

修士論文

BELLE 実験における
 $B \rightarrow K^* + \pi$ 崩壊の研究

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

樋口 格

平成 12 年

目次

第1章 序	2
第2章 BELLE 実験	4
2.1 BELLE 実験の物理	4
2.1.1 CP 対称性の破れ	4
2.1.2 小林・益川行列とユニタリティー三角形	6
2.2 加速器 (KEK B)	7
2.3 BELLE 検出器	9
2.3.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)	10
2.3.2 中央ドリフトチェンバー (CDC)	11
2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC)	12
2.3.4 飛行時間差測定器 (TOF)	15
2.3.5 電磁カロリメータ (ECL)	15
2.3.6 超伝導ソレノイド	16
2.3.7 K_L^0/μ 粒子検出器 (KLM)	17
2.3.8 トリガーシステム	18
2.4 現在の状況	19
第3章 $B \rightarrow K^*\pi$	21
3.1 動機	21
3.2 $B \rightarrow K^*\pi$ の物理	21
3.3 skim	22
3.4 イベントの再構成	22
3.5 荷電粒子の同定	22
3.6 K_S^0 粒子の同定	23
3.6.1 $d\phi$	23
3.6.2 flight length	24
3.6.3 Z distance	24
3.6.4 質量	26
3.7 K^* 粒子の再構成	27
3.8 B 粒子の再構成	28

3.9 イベントシェイプ	28
3.9.1 スラスト	28
3.9.2 $\cos \theta_B$ カット	38
3.10 結果	39
付 録 A K 中間子と B 中間子の CP の破れの違い	41
付 録 B CP	43
付 録 C 不安定な粒子の質量分布	44
C.1 虚数のエネルギー	44
C.2 質量分布	44
付 録 D Resistive Plate Counter	45

目次

2.1	ユニタリテイー三角形	6
2.2	KEK B	7
2.3	座標系の定義	9
2.4	BELLE 検出器	10
2.5	SVD 断面積	11
2.6	CDC 断面積	11
2.7	ACC バレル部断面積	13
2.8	ACC エンドキャップ部断面積	14
2.9	TOF/TSC モジュール	15
2.10	CsI 電磁カロリメーター	16
2.11	KLM	17
2.12	KLM のモジュール断面図	18
2.13	トリガーシステムの概要	19
2.14	BELLE 検出器の内部構造	20
3.1	ファインマンダイアグラム	21
3.2	atc pid 分布	23
3.3	K_S^0 の $d\phi$	24
3.4	シグナルとバックグラウンドにおける K_S^0 の $d\phi$	25
3.5	シグナルとバックグラウンドにおける $d\phi$ カット変遷	25
3.6	シグナルとバックグラウンドにおける K_S^0 の flightlength	26
3.7	シグナルとバックグラウンドにおける flightlength カット変遷	26
3.8	シグナルとバックグラウンドにおける Z distance	27
3.9	シグナルとバックグラウンドにおける Z distance カット変遷	27
3.10	K_S^0 の質量分布 (double gaussian fit)	28
3.11	K^{*0}, K^{*0} の質量分布	29
3.12	K^{*0}, K^{*0} の質量分布	30
3.13	K^{*+}, K^{*-} の質量分布	31
3.14	K^{*+}, K^{*-} の質量分布	32
3.15	K^{*0}, K^{*0} の質量分布	33
3.16	K^{*0}, K^{*0} の質量分布	34

3.17	K^{*0}, K^{*0} の質量分布	35
3.18	K^{*0}, K^{*0} の質量分布	36
3.19	$\cos \theta_{TB T_{other}}$	37
3.20	$\cos \theta_{TB T_{other}}$	37
3.21	$\cos \theta_B$	38
3.22	$\cos \theta_B$	38
3.23	M_b, dE	39
3.24	M_b, dE	39
3.25	M_b, dE	40
3.26	M_b, dE	40
A.1	CP の破れの大きさの違い	42

表 目 次

第1章 序

現在の宇宙は『物質(粒子)』で構成されている。それに対し『反物質』の量は物質の量に比べて極めて小さく、不安定である。しかし、初期宇宙に於いては物質と反物質は、対を成して生成していったと考えられている。何故、現在の宇宙は物質(粒子)で出来ているのか。何故、反物質(反粒子)は殆んど存在していないのか。この不均衡を生じさせているのは何であろう。その理由として、『CP非保存』という現象が挙げられる。これは、粒子と反粒子との間の対称性に於いて、Charge(電荷)とParity(空間)を同時反転した場合の対称性が破れている状態を意味する。『CP非保存』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。『C変換』『P変換』各々は、電磁相互作用、強い相互作用に於いては対称であるが、弱い相互作用に於いては破れている。しかし、それらを同時に行う『CP変換』に関しては、弱い相互作用に於いても対称性を保つと考えられていた。1964年にクローニンらの実験によって中性 K 中間子の崩壊過程に於いてCP対称性が保存されない崩壊モードがあることが観測された。1973年に小林-益川によって、クォークが3世代6種類存在し、世代混合があればCP対称性が破れる事を予言した(KM理論)。その当時はクォークはまだ3種類(u,d,s)しか見つかっていなかったが、その後、SLAC及びBNLにおいてcクォーク、Fermilabがbクォーク、CDFがtクォークが次々に発見され、KM理論に対する関心が高まった。現在、KM理論は素粒子の標準模型に於いて基礎を成している。しかし、中性 K 中間子では、CPの破れの度合いが小さいため、CPの破れの検証が不十分となっている。そこで、1980年に三田-カーターは B 中間子崩壊において大きなCP非保存がある可能性を指摘した。即ち、小林-益川の理論では、CP非保存の効果は K 中間子では観測されたように小さく、 D 中間子では測定不能であったCP非保存のパラメータ決定が、 B 中間子ではその効果が大きく現れると予想されている。(付録A参照)またのちの実験により B 中間子の寿命が長い事(その崩壊過程を精密に測定することが可能である)、また、 $B^0 \bar{B}^0$ の混合が大きいこと(混合を通して現れるCPの破れ(間接的CPの破れ)の効果が大い)が観測された。以上の理由により小林-益川の理論の検証のためには B 中間子の用いて実験を行なうことが適当であるという結論に達した。世界各地で B 中間子を用いた実験が行われているが、それらの中の1つである我々が参加している高エネルギー加速器研究機構(KEK)のBファクトリー計画である。この計画では非対称エネルギーの電子-陽電子衝突型加速器を用いて大量の B 中間子を生成し、その崩壊の過程を調べることによってKM理論のCP非保存のパラメータ

(KM 行列の複素数因子) を測定し、理論の検証をすることを主目的としている。

東北大学は KEK、大阪市立大学、東北学院大学、青森大学と協力し、粒子検出器の 1 つである KLM ($K_L^0 \cdot \mu$ 粒子) 検出器の研究開発をソフト、ハード両面からおこなってきた。検出器は 2 年間の開発、約 2 年間にわたる製作を経て 1998 年の 4 月から 11 月にかけて KEK 筑波実験室に設置され、宇宙線によるテストを経て昨 1999 年 6 月より衝突実験が始まっている。

K_L^0 の検出は CP 非保存のパラメータを直接決定できる B 中間子の崩壊モードの 1 つである $B_d^0(\bar{b}d) \rightarrow J/\Psi(c\bar{c}) + K_L^0(\bar{s}d)$ を同定するのに必要である。 μ 粒子の検出は J/Ψ は主に $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ と崩壊するので、前述の崩壊モードにおける J/Ψ を再構成するのに必要であり、また B 中間子の μ 粒子への直接崩壊からの μ 粒子の検出により B/\bar{B} の識別にも使われる。 μ の検出は強い相互作用によって消滅またはエネルギーを失う π 中間子との区別という役割もになっている。

- 第 2 章 BELLE 実験
- 第 3 章 $B \rightarrow K^*\pi$ を用いた解析
- 第 4 章 考察と今後の課題

となっている。

第2章 BELLE 実験

2.1 BELLE 実験の物理

B ファクトリー計画は KM 行列のパラメータの決定するのが主目的である。ここでは B ファクトリーの実験の基礎となる物理について簡単に述べる。

2.1.1 CP 対称性の破れ

荷電共役変換 (以下 C 変換) とは、電荷の生負の符号を反転させる変換である。この変換により、粒子はスピンの向きを変えずに反粒子へと変換される。

空間反転変換 (以下 P 変換) とは、 $(x, y, z) \rightarrow (x', y', z')$ 変換。即ち、鏡像変換と 180 度回転変換の合成変換である。

時間反転変換 (T 変換) とは、時間の方向を反転する変換。

一般に、C,P,T 変換を同時に行った場合、各々の変換の対称性は破れていたとしても、CPT の積は破れていないことは知られている。また、弱い相互作用に於いては、C 変換、P 変換はそれぞれ対称性を破るが、C 変換と P 変換を同時に行う CP 変換では対称性は保存されるものと考えられていた。

しかし 1964 年に K 中間子の崩壊に於いて CP 変換の対称性が破れていることが発見された。中性 K 中間子には $K^0(\bar{s}d)$ と $\bar{K}^0(sd)$ があり、互いに反粒子の関係にある。ストレンジネス (s クォークの数 - \bar{s} クォークの数) は強い相互作用や電磁相互作用では保存し、弱い相互作用に於いて非保存である。弱い相互作用が存在しないとすると、 K^0 と \bar{K}^0 は正確に同じ質量を持つ。しかもこれ以上崩壊できないので安定な粒子となるはずである。しかし実際には弱い相互作用が存在するので、ストレンジネスが非保存である。故に、 K^0 と \bar{K}^0 は弱い相互作用においては混合する。実際に観測される粒子 (質量の固有状態) は K^0 と \bar{K}^0 の重ね合わせであらわされる。 K^0, \bar{K}^0 は強い相互作用の固有状態であり、

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle, \quad CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (2.1)$$

のように変換されるので、CP の固有状態ではない。そこで、CP の固有状態となる重ね合わせとして

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad CP|K_1\rangle = |K_1\rangle \quad (2.2)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), \quad CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (2.3)$$

というものをつくることができる。

中性の K 中間子は 2 個の π 中間子、若くは 3 個の π 中間子に崩壊するものがある。

K 中間子のスピンのゼロであるから、 2π 系は $CP=+1$ であり、電荷の和が 0 であるような 2 個の π 中間子の状態は、 $|\pi^+\pi^-\rangle$ と $|\pi^0\pi^0\rangle$ が考えられる。

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle, \quad CP|\pi^0\pi^0\rangle = |\pi^0\pi^0\rangle \quad (2.4)$$

3π 系は $CP=-1$ であり、電荷の和が 0 であるような 3 個の π 中間子の状態は、 $|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$ と $|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle$ が考えられる。

$$CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \quad CP|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle = |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \quad (2.5)$$

又、2 個の π 中間子に崩壊する方が 3 個に崩壊するほうよりも位相空間が大きいいためその寿命に差が現れる。 π 中間子 3 個に崩壊する K_2 が長い寿命を持つ K_L^0 (Long life-time)、 π 中間子 2 個に崩壊する K_1 が短い寿命を持つ K_S^0 (Short life-time) と呼ばれる。

CP の非保存は Cristenson らにより $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ 崩壊が観測された事により発見されている。この現象に対し以下の原因が考えられている。

1. K_L^0 が純粋な K_2 ではなくごくわずかに K_1 を含んでいる (間接的な CP の破れ)

つまり K_L^0 の状態は複素数 ϵ を用いて $|K_L^0\rangle = \epsilon|K_1\rangle + |K_2\rangle$ と書き表す事ができる。

ϵ が CP 非対称度の大きさ。(実験的に $|\epsilon| = 2.3 \times 10^{-3}$)

2. $CP = -1$ の K_2 が直接 $CP = +1$ の 2 個の π 中間子に崩壊する (直接的な CP の破れ)

3. (1) と (2) が両方合わさった場合

小林-益川の理論では (1)、(2) どちらの CP 非保存も予言しているが、スーパーウィークモデルでは直接的な CP の破れはないとしている。また直接的な CP の破れの場合には標準理論のパラメータの決定には理論的不安定性がともなう。一方間接的な CP の破れの場合は標準理論のパラメータを直接決定できる。今までの実験結果から (1) による CP 非保存は確認されているが、(2) による CP 非保存があるかどうかはまだわかっていない。

2.1.2 小林・益川行列とユニタリティー三角形

小林-益川の理論において、小林-益川 (KM) 行列に複素数因子が存在すれば、CP 非対称性が説明できる。KM 行列 V は、

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

の 3×3 の行列で表記できる。CP の破れを引き起こしていると考えられている、KM 行列の中の複素数部分はクォークが 3 世代存在すれば初めてあらわれる KM 行列はユニタリーでなければならないので、

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ij} V_{ik}^* = \delta_{jk} \quad (j, k = d, s, b) \quad (2.7)$$

の関係が得られる。この関係式のうち、複素因数を含むものは、 $V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0$ である。これを複素平面上に図示したのが、Figure 2.1 である。これ三角形はユニタリティー三角形と呼ばれる。

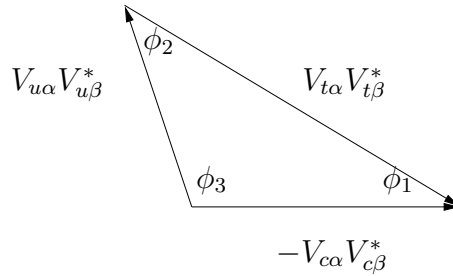


図 2.1: ユニタリティー三角形

また、ユニタリー三角形の内角は、ユニタリー角と呼ばれ、

$$\phi_1 \equiv \text{agr} \left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right), \phi_2 \equiv \text{agr} \left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right), \phi_3 \equiv \text{agr} \left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (2.8)$$

で、定義される。

KM 行列は、Wolfenstein 表示を用いて、各行列要素を $\lambda = \sin \theta_c$ (θ_c Cabbibo 角) で展開すると、

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (2.9)$$

と、4 つの実数パラメータ A 、 λ 、 ρ 、 η を用いて表せる。 λ については ストレンジ粒子の崩壊や原子核の β 崩壊、チャーム粒子の生成等から、実験的に良く

決まっています $\lambda = 0.221 \pm 0.002$ である。 A については $|V_{cb}|$ から決定できる。 $|V_{cb}|$ は $Br(b \rightarrow c l \nu)$ 及び B 中間子の平均寿命 τ の測定から決定することができ、 $A = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.082$ である。 ρ 、 η については正確な値が知られおらず、関係式のみ知られている。 $b \rightarrow u$ 及び $b \rightarrow c$ 遷移より、 $|V_{ub}V_{cb}|$ の値が求められ、

$$\frac{V_{ub}}{V_{cd}} = 0.008 \pm 0.03 \sqrt{\rho^2 + \eta^2} < 0.36 \pm 0.14 \quad (2.10)$$

である。

2.2 加速器 (KEK B)

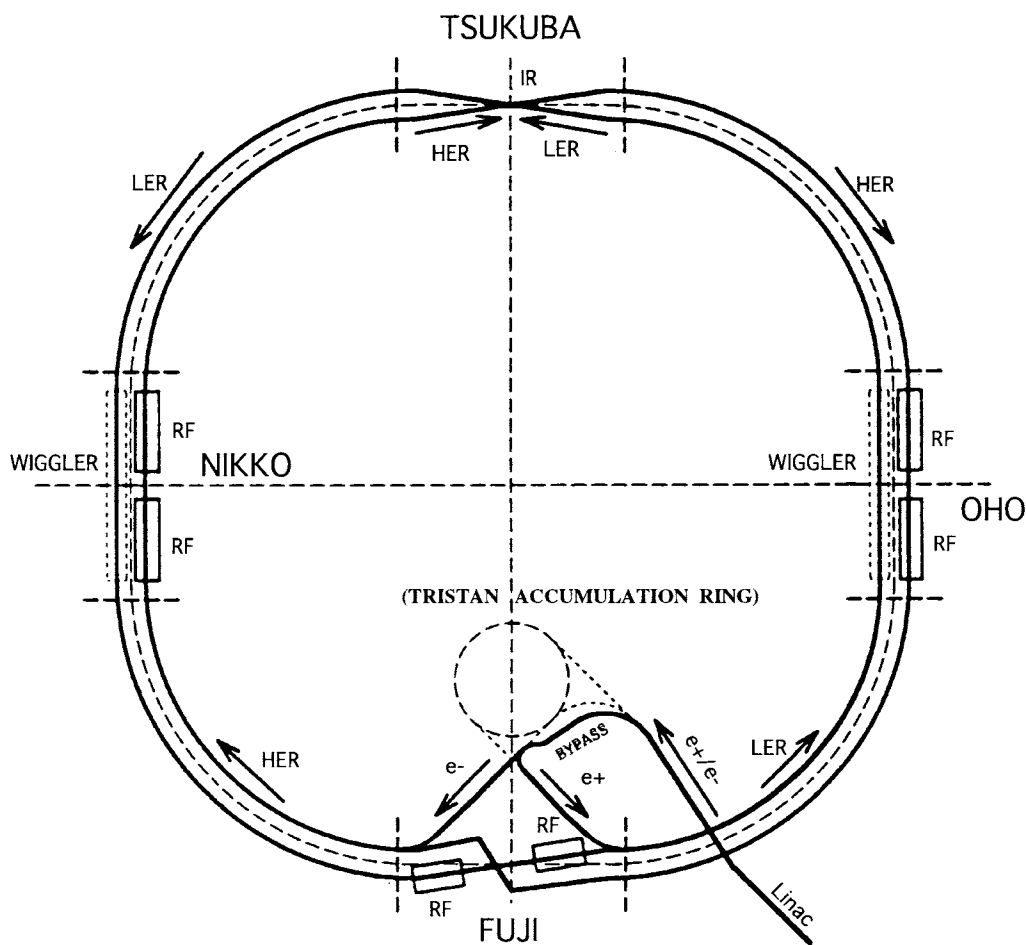


図 2.2: KEK B

KEK B は Figure 2.2 に示すように電子・陽電子線型加速器及び電子蓄積用の 8 GeV のリング (HER: High Energy Ring)、陽電子蓄積用の 3.5 GeV のリング (LER: Low Energy Ring) 2 つのリングを持つ。これは、電子と陽電子のエネルギーが異なることに起因する。以下に、KEK B ファクトリーでの加速器の特徴について述べる。

1. 非対称なエネルギー

前述の通り、電子と陽電子は非対称なエネルギーを持つ。対称なエネルギーで衝突させると、 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ の過程で $\Upsilon(4S)$ がほぼ運動量を持たない状態で生成される。それが崩壊してできる $B\bar{B}$ もまた、運動量をもたない。CP 非保存の測定には $B\bar{B}$ 混合の時間発展を測定しなければならないので、不都合が生じる。そこで、非対称なエネルギーで衝突させる事により、 $\sim 2.3 \text{ GeV}/c$ のエネルギーをもった B 中間子を生成することができる。これにより、 $B\bar{B}$ の崩壊点の間の距離をのばし時間発展の測定を可能にする。

電子のエネルギーが高いのは電子では低いエネルギーほどイオントラッピング現象 (残留ガスがイオン化されて生じたイオンが電子の軌道の周辺に捕捉されることにより、電子ビームの運動が攪乱される現象) が起こりやすくなるためである。

2. 高いルミノシティ

B 中間子の崩壊過程は多数あり、個々の分岐比が小さい。故に、CP 非保存の観測ができる特定の崩壊過程を得るには大量の B 中間子を生成しなければならない。そこで KEKB ファクトリーでは以前に使用していた KEK のトリスタンのリングを改造した非対称エネルギー・2リング型電子-陽電子衝突型の加速器で $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を目標ルミノシティ (単位時間に入射するビーム粒子の数。ルミノシティ L は、断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R が $R = L\sigma$ となるように定義される。) としている。これはトリスタンの数 100 倍のルミノシティである。

B ファクトリー計画で用いられる加速器の概要を次に示す。

	LER	HER
周長	3018m	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34} (2 \times 10^{33} \text{ 以上}) \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$	
使用する粒子	電子	陽電子
ビームのエネルギー	8.0 GeV	3.5 GeV
ビーム電流	1.1A	2.6A

KEK B における座標は、電子の進行方向に z 軸をとり、それと垂直に天頂方向を y 軸、右手系水平方向を x 軸とする。衝突点 (Interaction Point : IP) が原点となる。方位角 ϕ 、点頂角 θ の定義は Figure 2.3 に示してある。

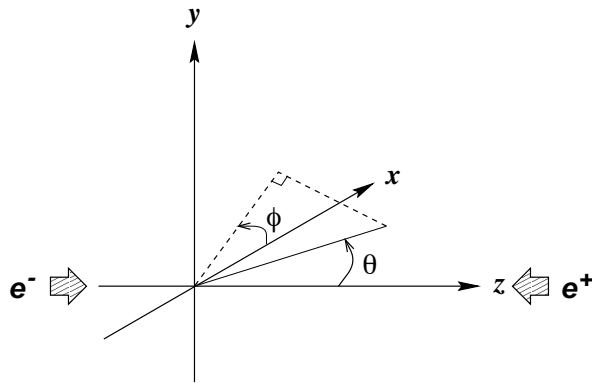


図 2.3: 座標系の定義

2.3 BELLE 検出器

CP 非保存の測定するためには、 B 中間子と \bar{B} 中間子の対の各々の時間変化と共に観測し、その違いを追跡する必要がある。そのため、高性能且つ効率よく検出する必要がある。そのような目的を達成するために KEKB ファクトリー計画で使用される検出器には次のような性能が要求される。

1. バーテックス検出

B 中間子の崩壊点を少なくとも平均崩壊長の $1/2$ よりもよい精度で測定できること (KEKB では、 $\leq 100\mu m$ 程度)。 $B\bar{B}$ の崩壊の時間差 Δt は B, \bar{B} の崩壊点での z 座標を、 z, z' で、それぞれ与えれば、

$$\Delta t \sim \frac{\Delta z}{c\beta\gamma} = \frac{z' - z}{c\beta\gamma} \quad (2.11)$$

で求められる。以上から、 Δz の誤差が直接 $B\bar{B}$ の崩壊の時間差 Δt の誤差に関わってくるのがわかる。

2. 運動量測定

B 中間子からの崩壊粒子の運動量を高精度で測定することはイベントとバックグラウンドとを識別するときに重要となる。

3. 粒子検出・識別

$\pi^\pm, \pi^0, K_S^0, K_L^0$ など多岐に及ぶ終状態粒子を正しく判別するために粒子の識別能力をもつこと。

4. カロリーメータ

γ 線を伴う B 中間子の崩壊を測定するために高性能のカロリーメータを持つこと。

5. データ収集システム

毎秒数十～数百イベントが生成されると予想されるので、効率よく興味あるイベントを選び取り込むトリガーと高速のデータ収集システム。

次に各検出器について述べる。Figure 2.4 は BELLE 検出器の断面図で内側から SVD (Silicom Vertex Detector : シリコンバーテックス検出器)、CDC (Central Drift Chamber : 中央ドリフトチェンバー)、ACC (Aerogel Cherenkov Counter : エアロジェル・チェレコフカウンター)、TOF (Time-of-Flight : 飛行時間差測定器)、ECL (:電磁カロリメータ)、KLM (: $K_L^0 \cdot \mu$ 粒子検出器) である。なお ACC,ECL,KLM はそれぞれバレル部、エンドキャップ部で構成されている。

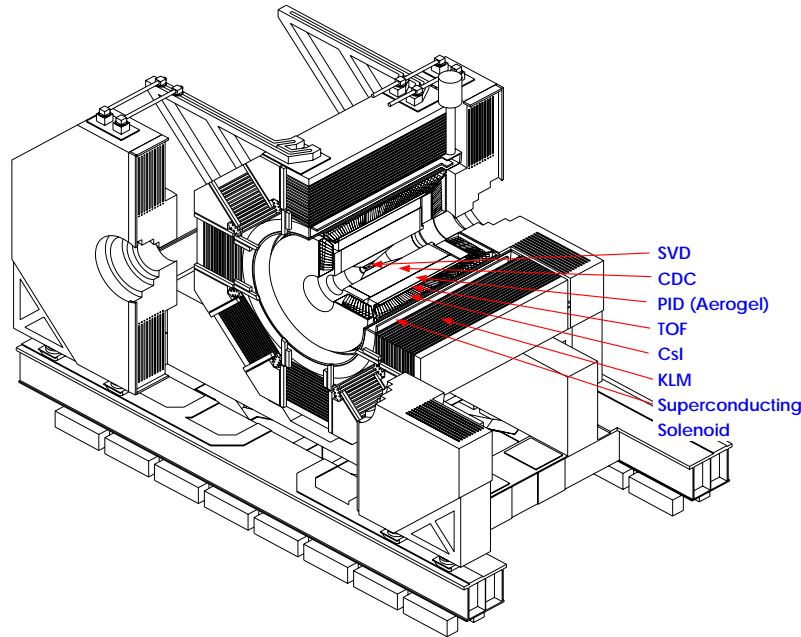


図 2.4: BELLE 検出器

Figure 2.14 は BELLE 検出器の z - y 平面における断面図である。

2.3.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD の断面図を Figure 2.5 に示す。左図が x - y 断面、右図が y - z 断面である。

SVD は、厚さ $300\mu\text{m}$ のシリコン板に $6\mu\text{m}$ 幅の電極を $25\mu\text{m}$ 間隔に貼り付けたものである。逆バイアスがかかることによってキャリア空乏層がほぼ厚さいっぱい広がったところに荷電粒子が通過すると電子・ホール対が生成され、それが電極に集められてパルス信号となる。

主な役割は、 B 中間子の崩壊点 (バーテックス) を高精度 ($\leq 100\mu\text{m}$) に検出である。BELLE 実験において崩壊の時間情報は、2 つの B 中間子の崩壊点の相対位置によって得られる。その他には、 $B\bar{B}$ イベント検出のため BELLE 検出器に対し全立体角をカバーできる大きさが要求され、期待されている。 θ 方向の検出可能領域は $23^\circ < \theta < 140^\circ$ となっている。粒子のエネルギー損失、多重散乱を少な

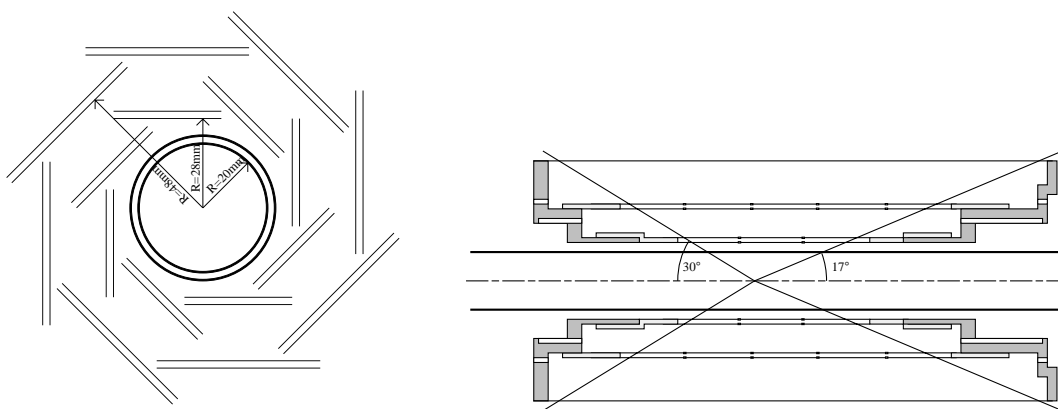


図 2.5: SVD 断面積

くするため、ビームパイプ、SVD 自身のアクセプタンスには物質量を少なくすることも必要となってくる。また他の検出器のトラッキングやトリガーの情報源としても用いられている。

2.3.2 中央ドリフトチェンバー (CDC)

CDC の断面図を Figure 2.6 に示す。荷電粒子飛跡検出にはドリフトチェンバー

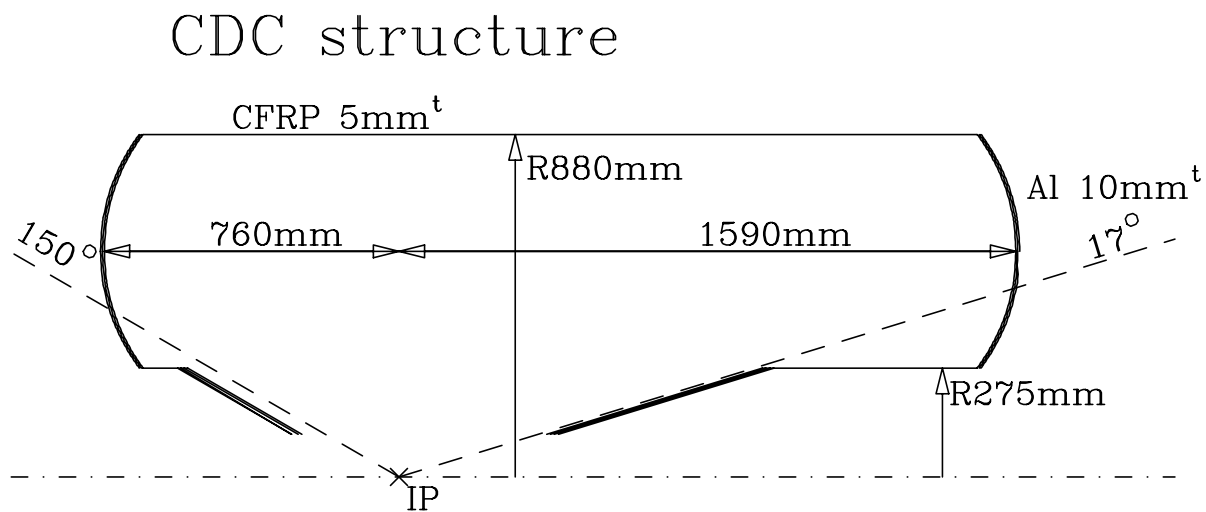


図 2.6: CDC 断面積

が利用されている。ドリフト・チェンバーとは細い電極線を多数張り、ヘリウム/エタンの混合ガスで構成された検出器である。この検出器のなかを荷電粒子が通

ると、飛跡の周りのガスを電離してイオン対をつくる。さらに、発生した電子が陽極(信号線)に向かってドリフトしながら、周りのガスを次々のイオン化していき、信号となって検出される。どの信号線に信号が来たかだけでなく、発生位置から時間的に最短距離を移動してきた電子がガス増幅を起こすまでの時間を測定し、それから逆算して粒子の信号線からの通過距離(位置)を精度よく決定する。BELLE CDC においては、荷電粒子は、超伝導ソレノイドで作られる 1.5 テスラの磁場中で運動量に応じた螺旋型の飛跡を描く。その飛跡を測定することにより、粒子の運動量を再構成する。内部には、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。アノードワイヤには z 軸方向に平行な axial ワイヤとわずかに角度を持たせた stereo ワイヤがあり、stereo ワイヤによって z 方向の位置測定が可能となっている。測定可能領域は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ である。また、ガスによる多重散乱を極力抑えるためドリフト稀ガスとして、これまでよく使われてきたアルゴンに代わりヘリウムを採用している。

CDC の主な役割は、荷電粒子のトラッキングのほかに、エネルギー損失 (dE/dx) を測定による、 π 中間子、 K 中間子、陽子等の粒子識別である。エネルギー損失は粒子の種類によらずその速さ ($\beta = v/c$) で決まるため、運動量及びエネルギー損失がわかれば粒子を同定できるからである。

現在までの実験で得られている CDC の性能は、

空間分解能 $\sim 143\mu\text{m}$

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = 0.25\%p_t \oplus 0.39\%$$

$$\frac{dE}{dx} \text{ の分解能} = 5.2\%$$

である。

2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC)

ACC と TOF (後述) は K 中間子と π 中間子の識別に用いられる。 K/π 中間子の識別は、イベントが B 中間子の崩壊によるものであることを判別し、高い S/N で測定を行うのに不可欠である。

ACC は SiO_2 エアロジェルを媒質として用いた閾値型チェレンコフカウンターである。主に運動量が $1.2 \text{ GeV}/c$ 以上の K/π 識別を目的としている。一般に荷電粒子が屈折率 n の物質を速度 β で通過するとき、

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.12)$$

ならば、チェレンコフ光を発生する。CDC により、運動量が分かっているので、 π ではチェレンコフ光を発生し、 K では発生しないような屈折率を持つ物質を選べ

ば、 π/K の識別はチェレンコフ光の有無によって行われる。KEKB では、屈折率 $n = 1.01 \sim 1.02$ にしてある。

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 $12 \times 12 \times 10 \text{ cm}^3$ である。バレル部は 1 つのエアロジェルを 2 個の光電子倍增管で、エンドキャップ部は 1 個の光電子倍增管でその光量を測定する。検出可能領域はバレル部で $33.7^\circ < \theta < 120.8^\circ$ 、エンドキャップ部は前方のみで $13.6^\circ < \theta < 33.4^\circ$ である。

ACC の断面図を Figure 2.7,2.8 に示す。

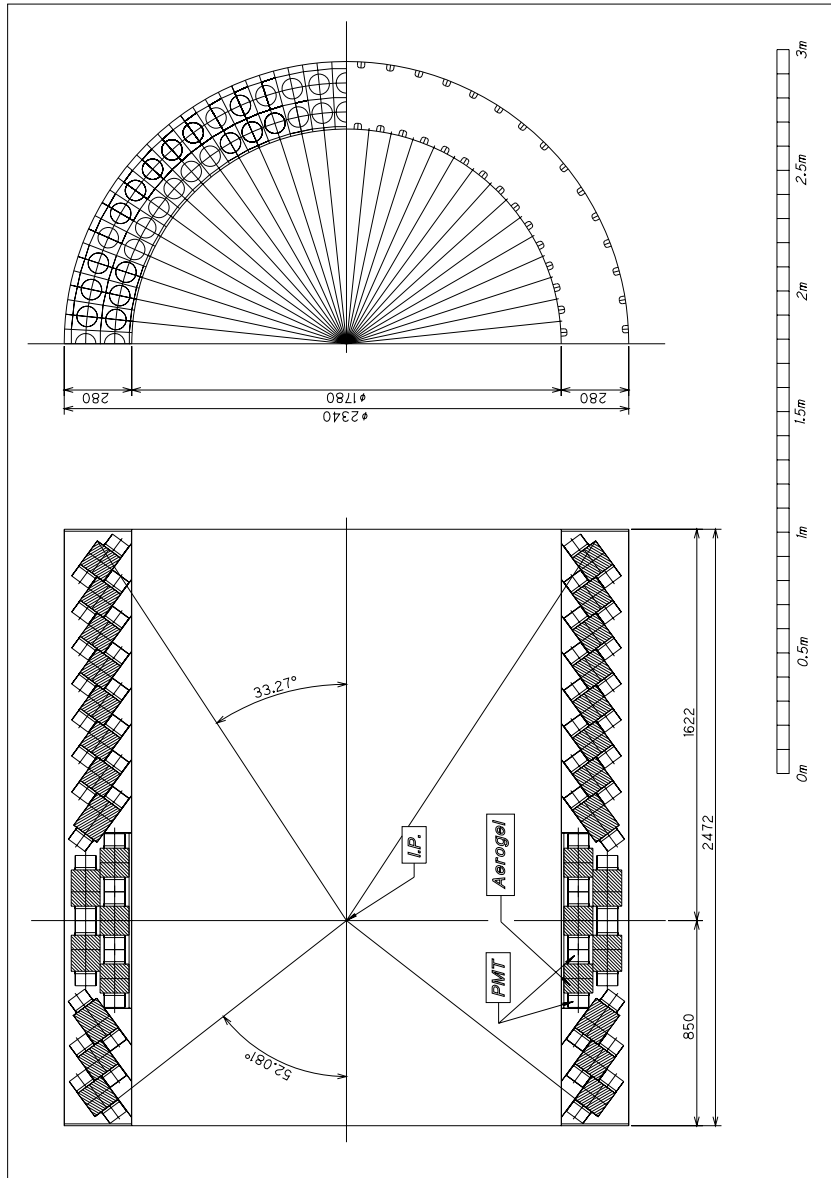


図 2.7: ACC バレル部断面積

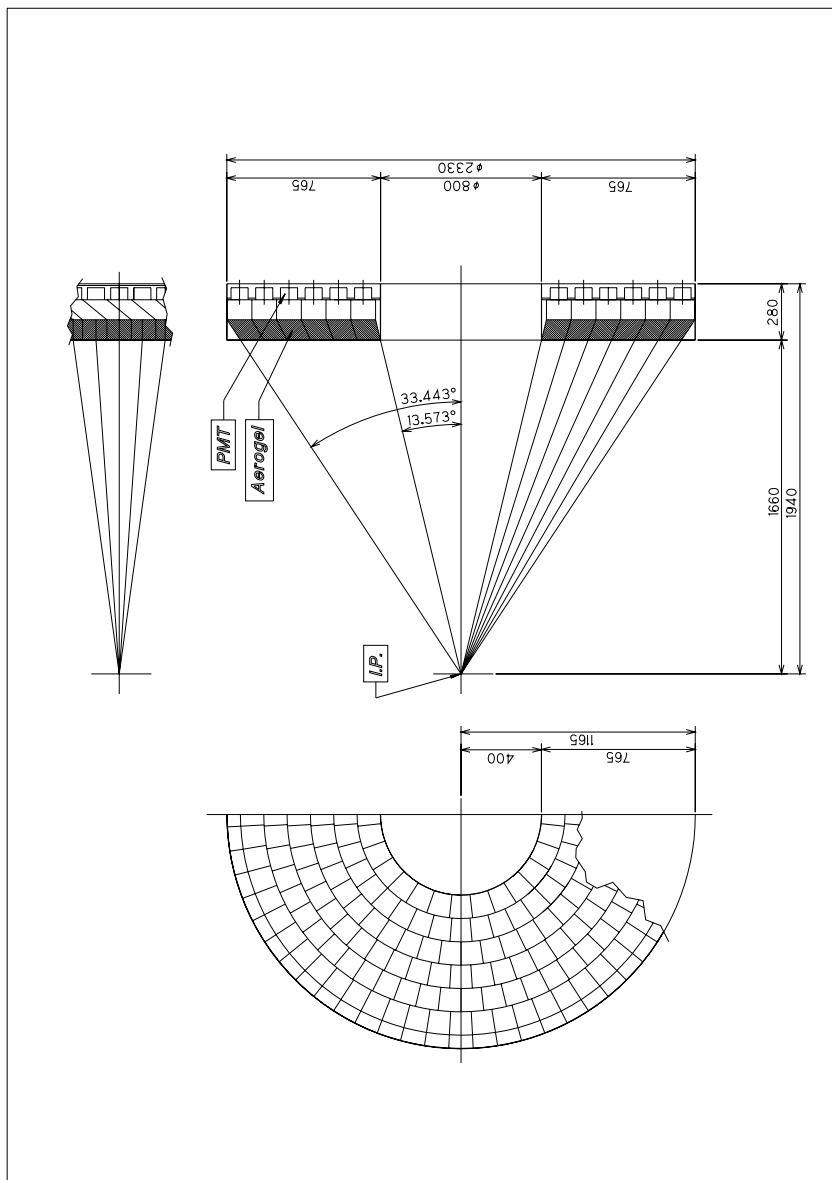


図 2.8: ACC エンドキャップ部断面積

2.3.4 飛行時間差測定器 (TOF)

TOF は、プラスチック・シンチレーターを用いた検出器である。主に運動量が $1.2 \text{ GeV}/c$ 以下の K/π 識別を目的としている。荷電粒子の運動量 p は CDC により測定でき、粒子の飛行時間 T が測定できれば、飛行長 L とすると、

$$T = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.13)$$

の関係式から粒子を同定することができる。また時間応答が特に速く時間分解能が優れていることからデータを取り込むタイミングを決めるタイミングトリガーとしても用いられる。

TOF のモジュールを Figure 2.9 に示す。1 つの TOF モジュールは 2 つの TOF シンチレータと 1 つの TSC (Trigger Scintillation Counter) で構成されていて、それぞれのシンチレータの両端には FM-PMT (Fine Mesh dynode PhotoMultiplier Tube) と呼ばれる光電子増倍管がつけられている。TOF シンチレータと TSC の大きさはそれぞれ $4 \times 6 \times 255 \text{ cm}^3$ 、 $0.5 \times 120 \times 263 \text{ cm}^3$ である。TOF シンチレータは飛行時間を測定し、TSC はタイミングトリガーを出す役割を果たしている。このモジュールがバレル部に 64 個、円筒形に配置されている。

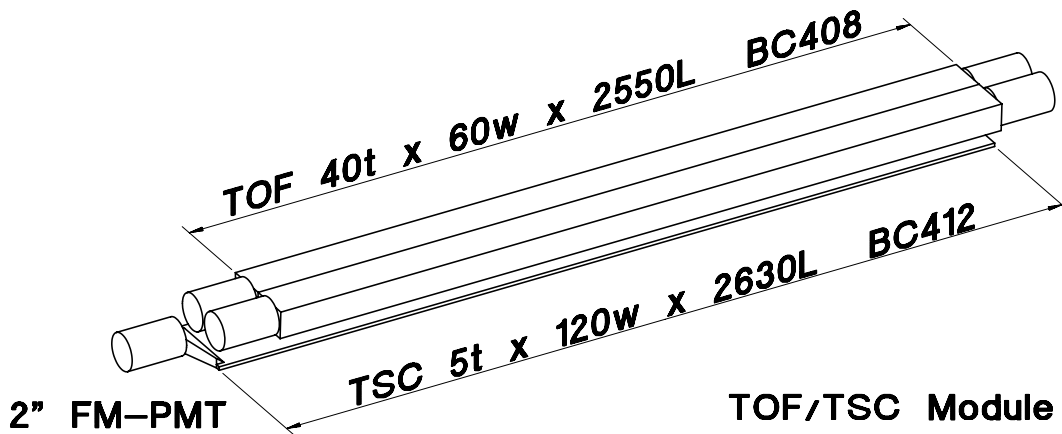


図 2.9: TOF/TSC モジュール

2.3.5 電磁力ロリメータ (ECL)

ECL の主な役割は、光子 (γ) 及び電子 (e) 検出である。 B 中間子の崩壊によってできる粒子のうち約 $1/3$ が中性 π 中間子であり、 π は 2 つの γ 線に崩壊する。故に、 B ファクトリーの実験では荷電粒子の検出と同等に γ 線の検出能力が重要で

ある。また、生成される γ のエネルギーは $20\text{MeV} \sim 3\text{GeV}$ であるが、ルミノシティ測定等のため、Bhabha 散乱を測定するので、 8GeV までの測定が必要となるので、非常に広いエネルギー領域を検出しなければならない。

以上の様な要請を満たすため、KEKB ファクトリーでは、ECL に CsI の結晶にフォトダイオードを取りつけたものが使用されている。この結晶の大きさは前面 $5.5 \times 5.5 \text{ cm}^2$ 、後面 $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$ 、長さ 30 cm で、この結晶をバレル部、エンドキャップ部合わせて 9000 本使用している。ECL の検出可能領域は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ である。

CsI 電磁カロリメーターを Figure 2.10 に示す。

BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER

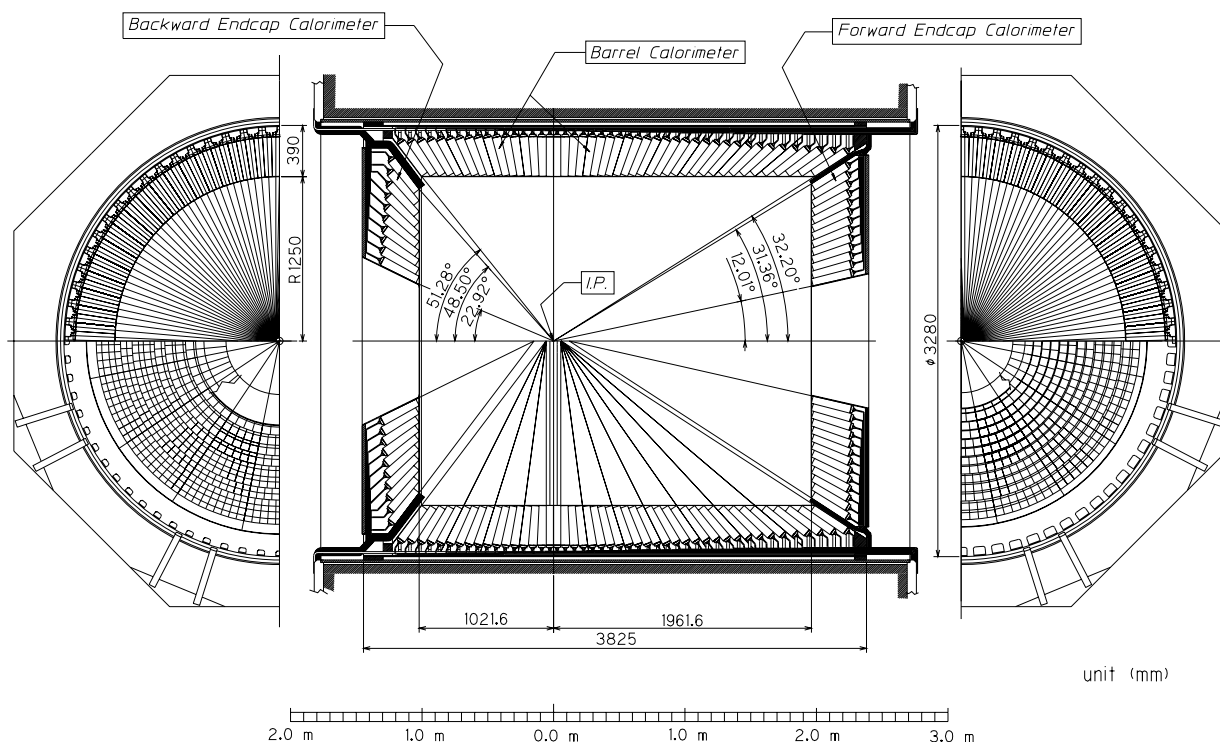


図 2.10: CsI 電磁カロリメーター

2.3.6 超伝導ソレノイド

荷電粒子の電荷の識別や運動量測定のための磁場を作るための超伝導ソレノイドが ECL と KLM の間に設置される。磁場の強さは 1.5 テスラである。

2.3.7 K_L^0/μ 粒子検出器 (KLM)

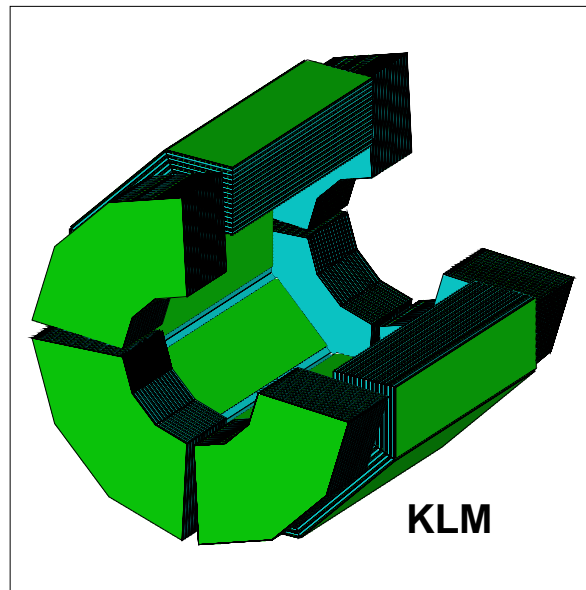


図 2.11: KLM

KLM は BELLE 検出器の最外層 (Figure 2.11) に位置する。 K_L^0 中間子と μ 粒子の識別を行う。 K_L^0 粒子は電氣的に中性であるので、測定器の物質と強い相互作用を起こさせ荷電粒子を放出されることで、検出する。そのため、ソレノイドの外側に厚さ 4.7 cm の鉄と飛行位置を測定するための検出器 (RPC:Resistive Plate Counter (高抵抗電極板カウンター) 2.12) を交互に重ねたサンドイッチ型構造にし、鉄との反応を起こさせて検出する。またこれら鉄の層は超伝導ソレノイドによる磁束を戻す役割も果たしている。KLM はバレル部とエンドキャップ部に分かれており、それぞれがフォワード側 (z 軸に対して正の方向) とバックワード側 (z 軸に対して負の方向) に分かれている。その 4 つの部分それぞれがさらに扇形をしたセクターという単位に分かれており、エンドキャップ部のフォワード側、バックワード側でそれぞれ 4 つ (エンドキャップ部: 鉄 14 層、RPC 14 層)、バレル部のフォワード側、バックワード側でそれぞれ 8 つ (バレル部: 鉄 14 層、RPC 15 層) のセクターがある。

μ 粒子は荷電粒子であるのでソレノイド内の検出器で運動量やエネルギー損失といった物理量は測定できるが、それだけでは対象となる μ 粒子とハドロンの区別が付きにくい。そこで μ 粒子とハドロンを区別するために μ 粒子は主として電磁相互作用による電離損失でそのエネルギーを失うだけであるが、ハドロンは強い相互作用を通して物質との相互作用をするということを利用する。ハドロンならば間にはさんである鉄と反応して多くの飛跡を残すか、より大きくエネルギーを損失し途中で止まるが、 μ 粒子はそれほど物質と相互作用をおこなわずほと

んど方向を変えずに貫通するので、それによってハドロンと μ 粒子を区別できる。

東北大学はこの $K_L^0 \cdot \mu$ 粒子検出器のエンドキャップ部を製作するとともに、そのデータ収集や粒子識別のためのソフトウェアの製作、RPCの研究をおこなってきた。

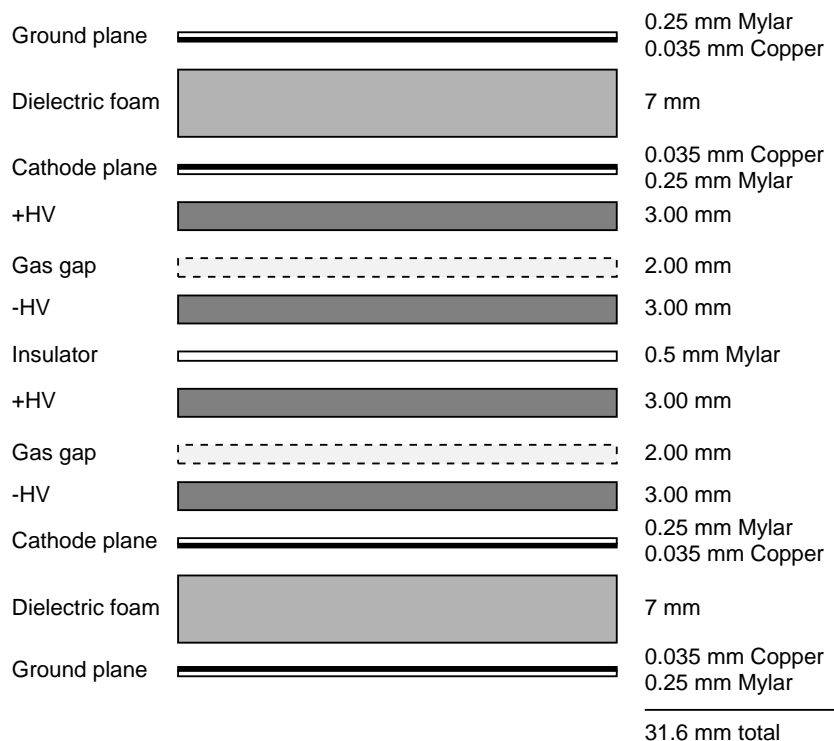


図 2.12: KLM のモジュール断面図

2.3.8 トリガーシステム

BELLE 実験ではイベント発生率がごく小さいイベントの物理を観測するために、 $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ という高いルミノシティを保ったままほぼ継続的にビームを出す。ゆえにそれぞれの検出器のシングルレートはかなり高いものになる。そのような状況ではトリガーの果たす役割と責任は大きいものになる。

Figure 2.13 にトリガーシステムの概要を示す。BELLE 実験のトリガーシステムはそれぞれの検出器のサブトリガーシステムと Global Decision Logic (GDL) からできている。検出器のサブトリガーシステムからのトリガー信号は GDL に集められる。GDL はそのトリガー信号の組み合わせから物理事象かどうか判断し、データ収集を始める合図であるファイナルトリガーを出す。ファイナルトリガー

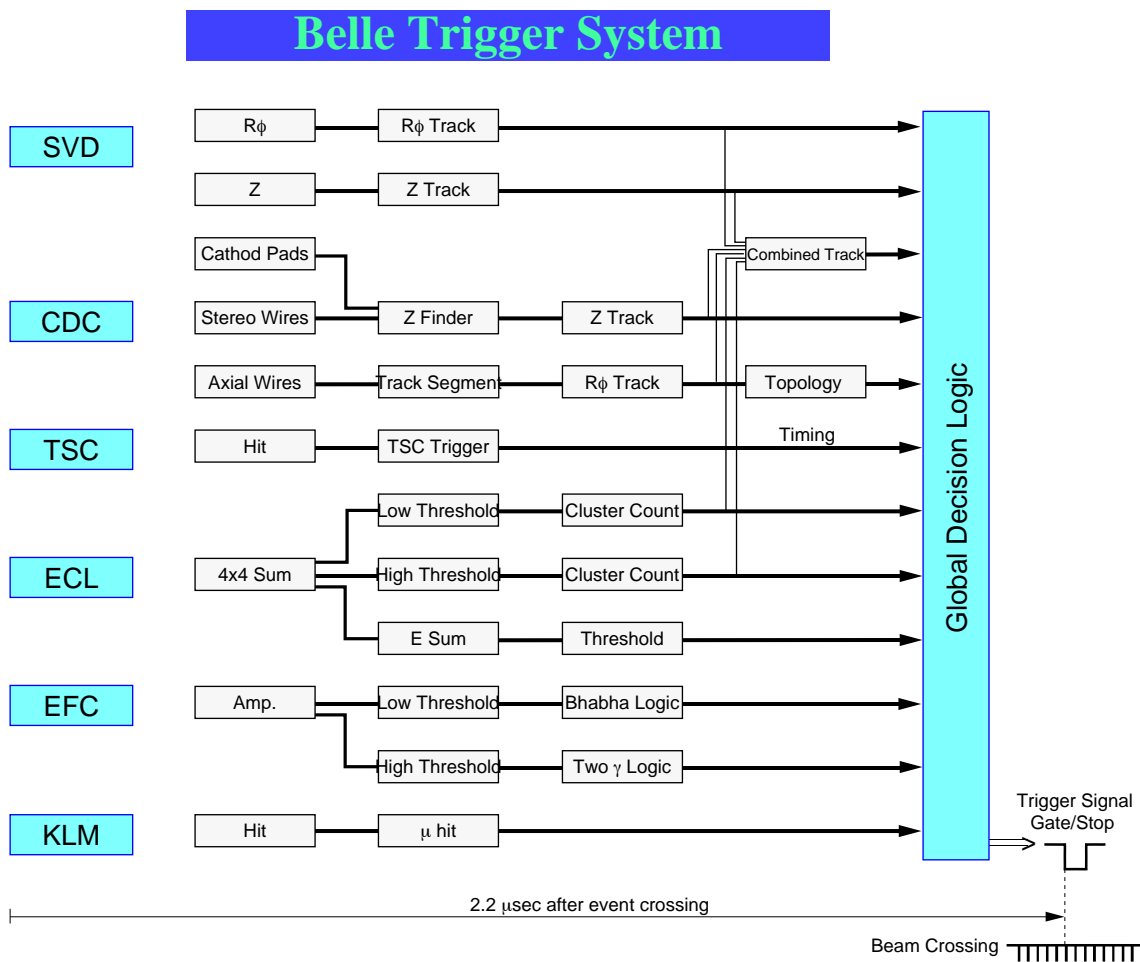


図 2.13: トリガーシステムの概要

を出すタイミングは TSC のタイミングトリガー又は CsI のタイミングトリガーによって決定される。

2.4 現在の状況

1999 年末までに物理データを収集したランが 1999 年の 5 月～8 月 (実験番号 3), 10 月～12 月 (実験番号 5), 2000 年 1 月～ (実験番号 7)、積分ルミノシティは約 6 fb^{-1} に達している。

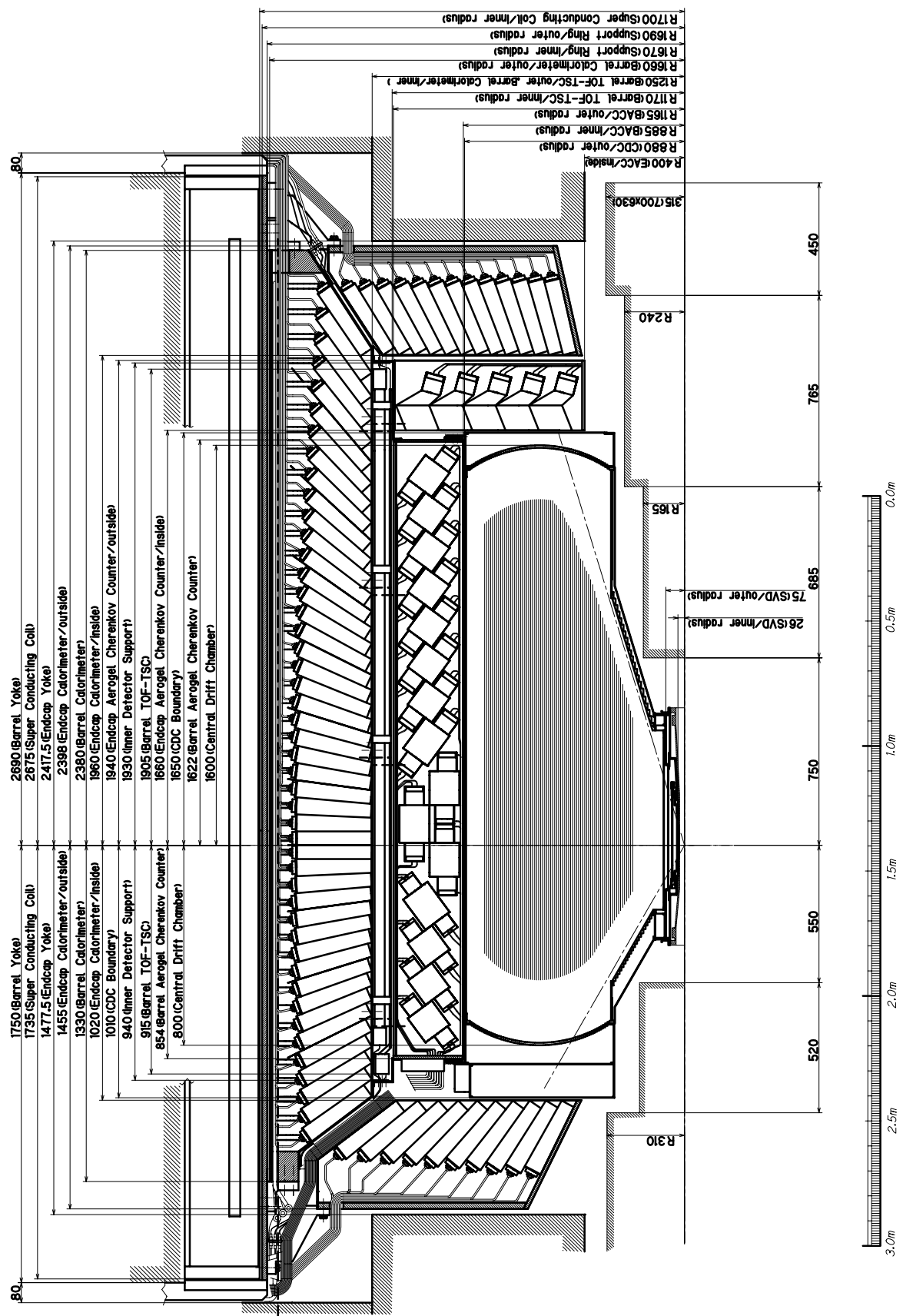


図 2.14: BELLE 検出器の内部構造

第3章 $B \rightarrow K^* \pi$

3.1 動機

BELLE 実験では、大量の B 中間子が生成される。そこで数多くある B 中間子の崩壊過程についての研究もなされている。その中の 1 つに希少崩壊過程と呼ばれる分岐比が 10^{-5} 以下のモードがあげられる。このモードは、検出の困難さゆえ、未だ十分な研究が進んでいない。本研究においては、希少崩壊過程の中から、 $B \rightarrow K^* \pi$ 崩壊を選ぶ。 $B \rightarrow K^* \pi$ の希少崩壊は、直接的 CP の破れを検証に利用できる。しかし、希少崩壊については、崩壊確率の上限のみ知られている。しかし崩壊の程過に於いて、標準理論を超えた粒子が関与しておれば、その崩壊確率が増加もしくは減少すると予想される。その関与について研究の為に、この崩壊について解析と考察を行う。

3.2 $B \rightarrow K^* \pi$ の物理

Figure 3.1 に $b \rightarrow X s \pi$ のファインマンダイアグラムを示す。前述の様に、 $B \rightarrow K^* \pi$ の希少崩壊は直接的 CP の破れの検証に利用できる。しかし、このループの中に、

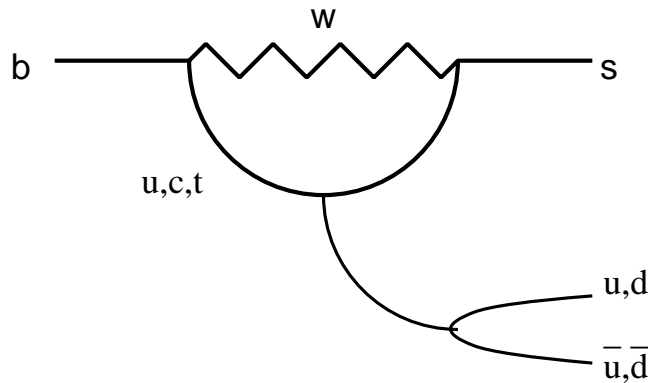


図 3.1: ファインマンダイアグラム

3.3 skim

まず初めにデータの skim を行う。skim のパラメータは、BELLE 実験での、HadronB $B^\pm \rightarrow K^{*0}(K^{*-0})\pi^\pm$ に3ケの荷電粒子を持ってくる。組み合わせは、正正負 若しくは 正負負 $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow K^{*\pm}\pi^\mp$ 過程に於ては、2ケの荷電粒子と K_S^0 粒子の $Vee2$ 粒子。組み合わせは、正負と $Vee2$ 粒子。それらの粒子を用いて、 B 粒子を再構成する。次に、 M_b (beam constrain mass : $M_b = \sqrt{E - P}$ と dE ($dE =$) をだす。そして、そのパラメータに対して、 $|dE| < 0.5, M_b > 5.2$ のカットで skim する。この skim により、それぞれの 減衰は、signal 78 %

generic $B\bar{B}$ 0.5 %

continuum background 7 %

である。

3.4 イベントの再構成

skim した、データに対して、signal を再構成する。

1. 荷電粒子の同定。
2. K_S^0 粒子の同定。
3. K^* 粒子の再構成とカット。
4. B 粒子の再構成。
5. イベントシェイプによる、カット。
6. M_b dE によるカット。

3.5 荷電粒子の同定

荷電粒子の Kaon と Pion のセパレーション関数である、atc pid を用いて、Kaon と Pion を分離する。

Figure 3.2 に於いて、左図は Kaon に於ける、atc pid の分布であり、白抜きのグラフがタグされた荷電粒子の、黒抜きのグラフがタグされた Kaon の分布である。右図は Pion に於ける、atc pid の分布であり、白抜きのグラフがタグされた荷電粒子の、黒抜きのグラフがタグされた Pion の分布である。

グラフから分かるように、Kaon は 1 に、Pion は 0 付近にピークを持つ。荷電粒子の同定には、Kaon は 0.9 以上、Pion は 0.1 以下であるものを用いる。

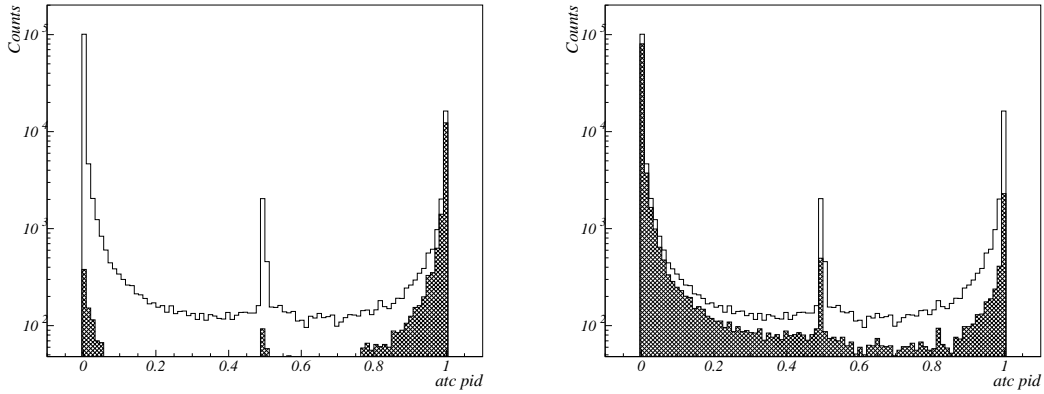


図 3.2: atc pid 分布

3.6 K_S^0 粒子の同定

K_S^0 の同定には、Mdst Vee2 table を使う。このテーブルは、符号の異なる荷電粒子から K_S^0 を再構成し、質量が $498 \pm 30 \text{ MeV}/c^2$ の範囲にあるものが、Mdst Vee2 の kind=1 の中に保存される。このテーブルを用いて K_S^0 の同定を行う。このテーブルの中にあるパラメータのうち、 $d\phi$, flightlength, Z distance, 質量を用いて同定を行う。

3.6.1 $d\phi$

まず始めに、 $d\phi$ についてセレクションを行う。 $d\phi$ とは、電荷の異なる荷電粒子から K_S^0 を再構成して作られた Vector と IP とのなす角。Figure 3.3 は、 $d\phi$ のイメージである。

Figure 3.4 に於いて、左図はシグナルに於ける $d\phi$ 分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされたシグナルイベントの K_S^0 の分布である。右図はバックグラウンドに於ける $d\phi$ 分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされた K_S^0 の分布である。Figure 3.5 は、 $d\phi$ に対して、 $0 \sim 0.1$ の範囲に於いて、 0.001 刻みのカットをくわえた時の、 K_S^0 と偽物の数の二次元プロット。左図はシグナルに於ける分布。右図はバックグラウンドに於ける分布。プロットは左から $0.001, 0.002 \dots 0.1$ 以下を要求した時の K_S^0 と偽物の比。グラフの左上方向ほど、より良い。 $d\phi$ は、 0.02 以下を要求する。

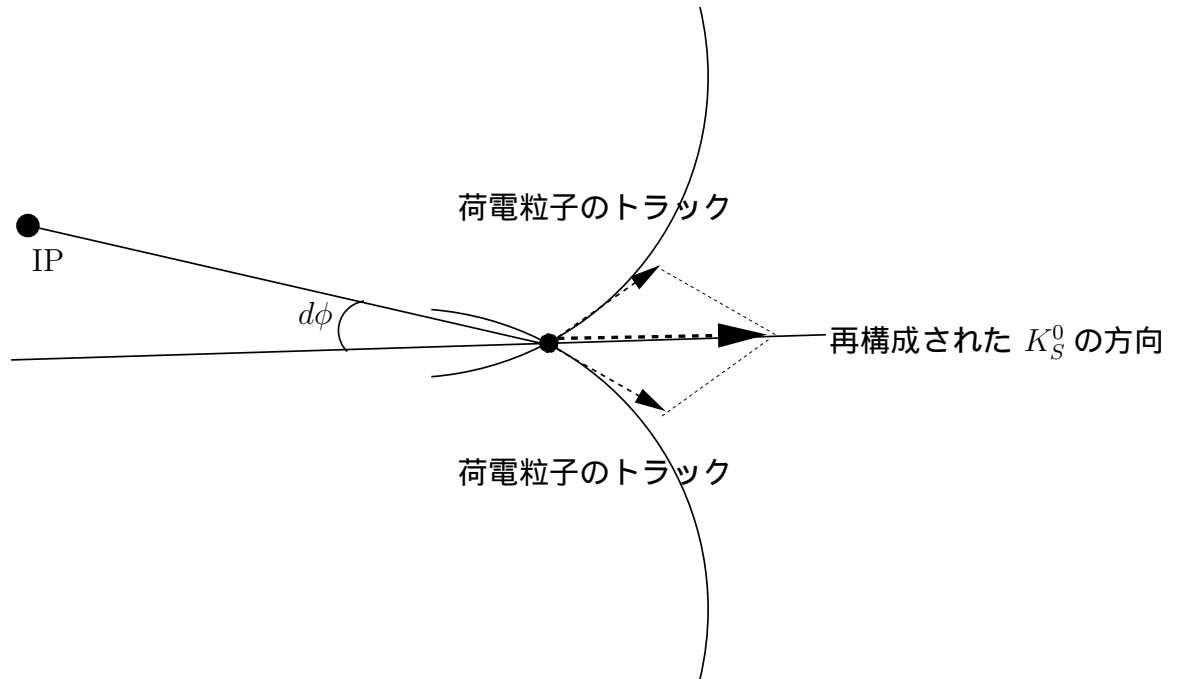


図 3.3: K_S^0 の $d\phi$

3.6.2 flight length

次に、flight length についてセレクションを行う。flightlength とは、IP(Interaction Point) から、Vertex との距離。Figure 3.6 に於いて、左図はシグナルに於ける flightlength 分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされたシグナルイベントの K_S^0 の分布である。右図はバックグラウンドに於ける flightlength 分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされた K_S^0 の分布である。図から分かるように、flight length が 0 近傍では、fake の K_S^0 が多い。Figure 3.7 は、flight length に対し、0 ~ 1.0 の範囲に於いて、0.01 刻みのカットをくわえた時の、 K_S^0 と偽物の数の二次元プロット。左図はシグナルに於ける分布。右図はバックグラウンドに於ける分布。プロットは左から 0.01, 0.02 ... 1.0 以上を要求した時の K_S^0 と偽物の比。グラフの左上方向ほど、より良い。flightlength は、0.3 以下を要求する。

3.6.3 Z distance

次に、Z distance についてセレクションを行う。Z distance とは、 K_S^0 を再構成するさい用いた 2 つの charged track の Z 方向における距離。Figure 3.8 に於いて、左図はシグナルに於ける Zdistance 分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされたシグナルイベントの K_S^0 の分布である。右

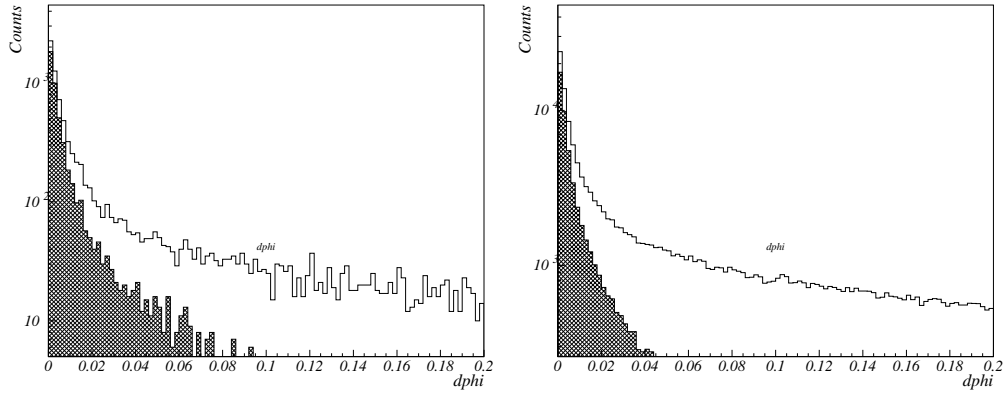


図 3.4: シグナルとバックグラウンドにおける K_S^0 の $d\phi$

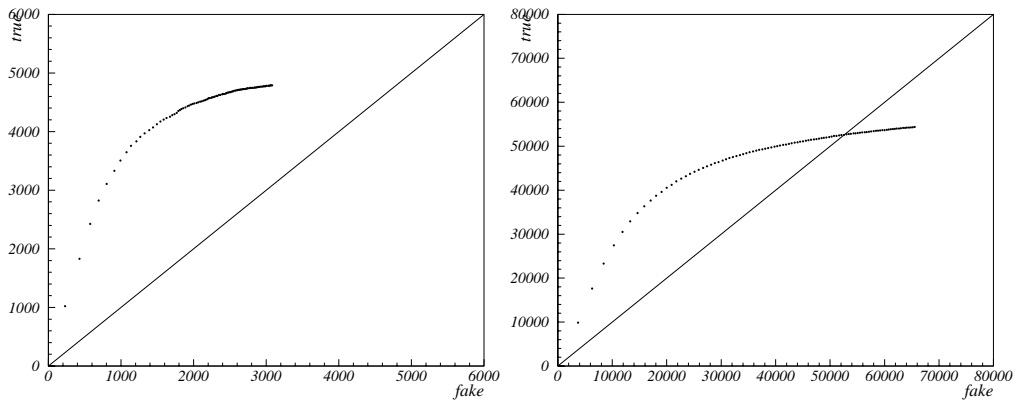


図 3.5: シグナルとバックグラウンドにおける $d\phi$ カット変遷

図はバックグラウンドに於ける Z distance 分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされた K_S^0 の分布である。図から分かるように、Z distance が 0 近傍に本物の K_S^0 が多く Z distance が大きくなるにしたがって、偽物が多くなる。Figure 3.9 は、Z distance に対し、0 ~ 10.0 の範囲に於いて、0.1 刻みのカットをくわえた時の、 K_S^0 と偽物の数の二次元プロット。左図はシグナルに於ける分布。右図はバックグラウンドに於ける分布。プロットは左から 0.1, 0.2 ... 10.0 以下を要求した時の K_S^0 と偽物の比。グラフの左上方向ほど、より良い。Z distance は、2.0 以下を要求する。

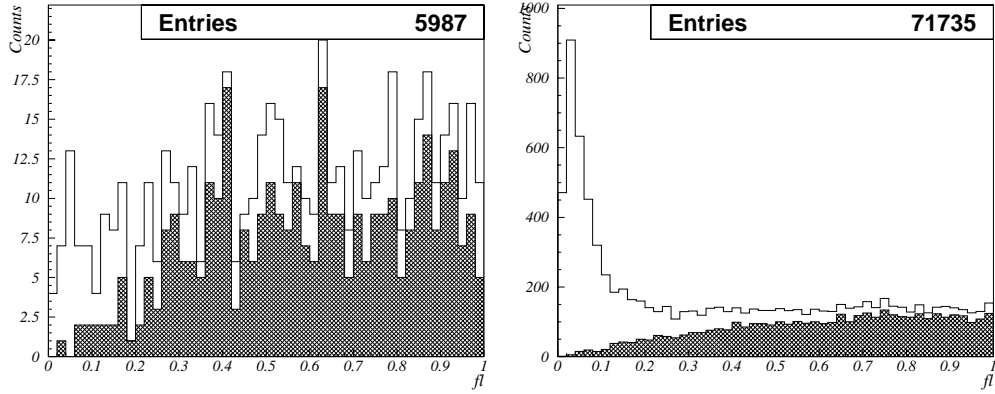


図 3.6: シグナルとバックグラウンドにおける K_S^0 の flightlength

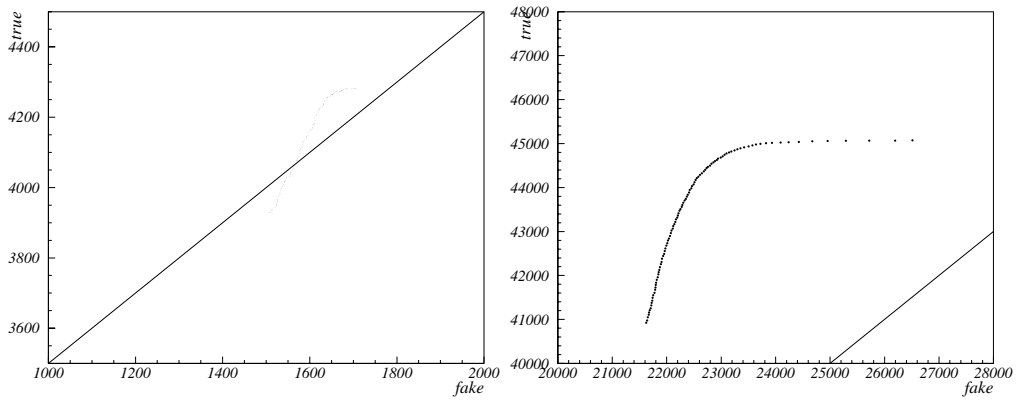


図 3.7: シグナルとバックグラウンドにおける flightlength カット変遷

3.6.4 質量

以上全てのカットをくわえた後の K_S^0 の質量分布を Figure 3.10 に示す。フィッティングは、double gaussian でフィットした。

$$\langle \text{fitting function} \rangle = P_1 \exp \left[-\frac{(x - P_3)^2}{2P_2^2} \right] + P_4 \exp \left[-\frac{(x - P_6)^2}{2P_5^2} \right] \quad (3.1)$$

Figure 3.10 に於いて、左図はシグナルに於ける質量分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされたシグナルイベントの K_S^0 の分布である。右図はバックグラウンドに於ける質量分布。白抜きのグラフがタグされた Vee2 particle、黒抜きのグラフがタグされた K_S^0 の分布である。

$3P_3(\sigma)$ を要求する。以上の K_S^0 に関する条件をかすと、 K_S^0 は、シグナルイベ

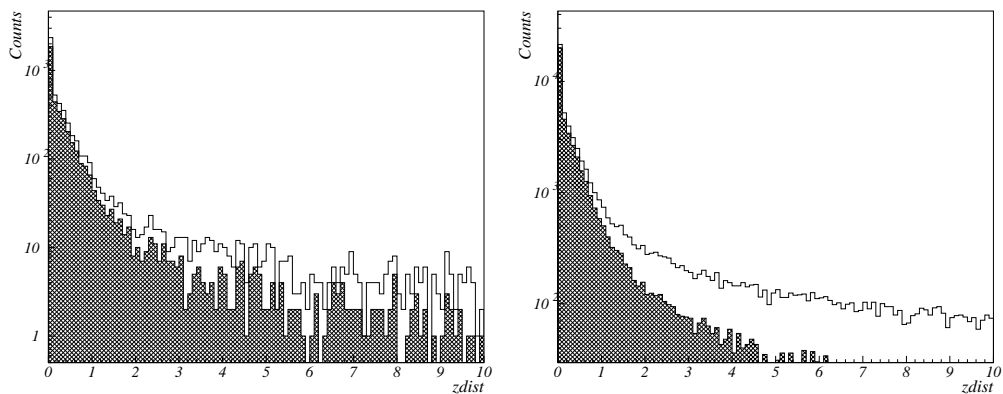


図 3.8: シグナルとバックグラウンドにおける Z distance

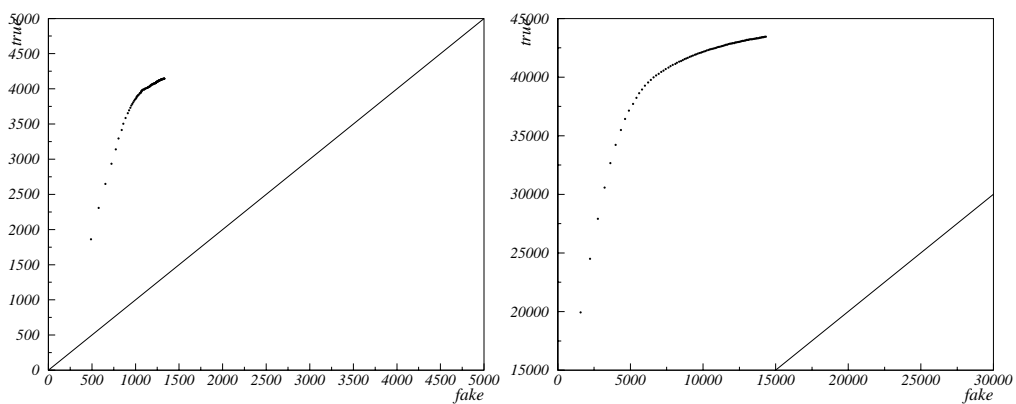


図 3.9: シグナルとバックグラウンドにおける Z distance カット変遷

ントにおいて、30% 残る。

3.7 K^* 粒子の再構成

$K^{*0}(K^+\pi^-)$, $\bar{K}^{*0}(K^-\pi^+)$, $K^{*+}(K_S^0\pi^+)$, $K^{*-}(K_S^0\pi^-)$ をそれぞれ再構成する。

シグナル $M_{K^{*0}}, M_{\bar{K}^{*0}}$

バックグラウンド $M_{K^{*0}}, M_{\bar{K}^{*0}}$

シグナル $M_{K^{*+}}, M_{K^{*-}}$

バックグラウンド $M_{K^{*+}}, M_{K^{*-}}$ K^* の質量で cut する。

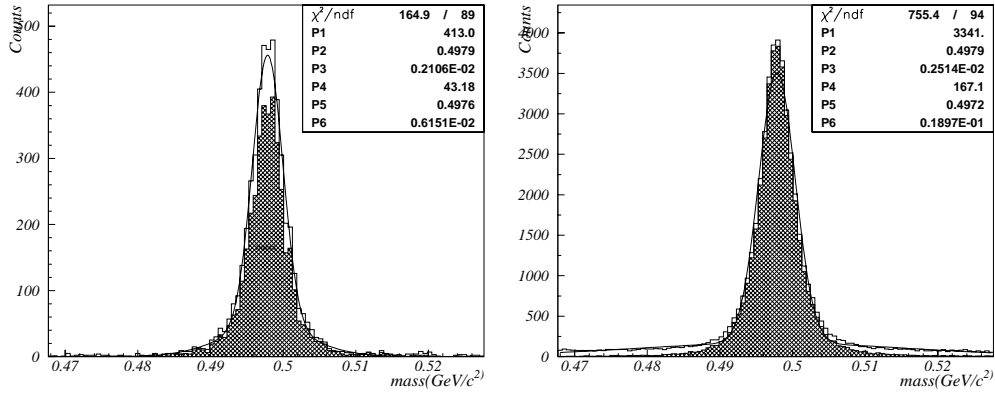


図 3.10: K_S^0 の質量分布 (double gaussian fit)

3.8 B 粒子の再構成

荷電 π 粒子と再構成し質量カットをくわえた K^* 粒子とで B 粒子を再構成する。

シグナル M_{B^+}, M_{B^-}

バックグラウンド M_{B^+}, M_{B^-}

シグナル $M_{B^0}, M_{\bar{B}^0}$

バックグラウンド $M_{B^0}, M_{\bar{B}^0}$

3.9 イベントシェイプ

3.9.1 スラスト

スラストの定義は、式 3.2 で与えられる。

$$T = \max_{|\mathbf{n}|=1} \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_i|}{\sum |\mathbf{n}|} \hat{T} = \mathbf{n}(T : max) \quad (3.2)$$

Charged モード

Neutral モード

Thrust

Angle between $thrust_B$ (made from B candidate particle) and $thrust_{other}$ (made from least particles).

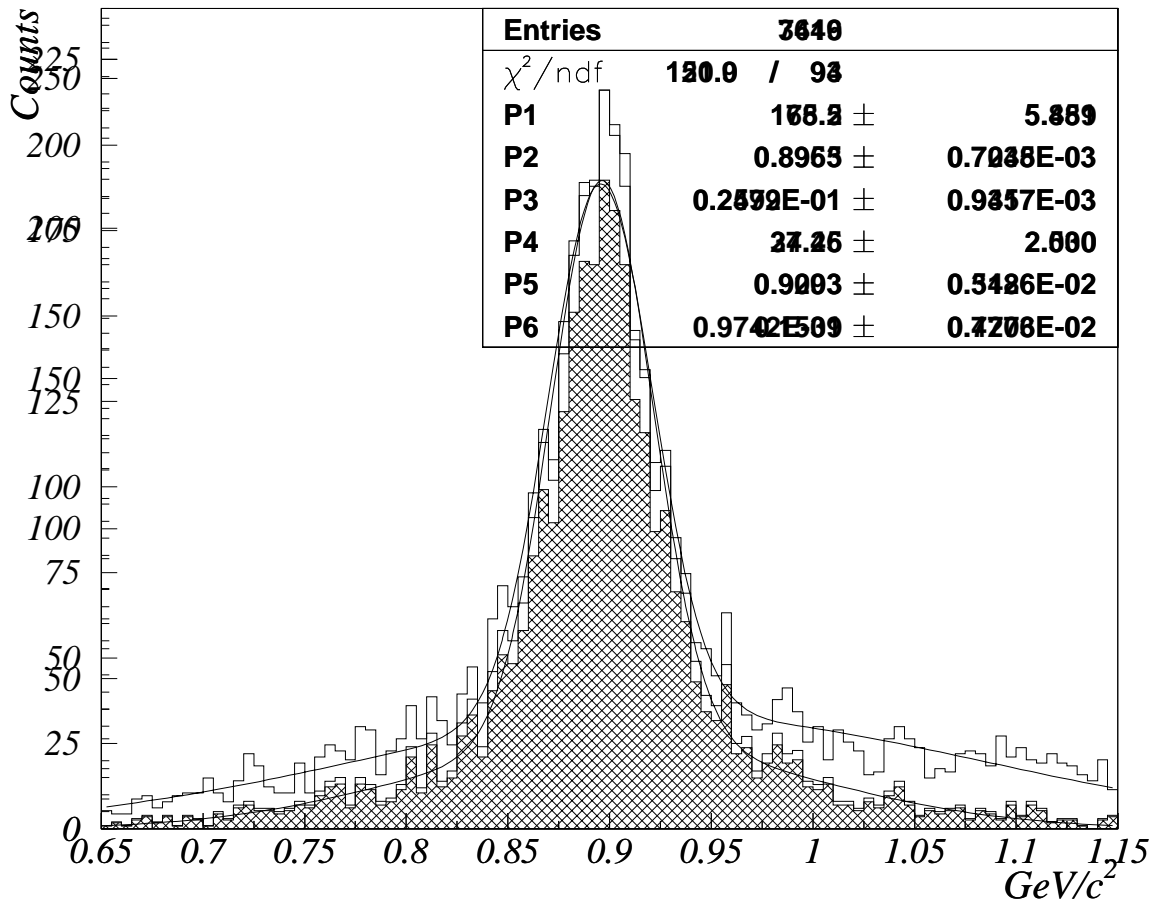
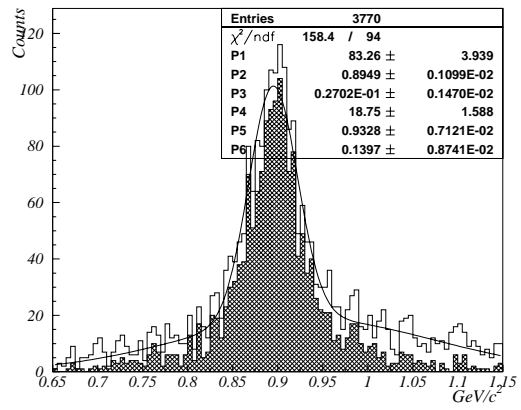
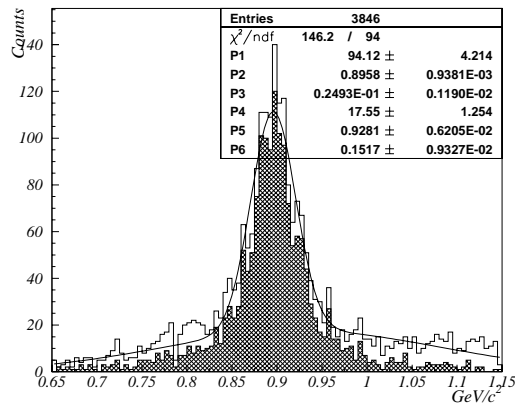


図 3.11: K^{*0}, K^{*0} の質量分布

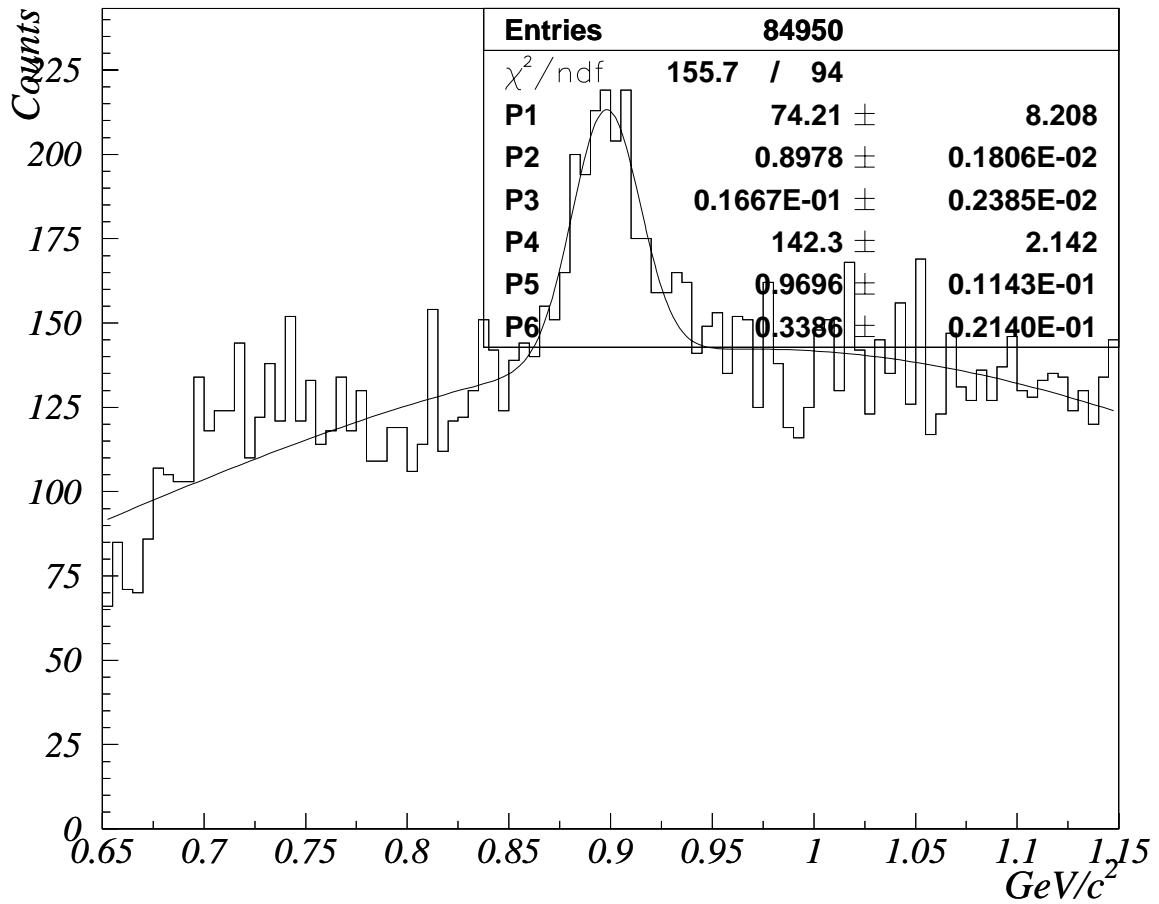
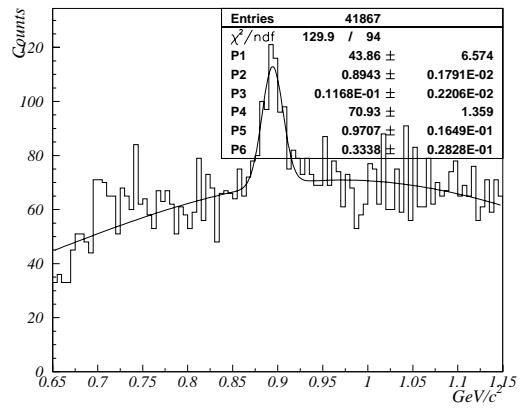
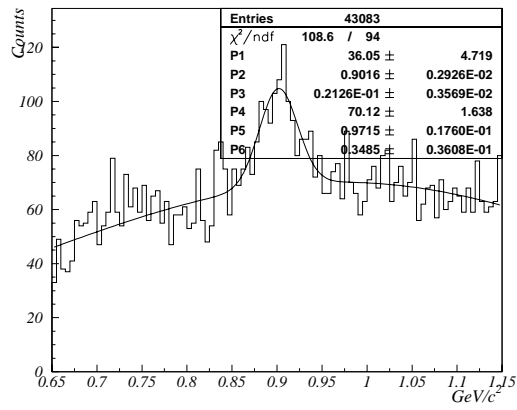


図 3.12: K^{*0}, K^{*0} の質量分布

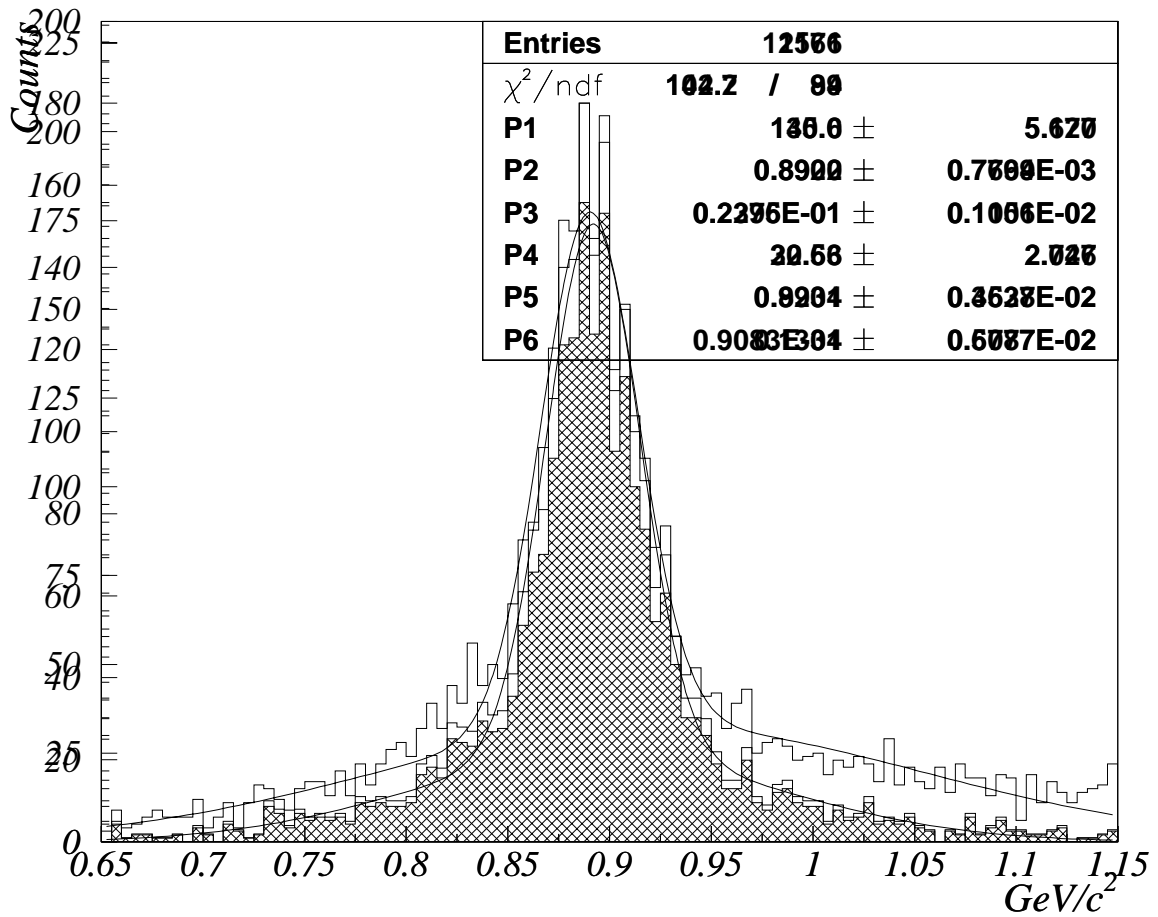
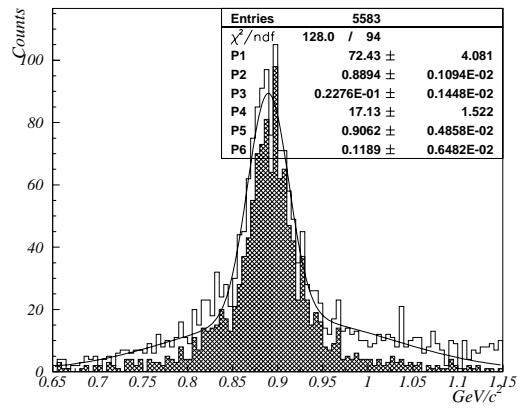
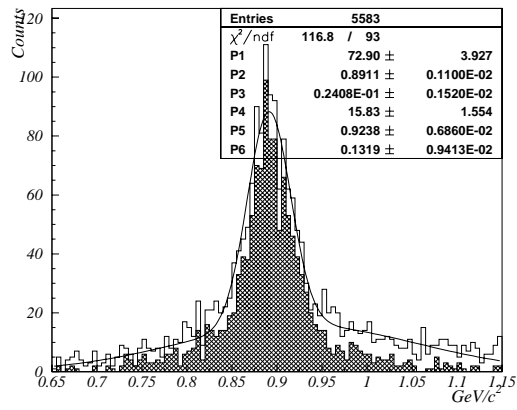


図 3.13: K^{*+}, K^{*-} の質量分布

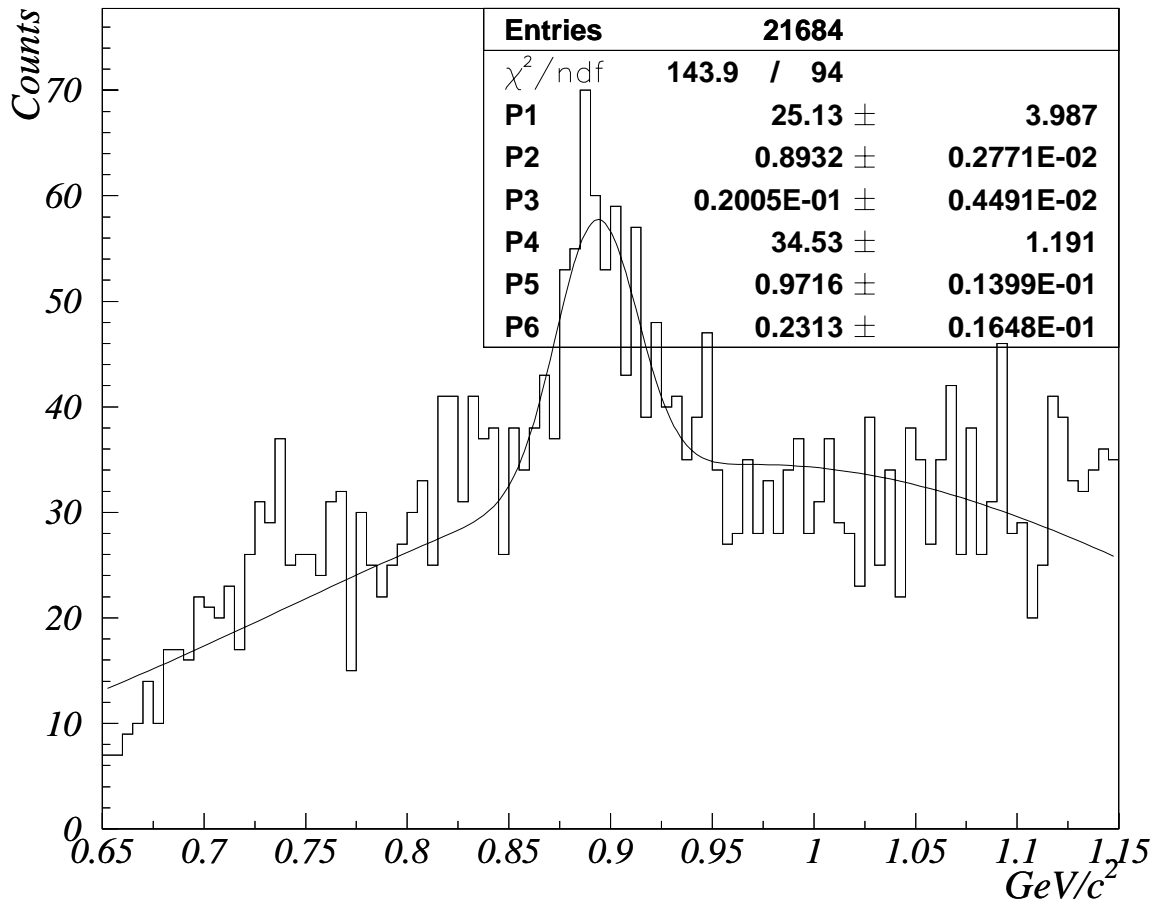
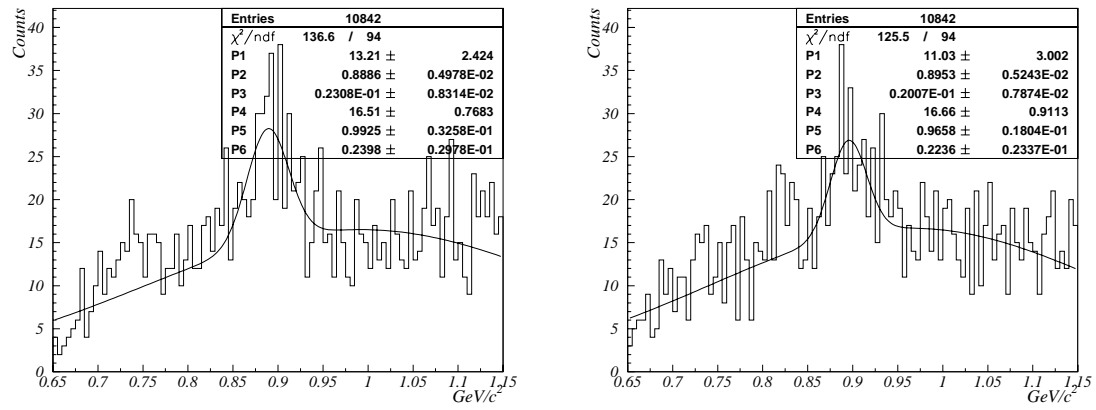


図 3.14: K^{*+}, K^{*-} の質量分布

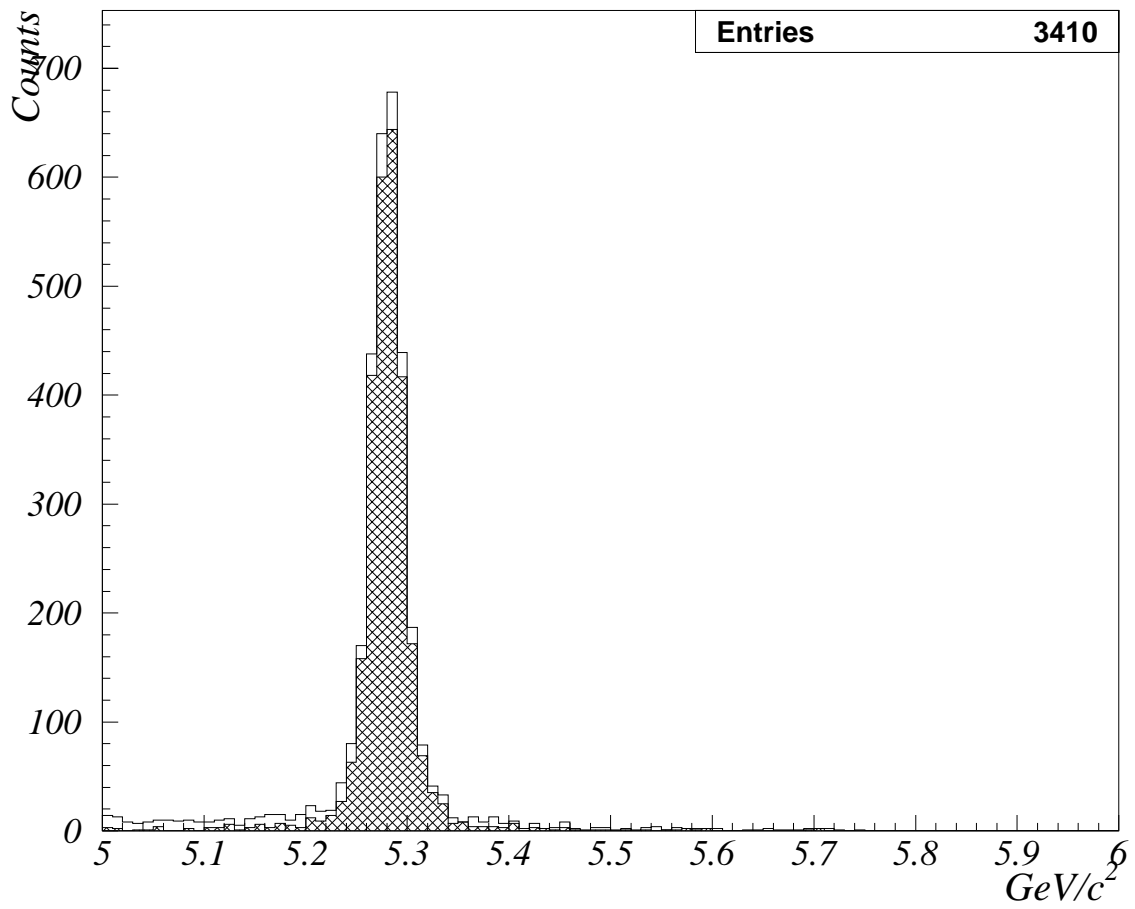
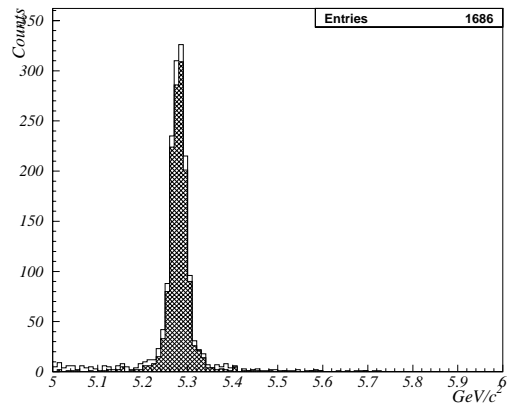
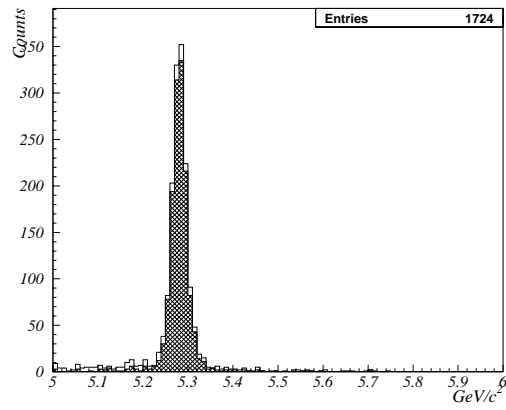


図 3.15: K^{*0}, K^{*0} の質量分布

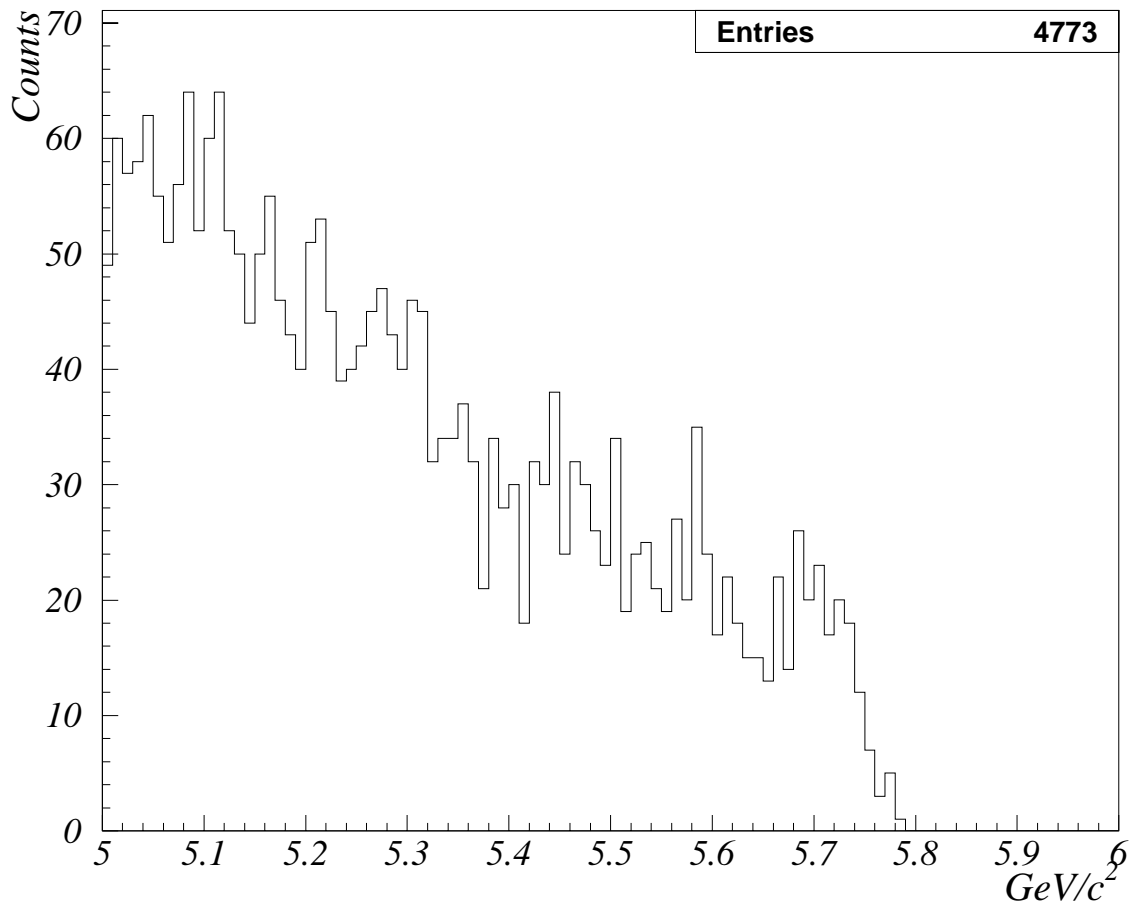
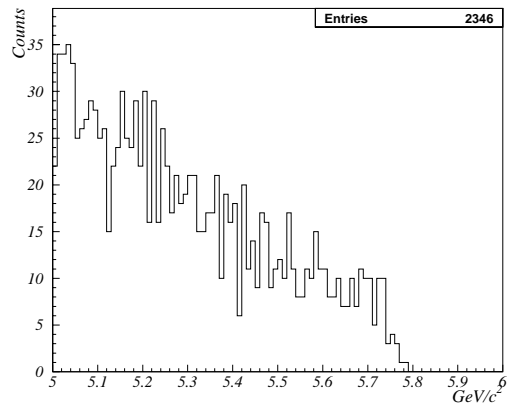
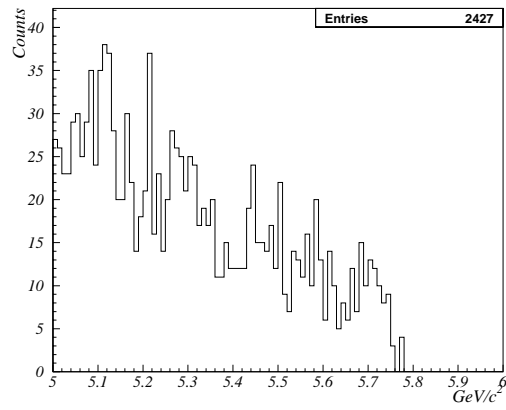


図 3.16: K^{*0}, K^{*0} の質量分布

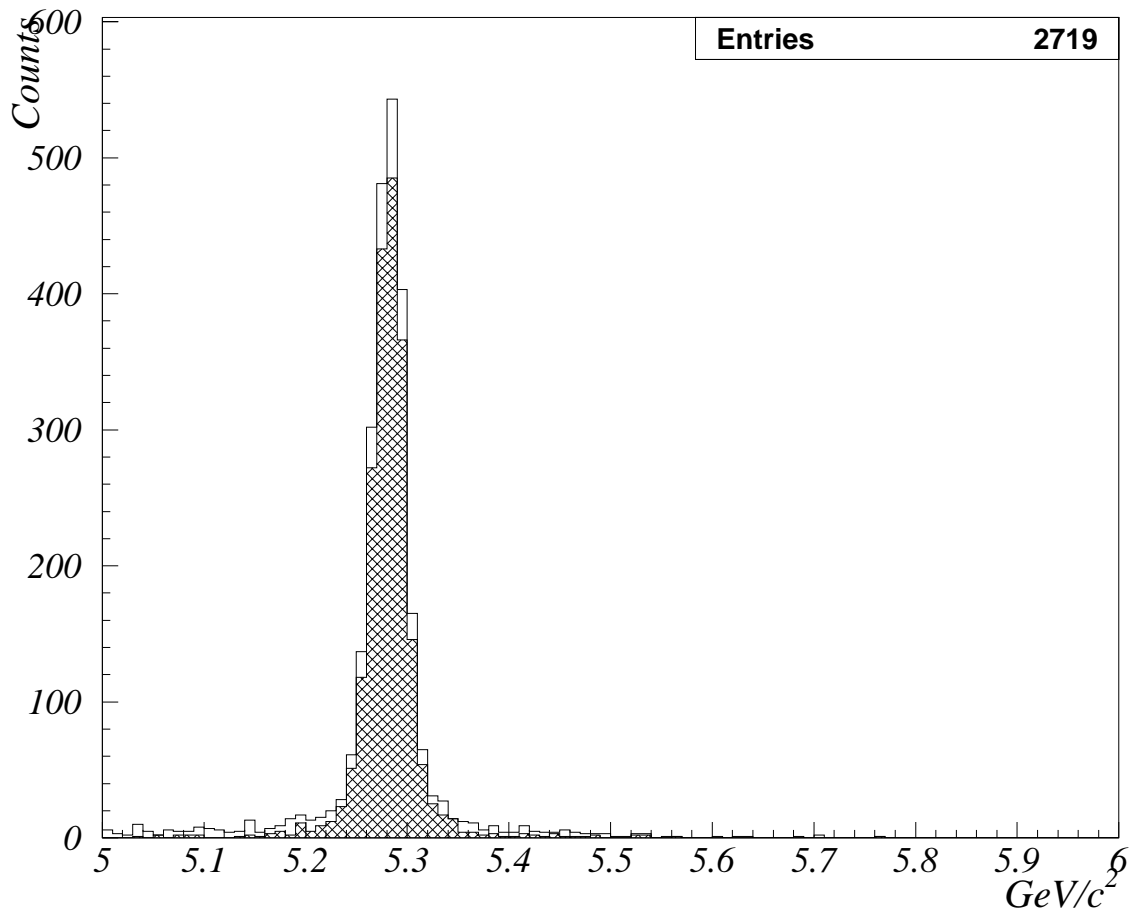
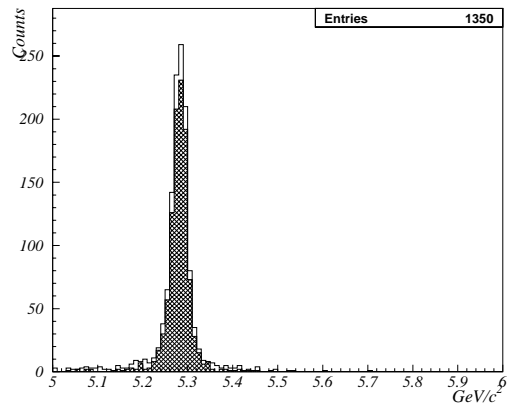
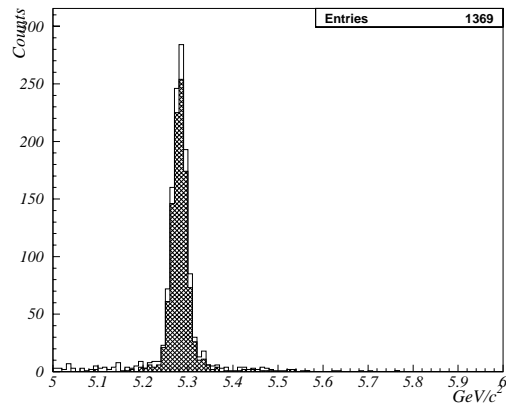


図 3.17: K^{*0}, K^{*0} の質量分布

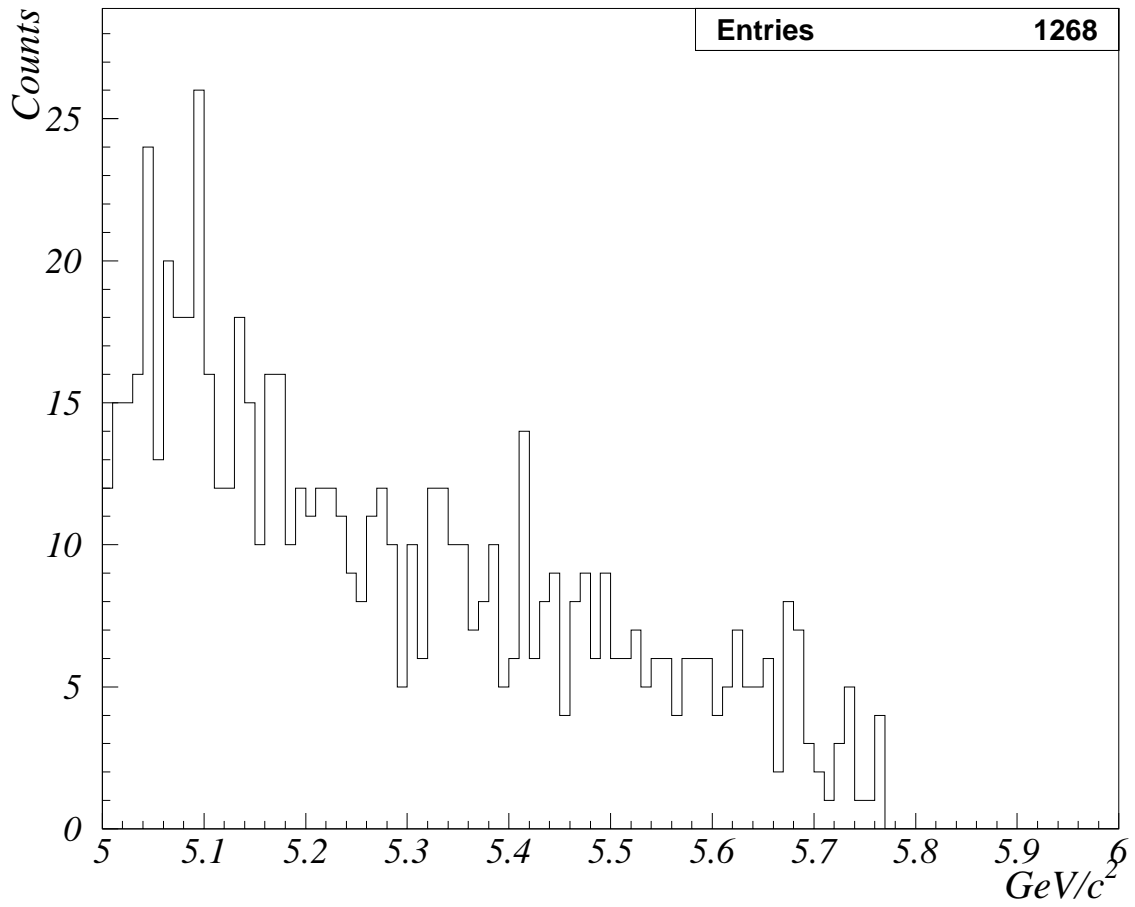
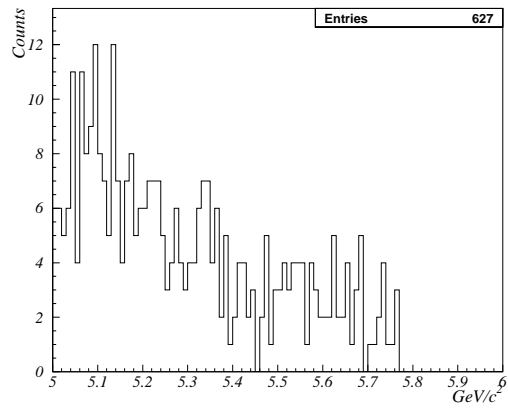
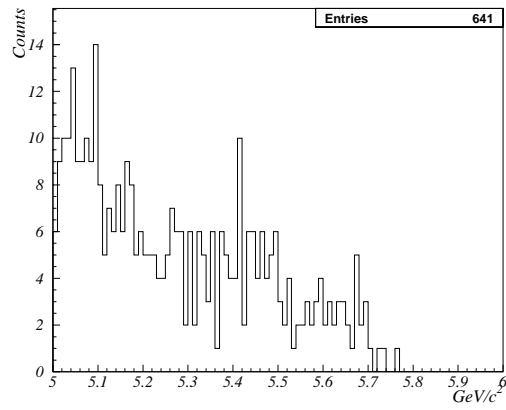
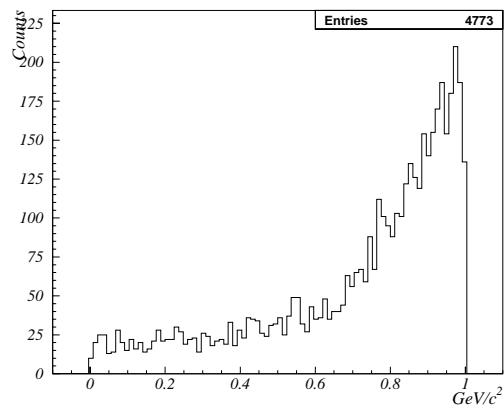
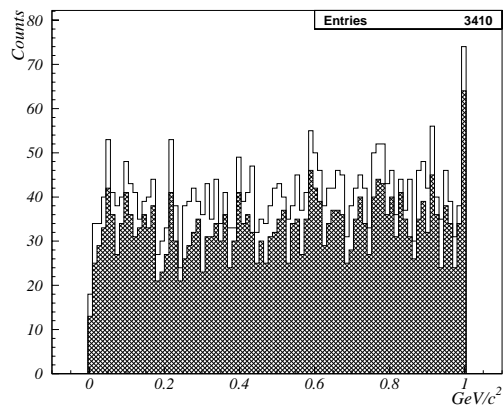
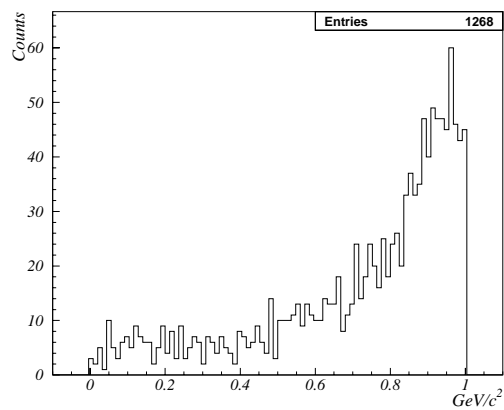
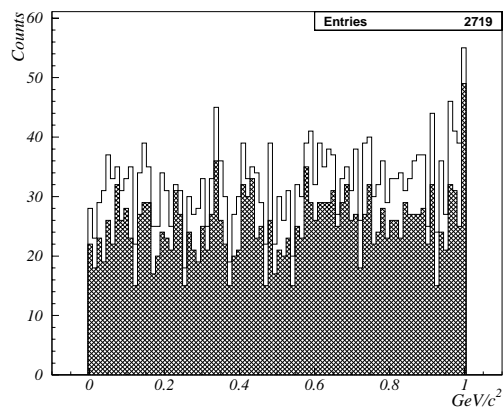


図 3.18: K^{*0}, K^{*0} の質量分布



☒ 3.19: $\cos \theta_{TB T_{other}}$

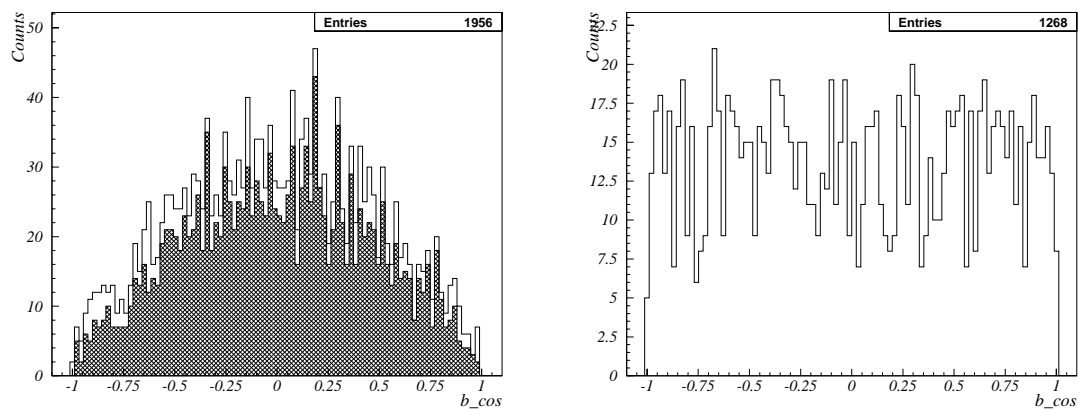


☒ 3.20: $\cos \theta_{TB T_{other}}$

$$|\cos\theta_{thrust}^*| < 0.6$$

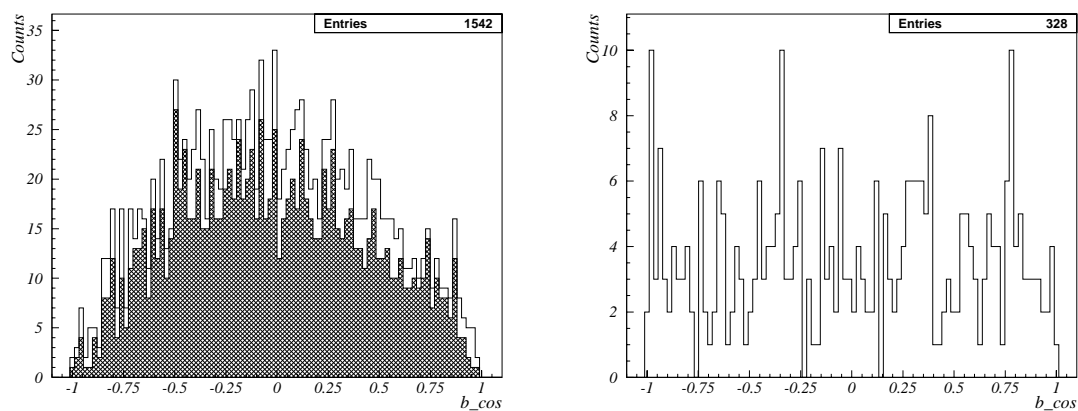
3.9.2 $\cos\theta_B$ カット

Charged モード



☒ 3.21: $\cos\theta_B$

Neutral モード



☒ 3.22: $\cos\theta_B$

3.10 結果

以上全てのカットを乗り越えてきたイベントの M_b, dE の分布は、
MC

Charged モードシグナル

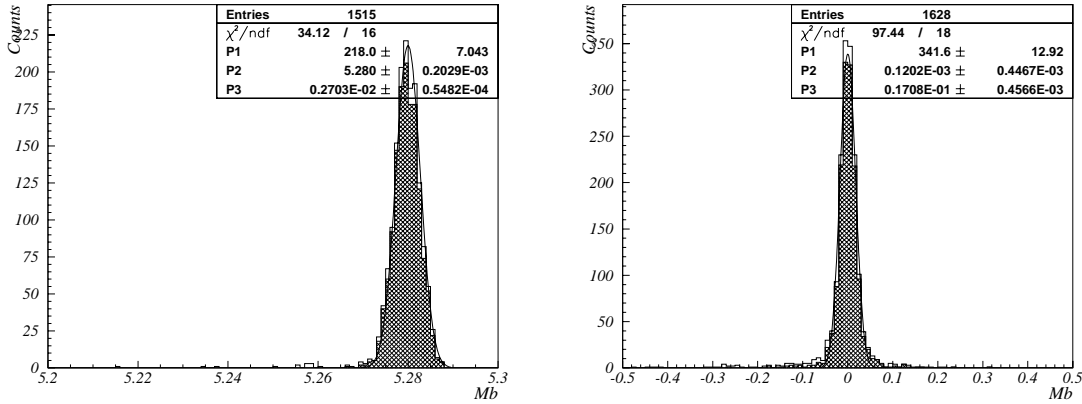


図 3.23: M_b, dE

バックグラウンド

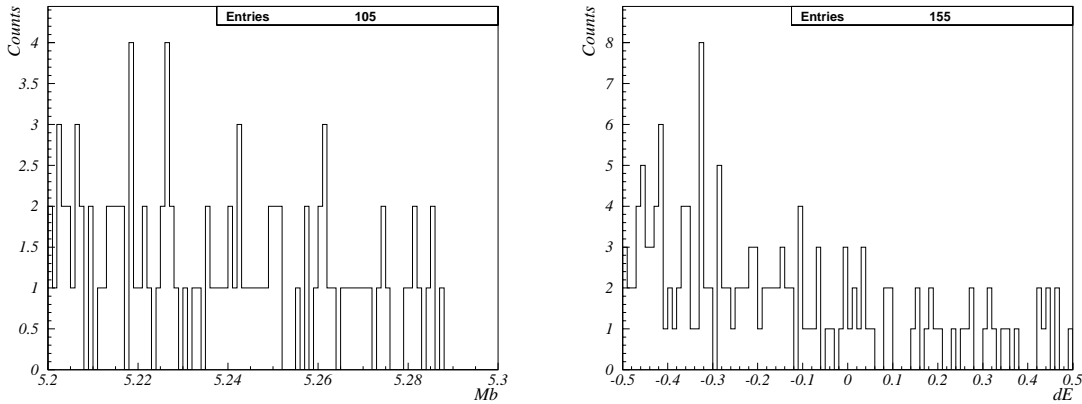
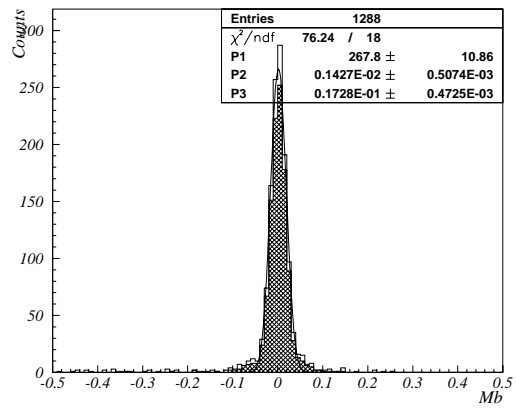
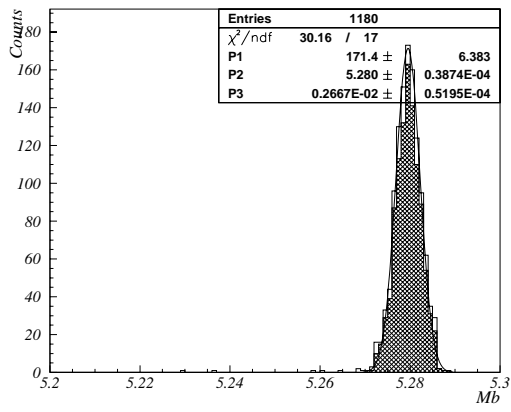


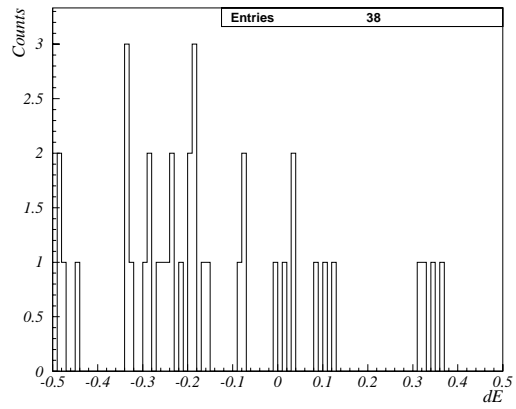
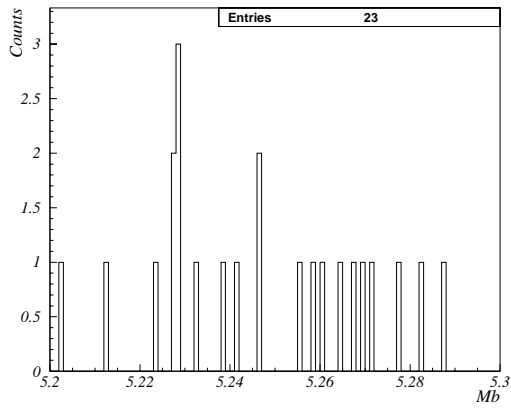
図 3.24: M_b, dE

Neutral モードシグナル

バックグラウンド



☒ 3.25: M_b, dE



☒ 3.26: M_b, dE

付録A K 中間子と B 中間子の CP の破れの違い

Wolfenstein 表示を使って $\alpha, \beta = s, d(K^0)$ または $b, d(B_d^0)$ のときのユニタリティー三角形を描くと $\rho - \eta$ 平面において Figure A.1 のようになる。ユニタリティー三角形の面積が CP の破れの程度を表している。もし行列要素がすべて実数ならば面積は 0 になり破れはないことになる。Figure A.1 より明らかなように K^0 より B_d^0 のほうが CP 非保存の効果が大きくでることが期待される。しかし B 中間子が特定のモードで崩壊する確率は非常に低く、多くは 10^{-4} とか 10^{-5} のオーダーである。従ってその測定には大量の B 中間子を生成してその崩壊の様子を調べなければならない。これがファクトリーと呼ばれるゆえんである。Figure A.1 の三角形において各角度の大きさや各辺の長さが測定できれば ρ, η を決定でき、その結果ユニタリティー三角形が閉じているかどうか確かめることによって CP の破れの機構が正しいかがわかる。これが B ファクトリーの最も重要な課題である。

具体的にはユニタリティー三角形図において

$$\begin{aligned}
 B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S(K_L) \text{ での } CP \text{ 非保存} &\rightarrow \sin 2\phi_1 \\
 B_d^0 \rightarrow \pi\pi \text{ での } CP \text{ 非保存} &\rightarrow \sin 2\phi_2 \\
 B_d^0 \rightarrow D^0 K_S \text{ での } CP \text{ 非保存} &\rightarrow \sin 2\phi_3 \\
 B_d \text{ または } B_s \text{ 混合の測定} &\rightarrow |V_{tb}V_{tb}^*| \\
 B_d \rightarrow X l \nu (X = \pi, \rho) &\rightarrow |V_{ud}V_{ub}^*|
 \end{aligned}$$

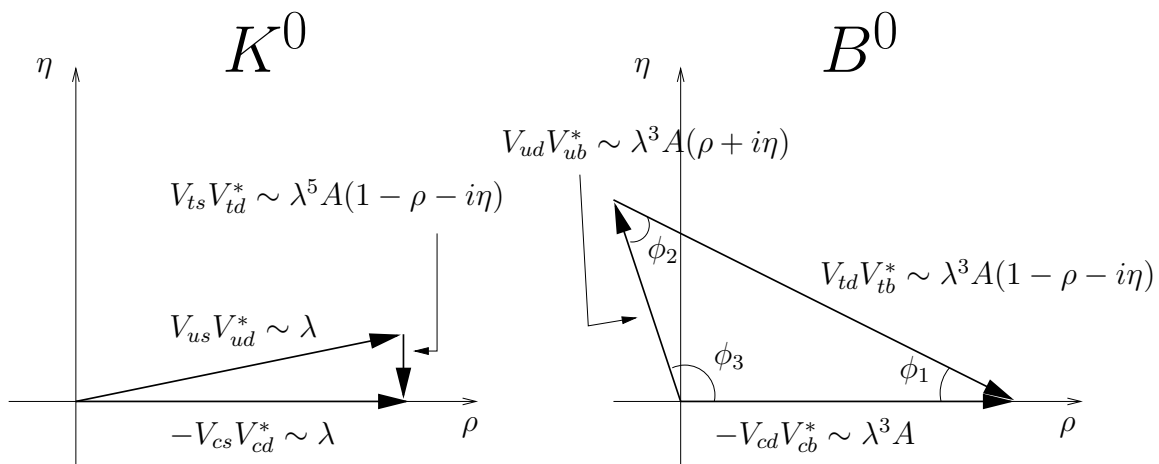


図 A.1: CP の破れの大きさの違い

などが測定できると期待されている。特に1番目の $\sin 2\phi_1$ については理論の不確定性がほとんどなく、この測定は非常に重要なものと考えられている。

付録B CP

付 録 C 不安定な粒子の質量分布

C.1 虚数のエネルギー

寿命が τ であるような、不安定な粒子がある。dt 秒間には、 dt/τ 個崩壊する。つまり、N 個あれば、 dN 個崩壊する。

$$dN/N = -dt/\tau \quad (\text{C.1})$$

$$N(x) = N_0 \exp \quad (\text{C.2})$$

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (\text{C.3})$$

ある粒子の存在確率は、波動関数 Ψ の自乗に比例する。

$$|\Psi| \propto e^{-t/\tau} \quad (\text{C.4})$$

エネルギー固有状態の波動関数は、 $\Psi(x, t) \sim \Psi(x) e^{-iEt/\hbar}$ の様な時間依存性をもつので、 $E = E_0 - i\Gamma/2$ と置くと、

$$|\Psi(t)|^2 = |\Psi(0) e^{i(E_0 - i\Gamma/2)t/\hbar}|^2 = |\Psi(0)|^2 e^{-\Gamma t/\hbar} \quad (\text{C.5})$$

不安定であること = 虚数のエネルギーを持つこと。

C.2 質量分布

?? の時、波動関数をエネルギーの関数として、フーリエ分解すると、

$$\tilde{\Psi}(E) = \quad (\text{C.6})$$

付録D Resistive Plate Counter

並行に配置された 2 枚の高抵抗極板の間にガスを流し、極板に高電圧を印加しておく。封入されたガスは、荷電粒子の通過により電離が引き起こされる。この電離を電子雪崩の様に増幅し、極板の外側に設置されているカソード基板に誘導電荷が現れその信号をストリップで見る。これが RPC の原理である。KLM では、極板としてガラスを用いている。

関連図書

- [1] $e^+e^- \rightarrow \gamma\phi$ as a source of K_L^0 control samples, K. Abe *et al.*, BELLE NOTE #265
- [2] 山鹿光裕, BELLE 実験のための K_L^0/μ 検出器の研究.
- [3] 渡辺 理, 高エネルギー研 Bファクトリーにおける $B^0 \rightarrow J/\Psi K_L^0$ 崩壊のシミュレーション研究, 1994.
- [4] 山田 稔, KEK Belle 検出器における $B^0 \rightarrow J/\Psi K_L^0$ 崩壊に関するシミュレーション研究, 1998.
- [5] 岩田正義, Bファクトリーの建設が始まる, 日本物理学会誌, 1994.
- [6] 渡辺靖志, CP とは, 日本物理学会誌, 1994.
- [7] 田中 実, ボトムクォークの物理, 日本物理学会誌, 1994.
- [8] 鈴木史郎, Bファクトリー実験のための測定器, 日本物理学会誌, 1994.
- [9] Yutaka Ushiroda, Development of the BELLE Central Trigger System Global Decision Logic, 1998.
- [10] BELLE Collaboration, BELLE Technical Design Report, KEK Report 95-1, April 1995.
- [11] Tae Woong Hur *et al.*, A Simulation Study for the Calorimeter Trigger, BELLE NOTE #107, 1995.
- [12] Calorimeter Trigger Group, BELLE Calorimeter Trigger Version 1.0, BELLE NOTE #158.

- [13] Makoto Tomoto, BELLE CDC Trigger System, Japanese Student Seminar at KEK, 1999.