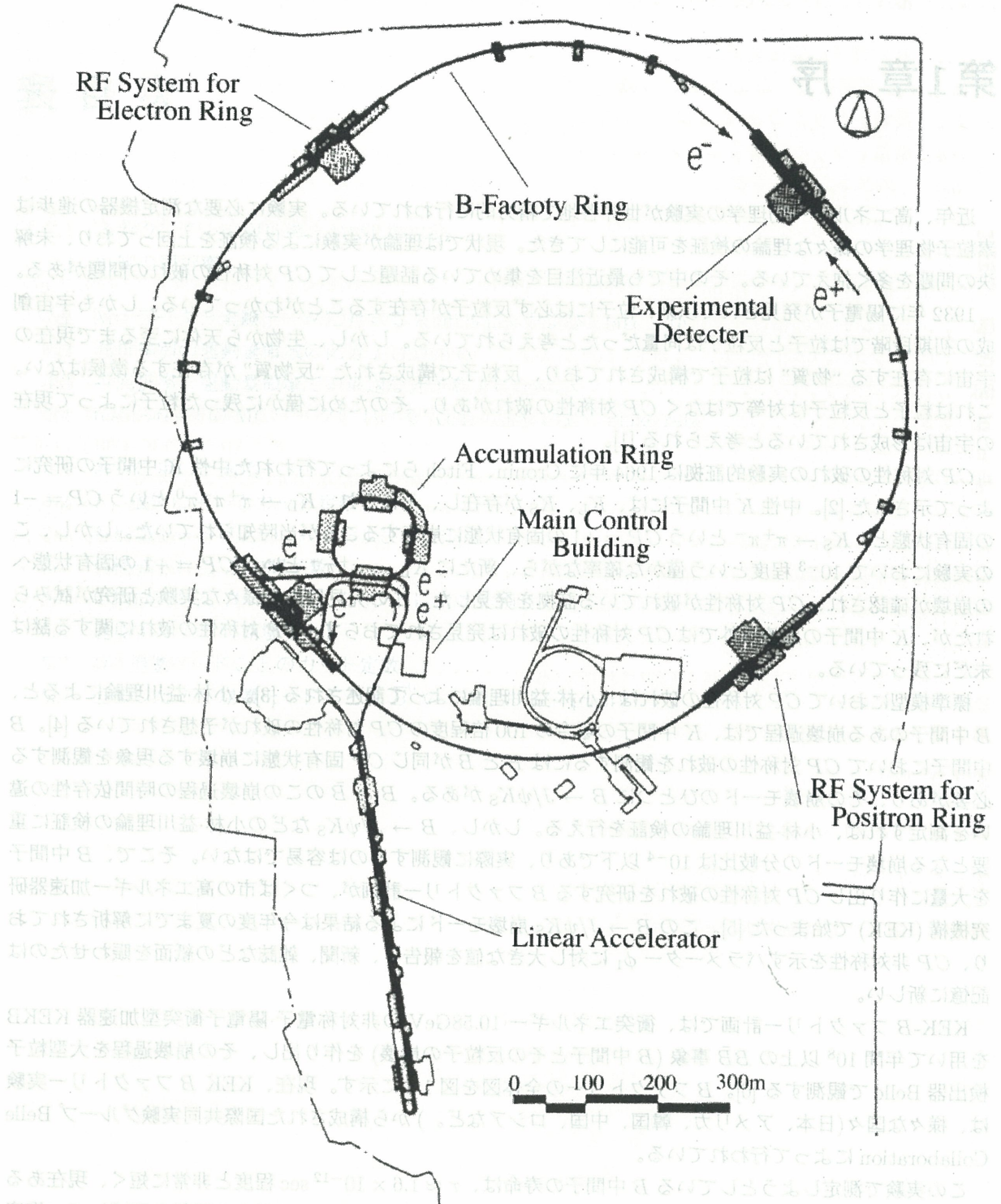


図 1.1: Bファクトリーの全体図

器は、蓄積リングが2本ある2リング型なので、電子と陽電子を異なるエネルギーで蓄積できる。そのため、電子と陽電子が非対称エネルギーでの衝突することによって、運動量を持った $B\bar{B}$ 系を生成できる。

B ファクトリー実験において重要になるのがフレーバータギングであり、崩壊した元の B 中間子が B^0 と \bar{B}^0 のどちらなのかを同定しなければならない [7]。そして、フレーバータギングを行うのに必要なのが荷電粒子の識別、特に K^\pm 中間子と π^\pm 中間子の識別である。また、粒子識別装置は B 中間子の2体崩壊を再構成するためにも重要である。Belle 検出器の粒子識別装置の一つとして、Belle Aerogel Čerenkov 検出器 (ACC) がある [8]。これはČerenkov 輻射という現象を利用した粒子検出器で、輻射体として屈折率 $1.01 \sim 1.03$ の silica aerogel を用いている。主に、 $1.0\text{GeV} \sim 3.5\text{GeV}$ という高い運動量領域での π/K 識別を行う。

検出器の研究について、Belle 実験の物理解析を行う際、解析結果の信頼性を高めるために Monte Carlo (MC) シミュレータの精度をあげることは重要である。これまでの ACC の検出器シミュレータに基づく MC データの K 中間子に対する efficiency が実験データよりも上回っている。一方、 π 中間子に対する fake rate では大きな食い違いがみられない。この食い違いの理由として ACC カウンターボックス内にある反射材の goretex からのシンチレーション光の影響が考えられる。すべての運動量領域で MC データと実験データとが一致するよう MC のチューニングを行った。このチューニングで MC での K 中間子の同定効率が 80.7% 近づけることができた。これにより解析結果の信頼性が格段に向上したと云える。

また、物理解析においては、Belle 実験では電子・陽電子衝突によりまず $\Upsilon(4S)$ を生成する。生成された $\Upsilon(4S)$ は 96% 以上の確率で $B\bar{B}$ へと崩壊する。ここでどちらか一方の B 中間子を再構成できればその事象の残りの粒子は対となる B 中間子の崩壊による粒子であり、単一の B 中間子ビームが得られたことと同様である。解析の手始めとして $B \rightarrow D^{(*)}\pi$ という2体崩壊のモードを再構成する方法と得られた yield と purity についてまとめた。

この修士論文は以下の各章から構成されている。

第2章 KEK-B ファクトリー計画と KEKB 加速器および Belle 検出器について

第3章 ACC について

第4章 Monte Carlo シミュレータの調整について

第5章 B 中間子の完全再構成について

最後に、第6章で結論を述べる。

第2章 KEK-Bファクトリー計画

2.1 CP対称性の破れ

K 中間子以外の系でCP対称性の破れを観測して精密に測定することで小林・益川理論の詳細なチェックを行なうことが、 B ファクトリー実験の目的の一つである。CP変換とは、 C 変換 (Charge変換) と P 変換 (Parity変換) を続けて行なう変換のことで、粒子は反粒子に変換され、同様に反粒子は粒子に変換される。従って、“CP対称性が破れている” というのは、“CP変換を行なったときに自然法則が変わる” ということ、つまり“粒子と反粒子の自然法則が異なる” ということである。CP対称性の破れは標準理論 [9] では、式 (2.1) に示す小林・益川行列と呼ばれるユニタリ行列の中に複素位相成分が入ることによって生じる。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

CP対称性の破れと小林・益川行列の関係はユニタリティ・トライアングルを考えるとわかりやすい。ユニタリティ・トライアングルとは、小林・益川行列のユニタリ性、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (2.2)$$

を図 2.1 のように複素平面上に表わしたときに得られる三角形のことである。ユニタリティ・トライアングルの内角は小林・益川行列の成分を用いて以下の式のように表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_1 &\equiv \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \\ \phi_2 &\equiv \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \\ \phi_3 &\equiv \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

B^0 中間子と \bar{B}^0 中間子が小林・益川行列の影響により同じ終状態 f になったときの崩壊時間差を Δt 、質量固有状態の質量差を Δm として、ユニタリティ・トライアングルの内角の一つを ϕ_{CP} とすると、これは式 (2.4) のような非対称パラメータ A_f で表わされる。

$$A_f = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(B^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)} = \sin(2\phi_{CP}) \cdot \sin(\Delta m \Delta t) \quad (2.4)$$

この三角形の面積が CP対称性の破れの大きさに相当するので、三角形の三辺と三つの内角を精度良く求めることで、小林・益川行列や標準理論の検証を行なえる。これらのパラメータは全て B 中間子の崩壊を測定することで求めることができ、重要な崩壊モードを以下に示す。

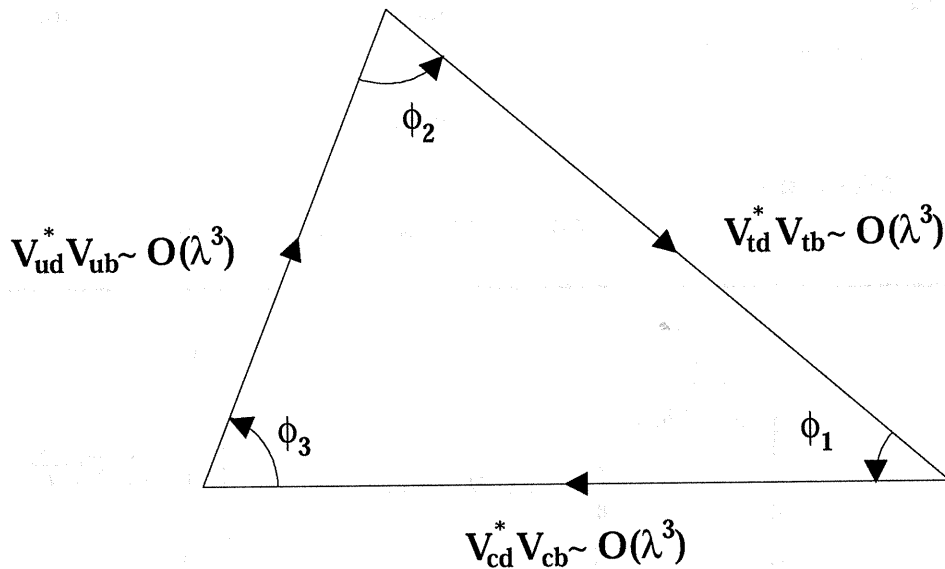


図 2.1: ユニタリティ・トライアングル

- ϕ_1 : $B \rightarrow J/\psi K_S$
- ϕ_2 : $B \rightarrow \pi\pi, \rho\pi$
- ϕ_3 : $B \rightarrow DK$
- $|V_{ub}|$: $b \rightarrow u$ transition ($B \rightarrow \pi l\nu, \rightarrow \rho l\nu$)
- $|V_{cb}|$: $b \rightarrow c$ transition (B の寿命、 $B \rightarrow D^0 l\nu$)
- $|V_{td}|$: $B\bar{B}$ mixing

これらを測定した結果、ユニタリティ・トライアングルが閉じていない場合、小林・益川理論による CP 対称性の破れの説明が間違っていることになり、これは新たな物理を示唆する。

2.2 KEK-Bファクトリー計画

CP 対称性の破れを測定するための崩壊モードの崩壊分岐比は先に述べたように 10^{-4} 以下と低く、大量の B 中間子を必要とする。図 2.2 は、加速器の衝突エネルギー \sqrt{s} に対するハドロン/ミューオン対生成比を表わしたものであり、幾つかの閾値で新たなクォーク対が生成されるのがわかる。衝突エネルギー \sqrt{s} を 10.58GeV に合わせると、 b クォークと \bar{b} クォークとの共鳴状態である $\Upsilon(4S)$ が生成される。 $\Upsilon(4S)$ は非常に短い寿命の後、96%以上の確率で $B\bar{B}$ 対に崩壊する。

CP 対称性の破れを検証するには B 中間子が生成されてから崩壊するまでの時間情報が必要なのだが、 B 中間子の寿命は 10^{-12}sec 程度と大変短いため、現在の技術ではこの時間差を直接測定できない。そこ

で、 B 中間子をローレンツブーストさせて観測可能な距離だけ飛ばし、その距離と運動量から崩壊時間差を求めるという方法を採用。衝突エネルギー \sqrt{s} は、

$$\sqrt{s} = 10.58\text{GeV} \tag{2.5}$$

を満たしていれば良く、衝突させるビームのエネルギーを互いに変えて生成される $\Upsilon(4S)$ に運動量を持たせてやる必要がある。そのため、非対称エネルギーの加速器が必要なのである。

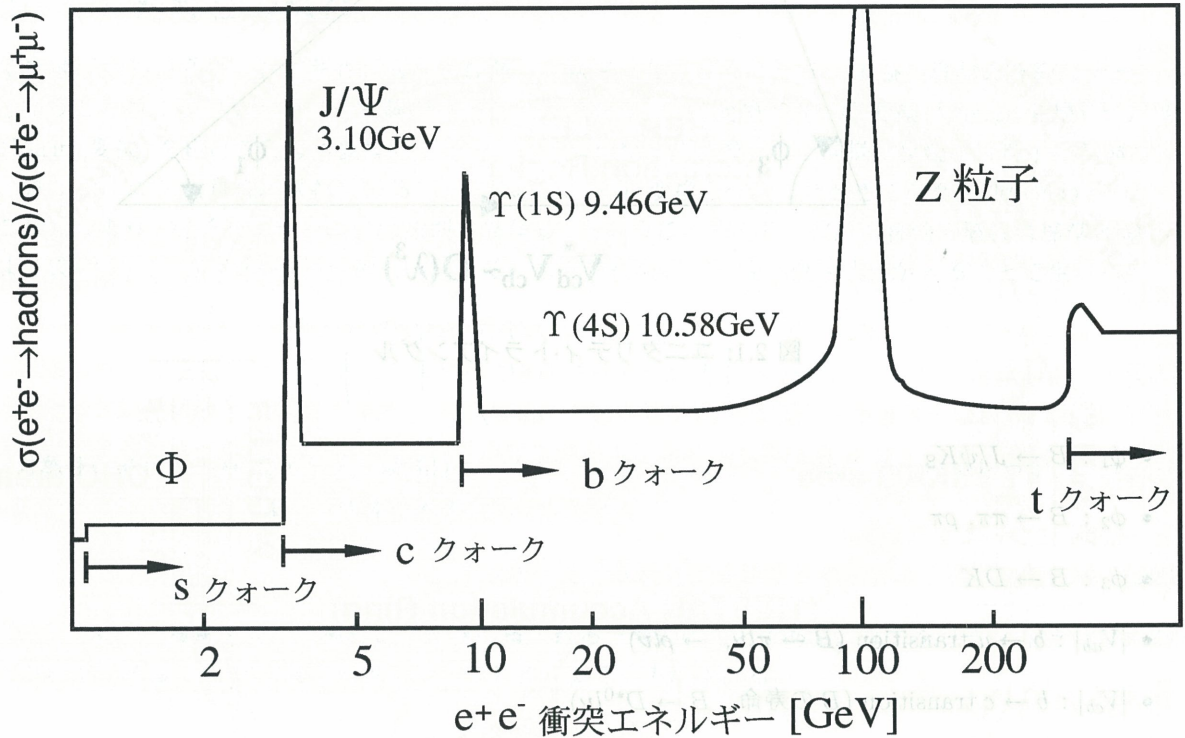


図 2.2: ビーム衝突エネルギーに対する R 比

2.3 KEKB 加速器

KEK B ファクトリー計画では年間 10^8 以上の $B\bar{B}$ 事象を作り出して CP 対称性の破れを測定する。そのために建設されたのが非対称電子・陽電子衝突型加速器 KEKB である。図 2.3 に KEKB の主要部分を示す。

KEKB 加速器の衝突エネルギー \sqrt{s} は $b\bar{b}$ の共鳴状態 $\Upsilon(4S)$ が生成される 10.58GeV である。さらに、生成された $\Upsilon(4S)$ に運動量を持たせるために、 8GeV の電子と 3.5GeV の陽電子を衝突させる。これにより $\Upsilon(4S)$ が崩壊した際 $B\bar{B}$ は電子ビームの方向にローレンツブーストされて、崩壊するまでに平均 $140\mu\text{m}$ 飛ぶ。この距離を測定することで崩壊時間差を求める。

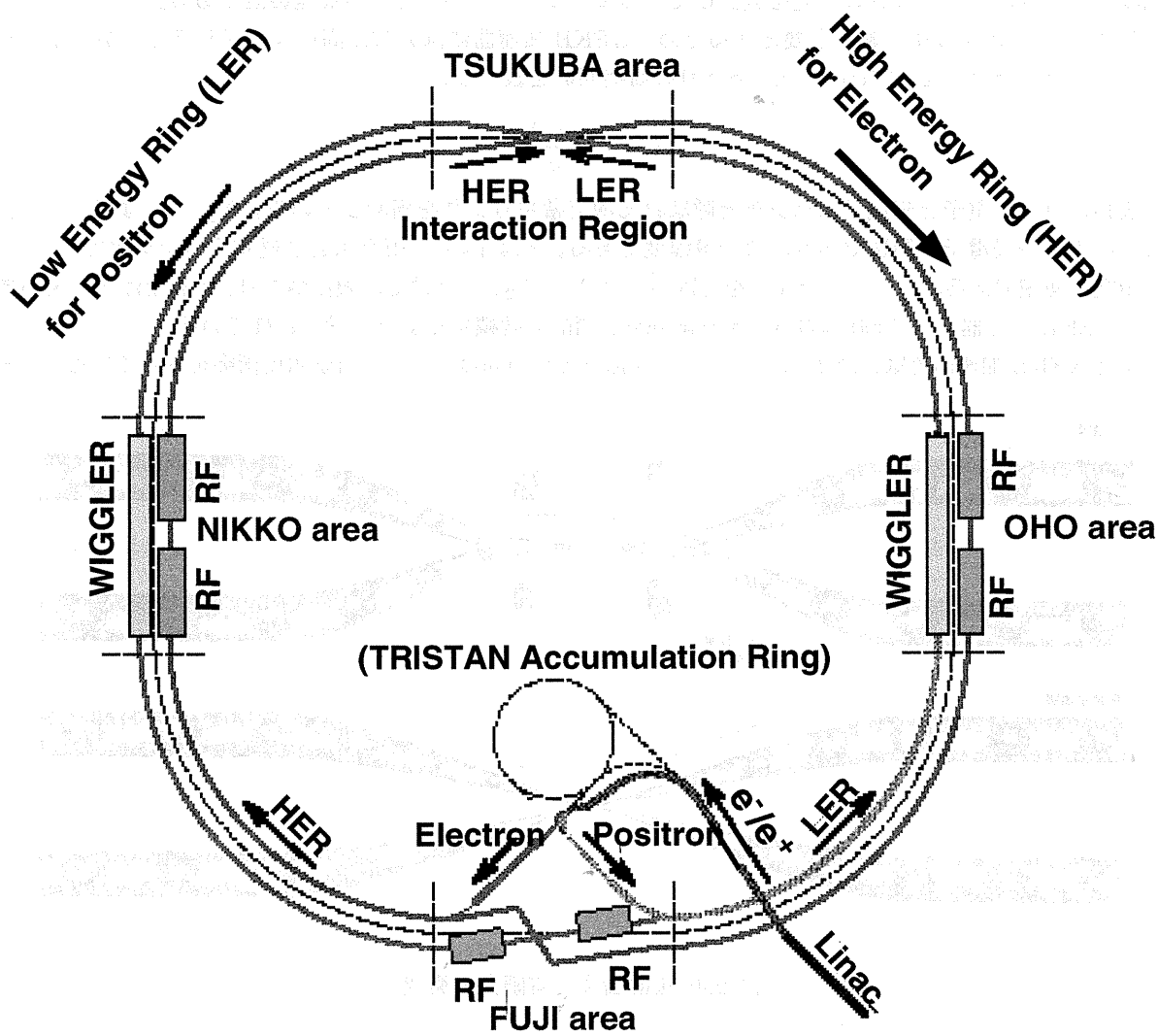


図 2.3: KEKB 加速器

KEKB 加速器は電子と陽電子を異なるエネルギーで蓄積する非対称型の加速器なので、蓄積リングが2本ある2リング型である。KEKB 加速器は TRISTAN 加速器が設置されていた周長3kmのトンネル内に、電子を蓄積する8GeVのリングと陽電子を蓄積する3.5GeVのリングを2本並べて設置する。2本のリングは2ヶ所で交差するがその内の1ヶ所、筑波実験室内で電子と陽電子が衝突する。富士実験室内の交差点ではリングを上下にすれ違わせているので衝突はおきない。図2.3の“RF”は電子・陽電子が磁場によって曲げられる際にシンクロトロン光を放出して失うエネルギーを補うための加速装置である。

年間 10^8 以上の $B\bar{B}$ 事象を必要とするため、KEKB 加速器には非常に高いルミノシティーが要求される。ルミノシティー \mathcal{L} は $1\text{cm}^2 \times \text{sec}$ あたりの衝突回数を表わし、

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 \times N_2 f}{\sigma} \quad (2.6)$$

で表わされる。電子と陽電子はバンチと呼ばれる塊で蓄積リングを周回している。 N_1 、 N_2 はバンチに含まれる電子や陽電子の個数であり、数千億程度である。 f は1secに衝突点を通過するバンチ数であり、 σ は衝突断面積である。ルミノシティーを上げるには N_1 、 N_2 、 σ だけでは限度があり、 f を上げる必要がある。KEKB 加速器では5000個のバンチを約60cm間隔で蓄積するように設計されている。

また KEKB 加速器では、図2.4のように $\pm 11\text{mrad}$ という角度をもった有限角度衝突をさせている。ビー

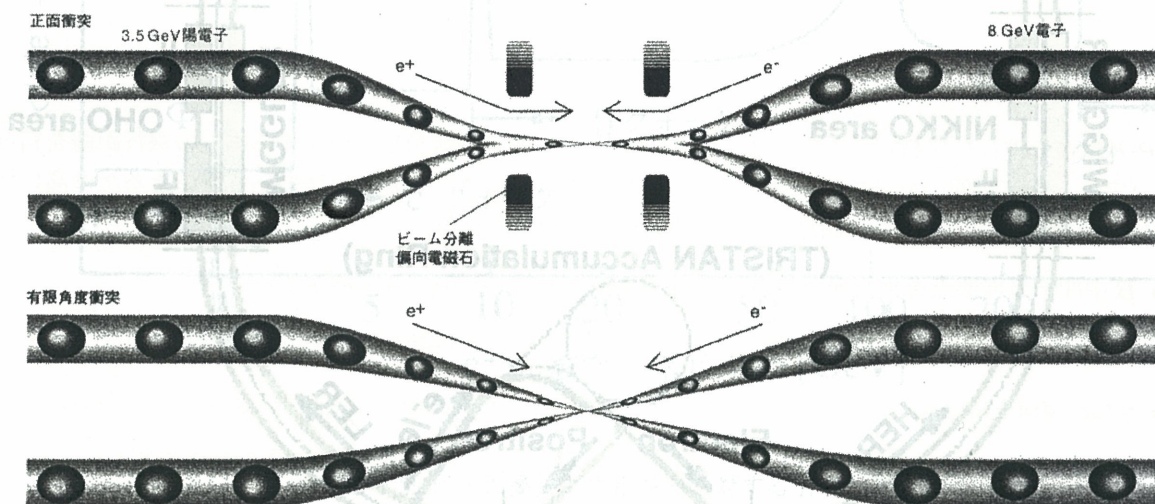


図 2.4: 正面衝突と有限角度衝突

ムを一点で交差させることにより衝突点以外でのバンチ同士の衝突を避けられる。また、正面衝突では必ず必要なビーム分離用の偏向電磁石が不要になり、シンクロトロン放射による検出器へのバックグラウンドの軽減、衝突ダクトの簡略化が可能となる。

電子・陽電子衝突データ収集を開始した1999年6月から2001年末までの積算ルミノシティーを図2.5に示す。上図が1日当たりの積算ルミノシティーで、下図が実験開始からの積算ルミノシティーである。2001年末現在の積算ルミノシティーは、 47.1fb^{-1} である。

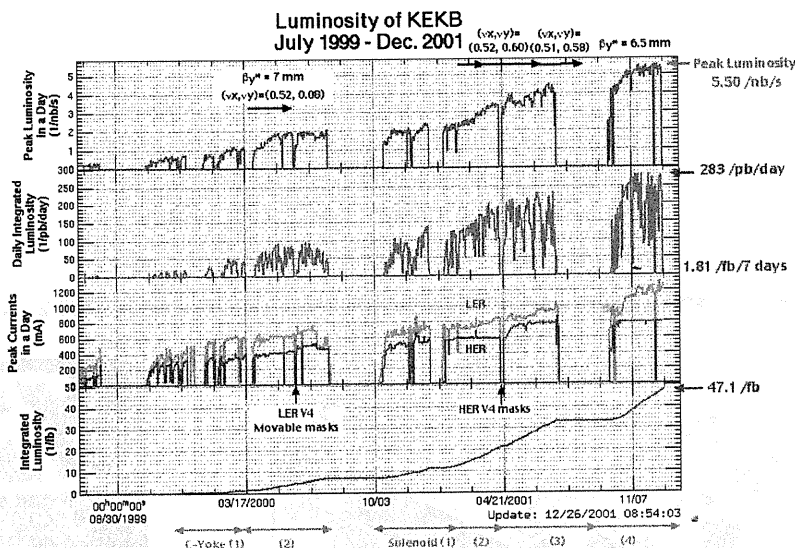


図 2.5: KEKB 加速器のルミノシティ

2.4 Belle 検出器

CP 対称性の破れを観測するためには、生成された B 中間子の運動量と崩壊するまでの飛行距離を精度良く測定し、崩壊時間の分布を得なければならない。そのためには重要な崩壊モードをできるだけ高い検出効率で測定する必要があり、測定器には以下のことが要求される。

- B 中間子の崩壊点を平均崩壊長の 50% よりも良い精度 ($< 70\mu\text{m}$) で測定する。
- π^\pm , K^\pm など多岐に及ぶ終状態粒子を正しく判別すること (親粒子が B か \bar{B} かを同定するため)。
- γ など電荷を持たない粒子を伴う B 中間子の崩壊を測定するための高性能カロリメーターがあること。
- 効率良く事象を選別して取り込むためのトリガーと高速のデータ収集システムがあること。

KEK Bファクトリー実験ための粒子検出器 Belle の全体図を図 2.6 に示す。Belle 検出器は、電子・陽電子衝突で生成される B 中間子対の崩壊粒子を測定する検出器である。生成された粒子は四方八方に飛散するため、検出器はビームパイプを取り囲むように円筒型に設置されている。また非対称エネルギーによる衝突であるため、エネルギーの高い電子ビーム方向に大きな立体角を持つような、非対称な形状をしている。検出器の内側から説明する。

1. Silicon Vertex 検出器 (SVD)

B 中間子の崩壊点 (vertex) を検出する。SVD は複数の両面読み出しの Si ストリップ検出器 (DSSD) から構成される。DSSD は高抵抗率の n 型シリコンウェハの両面に p 型半導体と n 型半導体のストリップ電極が貼りつけられたものである。荷電粒子が DSSD を通過するとシリコンウェハ内で電離が起こる。逆バイアスを印加しておくで電離で生じた正孔は p ストリップ、電子は n ストリップに集められ、通過位置を検出できる。DSSD 1 枚の位置測定精度は $10\mu\text{m}$ 以下であり、これでビームパイプの周囲を

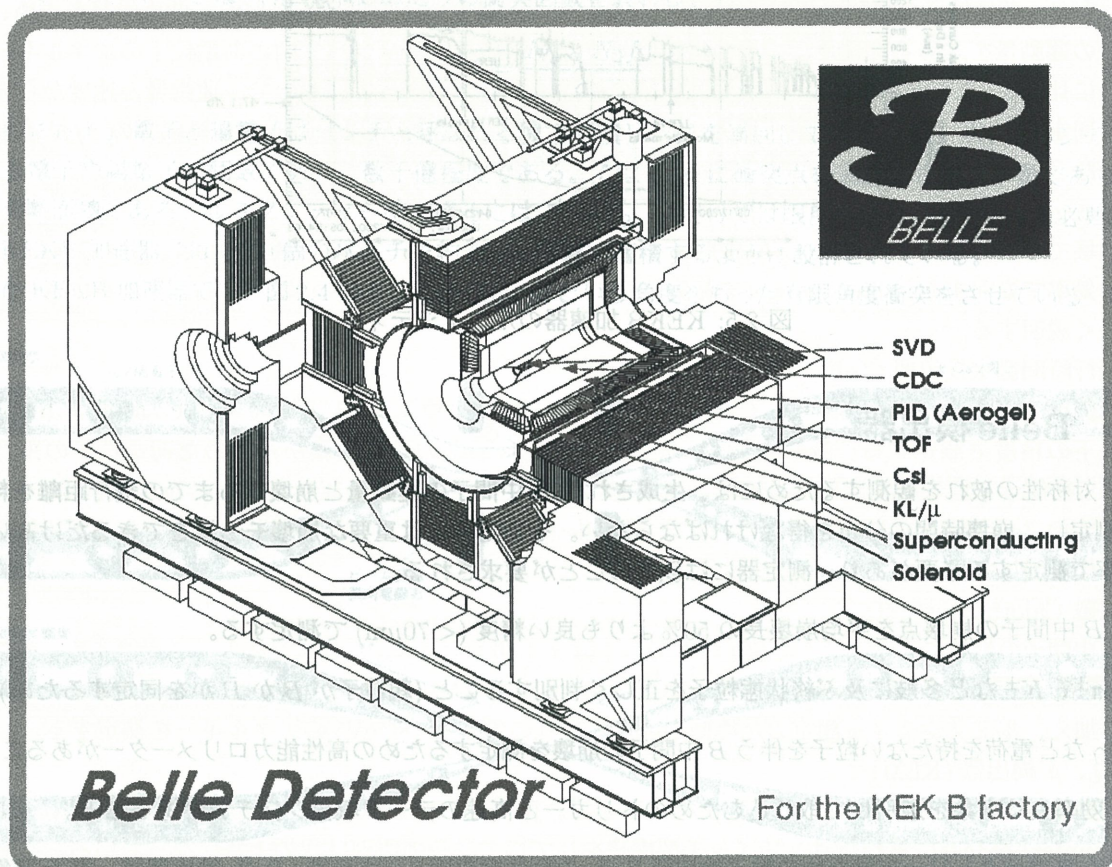


図 2.6: Belle 検出器の断面図

3層構造(8枚、10枚、14枚)で覆う。検出された飛跡を逆にたどることで B 中間子の崩壊点を $80\mu\text{m}$ 以下の精度で測定する。

2. Central Drift Chamber(CDC)

荷電粒子がガス中を通過するとその付近のガス原子がイオン化される。ガス中に陽極線を張り高電圧をかけて電場を形成すると、イオン化で生じた電子を陽極線に向かって飛行(ドリフト)させられる。ドリフトしてきた電子は陽極線近傍の高電圧でさらにガス原子をイオン化して増幅(ガス増幅)され、これを信号として検出する。ドリフト時間を測定すると、陽極線と荷電粒子が通過した位置の距離がわかり、荷電粒子の飛跡を測定できる。1.5Teslaの磁場中での荷電粒子の飛跡から曲率半径を求め、粒子の運動量を求める。また、一本の飛跡に対する総電荷量はチャンパー内の荷電粒子のエネルギー損失に比例している。エネルギー損失は粒子の速さによって決まっているので、運動量と速度から粒子を同定できる。このエネルギー損失法 (dE/dx) により $0.8\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域での π/K 識別も行なう。

3. Aerogel Čerenkov 検出器 (ACC)

崩壊で生成される π 中間子と K 中間子を $1.0\text{GeV}/c \sim 3.5\text{GeV}/c$ の高運動量領域において 90% 以上の効率で識別する。silica aerogel を輻射体とする閾値型のČerenkov 検出器である。第3章でさらに詳しく説明する。

4. 飛行時間測定検出器 (ToF)

衝突点で生成された粒子がプラスチックシンチレーションカウンターに到達するまでの時間を 100psec 以下の精度で測定する。ToF で測定した時間情報と CDC の飛跡情報から求めた荷電粒子の飛行距離 l を使って粒子の速度 β が求められる。速度 β と CDC で求めた運動量 p から粒子の質量を求め、 $1.2\text{GeV}/c$ 以下の π/K 識別を行なう。また Belle 検出器内での反応発生時刻を与えるタイミング信号を作り出している。

5. 電磁 Calorimeter(CsI)

B 中間子の崩壊によってできた粒子の3分の1は π 中間子であり、これは2個の γ に崩壊する。そこで γ や電子が物質にあたって起こす電磁シャワーを検出し、 B 中間子から生成される $\gamma(20\text{MeV} \sim 3\text{GeV})$ に加え、ルミノシティー測定のために Bhabha 散乱の電子 ($\sim 8\text{GeV}$) のエネルギーを測定する。

6. K_L , μ 検出器 (KLM)

運動量 $600\text{MeV}/c$ 以上の K_L 及び μ を検出する。KLM は吸収帯の鉄と飛跡検出部 (Resistive Plate Counter) を交互に重ねたサンドイッチ型構造をしていて、その原理は次のようになっている。平行に配置された高抵抗極間にガスを流し高電圧をかけておく。荷電粒子がガス中を通過すると電子雪崩が発生し、極板の外側に設置された陰極基盤に誘導電荷があらわれる。これを信号として読み出している。 K_L は CsI、ソレノイドコイル、KLM で反応し、ハドロンシャワーを起こすのでこれを観測し、検出する。また μ は KLM 中を深部まで通過することによって検出する。

2.5 Belle 検出器における粒子識別の方法

一般に粒子の識別はその質量 m を測定することによって達成される。質量 m は運動量 p と速度 β を用いて、

$$m = p \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \quad (2.7)$$

と表わされる。運動量 $P \text{ GeV}/c$ は CDC で測定された飛跡の曲率半径 $\rho \text{ m}$ と磁束密度 $B \text{ Tesla}$ を用いて、

$$P = 0.3\rho B \tag{2.8}$$

で与えられる。従って速度 β がわかれば質量 m を求めることができる。以下に速度 β を求める方法を2つ挙げる。

- エネルギー損失法 (dE/dx 法)

荷電粒子が電離損失により物質中で失うエネルギーは、単位長さあたり

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left\{ \ln \left(\frac{\sqrt{2m_e\beta^2\gamma^2 T_{\max}}}{I} \right) - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta}{2} \right\} \tag{2.9}$$

のように表わされ、これを測定することにより速度 β の情報が得られる。ここで K は比例定数 ($0.307 \text{ MeVg}^{-1} \text{ cm}^2$)、 z は粒子の電荷数、 Z は媒質の原子番号、 A は媒質の質量数、 I は電離に要する平均エネルギー、 T_{\max} は自由電子に与えられる最大運動エネルギー、最後の項 $\delta/2$ は密度効果による補正項を表わす。図 2.7 に粒子の運動量に対する CDC のエネルギー分解能を示す。Belle 検出器では、エネルギー分解能が $\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = 5\%$ である CDC 内での電離損失を測定することにより、低運動量領域 ($P < 0.8 \text{ GeV}/c$) での π/K 識別を行なう。

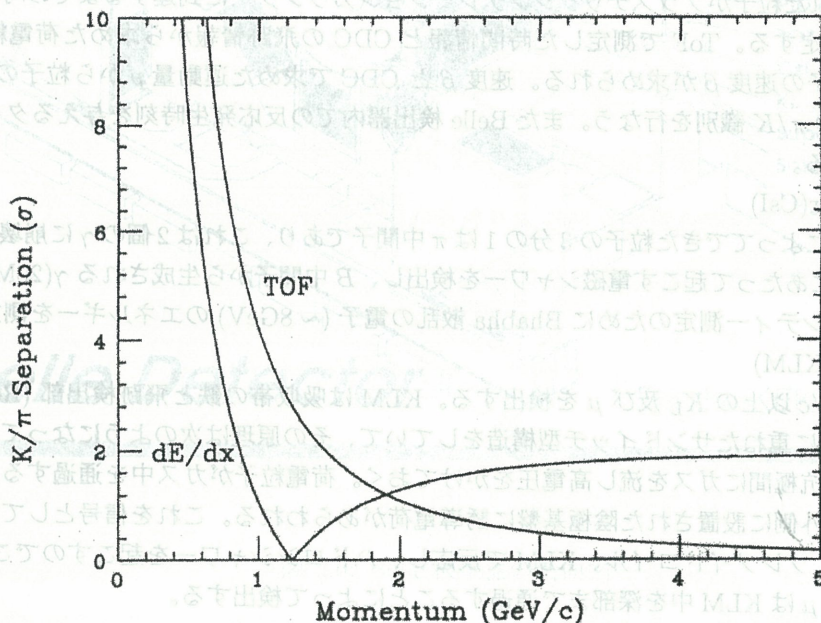


図 2.7: dE/dx と ToF による π/K 分離性能

- 飛行時間測定法 (ToF)

荷電粒子が距離 l のシンチレーション間を通過する際の飛行時間 (ToF) を測定することにより、速度

β が求められる。即ち速度 β は、

$$\beta = \frac{l}{\text{ToF}} \quad (2.10)$$

の様に表わされる。Belle 検出器では、衝突点から $l = 1.2\text{m}$ の位置にシンチレータが置かれる。 π と K の粒子識別を行なうには、2 粒子の時間差を求める必要があるが、Belle ToF の時間分解能は 100psec 程度なので、カバーする運動量領域は図 2.7 のように $1.2\text{GeV}/c$ 程度までになる。

2 種類の粒子識別法について述べたが、これらの方法では運動量 $1.2\text{GeV}/c$ 以上の領域で π/K を識別できない。先に述べた $B \rightarrow \pi^+\pi^-$ や $B \rightarrow DK$ といった崩壊モードを調べるために、このような高運動量領域をカバーする粒子識別装置が必要なのである。それを行なうのが、silica aerogel を輻射体とした Čerenkov 検出器である。第 3 章で Belle Aerogel Čerenkov 検出器について詳述する。

第3章 Belle Aerogel Čerenkov 検出器

3.1 Čerenkov 検出器

荷電粒子が屈折率 n の透明な物質中を通過するとき、速さ β が物質中の光速 $1/n$ を越えるとČerenkov 光と呼ばれる光が輻射される。Čerenkov 光の波面は図 3.1 に示すように指向性をもっており、荷電粒子の通過線上から発生する球状 Huygens 波面として形成される。粒子の進行方向に対するČerenkov 角 θ_C 、発

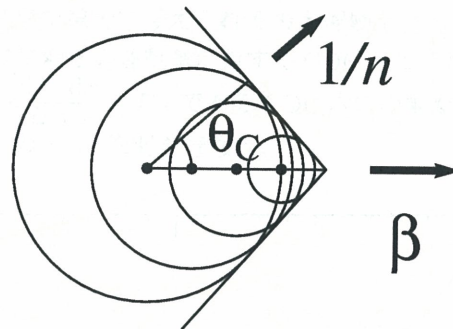


図 3.1: Čerenkov 光

生する光子の個数 N 、さらに質量 m の粒子がČerenkov 光を輻射するための閾値運動量 p_{th} は、それぞれ式 (3.1)、(3.2)、(3.3) で表わされる。

$$\theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

$$N = 2\pi\alpha l \int_{\lambda_1}^{\lambda^2} \frac{\sin^2 \theta_C}{\lambda^2} d\lambda \quad (3.2)$$

$$p_{th} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.3)$$

ここで、 α は微細構造定数、 l は輻射体中を粒子が通過した距離、 λ は光子の波長 (nm) である。

Čerenkov 光を用いて粒子を識別するには、光が輻射されたかどうかを判別する方法と、輻射された角度を測定する方法がある。前者は、適切な屈折率の輻射体を設置することで、識別したい粒子が通過したときだけČerenkov 光が輻射される (或いは、輻射されない) ようにする。そのような粒子の速さは $\beta > 1/n$ (或いは、 $\beta < 1/n$) を満たすので、他と識別できる。この方法は、識別できる運動量領域が制限される。後者は、Čerenkov 角を測定することで粒子の速さを直接導出する。一般的に、こちらの方法が優れているが技術的には難しい。Belle 検出器では、測定器の技術が既に確立していて物質量を抑えられ取り扱いが容易な

前者 (閾値型 Čerenkov 検出器) として設計されているが、現在の粒子識別には閾値ではなく、後に述べる likelihood 法を用いている。

3.2 Belle ACC

Belle 検出器で粒子識別を行なう Aerogel Čerenkov 検出器 (ACC) は、閾値型 Čerenkov 検出器として設計されている。図 3.2 は粒子の閾値運動量と輻射体の屈折率の関係を、 π 中間子、 K 中間子、陽子に対して表わしたものである。輻射体として用いている物質は低屈折率の silica aerogel であり、光子検出器とし

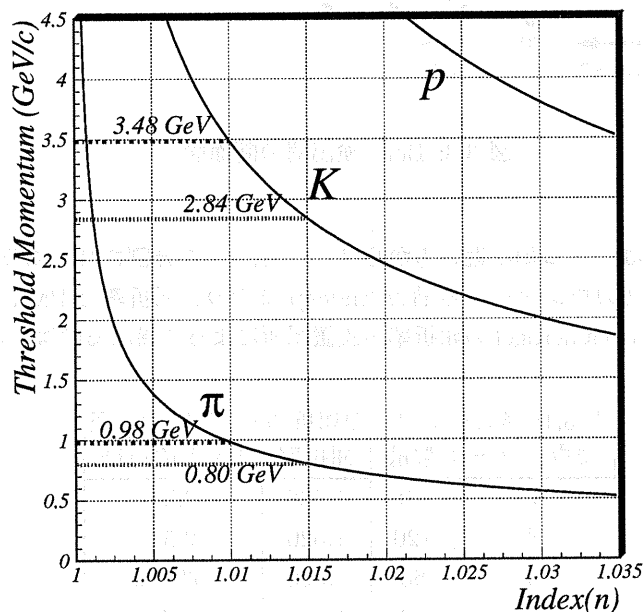


図 3.2: 閾値運動量と屈折率の関係

て Fine-Mesh 型の光電子増倍管 (PMT) を使用している。

3.2.1 構造

Belle ACC は、円筒型の Barrel 部分 (BACC) とドーナツ型の Endcap 部分 (EACC) から成る [12]。Endcap 部分は前方側 (z 軸正、即ち電子ビームの進行方向) だけに設置されている。図 3.3 は Belle 検出器をビーム軸を含む断面から見た側面図であり、Barrel 部分は CDC と ToF の間に設置されており、Endcap 部分は CsI の手前に設置されている。Barrel 部分の内径は 885mm、外径は 1165mm であり、周方向に 60 分割されている。各 Cell には図 3.3 の断面図のように 16 個のカウンターが設置されており、屈折率や PMT の口径の違いによって前方側から順に A~I タイプまで 9 種類に分類されている。Endcap 部分は周方向に 12 分割されている。各 Cell は図 3.3 の断面図のようにビーム軸を中心とする同心円状に Layer と呼ばれる 5

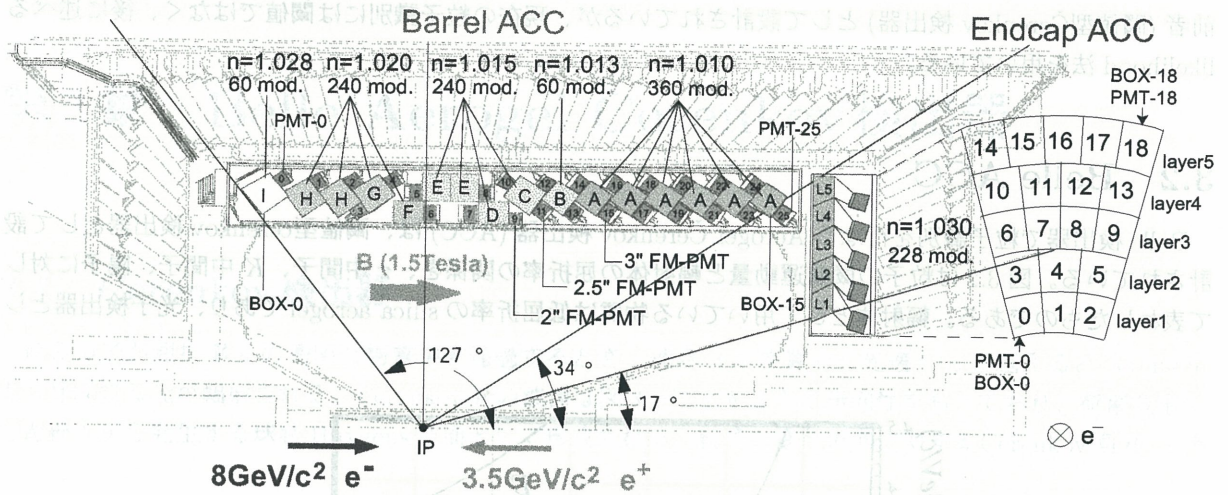


図 3.3: Belle 検出器の断面図

層に分割され、さらに各層はビーム軸に近い方から 3、3、4、4、5 分割されており、屈折率と PMT の口径は全て同じである。後方 I カウンターから前方 Endcap までの、屈折率と PMT の口径を表 3.1 に表わす。Barrel 部分で使用する silica aerogel の屈折率が設置場所によって異なるのは、 $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ モードで生

表 3.1: 各カウンターの屈折率と PMT の口径

カウンター	数量	屈折率	PMT の口径
I	60	1.028	2.5"
H	120	1.020	2.5"
G	60	1.020	2.5" + 2"
F	60	1.020	3"
E	120	1.015	3"
D	60	1.015	3" + 2"
C	60	1.015	2.5" × 2"
B	60	1.013	2.5" × 2"
A	360	1.010	3" × 2"
Fw	228	1.030	3"

成される π 中間子の運動量が図 3.4 のように θ (polar angle) 方向によって異なるためである。また、前方に設置されているにも関わらず Endcap 部分の屈折率が高いのは、ToF を設置できない前方部分でフレーバータギングを行なうためである。

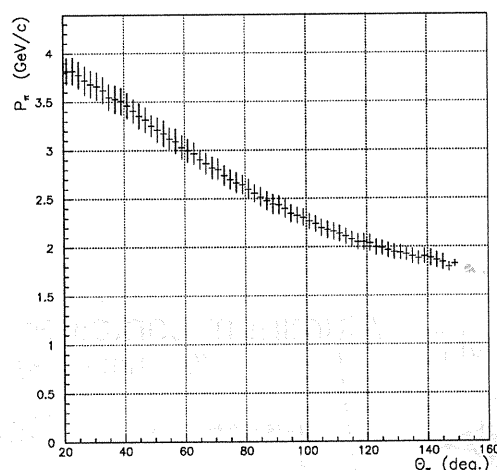


図 3.4: $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊による π 中間子の運動量と実験室系の角度

3.2.2 カウンターボックス

Barrel 部分で使用しているカウンターの構造を図 3.5 に示す。ボックスの材質はアルミニウムで、厚さ 0.2mm の板を加工して作られている。内壁は、輻射された Čerenkov 光を反射させて効率良く PMT に導けるように厚さ $250\mu\text{m}$ の乱反射材 goretex で覆われている。goretex は発砲テフロン的一种でシンチレーション物質である。Čerenkov 光の波長領域で高い反射率をもつため、Čerenkov 光を効率良く PMT に導くために goretex が採用されている。

このボックスの中に厚さ約 24mm の silica aerogel がカウンターの種類に応じて 4 ~ 6 枚挿入されている。そして、ビーム衝突点 (IP) から見てボックス側面には FM-PMT が 1 本もしくは 2 本取り付けられている。取り付ける本数と口径は Čerenkov 光の光量に応じて決めてある。

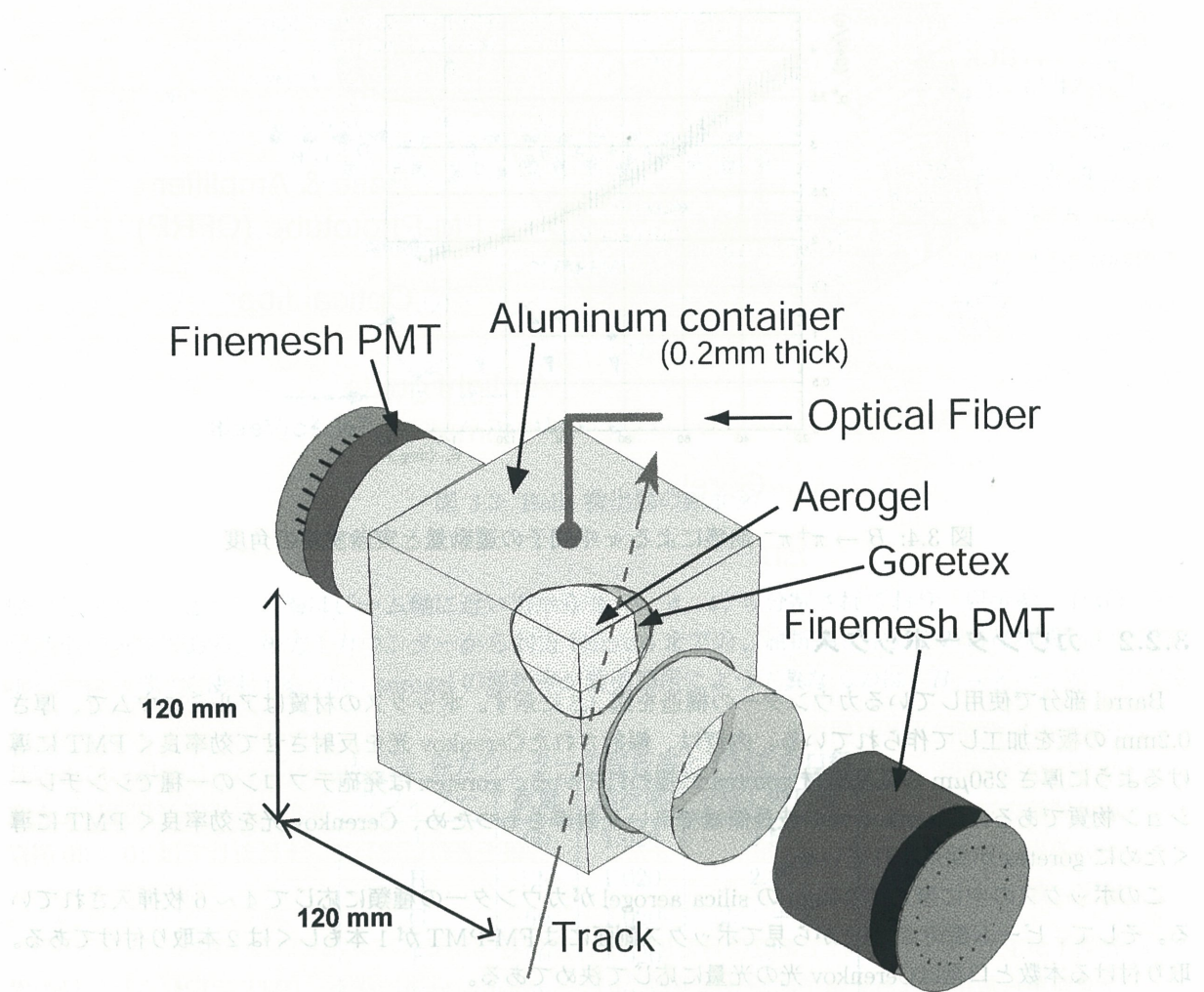
Endcap 部分のカウンターの構造を図 3.6 に示す。ボックスの素材は炭素繊維強化プラスチック (CFRP) であり、内壁は Barrel 部分と同じく goretex で覆われている。PMT はボックスの側面ではなく後方に取り付けてある。但し、PMT のガラス面を粒子が通過してしまうと大量の Čerenkov 光が発生してしまい粒子を識別できなくなるので、air light guide を介して PMT を取り付けられている。

3.2.3 データ収集

Belle ACC のデータ収集の概要を示す。

- 荷電粒子が silica aerogel を通過する

このときの輻射体の屈折率から、各粒子の種類ごとに Čerenkov 光を輻射する閾値運動量が決まる。粒子がこの閾値以上の運動量で輻射体を通過したときには Čerenkov 光が輻射される。Čerenkov 光の光量が粒子の種類の情報を表わしている。



Barrel ACC Module

図 3.5: Barrel 部分のカウンターボックス

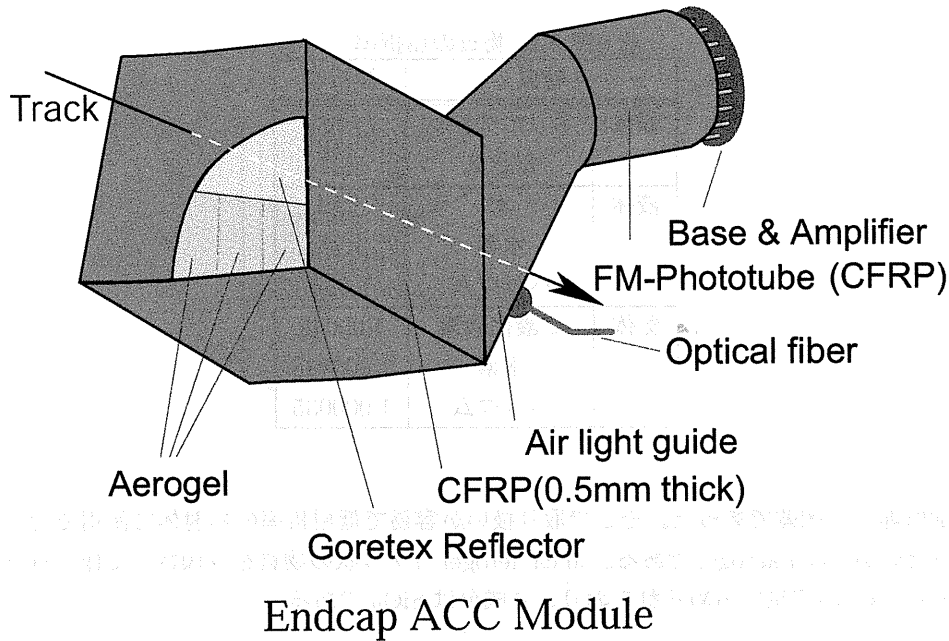


図 3.6: Endcap 部分のカウンターボックス

- PMT の光電面に光子が到達して光電子が放出される
通常は K が通過したときには Čerenkov 光は放射されず、光電子は放出されない。しかし、 K の運動量が閾値を越えるほど大きい場合やバックグラウンドの影響によって、光電面に光子が到達して光電子が放出されることがある。光電子数が全光子数の情報を表わしていて、 π に対しては 10 ~ 30 個程度で、 K に対しては殆ど 0 個である。
- 光電子が PMT で増幅されて電気信号として出力される
光電面から放出される光電子の個数は整数なので、Poisson 分布に従う。PMT で増幅された後の電気信号の大きさは Poisson 分布が広がったものになる。
- アナログ電気信号の電荷量情報がパルス信号の時間情報に変換される
- パルス信号の時間情報がデジタル信号に変換されて、raw データとしてテープに記録される

この raw データを校正して光電子数を求め、さらに光電子数の情報を再構成して粒子識別の情報を得る。

3.3 silica aerogel

KEK B ファクトリー実験では、高運動量領域での π/K 識別が重要であり、そのための Čerenkov 検出器の輻射体として低屈折率の物質が必要になる。今回、要求されている識別を行なうには屈折率 $n = 1.010 \sim 1.030$ の物質が必要である。従来は、これだけの低屈折率の物質は固体としては存在せず、表 3.2 に示すように液体水素や高圧ガスを使用していた。しかし、これらの物質は取り扱いが面倒で危険なため、高運動量領

表 3.2: 物質の屈折率

物質		屈折率
個体	ポリエチレン	1.58
	ガラス	1.47
液体	水	1.33
	水素	1.11
	ヘリウム	1.024
気体	二酸化炭素	1.00045
	水素	1.000138
	ヘリウム	1.000035

域の粒子識別は非常に困難であった。そこで取り扱いが容易で低屈折率の輻射体に使用できる物質として近年注目されたのが silica aerogel である。silica aerogel はゲル状の物質を乾燥させて作られる多孔質の固体で体積の 90% 以上が空気では占められており、主成分は SiO_2 である。

3.4 Fine-Mesh 型光電子増倍管

非常に微弱な光の個数を検出するために、通常は光電子増倍管 (PMT) を用いる。一般的に使用されている PMT は Line-Focus 型と呼ばれる PMT であり、その構造を図 3.7 に示す。

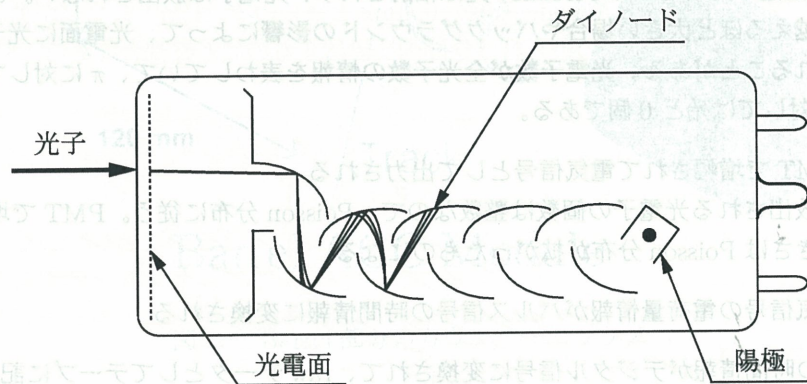


図 3.7: Line-Focus 型 PMT の断面図

PMT の光電面に光子が到達すると、光電効果で光電子が放出されて dynode に向かう。数段の dynode で電子を増幅し、陽極から電気信号として出力される。Line-Focus 型 PMT は無磁場中での電子の軌道に合わせて dynode の位置が決まっている。従って磁場中では増幅される電子の軌道がずれて dynode に到達できないので使えない。

磁場中でも使えるように改良したのが Fine-Mesh 型 PMT であり、その構造を図 3.8 に示す。Line-Focus

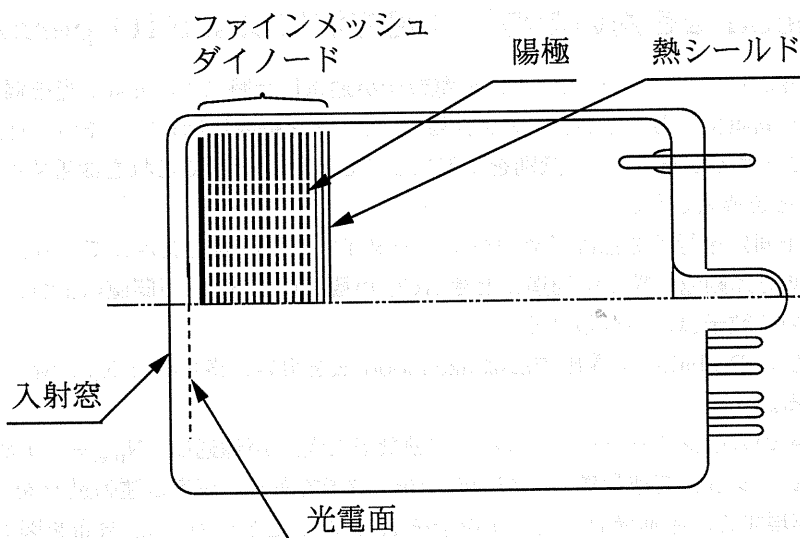


図 3.8: Fine-Mesh 型 PMT の断面図

型と決定的に異なるのは dynode の構造である。Fine-Mesh 型 PMT の dynode はメッシュ状になっており、何枚もの dynode が非常に近接して層をなした構造をしている。この構造では、光電子や二次電子が dynode 間に生ずる平行電場により加速され、また磁場により電子が軌道を曲げられても次段の dynode のどこかに当たれば増幅されるので、PMT の管軸方向への磁場に対して影響を受けにくく、高磁場中での正常な動作を可能にしている。また、dynode 間隔が 0.8mm と狭いので、PMT の全長が非常に短くなりコンパクトになっている。Belle 検出器の限られた空間内に設置するのも好都合である。Fine-Mesh dynode の模式図を図 3.9 に示す。

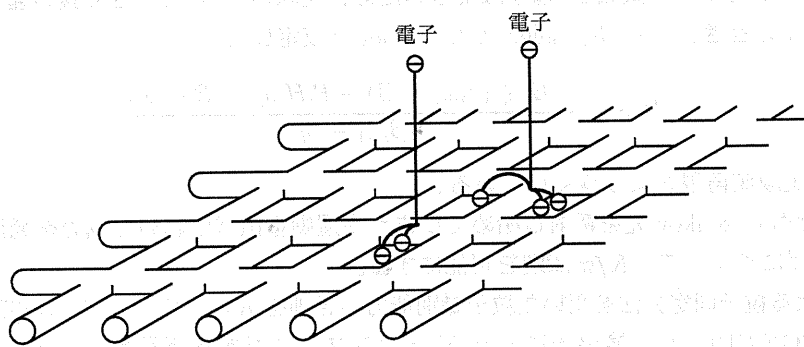


図 3.9: Fine-Mesh dynode の模式図

3.5 likelihood 法を用いた粒子同定方法による KID performance

ACC の粒子識別はカウンターモジュールに荷電粒子が通過した時に Čerenkov 光を輻射したか、しないかで粒子同定を行う閾値型であったが、この方法は K でも光を輻射し始めてしまう高運動量領域において Efficiency を急激に下げたしまい π/K 識別を不能にしてしまう。そこでこれを改善すべく ACC に新しい probability 算出方法を導入した。

閾値を用いて粒子同定を行う方法は予めカウンタータイプ別に閾値を設定してあり、あるカウンタータイプモジュールをある運動量で粒子が通過しとき ACC が観測した $N_{p.e.}$ が閾値以上か、それ以下か、についての情報に基づいて粒子識別が行われる。

これに対して新しい Probability 算出方法は likelihood 法を用い、得られる $N_{p.e.}$ 情報を閾値型粒子同定方法以上に活用する。

例えば、屈折率 A のカウンターモジュールに、運動量 P で粒子が通過し、 $N_{p.e.}=C$ が測定されたとする。

まず MC シミュレーションで運動量 P を持つ粒子を i 粒子であると仮定し運動量 P を i 粒子の速さ β_i に変換して $N_{p.e.}$ を再現する。運動量 P をもつ i 粒子を K/π としたときの $N_{p.e.}$ 分布を図 3.10 に示す。 K/π の $N_{p.e.}$ 分布において $N_{p.e.}=C$ となる pulse height をそれぞれ $P.H._K$ 、 $P.H._\pi$ としたとき

$$Prob(K) = \frac{P.H._K}{P.H._K + P.H._\pi} \quad (3.4)$$

$$Prob(\pi) = \frac{P.H._\pi}{P.H._K + P.H._\pi} \quad (3.5)$$

として probability を算出する。ここで、 $P.H._{(粒子)}$ は MC シミュレーションによる $P.H._{(粒子)}$ 全量域の面積で規格化されている (例えば、図 3.10 の π 分布の全面積)。実際に用いる MC シミュレーションはカウンタータイプ別に 10 種類 (Barrel ACC カウンタータイプ別に 9 種類、Endcap ACC で 1 種類)、粒子の速さ β は 1.0~10.0 までを 20 領域に、 $N_{p.e.}$ を 0~100 まで 0.5 photo electron 毎 200 分割している。40000 の $P.H.$ データを用いているが、 β 領域 20 種類は荒らいため、実際の $P.H.$ と大きく食い違う場合がある。そこで $\beta_i < B < \beta_{i+1}$ のとき、 $\beta_i \sim \beta_{i+1}$ 間の $P.H.$ を liner と仮定して

$$P.H._B = \frac{P.H._{\beta_i} \cdot (\beta_{i+1} - B) + P.H._{\beta_{i+1}} \cdot (B - \beta_i)}{\beta_{i+1} - \beta_i} \quad (3.6)$$

と補正し、MC の実験値再現をより良くしている。

この方法は K でも Čerenkov 光を輻射し始めてしまう高運動量領域において威力を発揮し、その領域でも Efficiency を下げにくくして、 K/π 識別を可能にする。

likelihood 法による粒子同定方法を用いた粒子識別能力の評価を K/π サンプルを用いて行った。図 3.11、図 3.12 は ACC·TOF·CDC の 3 検出器による K/π サンプルに対する運動量 vs $Prob(K)$ 分布を示し、図 3.13、図 3.14 は ACC による K/π サンプルに対する運動量 vs $Prob(K)$ 分布を示す。そして、それらの Probability 軸への射影を MC シミュレーションとともに図 3.15、図 3.16 に示す。

K efficiency と π fake rate の詳しい評価については第 4 章で行う。

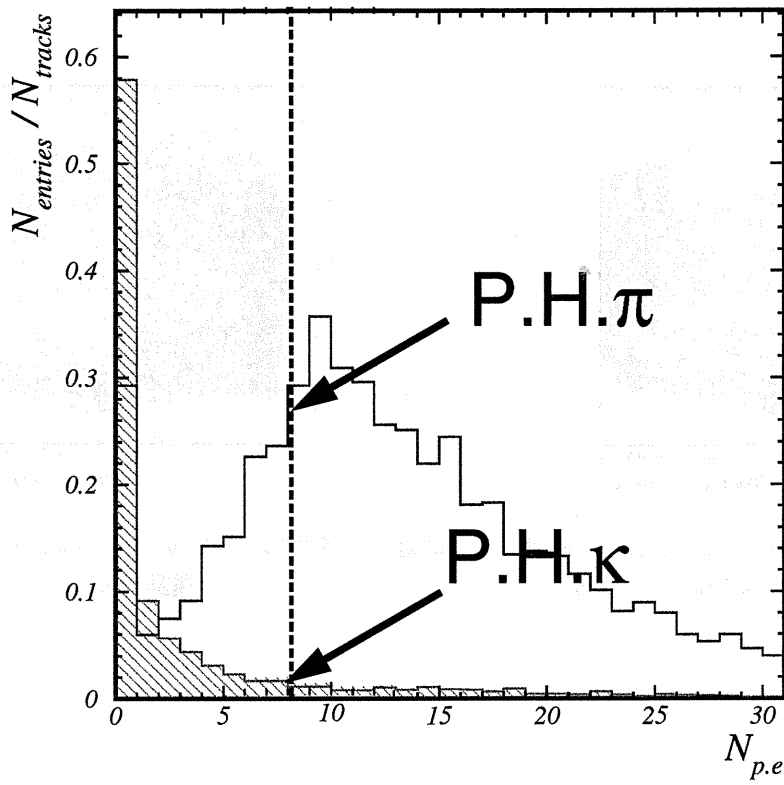


図 3.10: MC による K/π pulse height

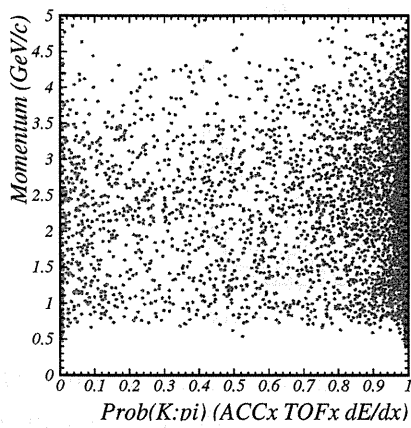


図 3.11: ACC の likelihood 法による K サンプルに対する運動量 vs Prob(K) 分布

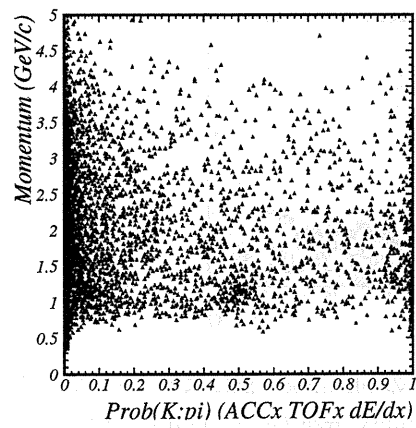


図 3.12: ACC の likelihood 法による π サンプルに対する運動量 vs Prob(π) 分布

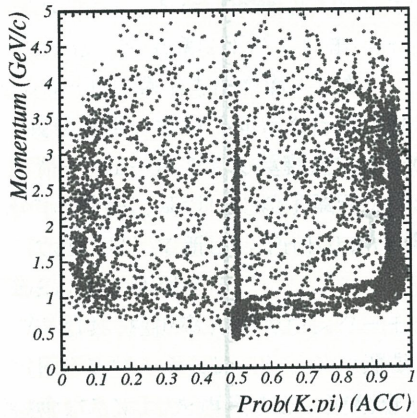


図 3.13: ACC の likelihood 法による K サンプルに対する ACC の運動量 vs $\text{Prob}(K)$ 分布

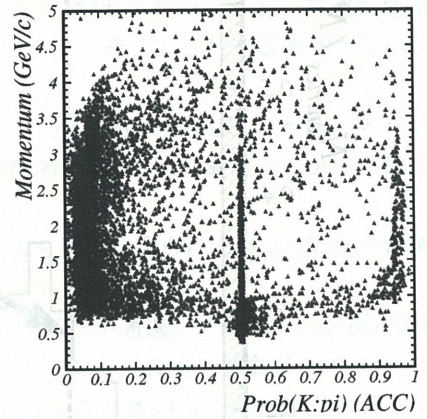


図 3.14: ACC の likelihood 法による π サンプルに対する ACC の運動量 vs $\text{Prob}(\pi)$ 分布

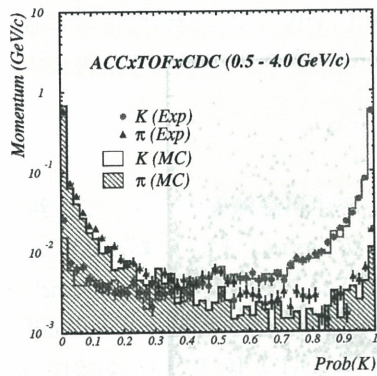


図 3.15: ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する Probability 分布 ($\text{ACC} \cdot \text{TOF} \cdot dE/dx$)

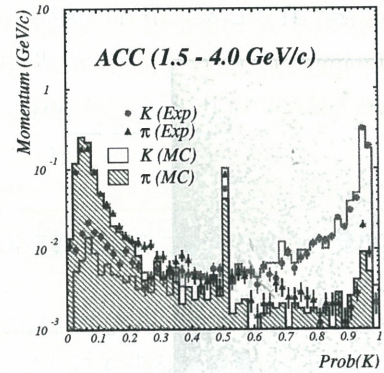


図 3.16: ACC の likelihood 法による K/π サンプルに対する ACC の Probability 分布 ($\text{ACC} \cdot \text{TOF} \cdot dE/dx$)

第4章 Monte Carloシミュレータの調整

Belle 実験の物理解析を行なうときや検出器を校正するときに、Monte Carlo(MC)シミュレータの情報を参考にする。また MC データが実験データを再現できているということは、検出器に対する理解が十分できているということであり、検出器が提供する情報やそれを元に行なった解析結果も信頼できるようになる。逆に、MCシミュレータが不完全でそのデータが実験データを再現できていない場合は、MCシミュレータを改善する。解析結果の信頼性を高めるために Monte Carlo(MC)シミュレータの精度をあげることは重要である。これまでの ACC の検出器シミュレータに基づく MC データの K 中間子に対する同定効率 (K efficiency) が実験データよりも上回っている。一方、 π 中間子に対する π fake rate では大きな食い違いがみられない。 π fake rate とは、 π 中間子トラックを誤って K 中間子と判断してしまう確率である。

この章では、Belle ACC の K 識別能力における実験と MC の不一致の原因について述べる。

4.1 π/K 識別

Belle ACC の大きな役割は高運動量領域での π/K 識別にあるということは 3 章で述べた。この識別能力を評価する指標に K 中間子に対する同定効率 (K efficiency) がある。 K efficiency とは、生成された K 中間子がどれだけの割合で正しく K 中間子と識別されたかを示す。MC の場合、発生させる K 中間子の数は既知の値であり、それに対し検出器の構成を考慮に入れたシミュレーションを行い、観測された K 中間子の数を発生させた K 中間子の数で割れば K efficiency を得ることができる。しかし、実験データを解析する場合は生成された K の値を知ることは簡単にはいかない。これについては 4.3 において後述する。MC を改良する前の運動量 $1.0 \sim 4.0 \text{ GeV}/c$ の範囲における K efficiency と π fake rate を表 4.1 に表わす。 K efficiency の評価方法については、[16] を参照して頂きたい。

表 4.1: MC データと実験データに対する K efficiency および π fake rate

運動量: $1.0 \sim 4.0 \text{ GeV}/c$	MC データ	実験データ
K efficiency	$80.7 \pm 0.5\%$	$73.1 \pm 0.3\%$
π fake rate	$3.8 \pm 0.8\%$	$5.8 \pm 0.6\%$

Belle ACC を用いたときの、 K 中間子トラックサンプルに対する K 識別能力 (K efficiency) を図 4.1 に示す。

この図 4.1 は、上図が K efficiency の運動量依存性を示しており、下図が $\cos \theta$ に対するものを示している。上図からわかるように、高運動量領域 ($1.5 \text{ GeV}/c$ 以上) での MC データと実験データとに大きな開きがあることがわかる。先の研究 [15] より実験データと MC データとの食い違いの理由として ACC カウンターボックス内にある反射材の goretex からのシンチレーション光の影響が考慮されているが、これにさ

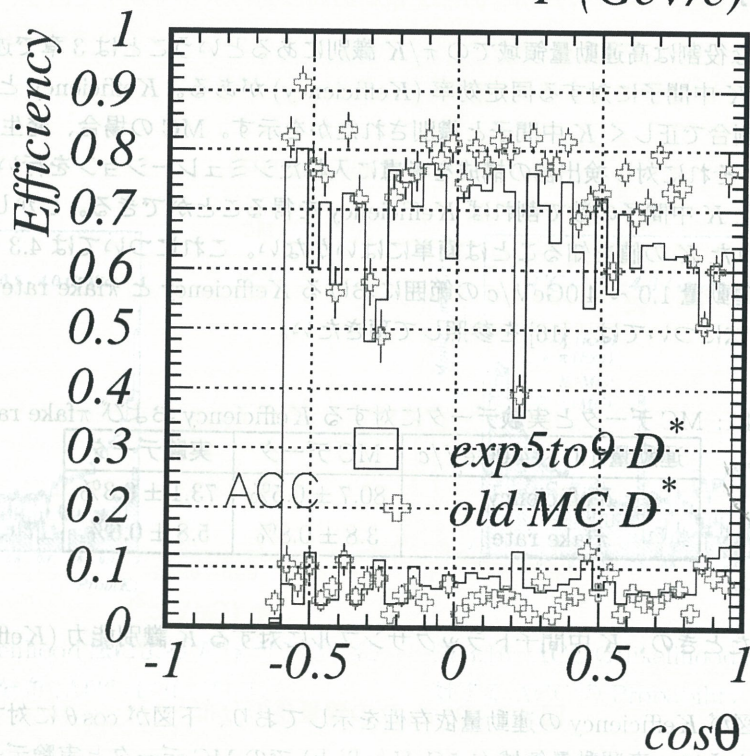
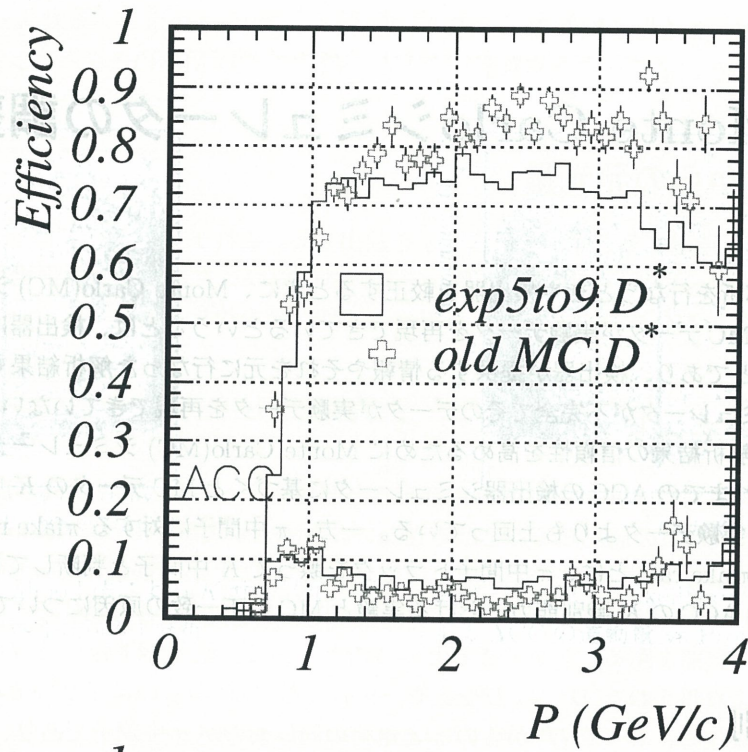


図 4.1: MC データと実験データに対する K efficiency および π fake rate

らに運動量依存性を加えることを試みる。

すべての運動量領域で MC データと実験データとが一致するよう MC のチューニングを行う。

4.2 乱反射材からの発光量

goretex は荷電粒子が通過すると僅かながら光子を放出する。これまでの MC では goretex から発光する光子数を A・B カウンターについては平均 3 個、それ以外のカウンターについては平均 2 個と決定しているが、ビーム衝突データと MC データとの比較を用いて適切な値を決定し直す。

4.3 D^* の崩壊モード

K 識別能力を評価するには、 K サンプルを用意する必要がある。実験により生成される K 中間子および π 中間子はその生成された真の値を知ることはできない。よって、実験データで K efficiency を評価するときには、 $D^{*+} \rightarrow D^0 (\rightarrow K^- \pi^+) \pi^+$ モードを用いる。これは、 D^{*+} から崩壊する π^+ の運動量が非常に小さいため、質量カットのみで $D^{*+} \rightarrow D^0 (\rightarrow K^- \pi^+) \pi^+$ モードのピークを確認することができる、つまり非常に高い効率で D^* を捕まえることができるということである。図 4.2 は D^{*+} と D^0 の質量差の分布を示している。これにより得られた $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ モードのうち、 D^0 からの粒子 2 つであるものを選ぶ。これは、電荷が正反対になる。よって D^* からの π と電荷の同じものが π 中間子であり、異なるものが K 中間子ということになる。これにより 96% 以上の純度で良質の K 中間子サンプルが用意できる。 K efficiency の評価はこれを用いて行う。

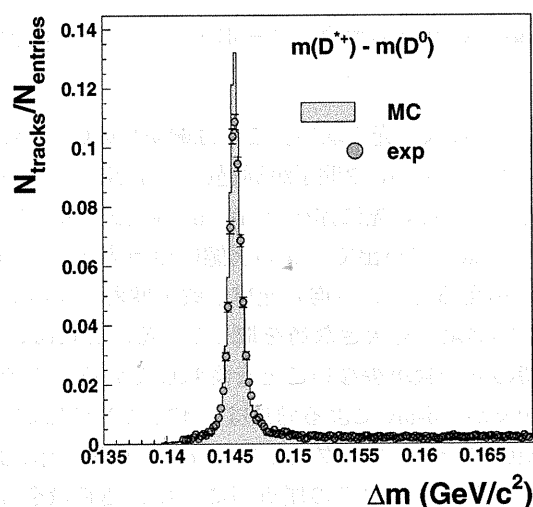


図 4.2: D^* と D の質量差の分布

図 4.2 の分布の平均値は $0.1456 \text{ GeV}/c^2$ であり標準偏差は $0.0014 \text{ GeV}/c^2$ である。この質量差の値に $0.1440 \text{ GeV}/c^2$ と $0.1470 \text{ GeV}/c^2$ でカットを施し、 K と π のサンプルとする。

4.4 tune の手法

4.4.1 光電子数

ACCによる π/K 識別については、3章で述べたように、光電子数の分布を用いている。図4.3は屈折率 $n=1.010$ のカウンターボックスにおける光電子数の分布を全体が1になるように規格化したものを運動量ごとに表したものである。左上図から右下図に向かって、運動量が高くなっている。 K 中間子がボックス

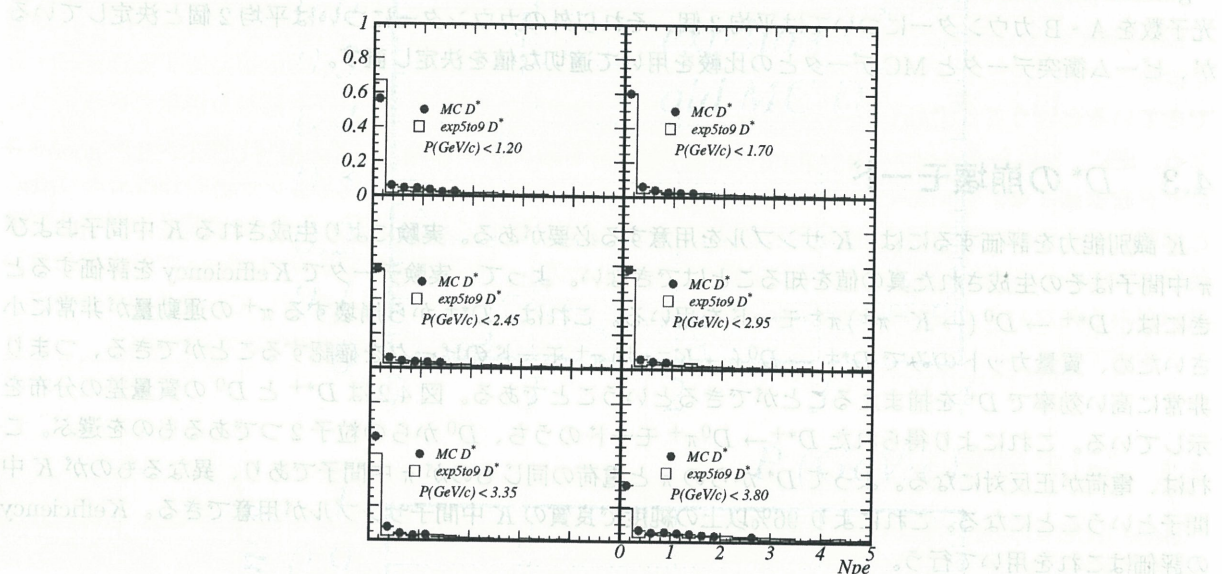


図 4.3: 屈折率 $n=1.010$ のカウンターボックスにおける光電子数分布

スを通しても、運動量が高くなければ、光らない。これは閾値型のČerenkov 検出器として設計されたため、どのカウンターボックスにおいても、 K 中間子が通過した場合には、Čerenkov 光は出ないような屈折率の Aerogel を使用しているためである。先に述べた likelihood 法を用いた識別により、閾値型より改善はなされている。図においてČerenkov 光が出ていない状態に相当するのが 0bin ($N_{pe} < 0.25$) である。運動量が高くなれば、Čerenkov 光が増えるため、平均の光電子数が増え、0bin の割合は下がる。が、図 4.3 を見ると、高運動量領域で MC が実験よりも大きな値を取っている。これは、光電子数の平均が実験よりも少ない、つまり、 K が通った時の光子数が少ないことを意味している。この事実は δ -lay では説明できない。 δ -lay は高運動量ほど多く出るが、 δ -lay による効果は、すでに MC に取り入れられてあるからである。

この問題を解決するために MC のチューニングとして、goretex の発光による光子数を 2~5 の範囲で変化させ、統計を揃えるためカウンターボックスの屈折率に対し、運動量を 4~6 の領域に分け光電子数の分布の 0bin を実験データにそろえた。表 4.2 にカウンターボックスの屈折率ごとの分けた領域数と、その範囲を示す。また、実験データの統計が少ない屈折率 $n=1.013$ は $n=1.010$ と、 $n=1.028$ および 1.030 は $n=1.020$ と同じ扱いにして作業を進めた。

表 4.2: 屈折率別の運動量領域の区分 Kefficiency

運動量の領域	0	1	2	3	4	5
n=1.010	0.65 ~ 1.20	1.20 ~ 1.70	1.70 ~ 2.45	2.45 ~ 2.95	2.95 ~ 3.35	3.35 ~ 3.80(GeV/c)
n=1.015	0.45 ~ 0.95	0.95 ~ 1.30	1.30 ~ 1.85	1.85 ~ 2.40	2.40 ~ 2.85	
n=1.020	0.35 ~ 0.90	0.90 ~ 1.30	1.30 ~ 1.95	1.95 ~ 2.35		

4.4.2 発光量の決定

先に述べた合計 15 のパターンについて、光電子数の分布の 0bin を縦軸、2~5 の範囲で変化させた goeretex からの発光量を横軸にとったものを図 4.4 に示す。左から順にカウンタボックスの屈折率 n=1.010、1.015、1.020 である。水平の直線は実験データの光電子数の 0bin の値を示している。この図をもとに、MC と実験データとの交点があるものについてはそのときの光子数を、交点が無いものについては、実験データとの距離が最小になるときの光子数を表 4.3 に示す。

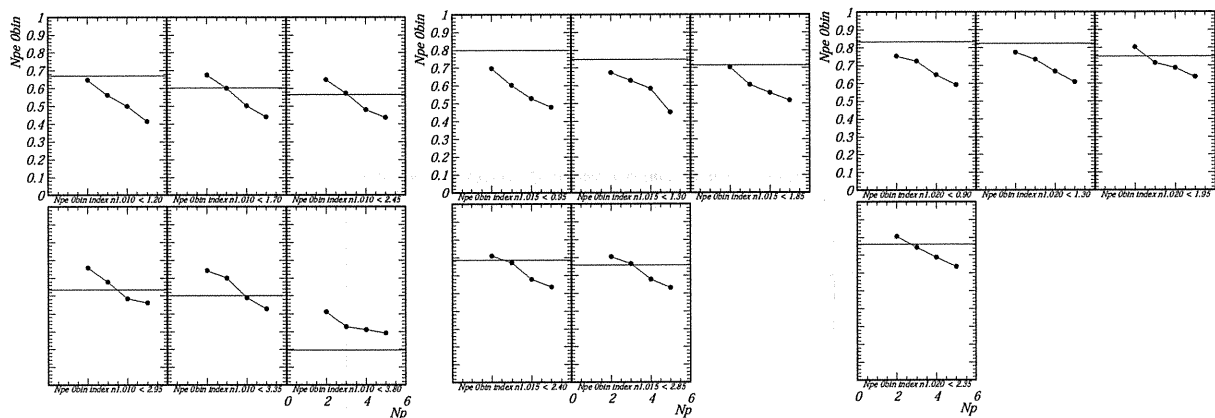


図 4.4: 各屈折率、運動量領域での光子数に対する光電子数の割合

goeretex からの発光量と運動量の依存性を図 4.5 に示す。

図 4.5 を用い、発光量を決定する。次にあげる、test1~test4 を試し、この中より決定する。

- test1 すべてのカウンタに対し
 - P < 0.6GeV/c は発光量 2.0
 - 0.6 < P < 1.5GeV/c は発光量 3.0
 - 1.5GeV/c < P は発光量 5.0
- test2 AB カウンタに対し
 - P < 0.6GeV/c は発光量 3.0
 - 0.6 < P < 1.5GeV/c は発光量 4.5
 - 1.5GeV/c < P は発光量 5.0 その他のカウンタは test1 と同じ。

表 4.3: 各屈折率、運動量領域での最適な光子数 $K_{efficiency}$

n=1.010	0.65 ~ 1.20 2.00	1.20 ~ 1.70 3.01	1.70 ~ 2.45 3.03	2.45 ~ 2.95 3.48	2.95 ~ 3.35 3.58	3.35 ~ 3.80(GeV/c) 5.00
n=1.015	0.45 ~ 0.95 2.00	0.95 ~ 1.30 2.00	1.30 ~ 1.85 2.00	1.85 ~ 2.40 2.40	2.40 ~ 2.85 3.01	
n=1.020	0.35 ~ 0.90 2.00	0.90 ~ 1.30 2.00	1.30 ~ 1.95 2.63	1.95 ~ 2.35 2.62		

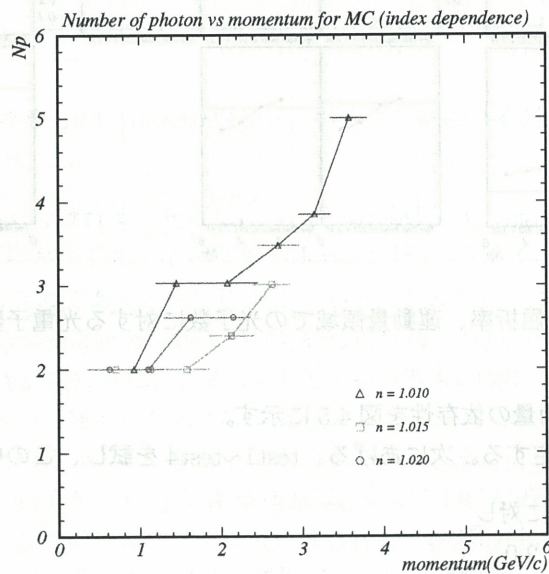


図 4.5: goretex からの発光量の運動量依存性

- test3 すべてのカウンタに対し
 $P < 1.0\text{GeV}/c$ は発光量 2.0
 $1.0\text{GeV}/c < P$ は $N_p = P + 1$
- test4 すべてのカウンタに対し
 $P < 1.0\text{GeV}/c$ は発光量 2.0
 $1.0\text{GeV}/c < P$ は $N_p = \frac{4}{3}P + \frac{2}{3}$

test1~test4 を図 4.6 に図示する。

4.5 結果

test1~test4 を用いた K efficiency および π fake rate の運動量依存性を図 4.7 に示す。

上図が運動量依存性、下図が角度依存性を示している。図 4.1 と比べると、いずれの場合も K efficiency および π fake rate が実験データに近づいていることがわかる。運動量 1.0 ~ 4.0 GeV/c の範囲における K efficiency と π fake rate を表 4.4 に表わす。

表 4.4: test1~test4 の MC データにおける K efficiency および π fake rate

運動量:1.0 ~ 4.0 GeV/c	K efficiency	π fake rate
test1	$75.3 \pm 0.8\%$	$6.2 \pm 1.4\%$
test2	$75.3 \pm 0.8\%$	$4.0 \pm 1.1\%$
test3	$79.0 \pm 0.7\%$	$3.1 \pm 1.0\%$
test4	$78.2 \pm 0.7\%$	$3.1 \pm 1.1\%$
実験データ	$73.1 \pm 0.3\%$	$5.8 \pm 0.5\%$

以上の解析から test1, test2 がよい一致を見せている。これを基に我々が採用したのが test2 である。これは、表 4.4 からではわからないが、図 4.7 において、test1 の K efficiency および π fake rate が運動量の低い領域でのずれが test2 より大きいためである。本来、シンチレーション光はエネルギー損失に比例する。この運動量による発行量の補正は、シンチレーション光ではなくチェレンコフ光によるところが大きいのではないかと思われる。この解析により、goretex から発光量は、かなり精度よく導入されている。が、いまだ、若干の実験データとのずれがあり、これはなにか新しい原因を考えるべきであると思われる。

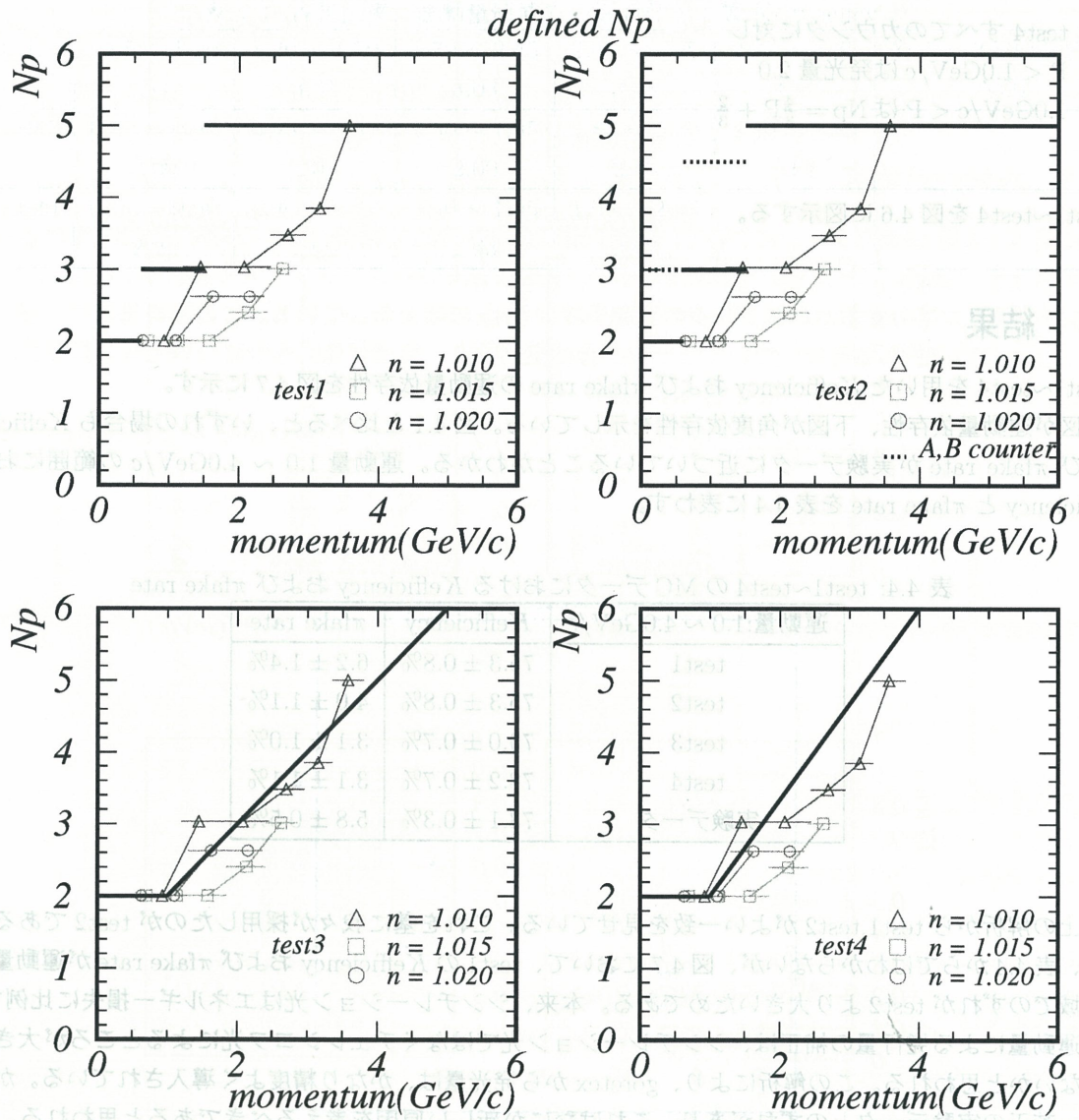


図 4.6: 発光量の候補

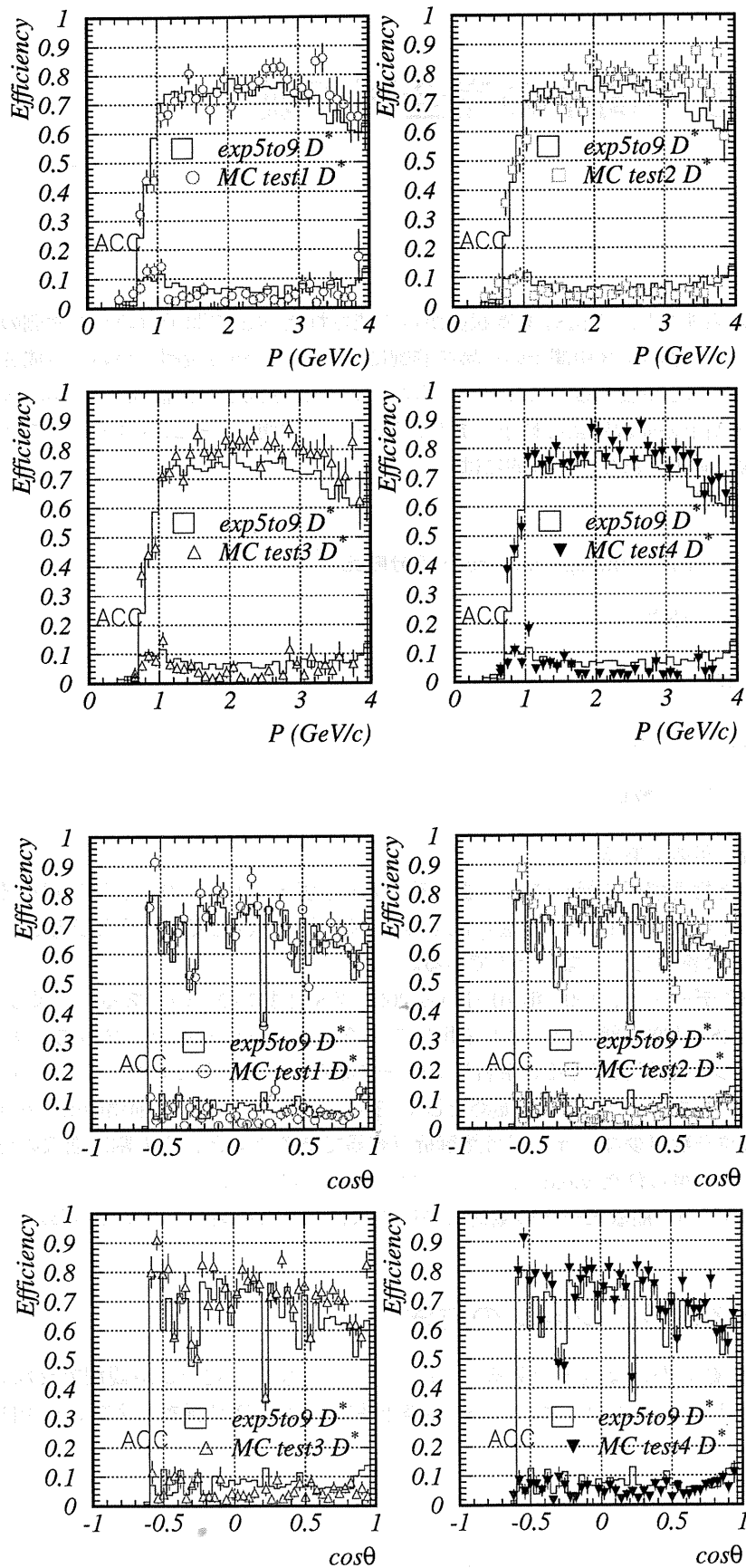


図 4.7: ACC における K efficiency および π fake rate

第5章 B中間子の完全再構成

5.1 概要

Belle 実験の物理解析では、 $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態から生成された $B\bar{B}$ 中間子対のうち片側の B 中間子を完全再構成したうえで、反対側の B 中間子の崩壊を詳細に調べることが今後興味深い。生成された $\Upsilon(4S)$ は 96% 以上の確率で $B\bar{B}$ へと崩壊する。ここでどちらか一方の B 中間子を再構成できればその事象の残りの粒子は対となる B 中間子の崩壊による粒子であり、単一の B 中間子ビームが得られたことと同様である。

この手法は非常に有用であり、具体的には物理解析においては

- B 中間子の inclusive semileptonic decay の分岐比
- $B \rightarrow \tau\nu, K\nu\bar{\nu}$ の探索

検出器の較正においては

- Flavor tagging の較正
- ビームエネルギーの較正

など様々な解析が可能である。

ただし先に述べた物理解析を行うには大量のデータが必要となる。これは、後に述べるが、解析により再構成することのできる B 中間子の収量 (yield) が実際に生成されたであろうと予想される B 中間子に対し 10^{-4} というような割合でしかないためである。

この研究に用いたデータは、1999年10月から2001年8月までのものである。結果は on-resonance と呼ばれている、 $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態 31.9 fb^{-1} を用いている。on-resonance データの約 1/4 は $B\bar{B}$ イベント、残り 3/4 は $q\bar{q}$ イベントと評価できる。解析したデータは $B\bar{B}$ イベントにして、 3.17×10^7 イベントに相当するデータである。先に述べた解析の手始めとして $B \rightarrow D^{(*)}\pi$ という 2体崩壊のモードを再構成する。これは、生成される粒子数が少ないほうが当然解析が容易であるためと、その割に崩壊の分岐比が比較的多いためである。また、得られた yield と purity についても考察する。

注) この章で用いている崩壊モードの電荷については、その荷電共役を含んでいる。

5.2 リコンストラクションの方法

Belle 検出器は比較的安定な粒子である π 、 K 、 e 、 μ 、 γ などの粒子しか観測できない。したがって、 $B \rightarrow D^{(*)}\pi$ 崩壊における B 中間子は、 $\Upsilon(4S)$ の静止系における $D^{(*)}$ 候補および、 π 中間子と仮定された

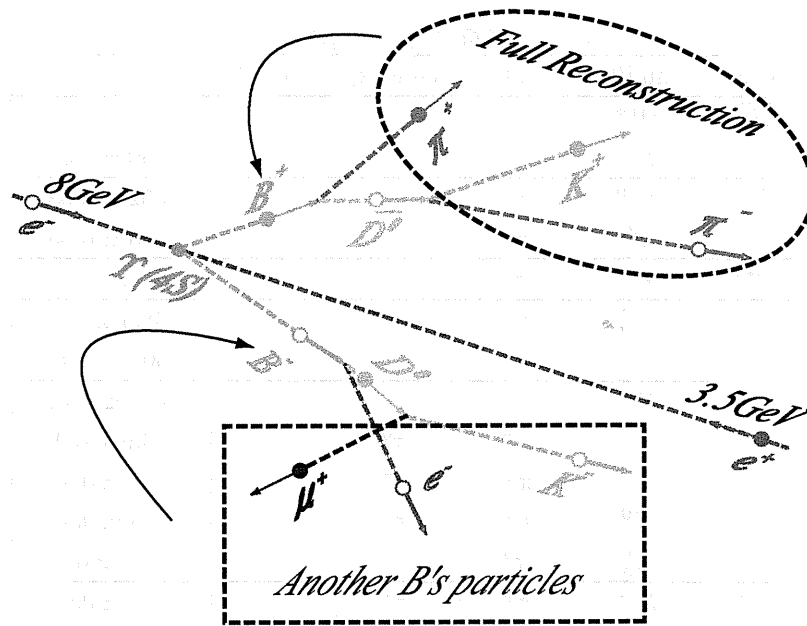


図 5.1: B 中間子の完全再構成の一例

トラックの Lorentz ベクトルの合成を用いて再構成される。同じく、D 中間子も $\Upsilon(4S)$ の静止系におけるそれぞれの仮定された候補粒子の Lorentz ベクトルの合成を用いて再構成される。解析に用いた崩壊モードと、その崩壊分岐比 (B) を表 5.1 に示す。

5.2.1 荷電粒子の選択

解析に用いた荷電粒子 K 、 π の選択は CDC で再構成された飛跡の衝突点に対する最近接距離 $|dr|$ と z 軸との最近接距離 $|dz|$ に対するカット、(図 5.2 参照) $|dr| < 2.0\text{cm}$ および $|dz| < 5.0\text{cm}$ を用いている。

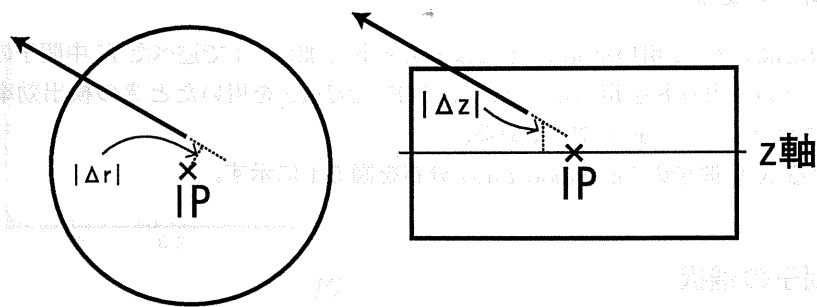


図 5.2: r, θ 平面における dr および z 軸に対する dz

これは検出器との hadronic interaction による二次粒子の除去や CDC 内に充填されている、 He 、 C_2H_6

表 5.1: 解析に用いた崩壊モード

mother	child(0)	child(1)	child(2)	child(3)	B(%)
\overline{B}^0	D^{*+}	π^-			0.26 ± 0.04
	D^+	π^-			0.30 ± 0.04
B^-	D^{*0}	π^-			0.52 ± 0.08
	D^0	π^-			0.53 ± 0.05
D^{*0}	D^0	π^0			61.9 ± 2.9
D^{*+}	D^0	π^+			68.3 ± 1.4
	D^+	π^0			30.6 ± 2.5
D^0	K^-	π^+			3.83 ± 0.12
	K^-	π^+	π^0		13.9 ± 0.9
	K^-	π^+	π^+	π^-	7.5 ± 0.4
	K_s^0	π^+	π^-		5.4 ± 0.4
	K_s^0	π^0			2.11 ± 0.2
D^+	K^-	π^+	π^+		9.1 ± 0.6
	K_s^0	π^+			2.74 ± 0.29
K_s^0	π^+	π^-			68.61 ± 0.28
π^0	γ	γ			98.798 ± 0.032

との多重散乱などによるトラッキングエラーの除去が目的である。荷電トラックの dr および dz 分布を図 5.3 に示す。

これらのカットは衝突点における beam サイズに比べて十分緩やかな選別基準である。ただし K_S 中間子から崩壊した π 中間子は K_S の崩壊まで距離が長いことから運動量によっては IP から離れた箇所発生する場合もあるため、この条件は課していない。

5.2.2 K 中間子の選択

K 中間子の選択には 5.2.1 で用いた dr 、 dz によるカットに加え、3 で述べた K 中間子の likelihood ratio L_K に $L_K > 0.6$ というカットを用いた。ACC、ToF、 dE/dx を用いたときの検出効率は、運動量領域 $0.5 \sim 4.0 \text{ GeV}/c$ において $87.13 \pm 0.17\%$ である。

荷電粒子における K 中間子の likelihood ratio 分布を図 5.4 に示す。

5.2.3 π^0 中間子の選択

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊は CsI 検出器により測定された γ より再構成される。

低運動量領域ではノイズによるバックグラウンドがあるため、それをする除去のために 2 つの γ に 50 MeV 以上というカットを用いている。

γ のエネルギー分布を図 5.5 に示す。

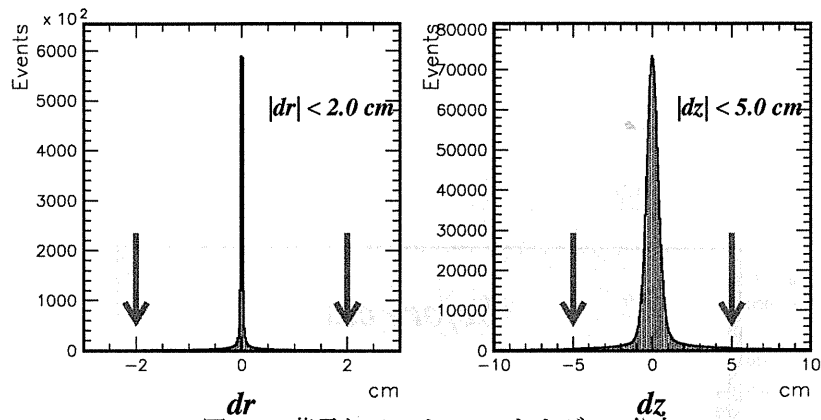


図 5.3: 荷電トラックの dr および dz 分布

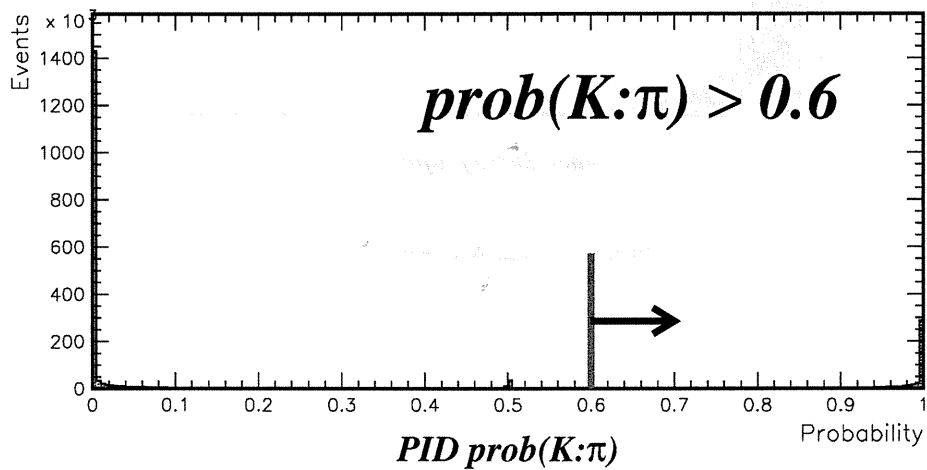


図 5.4: 荷電トラックに対する L_K ratio の分布

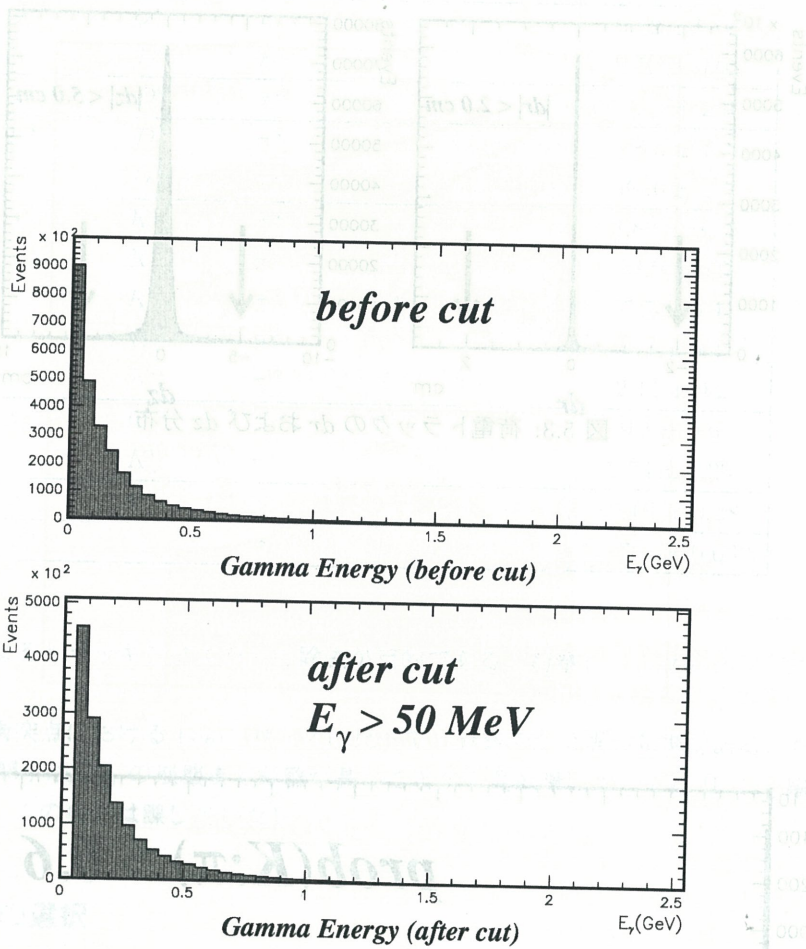


図 5.5: γ のエネルギー分布

このようにしてえられた γ を用い、 π^0 を再構成する。

π^0 の不変質量分布を図5.6に示す。図からわかるように Gaussian で fit したときの分解能は、 $\sigma = 5.3\text{MeV}/c^2$ であり、 π^0 の不変質量の分解能は若干悪い。このことに対する研究は現在進行中である。

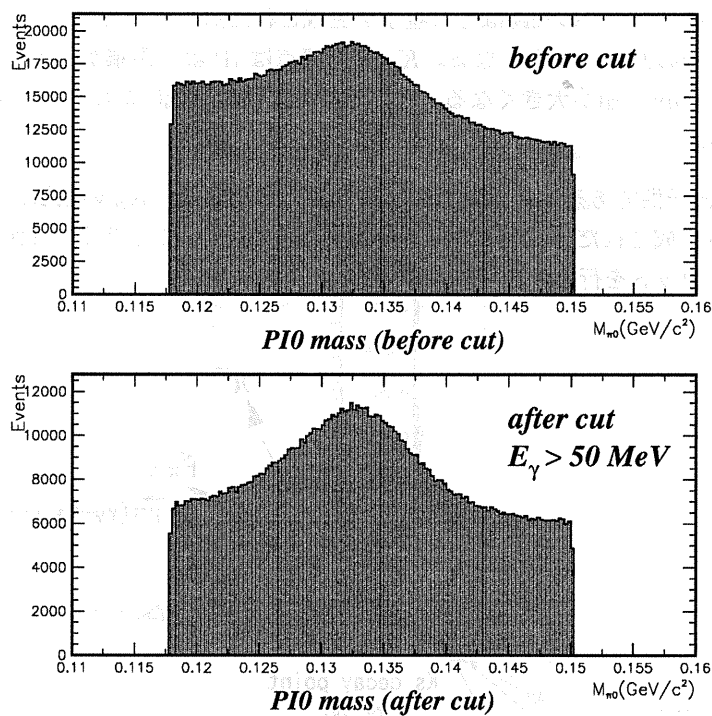


図 5.6: π^0 候補トラックの不変質量分布

5.2.4 K_S 中間子の選択

$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊は π と仮定された電荷の異なる2つの荷電トラックにより再構成される。この2つの荷電粒子は K_S の質量の $\pm 30\text{MeV}/c^2$ 以内の不変質量と可能であれば崩壊点の fit が要求される。

バックグラウンドを取り除くために、次の4つの値をもちいる。これらの値は実験室系での観測値を基としている。このうちの3つの値を図5.7に示す。

- $d\phi$: 再構成された K_S の運動量ベクトルと IP と K_S の崩壊点とを結んだ直線とのなす角。 K_S の崩壊点は CDC によって外挿された二つの電荷の異なるトラックの飛跡間の距離が最小となる時、その距離の中点を崩壊点としている。この値は間接的に K_S の飛跡が IP からどのくらいの距離ずれているかを表すものであるため、 $d\phi$ の値は小さいほうがより IP からの K_S らしいということになる。

- fl : IP と K_S の崩壊点との間の距離で表される飛行距離。 K_S の寿命の長さが fl の長さを与える。光速を c 、固有時を τ とした場合、 $fl = c\tau$ である。 K_S の場合 $c\tau = 2.678\text{cm}$ である。 fl の値は運動量ごとに決定される。崩壊点は K_S の運動量により IP から遠ざかるため、運動領域に対し fl が短すぎるものについてカットを用いる。
- dr : K_S の子供の飛跡を IP まで無理に外挿した時のその飛跡と IP との距離で表される定数。磁場により曲げられた荷電トラックの飛跡はその粒子が生成された点から弧を描くように検出される。運動量が小さいほど、その曲率は大きくなる。 K_S の崩壊点は IP より距離があるため、運動量の小さな K_S からの π はこの dr の値が大きくなる。それぞれの運動量領域に対し dr の小さすぎるものについてはカットを行う。
- dz : K_S の崩壊点と子供である π の飛跡との z 方向での最短距離。 K_S の崩壊点と π の飛跡の最短距離は当然 K_S から生成された π であれば、分解能が高いほど 0 に近づくべき値である。この値が大きいのものについてカットを行う。

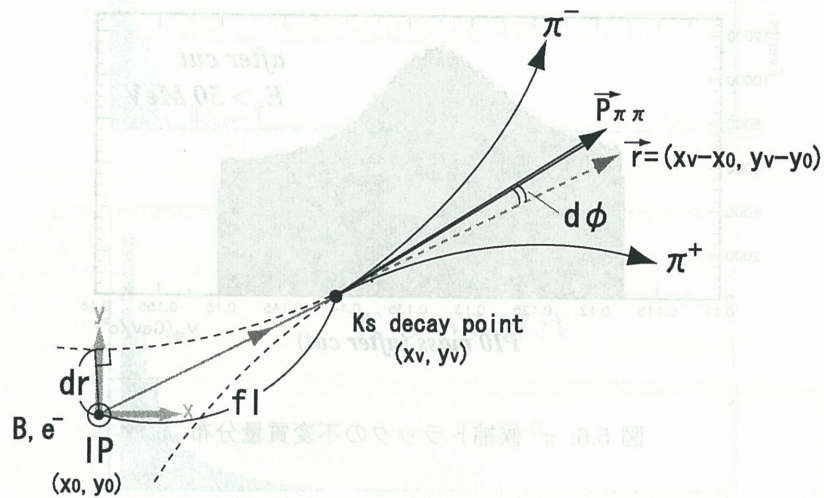


図 5.7: K_S 選別に用いる観測量の模式図

K_S のそれぞれの運動量について用いたそれぞれのカットパラメータを表 5.2 に K_S の不変質量の分布を図 5.9 に示す。

表 5.2: K_S 選別に用いるカット定数

Momentum(GeV/c)	$ dr (cm)$	$d\phi(\text{rad.})$	$z_{dist}(cm)$	$fl(cm)$
$P < 0.5$	> 0.05	< 0.3	< 0.8	
$0.5 < P < 1.5$	> 0.03	< 0.1	< 1.8	> 0.08
$P > 1.5$	> 0.02	< 0.03	< 2.4	> 0.22

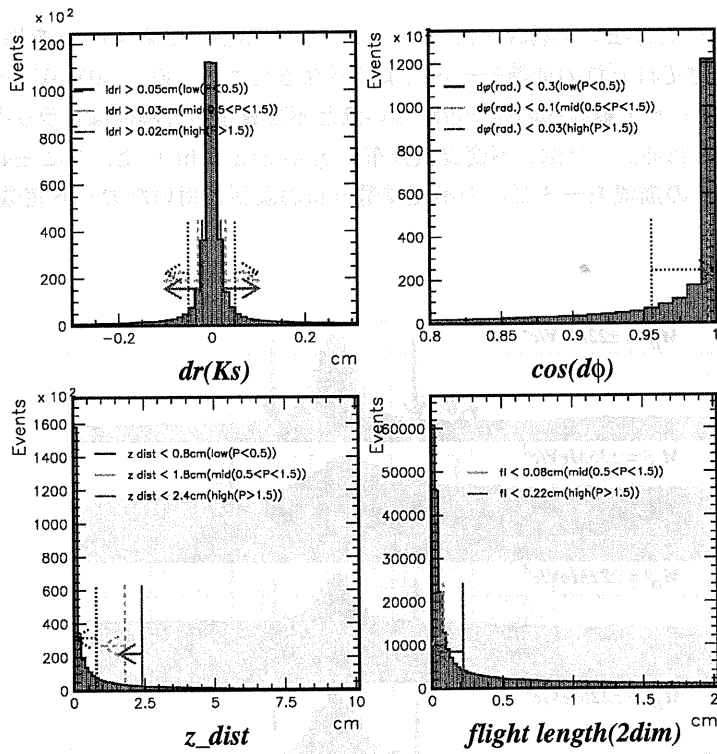


図 5.8: K_S 候補のカット定数の分布

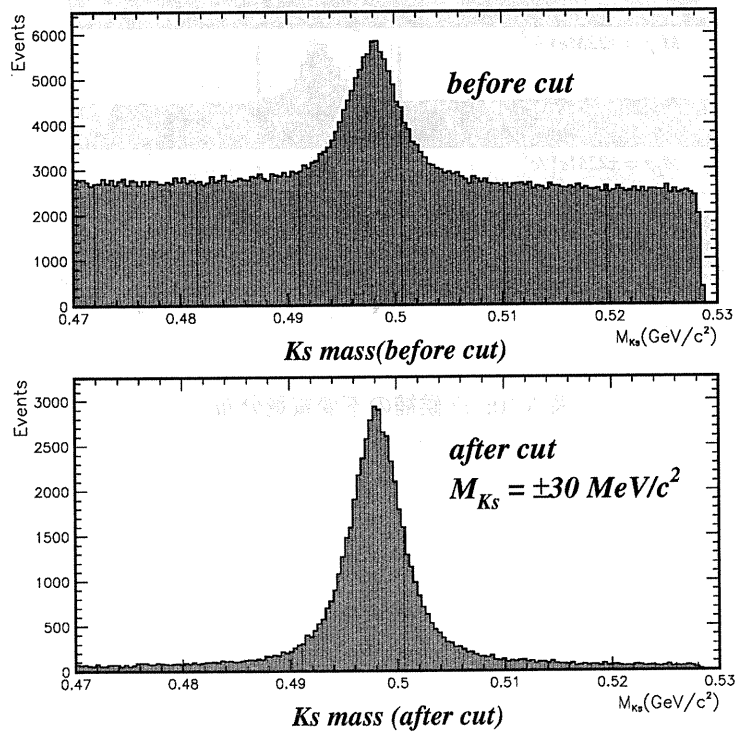


図 5.9: K_S 候補の不変質量の分布

5.2.5 D中間子の選択

Dの再構成は、先に述べた方法で再構成された K_S 、 π^0 と荷電粒子 K および π を用いて、行う。 D^0 および D^+ の質量の分解能はそれぞれの崩壊モードにより異なるため、 $\pm 20 \sim 40 \text{ MeV}/c^2$ の不変質量を要求する。解析に用いた崩壊モードの終状態の粒子数が多いほど不変質量の分解能はトラッキングの誤差の蓄積などにより悪くなる傾向がある。これは、不変質量分布を gaussian で fit したときに $\pm 4\sigma$ 以内に相当する。

図 5.10 にそれぞれの D の崩壊モードごとの不変質量分布および、用いたカット定数を示す。

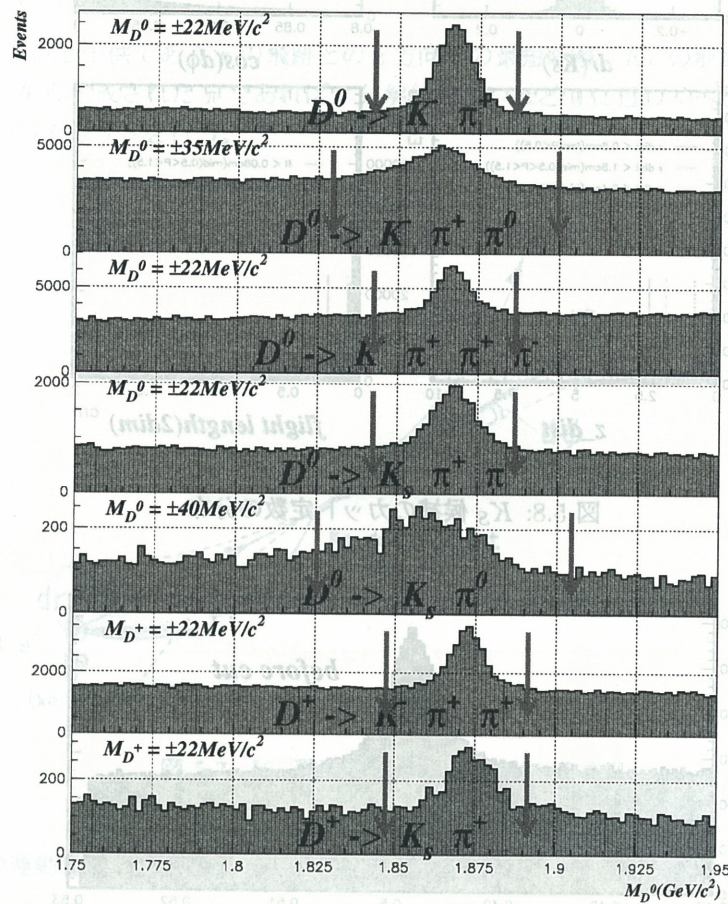
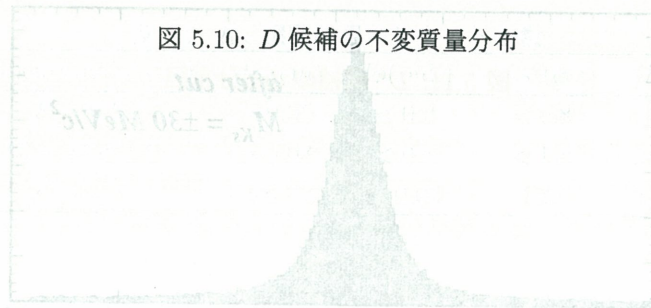


図 5.10: D 候補の不変質量分布



5.2.6 D^* 中間子の選択

D^* を再構成する場合 $dm = M(D^*) - M(D)$ をカット定数に用いる。ここで、 $M(D^*)$ は再構成された D^* の不変質量 $M(D)$ は D^* を組むときに用いた D の質量である。 $D^* \rightarrow D\pi$ 崩壊より生成される π は slow π と呼ばれ、その運動量が極めて小さい。このため、 dm の値は D^* を組むときに用いた π の質量の値に鋭い peak を持つことになる。崩壊モードに π^0 を含むモードの dm については $\pm 4\text{MeV}/c^2$ を π^+ を含むモードについては $\pm 3\text{MeV}/c^2$ という値をカットに用いた。それぞれの崩壊モードにおける dm の分布とカット定数を図5.11に示す。

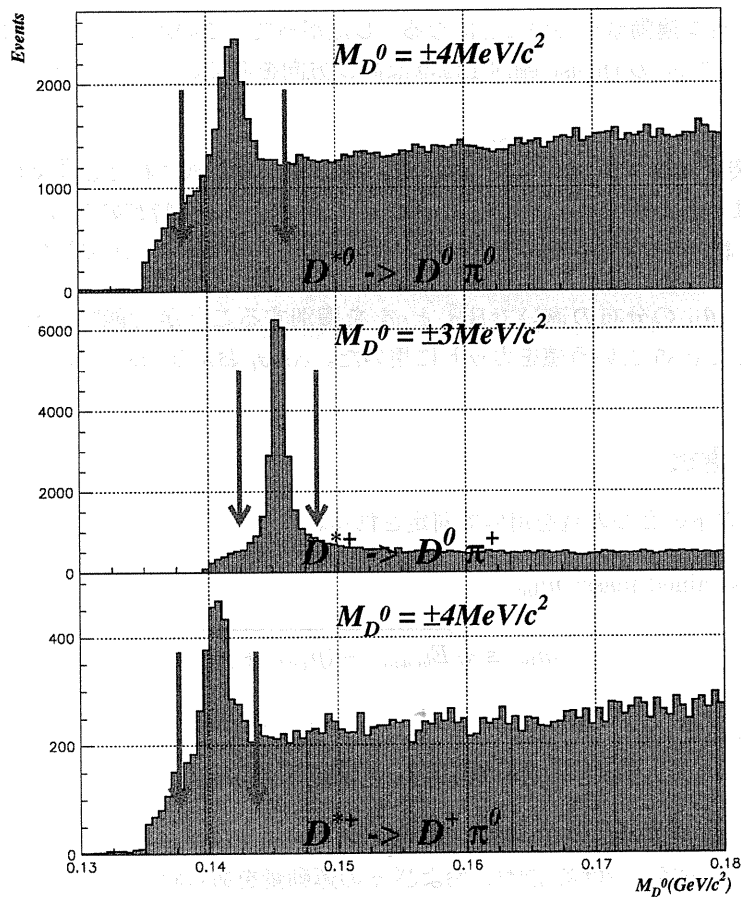


図 5.11: D^* 候補の dm 分布図

5.2.7 $q\bar{q}$ の除去

以上の手法で選り出された D^* 、 D 、および π を用いて B を再構成する。そして、バックグラウンドとなる $q\bar{q}$ を排除するために以下の2つの値を用いる。

- $\cos \theta_t$: B を再構成したときに用いた全粒子の $\Upsilon(4S)$ 静止系での運動量を垂直に射影したとき、その絶対値の和が最大になる軸を thrust 軸 とする。一方、 B を再構成するときに用いなかった粒子についても同じく thrust 軸 を考える。この2つの軸のなす角を θ_t とする。 $B\bar{B}$ 過程の場合 $\Upsilon(4S)$ 静止系における B はほぼ静止した状態から崩壊するため、子供となる粒子はほぼ等方的に飛んで行くことになる。このため、 $\cos \theta_t$ の値は一様に分布することになる。一方バックグラウンドとなる、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 過程では、発生する $q\bar{q}$ の質量は $\Upsilon(4S)$ 静止系のエネルギーに対して充分小さいことから崩壊によって生じた粒子は大きな運動量を持つことになる。したがって、このように大きな運動量であるため正反対に生成された $q\bar{q}$ jet の thrust 軸同士はほぼ同じ方向を向くことになるため $\cos \theta_t$ の値は1付近に偏る。
- $\cos \theta_B$: e^+e^- 衝突によるベクトル中間子 $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態から生成された $B\bar{B}$ 対は擬スカラーであるため、 B 中間子は P-波状態である。この状態は $1 - \cos^2 \theta_B$ という特有の形の方向分布をもつ。ここで、 θ_B は $\Upsilon(4S)$ 静止系での B の飛行方向と、ビーム軸とのなす角を意味する。

この $\cos \theta_t$ および $\cos \theta_B$ の分布の違いで $B\bar{B}$ と $q\bar{q}$ を識別することが可能である。今回の解析では、 $|\cos \theta_t| < 0.8$ 、 $|\cos \theta_B| < 0.85$ という値をカットに用いた。 $\cos \theta_t$ および $\cos \theta_B$ の分布を図 5.12 に示す。

5.2.8 $B \rightarrow D^{(*)}\pi$ 選択

最終的に B 中間子は以下の2つの量を用いて同定される。

- beam energy constrained mass: m_{bc}

$$m_{bc} \equiv \sqrt{E_{beam}^2 - (p_{D^{(*)}} + p_{\pi})^2}, \quad (5.1)$$

- energy difference: ΔE

$$\Delta E \equiv (E_{D^{(*)}} + E_{\pi}) - E_{beam}, \quad (5.2)$$

ここで E_{beam} 、 $E_{D^{(*)}}$ および E_{π} は $\Upsilon(4S)$ 静止系における beam、 $D^{(*)}$ 、および π のエネルギーであり、 $p_{D^{(*)}}$ および p_{π} は $\Upsilon(4S)$ 静止系における $D^{(*)}$ 、および π の運動量をあらわしている。解析に再構成された B 中間子の不変質量ではなく E_{beam} を持ちいるのは、検出器の分解能が $\sim 10\text{MeV}$ であるのに対して、beam エネルギーの分解能が $\sim 1\text{MeV}$ であるためである。粒子の質量の情報は、 ΔE に含まれている。 m_{bc} 分布、 ΔE 分布および m_{bc} と ΔE の二次元分布を図 5.13、図 5.14 に示す。 ΔE の分布における -0.2 付近のピークは、 B を組むとき D と π ではなく、 D と μ のように誤って π より質量の小さい粒子を候補に組んでしまったことによるものと考えられる。

m_{bc} と ΔE の散布図における、 $5.27 < m_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ 、 $|\Delta E| < 50\text{MeV}$ の範囲を signal box と定め、この中に入ったものについて yield および purity についての評価を行う。

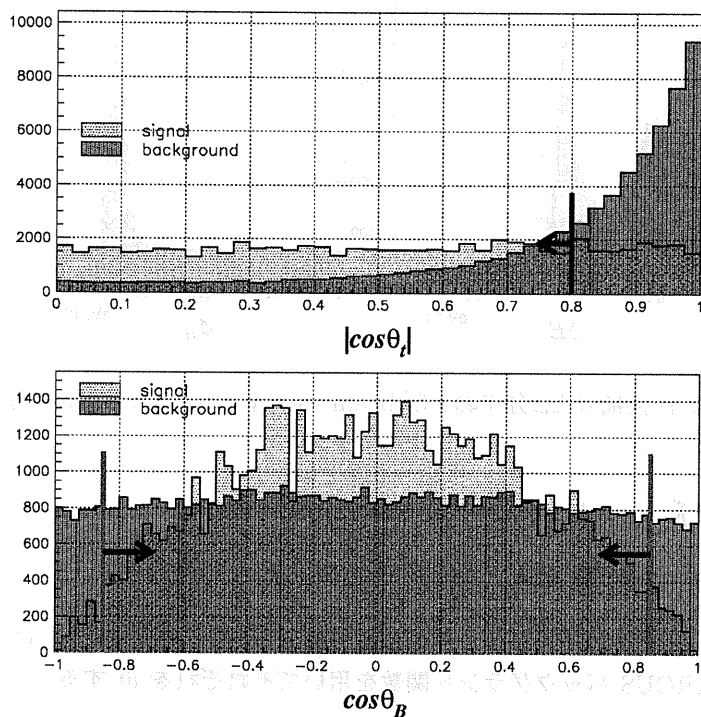


図 5.12: K_S シグナルとバックグラウンドの $\cos\theta_t$ および $\cos\theta_B$ 分布

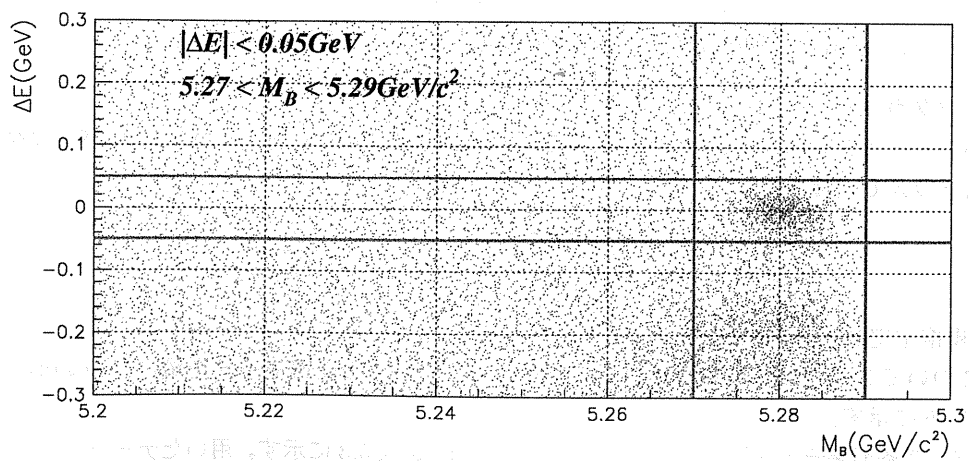


図 5.13: m_{B_c} 、 ΔE の二次元分布

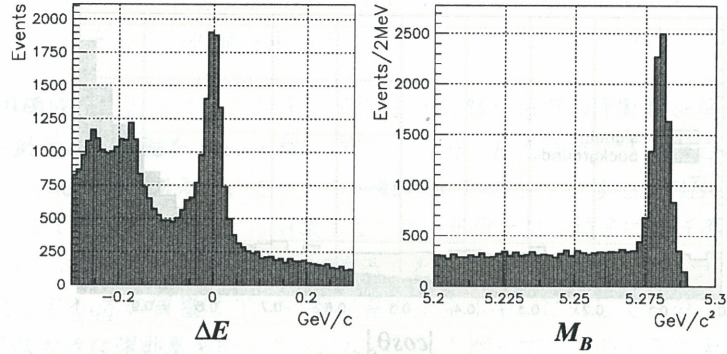


図 5.14: B 候補の ΔE 分布および beam energy constrained mass 分布

5.3 yield および purity

5.3.1 yield、purity の計算方法

signal box 中の signal yield とバックグラウンドの影響を量るために、signal については、Gaussian、バックグラウンドについては ARGUS バックグラウンド関数を用いてそれぞれを fit する。以下に、それぞれの関数を示す。

- m_{bc}

signal は Gaussian 分布となる。

$$f(x) = \frac{N_s}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} \quad \chi^2 = \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2 \quad x = m_{bc}, \Delta E, \quad (5.3)$$

ここで、 N_s は signal yield であり、 μ 、 σ は平均値、および、標準偏差である。

- m_{bc} バックグラウンド

m_{bc} のバックグラウンドは ARGUS バックグラウンド関数を用いて fit する。ARGUS バックグラウンド関数は以下の式で定義される。

$$f(x) = N(\sqrt{1-x^2})x e^{\alpha(1-x^2)} \quad x = \frac{m_{bc}}{E_{beam}}, \quad (5.4)$$

ここで、 N は規格化定数、 α は傾きを表している。

m_{bc} の分布についてこの 2 つの関数を用い fit を行った結果を B の崩壊モードを縦に、D の崩壊モードを横に並べ図 5.15 に示す。

fit により求めた各崩壊モードにおける yield および purity を表 5.3 に示す。用いたデータは Luminosity 29.15fb^{-1} であり、 $B\bar{B}$ イベントの数 $n(B\bar{B})$ は 3.17×10^7 になる。

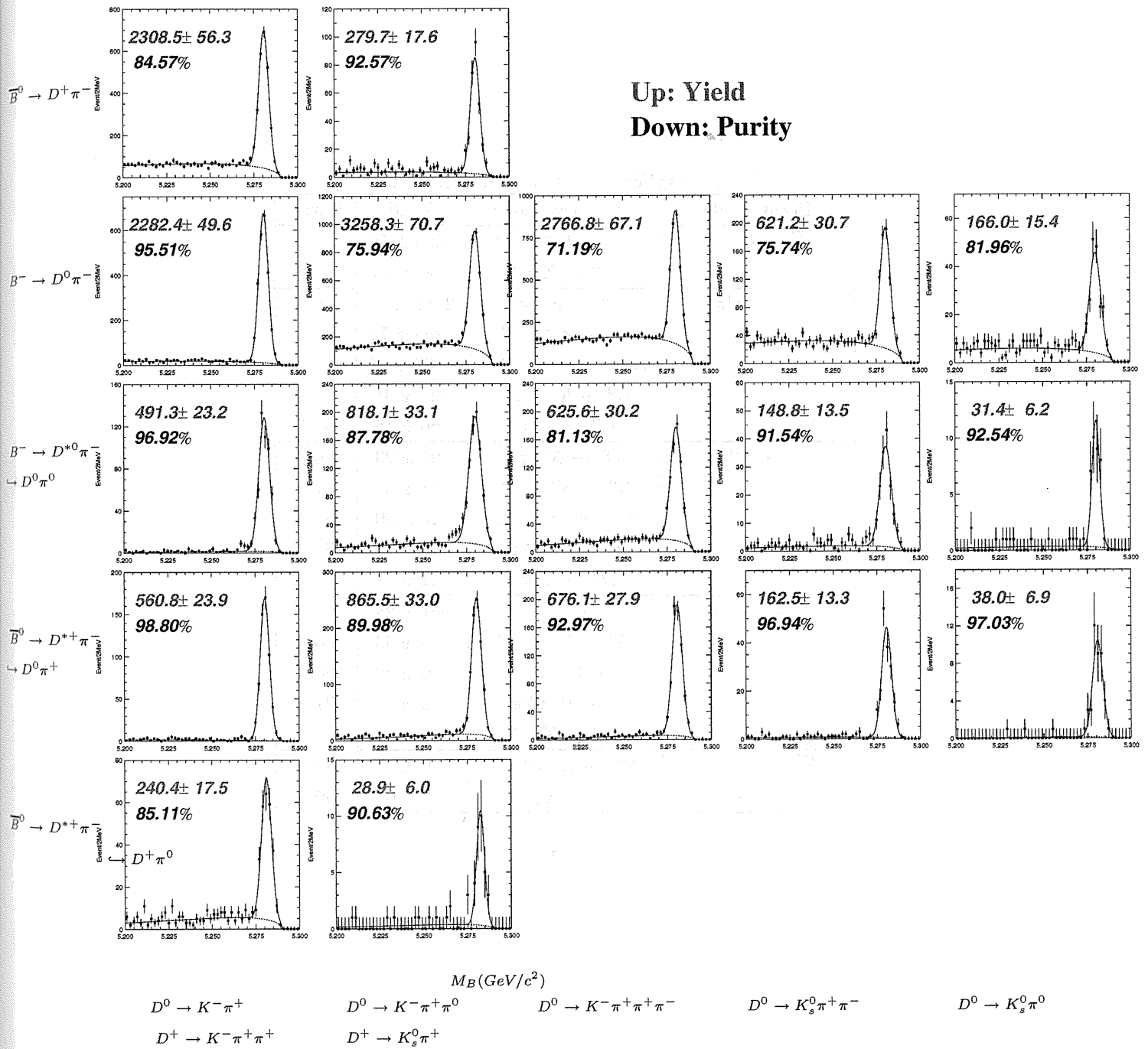


図 5.15: 各崩壊モードごとの m_{bc} 分布 および その yield、purity

表 5.3: 各崩壊モードごとの yield および purity

Decay mode	sub decay mode	Yield	Purity
$\overline{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	2309 ± 56	84.6
	$D^+ \rightarrow K_s\pi^+$	280 ± 18	92.6
$B^- \rightarrow D^0\pi^-$	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	2282 ± 50	95.5
	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	3258 ± 71	75.9
	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	2767 ± 67	71.2
	$D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$	621 ± 31	75.7
	$D^0 \rightarrow K_s\pi^0$	166 ± 15	81.7
$B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ $\hookrightarrow D^0\pi^0$	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	491 ± 23	96.9
	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	818 ± 33	87.8
	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	626 ± 30	81.1
	$D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$	148 ± 14	91.5
	$D^0 \rightarrow K_s\pi^0$	31 ± 6	92.5
$\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ $\hookrightarrow D^0\pi^+$	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	561 ± 24	98.8
	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	866 ± 33	90.0
	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	676 ± 28	96.9
	$D^0 \rightarrow K_s\pi^+\pi^-$	162 ± 13	91.5
	$D^0 \rightarrow K_s\pi^0$	38 ± 7	97.0
$\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ $\hookrightarrow D^+\pi^0$	$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	240 ± 18	85.1
	$D^+ \rightarrow K_s\pi^+$	29 ± 6	90.6

5.4 結果

このようにして再構成された B 中間子の全モードを合わせた最終的な yield と purity を表 5.4 に示す。再構成された B 中間子の数は約 $1.6 \sim 10^4$ である。purity は 82.4% と非常に S/N 比のよい結果を得ることができた。

表 5.4: 再構成された B 中間子数

	yield	purity (%)		yield	purity (%)		yield	purity (%)
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	2606 ± 54	94.0	>	5178 ± 79	89.0	>	16367 ± 146	82.4
$D^+ \pi^-$	2578 ± 57	85.7						
$B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$	2081 ± 53	85.7	>	11185 ± 125	79.6			
$D^0 \pi^-$	9104 ± 114	78.4						

ここで再構成された B 中間子の数を $n(\text{reconstructed } B)$ とし、

$$\text{reconstruction fraction} \equiv \frac{n(\text{reconstructed } B)}{n(B\bar{B})} \quad (5.5)$$

というものを考える。これは、生成された B 中間子のうち、検出器の同定効率を含めて、どれくらいの割合で再構成をすることができたかということを表している。くれぐれも、同定効率ではないことを断っておく。reconstruction fraction の値を表 5.5 に示す。ただし、 $n(B^0\bar{B}^0):n(B^+B^-) = 1:1$ として計算してある。

表 5.5: 再構成された B の全 $B\bar{B}$ イベントに対する割合

$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	1.64				
$D^+ \pi^-$	1.62	>	3.27		
$B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$	1.31		7.06	>	5.17
$D^0 \pi^-$	5.74				
			(1 : 2.15)		($\times 10^4$)

表 5.5 からわかるように B^- の再構成割合のほうが \bar{B}^0 のそれより高くなっているのがわかる。これは表 5.1 に示したように再構成に用いた D^0 の崩壊モードの数が D^+ のモードよりも多いためであり、再構成できる D^+ の崩壊モードを増やすことができれば \bar{B}^0 の yield を増やすことができ、再構成できる B 中間子

の数も増えることになる。次に、 \bar{B}^0 の reconstruction fraction を増やすために行った D^+ の崩壊モードについて述べる。

5.5 D^+ の崩壊モードの追加

KEK-B ファクトリー実験の大きな目標である小林・益川行列の精密な測定においては崩壊分岐比の少ない崩壊モードの解析が必要になる場合がある。具体的には $B \rightarrow lv$ などがあげられ、この分岐比は $(1.8 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ ほどである。このような崩壊を解析するためには、多くの $B\bar{B}$ イベントを蓄積しなくてはならない。イベント数を増やすためには、ひとつには Luminosity をあげる事である。KEK-B ファクトリーは世界最高の Luminosity を実現しており、その記録も日々更新されている。年間約 10^8 もの $B\bar{B}$ イベントを実現するよう設計されているため、このデータの蓄積はさらに伸びていくことが期待できる。そして、もうひとつの方法としては、再構成できる B 中間子の崩壊モードを増やすことが考えられる。先に述べた B 中間子の崩壊モードはほんの一握りでしかなく、残りの B 中間子の崩壊モードによるものはバックグラウンドになってしまい、解析には用いられていない。n($B\bar{B}$) をあげる方法として、 D^+ の崩壊モードを追加することを試みる。

以下の解析で用いた実験データは、Luminosity 10.7fb^{-1} であり、n($B\bar{B}$) にして 1.16×10^7 イベントに相当する。

5.5.1 崩壊モードの種類

解析の難度から考えて、D 中間子からの崩壊による粒子数は少ないほうが賢明である。再構成に用いる粒子数が多くなれば、検出器の分解能による誤差が蓄積され結果 D 中間子の分解能は悪くなる。表 5.6 に今回追加した D^+ の崩壊モードを示す。

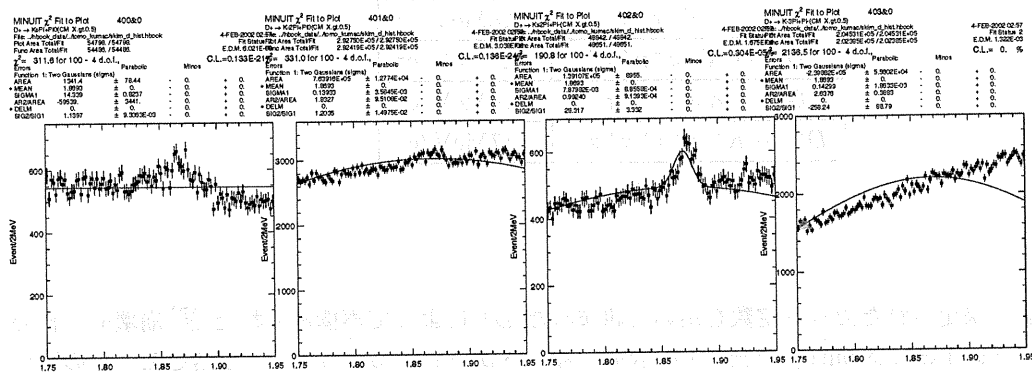
表 5.6: 追加する D^+ の崩壊モード

mother	child(0)	child(1)	child(2)	child(3)	child(4)	B(%)
D^+	K_s^0	π^+	π^0			0.53 ± 0.05
	K^-	π^+	π^+	π^0		61.9 ± 2.9
	K_s^0	π^+	π^+	π^-		68.3 ± 1.4
	K^-	π^+	π^+	π^+	π^-	30.6 ± 2.5

5.5.2 シグナル MC における不変質量分布によるカットの決定

追加した崩壊モードについて不変質量を組んでみる。それぞれの子供の粒子に対するカットは先に述べたものと同じものを用いた。追加した D^+ 崩壊モードごとの D^+ の不変質量の分布を図 5.16 に示す。図からわかるように検出器の分解能による誤差により、 D^+ の分解能が著しく悪くなっており、また、バックグラウンドイベントも増えてしまい、peak を見る事がほとんどできない。これらの D^+ 崩壊モードのカッ

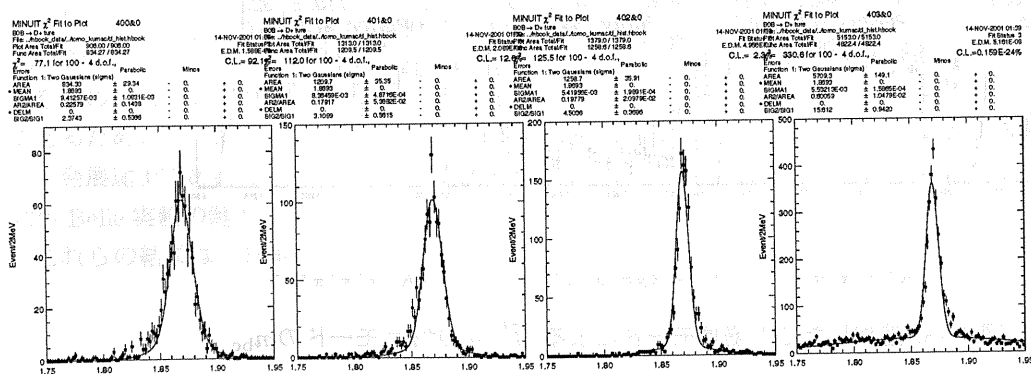
トを決定するのに、その崩壊モードのみを意図的に作り出したシグナルMCというシミュレーション結果を用いる。



$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$ $D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$

図 5.16: 追加した D^+ 崩壊モードごとの D^+ の不変質量

シグナルMCにおける D^+ の不変質量の分布を図 5.17 に示す。



$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$ $D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$

図 5.17: シグナルMCにおける D^+ の不変質量

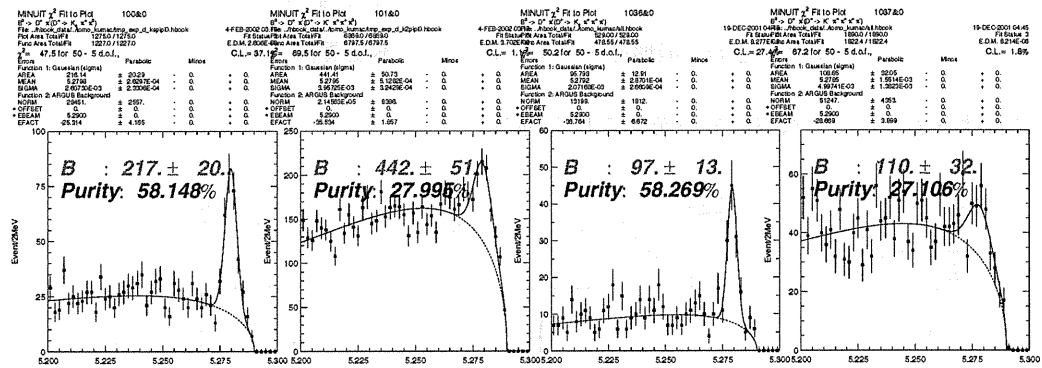
図 5.17 よりわかるように、先にも述べたような検出器の分解能による誤差の累積や、CDC 内のガスとの多重散乱によるトラッキングのエラーなどにより、シグナルMCであっても、Gaussian だけでは fit が行えなくなっている。そのため、この分布を Two Gaussian で fit する。そして小さいほうの σ の $\pm 3\sigma$ をカット定数に用いた。表 5.7 にそれぞれの崩壊モードに対するカット定数を示す。

表 5.7: D^+ 崩壊モードごとのカット定数

崩壊モード	カット定数
$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$	$\pm 28 \text{MeV}/c^2$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	$\pm 25 \text{MeV}/c^2$
$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\pm 16 \text{MeV}/c^2$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\pm 17 \text{MeV}/c^2$

5.5.3 結果

以上の手法により決定されたカット定数を用いて組み立てられた D^+ によって再構成された \bar{B}^0 崩壊モードの m_{bc} を図 5.18 に、yield および purity を表 5.8 に示す。図 5.18 からわかるように K_S を含むモードの関してはシグナルとバックグラウンドの分離がいいが、ほかのモードについてはまだ、研究の余地が残る。



$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$ $D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$

図 5.18: 追加した D^+ 崩壊モードによる $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ モードの m_{bc}

表 5.8: 追加した D^+ 崩壊モードごとの \bar{B}^0 の yield および purity

Decay mode	sub decay mode	Yield	Purity(%)
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$	217 ± 20	58.1
	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	442 ± 51	28.0
	$D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^+ \pi^-$	97 ± 13	58.3
	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	110 ± 32	27.1

第6章 結論

KEK *B* ファクトリー実験は、1999年6月にビーム衝突データの収集を開始した。

シミュレーションデータの *K* 識別能力が実験データのもと違うので、シミュレーションプログラムを改良した。具体的には、反射材によるバックグラウンドの効果の運動量依存性について再考した。この効果は、反射材からランダムに放出される光子数というパラメータとして扱われている。このパラメータは実験データを用いてすべての運動量で一定に決定されていたが、これに運動量依存性を加え再考した。この新しい値は、現在のシミュレーションプログラムに既に導入されている。しかし、このパラメータを用いたシミュレーションにおいても光電子数の分布は実験とシミュレーションにおいてまだ若干のずれを生じており、これについて現在も研究中である。

これらの結果は、日本物理学会 2001年春の分科会で報告した。

B 中間子の完全再構成をおこなった。この手法を用いることによってどちらか一方の *B* 中間子を再構成できればその事象の残りの粒子は対となる *B* 中間子の崩壊による粒子であり、単一の *B* 中間子ビームが得られたことと同様である。再構成は非常に *S/N* 比のよい結果が得られている。しかし、小林・益川行列の V_{ub} の決定に用いられる、 $B \rightarrow l\nu$ などの崩壊モードは分岐比が $(1.8 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ ほどと少ないため、統計をためる上で更なる収量を得ることが必要となってくる。再構成を行っている崩壊モードは、ごく一部であるため、さらなる向上が期待できると思われる。また、バックグラウンドの影響などが研究段階であり、発展途上であるため *B* 中間子の再構成はまだまだ向上する見込みがある。*B* 中間子の完全再構成の成功が Belle 実験の鍵となり、KEK *B* ファクトリー実験の成功にもつながるのである。

これらの結果は、日本物理学会 2001年秋の分科会で報告した。

謝辞

本研究を行なうにあたり多くの方々に御協力、御指導頂きました。

河合秀幸助教授には工学部出身であった私を高エネルギーの分野に導いて頂きました。また、本研究の機会を与えて頂き、そして2年間ご指導頂きました。本当にありがとうございました。

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住吉孝行助教授、足立一郎助手、飯嶋徹助手、高エネルギー加速器研究機構 COE 鈴木一仁氏、元プリンストン大学 COE の花垣和則氏、元高エネルギー加速器研究機構 COE 浜崎央氏には本研究においてのご指導、高エネルギー物理学全般に渡り貴重な議論や助言を頂き深く感謝しております。

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、岩本光弘氏、田端岳彦氏、東邦大学の徳永卓司氏、佐賀大学の友村彰宏氏、千葉大学博士前期過程を終了された栗原英輔氏、研究や日常生活において御助言、御協力頂きありがとうございました。

千葉大学の稲玉直子氏、中山博史氏、大場隆人氏、椎野裕樹氏、尾身健児氏、細田大稔氏、梅原隆哉氏、笠原竹博氏、鈴木智博氏、古川卓司氏、千葉大学博士前期過程を終了された和田学氏、には大学の研究室でお世話になりました。

また、厳しい経済状況の中で大学院での研究を了承し、支えてくれた祖父母、両親、叔父に深く感謝いたします。

最後に、忙しい中も学生生活の悩み、不安などを聞いてくれたすべての親友に感謝いたします。

関連図書

- [1] M. Kobayashi, *Phys. Lett.* **B88** (1979) 294
- [2] J. H. Christensen et al., *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652
- [4] A. B. Carter and A. I. Sanda, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 952
- [5] “Accelerator Design of the KEK B-Factor”, *KEK Report*, **90-24**, March 1991
- [6] Belle Collaboration, “Technical Design Report”, *KEK Report*, **95-01**
- [7] R. Aleksan et al., *Phys. Rev.*, **D39** (1989) 1283
- [8] I. Adachi et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A355** (1995) 390
- [9] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264
- [10] P. A. Čerenkov, *Phys. Rev.* **52** (1937) 378
- [11] Frank and Tamm, *C. R. Ac. Sci. U.S.S.R.* **14** (1947) 109
- [12] T. Sumiyoshi et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A433** (1999) 385-391
- [13] 渡辺真樹、中央大学、修士論文 (1997)
- [14] 七尾美緒、千葉大学、修士論文 (1999)
- [15] 栗原英輔、千葉大学、修士論文 (2000)
- [16] 海野祐士、千葉大学、修士論文 (2000)
- [17] 岩本光弘、千葉大学、修士論文 (2001)
- [18] 徳永卓司、東邦大学、修士論文 (2001)
- [19] 友村彰宏、佐賀大学、修士論文 (2001)