B中間子の崩壊
$B \to \psi(3770) K$ の探索

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻長島研究室
博士前期課程2年
田子森 宏

平成13 年3 月6 日

概要

荷電 B 中間子の崩壊 $B^+ \to \psi(3770)K^+$ の探索を、KEK B ファクトリー実験において集められた $1.08 \times 10^7 B\bar{B}$ 対 (積分ルミノシティ 10.2fb^{-1} 相当) を用いて行った。$\psi(3770)$ のほとんどは 2 つの D 中間子へ崩壊するので $B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ を探索した。観測された事象数 1 に対し、予測される背景事象は 0.1 ± 0.1 であった。観測された事象が $B^+ \to \psi(3770)K^+$ 事象であると考えることは可能であるが、統計的には有意であるとはいえない事を考慮し、

$$BR(B^+ \to \psi(3770)K^+) < 5.7 \times 10^{-3}$$

という崩壊分岐比の上限値が得られた。また、$\psi(3770)$ を中間状態に持つ事を要求せず、崩壊 $B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の探索も行った。観測された事象数 4 に対し、予測される背景事象が 2.7 ± 0.4 であったため、統計的に有意でない事から、

$$BR(B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+) < 3.9 \times 10^{-3}$$

という崩壊分岐比の上限値を得た。

目 次

概要 **i**

第 1 章　序論 **1**

1.1 CP 非保存 1

1.2 B 中間子系における CP 非保存の測定 3

1.2.1 B^0-$\bar{B}^0$ 混合 3

1.2.2 B^0-$\bar{B}^0$ 混合の干渉とその崩壊による CP 非保存 4

1.2.3 $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi K_S$ による CP 非保存の測定 5

1.3 $B(\bar{B}) \to \psi(3770)K \to D^0\bar{D}^0K$ と本研究の動機 8

第 2 章　KEK B-factory **10**

2.1 KEK-B 加速器 10

2.2 BELLE 検出器 11

2.2.1 SVD(シリコンヴァーテックス検出器) 14

2.2.2 CDC(中央飛跡検出器) 14

2.2.3 ACC(エアロジェルチェレンコフカウンター) 15

2.2.4 TOF(飛行時間検出器) と トリガー 16

2.2.5 ECL(電磁カロリメーター) 16

2.2.6 ソレノイド電磁石 17

2.2.7 KLM($K_{\rm L}/\mu$ 検出器) 17

第 3 章　データ解析 **21**

3.1 データ 21

3.2 解析の方針 21

3.3 事象の選択 22

3.3.1 荷電粒子の選別 22

3.3.2 D^0、$\bar{D}^0$ の再構築 26

3.3.3 背景事象の除去 26

3.3.4 $\psi(3770)$ の再構築 27

3.3.5 B の再構築 27

3.4 検出効率とシングルイベントセンシティビティ 33

3.5 系統誤差 34

3.5.1 $B\bar{B}$ 対の観測数の不確定性に伴う系統誤差 34
3.5.2 崩壊分岐比に伴う系統誤差 34
3.5.3 トラッキングと粒子識別の効率に伴う系統誤差 35
3.5.4 B 中間子の再構築と continuum 事象の除去に伴う系統誤差 37
3.5.5 系統誤差のまとめ 40
3.6 背景事象 41

第 4 章 結果 **47**

第 5 章 結論 **51**

付 録 A 香りの同定 **52**

参考文献 **54**

謝辞 **56**

第1章　序論

1999年5月より、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構(KEK)においてB-factory実験が稼働を開始し、現在データを取得中である。このKEK B-factory実験最大の目的は、大量に生成したB中間子の崩壊過程を調べることによって、CP非保存の精密測定をおこなうことである。

本章では、まずCP非保存に関する現在までの研究を概観する。続いてB中間子系におけるCP非保存の測定法について述べた後に、本論文の目的であるB中間子の崩壊$B \to \psi(3770)K$の研究意義について説明する。

1.1　CP非保存

CP非保存は1964年、Chiristenson、Cronin、Fitch、Turlay[1]により、中性K中間子系において発見された現象である。この発見以前には、素粒子の弱い相互作用におけるC(**C**harge:電荷)変換とP(**P**arity:空間)変換において対称性は保存しないが、その同時反転であるCP変換については対称性が保存していると思われていた。ところが彼らは、CP固有値が-1であると思われていた$K^0_{\rm L}$が、CP固有値$+1$である$\pi^+\pi^-$に崩壊、つまりCP対称性が保存していないことを観測したのである。これが意味するところは、本質的に粒子に対する物理法則と反粒子に対する物理法則とに差異が存在していることである。

その後、K中間子系におけるCP非保存は他の崩壊過程においても観測され、その存在は確証されるに至ったが、K中間子以外の系においては未だ実験的に観測されたとは必ずしも言えない。

このCP非保存を説明できる有力な仮説として、1973年に発表された「小林・益川理論」[2]がある。この理論は、当時3種類しか存在を確認されていなかったクォークが、1世代2種類のフレーバーで3世代、計6種類存在し、世代間のクォークに弱い相互作用による混合が起こるならば、その混合行列にCP非保存の原因となる虚数位相があらわれ、素粒子の標準理論に修正を加えることなくCP非保存を説明できることを指摘していた。

小林-益川行列は以下のようにあらわすことができる。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \tag{1.1}$$

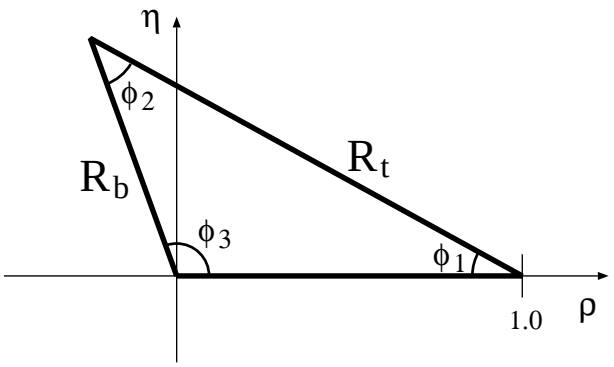

図 1.1: ρ-η 平面上に示されたユニタリー三角形

ここで、d、s、b、は各々、ダウンクォーク、ストレンジクォーク、ボトムクォークの質量固有状態を、d'、s'、b' は、その弱い相互作用における固有状態をあらわす。
この行列はユニタリー行列なので、ユニタリー条件

$$V_{ud}V_{ub}^{*} + V_{cd}V_{cb}^{*} + V_{td}V_{tb}^{*} = 0 \tag{1.2}$$

が成立する。

また、$\lambda = \sin\theta_C (\theta_C$: カビボ角 [3]) を用いて λ^3 まで展開すると (Wolfenstein 表示 [4])、

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

$$\equiv \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 R_{\rm b} e^{-i\phi_3} \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 R_{\rm t} e^{-i\phi_1} & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

とあらわすことができる。ユニタリー条件 (1.2) は、この近似によると、複素平面上で各辺の長さが同じオーダーの三角形となり、$A\lambda^3$ で割ると、ρ-η 平面上で図 1.1 に示す三角形を成す。これはユニタリー三角形と呼ばれるものであり、小林-益川理論の検証は、この三角形の辺の長さ、$\mathrm{R_t}$、$\mathrm{R_b}$ 、及び内角の大きさ ϕ_1、ϕ_2、ϕ_3 を求めることに帰着される。中性 K 中間子系においては、t クォークと b クォークに関する項は高次の効果のため、精密測定が非常に困難であるが、B 中間子系では b クォークから構成されているため、より正確に測定することができるはずである。

したがって、B 中間子系を用いた実験をおこなうことにより、小林-益川理論を含めた、標準理論の検証に大きく貢献することが期待されている。

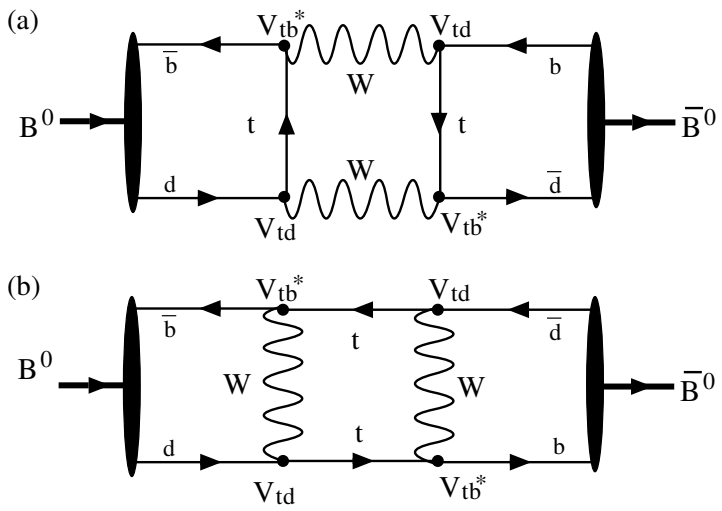

図 1.2: B^0-$\bar{B}^0$ 混合のファインマンダイアグラム。(a):W2 つを横に交換 (b):W2 つを縦に交換

1.2 B 中間子系における CP 非保存の測定

1980 年に入ると、三田、Bigi らは、標準理論によると B 中間子系の崩壊において CP 非保存の効果が大きく見えると提唱した [5]。CP 非保存の観測においては、

$$(CP \text{ 非保存の観測量の大きさ}) = \frac{(CP \text{ 非保存の大きさ})}{(\text{観測粒子の崩壊幅})} \tag{1.5}$$

が成立する。B 中間子系は崩壊幅が小さいため CP 非保存が大きく見えるはずである。しかしながら、このためには分岐比の小さな特別な崩壊過程の観測をおこなわなければならないため、大量の B 中間子、すなわち B-factory が必要とされるのである。

この節では、CP 非保存が最も確実に測定できると期待される、中性 B 中間子系の混合を通した間接的 CP 非保存の機構、実験的観測法について考えていく。

1.2.1 B^0-$\bar{B}^0$ 混合

標準理論において、中性 B 中間子 B^0 と $\bar{B}^0$ はボックスダイアグラムとして知られる 2 次の弱い相互作用を通して、混合している (図 1.2)。B^0 と $\bar{B}^0$ が任意に混合している状態、$a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle$ の時間発展は、**CPT** 定理を仮定すると、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}. \tag{1.6}$$

であり、質量の固有状態を

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle, \end{aligned} \tag{1.7}$$

とすると、固有値は

$$M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \pm \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \tag{1.8}$$

となる。B 中間子系においては、B と $\bar{B}$ とから共通に崩壊できる状態のみが、各々の崩壊幅の差に寄与している。その共通の崩壊過程の分岐比は $\sim 10^{-3}$ と非常に小さいため $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ であり、p と q の比は

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \simeq e^{-2i\phi_1}. \tag{1.9}$$

となる。

純粋な B^0、$\bar{B}^0$ 状態は、質量の固有状態を用いると、

$$\begin{aligned} |B^0\rangle &= \tfrac{1}{2p}(|B_H\rangle + |B_L\rangle), \\ |\bar{B}^0\rangle &= \tfrac{1}{2q}(|B_L\rangle - |B_H\rangle). \end{aligned} \tag{1.10}$$

最初 $(t = 0)$ に、純粋に $|B^0\rangle$ であった状態の時間発展は、$M \equiv (M_L + M_H)/2$ 及び $\Delta M \equiv M_H - M_L$ とすると

$$|B^0(t)\rangle = e^{-iMt}e^{-\frac{1}{2}\Gamma t}\left\{\cos\left(\frac{1}{2}\Delta M t\right)|B^0\rangle \ + i\frac{q}{p}\sin\left(\frac{1}{2}\Delta M t\right)|\bar{B}^0\rangle\right\} \tag{1.11}$$

同様に、$t = 0$ で $|\bar{B}^0\rangle$ であった状態は、

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-iMt}e^{-\frac{1}{2}\Gamma t}\left\{i\frac{p}{q}\sin\left(\frac{1}{2}\Delta M t\right)|B^0\rangle + \cos\left(\frac{1}{2}\Delta M t\right)|\bar{B}^0\rangle \ \right\}. \tag{1.12}$$

(1.11)、(1.12) のように B^0 と $\bar{B}^0$ は互いに振動、すなわち混合していることがわかる。

1.2.2 B^0-$\bar{B}^0$ 混合の干渉とその崩壊による CP 非保存

中性 B 中間子 B^0、$\bar{B}^0$ が、CP 固有状態である同じ終状態 f_{CP} への崩壊を考える。これらの振幅を A、$\bar{A}$ とすると、崩壊を支配するハミルトニアンを用いて

$$A(B^0 \to f_{CP}) = \langle f_{CP}|\mathcal{H}|B^0\rangle, \qquad \bar{A}(\bar{B}^0 \to f_{CP}) = \langle f_{CP}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle. \tag{1.13}$$

f_{CP} への崩壊幅の非対称度を

$$a_{f_{CP}}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} \tag{1.14}$$

と定義する。ここで、

$$\lambda \equiv \frac{q}{p} \cdot \frac{\bar{A}}{A}. \tag{1.15}$$

を定義すると、$\Gamma(B^0(t) \to f_{CP})$、$\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP})$ は各々、

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) &= |A^2| e^{-\Gamma t} \left\{ \tfrac{1+|\lambda|^2}{2} + \tfrac{1-|\lambda|^2}{2} \cos \Delta M t - \mathrm{Im}\lambda \sin \Delta M t \right\}, \\ \Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) &= |A^2| e^{-\Gamma t} \left\{ \tfrac{1+|\lambda|^2}{2} - \tfrac{1-|\lambda|^2}{2} \cos \Delta M t + \mathrm{Im}\lambda \sin \Delta M t \right\} \end{aligned} \tag{1.16}$$

となる。

崩壊振幅 A、$\bar{A}$ には強い相互作用に起因する位相 δ_f と弱い相互作用に起因する位相 ϕ_f が含まれるが、CP 固有の終状態 f への崩壊にただ一種類の振幅が寄与する場合には $|\lambda| \simeq 1$ で、

$$\frac{\bar{A}}{A} \simeq e^{-2i\phi_f} \tag{1.17}$$

となり、その場合、式 (1.14)、(1.16) により、

$$\begin{aligned} a_{f_{CP}}(t) \quad &\simeq \quad \frac{|\lambda|^2 - 1}{1 + |\lambda|^2} \cos \Delta M t + \frac{2\mathrm{Im}\lambda}{1 + |\lambda|^2} \sin \Delta M t \\ &\overset{|\lambda|=1}{\to} \quad \mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta M t). \end{aligned} \tag{1.18}$$

であり、非対称度 $a_{f_{CP}}(t)$ の時間依存性を測定することにより小林・益川行列の要素に関わる量である λ を直接求めることができるとわかる。

この時間依存性を測定するために考え出されたのが、非対称エネルギーによる B-factory である。B-factory では、加速器の重心系エネルギーを $\Upsilon(4\mathrm{S})$ が生成されるように調整する。$\Upsilon(4\mathrm{S})$ は生成すると直ぐに

$$\Upsilon(4\mathrm{S}) \to B\bar{B} \tag{1.19}$$

のように崩壊する。ここで、B は B^0 及び B^+、$\bar{B}$ は $\bar{B}^0$ 及び B^- をあらわすものとする。$\Upsilon(4\mathrm{S})$ の重心系において、B 中間子は $\sim 30\mu m$ の平均崩壊長しかもたないが、KEK B-factory では、電子 8.0GeV、陽電子 3.5GeV の衝突により、実験室系において $\sim 200\mu m$ 飛行した後に、崩壊させることができる。この飛行距離から時間 t を求めることで、CP 非保存測定に帰着できるのである[1] 。

1.2.3 $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi K_S$ による CP 非保存の測定

CP 非保存の測定において、理論的にも実験的にも良い精度で測定できると考えられている崩壊過程として $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi K_S(CP = -1)$ があげられている。この崩壊過程では B^0 と $\bar{B}^0$ の崩壊振幅の比 $A/\bar{A}$ (1.17) が 1、すなわち、$\phi_f = 1$ であるので、(1.16) より

$$\lambda = e^{-2i\phi_1} \tag{1.20}$$

[1] A 参照

となり、非対称度 $a_{f_{CP}}(t)(1.18)$ は

$$a_{f_{CP}}(t) = \sin 2\phi_1 \sin \Delta M t \tag{1.21}$$

とあらわすことができる。この崩壊過程の時間依存性を測定することにより、CP 非保存のパラメータ ϕ_1 を直接的に求めることができる (図 1.3)。$B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_S$ と同じくその他の $B^0(B^0) \rightarrow$ チャーモニウム $+ K_s$ においても CP 非保存の測定を行うことができる。表 (1.1) に、各崩壊モードとその分岐比を記す。

崩壊モード	$\mathrm{J^{PC}}$	分岐比
$J/\psi K^0$	1^{--}	$(8.9 \pm 1.2) \times 10^{-4}$
$J/\psi K^+$	1^{--}	$(10.0 \pm 1.0) \times 10^{-4}$
$\psi(2S)K^0$	1^{--}	$< 8 \times 10^{-4}$
$\psi(2S)K^+$	1^{--}	$(5.8 \pm 1.0) \times 10^{-4}$
$\chi_{c1}K^0$	0^{++}	$< 2.7 \times 10^{-3}$
$\chi_{c1}K^+$	0^{++}	$(1.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$

表 1.1: チャーモニウムモードへの崩壊分岐比。

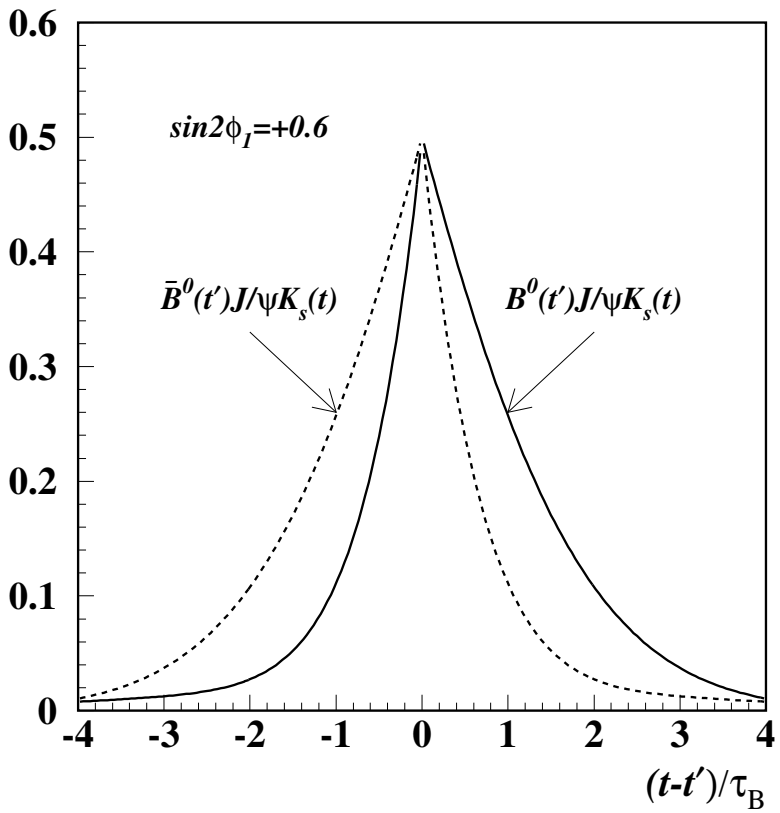

図 1.3: $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi K_S$ の崩壊時間分布。時刻 t に崩壊したのが $\bar{B}^0(B^0)$ と同定されたときに、$B^0(\bar{B}^0)$ が $J/\psi K_S$ に崩壊したときの時間分布を実線 (点線) で描かれている。

1.3 $B(\bar{B}) \to \psi(3770)K \to D^0\bar{D}^0K$ と本研究の動機

前節までに述べた通り、B ファクトリーの主要な目的は、B^0-$\bar{B}^0$ 混合が誘引する時間に依存した CP 対称性の破れを精密測定することにある。この測定は、今後数年間に渡って得られるデータを用いて行われる予定であるが、実験の初期である現在は、その第一段階として、B^0 の様々な CP 固有状態への崩壊モードを観測し、その崩壊分岐比を測定することが重要である。先に述べた $B \to J/\psi K_S$ は、理論的な不定性が小さく、かつ観測する際の背景事象がほとんどない最も有望なモードであるため "gold-plated mode" と呼ばれている。その他にも、原理的に時間に依存した CP 非対称性を測定出来る崩壊様式は多数あるが、その中で $B^0 \to D\bar{D}K_S$[2] は、gold-plated mode より大きな分岐比が期待されているため、特に理論的研究においては早くから注目されていた。この崩壊について、崩壊分岐比を精度よく計算することは強い相互作用の非摂動的な効果が大きいため難しいが、$BR(B \to D\bar{D}K) \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ と期待されている [6]。(ここで、添字なしで K と書いたときは、K^+、K^-、K^0 及び $\bar{K}^0$ の総称を意味することとし、又、$BR(...)$ という表記を、崩壊の分岐比を示すために用いる事とする。)

しかしながら、これは 3 体の崩壊であるため、CP の値が定まった固有状態に崩壊するかどうかわからないこと、また、背景事象を少なく押さえるためには限られた D 中間子の崩壊様式しか用いることができず、再構成出来る事象の数が減少してしまうこと等から、実験的な考察を加えると実際に CP 対称性の破れの測定に使用することは、それほど簡単ではないと思われていた。この事情は、もし、3 体の崩壊が支配的だと思われているこのモードが、実は中間状態としてチャーモニウムを持つ 2 体の崩壊だとすると、一変してしまう。$B^0 \to charmonium + K_S$, $charmonium \to D\bar{D}$ という崩壊の場合は、

- 3 体崩壊と異なり、終状態が CP 固有状態になることが保証されている。
- $D\bar{D}$ 系の不変質量が $\psi(3770)$ の質量に等しいことを要求すれば、背景事象を効果的に除去出来る。

という利点があるからである。B 中間子のチャーモニウムを含む崩壊に関しては、$D\bar{D}$ 対を生成出来る閾値以下の $B \to \psi(2S)K$ までは既に観測されているが、その上の状態でちょうど $D\bar{D}$ 対を生成出来る閾値の上にある $\psi(3770)$[7] を含むものは、未だ観測されていない。しかし、$B \to \psi(3770)K_S$ という崩壊が、$B \to J/\psi K_S$ その他のチャーモニウムへ崩壊するモードと比べて、分岐比が大きく抑制される理由は特にない。

現在までのところ、$B \to \psi(3770)K$ の崩壊分岐比に関する実験的制限は存在しない。又、3 体崩壊 $B \to D\bar{D}K$ についても、以下のゆるい上限しか存在しない。

- 0.5% (90%C.L.、以下、C.L. は信頼度を意味する) [8]、
- 1.9% (90%C.L.)[9]。

ここで、各実験とも、制限を荷電 B 中間子の観測から得ている。時間に依存した CP 非対称性の測定という観点では、真の興味は $B^0 \to D^0\bar{D}^0K_S$ にあるが、アイソスピン対称性を仮定す

[2] D は、D^0 及び D^+、$\bar{D}$ は $\bar{D}^0$ 及び D^- をあらわす。

ると、$2BR(\bar{B}^0 \to D^0\bar{D}^0K_S) = 2BR(B^0 \to D^0\bar{D}^0K_S) = BR(B^0 \to D^0\bar{D}^0K^0) = BR(B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+) = BR(B^- \to D^0\bar{D}^0K^-)$ が成り立つため、より感度の高い $B^\pm$ が用いられている。これらを踏まえて、本研究では、KEK B-factory で取得したデータを用いて、荷電 B 中間子の崩壊 $B^+ \to \psi(3770)K^+$ および、3 体崩壊 $B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の探索を目的とする。

第2章　KEK B-factory

この章では、KEK B-factory 実験で用いる、KEK-B 加速器と BELLE 検出器に関する特徴を述べていく。

2.1　KEK-B 加速器

KEK-B 加速器 [10] は、周長約 3km、平行な 2 リング型の電子・陽電子衝突型加速器である。

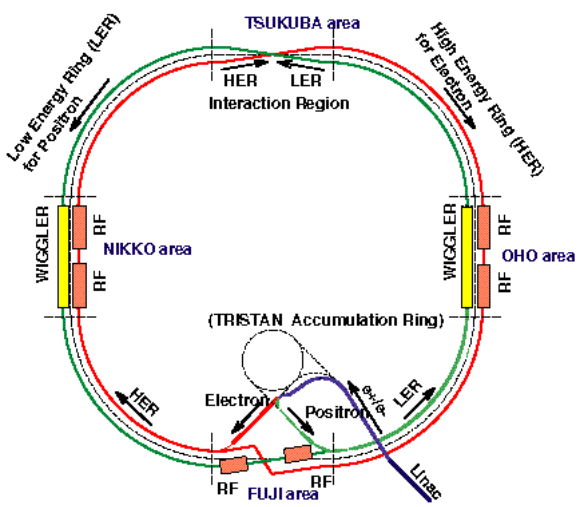

図 2.1: KEK-B 加速器の概念図。図上部の筑波エリアで電子と陽電子を衝突させ、$\Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ をつくる。

この加速器の主な特徴として、1. 非対称エネルギー、2. 高ルミノシティー、3. 有限角度衝突の 3 つが挙げられる。

1. 非対称エネルギー
   KEK-B 加速器は電子 8GeV、陽電子 3.5GeV という非対称なエネルギーを持つの衝突型加速器である。衝突時の重心系エネルギーは $\Upsilon(4S)$ の不変質量 $10.58\mathrm{GeV}/c^2$ にあたるエネルギーに調節されている。$\Upsilon(4S)$ の崩壊から生成した B 中間子は、電子ビームの進行方向へ約 $200\mu m$ 飛行する。

2. 高ルミノシティー
   ルミノシティー (輝度:L) とは、粒子の反応断面積を σ、その反応事象率を N とすると

$$N = L \cdot \sigma \tag{2.1}$$

   で定義され、単位は $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ である。KEK-B では最高 $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ のルミノシティーを予定しており、実現すれば年間 10^8 個の $\Upsilon(4\mathrm{S})$ が生成される。

3. 有限角度衝突
   KEK-B 加速器は衝突点での 2 つのビームの交差角度に $\pm 11mrad$ という有限角度を持たせている。これにより、ビームバックグラウンドの軽減を果たし、かつ交差後のビームの分離を容易にしている。また、ビームは進行方向に細長いバンチ単位で衝突するが、衝突点付近で互いに正面衝突するように、クラブ空洞でバンチを回転させることも予定している。

2001 年 1 月現在、ビーム電流は高エネルギーリング (HER:**H**igh **E**nergy **R**ing) において 500mA、低エネルギーリング (LER:**L**ow **E**nergy **R**ing) において 700mA に達し、ルミノシティーは $2.26 \times 10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ を達成している。表 2.1 に KEK-B 加速器の主なパラメータを示す。

2.2 BELLE 検出器

KEK B-factory で用いられる BELLE 検出器 [11] を図 (2.2) に示す。KEK-B 加速器の非対称エネルギーに合わせ、ビーム方向 (z 軸) に対し非対称に設計されており、入射電子の進行方向側により大きなアクセプタンスを与えている。

BELLE 検出器は 6 つの測定器と 1.5T(テスラ) の磁場をつくるソレノイド電磁石から構成されており、全体が台車の上にのっているので、外で組み立ててビームラインへ移動したり、引き出して改良作業をおこなったりすることが容易にできる。

検出器の構成は、最内部から、B 中間子崩壊点測定を目的とするシリコンヴァーテックス検出器 (**SVD** : **S**ilicon **V**ertex **D**etector)、荷電粒子の飛跡検出及びエネルギー損失測定を目的とする中央飛跡チェンバー (**CDC** : **C**entral **D**rift **C**hamber) がある。

それらの外側に、物質中に生ずるチェレンコフ光、飛行時間、物質中で生じる電磁シャワーの全エネルギーを測定して粒子識別をおこなう、エアロジェルチェレンコフカウンター (**ACC** : **A**erogel **Č**herenkov **C**ounter)、飛行時間検出器 (**TOF** : **T**ime **O**f **F**light**TOF**)、電磁カロリメーター (**ECL** : **E**rectromagnetic **C**a**L**orimeter) がある。

ECL の外側、最外部には、1.5T の磁束の閉回路をつくる鉄ヨークをかねた、透過力の強いミューオンや K^0_{L} 中間子の同定をおこなう K_{L}/μ 検出器 (**KLM** : **K**-**L**ong meson/**M**uon detector) がある。

BELLE 検出器の性能を表 2.2 にまとめて記す。

Ring		LER	HER	
Energy	E	3.5	8.0	GeV
Circumference	C	3016.26		m
Luminosity	$\mathcal{L}$	1×10^{34}		$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Crossing angle	θ_x	± 11		mrad
Tune shifts	ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
Beta function at CP	β_x^*/β_y^*	0.33/0.01		m
Beam current	I	2.6	1.1	A
Natural bunch length	σ_z	0.4		cm
Energy spread	σ_ε	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}	
Bunch spacing	s_b	0.59		m
Particle/bunch	N	3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
Emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
Synchrotron tune	ν_s	$0.01 \sim 0.02$		
Betatron tune	ν_x/ν_y	45.52/45.08	47.52/43.08	
Momentum compaction factor	α_p	$1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$		
Energy loss/turn	U_o	0.81†/1.5‡	3.5	MeV
RF voltage	V_c	$5 \sim 10$	$10 \sim 20$	MV
RF frequency	f_{RF}	508.887		MHz
Harmonic number	h	5120		
Longitudinal damping time	τ_ε	43†/23‡	23	ms
Total beam power	P_b	2.7†/4.5‡	4.0	MW
Radiation power	P_{SR}	2.1†/4.0‡	3.8	MW
HOM power	P_{HOM}	0.57	0.15	MW
Bending radius	ρ	16.3	104.5	m
Length of bending magnet	ℓ_B	0.915	5.86	m

†: without wigglers, ‡: with wigglers

表 2.1: KEK-B 加速器の主なパラメータ。

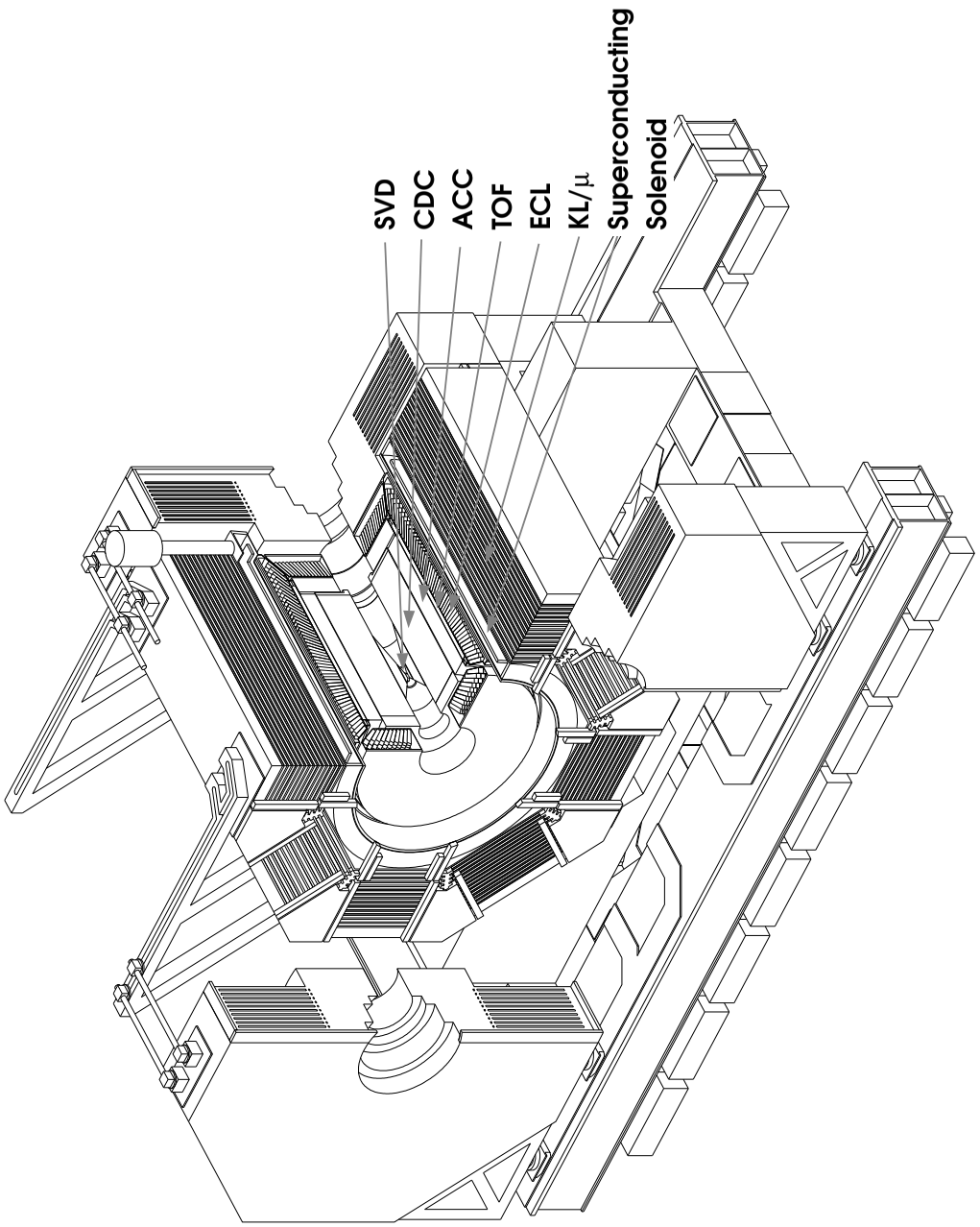

図 2.2: BELLE 検出器

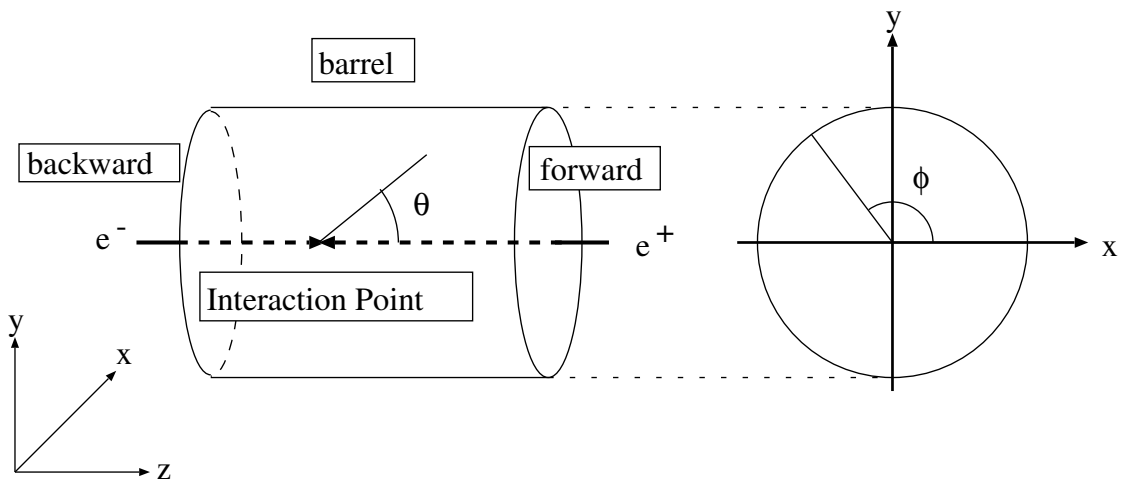

図 2.3: BELLE 検出器衝突点付近の座標

2.2.1 SVD(シリコンヴァーテックス検出器)

SVD は両面型シリコンストリップ検出器 (**DSSD** : **D**ouble-**S**ided **S**ilicon **D**etector) を単位とし、DSSD を複数繋ぎ合わせた、3 層からなる検出器である。各 DSSD の大きさは、57.5mm × 33.5mm、厚みは 300μm である。DSSD の構成は、円筒座標系 (図 2.3) の r-ϕ 情報を読み出す p サイドのストリップと、z 情報を読み出す n サイドのストリップからなる。最内層は 2 枚繋いだラダー状の DSSD が 8 本、中間層は 3 枚繋いだ DSSD が 10 本、最外層は 4 枚繋いだ DSSD が 14 本、内側から 3.5cm、4.55cm、6.05cm の位置にビームパイプを取り巻くように設置されている。この構造で、SVD は z 方向の位置分解能 $\sigma_{\Delta z} \sim 100\mu$m を達成している。また、衝突点での衝突パラメータ分解能は、r-ϕ 平面において $(19 \oplus 50/p\beta \sin^{3/2}\theta)\mu m$、$z$ 平面において $(36 \oplus 42/p\beta \sin^{5/2}\theta)\mu m$ を達成している (図 2.4)$\oplus$ はその前後の値の二乗和をとることを意味する。又、p、β、θ はそれぞれ、荷電粒子の運動量、光速で規格化された速さ、極角をあらわす。

2.2.2 CDC(中央飛跡検出器)

CDC はビームラインを中心とした半径 8.5cm $\sim$ 90cm、長さ 240cm の円筒形の検出器である。極角のアクセプタンスは 17° $\sim$ 150° である。CDC は、内側からカソード部 3 層、インナー部 11 層、メイン部 36 層の 3 つの部分からなり、各部分は 3 $\sim$ 5 層のスーパーレイヤー構造をとっている。スーパーレイヤーは 11 層のアクシアル層とステレオ層を持ち、アクシアル層は z 軸に平行に、ステレオ層は z 軸に対し $\pm$50mrad の角度を持たせてワイヤが張られている。r-ϕ 平面において、CDC はセル構造を持っており、各セルは中央に 1 本の直径 30μm の金メッキタングステ

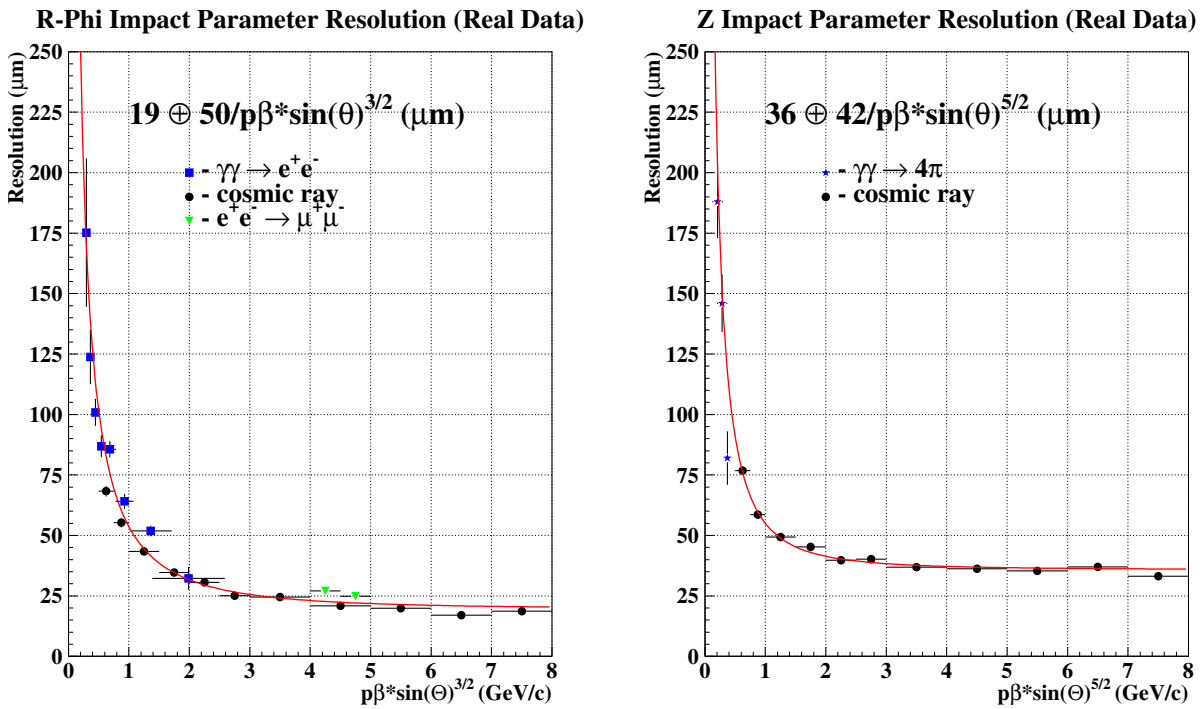

図 2.4: SVD の衝突パラメータ分解能

ンのセンスワイヤ、周囲に 8 本の直径 126μm のアルミニウムのフィールドワイヤからなる。全体でセンスワイヤは 8,400 本、フィールドワイヤは 24,944 本使用されている。

CDC における r-ϕ 平面位置分解能は、$\sigma_{r\text{-}\phi} = 130\mu$m と評価されている。横運動量分解能 σ_t/p_t(p_tは z 軸に対して垂直な運動量成分) は $(0.20p_t \oplus 0.29)\%$ を達成している (図 2.5)。

2.2.3 ACC(エアロジェルチェレンコフカウンター)

ACC は π 中間子と K 中間子の識別を主目的とする、閾値型チェレンコフカウンターである。チェレンコフカウンターは媒質中において、光の伝播速度よりも速い荷電粒子が通過したときに発生するチェレンコフ光を検出する。BELLE 検出器では、媒質に屈折率が n =1.01、1.013、1.015、1.020、1.028 と異なる 5 種類のシリカエアロジェルと、各々に取付けられたファインメッシュ構造の光電子増倍管を一組として、バレル部に 960 組、エンドキャップ部に 228 組設置されている。ACC によって、1.2 $\sim$ 4.0GeV/c の範囲で π-K 識別が可能となっている。ACC における K-π の識別性能の図を 2.6 に示す。

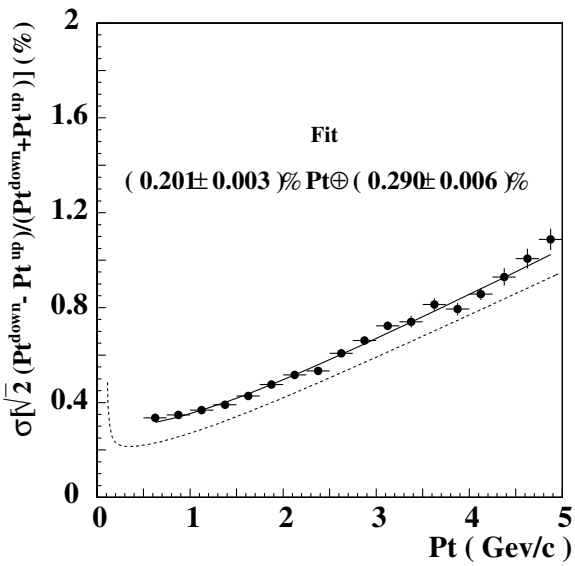

図 2.5: CDC における横方向運動量分解能。p_t の単位は GeV/c である。

2.2.4 TOF(飛行時間検出器) と トリガー

TOF は、ACC においては識別領域外である、1.2GeV/c 以下の運動量領域の π/K 識別をおこなうプラスチックシンチレーションカウンターである。また、BELLE 検出器全体のトリガーも兼ねている。

1 枚の 5mm 厚のトリガーシンチレーションカウンター (TSC) と、2cm の間隔を持つ 2 枚 (4mm) 厚の TOF カウンターを一組として、r = 120cm の位置に 128 組設置されている。

TOF の時間分解能は 100ps である。ミューオン対生成に対する検出効率は、いづれかの μ を検出する要求に対して 95%、両方を検出する要求に対しては 85% を達成している。μ 対生成検出の時間分解能を図 2.7 に示す。

2.2.5 ECL(電磁カロリメーター)

ECL は γ、電子、陽電子、γ のエネルギーと位置を高い検出効率と、優れた分解能で検出することを、主目的としている。特に、B 中間子の崩壊によって生成される π^0 中間子が崩壊した 2γ の精密な測定は、その再構築に極めて重要である。

ECL はシリコンピンダイオードが信号読み出し用に取付けられた CsI(Tl) 結晶 8,736 個 (バレル部 6,624 個、フォワードエンドキャップ部 1,152 個、バックワードエンドキャップ部 960 個) から構成されている。各 CsI(Tl) 結晶は 30cm(16.1 放射長) の長さでビーム衝突点に向けて配置されている。

エネルギー分解能 σ_E/E は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(0.066 \cdot E^{-1} \oplus 0.81 \cdot E^{-\frac{1}{4}} \oplus 1.34\right) \% \tag{2.2}$$

位置分解能 $\sigma_{pos}(\mathrm{mm})$ は

$$\sigma_{pos} = 0.27 + 3.4 \cdot E^{-\frac{1}{2}} + 1.8 \cdot E^{-\frac{1}{4}} \tag{2.3}$$

である (図 2.8)。

2.2.6 ソレノイド電磁石

ソレノイド電磁石は BELLE 検出器内、ビーム軸を中心とした半径 170cm 内に 1.5T の磁場を供給している。CDC 内における磁場の変化は、2% に抑えられている。このビーム方向の磁場によって、荷電粒子内部の検出器内で曲げられ、その曲率半径から運動量を測定することができるのである。

コイルは、アルミニウムで安定化されたニオブ・チタン・銅合金が用いられており、サポート構造の外表面に溶接されたチューブを循環する液体ヘリウムにより、間接的に冷却されている。

2.2.7 KLM(K_{L}/μ 検出器)

KLM は 4.7cm 厚の鉄アブソーバーと 1.5cm 厚の高抵抗平板チェンバー (**RPC** : **R**esistive - **P**late **C**ounter) を 1 組として 14 組、他の全ての検出器を取り囲むよう配置されている。鉄アブソーバーはソレノイド電磁石で発生された磁場を内部に閉じ込める役割も果たしている。

RPC は入射荷電粒子によって引き起こされる電子なだれを測定するスパークチェンバーの一種で、2 枚 1 組として、θ・ϕ の 2 次元情報を取得することができる。2mm 厚のグラスエレクトロードからなり、信号は θ、ϕ とも $\sim$ 5cm 幅のカソードストリップで読み出される。読み出しチャネルはバレル部 21,856、エンドキャップ部 16,128 である。

KLM は、CP 非保存測定が可能な崩壊 $B \to J/\psi K_L$ における J/ψ 及び K_L の検出に重要な役割を果たす。J/ψ は崩壊分岐比で $\sim 88\%$ がハドロンに崩壊するため、その同定は容易に行うことができない。しかし、残り $\sim 12\%$ はレプトン対に崩壊し、その比は $(e^+e^- : \mu^+\mu^-) \simeq (1:1)$、つまり $\sim 6\%$ が、ミューオン対に崩壊する。ミューオン対が生成される事象は、ほとんどの場合ダイミューオン事象、もしくはチャーモニウムの崩壊によるミューオン対に限られる。この 2 つの事象の識別は非常に容易であるので、ミューオンの識別が正しく行われることにより、J/ψ の検出を確実なものにできるのである。K_L 粒子は中性であり、KLM より内部の検出器と相互作用することもほとんどない。しかし、K_L は KLM において、広範囲にエネルギーを落していくので、良い精度で位置を測定することができる。$B \to J/\psi K_L$ は 2 体崩壊なので、B の質量による制限を課すことにより、K_L の運動量を算出できるのである。KLM での K_L に対する位置分解能は $\Delta\phi = \Delta\theta = 30\mathrm{mrad}$、時間分解能は数 ns を達成している。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Beryllium double-wall	Cylindrical, r=2.0 cm 0.5mm Be/2.5mm He /0.5mm Be		Helium gas cooled
SVD	Double Sided Si Strip	300 μm-thick, 3 layers r = 3.0 - 5.8 cm Length = 22 - 34 cm	81.92 K	$19 + 50/p\beta \sin^{3/2}\theta \mu m$: r-ϕ $36 + 42/p\beta \sin^{5/2}\theta \mu m$: z $\sigma_{\Delta z} \sim 115$ μm
CDC	Small Cell Drift Chamber	Anode: 50 layers Cathode: 3 layers r = 8 - 88 cm -79$\leq z \leq$ 160 cm	A: 8.4 K C: 1.5 K	$\sigma_{r\phi} = 130$ μm $\sigma_z = 200 \sim 1,400 \mu$m $\sigma_{p_t}/p_t = (0.20 p_t \oplus 0.29)\%$ $\sigma_{dE/dx} = 7\%$
ACC	n : 1.01 $\sim$ 1.03 Silica Aerogel	$\sim$12x12x12 cm^3 blocks 960 barrel / 228 endcap FM-PMT readout	1,788	$\mu_{eff} \geq 6$ K/π 1.2<p<3.5GeV/c
TOF	Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120 cm, 3 m-long	128$\times$2	σ_t = 100 ps K/π up to 1.2GeV/c
ECL	CsI	Towered structure $\sim$ 5.5x5.5x30 cm^3 crystals Barrel: r = 125 - 162 cm Endcap: z = -102 and +196 cm	6,624 1,152(f) 960(b)	σ_E/E= $0.066\%/E \oplus 0.81\%/E^{1/4} \oplus 1.34\%$ $\sigma_{pos}(mm)$= $0.27 + 3.4/\sqrt{E} + 1.8/\sqrt[4]{E}$
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive Plate c.	14layers (5cm Fe+4cm gap) two RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ:16 K ϕ:16 K	$\Delta\phi$=$\Delta\theta$=30mrad for K_L σ_t= a few ns
EFC	BGO	2x1.5x12 cm^3	θ:5 ϕ:32	σ_E/E= $(0.3 \sim 1)\%/\sqrt{E}$

表 2.2: BELLE 検出器の性能

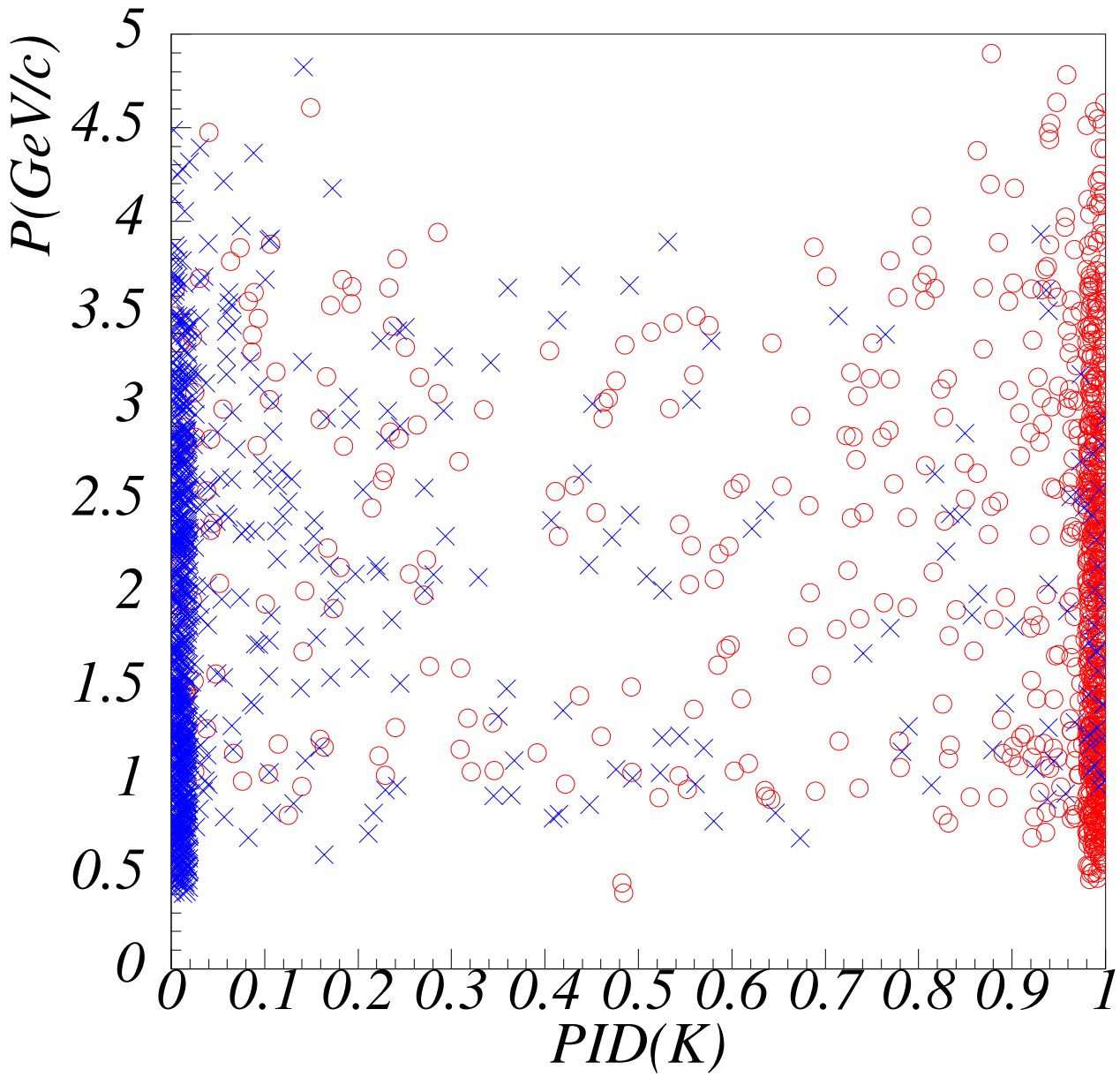

図 2.6: K 中間子と π 中間子の 2 次元プロット。縦軸は運動量、横軸は ACC で測定された K 中間子らしさの確率である。

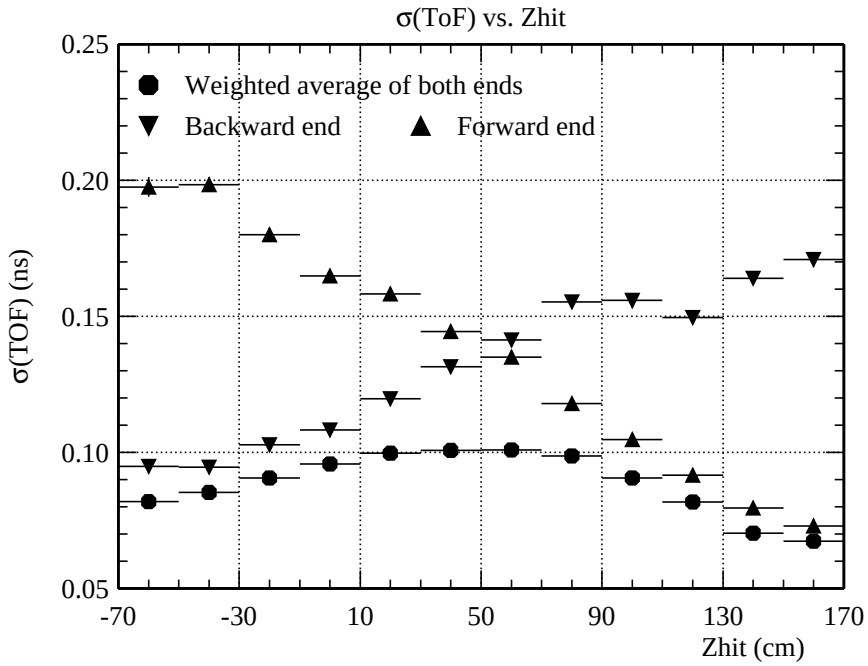

図 2.7: TOF における μ 対生成に対する時間分解能。

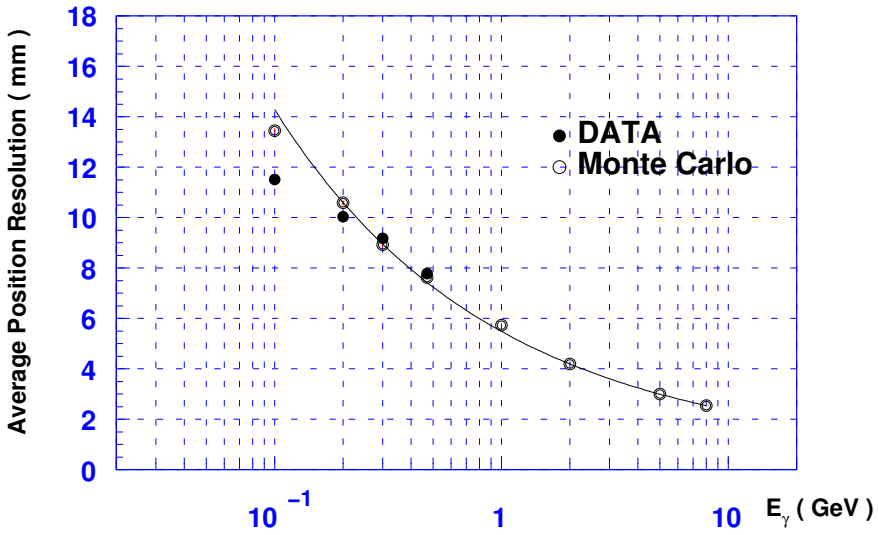

図 2.8: ECL におけるエネルギーに対する位置分解能。

第3章　データ解析

この章では、$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ シグナル事象の選別に用いたデータ、及び解析について述べていく。また、事象の検出効率を評価する際に用いる $B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$ (以下、コントロールサンプルと呼ぶ) についても、同時に述べていくことにする。なお、簡単の為、以下全て B^+ に関する記述で代表させるが、荷電共役変換を施した B^- に関する反応についての解析も、全て同様に行われている。

3.1　データ

$B^+ \to \psi(3770)K^+$ の解析には、2000 年 1 月から 2000 年 12 月までの間、KEK-B 加速器で重心系エネルギーを $\Upsilon(4S)$ 共鳴に合わせて集められたデータ (積分ルミノシティ$10.2\mathrm{fb}^{-1}$) を用いた。これは、1.08×10^7 個の $B\bar{B}$ に相当する。

また、シグナルモンテカルロシミュレーションとして、41855 個の $B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 事象、72774 個の $B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 事象、95311 個の $B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$ 事象を作り、較正に用いた。以下では、これらを MC 事象と称する。

3.2　解析の方針

$D^0(\bar{D}^0)$ には様々な崩壊モードが存在するが、この解析では 2 つの荷電粒子への崩壊モード $D^0(\bar{D}^0) \to K^-\pi^+(K^+\pi^-)$ を用いた (表 3.1)。この選択は $D^0(\bar{D}^0)$ 事象が少なくなるという短所

崩壊モード	分岐比
$D^0 \to K^-\pi^+$	$(3.83 \pm 0.09)\%$
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$	$(13.9 \pm 0.9)\%$
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$(7.49 \pm 0.31)\%$
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$	$(4.0 \pm 0.4)\%$

表 3.1: $D^0(\bar{D}^0)$ の主な分岐比。ここでは D^0 のみを記している。3 体以上の崩壊では ρ や K^* 等の共鳴を中間状態として持つものも含めた値である。

があるが、2 体崩壊であり、終状態が全て荷電粒子であるという利点があり、終状態の粒子識別、及び $D^0(\bar{D}^0)$ の質量再構築を比較的容易に行うことができる。

D^0、$\bar{D}^0$ の再構築の後、D^0、$\bar{D}^0$、K^+ を使い B^+ の再構築を行う。B^+ の再構築には、ビームエネルギーによる補正を加えた B^+ の質量 M_B

$$M_B \equiv \sqrt{E^2{}_{beam} - (\vec{p}^*_{D^0} + \vec{p}^*_{\bar{D}^0} + \vec{p}^*_K)^2} \tag{3.1}$$

$$= \sqrt{E^2{}_{beam} - |\vec{p}^*_B|^2} \tag{3.2}$$

を定義する。ここで、E_{beam} は電子と陽電子の質量重心系 (以下、単に CMS と表記する) でのビームエネルギーとして定義され 5.29GeV であり、$\vec{p}^*_{D^0}$、$\vec{p}^*_{\bar{D}^0}$、$\vec{p}^*_K$ は、D^0、$\bar{D}^0$、K の CMS での運動量、$\vec{p}^*_B = \vec{p}^*_{D^0} + \vec{p}^*_{\bar{D}^0} + \vec{p}^*_K$ は、CMS での B の運動量である。また、E_{beam} と、D^0、$\bar{D}^0$、K の CMS でのエネルギーの差 ΔE

$$\Delta E \equiv (E^*{}_{D^0} + E^*{}_{\bar{D}^0} + E^*_K) - E_{beam} \tag{3.3}$$

$$= E^*{}_B - E_{beam} \tag{3.4}$$

を定義する。これらの量を計算し、B^+ と矛盾しない「シグナル領域」を定義し、その中に見いだされる事象の個数を数えることで、探索を行う。

事象の選択基準は、実データでのシグナル領域内の事象に関する情報を一切見ることなく、あらかじめ決めておく (検盲法)。これにより、手元にある実データでシグナル事象が最も有意に見えるように選択基準を調整してしまう事を防ぐ事が出来る。

3.3 事象の選択

3.3.1 荷電粒子の選別

B^+ の再構成に使用する荷電粒子の軌跡について、

- $|dr| < 0.3\mathrm{cm}$
- $|dz| < 5.0\mathrm{cm}$

を要求した (図 3.1)。ここで、$|dr|$、 $|dz|$ は、各々r-ϕ、r-z 平面におけるビーム衝突点 (**IP** : **I**$nteraction$ **P**$oint$) からの $r(=\sqrt{x^2+y^2})$ 方向、z 方向への距離に相当する。この要求により、ビームとビームパイプ内の残存ガスとの相互作用により生じる粒子、その他ビーム背景事象等の、衝突点から離れた場所に起源を持つ粒子を取り除くことができる。又、寿命の長い K_S や Λ の娘粒子、光子が測定器内で反応して出来る電子陽電子対等も、一部取り除く事が出来る。

この条件を通過した荷電粒子に対して、K らしさの比 (図 3.2)$P(K,\pi)$

$$P(K,\pi) \equiv \frac{P(K)}{P(K)+P(\pi)} \tag{3.5}$$

を定義する。$P(K)$、$P(\pi)$ は各々、ある粒子の ACC、TOF、CDC での観測結果から導き出された、K 中間子、π 中間子と見なすことができる確率である。さらに π に関しては、電子の混入を除去するため、電磁カロリメーターにおけるエネルギー損失と運動量の比 E/p についての制約を加える事とし、以下の条件を課した。

- $K^{\pm}$
  - $P(K, \pi) > 0.8$
- $\pi^{\pm}$
  - $P(K, \pi) \leq 0.8$
  - $E/p < 0.8$

粒子識別の効率に関しては、後ほど議論を行う。

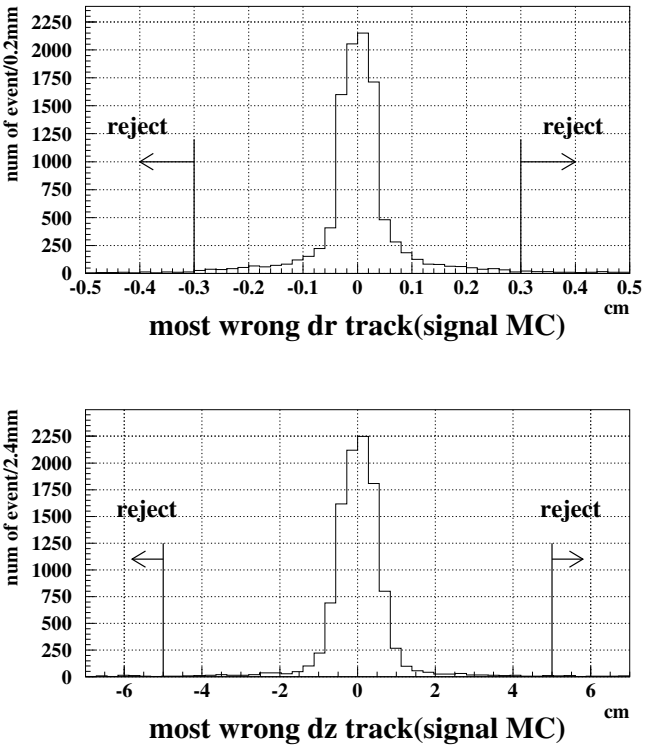

図 3.1: $B^+ \to D^0 \bar{D}^0 K^-$ シグナルモンテカルロシミュレーションにおける、終状態の軌跡のうち最も衝突点から距離が離れている軌跡の $|dr|$ と $|dz|$ の分布。

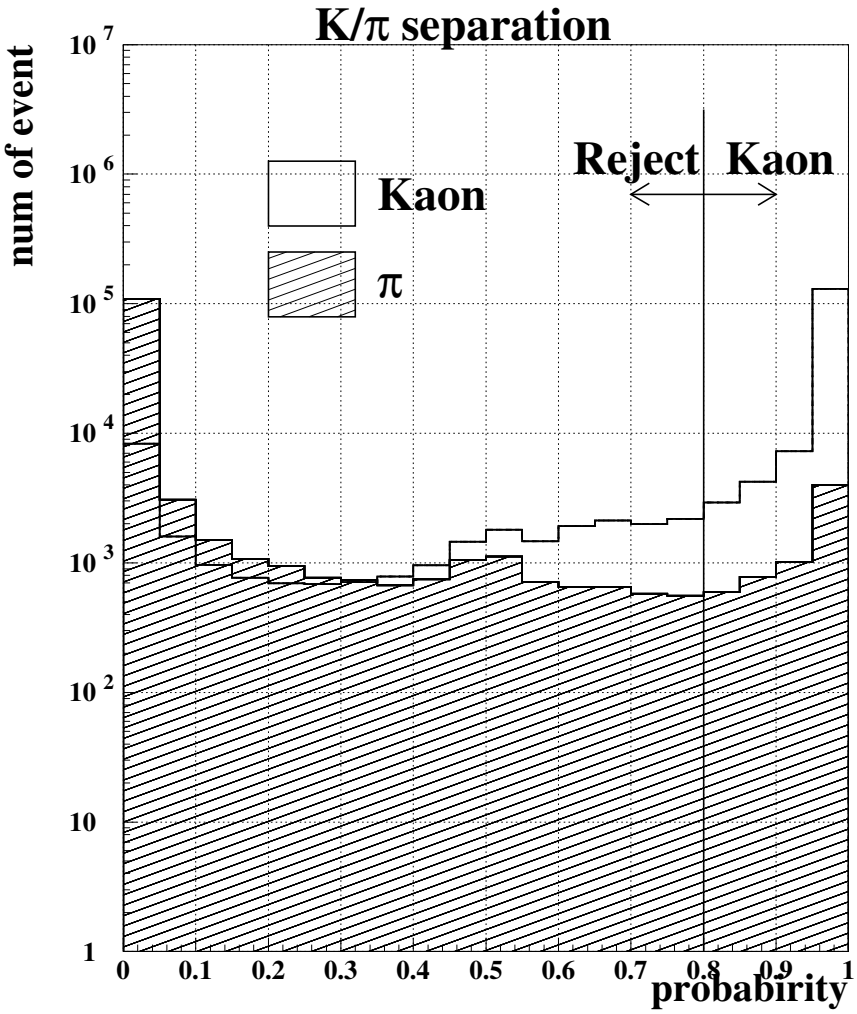

図 3.2: CDC、ACC、TOF で測定された K 中間子らしさ。0.8 より大きいものを K、0.8 以下を π とみなした。

3.3.2 D^0、$\bar{D}^0$ の再構築

先の小節の要求を満たした荷電 K、π 中間子を用いて、$D^0 \to K^-\pi^+$、$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$ の質量再構築を行った。$B^\pm \to D^0\bar{D}^0K^\pm$ の MC 事象を用いて質量の分解能を見積もり、質量が $1.852\mathrm{GeV} < M_{D^0,\bar{D}^0} < 1.878\mathrm{GeV}$ $(\pm 3\sigma)$ の範囲内に収まった粒子を D^0、$\bar{D}^0$ であるとした。図 3.3、3.4 に MC 及び実験データの解析で再構築された $\bar{D}^0$ の質量分布を各々示す。

3.3.3 背景事象の除去

$B^+ \to \psi(3770)K^+$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の解析における背景事象として、粒子識別の間違いに因るものを除くと、以下が挙げられる。

1. Continuum 事象
2. B^- からの崩壊粒子の一部を B^+ からのものと間違えて組み合わせてしまう場合(Combinatorial 事象と称する)

Continuum 事象とは、B 中間子よりも軽いクォーク対が生成される事象のことである。これは求める事象ではないので、すべて背景事象となる。$e^+e^- \to u\bar{u},\ d\bar{d},\ s\bar{s},\ c\bar{c}$ が可能であるが、特に $e^+e^- \to c\bar{c}$ に起因した D 中間子を生成する反応が問題となる。これを除去するには、事象の幾何学的特徴の違いを用いる。continuum 事象においては、2 つのジェットが正反対に生じるような形になることが多い。一方、$B\bar{B}$ 事象では、球対称な形になる。

本研究では、B の崩壊の研究で広く使われている Fox-Wolfram モーメントを使用する [12]。Fox-Wolfram モーメントは

$$\mathrm{H}_l \equiv \left(\frac{4\pi}{2l+1}\right) \sum_{m=-l}^{l} \left|\sum_i \mathrm{Y}_l^m(\Omega_i)\frac{|\vec{p}_i|}{\sqrt{s}}\right|^2 \tag{3.6}$$

と定義される。式中の和 $\sum_i$ は、その事象で生成されたハドロン全てにわたって足し合わせる。$\mathrm{Y}_l^m(\Omega_i)$ は球面調和関数である。また、$\sqrt{s}$ は重心系での e^+e^- 系の全エネルギーである。ここで 0 次と 2 次のモーメントの比 $R_2 \equiv \mathrm{H}_2/\mathrm{H}_0$ が

$$R_2 \equiv \mathrm{H}_2/\mathrm{H}_0 < 0.4 \tag{3.7}$$

であることを要求する (図 3.5)。球対称な事象は $R_2 \sim 0$ になる一方、continuum のような 2 ジェット型の事象は $R_2 \sim 1$ となるため、識別を行うことが出来る。

2.) の Combinatorial 事象に関しては、$e^+e^- \to \Upsilon(4\mathrm{S}) \to B^+B^-$ の MC 事象を 100 万事象生成し、B^+ と B^- は generic に崩壊させた[1] ところ、シグナル領域内の Combinatorial 事象数は 0 であった。従って、特にこれを除去する特別な条件は設けない事とした。

[1] generic な崩壊とは、既知の様々な崩壊様式の分岐比に加え、未知の部分は LUND フラグメンテーションモデル [13] を用いて実際の B の崩壊をシミュレートする事をいう。

なお、ひとつの $B\bar{B}$ 事象に複数の B 候補が存在する場合には、最もよい候補を選ぶこととした。そのために χ^2

$$\chi^2_{combined} \equiv \chi^2_{Bvtx} + \chi^2_{D^0vtx} + \chi^2_{\bar{D}^0vtx} + \left(\frac{M_{D^0} - \langle M_{D^0}\rangle}{\sigma_{M_{D^0}}}\right)^2 + \left(\frac{M_{\bar{D}^0} - \langle M_{\bar{D}^0}\rangle}{\sigma_{M_{\bar{D}^0}}}\right)^2 \quad (3.8)$$

$$= \chi^2_{Bvtx} + \chi^2_{D^0vtx} + \chi^2_{\bar{D}^0vtx} + \chi^2_{M_{D^0}} + \chi^2_{M_{\bar{D}^0}} \quad (3.9)$$

を定義した。χ^2_{Xvtx} は粒子 X の崩壊点再構築のよさを示す、自由度で規格化された χ^2 である。この組み合わされた $\chi^2_{combined}$ の小さい方を選ぶこととした。

3.3.4 $\psi(3770)$ の再構築

D^0、$\bar{D}^0$ が再構築できた事象に対し、$\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0$ の再構築を行った。$\psi(3770)$ に対して、$3.704 < M_{\psi(3770)} < 3.841\mathrm{GeV}/c^2$ の要求を課した。図 3.6 にシグナルモンテカルロシミュレーションで再構築された $\psi(3770)$ の質量分布を示す。実データでは、$B \to \psi(3770)X$ という包含的反応を見ることは難しいが、図 3.7 に $D^0\bar{D}^0$ 対の不変質量分布を示す。

3.3.5 B の再構築

$B^+ \to \psi(3770)K^+$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の再構築は次に示す要求のもとで行った。

- $5.268 < M_{BC} < 5.288 GeV/c^2$ ($\sim 3\sigma$ in MC)
- $|\Delta E| < 0.04 GeV$ ($\sim 3\sigma$ in MC)

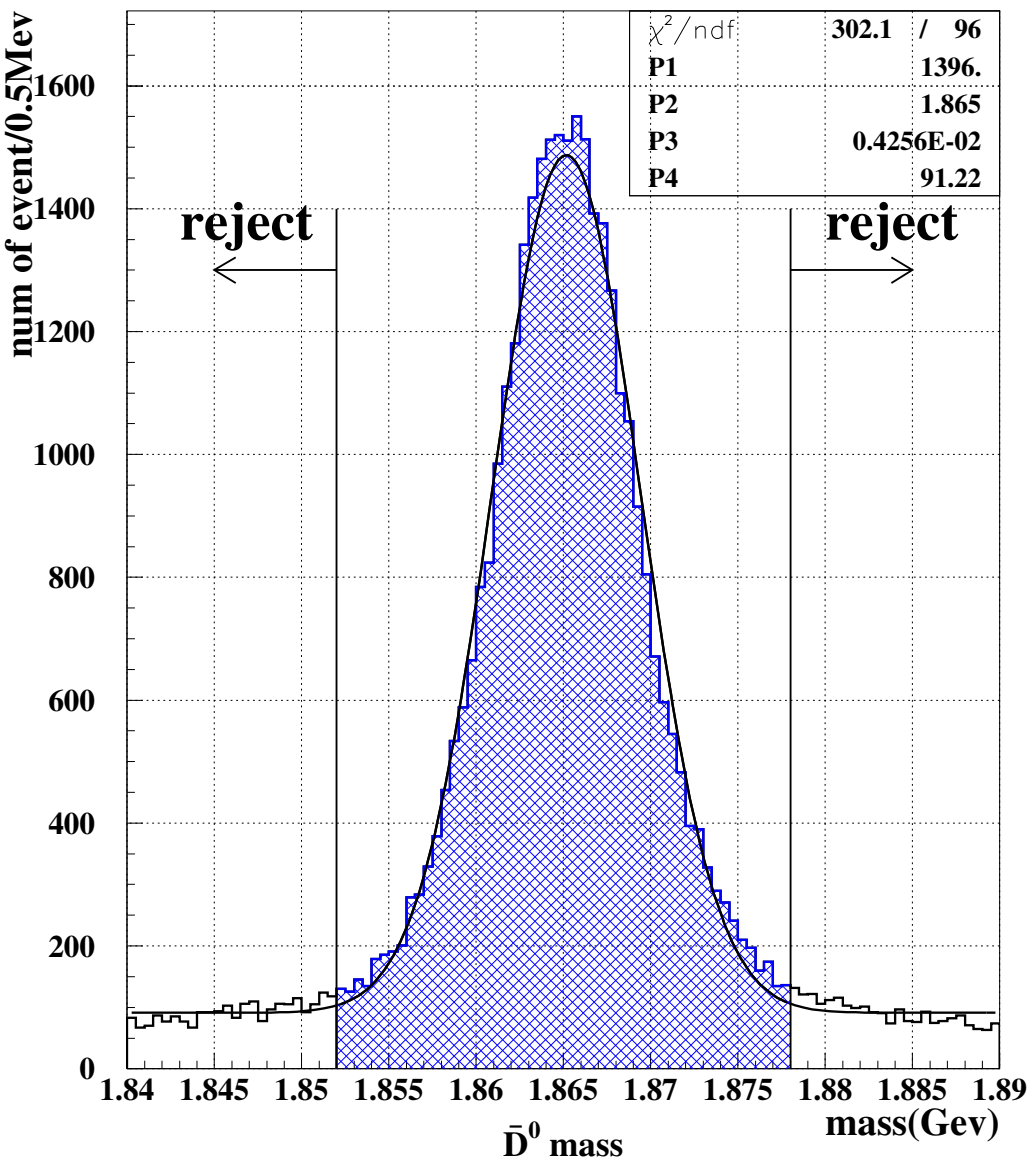

図 3.3: $B^{\pm} \to D^0 \bar{D}^0 K^{\pm}$ シグナルモンテカルロシミュレーションで再構築された $\bar{D}^0$ の質量

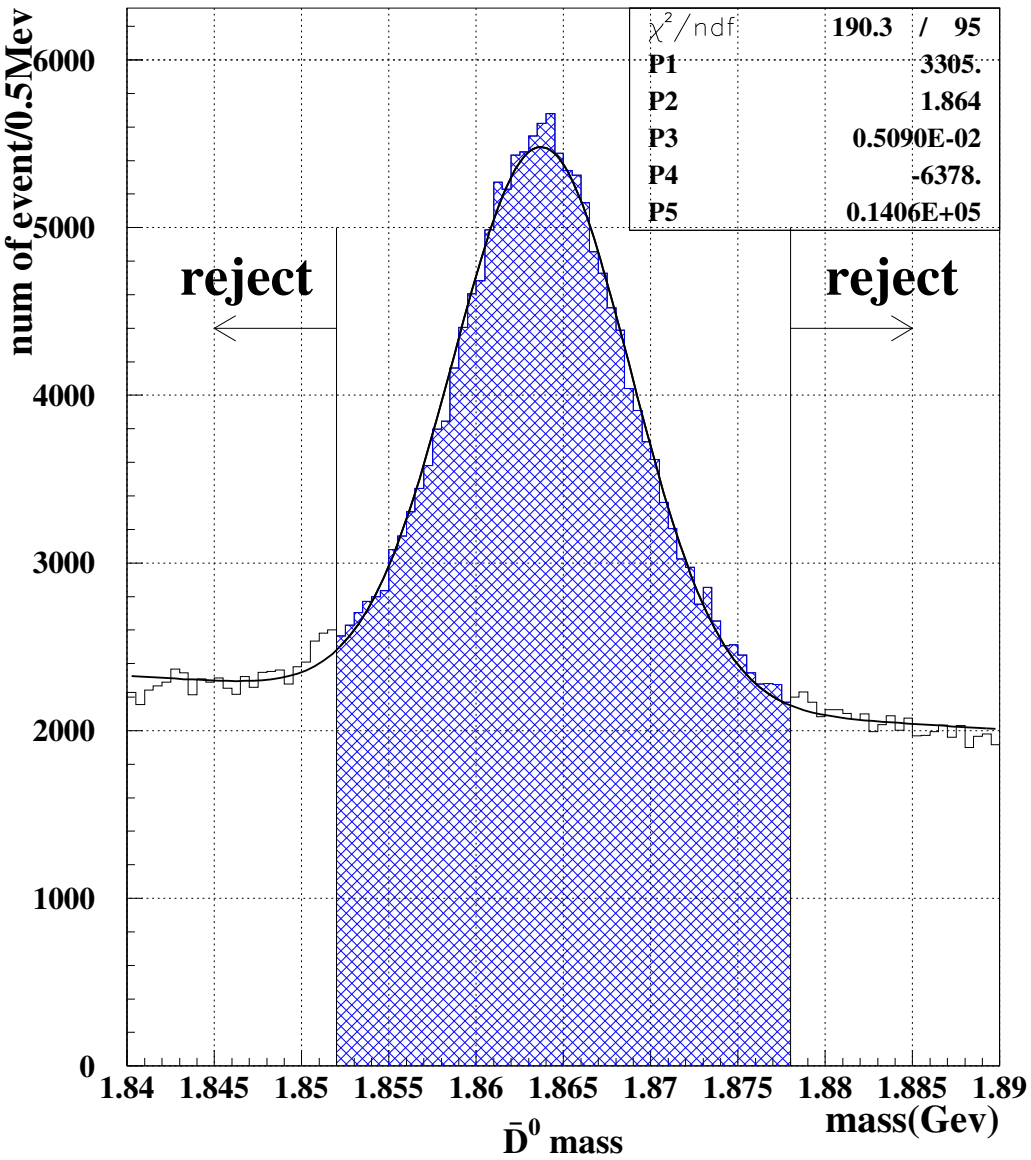

図 3.4: 今回用いたデータで再構築された $\bar{D}^0$ の質量。Fig.3.3 と違い、B の全ての崩壊事象を含んでいるので、バックグラウンドの量も異なる。

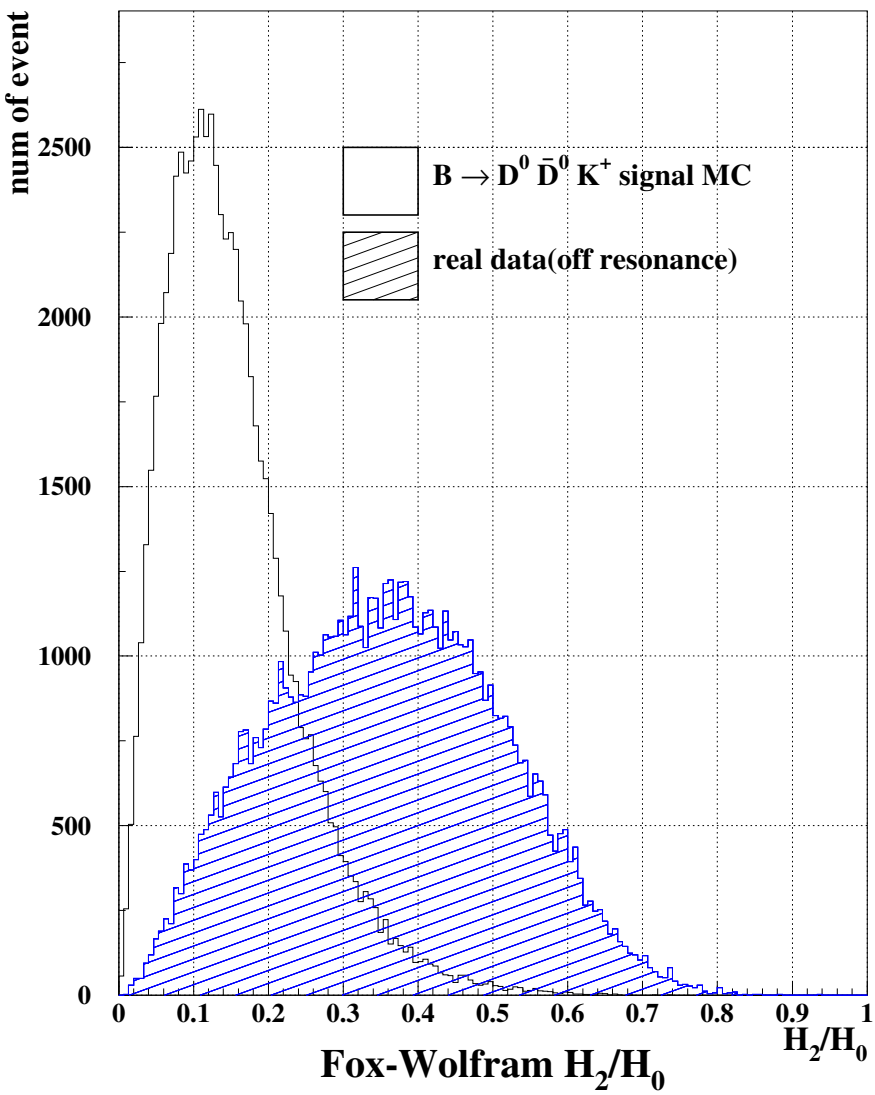

図 3.5: $B^{\pm} \to D^0\bar{D}^0K^{\pm}$ シグナルモンテカルロシミュレーションと、実データでの R_2 分布。$B^{+} \to D^0\bar{D}^0K^{+}$ シグナル事象の値が小さいことがわかる。

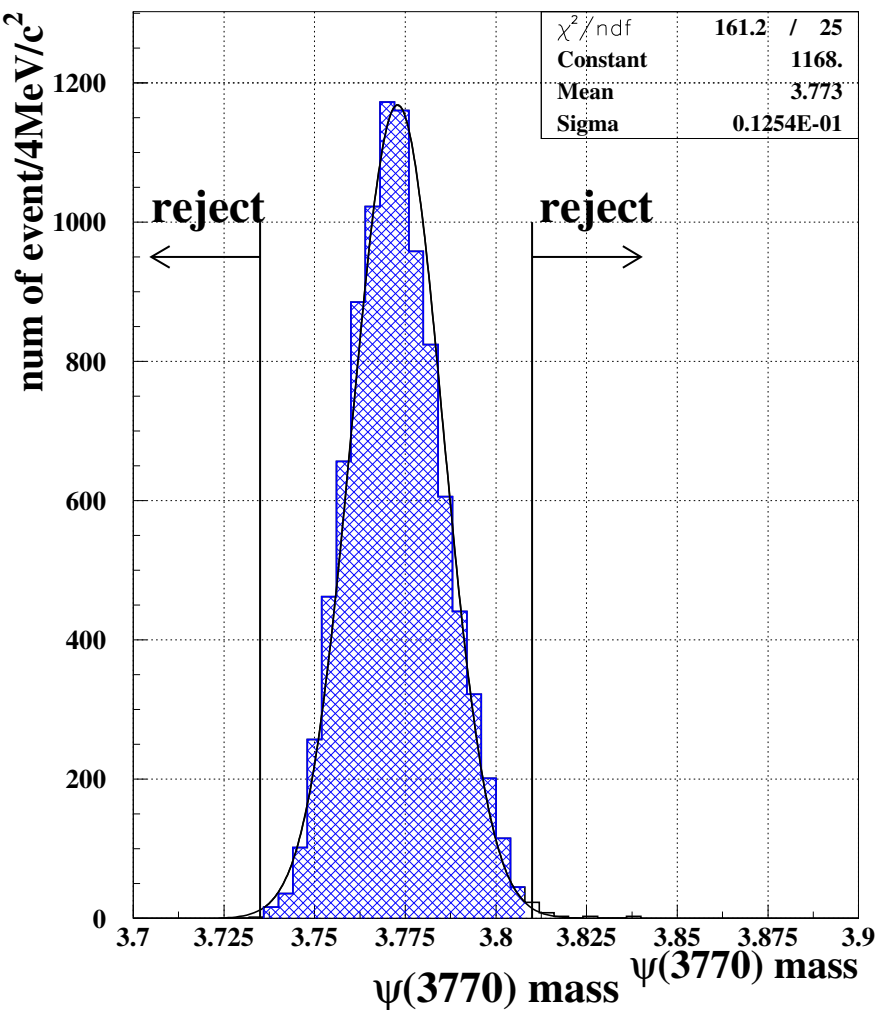

図 3.6: $B^+ \to \psi(3770)K^+$ シグナルモンテカルロシミュレーションにおける $\psi(3770)$ の質量分布。

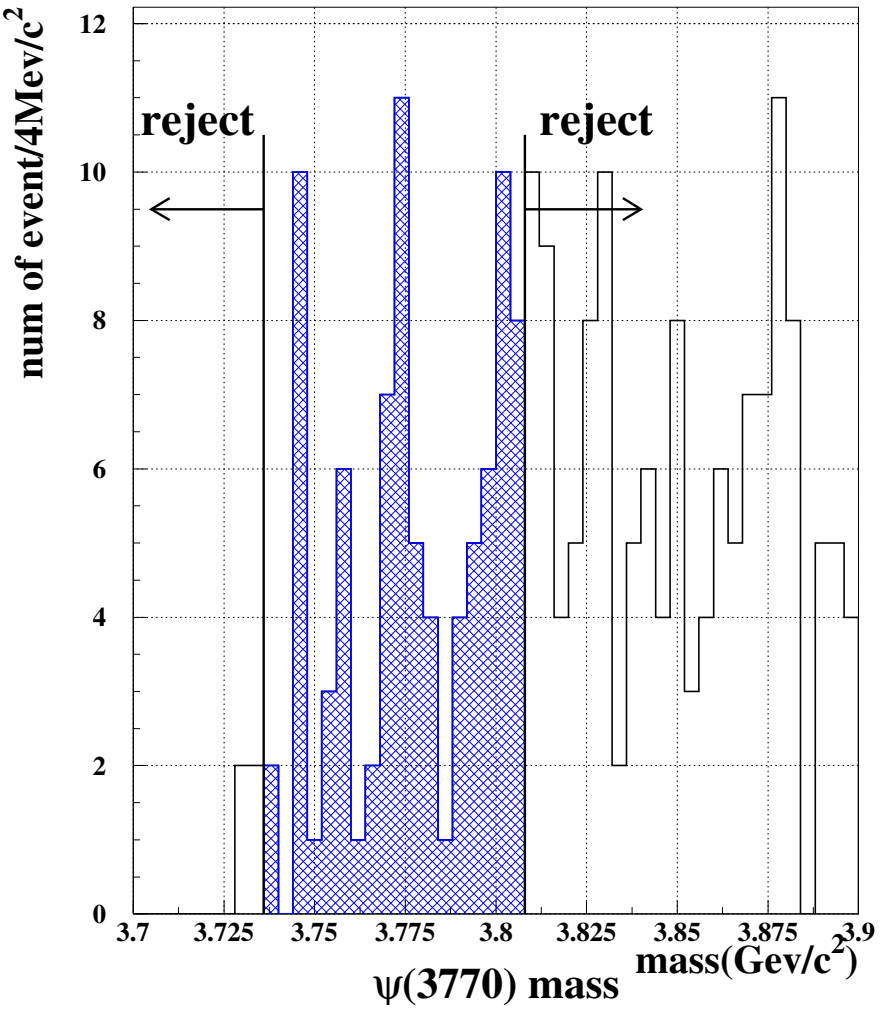

図 3.7: 実データにおける $D^0\bar{D}^0$ 対の不変質量分布。

3.4 検出効率とシングルイベントセンシティビティ

事象の再構築の効率を求めるために、まず $B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$、及び $B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$ の MC 事象を用い、各崩壊モードの検出効率を算出した。算出された結果に、更に小節 3.5.3 で詳述する粒子識別に因る補正を加える。その結果、$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ に対して 11.6%、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ に対して 11.5%、$B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$ に対して 30.9% の検出効率が得られた (表 3.2)。

また、シングルイベントセンシティビティー (SES) を以下のように定義する。

$$SES(B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+) = \frac{1}{\#B's \times BR(\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0) \times BR(D^0 \to K^-\pi^+) \times BR(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-) \times (efficiency)} \tag{3.10}$$

$\#B's$	:	B 中間子の数
$BR(X \to YZ)$	:	粒子 X が粒子 Y と Z に崩壊する分岐比
$efficiency$	:	その崩壊モードの検出効率

この量は、B 中間子の個数が与えられた時に、平均して 1 シグナル事象の観測が期待される崩壊分岐比を意味し、最終的に観測された事象数から崩壊分岐比 (又はその上限) を求める際の変換係数として用いられる。各崩壊モードに対し、SES は表 (3.2) のとおりに算出された。ここで、今回用いたデータ内の B 中間子対の総個数 ($=\Upsilon(4S)$ の総個数) は、1.08×10^7、荷電 B 中間子対への崩壊分岐比は $BR(\Upsilon(4S) \to B^+B^-) = 0.51 \pm 0.02 \pm 0.01$[15] の値を用いた。又、$BR(\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0) = 0.5$ を仮定した。

崩壊モード	検出効率	SES
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	43.3 %	-
$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$	11.6 %	1.1×10^{-3}
$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$	11.5 %	5.4×10^{-4}
$B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$	30.9 %	7.7×10^{-6}

表 3.2: シグナルモンテカルロシミュレーションで得られた各崩壊モードに対する検出効率とシングルイベントセンシティビティー

3.5 系統誤差

この節では 3.4 で求めたシングルイベントセンシティビティーに関連する系統誤差の大きさを評価する。系統誤差を以下の 4 つに分類する。

- $B\bar{B}$ 事象の数に伴う系統誤差
- B の娘粒子の崩壊分岐比に伴う系統誤差
- トラッキングと粒子識別に伴う系統誤差
- B の再構築と continuum 事象の除去に伴う系統誤差

この 4 つの系統誤差を以下の小節において、評価・議論していく。

3.5.1 $B\bar{B}$ 対の観測数の不確定性に伴う系統誤差

KEK B-factory において生成されている $B\bar{B}$ 対の観測数の測定精度は、1.1% と評価されている [14]。さらに $\Upsilon(4S)$ の崩壊分岐比の比 [15] は

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(4S) \to B^+B^-)}{\Gamma(\Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0)} = 1.04 \pm 0.07 \pm 0.04 \tag{3.11}$$

であり、$\Upsilon(4S)$ が 100%の確率で $B^0\bar{B}^0$、もしくは B^+B^- に崩壊すると仮定すると、$\Upsilon(4S) \to B^+B^-$ の崩壊分岐比は

$$\Gamma(\Upsilon(4S) \to B^+B^-) = 0.51 \pm 0.02 \pm 0.01 \tag{3.12}$$

となる。この分岐比の誤差 $\sqrt{0.02^2 + 0.01^2}/0.51 = 4.4\%$ を系統誤差として扱う。

3.5.2 崩壊分岐比に伴う系統誤差

B 中間子の娘粒子の崩壊 $\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0$、$D^0 \to K^-\pi^+(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-)$ の崩壊分岐比に伴う系統誤差を評価する。$\psi(3770)$ の崩壊については、100%の確率で$\psi(3770) \to D\bar{D}$ に崩壊し [16]、その崩壊分岐比は

$$\frac{\Gamma(\psi(3770) \to D^+\bar{D}^-)}{\Gamma(\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0)} \simeq 1 \tag{3.13}$$

の仮定を用い、系統誤差を考えない。しかし、D の崩壊分岐比の誤差を、系統誤差に含める。これらの崩壊モードの系統誤差を、表 (3.3) にまとめておく。

崩壊モード	娘粒子の崩壊モード	崩壊分岐比	系統誤差
$B^+ \to \psi(3770)K^+$			
	$\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0$	$\simeq 0.5$	-
	$D^0 \to K^-\pi^+$ $(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-)$	$(3.83 \pm 0.09)\%$	2.35%
合計			4.70%
$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$			
	$D^0 \to K^-\pi^+$ $(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-)$	$(3.83 \pm 0.09)\%$	4.70%
合計			3.32%
$B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$			
	$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	$(3.83 \pm 0.09)\%$	2.35%
合計			2.35%

表 3.3: この解析で用いた B の娘粒子の崩壊分岐比とその相対誤差

3.5.3 トラッキングと粒子識別の効率に伴う系統誤差

トラッキング (SVD と CDC に荷電粒子が残したヒットから軌跡を再構築すること) に伴う系統誤差は、次式の比

$$R \equiv \frac{N(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{N(\eta \to \gamma\gamma)} \tag{3.14}$$

N:事象が観測された数

の実データ $(data)$ とモンテカルロシミュレーション (MC) の比を用いて評価した [17]。運動量領域が $0.5 \sim 2.0\mathrm{GeV}/c$ の範囲において

$$\sqrt{\frac{R_{data}}{R_{MC}}} = 0.993 \pm 0.018 \tag{3.15}$$

の結果が得られた。1.8%の誤差の範囲で、MC は実データと一致している。この解析では、$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の両崩壊モードとも 5 個の荷電粒子 ($K^+ \times 2$、K^-、π^+、π^-) を用いているので、9.0% $(= 1.8\% \times 5)$ をトラッキングの検出効率での系統誤差として用いることにする。

粒子識別に伴う系統誤差に関しては、$D^{*-} \to \bar{D}^0(\to K^+\pi^-)\pi^-$ を用いて、算出する。この崩壊モードは粒子識別を用いずに、力学的条件のみを用いて再構築を行っても、背景事象はそれほど大きくはならない。そこで実データ及びシグナルモンテカルロシミュレーションにおいて、粒子識別を用いずに再構築を行ったものと、粒子識別を用いて再構築を行ったものとで、各々の検出効率、ϵ^K_{data}、ϵ^K_{MC} が算出される (表 3.4)。この 2 つの比 $\epsilon^K_{data}/\epsilon^K_{MC}$ をモンテカルロシミュレーションで観測されたトラック毎に重みとしてかけることにより、正しい検出効率の評価を行うことができる (3.4 節)。この測定における統計誤差を、粒子識別効率の系統誤差とする (表 3.5)。

運動量 $p(\mathrm{GeV}/c)$	$\epsilon^K_{data}\%$	$\epsilon^K_{MC}\%$	$\epsilon^K_{data}/\epsilon^K_{MC}$
$0.50 \sim 0.60$	92.8 ± 1.9	98.9 ± 2.0	0.938
$0.60 \sim 0.80$	92.0 ± 0.9	95.4 ± 1.3	0.878
$0.80 \sim 1.00$	90.0 ± 0.8	90.5 ± 1.3	0.994
$1.00 \sim 1.20$	87.4 ± 0.8	87.9 ± 1.4	0.994
$1.20 \sim 1.40$	87.4 ± 0.9	86.9 ± 1.5	1.01
$1.40 \sim 1.60$	86.3 ± 1.0	91.3 ± 1.7	0.945
$1.60 \sim 1.80$	84.1 ± 1.2	86.6 ± 1.8	0.971
$1.80 \sim 2.00$	84.8 ± 1.1	87.5 ± 1.8	0.969
$2.00 \sim 2.50$	84.7 ± 0.6	91.3 ± 0.9	0.957
$2.50 \sim 3.00$	84.8 ± 0.7	91.2 ± 0.9	0.930
$3.00 \sim 3.50$	82.7 ± 0.9	92.0 ± 1.1	0.899
$3.50 \sim 4.00$	84.6 ± 1.1	84.3 ± 2.1	1.00

表 3.4: $D^{*-} \to \bar{D}^0(\to K^+\pi^-)\pi^-$ 実データとシグナルモンテカルロシミュレーションによる粒子識別効率。

崩壊モード	N_{signal}	$N_{efficiency}$	N_{diff}	%
$B^+ \to \psi(3770)K^+$	5424	4872	552	4.2
$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$	9455	8343	1112	3.0
$B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$	31061	29484	1577	2.5

N_{signal}	:観測されたシグナル事象の数
$N_{efficiency}$	:N_{signal} に粒子識別効率の重みをかけた後のシグナル事象の数
N_{diff}	:$N_{signal} - N_{efficiency}$

表 3.5: 粒子識別に伴う系統誤差

3.5.4 B 中間子の再構築と continuum 事象の除去に伴う系統誤差

M_B、ΔE、R_2 によるカットの効率が実データとモンテカルロシミュレーションにおいて一致するかどうかを崩壊モード $B^+ \to \bar{D}^0(\to K^+\pi^-)\pi^+$ を用いて調べた。$B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$ 崩壊モードの ΔE と M_B の分布を図 3.8 に示す。ΔE 分布の実データにおいて $-0.02\mathrm{GeV}$ の近傍に事象が多いのは $B^0 \to D^{*-}\pi^+ \to \pi^-\bar{D}^0\pi^+$ という崩壊の $\bar{D}^0\pi^+$ を捉えているためである。

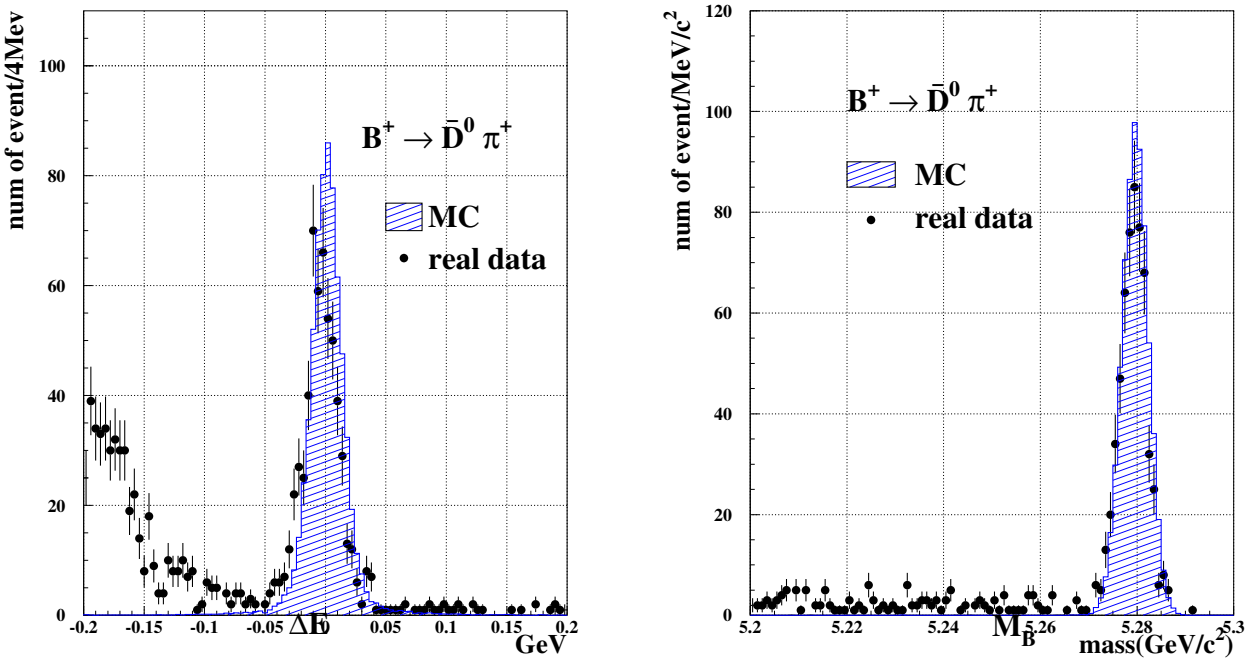

図 3.8: $B^+ \to \bar{D}^0\pi^+$ 崩壊モードにおける実データ、シグナルモンテカルロシミュレーションの ΔE、M_B 分布。

Fox-Wolfram モーメントの比 $R_2 < 0.4$ のカットに伴う系統誤差

Fox-Wolfram モーメントの比 $R_2 < 0.4$ の条件に伴う系統誤差の評価には、$5.268 < M_B < 5.29GeV/c^2$、$|\Delta E| < 0.04$GeV の領域に B 中間子が再構築された数を、$R_2 < 0.4$ の条件を課した場合と課さなかった場合で見積もり比較することで行った。再構築された B 中間子の数の見積もりは、M_B の分布をフィットすることによって求める。シグナルをガウス関数、背景事象を **ARGUS** 背景事象関数 [18]

$$f(x) = Cx\sqrt{1-\left(\frac{x}{E_{beam}}\right)^2}\exp\left(1-\left(\frac{x}{E_{beam}}\right)^2\right) \tag{3.16}$$

で表現し、実データと、シグナルモンテカルロシミュレーション (MC) ともに評価を行い比較した (表 3.6)。N_{signal} は実データのシグナル事象、N_{BG} は実データの背景事象、ϵ_{data} は実データの検出効率、ϵ_{MC} は MC の検出効率である。カット後の事象はカット前の事象の部分集合なので、シグナル事象、背景事象各々に対して、カットに伴う検出効率の誤差 (σ_{signal} 及び σ_{BG} とあらわす) は 2 項分布に基づき、

$$\sigma_{signal} = \sqrt{N_{signal}\epsilon_{signal}(1-\epsilon_{signal})} \tag{3.17}$$

カット条件	N_{signal}	N_{BG}	ϵ_{data}	ϵ_{MC}
なし	328.2 ± 19.2	19.8	-	-
$R_2 < 0.4$	265.6 ± 17.1	13.4	$(80.7 \pm 2.6)\%$	$(87.7 \pm 0.2)\%$

表 3.6: 実データとシグナルモンテカルロシミュレーションでの $R_2 < 0.4$ のカット前後の検出効率。N_{signal}、N_{BG} はそれぞれ、実データについての値である。

$$\sigma_{BG} = \sqrt{N_{BG}\epsilon_{BG}(1-\epsilon_{BG})} \tag{3.18}$$

となる。

表 (3.6) にあるように、検出効率の誤差範囲内での一致は見られなかったので、その差 $\epsilon_{MC} - \epsilon_{data} = 7.0\%$ を Fox-Wolfram モーメントの比 $R_2 < 0.4$ のカットに伴う系統誤差にとりいれた。

ΔE、M_B の条件に伴う系統誤差

ΔE、M_B の条件に伴う系統誤差の評価にも、3.5.4 と同じ方法を用いた。ただし、シグナル事象の見積もりは、M_B の評価には $|\Delta E|(\mathrm{GeV}) < 0.06$、$|\Delta E|$ の評価には $5.265 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$ の条件を課した。この結果を表 3.7 にまとめる。

カット条件	N_{signal}	N_{BG}	ϵ_{data}	ϵ_{MC}
$5.260 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$	266.8 ± 18.0	29.2	-	-
$5.265 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$	273.8 ± 17.6	18.2	$(100 \pm 0.8)\%$	$(100 \pm 0.0)\%$
$5.268 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.288$	272.7 ± 17.5	16.3	$(100 \pm 0.7)\%$	$(99.5 \pm 0.0)\%$
$\|\Delta E\|(\mathrm{GeV}) < 0.1$	287.9 ± 18.8	33.1	-	-
$\|\Delta E\|(\mathrm{GeV}) < 0.06$	273.8 ± 17.6	18.2	$(95.1 \pm 1.5)\%$	$(98.9 \pm 0.1)\%$
$\|\Delta E\|(\mathrm{GeV}) < 0.04$	263.0 ± 17.4	19.0	$(91.4 \pm 1.9)\%$	$(97.1 \pm 0.1)\%$

表 3.7: 実データとシグナルモンテカルロシミュレーションでのの M_B、ΔE のカット前後のシグナルの割合。

M_B に関しては実データと MC が一致しているので、0.7% の統計誤差を系統誤差としてとりいれる。ΔE に関しては誤差内での一致が見られないので、その差 5.7% を系統誤差としてとりいれる。

3.5.5　系統誤差のまとめ

最後に検出効率の系統誤差についてのまとめをおこなう。トラッキングの検出効率による系統誤差が 9.0%、粒子識別による系統誤差が $B^+ \to \psi(3770)K^+ : 4.2\%$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+ : 3.0\%$、$R_2$ のカットによる系統誤差が 7.0%、ΔE、M_B のカットによる系統誤差が各々5.7%、0.7% である。これらの 2 乗和の根をとることにより、検出効率に関する系統誤差は $B^+ \to \psi(3770)K^+ : 13.4\%$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+ : 13.1\%$ となる。更に B 中間子の娘粒子の崩壊分岐比の系統誤差、生成された $B\bar{B}$ 対の個数の見積もりに関する系統誤差、$BR(\Upsilon(4\mathrm{S}) \to B^+B^-)$ の誤差を 2 乗和で加え、根を取ると、$B^+ \to \psi(3770)K^+ : 15.0\%$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+ : 14.7\%$ となった。この事より、SES は最終的に

- $(B^+ \to \psi(3770)K^+ \text{ の SES}) = (1.1 \pm 0.2) \times 10^{-3}$、
- $(B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+ \text{ の SES}) = (5.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$

と求められた。

系統誤差の要因		系統誤差
トラッキング		9.0%
粒子識別	$B^+ \to \psi(3770)K^+$	4.2%
	$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$	3.0%
R_2		7.0%
M_B		0.7%
ΔE		5.7%
小計	$B^+ \to \psi(3770)K^+$	13.5%
	$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$	13.2%
$B\bar{B}$ 対生成数		1.1%
$\Upsilon(4\mathrm{S}) \to B^+B^-$ の崩壊分岐比		4.4%
$B^+ \to \psi(3770)K^+$ 娘粒子の崩壊分岐比		4.7%
$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 娘粒子の崩壊分岐比		4.7%
合計	$B^+ \to \psi(3770)K^+$	15.0%
	$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$	14.7%

表 3.8: 系統誤差のまとめ

3.6 背景事象

背景事象の評価は ΔE-M_B 分布におけるシグナル領域 $(5.268 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.288$、$|\Delta E| < 0.04(\mathrm{GeV}))$ の外側の領域における事象を数えることで行った。図 3.11、3.12 に実データにおける $B^+ \to \psi(3770)K^+$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 崩壊モードの ΔE-M_B グラフを示す。図のように、背景事象領域 (サイドバンド) として

- (a) : $5.2 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.26$、$|\Delta E| < 0.1(\mathrm{GeV})$
- (b) : $5.26 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$、$|\Delta E| > 0.1(\mathrm{GeV})$
- (c) : $5.26 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$、$|\Delta E| < 0.1(\mathrm{GeV})$ (シグナル領域は除く)

の 3 領域を定義する。シグナル領域とその近傍 $(5.265 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$、$|\Delta E| < 0.06(\mathrm{GeV}))$ は 3.2 節で述べたように見えなくしている。

$B^+ \to \psi(3770)K^+$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ シグナルモンテカルロシミュレーションにおける ΔE-M_B 分布を、図 3.9、3.10 に示す。サイドバンドにも事象が存在していることが見て取れるが、3% 未満であり、これによって、(a)、(b)、(c) をサイドバンドとして定義していることが、正当化される。

$B^+ \to \psi(3770)K^+$ 崩壊モードにおける背景事象

各々の領域に残った事象は、(a):3 事象、(b):0 事象、(c):0 事象である。領域 (a) については、見つかった背景事象数をもとに、先に用いた ARGUS 背景事象関数を用いて規格化し、シグナル領域内の背景事象数を求める。又、領域 (b)、(c) については、単位面積当たりの平均の背景事象数はシグナル領域と同じであるとし、領域面積の比をもとに規格化する。その結果を表 3.9 にまとめておく。(a)、(b)、(c) 領域の事象全ての和をとり、規格化すると、シグナル領域に捉えられる背景事象数は (0.1 ± 0.1) という結果を得た。

$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 崩壊モードにおける背景事象

各々の領域に残った事象は、(a):43 事象、(b):24 事象、(c):10 事象である。$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 崩壊モードと同じ方法で評価を行った。但し、領域 (b) には、既に崩壊が別の解析で観測されている $B \to D^*DK$ 事象の寄与が考えられるので、使用しない事とする。シグナル領域内での背景事象は、(a):2.5 ± 0.4、(c):4.5 ± 1.4 となる。誤差は各々のサイドバンド領域に残った事象の統計誤差によるものである。(a)、(c) 領域の和をとり、規格化すると、シグナル領域に捉えられる背景事象数は (2.7 ± 0.4) という結果を得た。

背景事象のまとめ

これまでの議論より、シグナル領域で観測されうる背景事象は、

$$B^+ \to \psi(3770)K^+ \quad : \quad (0.1 \pm 0.1) \text{ 事象}$$
$$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+ \quad : \quad (2.7 \pm 0.4) \text{ 事象}$$

と決定された。

崩壊モード	(a)	(b)	(c)	(a)+(b)+(c)
$B^+ \to \psi(3770)K^+$	0.2 ± 0.1	0	0	0.1 ± 0.1
$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$	2.5 ± 0.4	$-$	4.5 ± 1.4	2.7 ± 0.4

表 3.9: 実データのサイドバンドで観測された事象によるシグナル領域での背景事象の評価。

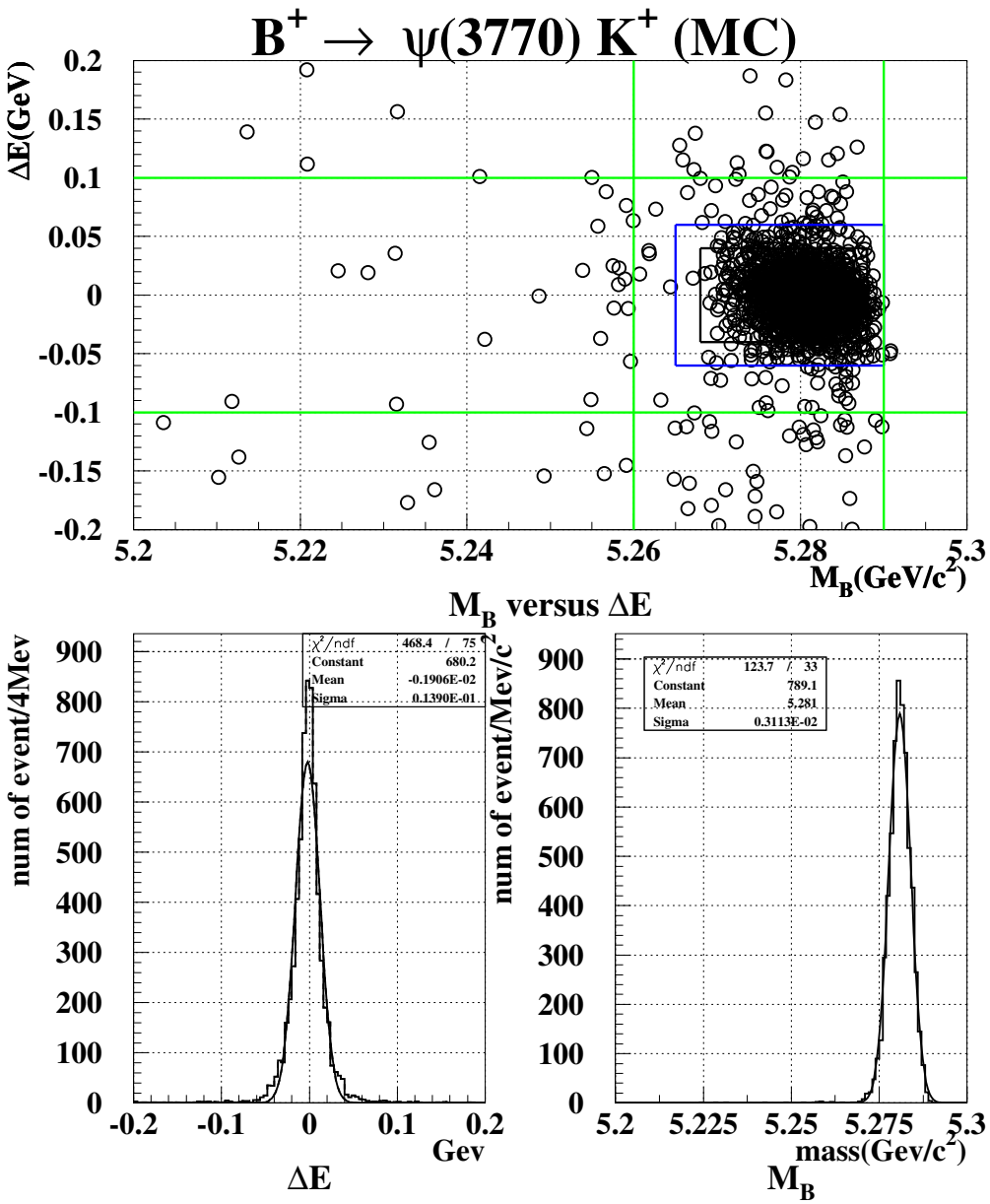

図 3.9: $B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 崩壊モードシグナルモンテカルロシミュレーションの M_B と ΔE の分布。上の図は、横軸が M_B、縦軸が ΔE である。四角で囲まれた部分がシグナル領域である。左下の図は、$5.268 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.288$ の条件下での ΔE の分布。右下の図は、$|\Delta E| < 0.04$ の条件下での M_B の分布である。

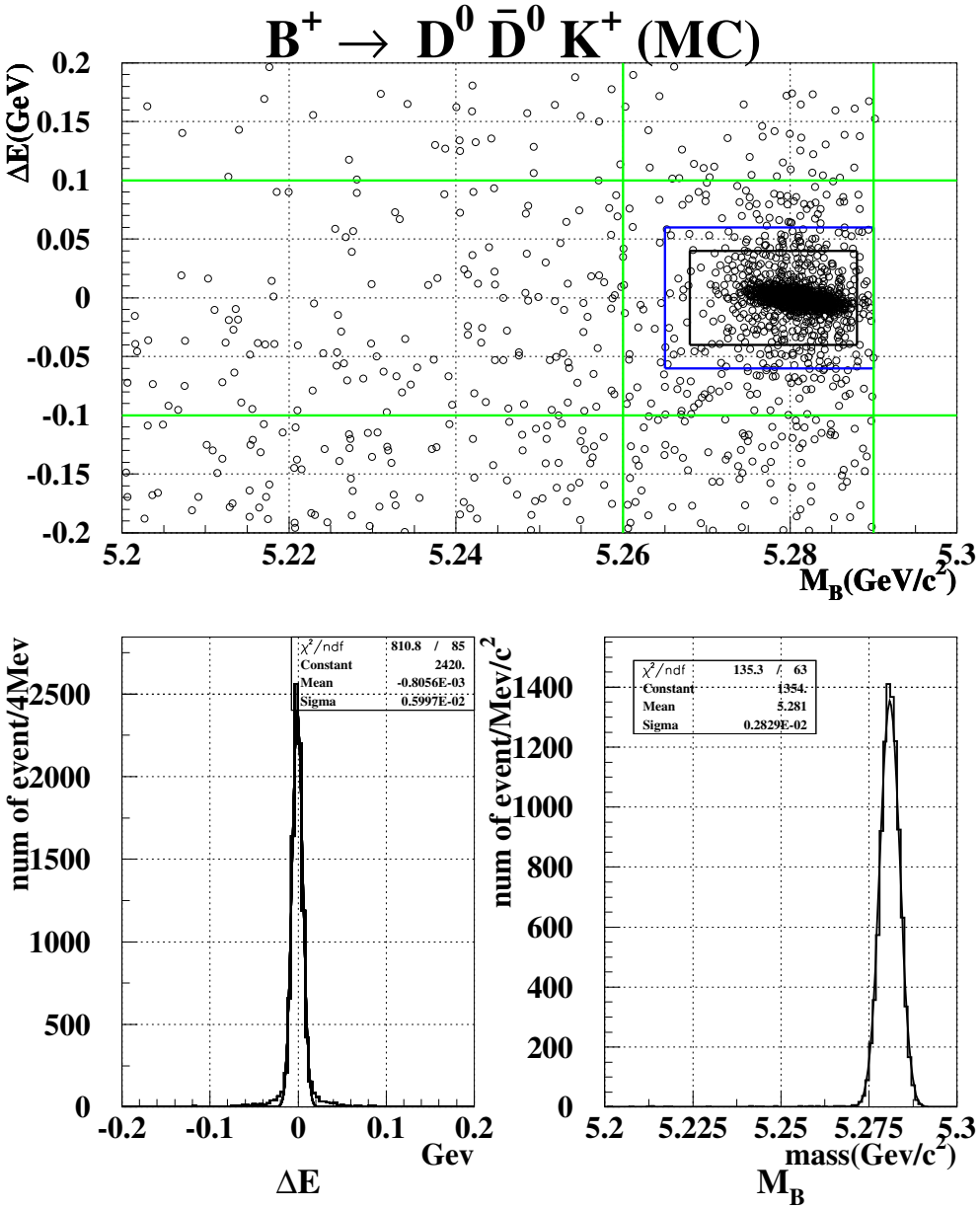

図 3.10: $B^+ \to D^0 \bar{D}^0 K^+$ 崩壊モードシグナルモンテカルロシミュレーションの M_B と ΔE の分布。上の図は、横軸が M_B、縦軸が ΔE である。四角で囲まれた部分がシグナル領域である。左下の図は、$5.268 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.288$ の条件下での ΔE の分布。右下の図は、$|\Delta E| < 0.04$ の条件下での M_B の分布である。

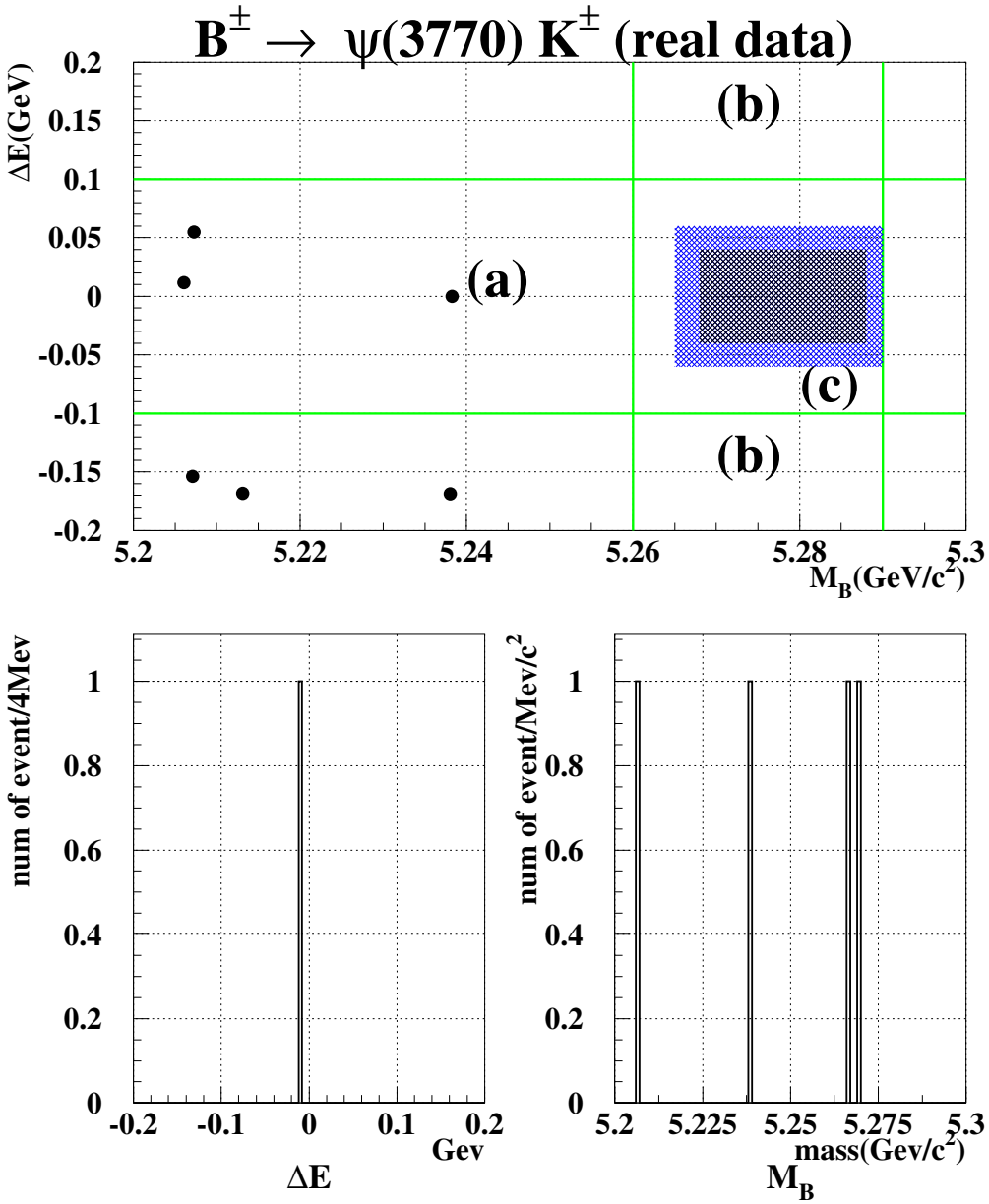

図 3.11: $B^+ \to \psi(3770)K^+$ 崩壊モードにおける実データでの ΔE-M_B 分布。

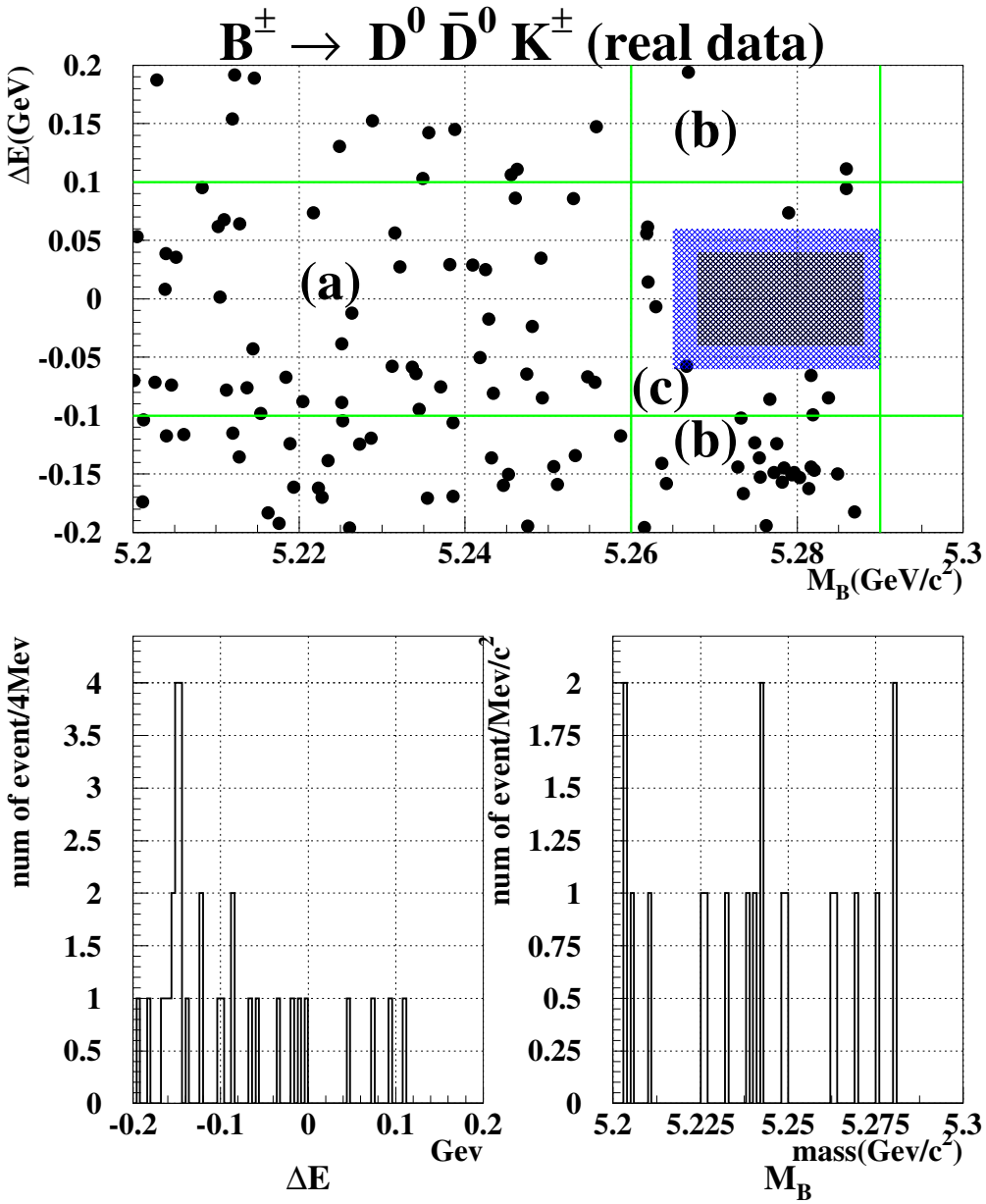

図 3.12: $B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 崩壊モードにおける実データでの ΔE-M_B 分布。

第4章　結果

最後に、$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ のシグナル領域内の事象の分布を図 4.1、4.2 に示す。$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 崩壊モードのシグナル領域 1 事象が発見された。また、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ のシグナル領域に 4 事象が発見された。各々の背景事象数 (0.1 ± 0.1)、(2.7 ± 0.4) を考慮すると、統計的に有意であるとはいえない。ゆえに、崩壊分岐比の上限を求めることとする。シグナル事象の数はポアソン統計に従ったゆらぎを持つとする。背景事象の期待数は、系統誤差を保守的に考慮して、$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ について、0 事象、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ について、2.3 事象を用いる。90%の信頼区間を見積もったところ [19] $B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ について、上限 4.36 事象、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ について、上限 6.30 事象を得た。

3.4 節で算出したシングルイベントセンシティビティーの系統誤差を考慮し、$SES(B^+ \to \psi(3770)K^+) = 1.3 \times 10^{-3}$、$SES(B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+) = 6.2 \times 10^{-4}$ を用いて、90% の信頼度で崩壊分岐比の上限値を、(事象数の上限) $\times$ (SES) として求めると

$$\begin{aligned} BR(B^+ \to \psi(3770)K^+) &< 5.7 \times 10^{-3} \\ BR(B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+) &< 3.9 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

が得られた。 $B^+ \to \psi(3770)K^+$ に関する探索結果は今までになく、世界初の結果である。又、$B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の上限は、従来の上限である 5×10^{-3} を改善している。

最後に今後の課題について述べる。今回は、分岐比の上限を得たが、更に感度を上げて、実際にシグナル事象を見ることが必要となる。ルミノシティの向上が本質的に重要であることは論を待たないが、解析手法の更なる改善の検討も重要である。感度を上げるためには、以下の方法が考えられる。

- D^0 の他の崩壊モードも使用する、
- $B^+ \to D^+D^-K^+$ も使用する、
- 部分的再構築法を用いる。

このうち、部分的再構築法とは、$B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ のうち、K^+ とひとつの D のみを同定し、背景事象は、$\psi(3770)$ 及び B の運動学的な制約を利用して除去する方法である。この場合、ひとつの D を再構築するだけでよいので、SES が飛躍的に向上する。例えば今回の解析のように、$D^0 \to K^-\pi^+$ のみを用いた場合、SES を約 50 分の 1 に下げる事が出来る。[1] $\psi(3770) \to D\bar{D}$

[1] SES の定義式から、一つの D を再構築すればよい場合 (部分的再構築法) と、今回の解析の通り 2 つの D を再構築する場合とでの SES の比は $2/BR(D^0 \to K^-\pi^+) = 52$ となる。ここで係数 2 は、2 つの D のうち少なくとも 1 つが $K\pi$ に崩壊すればよいという条件から来る。

の Q 値が小さい事等を利用し、背景事象を克服するための新しい方法を探求することが、今後の課題となる。

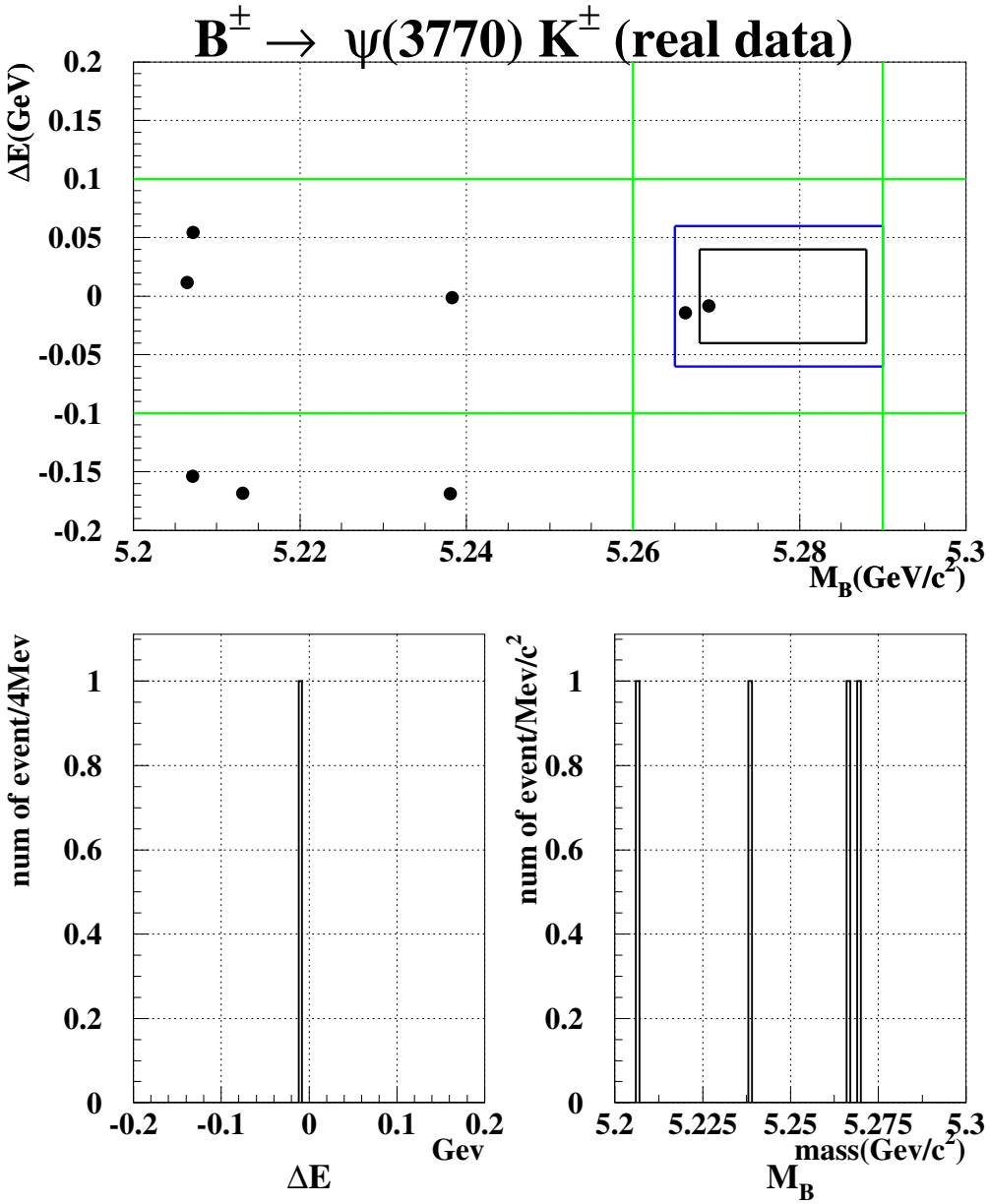

図 4.1: $B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ 崩壊モードの M_B と ΔE の分布。上の図は、横軸が M_B、縦軸が ΔE である。四角で囲まれた部分がシグナル領域である。左下の図は、$5.268 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$ の条件下での ΔE の分布。右下の図は、$|\Delta E| < 0.06$ の条件下での M_B の分布である。

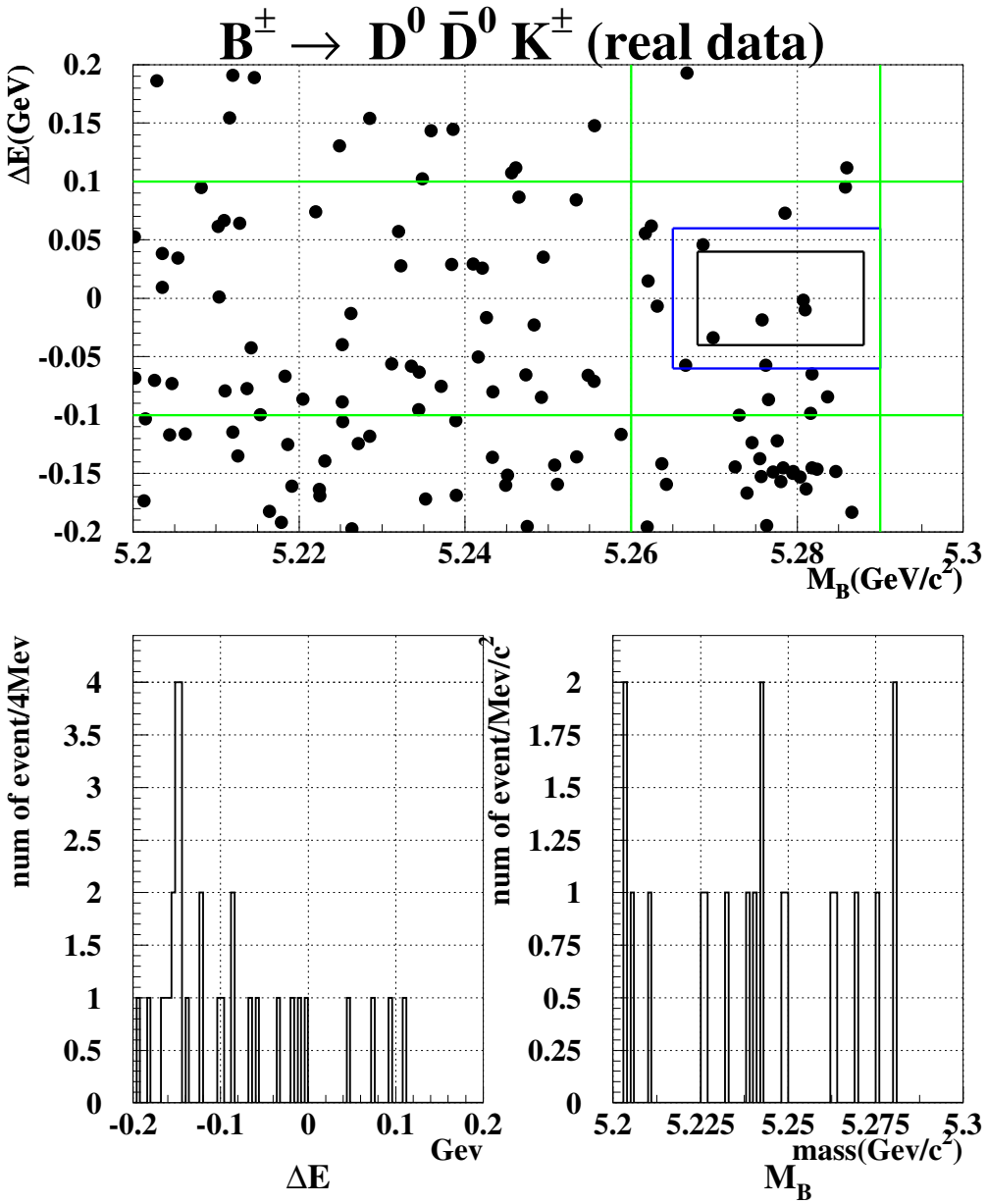

図 4.2: $B^+ \to D^0 \bar{D}^0 K^+$ 崩壊モードの M_B と ΔE の分布。上の図は、横軸が M_B、縦軸が ΔE である。四角で囲まれた部分がシグナル領域である。左下の図は、$5.268 < M_B(\mathrm{GeV}/c^2) < 5.29$ の条件下での ΔE の分布。右下の図は、$|\Delta E| < 0.06$ の条件下での M_B の分布である。

第5章　結論

B 中間子の崩壊 $B^+ \to \psi(3770)K^+$ の探索を、KEK B ファクトリー実験において集められたデータ $1.08 \times 10^7 B\bar{B}$ (10.2fb^{-1}) を用いて行った。$\psi(3770)$ のほとんどは 2 つの D 中間子へ崩壊するので $B^+ \to \psi(3770)K^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ を探索した。また、$\psi(3770)$ を経ない崩壊 $B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の探索も行った。シグナル事象は 1 事象観測されたが、予測される背景事象 (0.1 ± 0.1) に対して、統計的に有意であるとはいえない。そこで崩壊分岐比 $BR(\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0) = 50\%$、$BR(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-) = (3.83 \pm 0.09)\%$[16] を用いて、90% の信頼度で

$$BR(B^+ \to \psi(3770)K^+) < 5.7 \times 10^{-3}$$

という崩壊分岐比の上限値を、世界で初めて得ることが出来た。

また、$\psi(3770)$ を経ない崩壊 $B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+$ の探索も行った。観測された事象数 4 に対し、予測される背景事象が (2.7 ± 0.4) であったため、統計的に有意でない事から、

$$BR(B^+ \to D^0\bar{D}^0K^+) < 3.9 \times 10^{-3}$$

という崩壊分岐比の上限値を得た。これは、現在の上限値 5×10^{-3} を改善している。

付 録A　香りの同定

小節 1.2.2 から、崩壊時間の測定が間接的 CP 非保存の測定において重要であることがわかった。この、時間を測定するために考え出されたのが、非対称エネルギーによる B-factory である。加速器での重心系エネルギーを $\Upsilon(4S)$ が生成されるように調整する。$\Upsilon(4S)$ は生成すると直に

$$\Upsilon(4S) \to B\bar{B} \tag{A.1}$$

のように崩壊する。$\Upsilon(4S)$ 重心系での B 中間子は $\sim 30\mu m$ の平均崩壊長しかもたないが、KEK B-factory では非対称エネルギーで電子と陽電子を衝突させて、実験室系で $\sim 200\mu m$ 飛行して崩壊する (図 A.1)。この距離から時間 t を求めることで、CP 非保存測定に帰着できるのである。

B^0 と $\bar{B}^0$ が生成された場合には、1.11、1.12 のように互いに振動をはじめる。間接的 CP 非保存の測定には、同じ CP 固有の終状態への崩壊過程 (CP サイド) の観測を用いるため、そこから中性 B 中間子生成時の香りを同定することはできない。そこで、CP 固有状態へ崩壊しなかった側 (タギングサイド) の中性 B 中間子の香りを同定することによって、CP サイドの中性 B 中間子の香りの同定を同時に行うのである (図 A.1)。この一連の手法を Flavor tagging(香りの同定) と呼ぶ。

この香りの同定には準レプトン崩壊で生成されるレプトン、および荷電 K 中間子が使われる。図 (A.2) に示すように、タギングサイドの中性 B 中間子の崩壊過程でのレプトン又は荷電 K 中間子の電荷を調べ、電荷が $+1(-1)$ なら $B^0(\bar{B}^0)$ と同定する。

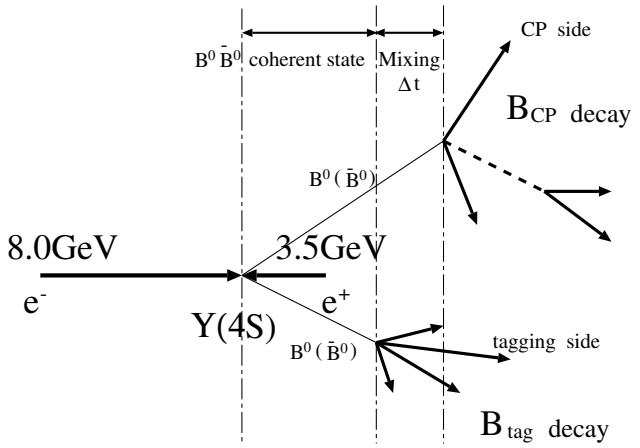

図 A.1: $B^0\bar{B}^0$ 崩壊の例。CP サイドとタギングサイドに崩壊した時間差 Δt を測定することで CP 非保存を観測する。

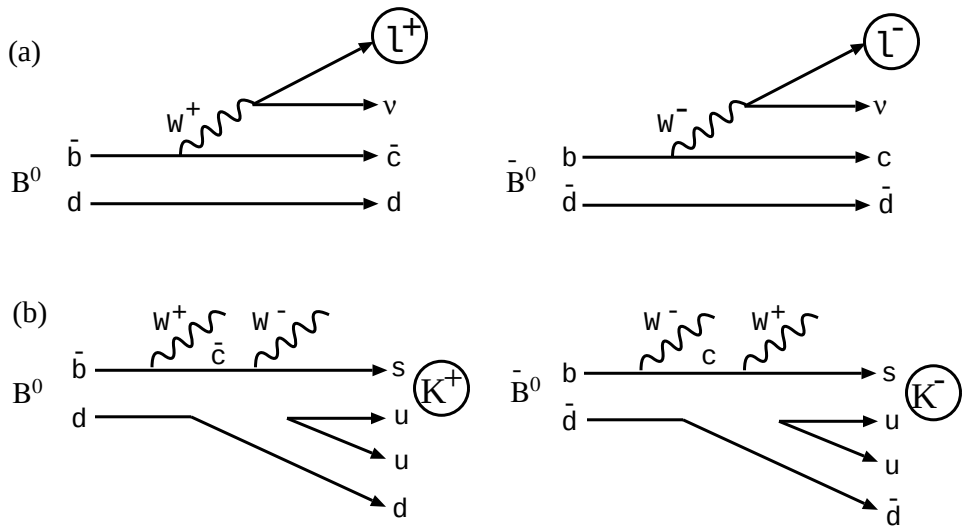

図 A.2: Flavor tagging(香りの同定)。(a) では比較的高い運動量のレプトン、(b) では荷電 K 中間子の電荷を調べることで、中性 B 中間子の同定 (タギング) をおこなう。

関連図書

[1] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[2] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).

[4] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).

[5] A. I. Sanda and I. I. Bigi, Note on the observability of CP violations in B decays Nucl. Phys. B **193**, 85 (1981).

[6] C. Jarlskog ed., "CP Violation" World Scientific (1989) p.209 and p.214.

[7] P. A. Rapidis et al, Phys. Rev. Lett. **39**, 526 (1977)
I. Peruzzi et al, Phys. Rev. Lett. **39**, 1301 (1977)
W. Bacino et al, Phys. Rev. Lett. **40**, 671 (1978)
G. S. Abrams et al, Phys. Rev. Lett. **D21**, 2716 (1980)

[8] CLEO Collaboration, EPS97 337 (1997)

[9] R. Barate et al, ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. **C4**, 387 (1998)

[10] "KEKB B-Factory Design Report", KEK Report 95-7 (1995).

[11] BELLE Collaboration, "Technical Design Report", KEK Report 95-1 (1995).

[12] G. C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. 41, 1581 (1978).

[13] T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual", hep-ph/9508391.

[14] Belle collaboration, BELLE-CONF-0005

[15] CLEO collaboration (J. Alexander *et al.*), hep-ex/0006002.

[16] Review of Particle Physics, Groom *et al.*, The European Physics Journal, **15**, 1-4 (2000).

[17] Belle collaboration, BELLE-CONF-0011

[18] H. Albrecht *et al.*(ARGUS collaboration), Phys. Lett. **B241**, 278 (1990)

[19] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873

謝辞

本論文を書き終えるにあたりまして、この 3 年間にわたり、わたしが恵まれた環境に囲まれて高エネルギー物理学を学ぶ機会を与えてくださいました長島順清教授に心から感謝致します。

原隆宣先生には、学部 4 年生でこの研究室に配属させて頂いてから 3 年間、高エネルギー物理学に関することから、計算機の使い方まで、御自身の研究の忙しい中、多大な時間を割いて丁寧に教えて下さいました。卒業実験楽しかったです。ありがとうございます。

瀧田正人先生には、物理に関することから、普段の生活に関することまで広範囲にわたって豊富な経験と知識、鋭い洞察をもって、為になるお話をして下さいました。ありがとうございます。

山中卓先生には、高エネルギー物理学を常に実験を行う上での考え方にたって、たいへん理解しやすい例をもって、教授して下さいました。実験立案の講義が心に残っています。ありがとうございます。

真木晶弘教授には、毎週 2 日間という限られた時間の中で、講義で、またミーティングで、高エネルギー物理学に関することから、この学界の将来の動向まで、興味ある話を常に提供して頂き、たいへん感謝しております。

久野良孝教授には、短い期間でしたが、今まで研究室で常に触れている実験とは異なる実験に関して、たいへん身近にお話を聞かせて頂けました。ありがとうございます。

金子博之先生、原子核実験施設、計算機室のスタッフの方々には学部 4 年の卒業実験から、器具をお借りしたりとなにかにつけてお世話になりました。ありがとうございます。

秘書の続木佐知子さんには、研究生活におけるあらゆる事務手続きにおいて、たいへんお世話になりました。良き研究環境の維持に協力頂き、うれしかったです。ありがとうございます。

吉田誠さん、小寺克茂さん、新田和範さん、池本由希子さん、石川隆之君、大藤晃生君、倉畑和彦君、坂下健君、橋本清史君、大場智仁君、竹下文祐君、玉井佑治君には、研究室での共同生活の中、物理のことから日常の些細なことまで、いろいろと良き話し相手になって頂きました。ありがとうございます。

同級の梶山裕香さん、松本充弘君とは、ゼミや夏の学校など、互いに切磋琢磨しながらも、たくさんの楽しい時間が共有できました。ありがとうございます。

長島研 BELLE グループの先輩である、住澤一高さん、柳幸二郎さん、北条高宗さん、原康二さん、三宅秀樹さんには、BELLE 実験における全てのことを、研究のお邪魔をしているにも関わらず、わたしが納得するまで教えて下さいました。ありがとうございます。

BELLE コラボレーション、KEK-B 加速器グループの方々の日夜の努力のおかげで、本論文

を著す為のデータとソフトウエアを使わせて頂くことができました。ありがとうございます。実験最大目的の CP 非保存精密測定の大成功を祈ります。

羽澄昌史先生の御教授なしには、本論文を書き終えることはできなかったと思います。BELLE実験に参加して、右も左もわからないわたしに、良き研究の場を与えてくださいました。お忙しい中、この論文に幾度も目を通して頂き、たいへんありがとうございます。

最後に、豊かな研究生活をわたしに与えてくださった皆様に感謝の気持ちをあらわし、本論文の筆をおかせて頂きます。ありがとうございました。