2006年度 修士学位論文

$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$過程の崩壊分岐比および荷電非対称度の測定

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

藤野 智美

2007年 2月

目 次

はじめに 1

第 1 章 CP 対称性の破れと B 中間子の物理 3
1.1 C、P、T 変換と CP 対称性 3
1.2 K 中間子における CP 対称性の破れ 6
1.3 小林・益川理論 8
1.4 B 中間子における CP 対称性の破れ 12
1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ 13
1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ 14

第 2 章 実験装置 17
2.1 KEKB 加速器 17
2.1.1 非対称エネルギー 17
2.1.2 高いルミノシティ 18
2.2 Belle 検出器 19
2.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD) 21
2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC) 24
2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) . . . 25
2.2.4 飛行時間測定器 (TOF) 26
2.2.5 電磁カロリメータ (ECL) 28
2.2.6 超電導ソレノイド 31
2.2.7 K^0_L、μ 粒子検出器 (KLM) 31
2.2.8 トリガーシステム 32
2.2.9 データ収集システム (DAQ) 33
2.2.10 KEKB 計算機システム 35

第 3 章 $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 崩壊過程における崩壊分岐比および荷電非対称度の測定 37

3.1 $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$の物理 38
3.2 実験データの処理と選別 40
3.2.1 データ処理と解析の流れ 40
3.2.2 B 中間子対生成事象の選別 42
3.2.3 粒子の識別 43
3.3 $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 事象の再構成 48
3.3.1 $J/\psi \to l^+l^-$ の再構成 48
3.3.2 $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ の再構成 50
3.3.3 バックグラウンドの評価 53
3.3.4 シグナル事象数の抽出 58
3.4 崩壊分岐比および荷電非対称度の測定 62
3.4.1 崩壊分岐比の測定 62
3.4.2 崩壊分岐比測定の誤差 63
3.4.3 荷電非対称度の測定 66
3.4.4 荷電非対称度測定の誤差 66

第 4 章 まとめ **69**

付 録 A 間接的 CP 対称性の破れ **71**

付 録 B Likelihood ratio の最適化 **81**

図 目 次

1.1 ニュートリノにおける CP 対称性 6
1.2 $K^0 - \bar{K^0}$ 混合 7
1.3 弱い相互作用によるクォークの世代間混合 9
1.4 B 中間子系におけるユニタリティ三角形 12
1.5 $B^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊のツリーダイアグラム 14
1.6 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 14

2.1 KELB 加速器の概略図 21
2.2 Belle 検出器の全体図 22
2.3 SVD の図 23
2.4 CDC の断面図 25
2.5 ACC の断面図 26
2.6 ACC カウンターモジュール 27
2.7 TOF/TSC モジュール 28
2.8 CsI(Tl) カウンター 30
2.9 CsI(Tl) カロリーメーター 31
2.10 Belle トリガーシステム 33
2.11 Belle データ収集システム 35

3.1 $B^- \to J/\psi\pi^-$ のツリーダイアグラムとペンギンダイアグラム 38
3.2 データ処理の流れ 41
3.3 レプトン対の不変質量分布 49
3.4 MC による ΔE と $M_{\rm bc}$ の分布 52
3.5 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 55
3.6 バックグランドの再評価 56
3.7 MC による $\Delta E, M_{\rm bc}$ 分布 57

3.8 実験データによる $\Delta E, M_{\rm bc}$ 分布 58
3.9 MC によるシグナルのフィット結果 60
3.10 ΔE 分布のフィット結果 61

A.1 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 71
A.2 レプトンによる $B^0\bar{B}^0$ 同定 76
A.3 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定 76
A.4 荷電 π 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定 77
A.5 崩壊時間差の測定方法 78

B.1 Figure of Merit 82

表 目 次

1.1 種々の物理量に対する C、P、T 変換におけるふるまい . . 5

2.1 KEKB 加速器:各パラメータの設計値 20
2.2 各検出器サブシステムとその役割 22
2.3 ECL と粒子の相互作用 29
2.4 ルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ における断面積とトリガーレート 34

3.1 バックグラウンドの崩壊モード 54
3.2 崩壊分岐比算出に使用する値 62
3.3 崩壊分岐比測定の誤差 63
3.4 荷電非対称度算出に使用する値 66
3.5 荷電比対称度測定の誤差 66

はじめに

「宇宙はどのようにできたのだろうか?」
人類は古くからこの問題に思いを馳せてきた。今の宇宙がどのように作られ、私たちは何からできていて、その間にはどのような力が働いているのか、この謎解きを進める上で、過去数十年にわたり、素粒子の実験的研究、すなわち、高エネルギー物理学は手がかりとなる多くの知見をもたらしてきた。

高エネルギー物理学では、GeV から TeV に及ぶ非常に高いエネルギーの粒子がおこす衝突・散乱反応を用いて、宇宙のすべての物質の究極的な構成要素とそれらを支配している基本法則を調べることを目的としている。ビッグバン宇宙論によれば、私たちがいる宇宙の初期は、非常に小さな高温・高密度 (高エネルギー状態) の状態にいたと考えられている。このようなミクロの世界を扱い、物質の根源を研究するのが高エネルギー物理学という学問なのである。高エネルギー物理学の研究手法の主流は高いエネルギー粒子同士の衝突を加速器でつくり出し、反応の結果生じた粒子を全て検出器で捕らえて、そこで成立している物理法則を明らかにしていくという手順を踏む。

宇宙創成の謎に「なぜ、今の宇宙には反物質がほとんど残っていない物質優勢の状態になっているのか」というものがある。宇宙の創成がビッグバンから始まったとするなら、ビッグバン直後の宇宙は高いエネルギーの光で満たされており、そこから物質と反物質は同量創られたと考えられる。物質と反物質の間で物理法則が厳密に同じであったなら、物質と反物質は互いに消滅してしまい、現在の宇宙の構造を創るほどの物質は残らなかったはずである。そこで、この矛盾、即ち十分な物質が残るための必要条件の 1 つとして指摘されたのが CP 対称性の破れ、つまり「物質・反物質の対称性が破れていること」である。この CP 対称性の破れ

に理論的な説明をしたのが小林・益川理論である。これは K 中間子崩壊過程で CP 対称性がわずかに破れていることをうけ、クォークの世代混合の中に、CP 対称性を破る複素位相が残り得ることを示したものであった。さらに、三田、ビギ、カーターにより、B 中間子の崩壊過程では大きな CP 対称性の破れが期待できることが理論的に予言されて、CP 対称性の破れの測定材料として B 中間子が注目されるようになった。

そこで、これらを検証するために、大量の B 中間子対を生成しその崩壊過程を観測する実験が考えられた。その 1 つが茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において進行中の『KEK B ファクトリー実験』である。B ファクトリー実験では KEKB 加速器で非対称エネルギーの電子 · 陽電子衝突を起こし、大量の B 中間子とその反粒子である $\overline{B}$ 中間子を対生成する。そして、Belle 測定器を用いてこれらの崩壊で生じる粒子を検出する。

本研究では、Belle 検出器が 2000 年から 2005 年の間に収集した 3.88×10^8 B 中間子対生成事象のデータを用いて、荷電 B 中間子 ($B^{\pm}$) が J/ψ 中間子と $\pi^{\pm}$ 中間子に二体崩壊する過程に着目し、崩壊分岐比を測定するとともに、陰電荷の過程 ($B^- \to J/\psi\pi^-$) と陽電荷の過程 ($B^+ \to J/\psi\pi^+$) に分けて信号事象数を勘定して CP 対称性の破れ、即ち荷電非対称度を求めた。この崩壊過程には弱い相互作用の最低次の振幅 (ツリーダイアグラム) と 1 ループレベルの振幅 (ペンギンダイアグラム) が存在する。小林・益川理論では、前者には CP 対称性を破る複素位相が含まれない一方、もしも後者の寄与が十分大きいと、仮想トップクォークとダウンクォークの結合におけるもの、あるいは標準理論をこえた新しい物理の複素位相によって、直接的 CP 対称性の破れが現れる可能性があり、非常に興味深い。

以下本論文の第 1 章では、「CP 対称性の破れ」および、B 中間子系においてどのように CP 対称性の破れが実験的に観測されるかについて述べる。第 2 章では、KEKB 加速器及び Belle 検出器について解説する。第 3 章では、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 過程の崩壊分岐比及び荷電非対称度を測定した結果について述べ、第 4 章で全体をまとめる。

第1章　CP対称性の破れとB中間子の物理

1.1　C、P、T変換とCP対称性

自然界には、様々な変換とそれに対する対称性が存在する。ネーターの定理が示すように、連続的な変換のもとでの対称性と保存則は密接に関係している。例えばエネルギー保存則は時間並進の対称性、運動量保存則は空間並進の対称性、角運動量保存則は回転の対称性がそれぞれ対応している。これに対し、不連続な変換として、空間反転 (P 変換)、荷電共役 (C 変換)、時間反転 (T 変換) の 3 つが知られている。

- 空間反転　(P 変換)

  この変換は、空間座標の符号をすべてを反転する変換である。位置ベクトルを $\boldsymbol{r} = (x, y, z)$ とすると、P 変換は

  $$\begin{aligned} \boldsymbol{r} &\Longrightarrow -\boldsymbol{r} \\ (x, y, z) &\Longrightarrow (-x, -y, -z) \end{aligned}$$

  となる。また、次式のようにこの変換を 2 回行うと、元の状態に戻る。

  $$\begin{aligned} P^2\psi(\vec{r}) &= P\left(P\psi(\vec{r})\right) \\ &= P\psi(-\vec{r}) \\ &= \psi(\vec{r}) \qquad (P = \pm 1) \end{aligned}$$

  これより、P 変換の固有値が存在する場合、その値は ± 1 の固有値を持ち、固有値が $+1$ の時、パリティが正、または偶 (even) であると言い、-1 の時はパリティが負、または奇 (odd) であると言う。
  P 変換によって、右手系の直交座標系は左手系の直交座標系に移るので、P 変換は鏡に映した世界を見ることに等しいと言える。

- 荷電共役　(C 変換)

  この変換は、電荷の符号をはじめ、粒子に特有な量子数の符号を全て反転させる変換である。つまり、粒子を反粒子に、反粒子を粒子に入れ換える変換である。例えば π 中間子に C 変換を施すと

$$\begin{aligned} C|\pi^+\rangle &= |\pi^-\rangle \neq \pm|\pi^+\rangle \\ C|\pi^-\rangle &= |\pi^+\rangle \neq \pm|\pi^-\rangle \\ C|\pi^0\rangle &= |\pi^0\rangle \end{aligned}$$

  となる。C 変換の固有状態になれるのは、その系が C 変換のもとで自分自身になる場合、即ち自己荷電共役である場合のみである。そのような系は完全に中性でなければならず、電気または磁気モーメントを持ってはならない。上の C 変換の結果より、π^0 は C 変換の固有状態であるが、π^+、π^- は固有状態ではないことがわかる。

- 時間反転　(T 変換)

  この変換は、時間を反転させる変換であり、　古典力学では $t \Longrightarrow -t$ となる。量子力学の場合は少し複雑になるが、シュレーディンガー方定式にしたがう波動関数 ψ について、その T 変換は、

$$\psi(t) \Longrightarrow \psi'(t') = T\psi(t) = \psi^*(-t)$$

  となる。この変換のもとで、シュレーディンガー方定式は形を変えない。また、波動関数の絶対値の二乗が観測する確率を与えるという量子力学の基本原理も不変である。

以下、種々の物理量が上記の 3 つの離散的変換のもとでどのようにふるまうかを調べてみる。運動量は $\boldsymbol{p} = m \cdot d\boldsymbol{r}/dt$(量子力学では $-i\boldsymbol{\nabla}$)、角運動量は $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}$、電場は $\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{E} = q\rho$(q：電荷、$\rho$：電荷密度)、磁場は $\partial \boldsymbol{B}/\partial t = -\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E}$ と表せる。よって、例えば P 変換では位置ベクトルの符号が変わるので、運動量は符号が変わる。また、電場は電荷密度のパリティーが正なので、符号が変わる。C 変換では電荷の符号が変わるので、電場は符号を変える。T 変換では時間の符号が変わるので、位置ベクトルは変化しないが運動量は変わる。代表的な物理量に対する C、P、T 変換におけるふるまいついて表 1.1 にまとめる。

- CP 対称性

	物理量	C	P	T
$\boldsymbol{r}$	(位置ベクトル)	$\boldsymbol{r}$	$-\boldsymbol{r}$	$\boldsymbol{r}$
$\boldsymbol{p}$	(運動量)	$\boldsymbol{p}$	$-\boldsymbol{p}$	$-\boldsymbol{p}$
$\boldsymbol{J}$	(角運動量)	$\boldsymbol{J}$	$\boldsymbol{J}$	$-\boldsymbol{J}$
$\boldsymbol{\sigma}$	(スピン)	$\boldsymbol{\sigma}$	$\boldsymbol{\sigma}$	$-\boldsymbol{\sigma}$
$\boldsymbol{E}$	(電場)	$-\boldsymbol{E}$	$-\boldsymbol{E}$	$\boldsymbol{E}$
$\boldsymbol{B}$	(磁場)	$-\boldsymbol{B}$	$-\boldsymbol{B}$	$\boldsymbol{B}$
$\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}$	(ヘリシティ)	$\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}$	$-\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}$	$\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{p}$

表 1.1: 種々の物理量に対する C、P、T 変換におけるふるまい

既知の物理法則は全て、C、P、T を同時に変換した場合、元の法則と変わらない。これを CPT 定理と呼ぶ。CPT 定理が提案された当時は、C 変換、P 変換、もしくは C と P を同時に変換する CP 変換について物理法則は不変であると考えられていた。ところが、1950 年代に、ニュートリノでは C 保存も P 保存も成り立たないことがわかった。1957 年に C.S.Wu らが偏極した $^{60}\mathrm{C_o}$ からの β 崩壊で生成された電子が $^{60}\mathrm{C_o}$ 原子核のスピンの向きと逆の方向に出やすいことを示し、P 対称性の破れが明らかになった。その後、C 変換でも対称性が破れていることがわかった。

C 変換、P 変換に対する対称性の破れの例として、ニュートリノのヘリシティが挙げられる。自然界には左巻きのニュートリノしか存在しない。また一方で、ニュートリノの反粒子である反ニュートリノは右巻きしか存在しない。つまり、ニュートリノを P 変換した右巻きのニュートリノは存在しないため P 非保存であり、ニュートリノを C 変換した左巻きの反ニュートリノは存在しないため C 非保存である。しかし、C 変換と P 変換を同時に施す CP 変換では、左巻きのニュートリノが右巻きの反ニュートリノになり、対称性が保存される。

このような例から、C 変換あるいは P 変換の単独では対称性が破れているが、CP 対称性は保たれているように思われた。しかし、1964 年に K 中間子で CP 対称性がわずかに破れているということが発見された。次節では、K 中間子での CP 対称性の破れについて説明する。

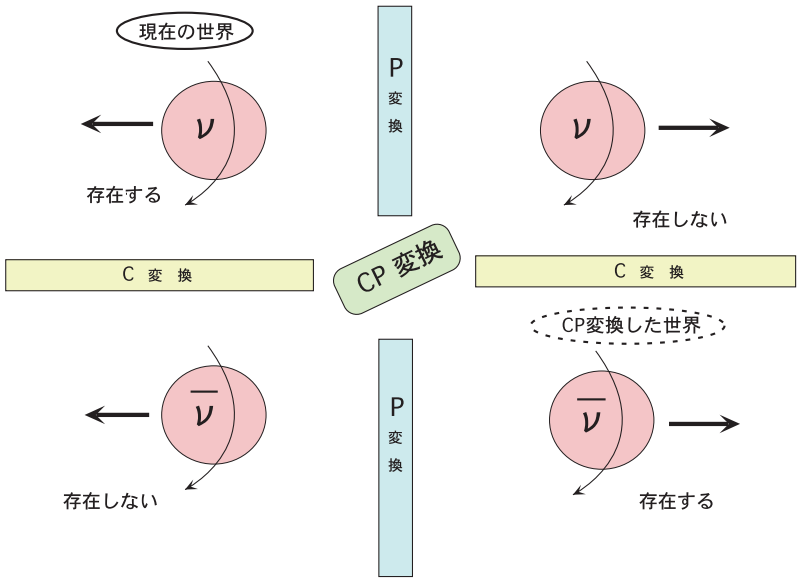

図 1.1: ニュートリノにおける CP 対称性

1.2　K 中間子における CP 対称性の破れ

1964 年、J.W.Cronin、V.L.Fitch らは中性 K 中間子系の崩壊において、弱い相互作用が CP 対称性を破ることを発見した [3]。K 中間子は d クォークと s クォークからできている中間子である。

$$K^0(\bar{s}d)\ ,\quad \bar{K^0}(s\bar{d})$$

これら 2 つの中間子は互いに粒子 · 反粒子の関係にある。K^0 と $\bar{K^0}$ は、図 1.2 に示すように、W ボゾンを交換する過程 (ボックスダイアグラム) により、互いの状態を行き来できる。このため、K^0 と $\bar{K^0}$ が混合し、物理的に観測される状態は両者の重ね合わせである。そこで、以下のような線形結合をとる。

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\ |K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle\ ) \\ |K_2\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\ |K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle\ ) \end{aligned}$$

ここで、K^0、$\bar{K^0}$ ともにパリティが負で、$C|K^0\rangle = -|\bar{K^0}\rangle$、$C|\bar{K^0}\rangle = -|K^0\rangle$ であるので、$|K_1\rangle$、$|K_2\rangle$ は

$$CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \qquad (CP \text{ 固有値 } -1)$$

$$CP|K_2\rangle \;=\; -|K_2\rangle \qquad\qquad (CP\text{ 固有値 }+1)$$

と、それぞれ -1、$+1$ の固有値をもつ CP 固有状態である。ここで、K 中間子のようにスピン 0 の粒子が、n 個の π 中間子に崩壊したとき、その終状態の CP 固有値は $CP = (-1)^n$ で与えられるので、K_1 は偶数個の π 中間子に崩壊し $(CP{=}{+}1)$、K_2 は奇数個の π 中間子に崩壊すること $(CP{=}{-}1)$ がわかる。事実、実際に観測される中性 K 中間子には、2 つの π 中間子に崩壊する寿命の短いもの (K_S^0) と 3 つの π 中間子に崩壊する長い寿命をもつもの (K_L^0) の 2 種類があり、K_1、K_2 はそれぞれ K_S^0、K_L^0 に対応していると考えられていた。

ここで、CP 対称性が厳密に成り立っていると、$K_L^0 \to \pi^+\,\pi^-$ は禁止されることになる。ところが、Cronin らは 10^{-3} 程度の確率で $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ が存在することを明らかにした。このことは、中性 K 中間子の崩壊過程において 10^{-3} 程度の大きさで、CP 対称性が破れていることを意味する。従って、K_S^0、K_L^0 は、

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}}(\ (1+\varepsilon)|K^0\rangle + (1-\varepsilon)|\bar{K}^0\rangle\ ) \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}}(\ (1+\varepsilon)|K^0\rangle - (1-\varepsilon)|\bar{K}^0\rangle\ ) \end{aligned}$$

と表現することができる。ここで ε は CP 対称性の破れの大きさを表すパラメーターである。現在、ε は

$$\varepsilon = (\ 2.284\ \pm\ 0.014\ ) \times 10^{-3}$$

と測定されている [7]。

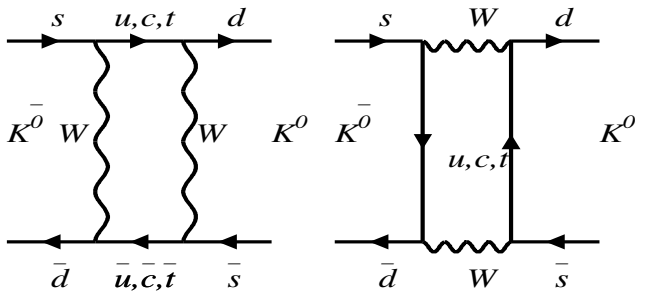

図 1.2: $K^0 - \bar{K}^0$ 混合

1.3　小林・益川理論

K 中間子系での CP 対称性の破れについて、クォークの世代間混合に含まれる複素位相がその起源であり得るという理論を提唱したのが小林誠と益川敏英である。この理論を小林・益川理論と呼ぶ。
当時、u、d、s の 3 種類のクォークしか発見されていなかった中で、小林と益川は、少なくとも三世代、6 種類のクォークが存在すれば、弱い相互作用による世代間混合に CP 対称性の破れを引き起こす複素位相が残り得ることを発見した [2]。彼らの予言した通り、1974 年には c クォーク、1977 年には b クォーク、1994 年に t クォークが発見され、現在では、小林 · 益川理論は「 標準模型 」の中核の一部となっている。

「 標準模型 」では、物質の基本構成粒子は、6 種類のクォークとレプトンであり、これらは、スピン $1/2$ を持つフェルミオンである。また、γ、$W^{\pm}$、Z^0 は $\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)$ ゲージ群で表される電弱相互作用を媒介するゲージボゾンである。強い相互作用はグルーオンによって媒介され、$\mathrm{SU}(3)$ のゲージ対称性を持つ。クォークの種類 (フレーバー) は、以下のような 2 重項をとり、三世代を形成している。

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

上段のクォークは電荷 + $2/3$、下段は電荷 $-1/3$ を持ち、$W^{\pm}$ ボゾンの吸収 · 放出による荷電カレント相互作用によって互いに移り変わることができる。この遷移は同一世代間における遷移確率が最も大きいが、世代を越えた遷移も起こり得る。これを、クォークの世代間混合と呼ぶ。重いクォークは、例えば、b クォーク $\to$ c クォーク $\to$ d クォーク、b クォーク $\to$ u クォークというように、異なった世代のより質量の小さなクォークに崩壊していく。また、軽いクォークであっても、不確定性原理のために仮想的に重いクォークに変身することができる。例えば、第 3 世代の b クォークは、仮想的に自分より重い t クォークに変化し、b クォーク $\to$ t クォーク $\to$ d クォークとと遷移することも可能である。

こうした荷電カレント相互作用のラグランジアン $\mathcal{L}$ は、次式で表される。

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma^\mu W_\mu^+ V_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L + (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_L \gamma^\mu W_\mu^- V_{KM}^\dagger \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \right\}$$

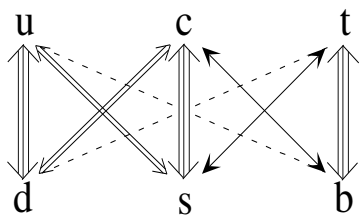

図 1.3: 弱い相互作用によるクォークの世代間混合:
図中の矢印の太さは遷移確率の大小を模式的に表している。

g : 結合定数
γ^μ : γ 行列
$W^\pm$: W ボソン
L : クォークが左巻き (ヘリシティー $= -1$) で
あることを示す添字

この式に現れる V_{KM} を小林 · 益川行列と呼ぶ。世代間混合が存在するということは、クォークの質量固有状態 (実際に観測される粒子) と弱い相互作用における固有状態 (フレーバーの固有状態) が異なっていることを意味する。この 2 つの異なる固有状態の間の関係はユニタリ変換で表現され、小林 · 益川行列とは、このユニタリ変換を表す行列である。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

この行列の各成分は、世代間混合での相互作用の大きさを表している。例えば、V_{ud} は u クォークと d クォークの間の遷移に対応する。

次に、この行列の自由度について考える。各成分は複素数なので、9 つの成分に対し実部と虚部があるので、$9 \times 2 = 18$ 個の自由度がある。ユニタリ性から、

$$V_{KM}^\dagger V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = I \tag{1.2}$$

つまり、

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ij}V_{ik}^* \quad = \delta_{jk} \quad (j,k = d,s,b) \tag{1.3}$$

これより 9 つの条件式が得られるので、この時点での自由度は 9 個となる。さらに、6 つのクォークに対し 6 つの位相因子があるが、全体の位相を除いてクォークの位相は任意なので、結局 $9-5=4$ 個の自由度が許される。つまり、3 世代の世代間混合は 4 個のパラメータで記述することができる。この 4 つのうち 3 つは、3 次元のベクトルの回転を表すオイラー角に対応するので実数であるが、残る 1 つのパラメータは CP 変換によって符号を変える複素位相として残り得る。この複素位相が、CP 対称性の破れをもたらす。もし、クォークが二世代、4 種類しか存在しない場合、2 行 2 列の行列の自由度を数えると、回転角を表す実数の自由度が 1 つしか残らないので、CP 対称性は破れない。

小林 · 益川行列を記述する 4 つのパラメーターを定義する方法はいくつかあるが、代表的な表記方法として、Wolfenstein 表示がある [4]。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

ここで、λ は $\sin\theta_c$(θ_c:Cabibbo 角) と呼ばれ、ストレンジネス (S) を破る弱い相互作用が抑制される現象を説明するために Cabibbo により導入された [5]。A, λ, ρ, η の 4 つのパラメータは、理論からの予測はできないので実験から決めなければならない。λ はストレンジネス粒子の崩壊から、A は B 中間子のセミレプトニック崩壊から以下のように測定されている [7]。

$$\lambda = \sin\theta_c = 0.2200 \pm 0.0026、 \qquad \mathrm{A} = 0.784 \pm 0.043$$

これらに対し、ρ と η の値は CP 対称性の破れに密接に関与している。そこで、この値を明らかにするために、CP 対称性の破れに感度が高い B 中間子の崩壊過程に関する研究が重要な役割を担う。

式 (1.2) で表される条件式のうち、B 中間子の物理に関わる行列要素 V_{td} と V_{ub} を含む関係式は、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.4}$$

である。各項の値を Wolfenstein 表示を用いて表すと、以下のようになる。

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{ub}^* &\simeq A\lambda^3(\rho + i\eta) \\ V_{cd}V_{cb}^* &\simeq -A\lambda^3 \\ V_{td}V_{tb}^* &\simeq A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) \end{aligned}$$

複素平面上にこれらのベクトルを表すと、図 1.4 のように各項を辺とする三角形を描くことができる。これをユニタリティ三角形と呼ぶ。この三角形の内角と辺の間には次のような関係がある。

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

図 1.4 に示したもの以外にも小林 · 益川行列のユニタリティ三角形は存在する。それらは異なる物理過程に対応しているが、すべて同じ面積を持つ。しかし、図 1.4 以外の三角形は 1 つの辺の長さが他の 2 つの辺の長さに比べて極めて短く、線に近い三角形を与える。中性 K 中間子の崩壊過程などはその典型的な例である。このことは B 中間子の崩壊以外の物理過程では CP 対称性の破れが非常に小さいことを意味する。これに対し、ここで取り上げたユニタリティ三角形は、各辺の長さが λ^3 オーダーで同じである。これは、B 中間子の崩壊において、$O(0.1) \sim O(1)$ の大きな CP 対称性の破れが期待されることを意味する。そこで、次節では B 中間子の崩壊過程において、小林 · 益川理論から期待される CP 対称性の破れが、どのように観測されるかについて述べる。

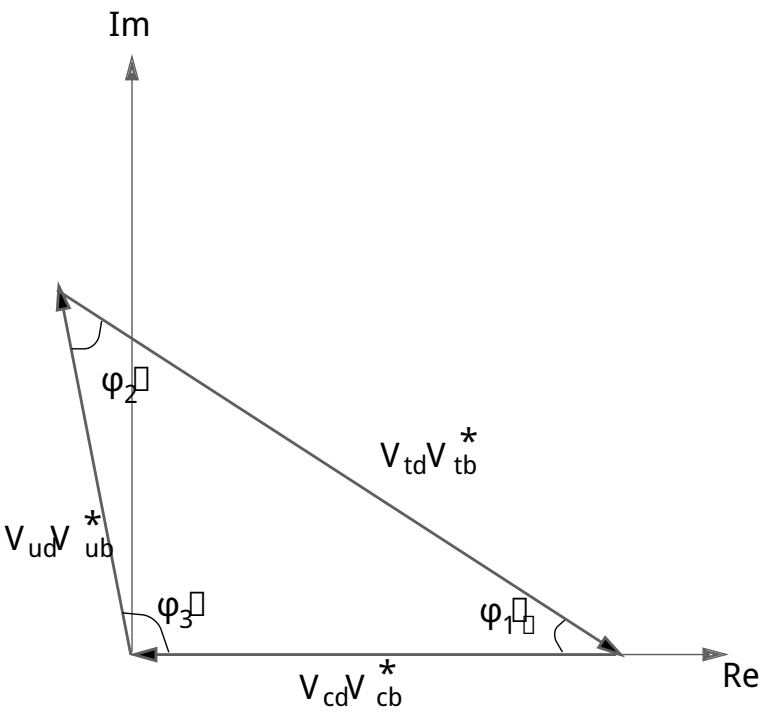

図 1.4: B 中間子系におけるユニタリティ三角形:
各辺は $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ のそれぞれの項に対応している。

1.4　B 中間子における CP 対称性の破れ

B 中間子の質量 $(\sim 5\mathrm{GeV/c^2})$ は K 中間子 $(\sim 0.5\mathrm{GeV/c^2})$ に比べて非常に大きく、その寿命は K 中間子に比べてとても短い。大質量であるため、多様な崩壊モードが存在することが第一の特徴である。また、中性 B 中間子の場合は、B 中間子が、K 中間子の時のように混合して生じる 2 つの質量の固有状態は、質量差が非常に小さく、崩壊モードが多岐にわたるため崩壊振幅がほとんど等しくなる。よって、K 中間子とは現象の扱い方が異なってくる。

本節では、B 中間子の崩壊における 2 種類の CP 対称性の破れ、すなわち「直接的 CP の破れ」と「間接的 CP の破れ」と呼ばれているものについて説明する。

1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ

B 中間子が終状態 f へ崩壊する過程とそれを CP 変換した $\bar{B}$ 中間子が $\bar{f}$ に崩壊する過程の間で確率が異なる場合を直接的 CP 対称性の破れという。これは崩壊過程に寄与する遷移振幅が 2 つ以上存在し、それぞれに異なる位相が寄与する場合に観測できる。従って、荷電 B 中間子および中性 B 中間子のいずれの崩壊においても生じうる。直接的 CP 対称性の破れを予言していることは、小林 · 益川理論の大きな特徴である。
今、B 中間子が終状態 f へ崩壊する過程の振幅を $A(B \to f)$ と書くと、これが振幅 $A_1(B \to f)$ と、$A_2(B \to f)$ の和になっていて、それぞれ強い相互作用による位相 δ^1_{strong}、δ^2_{strong}、及び弱い相互作用の位相 ϕ^1_{weak}、ϕ^2_{weak} を含んでいるとする。この崩壊確率は、

$$\begin{aligned}&|A(B \to f)|^2 \\ &\quad = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(\phi^1_{weak} - \phi^2_{weak} + \delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})\end{aligned}$$

に比例する。ここで、δ_{strong} は CP 変換に対し不変であるのに対して、ϕ_{weak} は CP 変換で符号を変えることに注意して、$A(\bar{B} \to \bar{f})$ の絶対値の二乗を計算すると、

$$\begin{aligned}&|A(\bar{B} \to \bar{f})|^2 \\ &\quad = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(-\phi^1_{weak} + \phi^2_{weak} + \delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})\end{aligned}$$

となる。したがって、CP 変換の前後で崩壊確率の差は、以下の式のように与えられる。

$$\begin{aligned}&|A(B \to f)|^2 - |A(\bar{B} \to \bar{f})|^2 \\ &\qquad = -4|A_1||A_2| \sin(\phi^1_{weak} - \phi^2_{weak}) \sin(\delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})\end{aligned}$$

したがって、$\delta^1_{strong} \neq \delta^2_{strong}$ かつ、$\phi^1_{weak} \neq \phi^2_{weak}$ であるとき、直接的 CP 対称性の破れが現れる。B 中間子の崩壊過程においてこの直接的 CP 対称性の破れが確認されたものが $B^0 \to K^+\pi^-$ と $\bar{B^0} \to K^-\pi^+$ での崩壊分岐比の差である [9]。この崩壊は、図 1.5 に示すように、ツリーダイアグラムとペンギンダイアグラムを持つ。両者の間で複素位相が異なるため、直接的 CP 対称性の破れが生じる。本研究の対象である $B^\pm \to J/\psi\pi^\pm$ 崩壊や、その類似モードである $B^\pm \to J/\psi\rho^\pm$ [12] においてもツリーダイアグラムとペンギンダイアグラムの間での干渉効果によって CP 対称性の破れが現れる可能性がある。詳しくは第 3 章で改めて述べる。

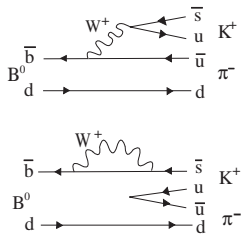

図 1.5: $B^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊のツリーダイアグラム

1.4.2　間接的 CP 対称性の破れ

中性 K 中間子系において、K^0 と $\bar{K}^0$ が弱い相互作用によって互いに混ざり合うように、B 中間子でも $B^0 - \bar{B}^0$ 混合が起こる。これに起因するものを間接的 CP 対称性の破れという。$B^0 - \bar{B}^0$ 混合に寄与する過程は、図 A.1 に示すボックスダイアグラムで記述される W ボソンを 2 つ交換するものである。この内線部分の仮想クォークは、t クォークが支配的であり、B 中間子の場合は、b クォークと t クォークが、同じ第三世代に属しているために、この過程による $B^0 - \bar{B}^0$ 混合が大きなものになる。このとき、ボックスダイアグラムに V_{td} が寄与するので、これに含まれる複素位相が、CP 対称性を破る。そこで、以下、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合によって CP 対称性が破れる間接的 CP 対称性の破れについて概要を記す。詳細については、付録 A に記載する。

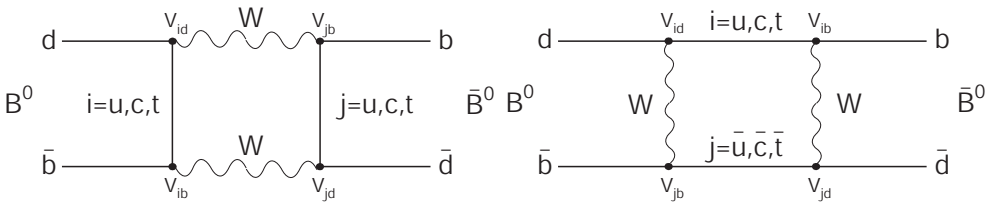

図 1.6: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

今、B^0 からも $\bar{B}^0$ からも崩壊できる CP 固有状態を f_{CP} とする。t=0 で $\bar{B}^0$ であったものが時間 t 経った後の状態を $\bar{B}^0(\mathrm{t})$、t=0 で B^0 であった場合を $B^0(\mathrm{t})$ とする。そして、以下のように定義する $A_{CP}(t)$ を測定する。

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) \ - \ \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) \ + \ \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} \tag{1.5}$$

ここで、弱い相互作用の位相 ϕ_f と強い相互作用の位相 δ を用いて、終状態への崩壊振幅は以下のように書くことができる。

$$\begin{aligned} A &= |A| e^{i\phi_f} e^{i\delta} \\ \bar{A} &= \begin{cases} -|\bar{A}| e^{-i\phi_f} e^{i\delta} & (CP = +) \\ +|\bar{A}| e^{-i\phi_f} e^{i\delta} & (CP = -) \end{cases} \end{aligned}$$

よって、

$$\bar{A}/A = \begin{cases} -e^{-2i\phi_f} & (CP = +) \\ e^{-2i\phi_f} & (CP = -) \end{cases} \tag{1.6}$$

例えば、崩壊振幅中に複素位相が現れない崩壊過程、つまり $\phi_f = 0$ となる適当な崩壊過程を選べば、$\bar{A}/A = -1$ となり、このとき現れる CP 対称性の破れは V_{td} が含む複素位相 ϕ_1 の関数として以下のようになる。

$$A_{CP}(t) = \begin{cases} -\sin 2\phi_1 \sin \Delta m t & (CP = +) \\ +\sin 2\phi_1 \sin \Delta m t & (CP = -) \end{cases} \tag{1.7}$$

この間接的 CP の破れの観測が最も典型的に現れる崩壊過程が $B^0 \to J/\psi K^0_S$ 崩壊である。この CP 非対称度のパラメーター $\sin 2\phi_1$ は Belle と BaBar の両実験で精度のよい測定が行なわれており、その値は

$$\sin 2\phi_1 \ = \ 0.674 \ \pm \ 0.026$$

となっている [8]。これは小林・益川理論の有効性を強く支持するものである。この結果をうけ、$B^0 \to J/\psi K^0_S$ 以外の崩壊過程でも CP 対称性の破れを測定することにより、小林・益川理論を多角的に検証するとともに標準理論をこえた新しい物理の兆候を探索することが重要である。
そこで、次章では、B 中間子の CP 対称性の破れの測定に合致するように設計、建設され、現在運転中の KEKB 加速器と Belle 実験について説明する。

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)内建設された、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造りだすことから、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。そのために、同長約 3km の 2 つのリングで電子と陽電子を別々にそれぞれ 8GeV と 3.5GeV の異なるエネルギーで蓄積し、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 $\bar{\mathrm{b}}$ クオークの 4 番目の共鳴状態である $\Upsilon(4S)$ を大量に生成する。$\Upsilon(4S)$ 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、以下のような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

前述したように、CP 対称性の破れを測定するためには、B 中間子が CP 固有状態に崩壊する時刻 t を測定しなくてはならない。しかし、B 中間子の寿命は約 1.5psec と非常に短いため、時刻 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、崩壊時刻 t を得る。

ところが、電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させると、生じる B 中間子の質量は 5.28GeV なので、B 中間子対と $\Upsilon(4S)$(質量 10.58GeV) と

の質量差はわずか 20MeV である。$\Upsilon(4S)$ 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 20μm しか飛行しない。したがって、このような条件下で崩壊点の位置を測定して、時刻 t を充分な分解能で測定することは不可能である。そこで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 $\beta\gamma$= 0.425 でローレンツブーストする。これによって、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寿命の間に約 200μm 飛行する。よって、二つの B 中間子の崩壊位置の違いから時刻 t を現在の素粒子物理学実験技術で十分な分解能で測定できる。

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 σ 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 対称性の破れを種々の崩壊モードで測定するには年間およそ 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 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ という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。

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

E : ビームエネルギー [GeV]
I : 蓄積電流 [A]
ξ : ビームビームチューンシフト
(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
β_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。また、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、高いルミノシティ得るためには、I を大きくし β_y^* を小さくしなくてはならない。KEKB 加速器では、ξ を 0.05 とし、β_y^* を $1\mathrm{cm}$ まで小さくして、最大で電子リングに $1.1\mathrm{A}$、陽電子リングに $2.6\mathrm{A}$ という大きな電流を蓄積し、高いルミノシティを実現している。また、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、エネルギーが低い方の陽電子リングの電流を電子リングに比べて大きくしている。

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する。この塊をバンチと呼ぶ。一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、多数個のバンチを取り扱う必要がある。KEKB では電子と陽電子のバンチを $\pm 11\mathrm{mrad}$ 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が必要なく、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も発生しないという利点がある。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。

現在の KEKB 加速器は、約 1300 個のバンチを蓄積することにより、$1.65\mathrm{A}$(陽電子)、$1.25\mathrm{A}$(電子) ビーム電流値を得て、ピークルミノシティ $1.71 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を達成している。

2.2 Belle 検出器

Belle 検出器は電子と陽電子の衝突点を囲んで設置されている。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制度が要求される。

- B 中間子の崩壊点を良い精度 $(< 100\mu\mathrm{m})$ 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。

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	$1 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$	
ビーム交差角	± 11 mrad	
ビームビームチューンシフト	0.039/0.052	
Beta function at IP (β_x^*/β_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

- 効率良く興味ある事象を選別して取り込むトリガーと、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されている。その概略図を図 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もつ複数の検出器 (サブシステム) を組み込み、それら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 に検出器の内側から順に検出器サブシステムの主な役割を示す。

Belle 検出器の座標系は、ビームの衝突点を原点、電子ビームの進行する方向を正として z 軸をとり、鉛直上向きを y 軸として右手系の座標系をとる。また、 極座標系として、原点からの距離 r、方位角 ϕ、z 軸からの角度 θ を用いる。 以下に各検出器の目的と役割について詳しく述べる。

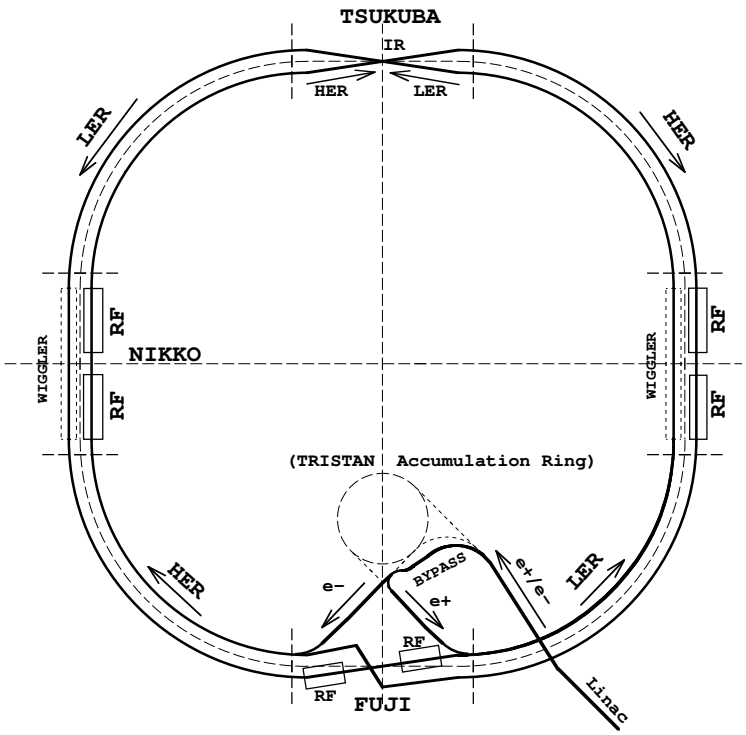

図 2.1: KEKB 加速器の概略図

2.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) は、Belle 検出器の一番内側に位置しており、間接的 CP 対称性の破れの測定に不可欠な、B 中間子の崩壊点測定を行う。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。

SVD は短冊形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とは、厚さ 300μm のシリコン板の両面に幅 6μm の電極を 25μm の間隔で貼り付けたものである。片面で ϕ 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 を多重はしご構造 (ラダー) にして、ビームラインの周りを取り囲んでいる。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 100μm で

検出器サブシステム	役割
EFC (超前後方カロリーメーター)	ルミノシティーのモニター
SVD (シリコンバーテックス検出器)	B 中間子の崩壊点測定
CDC (中央ドリフトチェンバー)	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/π 中間子)
TOF (飛行時間測定器)	粒子識別 (K 中間子/π 中間子)
ECL (CsI 電磁カロリーメーター)	光子の運動量測定
ソレノイド (超伝導コイル)	1.5Tesla の磁場生成
KLM (K_L^0, μ 検出器)	K_L^0 粒子と μ 粒子の検出

表 2.2: 各検出器サブシステムとその役割

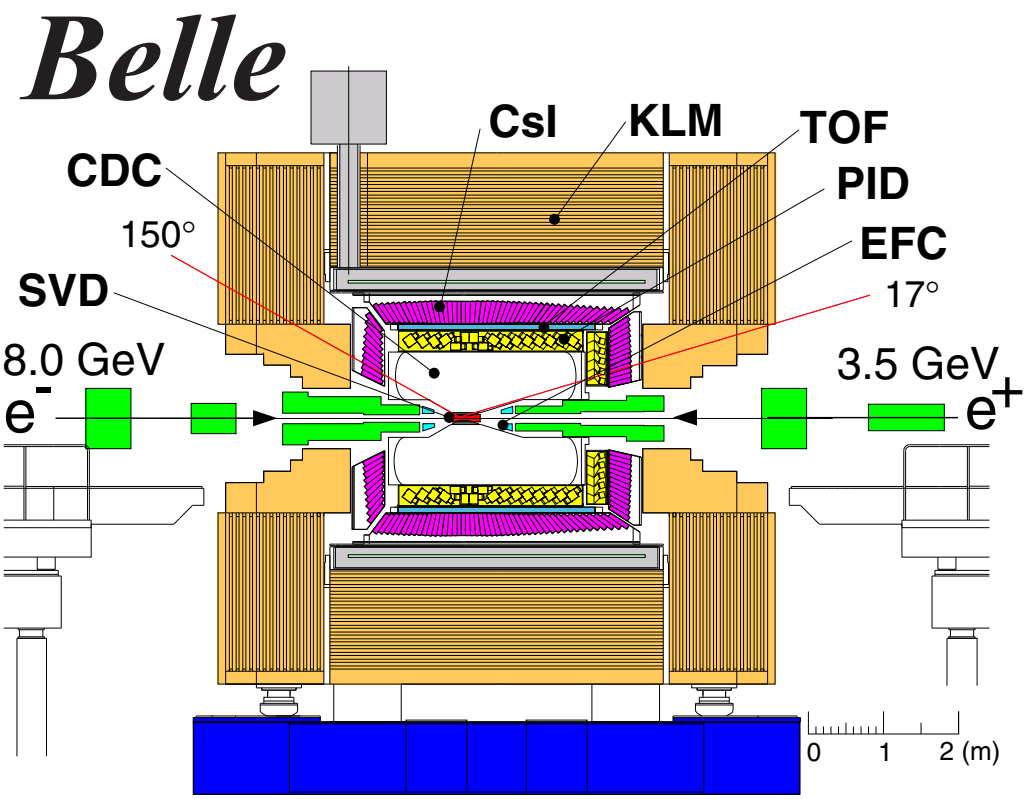

図 2.2: Belle 検出器の全体図

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 SVD 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 3.0cm、4.5cm、6.0cm の位置にある。これを SVD1 と呼ぶ。SVD がカバーする領域は、ビーム軸との角度 $23^\circ < \theta < 139^\circ$ であり、これは全立体角の 86%に対応する。各層には半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) を複数枚つなげている。2003 年夏以降の実験では、4 層構造でカバーする領域を $17^\circ < \theta < 150^\circ$ まで広げた改良型に変換された。これを SVD2 と呼ぶ。

位置分解能を向上させるため、検出器の構造にも工夫がされており、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけられている。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るため、放射線に対して十分な耐性がなければならず、その要請を満たすため初段エレクトロニクスの半導体プロセスの処方を改良したバージョンが作られる度に置換された。

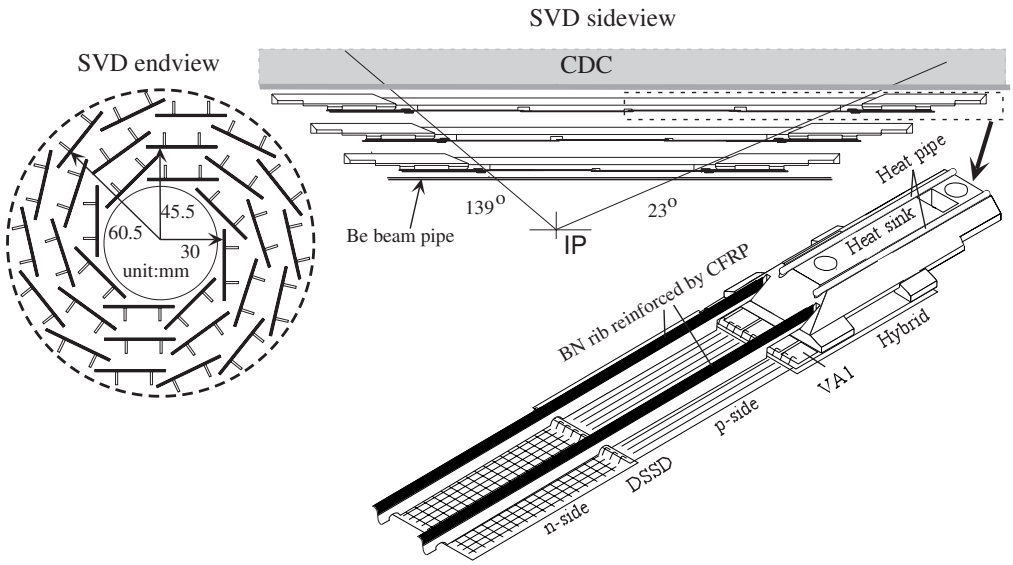

図 2.3: SVD の全体図

2.2.2　中央飛跡検出器 (CDC)

CDC(Central Drift Chamber) は、数万本ものワイヤーを張ったドリフトチェンバーと呼ばれる装置である。CDC では、荷電粒子の飛跡検出、およびその有感領域中のエネルギー損失 (dE/dx) を測定する。磁場中で運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受け、運動量に応じた曲線を描く。この飛跡をドリフトチェンバーで再構成し、磁場の大きさとその曲率から荷電粒子の運動量を測定する。

CDC は、1.5Tesla の磁場内に設置され、内部を 1 気圧の $\mathrm{He}(50\%)$:$\mathrm{C_2H_6}(50\%)$ 混合ガスで満たし、多数の電極ワイヤーが張られている。陽極 (アノードワイヤー) には直径 $30\mu\mathrm{m}$ 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 $120\mu\mathrm{m}$ のアルミニウム製ワイヤーを使用している。1 本のアノードワイヤーを 8 本のフィールドワイヤーが取り囲むように配置されており、アノードワイヤーは 50 層あるため、ワイヤーの総本数は 3 万本にもおよぶ。荷電粒子の多重散乱の影響を押さえるために、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。

荷電粒子が通過するとガスの分子がイオン化される。このとき原子から電子が分離され、その電子がワイヤーまで移動 (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。位置分解能は $130\mu\mathrm{m}$、運動量分解能 σ_{P_t}/P_t は $0.5\sqrt{P_t^2+1}\%$ である。

CDC は同時に、荷電粒子が通過した際に生じる電子を集め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、運動量が同じでも荷電粒子の種類によって異なるので、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。

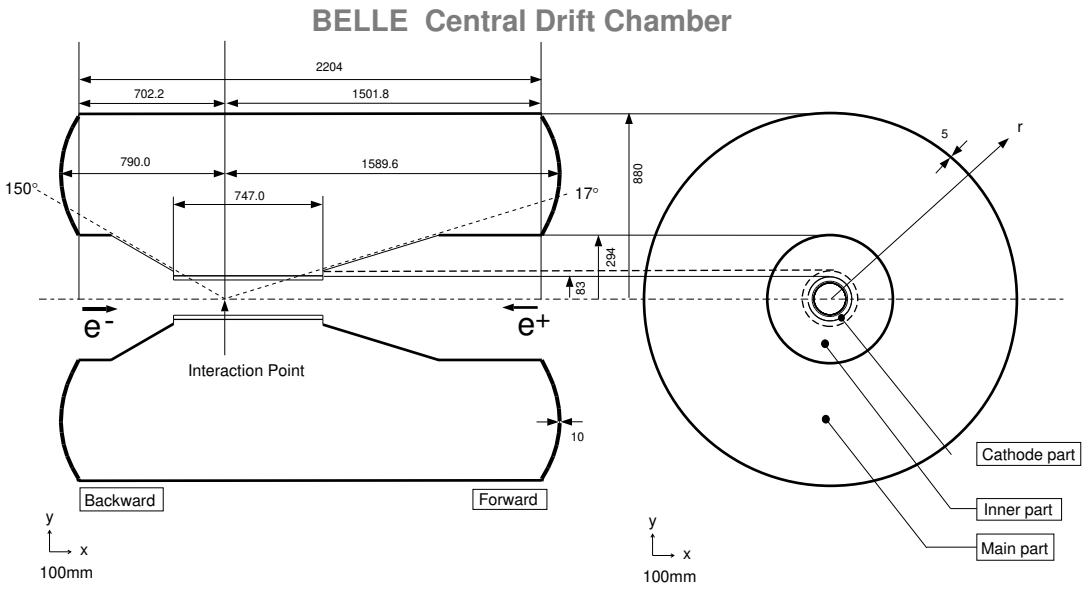

図 2.4: CDC の断面図

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

質量 m の荷電粒子が屈折率 n の物質を速度 β で通過する時、

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

という条件を満たすと、物質中でチェレンコフ光を放射する。ACC(Aerogel Čerenkov Counter) はこの性質を使って、広い運動量領域 $(1.2 \sim 3.5\mathrm{GeV/c})$ の荷電 K 中間子と π 中間子の識別を行うことを目的とする閾値型チェレンコフカウンターである。放射体として適当な屈折率の物質を用いれば、特定の運動量領域では、K 中間子と π 中間子が同じ運動量で放射体を通過しても、K 中間子と π 中間子の質量差から、π 中間子のみがチェレンコフ光を放射する。このように、チェレンコフ光を放射したか否かで、荷電 K/π 中間子の識別を行う。放射体には、屈折率が非常に小さい $(\mathrm{n} = 1.01 \sim 1.03)$ シリカエアロジェルを使用し、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する。非対称エネルギーのビーム衝突のため、発生する粒子の運動量の大きさは、z 軸方向からの角度 θ に依存する。そのため、それに対応して広い運動領域での高精度の K/π 中間子識

別を実現するため図 2.5 に示すように θ によって異なる屈折率のエアロジェルを使用している。

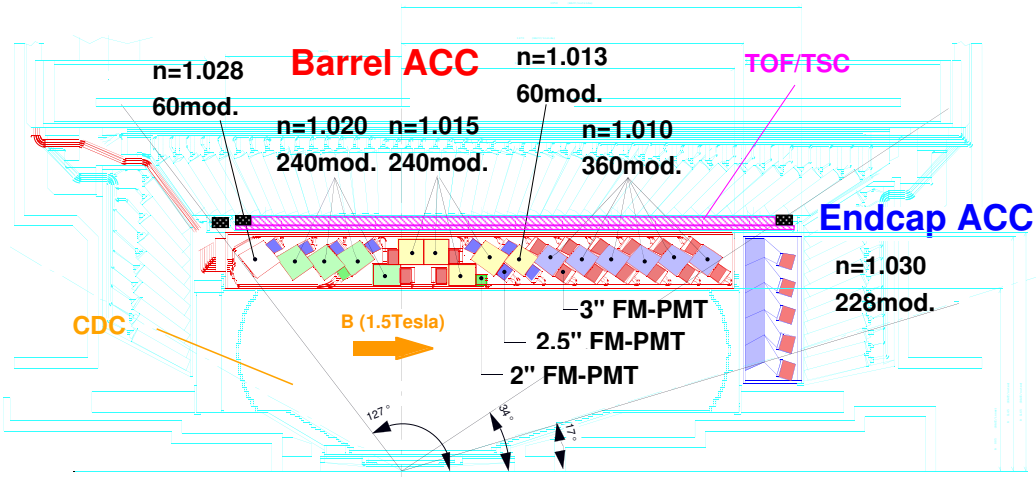

図 2.5: Belle 検出器中の ACC の配置図

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 のアルミニウムの箱内に重ねられている。箱の大きさは約 $12 \times 12 \times 12\mathrm{cm}^3$ 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てある。この FM-PMT は 1.5Tesla の磁場中でも使用可能である。

2.2.4　飛行時間測定器 (TOF)

TOF(Time of Flight Counter) は、粒子が検出器に入射するまでにかかる時間を測定するプラスチックシンチレーションカウンターである。その主な役割は、衝突点からの飛行時間の測定によって、粒子識別を行うとともに、事象が発生した時刻を得るトリガー信号を発することである。粒子の種類が異なると、同じ運動量をもつ粒子でも速さが異なるので、荷電粒子の速さを測定することによって K/π 中間子の識別を行うことができる。TOF の荷電粒子の識別は主として $1.2\mathrm{GeV}/c$ 以下の運動量領域で有効である。

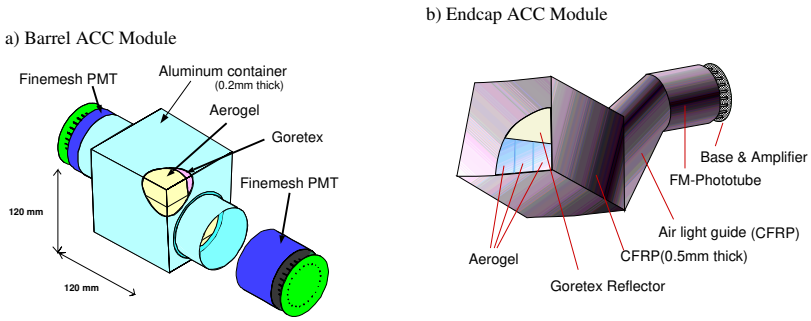

図 2.6: ACC カウンターモジュール

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 TSC1 個で 1 つのモジュールを作る。衝突点から 1.2m 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 の内壁に取りつけられている。TOF カウンターと TSC の間には 1.5cm 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の相互作用により、TSC 中で電子・陽電子対生成を起こしても、1.5Tesla の磁場のために発生した電子や陽電子の軌道は小さく旋回して 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。

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{L_{path}}{c \cdot T_{TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}} \\ T_{TOF} &= \frac{L_{path}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2} \end{aligned}$$

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 1.2m、時間分解能 100psec であれば、$1.2\mathrm{GeV}/c$ 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 100psec を実現するためにシンチレーション光の減衰長が 2m 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、$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 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。

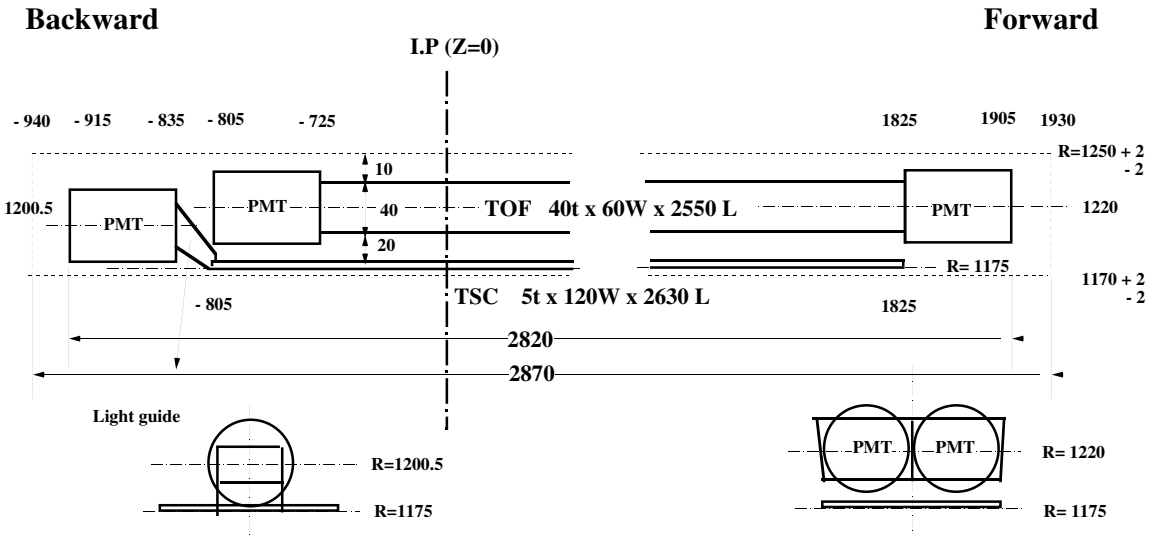

図 2.7: TOF/TSC モジュール

さらに TOF は、後述する QtoT(chage 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 トリガー信号のレイトは 70kHz 未満に保たなければならなず、ECL 用のゲートと CDC 用のストップ信号は 10nsec の精度が必要とされる。KEKB 加速器では、トリガーレートは 70kHz 以下、トリガー効率はほぼ 100%である。

2.2.5　電磁カロリメータ (ECL)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) では光子や電子 (陽電子) のエネルギーと入射位置を測定する。光子や電子が物質にあたると電磁シャワーを形成してエネルギーを失う。そこで十分な量の物質を置けば、その中で入射した光子や電子はそのエネルギーのほとんど全てを失う。このエネルギー損失を電気信号に変換して読み出すことで、エネルギーを測定することができる。B 中間子の崩壊によって生成する粒子の約 $1/3$ は π^0

であり、π^0 は 2 つの光子に崩壊するため光子検出は B 中間子の崩壊過程を研究する上で非常に重要である。また、表 2.3 に示すように、荷電粒子の中では電子や陽電子だけが電磁シャワーを形成して ECL 中でほとんどのエネルギーを失うのに対し、他の荷電粒子の場合はその一部のエネルギーを失うに過ぎない。よって、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。

粒子	相互作用	エネルギー損失
e, γ	電磁シャワー	$\sim$ 粒子のエネルギー
μ	イオン化	$\sim$ 200MeV
π, K, p	イオン化とハドロン相互作用	$\geq$ 200MeV
		$<$ 粒子のエネルギー

表 2.3: ECL と粒子の相互作用

ECL は外径 3.0m、内径 1.25m、衝突点を基準として z 方向は -1.02m から 1.96m の領域を占め、$17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$ の領域を覆っている。それぞれの結晶はほぼ衝突点方向に向かってタワー状に配列されている。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ぬけるのを防ぐため、バレル領域では $r-\phi$ 平面内で約 1.3°、前方エンドキャップ領域では θ 方向に約 1.5°、後方エンドキャップでは θ 方向に約 4° カウンターを傾けてある。また、良いエネルギー分解能を得るために、光量の多い CsI(Tl) シンチレーターを用いている。結晶の形状は長さ 30cm、前面 (衝突点側) は約 $5.5\times$ 5.5cm、後面 (信号読み出し側) は約 $6.5\times$ 6.5cm となっており、すき間なく配置するために結晶の位置 (θ) によって形状を変えてある。結晶の長さは放射長を X_0 として $16.2X_0$ 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るシンチレーション光は PIN フォトダイオードで読み出すことにより、ECL を超電導ソレノイドの内側に設置することを可能にして前方物質の量を低減し、光子の検出効率を確保している。結晶はフォトダイオードにシンチレーション光が効率良く集められるように 200μm 厚の白色ゴアテックスシートで包んでいる。さらに、その上を 25μm 厚のマイラーフィルム上に 25μm 厚のアルミニウム蒸着を施したシートで包み、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アルミニウム製ケーシングに入ったプリアンプを取り付け、フォ

トダイオードの信号が増幅される前に雑音が混入することを防いでいる (図 2.8)。ECL は計 8736 個の $CsI(Tl)$ カウンターからなり、カウンターの総重量は 43 トンにおよぶ。

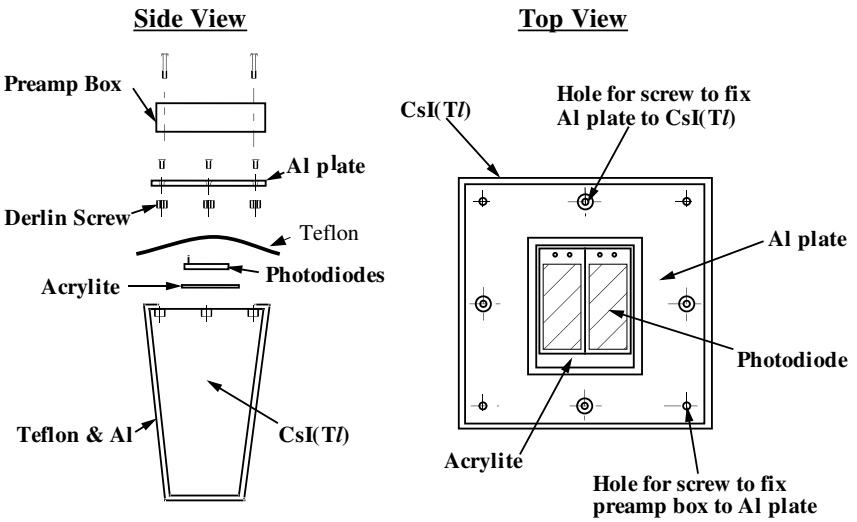

図 2.8: $CsI(Tl)$ カウンター

電子、光子等が入射して形成するシャワーは横方向の広がりを持つため、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。このように 1 つのシャワーを形成しているカウンターの集団をクラスターという。クラスターは、まず隣接するどのカウンターよりも大きい信号を検出し、その値が 10MeV 以上のもの (シードカウンター) を探した後、シードカウンターを中心に 5×5 に入る計 25 本のカウンターのうち、0.5MeV 以上の信号を検出したカウンターの集団として定義する。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。ここで、エネルギーはクラスターの範囲外やカウンターの後方にシャワーが漏れ出す寄与があるため、測定された値は実際より小さくなる傾向がある。また、入射位置はカウンターの大きさが有限であるため、測定した位置と実際の位置にはずれが生じる。そこで、モンテカルロシュミ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。

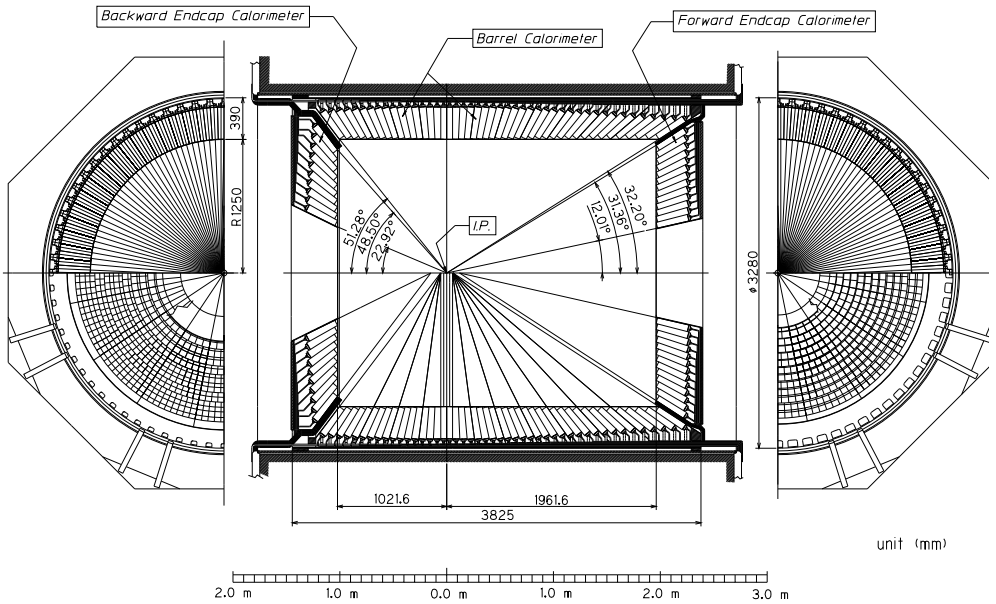

図 2.9: $CsI(Tl)$ カロリーメーター

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 $Nb \cdot Ti$ 合金超電導材を使った線材で巻かれ、液体ヘリウム冷凍機により $-268°C$ まで冷却されて超電導状態にされている。コイル中には 4160A の大電流が断面 3×33mm の線材に流れている。

2.2.7 K_L^0、μ 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、μ 粒子を検出する。KLM は超電導ソレノイドの外側に位置し、4.7cm 厚の鉄プレートと resistiv 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の粒子であるので、内部の検出器では測定できない。そのため、ECL や KLM で物質と強い相互作用をして発生す

るハドロンシャワーの測定により検出する。KLM では $600\mathrm{MeV}/c$ 以上の K_L^0 が測定可能である。一方で、μ 粒子は高い貫通力を持つため、ある程度高い運動量 $(\geq 600\mathrm{MeV}/c)$ 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、μ 粒子 $(105\mathrm{MeV}/c^2)$ と π 中間子 $(140\mathrm{MeV}/c^2)$ の識別はできない。ここで KLM 中での荷電粒子のふるまいに着目すると、$\pi^{\pm}$、$K^{\pm}$ 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、μ 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 μ 粒子と識別することができる。現在、$1.5\mathrm{GeV}/c$ の μ 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ー $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ 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 10Hz 程度で、ハドロン事象、μ 粒子や τ 粒子対生成など、物理的興味のある反応の生成頻度は約 100Hz 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ので、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、かつ興味のあるイベントを効率よく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、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。

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生したトリガー信号の情報を総合して $2.2\mu sec$ 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 $0.35\mu\mathrm{sec}$ 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

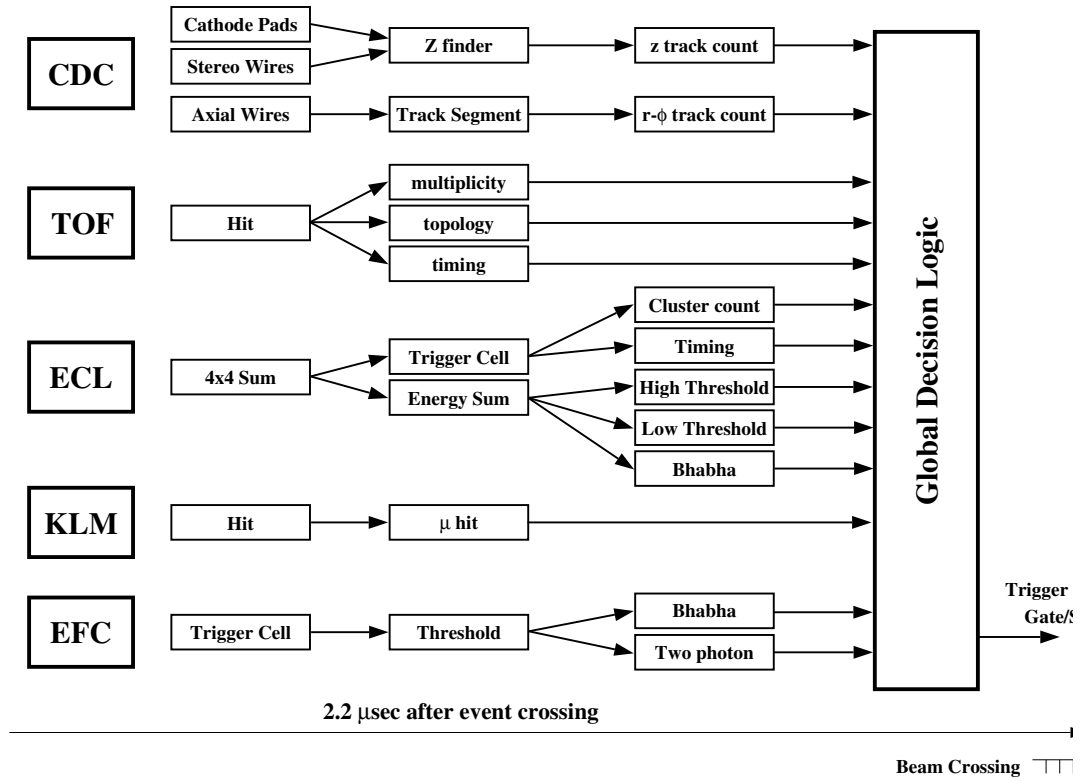

図 2.10: Belle トリガーシステム

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 400Hz 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おさまっている。ルミノシティ$10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ 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。

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 $q\bar{q}$ 事象の 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。

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
μ/τ 対生成	1.6	16
Bhabha 散乱	44	$4.4^{(a)}$
光子対生成	2.4	$0.24^{(a)}$
計	~ 67	~ 96

表 2.4: ルミノシティ$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$における断面積とトリガーレート：
上付 $^{(a)}$ 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する事象 100 事象当たり 1 事象のデータを収集する。

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。イベントフラグメントを作成するために KLM と SVD を除き、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 回パルスを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 2 つのパルスの時間差で入力信号の振幅が得られる。この出力パルスの時間差を FASTBUS TDC(LeCroy 1877S) を用いてデジタル化する。KLM からの情報も同じ型の 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ごと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。その後データを用いてオンライン・コンピューター・ファームで事象選別、事象データの作成をわれ、コンピューター・センターの Mass Storage System にデータが送られる。同時にオンライン・コンピューター・ファームは、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。

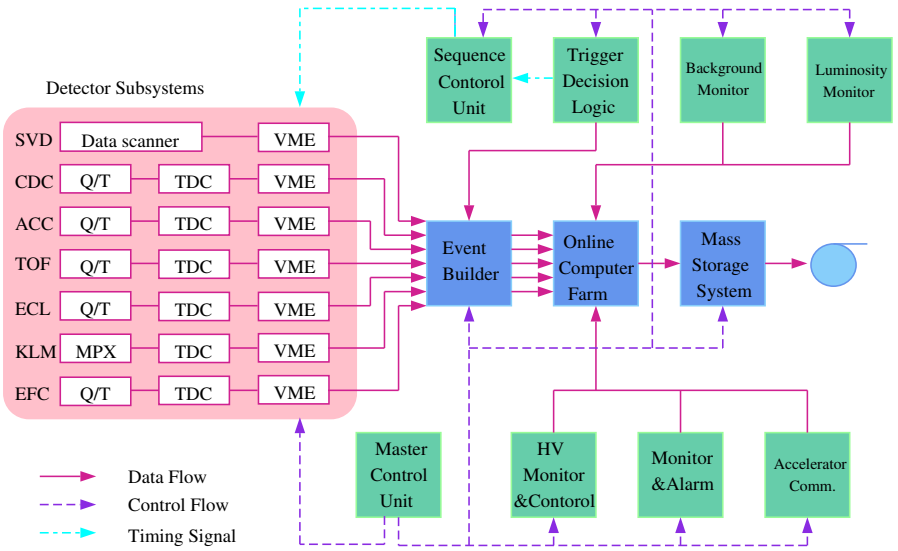

図 2.11: Belle データ収集システム

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、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、これらの使用を多数個の CPU による事象ごとの並列計算処理と、大容量テープドライブシステムとマイグレーションされた多数のディスクアレイ装置で実現している。

第3章　$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 崩壊過程における崩壊分岐比および荷電非対称度の測定

第 1 章で述べたように、$B^0 \to J/\psi K^0_S$ に代表される $\mathrm{b}\to\mathrm{c\bar{c}s}$ 遷移によって生じる B 中間子の崩壊過程において、CP 対称性の破れが観測されたことは多くの物理学者にとって大変興味深いことであった。これをきっかけとして、他の崩壊過程でも CP 対称性の破れを測定し、小林・益川理論を多角的に検証するとともに標準理論をこえる新しい物理の兆候を探索することが B 中間子の物理にとって重要な課題となっている。ここで、$\mathrm{b}\to\mathrm{c\bar{c}s}$ 遷移の s クォークを d クォークに置き換えた $\mathrm{b}\to\mathrm{c\bar{c}d}$ 遷移による B 中間子の崩壊過程はそうした役割を果たす重要な過程であり、$B^{\pm}$ が $J/\psi(\mathrm{c\bar{c}}$ の束縛状態) と $\pi^{\pm}$ に二体崩壊する過程はその典型的な崩壊モードの 1 つである。Belle 実験においては、過去に $3.2\times\ 10^6$ の B 中間子対生成事象を記録したデータを用いてこの過程の崩壊分岐比と荷電非対称度を測定した論文が出版されている [7]。しかし、現在では加速器の性能の向上から、その当時の 10 倍以上の事象を観測することが可能になった。したがって、統計数を増やしてこの崩壊過程を改めて解析することは、大変意義のあることである。

そこで、本研究では 2000 年 1 月から 2005 年 1 月までに測定された B 中間子対生成事象のデータを用いて、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 過程について研究を行い、その崩壊分岐比、及び荷電非対称性について測定を行った。以下、それについて述べる。なお、以下に述べる論理において、代表として $B^- \to J/\psi\pi^-$ を用いて表記する場合があるが、特に断りのない限り荷電共役変換した過程である $B^+ \to J/\psi\pi^+$ を含むものとする。

3.1　$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$の物理

$B^- \to J/\psi\pi^-$ 崩壊過程は $\mathrm{b}\to\mathrm{c\bar{c}d}$ 遷移で生じ、標準理論では弱い相互作用の最低次のツリーダイアグラムと高次のペンギンダイアグラムが存在する。この 2 つのダイアグラムをそれぞれ図 3.1 に示す。また、以下に J/ψ、π^-、B^- のスピン (J)、パリティー (P)、荷電共役 (C) を示す。

$$J/\psi : J^{PC} = 1^{--} \qquad \pi^+ : J^P = 0^{-+} \qquad B^+ : J^P = 0^-$$

J/ψ と π^- の間の角運動量は、角運動量の保存より L=1(p-wave) しか許されない。従って、終状態 $J/\psi\pi^-$ のパリティー固有値は $\mathrm{P}=-1$ である。しかし、C の固有状態にはならないので、CP の固有状態にはならない。

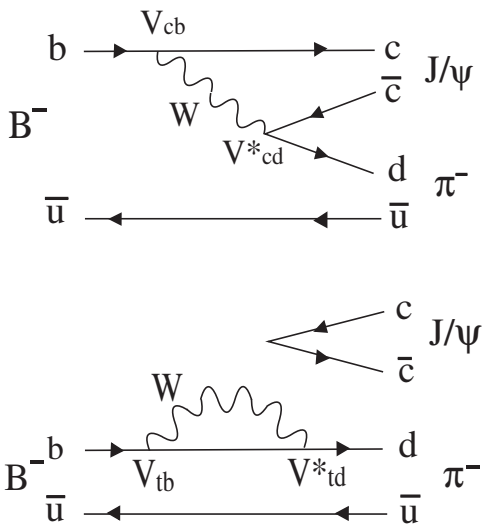

図 3.1: ツリーダイアグラム (上図) とペンギンダイアグラム (下図)

$B^- \to J/\psi\pi^-$ 崩壊のツリーダイアグラムを見ると、そこに現れる V_{cb} にも V_{cd}^* にも複素位相が含まれていないことが分かる。しかし、ペンギンダイアグラムを見てみると、V_{td}^* には複素位相が存在する。したがって、この 2 つのダイアグラムが互いに干渉しあうと、$B^+ \to J/\psi\pi^+$ と $B^- \to J/\psi\pi^-$

の両者、即ち、粒子と反粒子の崩壊過程において、崩壊分岐比のわずかな違いが期待される。このような物質と反物質の間での対称性の破れが『直接的なCP対称性の破れ』である。
本章では、この$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$過程の崩壊分岐比測定と荷電非対称度測定について詳しく述べる。

3.2　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て生成した $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 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。

3.2.1　データ処理と解析の流れ

図 3.2 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較正済データを作り、これを元にしてその事象中に発生した粒子の四元位置ベクトルと四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。

また、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元運動量を理論の予言や既知の確率分布にしたがって擬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 B 中間子が崩壊する際に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。それゆえに現在、B ファクトリー実験のデータ解析に使用する事象生成シミュレーターとして最も広く使われている。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のか、そして、その飛跡に応じ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および解析処置は、実験データの処理に用いるソフトウェアと同じものを使用して比較できる。

次の節以降では、DST から B 中間子対生成事象の選別を行う方法ととレプトン同定について述べる。

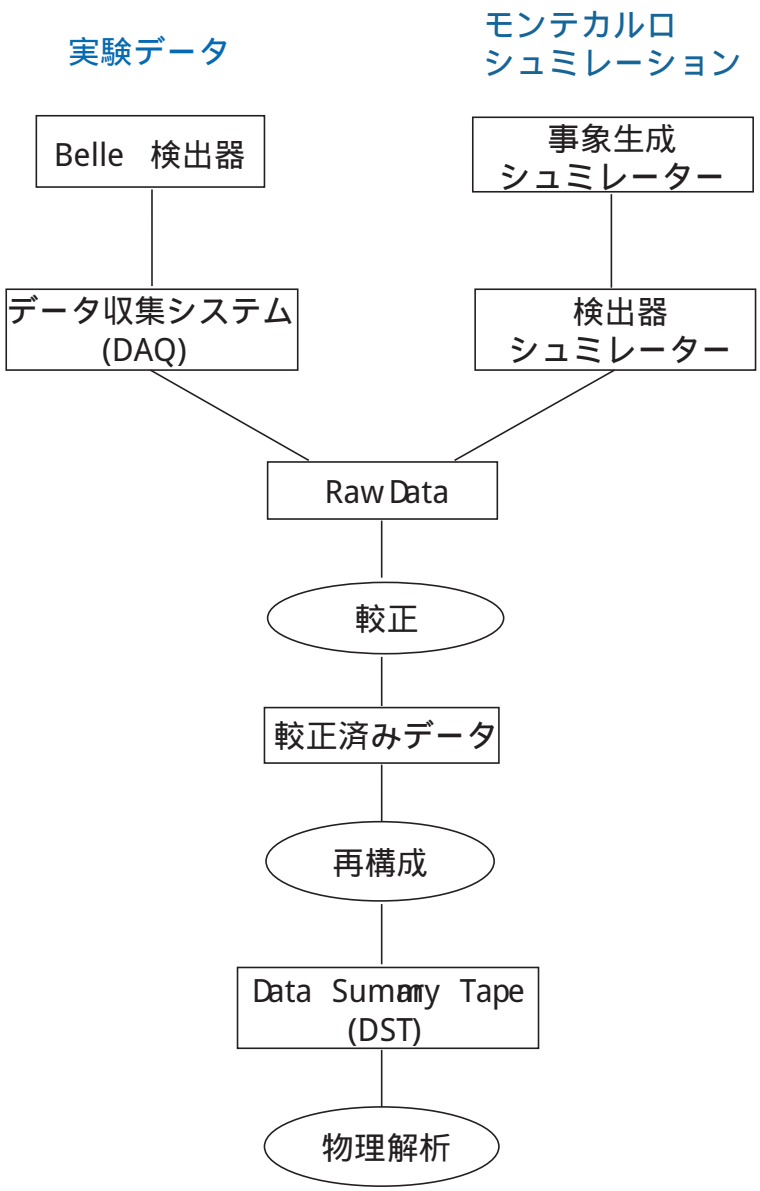

図 3.2: データ処理の流れ

3.2.2　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 中間子対生成反応を含むハドロン事象の他に、Bhabha 散乱、μ 粒子、τ 粒子生成事象などがある。そこで、ハドロン以外の事象やビームからのバックグランドを排除し、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。

そのために、まず始めに以下に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
  - ⋆ 飛跡の運動量のビーム軸に垂直な成分：　$P_t > 0.1$ GeV/c
  - ⋆ 飛跡の衝突点に対する最近接点とビーム軸との距離：
    $|dr| < 2.0$ cm
  - ⋆ 飛跡の衝突点に対する最近接点と衝突点間の z 座標の差：
    $|dz| < 4.0$ cm

- クラスターの条件
  - ⋆ クラスターのエネルギー：$E > 0.1$ 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距離 (Vr) とその z 方向の位置 (Vz) がそれぞれ、

  $$\mathrm{Vr} < 1.5 \text{ cm} \qquad |\mathrm{Vz}| < 3.5 \text{ cm}$$

  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 visable anergy(E_{vis}) が

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

  を満たすこと。E_{tot} は $\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギー (10.58GeV) 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

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

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 $(E_{\rm sum})$ が

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

を満たすこと。これは 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とバックグラウンドになりうるので、それを除くためである。

- 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-Wolfarm モーメントの第 2 成分 (2 次) と第 0 成分 (0 次) である [6]。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%以上である。

3.2.3 粒子の識別

電子識別

電子識別は本研究において $J/\psi \to e^+e^-$ の再構成のために必要であるばかりでなく、一般に 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 $|V_{cb}|$、$|V_{ub}|$ の測定においても非常に重要である。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 で測定した粒子の飛行時間

(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ほうがよく一致する。このことから、外挿した飛跡とシャワーの位置の ϕ と θ の差をそれぞれ $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ とし、電子を識別するために χ^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。ここで $\sigma_{\Delta\phi}$ 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 χ^2 を持ち、χ^2 が 50 以下のシャワーを合致したシャワーと定義する。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 ($E \sim p$)。これに対してハドロンの場合、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。この分布から電子とハドロン (または μ 粒子) が容易に区別できる。

(3) シャワーの形状
電磁シャワーとハドロンシャワーとでは異なった形状をするので、

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 3×3 の計 9 本の結晶、E25 は同じく 5×5 の計 25 本の結晶で検出されたエネルギーである。π 中間子は電子よりも E9/E25 が低い領域を占める割合が多い。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が小さいためである。

(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無いことを要求する。

これらの物理量から電子である確率 P_{eid} は

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

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。

陽電子を選ぶ場合はこの P_{eid} の値に適切な切断を入れる。この際の電子または陽電子を選別する検出効率が、もしも実験データとモンテカルロシミレーションで異なるならば、それを検出効率の補正として取り入れねばならない。この電子識別の効率は、後述するように電子・陽電子対から J/ψ を再構成する際に、1 本の飛跡にだけ電子であるという要求をしたもの (single tag) と 2 本とも電子であると要求したもの (double tag) の個数を比較することにより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ュミレーションの間で比をとったところ、1.02 ± 0.01 となり、顕著な差ではなかった。

μ粒子識別

μ粒子の識別には、CDC、KLMからの情報を用いる。荷電粒子の飛跡をCDCから出た位置から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μ粒子であるかを識別をする[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(χ^2)
- 飛跡がμ粒子であったときに貫くKLM層の数の期待値と、実際に飛跡が貫いた層の数の差(ΔR)

ΔRとχ^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。ΔRとχ^2は、ほぼ独立な物理量なので、検出された飛跡がμ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。

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

この確率密度にもとづいてμ粒子であるlikelihood L_μを求める。

さらに、このL_μの値に適切な切断を入れることにより、μ粒子の選別を行う。電子の場合と同じく、この識別の効率が実験データとモンテカルロシミュレーションの間で異なるならば、それを検出効率の補正として取り入れなくてはならない。single tagおよびdouble tagで再構成したJ/ψの個数による方法の他、$e^+e^- \to \mu^+\mu-$や$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$過程で、片方の$\mu$粒子を識別して、他の$\mu$粒子が$L_\mu$の要求を満たすか否かを調べて$\mu$識別の効率を実験データとモンテカルロシュミレーションで求めたところ、その比はμ粒子1個あたり0.959 ± 0.012となった。そこで、崩壊分岐比を得る際にこの補正を検出効率の見積もりに取り入れた。

本実験でのJ/ψを再構成するために選別されるレプトンの条件は

- 飛跡の最も衝突点(IP)に近づいた点のz成分(Δz)が5cm以内であること。
- 電子：$P_{eid} > 0.01$
- μ粒子： $L_\mu > 0.1$

であるとした。

荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別

Belle 検出器では荷電 π 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て用いる。dE/dx は 0.8GeV/c 以下、TOF は 1.2GeV/c 以下、ACC は $1.2 \sim 3.5 GeV/c$ 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字で、e, μ, π, 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、$LR(i:j)$ 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の種類が 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、

$$L_i = L_i^{dE/dx} \times L_i^{TOF} \times L_i^{ACC}$$

のように与えられる。
本研究では、後述するように $\pi^{\pm}$ と $K^{\pm}$ の識別が重要である (つまり $i = \pi$、$j = K$)。このような場合は、LR に適切な要求を課して事象中の荷電粒子を選ぶ。

π の粒子識別の効率が実験データとモンテカルロで差があるか否かは、$D^{*-} \to \bar{D}^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$ 過程を利用して調べることができる。この過程によって生じる π^- から見ると、$\bar{D}^0$ が崩壊して生じる K と π について、電荷が同じほうが K で、電荷の異なるほうが π であるということが決まっている。したがって、粒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。この過程を用いて $\pi^{\pm}$ 識別の効率を実験データとモンテカルロシュミレーションで求めたところ、その比が 0.903 ± 0.010 であることがわかった。従って、崩壊分岐比を得る際に検出効率に補正として取り入れた。

3.3　$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$事象の再構成

$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$崩壊は$J/\psi \to l^+l^-$および$\pi^{\pm}$から再構成する。ここで$l$は$e$または$\mu$を総称したものである。この章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とバックグラウンドの見積もりについて述べる。

3.3.1　$J/\psi \to l^+l^-$の再構成

J/ψ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[7]。これにより、実験的にJ/ψの明瞭な信号を容易に得ることができる。

$$J/\psi \to e^+e^- \quad : \quad (5.94 \pm 0.06)\ \%$$
$$J/\psi \to \mu^+\mu^- \quad : \quad (5.93 \pm 0.06)\ \%$$

この崩壊過程を利用するには、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本の飛跡の組が持つ不変質量を用いる。まず、荷電粒子の中から電子対とμ粒子対を選別するため、J/ψが電子と陽電子の対に崩壊した場合、両方の飛跡に電子である確立$P_{eid} > 0.01$を要求し、J/ψがμ粒子対に崩壊した場合は、μ粒子である$\mathrm{likelihood} \quad L_{\mu} > 0.1$を要求した。ここで、$J/\psi \to e^+\ e^-$の崩壊過程においては、電子または陽電子が制動放射でγを放出して、運動量を失う場合がある。このとき、再構成した飛跡から得た運動量が、実際よりも低く測定されてしまうので、その分を再構成の際に補う必要がある。そこで電子または陽電子の生成点における運動量ベクトルから$50\mathrm{mrad}$以内に検出されたγの運動量を飛跡から得たレプトン対の運動量に加えて、不変質量を計算する。以下、こうして計算した不変質量を$M_{ee(\gamma)}$と書く。しかし、それでもγがECLで検出される前に測定器を構成する物質と相互作用して失われてしまう場合があるため、図3.3に示すように$M_{ee(\gamma)}$分布は$J/\psi \to \mu^+\mu^-$の不変質量分布$M_{\mu\mu}$より低い方に尾を引く。そこで、不変質量が

$$-0.150 < M_{ee(\gamma)} - M_{J/\psi} < 0.036 \quad [\mathrm{GeV}/c^2]$$
$$-0.060 < M_{\mu\mu} - M_{J/\psi} < 0.036 \quad [\mathrm{GeV}/c^2]$$

を満たすものをJ/ψ候補とした。ここで$M_{J/\psi}$はJ/ψの質量である[7]。

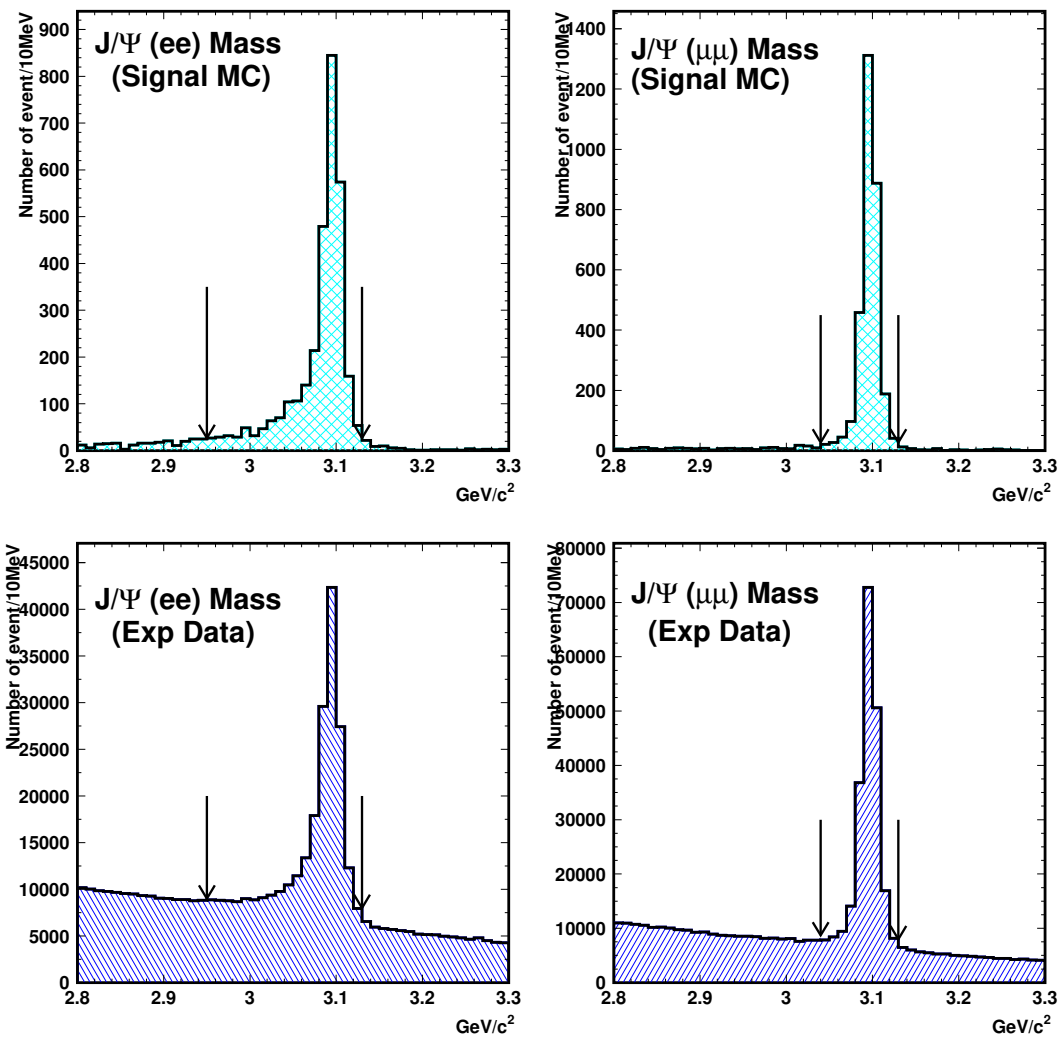

図 3.3: レプトン対の不変質量分布:

上段は $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 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。矢印は J/ψ 候補として選ぶ領域の下限と上限を示す。

さらに後に述べる ΔE の分解能を向上するため、この J/ψ の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、その条件の下で最小二乗法を実行して J/ψ 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/ψ の運動量を最適化する

3.3.2　$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ の再構成

以上より得られた J/ψ と $\pi^{\pm}$ の候補を組み合わせることによって同一の B 中間子から来た候補となる組み合わせを探す。これを $B^{\pm}$ の再構成と呼ぶ。$B^{\pm}$ の再構成のためには以下の 2 つの運動学的変数、ビームコンストレイントマス ($M_{\rm bc}$) とエネルギー差 (ΔE) を用いる。

$$M_{\rm bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - |\vec{P}^*_{J/\psi} + \vec{P}^*_{\pi^{\pm}}|^2} \tag{3.1}$$

$$\Delta E = (E^*_{J/\psi} + E^*_{\pi^{\pm}}) - E_{beam} \tag{3.2}$$

こ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、

E^*_{beam} : ビームエネルギー (重心系エネルギーの $1/2$: $\dfrac{M_{\Upsilon(4S)}}{2}$)

$\vec{P^*_{J/\psi}}, E^*_{J/\psi}$: 運動量とエネルギー

$\vec{P^*_{\pi^{\pm}}}, E^*_{\pi^{\pm}}$: $\pi^{\pm}$の運動量とエネルギー

である。これらの全ての項は、$\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツ変換されている。もし、J/ψ と $\pi^{\pm}$ 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/ψ と $\pi^{\pm}$ を組み合わせた不変質量 $M_{\rm bc}$ は、B 中間子の質量 $(5.279{\rm GeV}/c^2)$ と一致する。ここで、式 (3.1) では検出器で測定した終状態のエネルギーではなく、$\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギーの半分である $E^*_{beam} = 5290{\rm MeV}$ を用いた。これは、本来 B 中間子が持つべき厳密なエ

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理由からである。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、これは測定器のエネルギー分解能に比べて非常に小さい。また、ΔE は、$\Upsilon(4S)$ 静止系において、本来 B 中間子が持つべきエネルギーと、終状態に現れた J/ψ と $\pi^{\pm}$ が持つエネルギーの総和の差である。もし、選別した J/ψ と $\pi^{\pm}$ の組み合わせが正しければ ΔE 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 $M_{\rm bc}$ と ΔE を用いて、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 事象を選別する。10,000 個の $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ シグナルのモンテカルロシミュレーションによる $M_{\rm bc}$ と ΔE、および $\Delta E - M_{\rm bc}$ の二次元分布を図 3.4 に示す。ともに、鋭いピークが立っていることが確認できる。このシュミレーションの結果から、

$$\begin{aligned} 5.270 < M_{\rm bc} < 5.290 \qquad & [{\rm GeV}/c^2] \\ -0.04 < \Delta E < 0.04 \qquad & [{\rm GeV}] \end{aligned}$$

をシグナル領域とし、この範囲に入ったものを、シグナル事象とした。

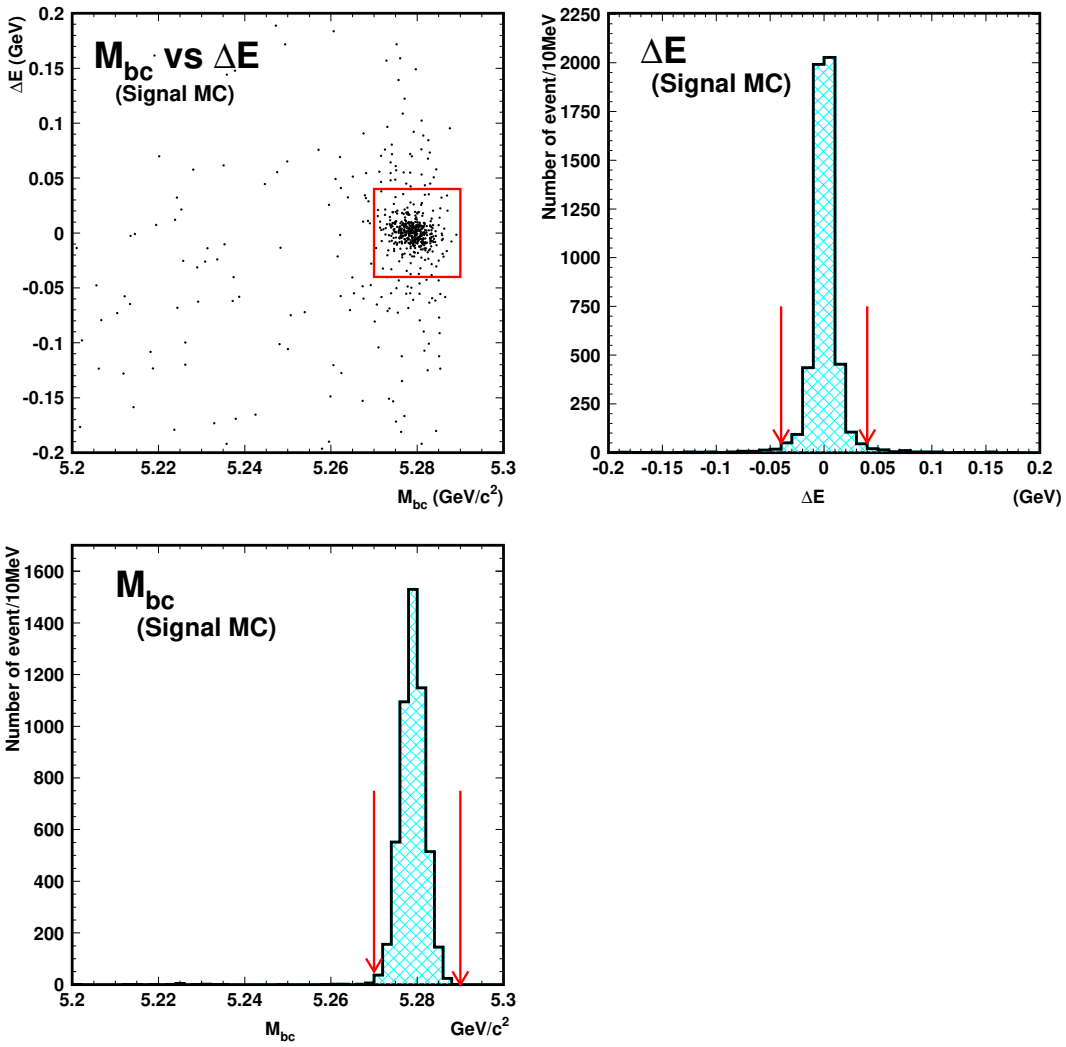

図 3.4: $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC) による $M_{\rm bc}$ と ΔE の分布:
$\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。

3.3.3 バックグラウンドの評価

$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 以外の過程が、前小節までに記した選別条件を満たしてしまったものがバックグラウンドである。予想できる主なバックグラウンドとして、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ の寄与がある。もしも、荷電 K 中間子が荷電 π 中間子として間違って認識されると、J/ψ と荷電粒子一つの組み合わせから成るので、酷似した終状態を持つからである。また、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 崩壊は $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 崩壊の約 25 倍ほどの崩壊分岐比を持つ。ことが確認されている。この $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ を含め、B 中間子対生成のうち少なくとも片方が J/ψ を伴う崩壊をしたものが主たるバックグラウンドになるので、この過程のモンテカルロシュミレーションでデータを大量 (実験データの 100 倍) に作成し、これを用いて

$$\begin{aligned} 5.270 < M_{\rm bc} < 5.290 \qquad & [{\rm GeV}/c^2] \\ -0.20 < \Delta E < 0.20 \qquad & [{\rm GeV}] \end{aligned}$$

の領域で $M_{\rm bc}$ 分布と ΔE 分布を作成してバックグラウンドの評価を行った。ここで、当然ながらシグナル ($B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$) は除く。これにより得られた $M_{\rm bc}$ 分布と ΔE 分布を図 3.5 に示す。

図 3.5 によると、バックグラウンドの ΔE 分布においては、シグナルの領域とは異なる 2 箇所の領域に事象の集中が見られる。

- ΔE= − 0.07 GeV 付近にあるピーク
  これは $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 崩壊に起因するものであることがわかった。$K^{\pm}$ を $\pi^{\pm}$ と誤認すると、質量を真の値よりも小さな値と見なすことになるので、その影響が $0.07{\rm GeV}$ の分布の移動として現れる。

- ΔE= − 0.20 GeV 付近にあるピーク
  この領域におけるバックグラウンド事象の集中の起源を知るため、-0.02GeV<ΔE<-0.12GeV の領域に存在するバックグラウンドの崩壊モードをシュミレーションデータのイベント生成情報を用いて調べた。その結果を表 3.1 にまとめる。

この結果より、崩壊分岐比が良い精度で測定されている崩壊過程がほとんどを占めることが分かる。中でも、$J/\psi K^0_S$、$J/\psi K^{*0}$ などの寄与が大きく、以下のような理解が成り立つ。つまり、$B^0 \to J/\psi K^0_S$ 崩壊において、$K^0_S \to \pi^+\pi^-$ が生じた場合、この J/ψ と組み合わせると、もう片

J/ψ を含むモードに崩壊した事象数	3097 個
崩壊モード	事象数
$J/\psi K^0_S$ に崩壊したもの	2180 個
$J/\psi\rho^0$ に崩壊したもの	419 個
$J/\psi K^{*0}$ または $J/\psi\overline{K^{*0}}$ に崩壊したもの	207 個
$J/\psi\pi^+\pi^-$ に崩壊したもの	159 個
$J/\psi K^0_1$ または $J/\psi\overline{K^0_1}$ に崩壊したもの	68 個
$J/\psi K^0_L$ に崩壊したもの	44 個
$J/\psi\pi^0$ に崩壊したもの	15 個
その他の崩壊モード	5 個

表 3.1: -0.2<ΔE<-0.12 の領域におけるバックグラウンドの崩壊モード : $B^{\pm}$ から 2 体崩壊したもののうち、片方に J/ψ を含む要求をした結果、-0.2<ΔE<-0.12 の領域に集中したバックグラウンドの崩壊モード。なお、モンテカルロでは実際の実験データの 100 倍の事象生成を行っている。

方の荷電 π 中間子を無視していることになる。ここで無視した方の π 中間子が持っていたエネルギーの分、ΔE の低い領域にこのバックグラウンド事象の集中が起きる。同様に、$B^0 \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊が生じると K^{*0} の代表的な崩壊モードは $K^{*0} \to K^+\pi^-$ であるから、このどちらかが荷電 π 中間子の識別条件をパスして J/ψ と組み合わせを作ると、残るもう片方の粒子を無視しており、やはり ΔE が低い領域に事象の集中が生じる。しかしこれらは、シグナル領域の近傍ではなめらかな分布をしているので容易に分離できる。

以上の結果をまとめると、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ のシグナル領域のすぐ近傍にピークを作るので、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 崩壊によるバックグラウンドの寄与については特に注意深い取り扱いが必要である。Belle 測定器は 3.2.3 章に記したように、荷電粒子の種類を識別する高い能力を持っており、K と π の識別は Likelihood Ratio(LR) の切断を入れて実行する。この LR の要求を最適化した結果、LR>0.9 とすることにした。LR の条件を最適化する手順と見積もりの結果は、付録 B を参照とする。このような条件により π/K 識別を行った上で、バックグラウンドを再評価した結果を図 3.6 に、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ のシグナルのモンテカルロシュミレーション 10000 事象を用いての再評価の結果を図 3.7 に示す。 この結果より、失われるシグナルは 23.2%に対し、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 崩壊に起因するバックグラウンド

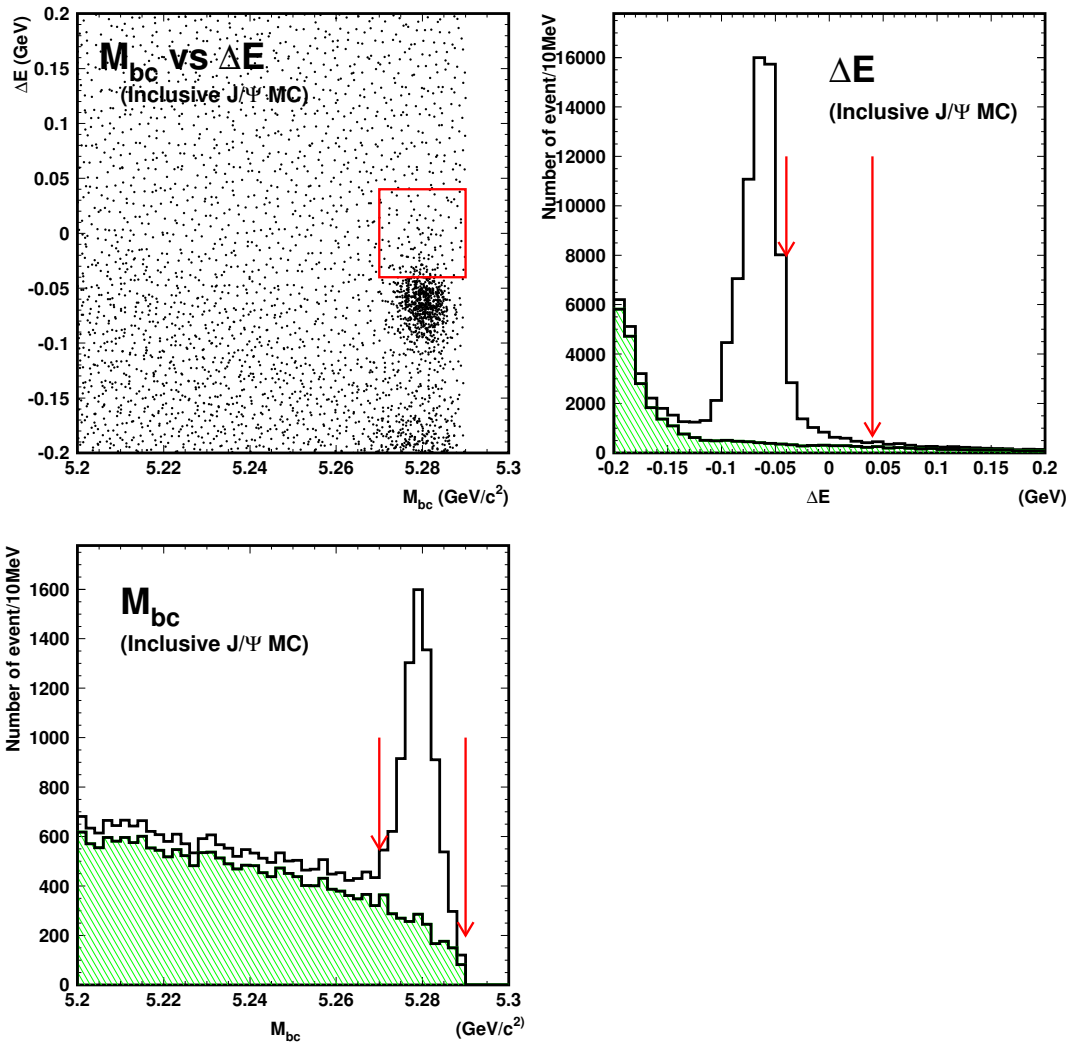

図 3.5: モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価: $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 候補を選別する条件を満たしたバックグラウンド事象の $\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。ヒストグラムの白抜き部分は $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ の寄与、斜線部はその他のバックグラウンド。なお、π/K 識別に関しては、後述する likelihood ratio のカット (LR>0.9) を課している。

は 92.8%減少した。

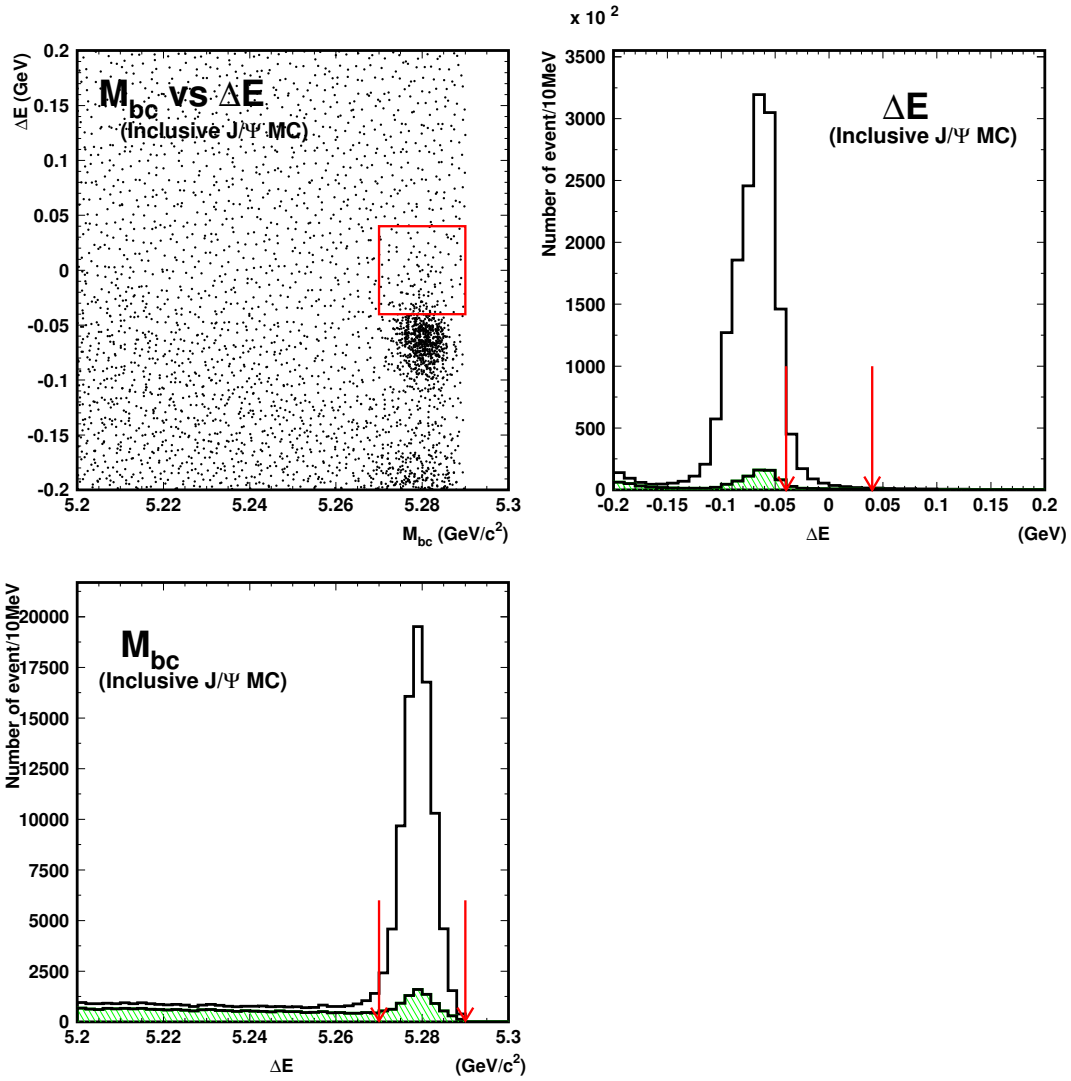

図 3.6: バックグランドの再評価 (π/K 識別の効果)

白抜きのヒストグラムは $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ を除く π/K 識別を課す前、斜線は課した後。$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。

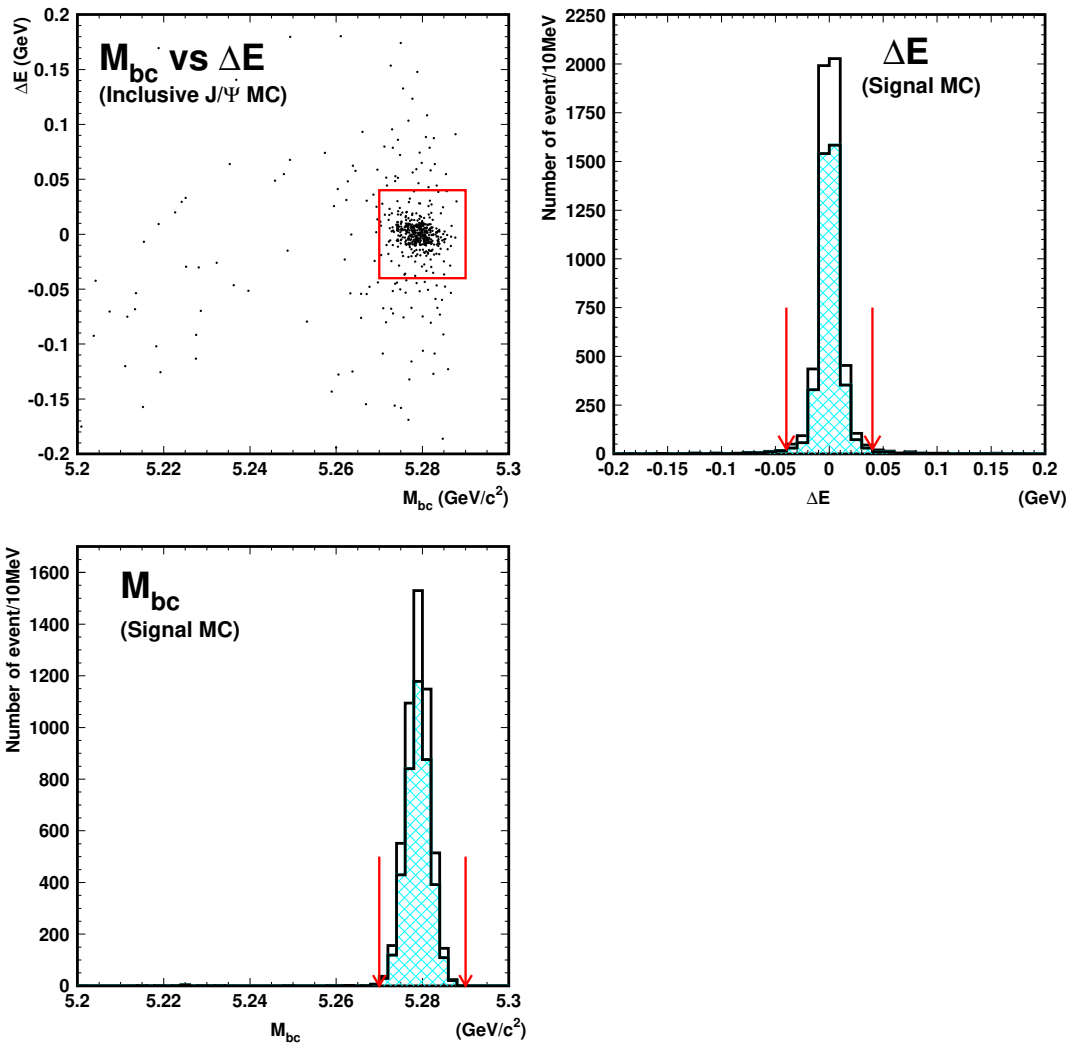

図 3.7: シグナルの再評価 (π/K 識別の効果)

白抜きのヒストグラムは π/K 識別条件によって $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ を除く前、斜線は除いた後。$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。

3.3.4　シグナル事象数の抽出

以上の選別条件を用いて、実験データから $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ を再構成した結果を図 3.8 に示す。シグナル領域に 802 事象の候補事象を観測した。

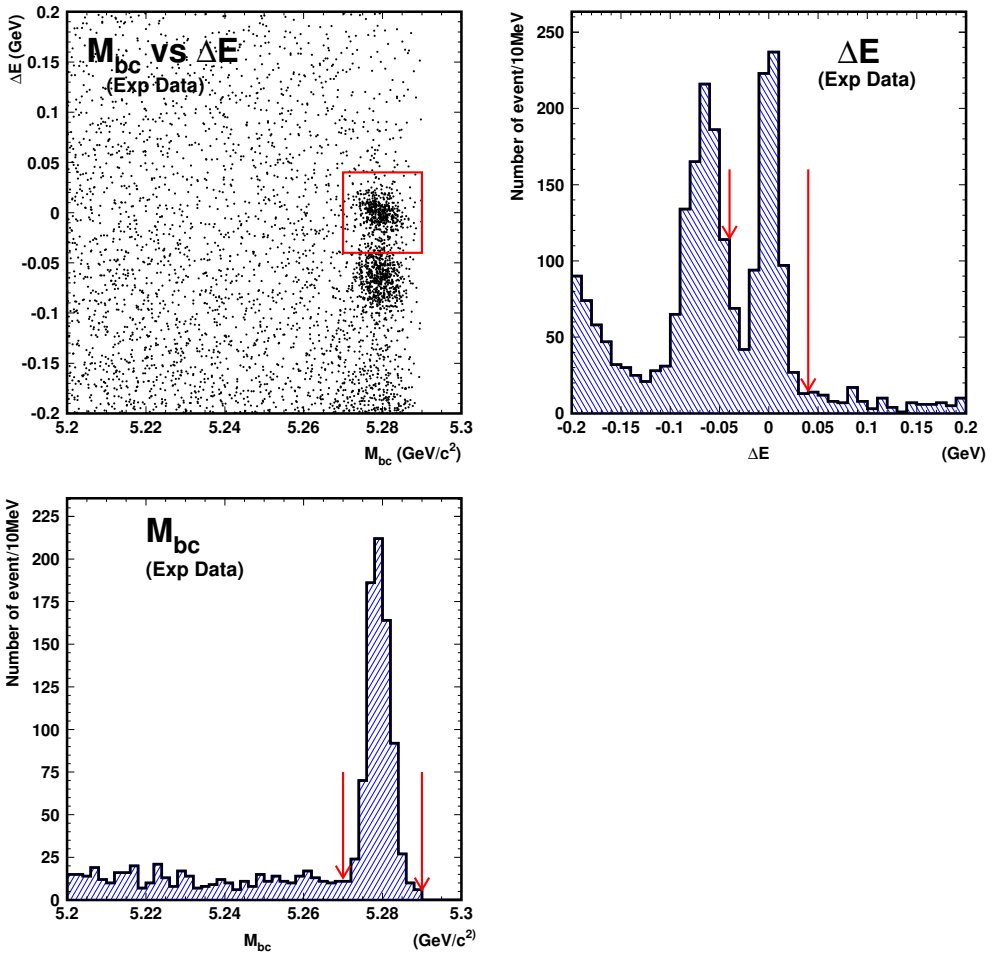

図 3.8: 実験データによる $\Delta E, M_{\rm bc}$ 分布

$\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), 図中の四角はシグナル領域を示す。ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。

この候補事象の分布に適切な関数を用いたフィットにより、バックグランドとシグナルの事象数を見積もる。ここでは、$M_{\rm bc}$ 分布はシグナルと同じところに $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ をはじめとした J/ψ を含む B 中間子の二体崩壊によるバックグランドがピークを持つため、ΔE 分布をフィットし、シグナル事象の抽出を行った。
ΔE 分布に使用した関数

- シグナル ($B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$)：Gaussian [20]

$$f(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

ここで、N は規格化定数、μ は平均値である。
安定なフィットを実行するには、全てのパラメーターをフリーにすることが難しかったため、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ シグナル事象のモンテカルロシミュレーションの ΔE 分布から幅のみ $\sigma = 0.0860\mathrm{Gev}$ と固定し、N と μ はフリーパラメーターとした (図 3.9)。この結果、検出効率は 38.2%となった。

- バックグラウンド ($B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$)：Gaussian

$$f(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

シグナルの場合と同様、N は規格化定数、μ は平均値である。
全てのパラメーターをフリーパラメーターとした。

- バックグラウンド (J/ψ を含むもので、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 以外): ヒストグラムをスムージングした関数

$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 以外のバックグラウンドはこれまで述べた通り、崩壊分岐比が既知の崩壊過程が支配的である。したがって、バックグラウンドの ΔE 分布はモンテカルロシュミレーションの期待値が信用に足るということである。そこで、この領域のバックグラウンドの分布についてよりなめらかな曲線を得るために、スムージングという手法を利用した。

スムージング

スムージングとは、解析で得られたヒストグラムを近似するなめ

らかな曲線を得ることを言う。スムージングにより得られた関数がFORTRANのコードで書き出されるので、その関数の形状を数式化して得ることができる。スムージングにより得られた関数のコードをもとにバックグラウンドの関数を決定し、これをフィットの関数として用いた。

- バックグラウンド（J/ψ を含まないもの）　：一次式

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

残るバックグラウンドは、終状態に J/ψ を含まない B 中間子の崩壊過程と、u、d、s、c といった軽いクォークの対生成によるハドロン事象 (コンティニュウム) で、一対の荷電レプトンと荷電 π 中間子が事象中に見出されて、偶然 $M_{\rm bc}$ および ΔE の要求を満たす組み合わせを作ってしまったものである。これらのバックグラウンドはランダムな組み合わせに起因するわけであるから、ΔE の特定の領域に事象が集中する可能性は無視してよい。したがって、ΔE の一次式 (直線) で充分表現されうる。傾き a、切片 b ともにフリーパラメーターとした。

以上の関数を用いて実験データをフィットした結果を図 3.10 に示す。点は実験データ、ヒストグラムは終状態に J/ψ を含む B 中間子崩壊によるバックグラウンドで、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 以外のものを示している。これより、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 過程のシグナルを 587 ± 26 事象と得た。

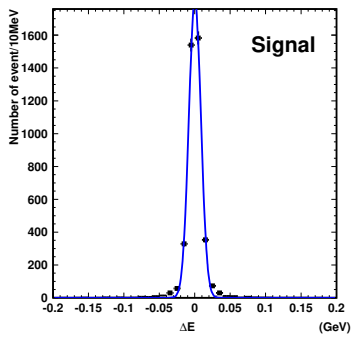

図 3.9: シグナルのフィット結果：
シグナルのモンテカルロシミュレーションを用いてシグナルの ΔE 分布の形を決定した。

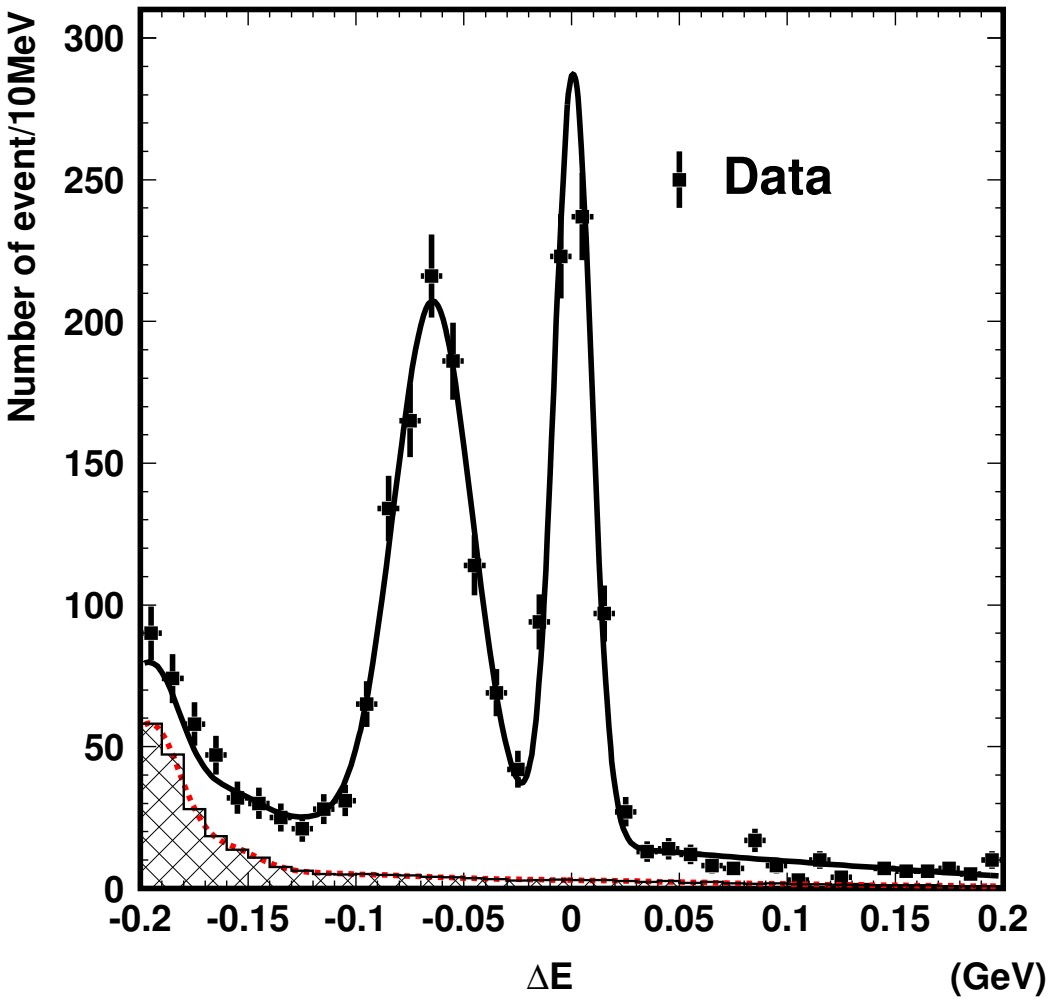

図 3.10: ΔE 分布のフィット結果：
エラーバーつきの点が実験データ、実線はフィット結果、点線およびヒストグラムは、終状態に J/ψ を含む B 中間子崩壊バックグラウンドのうち $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ を除いたもののシミュレーションによる期待値の分布を表している。

3.4　崩壊分岐比および荷電非対称度の測定

3.4.1　崩壊分岐比の測定

以上の結果から $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ の崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比は次式で得られる。

$$\mathcal{B}r(B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}) \;=\; \frac{N_{sig}}{\varepsilon \cdot \mathcal{B}r(J/\psi \to l^{+}l^{-}) \cdot N_{B^{\pm}}}$$

ここで式に用いられる値を表 3.1 にまとめた。

$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ の事象数	$N_{\rm sig}$	587 ± 27 事象
検出効率	ε	38.2 ± 0.6 %
$B^{\pm}$ の数	$N_{B^{\pm}}$	$(3.88 \pm 0.05) \times 10^{8}$ 事象
$J/\psi \to l^{+}l^{-}$ の崩壊分岐比	$\mathcal{B}r(J/\psi \to l^{+}l^{-})$	$11.87 \pm 0.12\%$

表 3.2: 崩壊分岐比算出に使用した値

これを用いて得た崩壊分岐比は、

$$\mathcal{B}r(B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}) = (3.9 \pm 0.2(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{sys.})) \times 10^{-5} \qquad (3.3)$$

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。誤差については後節で詳しく述べる。

3.4.2 崩壊分岐比測定の誤差

以下の表 3.3 に各誤差の値を示す。

統計誤差	**4.6 %**
系統誤差	**5.5 %**
シグナルのモンテカルロの統計	1.6 %
飛跡の再構成	3.0 %
レプトンの同定	3.9 %
荷電 π 中間子の同定	1.1 %
フィットの不定性	0.7 %
$\mathcal{B}r(J/\psi \to l^+l^-)$	1.0 %
$N_{B^\pm}$	1.2 %

表 3.3: 崩壊分岐比測定の誤差

- 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

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

$$\eta \to \gamma\gamma$$

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

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

  を求める。$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の π^0 は、$\pi^0 \to \gamma\gamma$ 過程と分母の $\eta \to \gamma\gamma$ 過程とが同じ終状態となるので、2 つの比をとると $\pi^+\pi^-$ 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、$D^{*+} \to D^0\pi^+$ 過程　において、$D^0 \to K^0_s\pi^+\pi^-$ が起こり、さらに $K^0_s \to$

$\pi^+\pi^-$が生じる過程の利用である。最後に生じる2つの荷電π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π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π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π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、ηを用いた場合と無矛盾な結果を得る。

- レプトンの同定
  J/ψを再構成するレプトンの識別効率の不定性である。　第三章に既に詳細な記述をしたので、重複を防ぐためここでは割愛する。

- 荷電π中間子の同定荷電π中間子の同定に対する識別効率に対するもので、実験データとモンテカルロシュミレーションの間での相違をこの不定性とする。詳しい原理については、第3章の粒子識別のところで述べたので、重複を防ぐためここでは割愛する。

- フィットの不定性
  ΔE分布をフィットする際に、シグナルのσの値を$8.6\mathrm{MeV}$に固定しているので、実験データとの差としてありえる範囲$(0.02\mathrm{GeV})$で変えて、シグナルの事象数の変化によって見積もった。
  さらに、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$以外のバックグラウンドについて、$\Delta E$分布をフィットする分布関数を3次式に変えて再度フィットを行った場合の、シグナル事象数に与える影響を見積もった。表に示したフィットの不定性の値は、この2つの誤差を考慮したものである。

- $J/\psi \to l^+l^-$の崩壊分岐比
  $\mathcal{B}r(J/\psi \to l^+l^-) = 11.87 \pm 0.12$ %[7]であり、相対誤差は1.0 %である。

- $N_{B^{\pm}}$
  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が、この際Bhabha散乱やμ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 $N_{B^{\pm}}$ の不定性としており、相対誤差 1.2%と見積もられている。

3.4.3　荷電非対称度の測定

荷電非対称度 A_π は、以下の式によって求められる。

$$A_\pi = \frac{N_{B^-} - N_{B^+}}{N_{B^+} + N_{B^-}}$$

ここで、N_{B^+}、N_{B^-} はそれぞれ $B^+ \to J/\psi\pi^+$ および $B^- \to J/\psi\pi^-$ 過程の観測事象数である。
ここで式に用いられる値を表 3.2 にまとめた。

$B^+ \to J/\psi\pi^+$ の事象数	N_{B^+}	294 ± 19 事象
$B^- \to J/\psi\pi^-$ の事象数	N_{B^-}	304 ± 19 事象

表 3.4: 荷電非対称度算出に使用した値

これを用いて得た荷電非対称度は、

$$A_\pi = 0.02 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{sys.}) \tag{3.4}$$

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。誤差については後節で詳しく述べる。

3.4.4　荷電非対称度測定の誤差

以下の表 3.5 に各誤差の値を示す。

統計誤差	± 0.05
系統誤差	± 0.02
荷電 π 中間子を識別する効率の荷電非対称性によるもの	± 0.014
荷電粒子の飛跡の再構成における荷電非対称性によるもの	± 0.016

表 3.5: 荷電比対称度測定の誤差

- 荷電 π 中間子を識別する効率の荷電非対称性によるもの
  $\pi^{\pm}$ を識別する効率の π^{+} と π^{-} における差の不定性を求めた結果、± 0.014 となった。

- 荷電粒子の飛跡の再構成における荷電非対称性によるもの
  荷電粒子の飛跡を再構成する際に、陰電荷と陽電荷の粒子間に存在しうる差を求めた。そのために、$K^{\pm}$ 識別を課さずに $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 崩壊を再構成して、陰電荷 $(B^{-} \to J/\psi K^{-})$ と陽電荷 $(B^{+} \to J/\psi K^{+})$ の信号事象数の差から見積もった結果、± 0.016 となった。

この 2 つを考慮して、$B^{\pm} \to J/\psi \pi^{\pm}$ 過程の荷電非対称度の系統誤差は ± 0.02 とした。

第4章　まとめ

KEKB で収集した 3.88×10^8 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 崩壊事象を再構成し、シグナル事象数 $N_{\rm sig}$ を

$$N_{\rm sig} = 587 \pm 27 \text{ 事象}$$

と得た。また、これを陰電荷のもの ($B^- \to J/\psi\pi^-$) と陽電荷のもの ($B^+ \to J/\psi\pi^+$) に分けてそれぞれのシグナル事象数 $N_{\rm B^-}$ と $N_{\rm B^+}$ を求めたところ、

$$N_{\rm B^+} = 294 \pm 19 \text{ 事象}$$
$$N_{\rm B^-} = 304 \pm 19 \text{ 事象}$$

と得た。この結果、崩壊分岐比と荷電非対称度について

$$\mathcal{B}r(B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}) = (3.9 \pm 0.2(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{sys.})) \times 10^{-5}$$

$$A_{\pi} = 0.02 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{sys.})$$

を得た。

今回の測定は、これまでに Belle および BaBar 実験によって行われた $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 過程の測定よりもはるかに高統計でのデータを用いたもので、単一の測定としては、現在世界最高精度を誇る。荷電非対称度については、その値が 0 と無矛盾であることがわかり、$B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}$ 事象においては、ペンギンダイアグラムの寄与が小さく、現在の統計精度をもってしても直接的 CP 対称性の破れが見られないことが分かった。

付 録A　間接的CP対称性の破れ

中性K中間子系において、K^0と$\bar{K^0}$が弱い相互作用によって互いに混ざり合うように、B中間子でも$B^0 - \bar{B^0}$混合が起こる。これによりCP対称性が破れる場合、間接的CP対称性の破れという。$B^0 - \bar{B^0}$混合に寄与する過程は、図$\mathrm{A.1}$に示すボックスダイアグラムで記述されるWボソンを2つ交換するものである。この内線部分の仮想クォークは、tクォークが支配的であるが、B中間子の場合、bクォークとtクォークが、同じ第三世代に属しているために、この過程による$B^0 - \bar{B^0}$混合は大きなものになる。このとき、ボックスダイアグラムにV_{td}が寄与するので、これに含まれる複素位相のためにCP対称性が破れる。この場合、複素位相を持つ振幅が時間とともに変化するために、CP対称性の破れはB^0と$\bar{B^0}$の間でそれらの時間発展の差となって現れる。したがって、時間依存したCP対称性の破れ$(\text{time-dependent } CP \text{ violation})$の別名がある。

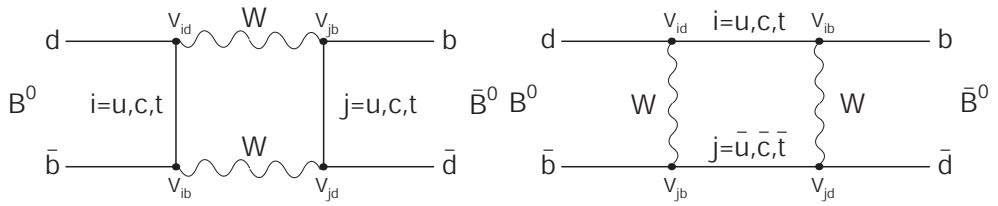

図 A.1: $B^0 - \bar{B^0}$混合

B中間子の時刻tでの状態はB^0と$\bar{B^0}$が混ざりあった状態になっており、次式のように表すことができる。

$$|B(t)\rangle \;=\; \alpha(t)\;|B^0\rangle \;+\; \beta(t)\;|\bar{B^0}\rangle$$

この状態のB中間子の静止系における時間発展を表すシュレディンガー方程式は、ハミルトニアンをHとして、以下の式で与えられる。

$$i\frac{\partial}{\partial t}|B(t)\rangle \;\;=\;\; H\;|B(t)\rangle$$

これを書き下すと、

$$
\begin{aligned}
i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} &= \begin{bmatrix}\langle B^0|H|B^0\rangle & \langle B^0|H|\bar{B}^0\rangle\\ \langle \bar{B}^0|H|B^0\rangle & \langle \bar{B}^0|H|\bar{B}^0\rangle\end{bmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}\\
&\equiv \begin{pmatrix}M_{11}-\frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}\\ M_{21}-\frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22}-\frac{i}{2}\Gamma_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}
\end{aligned}
$$

ここで、B^0 中間子 は安定でなく崩壊することから、2 つの Hermite 行列 $\boldsymbol{M}$ (質量行列) と $\boldsymbol{\Gamma}$(崩壊行列) を用いると、ハミルトニアンは

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

と書ける。

- ▷ M_{11}、M_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B}^0$ の質量を表す
- ▷ $M_{12}(M_{21})$ は $B^0-\bar{B}^0(\bar{B}^0-B^0)$ 遷移に寄与する中間状態の大きさを表す
- ▷ Γ_{11}、Γ_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B}^0$ の崩壊過程を表す
- ▷ $\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は、B^0 と $\bar{B}^0$ が共通に崩壊できる終状態が寄与する

この系において、$CP\mathrm{T}$ 対称性が成立していることを前提とすると、粒子と反粒子の質量と寿命が等しいことから、

$$\langle B^0|H|B^0\rangle = \langle \bar{B}^0|H|\bar{B}^0\rangle = M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0$$

となる。そこで、シュレディンガー方程式を対角化して解き、ハミルトニアンの固有値 $\lambda_{H,L}$ を求めると、

$$\lambda_{H,L} = m_{H,L} \;-\; \frac{i}{2}\Gamma_{H,L} \tag{A.1}$$

$$= \left(M_0-\frac{i}{2}\Gamma_0\right) \pm \left[\left(M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{A.2}$$

となる。B_H, B_L の質量はそれぞれ m_H, m_L、崩壊幅は Γ_H, Γ_L である。ここで、質量、崩壊幅の差をそれぞれ Δm、$\Delta\Gamma$ とすると、

$$
\begin{aligned}
\Delta m &= m_H \;-\; m_L\\
&= 2Re\sqrt{\left(M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \qquad \text{(A.3)}\\
\Delta\Gamma &= \Gamma_H \;-\; \Gamma_L\\
&= -4Im\sqrt{\left(M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \qquad \text{(A.4)}
\end{aligned}
$$

となるので、固有値は

$$\lambda_{H,L} = \left(M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0\right) \pm \frac{1}{2}\left(\Delta m - \frac{i}{2}\Delta\Gamma\right)$$

となる。これらの固有値に対応する固有ベクトル (質量固有状態) を次のようにおく。

$$|B_H\rangle \;=\; p|B^0\rangle \;+\; q|\bar{B^0}\rangle\;, \quad |B_L\rangle \;=\; p|B^0\rangle \;-\; q|\bar{B^0}\rangle \tag{A.5}$$

添え字の H, L は、「 重い 」質量固有状態 $|B_H\rangle$ と「 軽い 」質量固有状態 $|B_L\rangle$ を表すものであり、式 $(\mathrm{A}.5)$ はフレーバー固有状態 $|B^0\rangle$ と $|\bar{B^0}\rangle$ が混ざり合っていることを表している。この 2 つの質量固有状態の固有値は、λ_H、λ_L の式を参照すべきことを用いると、これらの時間発展は次式で表すことができる。

$$|B_H(t)\rangle \;=\; (\; p|B^0\rangle \;+\; q|\bar{B^0}\rangle\;)e^{-i\lambda_H t} \tag{A.6}$$

$$|B_L(t)\rangle \;=\; (\; p|B^0\rangle \;-\; q|\bar{B^0}\rangle\;)e^{-i\lambda_L t} \tag{A.7}$$

また、式 $(\mathrm{A}.5)$ から逆に、質量の固有状態を用いてフレーバーの固有状態を表すこともでき、

$$|B^0\rangle \;=\; \frac{1}{2p}(\;|B_H\rangle \;+\; |B_L\rangle\;)\;,\; |\bar{B^0}\rangle \;=\; \frac{1}{2q}(\;|B_H\rangle \;-\; |B_L\rangle\;) \tag{A.8}$$

となる。この関係に式 $(??)$、$(\mathrm{A}.7)$ を代入すると、以下の式が得られる。

$$|B^0(t)\rangle \;=\; \quad g_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}\,g_-(t)|\bar{B^0}\rangle \tag{A.9}$$

$$|\overline{B^0}(t)\rangle \;=\; \frac{p}{q}\,g_-(t)|B^0\rangle + \quad g_+(t)|\bar{B^0}\rangle \tag{A.10}$$

ここで、

$$g_+ \;=\; \quad \exp\left\{\left(-iM_0 - \frac{\Gamma_0}{2}\right)t\right\}\cos\left(\frac{1}{2}\Delta m t\right)$$

$$g_- \;=\; -i\exp\left\{\left(-iM_0 - \frac{\Gamma_0}{2}\right)t\right\}\sin\left(\frac{1}{2}\Delta m t\right)$$

また、混合パラメータ p, q には

$$\frac{q}{p} = \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{A.11}$$

の関係式が成り立つ。式 (A.9)、(A.10) は、$t = 0$ に B^0、または $\bar{B^0}$ であった状態の、t 秒後の状態を表している。さらに、B 中間子系の特徴として 2 つの質量固有状態間の寿命の差はほとんど無いので $(\Delta\Gamma \simeq 0)$、$|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ とし Γ_{12} を無視すると、p、q、Δm、および $\Gamma_{L,H}$ は以下のように近似できる。

$$\frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}}\ , \qquad \Delta m \simeq 2|M_{12}|\ , \qquad \Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma \tag{A.12}$$

B 中間子では、すでに述べたように、このダイアグラム中の中間状態において、質量が最も大きい t クォークと $\bar{\mathrm{t}}$ クォークの組合わせの寄与が圧倒的に大きいことが知られているので、対応する小林 · 益川行列要素から、

$$\frac{q}{p} \simeq \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} = e^{-2i\phi_1} \tag{A.13}$$

と書ける。すなわち $B^0 - \bar{B^0}$ 混合 V_{td} に寄与する複素位相によるものであり、ϕ_1 はその位相である。

B^0 からも $\bar{B^0}$ からも崩壊できる CP 固有状態を f_{CP} とする。そして、以下のように定義する $A_{CP}(t)$ を測定する。

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{CP}) \ - \ \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\overline{B^0}(t) \to f_{CP}) \ + \ \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} \tag{A.14}$$

ここで、$\Gamma(B^0(t) \to f_{CP})$ と $\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{CP})$ はそれぞれ $t = 0$ で B^0 の状態にあったものと、$\bar{B^0}$ であったものが、時刻 t に f_{CP} に崩壊する確率を表す。それぞれの崩壊確率の時間発展は、式 (A.9) と式 (A.10) に左から $\langle f_{CP}|H$ をかけて、絶対値の二乗をとれば得られる。ここで、

$$A \equiv \langle f_{CP}|H|B^0\rangle \quad , \quad \bar{A} \equiv \langle f_{CP}|H|\overline{B^0}\rangle$$

とおくと、

$$\begin{aligned}
&\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) \\
&\qquad = \frac{e^{-\Gamma t}}{2}|A|^2\left[(1 + |\bar{A}/A|^2) + (1 - |\bar{A}/A|^2)\cos\Delta mt + 2Im(e^{-2i\phi_1}\bar{A}/A)\sin\Delta mt\right] \\
&\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{CP}) \\
&\qquad = \frac{e^{-\Gamma t}}{2}|A|^2\left[(1 + |\bar{A}/A|^2) - (1 - |\bar{A}/A|^2)\cos\Delta mt + 2Im(e^{2i\phi_1}\bar{A}/A)\sin\Delta mt\right]
\end{aligned}$$

したがって、CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} \quad (A.15)$$

$$= \frac{(1 - |\bar{A}/A|^2)\cos\Delta mt - Im(e^{-2i\phi_1}\bar{A}/A)\sin\Delta mt}{1 + |\bar{A}/A|^2} \quad (A.16)$$

となる。

ここで、弱い相互作用の位相 ϕ_f と強い相互作用の位相 δ を用いて、終状態への崩壊振幅は以下のように書くことができる。

$$A = |A|e^{i\phi_f}e^{i\delta}$$

$$\bar{A} = \begin{cases} -|\bar{A}|e^{-i\phi_f}e^{i\delta} & (CP = +) \\ +|\bar{A}|e^{-i\phi_f}e^{i\delta} & (CP = -) \end{cases}$$

よって、

$$\bar{A}/A = \begin{cases} -e^{-2i\phi_f} & (CP = +) \\ e^{-2i\phi_f} & (CP = -) \end{cases} \quad (A.17)$$

これより、例えば崩壊振幅中に複素位相が現れない崩壊過程、つまり $\phi_f = 0$ となる崩壊過程を選べば、$\bar{A}/A = -1$ となり、このとき現れる CP 対称性の破れは

$$A_{CP}(t) = \begin{cases} -\sin 2\phi_1 \sin\Delta mt & (CP = +) \\ +\sin 2\phi_1 \sin\Delta mt & (CP = -) \end{cases} \quad (A.18)$$

となる。

式 (A.18) を見ると明らかなように $A_{CP}(t)$ を時間 t に関して $-\infty$ から $+\infty$ まで積分すると 0 になってしまう。したがって、ここで CP 対称性の破れを測定するためには、$t = 0$ で B^0 であったか $\bar{B}^0$ であったを同定し、その崩壊確率を時刻 t の関数として求める必要がある。そこで、以下これが可能となる実験条件を考える。

電子と陽電子を衝突させ、b と $\bar{\mathrm{b}}$ クォークの 4 番めの共鳴状態である $\Upsilon(4S)$ を大量に発生させると、ほぼ 100%の確率で B 中間子対が発生し、他の粒子の発生を伴わない。よって、B 中間子対はボーズアインシュタ

イン統計に従い、片方が崩壊するまでの間、一方が B^0 ならば必ず他方は $\bar{B}^0$ という関係を保ったまま $B^0 - \bar{B}^0$ 混合をする。したがって、一方が $B^0(\bar{B}^0)$ と識別できる終状態に崩壊すると、その瞬間、もう片方は $\bar{B}^0(B^0)$ である。この関係を用いると、CP 固有状態に崩壊した B 中間子 (CP 側の B) のもう一方の B 中間子が B^0 または $\bar{B}^0$ のどちらかであったか識別できる終状態に崩壊すれば、その瞬間 CP 側の B が B^0 または $\bar{B}^0$ のいずれであったかがわかる。この識別をフレーバータグ、あるいはタグと呼び、タグに用いた B 中間子をタグ側と呼ぶ。タグ側の B 中間子が崩壊した時刻を $t = 0$ とし、その反対側の B 中間子が CP 固有状態に崩壊した時刻を t として、CP 非対称度を t の関数として測定すればよい。

フレーバータグには主に 3 つの方法が用いられている。レプトンの電荷の符号による識別法と、K 中間子の電荷の符号による識別法、そして荷電 π 中間子の符号による識別法である。

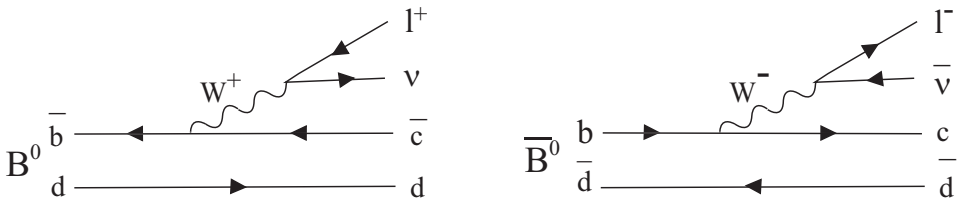

図 A.2: レプトンによる $B^0\bar{B}^0$ 同定

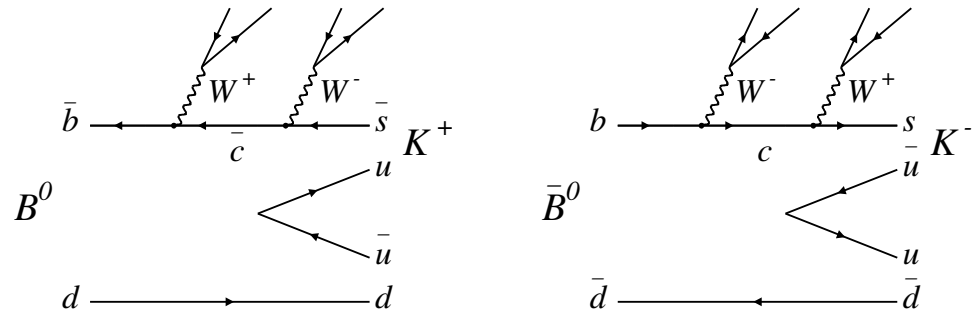

図 A.3: 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定

図 A.2 に示したように、$b(\bar{b})$ クォークは $cW^-(\bar{c}W^+)$ に、$W^-(W^+)$ はレプ

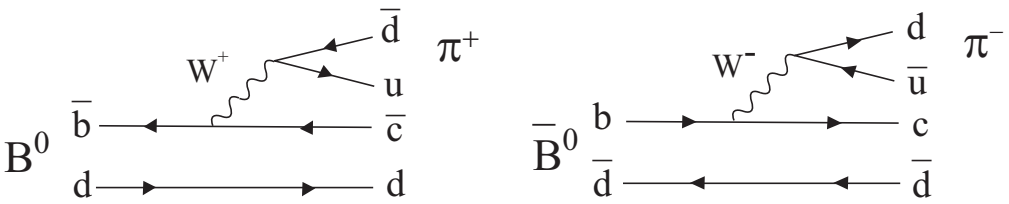

図 A.4: 荷電 π 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定

トン (e または μ)$l^-(l^+)$ とニュートリノ $\bar{\nu}_l(\nu_l)$ に崩壊しうる。

$$\begin{aligned} W^+ &\rightarrow l^+\nu_l \\ W^- &\rightarrow l^-\bar{\nu}_l \end{aligned}$$

ゆえに、レプトンの電荷は B 中間子のフレーバーを示し、l^+ は B^0、l^- は $\overline{B^0}$ と同定できる。図 $A.2$ に示した過程で生じるレプトンは B 中間子との質量差が大きいため、高い運動量を持つ。一方、チャーム粒子やストレンジ粒子の崩壊で生じるレプトンは一般に運動量が小さい。そのため、フレーバータグでは高い運動量 (重心系での運動量が $1.1\mathrm{GeV/c}$ 以上) のレプトンを選ぶと高純度でフレーバータグすることができる。

高運動量のレプトンよりもフレーバータグを誤る割合は高いが、図 $\mathrm{A}.3$ に示すように、荷電 K 中間子による方法も同様に K^+ は B^0、K^- は $\overline{B^0}$ と同定できる。また図 $\mathrm{A}.4$ に示した $B \rightarrow D\pi, D\rho$ などの二体崩壊からは高い運動量の荷電 π 中間子が生じる。この電荷で識別ができ、π^+ は B^0、π^- は $\overline{B^0}$ と同定できる。

このようにして、タグ側に含まれる荷電粒子の種類と電荷の情報をもとに、多次元 $\mathrm{likelihood}$ 法により適切な重みづけを行うことで、タグ側の B 中間子が B^0 であったか $\overline{B^0}$ であったかを決定する。これにより $t = 0$ の CP 側のフレーバーが B^0 であったのか $\bar{B}^0$ であったのかを決定する。

崩壊時間差の測定には、タグ側と CP 側に崩壊した 2 つの B 中間子の崩壊点の z 座標の差 Δz が用いられ、そこから崩壊時間の差 Δt が求められる。しかし、B 中間子の寿命は約 $1.5\mathrm{psec}$ であるので、これを直接測定するのは困難である。そこで、電子と陽電子を異なるエネルギーで衝突させることで、B 中間子に運動量を持たせ、寿命を測定可能な長さにの

ばすことができるようにする。$\Upsilon(4s)$ の速さを v とすると、β、γ は

$$\beta = \frac{v}{c}、\quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

であるので、崩壊時間の差 Δt は

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c\beta\gamma}$$

となる。
測定器の崩壊点分解能の影響は無視できないので、これを記述する関数で、CP 対称性の破れを取り扱う確率密度関数をたたみこんで、Minimum likelihood 法によるフィットを実行して、CP 非対称性の破れを測定する。

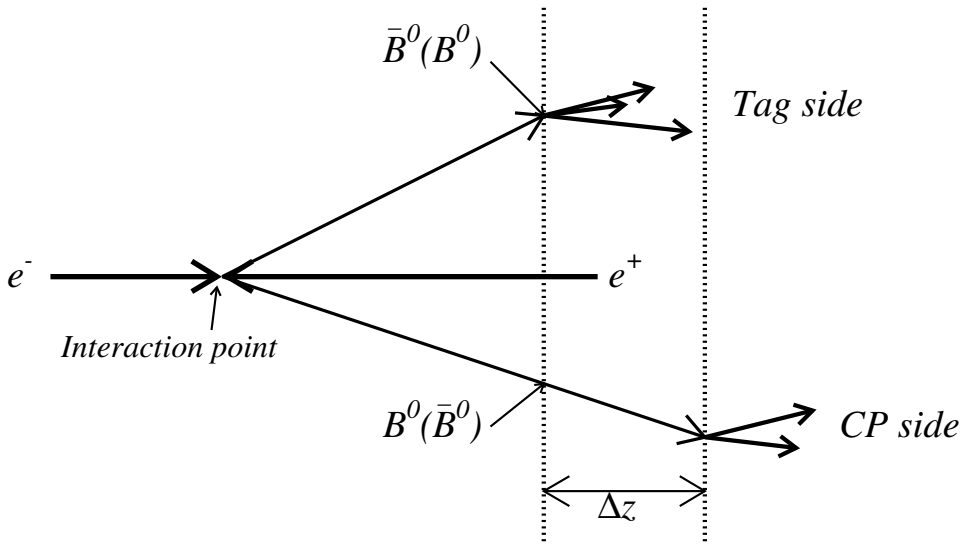

図 A.5: 崩壊時間差の測定方法；
二つの B 中間子の崩壊点の z 座標の差 Δz から崩壊時刻の差 Δt を測定する。

付 録B　Likelihood ratioの最適化

本研究において、$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 崩壊によるバックグラウンドは $B^{\pm} \to J/\psi \pi^{\pm}$ のシグナル領域のすぐ近傍にピークを作ることと、その崩壊分岐比がシグナルの 20 倍以上あることから、特に注意深い取り扱いが必要である。$B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$ 過程によるバックグラウンドを低減するには、3.2.3 章で説明した π/K 識別の Likelihood ratio を用いる。以下、この Likelihood ratio(LR) に切断を入れる値を最適化する手順について述べる。

LR の条件を除々に厳しくしてゆくと、一般にシグナルの検出効率の低下が小さく、かつバックグラウンドの低減が最も顕著になるところがある。これはシグナルを最も明瞭に観測できる条件に対応する。その示標となる量として次式に示す Figure of Merit(F.O.M.) を用いて、LR の切断要求の値を最適値とする。

$$F.O.M = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_{BG}}}$$

N_S はシグナルの期待値であり、Particle Data Book(2005) に掲載されている $B^{\pm} \to J/\psi \pi^{\pm}$ の崩壊分岐比と、この過程のモンテカルロシュミレーションで見積もった検出効率を用いて算出した。N_B はバックグラウンドの期待値であり、終状態に J/ψ を含む B 中間子崩壊事象のモンテカルロシュミレーションを使って見積もった。図 B に F.O.M. を LR 切断の値の関数として示す。

これによると、Figure of Merit の値が一番大きくなるのは、$LR > 0.95$ のという条件を課した場合であることがわかる。しかし、$LR = 0.95$ 付近は $\pi^{\pm}$ の確率密度関数が非常に急な傾きを持つため、関数の形のわずかな差が予期しない系統誤差を招来する危険が考えられる。したがって、本研究では Belle 実験における類似の研究と同じ $LR > 0.9$ という条件を採用した。

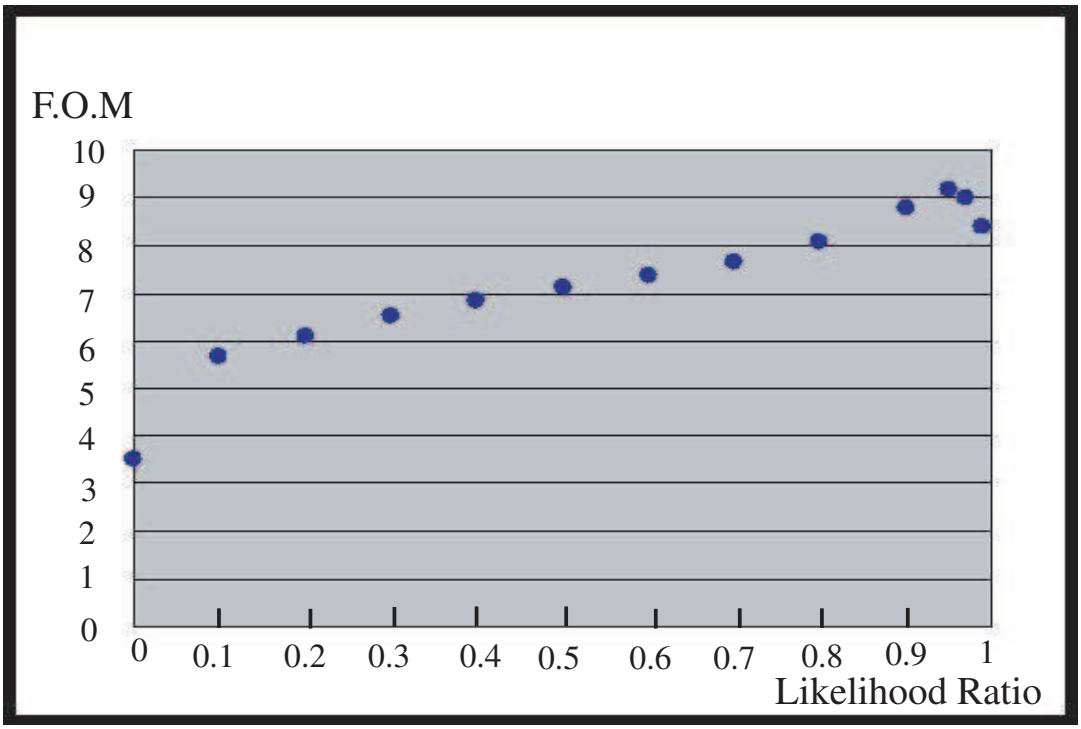

図 B.1: Figure of Merit:
縦軸：Figure of Merit 横軸：π である Likelihood Ratio

関連図書

[1] A.Carter and A.I.Sanda,Phys.Rev.Lett.45,952(1980); Phys.Rev.D23,1567(1981)

[2] M.Kobayashi and T.Masukawa,Prog.Theor.Phys49,652(1973)

[3] J.H.Christenson,J.W.Cronin,V.L.Fitch and R Turlay, Phys.Lett.13,138(1964)

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

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

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

[7] Particle Data Group,The Eouropian Physical Journal (2005)

[8] Heavy Averaging Group,http://www.slac.stanford.edu/xorg/htag (2006)

[9] Y.Chao,et al,Belle Collaboration,Phys.Rev.Lett,93,191802(2004)

[10] Physical Rev.D,67,032003(2003)

[11] 井本絢子,$B^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊の研究, 修士学位論文 (2004)

[12] 岡田葉子,$B^\pm \to J/\psi\rho^\pm$ 過程の観測, 修士学位論文 (2003)

[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] M.C.Chang, BELLE Note 884(2007)

[18] Rajeev K Sharma and et al, BELLE Note 876(2006)

[19] B.Aubert et al, Phys.Rev.Lett,91,061802(2003)

[20] A Fitting and Platting Package Using MONUIT

[21] J.Yashima and et al, BELLE Note 491(2002)

[22] Belle Collaboration,BELLE-CONF-0201(2002)

[23] 小林誠, 消えた反物質 (1997)

[24] 長島順清, 高エネルギー物理学の発展 (1999)

[25] 渡辺靖志, 素粒子物理入門 (2002)

[26] 横山広美, よくわかる素粒子の基本と仕組み (2006)

[27] 内田佐知子,π^0 中間子を用いたエネルギー再構成に関する研究と $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊の観測, 修士学位論文 (2000)

[28] 藤田真由子,$B^0 \to J/\psi\chi_{c1}\pi^0$ 過程の観測, 修士学位論文 (2003)

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野口先生、林井先生、宮林先生に感謝致します。
野口先生は、日頃から色々な話を聞いてくださり、先生のお言葉にいつも励まされていました。
林井先生は、よく研究室に来てくださり、たくさんの質問を１つ１つ丁寧に教えてくださいました。
そして、直接ご指導いただきました宮林先生には、大変お世話になりました。解析の方法をはじめ、研究に携わる心構えなど、たくさんのことを指導していただきました。本当にありがとうございました。

また、日々の疑問や質問にいつも丁寧に答えてくださった片岡先輩、井本先輩をはじめ研究室の皆様、KEK の皆様に心から感謝致します。

最後に、何もわからなかった私がこのように研究に携わり、高エネルギー物理学のおもしろさを肌で感じることができたのは、私を支えてくだ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。