修士論文

BELLE 実験における $B \to K^* + \pi$ 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 **1**

第 2 章　BELLE 実験 **3**
2.1 BELLE 実験の物理 . . . 3
2.1.1 CP 対称性の破れ . . . 3
2.1.2 小林・益川行列とユニタリティー三角形 . . . 5
2.2 加速器 (KEK B) . . . 6
2.3 BELLE 検出器 . . . 8
2.3.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD) . . . 9
2.3.2 中央ドリフトチェンバー (CDC) . . . 10
2.3.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC) . . . 11
2.3.4 飛行時間差測定器 (TOF) . . . 13
2.3.5 電磁カロリーメータ (ECL) . . . 14
2.3.6 超伝導ソレノイド . . . 14
2.3.7 K_L^0/μ 粒子検出器 (KLM) . . . 15
2.3.8 トリガーシステム . . . 16
2.4 現在の状況 . . . 17

第 3 章　$B \to K^*\pi$ **20**
3.1 $B \to K^*\pi$ の物理 . . . 20
3.1.1 イベントの特徴 . . . 21
3.2 データ . . . 26
3.3 skim . . . 26
3.4 イベントの再構成 . . . 27
3.5 荷電粒子の同定 . . . 27
3.6 K_S^0 粒子の同定 . . . 28
3.6.1 $d\phi$ セレクション . . . 28
3.6.2 flight length セレクション . . . 29
3.6.3 Z distance . . . 31
3.6.4 質量 . . . 32
3.7 K^* 粒子の再構成 . . . 34

3.8 B 粒子の再構成 36
3.9 イベントシェイプ 40
3.9.1 スラスト 40
3.9.2 $\cos\theta_B$ カット 42
3.10 フィッティング 43
3.10.1 結果 43
3.10.2 フィッティング 48

第 4 章 実際のデータ **49**
4.1 結果 49
4.2 崩壊確率の上限の推定 49
4.3 考察と課題 53

付 録 A K 中間子と B 中間子の CP の破れの違い **54**

付 録 B BELLE 実験における CP の破れの測定 **56**
B.1 B^0- $\bar{B}^0$ 混合と CP 非対称 56

付 録 C 不安定な粒子の質量分布 **59**
C.1 虚数のエネルギー 59
C.2 質量分布 59

付 録 D Resistive Plate Counter **61**

図 目 次

2.1 ユニタリテイー三角形 5
2.2 KEK B 6
2.3 座標系の定義 8
2.4 BELLE 検出器 9
2.5 SVD 断面積 10
2.6 CDC 断面積 11
2.7 ACC バレル部断面積 12
2.8 ACC エンドキャップ部断面積 13
2.9 TOF/TSC モジュール 14
2.10 CsI 電磁カロリーメーター 15
2.11 KLM 16
2.12 KLM のモジュール断面図 17
2.13 トリガーシステムの概要 18
2.14 BELLE 検出器の内部構造 19

3.1 $b \to s + u\bar{u}(d\bar{d})$ ファインマンダイアグラム 20
3.2 モンテカルロにおける B 中間子の運動量分布 21
3.3 モンテカルロにおける B 中間子の $\cos\theta$ 分布 22
3.4 モンテカルロにおける K^* 粒子の運動量分布 23
3.5 モンテカルロにおける 荷電 π 中間子の運動量分布 24
3.6 モンテカルロにおける K^* 粒子の質量分布 25
3.7 atc pid 分布 27
3.8 K_S^0 の $d\phi$ 28
3.9 シグナルイベントにおける K_S^0 の $d\phi$ 29
3.10 generic イベントにおける K_S^0 の $d\phi$ 29
3.11 シグナルイベントにおける K_S^0 の flightlength 30
3.12 generic イベントにおける K_S^0 の flightlength 30
3.13 シグナルイベントにおける Z distance 31
3.14 gengeric event における Z distance 31
3.15 K_S^0 の質量分布 (double gaussian fit) 32
3.16 $K^{*0}, \bar{K}^{*0}$ の質量分布 34

3.17 K^{*+},K^{*-} の質量分布 34
3.18 K^* の運動量分布 35
3.19 シグナルイベントにおける B^+, B^- の分布 36
3.20 バックグラウンドイベントにおける B^+, B^- の分布 37
3.21 シグナルイベントにおける $B^0, \bar{B}^0$ の分布 38
3.22 バックグラウンドイベントにおける $B^0, \bar{B}^0$ の分布 39
3.23 $\Upsilon(4s)$ 重心系におけるイベントのイメージ 40
3.24 $B^+ \to K^{*0}(K^+\pi^-)\pi^+, B^- \to \bar{K}^{*0}(K^-\pi^+)\pi^-$ 崩壊における $\cos\theta_{T_B T_{other}}$ 分布 41
3.25 $B^0 \to K^{*+}(K^0\pi^+)\pi^-, \bar{B}^0 \to K^{*-}(\bar{K}^0\pi^-)\pi^+$ 崩壊における $\cos\theta_{T_B T_{other}}$ 分布 41
3.26 $B^+ \to K^{*0}(K^+\pi^-)\pi^+, B^- \to \bar{K}^{*0}(K^-\pi^+)\pi^-$ 崩壊における $\cos\theta_B$ 分布 42
3.27 $B^0 \to K^{*+}(K^0\pi^+)\pi^-, \bar{B}^0 \to K^{*-}(\bar{K}^0\pi^-)\pi^+$ 崩壊における $\cos\theta_B$ 分布 42
3.28 $B^\pm \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^\pm$ 崩壊におけるシグナルイベントの M_b, dE 分布 43
3.29 $B^\pm \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^\pm$ 崩壊における continuum バックグラウンドイベントの M_b, dE 分布 44
3.30 $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^\mp$ 崩壊におけるシグナルイベントの M_b, dE 分布 . 45
3.31 $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^\mp$ 崩壊における continuum バックグラウンドイベントの M_b, dE 分布 46
3.32 M_b に対するフィッティング 48

4.1 $B^\pm \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^\pm$ 崩壊における M_b, dE 分布 50
4.2 $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^\mp$ 崩壊における M_b, dE 分布 51
4.3 $B^\pm \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^\pm$, $K^{*0}(\bar{K}^{*0}) \to K^\pm\pi^\mp$ 崩壊の M_b 52
4.4 $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^\mp$, $K^{*\pm} \to K^0_S\pi^\pm$ 崩壊の M_b 52

A.1 CP の破れの大きさの違い 54

B.1 B^0- $\bar{B}^0$ ダイアグラム 56

表 目 次

2.1 B ファクトリー計画で用いられる加速器の概要 7

3.1 K^0_S 検出効率の変遷 32
3.2 fake K^0_S の数の変遷 33
3.3 K^{*0} の変遷 35
3.4 $K^{*\pm}$ の変遷 35
3.5 $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm}$ 崩壊のイベントごとの検出効率 47
3.6 $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$ 崩壊のイベントごとの検出効率 47

4.1 結果 53

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 (反粒子)』の量は物質の量に比べて極めて少なく、不安定である。しかし、初期宇宙に於いては粒子と反粒子は、対を成して生成され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 C P 対称性が保存されない崩壊過程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が、その後、SLAC 及び BNL において c クォーク、Fermilab において b クォーク、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 の破れの度合が小さいため、CP の破れの理論的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) の効果が大きい) 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 つが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 中間子の崩壊過程の 1 つである $B_d^0(\bar{b}d) \to J/\psi(c\bar{c}) + K_L^0(\bar{s}d)$ を同定するのに必要である。μ 粒子の検出は J/ψ は主に $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ と崩壊するので、前述の崩壊過程における 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。

本論文の構成は、

- 第 2 章 BELLE 実験
- 第 3 章 $B \to K^*\pi$ 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

1. 荷電共役変換 (以下 C 変換) : 電荷の生負の符号を反転させる変換。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。
2. 空間反転変換 (以下 P 変換) : $(x, y, z) \rightarrow (x', y', z')$ 変換。即ち、鏡像変換と 180 度回転変換の合成変換である。
3. 時間反転変換 (以下 T 変換) : 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 中間子の崩壊において 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 $\bar{K^0}(s\bar{d})$ 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、弱い相互作用において非保存である。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、

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

のように位相を定義する。CP 変換に対し固有状態ではない。そこで、CP の固有状態となる重ね合わせとして、

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

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

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 中間子のスピンがゼロであるから、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。

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle, \quad CP|\pi^0\pi^0\rangle = |\pi^0\pi^0\rangle \tag{2.4}$$

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。

$$CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \quad CP|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle = |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \tag{2.5}$$

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 Christenson らにより $K_L^0 \to 2\pi$ 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 ではなくごく僅かに 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大きな問題とされてきた。しかし最近、フェルミ研究所の E731 の実験 ($K_L^0 \to \pi^+\pi^-, K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ の測定) から、$\Re(\epsilon'/\epsilon) \neq 0$ が確かなり、直接的 CP の破れが存在することが明らかになった。 [1]

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、

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

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、

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

の関係が得られる。この関係式のうち複素因数を含むのもは、$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0$ である。これを複素平面上に図示したのが、図 2.1 ある。この三角形はユニタリティー三角形と呼ばれる。また、ユニタリー三角形の内角は、ユニタ

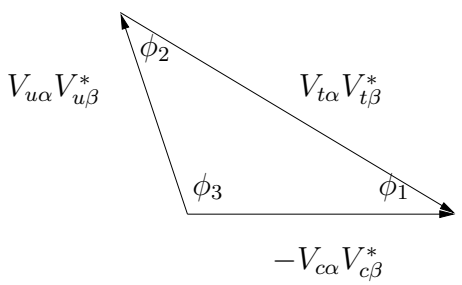


図 2.1: ユニタリテイー三角形

リー角と呼ばれ、

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

で、定義される。

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

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

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

決まっていて $\lambda = 0.221 \pm 0.002$ である。A については $|V_{cb}|$ から決定できる。$|V_{cb}|$ は $Br(b \to cl\nu)$ 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。$b \to u$ 及び $b \to c$ 遷移より、$|V_{ub}V_{cb}|$ の値が求められ、

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

である。

2.2 加速器 (KEK B)

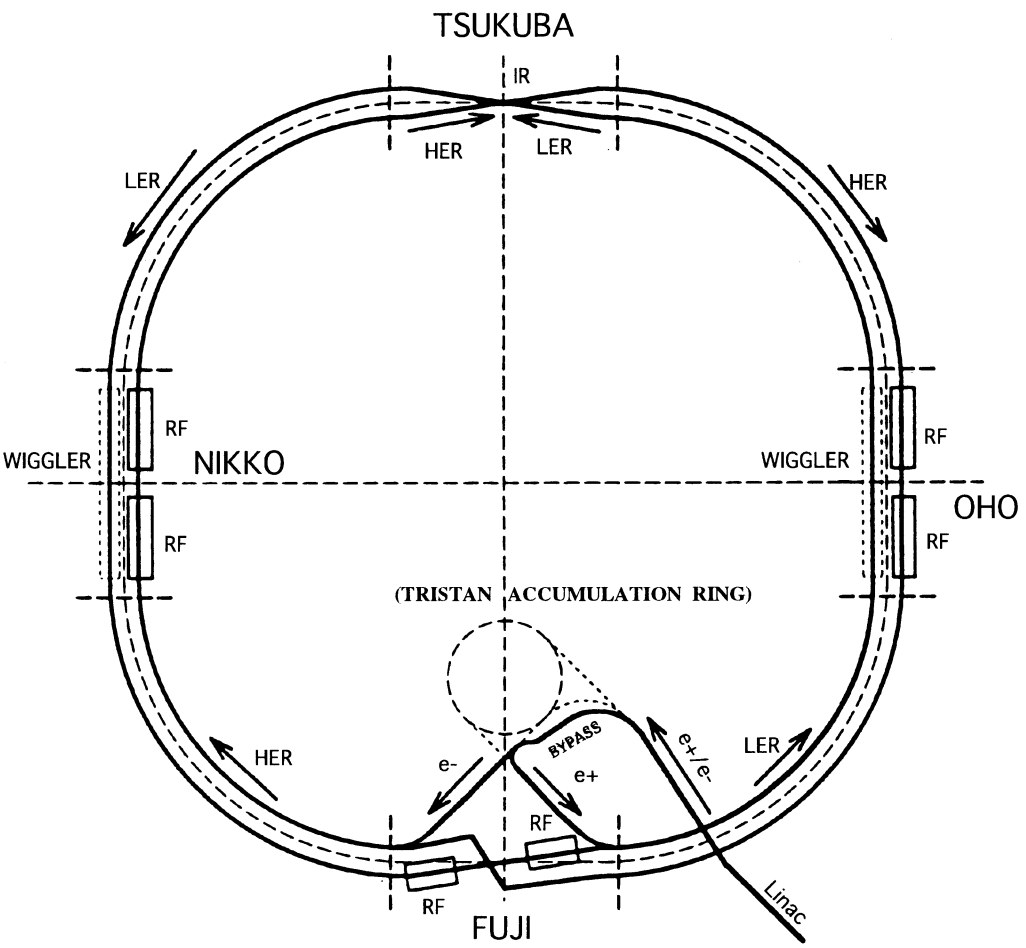


図 2.2: KEK B

KEK B は 図 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、$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ 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、$\sim 2.3\ GeV/c$ 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撹乱される現象) 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 $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ 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	$1 \times 10^{34}(2 \times 10^{33}$以上$)\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$	
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

表 2.1: B ファクトリー計画で用いられる加速器の概要

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 図 2.3 に示してある。

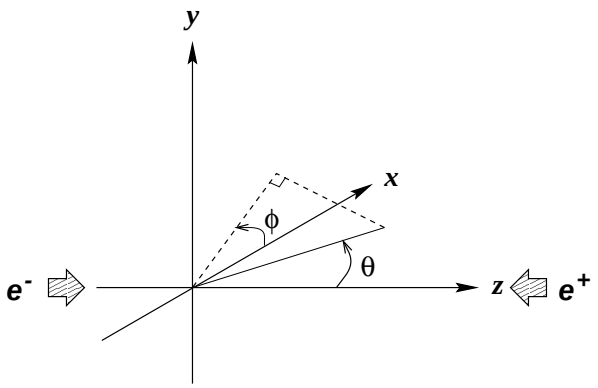


図 2.3: 座標系の定義

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、

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

   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ことがわかる。
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
   $\pi^{\pm}$、π^0、K^0_S、K^0_L 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。図 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 Cherencov 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 (:電磁カロリーメータ)、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。

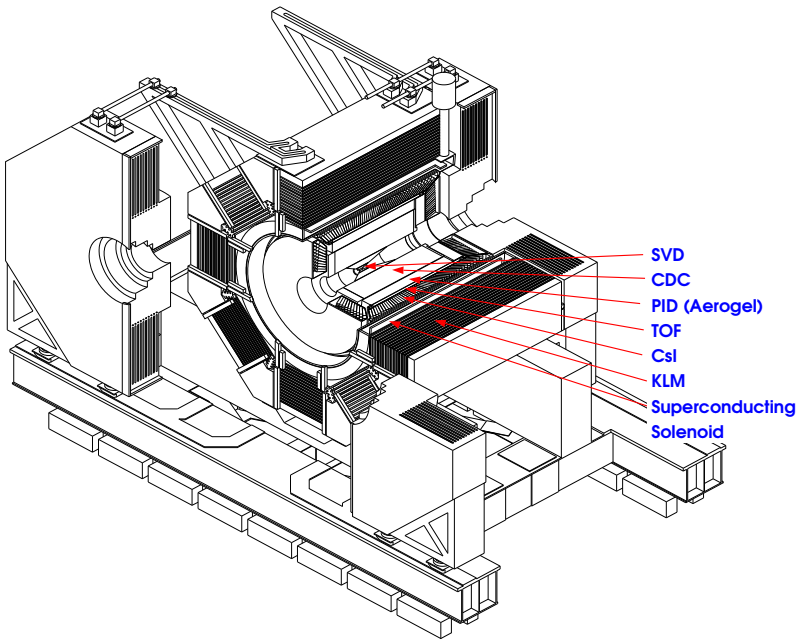


図 2.4: BELLE 検出器

図 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 図 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 300μm のシリコン板に 6μm 幅の電極を 25μm 間隔に貼り付けたものである。逆バイアスをかけることによってキャリア空乏層がほぼ厚さいっぱ

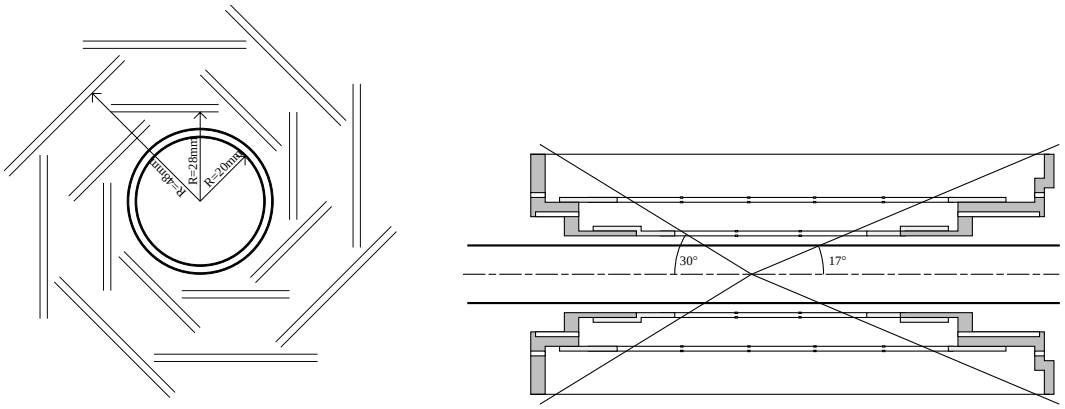


図 2.5: SVD 断面積

いに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 ($\leq 100\mu$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 図 2.6 に示す。荷電粒子飛跡検出にはドリフトチェンバーが利用されている。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。されに、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

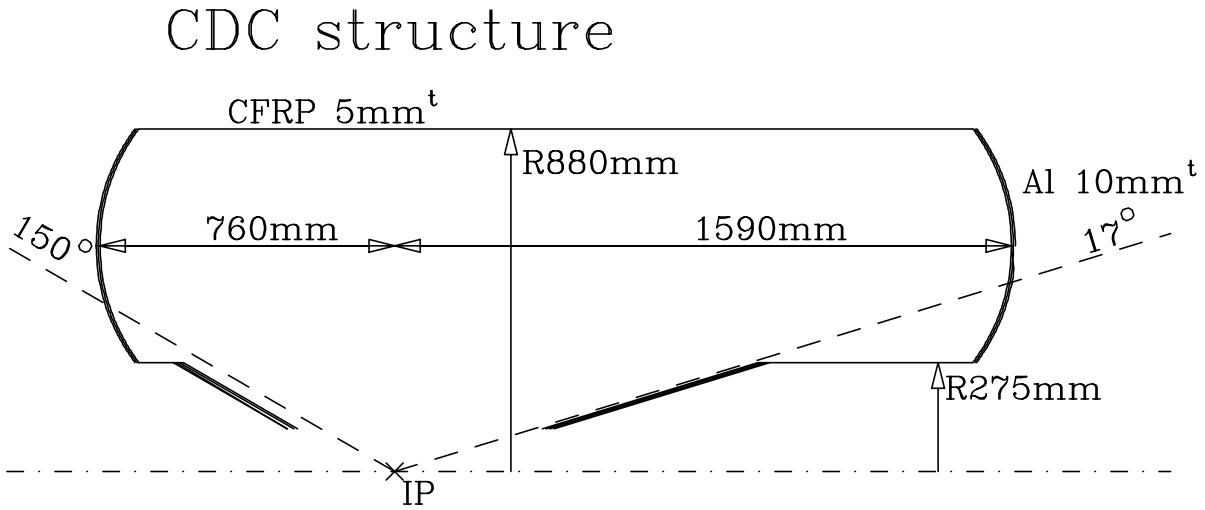


図 2.6: CDC 断面積

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 $17° < \theta < 150°$ 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、

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

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 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、

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

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

ACC の断面図を 図 2.7,2.8 に示す。

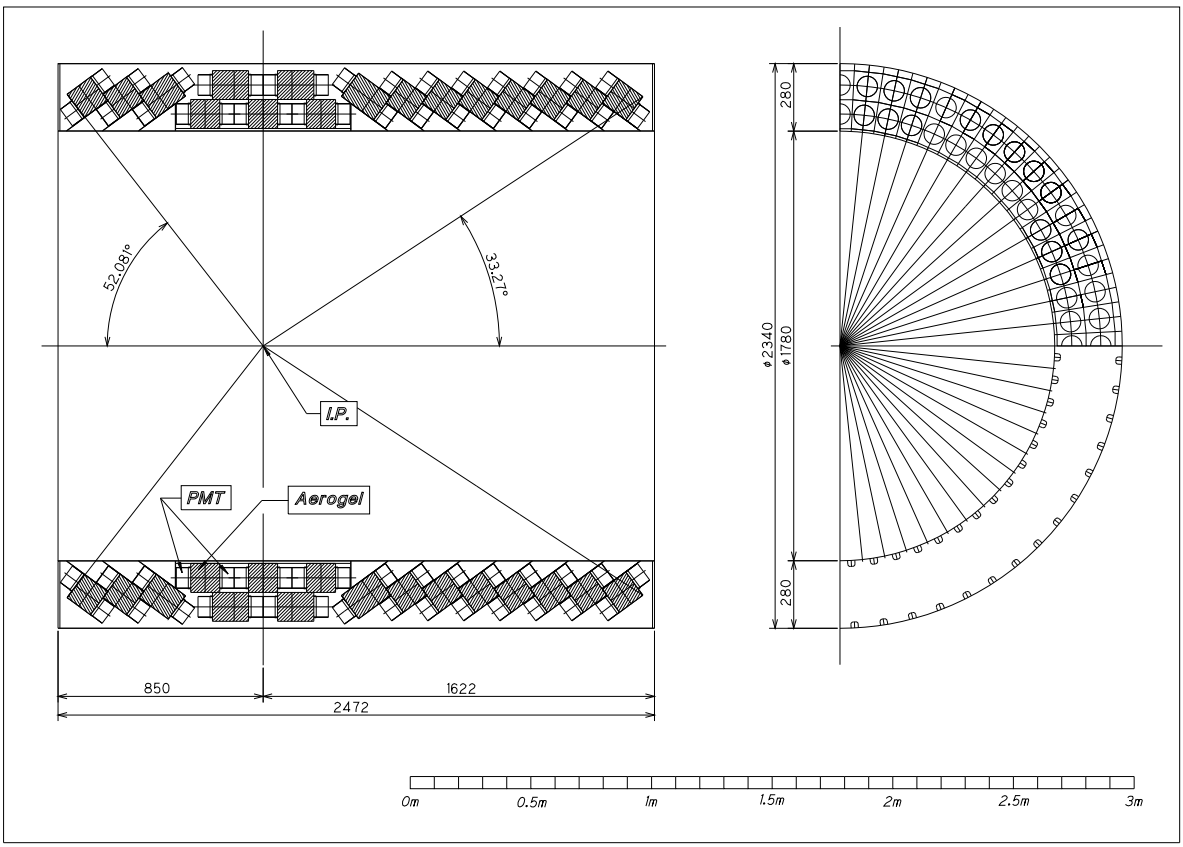


図 2.7: ACC バレル部断面積

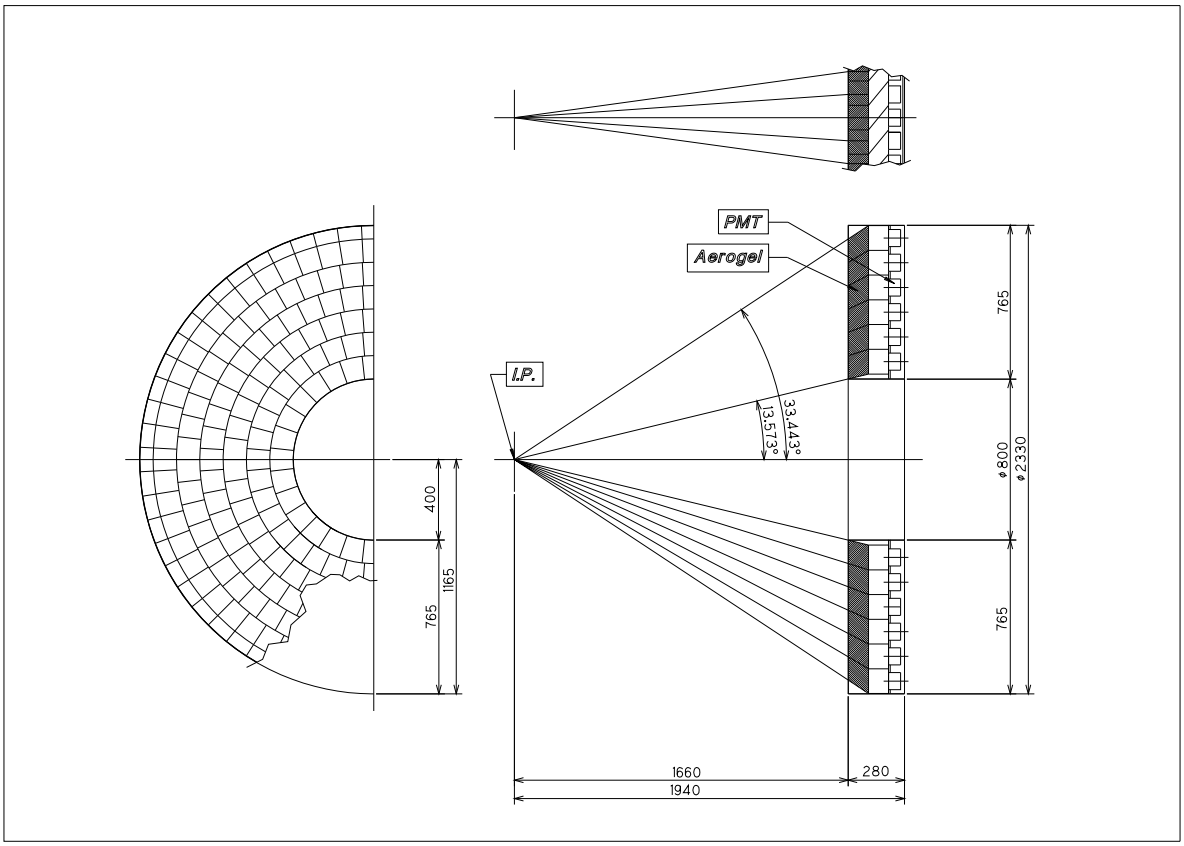


図 2.8: ACC エンドキャップ部断面積

2.3.4 飛行時間差測定器 (TOF)

TOF は、プラスティック・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 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 が測定れれば、飛行長 L とすると、

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

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 図 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かつけられている。TOF シンチレータと TSC の大きさはそれぞれ $4\times6\times255\text{cm}^3$、$0.5\times120\times263$ 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。

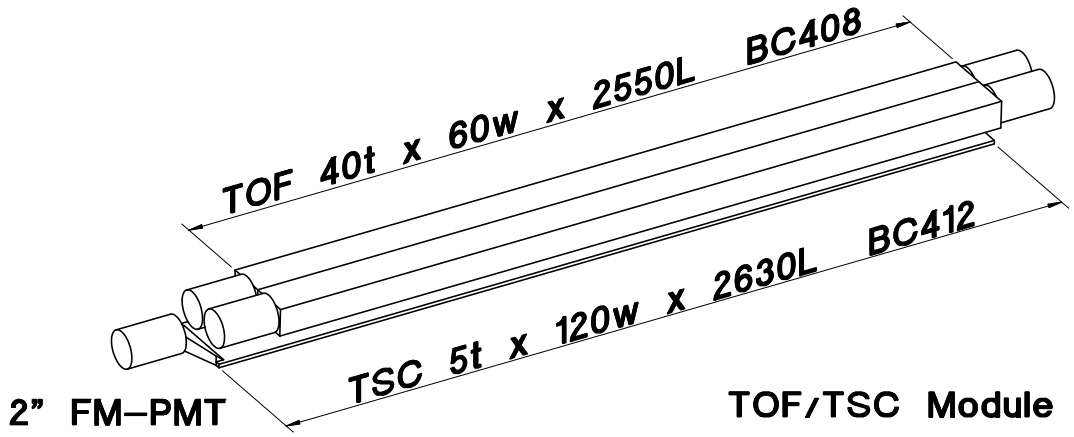


図 2.9: TOF/TSC モジュール

2.3.5 電磁カロリーメータ (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 $20MeV \sim 3GeV$ 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 5.5×5.5 cm^2、後面 6.5×6.5 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 $17° < \theta < 150°$ である。

CsI 電磁カロリーメーターを 図 2.10 に示す。

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。

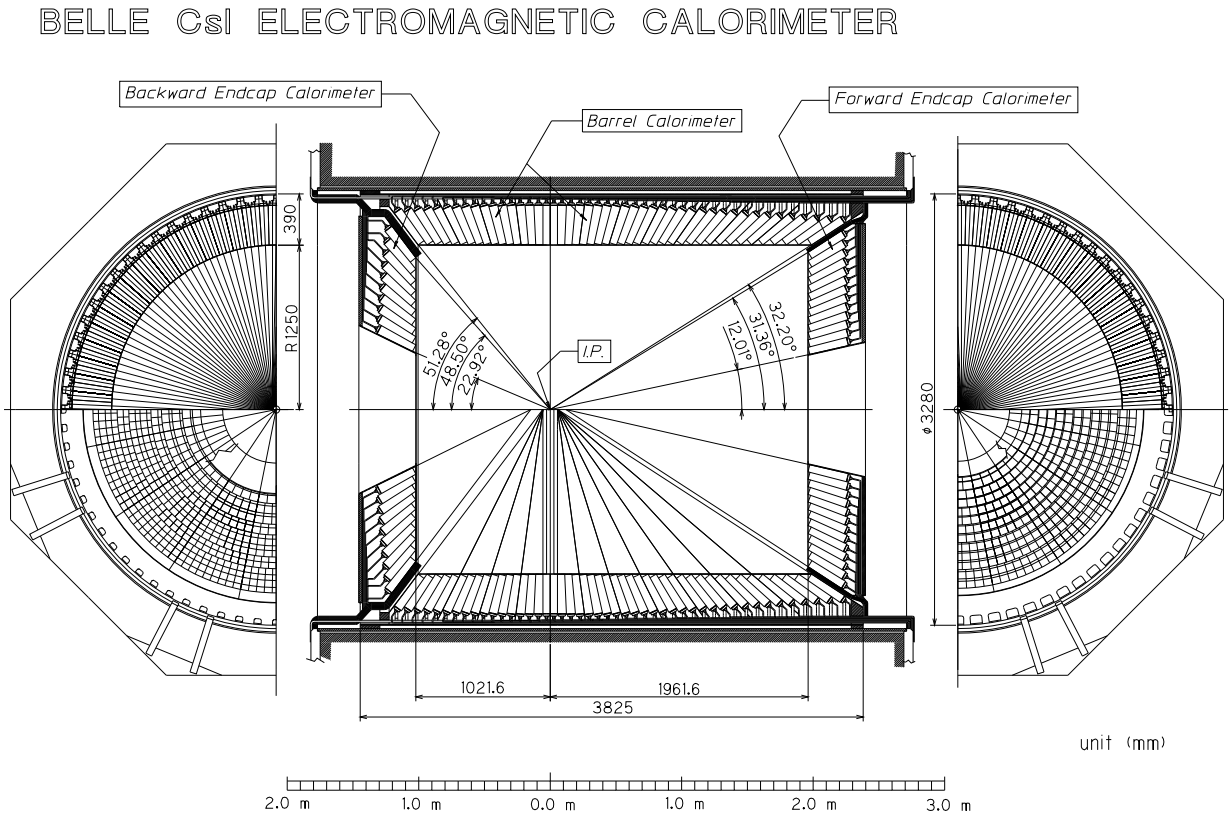


図 2.10: CsI 電磁カロリーメーター

2.3.7 K_L^0/μ 粒子検出器 (KLM)

KLM は BELLE 検出器の最外層 (図 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 粒子は電気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

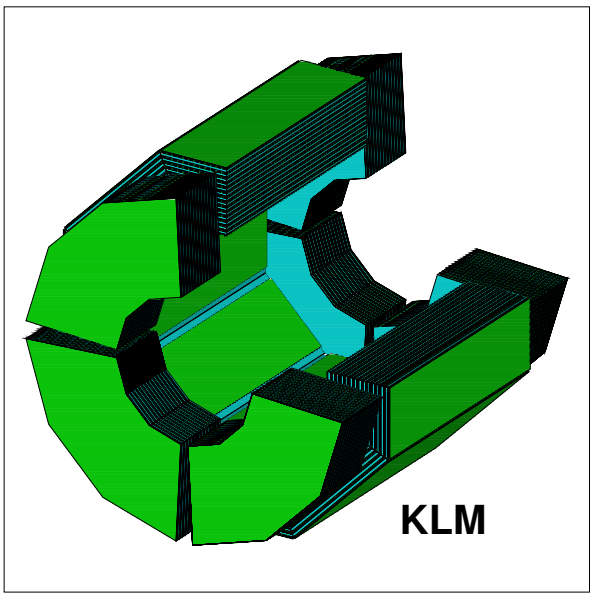


図 2.11: KLM

別がつきにくい。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な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。

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} $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ 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。

図 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を出

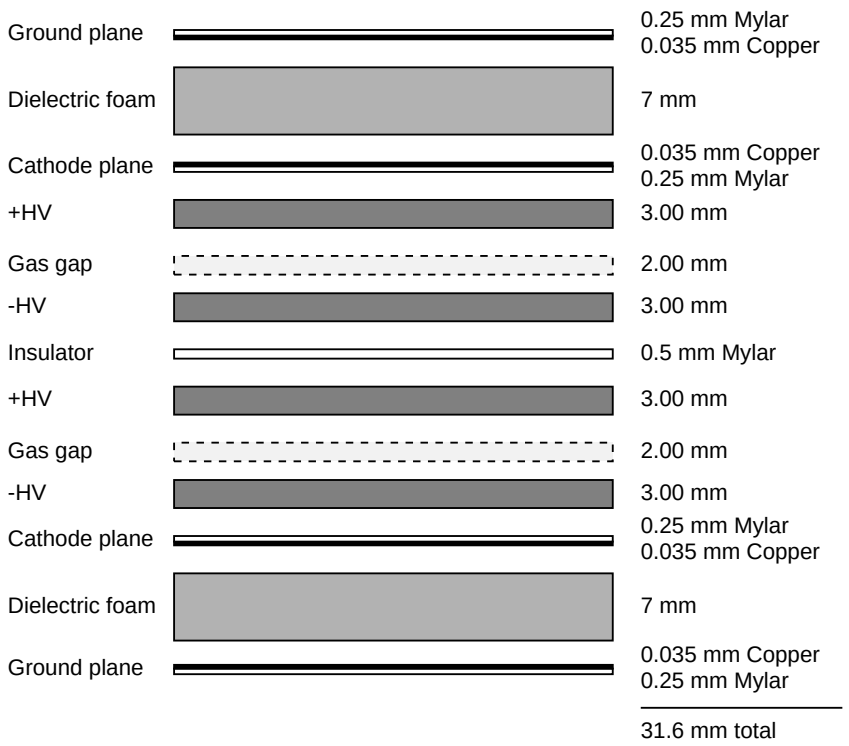


図 2.12: KLM のモジュール断面図

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 ~ 8 月 (実験番号 7) , 2000 年 10 月 ~ 12 月 (実験番号 9)、積分ルミノシティは 約 10 fb^{-1} に達している。

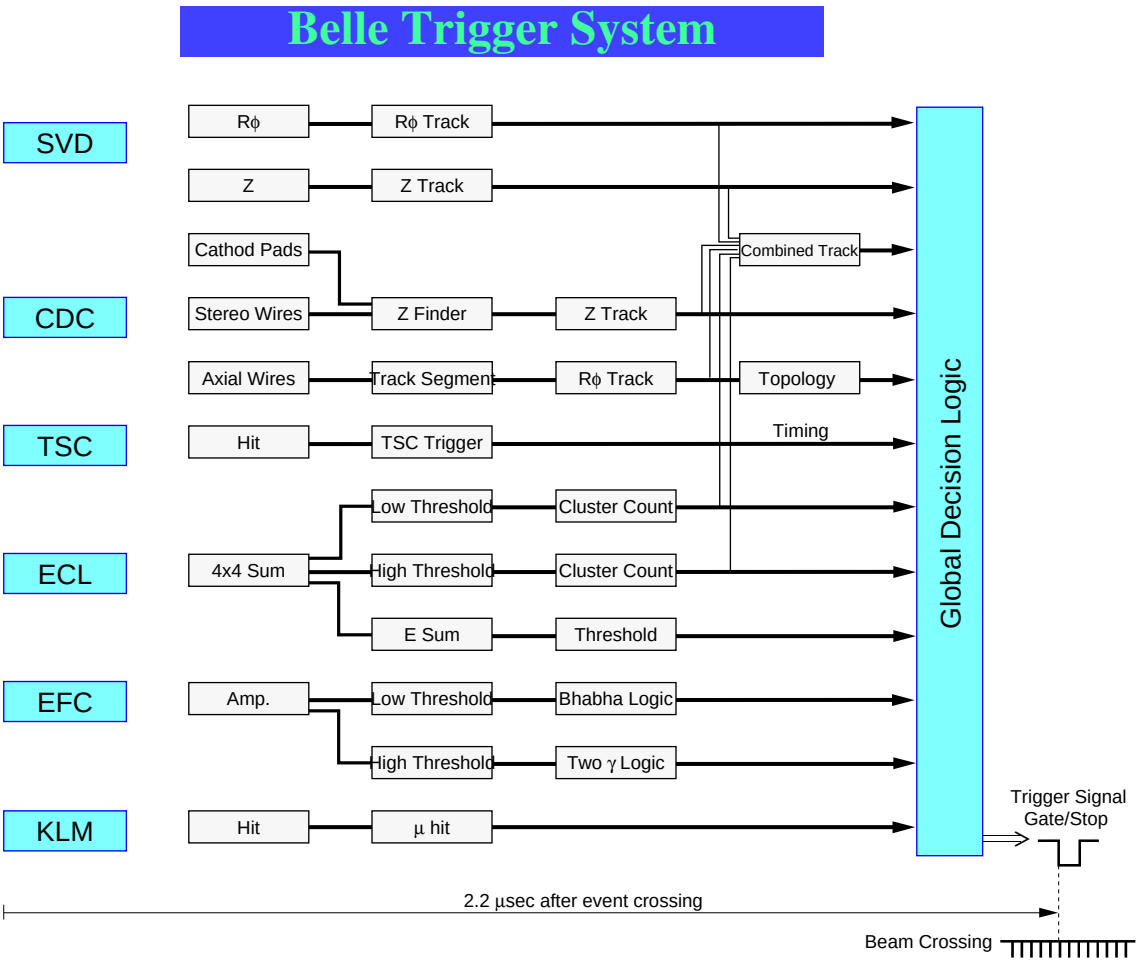


図 2.13: トリガーシステムの概要

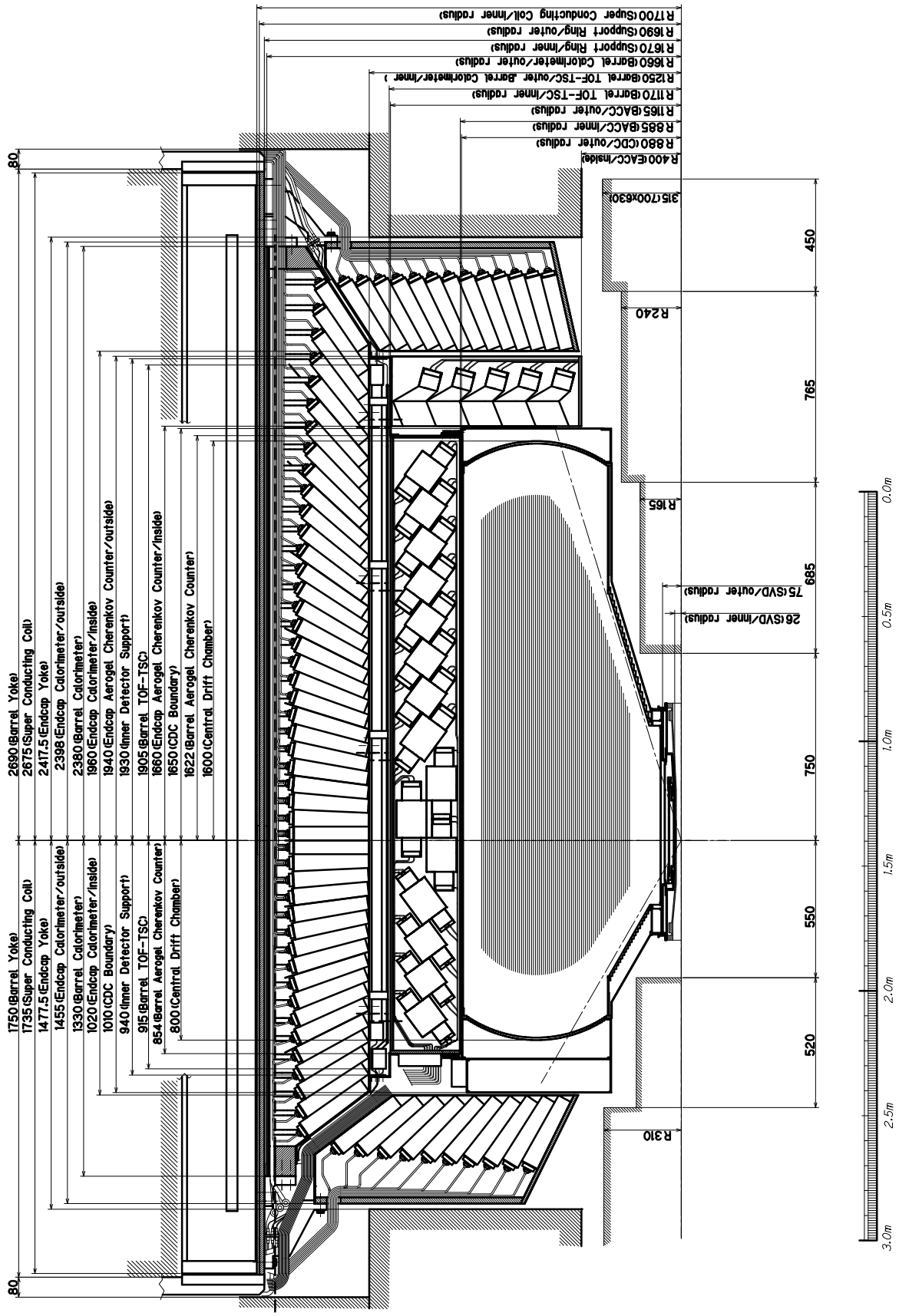


図 2.14: BELLE 検出器の内部構造

第3章　$B \to K^*\pi$

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} 以下の崩壊過程があげられる。この崩壊過程は、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、希少崩壊過程の中から、$B \to K^*\pi$ 崩壊の検出を行う。$B \to K^*\pi$ 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、その分岐比の小ささのために、崩壊確率の上限のみ知られている。もし、崩壊の程過において、標準理論を超えた物理法則が関与しておれば、その崩壊確率が標準理論からの予想値と異なると予想されるので重要である。この崩壊について検出、解析、考察を行う。

3.1　$B \to K^*\pi$ の物理

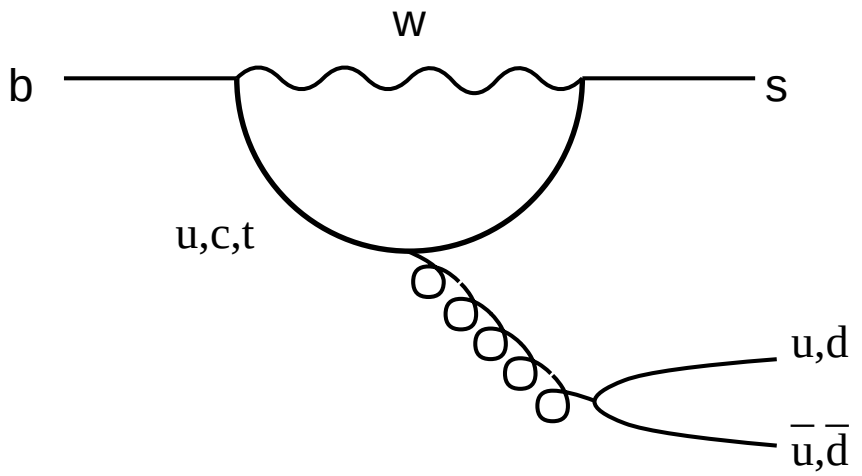


図 3.1: $b \to s + u\bar{u}(d\bar{d})$ ファインマンダイアグラム

$B \to K^*\pi$ の希少崩壊は直接的 CP の破れの検証、もしくは、図 3.1 のループに、標準理論を越えた物理法則が関与しているかが目標ではあるが、今回はまず、崩壊確率の検証を行う。今回検証に用いるシグナルイベントは、図 3.1 のループを含む崩壊過程のうち

$B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0}) + \pi^{\pm}$ $(Br < 4.1 \times 10^{-5})$
$K^{*0}(\bar{K}^{*0}) \to K^{\pm}\pi^{\mp}$ $(2/3)$
$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\pi^{\mp}$ $(Br < 7.2 \times 10^{-5})$
$K^{*\pm} \to K^0(\bar{K}^0)\pi^{\pm}$ $(1/3)$
$K^0(\bar{K}^0) \to K^0_S \to \pi^+, \pi^-$ (68.61%)

の 4 つの崩壊過程について行う。

3.1.1 イベントの特徴

generator level においてこのイベントの特徴を検証する。このイベントの特徴として

I B 中間子の運動量分布は $\Upsilon(4s)$ 重心系において、$0.325GeV/c$ にピークが存在する分布をする

II B 中間子の存在確率は $\Upsilon(4s)$ 重心系における B 中間子の運動量 $\boldsymbol{P_B}$ の $\cos\theta$ に対して依存性がある

III 二体崩壊 $(B \to K^*\pi)$ でる

IV K^* 粒子の質量分布

の 4 種類があげられる。

I 運動量保存則と、対生成される B 中間子に同等のエネルギーが与えられることを考慮すれば $\boldsymbol{P_B} = 0.325\ (GeV/c)$ が求まる。モンテカルロにおける generator level での B 中間子の運動量分布は図 3.2 である。確かに $\boldsymbol{P_B} \simeq 0.325(GeV/c)$ 付近にピークに存在している。

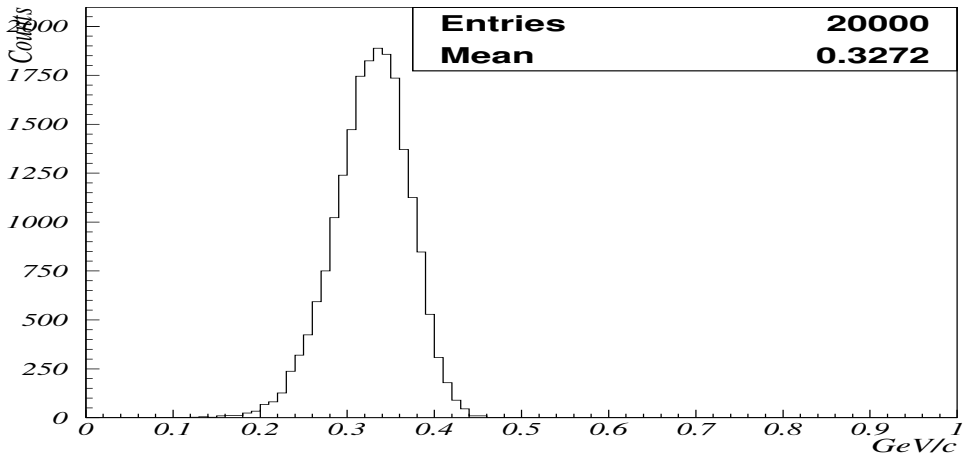


図 3.2: モンテカルロにおける B 中間子の運動量分布

II $e^+e^- \to \Upsilon(4s) \to B\bar{B}$ 過程において、$\Upsilon(4s)$ のスピンは 1 であり、B 中間子のスピンは 0 である。ヘリシティー保存を考えると、$\Upsilon(4s)$ のヘリシティーは 0 になる。この時、$\Upsilon(4s)$ 重心系で考えると B の角運動量波動関数は、$l = 0$, $m = 0$ である。故に、$\Psi \propto Y_{l,m} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta$ つまり、存在確率 P は $P = |\Psi|^2 \propto \cos^2\theta$ である。故に B 中間子の存在確率は $\cos\theta$ に依存する。図 3.3 に、モンテカルロにおける generator level での B 中間子の $\cos\theta$ 分布を示す。図から B 中間子の $\cos\theta$ 依存性がよみとれる。

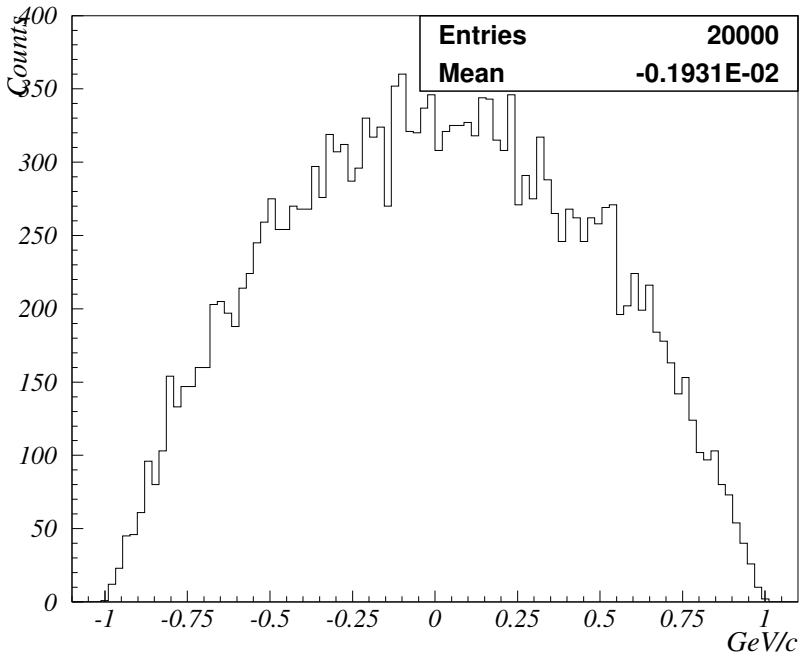
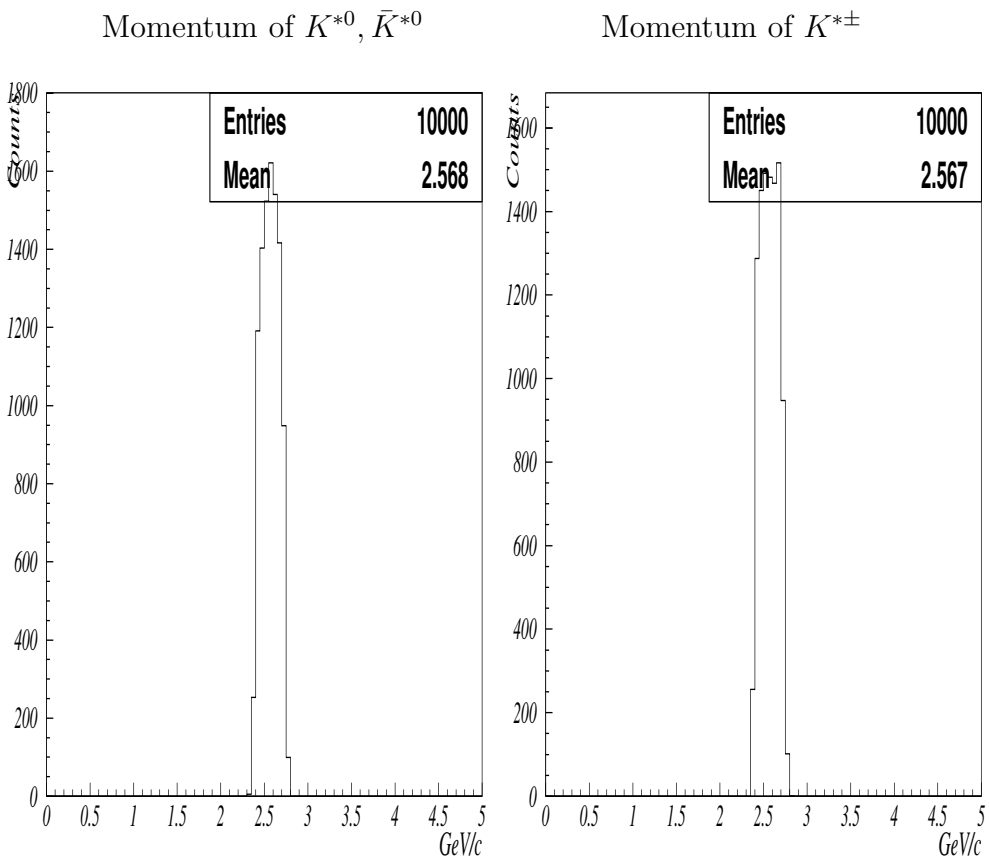


図 3.3: モンテカルロにおける B 中間子の $\cos\theta$ 分布

III $\Upsilon(4s)$ 重心系における B 中間子の運動量が約 $0.325GeV/c$ と大きくなく、質量が約 $5.28GeV/c^2$ と比較的重い。そのため、二体崩壊である $B \to K^*\pi$ 崩壊で生成される K^* 粒子, 荷電 π 中間子はほぼ、back to back に崩壊する。また、K^* 粒子, 荷電 π 中間子の質量は各々約 $0.892GeV/c^2, 0.135GeV/c^2$ と、B 中間子に比べ軽い。そのため各々の運動量が比較的高くなる。図 3.4 , 3.5 に各々の $\Upsilon(4s)$ 重心系における K^* 粒子 , 荷電 π 中間子の運動量分布を示す。

IV 寿命が短い不安定な粒子の質量は、ローレンツィアンとよばれる原子核の不安定なレベルを表すブライト-ウィグナーの共鳴公式で分布する (付録 C 参照)。図 3.6 に、K^* 粒子の質量分布を示す。



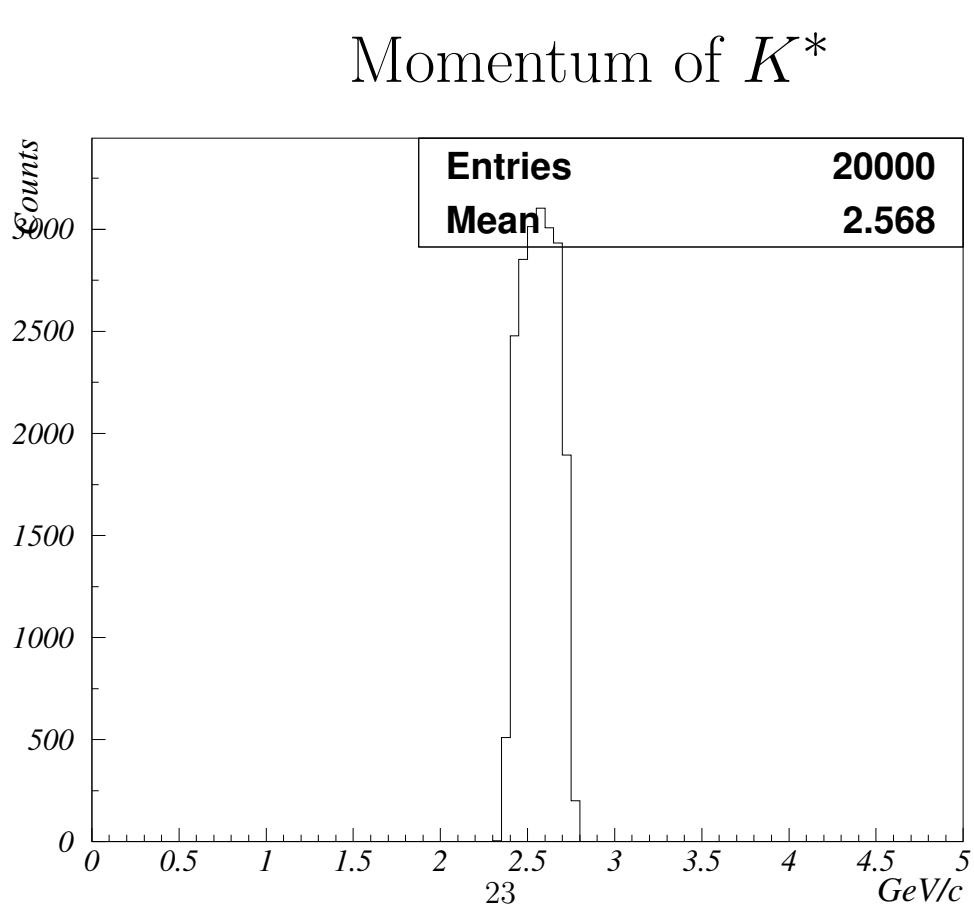
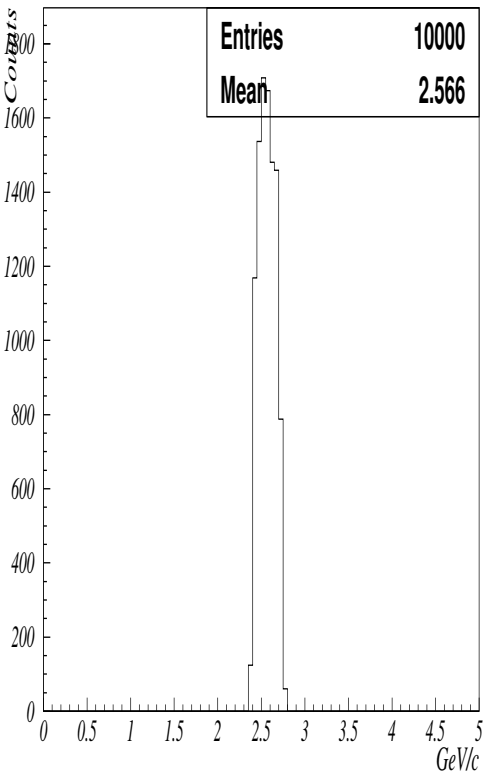
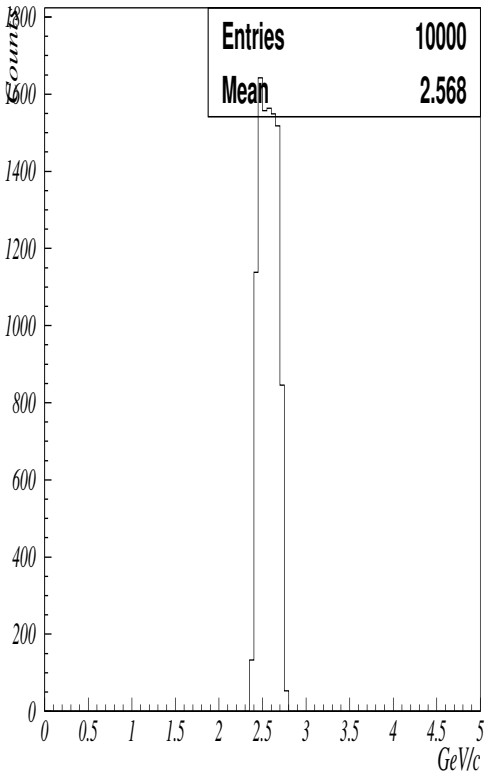


図 3.4: モンテカルロにおける K^* 粒子の運動量分布

Momentum of π $(B^0\bar{B}^0 \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp})$



Momentum of π $(B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm})$



Momentum of π $(B \to K^*\ \pi)$

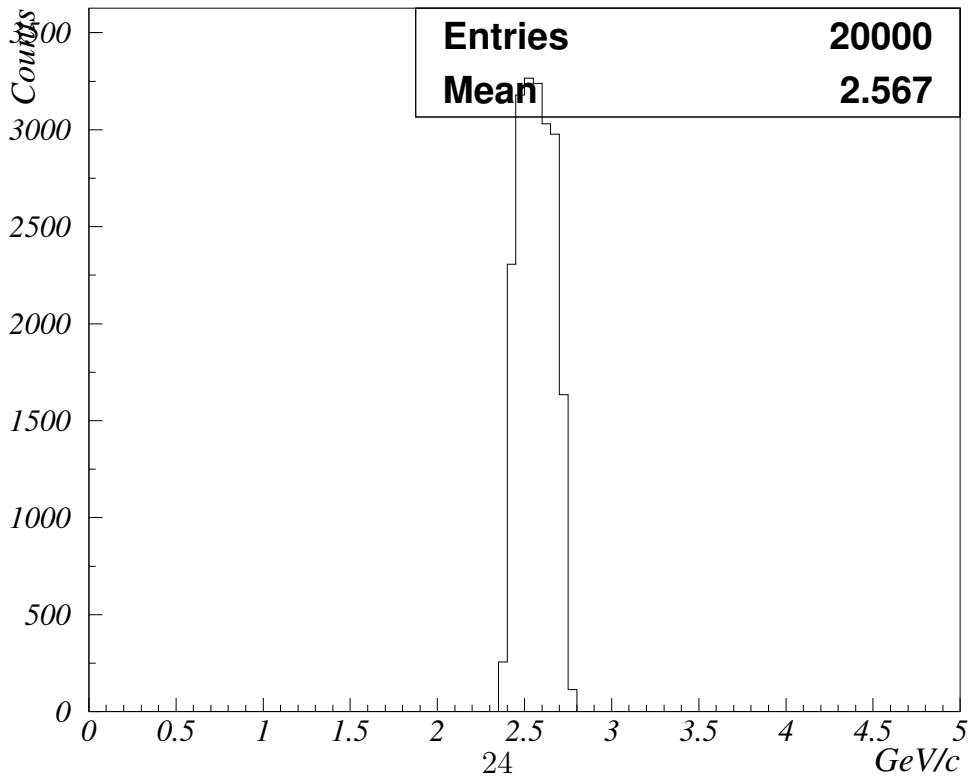
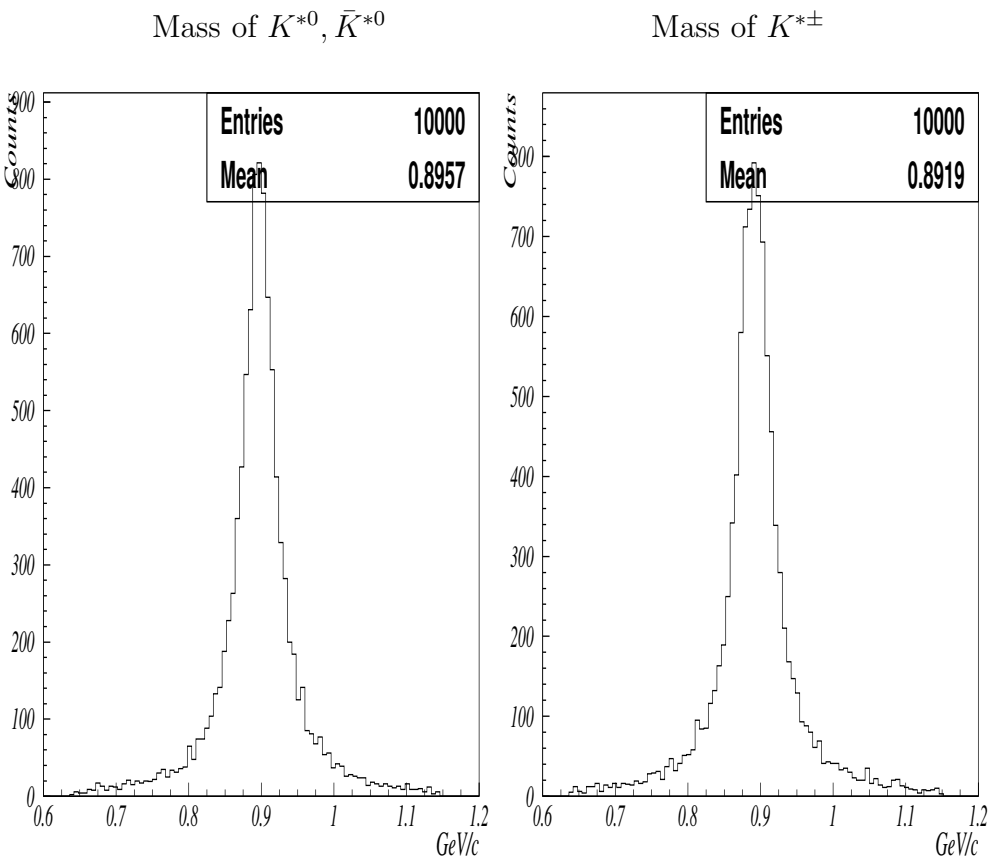


図 3.5: モンテカルロにおける 荷電 π 中間子の運動量分布



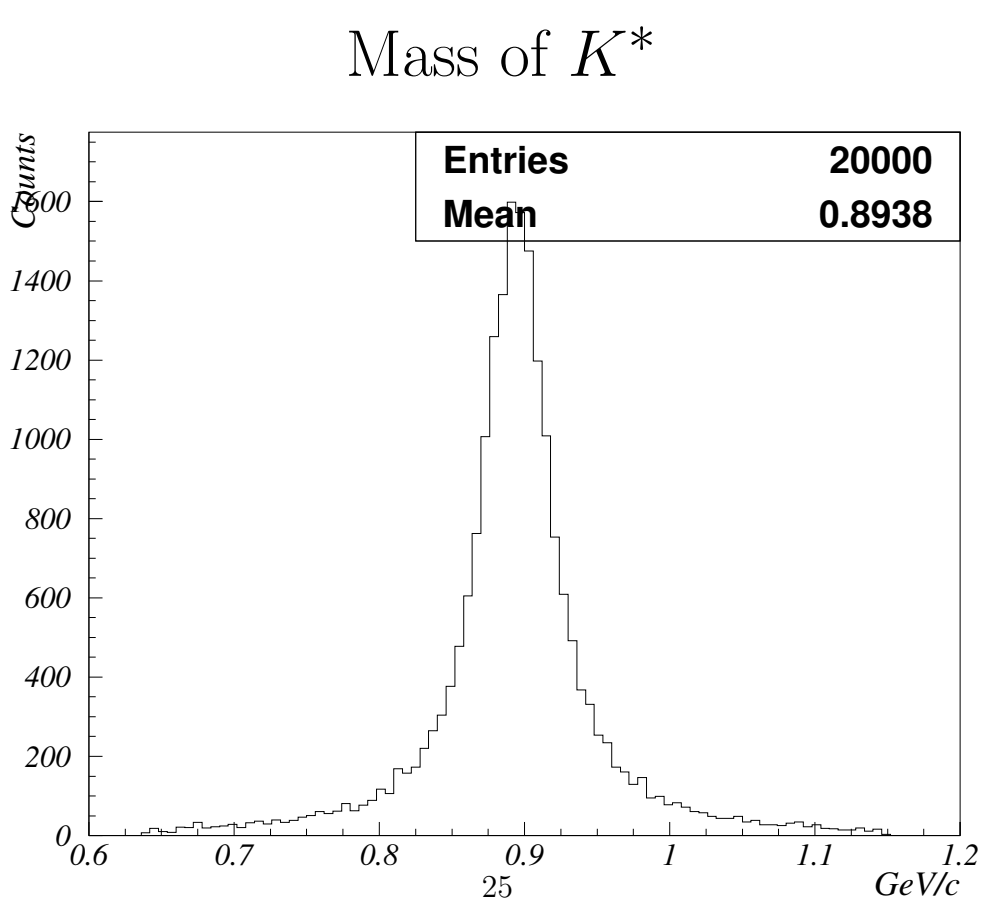


図 3.6: モンテカルロにおける K^* 粒子の質量分布

以上の様な特徴が存在する。この様な特徴を、イベントの再構成の際利用することができる。

3.2 データ

使用するデータは、

各々のシグナルイベント	5 K
generic $B\bar{B}$ event (B^0- $\bar{B}^0$: B^+- B^-= 1:1)	4 M
continuum バックグラウンド ($q\bar{q}$)	23 M
generic event (generic $B\bar{B}$: $q\bar{q}$ = 1:3)	8 M

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 イベントに対して

1. $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K^{*0}})\ \pi^{\pm}$, $K^{*0}(\bar{K}^{*0}) \to K^{\pm}\pi^{\mp}$ 過程
   電荷の組合わせが、正正負 (正負負) である 3 ケの荷電粒子を使用。

2. $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\pi^{\mp}$, $K^{*\pm} \to K^0(\bar{K}^0)\pi^{\pm}$, $K^0(\bar{K}^0) \to K^0_S$ 過程
   電荷の組合せが、正負である 2 ケの荷電粒子と $Vee2$ 粒子[1]を使用。

それらの粒子の組合せを用いて、B 中間子を再構成する。次に、M_b (beam constrain mass : $M_b = \sqrt{E^2_{beam} - |\boldsymbol{P_B}|^2}$) と dE ($dE = E_B - E_{beam}$) を求める。それらのパラメータ各々に対し、$|dE| < 0.5, M_b > 5.2$ の条件を要求し、満たすもののみデータとして残す。この skim により、それぞれのイベントは

シグナルイベント	$\sim$	78 %
generic $B\bar{B}$ イベント	$\sim$	0.5 %
conntinuum バックグラウンド	$\sim$	7 %

に減衰する。

[1] 困難出ました。

3.4　イベントの再構成

skim したデータに対し、シグナルイベントを再構成する。再構成は以下の手順で行う。
1. 荷電粒子の同定。
2.K_S^0 粒子の同定。
3.K^* 粒子の再構成と同定。
4.B 粒子の再構成。
5. イベントシェイプによる同定。
6.M_b dE によるカット。

3.5　荷電粒子の同定

荷電粒子の同定には、荷電粒子として測定された粒子に対して、荷電 K 中間子と π 中間子の分離をあらわす、" atc pid " を用い K 中間子と π 中間子を分離する。図 3.7 は、白抜きのグラフが測定された全荷電粒の atc pid の分布、左図にお

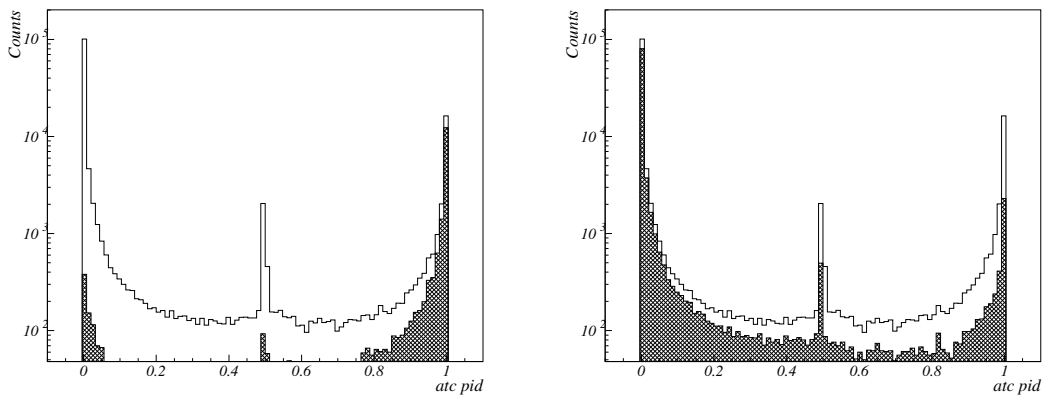


図 3.7: atc pid 分布

いて、黒抜きのグラフが本物の K 中間子の分布である。右図において、黒抜きのグラフが本物の π 中間子の分布である。
グラフから分かるように、K 中間子は 1 方向に、π 中間子は 0 方向にピークを持つ。荷電粒子の同定には、K 中間子には 0.9 以上、π 中間子は 0.1 以下である事を要求する。

3.6 K^0_S 粒子の同定

K^0_S の同定には、" Mdst Vee2" テーブルを用いる。このテーブルは、電荷の異なる荷電粒子から K^0_S を再構成し、質量が $497.672 \pm 30 MeV/c^2$ 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^0_S の同定を行う。同定には、$d\phi$, flight length , Z distance , 質量を用いて行う。尚、この節のグラフは、白抜きのグラフは、測定された Vee2 particle、黒抜きのグラフは、シグナルイベントについては、シグナルの K^0_S であり、generic event については本物の K^0_S である。二次元 plot のグラフは、各々のパラメータに対して、カットをくわえたときの、本物の K^0_S と 偽物の K^0_S の比 (S/N) の変遷のプロットである。

3.6.1 $d\phi$ セレクション

$d\phi$ について選別を行う。$d\phi$ とは、電荷の異なる荷電粒子から K^0_S を再構成して作られた Vector と IP (Intraction Point) と Vertex とを結ぶ Vector のなす角。図 3.8 は、$d\phi$ のイメージである。

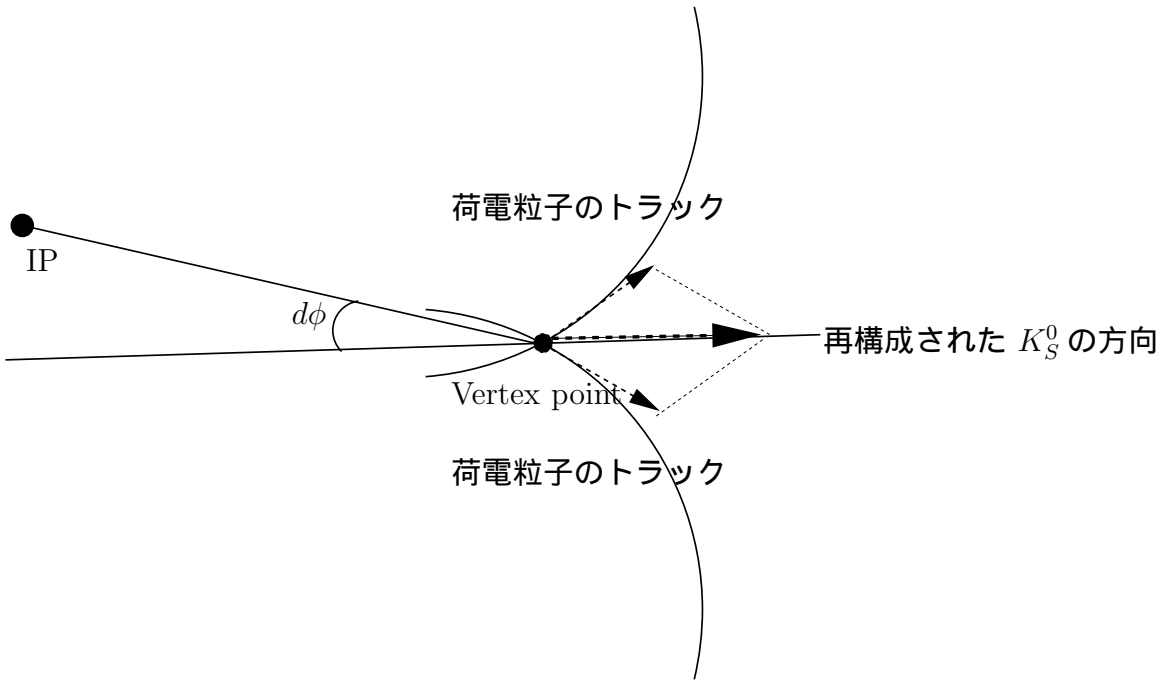


図 3.8: K^0_S の $d\phi$

$d\phi$ は本来、$B \rightarrow J/\psi K^0_S$ のような、B から直接 K^0_S に崩壊してくるような $K^0_S(B \rightarrow X K^0_S)$ に有効である。しかし、今回の $B \rightarrow K^* \pi$ 崩壊のように、寿命が短い K^* の崩壊からくる K^0_S にも有効であろうと思われる。

図 3.9 , 3.10 の左図は、シグナルイベント, generic event における、各々の $d\phi$

の分布である。図から分かるように、$d\phi$ によるカットは、シグナルイベントも generic event と同様の振る舞いをしている。右図は、$d\phi$ に対し、0.001 , 0.002 $\sim$ 0.1 (rad) 以上を要求した時の、本物の K^0_S と 偽物の K^0_S の比である。シグナルイベントと、generic event の各々の、$d\phi$ に対する変化を考慮して、$d\phi$ は、0.02 (rad) 以下であることを要求する。

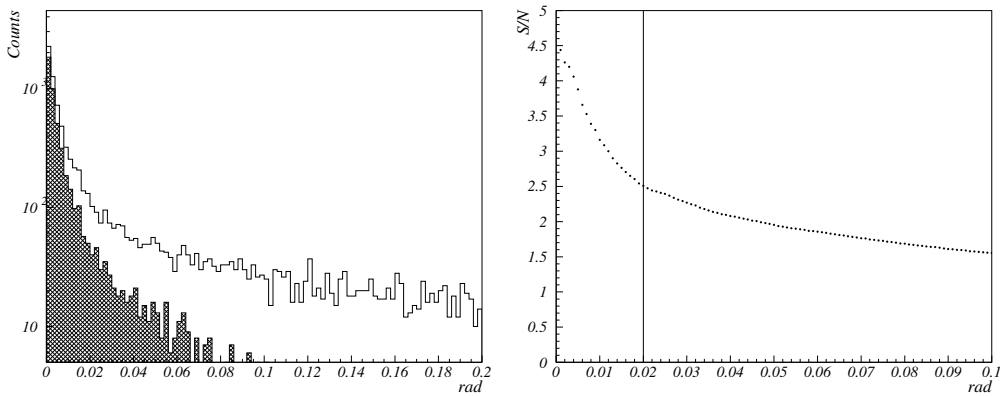


図 3.9: シグナルイベントにおける K^0_S の $d\phi$

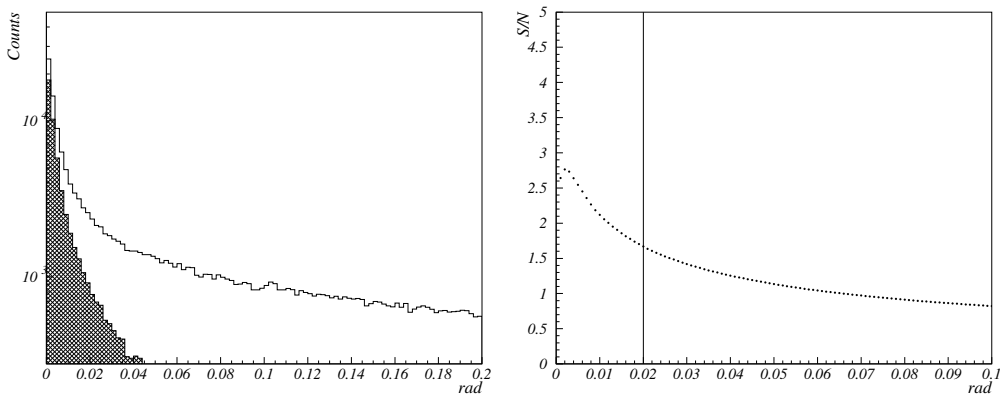


図 3.10: generic イベントにおける K^0_S の $d\phi$

3.6.2 flight length セレクション

次に、flight length について選定を行う。flight length とは、IP から、Vertex 迄の距離である。K^0_S は IP で生成されない。また、 IP も大きさをもっている。故

に、IP と Vertex はある程度離れている。図 3.11 , 3.12 の左図は、flight length の分布である。確かに IP 付近 (0 付近) では、偽物の K^0_S が多くなっている事がわかる。これは、シグナルイベントも generic event についても同様である。右図は、flight length に対し、0.01 , 0.02 $\sim$ 1.0 (cm) 以上を要求した時の、本物の K^0_S と偽物の K^0_S の比である。シグナルイベントと、generic event 各々の、flightlength に対する変化を考慮し、flightlength は、0.3 (cm) 以上を要求する。

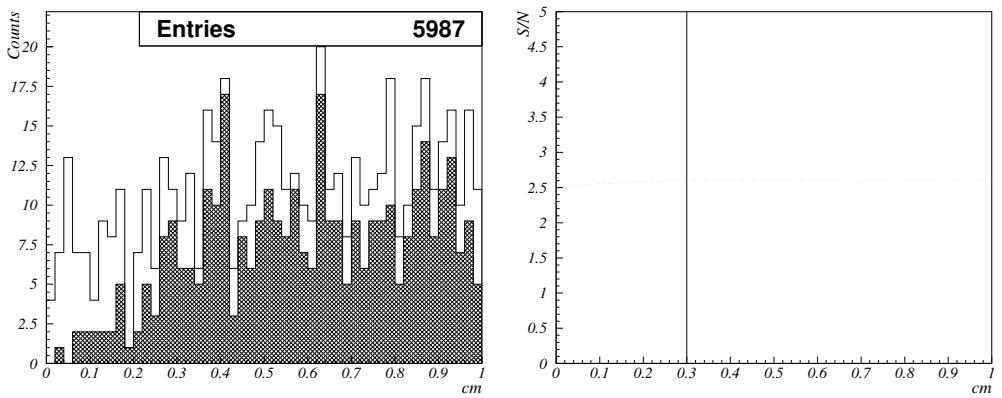


図 3.11: シグナルイベントにおける K^0_S の flightlength

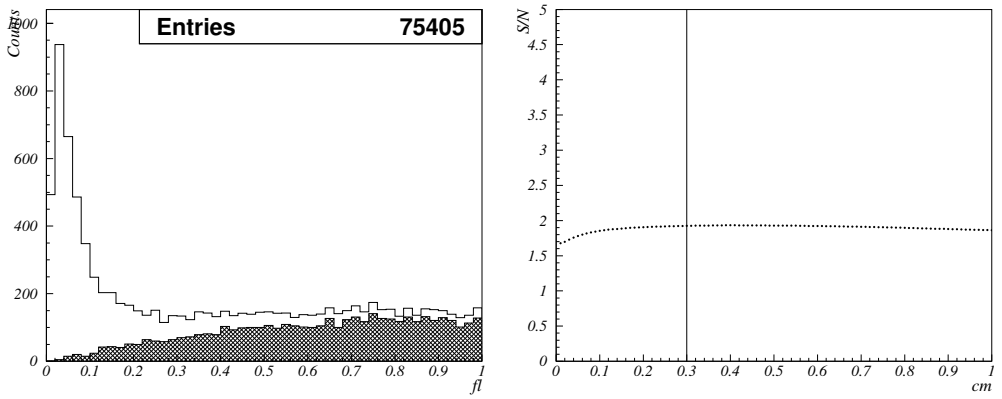


図 3.12: generic イベントにおける K^0_S の flightlength

3.6.3 Z distance

次に、Z distance について選定を行う。Z distance とは、K^0_S を再構成する際、用いた 2 つの chagrged track の X - Y 平面上での交点、即ち崩壊点にたいして 2 つの track の Z 座標の差である。K^0_S が、2 つの π に崩壊するのであるから、Z distance は、本来 0 である。しかし、実際には 0 にはならない。だが、0 付近にピークをもつ。図 3.13 , 3.14 の左図は、Z distance の分布である。確かに 0 付近で、本物の K^0_S が多くなっている。これは、シグナルイベントも generic event についても同様である。右図は、Z distance に対し、0.1 , 0.2 $\cdots$ 10.0 (cm) 以下を要求した時の 本物の K^0_S と偽物の K^0_S の比である。Z distance は、2.0 (cm) 以下を要求する。

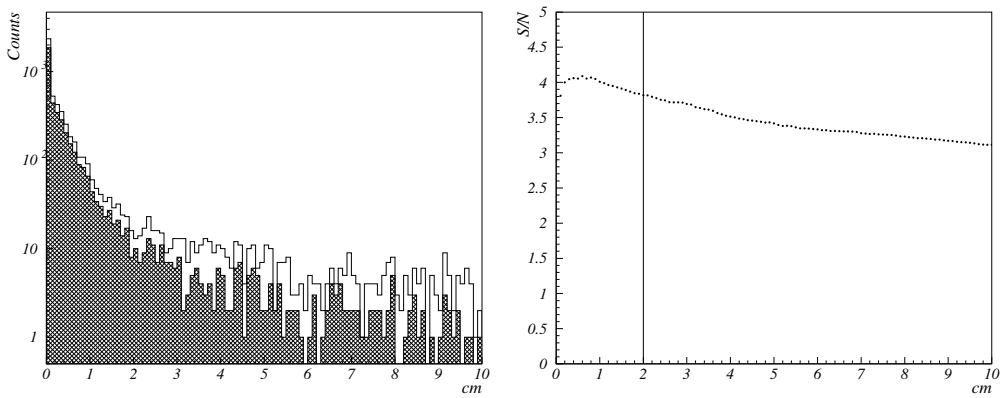


図 3.13: シグナルイベントにおける Z distance

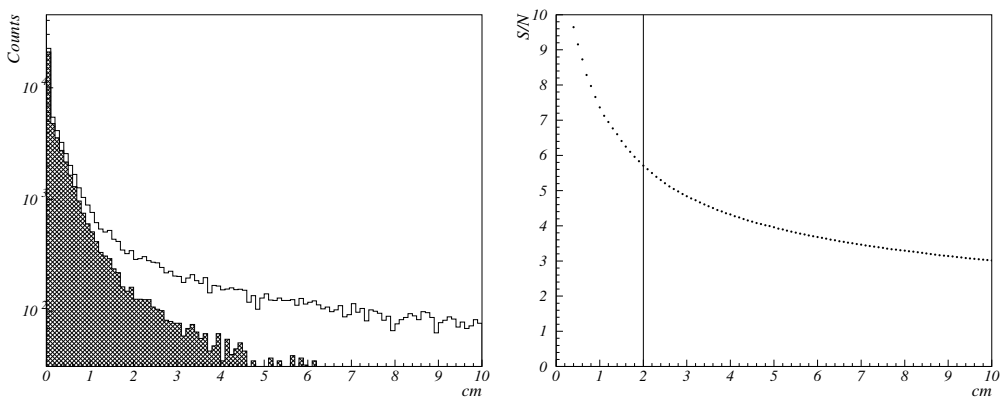


図 3.14: gengeric event における Z distance

3.6.4 質量

以上全てのカットをくわえた後の K^0_S の質量分布を、図 3.15 に示す。フィッティングは、double gaussian で行った。

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

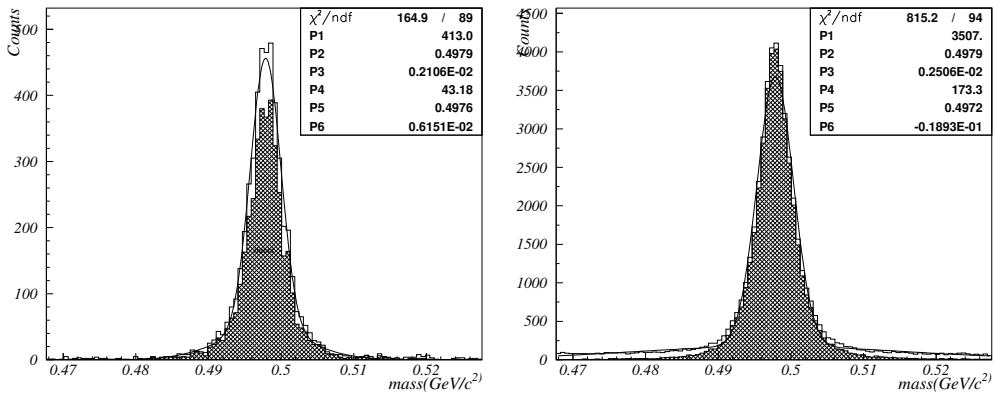


図 3.15: K^0_S の質量分布 (double gaussian fit)

図 3.15 において、左図はシグナルにおける質量分布。右図は generic event における質量分布。質量による選別は、$3\sigma(\pm 7.5 MeV/c^2)$ を要求する。以上の K^0_S に関する条件をかすと、シグナルイベントにおける、K^0_S の検出効率 ε_{sig} は、$\varepsilon_{sig} = 36.93\%$ である。各々の条件を課してくことによる、シグナルイベント , generic event の K^0_S についての検出効率を表 3.1 に、fake K^0_S の数を図 3.2 に記す。 これらの表か

cuts	signal event	generic event
no cut	50.75 %	65.68 %
$d\phi < 0.02$	42.81 %	45.36 %
$flightlength > 0.3$	42.37 %	44.82 %
$Zdisance < 2.0$	38.90 %	40.67 %
$\lvert mass - 0.497672 \rvert < 0.0075$	36.93 %	38.08 %

表 3.1: K^0_S 検出効率の変遷

ら、検出効率はシグナルイベント , generic event どちらについても約 37 % 前後である事が読みとれる。また、条件は $d\phi$ による選定が非常に効果があり、次いで $Zdistance$ が効果的である。ただし、fake K^0_S の 数が、シグナルイベントは 10

cuts	signal event	generic event
no cut	13071	411917
$d\phi < 0.02$	1706	28262
$flightlength > 0.3$	1631	24208
$Zdisance < 2.0$	1019	7401
$\|mass - 0.497672\| < 0.0075$	873	1930

表 3.2: fake K_S^0 の数の変遷

K に対して 873 であるのが、generic event は 8 M に対して 1930 であるで、fake K_S^0 についてはシグナルイベントの K_S^0 の特徴について調べる必要がある。

3.7 K^* 粒子の再構成

3.5 節での荷電粒子、3.6 節での K^0_S 中間子の選別により、選定された粒子を用いて、$K^{*0}(K^+\pi^-)$, $\bar{K}^{*0}(K^-\pi^+)$, $K^{*+}(K^0_S\pi^+)$, $K^{*-}(K^0_S\pi^-)$ を各々再構成する。図 3.16 は $K^{*0}, \bar{K}^{*0}$ の質量分布であり、図 3.17 は K^{*+}, K^{*-} の質量分布である。左図がシグナルイベントの質量分布であり、右図がバックグラウンドの質量分布である。3.1.1 節 IV で述べたように、K^* 粒子の質量はブライト- ウィグナーの共鳴公式で分布する。シグナルイベントの再構成された K^* 粒子の質量分布には K^* 粒子の質量付近 $(0.892$,$0.896\ GeV/c^2)$ にピークが明確に現れている。それに対しバックグラウンドイベントにはピークは存在しているが、シグナルイベントに比べてバックグラウンドが多い。K^* 粒子の選定には質量について行う。条件は、シグナルイベントの K^* 粒子の質量分布に対し、ガウシアンでフィッティングを行い、$3\sigma(\pm 75 MeV/c^2)$ を要求する。

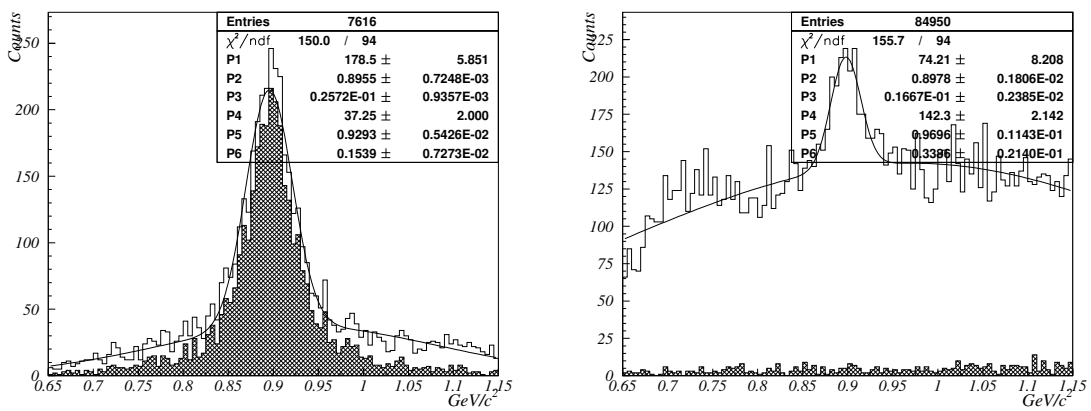


図 3.16: $K^{*0}, \bar{K}^{*0}$ の質量分布

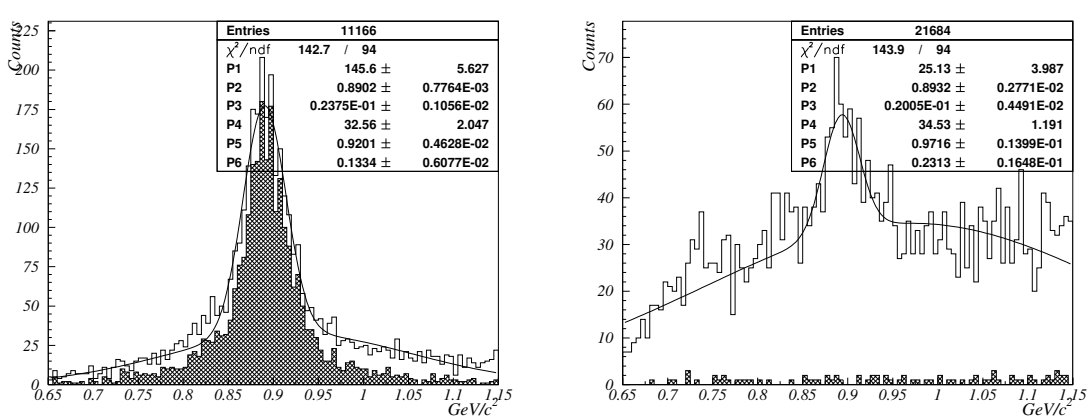


図 3.17: K^{*+},K^{*-} の質量分布

3.1.1 節で述べたように、このイベントの特徴の一つに 2 体崩壊があげられる。そのため K^* 粒子の運動量は 図 3.4 の様に 2 ~ 3 GeV/c の比較的高い領域に存在する。図 3.18 は、K^* 粒子の質量選定による条件を課した後の K^* 粒子の運動量分布である。再構成されたイベントも運動量が 2 ~ 3 GeV/c の範囲に存在している。(左図 K^{*+} , K^{*-} の、右図 K^{*0} , $\bar{K}^{*0}$ の運動量分布)

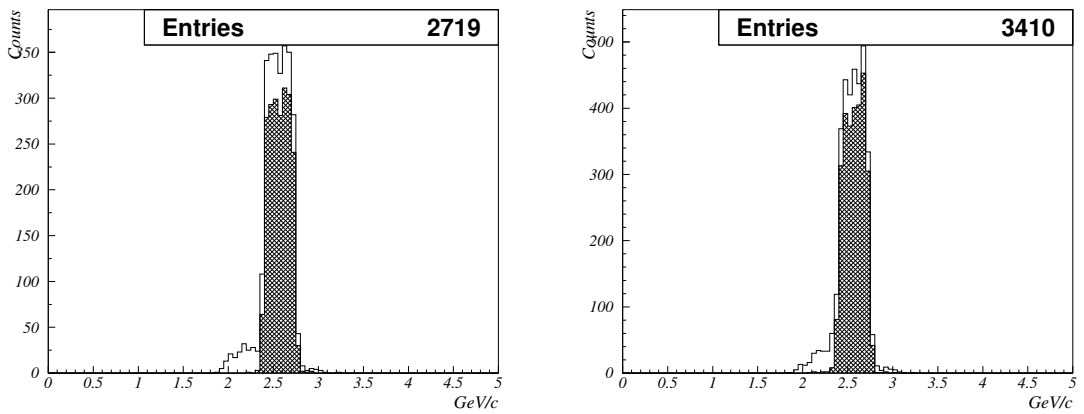


図 3.18: K^* の運動量分布

表 3.3 , 3.4 に、K^* の質量による選定でのシグナルイベントと generic event のイベント数を示す。この選定により、大幅にバックグラウンドを減らすことができる。また、バックグラウンドの中でも generic $B\bar{B}$ からくるバックグラウンドは殆ど落せ、主に continuum バックグラウンドが残るようになる。

cuts	signal event	generic event
no cut	7616(3449)	84950
$\lvert M_{K*} - 0.89610\rvert < 0.0075$	3410(2786)	4473

表 3.3: K^{*0} の変遷

cuts	signal event	generic event
no cut	11166(2571)	21684
$\lvert M_{K*} - 0.89166\rvert < 0.0075$	2719(2111)	1268

表 3.4: $K^{*\pm}$ の変遷

3.8 B 粒子の再構成

荷電 π 粒子と選定された K^* 粒子とで $(K^*\pi)$ B 粒子を再構成する。

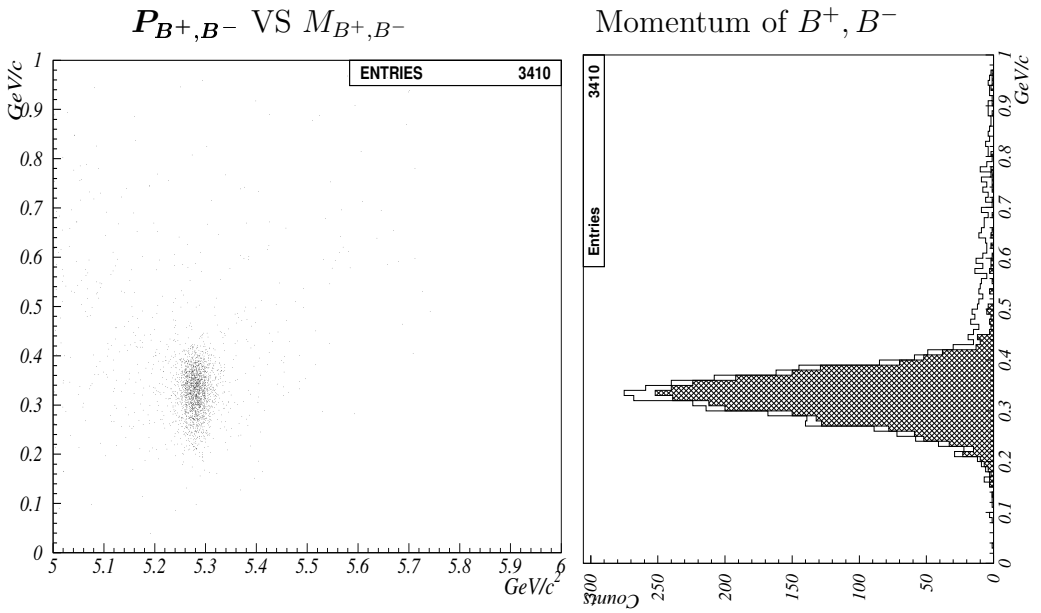
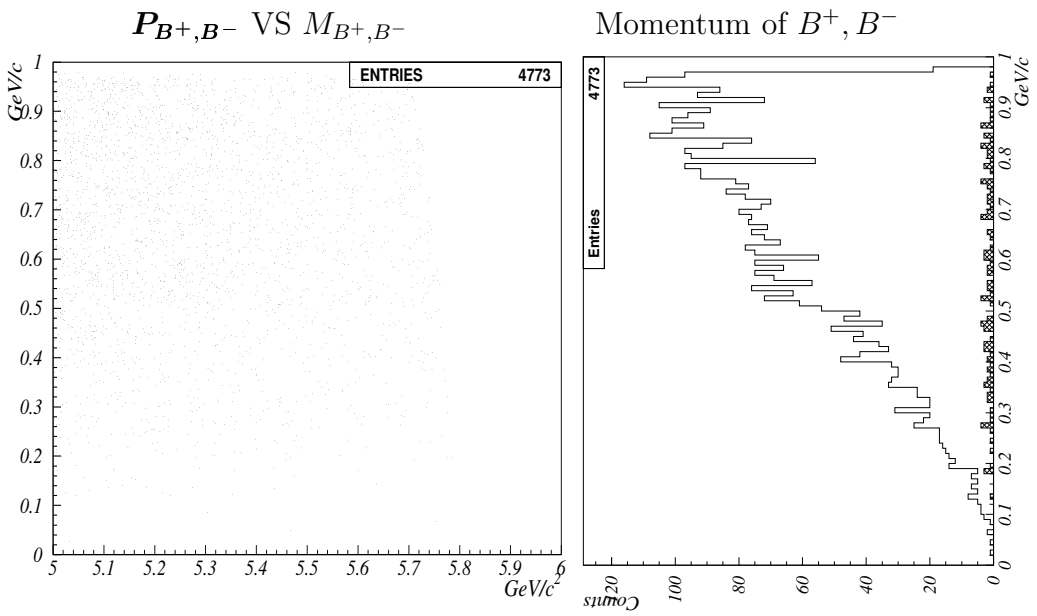


図 3.19: シグナルイベントにおける B^+, B^- の分布

図 3.19 , 3.20 は、$B^{\pm} \rightarrow K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$ 崩壊における B 中間子の質量と運動量分布である。シグナルイベントの質量分布は明確に B 中間子の質量近辺 (約 $5.28GeV/c^2$) にピークが存在している。また運動量分布は約 $0.325GeV/c$ 付近にピークが存在している。これは、モンテカルロにおける generator level での結果とあう。バックグラウンドは、ほぼ線形の形をしている事も読みとれる。



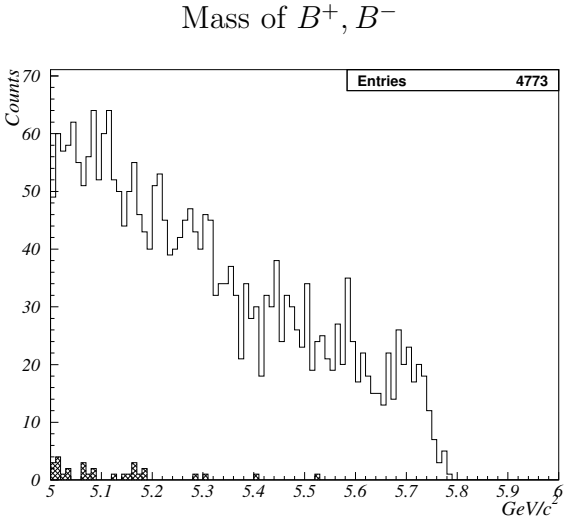


図 3.20: バックグラウンドイベントにおける B^+, B^- の分布

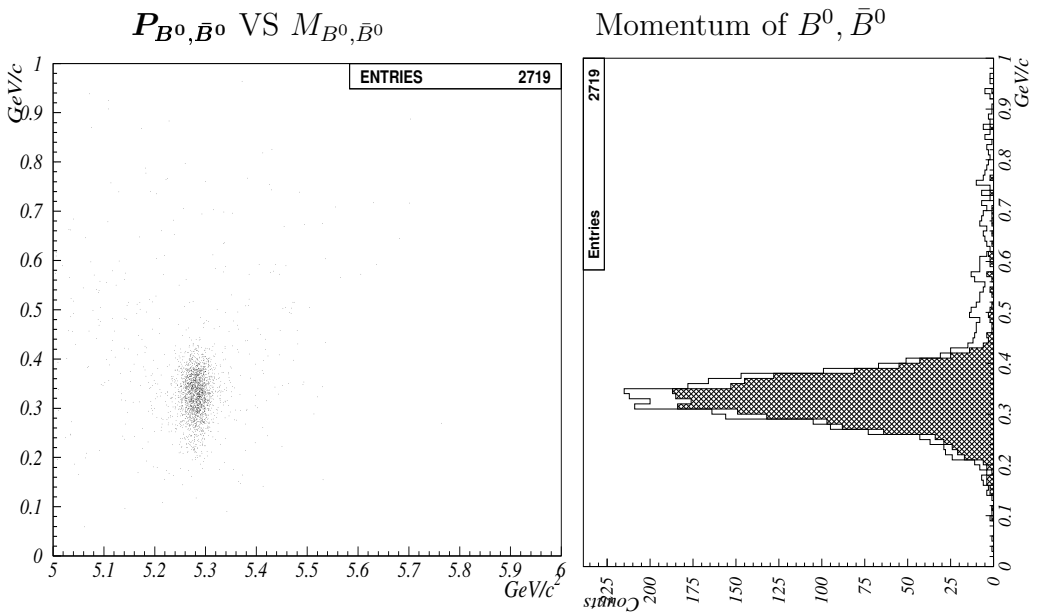


図 3.21: シグナルイベントにおける $B^0, \bar{B}^0$ の分布

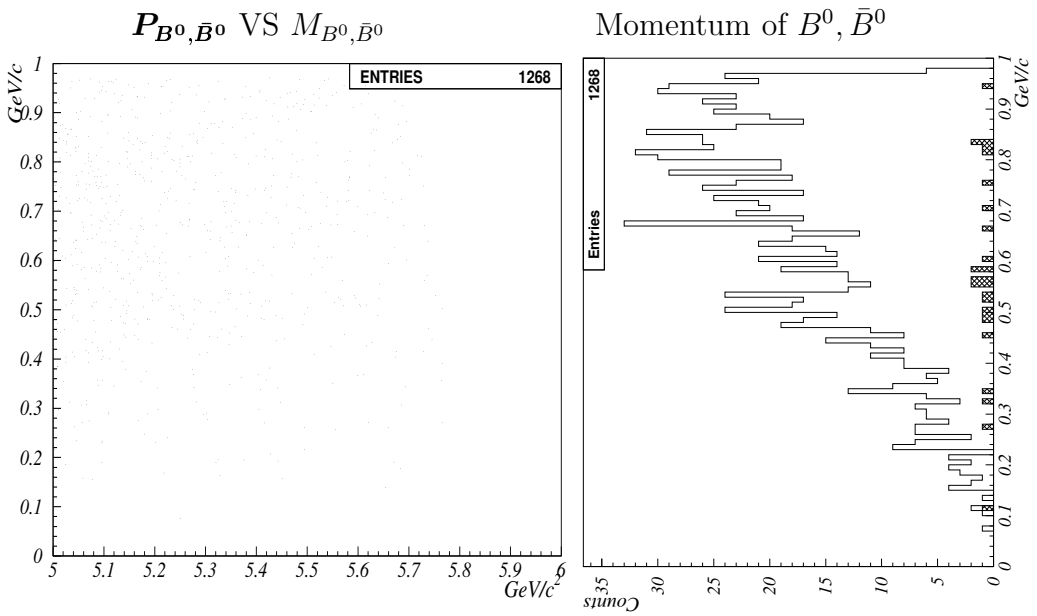


図 3.22: バックグラウンドイベントにおける $B^0, \bar{B}^0$ の分布

3.9　イベントシェイプ

K^* の質量による選定を課した後では、generic $B\bar{B}$ によるバックグランドはほぼ無くなる。また、これ以降のカットにより、最終的に残る generic $B\bar{B}$ によるバックグラウンドは、 continuum バックグラウンド に比べ、非常に小さくなるため、continuum バックグラウンドを落すことを、当面の目的とする。故に、ここからは主に、conntinuum バックグラウンドについて述べる。使用するデータは、signal event 10K , continuum バックグラウンド 23M , generic $B\bar{B}$event 4M である。

3.9.1　スラスト

スラスト (Thrust) の定義は、式 3.2 で与えられる。

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

これは、イベントの形状を表しているものであり、主に、continuum バックグラウンドと generic $B\bar{B}$ イベントとを分離するのに用いられる。conntinuum バックグラウンドは、生成される粒子の運動量が高いため、図 3.23 左図の様に、ジェット型に崩壊する。そのためスラスト軸がビーム軸に対して、前方もしくは後方に寄る。しかし、generic $B\bar{B}$ イベントに対しては、スラスト軸は等方的になる。よって、イベントを再構成する際用いたトラックと、残りのトラックで作られたスラストでは、なす角 (Thrust angle) の $\cos\theta$ は、generic $B\bar{B}$ イベントに対しては、等方的であるのに対して、continuum バックグラウンドに対しては、$|\cos\theta| = 1$ 方向による事が期待される。

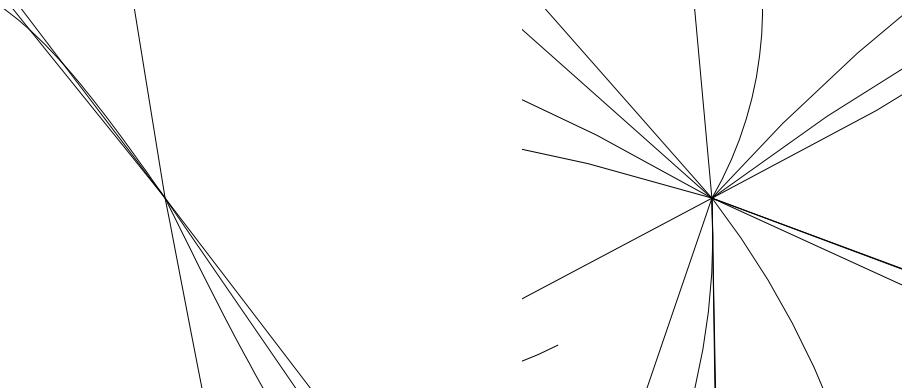


図 3.23: $\Upsilon(4s)$ 重心系におけるイベントのイメージ

図 3.24,3.25 は、$|\cos\theta|$ の分布である。期待通り、conntinuum バックグラウンドは $\cos\theta = 1$ 付近にピークが存在している。

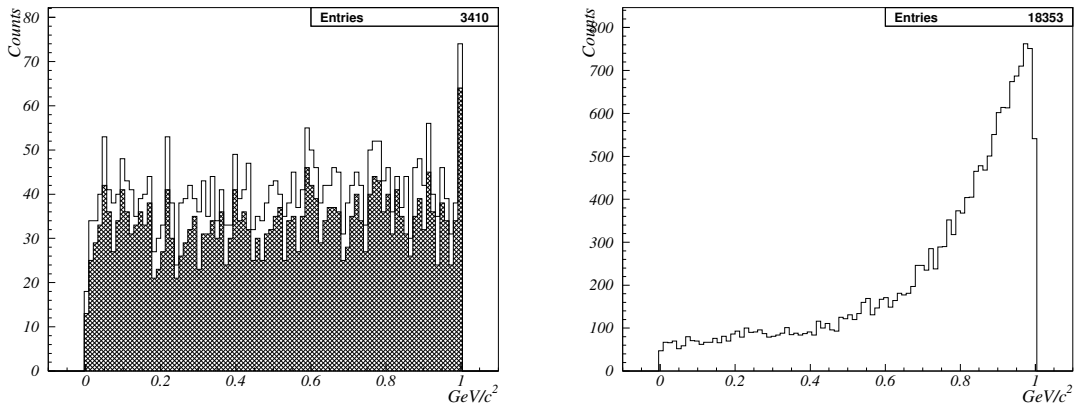


図 3.24: $B^+ \to K^{*0}(K^+\pi^-)\pi^+, B^- \to \bar{K}^{*0}(K^-\pi^+)\pi^-$ 崩壊における $\cos\theta_{T_B T_{other}}$ 分布

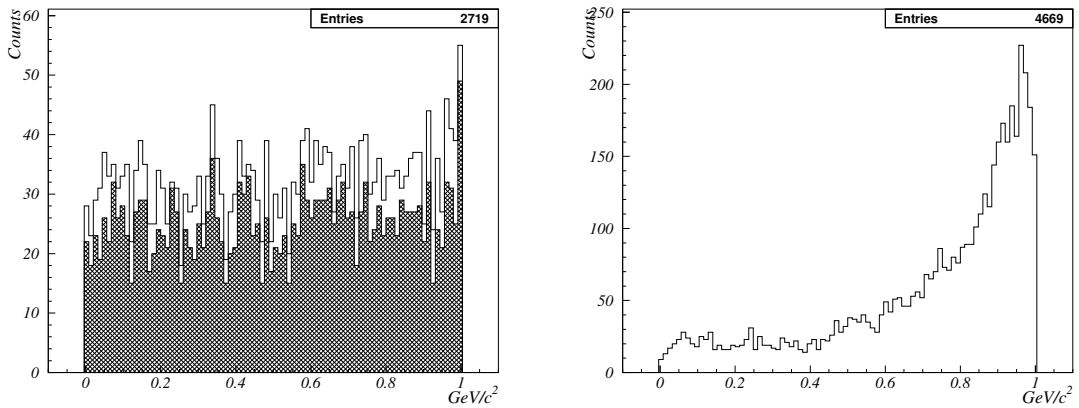


図 3.25: $B^0 \to K^{*+}(K^0\pi^+)\pi^-, \bar{B}^0 \to \bar{K}^{*-}(\bar{K}^0\pi^-)\pi^+$ 崩壊における $\cos\theta_{T_B T_{other}}$ 分布

$|cos\theta_{T_B T_{other}}|$ の分布は、シグナルイベントに関しては確かに等方的であり、continuum バックグラウンドに関しては前方 (後方) によっている。continuum バックグラウンドを落すため、$|cos\theta_{T_B T_{other}}| < 0.6$ を要求する。

3.9.2 $\cos\theta_B$ カット

3.1.1 節 II で述べたように、$\cos\theta_B$ には、$\cos\theta$ 依存性が存在する。図 3.26 , 3.27 に、$\cos\theta_B$ の分布を示す。

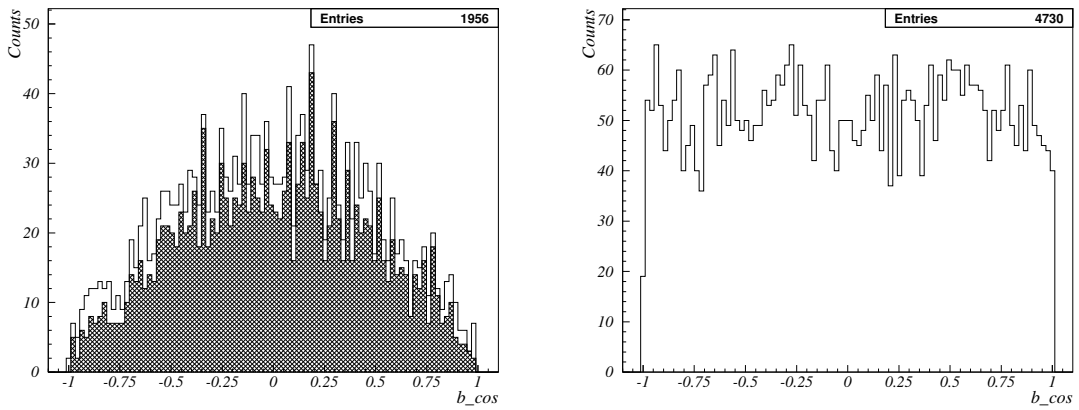


図 3.26: $B^+ \to K^{*0}(K^+\pi^-)\pi^+, B^- \to \bar{K}^{*0}(K^-\pi^+)\pi^-$ 崩壊における $\cos\theta_B$ 分布

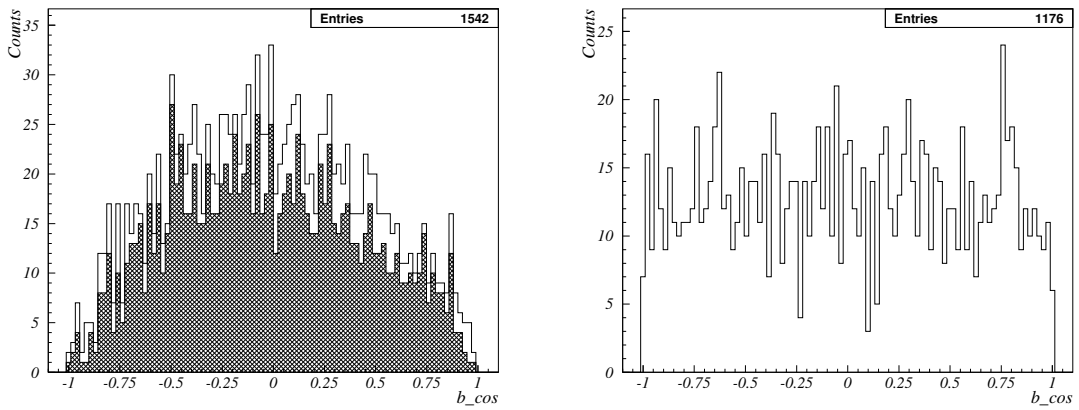


図 3.27: $B^0 \to K^{*+}(K^0\pi^+)\pi^-, \bar{B}^0 \to K^{*-}(\bar{K}^0\pi^-)\pi^+$ 崩壊における $\cos\theta_B$ 分布

$|cos\theta_B| < 0.8$ を要求する。

3.10 フィッティング

3.10.1 結果

以上全ての条件を満たすイベントの M_b, dE の分布を示す。図 3.28 , 3.29 , 3.30 , 3.31 に示す。

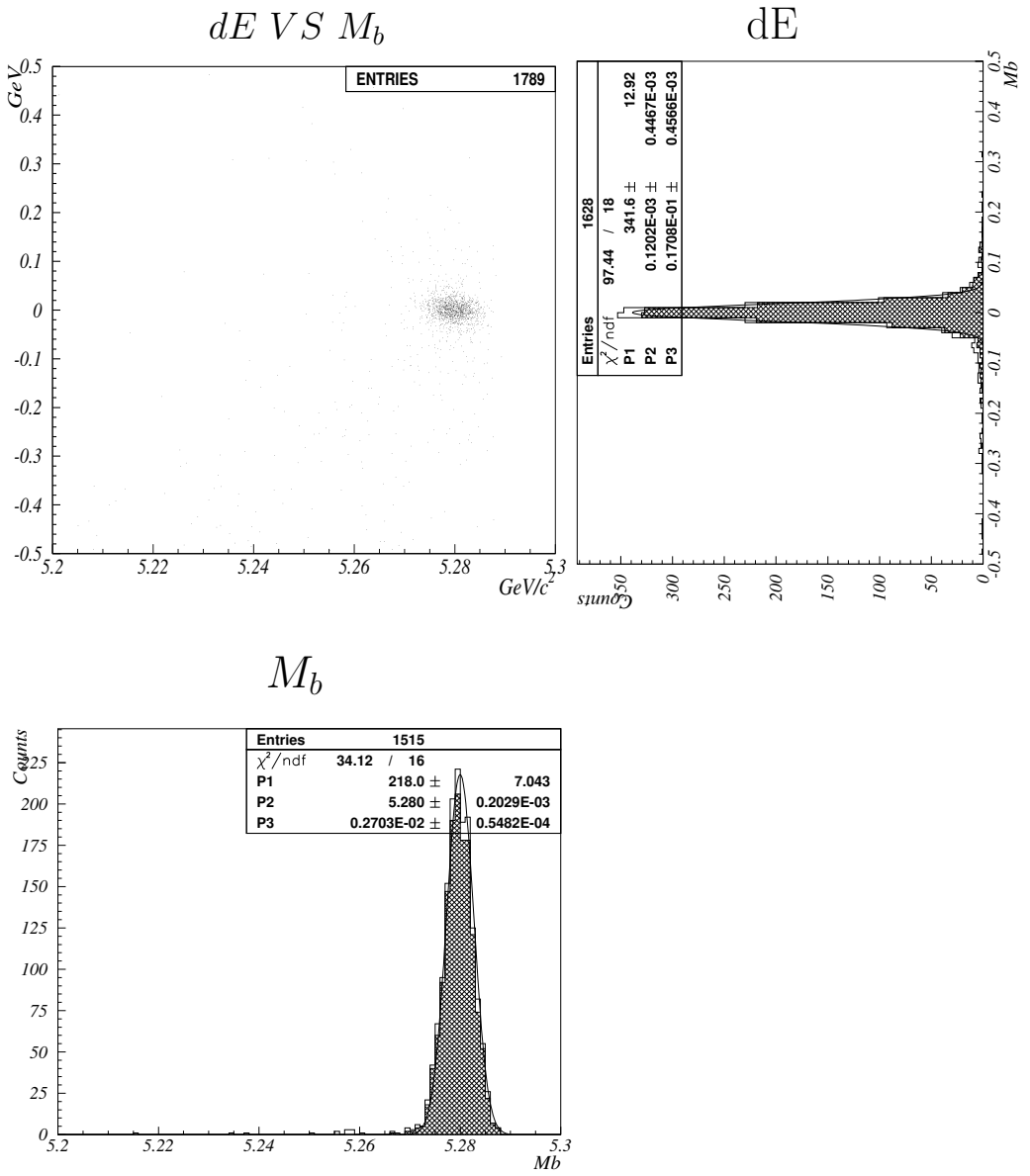


図 3.28: $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm}$ 崩壊におけるシグナルイベントの M_b, dE 分布

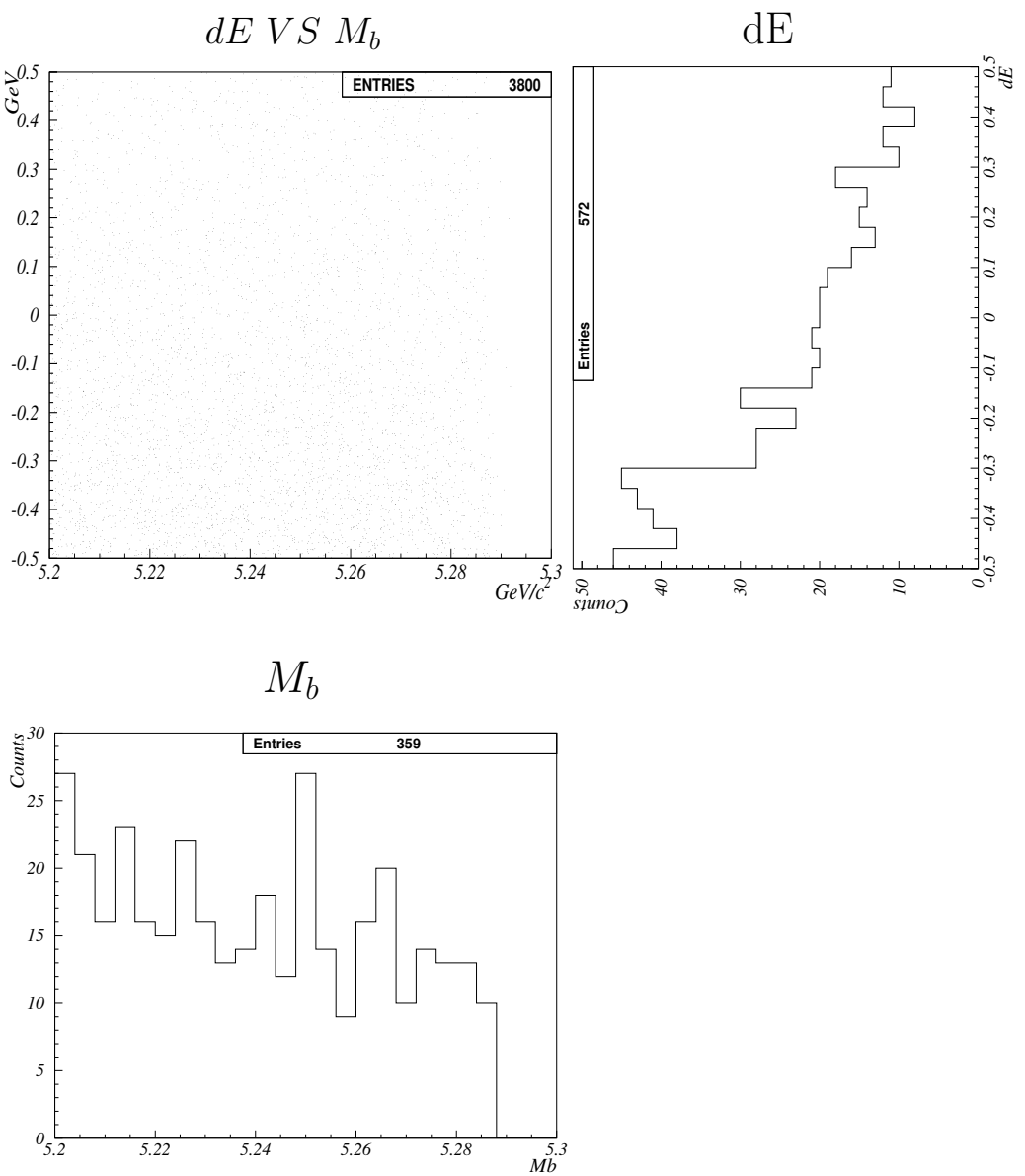


図 3.29: $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$ 崩壊における continuum バックグラウンドイベントの M_b, dE 分布

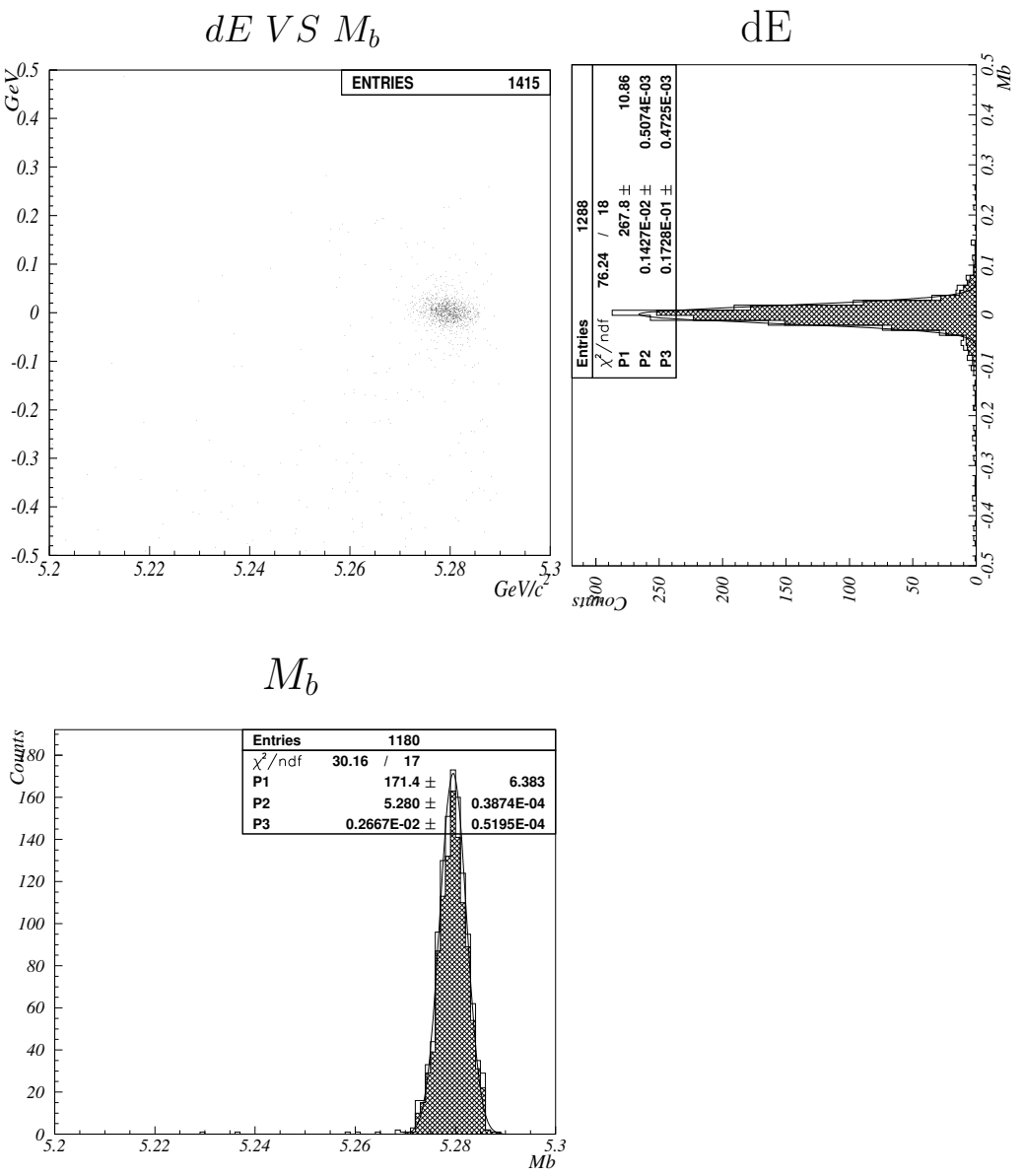


図 3.30: $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$ 崩壊におけるシグナルイベントの M_b, dE 分布

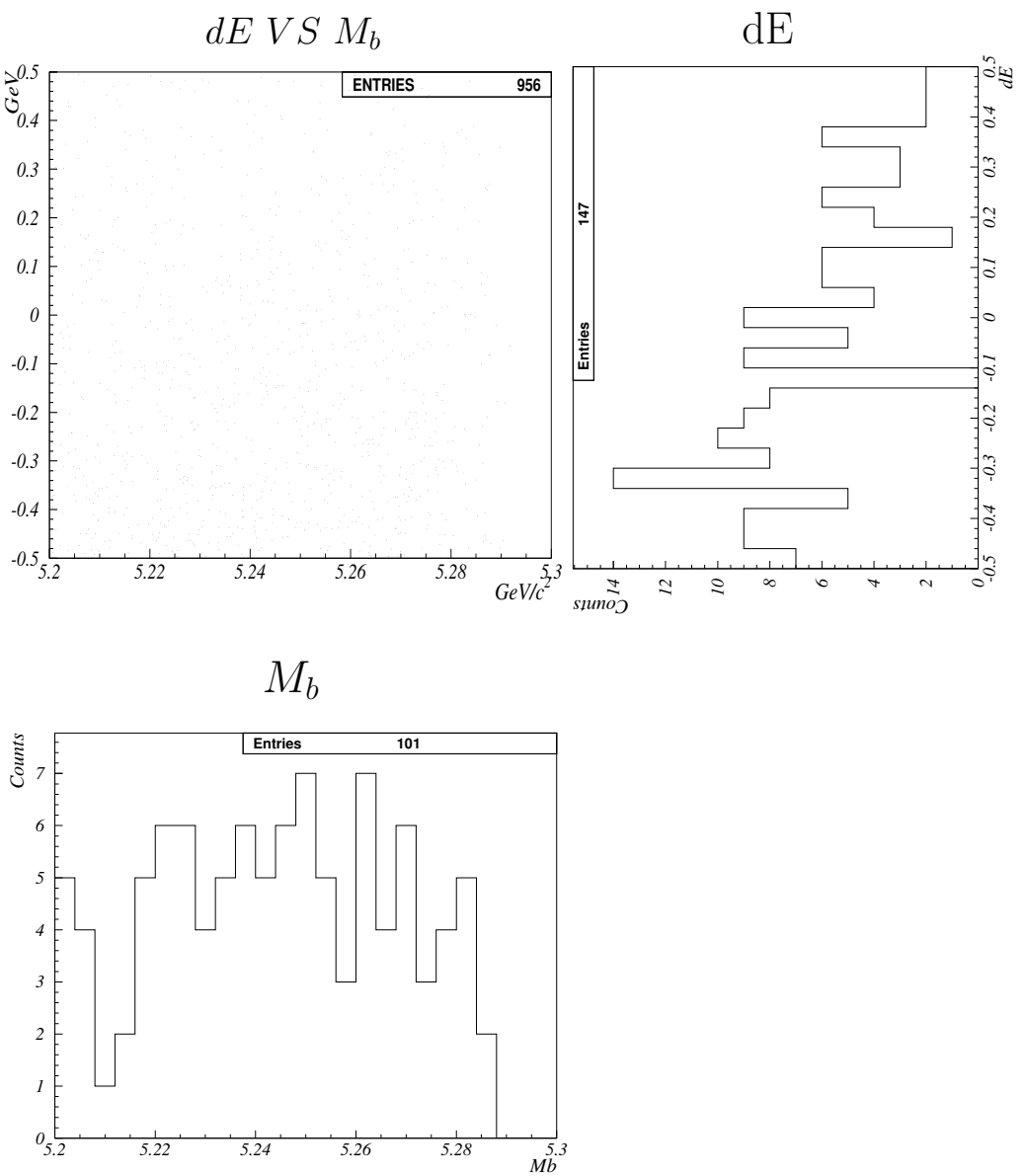


図 3.31: $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$ 崩壊における continuum バックグラウンドイベントの M_b, dE 分布

最終的なイベントの検出効率を、表 3.5 , 3.6 に示す。

$B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$	$5.27127 < M_b < 5.28873$ cut	$\lvert dE \rvert < 0.05226$ cut	M_b,dE cut
signal event	15.15 %	16.28 %	14.91 %
generic $B\bar{B}$	0.5×10^{-6}	5.75×10^{-6}	0
$q\bar{q}$background	1.561×10^{-5}	2.487×10^{-5}	2.261×10^{-6}

表 3.5: $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$ 崩壊のイベントごとの検出効率

$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \ \pi^{\mp}$	$5.27127 < M_b < 5.28873$ cut	$\lvert dE \rvert < 0.05226$ cut	M_b,dE cut
signal event	11.80 %	12.88 %	11.69 %
generic $B\bar{B}$	1.5×10^{-6}	0	0
$q\bar{q}$background	6.391×10^{-6}	4.391×10^{-6}	0.7391×10^{-6}

表 3.6: $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \ \pi^{\mp}$ 崩壊のイベントごとの検出効率

3.10.2 フィッティング

M_b に対して行うフィッティングは、シグナルイベントに対して Gaussian を用いる。バックグラウンドに対しては、式 3.3 で定義される Argus function を用いてフィッティングを行う。

$$Argusfunction = \frac{P_1}{M_{beam}} \times x \times \sqrt{1-(\frac{x}{M_{beam}})^2} \times exp(P_2 \times 1 - (\frac{x}{M_{beam}})^2) \quad (3.3)$$

図 3.32 は、上段が $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm}$ 崩壊過程に対して、下段が、$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$ 崩壊過程に対して、フィッティングを行ったものである。

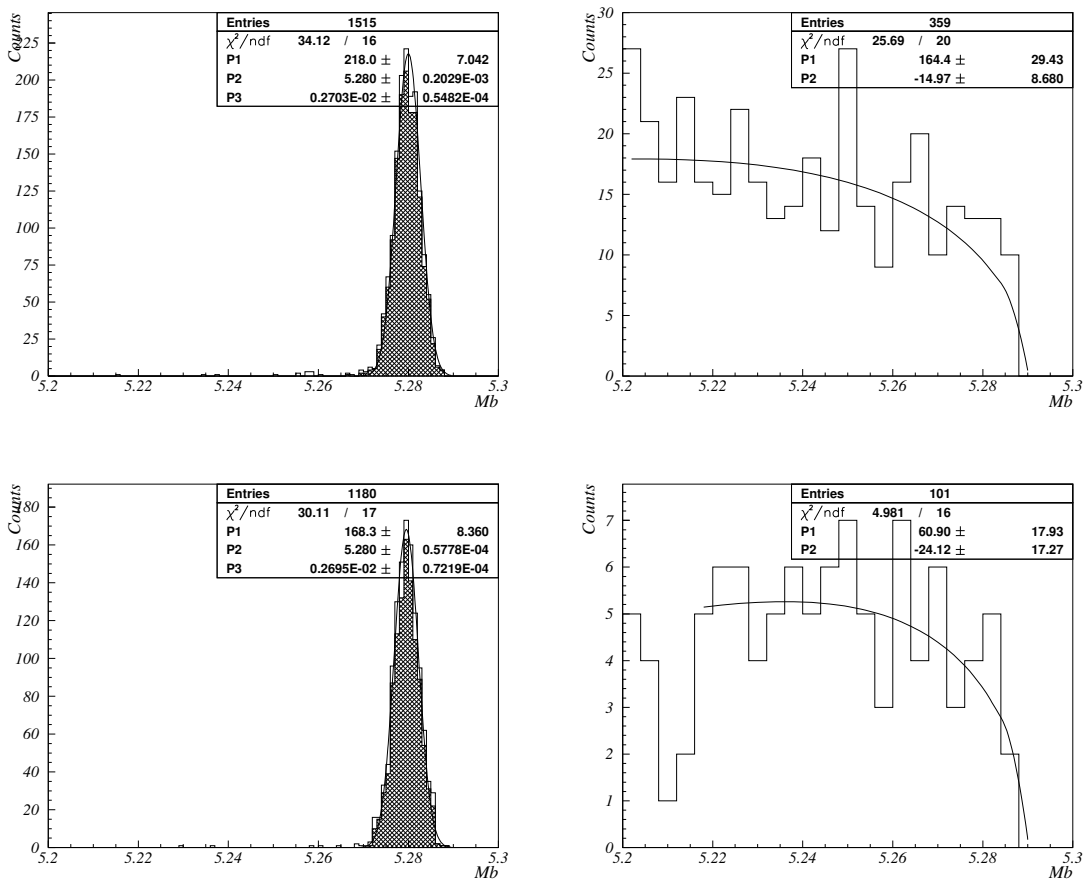


図 3.32: M_b に対するフィッティング

第4章　実際のデータ

実際のデータに対して解析する。使用するデータは、実験番号 7 にあるデータで 5.841 fb^{-1} のデータ。

4.1　結果

第 3 章において決定した各状態への条件を課し M_b, dE を求める。図 4.1 は $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$ 崩壊過程への条件を満たす時の、M_b, dE の分布であり、図 4.2 は、$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \ \pi^{\mp}$ 崩壊過程の条件を満たす時の M_b, dE の分布である。M_b, dE に射影は、各々

$$\begin{aligned} |dE| &< 0.05226 \\ |M_b - 5.28| &< 0.008730 \end{aligned}$$

の条件を課している。この条件は、各々に対してガウシアンでフィットを行ったときの 3σ である。

4.2　崩壊確率の上限の推定

M_b に対して、第 3 章において求められた、シグナルに対するガウシアンと、バックグラウンドに対する Argus function の係数をフリーパラメータとしてあたえ、フィッティングを行う。図 4.3 は、$B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$ 崩壊過程への条件を満たす時の、M_b のフィッティングであり、図 4.4 は、$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \ \pi^{\mp}$ 崩壊過程の条件を満たす時の M_b フィッティングである。

フィティングにより選定されたイベント数は、
$B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$ 崩壊：4.17 ± 4.43 event
$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \ \pi^{\mp}$ 崩壊：1.50 ± 2.07 event
である。これから崩壊確率を求めると 90 % CL で表 4.1 の結果が得られた。

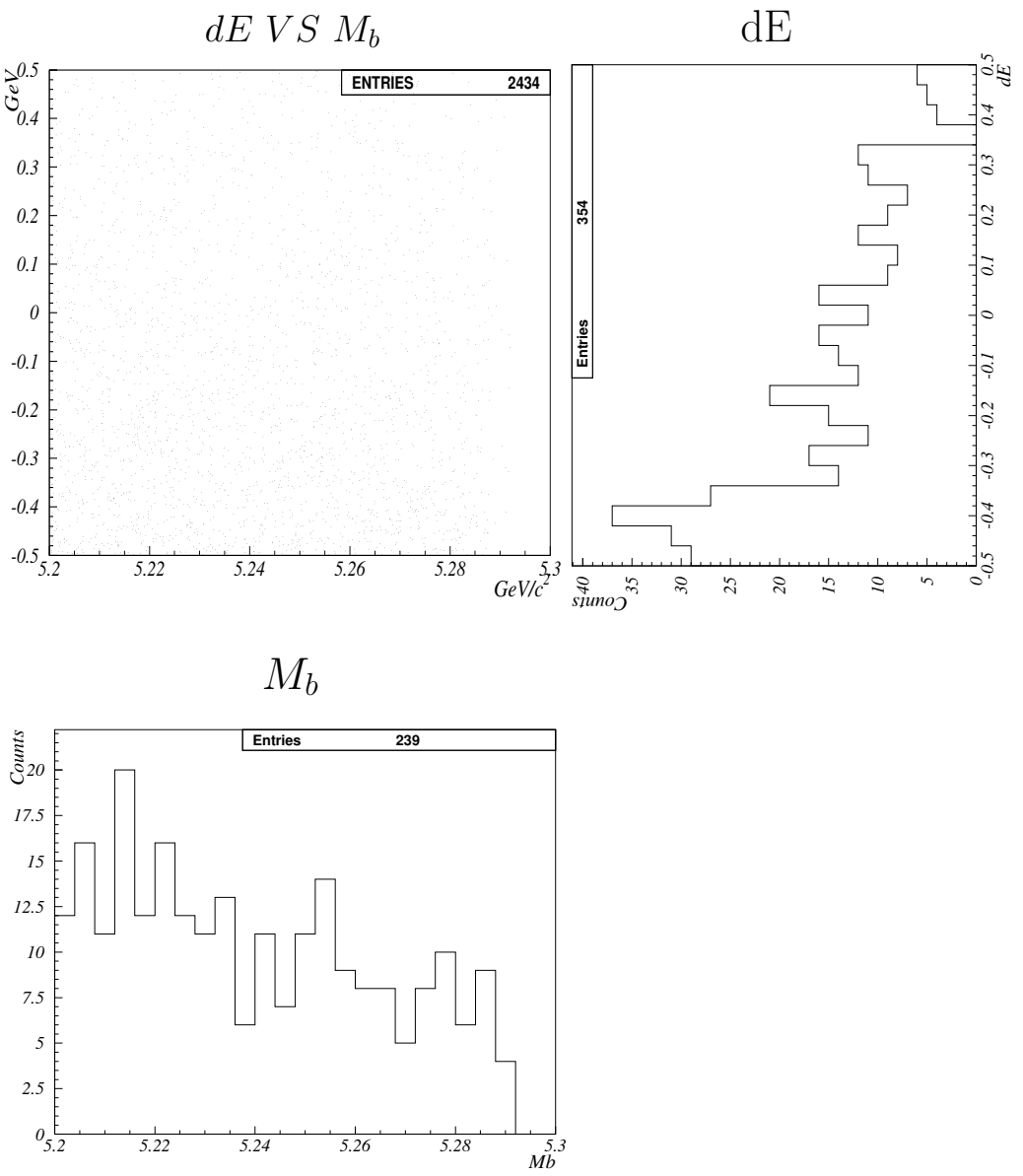


図 4.1: $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm}$ 崩壊における M_b, dE 分布

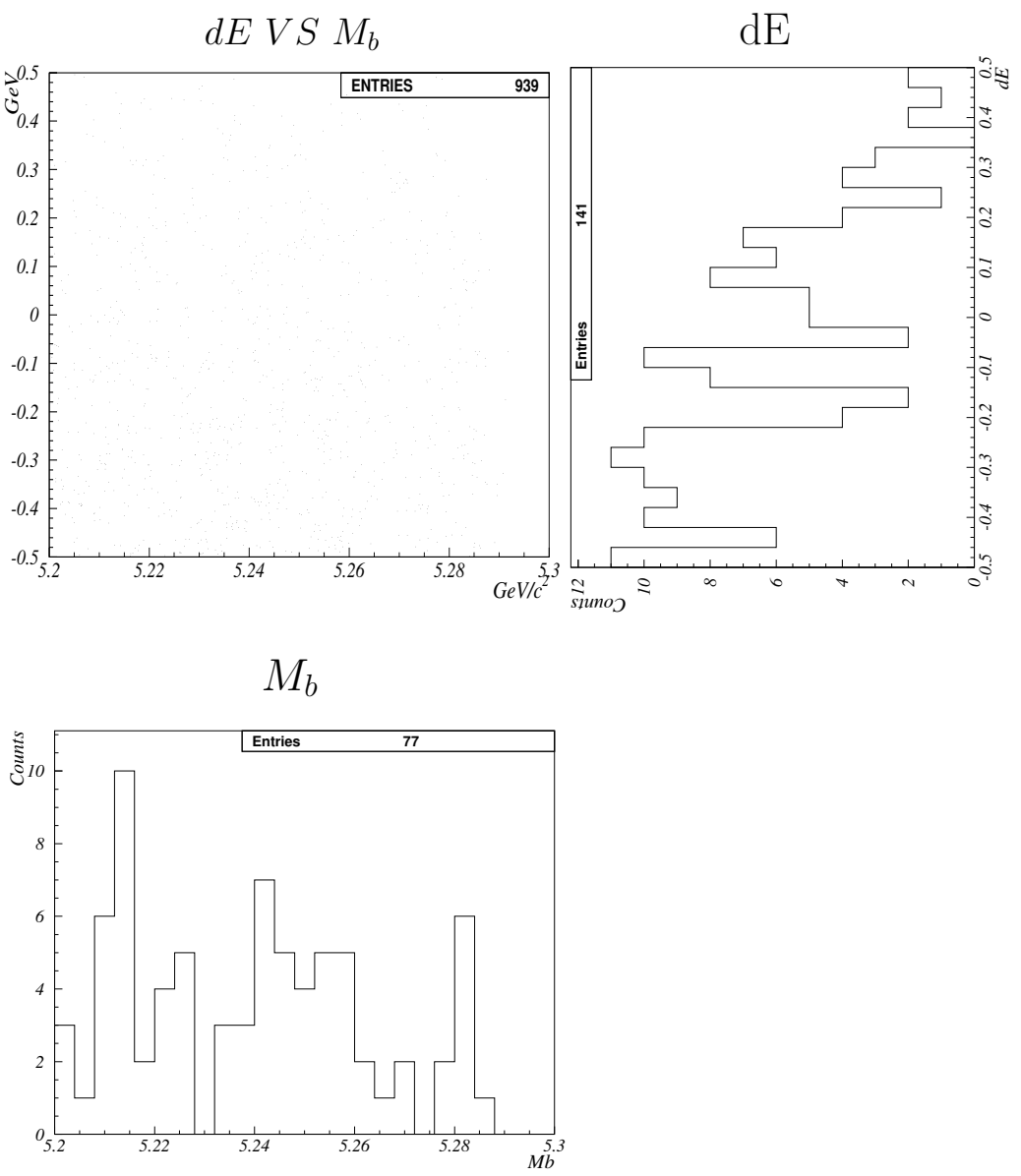


図 4.2: $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$ **崩壊における** M_b, dE **分布**

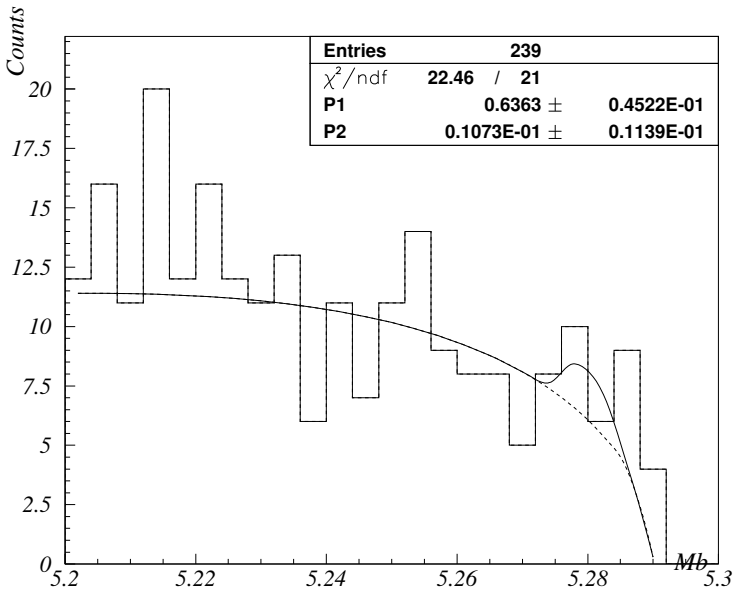


図 4.3: $B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \ \pi^{\pm}$, $K^{*0}(\bar{K}^{*0}) \to K^{\pm}\pi^{\mp}$ **崩壊の** M_b

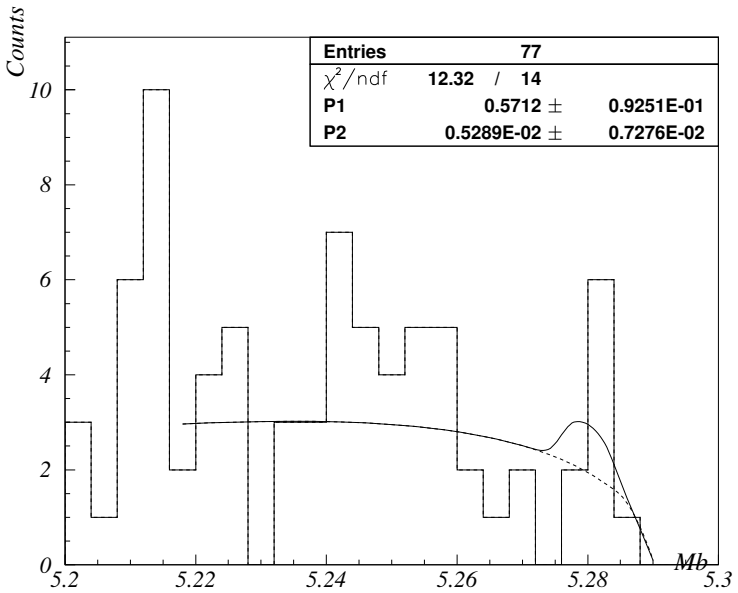


図 4.4: $B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \ \pi^{\mp}$, $K^{*\pm} \to K^0_S\pi^{\pm}$ **崩壊の** M_b

イベント	Branching ratio (10^{-5})
$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$	< 3.53
$B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm}$	< 11.31

表 4.1: 結果

4.3 考察と課題

現在における崩壊確率の上限のワールドデータは、
$B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm}$ 崩壊過程 : $Br < 4.1 \times 10^{-5}$
$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$ 崩壊過程 : $Br < 7.2 \times 10^{-5}$
である。$B^{\pm} \to K^{*0}(\bar{K}^{*0})\ \pi^{\pm}$ 崩壊については、上限を更新することができた。さらなるデータが貯ればより制度の高い結果をだせる事が期待できる。しかし、$B^0(\bar{B}^0) \to K^{*\pm}\ \pi^{\mp}$ 崩壊については、上限を更新することができなかった。また、モンテカルロもデータ不足でフィッティングも誤差が大きすぎる。検出効率が 10 % 強あるので、さらに条件を課しバックグラウンドとの分離をはかりたい。そのためには、キネマティクスパラメータによる選別やイベントシェイプだけでなく、Likelihood による条件などを考えていく必要がある。

付 録A　K中間子と B中間子の CP の破れの違い

Wolfenstein 表示を用い 式 2.7 において、$\alpha, \beta = s, d(K^0)$ 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 図 A.1 のようになる。この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。もし行列要素が全て実数であるならば面積は 0 であるので、CP が破れてないことになる。図 A.1 より明らかであるように K^0 よりも B_d^0 の方が 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、殆どが 10^{-4} , 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、その崩壊の様子を調べなければならない。このため B ファクトリーと呼ばれるのである。図 A.1 のユニタリティー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 を決定することができ、その結果から、ユニタリティー三角形が閉じているかどうかを確かめることができ、CP の破れの機構が正しいかどうかがわかる。これが B ファクトリーの最も重要な課題である。

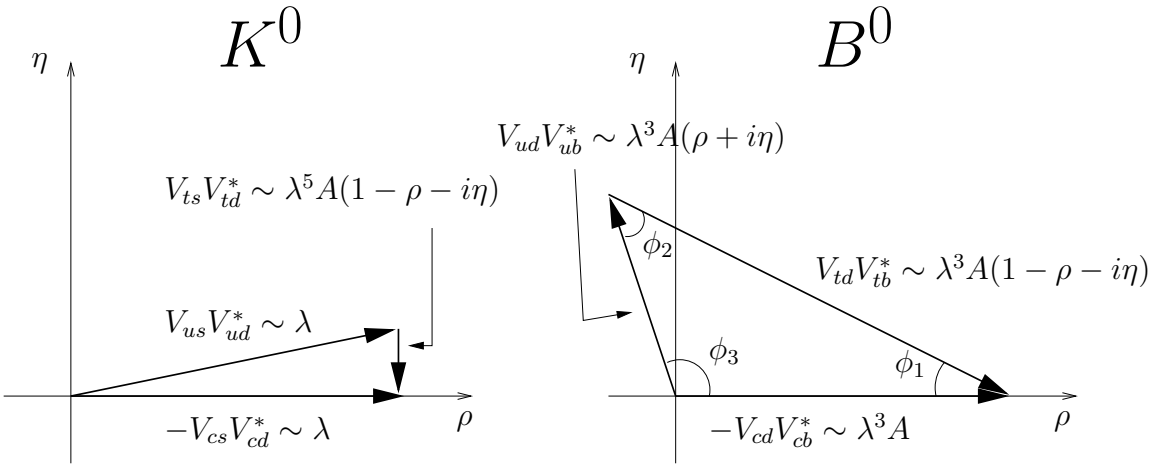


図 A.1: CP の破れの大きさの違い

具体的にはユニタリティー三角形図において

$$B_d^0 \to J/\Psi K_S(K_L) \text{ での } CP \text{ 非保存} \quad \to \quad \sin 2\phi_1$$

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

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　BELLE 実験における CP の破れの測定

B.1　B^0- $\bar{B^0}$ 混合と CP 非対称

B^0- $\bar{B^0}$ 中間子系は、K^0- $\bar{K^0}$ 中間子系と同様、図 B.1 の過程を介して混合する。(B^0- $\bar{B^0}$ 混合) この時、B 中間子系は、B^0- $\bar{B^0}$ 混合を起こす。

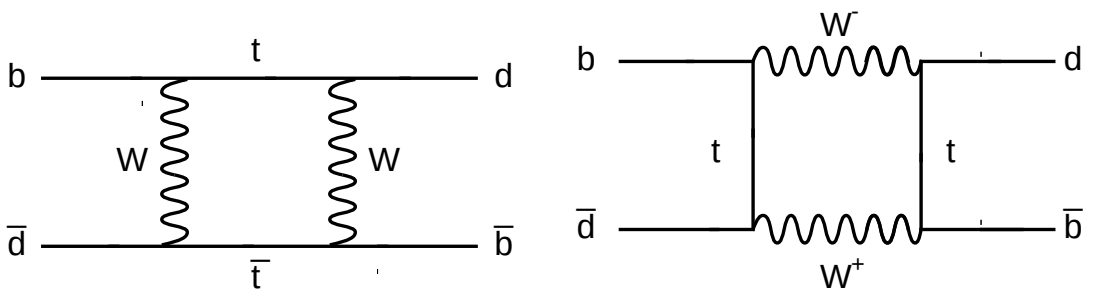


図 B.1: B^0- $\bar{B^0}$ ダイアグラム

$$|\Psi_B(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|B\rangle$$

または、

$$\sqrt{\Psi}_B(t) = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}$$

と表され、式 B.1 の時間に依存する $shödinger$ 方程式に従う。

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi_B(t)\rangle = \mathbf{H}|\Psi_B(t)\rangle = E|\Psi_B(t)\rangle \tag{B.1}$$

(但し、$|a(t)|^2 + |b(t)|^2 = 1$ に規格化) この時、ハミルトニアン $\mathbf{H}$ は、2×2 の行列であり、式式 B.1 に $\langle B^0|$ もしくは $\langle \bar{B^0}|$ を掛け整理すると、

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_{11}H_{12} \\ H_{21}H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle B^0|\mathbf{H}|B^0\rangle\langle B^0|\mathbf{H}|\bar{B^0}\rangle \\ \langle \bar{B^0}|\mathbf{H}|B^0\rangle\langle \bar{B^0}|\mathbf{H}|\bar{B^0}\rangle \end{pmatrix} \tag{B.2}$$

が得られる。また、崩壊する粒子の波動関数は、

$$\Psi(t) = \Psi(0)e^{-i(m-i\Gamma/2)}t$$

で表されることから (C 参照)、

$$\mathbf{H} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}$$

であることが分かる。$\mathbf{M}$ (mass matrix) 及び $\mathbf{\Gamma}$ (decay matrix) も 2×2 の行列であり、

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{11}M_{12} \\ M_{21}M_{22} \end{pmatrix}, \mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} \Gamma_{11}\Gamma_{12} \\ \Gamma_{21}\Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

と表記する。ここで $\mathbf{M}$、$\mathbf{\Gamma}$ がエルミート行列である事、CPT 不変性を課すことにより、

$$m_{11} = m_{11}^*, m_{22} = m_{22}^*, m_{12} = m_{12}^*, m_{21} = m_{21}^*$$
$$\Gamma_{11} = \Gamma_{11}^*, \Gamma_{22} = \Gamma_{22}^*, \Gamma_{12} = \Gamma_{12}^*, \Gamma_{21} = \Gamma_{21}^*$$

が、得られる。$m_{11} = m_{22} = m_0, \Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma_0$ とすると、B.2 は、

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \langle B^0|\mathbf{H}|B^0\rangle\langle B^0|\mathbf{H}|\bar{B^0}\rangle \\ \langle \bar{B^0}|\mathbf{H}|B^0\rangle\langle \bar{B^0}|\mathbf{H}|\bar{B^0}\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 m_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ m_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* m_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \end{pmatrix}$$

となる。このハミルトニアンの固有状態が、質量の固有状態である。質量の重い方を B_H(Heavy)、軽い方を B_L(Light) とすると、各々の固有状態を $|B_H\rangle, |B_L\rangle$ 及び、固有値を λ_H, λ_L とすると、

$$\begin{aligned} |B_H\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}\{p|B^0\rangle - q|\bar{B^0}\rangle\} \\ |B_L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}\{p|B^0\rangle + q|\bar{B^0}\rangle\} \\ \lambda_H &= m_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} - pq \equiv M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H \\ \lambda_L &= m_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} + pq \equiv M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \end{aligned}$$

が得られる。ここで、

$$\begin{aligned} p &= \sqrt{m_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \\ q &= \sqrt{m_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*} \end{aligned}$$

$$M \equiv \frac{M_H + M_L}{2}, \Delta \equiv H_H - M_L$$

である。また崩壊幅の違いは、$\Delta\Gamma/\Gamma \leq 10^{-2}$ であり、実験においては未だ効果が観測されていないので無視し、

$$\Gamma \equiv \Gamma_H = \Gamma_L$$

とする。故に、時間変化は $shödinger$ 方程式の時間部分の解として、

$$\begin{aligned} B_H(t) &= B_H(0)e^{i(M_H - \frac{i}{2}\Gamma)t} \\ B_L(t) &= B_L(0)e^{i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma)t} \end{aligned} \tag{B.3}$$

と与えられる。B.3 を書き換えることにより、$|B^0\rangle, |\bar{B^0}\rangle$ の時間発展を表すことができる。

$$|B^0_{phys}(t) = g_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B^0}\rangle \tag{B.4}$$

$$|\bar{B}^0_{phys}(t) = \frac{q}{p}g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B^0}\rangle \tag{B.5}$$

ここで、

$$g_+(t) = e^{i(M - \frac{1}{2}\Gamma)t}\cos(\Delta M t/2) \tag{B.6}$$

$$g_-(t) = ie^{i(M - \frac{1}{2}\Gamma)t}\sin(\Delta M t/2) \tag{B.7}$$

とした。

Γ は、崩壊幅であり、p,q は B^0- $\bar{B^0}$ 混合の大きさを示す。中性 B 中間子が CP 固有状態 f_{CP} へ崩壊する時、時間に依存する CP 非対称度 $A_f(t)$ を

$$A_{f_{CP}}(t) \equiv \frac{\Gamma(B_{phys^0(t)} \to f_{CP} - \bar{B}_{phys^0(t)} \to f_{CP})}{\Gamma(B_{phys^0(t)} \to f_{CP} + \bar{B}_{phys^0(t)} \to f_{CP})} \tag{B.8}$$

と定義する。$A_f(t)$ と崩壊の位相 (ϕ_{CP}) との間には関係

$$A_{f_{CP}}(t) = \sin 2\phi_{CP} \cdot \sin(\Delta M \cdot t) \tag{B.9}$$

である。以上から、崩壊の時間発展を観測すれば、ユニタリティー角 ϕ_i を測定できる。

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。

$$\begin{aligned} dN/N &= -dt/\tau \\ N(x) &= N_0 exp \\ \therefore N(t) &= N_0 e^{-t/\tau} \end{aligned}$$

ある粒子の存在確率は、波動関数 Ψ の自乗に比例する。

$$|\Psi| \propto e^{-t/\tau}$$

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、

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

∴ 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

C.1 節の時、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、

$$\tilde{\Psi}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\,\pi}} \int_{\infty}^{\infty} dt\, \Psi(t) e^{iEt/hbar}$$

t=0 で生成 $(\Psi(t) = 0 for t \leq 0)$ を課すと、

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}(E) &= \frac{1}{\sqrt{2\,\pi}} \int_{0}^{\infty} dt\, \Psi(t) e^{iEt/hbar} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\,\pi}} \int_{0}^{\infty} dt\, \Psi(0) e^{-i(E_0 - i\Gamma/2)t/\hbar} e^{iEt/hbar} \\ &= \frac{\Psi(0)}{\sqrt{2\,\pi}} \frac{i\hbar}{E - E_0 + i\frac{\Gamma}{2}} \end{aligned}$$

したがって、エネルギー E をとる確率は、

$$|P(E)| \propto |\tilde{\Psi}(E)|^2 = \frac{|\Psi(0)|^2}{2\,\pi} \frac{\hbar^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \tag{C.1}$$

式 C.2 は、ローレンツィアンとよばれ、原子核の不安定なレベルを表すブライト-ウィグナーの共鳴公式と同じ形をしている。Γ は、関数の最大値の半分となるところの全幅となるので、full width at half maximum (FWHM) 又は、半値全幅ともいう。これより、

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \Gamma \cdot \tau = \hbar$$

というハイゼンベルグの不確定性原理が再現された。

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] A.Alavi-Harati *et al.* ,Phys.Rev.Lett.**83**, 1, (1999)

[2] 安土哲, BELLE 実験における K_L^0 粒子検出の研究.

[3] 五十嵐, BELLE 実験における μ 粒子検出の研究.

[4] 山鹿光裕, BELLE 実験のための K_L^0/μ 検出器の研究.

[5] 渡辺　理, 高エネルギー研 B ファクトリーにおける $B^0 \to J/\Psi K_L^0$ 崩壊のシミュレーション研究, 1994.

[6] 山田　稔, KEK Belle 検出器における $B^0 \to J/\Psi K_L^0$ 崩壊に関するシミュレーション研究, 1998.

[7] 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.

[8] 渡辺靖志, CP とは, 日本物理学会誌, 1994.

[9] 田中　実, ボトムクォークの物理, 日本物理学会誌, 1994.

[10] 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.

[11] BELLE Collaboration, BELLE Technical Design Report, KEK Report 95-1, April 1995.