

2009年度 修士学位論文

荷電  $B$  中間子から  
 $J/\psi$  中間子・ $\eta$  中間子・ $K$  中間子への  
三体崩壊の研究

奈良女子大学大学院 人間文化研究科  
物理科学専攻 高エネルギー物理学研究室

辻 知佳

2010年2月

# 目次

はじめに	1
<b>第 1 章 <math>B</math> 中間子崩壊におけるエキゾチックハドロン研究</b>	<b>3</b>
1.1 標準模型	3
1.2 チャーモニウム	4
1.3 $c\bar{c}$ を含むエキゾチックハドロンの発見	6
1.3.1 $X(3872)$	6
1.3.2 $Z(4430)^\pm$	9
1.4 $s$ クォークを含むテトラクォーク粒子の探索	10
1.4.1 $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ 過程における $Y(4140)$ の証拠	10
1.4.2 $B \rightarrow J/\psi\eta K$	11
<b>第 2 章 実験装置</b>	<b>13</b>
2.1 KEKB 加速器	13
2.1.1 非対称エネルギー	13
2.1.2 高いルミノシティ	14
2.2 Belle 検出器	17
2.2.1 粒子崩壊点検出器 (SVD)	18
2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)	19
2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)	20
2.2.4 飛行時間測定器 (TOF)	22
2.2.5 電磁カロリメータ (ECL)	23
2.2.6 超電導ソレノイド	26
2.2.7 $K_L^0$ 、 $\mu$ 粒子検出器 (KLM)	26
2.2.8 トリガーシステム	26
2.2.9 データ収集システム (DAQ)	28
2.2.10 KEKB 計算機システム	29
<b>第 3 章 <math>B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm</math> 過程の崩壊分岐比測定</b>	<b>31</b>
3.1 実験データの処理と選別	31
3.1.1 データ処理と解析の流れ	31
3.1.2 $B$ 中間子対生成事象の選別	33

3.1.3	粒子の識別	34
3.2	$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 事象の再構成	38
3.2.1	$J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の再構成	38
3.2.2	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ の再構成	40
3.2.3	$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ の再構成	41
3.2.4	$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ の再構成	44
3.2.5	最良 $B$ 候補選別	46
3.3	バックグラウンドの評価と低減	50
3.3.1	バックグラウンドの評価	50
3.3.2	バックグラウンド低減のための条件; $\psi'$ ビトーと $\chi_{c1(2)}$ ビトー	52
3.3.3	$\psi'$ ビトーと $\chi_{c1(2)}$ ビトーの効果	53
3.4	シグナル事象の抽出	56
3.4.1	シグナルの確率密度関数および検出効率	57
3.4.2	バックグラウンドの確率密度関数	59
3.4.3	$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ 事象の抽出	59
3.4.4	$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 事象の抽出	62
3.5	崩壊分岐比の測定	64
3.5.1	$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ 過程の崩壊分岐比	64
3.5.2	$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 過程の崩壊分岐比測定	65
3.5.3	誤差	66
	第4章 まとめ	69

## 目次

1.1	ハドロン	3
1.2	チャーモニウムの質量スペクトル	5
1.3	$B$ 中間子崩壊においてチャーモニウムが生じるファインマンダイアグラム	6
1.4	$X(3872)$ 粒子を示す実験データ	8
1.5	$Z(4430)^\pm$ 粒子を示す実験データ	9
1.6	$B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ 崩壊過程における $Y(4140)$ の証拠	11
2.1	KEKB 加速器の概略図	16
2.2	Belle 検出器の全体図	18
2.3	SVD の全体図	19
2.4	CDC の断面図	20
2.5	ACC の配置図	21
2.6	ACC のカウンターモジュール	22
2.7	TOF/TSC モジュール	23
2.8	ECL の断面図	24
2.9	CsI(Tl) カウンター	25
2.10	Belle トリガーシステム	27
2.11	Belle データ収集システム	29
3.1	データ処理の流れ	32
3.2	レプトン対の不変質量分布	39
3.3	$\gamma\gamma$ 対の不変質量分布	41
3.4	$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 過程 (Phase space decay) のモンテカルロシミュレーション (MC) による $M_{bc}$ と $\Delta E$ の分布	43
3.5	$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ 過程のモンテカルロシミュレーション (MC) による $M_{bc}$ と $\Delta E$ の分布	45
3.6	$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 過程 (Phase space decay モデル) における最良 $B$ 選別の効果	48
3.7	$B^+ \rightarrow \psi' K^+ (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ における最良 $B$ 選別の効果	49
3.8	モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価	50
3.9	主なバックグラウンドごとに分類した $\Delta E$ 分布	51
3.10	$J/\psi\pi^+\pi^-$ と $J/\psi$ のマスディファレンス分布	52
3.11	$J/\psi\pi^+\pi^-$ と $J/\psi$ のマスディファレンス分布	53

3.12 主なバックグラウンドごとに分類した $\Delta E$ 分布 ( $\psi'$ ビトーと $\chi_{c1(2)}$ ビトーの効果) . . . . .	54
3.13 モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの再評価 . . . . .	55
3.14 実験データによる $M_{bc}$ と $\Delta E$ の分布 . . . . .	56
3.15 シグナル MC( $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ ) のフィット結果 . . . . .	57
3.16 シグナル MC( $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm(\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ ) のフィット結果 . . . . .	58
3.17 シグナル MC における $M_{J/\psi\eta}$ 分布 . . . . .	60
3.18 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm(\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ 事象の $\Delta E$ 分布のフィット結果 . . . . .	61
3.19 $\Delta E$ 分布におけるモンテカルロシミュレーションと実験データの比較 . . . . .	62
3.20 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 事象の $\Delta E$ 分布のフィット結果 . . . . .	63

# 表 目 次

2.1	KEKB 加速器：各パラメータの設計値 . . . . .	15
2.2	各検出器サブシステムとその役割 . . . . .	17
2.3	ECL と粒子の相互作用 . . . . .	24
2.4	ルミノシティ $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ における断面積とトリガーレート . . . . .	28
3.1	最良 $B$ 候補選別で用いた分解能の値 . . . . .	46
3.2	シグナル MC データより求めた検出効率 . . . . .	58
3.3	崩壊分岐比算出に使用した値 ( $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi \eta)$ ) . . . . .	64
3.4	崩壊分岐比算出に使用した値 ( $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$ ) . . . . .	65
3.5	崩壊分岐比測定における誤差 ( $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$ ) . . . . .	66

## はじめに

湯川秀樹による  $\pi$  中間子の提案と、その発見を皮切りとするハドロンの研究は、1974 年にチャームクォークが発見された後、ボトムクォークを含めて「重いクォーク」についての研究領域が豊かに展開してきた。とりわけ 21 世紀に入って、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) とスタンフォード線形加速器センター (SLAC) で  $B$  ファクトリー実験が稼働を始めると、その前人未踏のルミノシティにより重いクォークを含む未知のハドロンの光が当たり始めた。

その中でも衝撃的なものが二つあり、第一に  $J/\psi\pi^+\pi^-$  に崩壊する幅の狭い共鳴状態である  $X(3872)$  の発見であった。第二は  $\psi'\pi^\pm$  に崩壊する  $c\bar{c}$  を含んで電荷を持つ共鳴状態  $Z(4430)^\pm$  の発見であり、これにより、クォーク・反クォークの 2 体を構成子とする通常のメソンとは異なるエキゾチックハドロンの存在が確立されたと言える。これらは構成子としてクォークと反クォークを 2 個ずつ合計 4 体を含むテトラクォークなるエキゾチックハドロンの可能性もある。テトラクォークが存在するなら、チャームクォーク対とストレンジクォーク対を構成子とする  $c\bar{c}s\bar{s}$  テトラクォークが形成されている可能性もあり、 $c\bar{c}s\bar{s}$  テトラクォークの中には  $J/\psi$  中間子と  $\eta$  中間子に崩壊するものも考えられる。

そこで本研究では、Belle 検出器が 2000 年から 2005 年の間に収集した  $3.88 \times 10^8 B$  中間子対生成事象のデータを用いて、 $J/\psi\eta$  に崩壊する未知の共鳴状態探索に先鞭をつけるために、荷電  $B$  中間子が  $J/\psi$  中間子、 $\eta$  中間子、 $K^\pm$  中間子に三体崩壊する過程に着目し、崩壊分岐比を測定した結果について報告する。

以下、本論文の第 1 章では、 $B$  中間子系におけるエキゾチックハドロンの研究について述べ、これまでの観測結果を概観する。第 2 章では、KEKB 加速器及び Belle 測定器について説明する。第 3 章では、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程の崩壊分岐比を測定した手順と結果について述べ、第 4 章で全体をまとめる。





# 第1章 $B$ 中間子崩壊におけるエキゾチックハドロン研究

## 1.1 標準模型

現在の素粒子物理学の標準理論では、物質を形成している最も基本的な構成要素となっているフェルミ粒子は6種類のクォークとレプトンである。これらの素粒子は、ゲージ粒子を交換することで互いに相互作用する。クォークとレプトンの大きな違いの一つは、強い相互作用に関わるか否かである。強い相互作用を行うクォークは、単体では存在できず、強い相互作用によってハドロンと総称される複合粒子を形成する。ハドロンは図 1.1 に示すように構成子としてクォーク3つを含むバリオン (重粒子) とクォーク・反クォークを構成子とするメソン (中間子) に大別される。

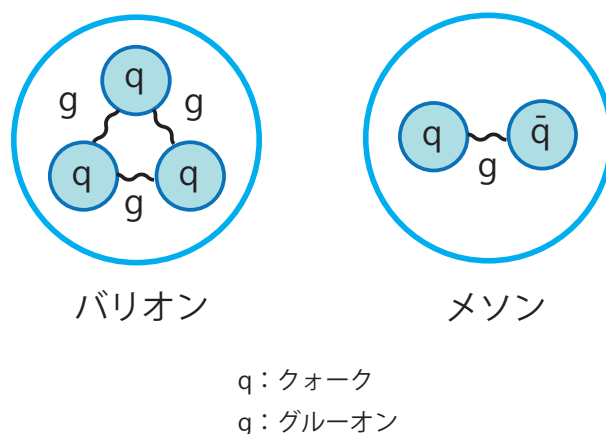


図 1.1: ハドロン

クォークモデルは、これまでに存在が確認されたハドロンの性質について、バリオンまたはメソンとして説明することに成功してきた。 $u$ 、 $d$ 、 $s$  といった軽いクォークを構成子としている場合は、 $SU(3)$  フレーバー対称性のため、特に中性メソンの混合効果が顕著である。一方、 $c$ 、 $b$  といった重いクォークの場合はその大きな質量のため物理的に観測される状態と構成子クォークの関係がより直接的である。特に  $c$  クォークと反  $c$  クォーク ( $\bar{c}$  クォーク) の束縛状態であるチャームニウムは、こうした重いクォークの特質がよく現れるハドロンである。そこで、次節ではチャームニウムについてより詳しく述べる。

## 1.2 チャーモニウム

既述したように、チャームクォーク ( $c$ ) と反チャームクォーク ( $\bar{c}$ ) で構成される電氣的に中性なメソンをチャーモニウム ( $c\bar{c}$ ) と呼ぶ。  $c$  は  $u$ 、  $d$ 、  $s$  に比べ質量が非常に大きく、クォークと反クォークを結び付ける強い力が中間子の質量に与える影響が小さい。そのため、チャーモニウムの研究はハドロンを形成する際の量子色力学 (QCD) を理解する上で有用な情報を与えると期待される。

図 1.2 にチャーモニウムの質量スペクトル図を示す。各々の状態を表記するには、式 (1.1) の定義を用いている。

$$n^{(2S+1)}L_J \quad (1.1)$$

- $n$  : 動径量子数
- $S$  : チャーモニウムのスピン
- $L$  : 軌道角運動量 ( $S$ 、  $P$ 、  $D \dots$ )

さらに、種々のチャーモニウムの性質を特徴づける重要な量子数として、  $J$ 、  $P$ 、  $C$  の3つがある。それらは、

$$\begin{aligned} J &: S + L \\ P &: \text{パリティ } (-1)^{L+1} \\ C &: \text{荷電共役 } (-1)^{L+S} \end{aligned}$$

で与えられる。

チャーモニウムのうち最も有名なものは  $J/\psi$  中間子である。  $J/\psi$  はスピン 1、軌道角運動量  $1S$  の束縛状態であり、1974 年にサム・ティン率いる MIT を中心としたグループとバートン・リヒター率いる SLAC を中心としたグループにより同時に発見され、当時「11 月革命」と呼ばれたセンセーションを巻き起こした。その質量は  $3.097\text{GeV}/c^2$  である。  $J/\psi$  以外にも様々なエネルギー準位のチャーモニウムが発見されており、質量が  $D\bar{D}$  閾値よりも大きいか小さいかによって崩壊の性質が大きく異なる。ここで、  $D\bar{D}$  閾値とは  $D$  中間子 ( $c\bar{u}$  もしくは  $c\bar{d}$ ) ・反  $D$  中間子対への崩壊の閾値 ( $3740\text{MeV}/c^2$ ) のことである。質量が  $D\bar{D}$  閾値を超えないチャーモニウムは、より低いエネルギー準位の粒子に遷移するか、弱い相互作用もしくは電磁相互作用によって崩壊するため崩壊幅は狭い。これらのチャーモニウムについては質量、崩壊幅、崩壊モード等の性質が測定されており、その結果は QCD の理論に良く合致している。一方、  $D\bar{D}$  閾値より質量が大きいチャーモニウムは  $\psi(3770)$  のように、強い相互作用による  $D$  中間子 ・  $\bar{D}$  中間子対への崩壊が支配的となり、崩壊幅が広くなると考えられている。しかし、同定されていない状態も多く、未知の部分が残されている。21 世紀に入って、  $B$  ファクトリー実験が開始されてから、こうした旧来の常識に合致しないハドロンの発見があいついだ。それについて次節に述べる。

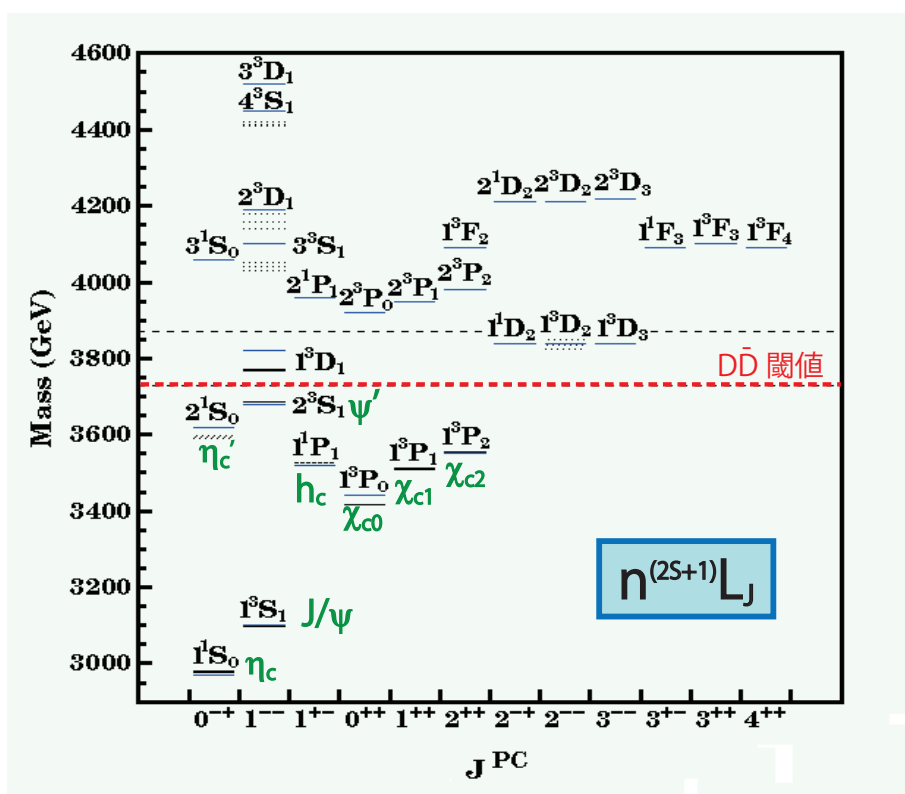


図 1.2: チャーモニウムの質量スペクトル

### 1.3 $c\bar{c}$ を含むエキゾチックハドロンの発見

チャーモニウムをはじめ、 $c\bar{c}$  を含むハドロンの生成源として、 $B$  中間子の崩壊は有用な過程の一つである。その理由は、図 1.3 に示すように弱い相互作用の最低次の  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移で崩壊して、 $c\bar{c}$  を生成するためである。この弱い相互作用では  $V_{cb}$ 、 $V_{cs}^*$  とカビボ抑制のない結合が寄与しているため、崩壊分岐比は比較的高い。したがって、大量の  $B$  中間子データは豊富な  $c\bar{c}$  を含むハドロンと  $K$  (または  $K^*$ ) 中間子なる崩壊事象をもたらす。

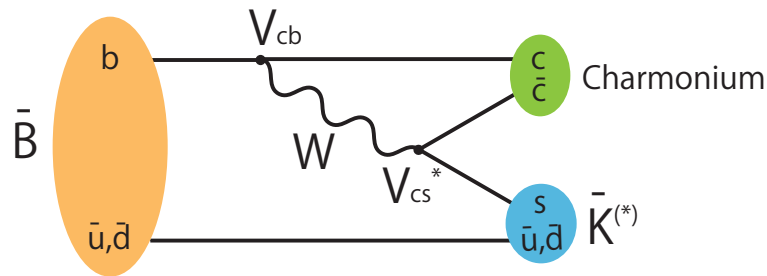


図 1.3:  $B$  中間子崩壊においてチャーモニウムが生じるファインマンダイアグラム

1.1 で述べたように、通常、ハドロンはクォーク 3 個を構成子とするバリオンもしくはクォーク・反クォーク対を構成子とするメソンのどちらかである (図 1.1)。しかし、QCD の理論はそれ以外の構成子によるハドロンの存在を禁じていない。このような新たなタイプのハドロンを総称してエキゾチックハドロンと呼ぶ。エキゾチックハドロンとしては、一般にクォークを  $q$ 、反クォークを  $\bar{q}$  で表して、構成子が  $qq\bar{q}\bar{q}$  であるテトラクォーク、 $qqqq\bar{q}$  であるペンタクォーク等が挙げられる。エキゾチックハドロンは QCD が提唱された当初から盛んに探索されたが、長い間それらしい粒子は見つからなかった。

ところが、2003 年以降、大量の  $B$  中間子データの中から、 $c\bar{c}$  を含んでいるにも関わらず、前節で述べた従来のチャーモニウムの常識と大きく異なる性質を持っているハドロンの発見があいついだ。これらについて、テトラクォークである可能性が議論されている。そこで、以下で代表的な 2 つの粒子について説明する。

#### 1.3.1 $X(3872)$

$X(3872)$  は 2003 年に Belle 実験において  $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$  崩壊過程の中に発見された [1]。  $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$  候補事象について、 $\pi^+\pi^-l^+l^-$  の不変質量  $M_{\pi^+\pi^-l^+l^-}$  と  $l^+l^-$  の不変質量  $M_{l^+l^-}$  の質量差をとったものが図 1.4 である。既知のチャーモニウム  $\psi'$  とは異なる位置に  $J/\psi\pi^+\pi^-$  に崩壊する狭い共鳴状態が存在することが確認できる。その後、 $X(3872)$  は BaBar、CDF、 $D\bar{D}$  においても同様に確認された。

崩壊の終状態に  $J/\psi$  が現れていることから、 $X(3872)$  が  $c\bar{c}$  を含む粒子であることは間違いない。 $X(3872)$  の質量は  $3872\text{MeV}/c^2$  で  $D\bar{D}$  閾値よりも大きい、 $D\bar{D}$  への崩壊が

支配的ではなく崩壊幅が狭い。これは前節で述べた従来のチャーモニウムの性質と大きく異なっている。

$X(3872)$  の正体を明らかにする手がかりを得るため  $J^{PC}$  の決定が試みられた。ここで  $J$  はスピン、 $C$  は荷電共役、 $P$  はパリティである。 $B \rightarrow J/\psi\gamma K$  崩壊過程において  $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$  という輻射崩壊が見出され、 $C = +1$  であることが確定した [2]。さらに、 $X(3872)$  崩壊の終状態に現れる粒子の角度分布を調べることにより、 $J^{PC} = 1^{++}$  もしくは  $2^{-+}$  である可能性が高いと考えられている [3, 4]。  $J^{PC} = 1^{++}$  ならば未発見のチャーモニウムである  $\chi_{c1}(2P)$  と一致する。しかし、質量が理論的予言と  $100\text{MeV}/c^2$  の差がある上、 $J/\psi\pi^+\pi^-$  に比べて  $J/\psi\gamma$  への分岐比がかなり小さい点が  $\chi_{c1}(2P)$  という描像と不一致である。  $J^{PC} = 2^{-+}$  ならば  $\eta_{c2}$  であり、質量もよく一致しているが、支配的になるはずの  $\eta_{c2} \rightarrow \eta_c\pi\pi$  なる崩壊モードは未発見である。これらのことより、 $X(3872)$  が未発見のチャーモニウムの一つの状態とする説明は成功していない。

もう一つ注目すべきは、 $X(3872)$  の質量  $3872\text{MeV}/c^2$  が  $D^0$  と  $\bar{D}^{*0}$  の質量の和に非常に近いということである。そのような状況下で、 $B \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0 K$  崩壊において  $D^0\bar{D}^0\pi^0$  の不変質量分布に  $3872\text{MeV}/c^2$  付近にピークを形成する超過が見出された。そのため、 $X(3872)$  は  $D^0$  中間子と  $\bar{D}^{*0}$  中間子が緩やかに結合した状態 (中間子分子) であると考えられる描像も一定の支持を得ている。

このように、 $X(3872)$  の正体については、全ての性質を説明することのできるモデルはまだ存在しない。 $X(3872)$  は電荷を持たないため未発見のチャーモニウムである可能性が残されている一方、構成子としてクォークと反クォーク 2 個ずつ計 4 個 ( $c\bar{c}u\bar{u}$  あるいは  $c\bar{c}d\bar{d}$ ) を含むテトラクォークなる状態である可能性もある。テトラクォークなるエキゾチックハドロが存在するならば、構成子のクォークの組み合わせが異なるパートナー粒子の存在が期待される。そのようなパートナー粒子の中には電荷を持つもの、ストレンジネスを含むもの等が考えられる。そのような状況下、電荷を持ち、 $c\bar{c}$  を含むエキゾチックハドロ  $Z(4430)^\pm$  が発見された。それについて、次に述べる。

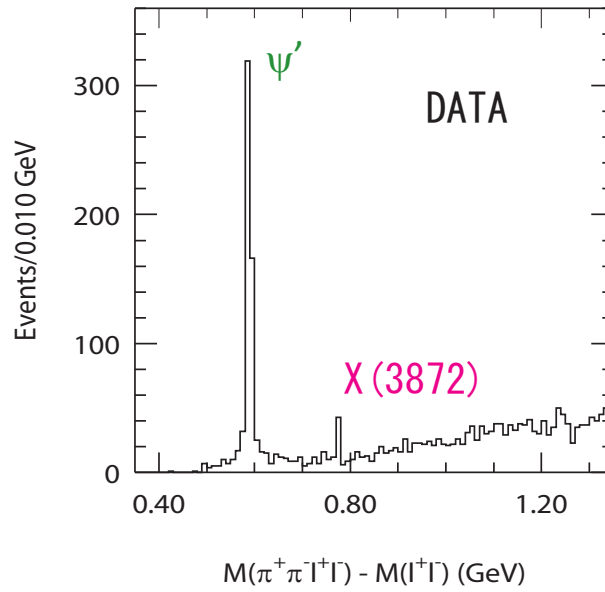


図 1.4:  $X(3872)$  粒子を示す実験データ [1]:

$B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$  過程において  $J/\psi\pi^+\pi^-$  と  $J/\psi$  の質量差をとった分布。0.6GeV 付近のピークは  $\psi'$ 、0.77GeV 付近のピークが  $X(3872)$  である。

1.3.2  $Z(4430)^\pm$ 

$Z(4430)^\pm$  は 2007 年に Belle 実験により  $B \rightarrow \psi' \pi^\pm K$  崩壊過程の中で発見された [6]。  $B \rightarrow \psi' \pi^\pm K$  候補事象における、 $\psi'$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子の不変質量の分布を図 1.5 に示す。質量  $4430 \text{ MeV}/c^2$  の位置に明確なピークが確認できる。

崩壊の終状態が  $\psi'$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子なので、 $Z(4430)^\pm$  は  $c\bar{c}$  を含む粒子であり、かつ電荷 1 を持つ。この性質はクォーク・反クォークを構成子とする通常のメソンではあり得ず、テトラクォークあるいは中間子分子など、エキゾチックハドロンのいずれかであると考えない限り説明がつかない。この  $Z(4430)^\pm$  がテトラクォーク ( $c\bar{c}u\bar{d}$  およびその荷電共役状態) であるとすれば、 $s$  クォークを含む  $c\bar{c}s\bar{s}$  なる状態も期待される。そこで次節に  $c\bar{c}s\bar{s}$  候補として考え得るハドロンの探索について記す。

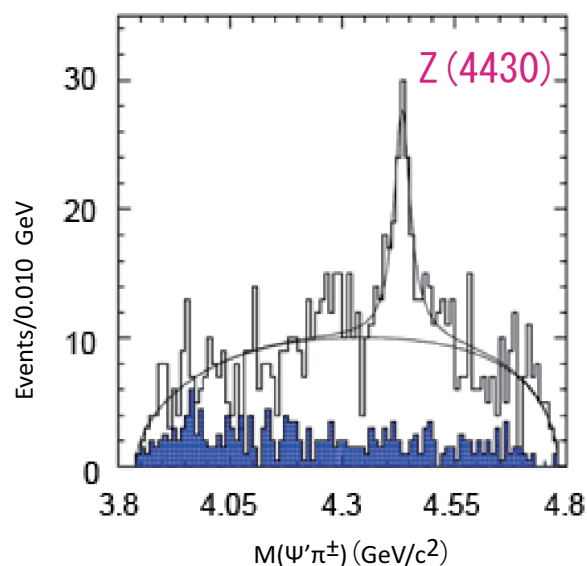


図 1.5:  $Z(4430)^\pm$  粒子を示す実験データ [6]:

$B \rightarrow \psi' \pi^\pm K$  過程における  $\psi'$  中間子と  $\pi^\pm$  中間子の不変質量分布。  $4.43 \text{ GeV}/c^2$  付近に明確なピークが認められる。色のついたヒストグラムは  $B \rightarrow \psi' \pi^\pm K$  崩壊以外のバックグラウンド期待値の分布を示す。

## 1.4 $s$ クォークを含むテトラクォーク粒子の探索

$c\bar{c}s\bar{s}$  からなるテトラクォーク候補を見つけるためには、チャーモニウム・ $s\bar{s}$  を構成子とする中間子・ $K$  中間子に崩壊する  $B$  中間子崩壊過程を調べればよい。本節では  $B$  中間子崩壊過程における  $c\bar{c}s\bar{s}$  状態のエキゾチックハドロンの探索について説明する。

### 1.4.1 $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ 過程における $Y(4140)$ の証拠

$\phi$  中間子は  $s\bar{s}$  を構成子とする中間子なので、 $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  崩壊過程の中で  $J/\psi$  と  $\phi$  の不変質量分布の中にピークを探索するのは、 $c\bar{c}s\bar{s}$  テトラクォーク候補を探索する有効な手立ての一つである。 $J/\psi$ 、 $\phi$  はともに  $J^{PC}$  が  $1^{--}$  のベクターメソンである。2つのベクターメソンに二体崩壊する  $Y(3940)$ [10] なるエキゾチックハドロンが発見されていることから、 $J/\psi$  と  $\phi$  に崩壊するエキゾチックハドロンの探索を行うことはごく自然な拡張であるといえる。

2009年にCDF実験からもたらされた報告[8]によれば、 $\phi$  を約50%の崩壊分岐比を持つ  $K^+K^-$  から、 $J/\psi$  を  $\mu^+\mu^-$  から再構成して  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  候補事象を得た。これらについて、 $\mu^+\mu^-K^+K^-$  の不変質量  $M_{\mu^+\mu^-K^+K^-}$  と  $\mu^+\mu^-$  の不変質量  $M_{\mu^+\mu^-}$  の質量差をとったものが図1.6である。 $\Delta M = 1.046 \text{ GeV}/c^2$  の位置に  $J/\psi\phi$  に崩壊する狭い共鳴状態が存在することが確認できる。このピークを形成する事象は、 $2.7 \text{ fb}^{-1}$  のデータ中で  $14 \pm 5$  イベントあり、この共鳴状態の質量および崩壊幅を以下のように得た。

$$\begin{aligned} \text{質量} & : (4143.0 \pm 2.9(\text{stat}) \pm 1.2(\text{syst})) \text{ MeV}/c^2 \\ \text{崩壊幅} & : (11.7_{-5.0}^{+8.3}(\text{stat}) \pm 3.7(\text{syst})) \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

この質量は  $D_s^+D_s^-$  または  $D_s^+D_s^{*-}$  の閾値よりも大きい、これらへの崩壊が支配的にはならず、 $J/\psi\phi$  へ崩壊しており、従来のチャーモニウムの性質とは異なっている。よって、この共鳴状態は新たなエキゾチックハドロンである可能性が高い。これは  $B \rightarrow J/\psi\omega K$  崩壊過程においてすでに発見されていた、 $J/\psi$  と  $\omega$  に崩壊する  $Y(3940)$ [10] というエキゾチックハドロンにちなみ、 $Y(4140)$  と名付けられた。



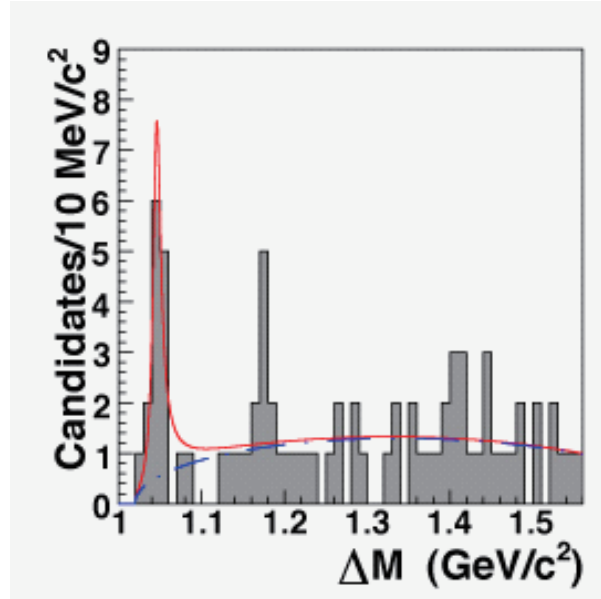


図 1.6:  $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  崩壊過程における  $Y(4140)$  の証拠 [8]:

$B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$  において、 $J/\psi\phi$  と  $J/\psi$  の質量差をとった分布。1.046 GeV/ $c^2$  付近に鋭いピークが確認できる。

#### 1.4.2 $B \rightarrow J/\psi\eta K$

$\eta$  中間子も構成子として  $s\bar{s}$  を含むので、 $B \rightarrow J/\psi\eta K$  崩壊過程の中で  $J/\psi$  と  $\eta$  に崩壊する共鳴状態の探索も興味深い。 $B \rightarrow J/\psi\eta K$  崩壊については 2003 年に BaBar 実験より報告があり、 $9.0 \times 10^7 B\bar{B}$  対生成事象のデータを用いて、荷電モード  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  と中性モード  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta K_S^0$  の両方の再構成が行われた。 $\eta$  は約 40% の崩壊分岐比のある  $\gamma\gamma$  モードで、また、他の粒子は  $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  ( $l: e, \mu$ )、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  より再構成された。荷電モードで 49 イベント、中性モードで 20 イベントのシグナル事象が得られている。この統計では、 $J/\psi\eta$  に崩壊する共鳴状態の有無を議論するに至らない。

$B \rightarrow J/\psi\eta K$  過程には  $B \rightarrow \psi'K$ ,  $\psi' \rightarrow J/\psi\eta$  なる既知の崩壊過程、 $J/\psi\eta$  に崩壊する共鳴粒子生成や  $B \rightarrow J/\psi K_3^*(1780)$ ,  $K_3^*(1780) \rightarrow \eta K$  等が寄与すると考えられる。これら複数の中間過程の寄与の間の大小関係を解いて、 $J/\psi\eta$  に崩壊する共鳴粒子の有無を議論することを目指す前段階として、本研究では、BaBar 実験が以前に行った研究で用いた統計の 4 倍にあたる Belle 実験が蓄積した  $3.88 \times 10^8 B$  中間子対生成事象のデータを用いて  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程の崩壊分岐比を測定した。



## 第2章 実験装置

### 2.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) に建設された、2 リング型の電子・陽電子衝突型加速器である。この加速器は、 $B$  中間子と反  $B$  中間子の対を大量に作り出すことから、 $B$  ファクトリーと呼ばれている。

この加速器の最大の特徴は、電子と陽電子を異なるエネルギー (非対称エネルギー) で衝突させているという点である。周長約 3km のトンネル内に設置した 2 つのリングで、電子と陽電子をそれぞれ 8GeV と 3.5GeV の異なるエネルギーで蓄積し、リングが交差する場所 (IR) で衝突させる。電子・陽電子の重心系エネルギーは 10.58GeV であり、 $b$  と  $\bar{b}$  クォークの 4 番目の共鳴状態である  $\Upsilon(4S)$  を生成する。 $\Upsilon(4S)$  は、ほぼ 100% の割合で  $B$  中間子・反  $B$  中間子対に崩壊することから、大量の  $B$  中間子を得ることに適している。KEKB 加速器では、 $B$  中間子崩壊における  $CP$  対称性の破れを観測するために、下記の項目を実現する必要があった。

- ・非対称エネルギーでの衝突
- ・高いルミノシティ

以下、これらについてさらに詳しく述べる。

#### 2.1.1 非対称エネルギー

$B$  中間子系における  $CP$  対称性の破れが最も典型的に現れるのは、中性  $B$  中間子が  $CP$  固有状態に崩壊する際に他方の  $B$  中間子との崩壊時刻の差 ( $\Delta t$ ) の分布が  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  で異なる時間依存  $CP$  非保存である。しかし、 $B$  中間子の寿命は約 1.6psec と非常に短いため、 $\Delta t$  を直接測ることはできない。そこで、崩壊点を再構成して飛行距離を測定することにより、 $\Delta t$  を得る。

ところが、 $B$  中間子の質量は 5.28GeV なので、電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させた時の  $B$  中間子対と  $\Upsilon(4S)$  (質量 10.58GeV) とのエネルギー差はわずか 20MeV である。この場合、 $\Upsilon(4S)$  から生じた  $B$  中間子はほとんど静止しており、崩壊するまでに約 20 $\mu\text{m}$  しか飛行しない。このような条件下で崩壊点の位置を測定して、 $\Delta t$  を十分な分解能で測定することは非常に困難である。この問題を解決するために、電子・陽電子を非対称エネルギーで衝突させることにより、実験室系において  $\Upsilon(4S)$  をビーム軸に沿って  $\beta\gamma = 0.425$  でローレンツブーストする。すると、 $B$  中間子は運動量を得るとともに、相対論的効果で寿命が延びるため、崩壊するまでの平均の飛行距離が約 200 $\mu\text{m}$  まで伸びる。

これによって、2つの  $B$  中間子の崩壊位置の違いから時刻  $\Delta t$  を十分な分解能で測定することが可能になる。

### 2.1.2 高いルミノシティ

ルミノシティ  $\mathcal{L}$  とは、ビーム強度を表す指標であり、断面積  $\sigma$  を持つ反応の発生頻度  $R$  との間に、 $R = \mathcal{L}\sigma$  の関係がある。 $B$  中間子は他の中間子に比べて重いことから崩壊様式が多様であり、 $CP$  対称性の破れの測定に使用可能な崩壊過程は  $10^{-4} \sim 10^{-6}$  程度の崩壊分岐比しかない。したがって、 $CP$  対称性の破れを統計的に有意に測定するためには、年間およそ  $10^8$  個の  $B\bar{B}$  中間子対が必要になる。 $\Upsilon(4S)$  の生成断面積は  $1.2\text{nb}$  ( $1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$ ) なので、必要とされる年間積分ルミノシティは  $10^{41}\text{cm}^{-2}$  ( $=100\text{fb}^{-1}$ ) となる。このため、KEKB 加速器は  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  なる前人未踏の高いルミノシティを達成することを目標に設計された。

ここで、衝突型加速器におけるルミノシティ  $\mathcal{L}$  は次式 (2.1) で与えられる。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1 + r) \left( \frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (2.1)$$

- $E$  : ビームエネルギー [GeV]
- $I$  : 蓄積電流 [A]
- $\xi$  : ビームビームチェーンシフト  
(衝突時に働くビーム・ビーム力の強さを表す量)
- $r$  : 衝突点における垂直方向のビームサイズを  
水平方向のビームサイズで割った値
- $\beta_y^*$  : 衝突点で垂直方向にどれだけビームを絞るか  
を表すパラメータ [cm]

− は電子、+ は陽電子の場合である。電子・陽電子リングの場合、ビームの断面は非常に扁平なので、 $r$  は小さく無視することができる。よって、高いルミノシティを得るためには、 $I$  を大きくし  $\beta_y^*$  を小さくしなくてはならない。KEKB 加速器の設計段階では  $\xi$  を 0.05 とし、 $\beta_y^*$  を 1cm まで小さくすることを前提にして蓄積電流を見積った。その場合、目標ルミノシティを達成するためには電子リングで 1.1A、陽電子リングで 2.6A という大きな電流を蓄積する必要がある。上式 (2.1) より、 $E$  と  $I$  の積は電子リングと陽電子リングで等しくすると高いルミノシティを得る上で最適であることから、エネルギーが低い陽電子リングの電流は電子リングに比べて大きくなる。電子・陽電子はリングの中を数千億個ずつの集団となって周回し、この塊をバンチと呼ぶ。1つのバンチが担える電流は数 mA なので、大きなビーム電流を蓄積するためには、電流を多数個のバンチに分散させる必要がある。

KEKB 加速器では、電子と陽電子のバンチを  $\pm 11\text{mrad}$  の角度で衝突させる有限角度衝突を採用している。交差角ゼロの正面衝突の場合、異なるリングを走っている電子と陽電子を同一軌道にのせて衝突させ、再び異なるリングに分離しなければならない。これに対して、有限角度衝突の場合は、衝突点近くに分離するための偏向磁石を置く必要がなく、バンチの間隔が短縮できる。また、偏向磁石から発生する放射光によるバックグラウンドの影響を受けずにすむという利点もある。このように、有限角度衝突を採用することでより多くのバンチを蓄積できる。原理的には各リングに最大約 5000 個のバンチを蓄積できる。

KEKB 加速器のこれまでの運転実績では、約 1400 個のバンチを蓄積することにより、1.66A(陽電子)、1.34A(電子)なるビーム電流値を得て、2009 年 6 月にピークルミノシティ  $2.11 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を達成するとともに、同年 12 月には積分ルミノシティが  $1\text{ab}^{-1}$  に達した。

Ring	LER	HER
ビームエネルギー ( $e^+e^-$ )	3.5 GeV	8.0 GeV
周長	3016.26 m	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
ビーム交差角	$\pm 11\text{mrad}$	
ビームビームチューンシフト	0.039/0.052	
Beta function at IP ( $\beta_x^*/\beta_y^*$ )	0.33/0.01 m	
ビーム電流 ( $e^+e^-$ )	2.6 A	1.1 A
バンチ間隔	0.59 m	
バンチの数	5000	

表 2.1: KEKB 加速器：各パラメータの設計値

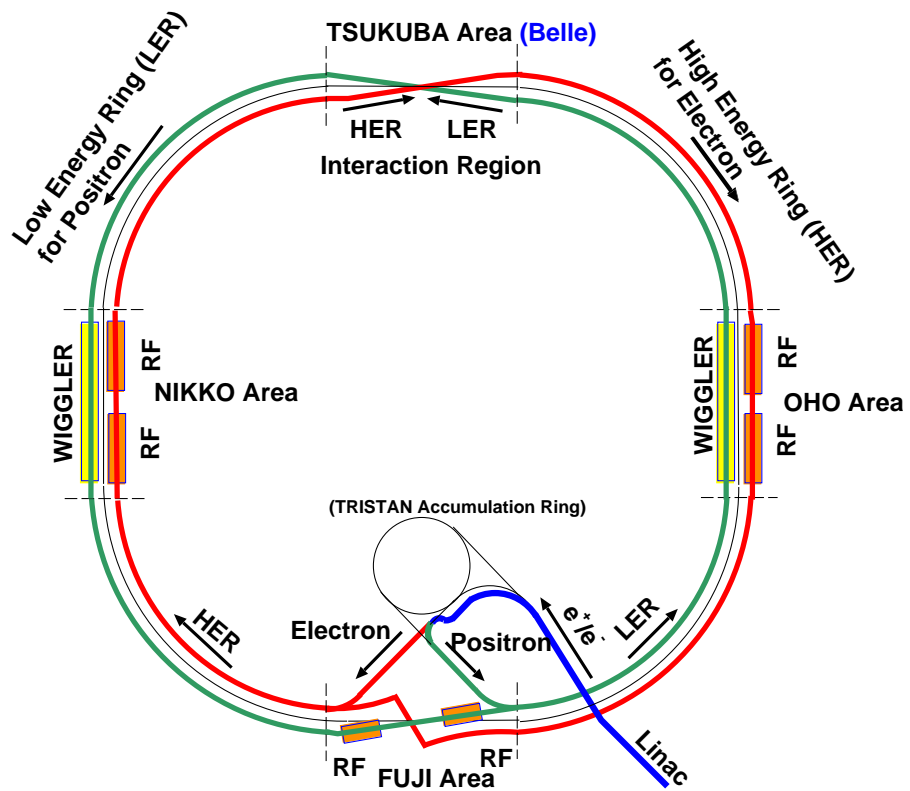


図 2.1: KEKB 加速器の概略図

## 2.2 Belle 検出器

電子・陽電子衝突で生成される  $B$  中間子対は、すぐにより軽い粒子へと崩壊し、最終的に荷電粒子と光子を放出する。Belle 検出器は、これらの粒子を検出するために衝突点を囲んで設置された大型の検出器である。 $B$  中間子崩壊における  $CP$  対称性の破れを観測するために、検出器には以下のような性能が要求される。

- $B$  中間子の崩壊点を十分な精度 ( $< 100\mu\text{m}$ ) で測定できること。
- $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ 、 $p$ 、 $e^\pm$ 、 $\mu^\pm$  といった多岐に及ぶ終状態中の荷電粒子を正しく識別する能力を持つこと。
- 光子を伴う  $B$  中間子崩壊を測定するために、良好なエネルギー分解能と位置分解能をもつカロリメーターを持つこと。
- 効率良く興味のある事象を選別して取り組むトリガーと、高速のデータ収集システムを持つこと。

Belle 検出器はこれらの要求を満たすように設計・建設された。その概略を図 2.2 に示す。非対称エネルギー衝突のため、エネルギーの高い電子ビームの進行方向により大きな立体角を持つように、非対称に検出器を設置している。また、それぞれ違った役割を持つ複数の検出器 (サブシステム) を組み合わせて用いることにより、先に述べた要求性能を実現するようになっている。表 2.2 に各検出器サブシステムの主な役割を示す。物理解析では、各検出器からの情報を組み合わせることで  $B$  中間子崩壊を再構成する。

Belle 検出器の座標系は、ビームの衝突点を原点、陽電子ビームの運動量の反対向きを  $z$  軸、垂直上向きを  $y$  軸として右手系の座標をとる。また、極座標系として、原点からの距離  $r$ 、方位角  $\phi$ 、 $z$  軸からの角度  $\theta$  を用いる。以下、各検出器の目的と役割について詳しく述べる。

検出器サブシステム	役割
EFC(超前後方カロリメーター)	ルミノシティのモニター
SVD(粒子崩壊点検出器)	$B$ 中間子の崩壊点測定
CDC(中央飛跡検出器)	荷電粒子の運動量測定
ACC(エアロジェルチェレンコフカウンター)	粒子識別 ( $K$ 中間子/ $\pi$ 中間子)
TOF(飛行時間測定器)	粒子識別 ( $K$ 中間子/ $\pi$ 中間子)
ECL(CsI 電磁カロリメーター)	光子の検出とエネルギー測定
ソレノイド (超伝導コイル)	1.5Tesla の磁場生成
KLM( $K_L^0$ および $\mu$ 粒子検出器)	$K_L^0$ 粒子と $\mu$ 粒子の検出

表 2.2: 各検出器サブシステムとその役割

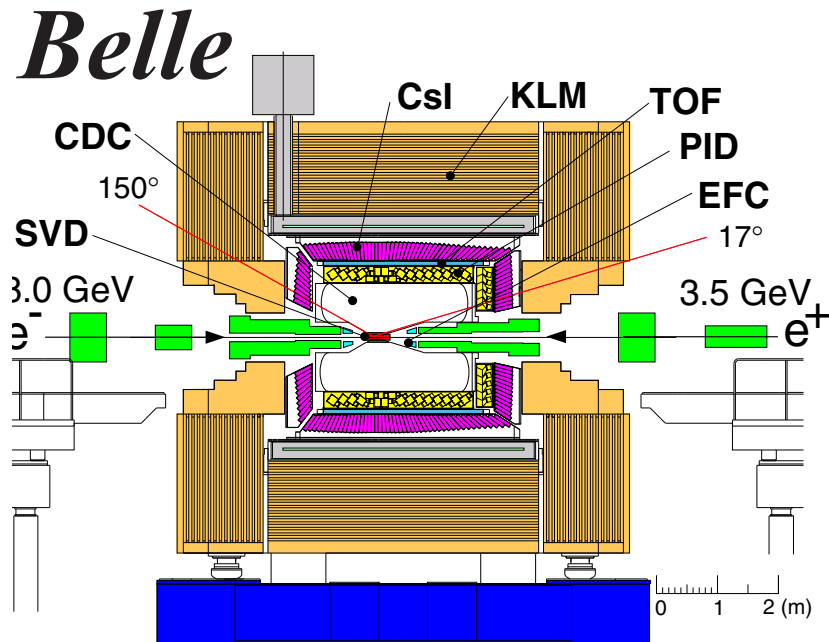


図 2.2: Belle 検出器の全体図

### 2.2.1 粒子崩壊点検出器 (SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) は、時間に依存した  $CP$  非保存の測定に不可欠な  $B$  中間子の崩壊点の測定を行う。また、次に述べる中央飛跡検出器の情報とあわせて、運動量が低い荷電粒子の飛跡測定にも用いられる。図 2.3 に SVD の断面図 (endview) と側面図 (sideview) を示す。

SVD は短冊型の半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) からできている。シリコンストリップ検出器 (DSSD) とは、厚さ  $300\mu\text{m}$  のシリコン板の両面に幅  $6\mu\text{m}$  の電極を  $25\mu\text{m}$  の間隔で形成したものである。片面で  $\phi$  方向、もう片面で  $z$  軸方向の位置を測定する。この上下の面には逆バイアス電圧をかけ、荷電粒子が通過した際に生成する電子とホール対を各電極に集めて信号を読み出し、位置を測定する。この DSSD を何層か重ねて多重はしご (ラダー) 構造にし、ビームラインを中心に隙間がないように円筒状に配置している。各層で検出された粒子の位置を組み合わせ、衝突点付近まで内挿することによって  $B$  中間子の崩壊点測定を行う。位置分解能は約  $100\mu\text{m}$  である。

本研究で使用したデータのうち 2003 年夏までの実験に用いられた SVD1 は 3 層構造をしており、それぞれの層はビーム軸からの半径が  $3.0\text{cm}$ 、 $4.5\text{cm}$ 、 $6.0\text{cm}$  の位置にある。SVD1 が覆う領域は、実験室系において、ビーム軸との角度  $23^\circ < \theta < 139^\circ$  であり、これは前立体角の 86% に対応する。2003 年夏以降の実験では、4 層構造の SVD2 に変換され、有感領域は  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  まで広がった。



位置分解能を向上させるための検出器の構造上の工夫として、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけ、検出器全体をビームパイプと一体になるように組み立てる設計になっている。また、多重散乱を抑えるために検出部の物質量を小さくし、読み出しのエレクトロニクスは検出器有感領域の外側に置いている。さらに、衝突点の最も近くに配置されビームバックグラウンドを多く受けるため、放射線に対して十分な耐性がなければならない。SVD2では、シリコンストリップセンサーと初段エレクトロニクスに用いられる半導体部品の放射線耐性向上、およびビームバックグラウンドを遮蔽するマスクシステムの改善により、2003年夏の据え付け以来、2009年12現在まで無交換で稼働を続けている。

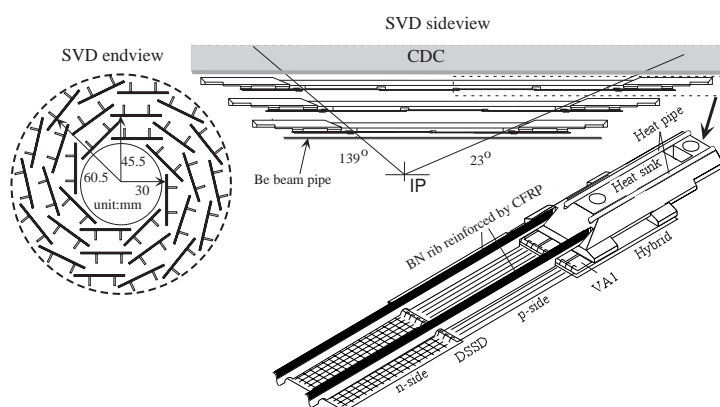


図 2.3: SVD の全体図

### 2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

CDC(Central Drift Chamber) は、荷電粒子の検出およびエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) の測定を行う多線式のドリフトチェンバーである。1.5 Tesla の磁場中に設置され、He(50%):C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50%) の混合ガス中に多数の電極ワイヤーが張られている。荷電粒子が CDC を通過すると、ガスの分子がイオン化される。この時原子から分離される電子が陽極ワイヤーまで移動 (ドリフト) する時間から、粒子の通過位置を知ることができる。磁場中を運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受けて運動量に応じた螺旋を描く。この飛跡を各々のワイヤーから得た通過位置から再構成し、磁場の大きさと曲率半径から荷電粒子の運動量を測定する。飛跡の  $xy$  平面上での曲率半径を  $R[\text{m}]$  とすると、荷電粒子の横方向運動量  $P_t[\text{GeV}/c]$  は次式 (2.2) で求めることができる。

$$P_t[\text{GeV}/c] = 0.3B_{[\text{T}]}R_{[\text{m}]} \quad (2.2)$$

運動量の  $z$  成分は  $z$  軸に対する傾きから得られる。ワイヤー 1 本の  $xy$  平面内の位置分解能は  $130\mu\text{m}$ 、運動量  $P_t[\text{GeV}/c]$  の分解能  $\sigma_{P_t}/P_t$  は  $0.5\sqrt{P_t^2 + 1}(\%)$  である。

また、CDC では同時に、荷電粒子が通過した際に生じる電子を集めて信号として読み出し、通過粒子のガス中での電離損失  $dE/dx$  を測定する。 $dE/dx$  は、運動量が同じであっても荷電粒子の種類によって値が異なるので、粒子識別を行うことができる。 $dE/dx$  の分解能は 6.0% である。

CDC の構造を図 2.4 に示す。外半径 88cm、内半径 7.7cm、長さ 235cm の円筒形で、SVD と同じ  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  の領域をカバーしている。また、電子ビームと陽電子ビームのエネルギーが異なっていることを考慮して、 $z$  方向に非対称な形となっている。内部のチェンバーは 50 層のアノードワイヤーと 3 層のフィールドワイヤーで構成され、陽極 (アノードワイヤー) には直径  $30\mu\text{m}$  の金メッキタングステン製、陰極 (フィールドワイヤー) には直径  $120\mu\text{m}$  のアルミニウム合金製ワイヤーが使用されている。1 本のアノードワイヤーを、8 本のフィールドワイヤーで取り囲むように配置されており、ワイヤーの総本数は CDC 全体で 3 万本にも及ぶ。荷電粒子の多重散乱による運動量分解能悪化を最小にするために、ガス・ワイヤーともに物質量の小さいものを使用していることが大きな特徴である。

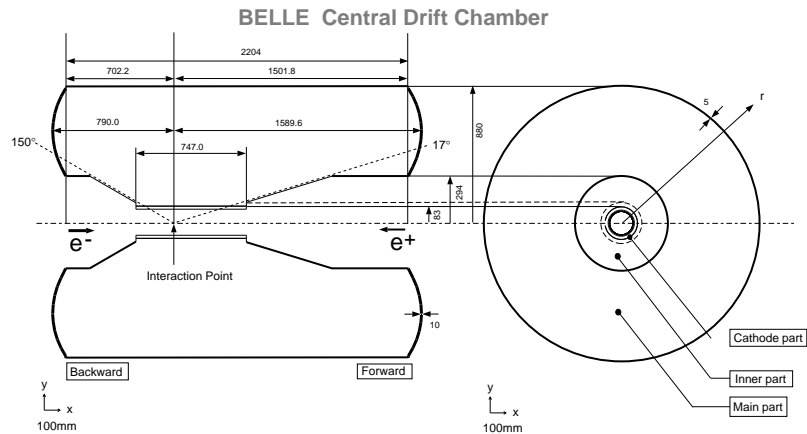


図 2.4: CDC の断面図

### 2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

ACC (Aerogel Cerenkov Counter) は、広い運動量領域 ( $1.2 \sim 3.5 \text{ GeV}/c$ ) において  $K$  中間子と  $\pi$  中間子の識別を行うことを目的とした閾値型チェレンコフカウンターである。質量  $m$  の荷電粒子が屈折率  $n$  の物質を速度  $v$  で通過する際、下式 (2.3) の条件を満たせばチェレンコフ光を放射する。

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2.3)$$

$K$  中間子と  $\pi$  中間子が同じ運動量で放射体を通過しても、 $K$  と  $\pi$  の質量の違いから  $\pi$  中間子のみがチェレンコフ光を放射する運動量領域が存在する。すなわち、放射体として適当な屈折率の物質を用いれば、チェレンコフ光が放射されたか否かによって  $K/\pi$  を識別することができる。

Belle 検出器では、放射体に屈折率が非常に小さいシリカエアロジェル ( $n=1.01\sim 1.03$ ) を使用し、ファインメッシュタイプの光電子増倍管でチェレンコフ光を検出している。非対称エネルギーのビーム衝突であるため、発生する粒子の運動量の大きさは  $z$  軸方向からの角度  $\theta$  に依存する。そのため、それに対応して広い運動量領域での高精度の  $K/\pi$  中間子識別を実現するために図 2.5 に示すように  $\theta$  によって異なる屈折率のエアロジェルを使用している。

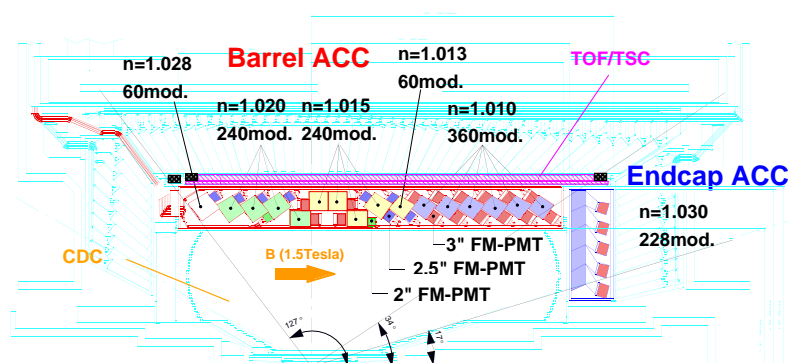


図 2.5: ACC の配置図

ACC のバレル領域は  $\phi$  方向に 60 セルに分割した 960 個のカウンターモジュール、エンドキャップ領域は 5 層の同心円状に配列された 228 個のカウンターモジュールから構成されている。全てのカウンターモジュールは衝突点の方向に向けた状態で配列されており、ACC 全体で  $17^\circ < \theta < 127.2^\circ$  の領域をカバーしている。

ACC のカウンターモジュールを図 2.6 に示す。(a)、(b) はそれぞれバレル領域、エンドキャップ領域のモジュールである。5 枚のエアロジェルのタイルが板厚 0.2mm のアルミニウム製の箱の中に積み重ねられている。箱の大きさは約  $12 \times 12 \times 12 \text{cm}^3$  である。チェレンコフ光を効率的に検出するために、1 つまたは 2 つのファインメッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) をエアロジェルに直接取り付けられている。この FM-PMT は 1.5 Tesla の磁場中でも使用可能である。

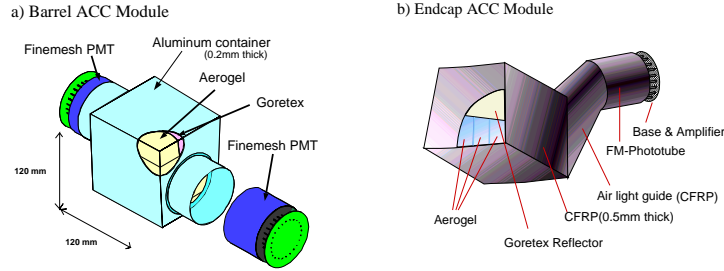


図 2.6: ACC のカウンターモジュール

#### 2.2.4 飛行時間測定器 (TOF)

TOF(Time of Flight Counter) は、衝突点からの飛行時間を測定することによって  $K/\pi$  中間子の識別を行うことを主な目的としたプラスチックシンチレーションカウンターである。粒子の種類が異なると、同じ運動量をもつ粒子であっても速さが異なるため、荷電粒子の速さを測定することで  $K/\pi$  中間子を識別することができる。TOF の荷電粒子の識別は主として  $1.2\text{GeV}/c$  以下の運動量領域で有効である。また、CDC と組み合わせて荷電粒子を検出することで、事象が発生した時刻を得るためのトリガー信号を発する役割も担っている。

TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC(トリガーシンチレーター) から構成されている。台形の TOF カウンター 2 個と TSC 1 個で 1 つのモジュールを作る。衝突点から  $1.2\text{cm}$  の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで  $34^\circ < \theta < 120^\circ$  の範囲を覆う。これらのモジュールは ECL の内壁に取り付けられている。TOF と TSC の間には  $1.5\text{cm}$  の間隔が設けてある。これは、ビームに起因するバックグラウンド中の光子が電子・陽電子対生成を起こしても、 $1.5\text{Tesla}$  の磁場によって軌道を小さく旋回させ、発生した電子・陽電子が TOF に届かないようにするためである。

粒子の飛行時間  $T_{TOF}$ 、飛行距離  $L_{path}$  には以下の関係がある。

$$\beta = \frac{L_{path}}{c \cdot T_{TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}} \quad (2.4)$$

$$T_{TOF} = \frac{L_{path}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2} \quad (2.5)$$

ここで、 $E$ 、 $p$ 、 $m$  はそれぞれ粒子のエネルギー、運動量、質量である。CDC で測定された運動量を用いれば、上式 (2.4) から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離  $1.2\text{m}$ 、時間分解能  $100\text{psec}$  であれば、 $1.2\text{GeV}/c$  以下の粒子識別が可能である。これは  $\Upsilon(4S)$  崩壊で生成される粒子の 90% にあたる。

分解能  $100\text{psec}$  を実現するために、シンチレーション光の減衰長が  $2\text{m}$  以上と十分長く、

発光の立ち上がりが速いシンチレーターを使用している。また、カウンター内を伝搬するシンチレーション光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを使用せずに大面積のフォトカソードを持つファインメッシュ型光電子増倍管をシンチレーターに直接取り付けている。これらの工夫の結果、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いて観測された時間分解能は粒子の入射位置の  $z$  座標にはほとんど依存せず、約 100psec を達成している。

さらに TOF は、後述する QtoT(charge to time) 変換に必要なゲート信号を作り、かつ数値化を担う TDC のストップ信号を生成するという役割を担う。トリガー信号の重複を防ぐため、TOF トリガー信号の頻度は 70kHz 未満に保たなければならず、ECL 用のゲートと CDC 用のストップ信号は 10nsec の精度を必要とする。これまでに、これらの条件を満たしつつ、 $B$  中間子対生成を含むハドロン事象に対してほぼ 100% のトリガー効率を実現してきた。

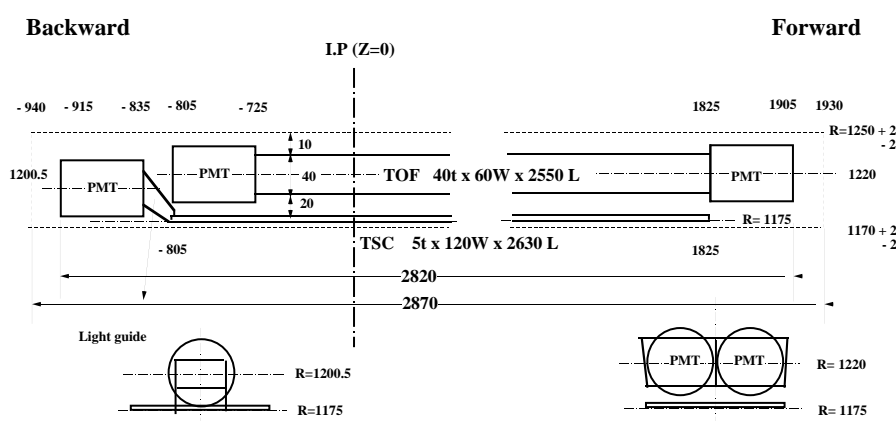


図 2.7: TOF/TSC モジュール

### 2.2.5 電磁カロリメータ (ECL)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) は、光子や電子(陽電子)のエネルギーと入射位置を測定する検出器である。高エネルギーの光子や電子が物質に入射すると、電磁シャワーを形成してエネルギーを失う。シャワー中の粒子のエネルギー損失により励起状態になった物質中の原子は、脱励起する際に発光する。この光をシンチレーション光と呼ぶ。物質の厚さが十分であれば、入射した光子・電子はエネルギーのほとんど全てを物質中で失う。よって、この時のシンチレーション光の光量を電気信号に変換して読み出すことで、入射粒子のエネルギーを知ることができる。

CDC で測定した運動量 ( $p$ ) と ECL で測定したエネルギー損失 ( $E$ ) の間の比 ( $E/p$ ) は電子または陽電子を識別する上で重要な測定量である。表 2.3 に示すように、荷電粒子の中では電子・陽電子だけが電磁シャワーを形成し、ECL 中でほとんどのエネルギーを失う。それに対し、他の荷電粒子は一部のエネルギーを失うに過ぎないため、 $E/p$  は 1 より

もずっと小さくなる。すなわち、 $E/p$  の値から、電子・陽電子と他の荷電粒子を高い信頼度で識別することが可能である。また、 $B$  中間子の崩壊過程の約  $1/3$  は  $\pi^0$  を含んでおり、 $\pi^0$  は2つの光子に崩壊する。そのため、光子のエネルギーおよび方向を精度良く測定することは  $B$  中間子の崩壊過程を研究する上で非常に重要である。

粒子	相互作用	エネルギー損失
$e, \gamma$	電磁シャワー	~ 粒子のエネルギー
$\mu$	イオン化	~200MeV
$\pi, K, p$	イオン化とハドロン相互作用	$\geq 200\text{MeV}$ < 粒子のエネルギー

表 2.3: ECL と粒子の相互作用

ECL では、良いエネルギー分解能を得るために、光量の多い CsI(Tl) 結晶を用いている。ECL はバレル部分と前方及び後方エンドキャップ部分から構成されており、使用されている CsI カウンターの総数は 8736 本、総重量は 43t に及ぶ。バレル部分は外径 3.0m、内径 1.25m の円筒状で、前方・後方のエンドキャップはそれぞれ衝突点から 1.96m と  $-1.02\text{m}$  に位置している。また、検出領域はビーム軸から  $17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$  の範囲である。各々の結晶はその軸をほぼ衝突点方向に向けて配列されている。衝突点で発生した光子がカウンターとカウンターの境界をすり抜けるのを防ぐため、バレル領域では  $r-\phi$  平面上で約  $1.3^\circ$ 、前方エンドキャップ領域では  $\theta$  方向に約  $1.5^\circ$ 、後方エンドキャップ領域では  $\theta$  方向に約  $4^\circ$  カウンターを傾けてある。ECL の断面図を図 2.8 に示す。

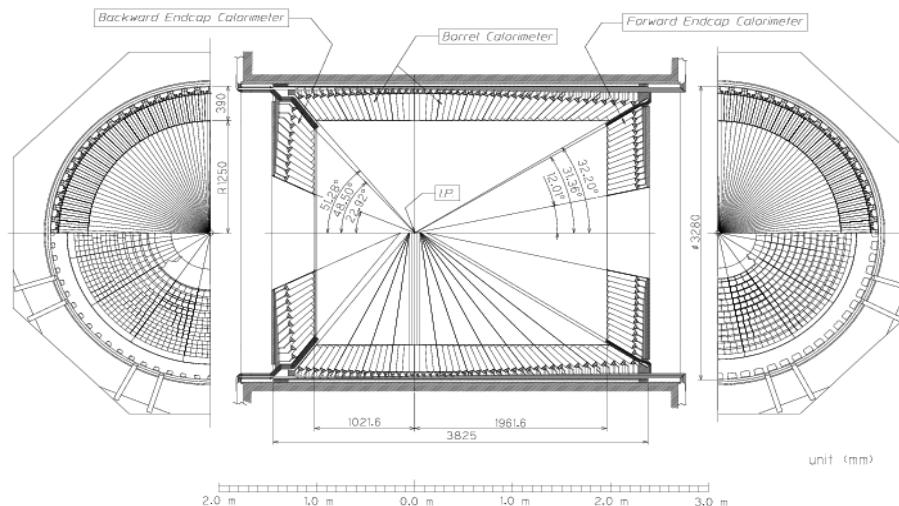


図 2.8: ECL の断面図

結晶の形状は長さ 30cm、前面（衝突点側）は約  $5.5 \times 5.5 \text{ cm}^2$ 、後面（信号読み出し側）は約  $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$  となっており、隙間なく配置するために結晶の位置によって形状を変えている。結晶の長さは  $16.2X_0$  ( $X_0$ :放射長) に対応し、断面の大きさはモリエール半径 (3.8cm) を考慮した大きさとなっている。入射粒子のエネルギー損失により発生するシンチレーション光の読み出しには PIN フォトダイオードを用いている。そのため、ECL を超伝導ソレノイド内に設置することが可能となり、前方物質の量を低減して光子の検出効率を確保している。また、フォトダイオードにシンチレーション光を効率良く集められるように、結晶は厚さ  $200 \mu\text{m}$  の白色ゴアテックスシートで包んでいる。さらに、その上から  $25 \mu\text{m}$  の厚さのマイラーフィルム上に  $25 \mu\text{m}$  のアルミニウムを蒸着したシートで包み、雑音シールドを施している。結晶後面に接着したフォトダイオードの背後にはアルミニウム製ケーシングの入ったプリアンプを取り付け、フォトダイオードの信号に雑音が入る前に増幅する設計になっている。(図 2.9)

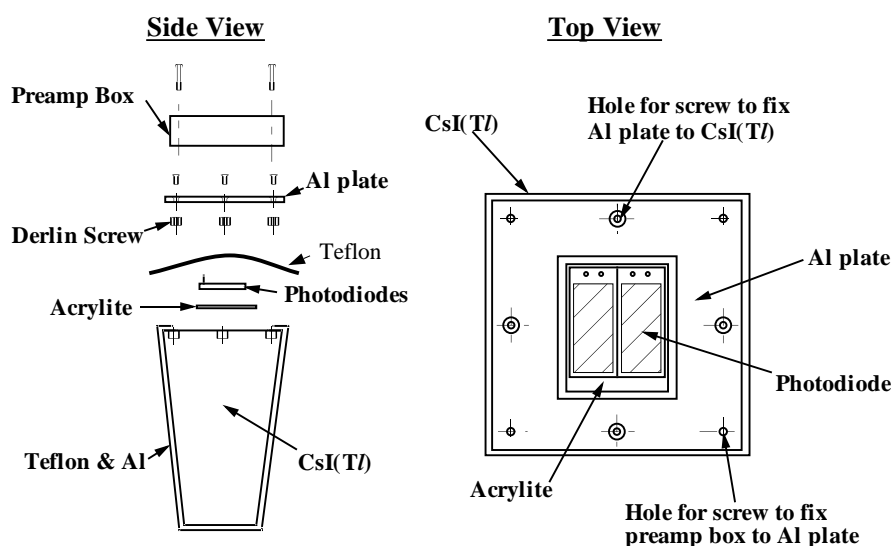


図 2.9: CsI(Tl) カウンター

シャワーは横方向に広がりを持つため、電子や光子が直接入射したカウンターにとどまらず、その周辺を含めた複数のカウンターにも信号をもたらす。そこで、1つの粒子に起因する信号を持つカウンターの集団を見つけ、エネルギーの総和をとるという作業をする。まず、隣接するどのカウンターよりも大きな信号を検出し、かつその値が  $10 \text{ MeV}$  以上のもの（シードカウンター）を探す。このシードカウンターを中心に  $5 \times 5$  の範囲に入る計 25本のカウンターのうち、 $0.5 \text{ MeV}$  以上の信号を検出したカウンターを選ぶ。こうして得られたカウンターの集団をクラスターと呼ぶ。エネルギーの測定は、クラスターに含まれるカウンターが検出したエネルギーの総和をとり、入射位置はクラスター内のエネルギーの重心から決定する。

エネルギーは、実際に入射した粒子のエネルギーよりも若干小さくなる傾向がある。これは、クラスターの範囲外のカウンターやカウンターの後方にシャワーが漏れ出すためだと考えられる。また、カウンターの大きさが有限であるため、測定した入射位置と実際の位置にもずれが生じる。そこで、モンテカルロシミュレーションが電磁シャワーの振る舞いをよく再現していることを用いて補正関数を求め、これを適用してシャワーのエネルギーと入射位置を得ている。

### 2.2.6 超電導ソレノイド

超電導ソレノイドは TOF と KLM の間に位置し、1.5Tesla の磁場を検出器中心付近の直径 3.4m、長さ 4m の部分につくる役割を担う。コイルは Nb・Ti 合金超電導材を線材として使用し、液体ヘリウム冷凍機により  $-268^{\circ}\text{C}$  まで冷却されて超電導状態になっている。コイル中には 4160A の大電流が断面  $3\times 33\text{mm}^2$  の線材に流れている。

### 2.2.7 $K_L^0$ 、 $\mu$ 粒子検出器 (KLM)

KLM ( $K_L$  and Muon Detector) は寿命の長い  $K_L^0$  中間子と、 $\mu$  粒子を検出する。KLM は超電導ソレノイドの外側に位置し、厚さ 4.7cm の鉄プレートと Resistive Plate Counter (RPC) という検出器が交互に積み重ねられた構造をしており、全体で 14 層を成している。

$K_L^0$  中間子は寿命の長い中性粒子であるので、内部の検出器では測定できない。そのため、原子核と強い相互作用して発生するハドロンシャワーの測定により検出する。KLM では  $600\text{MeV}/c$  以上の  $K_L^0$  が測定可能である。一方で、 $\mu$  粒子は高い貫通力を持つため、ある程度高い運動量 ( $\geq 600\text{MeV}/c$ ) ならば内側の検出器を通過し、KLM に達する。 $dE/dx$ 、TOF、ACC を用いた粒子の質量による粒子同定方法では、 $\mu$  粒子 ( $105\text{MeV}/c^2$ ) と  $\pi$  中間子 ( $140\text{MeV}/c^2$ ) の識別はできない。ここで、KLM 中での荷電粒子の振舞いに着目すると、 $\pi^{\pm}$ 、 $K^{\pm}$  等の荷電ハドロンは電磁相互作用に加えて強い相互作用をするので、ほとんどが KLM に達する以前に止まってしまう。一方、 $\mu$  粒子は電磁相互作用しか起こさないため、KLM を何層にもわたって貫いて信号を残す。この性質から、SVD、CDC で検出した飛跡を KLM へ外挿し、対応する場所に KLM を何層にもわたって貫く飛跡があれば  $\mu$  粒子と識別することができる。現在、 $1.5\text{GeV}/c$  の  $\mu$  粒子に対する検出効率は 95% 以上である。

### 2.2.8 トリガーシステム

現在、KEKB 加速器は最高ルミノシティ  $2\times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を実現している。そのために約 1200 個のバンチを蓄積しており、ビーム交差の頻度は約 120MHz になる。そのうち、 $B\bar{B}$  の生成頻度は 20Hz 程度で、ハドロン事象、 $\mu$  粒子や  $\tau$  粒子対生成など、物理的興味のある反応の生成頻度は合計で約 200Hz である。さらに、この十数倍の頻度でバックグラウンド事象が生成する。よって、効率よくデータ収集を行うためには、リアルタイムでバックグラウンドを除去しつつ、興味のあるイベントを収集する必要がある。これを実現



するのがトリガーシステムである。トリガーには主として、飛跡トリガーとエネルギートリガーがある。飛跡トリガーは、TOF・CDCからの飛跡と時間情報を用い、エネルギートリガーは、ECLで検出された全エネルギーと信号を検出したカウンター群の総数の情報を用いてトリガーを行う。トリガーのタイミングは主としてTOFのTSCによる信号で決められる。図2.10にBelleで採用されているトリガーシステムのブロックダイアグラムを示す。

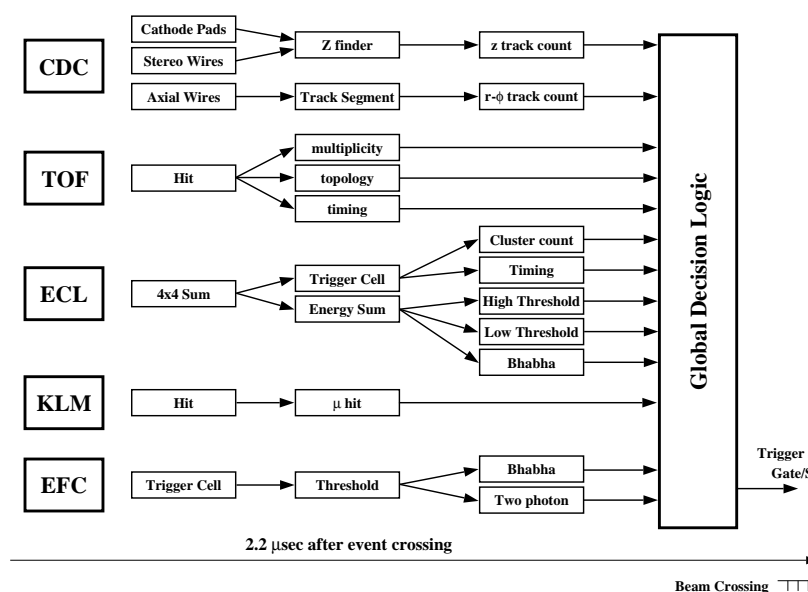


図 2.10: Belle トリガーシステム

これらの検出器サブシステムが発したトリガー信号は、グローバルデシジョンロジック (GDL) に送られる。GDL は各検出器サブシステムが発したトリガー信号の情報を総合して  $2.2\mu\text{sec}$  以内に当該事象のデータ収集を行うか否かを判定する。収集が決定された場合、その後  $0.35\mu\text{sec}$  以内に各検出器に向けて最終トリガー信号を送る。GDL では最終トリガー信号を発する理論判断にプログラマブルゲートアレイ (FPGA) を用いており、論理判断の条件を柔軟に変更・調整できるようになっている。加速器の運転状況に対応して調整を適したものにすることで、最終トリガーレートは  $400\text{Hz}$  程度であり、後段のデータ収集システムの処理および転送能力の許容範囲に収まっている。ルミノシティ  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  における各事象の断面積とトリガーレートを表 2.4 に示す。

物理過程	断面積 (nb)	トリガーレート (Hz)
$B\bar{B}$ 事象	1.2	12
$q\bar{q}$ 事象	2.8	28
$\mu/\tau$ 対生成	1.6	16
Bhabha 散乱	44	4.4 <sup>(a)</sup>
光子対生成	2.4	0.24 <sup>(a)</sup>
計	~67	~96

表 2.4: ルミノシティ  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  における断面積とトリガーレート:

上付<sup>(a)</sup>は1/100をかけた値を示す。Bhabha 散乱と光子対生成の事象はルミノシティの測定や検出器の較正に用いられるが、その断面積が大きすぎるため該当事象 100 事象あたり 1 事象のデータのみ収集する。

### 2.2.9 データ収集システム (DAQ)

Belle データ収集システムの概要を図 2.11 に示す。 $B\bar{B}$  事象または  $q\bar{q}$  の 1 事象あたりのデータサイズは約 30KB であり、これは最大 15MB/s のデータ転送速度に相当する。

トリガー信号を受け取ると、各検出器は独立にその事象のデータを読み出す。この段階では 1 事象のデータは各検出器毎に分割されている。これをイベントフラグメントと呼ぶ。これをイベントフラグメントを作成するために、KLM と SVD を除いた各検出器からの信号の読み出しには charge-to-time(Q-to-T) コンバーターを用いる。これは電荷を一度コンデンサーに蓄え、一定の速度で放電する際に放電を始める時と終える時に 2 回パルスが発生する回路を用いて、入力信号の電荷に比例した時間差を持つ 2 つのパルスを生成するものである。この出力パルスの時間差を FASTBUS マルチヒット TDC(LeCroy 1877s) を用いてデジタル化する。KLM からの情報はマルチプレクサで多重化して、同じ型の TDC で読み出す。SVD のデータ収集は SVD1 と SVD2 では差異がある。SVD1 の場合は、シリコン検出器ラダーの信号はフラッシュADC(FADC) に送られ、ここでデジタル化した時系列データをデジタル信号処理 (Digital Signal Processing: DSP) によってデータサイズを小さくした上で VME を 4 個用いて並列にイベント・ビルダーへ転送していた。SVD2 では DSP に代えて十数台におよぶ PC サーバーを並列動作させて時系列データの処理を実行している。

検出器サブシステム毎に読み出したデータはイベント・ビルダーに転送され、1 つの事象のデータとしてまとめられる。その後オンライン・コンピューター・ファームで事象選別を行ってデータの書式を整え、コンピューター・センターのマスメモリシステムにデータを送る。オンライン・コンピューター・ファームは同時に、測定器が正常に動作しているかを確認するためにデータ・クオリティー・モニター (DQM) とイベント・ディスプレイにも抽出した事象データを送る。

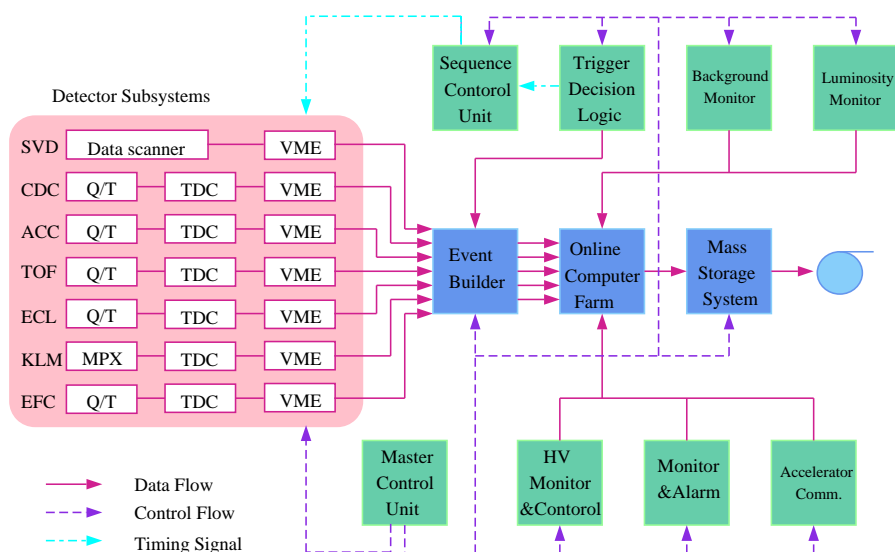


図 2.11: Belle データ収集システム

### 2.2.10 KEKB 計算機システム

データ収集システムが出力するデータは、測定器の電気信号が数値化されたもの (raw データ) である。これから、事象中に生じた粒子の通過位置、通過時刻、エネルギー、運動量といった物理量を再構成することが求められる。再構成の結果得られるデータを DST (Data Summary Data) と呼び、DST を得る計算処理を DST プロダクションと呼ぶ。DST プロダクションと個々の物理解析に必要な演算処理能力は 30.000MIPS である。また、年間 100TB におよぶデータの記憶容量が必要である。KEKB 計算機では、多数個の CPU による事象毎の並列計算処理と大容量テープドライブシステム、マイグレーションされた多数のディスクアレイ装置によってこれらの仕様を実現している。



## 第3章 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 過程の崩壊分岐比測定

本研究では、Belle 検出器が収集した  $3.88 \times 10^8 B$  中間子対生成事象のデータを用いて、荷電  $B$  中間子が  $J/\psi$  中間子・ $\eta$  中間子・ $K$  中間子に三体崩壊する過程の崩壊分岐比の測定を行った。以下で、今回行った解析の手順について述べる。

### 3.1 実験データの処理と選別

ここでは、第2章で述べた Belle 検出器で収集した実験データを処理した  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  崩壊事象の選別を行うためのデータサンプルについて説明する。さらに、実験データとの比較検討が不可欠であるモンテカルロシミュレーションについても述べる。

#### 3.1.1 データ処理と解析の流れ

図 3.1 にデータ処理と解析の流れの概略を示す。Belle 検出器の各サブシステムが発する電気信号は 2.2.9 に記述したようにデータ収集システムで数値化して記録される。この段階のデータを Raw Data(生データ)という。これに必要な較正を加えてデータを作り、それをもとにしてその事象中に発生した粒子の四次元位置ベクトルと四次元運動量を再構成する。ここまで処理が進んだものをデータサマリーテープ (DST) と呼ぶ。

モンテカルロシミュレーションの事象生成シミュレーターはイベントジェネレーターと呼ばれ、電子・陽電子衝突で発生する粒子の四次元運動量を、理論の予言や既知の確率分布にしたがって疑似乱数を用いて生成する。事象生成シミュレーターとして、Evtgen プログラム [13] を使用した。このプログラムは終状態の粒子のスピンと軌道角運動量の保存を考慮した運動学的モデルを必要に応じて選択でき、かつ  $CP$  対称性の破れの効果を取り扱えるようになっている。こうして生成した事象中の粒子がその運動量と検出器の磁場に応じてどのような軌道を描いて飛行するか、そして、その飛跡に応じてどの検出器にどのような角度で侵入しどのような信号を形成するのかをシミュレーションするのが検出器シミュレーターである。粒子と検出器を構成する物質との相互作用は GEANT[14] を用いてシミュレートした。GEANT はモンテカルロ法により電磁相互作用 (物質のイオン化、制動放射等) と強い相互作用の効果による粒子のエネルギー損失と二次粒子の生成を取り扱う。これに検出器の雑音の影響を加味して Raw Data 形式で出力する部分は Belle の共同実験者が自作したものである。検出器シミュレーターはシミュレートした結果を Raw Data と同じ書式で出力するので、以後のデータ処理及び解析処置は実験データの処理に用いるソ

ソフトウェアと同じものを使用して比較できる。次節以降で、DST から  $B$  中間子対生成事象の選別を行う方法とレプトン同定について述べる。

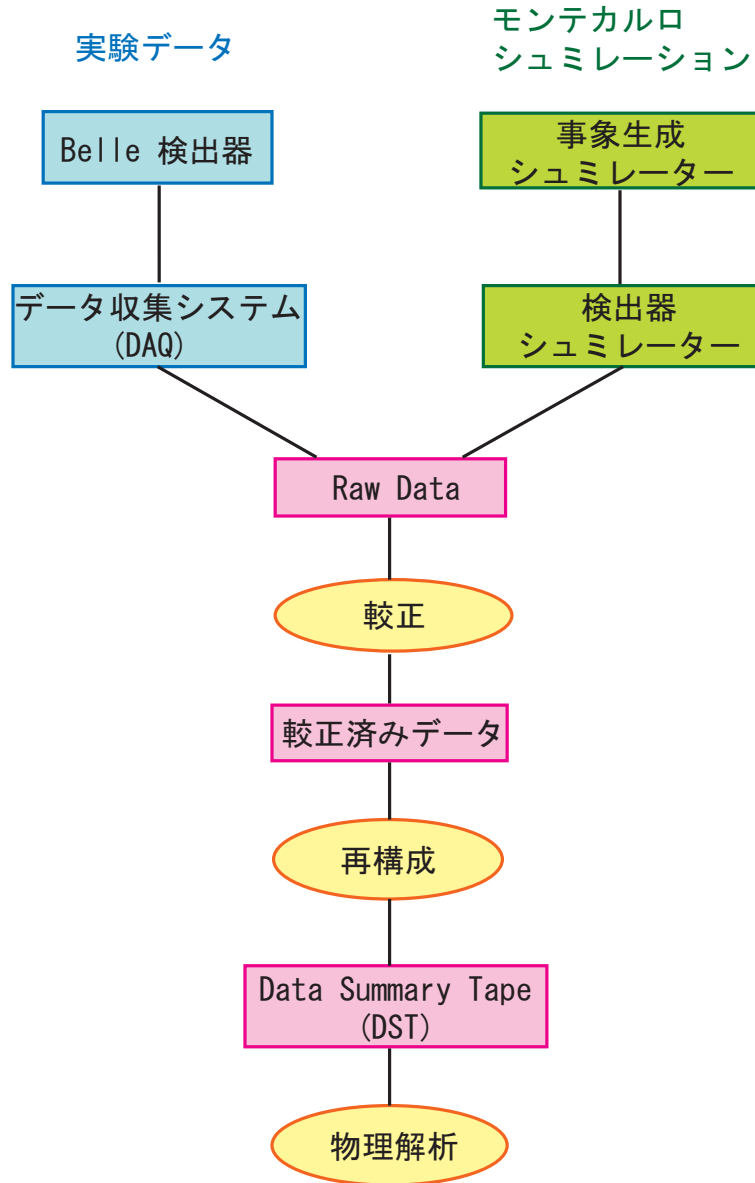


図 3.1: データ処理の流れ

3.1.2  $B$  中間子対生成事象の選別

Belle 検出器で収集される事象には、 $B$  中間子対生成を含むハドロン事象の他に、Bhabar 散乱、 $\mu$  粒子・ $\tau$  粒子生成事象などがある。そこで、ハドロン事象以外の反応やビームからのバックグラウンドを排除し、主として  $B$  中間子対生成反応からなるハドロン生成事象を選別する必要がある。そこで、まず始めに以下の条件を満たす荷電粒子の飛跡と、ECL で測定されたクラスターを選ぶ。

- 飛跡の条件
  - ▷ ビーム軸に垂直な飛跡の運動量成分： $P_t > 0.1 \text{ GeV}/c$
  - ▷ 飛跡とビーム軸の最近接距離： $|dr| < 2.0 \text{ cm}$
  - ▷ 最近接点での  $z$  方向の位置： $|dz| < 4.0 \text{ cm}$
- クラスターの条件
  - ▷ クラスターのエネルギー： $E > 0.1 \text{ GeV}$

こうして選んだ飛跡とクラスターに以下の条件を与える。

- 飛跡から再構成された事象生成点の衝突点からの  $xy$  平面に投影した距離 ( $V_r$ ) および  $z$  座標 ( $V_z$ ) がそれぞれ、

$$V_r < 1.5 \text{ cm} \quad \text{かつ} \quad |V_z| < 3.5 \text{ cm}$$

であること。

- 少なくとも 3 本以上の飛跡が存在すること。
- クラスターが実験室系において  $-0.7 < \cos\theta < 0.9$  の範囲に 2 つ以上存在すること。

さらに、 $\Upsilon(4S)$  静止系にローレンツブーストし、以下の条件を与える。

- 荷電粒子のエネルギーの総和にシャワーのエネルギーの総和を加えた visible energy ( $E_{\text{vis}}$ ) が

$$E_{\text{vis}} > 0.2 E_{\text{tot}}$$

を満たすこと。 $E_{\text{tot}}$  は  $\Upsilon(4S)$  静止系の全エネルギー (10.58 GeV) である。これは二光子衝突反応から来るバックグラウンドを除くための条件である。

- 飛跡の  $z$  成分の運動量総和 ( $P_z$ ) が

$$|P_z| < 0.5 E_{\text{tot}}$$

を満たすこと。これは二光子衝突反応やビームガス事象によるバックグラウンドを除くための条件である。

- ECL で測定されたエネルギーの総和 ( $E_{\text{sum}}$ ) が

$$0.1 < \frac{E_{\text{sum}}}{E_{\text{tot}}} < 0.8$$

を満たすこと。Bhabha 散乱 (電子・陽電子の弾性散乱) が非常に大きな反応断面積を持つため、電子あるいは陽電子が測定器を構成する物質と相互作用して 1 事象中に 3 本以上の飛跡を残す。これは、それによって生じるバックグラウンドを除くための条件である。

- 事象の形状を表す変数  $R_2$  が

$$R_2 \equiv H_2/H_0 < 0.5$$

であること。ここで、 $H_2$ 、 $H_0$  は Fox-Wolfram モーメントの第 2 成分 (2 次) と第 0 成分 (0 次) である [11]。これは終状態の粒子が空間的に等方的に分布していることを要求しており、 $B$  中間子対生成以外のハドロン事象 (Continuum バックグラウンド) を減らす目的がある。

以上の条件を全て満たす事象をハドロン事象とする。これらの条件を課した場合の  $B$  中間子対生成事象の検出効率は 99% である。

### 3.1.3 粒子の識別

#### 電子識別

電子識別は本研究において  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  の再構成のために必要であるばかりでなく、一般的に  $B^0$  か  $\bar{B}^0$  かの識別 (フレーバータグ) やセミレプトニック崩壊による  $|V_{cb}|$ 、 $|V_{ub}|$  の測定においても必要不可欠である。電子の識別には、以下のような 6 つの物理量を用いる [15]。

1. CDC で測定された飛跡の延長線と ECL で測定されたシャワーの位置との合致
2. ECL で測定したエネルギー  $E$  と CDC で測定された荷電粒子の運動量  $p$  との比 ( $E/p$ )
3. ECL でのシャワーの形状
4. CDC で測定した  $dE/dx$
5. ACC で検出したチェレンコフ光の光量
6. TOF で測定した飛行時間

以下、各々の物理量について詳しく述べる。



## (1) シャワーの位置と外挿した飛跡の位置との合致

電子識別において最も重要なのは  $E/p$  である。これを正確に得るために、CDC で飛跡として検出された荷電粒子と、これが ECL に達して生成したシャワーの正しい組み合わせを見つけなければならない。ハドロンよりも電子の方が ECL で検出したシャワーの位置分解能が良いので、外挿した飛跡とシャワーの位置は電子の方が良く一致する。そこで、外挿した飛跡とシャワーの位置の  $\phi$  と  $\theta$  の差をそれぞれ  $\Delta\phi$  と  $\Delta\theta$  とし、電子を識別するために  $\chi^2$  を

$$\chi^2 \equiv \left( \frac{\Delta\phi}{\sigma_{\Delta\phi}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta\theta}{\sigma_{\Delta\theta}} \right)^2$$

と定義する。 $\sigma_{\Delta\phi}$  と  $\sigma_{\Delta\theta}$  は電子の  $\Delta\phi$  と  $\Delta\theta$  分布をそれぞれ Gaussian でフィットして得られる標準偏差である。それぞれの飛跡について、最小の  $\chi^2$  を持ち、 $\chi^2$  が 50 以下のシャワーを合致したシャワーと見なす。合致するシャワーが検出されなかった飛跡の場合は、 $E/p$ 、 $E9/E25$  以外の情報だけを用いて電子である確率を計算する。

(2)  $E/p$ 

電子が ECL に生成するシャワーのエネルギー  $E$  は、電子の運動量  $p$  とほぼ等しい。 $(E \sim p)$ 。これに対しハドロンの場合は、ECL に生成するシャワーのエネルギーは粒子の運動量よりも小さくなる  $(E < p)$ 。したがって、 $E/p$  が 1 に近いものは電子である確率が高い。この分布から電子をハドロン (または  $\mu$  粒子) と容易に区別できる。

## (3) シャワーの形状

電磁シャワーとハドロンシャワーとは形状が異なるので、この違いから電子とハドロンを区別することができる。横方向のシャワーの形状を比較するために、 $E9/E25$  を定義する。ここで、 $E9$  はシャワーの中心を取り囲む  $3 \times 3$  の計 9 本の結晶、 $E25$  は同じく  $5 \times 5$  の計 25 本の結晶で検出されたエネルギーである。 $\pi$  中間子は電子よりも  $E9/E25$  が低くなる傾向がある。これは radiation length と nuclear interaction length の違いのために、電磁シャワーの方がハドロンシャワーよりも広がり小さいためである。

(4)  $dE/dx$ 

CDC でのエネルギー損失  $dE/dx$  は、電子とハドロンを効果的に選別することができる。

## (5) チェレンコフ光

電子は質量が小さいので速さが光速に近くなる。そのため、ほとんどの場合 ACC 内でチェレンコフ光を発する。

## (6) 飛行時間

TOF が測定した飛行時間が電子の場合の飛行時間と矛盾がないことを要求する。

これらの物理量から電子である確率  $P_{eid}$  は

$$P_{eid} = \frac{\Pi_i P_e(i)}{\Pi_i P_e(i) + \Pi_i P_h(i)}$$

と定義される。ここで  $i$  は上記 (1)~(6) のそれぞれの物理量を表し、 $P_e(i)$  は物理量  $i$  からその粒子が電子であると同定される確率密度、 $P_h(i)$  はハドロンであると同定される確率密度である。

### $\mu$ 粒子識別

$\mu$  粒子の識別には、CDC、KLM からの情報を用いる。CDC で測定した荷電粒子の飛跡を KLM 内に外挿し、以下の量を計算することでその飛跡がハドロンであるか  $\mu$  粒子であるかを識別する [16]。

- KLM まで外挿した飛跡と、実際に KLM で検出されたヒット位置との差  $\chi^2$
- 飛跡が  $\mu$  粒子であった時に貫く KLM 層の数の期待値と、実際に飛跡が貫いた層の数の差  $\Delta R$

$\Delta R$  と  $\chi^2$  の確率密度分布はモンテカルロシミュレーションで求める。 $\Delta R$  と  $\chi^2$  はほぼ独立な物理量なので、検出された飛跡が  $\mu$  粒子である確率密度  $p(\Delta R, \chi^2)$  は、2つの確率分布関数、 $P_\mu^{\Delta R}$ 、 $P_\mu^{\chi^2}$  の積をとる。

$$p(\Delta R, \chi^2) = P_\mu^{\Delta R} \times P_\mu^{\chi^2}$$

この確率密度に基づいて  $\mu$  粒子である likelihood  $L_\mu$  を求める。 $\mu$  粒子の候補となる荷電粒子を選ぶには、 $L_\mu$  の値に適切な要求を行えばよい。

本研究における  $J/\psi$  を再構成するためのレプトンの選別条件は

- 飛跡が最も衝突点 (IP) に近づいた点の  $z$  成分 ( $\Delta z$ ) が 5cm 以内であること
- 飛跡が最も衝突点 (IP) に近づいた点のビーム軸との距離が 2.0cm 以内であること
- 電子 :  $P_{eid} > 0.01$
- $\mu$  粒子 :  $L_\mu > 0.1$

とした。

### 荷電 $\pi$ 中間子と荷電 $K$ 中間子の識別

Belle 検出器では、荷電  $\pi$  中間子と荷電  $K$  中間子の識別は CDC、TOF、ACC の3つの検出器の情報を組み合わせて行う。すなわち、飛跡測定によって運動量を測り、これと CDC で

のエネルギー損失 ( $dE/dx$ )、TOF での飛行時間、ACC での光電子数 ( $N_{pe}$ ) の情報の組み合わせを用いる。 $dE/dx$  は  $0.8\text{GeV}/c$  以下、TOF は  $1.2\text{GeV}/c$  以下、ACC は  $1.2\sim 3.5\text{GeV}/c$  の運動量領域が識別可能な範囲である。以上 3 つの検出器の情報から Likelihood ratio  $LR$  は

$$LR(i:j) = \frac{L_i}{L_i + L_j}$$

のように定義される。ここで、 $i$  は選別したい粒子、 $j$  はバックグラウンドの粒子の種類を表す添え字で、 $e$ 、 $\mu$ 、 $\pi$ 、 $K$ 、 $p$  のいずれかである。 $L_i$ 、 $L_j$  は  $i$ 、 $j$  それぞれの種類である確率密度を表し、 $L(i:j)$  はその粒子の種類が  $i$  または  $j$  であると仮定した場合に粒子が  $i$  である確率を表す。

$L_i$  は 3 つの検出器の情報から求めた確率密度の積で、

$$L_i = L_i^{CDC} \times L_i^{TOF} \times L_i^{ACC}$$

のように与えられる。

本研究では、B 中間子再構成のための  $K^\pm$  の選別において、各々の飛跡に  $P_K > 0.4$  を要求する。また、 $J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$  からなる Background の除去に必要な  $\pi^\pm$  の選別においては  $P_\pi < 0.4$  を要求する。ここで、 $P_K$ 、 $P_\pi$  はそれぞれ  $K$  中間子、 $\pi$  中間子である確率を表す。

### 3.2 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 事象の再構成

$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  崩壊の候補事象を選別するには、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 、 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  という崩壊モードで再構成した  $J/\psi$  と  $\eta$  に、検出器の情報を用いて選別した  $K^\pm$  を組み合わせる。ここで、 $l$  は  $e$  または  $\mu$  を総称したものである。さらに、 $B^\pm$  の崩壊過程に特徴的な運動学的条件を満たしたものを候補とする。この節では、前節までに述べた条件を課して選別した粒子の組み合わせをとって  $B$  中間子を再構成するアルゴリズムについて述べる。

#### 3.2.1 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の再構成

$J/\psi$  は以下に示すような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する [12]。これにより、実験的に  $J/\psi$  の明瞭な信号を容易に得ることができる。

$$J/\psi \rightarrow e^+e^- \quad : \quad (5.94 \pm 0.06) \times 10^{-2}$$

$$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^- \quad : \quad (5.93 \pm 0.06) \times 10^{-2}$$

これらの崩壊過程の選別には、同種類のレプトンと同定され、かつ互いに逆符号の電荷を持つ2本の飛跡を組み合わせた不変質量を用いる。まず、荷電粒子の中から電子対と  $\mu$  粒子対を選別する。そのために、 $J/\psi$  が電子・陽電子対に崩壊した場合は両方の飛跡に電子である確率  $P_{eid} > 0.01$  を要求し、 $\mu$  粒子対に崩壊した場合は  $\mu$  粒子である likelihood  $L_\mu > 0.1$  を要求した。ここで、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  の崩壊過程においては、電子または陽電子が制動放射により  $\gamma$  を放出して運動量を失うことがある。この場合は再構成した飛跡から得られる運動量が実際よりも低く測定されてしまうので、再構成の際にそれを補うための工夫が必要となる。そこで、電子または陽電子の生成点において、運動量ベクトルとのなす角が 50mrad 以内の範囲で検出された  $\gamma$  の運動量を飛跡から求めたレプトン対の運動量に加えて、不変質量を計算した (以下、この不変質量を  $M_{ee(\gamma)}$  と書く)。

図 3.2 にレプトン対の不変質量分布を示す。 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  の不変質量分布では、制動放射による  $\gamma$  を検出できなかった事象の寄与があり、 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  に比べて低いほうに尾を引いている。これを考慮して、各々の不変質量が

$$-0.150 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee(\gamma)} - M_{J/\psi} < 0.036 \text{ GeV}/c^2$$

$$-0.060 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu\mu} - M_{J/\psi} < 0.036 \text{ GeV}/c^2$$

を満たすものを  $J/\psi$  の候補とした。ここで、 $M_{J/\psi}$  は  $J/\psi$  の質量である [12]。

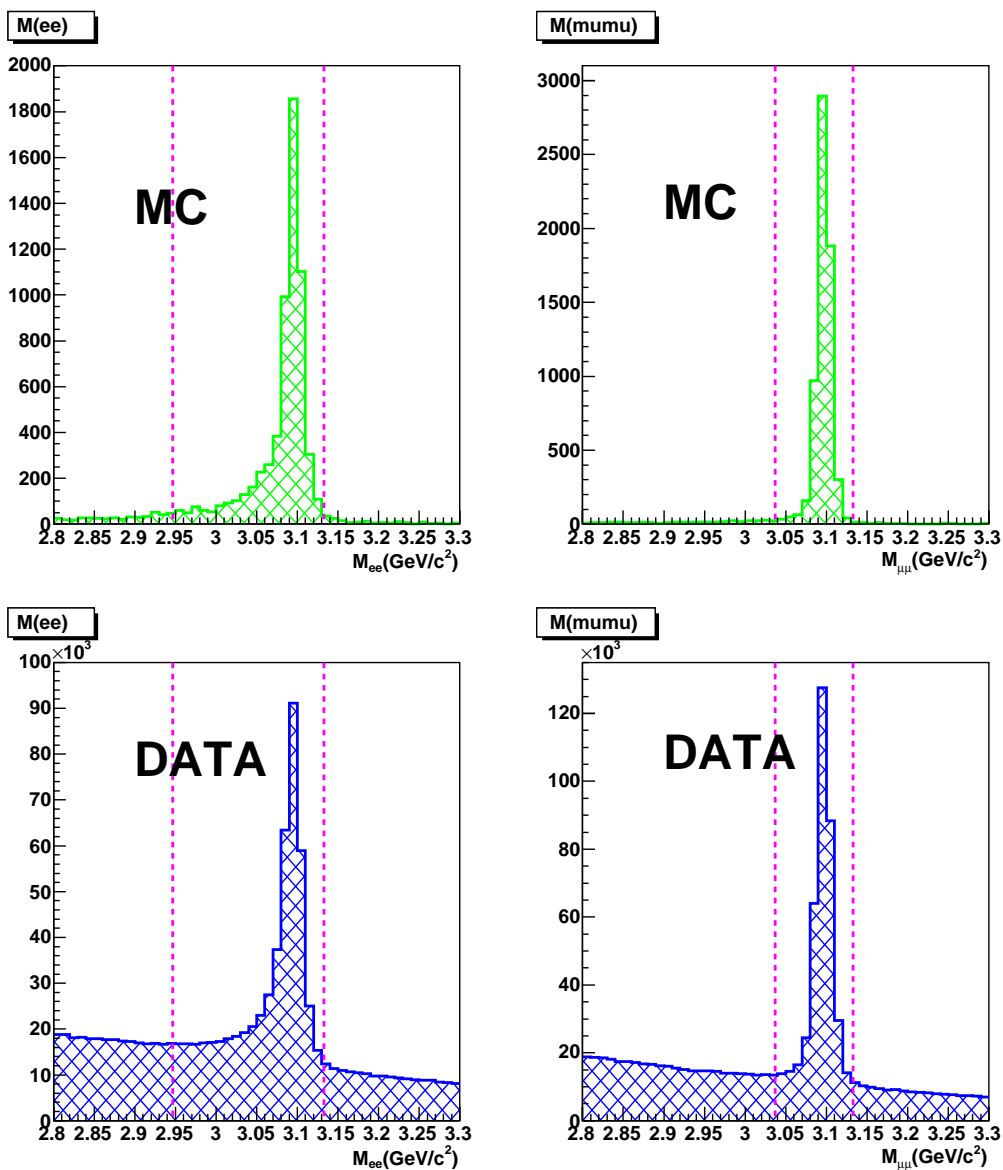


図 3.2: レプトン対の不変質量分布:

上段は  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC)、下段は実験データ。左側 :  $e^+e^-$  対、右側 :  $\mu^+\mu^-$  対。点線で示した領域内のイベントを  $J/\psi$  候補として選ぶ。

$J/\psi$  は非常に幅が狭いチャーモニウムなので、その再構成された崩壊点の真の位置からのずれ、および不変質量分布は測定器の分解能にのみ依存する。そこで、分解能を向上させるために、上記の  $J/\psi$  候補にバーテックスフィット (vertex fit) とマスコンストレイントフィット (mass constraint fit) を適用した。

- vertex fit  
2本の飛跡が同じ崩壊点から発生していることを束縛条件として、その条件の下で運動量ベクトルに最小二乗法を実行して  $J/\psi$  の崩壊点と運動量を最適化する。
- mass constraint fit  
再構成する粒子の質量が既知の値と一致することを束縛条件として、その条件の下で運動量ベクトルに最小二乗法を実行して  $J/\psi$  の運動量を最適化する。

### 3.2.2 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ の再構成

$\eta$  は約 40% の崩壊分岐比で 2 つの  $\gamma$  に崩壊する。 $\eta$  の再構成には 50MeV よりもエネルギーの高い  $\gamma$  を用いた。また、バックグラウンドを排除するために次に挙げるような条件を課した。

#### (1) $\pi^0$ の排除

$\pi^0$  は 99% の確率で 2 つの  $\gamma$  に崩壊するので、 $\pi^0$  から崩壊した  $\gamma$  は  $\eta$  再構成においてバックグラウンドとなる。そこで、2 つの  $\gamma$  の不変質量が

$$0.117 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.153 \text{ GeV}/c^2$$

を満たす場合、これらの  $\gamma$  は  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  からきたものと見なして排除する。

#### (2) 2 つの $\gamma$ のエネルギーバランス

$\gamma$  は前節で述べた制動放射等の他の崩壊過程においても放出される。2 つの  $\gamma$  のエネルギーが極端に異なるものはこのような誤った  $\gamma$  を組み合わせた可能性が高く、バックグラウンドの寄与が大きくなる。これを排除するために、2 つの  $\gamma$  のエネルギーをそれぞれ  $E_1$ 、 $E_2$  としてエネルギーバランス  $A_E$  を

$$A_E \equiv \frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2}$$

と定義し、 $A_E < 0.8$  を満たす  $\gamma$  の組み合わせのみを  $\eta$  候補とする。

以上のような条件を要求した  $\gamma\gamma$  の不変質量分布を図 3.3 に示す。モンテカルロシミュレーション、データともに  $\gamma$  を検出する電磁カロリメーターの性質に起因して低いほうにテールを引いている。そこで図 3.3 の中に示したように

$$0.47 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.58 \text{ GeV}/c^2$$

を満たすものを  $\eta$  候補とした。ここで、 $\eta$  の運動量分解能向上のため、マスコンストレイントフィット (mass constraint fit) を適用した。

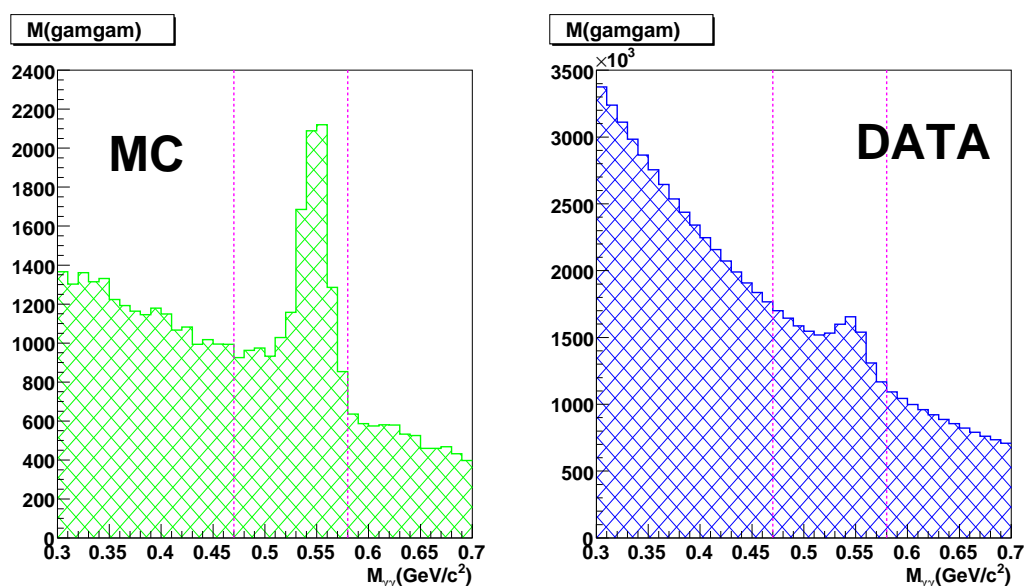


図 3.3:  $\gamma\gamma$  対の不変質量分布:

左は  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC)、右は実験データ。点線で示した領域内のイベントを  $\eta$  候補として選ぶ。

### 3.2.3 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ の再構成

上記の方法で得た  $J/\psi$  候補と  $\eta$  候補に、検出器の情報より得た  $K^\pm$  を組み合わせることによって、同一の  $B^\pm$  中間子からきた候補となる組み合わせを探す。これを  $B^\pm$  再構成と呼ぶ。 $B^\pm$  再構成にはビームコンストレイントマス ( $M_{bc}$ ) とエネルギー差 ( $\Delta E$ ) という2つの運動学的変数を用いる。

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - |\vec{P}_{J/\psi}^* + \vec{P}_\eta^* + \vec{P}_{K^\pm}^*|^2} \quad (3.1)$$

$$\Delta E = (E_{J/\psi}^* + E_\eta^* + E_{K^\pm}^*) - E_{beam} \quad (3.2)$$

この式に現れる物理量は全て  $\Upsilon(4S)$  静止系におけるもので、

$$\begin{aligned} E_{beam} &: \text{ビームエネルギー (重心系エネルギーの } 1/2 : \frac{M_{\Upsilon(4S)}}{2}) \\ \vec{P}_{J/\psi}^*, E_{J/\psi}^* &: J/\psi \text{ の運動量とエネルギー} \\ \vec{P}_\eta^*, E_\eta^* &: \eta \text{ の運動量とエネルギー} \\ \vec{P}_K^*, E_K^* &: K \text{ の運動量とエネルギー} \end{aligned}$$

である。もし、 $J/\psi$  と  $\eta$  と  $K^\pm$  が同一の  $B$  中間子から崩壊した事象 (シグナル事象) であれば、 $J/\psi$  と  $\eta$  と  $K^\pm$  を組み合わせた不変質量  $M_{bc}$  は  $B$  中間子の質量 ( $5.279 \text{ GeV}/c^2$ ) と一致する。ここで、式 (3.1) では検出器で測定した終状態粒子のエネルギー和ではなく、

$\Upsilon(4S)$  静止系の全エネルギーの半分である  $E_{beam} = 5.29\text{GeV}$  を用いた。これは本来  $B$  中間子を持つべき厳密なエネルギーなので、この値を用いることで測定器のエネルギーや運動量測定の誤差の影響を排除でき、不変質量の精度が向上するからである。ここで、加速器のビームエネルギーの広がりによる不定性の寄与は残るが、測定器のエネルギー分解能に比べて非常に小さい。また、 $\Delta E$  は、 $\Upsilon(4S)$  静止系において本来  $B$  中間子を持つべきエネルギーと、終状態に現れる  $J/\psi$ 、 $\eta$ 、 $K^\pm$  が持つエネルギー総和の差である。もし選別した  $J/\psi$ 、 $\eta$ 、 $K^\pm$  の組み合わせが正しければ、 $\Delta E$  は測定器のエネルギー分解能の範囲で0と一致する。

このような  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  を用いて、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  事象を選別する。 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  事象を、プラス電荷・マイナス電荷各々の場合について10,000個ずつモンテカルロシミュレーションで作成した。この時、 $B^\pm$  から三体崩壊する  $J/\psi$ 、 $\eta$ 、 $K^\pm$  は運動学的に許される位相空間中において均等に分布させる Phase space decay と呼ばれるモデルを用いた。この20,000事象のシグナル事象を生成したシミュレーションデータで  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程を再構成した結果を図3.4に示す。



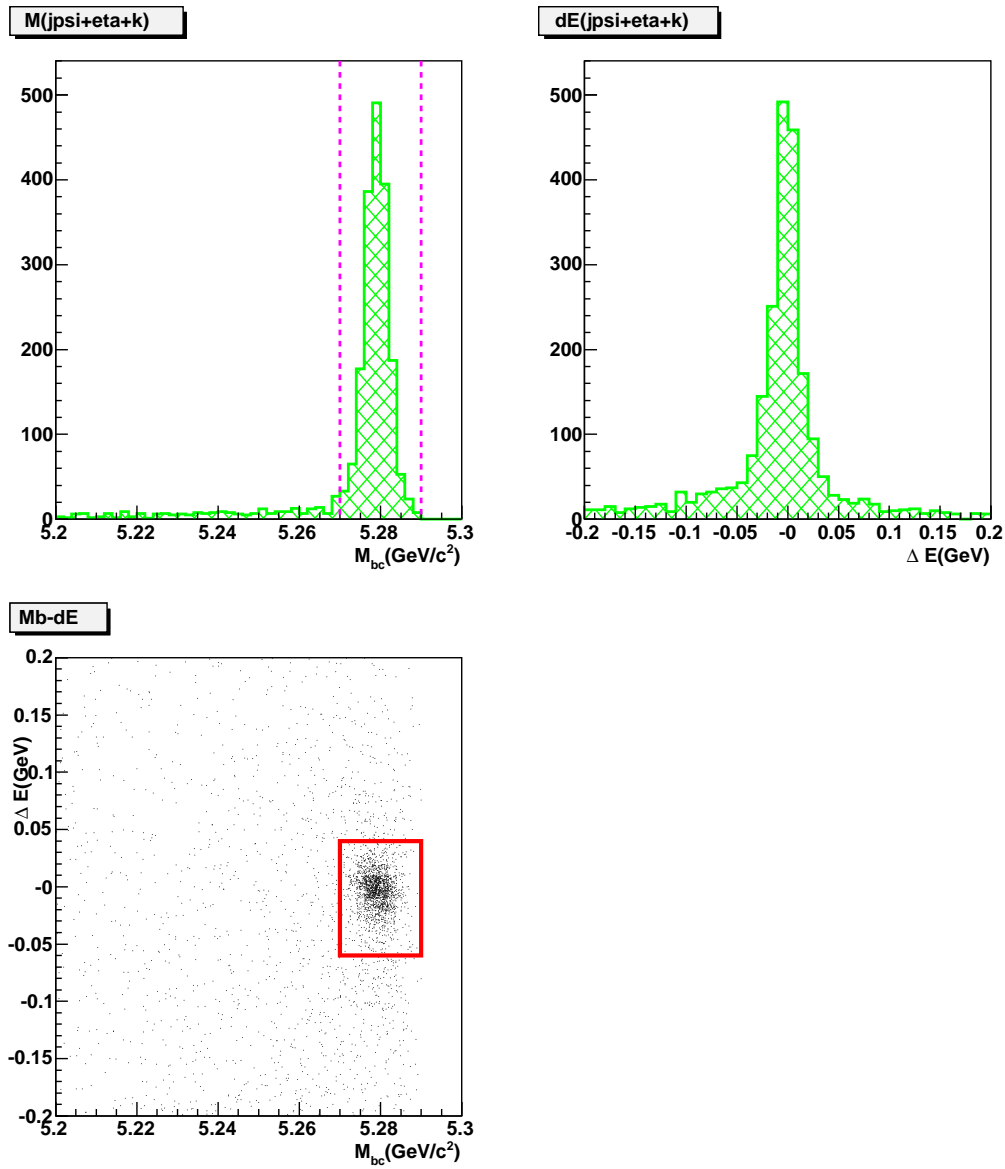


図 3.4:  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程 (Phase space decay) のモンテカルロシミュレーション (MC) による  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布:

左下は  $\Delta E - M_{bc}$  二次元分布。左上は  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の事象の  $M_{bc}$  分布、右上は  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の事象の  $\Delta E$  分布。

シミュレーションの結果より  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  を満たす事象の  $\Delta E$  分布を適切な関数でフィットすることにより信号事象数を得るのが適していると判断した。フィットに用いる関数については後述する。

### 3.2.4 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ の再構成

$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm$  過程が生じ、この  $\psi'$  が  $\psi' \rightarrow J/\psi\eta$  なるモードで崩壊すると、終状態はやはり  $J/\psi\eta K^\pm$  の三体となる。この場合、 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm$  とそれに続く  $\psi' \rightarrow J/\psi\eta$  とも崩壊分岐比が既知であるため、解析手順の正当性を確認する目的に適したコントロールサンプルと見なすことができる。Phase space decay モデルとの運動学の差により検出効率に違いが出ないか確認するため、同一の事象再構成プログラムと、この過程のシミュレーションデータを用いて得た  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布を図 3.5 に示す。

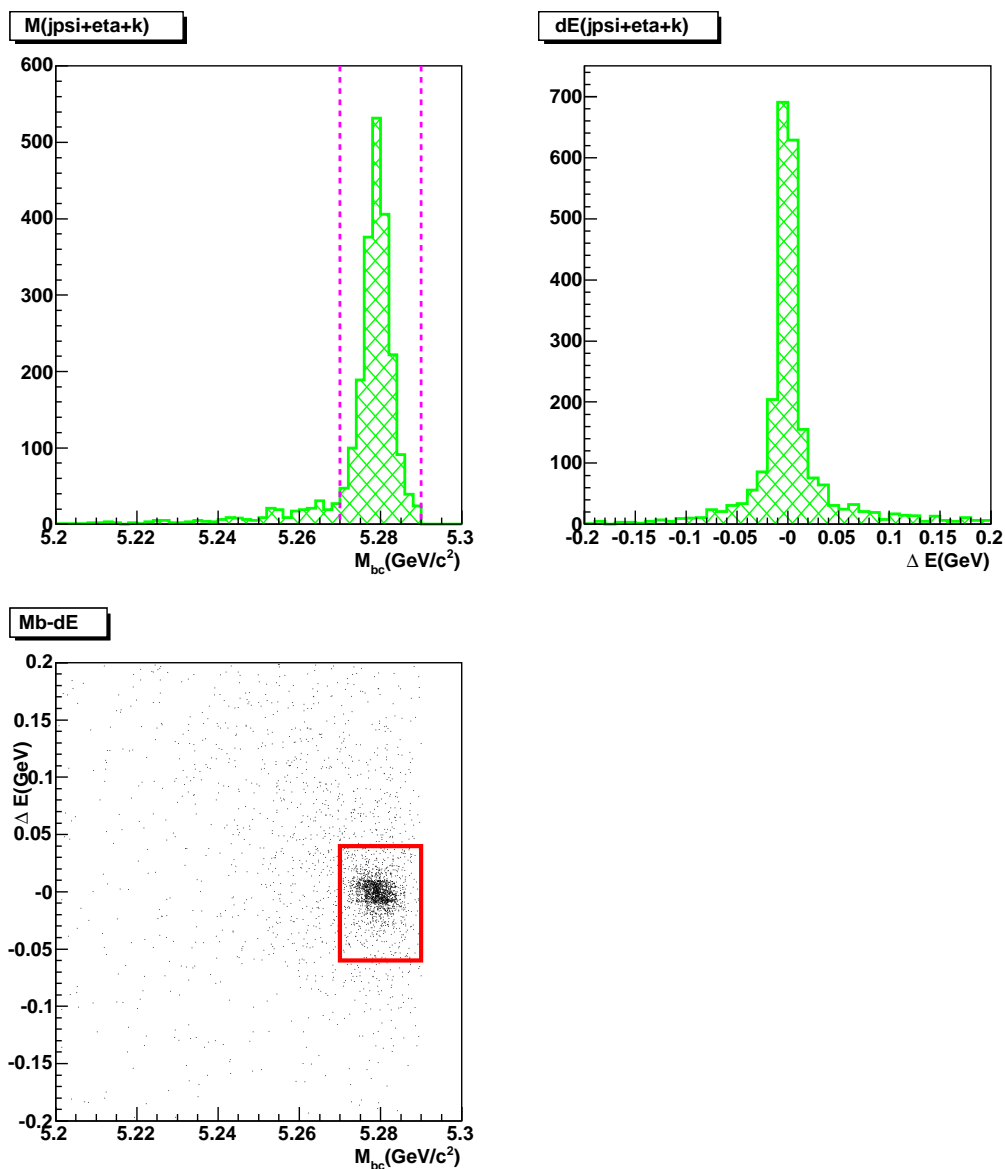


図 3.5:  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  過程のモンテカルロシミュレーション (MC) による  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布:

左下は  $\Delta E - M_{bc}$  二次元分布。左上は  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の事象の  $M_{bc}$  分布、右上は  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の事象の  $\Delta E$  分布。

### 3.2.5 最良 $B$ 候補選別

再構成して得られた  $B^\pm$  候補には、1つの事象に対して  $B^\pm$  候補が複数個存在する場合がある。複数の  $B^\pm$  候補が再構成される事象の割合は、シグナルのモンテカルロシミュレーション事象データで見積ったところ、

$$\begin{aligned} B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm & \quad 29.8\% \\ B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta) & \quad 24.3\% \end{aligned}$$

であった。そこで、複数個存在する  $B^\pm$  候補の中から最良の  $B^\pm$  候補を選ばなくてはならない。複数個の  $B^\pm$  候補が存在する原因で、まず第一に考えられるのは、 $\eta$  再構成において誤った  $\gamma\gamma$  を組み合わせてしまった場合である。それ以外に、 $J/\psi$  再構成の際のレプトンの組み合わせや  $K^\pm$  選択の誤りが寄与する。これらのことを考慮して、1つの事象に対して2個以上の組み合わせが存在する時は、以下に示す手順で最良の  $B^\pm$  候補を決定することとする。

- (1) 再構成した  $J/\psi$ 、 $\eta$  の不変質量の値が既知の質量に最も近い以下で定義する  $\chi^2$  が最小となる  $B^\pm$  候補を最良とする。

$$\chi^2 = \chi_{J/\psi}^2 + \chi_\eta^2 \quad (3.3)$$

$$\chi_{J/\psi}^2 = \left( \frac{M_{ll} - M_{J/\psi}}{\sigma_{J/\psi}} \right)^2 \quad (3.4)$$

$$\chi_\eta^2 = \left( \frac{M_{\gamma\gamma} - M_\eta}{\sigma_\eta} \right)^2 \quad (3.5)$$

これらの式に現れる物理量はすべて  $\Upsilon(4S)$  静止系におけるもので、

$$\begin{aligned} M_{ll} & : \text{レプトン対の不変質量} \\ M_{J/\psi} & : J/\psi \text{ の質量} \\ \sigma_{J/\psi} & : J/\psi \text{ の質量分解能} \\ M_{\gamma\gamma} & : \text{フォトン対の不変質量} \\ M_\eta & : \eta \text{ の質量} \\ \sigma_\eta & : \eta \text{ の質量分解能} \end{aligned}$$

である。今回用いた分解能  $\sigma$  の値を表 (3.1) にまとめる。

崩壊モード	$\sigma(\text{分解能})[\text{MeV}]$
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	11.0
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	8.9
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	13.8

表 3.1: 最良  $B$  候補選別で用いた分解能の値

表 3.1 の値は、レプトン対の不変質量分布および  $\gamma$  対の不変質量分布を各々 Logarithmic Gaussian でフィットして得たものである。Logarithmic Gaussian は以下の式で定義され、通常の Gaussian を拡張して、平均値より高い側と低い側が非対称な分布を取り扱えるようにしたものである。

$$f(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}(\epsilon - x)\sigma_0} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{1}{\sigma_0} \ln\left(\frac{\epsilon - x}{(\epsilon - \mu)e^{\sigma_0^2}}\right)\right)$$

ここで、

$$\begin{aligned}\epsilon &= \frac{\sigma}{a} + \mu \\ y &= a\sqrt{2\ln 2} \\ \sigma_0 &= \frac{\ln(y + \sqrt{1 + y^2})}{2\ln 2}\end{aligned}$$

また、フィットに用いるパラメータは以下の 4 つである。

$$\begin{aligned}N &: \text{規格化定数} \\ \mu &: \text{平均値} \\ \sigma &: \text{標準偏差} \\ a &: \text{非対称度}\end{aligned}$$

(2)  $K^\pm$  の Likelihood ratio が高い

上記 (1) で定義した  $\chi^2$  の値が等しい場合は、荷電  $K$  中間子で  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の条件を満たすものが複数あることを意味するので、 $K^\pm$  と識別する Likelihood ratio の値が大きいものを最良  $B$  候補として選ぶ。

こうして最良と考えられる  $B$  候補を選別した効果を評価するため、最良  $B$  候補選別を施す前との間で  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布を比較したものを図 3.6 と図 3.7 に示す。

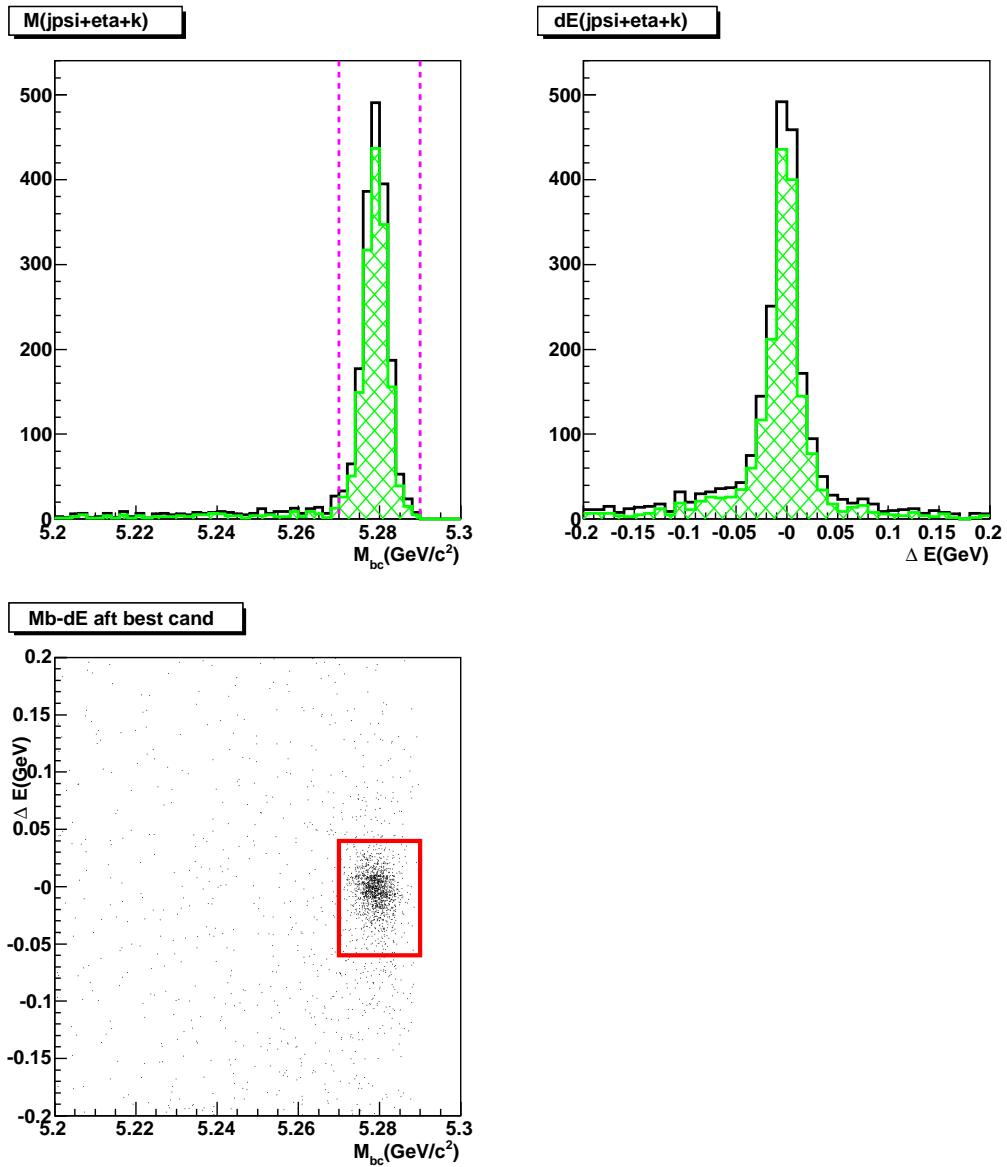


図 3.6:  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程 (Phase space decay モデル) における最良  $B$  選別の効果:  
 白抜きのはistogramは最良  $B$  選別を行う前、斜線をハッチしたistogramは行った後である。左下は  
 $\Delta E - M_{bc}$  二次元分布。左上は  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の事象の  $M_{bc}$  分布、右下は  $5.27 \text{ GeV}/c^2 <$   
 $M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の事象の  $\Delta E$  分布。

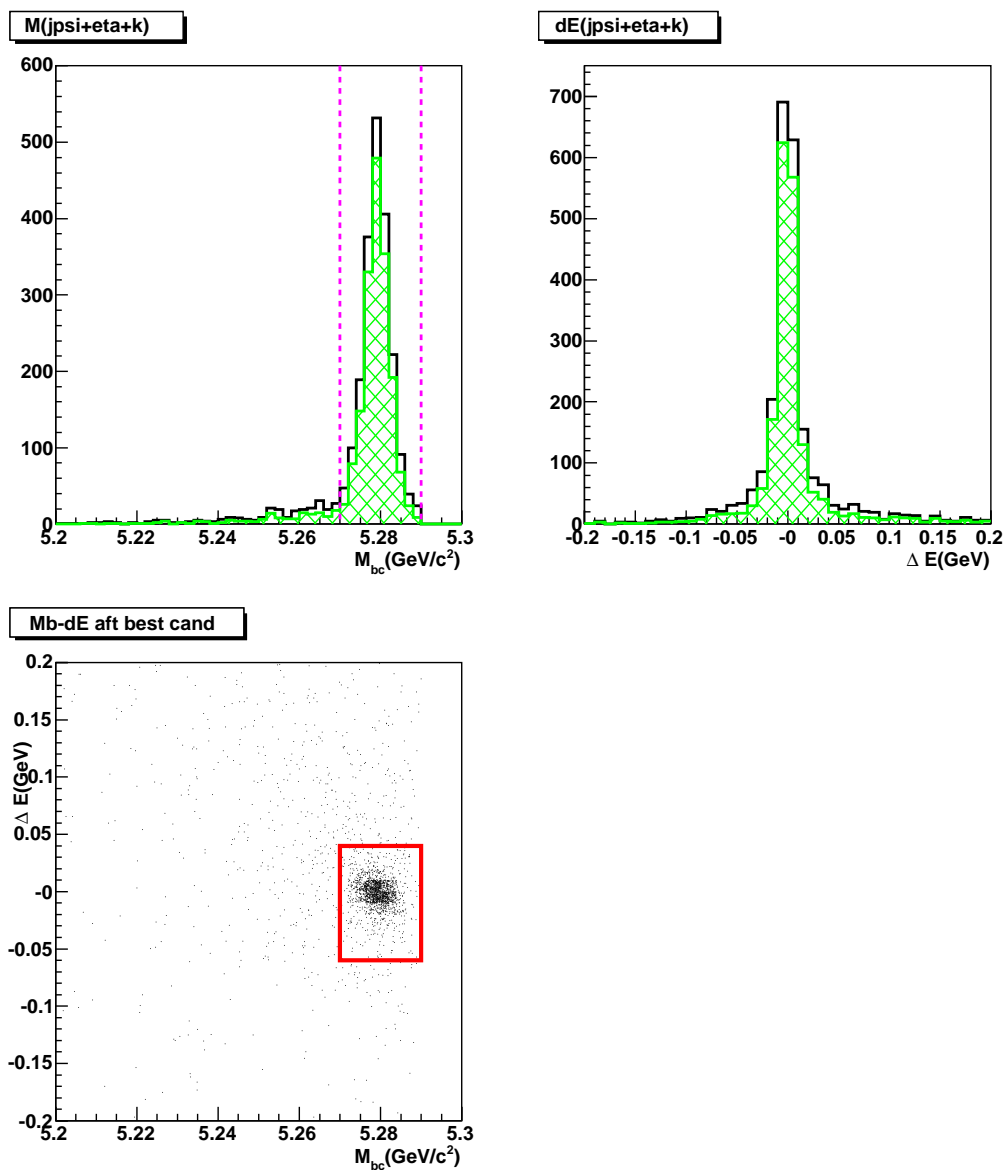


図 3.7:  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm$  ( $\psi' \rightarrow J/\psi\eta$ ) における最良  $B$  選別の効果:

白抜きのはistogramは最良  $B$  選別を行う前、斜線をハッチしたistogramは行った後である。左下は  $\Delta E - M_{bc}$  二次元分布。左上は  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の事象の  $M_{bc}$  分布、右下は  $5.27 < M_{bc} < 5.29 [\text{GeV}/c^2]$  の事象の  $\Delta E$  分布。

### 3.3 バックグラウンドの評価と低減

#### 3.3.1 バックグラウンドの評価

前節で説明した選別条件におけるバックグラウンドについて本小節に記す。 $J/\psi$  がレプトン対に崩壊する過程は極めて特徴的なものであるため、バックグラウンドのほとんどは  $B$  中間子対のうち少なくとも片方が  $J/\psi$  を伴う崩壊をした事象である。そこで、このような事象についての実験データの 100 倍にあたるモンテカルロシミュレーション (Inclusive  $J/\psi$  MC) を用いてバックグラウンドの評価を行った。選別条件を満たした事象について、

$$5.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.3 \text{ GeV}/c^2$$

$$-0.2 \text{ GeV} < \Delta E < 0.2 \text{ GeV}$$

の領域でバックグラウンドの  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  分布の期待値を図 3.8 に示す。

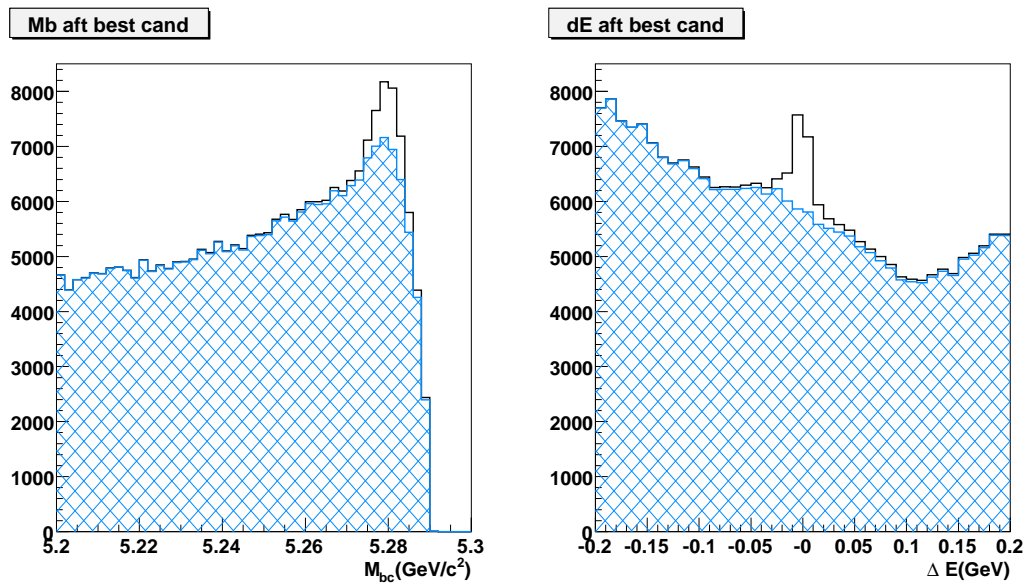


図 3.8: モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価:

左は  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の事象の  $M_{bc}$  分布、右は  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の事象の  $\Delta E$  分布。白抜きの部分が  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  崩壊過程で、斜線を施した部分がそれ以外のバックグラウンド。

$M_{bc}$ 、 $\Delta E$  とともにシグナル領域内にピークが存在する。これは Inclusive  $J/\psi$  MC の中にはシグナルの一部である  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  という崩壊過程が含まれているからである。シグナル事象のモンテカルロシミュレーションで評価した通り、シグナル領域において明



らかなピークを形成する。 $M_{bc}$  分布ではバックグラウンドがシグナルと同じ場所に事象の集中を示している。また、 $\Delta E$  分布は、 $\Delta E > 0.1\text{GeV}$  の領域に事象集中が見られるなど、平坦な分布ではないことがわかる。そこで、いくつか寄与の大きいバックグラウンドの崩壊モードを色分けして、図 3.9 に示す。比較的寄与の大きいバックグラウンドとして、 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm$  で  $\psi'$  が  $J/\psi\eta$  以外の終状態に崩壊したもの、 $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^0 \pi^0$ 、 $B^\pm \rightarrow \chi_{c1} K^\pm$  が挙げられる。

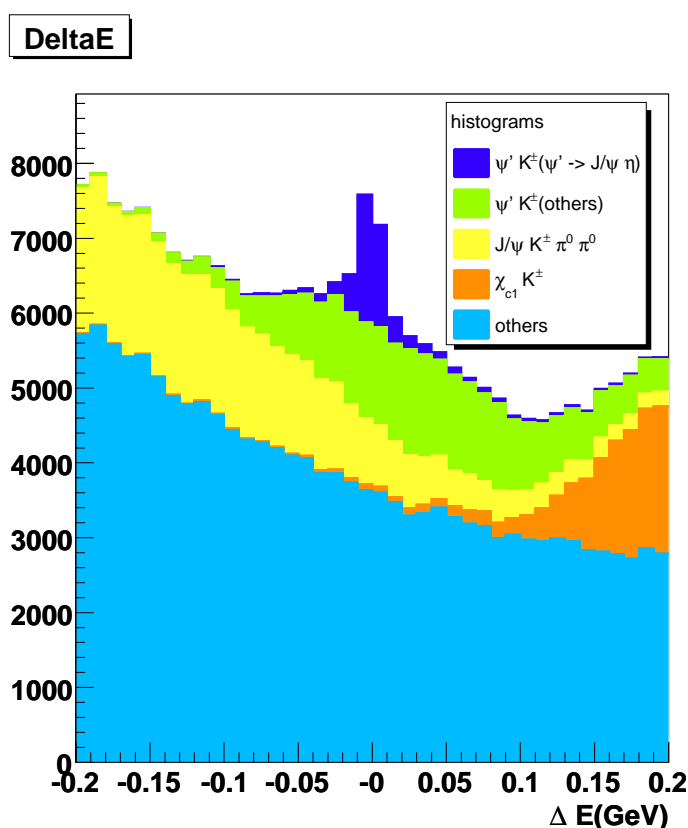


図 3.9: 主なバックグラウンドごとに分類した  $\Delta E$  分布

ここで  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm$  に起因し、 $\psi'$  の崩壊モードが  $J/\psi\eta$  以外のバックグラウンドになり得る主要な寄与は  $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 、 $\psi' \rightarrow \chi_{c1}\gamma$ 、 $\psi' \rightarrow \chi_{c2}\gamma$  と考えられる。また、 $\chi_{c1}$  や  $\chi_{c2}$  は  $\gamma J/\psi$  と輻射崩壊して、結局終状態に  $J/\psi$  を含むバックグラウンドとなる。 $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^0 \pi^0$  の場合は、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  が 2 個生じるため終状態に 4 つの  $\gamma$  が生じ、これらのうち偶然不変質量が  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  候補とする条件を満たすものが寄与する。 $B^\pm \rightarrow \chi_{c1} K^\pm$  については、 $\chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi$  と輻射崩壊して生じた  $\gamma$  に、もう一方の  $B$  中間子の崩壊で生じ

た  $\gamma$  を組み合わせて  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  と誤認されたものがバックグラウンドとなる。この場合は他方の  $B$  中間子崩壊生成物である  $\gamma$  を一つ余分に組み合わせているため、 $\Delta E > 0.1\text{GeV}$  の領域に主として分布し、ここにバックグラウンド事象の集中をもたらしている。

以上で述べたように、 $\psi'$ ,  $\chi_{c1}$ ,  $\chi_{c2}$  に起因するバックグラウンドが比較的寄与が大きいと考えられるが、これらはいずれも幅の狭いチャーモニウムなので、不変質量分布により比較的簡単に識別して排除できる。そこで、次小節では、これらのバックグラウンドを低減する手順の詳細と、その効果について述べる。

### 3.3.2 バックグラウンド低減のための条件； $\psi'$ ビトーと $\chi_{c1(2)}$ ビトー

$\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  崩壊過程からくるバックグラウンドを減らすためには、 $J/\psi\pi^+\pi^-$  と  $J/\psi$  の質量差 ( $J/\psi\pi^+\pi^-$  と  $J/\psi$  のマスディファレンス) 分布を用いる。マスディファレンスをとることで、レプトンの運動量の測定誤差の影響が打ち消され、 $\psi'$  崩壊によるピークが明瞭になる。図 3.10 に示すように、マスディファレンスが

$$0.58 \text{ GeV}/c^2 < M_{l+l-\pi\pi} - M_{l+l-} < 0.60 \text{ GeV}/c^2$$

を満たすものは  $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  候補として排除した。以後これを  $\psi'$  ビトーと呼ぶ。

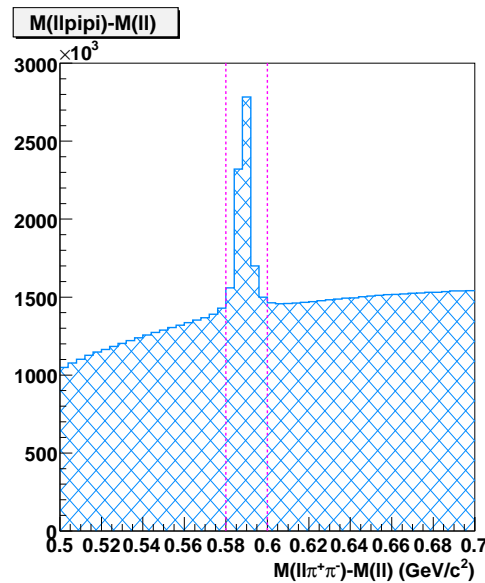


図 3.10:  $J/\psi\pi^+\pi^-$  と  $J/\psi$  のマスディファレンス分布

同様に、 $\chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi$  および  $\chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi$  崩壊過程からくるバックグラウンドを減らすためには、 $J/\psi\gamma$  と  $J/\psi$  の質量差 ( $J/\psi\gamma$  と  $J/\psi$  のマスディファレンス) の分布を用いる。

図 3.11 に示すように、マスディファレンスが

$$0.39 \text{ GeV}/c^2 < M_{l+l-\gamma} - M_{l+l^-} < 0.43 \text{ GeV}/c^2$$

を満たすものは  $\chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi$  候補として、さらに、

$$0.45 \text{ GeV}/c^2 < M_{l+l-\gamma} - M_{l+l^-} < 0.48 \text{ GeV}/c^2$$

を満たすものは  $\chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi$  候補として排除した。以後これを  $\chi_{c1(2)}$  ビトーと呼ぶ。

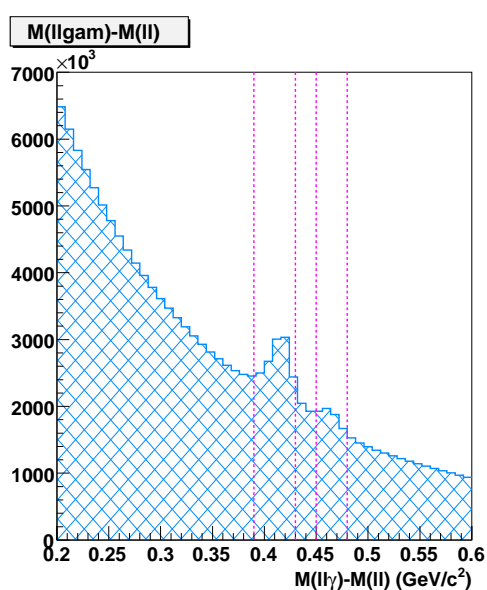


図 3.11:  $J/\psi\gamma$  と  $J/\psi$  のマスディファレンス分布

### 3.3.3 $\psi'$ ビトーと $\chi_{c1(2)}$ ビトーの効果

前小節で説明したように、 $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ ,  $\chi_{c1} \rightarrow \gamma J/\psi$ ,  $\chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi$  候補となったものを取り除いた後のバックグラウンドの  $\Delta E$  分布の期待値を図 3.12 に示す。バックグラウンドは、当初の半分程度まで低減されており、 $\psi'$  ビトーと  $\chi_{c1(2)}$  ビトーは非常に効果的に働いている。

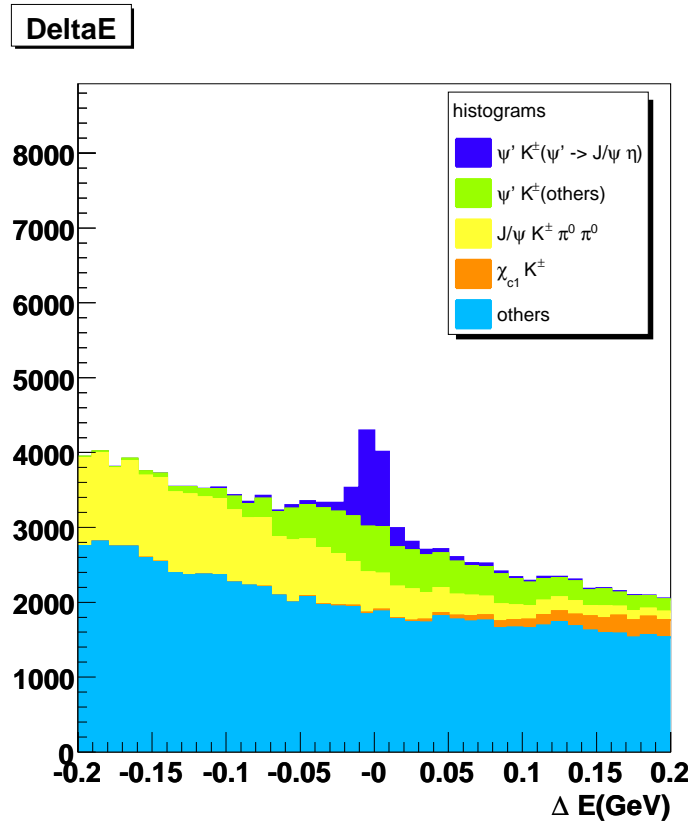


図 3.12: 主なバックグラウンドごとに分類した  $\Delta E$  分布 ( $\psi'$  ビターと  $\chi_{c1(2)}$  ビターの効果)

$\psi'$  ビターと  $\chi_{c1(2)}$  ビターを適用した後のバックグラウンドの  $\Delta E$  の期待値の分布を  $M_{bc}$  分布とともに図 3.13 に示す。 $M_{bc}$  分布は、依然としてシグナルと同様の  $5.28\text{GeV}/c^2$  付近に緩やかなピークが存在する一方、 $\Delta E$  分布は全体的に平らであり、比較的簡易な関数で表現することが可能である。よって、 $\Delta E$  分布に最尤度法 [17] のフィットを行うことにより、シグナル事象数を得ることとする。

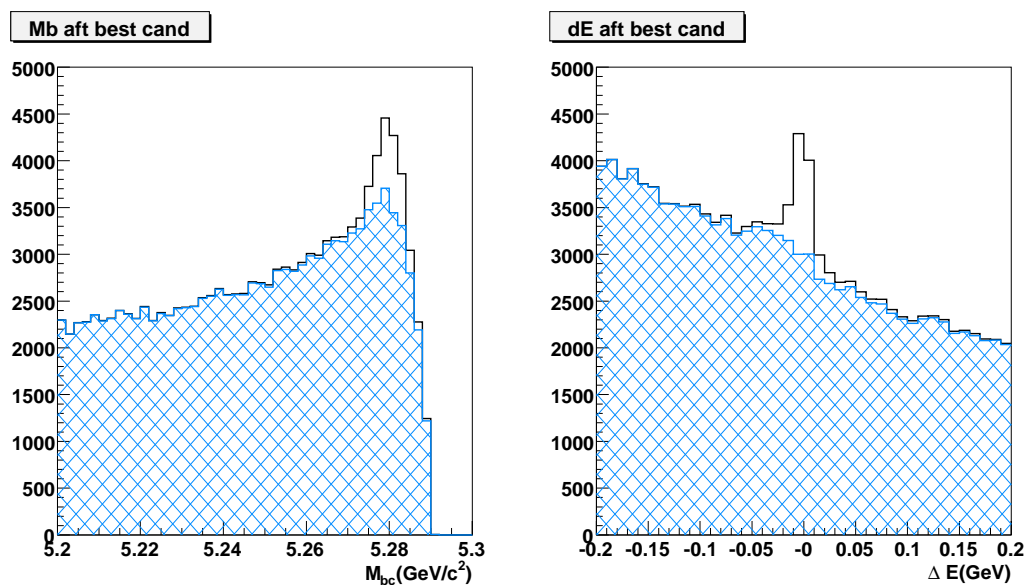


図 3.13: モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの再評価:

左は  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の事象の  $M_{bc}$  分布、右は  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の事象の  $\Delta E$  分布。白抜きの部分が  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi \eta)$  崩壊過程で、斜線を施した部分がそれ以外のバックグラウンド。

### 3.4 シグナル事象の抽出

以上の選別条件を用いて、 $3.88 \times 10^8 B$  中間子対生成事象を記録した実験データから  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  候補事象を再構成した結果を図 3.14 に示す。 $M_{bc} = 5.28 \text{ GeV}/c^2$  付近かつ  $\Delta E = 0$  付近に、シグナル事象による明瞭なピークが認められる。

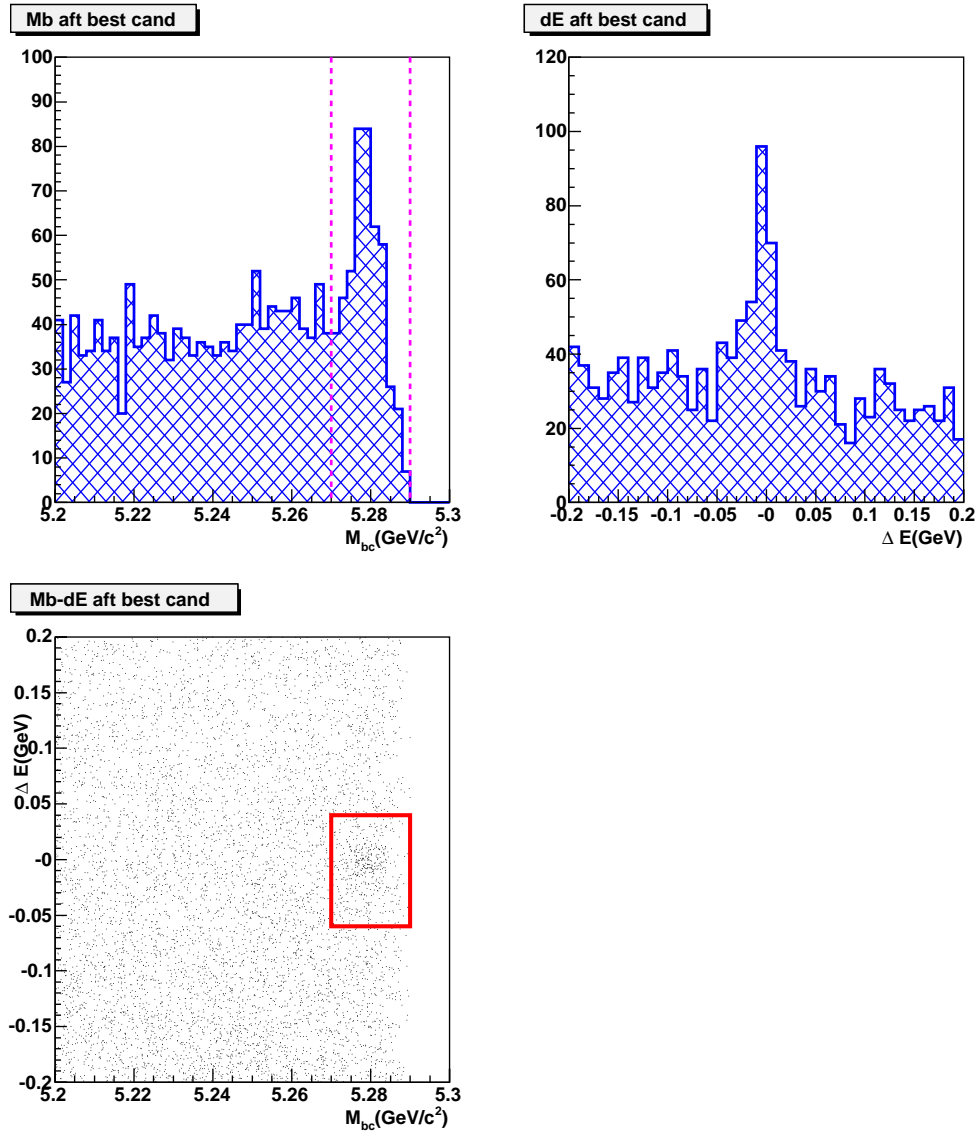


図 3.14: 実験データによる  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布:

左下は  $\Delta E - M_{bc}$  二次元分布。左上は  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の事象の  $M_{bc}$  分布、右上は  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の事象の  $\Delta E$  分布。

この候補事象の  $\Delta E$  分布に適切な確率密度関数を用いた最尤度法によるフィットを行い、シグナルの事象数を得る。以下でフィットに用いた関数について説明する。

### 3.4.1 シグナルの確率密度関数および検出効率

$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  事象は図 3.6 の  $\Delta E$  分布に示したように、 $\Delta E = 0$  付近にわずかに低い側にテールのある分布を持った比較的幅の狭いピークと、その両側にテールを持った分布を示す。そこで前者をコアパート、後者をテールパートと呼び、コアパートを Logarithmic Gaussian、テールパートを Gaussian で表現して、その二つの成分の和をとった関数を用いることにした。この関数でシグナルのモンテカルロシミュレーション事象の  $\Delta E$  分布をフィットしたものを図 3.15 と図 3.16 に示す。

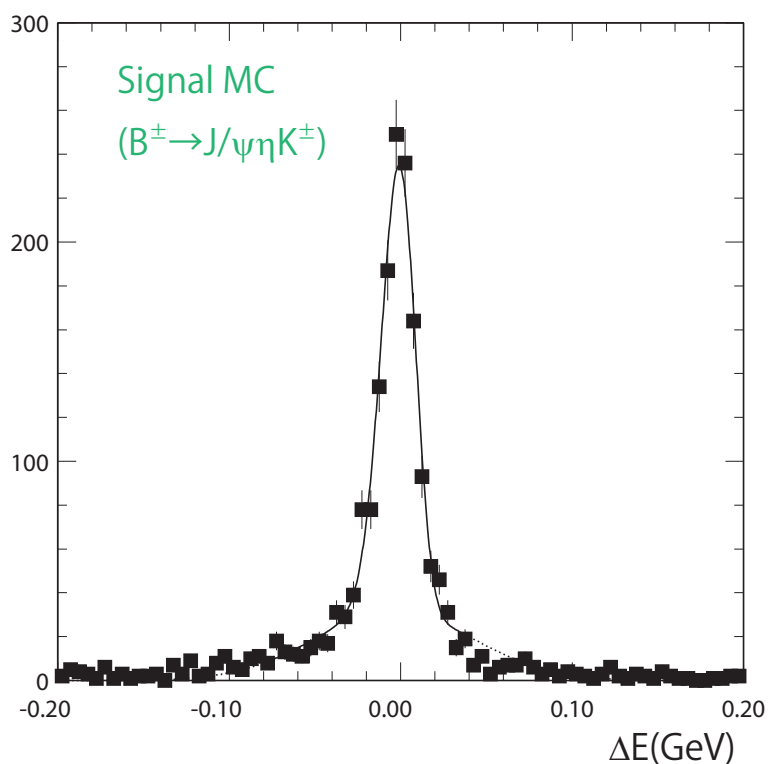


図 3.15: シグナル MC( $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ ) のフィット結果

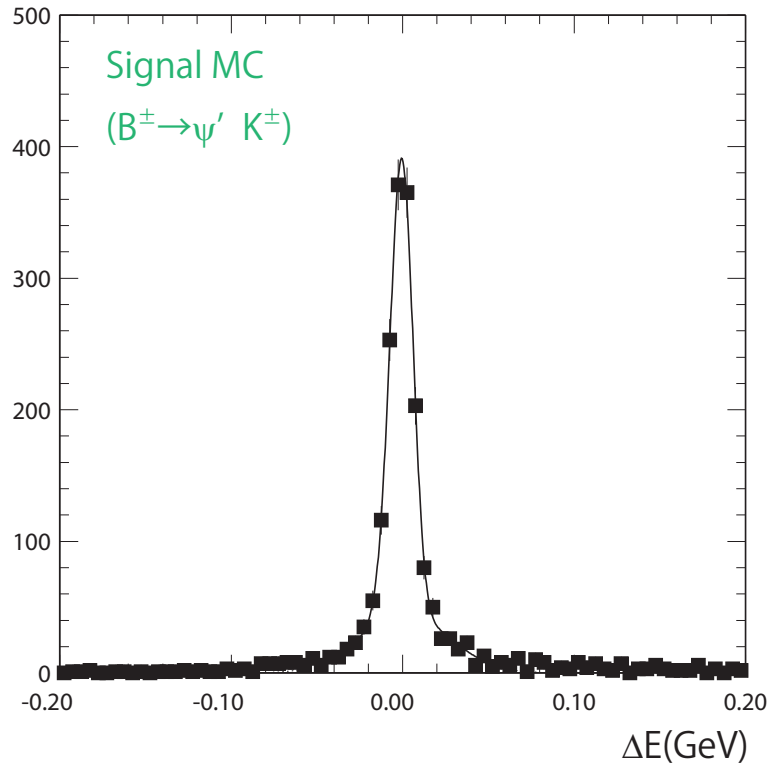


図 3.16: シグナル MC ( $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ ) のフィット結果

$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ ,  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  とともに Logarithmic Gaussian と Gaussian の和による確率密度関数でよく表現できている。フィットの結果を用いて、各々の崩壊モードの検出効率を求めた結果を表 3.2 に示す。

	$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$	$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$
事象数	$1751 \pm 79$	$1741 \pm 43$
検出効率 (%)	$8.95 \pm 0.40$	$8.99 \pm 0.22$

表 3.2: シグナル MC データより求めた検出効率

$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  のほうがわずかに検出効率が良いが、両モードの値は誤差の範囲で一致している。よって、崩壊分岐比を得る際には、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  (Phase space decay モデル) によって見積った検出効率を用いた。また、 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm$  崩壊のほうはやや幅の狭い分布を示しているが、図 3.14 に示すように実験データ中に見出される  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  事象は全体で 200 事象程度であり、図 3.15 と図 3.16 に示した分布関数のわずかな差を問



題にすべき統計精度とは言えない。よって、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  (Phase space decay モデル) のシグナル MC 事象で得た確率密度関数を主に用いて、実験データをフィットすることにした。

このシグナル確率密度関数は、59% をコアパートである  $\mu = -0.96$  MeV,  $\sigma = 10.0$  MeV,  $a = 0.086$  の Logarithmic Gaussian が占め、残り 41% を平均値  $-3.87$  MeV, 標準偏差  $46.0$  MeV の Gaussian が占めている。実験データをフィットする際は、この確率密度の関数形を固定し、シグナル事象数のみをフリーパラメーターとした。

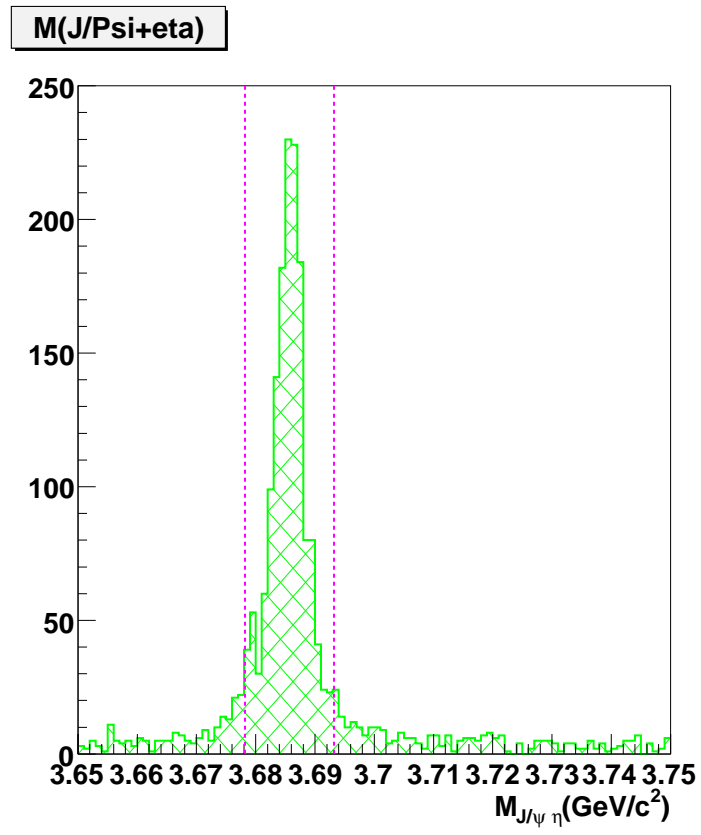
### 3.4.2 バックグラウンドの確率密度関数

$$f(x) = ax + b$$

主だったバックグラウンドは  $\Delta E$  分布においてピークを持たず、なめらかな分布を示すので、一次式 (直線) で十分表現することができる。ここで、傾き  $a$ , 切片  $b$  とともにフリーパラメーターとした。

### 3.4.3 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ 事象の抽出

3.2.4 に述べた通り、 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  なる過程は、その崩壊分岐比が既知である。そこで、解析手順の正当性を確認するために、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程のうち、 $J/\psi\eta$  の不変質量を用いて  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  のみを選び出し、崩壊分岐比を算出して、世界平均値と比較することを目的としてシグナル事象数を抽出することにした。 $J/\psi$  と  $\eta$  の不変質量  $M_{J/\psi\eta}$  を用いて、 $\psi' \rightarrow J/\psi\eta$  を選ぶ範囲は、図 3.17 に示すシグナル MC の分布をもとに定めた。この分布を Gaussian でフィットし、ピークから  $3\sigma$  の範囲を  $\psi'$  領域と定義した。

図 3.17: シグナル MC における  $M_{J/\psi\eta}$  分布

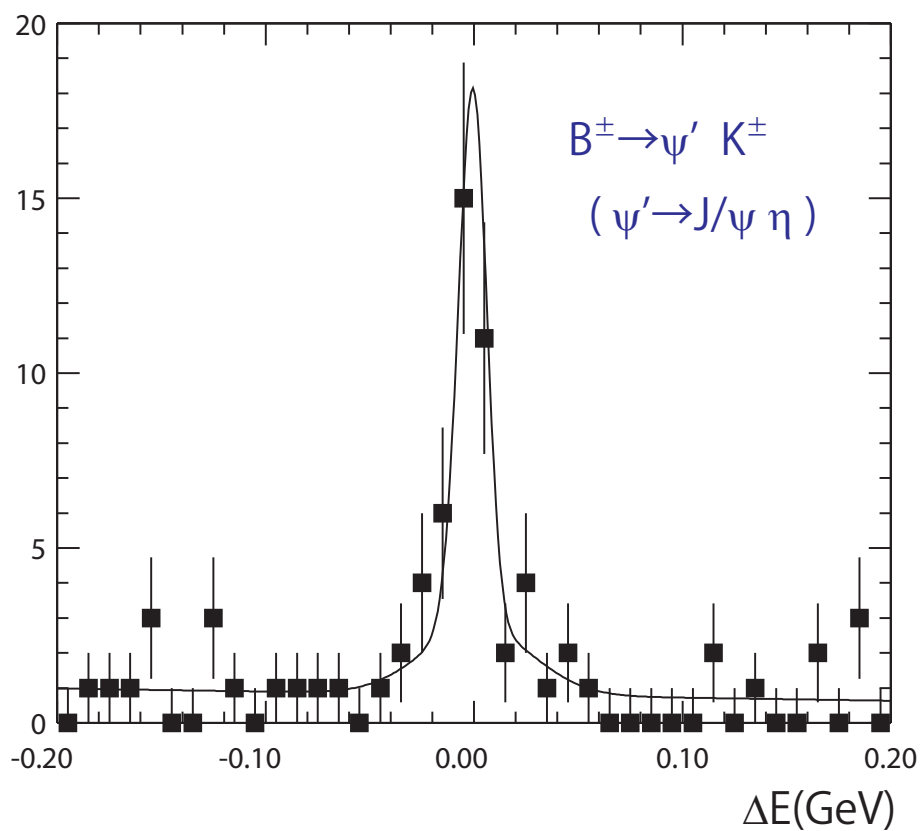


図 3.18:  $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi \eta)$  事象の  $\Delta E$  分布のフィット結果

実験データ中で  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  を満たしたもののうち、この  $\psi'$  領域に見出された候補事象のみを選んだ場合の  $\Delta E$  分布に、3.4.1 および 3.4.2 で述べた確率密度関数を用いてフィットを行ったものを図 3.18 に示す。この結果より、 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi \eta)$  シグナル事象数を  $38.6 \pm 7.3$  事象と得た。

3.4.4  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  事象の抽出

本小節では、 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  事象を含めた全ての  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  事象の抽出について説明する。バックグラウンドとシグナルのモンテカルロシミュレーション ( $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ ) による  $\Delta E$  分布の期待値と実際の実験データを重ねたものを図 3.19 に示す。 $|\Delta E| > 0.1$  GeV の範囲を見ると、モンテカルロシミュレーションはバックグラウンドを良く予言していると言える。また、 $\Delta E = 0$  付近のピークは、シミュレーションで得た確率密度関数の形と、実験データ中のシグナルが示す分布が無矛盾であることを示している。

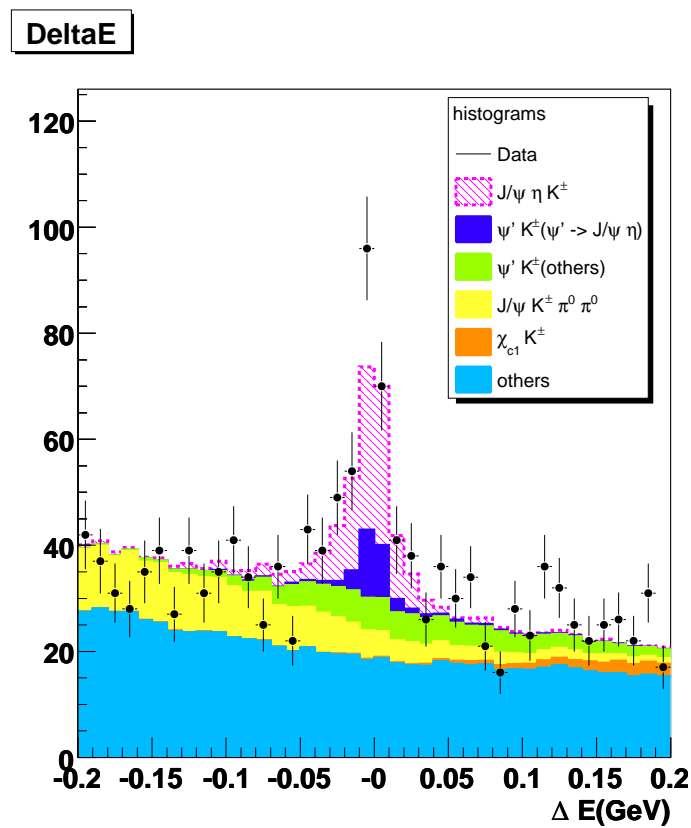


図 3.19:  $\Delta E$  分布におけるモンテカルロシミュレーションと実験データの比較:

バックグラウンドとシグナル MC を実験データに合わせて規格化した  $\Delta E$  分布に実際に抽出した実験データの  $\Delta E$  分布を重ねた。塗りつぶしの部分が主なバックグラウンド、斜線部分がシグナル MC、エラーバー付きの点が実験データである。

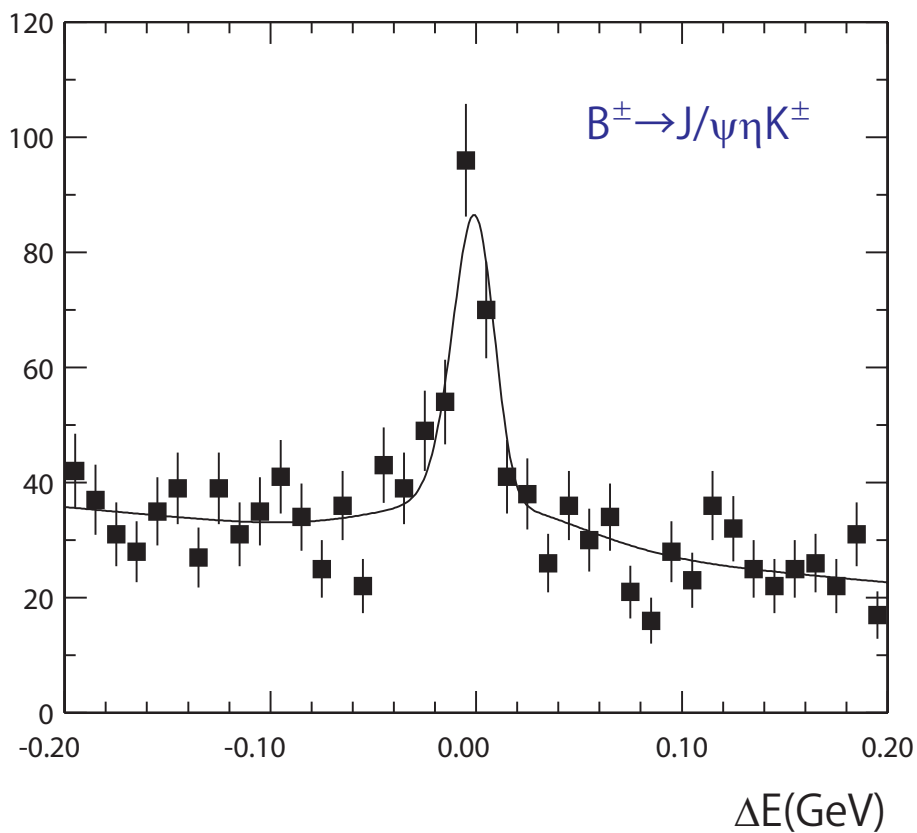


図 3.20:  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  事象の  $\Delta E$  分布のフィット結果

そこで、この実験データが示す  $\Delta E$  分布に 3.4.1 および 3.4.2 で述べた確率密度関数を用いてフィットを行ったものを図 3.20 に示す。この結果より、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  シグナル事象数は  $214 \pm 24$  事象と得られた。この値を用いた  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程の崩壊分岐比の導出については次節で詳しく述べる。

### 3.5 崩壊分岐比の測定

#### 3.5.1 $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ 過程の崩壊分岐比

$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$  過程の崩壊分岐比は次式で得られる。

$$Br(B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm) Br(\psi' \rightarrow J/\psi\eta) = \frac{N_{sig}}{N_{B^\pm} \cdot \epsilon \cdot Br(J/\psi \rightarrow l^+ l^-) \cdot Br(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}$$

ここで式に用いられる値を表 3.3 にまとめた。

$B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ 事象数	$N_{sig}$	$38.6 \pm 7.3$ 事象
検出効率	$\epsilon$	$8.95 \pm 0.40$ %
$B^\pm$ の数	$N_{B^\pm}$	$(3.88 \pm 0.05) \times 10^8$ 事象
$J/\psi \rightarrow l^+ l^-$ の崩壊分岐比	$Br(J/\psi \rightarrow l^+ l^-)$	$11.87 \pm 0.12$ %
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊分岐比	$Br(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	$39.3 \pm 0.2$ %

表 3.3: 崩壊分岐比算出に使用した値 ( $B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm (\psi' \rightarrow J/\psi\eta)$ )

これを用いて得た崩壊分岐比は、

$$Br(B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm) Br(\psi' \rightarrow J/\psi\eta) = (2.38 \pm 0.45) \times 10^{-5} \quad (3.6)$$

となった。ここで示した誤差は統計誤差のみである。PDG2008[12] によれば、

$$\begin{aligned} Br(B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm) &= (6.48 \pm 0.35) \times 10^{-4} \\ Br(\psi' \rightarrow J/\psi\eta) &= (3.16 \pm 0.07) \% \end{aligned}$$

であるので、その積の世界平均値は

$$Br(B^\pm \rightarrow \psi' K^\pm) Br(\psi' \rightarrow J/\psi\eta) = (2.05 \pm 0.12) \times 10^{-5}$$

であり、得た崩壊分岐比と誤差の範囲で一致していた。

3.5.2  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程の崩壊分岐比測定

$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程の崩壊分岐比を次式で得る。

$$Br(B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm) = \frac{N_{sig}}{N_{B^\pm} \cdot \epsilon \cdot Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-) \cdot Br(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}$$

ここで式に用いられる値を表 3.4 にまとめた。

$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ 事象数	$N_{sig}$	$214 \pm 24$ 事象
検出効率	$\epsilon$	$8.95 \pm 0.40$ %
$B^\pm$ の数	$N_{B^\pm}$	$(3.88 \pm 0.05) \times 10^8$ 事象
$J/\psi \rightarrow l^+l^-$ の崩壊分岐比	$Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-)$	$11.87 \pm 0.12$ %
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊分岐比	$Br(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	$39.3 \pm 0.2$ %

表 3.4: 崩壊分岐比算出に使用した値 ( $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ )

これを用いて得た崩壊分岐比は、

$$Br(B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm) = (13.2 \pm 1.5(\text{stat.}) \pm 1.5(\text{sys.})) \times 10^{-5} \quad (3.7)$$

となった。(stat.) とは statistic error(統計誤差)、(sys.) とは systematic error(系統誤差)である。系統誤差について後の小節で詳しく述べる。

## 3.5.3 誤差

$B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程の崩壊分岐比測定における各誤差の値を表 3.5 に示す。

統計誤差	11.2 %
系統誤差	11.1 %
シグナルのモンテカルロの統計	4.5 %
飛跡の再構成	3.6 %
レプトンの同定	4.2 %
$\gamma$ の検出効率	8.0 %
$\pi/K$ 識別	2.2 %
$Br(J/\psi \rightarrow l^+l^-)$	1.0 %
$Br(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	0.5 %
$N_{B\bar{B}}$	1.3 %

表 3.5: 崩壊分岐比測定における誤差 ( $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ )



以下に系統誤差の各項目についてくわしく説明する。

- 飛跡の再構成

荷電粒子の飛跡に対する検出効率の不定性によるものである。この不定性は

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$$

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma$$

の崩壊過程を用いて見積った。2つの崩壊モードで得られる  $\eta$  の個数の比をとり、

$$R_N = \frac{N(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))}{N(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}$$

を求める。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  過程と  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  過程とが同じ終状態になるので、2つの比をとると、 $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  においては  $\pi^+\pi^-$  の検出効率のみが寄与する。そこで、データとモンテカルロシミュレーションの  $R_N$  を比較し、両者の差を荷電粒子2個の検出効率の不定性とする。よって、荷電粒子1個あたりの不定性はその半分である。

その他にもいくつかの方法がとられている。その1つが、 $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  過程において、 $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$  が起こり、さらに  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  が生じる過程の利用である。最後に生じる2つの荷電  $\pi$  中間子のうち片方を無視しても、 $K_S^0$  と  $D^0$  の質量を束縛条件として使うことにより、無視した荷電  $\pi$  中間子の運動量を算出することができ、 $D^{*+}$  を再構成することができる。これを部分再構成と呼ぶ。通常よく行われる  $D^{*+}$  の事象数と荷電  $\pi$  中間子を無視せずに全ての粒子を捕まえて再構成した場合に得られた  $D^{*+}$  の事象数の比は、 $K_S^0$  から生じた荷電  $\pi$  中間子1個の再構成の効率となる。これを実験データとモンテカルロシミュレーションの場合で比較し、その差を荷電粒子1個あたりの不定性として見積もっても、 $\eta$  を用いた場合と無矛盾な結果を得る。

- レプトンの同定

$J/\psi$  を再構成するレプトンの識別効率の不定性である。レプトンの識別効率は、レプトン対より  $J/\psi$  を再構成する際に、1本の飛跡にだけレプトンであるという要求をしたもの (single tag) と2本ともレプトンであると要求したもの (double tag) の個数を比較することで求めることができる。この識別効率について実験データとモンテカルロシミュレーションの差をとり、レプトン同定に関する不定性とした。

- $\gamma$  の検出効率

$\gamma$  の検出効率の不定性は

$$\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$$

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma$$

の崩壊過程を用いて見積った。2つの崩壊モードで得られる  $\eta$  の個数の比をとり、

$$R_N = \frac{N(\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))}{N(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}$$

を求める。 $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$  においては6個、 $\eta \rightarrow \gamma \gamma$  においては2個、それぞれ終状態に $\gamma$ が生じる。もし $\gamma$ の検出効率においてデータとモンテカルロシミュレーションの間に差があれば、 $\gamma$ 4個分の検出効率が寄与する。そこで、データとモンテカルロシミュレーションの $R_N$ を比較し、両者の差を $\gamma$ 4個分の検出効率の不定性とする。そこから、 $\gamma$ の検出効率における不定性を得た。

- $\pi/K$  識別

$\pi^\pm$  を  $K^\pm$  と見誤る確率の不定性である。この不定性を見積もるためには

$$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- (\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+)$$

という崩壊過程を用いて見積ることができる。この過程で生じる $\pi^-$ から見ると、 $\bar{D}^0$ が崩壊して生じる $K$ と $\pi$ についてはそれぞれ、電荷が同じほうが $K$ 、異なるほうが $\pi$ であると決まっている。したがって、量子識別の条件を課さずに高純度の $K^\pm$ と $\pi^\pm$ が得られる。この崩壊過程について実験データとモンテカルロシミュレーションを比較して不定性とした。

- $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$  の崩壊分岐比

$$Br(J/\psi \rightarrow e^+ e^-) = 5.94 \pm 0.06 \% [12]$$

$$Br(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 5.93 \pm 0.06 \% [12]$$

$J/\psi \rightarrow l^+ l^-$  の崩壊分岐比は両者の和をとり、 $Br(J/\psi \rightarrow l^+ l^-) = 11.87 \pm 0.12 \%$  となる。この時、相対誤差は1.0%である。

- $\eta \rightarrow \gamma \gamma$  の崩壊分岐比

$$Br(\eta \rightarrow \gamma \gamma) = 39.3 \pm 0.2 \% [12] \text{ であり、相対誤差は } 0.5\% \text{ である。}$$

- $N_{B\bar{B}}$

$B$  中間子対生成事象数はハドロン事象の形状を表現するパラメータの分布から決定している。この際、Bhabha 散乱や $\mu$ 粒子対生成事象の数を比較して事象数の規格化定数の不定性を見積もるとともに、ビームガス事象の混入している割合の不定性を算出し、これらを合わせて $N_{B\bar{B}}$ の不定性とする。この時、相対誤差は1.3%である。

## 第4章 まとめ

Belle 検出器で 2000 年から 2005 年までの期間に収集した  $3.88 \times 10^8 B$  中間子対生成事象のデータを用いて、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  崩壊事象を再構成し、シグナル事象数  $N_{sig}$  を

$$N_{sig} = 214 \pm 24 \text{ 事象}$$

と得た。そこから、 $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程の崩壊分岐比を

$$Br(B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm) = (13.2 \pm 1.5(\text{stat.}) \pm 1.5(\text{sys.})) \times 10^{-5}$$

と得た。これは過去に BaBar 実験が報告した値と誤差の範囲で一致している。また、この崩壊過程が、 $J/\psi\eta$  に崩壊する未知の共鳴状態の探索へと研究を展開していく上で、十分な統計的感度を持ち得ることを明らかにした。



## 関連図書

- [1] S.K.Choi and S.L.Olsen et al, Belle Collaboration,  
Phys.Rev.Lett.91, 262001 (2003)
- [2] K.Abe et al, Belle Collaboration, BELLE-CONF-0540, hep-ex/0505037 (2005)
- [3] K.Abe et al, Belle Collaboration, BELLE-CONF-0541, hep-ex/050538 (2005)
- [4] A.Abulencia et al, CDF Collaboration, Phys.Rev.Lett.98, 132002 (2007)
- [5] 宮林謙吉 上原貞治, 日本物理学会誌 Vol.63, No.3(2008) 200,  
Belle 実験で見つかった「隠れたチャーム」を持つ粒子
- [6] S.K.Choi and S.L Olsen et al, Belle Collaboration,  
Phys.Rev.Lett.100, 142001 (2008)
- [7] 宮林謙吉, 日本物理学会誌 Vol.63, No.6(2008) 417,  
クォーク 4 個でできた新粒子発見?
- [8] T.Aaltonen et al, CDF collaboration, Phys.Rev.Lett.102, 242002 (2009)
- [9] BaBar-PUB-03/047, SLAC-PUB-10332, BABAR Collaboration (2003)
- [10] K.Abe et al, Belle Collaboration, Phys.Pev.Lett.94, 182002 (2005)
- [11] G.Fox and S.Wolfram, Phys.Rev.Lett.41, 1581 (1978)
- [12] C.Amster, et al, Particle Data Group, Physics Letters B667,1 (2008)
- [13] Anders Rydat el, BAD 522 v6
- [14] R.Brun et al, GEANT321 CERN Report No.DD/EE/84-1 (1987)
- [15] K.Hanagaki and et al, BELLE Note 312 (2000)
- [16] E.Nakano, BELLE Note 338 (2000)
- [17] A Fitting and Platting Package Using MONUIT
- [18] 渡邊靖志, 素粒子物理入門 (2002)

- [19] 内田佐知子,  $\pi^0$  中間子を用いた光子エネルギー補正に関する研究と  $B^0 \rightarrow J/\psi\eta$  崩壊の観測, 修士学位論文 (2002)
- [20] 藤野智美,  $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  過程の崩壊分岐比および荷電非対称度の測定, 修士学位論文 (2006)
- [21] 岩崎麻友,  $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$  稀崩壊過程の探索, 修士学位論文 (2008)
- [22] 津田幸枝,  $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$  過程の崩壊分岐比測定, 修士学位論文 (2009)

## 謝辞

本研究を行なうに当たり、お世話になりました方々に紙面を借りてお礼申し上げます。

はじめに、このような素晴らしい実験に携わる機会を与えて下さった、高エネルギー物理学研究室の林井先生、宮林先生に感謝致します。

林井先生は、多くの質問に対して1つ1つ丁寧に教えてくださり、的確なご指摘・助言をいただきました。

直接ご指導いただきました宮林先生には、たいへんお世話になりました。解析方法をはじめ、研究に携わる心構えなど、たくさんのご指導していただきました。また、研究における疑問や質問についても丁寧に教えてくださいました。本当にありがとうございました。

さらに、現在学長に就任された野口先生には、忙しい中わかりやすい講義や様々な助言をしていただきました。この場を借りて、お礼申し上げます。

また、日々の疑問や質問にいつも丁寧に答えていただき、励まして下さった片岡先輩、関谷先輩、藤川先輩をはじめ研究室の皆様、KEKの皆様から心から感謝致します。特に共に研究に勤しんだ岩下さん、高坂さん、馳川さんとは、意見を交換しお互いに刺激し合いながらも、楽しく充実した日々を過ごせたこと、本当に感謝します。

最後に、何もわからなかった私がこのような研究に携わり、高エネルギー物理学の面白さを肌で感じつつ充実した日々をおくることができたのは、私を支えて下さった皆様のおかげです。私の研究生活を支えてくださったすべての方々に感謝致します。