2003年度 修士学位論文
$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊過程の探索

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
水原　奈保

2004年 2月

目 次

序論 **1**

第 1 章 B 中間子の物理 **3**

1.1 対称性と保存則 3

1.2 中性 K 中間子での CP 対称性の破れ 5

1.3 小林 · 益川理論 6

1.4 B 中間子系での CP 対称性の破れ 10

1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ 10

1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ 11

第 2 章 KEKB/Belle 実験 **17**

2.1 KEKB 加速器 17

2.2 Belle 測定器 20

2.2.1 シリコン · バーテックス検出器 (SVD) 23

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 電磁カロリーメータ (ECL) 26

2.2.6 K_L, μ 粒子検出器 (KLM) 29

2.2.7 トリガーおよびデータ収集システム 29

第 3 章 $B \to J/\psi\omega$ 過程の観測 **33**

3.1 $B \to J/\psi\omega$ の物理 33

3.2 事象選別 34

3.2.1 ハドロン事象の選別 34

3.2.2 荷電 π 中間子、荷電 K 中間子識別 35

3.2.3 電子識別 36

3.2.4 μ 粒子識別 39

3.3 J/ψ の再構成 40
3.4 $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の再構成 42
3.5 $B^0 \to J/\psi\omega$ の再構成 45
3.6 バックグラウンドの見積もりと $B^0 \to J/\psi K_0^*$ 事象の排除 49
3.7 崩壊分岐比の導入 51

第 4 章 まとめ **55**

謝辞 **59**

図 目 次

1.1 ニュートリノにおける CP 対称性 5
1.2 弱い相互作用によるクォークの世代間混合 7
1.3 B 中間子系におけるユニタリティ三角形 9
1.4 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 11
1.5 $J/\psi K_S$崩壊 15
1.6 崩壊時間差の測定 16

2.1 KEKB 加速器 19
2.2 Belle 測定器の全体図 21
2.3 Belle 測定器の断面図 22
2.4 SVD の構造 24
2.5 CDC の断面図。長さの単位は mm。 25
2.6 CsI カウンター 27
2.7 ECL の構造 28
2.8 Belle トリガーシステム 30
2.9 Belle データ収集システム 31

3.1 $B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊のツリーダイアグラム 33
3.2 電子と π 中間子の E/p 分布 37
3.3 実験室系での運動量と E/p の分布 38
3.4 電子と π 中間子の dE/dx 分布 39
3.5 レプトン対の不変質量 41
3.6 運動量カットを入れた 3π の質量分布 43
3.7 ω の不変質量分布 44
3.8 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) 47
3.9 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (データ) 48
3.10 シュミレーションを用いたバックグラウンドの見積もり 50

表 目 次

1.1 種々の物理量に対する C、P、T 変換 4

2.1 各検出器の役割 23

3.1 系統誤差 52

序論

現在の宇宙は物質優位の世界である。なぜこれが反物質 (反粒子) ではなく物質 (粒子) であるのか。それを考えるときに、まず宇宙がビックバンから始まり、粒子 · 反粒子が同等数していたとされていることから考える。宇宙がビックバンから誕生した直後は高温 · 高密度の世界であり、対生成 · 対消滅を繰り返す。粒子と反粒子の間で物理法則が厳密に同じだと、宇宙は現在に至るまでに宇宙の膨張と共に温度 · 密度が低くなっていく間に粒子と反粒子の対消滅が進み、最後には消えてなくなってしまうはずである。しかし、現在、宇宙は存在し、さらには物質優位の世界となっている。これは宇宙の進化過程においてなんらかの形で粒子の数が反粒子の数より多くなったと考えられる。その有力な原因が「 CP 対称性の破れ 」である。

この CP 対称性の破れを説明するのに有力な理論が小林 · 益川理論である。小林 · 益川理論はクオークが 3 世代存在すれば世代間混合において CP 対称性が破れると示している。
1964 年にフィッチとクローニンが K 中間子で CP 対称性の破れを実験において明らかにし、1980 年には三田、Carter が B 中間子において、より大きな CP 対称性の破れが起ると指摘した。そこで、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、KEKB 加速器と Belle 測定器を用いて、大量の B 中間子を生成し、その崩壊過程を観測する実験が進行中である。B 中間子を工場のように大量に生成することから、これを B ファクトリーと呼ぶ。

B 中間子の崩壊過程の内でも、$B \to J/\psi K_S$ 崩壊 (これをゴールデンモードと呼ぶ) に代表される $b \to c\bar{c}s$ 遷移による崩壊過程を用いて、$\sin 2\phi_1$ と呼ばれる CP 非保存パラメータは高い精度で測定されている。しかし CP 対称性の破れに関する研究は様々な崩壊モードにおけて測定をし、小林 · 益川理論の多角的な検証を行うと共に、新しい物理の兆候を探索することがたいへん重要である。$b \to c\bar{c}d$ 遷移による B 中間子の崩壊過程は、そのような目的に合致した重要な崩壊モードである。本

研究ではその中から、$B^0 \to J/\psi\omega$ という崩壊モードに着目した。この崩壊過程は B 中間子が J/ψ と ω という 2 つのベクター中間子へ二体崩壊するものであり、B^0、$\bar{B^0}$ が共に崩壊可能な終状態である。したがって、原理的には「間接的 CP 対称性の破れ」に感度のある崩壊過程である。

また、ここで B 中間子は重いので、二体崩壊する場合は崩壊後の粒子が短時間の間にお互いが離れ、両者な間の終状態相互作用がほとんど働かないものと考えられる。このことをファクトリゼーションと呼ぶ。ファクトリゼーションが成立していると、直接的 CP 対称性の破れが観測されたときに、それと弱い相互作用の模型の正当性の議論を結び付ける際の強い相互作用の位相に起因する不定性が小さくなる。このファクトリゼーションはかなりよい近似で成立していると期待できるので、ファクトリゼーションが成立していれば、同じく $b \to \bar{c}d$ 遷移による 2 つのベクター中間子への崩壊である $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊と崩壊分岐比が同じであることが期待されるので、本論文では、$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊過程の探索を行った結果について報告する。

第 1 章では CPT 対称性や B 中間子における CP 対称性の破れ等を論じ、第 2 章では KEKB 加速器と Belle 測定器の構造や役割について説明し、第 3 章で本実験の観測結果を示す。

第1章　B中間子の物理

1.1　対称性と保存則

自然界を記述する物理法則において、さまざまな変換とそれについての対称性は重要な役割を担っている。変換の内には大きく分けて2つのものがある。一つは、微小変換が存在する” 連続的な変換” である。この場合、ネーターの定理が示すように一つの変換に対する対称性が存在すればそれに対応した保存量があらわれる。例えば、空間の一様性、等方性、時間の一様性から、それぞれ運動量、角運動量、エネルギー保存則が導かれる。
一方、” 不連続な変換” として次の3つが知られている。

空間反転 (P 変換)、荷電共役 (C 変換)、時間反転 (T 変換)

そこで、以下、この3つの変換と、粒子 · 反粒子の間の物理法則の違いを語る上で重要な CP 変換について説明する。

空間反転とは P 変換ともいい、この変換は (x,y,z) $\stackrel{P}{\rightarrow}$ (-x,-y,-z) のように、座標の符合を反転させる。ここでの P とはパリティのことである。そしてこの変換は次式のように2回行うことで元の状態に戻る。

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

これより P 変換は固有値が存在する場合は、± 1 の2通りであることがわかり、$+1$ の時をパリティが正、または偶 (even) と呼び、-1 の時をパリティが負、または奇 (odd) と呼ぶ。P 変換を行いその前後で物理法則に変化がない場合、これをパリティが保存するという。多くの物理法則はパリティが保存している、すなわち P 変換に対して不変である。例えば、右に回るコマも左に回るコマも、従う物理法則 (つまりニュートン力学) は同じである。P 変換の前後で物理法則に違いがあれば、これをパリ

ティ非保存と呼ぶ。パリティ非保存は、1956 年、リー (T.D.Lee) とヤン (C.N.Yang) が K^+ が 2π(パリティ正) と 3π(パリティ負) の両方に崩壊する実験事実 ($\tau-\theta$ パラドックス) から予言した [4]。翌年、ウー (C.S.Wu) らが $^{60}C_o$ の β 崩壊

$$^{60}C_o \rightarrow^{60} N_i^* + e^- + \bar{\nu_e}$$

を用いて弱い相互作用におけるパリティ非保存の実証をした。[5]

次に荷電共役とは、電荷の符合をはじめとして、その粒子に特有な量子数の符合を反転させることである。つまり粒子を反粒子に、反粒子を粒子にする変換である。例えば、B 中間子について考えてみると、

$$B^+(\bar{b}u) \overset{C}{\Longleftrightarrow} B^-(b\bar{u})$$
$$B^0(\bar{b}d) \overset{C}{\Longleftrightarrow} \bar{B}^0(b\bar{d})$$

となる。また、光子のように C 変換しても自分自身になる粒子も存在する。

最後に時間反転 (T 変換) は、$t \rightarrow -t$ と変換する。

この 3 つの不連続な変換 C、P、T 変換に対する種々の物理量の固有値を表 1.1 に示す。

		C	P	T
$\mathbf{r}$		$\mathbf{r}$	-$\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$
$\mathbf{p}$	(運動量)	$\mathbf{p}$	-$\mathbf{p}$	-$\mathbf{p}$
$\mathbf{J}$	(角運動量)	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$
σ	(スピン)	σ	σ	-σ
$\mathbf{E}$	(電場)	-$\mathbf{E}$	-$\mathbf{E}$	$\mathbf{E}$
$\mathbf{B}$	(磁場)	-$\mathbf{B}$	-$\mathbf{B}$	-$\mathbf{B}$
$\sigma\cdot\mathbf{p}$	(ヘリシティ)	$\sigma\cdot\mathbf{p}$	-$\sigma\cdot\mathbf{p}$	$\sigma\cdot\mathbf{p}$

表 1.1: 種々の物理量に対する C、P、T 変換

Lederman の $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ 崩壊の実験より、弱い相互作用では P と C の対称性は完全に破られているが CP 変換の対称性は保たれていると考えられていた (図 1.1) 。しかし、1964 年にフィッチとクローニンらが中性 K 中間子の崩壊において、CP 対称性が破れていることを発見した。次節で中性 K 中間子における CP 対称性の破れについて述べる。

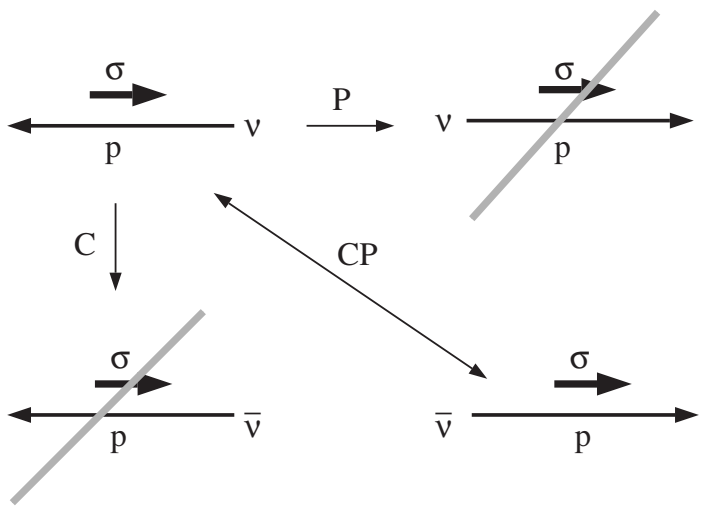

図 1.1: ニュートリノにおける CP 対称性: 左巻きニュートリノ (上段左) と、それを CP 変換した右巻き反ニュートリノ (下段右) の存在は確認されている。しかし、左巻きニュートリノを P 変換した右巻きニュートリノ (上段右)、C 変換した左巻き反ニュートリノ (下段左) は未発見であることから、C と P 変換について単独の対称性は完全に破れている。

1.2 中性 K 中間子での CP 対称性の破れ

中性 K 中間子には $K^0(\bar{s}d)$ と $\bar{K^0}(s\bar{d})$ の 2 種類が存在し、互いに粒子 · 反粒子の関係にある。これらは W ボソンを 2 つ交換する $\Delta s = 2$ の過程によって、互いの状態間を行き来する。したがって、物理的に観測される状態はこれらの重ね合わせである。そこで、K^0 と $\bar{K^0}$ について以下のような線形結合を考える。

$$|K_1> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> + |\bar{K^0}>) \tag{1.1}$$

$$|K_2> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> - |\bar{K^0}>) \tag{1.2}$$

ここで、K^0,$\bar{K^0}$ の CP 変換について考えると、C 変換は粒子と反粒子を入れ替える変換であり、K 中間子の固有パリティは奇であること (C=1,P=-1) から、

$$\begin{aligned} CP|K^0> &= -|K^0> \\ CP|\bar{K^0}> &= -|\bar{K^0}> \end{aligned}$$

となる。このことより、K_1,K_2 の CP 変換を考えると、

$$\begin{aligned} CP|K_1> &= +|K_1> \\ CP|K_2> &= -|K_2> \end{aligned}$$

となり、それぞれ+1 と-1 の固有値をもつ CP 固有状態である。また、K 中間子のようにスピン 0 の粒子が n 個の π 中間子に崩壊するとき、CP 固有値は、CP=$(-1)^n$ となるので、K_1 の CP 固有値は+1 なので偶数個の π 中間子に崩壊し、K_2 の CP 固有値は-1 なので奇数個の π 中間子に崩壊する。実際に K 中間子は 2 つの π と 3 つの π に崩壊することがわかっている。すなわち、

$$\begin{aligned} K_1 &\rightarrow \pi\pi \\ K_2 &\rightarrow \pi\pi\pi \end{aligned}$$

となり、3 つの π に崩壊し、寿命が長いものが $K_L(\tau_L \sim\ 5 \times 10^{-8}s)$ に、そして 2 つの π に崩壊し、寿命の短いものが $K_s(\tau_L \sim\ 9 \times 10^{-11}s)$ に対応する。もし CP が保存しているのならば、K_L 粒子は 2 つの π に崩壊することはできないはずである。ところが、1964 年、$K_L \rightarrow \pi\pi$ の崩壊が発見され、その分岐比は $Br(K_L \rightarrow \pi\pi) = (2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3}$ であった。この崩壊が CP の破れの証拠となったのである。つまり、K_L,K_s の状態は式 (1.1)、(1.2) のような CP 固有状態ではなく、

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

のように表される。ここで K_L に着目すると、K_L の状態に含まれる K^0 と $\bar{K^0}$ の寄与は等しくなく、粒子と反粒子が対等でないことを示している。もし CP が保存している場合は、$K^0 \rightarrow \pi\pi$ の効果と、$\bar{K^0} \rightarrow \pi\pi$ の効果が正確に相殺しあって、$\pi\pi$ への崩壊は起きないはずである。しかし実際は K^0 と $\bar{K^0}$ の割合が等しくないため、2 つの効果の相殺が不完全となり、相殺しきれなかった、$K_L \rightarrow \pi\pi$ が起きるのである。

1.3　小林 · 益川理論

K 中間子で CP 対称性が破れていることに理論的説明を与えたのが、小林 · 益川理論である。これは、「自然界にクオークが 3 世代あれば、弱い相互作用におけるクオークの世代間混合の中に、CP 対称性の破れを起こす自由度 (複素位相) が存在しうる。」というものである。これはクオークの荷電カレント相互作用を記述するものとして、「標準模型」の中核の一部をなすしている。

「標準模型」は素粒子の相互作用を表す理論として、非常に成功を納めている。この理論では、物質の基本的な構成要素となる 6 種類のレプトンと 6 種類ののクオークが存在する。これらの間に働く相互作用として、γ,$W^{\pm}$,Z^0 のゲージボソンで媒介され SU(2)×U(1) ゲージ群で表される電弱相互作用と、クオーク間にはさらにグルーオンが媒介物する SU(3) のゲージ群で表現される強い相互作用が存在する。クオークの種類 (フレーバー) は、以下のような 2 重項をとり、各々の 2 重項を世代と呼ぶので、全体として 3 世代を形成している。

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

上段のクォークは電荷$+3/2$、下段は$-1/3$をもち、$W^{\pm}$ボソンの吸収 · 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で最も起りやすいが、異なった世代にも遷移は起りうる。これを世代間混合と呼ぶ。(図 1.2)

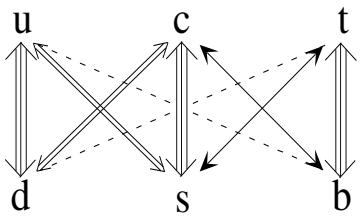

図 1.2: 弱い相互作用によるクォークの世代間混合: 図中の矢印の太さは遷移確率の大小を模式的に表している。

この時の荷電カレントのラグラジアン $\mathcal{L}$ は、次式で表される。

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

$$\begin{aligned} g &: \text{結合定数} \\ \gamma^\mu &: \gamma\text{行列} \\ W^{\pm} &: W\text{ ボソン} \\ \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \text{ または } \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L &: \text{左巻きのクォーク} \end{aligned}$$

この式に現れる V_{KM} を小林 · 益川行列と呼ぶ。世代間混合の意味することは弱い相互作用に関与する際の固有状態は異なっているということである。クオークのフレーバーは通常、質量の固有状態で定義されているが、この 2 つの固有状態の間の変換はユニタリー変換で表され、このユニタリー変換を表す行列が小林 · 益川行列である。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

それぞれの要素は、例えば V_{ud} は u から d クオークに移り変わる振幅の強度 (結合定数) を表す。

このように、3 世代の混合について考えてみると、V_{KM} は 3 行 3 列の複素行列なので、全部で 18 個のパラメーターがある。V_{KM} はユニタリー行列なので、$V_{KM}^{\dagger}V_{KM} = 1$ が成立することから 9 個の束縛条件がある。また各クオーク間の相対的な位相因子は (6-1=5 個) は、物理的に等価な結果しか与えないので自由度の数はさらに 5 つ減る。よって、物理的に意味のある自由度は 4 個である。この 4 個のうち、世代間の回転の自由度は 3 個あり、残りの 1 個は結合定数に虚数成分をもたらす自由度として残り、この最後に残った自由度が CP 対称性を破る。すなわち、3 世代以上存在しなければ CP 対称性の破れは生じないのである。

この理論が発表されたときにはまだ 3 種類のクオーク (u,d,s) しか知られていなかった。つまり、この理論は間接的に残りの 3 種類 (c,b,t) を予言したことになった。

小林 $cdot$ 益川行列を具体的に具体的に書き下すときに、この 4 つのパラメータのとり方はいろいろあるが、代表的なものとして $\lambda(= V_{us})$ のべきによる展開である Wolfensrein 表示がある [6]。これを用いると、

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

と表現される。この表示では V_{ub} と V_{td} に複素数が含まれていることがわかる。これは、第 1 世代と第 3 世代の間の遷移に複素位相が寄与することを意味し、この位相が CP 対称性の破れをもたらす。小林 · 益川理論自体にこの 4 つのパラメータ A,λ, ρ, η の値を予言する能力はないので実験で決めてやらなくてはならない。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。

$$\lambda = 0.22 \pm 0.002、\quad \mathrm{A} = 0.9 \pm 0.1$$

一方、CP 対称性の破れと関係深い ρ と η についての実験の制限はまだ精度が高くない。しかし、B 中間子の様々な崩壊過程の観測は、これらの決定をするための情報を与える。

すなわち、小林 · 益川行列のユニタリー性からくる制限のうち、以下の関係式が B 中間子の物理に深く関与している。

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

3 つの項を Wolfenstein 表示を用いてそれぞれ求めると、

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

これらをそれぞれ複素平面上にベクトルとして描くと、和が 0 ということから図 1.3 のような三角形を描く。これを、ユニタリティ三角形と呼ぶ。

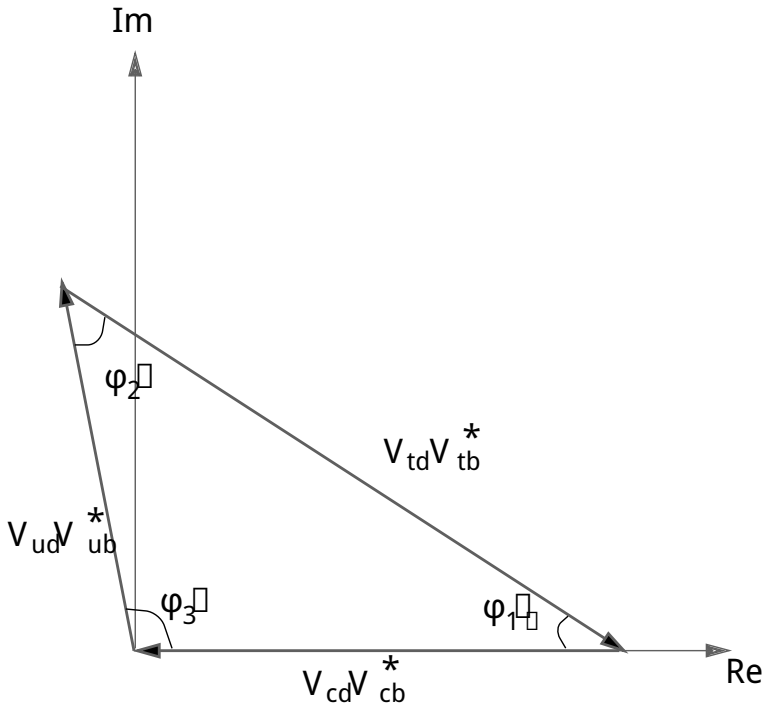

図 1.3: B 中間子系におけるユニタリティ三角形: 各辺は $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ のそれぞれの項に対応している

この三角形の各内角と辺には以下のような関係がある。

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

これらの各辺とも λ の次数が同じであることから、B 中間子系においてオーダー $0.1 \sim 1$ の大きな CP 対称性の破れが生じると期待される。一方、K 中間子においてユニタリティ三角形を描くと各辺の λ のオーダーが異なるためにひしゃげた三角形になっている。K 中間子系での CP 対称性の破れが 10^{-3} 程度と小さかったのは、こ

の事実を反映しているものと考えられる。そこで、次節で B 中間子での CP 対称性の破れについて論じる。

1.4　B 中間子系での CP 対称性の破れ

B 中間子における CP 対称性の破れは、大別して 2 種類ある。1 つは「直接的 CP 対称性の破れ」であり、もう 1 つは「間接的 CP 対称性の破れ」である。

1.4.1　直接的 CP 対称性の破れ

CP 対称性とは次式のように、B 中間子が終状態 f に崩壊する確率 $(R(B \to f))$、これを CP 変換した反 B 中間子が終状態 $\bar{f}$ に崩壊する確率 $\left(R(\bar{B} \to \bar{f})\right)$ の違いとして現れる。

ここで、小林 · 益川理論に現れる複素位相 ϕ_{weak} を持つ振幅 A を考える。

$$A \ = \ |A|e^{i\phi_{weak}}$$

これを CP 変換すると、

$$\bar{A} \ = \ |A|e^{-i\phi_{weak}}$$

となる。この振幅のみが寄与する場合、絶対値の 2 乗をとると CP 変換の前後で変化がなく、CP 対称性が現れない。

そこで、2 つの異なる CP 位相を持つ振幅 A_1 と A_2 が存在し、それらが B 中間子が終状態 f への崩壊に寄与する場合の振幅 $A(B \to f)$ は、

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

$$\begin{aligned} \delta_{strong} &: \text{強い相互作用における位相} \\ \phi_{weak} &: \text{弱い相互作用における位相} \end{aligned}$$

となる。ここで δ_{strong} は CP 変換に対して不変であり、ϕ_{weak} は CP 変換で符合を変えることに注意して、$A(\bar{B} \to \bar{f})$ を書き下し同様にその絶対値の 2 乗を計算すると、

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

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。

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

従って、CP 対称性の破れは 2 つの振幅が存在し、かつ $\delta^1_{strong} \neq \delta^2_{strong}$ かつ $\phi^1_{weak} \neq \phi^2_{weak}$ のとき「直接的 CP 対称性の破れ」が観測される。すなわち、直接的 CP 対称性の破れとは、崩壊確率の違いのことであり、2 つ (以上) の崩壊振幅が干渉してくることで現れる。

1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ

「間接的 CP 対称性の破れ」とは、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合のために B^0 が B^0の まま崩壊する寄与と、B^0 が $\bar{B}^0$ に変化してから崩壊する寄与により、崩壊過程の両者の崩壊振幅が干渉することで起こるものをいう。

B^0 - $\bar{B}^0$ 混合とは図 1.4 のように仮想ボソンを 2 つ交換することによって B^0 が $\bar{B}^0$ に、その逆の $\bar{B}^0$ が B^0 に移り変わることである。図 1.4 に示すボックスダイアグラムにおいて B 中間子の場合、b クォークと t クォークは、同じ第 3 世代に属しているため、この過程による $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の確率振幅は大きい。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。

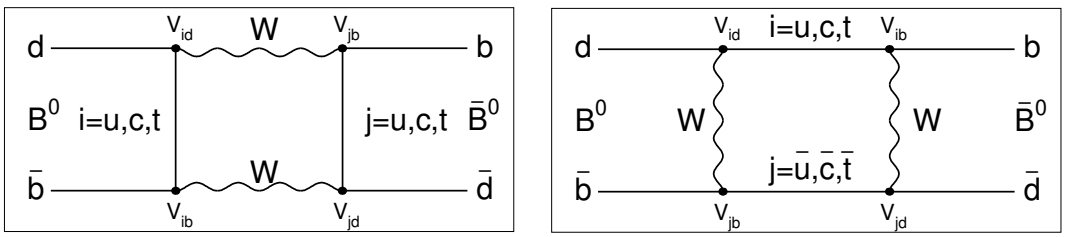

図 1.4: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

この過程のために B 中間子の時刻 t での物理状態は B^0 と $\bar{B}^0$ が混ざりあった状態になっていて次のように書くことができる。

$$|B(t)\ > = \ \alpha(t)\ |B^0\ > \ + \beta(t)\ |\bar{B}^0\ > \tag{1.4}$$

この状態の時間発展を表すシュレディンガー方程式は以下の式で与えられる。

$$i\frac{\partial}{\partial t}|B(t)\ > \ = \ H\ |B(t)\ > \tag{1.5}$$

これを書き下すと、

$$
\begin{aligned}
i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} <B^0|H|B^0> & <B^0|H|\bar{B}^0> \\ <\bar{B}^0|H|B^0> & <\bar{B}^0|H|\bar{B}^0 \end{bmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} \qquad (1.6)\\
&\equiv \begin{pmatrix} M_{11}-\frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21}-\frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22}-\frac{i}{2}\Gamma_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} \qquad (1.7)
\end{aligned}
$$

B^0中間子 は安定でなく崩壊するので、2 つの Hermite 行列 M (質量行列) と Γ(崩壊行列) を用いてハミルトニアンを $H = M - \left(\frac{i}{2}\right)\Gamma$ と表した。M_{11}、M_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B^0}$ の質量を表し、$M_{12}(M_{21})$ は仮想状態を経て起きる $B^0 - \bar{B^0}(\bar{B^0} - B^0)$ 遷移を表す。また、Γ_{11}、Γ_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B^0}$ の崩壊過程を表し、$\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は、B^0 と $\bar{B^0}$ に共通の崩壊過程における $B^0 - \bar{B^0}(\bar{B^0} - B^0)$ 遷移を表す。
ここで、CPT 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

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

とおく。ここで、このシュレディンガー方程式を対角して解くと、フレーバーの固有状態と質量の固有状態の間の関係が分かる。この対角化した結果得られる固有値 $\lambda_\pm$ は、

$$\lambda_\pm = \left(M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0\right) \pm \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (1.8)$$

また、これらの各々の固有値に対応する固有ベクトル (質量固有状態) は次のように書ける。

$$|B_L> = \ p|B^0> \ + q|\bar{B}^0>, \ |B_H> = \ p|B^0> \ - q|\bar{B}^0> \qquad (1.9)$$

これらの「軽い」質量固有状態 $|B_L>$ と「重い」質量固有状態 $|B_H>$ はフレーバー固有状態 $|B^0>$ と $|\bar{B^0}$ が混じりあっていることを表しおり、この質量固有状態 $|B_L>$、$|B_H>$ の固有値は、式 (1.8) であることを用いると、これらの時間発展は時刻 t として、次式のように表せる。

$$
\begin{aligned}
|B_L(t)> &= (p|B^0> \ + q|\bar{B}^0>)e^{-i\lambda_+ t}\\
|B_H(t)> &= (p|B^0> \ - q|\bar{B}^0>)e^{-i\lambda_- t} \qquad (1.10)
\end{aligned}
$$

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と、

$$|B^0> = \frac{1}{2p}(|B_L> + |B_H>) \tag{1.11}$$

$$|\bar{B}^0> = \frac{1}{2q}(|B_L> - |B_H>) \tag{1.12}$$

となり、この関係に式 (1.10) を代入すると、t = 0 に純粋に B^0、$\bar{B}^0$ であった状態の時間発展 $|B^0(t)>$、$|\bar{B}^0(t)>$ は、以下の式のように得られる。

$$|B^0(t)> = g_+(t)|B^0> + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0> \tag{1.13}$$

$$|\bar{B}^0(t)> = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0> + g_+(t)|\bar{B}^0> \tag{1.14}$$

ここで、

$$g_+ = \exp\left\{\left(-iM - \frac{\Gamma}{2}\right)t\right\}\cos\left(\frac{1}{2}\Delta m t\right) \tag{1.15}$$

$$g_- = \exp\left\{\left(-iM - \frac{\Gamma}{2}\right)t\right\}\sin\left(\frac{1}{2}\Delta m t\right) \tag{1.16}$$

$$\Delta M = \lambda_+ - \lambda_- = 2Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \tag{1.17}$$

となる。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く $|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ を用いて Γ_{12} を無視する近似より

$$\frac{q}{p} = \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right)^{\frac{1}{2}} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}}\,, \qquad \Delta m \simeq 2|M_{12}| \tag{1.18}$$

となる。またボックスダイアグラムにおいて B^0 と $\bar{B}^0$ が相互に移り変わる過程の中間状態のアップ系クォークのうち質量が最も大きい t と $\bar{t}$ の組合わせの寄与が圧倒的に大きく、対応する小林 · 益川行列要素から以下の式が得られる。

$$\frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \propto e^{-2i\phi_1} \tag{1.19}$$

このことから、以下 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合を表す位相は ϕ_1 として扱う。

次に、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合による間接的 CP 対称性の破れを、実験的に測定する方法について述べる。

B^0 と $\bar{B^0}$ がそれぞれ振幅 A と $\bar{A}$ を持って共通の CP 固有状態 f_{CP} に崩壊する場合を考える。CP 対称性の破れは $B^0 \to f$ の振幅と $B^0 - \bar{B^0}$ 混合を経た $B^0 \to \bar{B^0} \to f_{CP}$ の振幅との干渉によって生じうる。崩壊幅の時間発展は、

$$\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) = e^{-\Gamma t}|A|^2[cos^2\frac{\Delta mt}{2} + |\bar{A}/A|^2 sin^2\frac{\Delta mt}{2} - Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}]$$
$$\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{CP}) = e^{-\Gamma t}|A|^2[|\bar{A}/A|^2 cos^2\frac{\Delta mt}{2} + sin^2\frac{\Delta mt}{2} + Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}]$$

である。よって CP 非対称度は、

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

ここで $|A| \neq |\bar{A}|$、つまり直接的 CP 対称性の破れはすでに議論したので、$|\bar{A}| = |A|$ とすると、弱い位相 ϕ_f と強い位相 δ を用いると振幅は以下のように書ける。

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

よって

$$\bar{A}/A = \begin{cases} -e^{-2i\phi_f} & (CP = +) \\ e^{-2i\phi_f} & (CP = -) \end{cases} \tag{1.20}$$

これより、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、

$$A_{CP}(t) = \begin{cases} -\sin 2\phi_1 \sin\frac{\Delta mt}{2} & (CP = +) \\ +\sin 2\phi_1 \sin\frac{\Delta mt}{2} & (CP = -) \end{cases} \tag{1.21}$$

で表される CP 対称性の破れを測定することができる。

その例として $B^0 \to J/\psi K^0_S$ 崩壊 (図 1.5) を考える。

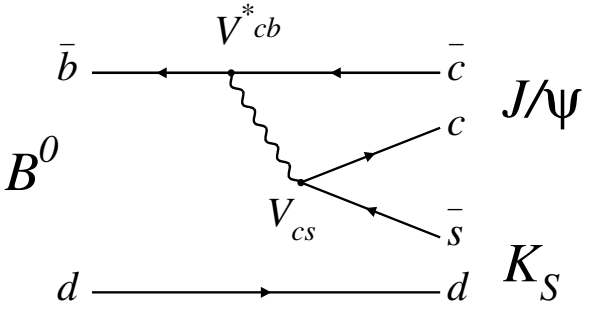

図 1.5: $J/\psi K_S$崩壊

この終状態は CP 固有値=-1 であり、このダイアグラムに現れる小林 · 益川行列要素の V_{cd}, V_{cs} に複素位相を含まないことから、$\phi_f = arg(V^*_{cb}V_{cs}) = 0$ である。このことより、

$$\bar{A}/A \quad = \quad \frac{V_{cb}V^*_{cs}}{V^*_{cb}V_{cs}} = 1 \tag{1.22}$$

よって非対称度 A_{CP} は

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^{\bar{0}}(t) \to J/\psi K_s) - \Gamma(B^0 XS(t) \to J/\psi K_s)}{\Gamma(B^{\bar{0}}(t) \to J/\psi K_s) + \Gamma(B^0(t) \to J/\psi K_s)} \tag{1.23}$$

$$= sin2\phi_1 sin(\Delta mt) \tag{1.24}$$

となる。これは $\sin \Delta mt$ に比例して、$-\infty$ から $+\infty$ まで積分すると 0 になってしまう。そのために、非対称度を求めるには時間原点を決めて、B^0 か $\bar{B^0}$ であったかを同定し、その崩壊確率を時刻 t の関数として求めなくてはならない。

ここで、B 中間子を生成する、b クオークと $\bar{b}$ クオークの束縛状態である $\Upsilon(4s)$ 共鳴状態から生じる B 中間子対の間にはボーズアインシュタイン統計が成り立つため、一方が B^0 ならば必ずもう一方は $\bar{B^0}$ であるという関係を保ちつつ、両者は互いに $B^0 - \bar{B^0}$ 混合をしている。したがってどちらかが B^0 か $\bar{B^0}$ かのフレーバーを識別できる終状態に崩壊すれば、f_{CP} に崩壊した B 中間子が B^0 であったか $\bar{B^0}$ であったかを決定できる。このことをフレーバータグまたはタグと呼び、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 $t = 0$ として、その反対側の B 中間子が t 秒後に CP 固有状態に崩壊した時刻を測れば、式 1.24 に示す CP 非対称度の測定が可能となる。(図 1.6)

そこで次章では、この目的に沿うように設計 · 建設され、現在運転中である KEKB 加速器と Belle 測定器について述べる。

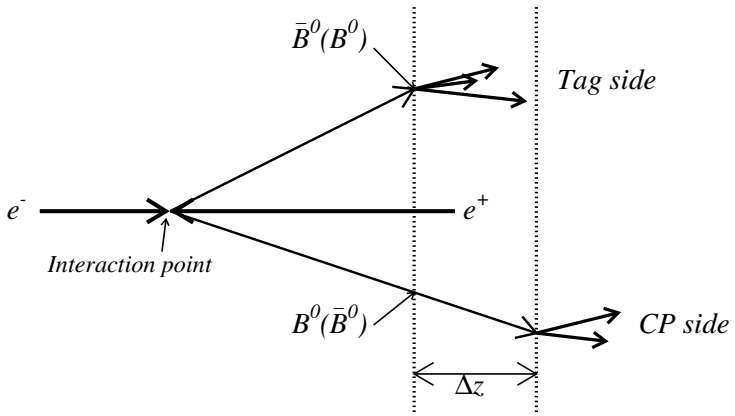

図 1.6: 崩壊時間差の測定

第2章　KEKB/Belle実験

2.1　KEKB 加速器

KEKB 加速器は、1986 年から高エネルギー物理学研究所で稼働していたトリスタン加速器を改造したもので、1994 年から茨城県つくば市高エネルギー加速器研究機構 (KEK) に建設され、1998 年に完成し、1999 年 6 月から実験を開始した。また、KEKB 加速器は前章から述べているような、物質と反物質の対称性のわずかな破れ (CP 対称性の破れ) を効率よく研究するために開発された、2 リングからなる非対称エネルギーの電子 · 陽電子衝突加速器のことである。電子を蓄積するリングは 8.0GeV、陽電子を蓄積するリングは 3.5GeV というエネルギーに設定されている。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 $\Upsilon(4s)$ を大量に生成する。これはほぼ 100%の割合で B 中間子 $\bar{B}$ 中間子に崩壊する。すなわち反応エネルギーが全て B 中間子対の生成に使われ、両者の相互作用を起こさず、同じ速さ (光速の約半分) でビーム方向に飛び出すのである。この B 中間子崩壊から CP 対称性の破れを観測するには「非対称エネルギー」と「高ルミノシティ」を必要とする。その理由を以下で述べていく。

◎ 非対称エネルギー

CP 対称性の破れを観測するために非対称エネルギーを要求する理由を考える時に、なぜ対称なエネルギーではいけないのかをまず考えると説明がつく。電子と陽電子が対称なエネルギーであると、$\Upsilon(4s)$ から生成されたの質量が $B\bar{B}$ 中間子対の質量とほぼ等しいため、$\Upsilon(4s)$ 静止系では $B\bar{B}$ 中間子対はほぼ静止している。よって、対称衝突では B 中間子は実験室系ではわずかな運動量しか持てず、たった 20μm しか飛行しない。このような短い飛行距離では崩壊時間を精度良く測定するのは技術的に困難である。
そこで、電子 · 陽電子のエネルギーを非対称にする。そのことによって、$\Upsilon(4s)$ に運動量を持たせることができ、その結果 $B\bar{B}$ 中間子対は生成後、約 200μm という測定可能な距離まで飛行する。

◎ 高ルミノシティ

CP 非保存の研究を用いる B 中間子の崩壊分岐比は $10^{-4} \sim 10^{-5}$ と小さいため、加速器のエネルギーを $\Upsilon(4S)$ に合わせるだけでなく、非常に高いルミノシティを達成しなくてはならない。ルミノシティ $\mathcal{L}$ とは、加速器のビーム強度の指標となる値で

あり、断面積 σ を持つ衝突点における反応の発生頻度 R との間に R=$\mathcal{L}\sigma$ の関係がある。CP 対称性の破れの測定を行う B 中間子の崩壊分岐比は先ほども述べたようにとても小さいので、CP 対称性の破れを測定するには、少なくとも B 中間子対は 10^8 個生成する必要がある。そのためには $\Upsilon(4S)$ の生成断面積が $1.2nb(1b = 10^{-24}cm^2)$ であることから、年間積分ルミノシティは $10^{41}cm^{-2}(= 100fb^{-1})$ は必要となる。このため、ルミノシティは $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ という高いルミノシティを達成する前提であった。しかし、その前提とされていたルミノシティも 2003 年 5 月 9 日に達成した。これは世界最高のルミノシティである。
また衝突型加速器におけるルミノシティ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 $cdot$ 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]

+は陽電子、-は電子の場合である。KEKB では ξ=0.05 , β_y^*=1cm と仮定している。r は 0.01∼0.03 と小さいので無視する。電流は最大で電子リングに 1.1A、陽電子リングに 2.6A という大きな電流を蓄積する。
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。1 つのバンチが担う電流は数 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なければならない。KEKB では各リングに最大 5000 個のバンチを蓄積することができる。現在の KEKB 加速器は、1284 個のバンチを蓄積することにより、1.065A(電子)、1.273A(陽電子) ビーム電流を得て、ピークルミノシティは $11.2 \times 10^{33}cm^{-2}s^{-1}$ を達成している。また、高いルミノシティに到達するために有限角度衝突方式をとっている。これは角度を持たせることで、自然にビーム同士は衝突し、分散していく。よって、衝突点付近に電磁石を置く必要がないので放射光が発生せず、さらにバンチ間隔を詰められるという利点を含んでいる。

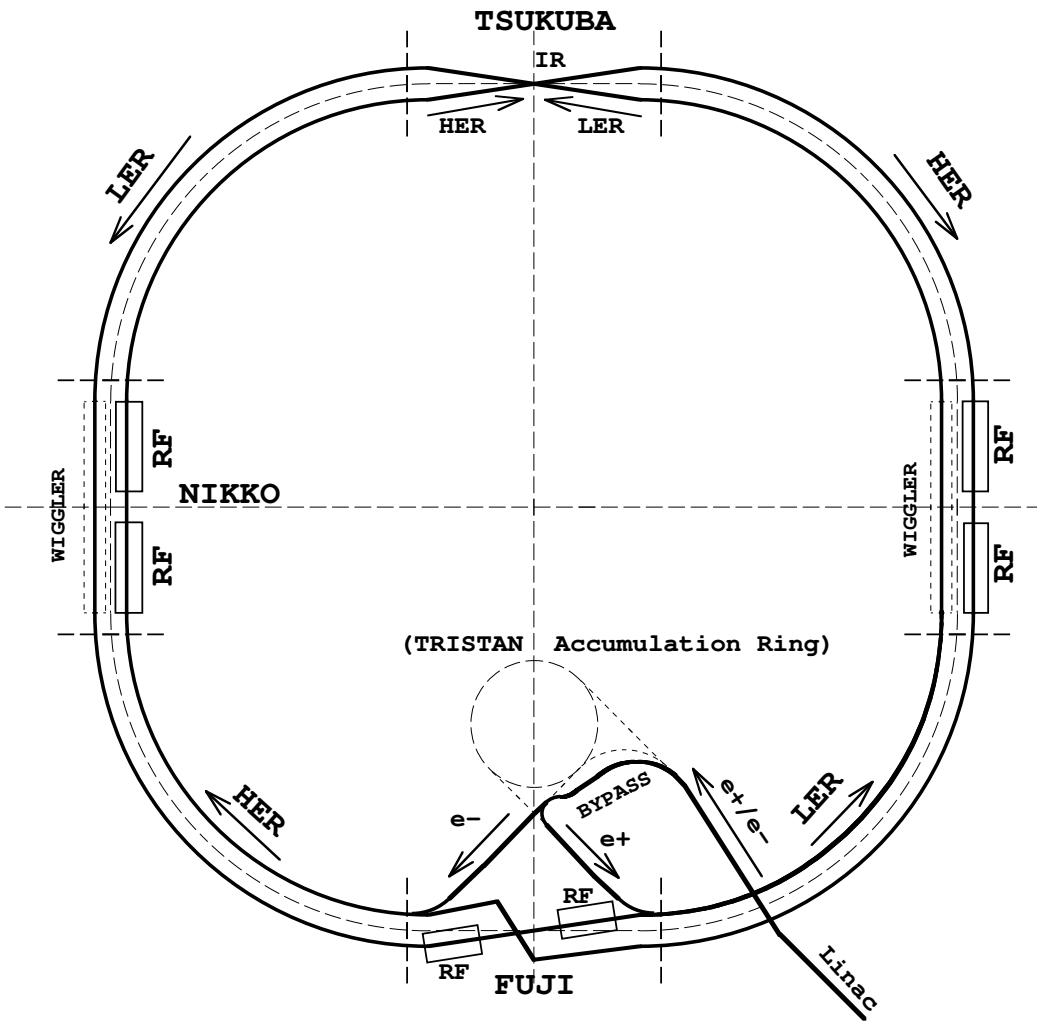
TSUKUBA
IR
HER
LER
LER
HER
RF
RF
NIKKO
WIGGLER
WIGGLER
RF
RF
(TRISTAN Accumulation Ring)
HER
e−
BYPASS
e+
e+/e−
LER
RF
RF
FUJI
Linac

図 2.1: KEKB 加速器

2.2　Belle 測定器

CP の対称性の破れを測定するには B 中間子対のそれぞれの時間変化を共に観測し、その違いを追跡する必要がある。この観測の様々な終状態について非常に高精度かつ効率よく行うことが求められる。そのため、BELLE 測定器には以下のような特徴が要求される。

- B 中間子の崩壊点を少なくとも平均崩壊長の $1/2$ よりも良い精度で測定できること。($< 100\mu$m)
- $\pi^{\pm}$,π^0,K_S,K_L などの多岐に及ぶ終状態粒子を正しく判別するための粒子の識別能力を持つこと。
- γ 線を伴う B 中間子の崩壊を測定するための高性能なカロリーメータを持つこと。
- 効率よく興味ある事象を判別して取り込むトリガーシステムと大量のデータを処理することができる高速のデータ収集システムを持つこと。

これらの要求を満たすため、BELLE 測定器は以下のよう構成される。Be 製のビームパイプ周辺に崩壊点検出のためのシリコン · バーテックス検出器 (SVD) が配置される。その外側に、中央ドリフトチェンバー (CDC) に置き、この CDC と SVD を用いて、荷電粒子の飛跡の検出を行う。CDC の外側にはエアロジェル · チェレンコフカウンター (ACC) と飛行時間測定器 (TOF) が配置され、CDC の dE/dx 情報と合わせて粒子識別を行う。TOF の外側には電子識別および γ 線検出のための CsI 電磁カロリーメータ (ECL) が置かれ、それを取り囲むように 1.5T の磁場を発生させる超伝導ソレノイドが配置される。最外部に当たるソレノイドの外側には内部の検出器では検出されない、K_L^0 粒子の検出および μ 粒子の識別を行うための K_L^0 検出器 (KLM) がリターンヨークを兼ねた鉄の内部に配置される。

以上の各々の検出器の役割について表 2.1 にまとめた。

図 2.2 は Belle 測定器の構造を示す。Belle 測定器の外観は 1 辺が 7m の立方体で、総重量は約 2,000t になる。ビーム軸の電子進行方向に z 軸をとり、それに垂直な天頂方向に y 軸を、右手系水平方向に x 軸とする。原点は衝突点 (IP) に置かれ、極座標系として、ビーム軸からの距離 r、方向角 ϕ、角度 θ を用いる。

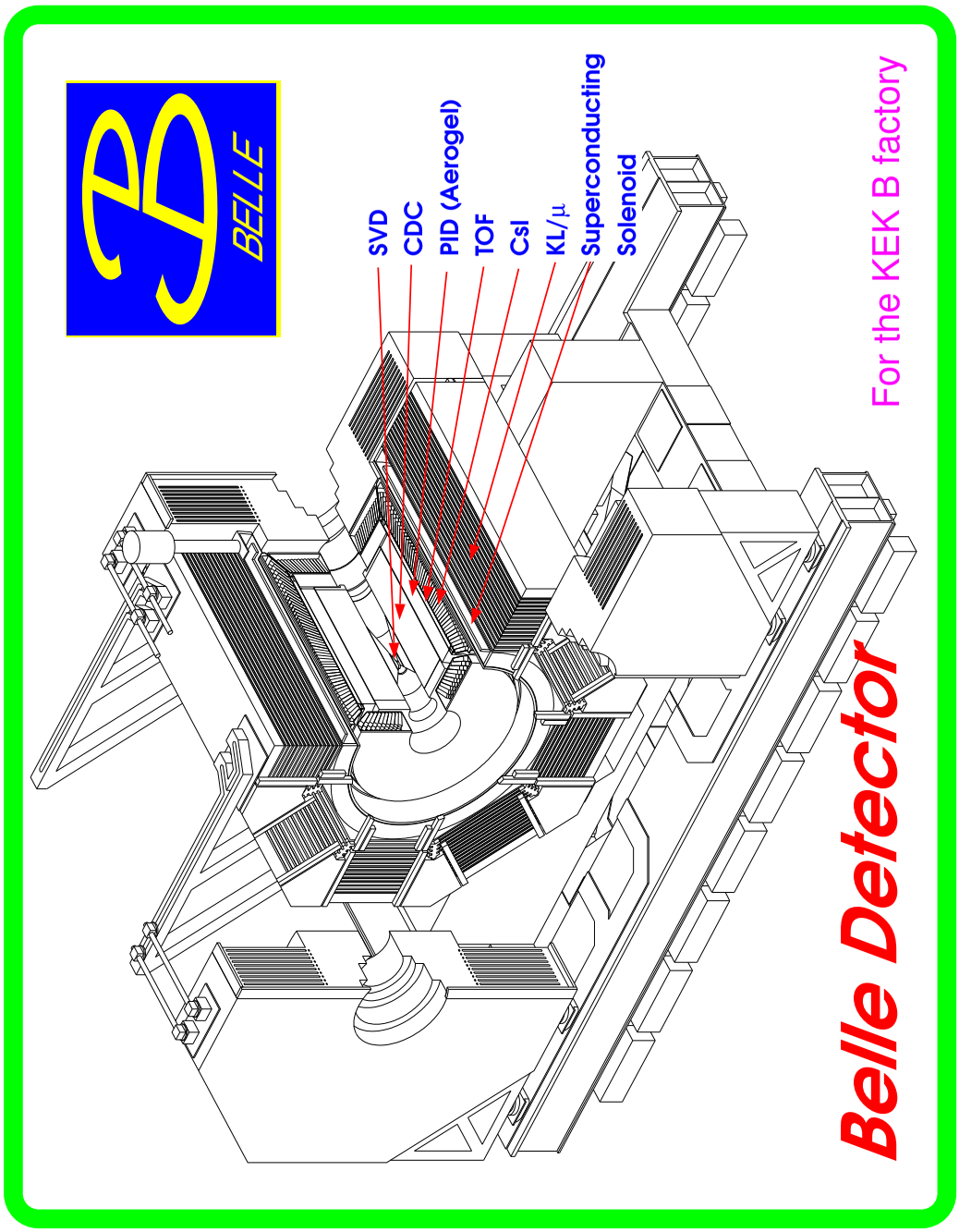

図 2.2: Belle 測定器の全体図

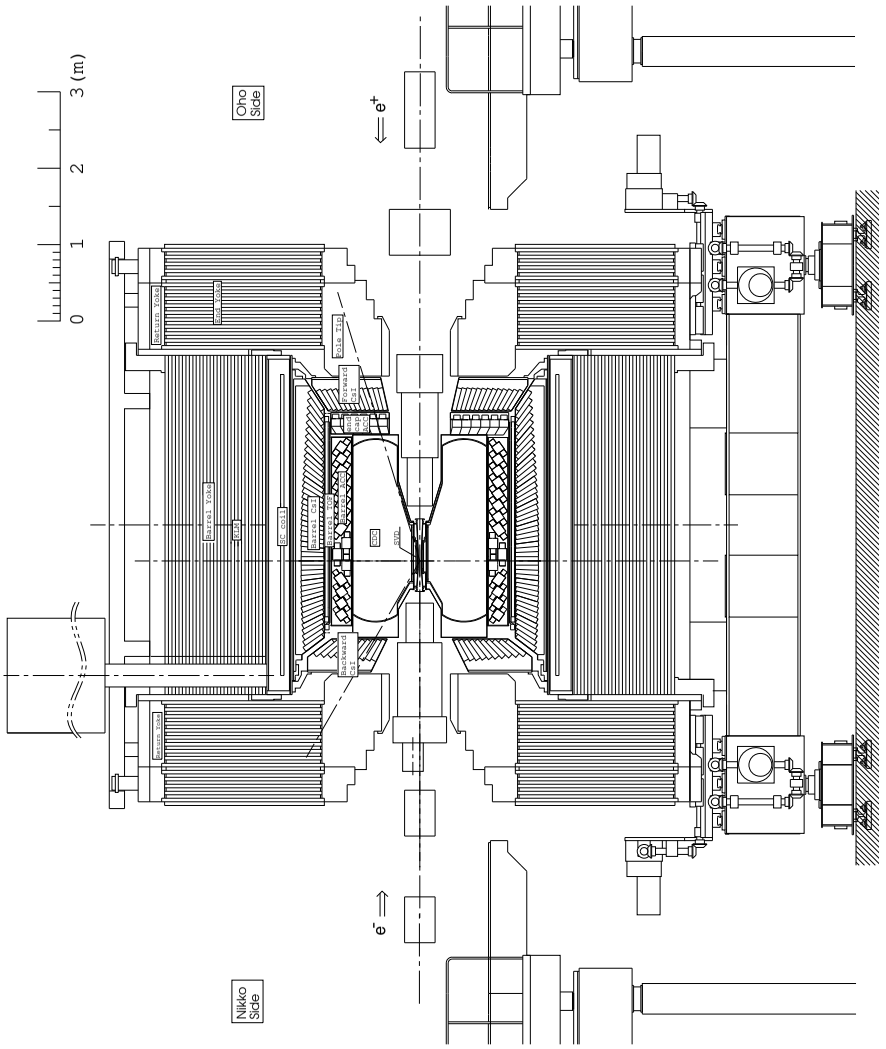

図 2.3: Belle 測定器の断面図

B 中間子の崩壊点測定	SVD(Silicln Vertex Detector)
運動量測定	
· 光子	ECL(Electromagnetic Calorimeter)
· 荷電粒子	CDC(Central Drift Chamber
粒子識別	
· K と π の識別	ACC(Aerogel $\check{C}$erenkov Counter), TOF(Time of Flight Counter),ACC
· μ と π の識別	KLM(K_L and Muon Detector)
· e の pi 識別	ECL
· K_Lの識別	KLM

表 2.1: 各検出器の役割

2.2.1 シリコン · バーテックス検出器 (SVD)

CP 対称性の破れを測定するためには B 中間子と反 B 中間子とが同一の固有状態に崩壊するときの崩壊時間分布の違いを精密に測定する必要がある。この崩壊時間の情報は 2 つの B 中間子の崩壊点の相対位置から得られ、この崩壊点を詳しく測定するものが SVD である。それぞれの B 中間子の崩壊位置の距離は、電子 · 陽電子の運動量と B 中間子の寿命によって決まりおよそ 200μm となる。この距離を正確に測るためには、10μm という単位での位置決定精度が必要とされる。このような精密な測定は両面シリコン検出器 (DSSD) によって可能になる。両面シリコン検出器とは、厚さ 300μm のシリコン板の両面に幅 6μm の電極を 25μm の間隔で貼付けたものである。片面で ϕ 方向、もう片面で z の位置を測定する。上下の面には逆バイアス電圧がかけられており、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す。
そして SVD の構造は、3 層のレイヤー構造をしており、それぞれの層はビーム軸から 3.0cm,4.5cm,6.0cm の位置に配置され、各層には半導体検出器である両面シリコン検出器が内側から、8,10,14 枚配置されている。またビーム軸との角度 $23^\circ < \theta < 139^\circ$ の範囲を補う。図 2.4 は SVD の側面図と断面図である。

2003 年の秋から、SVD は SVD2 へと改良された。改良された部分は

- レイヤー構造が 3 層から 4 層へ改良され検出効率をあげる構造にした。
- ビーム軸に沿った z 方向の衝突位置から見込む角度範囲 $17^\circ < \theta < 150^\circ$ となった。
- 最内層のレイヤーが 1cm ビーム衝突点に近づけられ、半径 2cm になった。

ただし、本実験では改良された SVD2 から測定されたデータは用いていない。

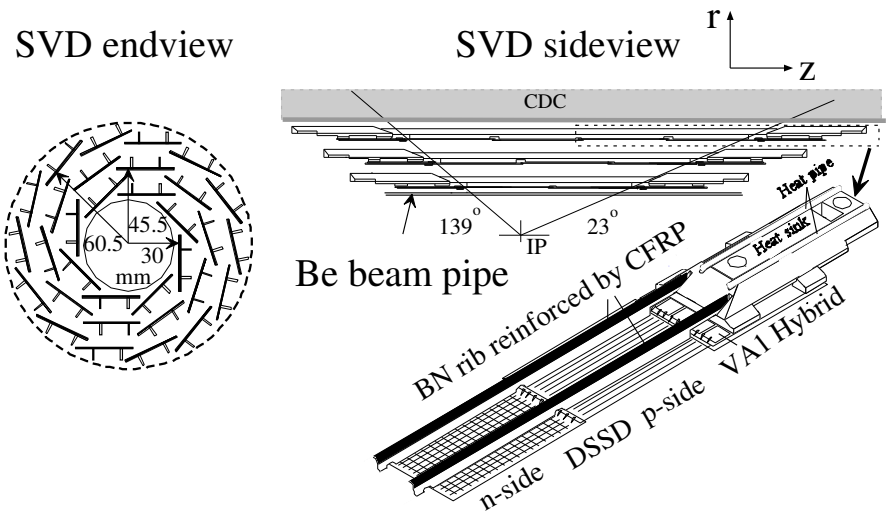

図 2.4: SVD の構造

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

CDC は荷電粒子の飛跡を捕らえることや、運動量の測定、エネルギー損失 dE/dx の測定が主な役割である。ソレノイドで作られる 1.5T の磁場中を荷電粒子が通過するとき、荷電粒子は粒子の運動量に応じた曲率で曲げられ、螺旋した飛跡を描く。この飛跡の長さから粒子の運動量をできるのである。また、エネルギー損失 (dE/dx) は粒子の種類によらずに速さ ($\beta = v/c$) で決まるので、dE/dx から求めた β と運動量から粒子の種類が識別され、それと同時に質量も同定される。
CDC の構造は、内径が 8cm、外径が約 88cm、長さが約 235cm の円筒形をしており、衝突点に対して、$17° < \theta < 150°$ の領域をカバーしている。(図 2.5)

CDC は小セル型ドリフトチェンバーで、使用されているワイヤーは陽極のアノードワイヤーと、電場を作る陰極のフィールドワイヤーの 2 種類がある。アノードワイヤーは直径 30μm の金メッキキングステン製を、フィールドワイヤーには直径 120μm のアルミニウム製のワイヤーを使用している。アノードワイヤーはフィールドワイヤーで囲まれてセルと呼ばれる単位を作り、ϕ 方向に 1 周分のセル群を作るレイヤーが存在し、このレイヤーが 50 層ある。この 50 層のレイヤーはシリンドリカルレイヤー (cylindrical wire) と陰極ストリップレイヤーから成っている。シリンドリカルワイヤーは 3 層から 6 層の z 軸に平行なアクシャルレイヤー (Axial layer) と z 軸に約 50mrad の角度を持ったステレオレイヤー (stereo layer) から成る。陰極ストリップレイヤーはシリンドリカルレイヤーの垂直な方向に配置されており、これによっ

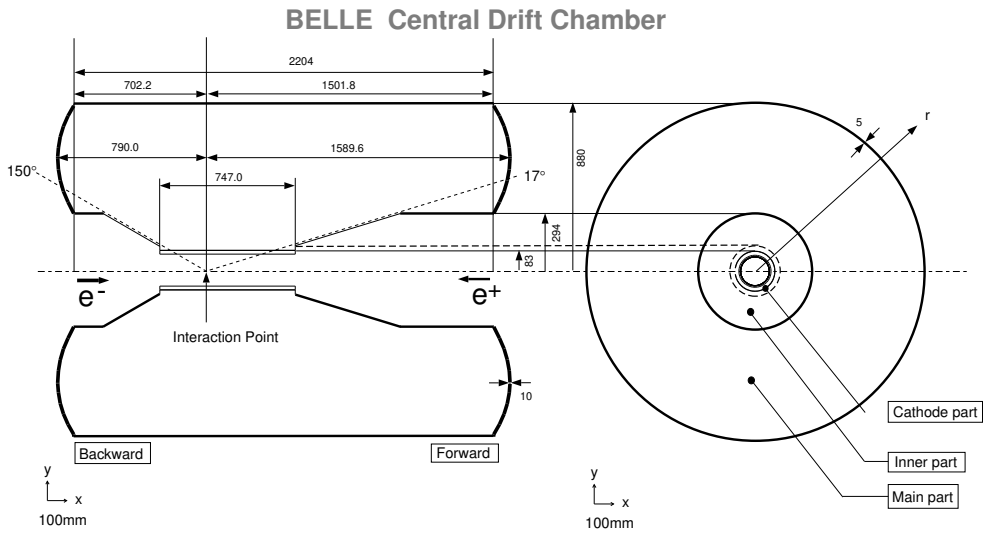

図 2.5: CDC の断面図。長さの単位は mm。

て 3 次元的な位置情報を得ることができる。
この CDC 内部に充填されているガスは、運動量や dE/dx が精度良く測れるように He:C_6H_6=50:50 になっている。また、CDC の運動量分解 σ_{P_t}/P_t は 0.5%であり、dE/dx 分解能は $\sigma_E/E = 6\%$ である。

2.2.3 エアロジェル · チェレンコフカウンター (ACC)

ACC は運動量が 1.2GeV/c∼3.5GeV/c の範囲内の荷電 K 中間子と π 中間子の識別を主な役割としたものである閾値型チェレンコフカウンターである。荷電粒子が物質中を光の伝搬速度を越えて通過するとき生じるチェレンコフ光を検出する。適当な屈折率をもつ物質を放射体としたとき、上記の運動量の範囲内では、K 中間子と π 中間子が同じ運動量で通過しても、2 つの質量の差より π 中間子のみがチェレンコフ光を放射する。放射体物質として屈折率がとても小さい (n=1.01∼1.03) シリカエアロジェルを使用し、光検出器としてファインメッシュタイプの光電子増倍管を用いる。

2.2.4　飛行時間測定器 (TOF)

TOF はプラスチックシンチレーションカウンターであり、衝突点からの飛行時間の測定によって、粒子識別を行う役割を持つ。TOF で得られた飛行時間、飛行距離と CDC で得られる運動量を用いることで、粒子の質量が計算でき、粒子の種類を同定できる。飛行距離 1.2m、時間分解能 100ps であれば 1.2GeV/c 以下の K/π 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。
また TOF は CDC と組み合わせて荷電粒子を検出することにより、トリガー信号をだすことを目的としたものでもある。

2.2.5　電磁カロリーメータ (ECL)

ECL は光子や電子 · 陽電子のエネルギー測定を行う。光子は CDC 内に飛跡を残さないので ECL で光子の入射、エネルギーの測定を行うのである。B 中間子の崩壊の 1/3 は π^0 を含み、π^0 は 2 つの光子に崩壊する。この光子は約 20MeV∼4GeV のエネルギーを持ち、π^0 を再構成するときはこの ECL からの情報が使われる。
高エネルギーの電子や光子が物質に入射すると電磁シャワーをエネルギーを失う。このときに放射されるシンチレーション光を捕らえて電子信号に変換し、読み出すことで入射エネルギーを測定できる。一方、ハドロン (荷電 π 中間子など) が入射すると電子や光子が失って得られたエネルギーよりも小さくなり、そのことを利用して電子と π^+ の識別を行う。
また、測定器の較正やルミノシティ算出に用いられる Bhabha 散乱 (電子 · 陽電子弾性散乱) から生じる電子は、最大 8GeV のエネルギーをを持つため、ECL は広いエネルギー領域をカバーしなくてはならない。さらに低いエネルギー領域において良いエネルギー分解能を得なくてはならない。以上のような理由からシンチレーターとして CsI(Tl) を用いる。これを用いる理として、第一に光量が多いこと。第二に同量の発光量を持つ NaI(Tl) よりも潮解性が少ないので扱いやすいということが挙げられる。シンチレーターのサイズは全面が 5.5cm×5.5cm で長さが 30cm である。ECL は全体で 8736 個の CsI カウンターを使用しており、その重量は 50t にもおよぶ。ECL の断面図を図 2.7 に示し、CsI カウンターの図を 2.6 に示す。

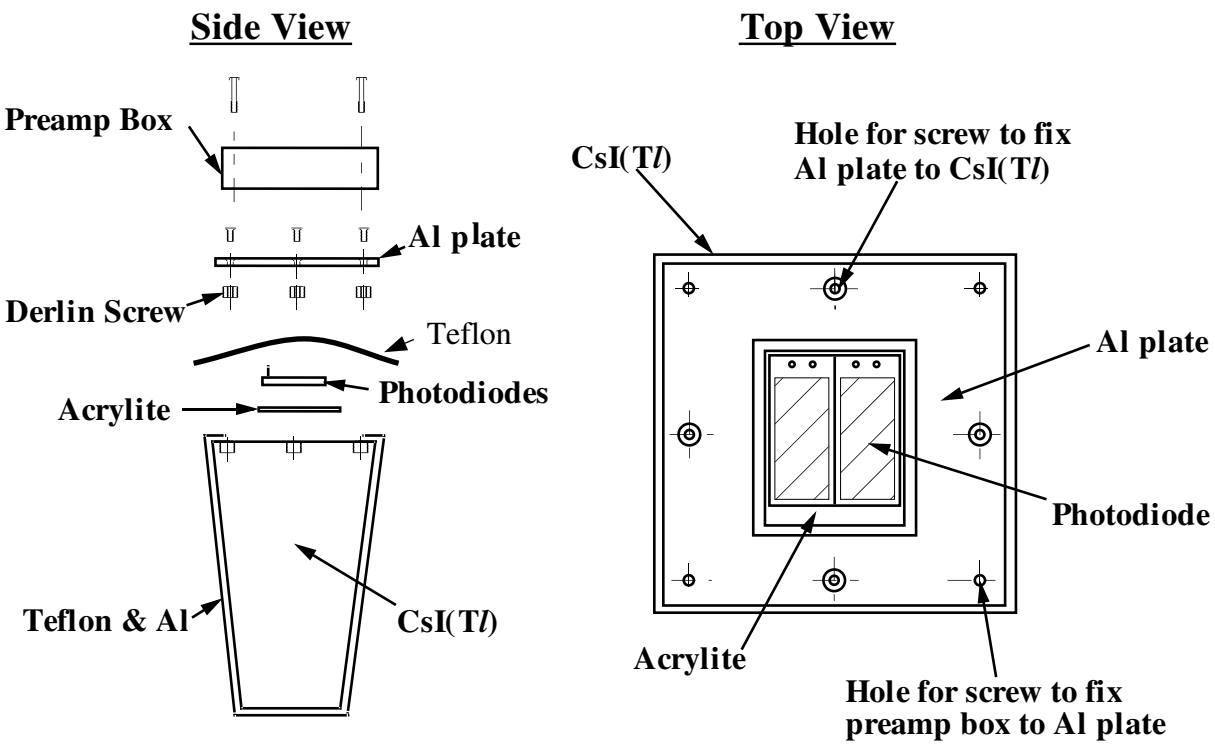

図 2.6: CsI カウンター

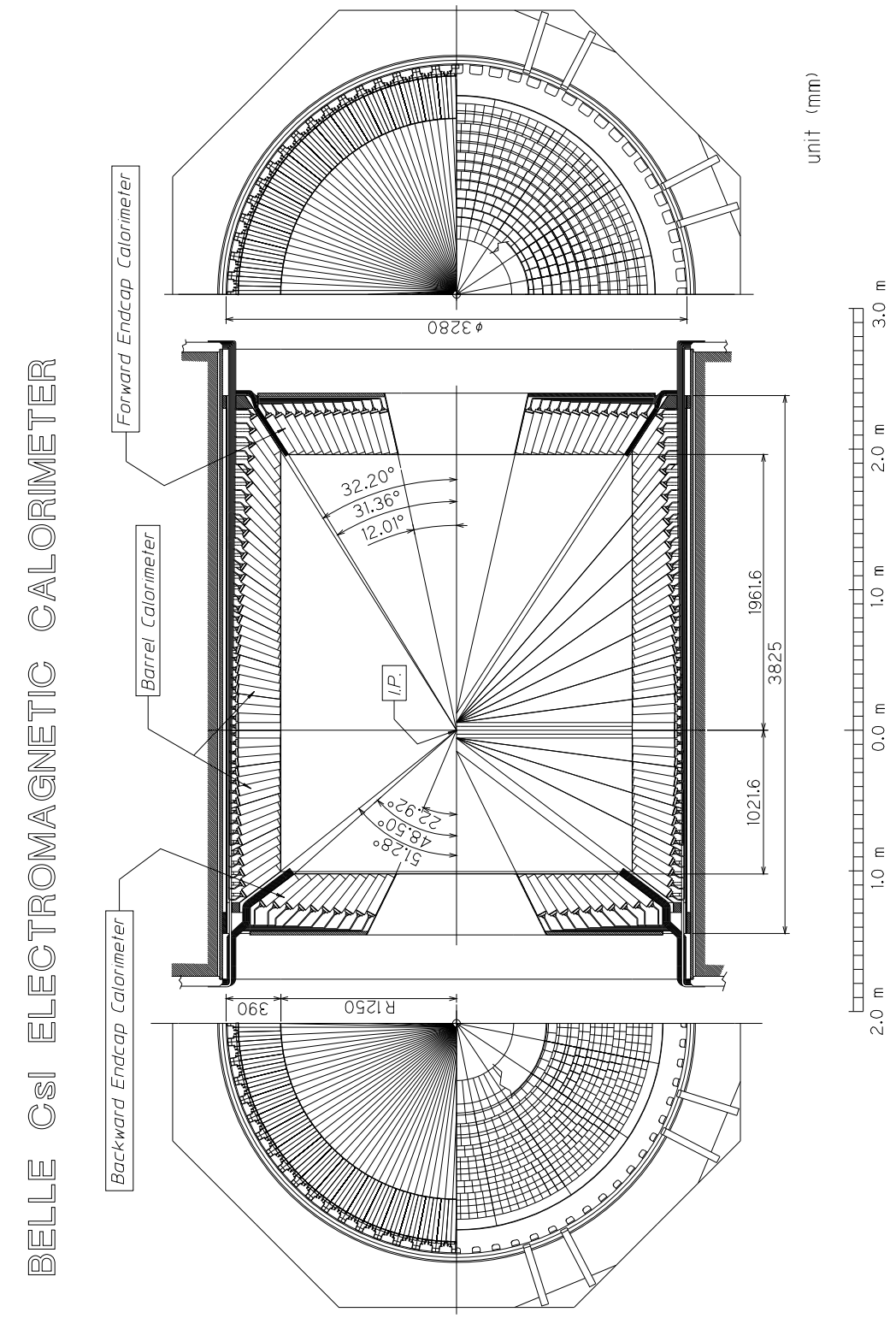
BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER
Forward Endcap Calorimeter
Barrel Calorimeter
Backward Endcap Calorimeter
unit (mm)
φ3280
R1250
390
32.20°
31.36°
12.01°
I.P.
1961.6
3825
1021.6
51.28°
48.50°
23.92°
3.0 m
2.0 m
1.0 m
0.0 m
1.0 m
2.0 m

図 2.7: ECL の構造

2.2.6 K_L, μ 粒子検出器 (KLM)

KLM は K_L^0 中間子と μ 粒子の検出 · 識別を目的としている最外部に配置されている検出器である。
K_L 中間子は寿命の長く ($\tau \approx 5.17 \times 10^{-8}s$)、中性粒子のため直接の検出はできない。そのため K_L^0 中間子が物質と強い相互作用をして荷電粒子を放出することを利用して検出する。そのために KLM では反応を起こすための物質として鉄のヨーク部分と、検出を行うための薄い検出器の層を交互に配置したサンドイッチ型の構造をとり、全部で 14 層ある。
μ 粒子の識別は $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ の崩壊を検出するために非常に重要である。μ 粒子は高い貫通力を持つので、ある程度高い運動量 ($\geq$600MeV/c) ならば内側の検出器を通過し、KLM で検出することができる。また、もっとも混同されやすい π 中間子と μ 粒子の判別をすることが必要である。μ 粒子はレプトンなので物質中では電磁相互作用しか起こさず、その電磁相互作用による電離損失しか起こさないのに対し、ハドロンである π 中間子は強い相互作用をする。よって、μ 粒子が貫く鉄の層はハドロンに比べると多く、その貫いた層の数から μ 粒子ををを識別する。1GeV 以下の μ 粒子に対する検出効率は 90%である。

2.2.7 トリガーおよびデータ収集システム

BELLE 実験ではルミノシティが $10^{34}cm^2s^{-1}$ に達したとき、強度のビーム交差の頻度は 500MHz であり、そのときのハドロン事象の生成頻度は約 50Hz、Bhabha 散乱や μ, τ 粒子対生成などを含めると約 100Hz になる。さらにビームと残留ガスとの衝突や宇宙線によるバックグラウンドがその 1000 倍以上発生する。このバックグラウンドをリアルタイムに取り除き、興味ある物理事象のデータだけを効率よく収集するシステムのことをトリガーシステムという。
トリガーシステムには飛跡トリガーと、エネルギートリガー、μ 粒子トリガーがある。飛跡トリガーは TOF·CDC からの飛跡情報と時間情報を用い、エネルギートリガーは ECL の情報を用い、ECL で捕らえた全エネルギーが 3GeV 以上、あるいは 100MeV を上回るエネルギーを検出したカウンター群 (クラスター) が 4 個以上見つかった場合に発せられる。
こうした各サブシステムより発せられた信号を元に、グローバルディシジョンロジック (GDL) では、当該事象を収集するか否かを 2.2μsec 以内に決定をする。GDL によってデータを収集かを判定されると、各測定器サブシステムに最終トリガーが発せられ、各サブシステムは信号の数値化と読み出しを行いイベントビルダーに送る。イベントビルダーでは各サブシステムから送られてきたデータを集めて、1 つの事象のデータを読み上げ、それをオンラインコンピューターファームに送る。
オンラインコンピューターファームでは、さらに単純な事象選別を行った後、専用の高速データ転送システムを通じてオフライン計算機システムへとデータを送る。1

つに事象のデータ量は約 300KB で、平均 200Hz、最大で 500Hz のトリガー頻度でデータ収集を行っている。Belle トリガーシステムと Belle データ収集システムをそれぞれ図 2.8、図 2.9 に示す。

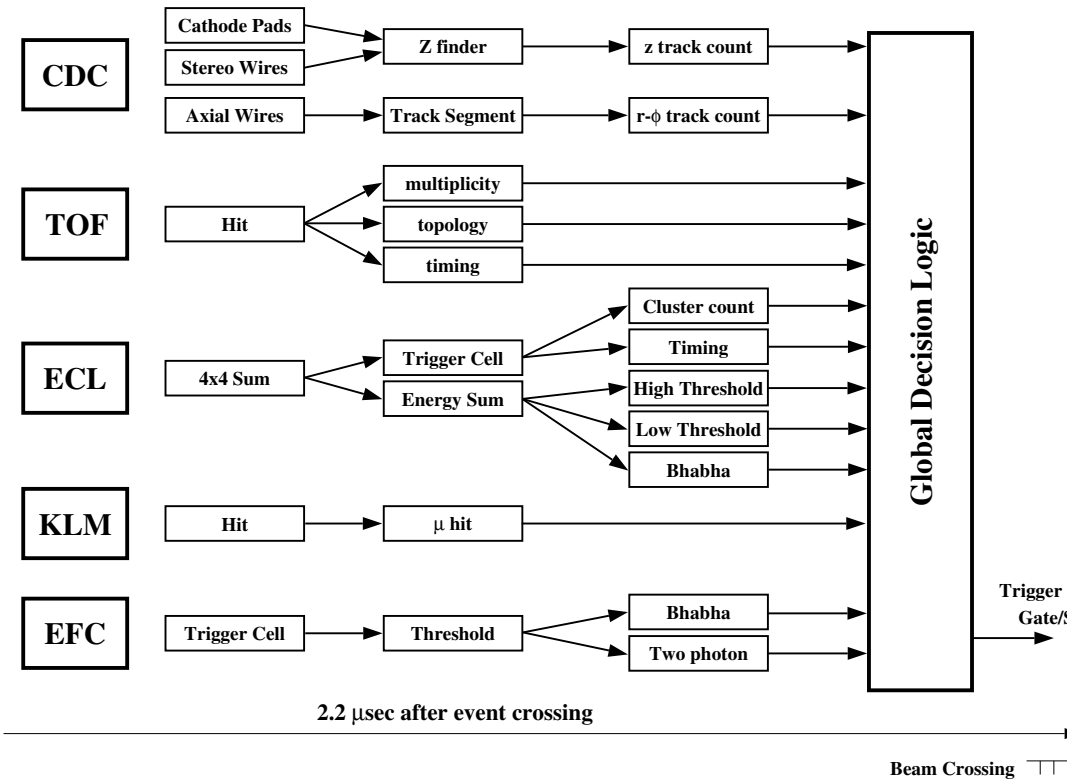

図 2.8: Belle トリガーシステム

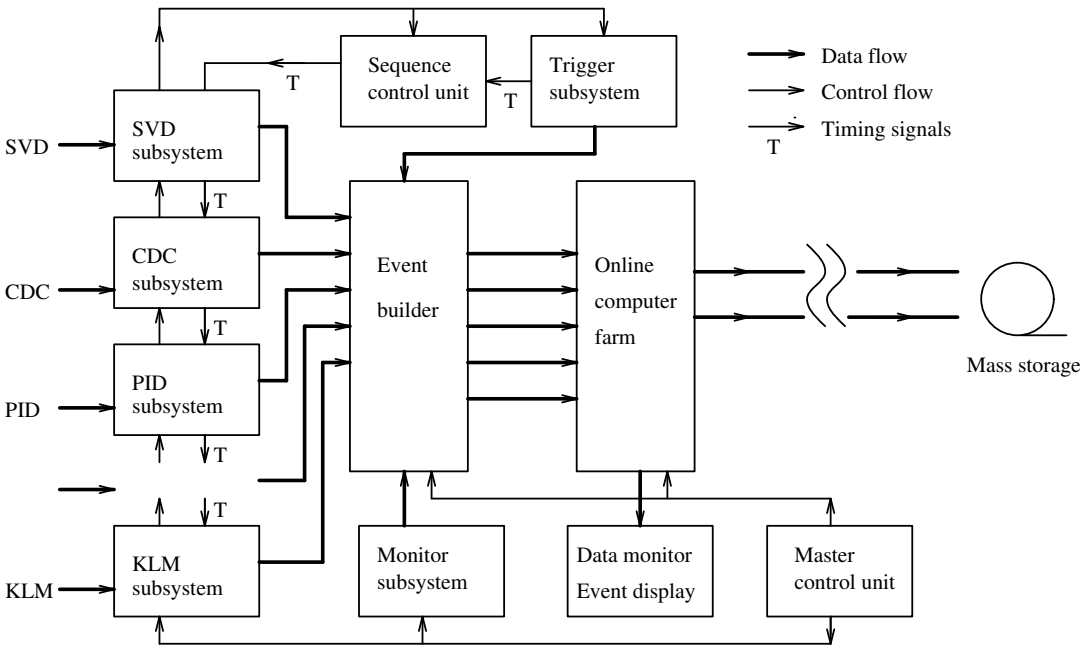

図 2.9: Belle データ収集システム

第3章　$B \to J/\psi\omega$ 過程の観測

3.1　$B \to J/\psi\omega$ の物理

$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊は $b \to c\bar{c}d$ 遷移で生じる。弱い相互作用における最低次のツリーダイアグラムを図 3.1 に示す。

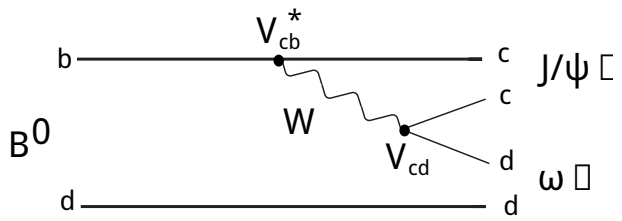

図 3.1: $B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊のツリーダイアグラム

$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊は擬スカラー中間子 ($J^P = 0^-$) である B 中間子から、J/ψ と ω の 2 つのベクター中間子 (2 つとも $J^{CP} = 1^{--}$) への崩壊である。(この時の、J=スピン、C=荷電共役変換の固有値、P=パリティ固有値である。)
よって J/ψ と ω の間の軌道角運動量は、L=0,1,2 の 3 つの状態が存在するので、終状態の B 中間子の波動関数は 3 つの状態の波動関数の線形結合、すなわち 3 つの状態の重ね合わせで表すことができる。このときパリティ固有値 P は $P = (-1)^L$ となるので、C=-1 より、CP 固有値は、

$$\begin{aligned} CP &= +1 \quad (L = 0, 2) \\ CP &= -1 \quad (L = 1) \end{aligned}$$

となる。したがって、$B \to J/\psi\omega$ 崩壊は終状態は $CP = +1$ と-1 の 2 つの状態の重ね合わせになっている。
また図 3.1 からもわかるようにツリーダイヤグラムに現れる、V_{cb}^* と V_{cd} は複素位相を含まない。このことは、$B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊において V_{cb}, V_{cs} に複素位相が含まれず、CP 非対称度から $\sin 2\phi_1$ の測定が可能になることからもわかるように、この $B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊過程でも CP 非対称度が $\sin 2\phi_1$ を与える。
また、$B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊のように $b \to c\bar{c}s$ 遷移で生じ、2 つのベクター中間子に崩壊する過程が $B \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊であり、これの崩壊分岐比はすでに測定されて

いる。ツリーダイヤグラムが支配的であれば $B^0 \to J/\psi\omega$ の崩壊分岐比の関係は、

$$\begin{aligned} \frac{Br(B^0 \to J/\psi\omega)}{Br(B^0 \to J/\psi K^{*0})} &\simeq \frac{|V_{cb}^* V_{cd}|^2}{|V_{cb}^* V_{cs}|^2} \\ &= \frac{1}{2}|\frac{V_{cd}}{V_{cs}}| \simeq 2 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

なので、$B^0 \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊の分岐比が $(1.50 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ であることから、$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊の分岐比は 10^{-5} のオーダーとなることが期待される。

この崩壊分岐比を、同じように $b \to c\bar{c}d$ 遷移で生じる 2 つのベクター中間子への崩壊過程である $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊過程の崩壊分岐比と比較することは B 中間子の崩壊過程における強い相互作用の振る舞いを理解する上で興味深い。B 中間子の質量は比較的大きいので、二体崩壊した場合、崩壊後の粒子は高い運動量を持って、短時間のうちに互いに遠ざかる。そのため終状態相互作用は小さいと考えられる。この場合、本研究で対象にしている $B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊を例にとると、崩壊振幅は B 中間子から J/ψ へのカレントと ω のカレントの積で与えられる。このようなものをファクトゼーションと 呼ぶ。ファクトリゼーションが成り立っていれば ρ^0 と ω への $d\bar{d}$ の寄与の大きさが同じであるため $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 崩壊 $B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊の分岐比は同じであることが期待される。このファクトリゼーションの正当性の検証も未発見の崩壊モードの探索や測定を行う強い動機の 1 つである。

3.2 事象選別

本節では、Belle 実験より収集されたデータからの $B^0 \to J/\psi\omega$ の候補事象選別について述べる。また本解析は、2000 年 1 月から 2003 年 7 月までに収集した積分ルミノシティ $140 fb^{-1}$ のデータを用いており、これは 1.52×10^8B 中間子対生成事象に対応する。

3.2.1 ハドロン事象の選別

Belle 測定器で収集されるデータは、電子 · 陽電子散乱からトリガー条件を満たした全ての事象を含んでいる。すなわち B 中間子対の生成からのハドロン事象の他に、Bhabha 散乱や μ あるいは τ 生成などのバックグラウンドも含まれる。そこで、このようなバックグラウンドを取り除き、研究対象となるハドロン事象を選別する。そのために、以下のような条件を全て満たすことを要求した。

- Good Track が 3 本以上存在する
  Good Track とは、荷電粒子の飛跡のうち以下の 3 つの条件を満たすものである。
  - 飛跡の衝突点に対する最近接点と電子ビームの距離：$|dr| < 2.0cm$
  - 飛跡の衝突点に対する最近接点ち衝突点間の z 座標の差：$|dz| < 4.0cm$
  - xy 平面に投影した飛跡の運動量：$P_t > 0.1GeV/c$

- 飛跡から求めた事象生成点と衝突点間の距離が 1.5cm、z 方向で 3cm 以内である

- 0.1GeV より高いエネルギーを持つシャワーが実験室系において $-0.7 < \cos\theta < 0.9$ の範囲以内に 2 個以上検出されていること
  さらに、こうした選んだ Good Track とシャワーの運動量とエネルギーを $\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツブーストし、以下の条件を満たすことを要求する。

- ECL で検出されたシャワーのエネルギーの総和 (E_{sum}) と $\Upsilon 4S$ 静止系の全エネルギー E_{total} の関係が $0.1 < E_{sum}/E_{total} < 0.8$ であること。

- Good track の条件を満たした飛跡の運動量とシャワーのエネルギーの総和が重心エネルギー 10.58GeV の 20%以上

- 飛跡の z 成分の運動量の総和が重心エネルギーの 50%以下

- 事象の形を表す $R_2 \equiv H_2/H_0 \leq 0.5$ であること。ここで、H_2, H_0 は 2 次と 0 次の Fox-Wolfram モーメントである。[9]

3.2.2 荷電 π 中間子、荷電 K 中間子識別

Belle 検出器では、飛跡測定によって運動量を測り、CDC でエネルギー損失 (dE/dx)、TOF で飛行時間、ACC で光電子数を測り、これらの情報を組み合わせを用いて荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別を行う。運動量領域が識別可能な範囲は、$dE/dx \leq$

$0.8GeV/c$, TOF では $\leq 1.2GeV/c$, ACC では $1.2 \sim 3.5GeV/c$ である。以上 3 つの検出器の情報より、粒子同定確率 $Prob(i:j)$ は

$$Prob(i:j) = \frac{P_i}{P_i + P_j}$$

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。P_i、P_j は i、j それぞれの種類である確率を表し、$Prob(i:j)$ 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。
どちらの粒子であるか識別できない場合は $Prob(i:j) = 0.5$ となる。P_i は 3 つの検出器の情報から求めた確率の積、

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

で与えられる。

3.2.3 電子識別

電子識別には以下の 6 つの物理量を用いる。

- ECL におけるシャワーの位置と外挿した飛跡の位置との合致
- ECL で測定されたシャワーのエネルギー E と CDC で測定された荷電粒子の運動量 p との比 E/p
- ECL でのシャワーの形状 E9/E25
- CDC による dE/dx
- ACC によるチェレンコフ光の収量
- TOF で測定される粒子の飛行時間

これらのうち、特に最初の 4 つについて以下に詳しく説明する。

(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、電子の方が外挿した飛跡とシャ

ワーの位置はよく一致する。シャワーの位置と外挿した飛跡の間の ϕ、θ の差を $\Delta\phi$、$\Delta\theta$ とし、これらを用いて 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 $\Delta\theta$ 分布をそれぞれガウス分布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、且つ 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 に入射したときのシャワーのエネルギー E は、粒子の運動量 p とほぼ等しくなる。一方、π などのハドロンが ECL に入射し、生成したシャワーのエネルギーは粒子の運動量より小さくなる。よって、E/p が 1 に近いものが電子である確率が高い。図 3.2 は電子と π 中間子の E/p 分布である。ここでの荷電粒子の運動量は実験室系の運動量で $0.5 \sim 3.0 \mathrm{GeV/c}$ の領域である。この分布からわかるように電子とハドロン (又は μ 粒子) が容易に区別できる。さらに図 3.3 は E/p 分布のピーク値を実験室系での運動量の関数として示したものである。これをみてわかるように、特に運動量が高くなるほどで電子とハドロンの分離がよくなる。

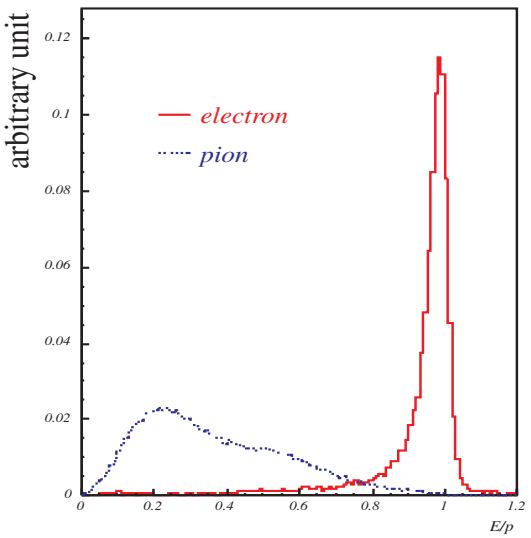

図 3.2: 電子と π 中間子の E/p 分布

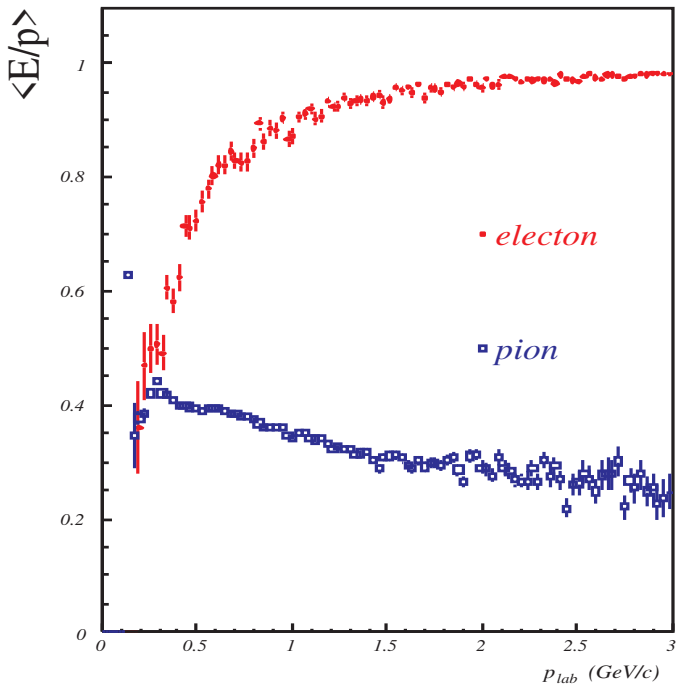

図 3.3: 実験室系での運動量と E/p の分布

(3) シャワーの形状
電磁シャワーとハドロンシャワーは縦横両方向で異なる形をすることを用いて、電子とハドロンの識別を行う。この形の違いを評価するために、ECL 中でシャワーの中心からのカウンターを含み 3×3 の 9 本のカウンター群と 5×5 の 25 本のカウンター群で検出したエネルギーをそれぞれ E9 と E25 と定義し、E9/E25 とする。電子が作る電磁シャワーはそこで発生する電子 (陽電子) と光子がシャワー中心付近に集中しているのに対し、ハドロンが原子核反応で作るシャワーは横方向の広がりが大きくなるため、前者は後者に比べ E9/E25 は 1 に近くなる。このことを電子とハドロンの識別に用いる。

(4) dE/dx
電子は質量が小さいため CDC で測定する dE/dx はハドロンに比べ十分に相対論的上昇の影響を受けており、図 3.4 で示すように、両者は大きく異なる分布を示す。

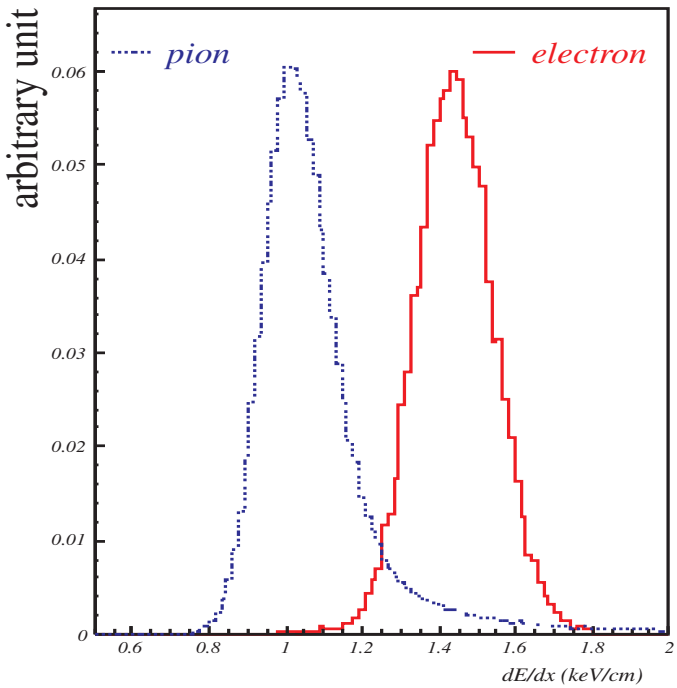

図 3.4: 電子と π 中間子の dE/dx 分布

以上の 6 つの物理量を用いて、電子である確率 P_{eid} は定義される。

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

ここで、i は本小節の冒頭に挙げた 6 つの物理量を表し、$P_e(i)$ 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、$P_h(i)$ はその粒子がハドロンであると同定される確率である。

3.2.4 μ 粒子識別

μ 粒子識別には、KLM、CDC からの情報を用いて、以下の量を用いる。

- KLM まで外挿した飛跡と、実際に KLM で検出された位置との差 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 の確率密度の分布はモンテカルロシュミレーションより求める。
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 $L_{\mu id}$

は 2 つの確率分布関数、$P_\mu^{\Delta R}$、$P_\mu^{\chi^2}$ の積によって得られる。

$$L_{\mu id} = P_\mu^{\Delta R} \times P_\mu^{\chi^2}$$

3.3　J/ψ の再構成

J/ψ は以下のような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する。[10]

- $J/\psi \to e^+\ e^-$: $(5.93\ \pm 0.10)\ \%$
- $J/\psi \to \mu^+\ \mu^-$: $(5.88\ \pm 0.10)\ \%$

この 2 つの崩壊モードをを用いるために、J/ψ を再構成するには、まずはじめに荷電粒子の中から電子と μ を選びだす必要がある。そこで、前節で述べたような電子識別、μ 識別より、以下のような条件を課す。

- e^+ または e^- の候補　: $P_{eid} > 0.01$ であること
- μ^+ または $\mu-$ の候補 : $L_{\mu id} > 0.1$ であること

この条件により同定されたレプトン候補の荷電粒子のうち同じフレーバーで電荷が互いに逆符合のものを組み合わせ、その不変質量を計算する。
ただし、J/ψ が電子 · 陽電子対に崩壊するときには、電子あるいは陽電子は制動放射を起こし、2 光子を放出し、再構成した飛跡から求めた運動量が実際より低くなる場合がある。これを補うために、電子あるいは陽電子が生成したときの運動量ベクトルから 50mrad 以内に、ECL が検出した光子の四次元運動量を、飛跡から求めた四次元運動量に加える。
こうして再構成した不変質量を図 3.5 に示す。上段がモンテカルロシュミレーション、下段がデータ、さらに左側が $J/\psi \to e^+e^-$ 、右側が $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ である。
図 3.5 からわかるように、電子対の方が μ 粒子対よりも低い方でテールをひいている。これは電子対の方が、制動放射による損失を完全に回復できていない影響があるためである。よって、電子対の不変質量の下限を μ 粒子対の下限 $(M_{\gamma\gamma})$ よりも低く設定し、

$$\begin{aligned} 2.947 < \quad M_{ee(\gamma\gamma)} \quad &< 3.133 \\ 3.037 < \quad\ M_{\mu\mu} \quad\ &< 3.133 \end{aligned}$$

を満たすものを J/ψ の候補とする。さらに、この組み合わせに、バーテックスフィットとマスコンストレイントフィットを施す。

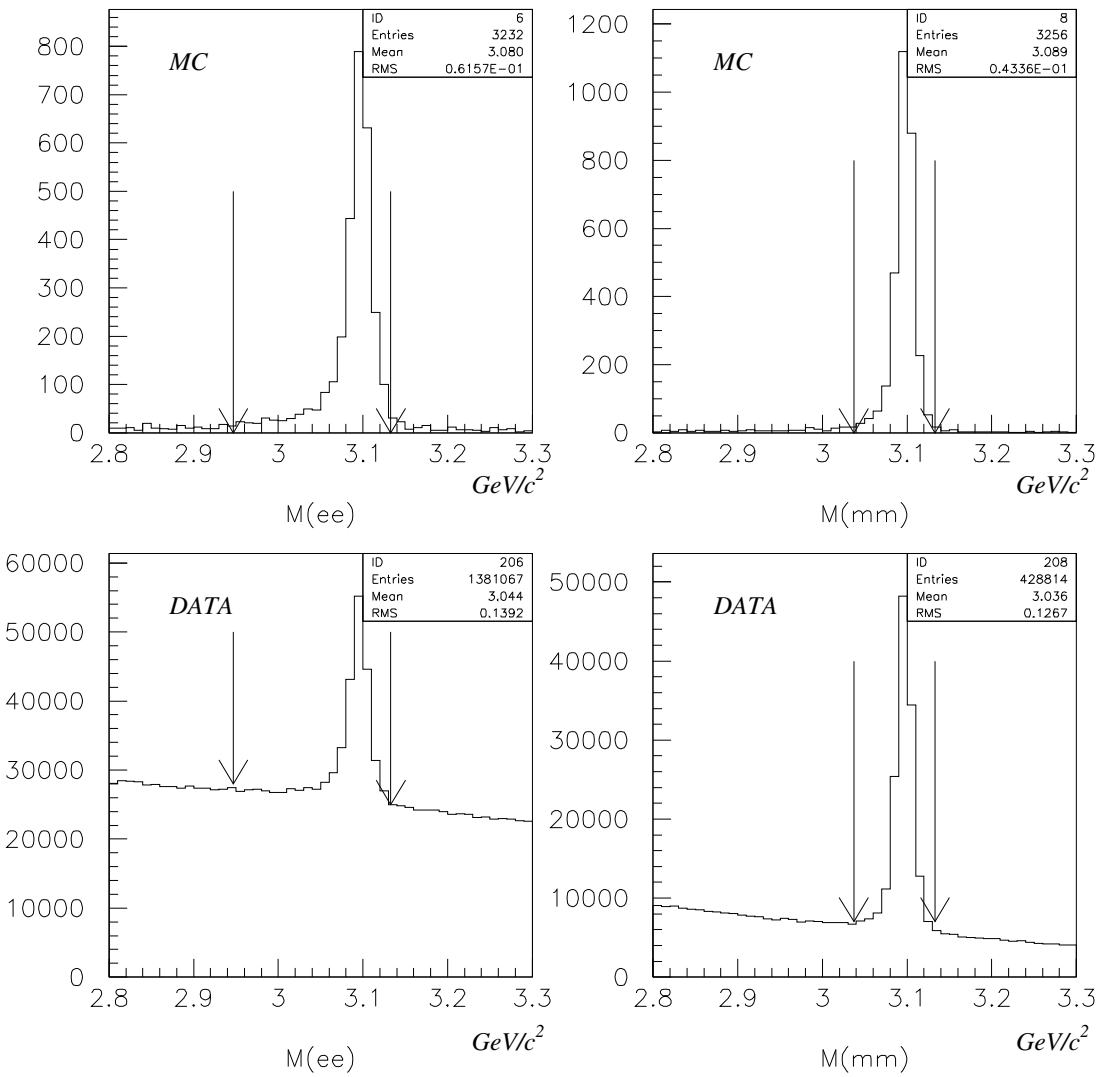

図 3.5: レプトン対の不変質量分布
上段:10000 事象を用いたモンテカルロシュミレーション、下段:データ
左側：e^+e^- 対、右側：$\mu^+\mu^-$ 対

- バーテックスフィット : あるレプトン対が 1 つの J/ψ 粒子から来ている場合は、その 2 つのレプトンの飛跡は、同一の点 (崩壊点) から発生していなくてはならない。これを束縛条件として、最小二乗法を適用し、運動量を求め直す。
- マスコンストレイントフィット : レプトン対の不変質量が J/ψ 粒子の既知の不変質量に一致することを束縛条件として最小二乗法を適用してレプトン対の運動量を求め直す。

3.4 $\omega \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の再構成

ω はほぼ 89.1%の確率で $\pi^+\pi^-\pi^0$ に崩壊する。まず、以下の条件を満たすものを荷電 π 中間子の候補とした。

$$\begin{aligned} \cdot P_{eid} &< 0.1 \\ \cdot L_{\mu id} &< 0.9 \\ \cdot P_K &< 0.4 \end{aligned}$$

ここで P_K は K 中間子である確率を表す。
さらに、K^0_S を起源とする荷電 π 中間子を取り除くために、π^+ と π^- が同一の点から発生しており、その π 中間子対の運動量ベクトルと崩壊点の位置ベクトルとの間の角度が $0.15rad$ 以内であるとき、π 中間子対の不変質量が $0.490GeV/c^2$ から $0.506GeV/c^2$ までの範囲に入る場合、それらの荷電 π 中間子は除いた。

また、π^0 はほぼ 100%の確率で $\gamma\gamma$ に崩壊する。そこで、$50\mathrm{MeV/c}$ 以上の運動量を持つ光子を 2 つ組み合わせて、その不変質量を

$$0.118 \ < \ M_{\gamma\gamma} \ < \ 0.15 \ (GeV/c^2)$$

の範囲のものを π^0 の候補とした。さらに π^0 の運動量分解能を良くするために、マスコンストレイントフィットを施した。
以上の条件を満たした π^+、π^- と π^0 の組合わせを作り、その不変質量が

$$0.75 \ < \ M_{\pi^+\pi^-\pi^0} \ < \ 0.81 \ (GeV/c^2)$$

の範囲のものを ω の候補とした。図 3.7 に 3π の不変質量を示した。これらは全ての運動量領域における 3π の示す分布であるが、$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊で再構成すべき ω は $\Upsilon(4s)$ 静止系での運動量が $1GeV/c^2$ 以上であることを考慮し、その運動量領域における 3π の質量分布も図 3.6 に示した。

さらに、上の不変質量の領域の範囲内の ω の候補に対して、マスバーテックスフィットを施した。マスバーテックスフィットとは、3π の不変質量が ω の既知の質

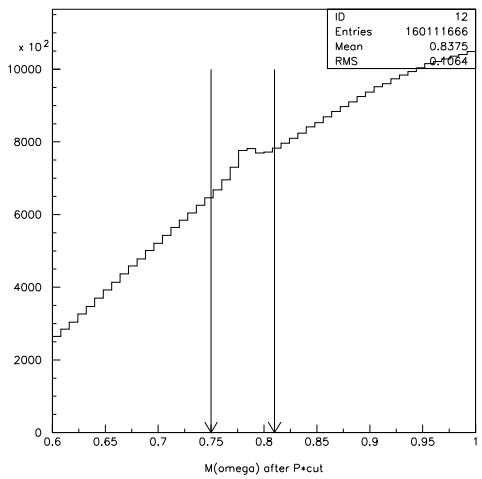

図 3.6: $\Upsilon(4s)$ 静止系での運動量が $1.0GeV/c^2$ の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 質量分布 (実験データ)

量 $0.782GeV/c^2$ と一致し、且つ 3π が同一の崩壊点から生成しているという 2 つを束縛条件のもとで、最小二乗法を用いて、最適と考えられる崩壊点の座標と 3π の運動量を得ることである。

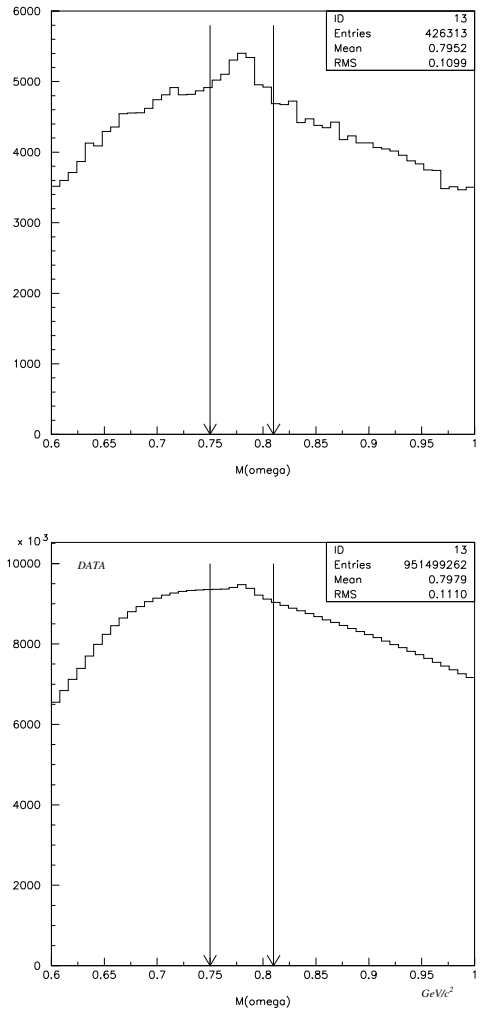

図 3.7: ω の不変質量分布：上段が $B^0 \to J/\psi\omega$ のシグナルモンテカルロシュミレーション 10000 事象、下段が実験データ

3.5 $B^0 \to J/\psi\omega$ の再構成

こうして再構成した J/ψ と ω を用いて、$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊の候補事象を再構成した。この時、J/ψ 粒子の崩壊点と ω の崩壊点との間の距離が $4mm$ 以内であることを要求した。B 中間子を再構成するには 2 つの変数 M_{bc}(ビームコンストレイントマス)、ΔE(エネルギー保存変数) を利用する。以下に 2 つの変数の定義を示す。

$$M_{bc} = \sqrt{\left(E^*_{beam}\right)^2 - |\vec{P^*_{J/\psi}} + \vec{P^*_{\omega}}|^2} \tag{3.1}$$

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

ここで、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 $1/2$)
$\vec{P^*_{J/\psi}}, E^*_{J/\psi}$: J/ψ の運動量とエネルギー
$\vec{P^*_{\omega}}, E^*_{\omega}$: ω の運動量とエネルギー

である。

M_{bc} は J/ψ と ω を組合わせた不変質量である。もしも同一の B 中間子から発生した J/ψ と ω の正しい組み合わせであれば B 中間子の質量 $5.279GeV/c^2$ と一致する。E_{beam} 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、$5.29GeV/c^2$ である。これは、$\Upsilon(4S)$ から B 中間子対が発生する際の二体崩壊の運動学に基づいており、本来の B 中間子が持つ厳密なエネルギーなので、これを用いることで不変質量の精度が向上する。加速器のビームエネルギーの広がりの寄与は存在するが、それは検出器のエネルギー分解能に比べて非常に小さく、M_{bc} 分布の標準偏差で $3MeV/c^2$ 程度である。よって、誤った組合わせを排除するのに非常に有効に働く。

ΔE は $\Upsilon(4S)$ 静止系において、本来の B 中間子のエネルギーと、終状態に現れる J/ψ と ω のエネルギーの総和との間の差である。もし、J/ψ と ω が同一の B 中間子から崩壊したのならば、ΔE は測定器の分解能の範囲内で 0 と一致する。
また、後述するように、$B^0 \to J/\psi K^{*0}(K^{*0} \to K^+\pi^-)$ という経過がバックグラウンドとして大きく寄与する。そこで、J/ψ と $K^\pm\pi^\mp$ の組み合わせをとり、$5.270 < M_{bc} < 5.290(GeV/c^2)$ 且つ、$-0.03 < \Delta E < 0.03(GeV/c^2)$ の範囲に入る組み合わせを持つ事象は取り除いた。

以上のことをを用いて $B^0 \to J/\psi\omega$ 事象の選別を行った。図 3.8 はシグナルのモンテカルロシュミレーション 10000 事象の、M_{bc}、ΔE および、M_{bc} と ΔE の 2 次

元分布である。この結果、

$$-0.06 < \Delta E < 0.05 GeV$$
$$5.270 < M_{bc} < 5.290 GeV/c^2$$

の領域に入るものをシグナル領域とし、このシグナル領域に入った事象をシグナル事象とする。さらにこのシグナル領域に入っている 1 つの事象に対して、複数個の組合わせが存在するとき、ω の再構成する際のマスバーテックスフィットの χ^2 が一番小さい組合わせのものを選んだ。これを Best candidate selection と呼ぶ。
これよりシグナル領域で 111 事象の $B^0 \to J/\psi\omega$ 候補を観測した。またシグナルのモンテカルロシュミレーションより検出効率 11.1 %を見積もった。

図 3.9 に $140 fb^{-1}$ のデータを用いた結果を示す。これよりシグナル領域で 111 事象の $B^0 \to J/\psi\omega$ 候補を観測した。

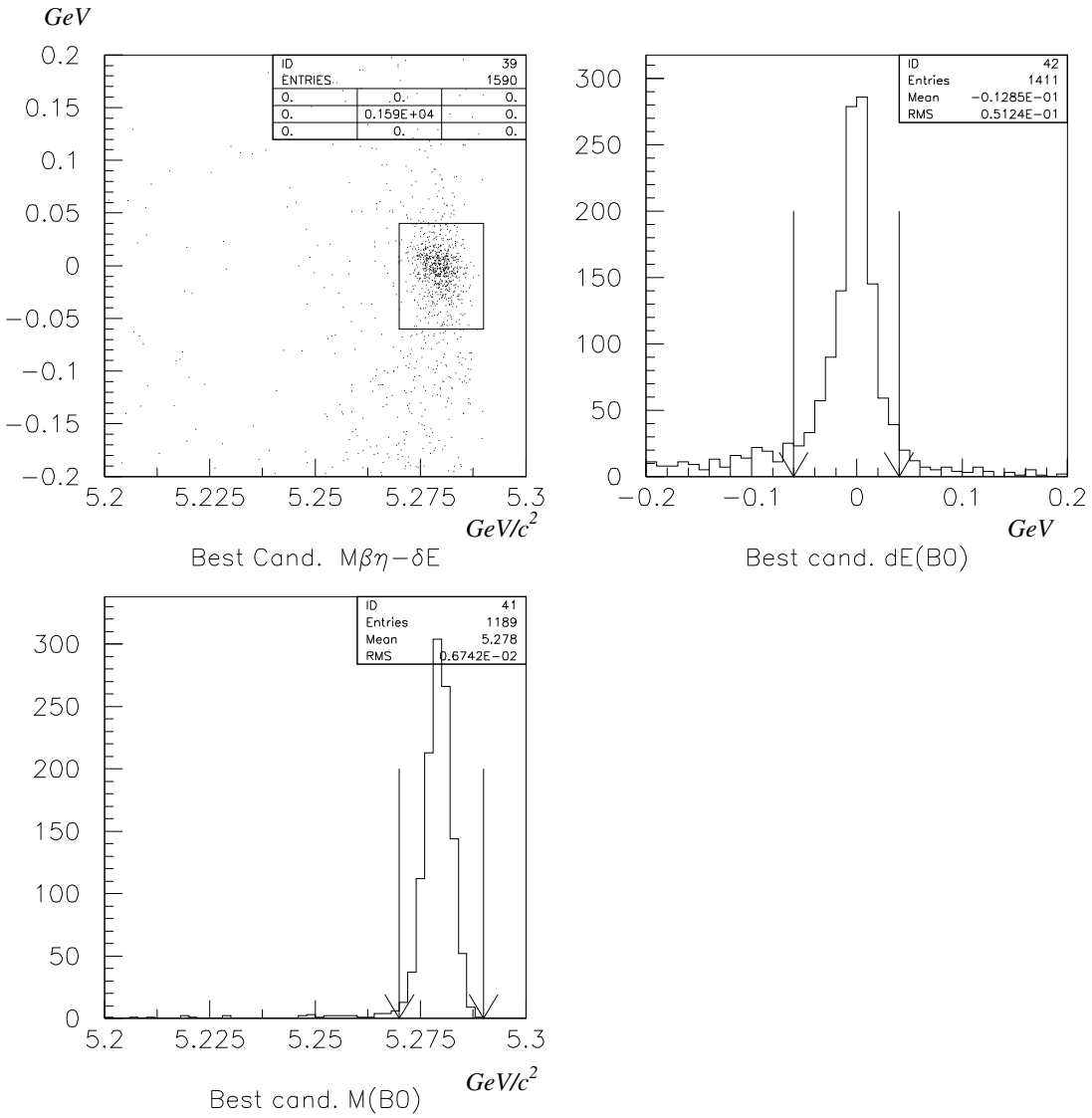

図 3.8: $B^0(\bar{B}^0) \to J/\psi\omega$ のモンテカルロシュミレーション 10000 事象を用いた、
$\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、
$5.27 < M_{bc} < 5.29(GeV/c^{2})$ の範囲の ΔE 分布 (上段:右)、
$-0.06 < \Delta E < 0.04(GeV/c^{2})$ の範囲の M_{bc} 分布 (下段)

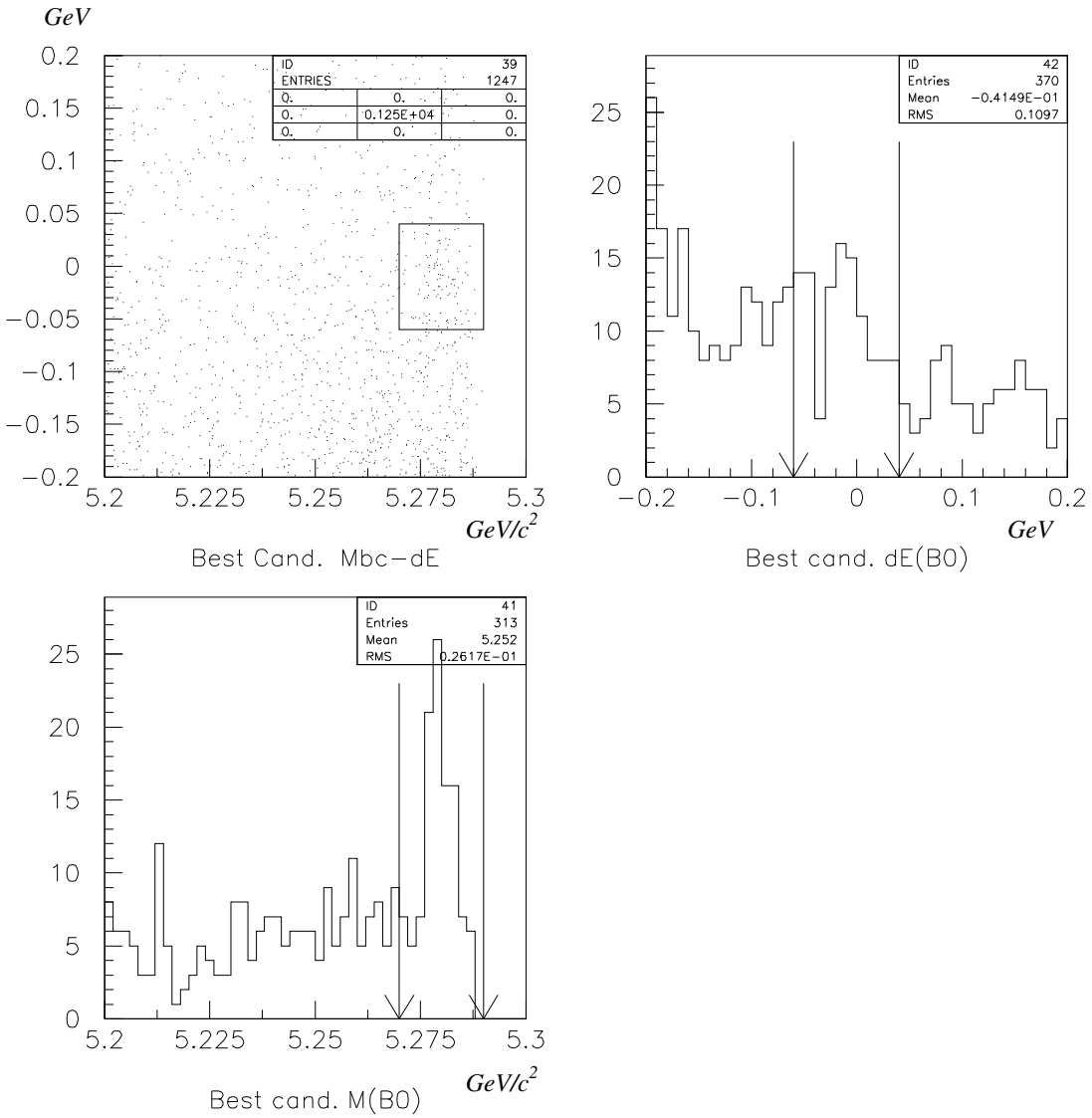

図 3.9: $140fb^{-1}$ データを使用した、$\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、
$5.27 < M_{bc} < 5.29(GeV/c^2$ の範囲の ΔE 分布 (上段:右)、
$-0.06 < \Delta E < 0.04(GeV/c^2)$ の範囲の M_{bc} 分布 (下段)

3.6 バックグラウンドの見積もりと $B^0 \to J/\psi K_0^*$ 事象の排除

B 中間子対生成においてどちらか一方に J/ψ 粒子が含まれる崩壊をしたモンテカルロシュミレーションのデータ 12.9×10^6 事象を用いてバックグラウンドを見積もった。片方の B 中間子が J/ψ 粒子を含む崩壊をし、この事象中に現れる多数の $\pi^+\pi^-\pi^0$ の組み合わせが偶然シグナル領域に入った時にバックグラウンドになりうる。
バックグラウンドとしての寄与が最も大きい過程がすでに触れたように、

$$B^0 \to J/\psi K^{*0}(K^{*0} \to K^+\pi^-)$$

である。これは、K^{*0} から生じた K 中間子を π 中間子と見誤り、さらに π^0 と組み合わせをとったものが、ω と認識される場合があるためと考えられる。

そのため、前節で説明したように、この崩壊過程として再構成された事象は取り除いた。この崩壊を取り除く前後のシグナル領域に入ってくる事象数をモンテカルロシュミレーションを用いて比べてみると、

	シグナル事象	バックグラウンド
$B^0 \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊を取り除く前	1180	3861
$B^0 \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊を取り除いた後	1110	2863
前後の事象数の割合	93.2 %	74.2 %

となっている。これからわかるように、$B^0 \to J/\psi K^{*0}$ 崩壊をする事象を取り除くと、シグナル事象もやや減ってはしまうが、バックグラウンドの減る割合がより大きいので、シグナルとバックグラウンドの比が改善する。図 3.10 のヒストグラムがモンテカルロシュミレーションより見積もられたバックグラウンドであり、点がデータを示す。これよりバックグラウンドを 85.9 事象と見積もった。
図 3.10 の ΔE の分布をみると、$-0.1(GeV/c^2) < \Delta E$ の範囲でモンテカルロシュミレーションはシグナルを除いた実験データの分布をよく再現しており、バックグラウンドの見積もりには問題がないことがわかる。
$-0.16 < \Delta E < -0.1 GeV/c^2$ の範囲では実験データに事象数の欠損があるように見えるが、これはシュミレーションが J/ψ を含む B 中間子の多体崩壊過程を多く見積もり過ぎている可能性もあり、現時点で断定的な結論をだすのは難しい。
また、M_{bc} についてはモンテカルロシュミレーションとデータの振る舞いはよく一致している。

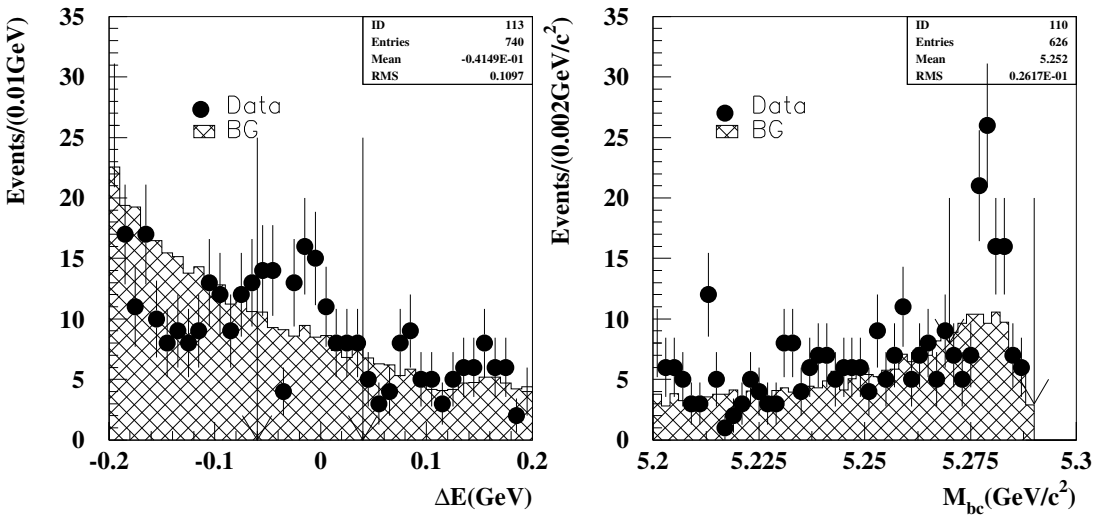

図 3.10: シュミレーションを用いたバックグラウンドの見積もり: ヒストグラム部分がシュミレーションより見積もったバックグラウンド、点はデータを表している。左は $5.27 < M_{bc} < 5.29(GeV/c^2)$ の範囲の ΔE 分布、右は $-0.06 < \Delta E < 0.04(GeV/c^2)$ の範囲の M_{bc} 分布である。矢印の範囲内のものをシグナル事象とした。

3.7 崩壊分岐比の導入

$B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊の崩壊分岐比は以下の式から得られる。

$$Br(B^0 \to J/\psi\omega) = \frac{N_{obs} - N_{BG}}{\epsilon Br(J/\psi \to l^+l^-)Br(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0)N_{B^0}}$$

この式に用いる値は以下のものである。

$$\begin{aligned}
B^0 \to J/\psi\omega\text{事象数} &: N_{obs} = 111\ \text{事象} \\
\text{バックグラウンド事象数} &: N_{BG} = 85.9\ \text{事象} \\
\text{検出効率} &: \epsilon = 11.1\% \\
B\bar{B}\text{事象数} &: N_{B^0} = 151,961,218\ \text{事象} \\
J/\psi \to l^+l^-\text{の崩壊分岐比} &: Br(J/\psi \to l^+l^-) = (11.18 \pm 0.2)\% \\
\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0\text{の崩壊分岐比} &: Br(\omega \to \pi^+\pi{-}\pi^0) = (89.1 \pm 0.7)\%
\end{aligned}$$

したがって、崩壊分岐比の中心値は 1.4×10^{-5} である。統計誤差は以下の式より求めた。

$$\begin{aligned}
&\frac{\sqrt{N_{obs}}}{\epsilon Br(J/\psi \to l^+l^-)Br(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0)N_{B^0}} \\
&\qquad = 0.6 \times 10^{-5}\ (42\%)
\end{aligned}$$

最後に系統誤差について考察する。表 3.1 に系統誤差をまとめたものである。

検出効率はシグナルモンテカルロシュミレーションを用いて、シグナル領域中に見出した事象数の統計誤差から見積もった。
J/ψ と ω の崩壊分岐比は PDG2003 の世界平均の誤差である。
$B^0(\bar{B^0})$ の数の不定性は B 中間子対生成事象数の不定性と等しい。
バックグラウンドの統計誤差はシグナル領域中に見いだしたバックグラウンドのシュミレーション事象数の統計誤差と該当する崩壊過程の崩壊分岐比の誤差から見積もった。

ここで、粒子の再構成に関する系統誤差について述べる。[11]

◎ 飛跡の再構成による不定性は、$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊と $\eta \to \gamma\gamma$ 崩壊から得た η の数、$N(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0) = N_1$、$N(\eta \to \gamma\gamma)$ の比、N_1/N_2 を得ることで求められる。π^0 はほぼ $100\%\gamma\gamma$ に崩壊するため、$\gamma\gamma$ からの検出効率の不定性は比をとることでキャンセルされ、荷電粒子 $\pi^+\pi^-$ のみの検出効率を求められる。そして、データとモンテカルロシュミレーションの N_1/N_2 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した。よって荷電粒子 1 個当りの不定性はその半分で 2% となる。本

系統誤差	
検出効率 ϵ	3.0 %
$J/\psi \to l^+l^-$	1.7 %
$\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$	0.8 %
$B\bar{B}$ 中間子数	0.7 %
バックグラウンドの見積もり	20.5 %
粒子の再構成	12.0 %
計	24.0 %

粒子の再構成に関するの系統誤差の内訳	
飛跡の再構成	8.0 %
レプトンの同定	4.0 %
π/K 識別	4.0 %
π^0 の検出	7.0 %
計	12.0 %

表 3.1: 系統誤差

研究では、4 個の荷電粒子なので飛跡の再構成による不定性は 8% となる。

◎ レプトンの同定による不定性は、J/ψ の再構成を用いて求められる。J/ψ を再構成する際、片方がレプトンであり、もう一方は荷電粒子であれば良いという条件をつけて同定した場合 (single tag) と両方ともレプトンであると同定した場合 (double tag) のそれぞれで観測された J/ψ の数を比較する。このことより、レプトン 1 個当りのレプトン同定の識別効率が得られ、データとモンテカルロシュミレーションの差をとって、レプトン同定の不定性とした。

◎ π/K 識別の不定性、すなわち $\pi^{\pm}$ と $K^{\pm}$ を間違える確率の不定性は、$D^{*0} \to D^0\pi^+$ ($D^0 \to K^-\pi^+$) 崩壊を用いて求められる。この場合 D^{*0} と D^0 の質量はほとんど同じであるため、D^{*0} から D^0 と共に崩壊する π^+ の運動量は低くなる。D^0 の崩壊で生じる粒子の内、この低運動量の π 中間子と同じ電荷であるとき π 中間子、逆電荷であるとき K 中間子となる。この崩壊よりデータとモンテカルロシュミレーションの差から π/K 識別の不定性を見積もる。

◎ π^0 の検出効率の不定性は $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ 崩壊と $D^0 \to K^-\pi+$ 崩壊のそれぞれの D^0 中間子の数のの比をとる。これは荷電粒子の飛跡の再構成と同じ方法であり、キャンセルされる不定性は荷電粒子の検出効率の不定性である。よって、この比より π^0 の検出効率が求められ、これのデータとモンテカルロシュミレーションの差か

ら π^0 の検出効率の不定性を求めた。

以上より、Belle が収集した $140fb^{-1}$ のデータを用いた $B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊の崩壊分岐比は、

$$Br(B^0 \to J/\psi\omega) = (1.4 \pm 0.6(stat.) \pm 0.3(sysm.)) \times 10^{-5}$$

となる。stat. は統計誤差を、sysm. は系統誤差を表す。また、この測定の有意性は 2σ 程度しかないので、これを 90 % Confidence Level の崩壊確率を上限値に直すと、

$$Br(B^0 \to J/\psi\omega) < 2.3 \times 10^{-5}(90\%C.L)$$

となる。

第4章　まとめ

KEKB 加速器/Belle 測定器を用いて収集された、$1.52\times10^8 B\bar{B}$ 事象を用いて $B^0 \to J/\psi\omega$ 崩壊の候補事象 111 事象を観測した。その内、85.1 事象のバックグラウンドであり、この結果から崩壊分岐比を測定した。

$$\underline{Br(B^0 \to J/\psi\omega) = (1.4 \pm 0.6(stat.) \pm 0.3(sysm.)) \times 10^{-5}}$$

を得た。また、これを 90%Confidence Level を上限値として表すと、

$$\underline{Br(B^0 \to J/\psi\omega) < 2.3 \times 10^{-5}(90\%C.L)}$$

となり、これまでの世界平均の上限値、

$$Br(B^0 \to J/\psi\omega) < 2.7 \times 10^{-4}(90\%C.L)$$

を 1 桁更新した。
以上より今後のデータの増加により、近い将来有限な崩壊分岐比を得て、$B^0 \to J/\psi\rho^0$ 等の崩壊モードとの比較により、$b \to c\bar{c}d$ 遷移におけるファクトリゼーションの正当性の是非を検討する見通しを明らかにした。

関連図書

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

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

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

[4] T.D. Lee amd C.N. Yang, Phys. Rev.**104**,254(1956).

[5] C.S. Wu, E.Amblrt, R.Hayward, D.Hoppes,and R.Hudson, Phys. Rev **105**,1413(1957).

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

[7] The BELLE Collaboration, Letter of Intent for A Study of CP Violation in B Meson Decays (1994).

[8] K.Abe *et al.*(BELLE Collaboration),Phys.Rev.Lett.**87,**(2001).

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

[10] in the 2003 Review of Particle Physics , ホームページ *http* : *//pdg.lbl.gov/*2003/*contentslistings.html*

[11] K.Abe *et al.*(Belle collaboration), Study of $B^0 \to J/\psi\pi^0, J/\psi\eta and J/\psi\rho^0$ Decays , BELLE-CONF-0209 (2002).

[12] 池田享子 , π^0 中間子を用いたエネルギー再構成に関する研究と $B^0 \to J/\psi\pi^0$ 崩壊の観測, 2000 年度 修士学位論文.

[13] 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 $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊の観測, 2001 年度 修士学位論文.

[14] 下山みほ , $B^0 \to J/\psi\rho^0$ 過程の崩壊分岐比測定, 2001 年度 修士学位論文.

[15] 小林誠 , 消えた反物質.

謝辞

本論文を仕上げるにあたり、いろいろとご指導してくださった先生、先輩にこの場を借りてお礼申し上げます。
野口先生には研究以外の生活における姿勢や、高エネルギー物理学の基礎など、多岐にわたりご指導いただきました。
宮林先生には研究のことについて直接指導していただき、理解できないところは丁寧に教えていただきました。おかげで論文を形にすることができました。
林井先生には的確なアドバイスをいただきました。また、内田先輩にはお忙しい中、本当にたくさんの質問、疑問に答えていただき本当に感謝しております。また、このような国際的な実験グループに参加できる場所を提供してくださったことに深く感謝いたします。最後に、高エネルギー研究室のみなさまにもたくさんお世話になりました。本当にありがとうございました。